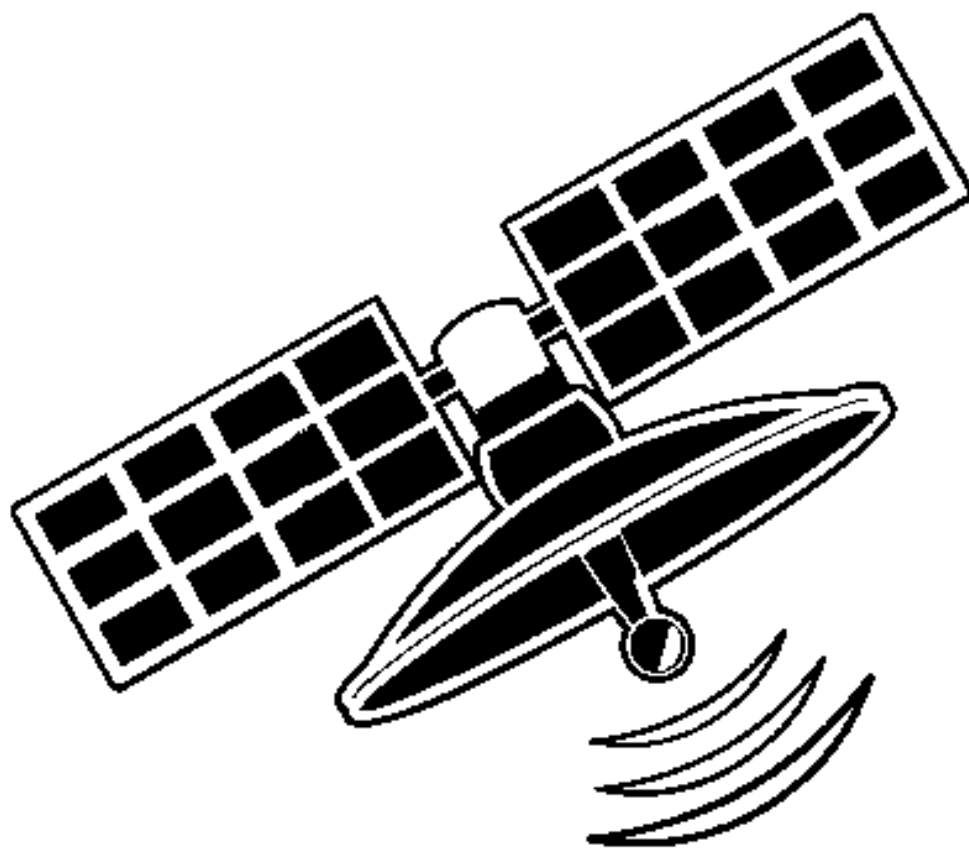


Е.Г. Лебедько

СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ



**Санкт-Петербург
2012**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

Е.Г. Лебедько

СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ

**Учебное пособие
Часть 2**



Санкт-Петербург
2012

Лебедько Е.Г. Системы оптической локации, часть 2, Учебное пособие для ВУЗов. – СПб: НИУ ИТМО, 2012. – 129 с.

Во второй части учебного пособия излагаются теоретические положения оптических локационных систем с инерционными приемниками. Рассматривается влияние временного формирования излучения на обнаружение и оценку информационных параметров принимаемых сигналов, приводятся энергетический и точностной расчеты оптических локаторов.

Учебное пособие предназначено для студентов по направлению подготовки бакалавров и магистров 200400 – «Оптотехника» и по специальности 200401 - "Электронные и оптико-электронные приборы и системы специального назначения".

Рекомендовано Учебно-методическим объединением вузов Российской Федерации по образованию в области приборостроения и оптоэлектроники для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200400 – Оптоэлектроника и по специальности 200401 - Электронные и оптико-электронные приборы и системы специального назначения, протокол № 2 от 28.02.2012



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2012

©Е.Г. Лебедько, 2012

Содержание

	Стр.
3. Прием оптических сигналов в системах с инерционными фотоприемниками.....	5
3.1 Характеристики приемных систем с инерционными Приемниками.....	5
3.2 Анализ основных характеристик приемно-усилительного тракта локатора в условиях инерционного приема.....	11
3.3. Влияние отступлений от условий оптимальной фильтрации на характеристики обнаружения.....	18
3.4 Влияние инерционности входной цепи на дисперсию оценок информационных параметров сигналов.....	30
3.4.1. Дисперсия оценки величины сигнала.....	30
3.4.2. Дисперсия оценки времени запаздывания.....	32
3.4.3. Дисперсия оценки времени запаздывания при отступлении от условий оптимальной фильтрации.....	34
3.5. Согласование фотоприемника с электронной схемой.....	39
4. Влияние временного формирования оптических сигналов на обнаружение и оценку информационных параметров.....	44
4.1. Потенциальные возможности временного преобразования излучения в оптических локаторах.....	44
4.2. Влияние длительности оптических сигналов заданной энергии на условия их обнаружения.....	48
4.3. Влияние формы оптических сигналов заданной энергии на условия их обнаружения.....	55
4.4. Влияние изменения длительности оптических сигналов постоянной величины на их обнаружение.....	62
4.5. Влияние временного формирования лучистых сигналов на условия обнаружения на фоне помех с пуассоновской статистикой.....	65
4.6. Эффективность временного преобразования сигнала при инерционном приеме.....	70
4.7. Эффективность преобразования энергетического подобия при неоптимальной фильтрации.....	73
4.8. Влияние временного формирования излучаемого сигнала заданной энергии на его обнаружение в условиях нестационарного облучения.....	76
4.9. Влияние временного формирования излучения на дисперсии оценок информационных параметров.....	78
4.9.1. Влияние временного формирования принимаемого сигнала на дисперсию оценки его величины.....	78
4.9.2. Влияние временного формирования принимаемого сигнала на дисперсии времени запаздывания сигнала и	

доплеровскую добавку частоты.....	82
5. Энергетический и точностной расчеты оптических локационных систем.....	96
5.1. Определение требуемых значений отношений порог/шум и сигнал/шум.....	96
5.2. Выбор фотоприемника и определение порогового лучистого потока.....	100
5.3. Определение требуемой мощности излучения.....	106
5.4 Точностной расчет.....	109
5.4.1.Измерение дальности до объекта.....	111
5.4.2. Измерение величины принимаемого сигнала.....	118
Литература.....	119

3. Прием оптических сигналов в системах с инерционными фотоприемниками

3.1 Характеристики приемных систем с инерционными приемниками

В приемных устройствах импульсных оптических локаторов широко используются фотодиоды, обладающие высокими квантовой эффективностью, компактностью и относительно низкой величиной темнового тока, но имеющие определенную емкость $p-n$ перехода. При этом необходимость выбора относительно высоких значений сопротивления нагрузки фотодиода приводит к значительным величинам постоянной времени входной цепи (фотоприемного контура), которая определяет входную инерционность в схемах с фотодиодами.

Эта инерционность не будет влиять на обнаружение и дисперсию оценок параметров оптических импульсов любой длительности лишь при условии, при котором шумами усилителя можно пренебречь. В этом случае инерционность входной цепи без каких-либо последствий может быть скомпенсирована в усилительном устройстве, например, посредством использования частотно зависимых отрицательных обратных связей.

Влияние шумов усилительного устройства на условия обнаружения и выделение параметров сигнала можно оценить, используя обобщенную структурную схему приемного тракта оптического локатора [11], приведенную на рис.3.1.

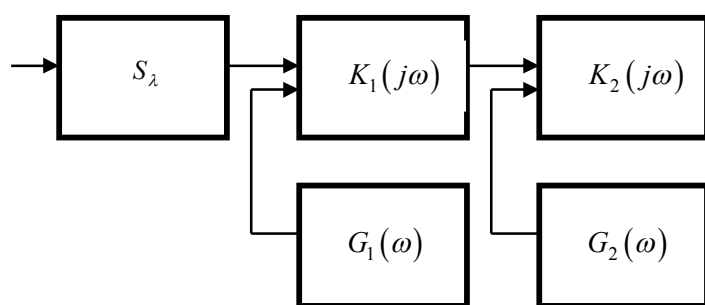


Рис.3.1. Обобщенная структурная схема приемного тракта оптического локатора

На рис.3.1. обозначены: S_λ - чувствительность фотоприемника на принимаемой волне излучения λ , $K_1(j\omega)$ - передаточная функция входной цепи (фотоприемного контура), $K_2(j\omega)$ - передаточная функция усилителя, $G_1(\omega)$ - энергетический спектр шумов входной цепи, $G_2(\omega)$ - энергетический спектр шумов усилителя.

Будем исходить из того, что фотоприемный контур можно представить в виде параллельного соединения сопротивления и емкости. Ввиду того, что фотоприемник представляет собой эквивалентный генератор тока, физически реальной входной величиной для фотоприемного контура является ток, а выходной – напряжение, подводимое ко входу усилителя. Следовательно, энергетический спектр шумов, приведенных к входу фотоприемного контура, можно представить в виде

$$G(\omega) = G_1(\omega) + \frac{G_2(\omega)}{K_I^2} (1 + \omega^2 T_n^2) = G_1(\omega) + G_2^*(\omega) (1 + \omega^2 T_n^2), \quad (3.1)$$

так как в этом случае согласно принятому предположению передаточная функция входной цепи (фотоприемного контура) будет равна

$$K_1(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega T_n}. \quad (3.2)$$

В формулах (3.1) и (3.2) обозначены: $G_2^*(\omega) = \frac{G_2(\omega)}{K_I^2}$; $T_n = RC$ -

постоянная времени входной цепи; R - сопротивление входной цепи, которое в основном определяется сопротивлением нагрузки фотоприемника;

C - емкость входной цепи, состоящей из емкости фотоприемника, емкости монтажа и входной емкости усилительного каскада; $K_I = RS_0$ - коэффициент усиления усилительного каскада по току, S_0 - крутизна вольтамперных характеристик активного элемента усилительного каскада.

Следует отметить, что в формуле (3.1) не учтена низкочастотная составляющая шумов входной цепи, которая может в определенной степени повлиять на условия обнаружения и оценку параметров лишь при приеме сигналов относительно большой длительности.

Требуемая передаточная функция приемного тракта

$$K(j\omega) = K_1(j\omega)K_2(j\omega) \quad (3.3)$$

формируется путем соответствующего выбора передаточной функции $K_2(j\omega)$ усилителя. При оптимальной линейной фильтрации передаточная функция приемного тракта определяется выражением

$$K(j\omega) = \frac{k_\phi S^*(j\omega)}{G_1(\omega) + \frac{G_2^*}{|K_1(j\omega)|^2}} e^{-j\omega t_0}, \quad (3.4)$$

где $k_\phi = const$; $S^*(j\omega)$ - функция комплексно сопряженная спектральной функции принимаемого сигнала $S(j\omega)$.

При этом

$$K_2(j\omega) = K(j\omega)(1 + j\omega T_n).$$

$$\text{Так как } G_1(\omega) = 2eI + \frac{4kT^0}{R} = G_1, \text{ а } G_2^*(\omega) = \frac{2eI_A}{K_I^2} = G_2^* \text{ (} e \text{- заряд}$$

электрона, I - среднее значение тока фотоприемника, k - постоянная Больцмана, T^0 - температура окружающей среды, I_A - рабочая точка усилительного каскада), то соотношение (3.4) можно записать в следующем виде

$$K(j\omega) = K(0) \frac{1+m}{S(0)} \cdot \frac{S^*(j\omega)}{1+m+mT_n^2\omega^2} e^{-j\omega t_0}, \quad (3.5)$$

$$\text{где } m = \frac{G_2^*}{G_1}.$$

При оптимальной линейной фильтрации отношение сигнала к шуму с учетом (3.5) будет определяться выражением

$$\mu = \mu(T_n) = a_{\text{ex}} \left[\frac{2}{\pi G_1} \int_0^\infty \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Здесь a_{ex} - величина входного сигнала, $S_0(j\omega)$ - спектральная функция нормированного по величине входного сигнала.

Относительное ухудшение сигнала к шуму, обусловленное влиянием инерционности входной цепи, можно характеризовать выражением

$$\alpha = \frac{\mu(T_n)}{\mu(0)} = \left[\frac{J_1(T_n)}{J_1(0)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.7)$$

где $\mu(0)$ - величина отношения сигнала к шуму при безынерционном приеме;

$$J_1(T_n) = \int_0^\infty \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}; \quad J_1(0) = \int_0^\infty \frac{|S_0(j\omega)|^2}{1+m} d\omega.$$

Кроме отношения сигнала к шуму при проектировании приемных устройств оптических локационных систем требуется расчет выходных параметров сигнала и помех. При этом инерционность входной цепи может оказывать существенное влияние как на импульсный коэффициент передачи приемного тракта, так и на уровень выходных шумов.

Для различных форм сигналов и характеристик фильтров проведен расчет импульсных коэффициентов передачи и эффективных полос пропускания применительно к приемным системам с безынерционными

фотоприемниками. При этом показано, что в условиях оптимальной либо квазиоптимальной фильтрации относительное уменьшение величины сигнала, обусловленное ограниченной полосой пропускания тракта, в большинстве случаев не превосходит 20 -30%. В системах с инерционными фотоприемниками относительное уменьшение сигнала при его оптимальной фильтрации может быть гораздо более существенным вследствие сужения полосы пропускания тракта [11].

Импульсный коэффициент передачи K_u линейной системы, имеющей передаточную функцию $K(j\omega)$, может быть определен формулой

$$K_u = \frac{a_{\text{вых}}}{a_{\text{вх}}} = \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_0(j\omega) K(j\omega) e^{j\omega t_0} d\omega \right], \quad (3.8)$$

где $a_{\text{вх}}$ и $a_{\text{вых}}$ - величины входного выходного сигналов, t_0 - момент времени, соответствующий максимуму выходного сигнала.

Для систем с инерционной входной цепью при оптимальной фильтрации выражение для нормированного импульсного коэффициента передачи получит вид

$$k_u(T_n) = \frac{K_u}{K_0} = \frac{1+m}{\pi S_0(0)} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2} = \frac{1+m}{\pi S_0(0)} J_1(T_n), \quad (3.9)$$

где $K_0 = K(0)$ - максимальное значение модуля передаточной функции приемного тракта.

В частности. При безынерционном приеме ($T_n = 0$) формула (3.9) принимает вид

$$k_u(0) = \frac{\int_0^{\infty} |S_0(j\omega)|^2 d\omega}{\pi S_0(0)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_0^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt},$$

где $s_0(t)$ - нормированная по величине временная функция принимаемого сигнала.

Относительное уменьшение величины k_u (или $a_{\text{вых}}$) из-за влияния инерционности входной цепи будет

$$\theta_k = \frac{k_u(T_n)}{k_u(0)} = \frac{J_1(T_n)}{J_1(0)} = \alpha^2. \quad (3.10)$$

На основании (3.7) и (3.10) получим величину относительного уменьшения среднеквадратической величины выходного шума

$$\chi = \frac{\theta_k}{\alpha} = \alpha. \quad (3.11)$$

Таким образом, с увеличением инерционности входной цепи в условиях оптимальной фильтрации отношение сигнала к шуму и среднеквадратическая величина выходного шума уменьшаются по одинаковому закону при соответственно более быстром уменьшении величины сигнала [11].

Абсолютная величина выходного сигнала может быть определена из выражения

$$a_{\text{вых}} = a_{\text{вх}} K(0) k_u(T_n) = a_{\text{вх}} K(0) k_u(0) \alpha^2. \quad (3.12)$$

Дисперсия выходного шума

$$\sigma_{\text{ш.вых}}^2(T_n) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} G(\omega) K^2(\omega) d\omega, \quad (3.13)$$

где $G(\omega) = G_1 \left[1 + \frac{m}{|K_1(j\omega)|^2} \right]$ - приведенный к входу энергетический спектр шума, $K(\omega)$ - амплитудно-частотная характеристика приемного тракта локатора.

На основании (3.13) с учетом зависимости (3.4) получим

$$\sigma_{\text{ш.вых}}^2(T_n) = \frac{G_1}{2\pi} \left[\frac{K(0)(1+m)}{S_0(0)} \right]^2 J_1(T_n). \quad (3.14)$$

В частности. При $T_n = 0$ имеем

$$\sigma_{\text{ш.вых}}^2(0) = \frac{G_1}{2\pi} \left[\frac{K(0)(1+m)}{S_0(0)} \right]^2 J_1(0). \quad (3.15)$$

Соотношение (3.14) может быть также представлено в форме

$$\sigma_{\text{ш.вых}}^2(T_n) = \sigma_{\text{ш.вых}}^2(0) \alpha^2,$$

что соответствует полученному ранее выражению (3.11).

Приведенная к входу мощность шума будет

$$\sigma_{\text{ш.вх}}^2(T_n) = \frac{\sigma_{\text{ш.вых}}^2(T_n)}{K^2(0)} = \frac{J_1(T_n) G_1}{2\pi} \left[\frac{1+m}{S_0} \right]^2. \quad (3.16)$$

В ряде случаев расчет мощности шумов удобно проводить с использованием данных об эффективных шумовых полосах пропускания приемного устройства. При этом справедливы соотношения для мощности шума приведенной к входу:

$$\sigma_{ш.вх}^2(T_n) = \frac{G_1 \Delta\omega_T + G_2^* \Delta\omega_y}{2\pi}, \quad (3.17)$$

$$\sigma_{ш.вх}^2(0) = \frac{G_1 + G_2^*}{2\pi} \Delta\omega, \quad (3.18)$$

где $\Delta\omega_T, \Delta\omega_y$ - эффективные полосы пропускания приемного тракта и усилителя, $\Delta\omega$ - эффективная шумовая полоса пропускания приемного тракта при безынерционной входной цепи.

Величины эффективных шумовых полос пропускания могут быть записаны в виде:

$$\Delta\omega_T = \int_0^\infty \frac{K^2(\omega)}{K^2(0)} d\omega = \frac{(1+m)^2 J_3(T_n)}{S_0^2(0)}; \quad (3.19)$$

$$\Delta\omega_y = \int_0^\infty \frac{K_2^2(\omega)}{K_2^2(0)} d\omega = \Delta\omega_T + \frac{T_n^2 (1+m)^2 J_4(T_n)}{S_0^2(0)}; \quad (3.20)$$

$$\Delta\omega = \int_0^\infty \frac{|S_0(j\omega)|^2}{S_0^2(0)} d\omega = \frac{J_1(0)(1+m)^2}{S_0^2(0)}, \quad (3.21)$$

где

$$J_3(T_n) = \int_0^\infty \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{(1+m+mT_n^2\omega^2)^2},$$

$$J_4(T_n) = \int_0^\infty \frac{\omega^2 |S_0(j\omega)|^2 d\omega}{(1+m+mT_n^2\omega^2)^2}.$$

При расчетах пороговых соотношений возникает также необходимость в определении средней квадратичной частоты спектра шума ω_1 , выражение для которой получает вид

$$\omega_1 = \left[\frac{\int_0^\infty \omega^2 G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{J_2(T_n)}{J_1(T_n)}}, \quad (3.22)$$

где

$$J_2(T_n) = \int_0^\infty \frac{\omega^2 |S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}.$$

3.2 Анализ основных характеристик приемно-усилительного тракта локатора в условиях инерционного приема

На основе полученных в разделе 3.1 соотношений проведем анализ рассмотренных характеристик. Анализ будем проводить для сигнала гауссовой формы. Такой выбор формы сигнала упрощает математические выкладки, а учитывая, что форма оптического сигнала фактически незначительно сказывается на пороговые соотношения и дисперсию оценок параметров сигналов, результаты такого анализа будут являться общими для любой формы принимаемого сигнала.

В целях удобства записи формул будем задавать сигнал в виде

$$i_c(t) = a_0 \exp\left[-\pi\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right], \quad (3.23)$$

и, считая $a_0 = 1$,

$$S_0(j\omega) = \tau \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4\pi}\right), \quad (3.24)$$

где τ - длительность сигнала на уровне 0,46 ($\sim 0,5$) от максимального значения.

Для расчетов будем использовать приводимые ниже значения интегралов:

$$\int_0^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{b^2 + x^2} dx = \frac{\pi}{2b^2} H(b); \quad (3.25)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{x^2 e^{-x^2}}{b^2 + x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 - \sqrt{\pi} H(b)]; \quad (3.26)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{(b^2 + x^2)^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2b^2} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2b^2} (1 - 2b^2) H(b) + 1 \right]; \quad (3.27)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{x^2 e^{-x^2}}{(b^2 + x^2)^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2b^2} (1 + 2b^2) H(b) - 1 \right]. \quad (3.28)$$

В формулах (3.25) – (3.28)

$H(b) = b \cdot \operatorname{erfc}(b) \exp(b^2) = b [1 - \operatorname{erf}(b)] \exp(b^2)$ - дополнительный интеграл вероятностей [11],

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt - \text{функция Крампа.}$$

Интегралы (3.25) и (3.26) приведены в [8], а интегралы (3.27) и (3.28) могут быть получены из соотношений (3.25) и (3.26) методом дифференцирования по параметру b . График функции $H(b)$ приведен на рис 3.2

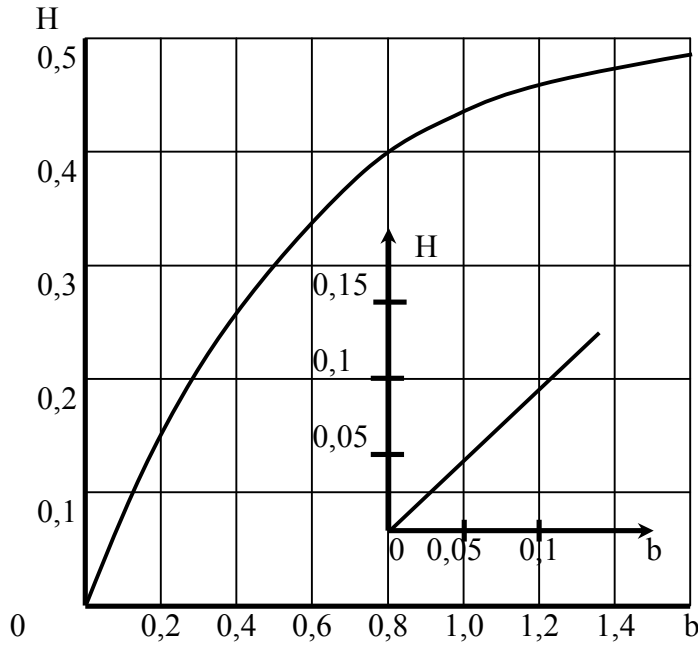


Рис.3.2. Кривая функции $H(b)$

На основании соотношений (3.25) –(3.28) получим:

$$J_1(T_n) = \frac{\tau\pi\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}(1+m)} H\left(\frac{1}{v}\right); \quad (3.29)$$

$$J_2(T_n) = \frac{\pi^2\sqrt{2}}{v^2\tau(1+m)} \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]; \quad (3.30)$$

$$J_3(T_n) = \frac{\pi\tau}{\sqrt{2}v^2(1+m)^2} \left[\frac{\sqrt{\pi}v^2}{2} \left(1 - \frac{2}{v^2} \right) H\left(\frac{1}{v}\right) + 1 \right]; \quad (3.31)$$

$$J_4(T_n) = \frac{\sqrt{2}\pi^2}{v^4\tau(1+m)^2} \left[\frac{\sqrt{\pi}v^2}{2} \left(1 + \frac{2}{v^2} \right) H\left(\frac{1}{v}\right) - 1 \right], \quad (3.32)$$

где в нашем случае

$$v = \left(\frac{2\pi m \gamma^2}{1+m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\pi G_2^* \gamma^2}{G_1 + G_2^*} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \gamma = \frac{T_n}{\tau} \quad - \quad \text{параметр}$$

инерционности входной цепи.

Отношение сигнала к шуму в формуле (3.6) с учетом зависимости (3.29) будет определяться зависимостью

$$\mu(T_n) = a_{\text{ex}} \left[\frac{\sqrt{2\pi\tau}}{G_1(1+m)} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.33)$$

Для определения относительной величины сигнала к шуму α на основании выражений (3.7) и (3.29) получим

$$\alpha = \left[\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.34)$$

Из выражения (3.34) видно, что величина α , характеризующая влияние инерционности входной цепи на условия обнаружения, зависит только от параметра v , который можно рассматривать как обобщенный (универсальный) показатель инерционности входной цепи (фотоприемного контура), учитывающий постоянную времени входной цепи и относительный вклад шумов усилителя. Отсутствие шумов усилителя приводит к безынерционному приему.

Обобщенный показатель инерционности v легко рассчитывается по известным параметрам схемы включения фотоприемника и величины γ . Например, при использовании первого каскада усилителя с транзистором величина m определяется из соотношения

$$m = \frac{I_A}{R_n^2 S_0^2 \left(I_\phi + \frac{2kT^0}{eR_n} \right)} \quad (3.35)$$

где I_A - ток рабочей точки транзистора.

Следует еще раз подчеркнуть, что вследствие незначительного влияния формы оптических сигналов заданной энергии на условия обнаружения их в оптико-электронных системах с инерционным фотоприемным контуром [4] формула (3.34) практически применима для любых импульсных сигналов.

При $v \gg 1$ имеем $H\left(\frac{1}{v}\right); \frac{1}{v}$ и соответственно

$$\alpha; \left(\frac{\sqrt{\pi}}{v} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.36)$$

т.е. в случае относительно большой инерционности входной цепи величина α обратно пропорциональна корню квадратному из обобщенного показателя инерционности. Например, при $\nu=14$ получим $\alpha \approx 0,35$, т.е. в данном случае влияние инерционности входной цепи приводит к ухудшению потенциальной величины отношения сигнала к шуму почти в три раза.

Относительное изменение импульсного коэффициента передачи с учетом выражений (3.10) и (3.34) будет

$$\theta = \sqrt{\pi} H \left(\frac{1}{\nu} \right). \quad (3.37)$$

На рис. 3.3 показана кривая $\alpha(\nu)$ (кривая 1), позволяющая оперативно оценивать влияние инерционности входной цепи на отношение сигнала к шуму.

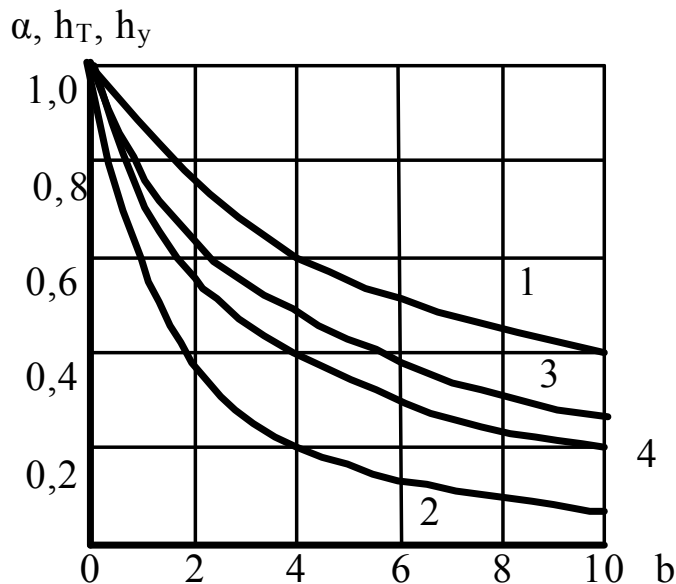


Рис.3.3. Кривые влияния инерционности входной цепи на основные показатели системы
1 — α , 2 — h_T , 3 — $h_y(m=1)$, 4 — $h_y(m=2)$.

Заметим, что при $T_n = 0$ нормированный импульсный коэффициент передачи k_u для гауссова сигнала имеет значение $k_u(0) = 0,71$. С учетом этого величина $k_u(T_n)$ находится по кривой 1 в виде $k_u(T_n) = 0,71\alpha^2$.

Теперь нетрудно получить выражения для определения уровня шума:

$$\sigma_{ш.вх}^2(0) = \frac{G_1 + G_2^*}{2\sqrt{2}\tau}; \quad (3.38)$$

$$\sigma_{ш.вх}(T_n) = \sigma_{ш.вх}(0)\alpha = 0,595\alpha\sqrt{\frac{G_1 + G_2^*}{\tau}}. \quad (3.39)$$

Значения эффективных шумовых полос пропускания и средней квадратической частоты спектра шума на основании соотношений (3.19) – (3.23) и (3.29) – (3.32) могут быть представлены в виде:

$$\Delta\omega_T = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2\tau v^2}}\right) \left[\left(1 - \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) \sqrt{\pi} \frac{v^2}{2} + 1 \right] = \left[\left(\frac{v^2}{2} - 1\right) \alpha + 1 \right] \frac{\pi}{\sqrt{2\tau v^2}}; \quad (3.40)$$

$$\begin{aligned} \Delta\omega_y &= \Delta\omega_T + \frac{\pi(1+m)}{\sqrt{2\tau m v^2}} \left[\left(1 + \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) \sqrt{\pi} \frac{v^2}{2} - 1 \right] = \\ &= \Delta\omega_T + \frac{\pi(1+m)}{\sqrt{2\tau m v^2}} \left[\left(\frac{v^2}{2} + 1\right) \alpha^2 - 1 \right]; \end{aligned} \quad (3.41)$$

$$\Delta\omega_0 = \frac{\pi}{\sqrt{2\tau}}; \quad (3.42)$$

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \left[\frac{1}{\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right)} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\sqrt{2\pi}}{v\tau} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sqrt{2\pi}}{v\tau} = \\ &= \omega_1(0) \left(\frac{1}{\alpha^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sqrt{2}}{v}, \end{aligned} \quad (3.43)$$

где $\omega_1(0) = \frac{\sqrt{\pi}}{\tau}$ - средняя квадратическая частота спектра шума при безынерционном приеме.

Значения относительных изменений величин $\Delta\omega_T$, $\Delta\omega_y$ и ω_1 по сравнению со случаем безынерционного приема будут определяться формулами:

$$h_T = \frac{\Delta\omega_T}{\Delta\omega_0} = \left[\left(\frac{v^2}{2} - 1\right) \alpha^2 + 1 \right] \frac{1}{v^2};$$

$$h_y = \frac{\Delta\omega_y}{\Delta\omega_0} = \alpha^2 \frac{1+m}{m} - \frac{h_T}{m};$$

$$h^* = \frac{\omega_1}{\omega_1(0)} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sqrt{2}}{v}.$$

На рис.3.3 приведены также кривые $h_T(\nu)$ и $h_y(\nu)$, характеризующие влияние инерционности входной цепи на эффективные шумовые полосы пропускания приемного тракта и усилителя (при m , равных 1 и 2). Инерционность входной цепи может приводить к существенному сужению оптимальной полосы пропускания приемно-усилительного тракта. Например, при $\gamma=1$ и $m=1$, что соответствует $\nu=1,77$, имеем $h_T=0,45$, т.е. оптимальная полоса пропускания тракта сужается приблизительно в 2.2 раза по сравнению со случаем безинерционной входной цепи, а при $\nu=10$ это сужение превышает десятикратное.

Влияние инерционности входной цепи на условия обнаружения специфическим образом проявляется при изменении фоновой засветке в случае использования в качестве фотоприемника фотодиода. В этой ситуации параметры m и γ являются функциями от фонового потока Φ_ϕ , падающего на фотоприемник, т.е.:

$$m = \frac{G_2}{G_1(\Phi_\phi)}; \quad \gamma = \frac{R_n C_\phi(\Phi_\phi)}{\tau},$$

так как $G_1(\Phi_\phi) = 2eI_\phi(\Phi_\phi) + \frac{4rT^0}{R_n}$, а $C_\phi(\Phi_\phi) = C_{\phi 0} + C_{\phi 1}(\Phi_\phi)$,

где $C_{\phi 0}$ - емкость входной цепи при отсутствии фоновой засветки, а $C_{\phi 1}(\Phi_\phi)$ - приращение емкости $p-n$ перехода фотодиода под действием фонового потока вследствие изменения напряжения на фотодиоде.

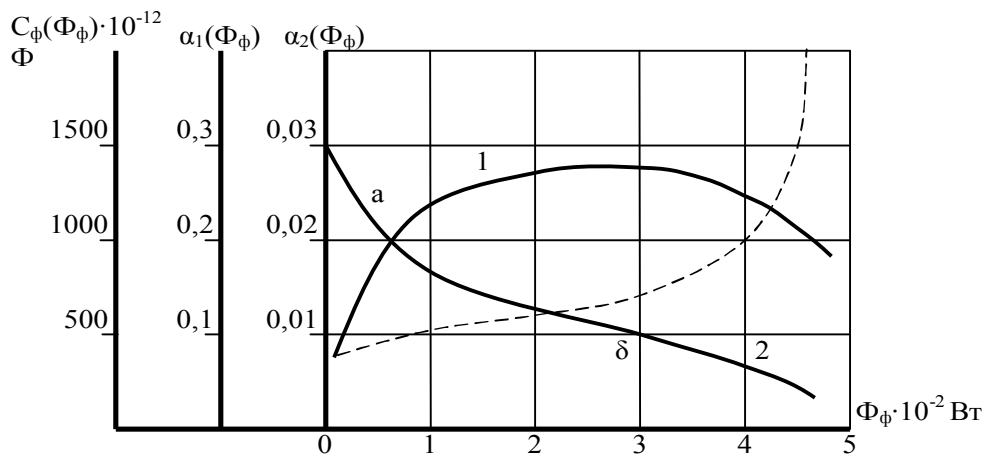


Рис.3.4

Кривые, характеризующие влияние фоновой засветки на систему с инерционной входной цепью

В качестве примера на рис.3.4 приведен график (штриховая кривая) изменения емкости входной цепи с фотодиодом ФД-7К при увеличении фонового потока, падающего на чувствительную площадку фотоприемника. В этих условиях оптимальная фильтрация в принципе может быть осуществлена лишь с помощью адаптируемого фильтра.

В соответствии с формулой (3.33) выражение для величины отношения сигнала к шуму при изменяющейся фоновой засветке примет вид

$$\mu(T_n, \Phi_\phi) = a_{\text{ex}} \left\{ \frac{\sqrt{2\pi\tau}}{G_1(\Phi_\phi)[1+m(\Phi_\phi)]} H \left[\frac{1}{v(\Phi_\phi)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Рассмотрим относительные значения $\mu(T, \Phi_\phi)$:

$$\alpha_1(\Phi_\phi) = \frac{\mu(T_n, \Phi_\phi)}{\mu(0, \Phi_\phi)} = \left\{ \sqrt{\pi} H \left[\frac{1}{v(\Phi_\phi)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.44)$$

и

$$\alpha_2(\Phi_\phi) = \frac{\mu(T_n, \Phi_\phi)}{\mu(0, 0)} = \left\{ \frac{\sqrt{\pi} G_1(1+m)}{G_1(\Phi_\phi)[1+m(\Phi_\phi)]} H \left[\frac{1}{v(\Phi_\phi)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3.45)$$

Зависимость (3.44) позволяет оценить влияние инерционности входной цепи в условиях непостоянной фоновой засветки, а выражение (3.45) характеризует относительное уменьшение величины отношения сигнала к шуму по сравнению со случаем безынерционного приема в при отсутствии фоновой засветки.

На рис.3.4 представлены зависимости $\alpha_1(\Phi_\phi)$ и $\alpha_2(\Phi_\phi)$ (графики 1 и 2 соответственно). Из приведенных кривых видно, что первоначально с ростом фоновой засветки величина отношения сигнала к шуму резко падает [участок *a* кривая $\alpha_2(\Phi_\phi)$] вследствие увеличения постоянной времени входной цепи и дробовых шумов фотодиода. По мере увеличения фоновой засветки, несмотря на то, что постоянная времени входной цепи возрастает, влияние инерционности входной цепи на величину отношения сигнала к шуму уменьшается из-за падения относительной доли шумов, вносимых усилителем (участок *b*). При больших фоновых засветках, когда резко возрастает емкость входной цепи, опять наблюдается уменьшение отношения сигнала к шуму. Если осуществить стабилизацию напряжения, приложенного к фотодиоду, то емкость *p-n* перехода будет оставаться постоянной (независимо от величины фонового потока). В этом случае

обобщенный показатель инерционности $\nu(\Phi_\phi)$ изменяется под действием фоновой засветки только из-за параметра $m = m(\Phi_\phi)$. Тогда с ростом фонового потока влияние инерционности входной цепи на условия обнаружения всегда будет уменьшаться и в конкретных приложениях может оказаться пренебрежительно малым.

3.3. Влияние отступлений от условий оптимальной фильтрации на характеристики обнаружения

В рассмотренных выше оптимальных обнаружителях принимаемая реализация поступает на вход схемы оптимальной обработки смеси сигнала с помехой. При этом для большинства этих обнаружителей оптимальная обработка осуществляется взаимно-корреляционным устройством, содержащим перемножитель и интегратор.

Взаимная корреляционная функция на выходе схемы обработки смеси сигнала с помехой в общем виде может быть представлена зависимостью [3]

$$B_s(t) = \int_T y(t') \mathcal{G}(t, t') dt'.$$

С учетом временной задержки τ принимаемого сигнала это соотношение можно переписать в виде

$$B_s(t) = \int_T y(t') \mathcal{G}(t' - t + \tau) dt'. \quad (3.46)$$

В формуле (3.46) при оптимальном приеме обозначены: $y(t')$ - входная реализация, а $\mathcal{G}(t')$ - весовая функция, определяемая решением интегрального уравнения Фредгольма 1-ого рода

$$\int_0^T B_2(t, \tau) \mathcal{G}(\tau) d\tau = s(t), \quad (3.47)$$

где $B_2(t_1, t_2)$ - корреляционная функция входных шумов.

Приведенные выше структурные схемы взаимно-корреляционных устройств не обладают инвариантностью по отношению к времени прихода полезного сигнала и должны быть многоканальными при неизвестном времени прихода полезного сигнала.

Для практических целей имеется возможность осуществления взаимнокорреляционного устройства в виде одноканального линейного устройства с постоянными параметрами, вырабатывающего на своем выходе функцию $B_s(t)$ непрерывно во времени так, что временная

задержка входного сигнала вносит только соответствующую задержку в сигнал на выходе этого устройства.

Формула (3.46) функции взаимной корреляции имеет характер интеграла свертки, который устанавливает связь между сигналами на входе $[s(t)]$ и выходе $[s_2(t)]$ линейной системы

$$s_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau)g(t-\tau)d\tau, \quad \text{где } g(t) \text{ - импульсная характеристика}$$

линейной системы.

Если подобрать такую линейную систему, чтобы сигнал на ее выходе воспроизводился с точностью до произвольного множителя k и некоторым временем запаздывания t_0 с взаимной корреляционной функцией, то для выполнения этого условия

$$s_2(t) = kB_s(t-t_0)$$

или, что равносильно,

$$\int_{-\infty}^{\infty} y(t')g(t-t')dt' = k \int_{-\infty}^{\infty} y(t')\vartheta(t'-t+t_0)dt'$$

достаточно, чтобы

$$g(t) = k\vartheta(t_0-t). \quad (3.48)$$

Линейная система, имеющая такую импульсную характеристику, называется *оптимальным фильтром*, так как она осуществляет выполнение важнейшей операции оптимального обнаружителя – вычисление взаимной корреляционной функции. Естественно, что импульсная характеристика зависит как от входной сигнальной функции $[s_1(t)]$, так и от корреляционной функции помехи на входе $[B_2(t_1, t_2)]$, и определяется решением приведенного выше интегрального уравнения (3.47).

При этом в случае воздействия на вход белого гауссова шума импульсная характеристика фильтра в соответствие с решением интегрального уравнения (3.47) будет равна зеркальному отображению входного сигнала

$$g(t) = ks(t_0-t),$$

а передаточная функция в этом случае определяется выражением

$$K(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{-j\omega t} dt = kS^*(j\omega)e^{-j\omega t_0}, \quad (3.49)$$

где $S^*(j\omega)$ - функция, комплексно сопряженная спектральной функции входного сигнала.

При этом передаточная функция приемного тракта оптического локатора будет равна

$$K(j\omega) = K_1(j\omega)K_2(j\omega).$$

Как уже выше указывалось, что, если можно пренебречь шумами усилителя, то инерционность входной цепи, определяемая передаточной функцией $K_1(j\omega)$, без последствий компенсируется передаточной функцией усилителя $K_2(j\omega)$, как показано на рис. 3.5

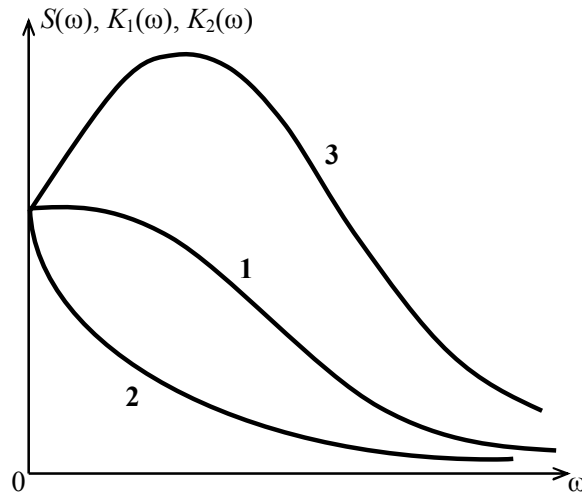


Рис.3.5

Компенсация инерционности входной цепи при отсутствии шумов усилителя [1 - $S(\omega)$, 2- $K_1(\omega)$, 3- $K_2(\omega)$ - амплитудно-частотные характеристики принимаемого сигнала, входной цепи, усилителя соответственно].

При окрашенных гауссовых шумах импульсная характеристика определяется решением интегрального уравнения Фредгольма 1-ого рода (3.47). Однако решение этого интегрального уравнения имеет место при определенных условиях, предъявляемых к ядру уравнения $B_2(t, \tau)$, которым является корреляционная функция помехи. В условиях инерционного приема функция $\mathcal{G}(t)$ определяется решением интегрального уравнения Фредгольма 2-ого рода, т.к. корреляционная функция шумов, приведенных ко входу, представляет собой функцию вида

$$B_2(\tau) = a\delta(\tau) + dB_2^*(\tau),$$

где $B_2^*(\tau)$ - корреляционная функция окрашенной составляющей шума.

Решение таких уравнений при некоторых корреляционных функциях помех может быть связано с непреодолимыми трудностями. В этом случае можно использовать менее формальный частотный метод [3,6], согласно которому передаточная функция оптимального фильтра определяется соотношением

$$K(j\omega) = k \frac{S^*(j\omega)}{G(\omega)} e^{-j\omega t_0}. \quad (3.50)$$

Здесь $G(\omega)$ - энергетический спектр шумов, приведенных ко входу фильтра.

Следует отметить, что импульсная характеристика оптимального фильтра в этом случае удовлетворяет соотношению

$$\begin{aligned} g(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(j\omega) \exp(j\omega t) d\omega = \\ &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S^*(j\omega)}{G(\omega)} \exp([j\omega(t-t_0)]) d\omega \end{aligned} \quad (3.51)$$

Умножив обе части равенства (3.51) на $B_2(\tau-t)$ (где $B_2(\tau)$ -корреляционная функция входных шумов) и проинтегрировав на бесконечно большом интервале по t , получим

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} g(t) B_2(\tau-t) dt &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_2(\tau-t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{S^*(j\omega)}{G(\omega)} e^{j\omega(t-t_0)} d\omega \right] dt = \\ &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S^*(j\omega)}{G(\omega)} \left[- \int_{-\infty}^{\infty} B_2(x) e^{-j\omega x} dx \right] \exp[-j\omega(t_0-\tau)] d\omega = \quad , \quad (3.52) \\ &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(-j\omega) \exp[-j\omega(t_0-\tau)] d(-\omega) = ks(t_0-t) \end{aligned}$$

так как согласно теореме Винера-Хинчина $\int_{-\infty}^{\infty} B_2(x) e^{-j\omega x} dx = G(\omega)$.

Учитывая соотношение (3.48) уравнение (3.52) принимает вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(t) B_2(\tau-t) dt = s(t), \quad \text{что соответствует интегральному уравнению} \quad (3.47).$$

Следовательно, импульсная характеристика (3.51) оптимального фильтра удовлетворяет решению интегрального уравнения (3.47).

Применение оптимального фильтра при гауссовых шумах позволяет на его выходе иметь максимальное значение отношения сигнала к шуму и минимальные дисперсии оценок информационных параметров.

Следует заметить, что величина отношения сигнала к шуму может использоваться в качестве статистического критерия только при гауссовой статистике шума и смеси сигнала с шумом. В этом случае она однозначно определяет норму ошибок обнаружения. При отличной от гауссовой статистики входных процессов использование отношения сигнала к шуму в качестве количественной характеристики будет некорректным. Тем не менее, отношение сигнала к шуму является удобной качественной характеристикой практически почти при любой реальной статистике входной реализации.

Однако оптимальная фильтрация сигнала в строгом смысле обычно оказывается технически трудно реализуемой либо даже неосуществимой. Поэтому практически для обеспечения благоприятных условий обнаружения сигнала используется то или иное приближение к оптимальной фильтрации (квазиоптимальная фильтрация). При этом обычно форма амплитудно-частотной характеристики приемного тракта определяется, главным образом, соображениями простоты выполнения фильтра (чаще всего на основе RC - звеньев), а ширина полосы пропускания выбирается по условию обеспечения наибольшего (для принятой формы амплитудно-частотной характеристики и заданного сигнала) отношения сигнала к шуму. В этом случае говорят о квазиоптимальной фильтрации с согласованием характеристики фильтра по полосе пропускания.

В общем случае такого согласования может и не быть, т.е. характеристика фильтра может существенно отличаться от оптимальной как по форме, так и по ширине полосы пропускания. Такая ситуация, в частности, имеет место при работе оптического локатора по протяженным объектам при изменяющихся условиях локационного наблюдения объектов различных габаритов и конфигураций. Кроме того, в системах с инерционными фотоприемниками нередко приходится выбирать полосу пропускания приемного тракта значительно шире оптимальной в целях обеспечения разрешения сигналов от нескольких объектов, находящихся в поле зрения локатора (включая сюда задачу селекции сигнала от посторонних отражений), а также для повышения точности измерений временного положения сигнала. Таким образом, возникает задача оценки обнаружительных свойств оптического локатора как в условиях практического приближения к оптимальной фильтрации (согласование по ширине полосы пропускания), так и при существенном отличии полосы пропускания приемного тракта от оптимальной.

Определенные аспекты задачи обнаружения сигнала при квазиоптимальной фильтрации, получившие отражение в радиотехнической литературе [6,12], являются общими для работы в оптическом и радиодиапазоне длин волн. Поэтому вопрос неоптимальной фильтрации может представлять интерес в системах с инерционной

входной цепью (фотоприемным контуром), являющейся специфичной для ряда оптических локационных систем.

При значительных вариациях полосы пропускания форма амплитудно-частотной характеристики приемного тракта относительно мало влияет на условия обнаружения. Поэтому для упрощения расчетов будем первоначально исходить из передаточной функции приемного тракта вида $K(jn\omega)$, где $K(j\omega)$ - оптимальная передаточная функция приемного тракта; n - коэффициент, характеризующий изменение полосы пропускания приемного тракта по сравнению с оптимальной (при сохранении формы частотной характеристики). При этом случае $n < 1$ соответствует расширение, а случаю $n > 1$ - сужение полосы пропускания приемного тракта. Таким образом, можно говорить о масштабном преобразовании исходной (оптимальной) передаточной функции.

Для оптических локационных систем с инерционной входной цепью рассматриваемая передаточная функция приемно-усилительного тракта с учетом выражения (3.3) может быть записана в виде

$$K(jn\omega) = \frac{S^*(jn\omega)}{G_1 + \frac{G_2}{K_1(jn\omega)}} \exp(-jn\omega\tau_0). \quad (3.53)$$

При этом передаточная функция усилителя, с помощью которого осуществляется формирование $K(jn\omega)$, определяется соотношением

$$K(j\omega) = \frac{S^*(j\omega)}{\left[G_1 + \frac{G_2^*}{K_1(j\omega)} \right] K_1(j\omega)} \exp(-j\omega\tau_0). \quad (3.54)$$

Для величины отношения сигнала к шуму может быть записано выражение

$$\mu_k = \mu(T_n, n) = \frac{\operatorname{Re} \left[\frac{1}{\pi} \int_0^\infty S(j\omega) K(jn\omega) e^{j\omega\tau_0} d\omega \right]}{\left[\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left\{ G_1 + \frac{G_2^*}{|K_1(j\omega)|^2} \right\} |K(jn\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.55)$$

где τ_0 - момент достижения максимума выходного сигнала.

Можно показать, что в случае симметричных входных импульсов имеем $\tau_0 = nt_0$ и зависимость (3.55) с учетом соотношения (3.53) получит вид

$$\mu(T_n, n) = \frac{a_{\text{ex}} \left(\frac{2}{\pi G_1} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)| |S_0(jn\omega)|}{1 + m + m(T_n n\omega)^2} d\omega}{\left\{ \int_0^{\infty} \frac{(1 + m + mT_n^2 \omega^2) |S_0(jn\omega)|^2}{[1 + m + m(T_n n\omega)^2]^2} d\omega \right\}^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.56)$$

В частности, при $n = 1$ (оптимальная фильтрация) из формулы (3.56) получаем зависимость (3.6). Выражение (3.56) может быть представлено также в виде

$$\mu(T_n, n) = \frac{a_{\text{ex}} \left(\frac{2}{\pi G_1} \right)^{\frac{1}{2}} J_5(T_n, n)}{\left[(1 + m) J_3(T_n, n) + m T_n^2 J_4(T_n, n) \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.57)$$

где: $J_3(T_n, n) = \frac{1}{n} J_3(T_n)$; $J_4(T_n, n) = \frac{1}{n^3} J_4(T_n)$;

$$J_5(T_n, n) = \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)| |S_0(jn\omega)|}{1 + m + m(T_n n\omega)^2} d\omega.$$

Относительное уменьшение величины отношения сигнала к шуму вследствие отступления от условий оптимальной фильтрации определяется выражением

$$\eta = \frac{\mu(T_n, n)}{\mu(T_n)} = \frac{J_5(T_n, n)}{\left\{ J_1(T_n) \left[J_3(T_n) \frac{1+m}{n} + J_4(T_n) \frac{m T_n^2}{n^3} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.58)$$

Импульсный коэффициент передачи при рассматриваемой неоптимальной фильтрации будет равен

$$K_u^* = \frac{1}{a_{\text{ex}}} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S(j\omega) K(jn\omega) e^{j\omega\tau_0} d\omega \right] = K(0) J_5(T_n, n) \frac{1+m}{\pi S_0(0)}. \quad (3.59)$$

Соответственно нормированный импульсный коэффициент передачи приемного тракта будет

$$k_u^* = \frac{K_u^*}{K(0)} = J_5(T_n, n) \frac{1+m}{\pi S_0(0)}. \quad (3.60)$$

Относительное изменение импульсного коэффициента передачи вследствие отклонения от условий оптимальной фильтрации определяется зависимостью

$$\theta^* = \frac{K_u^*}{K(0)} = \frac{J_5(T_n, n)}{J_1(T_n)}. \quad (3.61)$$

Из выражений (3.61) и (3.58) получим относительное изменение уровня шума

$$\chi^* = \frac{\theta^*}{\eta} = \left[\frac{J_3(T_n) \frac{1+m}{n} + J_4(T_n) \frac{mT_n^2}{n^3}}{J_1(T_n)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.62)$$

Эффективная шумовая полоса пропускания приемного тракта $\Delta\omega_T^*$ при принятом масштабном преобразовании его частотной характеристики, очевидно, отличается от оптимальной в n раз, т.е.

$$\Delta\omega_T^* = \frac{\Delta\omega_T}{n} = \frac{J_3(T_n)(1+m)^2}{nS_0^2(0)}. \quad (3.63)$$

Для эффективной шумовой полосы пропускания усилителя нетрудно получить следующее выражение:

$$\Delta\omega_y^* = \Delta\omega_T^* + \frac{T_n^2(1+m)^2}{n^3S_0^2(0)} J_4(T_n). \quad (3.64)$$

Формулу (3.64) также можно представить в виде

$$\Delta\omega_y^* = \frac{(1+m)^2}{S_0^2(0)n} \left[J_3(T_n) + \frac{J_4(T_n)}{n^3} \right]. \quad (3.65)$$

Средняя квадратическая частота спектра шума получит выражение

$$\begin{aligned} \omega_1^* &= \frac{\left[\int_0^\infty \frac{\omega^2 (1+m+mT_n^2\omega^2) |S_0(jn\omega)|^2}{(1+m+mT_n^2n^2\omega^2)^2} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^\infty \frac{(1+m+mT_n^2\omega^2) |S_0(jn\omega)|^2}{(1+m+mT_n^2n^2\omega^2)^2} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}} = \\ &= \frac{\left[\frac{1+m}{n^3} J_4(T_n) + \frac{mT_n^2}{n^5} J_6(T_n) \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\frac{1+m}{n} J_3(T_n) + \frac{mT_n^2}{n^3} J_4(T_n) \right]^{\frac{1}{2}}}, \end{aligned} \quad (3.66)$$

где

$$J_6(T_n) = \int_0^{\infty} \frac{\omega^4 |S_0(j\omega)|^2}{(1 + \nu + \nu T_n^2 \omega^2)^2} d\omega. \quad (3.67)$$

Пользуясь приведенными формулами, получим выражения для расчетов рассмотренных характеристик применительно к гауссову импульсу вида (3.23). При этом будем использовать значения интегралов (3.29) – (3.32), а также учтем, что

$$J_5(T_n, n) = \frac{\pi \sqrt{\pi \tau}}{(1+m) \sqrt{1+n^2}} H\left(\frac{1}{\nu_1}\right), \quad (3.68)$$

где $\nu_1 = \nu n \left(\frac{2}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Тогда выражение (3.67) примет вид

$$J_6(T_n) = \frac{\pi^3 2\sqrt{2}}{\tau^3 (1+m)^2 \nu^4} \left[1 - 2\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{\nu}\right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \frac{2}{\nu^2}\right) H\left(\frac{1}{\nu}\right) + \frac{1}{\nu^2} \right].$$

Эта зависимость получается на основе интеграла

$$\int_0^{\infty} \frac{x^4 e^{-x^2} dx}{(b+x^2)^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 - 2\sqrt{\pi} H(b) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 - 2b^2) H(b) + b^2 \right],$$

легко вычисляемого с учетом соотношений (3.25) и (3.27).

Теперь выражение для отношения сигнала к шуму можно представить в виде

$$\mu(T_n, n) = a_{\text{ex}} \left[\frac{2\sqrt{\pi \tau}}{G_1 (1+m)} \right]^{\frac{1}{2}} \psi_1(\nu), \quad (3.69)$$

где

$$\psi_1(\nu) = \frac{\left(\frac{n^3 \sqrt{2}}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}} H\left(\frac{1}{\nu_1}\right)}{\left[H\left(\frac{1}{\nu}\right) \left(\frac{n^2}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1-n^2}{\nu^2}\right) + \frac{n^2-1}{\nu^2 \sqrt{\pi}} \right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Из формулы (3.69), в частности, при оптимальной фильтрации ($n=1$) получаем выражение (3.33).

Степень относительного уменьшения величины отношения сигнала к шуму вследствие отступлений от условий оптимальной фильтрации можно получить из выражения

$$\eta = \frac{\mu(T_n, n)}{\mu(T_n)} = \frac{\psi_1(v)}{\sqrt{H\left(\frac{1}{v}\right)}}. \quad (3.70)$$

На рис.3.6 приведены кривые $\psi_1(v)$, построенные при различных фиксированных значениях n , а на рис.3.7 представлены кривые $\eta(n)$ при некоторых заданных значениях v . Кривая 1 (рис.3.7) соответствует случаю безынерционной входной цепи, а кривые 2 и 3 рассчитаны для значений v , равных 0,5 и 2 соответственно.

На рис.3.7 видно, что в системах с инерционной входной цепью отклонение полосы пропускания приемного тракта от оптимального значения влияет на условия обнаружения сигнала более существенно, чем это имеет место в случае безынерционного приема. Это особенно заметно при расширении полосы пропускания. Так, в нашем примере увеличение полосы пропускания в 2 раза ($n = 0,5$) приводит к снижению отношения сигнала к шуму на 31% при инерционной входной цепи ($v = 0,5$) и на 11% при безынерционном приеме.

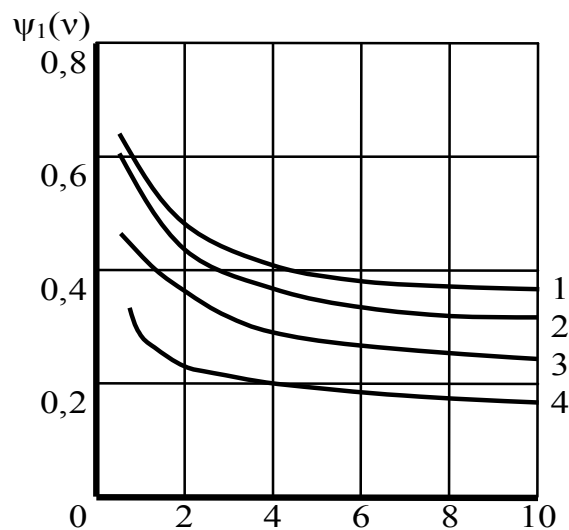


Рис.3.6

– Вспомогательные кривые для расчета соотношений при неоптимальной фильтрации: 1 – $n=2$; 2 – $n=3$, 3 – $n=0,5$, 4 – $n=0,33$

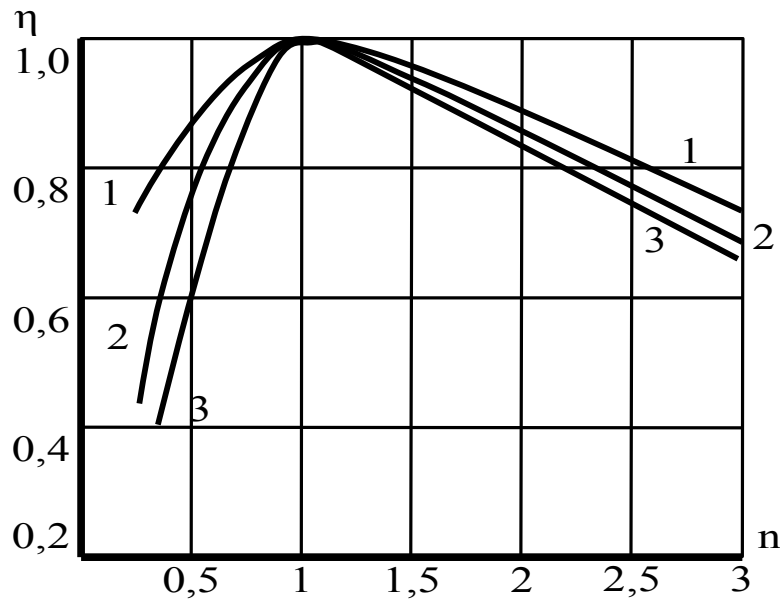


Рис.3.7.

Графики $\eta(n)$, характеризующие влияние отступлений от оптимальной фильтрации на величину отношения сигнала к шуму.

$$1 - \nu=0; 2 - \nu = 0,5; 3 - \nu=2$$

Нормированный импульсный коэффициент передачи приемно-усилительного тракта с учетом зависимостей (3.60), (3.68) и значения $S_0(0) = a_0\tau$ может быть определен в виде

$$k_u^* = \sqrt{\frac{\pi}{1+n^2}} H\left(\frac{1}{\nu}\right). \quad (3.71)$$

Для относительного изменения импульсного коэффициента передачи получим выражение

$$\theta^* = \frac{\sqrt{2}H\left(\frac{1}{\nu_1}\right)}{\sqrt{1+n^2}H\left(\frac{1}{\nu}\right)}. \quad (3.72)$$

Относительное изменение уровня шума вследствие отклонения от условий оптимальной фильтрации будет

$$\chi^* = \frac{\theta^*}{\eta} = \frac{\sqrt{2}H\left(\frac{1}{\nu_1}\right)}{\sqrt{1+n^2}\psi_1(\nu)\sqrt{H\left(\frac{1}{\nu}\right)}}. \quad (3.73)$$

В качестве иллюстрации на рис.3.8 приведены кривые $\theta^*(n)$ для фиксированных значений ν .

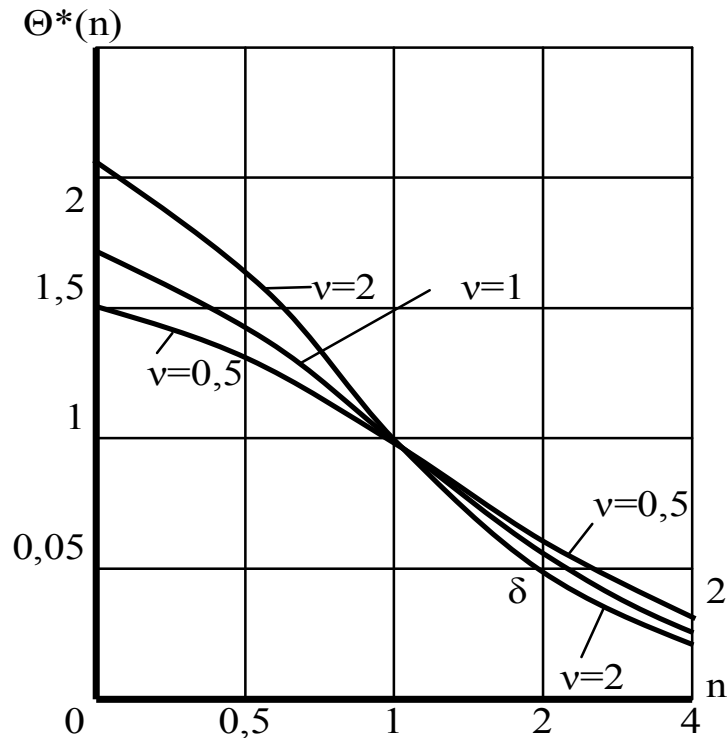


Рис.3.8.

Характеристики влияния отступлений от условий оптимальной фильтрации на импульсный коэффициент передачи приемного тракта

Эффективная шумовая полоса пропускания приемного тракта будет определяться соотношением

$$\Delta\omega_T^* = \frac{\pi}{\sqrt{2n\tau v^2}} \left[\left(\frac{v^2}{2} - 1 \right) \alpha^2 + 1 \right]. \quad (3.74)$$

Для эффективной шумовой полосы пропускания усилителя на основании выражения (3.65) получим

$$\Delta\omega_y^* = \frac{\pi\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2\tau n}} \left\{ H\left(\frac{1}{v}\right) \left[1 - \frac{2}{v^2} + \frac{1+m}{mn^2} \left(1 + \frac{2}{v^2} \right) \right] + \frac{2}{v^2\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{1+m}{mn^2} \right) \right\}. \quad (3.75)$$

Соотношение между полосами пропускания усилителя и всего приемного тракта будет

$$\Delta_{yT} = \frac{\Delta\omega_y^*}{\Delta\omega_T^*} = 1 + \frac{1+m}{mn^2} \left[\frac{\left(1 + \frac{2}{v^2} \right) H\left(\frac{1}{v}\right) - \frac{2}{v^2\sqrt{\pi}}}{\left(1 - \frac{2}{v^2} \right) H\left(\frac{1}{v}\right) + \frac{2}{v^2\sqrt{\pi}}} \right]. \quad (3.76)$$

Выражение для средней квадратической частоты спектра шума, которое нетрудно записать на основании формулы (3.66), не приводится из-за его громоздкости.

3.4 Влияние инерционности входной цепи на дисперсию оценок информационных параметров сигналов

Представляет интерес рассмотреть влияние инерционности входной цепи лишь на дисперсии оценок величины сигнала и времени его запаздывания. Оценка доплеровской добавки частоты характерна для локационных систем с оптическим гетеродинированием, для которых инерционность отсутствует.

В условиях окрашенного шума, характерного при инерционном приеме, для оценки информационных параметров воспользуемся уравнением правдоподобия (2.73), т.е.

$$\frac{d}{d\alpha} \ln \Lambda(\alpha) \Big|_{\alpha=\hat{\alpha}} = \frac{d}{d\alpha} \left[\int_0^T y(t) \mathcal{G}(t, \alpha) dt - \frac{1}{2} \int_0^T s(t, \alpha) \mathcal{G}(t, \alpha) dt \right]_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0.$$

3.4.1. Дисперсия оценки величины сигнала

По аналогии с разделом 2.6.1 дисперсия оценки величины сигнала на основании приведенного уравнения правдоподобия будет определяться зависимостью

$$M_{2T} \{ \hat{A} \} = M_2 \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x(t) \mathcal{G}(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) \mathcal{G}(t) dt} \right\} = \frac{B_{22}(0)}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) \mathcal{G}(t) dt \right]^2}. \quad (3.77)$$

Здесь $s_0(t)$ - нормированная по величине сигнальная функция.

Так как импульсная характеристика приемного тракта в нашем случае равна

$$g(t) = \mathcal{G}(t_0 - t), \text{ то } \mathcal{G}(t) = g(t_0 - t).$$

Следовательно, прямое преобразование Фурье от $\mathcal{G}(t)$ будет равно

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(t_0 - t) e^{-j\omega t} dt = -K^*(j\omega) e^{-j\omega t_0},$$

где $K^*(j\omega)$ - функция комплексно сопряженная передаточной функции приемного тракта, которая в условиях инерционного приема равна

$$K(j\omega) = \frac{S_0^*(j\omega)}{1 + m + mT_n^2 \omega^2} e^{-j\omega t_0}.$$

Следует заметить, что эта передаточная функция является оптимальной так как, и это показано в разделе 3.3, функция $\mathcal{G}(t)$ удовлетворяет решению интегрального уравнения Фредгольма 2-рода.

Теперь согласно свойству преобразования Фурье

$$\int_{-\infty}^{\infty} q(t)f(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(j\omega)F^*(j\omega)d\omega$$

знаменатель соотношения (3.77) можно представить в виде

$$\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t)\mathcal{G}(t)dt \right]^2 = \left[-\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2} \right]^2, \quad (3.78)$$

где $S_0(j\omega)$ спектральная функция нормированного по величине сигнала.

Мощность выходных шумов $B_{22}(0)$ в этом случае будет определяться зависимостью

$$\begin{aligned} B_{22}(0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{G}(u)\mathcal{G}(v)B_{21}(u-v)dudv = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega)|K(j\omega)|^2 d\omega = \\ &= \frac{G_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}. \end{aligned} \quad (3.79)$$

Таким образом, с учетом (3.78) и (3.79) дисперсия оценки величины сигнала в условиях инерционного приема будет определяться выражением

$$M_{2T} \{ \hat{A} \} = \frac{G_1}{\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}}. \quad (3.80)$$

Для спектральной функции (3.24) формула (3.80) примет вид

$$M_{2T} \{ \hat{A} \} = \frac{\sqrt{2}G_1(1+m)}{\sqrt{\pi}\tau H\left(\frac{1}{v}\right)} = \frac{\sqrt{2}G_1(1+m)}{\tau\alpha^2}. \quad (3.81)$$

Влияние инерционности входной цепи на дисперсию оценки величины сигнала можно представить зависимостью

$$\xi_A = \frac{M_{2T} \{ \hat{A} \}}{M_2 \{ \hat{A} \}} = \frac{1}{\alpha^2}. \quad (3.82)$$

Как видно из формул (3.81) и (3.82) в условиях инерционного приема потенциальная точность определения величины сигнала

и, следовательно, углового положения цели будет уменьшаться пропорционально величине α (см. рис. 3.3).

3.4.2. Дисперсия оценки времени запаздывания

Согласно (2.78) уравнение правдоподобия при оценке времени запаздывания T^* имеет вид

$$\frac{d}{d\tau} \int_{-\infty}^{\infty} y(t) \mathcal{G}(t, T^*) \Big|_{T^*=\hat{T}^*} dt = 0$$

Решение этого уравнения дает нам выражение для дисперсии оценки времени запаздывания $M_2 \{ \hat{T}^* \}$ в виде

$$M_{2T} \{ \hat{T}^* \} = - \frac{M_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(t - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right\}}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t - T_0^*) \frac{d^2}{d(T^*)^2} \mathcal{G}(t - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right]^2} =$$

$$= - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{d\tau} \mathcal{G}(u - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(v - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} B_{21}(u - v) dudv}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t - T_0^*) \frac{d^2}{d(T^*)^2} \mathcal{G}(t - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right]^2}, \quad (3.83)$$

где T_0^* - истинное значение времени запаздывания.

С учетом того, что

$$\mathcal{G}(t - T_0^*) = g(t_0 - t + T_0^*), \quad g(t - T_0^*) \Rightarrow K(j\omega) e^{-j\omega T_0^*},$$

$$g(t_0 - t + T_0^*) \Rightarrow -K(-j\omega) e^{-j\omega t_0 - j\omega T_0^*} = -K^*(j\omega) e^{-j\omega t_0} e^{-j\omega T_0^*},$$

$$\frac{d}{dT_0^*} g(t_0 - t + T_0^*) \Rightarrow j\omega K^*(j\omega) e^{-j\omega t_0} e^{-j\omega T_0^*},$$

то числитель и знаменатель в условиях инерционного приема соотношения (3.83) получают выражения

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(u - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(v - T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} B_{21}(u - v) dudv =$$

$$= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega = -\frac{G_1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}; \quad (3.84)$$

$$\left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t-T_0^*) \frac{d^2}{d(T^*)^2} \mathcal{G}(t-T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right]^2 = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2} \right]^2. \quad (3.85)$$

Таким образом, с учетом (3.84) и (3.85) формула (3.83) принимает вид

$$M_{2T} \{ \hat{T}^* \} = \frac{\pi G_1}{2 \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2}} = \frac{\pi G_1}{2J_2(T_n)}. \quad (3.86)$$

Для спектральной функции сигнала вида (3.23)

$$S(j\omega) = a\tau \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4\pi}\right)$$

получим

$$M_{2T} \{ \hat{T}^* \} = \frac{v^2 \tau G_1 (1+m)}{2\pi a^2 \sqrt{2} \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]} = \frac{v^2}{\mu^2(0) \omega_1^2(0) 2 \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]}. \quad (3.87)$$

Влияние инерционности входной цепи на дисперсию оценки времени запаздывания сигнала может быть охарактеризовано величиной

$$\xi_{T^*} = \frac{M_{2T} \{ \hat{T}^* \}}{M_2 \{ \hat{T}^* \}}, \quad (3.88)$$

где $M_2 \{ \hat{T}^* \} = \frac{1}{\mu^2(0) \omega_1^2(0)}$ - дисперсия оценки времени запаздывания

сигнала при отсутствии инерционности входной цепи (фотоприемного контура).

Таким образом, величина ξ_{T^*} в нашем случае будет определяться выражением

$$\xi_{T^*} = \frac{v^2}{2 \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]}. \quad (3.89)$$

Для относительно большой инерционности входной цепи (при $v \gg 1$) зависимость (3.89) примет вид

$$\xi_{T^*} = \frac{v^2}{2 \left[1 - \frac{\sqrt{\pi}}{v} \right]}. \quad (3.90)$$

На рис. 3.9 приведена зависимость относительной величины средней квадратической погрешности оценки времени запаздывания сигнала $\sqrt{\xi_{T^*}}$ от обобщенного показателя инерционности входной цепи.

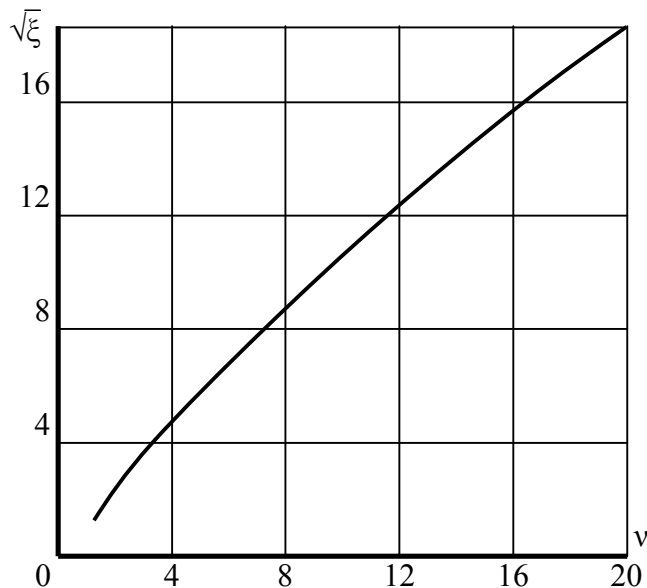


Рис.3.9.

Влияние инерционности входной цепи на среднюю квадратичную погрешность оценки времени запаздывания сигнала

Приведенная зависимость позволяет оперативно оценить ухудшение потенциальной точности измерения дальности до цели в условиях инерционного приема.

3.4.3. Дисперсия оценки времени запаздывания при отступлении от условий оптимальной фильтрации

При отступлении от условий оптимальной фильтрации ограничимся произвольным изменением ширины полосы пропускания приемно-усилительного тракта при сохранении формы частотной характеристики. При масштабном изменении частотной характеристики приемного тракта по отношению к исходной (оптимальной) соотношения (3.84) и (3.85) принимают соответственно вид:

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}\left(\frac{u}{n} - T^*\right) \Big|_{T^*=T_0^*} \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}\left(\frac{v}{n} - T^*\right) \Big|_{T^*=T_0^*} B_{21}(u-v) dudv = \\
& = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 G(\omega) |K(jn\omega)|^2 d\omega = \\
& = -\frac{G_1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 (1+m+mT_n^2\omega^2) |S(jn\omega)|^2 d\omega}{[1+m+mT_n^2n^2\omega^2]^2} ; \tag{3.91}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t-T_0^*) \frac{d^2}{d(T^*)^2} \mathcal{G}\left(\frac{t}{n} - T^*\right) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right]^2 = \\
& = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 S(j\omega) S^*(jn\omega) d\omega}{1+m+mT_n^2n^2\omega^2} \right]^2 \tag{3.92}
\end{aligned}$$

Следует отметить, что в формуле (3.92) опущен фазовый множитель, который указывает на смещенность оценки, но не влияет на дисперсию ее.

Таким образом, величина дисперсии оценки времени запаздывания при неоптимальной фильтрации в условиях инерционного приема с учетом соотношений (3.91) и (3.92) будет определяться зависимостью

$$M_{2T} \{ \hat{T}^* \} = \frac{G_1 \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 (1+m+mT_n^2\omega^2) |S(jn\omega)|^2 d\omega}{[1+m+mT_n^2n^2\omega^2]^2}}{\frac{2}{\pi} \left[\int_0^{\infty} \frac{\omega^2 S(j\omega) S^*(jn\omega) d\omega}{1+m+mT_n^2n^2\omega^2} \right]^2} . \tag{3.93}$$

Относительное изменение дисперсии оценки по отношению к условиям оптимальной фильтрации может быть записано с учетом формулы (3.86) в виде

$$\begin{aligned}
\xi_{T^*}^* & = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\omega^2 (1+m+mT_n^2\omega^2) |S(jn\omega)|^2 d\omega}{[1+m+mT_n^2n^2\omega^2]^2}}{\left[\int_0^{\infty} \frac{\omega^2 S(j\omega) S^*(jn\omega) d\omega}{1+m+mT_n^2n^2\omega^2} \right]^2} \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{1+m+mT_n^2\omega^2} = \\
& = \left[\frac{1+m}{n^3} J_4(T_n) + \frac{mT_n^2}{n^5} J_6(T_n) \right] \frac{J_2(T_n)}{J_7^2(T_n, n)}, \tag{3.94}
\end{aligned}$$

где

$$J_6(T_n) = \int_0^{\infty} \frac{\omega^4 |S(j\omega)|^2}{(1+m+mT_n^2\omega^2)^2} d\omega ;$$

$$J_7(T_n, n) = \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 |S(j\omega)| |S(jn\omega)|}{1+m+mT_n^2\omega^2} d\omega .$$

При гауссовом сигнале вида (3.23) интегралы $J_2(T_n)$, $J_4(T_n)$, $J_6(T_n)$ и $J_7(T_n, n)$ примут вид:

$$J_2(T_n) = \frac{\sqrt{2}\pi^2}{v^2\tau(1+m)} \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right];$$

$$J_4(T_n) = \frac{\sqrt{2}\pi^2}{v^4\tau(1+m)^2} \left[\frac{\sqrt{\pi}v^2}{2} \left(1 + \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) - 1 \right];$$

$$J_6(T_n) = \frac{\pi^3 2\sqrt{2}}{\tau^3(1+m)^2 v^4} \left[1 - 2\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) + \frac{1}{v^2} \right];$$

$$J_7(T_n, n) = \frac{2\pi^2}{n^2\sqrt{1+n^2}(1+m)v^2\tau} \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v_1}\right) \right],$$

где $v_1 = nv\sqrt{\frac{2}{1+n^2}}$.

Подставляя значения интегралов $J_2(T_n)$, $J_4(T_n)$, $J_6(T_n)$ и $J_7(T_n, n)$ в выражение (3.94), получим

$$\xi_{T^*}^* = \frac{\frac{n(1+n^2)}{2} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 + \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) - \frac{1}{v^2} \right] + \frac{1+n^2}{2n} \left[1 + \frac{1}{v^2} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(3 + \frac{2}{v^2}\right) H\left(\frac{1}{v}\right) \right]}{\left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v_1}\right) \right]^2} \times$$

$$\times \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]. \quad (3.95)$$

При $n = 1$ имеем $\nu = \nu_1$ и соотношение (3.95) будет равно единице, т.е. $\xi_{T^*}^* = 1$.

При $\nu \gg 1$ формула (3.95) может быть представлена в виде

$$\xi_{T^*}^* \approx \frac{\frac{1+n^2}{2n} + \left(1 - \frac{3}{n^2}\right) \sqrt{\pi} (1+n^2) \frac{n}{4\nu}}{\left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{\nu_1}\right)\right]^2}. \quad (3.96)$$

Если, к тому же, $n \ll 1$ (полоса пропускания приемного тракта существенно шире оптимальной), то имеем

$$\xi_{T^*}^* \approx \frac{\left(2 - \frac{3\sqrt{\pi}}{\nu}\right) \frac{1}{n}}{4 \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{\nu_1}\right)\right]^2}. \quad (3.97)$$

В случае безынерционного приема выражение для $\xi_{T^*}^*$ нетрудно получить в виде

$$\xi_{T^*}^* = \left(\frac{n^2 + 1}{2n}\right)^3.$$

На Рис.3.10 приведены кривые $\sqrt{\xi_{T^*}^*(n)}$ при некоторых фиксированных значениях ν .

Характеристики $\sqrt{\xi_{T^*}^*(n)}$ несимметричны: расширение полосы пропускания по сравнению с оптимальной может обуславливать существенно большее снижение точности определения временного положения принимаемого сигнала, а, следовательно, и точности измерения дальности, чем сужение полосы пропускания. При этом отступление от условий оптимальной фильтрации сильнее отражается на точности измерения, чем на величине отношения сигнала к шуму.

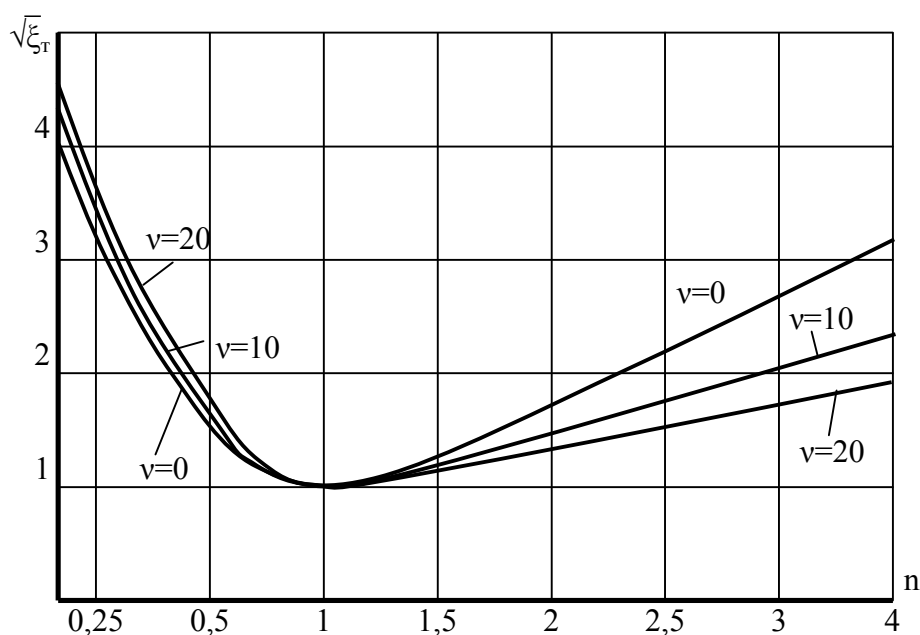


Рис.3.10. Характеристики относительной величины средней квадратической погрешности оценки времени запаздывания сигнала при отступлении от условий оптимальной фильтрации

3.5. Согласование фотоприемника с электронной схемой

В координаторах цели лазерных головок самонаведения, неконтактных активных оптических взрывателях, авиационных лазерных прицелах, артиллерийских и танковых лазерных прицелах, биноклях-дальномерах и других бортовых (и не только бортовых) оптических локационных системах в качестве фотоприемников широко используются фотодиоды и лавинные фотодиоды. При этом современные полупроводниковые фотоприемники имеют достаточно малый темновой ток. В этом случае шумы входной цепи (фотоприемного контура) сопоставимы с шумами усилительного устройства, т.е. имеет место инерционный прием.

При разработке приемных устройств оптических локаторов большое значение приобретает рациональный выбор параметров схемы включения фотоприемника. Эта задача входит в более общую проблему согласования фотоприемника с электронной схемой в условиях оптимизации структуры и параметров приемного устройства.

При гауссовой статистике шума и смеси сигнала с шумом критерием согласования может служить максимум величины отношения сигнала к шуму

$$\mu(T_n) = \left[\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2 d\omega}{G_1(\omega) + \frac{G_2^*(\omega)}{|K_1(j\omega)|^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.98)$$

Энергетические спектры $G_1(\omega)$, $G_2^*(\omega)$ и передаточную функцию входной цепи $K_1(j\omega)$ следует рассматривать как функции параметров схемы включения, которых может быть несколько: $z_1, z_2, \dots, z_n = \mathbf{z}$. Таким образом, $\mu(T_n)$ является функцией нескольких переменных $\mu(T_n, \mathbf{z})$ и оптимальное согласование фотоприемника с электронной схемой будет иметь место при условии решения вариационной задачи по нахождению

$$\max_{\mathbf{z}} \mu(T_n, \mathbf{z}) \quad (3.99)$$

При статистике помех отличной от гауссовой для согласования следует использовать байесовские и небайесовские статистические критерии качества.

Простейшей задачей согласования является выбор сопротивления нагрузки фотоприемника.

Рассмотрим зависимости отношения сигнала к шуму, дисперсий оценок величины сигнала и времени запаздывания его от величины сопротивления нагрузки на примере оптимального приема гауссовых сигналов с длительностью $\tau = 10^{-8} \text{ с}$ и $2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, используя следующие параметры приемной системы: среднее значение тока фотоприемника - $I = 10^{-6} \text{ А}$, емкость входной цепи - $C = 10^{-11} \text{ Ф}$, рабочая точка транзистора первого каскада усиления - $I_a = 10^{-4} \text{ А}$, крутизна вольтамперных характеристик транзистора - $S_0 = 10^{-3} \text{ А/В}$.

Расчеты проведем согласно выражениям (3.33), (3.81) и (3.87), которые в нашем случае принимают соответственно вид

$$\mu(T_n) = a_{\text{ex}} \left\{ \frac{\sqrt{2\pi\tau}}{2eIf(R_n)} H \left[\frac{1}{v(R_n)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$M_2 \{ \hat{A} \} = \frac{2\sqrt{2}eIf(R_n)}{\sqrt{\pi\tau} H \left[\frac{1}{v(R_n)} \right]},$$

$$M_2 \left[\hat{T}^* \right] = \frac{2eI_a C^2}{\tau S_0^2 a_{\text{ex}}^2 \sqrt{2} \left\{ 1 - \sqrt{\pi} H \left[\frac{1}{v(R_n)} \right] \right\}},$$

$$\text{где } v(R_n) = \left(\frac{2\pi m \gamma^2}{1+m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\pi C^2 I_a}{IS_0^2 \tau^2 f(R_n)} \right], \quad f(R_n) = 1 + \frac{2kT^0}{eIR_n} + \frac{I_a}{IS_0^2 R_n^2}.$$

Результаты расчетов приведены на рис.3.11 в виде кривых μ , $M_{20} \{ \hat{A} \}$ и $M_{20} \{ \hat{T}^* \}$, нормированных по этим величинам при нагрузке $R_n = 10^3 \text{ Ом}$.

Пунктирная кривая соответствует изменению отношения сигнала к шуму в условиях безынерционного приема.

Приведенные кривые рис.3.11 качественно характеризуют обнаружительные и точностные параметры от величины нагрузки и указывают на положительный эффект от ее увеличения.

При этом необходимо учитывать, что увеличение инерционности входной цепи с ростом R_n приводит к уменьшению ширины оптимальной полосы пропускания приемно-усилительного тракта, которая может оказаться значительно уже ширины спектральной функции принимаемого сигнала. Подобное сужение полосы пропускания в ряде случаев неприемлемо из-за ухудшения разрешающей способности или разрушения параметров принимаемого сигнала. Таким образом, возникает задача рационального выбора сопротивления нагрузки в условиях, когда при $R_n = \text{var}$ полоса пропускания приемно-усилительного тракта поддерживается постоянной (заданной) и может быть существенно шире оптимальной.

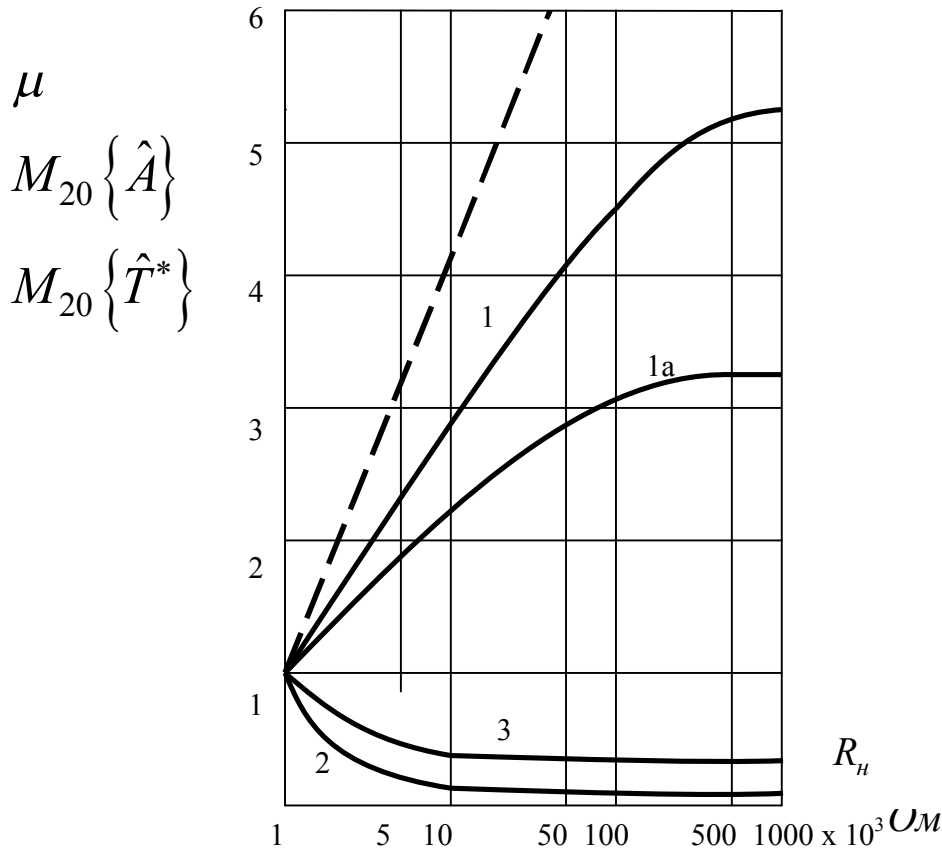


Рис.3.11

Нормированные зависимости от R_n

1 и 1a - μ (1 - при $\tau = 2 \cdot 10^{-8} c$, 1a - при $\tau = 10^{-8} c$),

2 - $M_{20} \{ \hat{A} \}$, 3 - $M_{20} \{ \hat{T}^* \}$

В качестве примера рассмотрим случай, когда принимается гауссов импульс, а частотная характеристика тракта отличается от оптимальной лишь масштабным коэффициентом $n \left(n = \frac{\Delta \omega_T^*}{\Delta \omega} \right)$. В этом случае величина отношения сигнала к шуму и эффективная ширина полосы пропускания приемно-усилительного тракта будут определяться соответственно по формулам (3.69) и (3.74).

При анализе влияния R_n на величину $\mu(T_n, n)$ для тракта с постоянной полосой пропускания следует иметь в виду, что с изменением R_n меняются не только параметры m, T_n , но и коэффициент n относительного изменения полосы пропускания.

Положим, что величину $\Delta\omega$ необходимо иметь фиксированной по условию

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\omega_c}{b} = \frac{\pi}{\sqrt{2\tau b}}, \quad (3.100)$$

где $\Delta\omega_c$ - эффективная ширина спектральной функции принимаемого гауссова сигнала, $b = \text{const}$.

Тогда из соотношений (3.74) и (3.100) найдем требуемое значение относительного изменения полосы пропускания при выбранном сопротивлении нагрузки R_n

$$n(R_n) = \frac{\pi}{\sqrt{2}v^2(R_n)} \left\{ \left[\frac{v^2(R_n)}{2} - 1 \right] \alpha^2(R_n) + 1 \right\}. \quad (3.101)$$

где $\alpha(R_n) = \left[\sqrt{\pi} H \left[\frac{1}{v(R_n)} \right] \right]^{\frac{1}{2}}$.

Задаваясь различными значениями R_n можно вычислить $v(R_n)$, $n(R_n)$, а затем $\mu(R_n)$ по формуле (3.69).

В качестве иллюстрации на рис.3.12 изображены кривые $v = v(R_n)$ и оптимальной ширины полосы пропускания приемно-усилительного тракта Δf_0 при приеме гауссова импульса, длительностью $2 \cdot 10^{-8}$ с, с указанными выше параметрами приемной системы. Коэффициенты b равны 1, 2, 3, что соответствует $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$ равных 17,7 мГц, 8,85 мГц и 5,9 мГц.

На рис.3.13 приведены (в произвольных единицах) кривые $\mu(R_n)$ для принятых фиксированных значений Δf , а также кривая, соответствующая оптимальному значению $\mu(R_n)$ для каждого R_n (под номером 4).

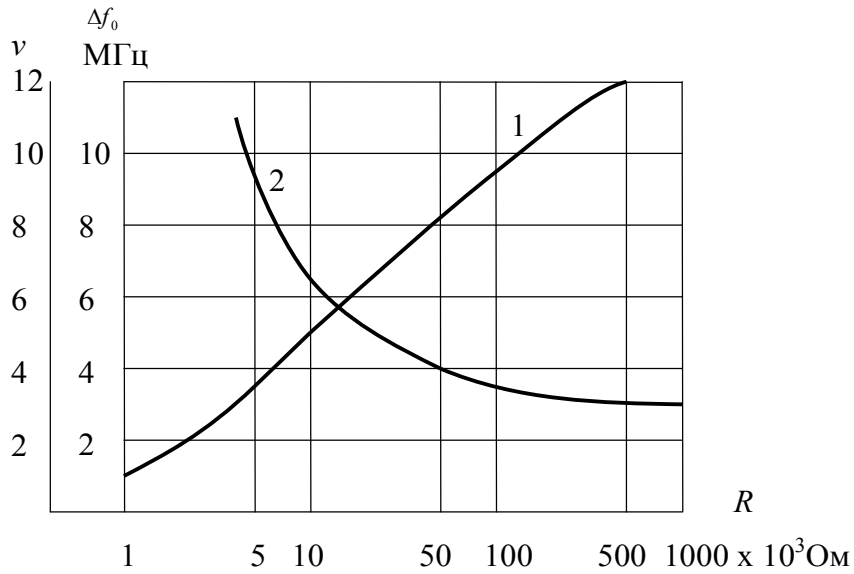


Рис.3.12

Зависимости обобщенного показателя инерционности ν и оптимальной полосы пропускания приемно-усилительного тракта Δf от сопротивления нагрузки (1 ν -, 2 - Δf)

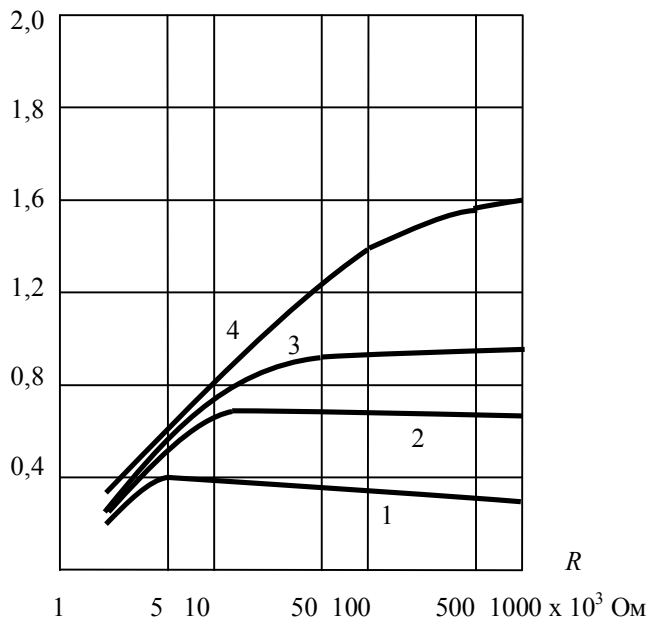


Рис.3.13

Характеристики влияния сопротивления нагрузки на величину отношения сигнала к шуму при фиксированных и оптимальных значениях полосы пропускания

Из рис.3.13 видно, что в случае достаточно широкой фиксированной полосы пропускания приемно-усилительного тракта зависимость $\mu(R_n)$ может носить слабо выраженный экстремальный характер (кривая 1), в соответствии с которой увеличение R_n сверх некоторого предельного значения приводит к определенному уменьшению отношения сигнала к шуму.

Если даже максимум зависимости $\mu(R_n)$ практически отсутствует (кривые 2 и 3), то границы эффективного увеличения R_n при $\Delta f = const$ могут существенно сдвигаться по сравнению со случаем оптимальной фильтрации (кривая 4) в сторону уменьшения. Из приведенных кривых также видно, как с расширением фиксированной полосы пропускания ухудшаются условия обнаружения.

4. Влияние временного формирования оптических сигналов на обнаружение и оценку информационных параметров

4.1. Потенциальные возможности временного преобразования излучения в оптических локаторах

В задачу временного формирования излучения входит выбор длительности, формы и частоты следования излучаемых сигналов. При этом рассматриваются следующие аспекты рационального временного формирования излучения:

- обнаружение сигнала на фоне флуктуационных помех при заданном времени наблюдения и наименьших энергетических затратах;
- обеспечение минимальных дисперсий оценок информационных параметров сигналов;
- селекция сигналов на фоне возможных внешних помех, включая сюда мешающие отражения, обусловленные влиянием среды распространения и посторонних объектов;
- распознавание типа объектов по их габаритам и конфигурации на основе анализа временных характеристик отраженных сигналов.

Операция обнаружения сигнала на фоне шумов является исходной и для остальных задач, что предопределяет целесообразность уделить ей основное внимание.

Будем первоначально исходить из того, что излучаемый и отраженный сигналы имеют одинаковые временные характеристики

(случай квазистационарного облучения объекта), а прием сигнала осуществляется на фоне шумов с гауссовой статистикой.

Пусть исходный излучаемый оптический сигнал $\Phi_1(t)$ при сохранении его энергии произвольным образом преобразуется в сигнал $\Phi_2(t)$. При этом характеристики приемного тракта оптического локатора выбираются оптимальными в соответствии с принимаемыми сигналами.

Эффективность рассматриваемого временного преобразования излучаемого сигнала с точки зрения возможного изменения условий обнаружения или **энергетический выигрыш** может быть оценена величиной

$$\eta = \frac{\mu_2}{\mu_1} \cdot \frac{\mu_{n1}}{\mu_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} D_n = \eta_\lambda D_n, \quad (4.1)$$

где μ - отношение сигнала к шуму на выходе приемного тракта,

μ_n - пороговая величина отношения сигнала к шуму, $D_n = \frac{\mu_{n1}}{\mu_{n2}}$, $\eta_\lambda = \frac{\mu_2}{\mu_1}$.

Индексы 1 и 2 здесь и далее относятся к исходному и преобразованному сигналам соответственно.

Если нормы ошибок, т.е. взвешенные вероятности ложных тревог α и пропуска сигналов β при работе в пороговых режимах считать

неизменными, то величину $D_n = \frac{\mu_{n1}}{\mu_{n2}}$, используя статистический

критерий Неймана-Пирсона, можно выразить в виде

$$D_n = \frac{\left(2 \ln \frac{\omega_{11} T}{2\pi\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} + \Phi^{-1}(1-2\beta)}{\left(2 \ln \frac{\omega_{12} T}{2\pi\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} + \Phi^{-1}(1-2\beta)}, \quad (4.2)$$

где $\omega_1 = \left[\frac{\int_0^\infty \omega^2 |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |K(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}}$ - средняя квадратическая частота спектра

шума на выходе приемного тракта;

$K(j\omega) = k \frac{S(i\omega)}{G(\omega)} \exp(-j\omega t_0)$ - передаточная функция приемного

тракта локатора при оптимальной фильтрации;

$S(j\omega)$ - спектральная функция принимаемого сигнала;

$G(\omega)$ - энергетический спектр шума на входе оптимального фильтра;

T - интервал наблюдения:

$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$ - интегральная функция Лапласа;

$\Phi^{-1}(x)$ - функция, определяемая соотношением $\Phi^{-1}[\Phi(x)] = x$.

Исходными данными для получения выражения (4.2) служат соотношения [12]:

$$\alpha \approx TN = \frac{\omega_1 T}{2\pi} \exp\left(-\frac{\mu_0^2}{2}\right),$$

$$\beta = 0,5[1 + \Phi(\mu_0 - \mu)],$$

где μ_0 - нормированный по среднему квадратичному значению уровня шума порог срабатывания (отношение порог/шум);

N - среднее число шумовых выбросов, превышающих пороговый уровень с положительной производной.

Как видно из соотношения (4.1), значение η , строго говоря, зависит не только от отношения сигнала к шуму, но и от величины D_n , определяемой изменением порога (уровня) срабатывания для заданной нормы ошибок принятия решения при изменении согласованной с сигналом характеристики приемного тракта. Таким образом, коэффициент D_n вносит определенную поправку в эффективность временного преобразования сигнала.

В общем случае критерием энергетической эффективности того или иного временного преобразования сигнала может служить величина относительного изменения пороговой энергии лучистого сигнала, обеспечивающей его обнаружение с заданными статистическими показателями. К непосредственному использованию этого критерия следует прибегать в ситуациях, когда существенно утрачивается однозначная зависимость между величиной отношения сигнала к шуму и статистическими характеристиками системы.

Потенциальные возможности влияния временного формирования излучения на условия обнаружения будем определять формулой (4.1), пренебрегая корректирующим коэффициентом D_n несмотря на то, что он будет вносить определенную поправку в эффективность временного преобразования.

Максимальное отношение сигнала к шуму, достигаемое при оптимальной фильтрации, определяется соотношением [3]

$$\mu = \left[\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{G(\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.3)$$

Здесь используется односторонний энергетический спектр шумов, которому соответствует мощность шумов σ_u^2 , выражаемая зависимостью

$$\sigma_u^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega.$$

Определим оптимальную временную характеристику сигнала, т.е. оценим условия получения $Max_{\Phi(t)} \mu$ при постоянной энергии W_s лучистого

сигнала $\Phi(t)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) dt = W_s = const. \quad (4.4)$$

С учетом того, что $S(0) = \varepsilon W_s$ (где $\varepsilon = const$), наибольшая величина отношения сигнала к шуму μ при заданной энергии входного лучистого сигнала будет достигаться, как это следует из формулы (4.3), в случае $|S(j\omega)| = S(0) = const$, т.е. при сигнале вида

$$\Phi(t) = W_s \delta(t),$$

где $\delta(t)$ - дельта-функция.

Таким образом, наилучшие (потенциальные) условия обнаружения оптического сигнала заданной энергии обеспечиваются при его формировании в виде импульса бесконечно малой длительности.

При этом достигаемая величина μ зависит от вида энергетического спектра шумов $G(\omega)$. В частности, при $G(\omega) = G = const$ (белом шуме) либо при убывающем с частотой энергетическим спектром шума имеем

$$\lim \mu = \infty$$

$$\Phi(t) \rightarrow W_s \delta(t),$$

т.е. уменьшение длительности оптического сигнала заданной энергии приводит к теоретически неограниченному возрастанию отношения сигнала к шуму, т.е. к неограниченной дальности действия оптического локатора при ограниченной энергии излучения.

Если приведенный ко входу энергетический спектр шумов носит возрастающий с частотой характер, то увеличение отношения сигнала к

шуму может ограничиваться некоторым пределом, зависящим от конкретных параметров системы.

Если говорить о временном формировании излучаемого сигнала в условиях нестационарного облучения, то принципиальная сторона вопроса остается прежней, но достижимое отношение сигнала к шуму дополнительно ограничивается временным преобразованием сигнала при отражении от объекта. Спектральную функцию отраженного сигнала $S_{1,2}(j\omega)$ можно определить зависимостью

$$S_{1,2}(j\omega) = S_{1,1}(j\omega)K_{\vartheta}(j\omega), \quad (4.5)$$

где $S_{1,1}(j\omega)$ - спектральная функция излучаемого сигнала,

$K_{\vartheta}(j\omega)$ - передаточная функция объекта.

В соответствии с формулой (4.5) при $\Phi(t) = W_{\vartheta}\delta(t)$ имеем $S_1(j\omega) = S_1(0) = W_{\vartheta}$ и предельно достижимое значение отношения сигнала к шуму μ будет пропорционально величине

$$\left[W_{\vartheta} \int_0^{\infty} \frac{|K_{\vartheta}(j\omega)|^2}{G(\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}},$$

т.е. будет конечным даже при $G(\omega) = G = const$, поскольку

$$\int_0^{\infty} |K_{\vartheta}(j\omega)|^2 d\omega < \infty.$$

На эффективность метода временного формирования сигнала с точки зрения улучшения условий обнаружения могут, кроме того, влиять неаддитивность сигнала и шума и проявления их дискретного характера, а также технические факторы, связанные с ограничениями широкополосных приемных трактов.

4.2 Влияние длительности оптических сигналов заданной энергии на условия их обнаружения

Пусть некоторый лучистый сигнал $\Phi_1(t)$ преобразуется таким образом, что при заданной форме сигнала его пиковая мощность изменится в λ раз, а длительность в $1/\lambda$ раз (длина волны излучения предполагается неизменной). Тогда преобразованный сигнал $\Phi_2(t)$ связан с исходным соотношением

$$\Phi_2(t) = \lambda \Phi_1(\lambda t), \quad (4.6)$$

которое удовлетворяет равенству энергий оптических сигналов

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_2(t) dt. \quad (4.7)$$

Соотношение (4.7) назовем **преобразованием энергетического подобия**, а величину λ - коэффициентом преобразования.

Форма сигналов $\Phi_1(t)$ и $\Phi_2(t)$ будем считать неизменной в том смысле, что их временные характеристики отличаются лишь масштабным коэффициентом. Естественно, что при использовании селективных фотоприемников, связь между исходным $s_1(t)$ и преобразованным $s_2(t)$ сигналами фототока определяется формулой:

$$s_2(t) = \lambda s_1(\lambda t). \quad (4.8)$$

Связь спектральных функций этих сигналов с учетом теоремы изменения масштаба преобразования Фурье определяется зависимостью

$$S_2(j\omega) = S_1\left(j\frac{\omega}{\lambda}\right). \quad (4.9)$$

В условиях оптимальной фильтрации можно определить величину, характеризующую изменение отношения сигнала к шуму в результате преобразования энергетического подобия в виде

$$\eta_\lambda = \frac{\mu_2}{\mu_1} = \left[\frac{\int_0^\infty \frac{|S_1\left(j\frac{\omega}{\lambda}\right)|^2}{G(\omega)} d\omega}{\int_0^\infty \frac{|S_1(j\omega)|^2}{G(\omega)} d\omega} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.10)$$

где μ_1 и μ_2 - максимально достижимые отношения сигнала к шуму для сигналов $s_1(t)$ и $s_2(t)$ соответственно.

Величина η_λ будет характеризовать эффективность преобразования энергетического подобия.

Выражение (4.10) имеет смысл лишь для таких сочетаний спектральной функции сигнала и энергетического спектра шума, когда исходная величина μ конечна.

Проведем замену переменных в интеграле числителя формулы (4.10) и получим

$$\eta_{\lambda} = \lambda^{\frac{1}{2}} \psi(\lambda), \quad (4.11)$$

где

$$\psi(\lambda) = \frac{\left[\int_0^{\infty} \frac{|S_1(j\omega)|^2}{G(\lambda\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^{\infty} \frac{|S_1(j\omega)|^2}{G(\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.12)$$

При шумах с равномерным энергетическим спектром ($G(\omega) = G = const$) величина $\psi(\lambda) = 1$ и, следовательно,

$$\eta_{\lambda} = \sqrt{\lambda}. \quad (4.13)$$

Величина $\psi(\lambda)$ характеризует относительное изменение эффективности преобразования энергетического подобия при шумах с неравномерным энергетическим спектром (окрашенных шумах) по отношению к случаю белых шумов.

Таким образом, при шумах с равномерным энергетическим спектром энергетический выигрыш не зависит от формы оптических сигналов. Следует отметить, что для этого случая величина энергетического выигрыша η_{λ} могла быть получена и на основе анализа во временной области

$$\eta_{\lambda} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_2^2(t) dt \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_1^2(t) dt \right]^{\frac{1}{2}}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \lambda s_1^2(t) d\lambda t \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_1^2(t) dt \right]^{\frac{1}{2}}} = \sqrt{\lambda}. \quad (4.14)$$

Заметим, что при шумах с равномерным энергетическим спектром возможность улучшения условий обнаружения оптического сигнала заданной энергии путем его соответствующего временного формирования связана со специфической особенностью селективных приемников лучистой энергии, осуществляющих линейное преобразование лучистой мощности в ток или напряжение сигнала, чему соответствует квадратичное преобразование лучистой мощности в электрическую. При этом если лучистый сигнал постоянной энергии увеличивается по величине (за счет

уменьшения длительности), то энергия электрического сигнала $\int_{-\infty}^{\infty} s_2^2(t) dt$

не остается постоянной, а возрастает пропорционально коэффициенту

преобразования λ . Именно это возрастание и обеспечивает увеличение отношения сигнала к шуму.

При неравномерном энергетическом спектре шума дополнительным фактором, позволяющим улучшить отношение сигнала к шуму методом временного формирования оптического сигнала, является возможность благоприятного изменения спектральной функции последнего.

Следует отметить, что в случае радиосигналов ЭДС, возникающая в приемной антенне, пропорциональна напряженности электромагнитного поля, т.е. корню квадратному из лучистой мощности. При этом связь между лучистой и электрической мощностями сигнала линейна и в условиях оптимального приема при шумах с равномерным энергетическим спектром никакие временные преобразования излучаемого сигнала заданной энергии не могут увеличить отношение сигнала к шуму [10], хотя при окрашенных шумах определенное улучшение в соответствии с величиной $\psi(\lambda)$ может быть достигнуто [14].

Влияние окрашенных шумов на эффективность преобразования энергетического подобия рассмотрим на примере помехи с энергетическим спектром вида

$$G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n}, \quad (4.15)$$

где A, a, n - неотрицательные постоянные.

Подобный энергетический спектр характерен, например, для помехи внешнего происхождения, относя сюда, в частности, помехи, обусловленные энергетическими контрастами ландшафтов при сканирующем обзоре узким полем.

На основании выражений (4.12) и (4.15) получим

$$\psi(\lambda) = \left(\frac{a^n h_{01} + \lambda^n h_{n1}}{a^n h_{01} + h_{n1}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{a^n + \lambda^n g_n}{a^n + g_n} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.16)$$

где

$$h_{01} = \int_0^{\infty} |S_1(j\omega)|^2 d\omega, \quad h_{n1} = \int_0^{\infty} \omega^n |S_1(j\omega)|^2 d\omega, \quad g_n = \frac{h_{n1}}{h_{01}}.$$

Величина ω_n , характеризующая отношения моментов n -го и нулевого порядка (h_{n1} и h_{01}) функции $|S_1(j\omega)|^2$, при $n=1$ имеет смысл средней частоты спектра сигнала $g_1 = \omega_0$, а при $n=2$ величина $g_2^{1/2} = \omega_1^{1/2}$ есть средняя квадратичная частота спектра сигнала. Из выражений (4.11) и (4.16) следует, что при шумах с неравномерным энергетическим спектром эффективность преобразования энергетического

подобия зависит как от параметров шума (a, n) , так и от формы сигнала, определяющей величину g_n , хотя, как будет показано ниже, эта последняя зависимость практически в типовых ситуациях проявляется незначительно.

Если $\lambda^n g_n \gg a^n$, то из формул (4.11) и (4.16) следует, что

$$\eta_\lambda \approx \lambda^{\frac{n+1}{2}} \left[\frac{g_n}{a^n + g_n} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.17)$$

Как видим при шумах с убывающим энергетическим спектром эффективность преобразования энергетического подобия может оказаться более высокой, чем в случае белых шумов.

Запишем соотношение (4.16) в следующем виде

$$\psi(\lambda) = \left(\frac{1 + \lambda^n b_n r^n}{1 + b_n r^n} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.18)$$

где b_n - коэффициент, зависящий от формы импульса, $r = \frac{1}{a\tau_1}$, τ_1 - длительность исходного сигнала.

Величина r характеризует отношение ширины спектральной функции сигнала к ширине энергетического спектра шума.

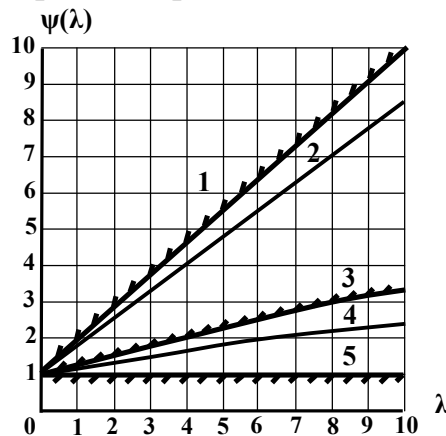


Рис.4.1

Кривые $\psi(\lambda)$, характеризующие влияние неравномерности энергетического спектра шумов на эффективность преобразования энергетического подобия

В качестве иллюстрации на рис.4.1 приведены кривые $\psi(\lambda)$ для косинусоидального импульса (с длительностью по основанию $\pm\tau_1$) при

$r = 1$ и n , равных 1 и 2 ($b_1 = 1,21; b_2 = 3,29$). Здесь же приведены граничные зависимости $\psi(\lambda)$ при $r \rightarrow 0$ (приближение к случаю белых шумов) и $r \gg 1$, относящихся к импульсам любой формы.

Можно отметить, что коэффициенты b_1 и b_2 для других типовых форм импульсов не сильно отличаются от указанных выше значений: $b_1 = 1,47$; $b_2 = 3,28$ - для косинус-квадратного импульса; $b_1 = 1,32$; $b_2 = 3$ - для треугольного импульса; $b_1 = 1,41$; $b_2 = 3,14$ - для гауссова импульса (в последнем случае отсчет длительности импульса производится на уровне $\sim 0,5$ от максимального значения).

Рассмотрим функцию $\psi(\lambda)$ для шумов с энергетическим спектром более общего вида

$$G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n} + G, \quad (4.19)$$

где $G = const$ - составляющая белого шума.

В этом случае выражение для функции $\psi(\lambda)$ с учетом зависимостей (4.12) и (4.19) принимает вид

$$\psi(\lambda) = \frac{\left[\int_0^\infty \frac{|S(j\omega)|^2 (a^n + \lambda^n \omega^n)}{A + (a^n + \lambda^n \omega^n)G} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^\infty \frac{|S(j\omega)|^2 (a^n + \omega^n)}{A + (a^n + \omega^n)G} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.20)$$

В качестве иллюстрации определим $\psi(\lambda)$ при $n = 2$ и сигнале гауссовой формы

$$s_1(t) = \exp\left(-\pi \frac{t^2}{\tau^2}\right).$$

Здесь τ - длительность сигнала на уровне $\sim 0,5$ от максимального его значения.

После интегрирования в (20) и некоторых преобразований получим

$$\psi(\lambda) = \left[\frac{1 - \frac{\sqrt{\pi} H\left(\frac{\xi}{\lambda}\right) p}{a^2 + p}}{1 - \frac{\sqrt{\pi} H(\xi) p}{a^2 + p}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.21)$$

где $p = \frac{A}{G}$; $\xi = \tau \sqrt{\frac{a^2 + p}{2}}$;

$H(x) = x \exp(x^2) \operatorname{erfc}(x) = x \exp(x^2) [1 - \operatorname{erf}(x)]$ - дополнительный интеграл вероятностей;

$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ - функция Крампа.

Отметим, что формула (4.21) справедлива при $p \neq \infty$.

На рис.4.2 приведены кривые $\psi(\lambda)$ при некоторых фиксированных значениях p и r , причем случай $p = 0$ ($\xi \neq 0$) соответствует шумам с равномерным энергетическим спектром. Зависимости $\psi(\lambda)$ здесь носят асимптотический характер, причем

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \psi(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sqrt{\pi} H(\xi) p}{a^2 + p}}}. \quad (4.22)$$

В случае $a = 0$, т.е. при энергетическом спектре шума

$$G(\omega) = G + \frac{A}{\omega^2}$$

получим из соотношения (4.21) зависимость

$$\psi(\lambda) = \sqrt{\frac{1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{r_1}{\lambda}\right)}{1 - \sqrt{\pi} H(r_1)}}, \quad \text{где } r_1 = \tau \sqrt{\frac{p}{2}}.$$

На рис.4.3 приведены кривые $\psi(\lambda)$ для некоторых фиксированных значений r_1 .

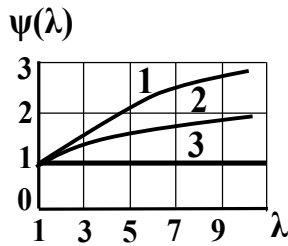


Рис. 4.2

Кривые $\psi(\lambda)$ при энергетическом спектре

$$\text{шума } G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n} + B$$

$[1 - r = 1, p = 24]; [2 - r = 1, p = 8]; [3 - r = 0]$.

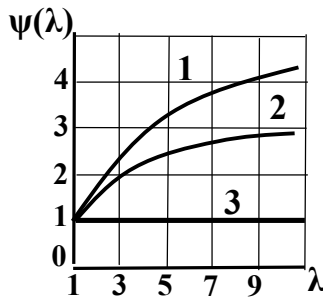


Рис. 4. 3

Кривые $\psi(\lambda)$ при энергетическом спектре

$$\text{шума } G(\omega) = B + \frac{A}{\omega^2}$$

$[1 - r = 4]; [2 - r = 2]; [3 - r = 0]$.

Часто в оптических локаторах приходится сталкиваться с шумами, энергетический спектр которых определяется зависимостью

$$G(\omega) = G + \frac{A}{\omega}$$

В этом случае величина η_λ при изменении длительности сигнала в λ раз в зависимости от соотношения между A и G будет заключаться между $\sqrt{\lambda}$ и λ .

Приведенные примеры подтверждают предположение о возможности существенного влияния неравномерности энергетического спектра шумов на эффективность преобразования энергетического подобия.

Следует напомнить, что для оценки энергетического выигрыша, определяемого формулой (4.1), необходимо также вычислять коэффициент D_n .

4.3. Влияние формы оптических сигналов заданной энергии на условия их обнаружения

Для придания определенности задаче исследования влияния формы оптических сигналов заданной энергии необходимо наложить дополнительные ограничения на рассматриваемый класс сигналов, например, нормировать их по величине или длительности [4].

Сначала рассмотрим случай при гауссовых шумах с равномерным энергетическим спектром и определим по критерию максимума отношения сигнала к шуму оптимальную форму оптического сигнала заданных энергии и величины.

Положим, что оптический сигнал описывается зависимостью

$$\Phi(t) = \Phi_0 s_0(t),$$

где $\Phi_0 = const$ - пиковая мощность излучения,

$s_0(t)$ - нормированная по величине временная функция сигнала.

Тогда при оптимальной фильтрации сигнала рассматриваемая задача сводится к тому, чтобы в классе функций, удовлетворяющих условию

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt = const, \quad (4.23)$$

определить вид функции $s_0(t)$, максимизирующий функционал

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} s_0^2(t) dt. \quad (4.24)$$

Поскольку $s_0(t) \leq 1$, имеем соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_0^2(t) dt \leq \int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt. \quad (4.25)$$

Равенство интегралов в выражении (4.25), соответствующее максимизации функционала V , достигается при условии

$$s_0^2(t) = s_0(t), \quad (4.26)$$

что для моноимпульса возможно лишь в случае, если

$$s_0(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2 \\ 0 & \text{при } t < t_1, t > t_2 \end{cases}, \quad (4.27)$$

т.е. при прямоугольной форме сигнала. При этом временные пределы $[t_1, t_2]$ существования $s_0(t)$, т.е. длительность сигнала, определяются на основании соотношений (4.23) и (4.27) по формуле

$$\tau = t_2 - t_1 = \int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt.$$

В случае оптического сигнала постоянной энергии и длительности оптимальной формы сигнала (при $G(\omega) = G = const$) не существует, а прямоугольная форма является наименее благоприятной [4].

Рассмотрим влияние формы оптических сигналов на условия обнаружения их. Пусть сравниваются отношения сигнала к шуму при

оптимальном приеме двух оптических сигналов $\Phi_1(t)$ и $\Phi_2(t)$, которым соответствуют электрические сигналы $s_1(t) = a_1 s_{01}(t)$ и $s_2(t) = a_2 s_{02}(t)$, где $s_{01}(t)$ и $s_{02}(t)$ - нормированные по величине временные функции сигналов, a_1 и a_2 - их величины.

При равенстве энергий лучистых сигналов имеем

$$a_1 \int_{-\infty}^{\infty} s_{01}(t) dt = a_2 \int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt. \quad (4.28)$$

Если заданы величины сигналов, то равенство (4.28) определяет соотношение их длительностей, а при заданных длительностях – соотношение величин. На основании зависимостей (4.14) и (4.28) общее выражение для относительного изменения величины сигнала к шуму имеет вид

$$\eta^* = \frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_{01}(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt} \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_{01}^2(t) dt}}. \quad (4.29)$$

При равенстве энергий и величин оптических сигналов примем за эталонный (исходный) $s_1(t)$ - прямоугольный сигнал. В этом случае имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_{01}^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_{01}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt. \quad (4.30)$$

Тогда на основании (4.29) получим

$$\eta^* = \frac{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}^2(t) dt}}{\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt}. \quad (4.31)$$

При сопоставлении сигналов с одинаковыми длительностями необходимо условиться относительно способа определения последних. Понимая, например, под эффективной длительностью сигнала промежуток времени, в котором сосредоточено 0,9 полной энергии лучистого сигнала, и по прежнему считая эталонным сигналом – прямоугольный, нетрудно получить для относительного изменения η_1^* величин сигнала к шуму выражение

$$\eta_1^* = \left[1,11\tau_э \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}^2(t) dt}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt \right]^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.32)$$

где $\tau_э$ - эффективная длительность сигнала $s_2(t)$.

В табл.4.1 приведены результаты расчета величин η^* и η_1^* для ряда типичных форм сигналов.

Таблица 4.1

Форма сигнала	η^*	η_1^*
Прямоугольный	1	1
Треугольный	0,815	1,005
Экспоненциальный	0,707	1,13
Косинус-квадратный	0,805	1,01
Гауссов	0,841	1,02
Косинусоидальный	0,887	1,045

Приведенные данные подтверждают, что среди оптических сигналов различной формы особое место принадлежит прямоугольному импульсу, который может быть оптимальным (при нормировке по энергии и величине) либо наименее благоприятным (при нормировке по энергии и длительности). В тоже время, как видно из табл.4.1, форма лучистых сигналов заданной энергии сравнительно мало влияет на потенциальные условия их обнаружения. Так, для рассмотренных форм сигналов величина η^* изменяется не более чем на 30%, а наибольшее изменение величины η_1^* составляет 13%

Оценим влияние формы оптических сигналов при шумах с неравномерным энергетическим спектром.

Рассмотрим случай оптических сигналов, нормированных по энергии и величине. Применительно к энергетическому спектру шума вида (4.15) можно записать следующее выражение для относительного изменения η^* величины отношения сигнала к шуму.

$$\eta^* = \left[\frac{\int_0^{\infty} |S_2(j\omega)|^2 (a^n + \omega^n) d\omega}{\int_0^{\infty} |S_1(j\omega)|^2 (a^n + \omega^n) d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{a^n h_{02} + h_{n2}}{a^n h_{01} + h_{n1}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.33)$$

где h_{01}, h_{n1} и h_{02}, h_{n2} - моменты нулевого и n -го порядка функций $|S_1(j\omega)|^2$ и $|S_2(j\omega)|^2$ соответственно:

Следует отметить, что при энергетическом спектре шумов (4.15) интегралы (или один из них) могут оказаться расходящимися (например, в случае прямоугольного импульса при $n \geq 1$). Практически бесконечные значения величины отношения сигнала к шуму недостижимы из-за неизбежного наличия белой составляющей шума, а также вследствие технической неосуществимости оптимальной фильтрации. Однако сам факт, что при $G(\omega) \neq const$ потенциальная величина отношения сигнала к шуму может быть конечной или стремиться к бесконечности в зависимости от формы сигнала, свидетельствует о том, что неравномерность энергетического спектра шума может приводить к увеличению влияния формы лучистых сигналов заданной энергии на условия обнаружения.

Выберем в качестве эталонного сигнала гауссов импульс, для которого

$$s_{01}(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right).$$

На основании формулы (4.33) определим величину η^* для сигналов $s_{02}(t)$ некоторых других форм при $n = 1$ и $n = 2$. При этом соотношение длительностей сопоставляемого и эталонного сигналов определяется из равенства

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_{01}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt,$$

соответствующего условию постоянства энергий и величин оптических сигналов. В качестве иллюстрации на рис.4.4 приведены зависимости $\eta^* = f(r)$ (где $r = 1/a\tau$) для косинусоидального -1, косинус-квадратичного -2 и треугольного сигналов -3.

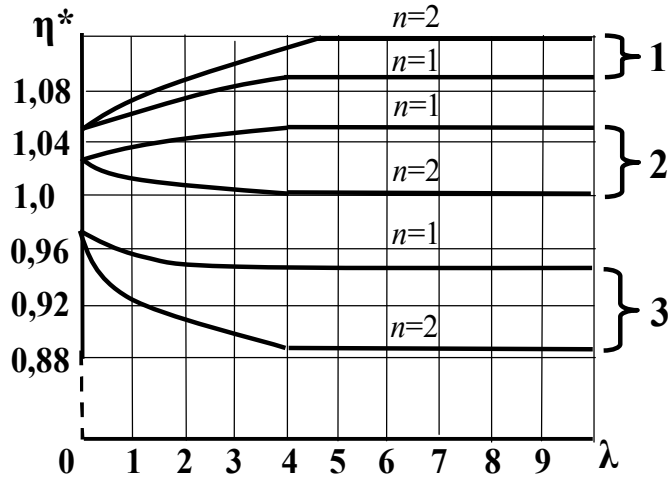


Рис.4. 4

Кривые $\eta^ = f(r)$, характеризующие условия обнаружения сигналов различной формы при шумах с неравномерным энергетическим спектром.*

При $r \rightarrow 0$ ($a \rightarrow \infty$) имеем приближение к случаю белых шумов (так же, как и при $n = 0$ и любом значении a). В этом случае, как следует из соотношения (4.33) имеем

$$\eta^* = \left(\frac{h_{02}}{h_{01}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.34)$$

Случай, при котором $r \rightarrow \infty$ ($a \rightarrow 0$), соответствует энергетическому спектру шума $G(\omega) = \left(\frac{1}{\omega} \right)^n$. При этом имеем

$$\eta^* = \left(\frac{h_{n2}}{h_{n1}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.35)$$

Практически, как видно из рис.4.4, величины η^* приближаются к своим предельным значениям уже при $r \approx 5 \div 10$.

Приведенные данные подтверждают, что неравномерность энергетического спектра шума приводит к увеличению влияния формы оптического сигнала заданной энергии на условия его обнаружения, хотя для рассмотренных видов сигналов и помех это увеличение незначительно. Так, например, если в случае белых шумов при косинусоидальной форме сигнала потенциальное отношение сигнала к шуму получается примерно в 1,05 раза больше, чем при гауссовой форме, то при рассмотренных

окрашенных шумах это относительное увеличение может достигать 1,12 ($r = 10, n = 2$).

В табл.4.2 помещены сводные данные по характеристикам сигналов различной формы. За эталонный сигнал с длительностью τ , принят сигнал с гауссовой формой. Отношение $\frac{\tau}{\tau_0}$ вычислялось из условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_{01}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_{02}(t) dt.$$

Помимо моментов h_0, h_1, h_2 , функций $s_0(t)$ и $|S(j\omega)|$ в табл.2 приведены значения средней ω_0 и средней квадратичной ω_1 частот спектра сигналов, определяемых соотношениями

$$\omega_0 = \frac{h_1}{h_0}; \quad \omega_1 = \left(\frac{h_2}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Таблица 4.2

Форма сигнала	$s_0(t)$	$ S(j\omega) $	h_0	h_1	h_2	ω_0	ω_1	τ/τ_0
Гауссова	$\exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right),$ $-\infty \leq t \leq \infty$	$\tau_0 \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_0^2}{4}\right)$	$\sqrt{\frac{\pi^3}{2}} \tau_0$	π	$\frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{\pi^3}{2}}$	$\frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$	$\frac{1}{\tau_0}$	1
Прямо- угольная	$\begin{cases} 1, & t \leq \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases}$	$2\tau \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega\tau}$	$2\pi\tau$	-	-	-	-	-
Треугольная	$1 - \frac{ t }{\tau}, t \leq \tau$	$2\tau \frac{1 - \cos(\omega\tau)}{(\omega\tau)^2}$	$\frac{2\pi\tau}{3}$	2,78	$\frac{2\pi}{\tau}$	$\frac{1,33}{\tau}$	$\frac{\sqrt{3}}{\tau}$	$\sqrt{\pi}$
Косинусoidal- ная	$\cos \frac{\pi t}{2\tau},$ $ t \leq \tau$	$\frac{4\tau}{\pi} \frac{\cos(\omega\tau)}{1 - \left(\frac{2\omega\tau}{\pi}\right)^2}$	$\pi\tau$	3,80	$\frac{\pi^3}{4\tau}$	$\frac{1,21}{\tau}$	$\frac{\pi}{2\tau}$	$\frac{\sqrt{\pi^3}}{4}$
Косинус- -квдратная	$\cos^2 \frac{\pi t}{2\tau},$ $ t \leq \tau$	$\frac{\pi^2/\tau^2}{\omega} \frac{\sin(\omega\tau)}{\pi^2/\tau^2 - \omega^2}$	$\frac{3\pi\tau}{4}$	3,46	$\frac{\pi^3}{4\tau}$	$\frac{1,47}{\tau}$	$\frac{\pi}{\tau\sqrt{3}}$	$\sqrt{\pi}$
Квази- квдрат- ичная	$\frac{1}{1 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^2},$ $-\infty \leq t \leq \infty$	$\pi\tau \exp(- \omega\tau)$	$\frac{\pi^2\tau}{2}$	$\frac{\pi^2}{4}$	$\frac{\pi^2}{4\tau}$	$\frac{1}{2\tau}$	$\frac{1}{\tau\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{\pi}}$
Экспонен- циальная	$\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$ $t \geq 0$	$\frac{\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}$	$\frac{\pi\tau}{2}$	-	-	-	-	-

Линейно-экспоненциальная	$\frac{t}{\tau} \exp(-t/\tau),$ $t \geq 0$	$\frac{e\tau}{1+(\omega\tau)^2}$	$\frac{\pi e\tau}{4}$	$\frac{e^2}{2}$	$\frac{\pi e^2}{4\tau}$	$\frac{2}{\pi\tau}$	$\frac{1}{\tau}$	$\frac{\sqrt{\pi}}{e}$
Экспоненциально-степенная	$\left(\frac{t}{\tau x}\right)^x \exp\left(-\frac{t-\tau x}{\tau}\right)$	$\frac{\Gamma(x+1)\tau}{(1+j\omega\tau)^{x+1}} \left(\frac{e}{x}\right)^x$	-	-	-	-	-	$\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(x+1)} \times \left(\frac{x}{e}\right)^x$

Здесь $\Gamma(z)$ - гамма-функция.

Приведенные в табл.4.2 данные могут быть полезными при расчетах, связанных с обнаружением и оценкой параметров сигналов.

4.4. Влияние изменения длительности оптических сигналов постоянной величины на их обнаружение

Рассмотрим задачу влияния изменения длительности оптических сигналов постоянной пиковой мощности на отношение сигнала к шуму, которая нетривиально лишь при окрашенных шумах, т.е. при шумах с неравномерным энергетическим спектром.

Положим, что исходный сигнал $s_1(t)$ длительностью τ_1 преобразуется в сигнал $s_2(t)$ с длительностью $\tau_2 = \frac{\tau_1}{\lambda}$ в соответствии с соотношением

$$s_2(t) = s_1(\lambda t) \quad (4.36)$$

При энергетическом спектре шумов вида

$$G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n}$$

выражение для относительного изменения величины отношения сигнала к шуму можно представить в виде

$$\eta = \sqrt{\frac{\lambda^{-1} \alpha^n h_0 + \lambda^{n-1} h_n}{\alpha^n h_0 + h_n}}. \quad (4.37)$$

В числителе выражения (4.37) первый член всегда уменьшается с ростом λ (т.е. с сокращением длительности сигнала), а второй член, убывает с ростом λ при $n < 1$, и не зависит от λ при $n = 1$. При $n < 1$ с характер изменения отношения сигнала к шуму такие же, что и длительность сигнала, причем

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \eta = 0, \quad \lim_{\lambda \rightarrow 0} \eta = \infty.$$

В частности, в случае наличия белого шума ($n = 0$) приходим к известному результату: $\eta = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$.

При $n = 1$ величина η также неограниченно возрастает с уменьшением λ , но с ростом λ она убывает лишь до определенного предела:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \eta = \sqrt{\frac{h_1}{\alpha h_0 + h_1}} \quad (4.38)$$

Наконец, при $n > 1$ получаем

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \eta = \infty, \quad \lim_{\lambda \rightarrow 0} \eta = \infty,$$

т.е. функция $\eta(\lambda)$ имеет минимум при некотором значении коэффициента преобразования λ_{\min} и соответствующем значении длительности

$\tau_{\min} = \tau_1 / \lambda_{\min}$. Величина λ_{\min} , определяемая из условия $d\eta/d\lambda = 0$, равна

$$\lambda_{\min} = \alpha \sqrt{\frac{h_0}{h_1(n-1)}}.$$

(Значения h_0 и h_1 для различных форм сигналов приведены в табл.4.2)

Таким образом, в рассматриваемом случае существует некоторое наименее благоприятное значение длительности сигнала τ_{\min} , при которой потенциальная величина отношения сигнала к шуму будет наименьшей. Значение τ_{\min} сравнительно мало зависит от формы сигнала. Например, при $n = 2$ для косинусоидального, треугольного и косинус-квадратного импульсов величины τ_{\min} равны $1,57/\alpha$, $1,73\alpha/\alpha$, $1,81/\alpha$ соответственно.

В случае если $\alpha = 0$, т.е. при энергетическом спектре шума

$$G(\omega) = \frac{A}{|\omega|^n}, \text{ имеем}$$

$$\eta = \sqrt{\lambda^{n-1}}, \quad (4.39)$$

откуда следует, что при $n = 1$ отношение сигнала к шуму не зависит от длительности сигнала постоянной величины ($\eta = 1$).

Кажущийся парадоксальным вывод о возможности постоянства или даже неограниченного возрастания величины отношения сигнала к шуму с уменьшением длительности сигнала имеет в своей основе то обстоятельство, что при асимптотически убывающего до нуля

энергетического спектра в ряде случаев теоретически возможно достоверное обнаружение сигнала сколь угодно малой энергии.

Наличие в энергетическом спектре шума белой составляющей исключает возможность неограниченного возрастания отношения сигнала к шуму с уменьшением длительности сигнала. Однако при определенных условиях может наблюдаться увеличение этого отношения до некоторого максимума с последующим снижением, что соответствует оптимальной длительности сигнала.

Так при энергетическом спектре шума

$$G(\omega) = B + \frac{A}{\omega^n},$$

отношение сигнала к шуму можно записать в виде

$$\mu = \mu(\lambda) = \left[\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{n-1} \omega^n |S_1(j\omega)|^2}{A + B\lambda^n \omega^n} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.40)$$

где $S_1(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-j\omega t} dt$ - спектральная функция исходного сигнала.

Из соотношения (4.40) следует:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \mu(\lambda) = 0;$$

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \mu(\lambda) = \begin{cases} 0 & n > 1 \\ \sqrt{\frac{2}{A\pi} \int_0^{\infty} \omega |S_1(j\omega)|^2 d\omega} & n = 1 \end{cases} \text{ при}$$

Таким образом, при $n > 1$ величина μ стремится к нулю, как при неограниченном уменьшении, так и при неограниченном увеличении длительности сигнала, т.е. функция $\mu(\tau)$ имеет максимум, которому соответствует оптимальная длительность сигнала $\tau = \tau_{opt}$. Значение оптимальной длительности зависит от параметров энергетического спектра шума (A, B, n) , а также (в определенной мере) от формы принимаемого

сигнала. Например, для гауссова импульса $\tau_{opt} \approx \sqrt{\frac{2B}{A}}$ (при отсчете длительности по уровню 0,5 от максимальной величины сигнала).

При $n = 1$ неограниченное увеличение длительности сигнала приводит к возрастанию величины отношения сигнала к шуму до определенного предела, зависящего от A и $S_1(j\omega)$.

Следует отметить, что все результаты, относящиеся к влиянию изменения длительности оптических сигналов постоянной величины, справедливы и для радиосигналов.

4.5. Влияние временного формирования лучистых сигналов на условия обнаружения на фоне помех с пуассоновской статистикой

Подсчет числа одноэлектронных импульсов, предусматриваемый оптимальным алгоритмом обнаружения сигналов на фоне случайных потоков, требует создания приемной системы с высоким временным разрешением, что может быть связано в ряде случаев с непреодолимыми трудностями. Вследствие этого представляет интерес возможность амплитудного обнаружения.

Определение пороговых величин в системе амплитудного обнаружения включает в себя нахождение выходных функций распределения шума и смеси сигнала с шумом по известным входным статистическим характеристикам входного воздействия.

В условиях пуассоновской статистики шума и смеси сигнала с шумом случайный процесс, поступающий на вход приемной системы с импульсной характеристикой $g(t)$, можно представить последовательностью дельта-импульсов

$$y(t) = \sum_{i=1}^{N(t)} e\delta(t - t_i), \quad (4.41)$$

где $N(t)$ - целочисленная случайная величина, определяющая число элементарных носителей заряда (e),

t_i - случайные времена появления дельта-импульсов, описываемые пуассоновским потоком.

В этом случае случайный процесс на выходе линейного фильтра будет иметь вид

$$z(t) = \int_0^t g(t-\tau)y(\tau)d\tau = \sum_{i=1}^{N(t)} eg(t-t_i). \quad (4.42)$$

Согласно методу Гильберта и Поллака [7] плотность вероятностей $W(z)$ такого пуассоновского потока (4.42) является решение интегрального уравнения

$$zW(z) = n_e \int_0^\infty \frac{d}{dz} \{W[z - eg(t)]eg(t)\} dt. \quad (4.43)$$

Решение этого интегрального уравнения в явном виде получено лишь для некоторых простых функций, описывающих импульсные характеристики линейных фильтров.

Например, на рис.4.5 представлены плотности вероятностей выходного процесса для фильтра с экспоненциальной импульсной характеристикой $[g(t) = e^{-t}]$.

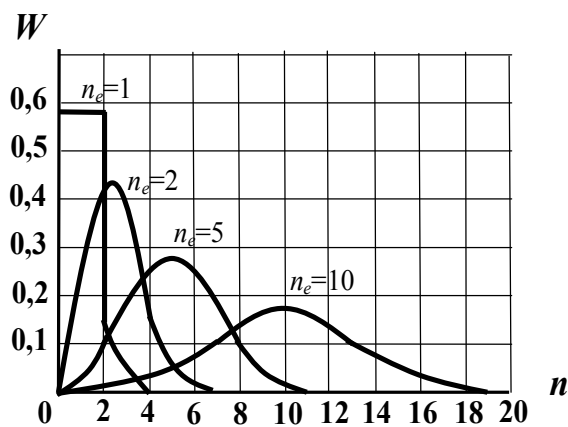


Рис.4. 5

Плотности вероятностей шума на выходе фильтра с экспоненциальной импульсной характеристикой.

Здесь n_e среднее число элементарных носителей заряда за время разрешения фотоприемника.

Наиболее простое решение получается при приеме прямоугольного импульса в условиях оптимального приема.

Оптимальное правило принятия решения при пуассоновской статистике сигнала и шума в условиях стационарности потока шума

$\left[\int_{T_i} q_{1,0}(t) dt = N_i \right]$ определяется соотношением [3]

$$\sum_{i=1}^k n_i \ln \left[1 + \frac{\int_{T_i} g_{1,S}(t) dt}{N_i} \right] \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} \begin{matrix} H_1 \\ H_0 \end{matrix} K_5 \rightarrow \begin{matrix} \gamma_1 \\ \gamma_0 \end{matrix}. \quad (4.44)$$

Переходя к непрерывным наблюдениям соотношение (4.44) принимает вид

$$\int_0^{\tau} y(t) \ln \left[1 + \frac{s(t)}{N_i} \right] dt \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} \begin{matrix} H_1 \\ H_0 \end{matrix} K \rightarrow \begin{matrix} \gamma_1 \\ \gamma_0 \end{matrix}, \quad (4.45)$$

где $q_{1,0}(t)$ - плотность потока шума,

$q_{1,s}(t)$ - плотность потока сигнала,

$s(t)$ - временная функция сигнального потока,

$K_5 = \ln C + \sum_{i=1}^k \int_{T_i} g_{1,S}(t) dt$ - пороговый уровень обнаружения,

C - величина, определяемая выбранным критерием качества принятия решения,

τ - длительность сигнальной функции.

Левая часть неравенств (4.44) и (4.45) представляет собой оптимальный выходной эффект.

При приеме прямоугольного сигнального импульса оптимальный выходной эффект принимает вид

$$a \int_0^{\tau} y(t) dt = z(t).$$

Таким образом, имеем случай фильтрации пуассоновского процесса с прямоугольной импульсной характеристикой.

При слабых сигналах сумма взвешенных с постоянной величиной независимых случайных величин, распределенных по закону Пуассона, можно рассматривать также распределенной по закону Пуассона [9]. Тогда амплитуда выходного эффекта при отсутствии и наличии сигнала будет

иметь пуассоновское распределение с математическими ожиданиями $\sum_{i=1}^k N_i$ и $\sum_{i=1}^k [N_i + S_i]$ соответственно.

В этом случае условные вероятности ошибочных решений (α - вероятность ложной тревоги и β - вероятность ложного отбоя) будут определяться соотношениями

$$\alpha = 1 - \exp\left(-\sum_{i=1}^k N_i\right) \sum_{n=0}^K \frac{\left(\sum_{i=1}^k N_i\right)^n}{n!}, \quad (4.46)$$

$$\beta = \exp\left[-\sum_{i=1}^k (N_i + S_i)\right] \sum_{n=0}^K \frac{\left[\sum_{i=1}^k (N_i + S_i)\right]^n}{n!}. \quad (4.47)$$

Здесь $K = \ln C + \sum_{i=1}^k S_i$ - пороговый уровень обнаружителя.

При анализе пороговых соотношений будем исходить из критерия Неймана-Пирсона на основе формул (4.46) и (4.47) при заданном значении α , а затем находить пороговый сигнал, соответствующий допустимому значению β .

Энергетическая эффективность временного преобразования сигнала, очевидно, может быть охарактеризована величиной относительного изменения порогового сигнала

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^{k_m} S_{i,m}}{\sum_{i=1}^{k_0} S_{i,0}}, \quad (4.48)$$

где k_0 и k_m число временных интервалов, соответствующие времени разрешения фотоприемника, укладываемые во временную протяженность принимаемого сигнала, для исходного и преобразованного сигнала соответственно,

$S_{i,0}$ и $S_{i,m}$ среднее число одноэлектронных импульсов за время разрешения фотоприемника для исходного и преобразованного сигналов соответственно.

Применительно к случаю преобразования энергетического подобия величина η показывает, во сколько раз изменяется отношение заданной энергии лучистого сигнала к пороговой энергии.

В качестве иллюстрации на рис.4.6 изображены зависимости порога срабатывания K и порогового сигнала $\sum_{i=1}^k S_i$ от среднего числа шумовых электронов N_i за время разрешения фотоприемника при различных значениях условных вероятностей α и β , рассчитанных с использованием выражений (4.46), (4.47) и (4.48)

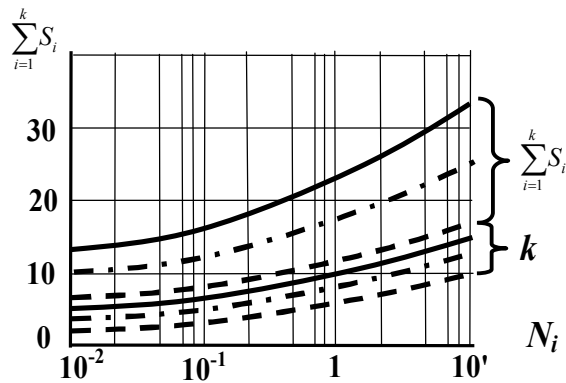


Рис.4.6

Зависимость порога срабатывания и порогового сигнала от среднего числа шумовых электронов

$$[— \alpha = \beta = 10^{-3}]; [- \bullet - \alpha = \beta = 10^{-2}] [- - - \alpha = \beta = 10^{-1}]$$

Из приведенных кривых видно, что при относительно малых N_i (например, при $N_i < 10^{-1}$) величина порогового сигнала остается практически постоянной. Это предопределяет неэффективность любых мероприятий по уменьшению шумов фотоприемного тракта ниже определенного предела.

На рис.4.7 приведена кривая, характеризующая эффективность преобразования энергетического подобия при $\alpha = 10^{-7}$, $\beta = 10^{-3}$. При этом за исходное значение N_i принята величина, равная 9, Пунктирная кривая на рис.4.7 соответствует случаю преобразования при нормальном законе распределения (если бы он имел силу во всем диапазоне значений N_i).

Из приведенных на рис.4.7 кривых видно, что в области пуассоновской статистики помех уменьшение длительности лучистого сигнала (заданной энергии) может иметь смысл лишь до определенного предела, причем достигаемый выигрыш оказывается всегда меньше, чем в случае нормальных аддитивных шумов.

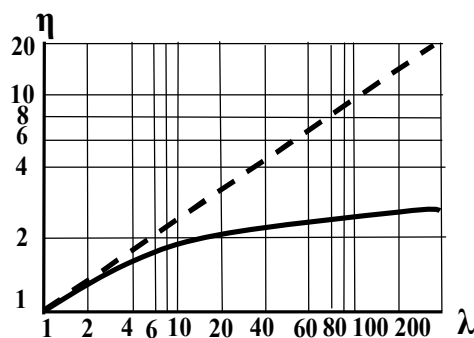


Рис.4. 7

Характеристики эффективности преобразования энергетического подобия при пуассоновских и гауссовых шумах.

4.6. Эффективность временного преобразования сигнала при инерционном приеме

В локационных системах необходимость выбора высоких значений сопротивления нагрузки фотоприемника приводит к увеличению постоянной времени фотоприемного контура (входной цепи), что само по себе не сказывается на приеме и обработке сигналов, так как эта инерционность легко компенсируется частотной коррекцией в усилительном устройстве посредством частотно-зависимых отрицательных обратных связей. Однако в пороговом режиме работы наличие шумов усилителя частотная коррекция резко снижает пороговую чувствительность оптико-электронной системы, что объясняется различным частотным преобразованием шумов входной цепи и шумов усилителя. Такой режим работы можно характеризовать как инерционный прием.

В условиях оптимальной фильтрации величина отношения сигнала к шуму при инерционном приеме будет определяться соотношением

$$\mu = \mu(T_n) = a_{ex} \left[\frac{2}{\pi G_1} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1 + m + m(\omega T_n)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.49)$$

где a_{ex} - величина входного сигнала,

$S_0(j\omega)$ - спектральная функция нормированного по величине входного сигнала.

Таким образом, энергетический выигрыш вследствие преобразования энергетического подобия в условиях правомерности гауссовой статистики

при оптимальной фильтрации будет характеризоваться в соответствии с формулой (4.11) соотношением

$$\eta = \lambda^{1/2} \psi(\lambda) = \lambda^{1/2} \left[\frac{J(T_n, \lambda)}{J(T_n)} \right]^{1/2}, \quad (4.50)$$

где $J(T_n) = \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1 + m + m(\omega T_n)^2},$

$$J(T_n, \lambda) = \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2 d\omega}{1 + m + m(\lambda\omega T_n)^2}.$$

Учитывая, что форма сигнала в оптико-электронных системах с инерционным фотоприемным контуром практически не влияет на условия обнаружения [15], оценку эффективности преобразования энергетического подобия проведем на примере приема сигнала гауссовой формы. Тогда

$$\eta = \lambda^{1/2} \left[\frac{H(1/\lambda\nu)}{H(1/\nu)} \right]^{1/2}, \quad (4.51)$$

где

$H(b) = b \cdot \operatorname{arfc}(b) \exp(b^2) = b[1 - \operatorname{erf}(b)] \exp(b^2)$ - дополнительный интеграл вероятностей, функция табулированная [11],

$\nu = \left(\frac{2\pi m \gamma^2}{1 + m} \right)^{1/2}$ - обобщенный показатель инерционности фотоприемного

контра при приеме исходного сигнала,

При относительно большой инерционности величина $\nu \gg 1$. Тогда энергетический выигрыш отсутствует при сокращении длительности сигнала заданной энергии, так как $\eta \approx 1$.

В случае если $\lambda \rightarrow \infty$, имеем

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \eta = \left[\nu H(1/\nu) \right]^{-1/2} = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2\nu^2}\right)}{\sqrt{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\nu}\right)}},$$

т.е. в условиях инерционного приема энергетический выигрыш при сокращении длительности сигнала заданной энергии стремится к

определенному пределу. При этом максимально достижимое отношение сигнала к шуму принимает выражение

$$\begin{aligned} \mu(T_n)|_{\lambda \rightarrow \infty} &= a_{\text{ex}} \frac{\left[\frac{\tau \sqrt{2\pi}}{G_1(1+m)} H\left(\frac{1}{\nu}\right) \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\nu H\left(\frac{1}{\nu}\right) \right]^{\frac{1}{2}}} = a_{\text{ex}} \left[\frac{\tau \sqrt{2\pi}}{G_1(1+m)\nu} \right]^{\frac{1}{2}} = \\ &= a_{\text{ex}} \left[\frac{\tau}{G_1 \gamma \sqrt{m(1+m)}} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (4.52)$$

При $m \gg 1$ соотношение (4.52) приобретает вид

$$\mu(T_n)|_{\lambda \rightarrow \infty} = a_{\text{ex}} \sqrt{\frac{\tau}{G_1 m \gamma}}.$$

Из приведенных соотношений видно, что максимально достижимое значение сигнала к шуму при сокращении длительности сигнала зависит от обобщенного показателя инерционности ν , при этом, чем больше величина ν , тем быстрее отношение сигнала к шуму достигает своего максимального значения.

4.7. Эффективность преобразования энергетического подобия при неоптимальной фильтрации

Оценим влияние неоптимальности передаточной функции линейного фильтра на условия обнаружения при сокращении длительности сигнала заданной энергии. Прежде всего, рассмотрим случай использования безынерционного приемника при равномерном энергетическом спектре шумов, полагая, что степень несогласованности характеристики фильтра с принимаемым сигналом остается постоянной.

Пусть исходному сигналу $s_1(t)$ соответствуют некоторая произвольная передаточная функция тракта $K_{k1}(j\omega)$ и отношение сигнала к шуму μ_{k1} , а преобразованному сигналу $s_2(t) = \lambda s_1(\lambda t)$ - передаточная функция тракта $K_{k2}(j\omega) = K_{k1}\left(j\frac{\omega}{\lambda}\right)$. Иными словами,

форма частотной характеристики сохраняется, а полоса пропускания изменяется пропорционально коэффициенту преобразования λ .

Тогда для сигнала $s_2(t)$ отношение сигнала к шуму μ_{k2} будет

$$\begin{aligned} \mu_{k2} &= \frac{\operatorname{Re} \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_1 \left(j \frac{\omega}{\lambda} \right) K_{k1} \left(j \frac{\omega}{\lambda} \right) e^{j\omega t_{02}} d\omega \right]}{\left[\frac{G}{2\pi} \int_0^{\infty} \left| K_{k1} \left(j \frac{\omega}{\lambda} \right) \right|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}} = \\ &= \lambda^{\frac{1}{2}} \frac{\operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} S_1(j\omega) K_{k1}(j\omega) e^{j\omega \lambda t_{02}} d\omega \right]}{\left[\frac{G}{2\pi} \int_0^{\infty} |K_{k1}(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}} = \lambda^{\frac{1}{2}} \mu_{k1} \end{aligned}$$

где t_{02} и λt_{02} - моменты времени, соответствующие максимумам выходной сигнальной функции для преобразованного и исходного сигналов.

Таким образом, при принятых предпосылках эффективность преобразования энергетического подобия не зависит от вида (исходной) передаточной функции приемного тракта, т. е. она одинакова для случаев оптимальной и неоптимальной линейной фильтрации.

Если и при шумах с неравномерным энергетическим спектром передаточную функцию тракта выбирать по условию $K_{k2}(j\omega) = K_{k1} \left(j \frac{\omega}{\lambda} \right)$, то энергетический выигрыш вследствие преобразования энергетического подобия может быть определен соотношением

$$\eta_k = \lambda^{\frac{1}{2}} \psi_k(\lambda), \quad (4.53)$$

где

$$\psi_k(\lambda) = \frac{\left[\int_0^{\infty} G(\omega) |K_{k1}(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^{\infty} G(\lambda\omega) |K_{k1}(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.54)$$

Рассмотрим в виде примера случай инерционного приема сигнала гауссовой формы при исходной передаточной функции $K_{k1}(j\omega)$ вида

$$|K_{k1}(j\omega)| = k \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4\pi}\right).$$

Такая передаточная функция в системе с инерционным фотоприемным контуром является неоптимальной, и ее выбор в ряде случаев может быть обусловлен точностными требованиями.

С учетом соотношений (4.53) и (4.54) получим

$$\eta_k = \lambda^{1/2} \frac{1 + m + \pi m \gamma^2}{1 + m + \pi m \gamma^2 \lambda^2}, \quad (4.55)$$

где $\gamma = \frac{T_n}{\tau}$ - параметр инерционности фотоприемного контура.

Из выражения (4.53) видно, что при рассматриваемом отступлении от условий оптимальной фильтрации эффективность преобразования энергетического подобия существенно уменьшается, причем зависимость отношения сигнала к шуму от длительности сигнала постоянной энергии носит экстремальный характер. Поэтому увеличение мощности лучистого сигнала при соответствующем сокращении его длительности может не только не улучшить, но даже ухудшить условия обнаружения сигнала.

Рассмотрим другой возможный вид неоптимальной линейной фильтрации в условиях преобразования энергетического подобия. Положим, что передаточная функция приемного тракта отличается от оптимальной только шириной полосы пропускания, т. е. масштабным коэффициентом (n), и остается постоянной при изменении коэффициента преобразования. Тогда эффективность преобразования энергетического подобия будет определяться зависимостью

$$\eta_k = \lambda \frac{\operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} S_1(j\omega) K_k(j\lambda n\omega) e^{j\lambda\omega t_0} d\omega \right]}{\operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} S_1(j\omega) K_k(jn\omega) e^{j\omega t_0} d\omega \right]}. \quad (4.56)$$

Здесь $K_k(jn\omega) = kS_1^*(jn\omega) e^{-jn\omega t_0}$, $S_1^*(jn\omega)$ - функция, комплексно сопряженная функции $S_1(jn\omega)$.

Используя соотношение (4.56) проведем оценку энергетического выигрыша на примере приема гауссова сигнала

$$s_1(t) = a_{\text{ex}} \exp\left(-\pi \frac{t^2}{\tau^2}\right).$$

Для случая приема на фоне нормального белого шума (безынерционный прием) из выражения (4.56) получим

$$\eta_k = \lambda \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+(\lambda n)^2}}. \quad (4.57)$$

Как видно из формулы (4.57), при $n < 1$ энергетический выигрыш по мере увеличения коэффициента преобразования λ первоначально возрастает быстрее, чем $\lambda^{1/2}$ (вследствие уменьшения степени рассогласования полосы пропускания с сигналом), а затем рост η_k замедляется и величина η_k асимптотически приближается к своему предельному значению

$$\eta_{kmax} = \frac{\sqrt{1+n^2}}{n}.$$

С другой стороны, если ширина полосы пропускания меньше оптимальной ($n > 1$), то сокращение длительности сигнала заданной энергии энергетического выигрыша фактически не дает, а увеличение длительности сигнала до условий оптимального приема приводит к уменьшению сигнала к шуму.

Отсюда можно сделать вывод, что при обнаружении изменяющихся (случайных) по длительности сигналов равной энергии в условиях неизменной полосы пропускания приемного тракта ширину последней целесообразно согласовывать с сигналом максимальной длительности.

При инерционном фотоприемном контуре энергетический выигрыш для такого вида неоптимальной фильтрации будет определяться выражением

$$\eta_k = \lambda \frac{H\left(\frac{1}{v_2}\right) \sqrt{1+n^2}}{H\left(\frac{1}{v_1}\right) \sqrt{1+\lambda^2 n^2}}, \quad (4.58)$$

где $H(z)$ - дополнительный интеграл вероятностей,

$$v_1 = vn \left(\frac{2}{1+n^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad v_2 = v\lambda n \left(\frac{2}{1+\lambda^2 n^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

v - обобщенный показатель инерционности.

Следует заметить, что в случае относительно большой инерционности фотоприемного контура энергетический выигрыш отсутствует. Это относится и к условиям оптимальной фильтрации, что при достаточно большой инерционности фотоприемного контура система фактически реагирует на энергию принимаемого сигнала.

4.8. Влияние временного формирования излучаемого сигнала заданной энергии на его обнаружение в условиях нестационарного облучения

В условиях нестационарного облучения, при котором дистанция распространения излучения за время его длительности сопоставима с радиальной протяженностью облучаемой поверхности, отраженный сигнал преобразуется по форме и длительности по отношению к зондирующему. При этом длительность и форма отраженного сигнала могут существенно зависеть от конфигурации объекта облучения, его энергетических отражающих характеристик и условий наблюдения, в общем случае изменяющихся в течение цикла измерений. Поскольку условия наблюдения могут носить случайный характер, то и временные характеристики отраженного сигнала перестают быть детерминированными и становятся случайными функциями, что осложняет согласование приемного тракта с принимаемым сигналом.

Для выяснения принципиальной стороны вопроса и получения граничных оценок будем рассматривать реализации сигнала как детерминированные функции и считать, что при приеме каждый раз соблюдается условия оптимальной фильтрации.

Проведем оценку эффективности преобразования энергетического подобия излучаемого сигнала при нестационарном облучении объекта применительно к шумам с равномерным энергетическим спектром.

Если $S_1(j\omega)$ - спектральная функция исходного зондирующего сигнала, а $K_3(j\omega)$ - передаточная функция объекта, то можно энергетический выигрыш записать в виде

$$\eta = \frac{\left[\int_0^{\infty} |K_3(j\omega) S_1\left(j\frac{\omega}{\lambda}\right)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^{\infty} |K_3(j\omega) S_1(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}} = \lambda^{\frac{1}{2}} \psi_3(\lambda), \quad (4.59)$$

где

$$\psi_3(\lambda) = \frac{\left[\int_0^{\infty} |K_3(j\lambda\omega) S_1(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\int_0^{\infty} |K_3(j\omega) S_1(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Функция $\psi_{\circ}(\lambda) \leq 1$ характеризует уменьшение величины энергетического выигрыша η вследствие сужения спектральной функции сигнала (растягивания его) при отражении.

Как следует из формулы (4.59), при $\lambda \rightarrow \infty$ величина η стремится к некоторому конечному пределу, т.е.

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \eta = W_{\circ} \left[\frac{\int_0^{\infty} |K_{\circ}(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |K_{\circ}(j\omega) S_1(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}},$$

поскольку $S_1(0) = W_{\circ}$ - энергия излучаемого сигнала.

Таким образом, растягивание сигнала при отражении приводит к ухудшению условий обнаружения и в этом смысле ограничивает эффективность временного формирования излучения.

В табл.4.3 приведены величины энергетических выигрышей η , рассчитанные по формуле (4.59), для двух коэффициентов преобразования энергетического подобия $\lambda = 10$ и $\lambda = 100$ при различных значениях

$n = \frac{\tau_{\circ}}{\tau}$ - отношения временной протяженности облучаемой поверхности

τ_{\circ} к длительности исходного зондирующего импульса τ

Таблица 4.3

η		
n	$\lambda = 10$	$\lambda = 100$
0	3,162	10
0,5	1,48	1,495
1	1,186	1,189
2	1,056	1,057
3	1,026	1,027

Значение $n = 0$ соответствует стационарному облучению (облучение плоской поверхности, перпендикулярно расположенной направлению излучения).

Как видно из табл.4.3 при временной протяженности облучаемой поверхности (т.е. длительности импульсной характеристики облучаемой поверхности) большей длительности исходного зондирующего импульса энергетический выигрыш от сокращения длительности зондирующего импульса заданной энергии пренебрежимо мал.

На практике передаточная функция объекта может оказаться неизвестной и оценка эффективности преобразования энергетического подобия тогда проводится на основе анализа принимаемой реализации отраженных сигналов в многоканальной системе.

При облучении протяженного объекта сложной конфигурации величина энергетического выигрыша будет заключена между значениями $\eta = \sqrt{\lambda}$ и $\eta = 1$. В качестве иллюстрации на рис.4.8 приведены, полученные в [5], зависимости относительного изменения величины отношения сигнала к шуму при облучении крупногабаритного объекта сложной конфигурации под различными ракурсами ($0 \text{ до } 90^\circ$) оптическими импульсами равной энергии с длительностями $10^{-8} \text{ с}, 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}, 10^{-7} \text{ с}$ (соответственно кривые 1,2 и 3)

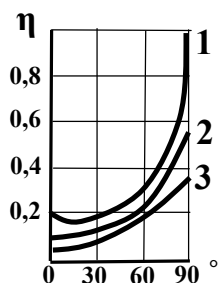


Рис.4. 8

Характеристики эффективности преобразования энергетического подобия при нестационарном облучении объекта.

Из представленного графика видно, что энергетический выигрыш при изменении длительности зондирующего импульса в 10 раз ($\lambda = 10$) колеблется от 1,1 до 2,53 в зависимости от ракурса облучения объекта.

В условиях нестационарного облучения инерционность приема еще больше снижает эффективность преобразования энергетического подобия.

4.9. Влияние временного формирования излучения на дисперсии оценок информационных параметров

4.9.1. Влияние временного формирования принимаемого сигнала на дисперсию оценки его величины

Воспользуемся соотношением (3.77) в виде

$$M_2 \{ \hat{A} \} = \frac{B_{22}(0)}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) \mathcal{G}(t) dt \right]^2}. \quad (4.60)$$

Учитывая, что $\mathcal{G}(t) = g(t_0 - t)$ [$g(t)$ - импульсная характеристика приемно-усилительного тракта], спектральная функция которой равна $K^*(j\omega)e^{-j\omega t_0}$, где $K^*(j\omega)$ - функция комплексно сопряженная передаточной функции приемно-усилительного тракта $K(j\omega)$, числитель и знаменатель соотношения (4.60) представим соответственно выражениями

$$B_{22}(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega,$$

$$\left[\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) \mathcal{G}(t) dt \right]^2 = \left[-\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_0(j\omega) K(j\omega) e^{j\omega t_0} d\omega \right]^2,$$

где $S_0(j\omega)$ - спектральная функция нормированного по величине принимаемого сигнала.

Теперь формулу (4.60) можно записать в следующем виде

$$M_2 \{ \hat{A} \} = \frac{\int_0^{\infty} G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\frac{1}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} S_0(j\omega) K(j\omega) e^{j\omega t_0} d\omega \right]^2}. \quad (4.61)$$

Представим энергетический спектр шумов формулой

$$G(\omega) = \frac{G}{2} F(\omega), \quad \text{где } F(\omega) \text{ - нормированная функция}$$

энергетического спектра.

В этом случае оптимальную передаточную функцию приемно-усилительного тракта будет иметь вид

$$K(j\omega) = \frac{S^*(j\omega)}{F(\omega)} e^{-j\omega t_0}.$$

Таким образом, при оптимальной фильтрации дисперсия оценки величины сигнала будет определяться выражением

$$M_2 \{ \hat{A} \} = \frac{G}{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}. \quad (4.62)$$

При белом входном шуме имеем зависимость (2.80):

$$M_2 \{ \hat{A} \} = \frac{G}{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} |S_0(j\omega)|^2 d\omega} = \frac{G}{2 \int_{-\infty}^{\infty} s_0^2 dt}.$$

Первоначально определим каково влияние формы оптических импульсов заданной энергии на дисперсию оценок величины сигналов при белых гауссовых шумах.

Исходя из условия равенства энергий сигналов нормированных по величине и используя методику решения аналогичной задачи при обнаружении, можно показать, что минимальная дисперсия оценки величины сигнала будет иметь место при прямоугольном импульсе.

Сравним дисперсии оценок величин типичных оптических импульсов $s_i(t)$ и эталонного $s_0(t)$, нормированных по величине и равных энергий

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_i(t) dt = const$$

(Здесь $s_i(t)$ и $s_0(t)$ - лучистые потоки).

Выражение для относительного изменения дисперсии оценок запишем в следующем виде

$$\xi_{1i} = \frac{M\{\hat{A}_i\}}{M\{\hat{A}_0\}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_0^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_i^2(t) dt} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_i(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt}$$

Второй множитель записанного выражения на основании равенства энергий нормированных по величине оптических сигналов равен единице.

Приняв за эталонный сигнал $s_0(t)$ импульс прямоугольной формы, получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_0^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_0(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} s_i(t) dt.$$

На основании этого соотношения получим формулу для расчета относительного изменения дисперсии оценок величин оптических сигналов различной формы в виде

$$\xi_{1i} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s_i(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s_i^2(t) dt}. \quad (4.63)$$

В табл.4.4 приведены расчеты по формуле (4.63) для некоторых форм оптических импульсов [4].

Таблица 4.4

Форма импульса	Прямоугольная	Треугольная	Экспоненциальная	Косинус-квадратичная	Гауссова	Косинусоидальная
ξ_{li}	1	1,5	2	1,33	1,41	1,27

Как видно из табл. 4.4 форма оптического сигнала может существенно влиять на дисперсию оценки величины сигнала.

При изменении длительности принимаемого сигнала в λ раз при сохранении его энергии (преобразование энергетического подобия) относительное значение дисперсии оценки величины сигнала будет равно

$$\xi_1 = \frac{M_{2\lambda} \{ \hat{A} \}}{M_2 \{ \hat{A} \}} = \lambda \phi(\lambda), \quad (4.64)$$

где $M_{2\lambda} \{ \hat{A} \}$ - дисперсия оценки величины сигнала при изменении его длительности в λ раз,

$$\phi(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\int_0^{\infty} \frac{|S_0(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega}. \quad (4.65)$$

При белом гауссовом шуме $[F(\omega) = F(\lambda\omega) = 1]$

$$\xi_1 = \frac{M_{2\lambda} \{ \hat{A} \}}{M_2 \{ \hat{A} \}} = \lambda. \quad (4.66)$$

Из формулы (4.66) следует, что при оптимальном приеме на фоне белого гауссова шума сокращение длительности оптического сигнала заданной энергии в λ раз приводит к увеличению абсолютной средней квадратичной погрешности определения величины сигнала в $\sqrt{\lambda}$.

Следует заметить, что относительная средняя квадратичная погрешность определения величины сигнала при этом уменьшится в $\sqrt{\lambda}$.

Таким образом, сокращение длительности зондирующего сигнала заданной энергии в условиях квазистационарного облучения приводит к увеличению дальности действия локатора, но уменьшает точность измерения угловых координат в пороговом режиме.

Рассмотрим влияние изменения длительности сигнала на дисперсию оценки его величины при инерционном приеме на примере сигнала гауссовой формы. В этом случае функция $\phi(\lambda)$ принимает вид

$$\phi(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{2\pi}\right)}{1+m+mT_n^2 \omega^2} d\omega}{\int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{2\pi}\right)}{1+m+mT_n^2 \lambda^2 \omega^2} d\omega} = \frac{H\left(\frac{1}{\nu}\right)}{H\left(\frac{1}{\lambda\nu}\right)}. \quad (4.67)$$

Таким образом, в условиях инерционного приема относительное значение дисперсии оценки величины сигнала при изменении длительности принимаемого сигнала заданной энергии в λ раз будет равно

$$\xi_1 = \frac{M_{2\lambda}\{\hat{A}\}}{M_2\{\hat{A}\}} = \lambda \frac{H\left(\frac{1}{\nu}\right)}{H\left(\frac{1}{\lambda\nu}\right)}. \quad (4.68)$$

При большой инерционности входной цепи ($\nu \gg 1$), относительное значение дисперсии оценки величины сигнала получит зависимость

$$\xi_1 = \frac{M_{2\lambda}\{\hat{A}\}}{M_2\{\hat{A}\}} = \lambda^2. \quad (4.69)$$

Как видно из формул (4.68) и (4.69) сокращение длительности сигнала при инерционном приеме существенно уменьшает потенциальную точность определения величины сигнала при незначительном улучшении обнаружительной способности.

4.9.2. Влияние временного формирования принимаемого сигнала на дисперсии времени запаздывания сигнала и доплеровскую добавку частоты

Рассмотрим сначала влияние длительности принимаемого сигнала заданной энергии на дисперсию оценки времени запаздывания его (т.е. на потенциальную точность определения дальности до цели).

В соответствии с методикой, изложенной в разделах 3.4.2 и 4.9.1 дисперсию оценки времени запаздывания сигнала $M_2\{\hat{T}^*\}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}
M_{2T} \{ \hat{T}^* \} &= - \frac{M_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(t-T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right\}}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t-T_0^*) \frac{d^2}{d(T^*)^2} \mathcal{G}(t-T^*) \Big|_{T^*=T_0^*} dt \right]^2} = \\
&= \frac{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(j\omega) K(j\omega) d\omega \right]^2}. \tag{4.70}
\end{aligned}$$

Считая, что $G(\omega) = \frac{G}{2} F(\omega)$, в условиях оптимальной фильтрации соотношение (4.70) принимает вид

$$M_{2T} \{ \hat{T}^* \} = \frac{G}{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \omega^2 \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}. \tag{4.71}$$

Относительное значение дисперсии при изменении длительности принимаемого сигнала заданной энергии можно охарактеризовать величиной

$$\xi_2 = \frac{M_{2\lambda} \{ \hat{T}^* \}}{M_2 \{ \hat{T}^* \}} = \frac{\mu^2 \omega_1^2}{\mu_\lambda^2 \omega_{1\lambda}^2} = \frac{\psi_T(\lambda)}{\lambda^3}, \tag{4.72}$$

где: $\mu = \left[\frac{2}{\pi G} \int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}$ и $\mu_\lambda = \left[\frac{2\lambda}{\pi G} \int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega \right]^{\frac{1}{2}}$ - величины

отношения сигнала к шуму при исходном и преобразованном сигналах соответственно;

$$\omega_1 = \frac{\int_0^{\infty} \omega^2 \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega} \text{ и } \omega_{1\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \omega^2 \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\lambda^2 \int_0^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega} \text{ - соответственно средние}$$

квадратичные частоты спектров шумов при приеме исходного и преобразованного сигналов заданной энергии
(Следует заметить, что при приеме на фоне белого гауссова шума средняя квадратичная частота спектра шума совпадает со средней квадратичной частотой спектра сигнала);

$$\psi_{T^*}(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} \omega^2 \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\int_0^{\infty} \omega^2 \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega} :$$

$S(j\omega)$ - спектральная функция исходного сигнала.

Если временное преобразование сигналов приводит к одновременному увеличению значений μ и ω_1 , что, в частности, имеет место в случае преобразования энергетического подобия, то эффективность преобразования по точности определения временного положения сигнала получается большей, чем по обнаружению. В принципе возможны ситуации (например, при увеличении длительности сигнала постоянной величины), когда, несмотря на возрастание отношения сигнала к шуму, потенциальная точность определения временного положения сигнала снижается вследствие превалирующего уменьшения ω_1 .

Рассмотрим количественно эффективность преобразования энергетического подобия на дисперсию оценки времени запаздывания сигнала в соответствии с формулой (4.72)

При шумах с равномерным энергетическим спектром $\psi_{T^*}(\lambda) = 1$ и соответственно получим

$$\xi_2 = \frac{1}{\lambda^3}. \quad (4.73)$$

При шумах с убывающим энергетическим спектром $\psi_{T^*}(\lambda) < 1$ и, следовательно, дисперсия оценки времени запаздывания сигнала в результате преобразования энергетического подобия дополнительно уменьшается. Например, при приеме гауссова сигнала на фоне шумов с энергетическим спектром вида

$$G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n}$$

получим

$$\psi_{T^*}(\lambda) = \frac{1 + 3\pi r^2}{1 + 3\pi\lambda^2 r^2},$$

где $r = \frac{1}{\alpha\tau}$, τ - длительность исходного импульса.

При $r \gg 1$, т.е. при относительно узком энергетическом спектре шума, имеем $\psi_{T^*}(\lambda) = \frac{1}{\lambda^2}$.

Рассмотрим изменение дисперсии оценки времени запаздывания при преобразовании энергетического подобия с учетом инерционности входной цепи.

При этом будем полагать, что $F(\omega) = 1 + m + mT^2\omega^2$, $G = G_1$.

Тогда при гауссовом сигнале функция $\psi_T(\lambda)$ получит вид

$$\psi_{T^*}(\lambda) = \frac{J_2(T_n)}{J_2(\lambda, T_n)} = \lambda^2 \frac{1 - \sqrt{\pi}H\left(\frac{1}{v}\right)}{1 - \sqrt{\pi}H\left(\frac{1}{\lambda v}\right)}, \quad (4.74)$$

где $J_2(T_n)$ определяется формулой (3.30).

Соответственно для эффективности преобразования энергетического подобия с учетом (4.74) получим

$$\xi_2 = \frac{M_{2\lambda}\{\hat{T}^*\}}{M_2\{\hat{T}^*\}} = \frac{1 - \sqrt{\pi}H\left(\frac{1}{v}\right)}{\lambda \left[1 - \sqrt{\pi}H\left(\frac{1}{\lambda v}\right)\right]}. \quad (4.75)$$

При относительно большой инерционности входной цепи ($v \gg 1$) зависимость (4.75) приводится к виду

$$\xi_2 \approx \frac{1}{\lambda}. \quad (4.76)$$

На рис.4.9 приведены кривые относительного изменения среднеквадратической погрешности оценки времени запаздывания сигнала $\sqrt{\xi_2}$ при различных значениях инерционности входной цепи в зависимости от коэффициента преобразования λ .

Как видим, преобразование энергетического подобия остается эффективным средством повышения точности определения временного положения сигнала даже в том случае, если условия его обнаружения не улучшаются.

Естественно, что потенциальная точность определения времени запаздывания сигнала осуществляется фиксацией временного положения

максимума оптимального выходного эффекта (максимума сигнала на выходе оптимального фильтра), требующей специальных схемных решений. Во многих локационных системах используются элементарные схемы фиксации временного положения сигнала по его фронту.

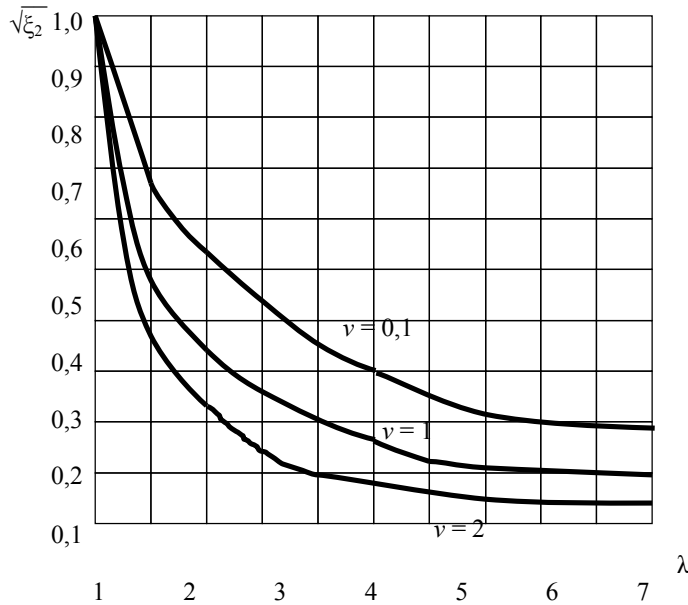


Рис.4.9

Относительное изменение средней квадратической погрешности оценки времени запаздывания от коэффициента преобразования при инерционном приеме

Рассмотрим влияние преобразование энергетического подобия на точность определения временного положения сигнала по фронту.

Отсчет временного положения сигнала осуществляется при достижении выходного эффекта некоторой фиксированной величины K

$$\int_{-\infty}^{\infty} y(t) \mathcal{G}(t, T^*) dt = K$$

В этом случае дисперсия оценки времени запаздывания определяется соотношением [3]

$$M_{2\phi} \left\{ \hat{T}^* \right\} = - \frac{M_2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \mathcal{G}(t - T^*) \Big|_{T^* = T_0^*} dt \right\}}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} s(t - T_0^*) \frac{d}{dT^*} \mathcal{G}(t - T^*) \Big|_{T^* = T_0^*} dt \right]^2} . \quad (4.77)$$

С учетом того, что:

$$\begin{aligned} g(t - T_0^*) &= g(t_0 - t + T_0^*); \quad g(t - T_0^*) \Rightarrow -K(j\omega)e^{-j\omega T_0^*}; \\ g(t_0 - t + T_0^*) &\Rightarrow -K(-j\omega)e^{-j\omega t_0 - j\omega T_0^*} = -K^*(j\omega)e^{-j\omega t_0}e^{-j\omega T_0^*}; \\ \frac{d}{dT_0^*} g(t_0 - t + T_0^*) &\Rightarrow j\omega K^*(j\omega)e^{-j\omega t_0}e^{-j\omega T_0^*} \end{aligned}$$

в условиях оптимальной фильтрации с позиции обнаружения сигнала на фоне гауссовых шумов с постоянным энергетическим спектром соотношение (4.77) принимает вид

$$M_{2\phi} \{ \hat{T}^* \} = \frac{\frac{G}{2\pi} \int_0^\infty |S(j\omega)|^2 d\omega}{\left[\frac{j}{\pi} \int_0^\infty \omega |S(j\omega)|^2 d\omega \right]^2} = \frac{\sigma_2^2}{\left[\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \omega |S(j\omega)|^2 d\omega \right]^2}, \quad (4.78)$$

где σ_2^2 - мощность шумов на выходе приемно-усилительного тракта.

Здесь следует отметить, что дисперсия оптимальной оценки времени запаздывания сигнала при фиксации его по фронту всегда превышает дисперсию при фиксации по максимуму сигнала, которая определяет потенциальную точность измерения дальности, даже при выборе наиболее благоприятной ширины полосы пропускания приемно-усилительного тракта.

В качестве иллюстрации этого положения на рис.4.10 приведены кривые $\xi_3(n)$, характеризующие изменение дисперсии оценки при фиксации по фронту гауссова сигнала от ширины полосы пропускания приемно-усилительного тракта относительно дисперсии оценки при фиксации этого сигнала по максимуму. Расчеты $\xi_3(n)$ проведены по формуле

$$\xi_3(n) = \frac{M_{2\phi} \{ \hat{T}^*, n \}}{M_2 \{ \hat{T}^* \}} = \frac{\int_0^\infty e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{2\pi n^2}} d\omega \int_0^\infty \omega^2 e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{2\pi n}} d\omega}{\left[\int_0^\infty \omega e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4\pi n^2(1+n^2)}} d\omega \right]^2} = \frac{\pi(1+n^2)^2}{n^3}.$$

Из рис.4.10 видно, что минимальная погрешность определение временного положения гауссова сигнала будет при расширении полосы пропускания согласованного фильтра в 1,73 раза. Но даже при этом будет иметь место проигрыш в точности определения времени запаздывания по отношению фиксации по максимуму сигнала. Сужение полосы пропускания ($n < 1$) по отношению к оптимальной (по условию

обнаружения) резко снижает точность определения времени запаздывания сигнала.

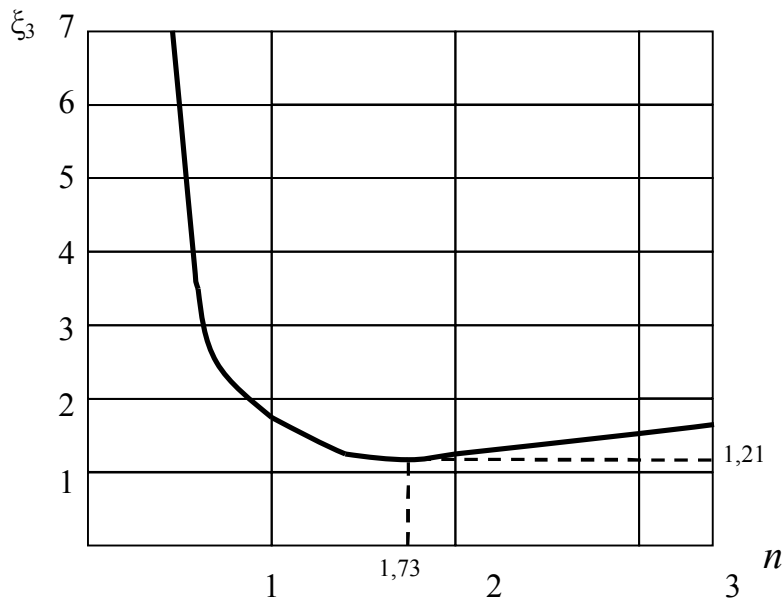


Рис.4.10

Зависимость дисперсии оценки времени запаздывания сигнала при фиксации по фронту от ширины полосы пропускания приемно-усилительного тракта

При преобразовании энергетического подобия имеем

$$M_{2\phi\lambda} \{ \hat{T}^* \} = \frac{\lambda \sigma_2^2}{\left[\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \omega \left| S \left(j \frac{\omega}{\lambda} \right) \right|^2 d\omega \right]^2} = \frac{M_{2\phi} \{ \hat{T}^* \}}{\lambda^3}. \quad (4.79)$$

Таким образом, в условиях воздействия белого гауссова шума эффективность преобразования энергетического подобия при фиксации временного положения по фронту выходного сигнала такая же, как и по максимуму сигнала:

$$\xi_{2\phi} = \frac{M_{2\phi\lambda} \{ \hat{T}^* \}}{M_{2\phi} \{ \hat{T}^* \}} = \frac{1}{\lambda^3}. \quad (4.80)$$

Формулы (4.79) и (4.80) действительны для условий оптимальной оценки, т.е., когда уровень срабатывания (фиксации) пересекается сигналом с максимальной крутизной фронта.

Если уровень срабатывания выбирается каждый раз из условия обеспечения заданной вероятности ложной тревоги, когда $K_\lambda = \sqrt{\lambda} K$. В

этом случае эффективность преобразования энергетического подобия будет определяться по формуле

$$\xi_{2\phi} = \frac{1}{\lambda^3} h(\lambda), \quad (4.81)$$

где $h(\lambda)$ функция, учитывающая изменение крутизны фронта сигнала в момент пересечения уровня срабатывания.

Естественно, эта функция будет формой сигнала на выходе приемно-усилительного тракта. Для гауссовой формы сигнала имеем

$$h(\lambda) = \lambda \frac{\ln K_1}{\ln \frac{K_1}{\lambda}}$$

Здесь K_1 - уровень срабатывания при заданной вероятности ложной тревоги при приеме исходного сигнала.

Например, при $K_1 = 0,5$ и $\lambda = 5$ $h(\lambda) = 2,16$.

При сигнале косинус-квадратной формы для тех же условий имеем

$$h(\lambda) = \lambda \frac{1 - K_1}{\sqrt{\lambda} - K_1}.$$

Что при принятых ранее K_1 и λ величинах дает относительное снижение эффективности преобразования энергетического подобия в 1,49 раза по сравнению с потенциальными возможностями (фиксация по максимуму сигнала).

В общем случае, когда энергетический спектр шумов определяется соотношением $G(\omega) = \frac{G}{2} F(\omega)$, эффективность преобразования энергетического подобия при оценке времени запаздывания сигнала по фронту будет определяться выражением

$$\xi_{2\phi} = \frac{1}{\lambda^3} \psi_{T^*\phi}(\lambda) h(\lambda), \quad (4.82)$$

где

$$\psi_{T^*\phi}(\lambda) = \frac{\int_0^\infty \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega}{\int_0^\infty \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega} \left[\frac{\int_0^\infty \omega \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\int_0^\infty \omega \frac{|S(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega} \right]^2,$$

$$h(\lambda) \geq 1.$$

Рассмотрим влияние преобразования энергетического подобия зондирующих импульсов на дисперсию оценки времени запаздывания отраженного сигнала при нестационарном облучении объекта локации.

Эффективность преобразования в этом случае можно представить также зависимостью

$$\xi_2^* = \frac{\psi_{T^*}^*(\lambda)}{\lambda^3}, \quad (4.83)$$

где

$$\psi_{T^*}^*(\lambda) = \frac{\int_0^\infty \omega^2 \frac{|K_9(j\omega)S_1(j\omega)|^2}{F(\omega)} d\omega}{\int_0^\infty \omega^2 \frac{|K_9(j\lambda\omega)S_1(j\omega)|^2}{F(\lambda\omega)} d\omega}.$$

При шумах с равномерным энергетическим спектром имеем

$$\psi_{T^*}^*(\lambda) = \frac{\int_0^\infty \omega^2 |K_9(j\omega)S_1(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty \omega^2 |K_9(j\lambda\omega)S_1(j\omega)|^2 d\omega}.$$

Здесь $K_9(j\omega)$ - передаточная функция объекта локации,

$S_1(j\omega)$ - спектральная функция зондирующего сигнала.

Функция $\psi_{T^*}^*(\lambda) > 1$ характеризует относительное увеличение дисперсии оценки времени запаздывания сигнала вследствие растягивания его при отражении от объекта. В условиях стационарного облучения объекта $\psi_{T^*}^*(\lambda) \equiv 1$.

Заметим, что функция $\psi_{T^*}^*(\lambda)$ в условиях нестационарного облучения ограничена предельными значениями

$$1 \leq \psi_{T^*}^*(\lambda) \leq \lambda^3$$

В качестве иллюстрации влияния преобразования энергетического подобия на потенциальную точность измерения дальности при нестационарном облучении на рис.4.11 приведена зависимость относительного значения дисперсии оценки времени запаздывания сигнала ξ_2^* при сокращении длительности зондирующего сигнала заданной энергии в 10 раз в зависимости от величины временной протяженности

облучаемой наклонной поверхности ($n = \frac{\tau_2}{\tau_1}$, τ_2 - временная протяженность облучаемой поверхности, τ_1 - длительность зондирующего импульса).

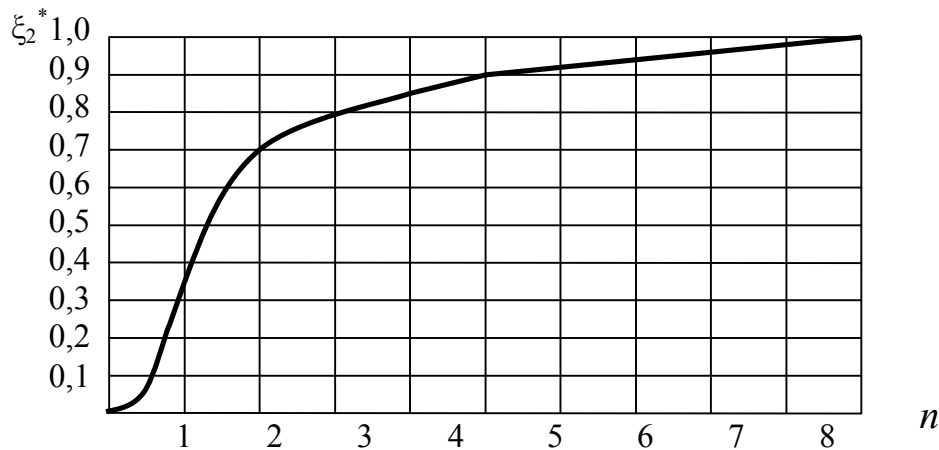


Рис.4.11

Относительное изменение дисперсии оценки времени запаздывания сигнала от временной протяженности облучаемой поверхности

Как видно из рис.4.11, если, например, временная протяженность облучаемой поверхности соответствует длительности зондирующего сигнала, то дисперсия оценки времени запаздывания принимаемого сигнала при сокращении длительности зондирующего оптического импульса заданной энергии в 10 раз уменьшится лишь в ~ 3 раза. А при стационарном облучении такое преобразование приводит к уменьшению дисперсии оценки в 1000 раз.

Таким образом, в условиях нестационарного облучения объекта локации эффективность преобразования энергетического подобия резко снижается.

Следует иметь в виду, что при работе импульсных оптических локаторов по протяженным объектам оценка дальности относится к некоторой условной эквидистантой зоне поверхности объекта локации, положение которой при прочих равных условиях зависит от длительности зондирующего импульса. Поэтому, если даже погрешность измерений пренебрежимо мала, то результаты отсчета дальности изменяются в зависимости от длительности сигнала вследствие радиального смещения отсчетной зоны, к которой относится оценка дальности. Положение отсчетной зоны определяется помимо длительности зондирующего импульса, формой последнего и видом отражательной импульсной

характеристики объекта локации, а также методом фиксации временного положения принимаемого сигнала.

Определим влияние формы оптических импульсов на дисперсию оценки времени запаздывания. Сначала рассмотрим влияние формы оптических сигналов при приеме на фоне шумов с равномерным энергетическим спектром, исходя из постоянства энергии и величины принимаемых оптических сигналов. Примем гауссов импульс с длительностью τ_0 за эталонный.

С учетом формулы (4.71) относительное значение дисперсий оценок времени запаздывания сопоставляемого $M_{2i} \{ \hat{T}^* \}$ и эталонного $M_{20} \{ \hat{T}^* \}$ сигналов определим соотношением

$$\xi_4 = \frac{M_{2i} \{ \hat{T}^* \}}{M_{20} \{ \hat{T}^* \}} = \frac{h_{20}}{h_{2i}}, \quad (4.84)$$

где h_{20} и h_{2i} - моменты второго порядка функций $S(j\omega)$ для эталонного и сопоставляемого сигналов.

Используя данные табл.4.2 можно получить значения ξ_4 для сигналов различной формы. В табл.4.5 приведены некоторые эти значения. Для сопоставления в этой таблице приведены значения относительного изменения величин сигнала к шуму η .

Таблица 4.5

Форма сигнала	ξ_4	η
Гауссова (эталонная)	1	1
Косинусоидальная	0,709	1,05
Косинус-квадратная	0,9	1,03
Треугольная	1,1	0,972
Квазиквадратичная	0,9	1,25
Линейно-экспоненциальная	0,443	1

Как видно из табл.4.5, форма принимаемых оптических сигналов заданной энергии и величины хоть и незначительно сказывается на потенциальной точности измерения дальности, но в большей степени, чем на условия обнаружения.

При неравномерном энергетическом спектре шума, например, вида

$$G(\omega) = \frac{A}{a^n + |\omega|^n}$$

выражение для относительной дисперсии оценки

времени запаздывания сигнала может быть представлено в следующем виде

$$\xi_4^* = \frac{M_{2i} \{ \hat{T}^* \}}{M_{20} \{ \hat{T}^* \}} = \left[\frac{\alpha^n h_{20} + h_{(n+2)0}}{\alpha^n h_{2i} + h_{(n+2)i}} \right]^2. \quad (4.85)$$

Результаты расчетов по формуле (4.85) удобно представить в виде графиков относительной средней квадратической погрешности $\sqrt{\xi_4^*(r)}$, $\left[r = \frac{1}{\alpha \tau_0} \right]$, которые приведены на рис. 4.12 при n , равных 1 и 2, для квазиквадратичного, косинус-квадратного и экспоненциально-степенного импульсов.

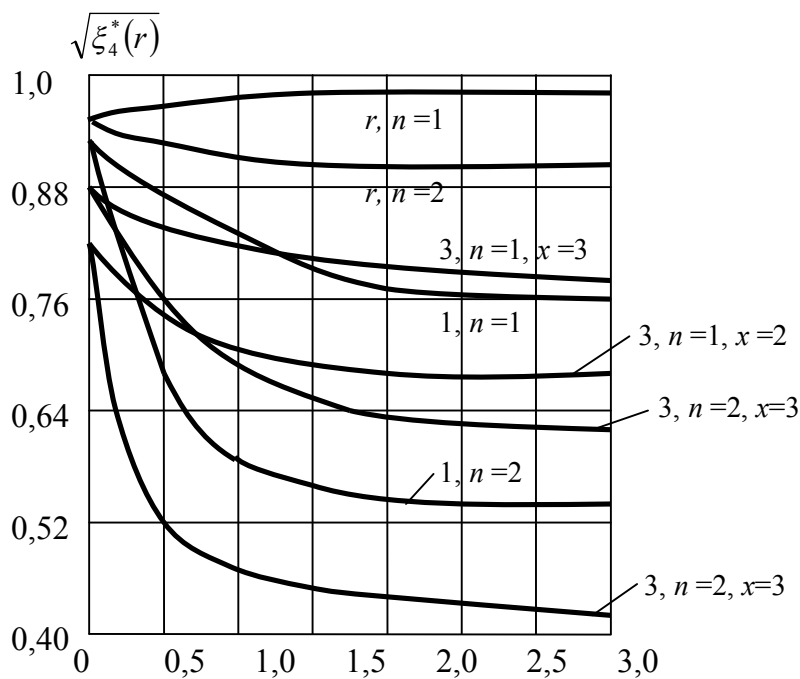


Рис.4.12

Относительная точность измерения при помехах с неравномерным энергетическим спектром для импульсов: 1- квазиквадратичного, 2- косинус-квадратного, 3 – ассиметричного.

Как видно и приведенных графиков, неравномерность энергетического спектра шума может привести к достаточно существенному увеличению влияния формы оптических сигналов на потенциальную точность измерения дальности, причем увеличение ассиметрии сигнала (уменьшение параметра χ) снижает погрешность фиксации временного положения его.

Рассмотрим теперь эффективность преобразования энергетического подобия на дисперсию оценки доплеровской добавки частоты в оптических локаторах с приемными системами прямого усиления, в

которых излучаемый сигнал имеет внутриимпульсное высокочастотное заполнение. Такие локаторы позволяют одновременно проводить измерение дальности до движущегося объекта и его радиальной скорости по доплеровскому смещению частоты внутриимпульсных колебаний.

В условиях воздействия белого гауссова шума дисперсия оценки доплеровской добавки частоты определяется зависимостью (2.91):

$$M_2 \{ \hat{F}_d \} = \frac{G}{2(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} t^2 s^2(t, F_0) dt}.$$

Дисперсия оценки доплеровской добавки частоты при преобразовании энергетического подобия $M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \}$ будет определяться зависимостью

$$\begin{aligned} M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \} &= \frac{G}{2(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} t^2 \lambda^2 s^2(\lambda t, F_0) dt} = \\ &= \frac{\lambda G}{2(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} t^2 s^2(t, F_0) dt} = \lambda M_2 \{ \hat{F}_d \}. \end{aligned} \quad (4.86)$$

Следовательно, эффективность преобразования энергетического подобия при измерении радиальной скорости объекта локация пропорциональна коэффициенту преобразования:

$$\xi_F = \lambda \quad (4.87)$$

Таким образом, сокращение длительности сигнала заданной энергии в λ раз приводит к уменьшению потенциальной точности измерения (увеличение средней квадратичной погрешности) радиальной скорости в $\sqrt{\lambda}$ раз.

Дисперсии совместной оценки времени запаздывания сигнала и доплеровского смещения частоты можно записать в следующем виде

$$M_2 \{ \hat{T}^* \} = \frac{1}{\mu^2 \omega_1^2 (1 - k^2)}, \quad (4.88)$$

$$M_2 \{ \hat{F}_d \} = \frac{1}{\mu^2 T_{\Theta}^2 (1 - k^2)}. \quad (4.89)$$

Здесь k - коэффициент корреляции ошибок определения оценок \hat{T}^* и \hat{F}_d .

Как видно из формул (4.88) и (4.89), дисперсии оценок будут минимальными при $k = 0$, т.е. в условиях некоррелированности \hat{T}^* и \hat{F}_d (при отсутствии частотно-временной связи).

Необходимо подчеркнуть, что для любых сигналов без частотной модуляции коэффициент корреляции k равен нулю [3]. Ввиду этого дисперсия оценок времени запаздывания и доплеровского смещения частоты при совместных и отдельных измерениях могут совпадать и определяться по формулам:

$$M_2 \{ \hat{T}^* \} = \frac{1}{\mu^2 \omega_1^2},$$

$$M_2 \{ \hat{F}_d \} = \frac{1}{\mu^2 T_{\text{э}}^2}.$$

При преобразовании энергетического подобия дисперсии оценок равны

$$M_{2\lambda} \{ \hat{T}^* \} = \frac{1}{\lambda^3 \mu^2 \omega_1^2}, \quad (4.90)$$

$$M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \} = \frac{\lambda}{\mu^2 T_{\text{э}}^2}. \quad (4.91)$$

Выражения (4.90) и (4.91) показывают, что в системах оптической локации с приемниками прямого усиления сокращение длительности принимаемого сигнала заданной энергии приводит к существенному уменьшению погрешности измерения дальности при незначительном ухудшении точности измерения радиальной скорости. Таким образом, сокращение длительности сигнала при сохранении его энергии и формы приводит к тому, что

$$M_{2\lambda} \{ \hat{T}^* \} M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \} = \frac{\zeta_0}{\lambda^2}$$

(за счет превалирующего влияния уменьшения $M_{2\lambda} \{ \hat{T}^* \}$ по сравнению с увеличением $M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \}$), в то время как в радиотехнических системах при тех же условиях

$$M_{2\lambda} \{ \hat{T}^* \} M_{2\lambda} \{ \hat{F}_d \} = \zeta_p = \text{const},$$

т.е. увеличение точности измерения дальности влечет за собой точно такое же уменьшение точности измерения радиальной скорости (принцип неопределенности в локации).

Причиной такого различия является увеличение в оптических локаторах при оптимальном приеме отношения сигнала к шуму в λ раз, обусловленное квадратичным характером преобразования лучистой энергии в электрическую в селективных фотоприемниках и соответственно

ростом энергии электрического сигнала. В радиолокаторах осуществляется линейное преобразование и постоянной энергии лучистого сигнала всегда соответствует постоянная энергия электрического сигнала, вследствие чего преобразование энергетического подобия при оптимальной фильтрации сигнала на фоне белого гауссова шума не приводит к изменению величины отношения сигнала к шуму.

Следует отметить, что в локаторах с оптическим гетеродинированием рассмотренные особенности временного преобразования принимаемого сигнала отсутствуют, т.е. обнаружительные и точностные показатели получаются в основном такие же, как и в радиолокаторах.

5. Энергетический и точностной расчеты оптических локационных систем

Основной задачей энергетического расчета оптических локационных систем при рационально выбранном приемнике лучистой энергии и заданном диаметре приемного объектива является определение требуемой мощности (или энергии) излучения по исходным данным, к которым, прежде всего, относятся: максимальная дальность действия, характеристики лоцируемых объектов, условия распространения излучения, фоновая ситуация, вероятности ошибок обнаружения, габаритные и весовые характеристики и др.

Точностной расчет позволяет скорректировать требования к энергетическому расчету при заданных погрешностях определения информационных параметров.

В настоящем разделе излагается порядок энергетического и точностного расчета импульсных оптических локационных систем, в которых используются линейные оптимальные и квазиоптимальные устройства обработки смеси сигнала с шумом.

5.1. Определение требуемых значений отношений порог/шум и сигнал/шум.

Первым этапом энергетического расчета является определение требуемые значения отношений порог/шум и сигнал/шум, обеспечивающие, заданные техническим заданием, вероятностные характеристики обнаружения (вероятность ложной тревоги и вероятность ложного отбоя или вероятность правильного обнаружения).

Прежде всего, необходимо определить передаточную функцию приемно-усилительного тракта в соответствии с параметрами отраженного

сигнала (считая, что отраженный сигнал не претерпевает изменений при прохождении в среде распространения излучения) и энергетическим спектром шумов.

Задаваясь характеристиками зондирующего импульса $s_1(t)$ (формой и длительностью), отраженный сигнал будет определяться интегралом Дюамеля:

$$s_2(t) = \int_{t_1}^{t_2} s_1(\tau) g_{\rho}(t - \tau) d\tau, \quad (5.1)$$

где $g_{\rho}(t)$ - отражательная импульсная характеристика поверхности объекта локации,

t_1 и t_2 пределы, зависящие от соотношения между длительностью излучаемого импульса τ_1 и временной протяженностью облучаемой поверхности τ_{ρ} .

В условиях стационарного или квазистационарного облучения объекта отраженный сигнал по форме и длительности в первом приближении можно считать равным зондирующему импульсу: $s_2(t) = s_1(t)$.

В условиях оптимального приема на фоне гауссова шума передаточная функция приемно-усилительного тракта определяется соотношением

$$K(j\omega) = k \frac{S_2^*(j\omega) e^{-j\omega t_0}}{G(\omega)}, \quad (5.2)$$

где $S_2^*(j\omega)$ - функция комплексно-сопряженная спектральной функции отраженного сигнала $S_2(j\omega)$, которую можно определить соотношением

$$S_2(j\omega) = S_1(j\omega) K_{\rho}(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s_2(t) e^{-j\omega t} d\omega,$$

$S_1(j\omega)$ и $K_{\rho}(j\omega)$ - соответственно спектральная функция зондирующего импульса и отражательная передаточная функция поверхности, $G(\omega)$ - энергетический спектр входных шумов.

Требуемое значение отношения порог/шум найдем исходя из критерия Неймана-Пирсона.

Для гауссовой статистики шумов среднее число шумовых выбросов за пороговый уровень с положительной производной в единицу времени можно вычислить по формуле [13]

$$N(\mu_0) = \frac{\omega_1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\mu_0^2}{2}\right), \quad (5.3)$$

где $\mu_0 = \frac{K}{\sigma}$,

K - уровень срабатывания порогового (решающего) устройства,
 σ - среднее квадратичное значение шумов на входе порогового устройства,

$$\omega_1 = \left[\frac{\int_0^{\infty} \omega^2 G_2(\omega) d\omega}{\int_0^{\infty} G_2(\omega) d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\int_0^{\infty} \omega^2 G_1(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} G_1(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} \quad - \text{ средняя}$$

квадратичная частота спектра шума,

$G_1(\omega)$ и $G_2(\omega)$ - энергетические спектры шумов на входе и выходе приемно-усилительного тракта соответственно.

При равномерном энергетическом спектре входных шумов $G_1(\omega) = G_1$ и оптимальном приеме средняя квадратичная частота спектра шума совпадает со средней квадратичной частотой спектра принимаемого сигнала и равна

$$\omega_1 = \left[\frac{\int_0^{\infty} \omega^2 |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |K(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\int_0^{\infty} \omega^2 |S_2(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |S_2(j\omega)|^2 d\omega} \right]. \quad (5.4)$$

Среднее число шумовых выбросов, превышающих пороговый уровень с положительной производной за эффективное время работы $T_э$, равно

$$N_1(\mu_0) = T_э N(\mu_0)$$

При этом эффективное время работы определяется выражением

$$T_э = T_p f_n \tau_{cm},$$

где T_p - общее время работы локатора в режиме обнаружения и захвата цели, f_n - частота зондирующих импульсов, τ_{cm} - время стробирования приемного тракта.

В локационных системах $\tau_{cm} = \frac{2L_{\max}}{c}$, где L_{\max} - максимальная дальность действия локатора, c - скорость света.

При $N_1(\mu_0) \ll 1$ можно с достаточной точностью считать, что среднее число шумовых выбросов, превышающих пороговый уровень с положительной производной за эффективное время работы, равно вероятности ложной тревоги $P_{лт}$, т.е.

$$P_{лт} = \frac{T_э \omega_1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\mu_0^2}{2}\right). \quad (5.5)$$

Из формулы (5.5) по заданной вероятности ложной тревоги и определенных ранее $T_э$ и ω_1 вычисляется величина отношения порог/шум

$$\mu_0 = \left[2 \ln \frac{\omega_1 T_э}{2\pi P_{лт}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5.6)$$

Вероятность пропуска сигнала $P_{пр}$ (вероятность ложного отбоя) либо вероятность правильного обнаружения $P_{об}$ при гауссовой статистике смеси сигнала с шумом вычисляются по формуле

$$P_{пр} = 1 - P_{об} = 0,5 \left[1 + \Phi(\mu_0 - \mu) \right], \quad (5.7)$$

где μ - величина отношения сигнала к шуму на выходе приемно-усилительного тракта (на входе решающего устройства),

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt - \text{интегральная функция Лапласа.}$$

Из формулы (5.7) получаем

$$\Phi(\Delta\mu) = 2P_{пр} - 1; \quad \Delta\mu = \mu_0 - \mu. \quad (5.8)$$

$$\left[\Phi(-x) = -\Phi(x) \right]$$

По формулам (5.8) с помощью таблиц интегральной функции Лапласа $\Phi(x)$ или интеграла вероятностей $F(x) = 0,5 \left[1 + \Phi(x) \right]$ определяется требуемая величина отношения сигнала к шуму на выходе приемно-усилительного тракта, обеспечивающая заданную вероятность пропуска сигнала.

Для определения порогового лучистого потока необходимо располагать величиной отношения сигнала к шуму, приведенной ко входу приемно-усилительного тракта.

В условиях оптимальной (и некоторых видов квазиоптимальной) фильтрации, когда расчет мощности шумов производится с помощью эффективной шумовой полосы пропускания, необходимо учитывать

возможное уменьшение импульсного коэффициента передачи приемно-усилительного тракта по сравнению с максимальным коэффициентом передачи $|K_{\max}(j\omega)| = K(0)$ для гармонического сигнала. При этом отношение сигнала к шуму на входе приемно-усилительного тракта определяется как

$$\mu_1 = \frac{\mu}{k_u},$$

где

$$k_u = \operatorname{Re} \left[\frac{\int_0^{\infty} S_2(j\omega) K(j\omega) e^{j\omega t_0} d\omega}{\pi K(0)} \right] - \text{нормированный импульсный}$$

коэффициент передачи.

Значения k_u для некоторых форм импульсов приведены в табл.5.1.

Таблица 5.1

Форма сигнала	Прямоугольная	Гауссова	Экспоненциальная	Косинусоидальная	Треугольная
k_u	1	0,71	0,5	0,78	0,67

5.2. Выбор фотоприемника и определение порогового лучистого потока.

Среднее квадратичное значение тока шумов, приведенных ко входу приемно-усилительного тракта в условиях безынерционного приема, вычисляется по формуле

$$\bar{i}_{ш} = \left[\left(2eI + \frac{4kT^0}{R_n} \right) (1+m) \Delta f_3 \right]^{\frac{1}{2}},$$

где $I = I_T + I_\phi$; I_T - темновой ток фотоприемника; I_ϕ - среднее значение тока фотоприемника, обусловленное фоновой засветкой; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд электрона; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{град}}$ - постоянная Больцмана;

$$m = \frac{G_2^*}{G_1} = \frac{I_a}{IR_n^2 S_0^2 \left(1 + \frac{2kT^0}{eIR_n}\right)} ; \quad I_a - \text{рабочая точка транзистора первого}$$

каскада усиления; S_0 - крутизна вольтамперных характеристик транзистора; T^0 - температура окружающей среды (K); R_n - сопротивление нагрузки фотоприемника.

Среднее значение тока, обусловленного фоновой засветкой, можно определить из соотношения

$$I_\phi = \eta_1 A_{\text{вх}} \Omega_1 \int_0^\infty L_\phi(\lambda) \eta_2(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda, \quad (5.9)$$

где η_1 - коэффициент пропускания приемной оптической системы,

$A_{\text{вх}}$ - площадь входного зрачка приемного объектива,

$\Omega_1 = \pi \sin^2 \beta_1$ - телесный угол приёма, $2\beta_1$ - угол поля зрения приемной системы, $L_\phi(\lambda)$ - спектральная плотность яркости фона, $\eta_2(\lambda)$ - коэффициент передачи оптического фильтра от частоты, $\varepsilon(\lambda)$ - спектральная чувствительность фотоприемника, λ - длина волны излучения.

Для лазерных локационных систем коэффициент передачи оптического фильтра в первом приближении можно характеризовать коэффициентом ослабления η_2 в полосе длин волн $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Тогда выражение (5.9) принимает вид

$$I_\phi = \varepsilon \eta_1 \eta_2 A_{\text{вх}} \Omega_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\phi(\lambda) d\lambda,$$

где ε - чувствительность фотоприемника на длине волны принимаемого излучения.

Считая, что спектральная плотность яркости фона в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 постоянна, ток, обусловленный фоновой засветкой, можно выразить формулой

$$I_\phi = \varepsilon \eta_1 \eta_2 A_{\text{вх}} \Omega_1 L_\phi \Delta\lambda.$$

При использовании в локационных системах в качестве фотоприемника фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), исходя из предположения гауссовой статистики шумов, среднее квадратичное значение тока шумов, пересчитанных к фотокатоду, будет определяться соотношением

$$\bar{i}_{ш} = \left\{ \left[(2eI + 2ei_c)(1+B) + \frac{4kT^0}{R_n M^2} \right] (1+m_1) \Delta f_3 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (5.10)$$

где i_c - фототок полезного сигнала, M - коэффициент умножения ФЭУ, $B \approx 1,5 \div 3$ - коэффициент, учитывающий увеличение шумов ФЭУ из-за статистического характера вторичной эмиссии электронов,

$$m_1 = \frac{I_a}{R_n^2 S_0^2 \left[(I + i_c)(1+B)M^2 + \frac{2kT^0}{eR_n} \right]}.$$

Учитывая большую величину коэффициента умножения ФЭУ, значениями $\frac{4kT^0}{R_n M^2}$ и m_1 можно пренебречь. Поэтому среднее

квадратичное значение тока шумов, приведенное к фотокатоду ФЭУ, можно представить в виде

$$\bar{i}_{ш} = \sqrt{2e(I + i_c)(1+B)\Delta f_3}.$$

Таким образом, пороговый фототок полезного сигнала будет определяться из следующего уравнения

$$i_c = \mu_1 \bar{i}_{ш} = \mu_1 \sqrt{2e(I + i_c)(1+B)\Delta f_3},$$

решение которого имеет вид

$$i_c = \mu_1^2 e(1+B)\Delta f_3 + \left[\mu_1^4 e^2 (1+B)^2 \Delta f_3^2 + \mu_1^2 2eI(1+B)\Delta f_3 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5.11)$$

Проанализируем выражение (5.11). В случае приема относительно коротких импульсов

$$\mu_1^4 e^2 (1+B)^2 \Delta f_3^2 \gg \mu_1^2 2eI(1+B)\Delta f_3.$$

В этом случае требуемый пороговый фототок полезного сигнала будет равен

$$i_c = 2\mu_1^2 e(1+B)\Delta f_3,$$

а требуемый для обеспечения заданных вероятностей ошибок обнаружения лучистый поток будет определяться выражением

$$\Phi_n = \frac{2}{\varepsilon_k} \mu_1^2 e(1+B)\Delta f_3. \quad (5.12)$$

Из соотношения (5.12) видно, что при обнаружении относительно коротких импульсов выбор ФЭУ следует осуществлять из условия максимального значения чувствительности фотокатода ε_k на заданной длине волны излучения.

Когда производится прием относительно длительных сигналов, величиной $\mu_1^2 e(1+B)\Delta f_3$ можно пренебречь. Тогда

$$i_c = \mu_1 \sqrt{2eI(1+B)\Delta f_3},$$

а требуемый пороговый лучистый поток будет определяться известной формулой

$$\Phi_n = \frac{\mu_1}{\varepsilon_k} \sqrt{2eI(1+B)\Delta f_3},$$

т.е. тип ФЭУ с позиции обнаружительной способности выбирается исходя из минимальной пороговой чувствительности фотоэлектронного умножителя при заданной волне излучения.

В промежуточном случае пороговый лучистый поток вычисляется по формуле

$$\Phi_n = \frac{\mu_1^2}{\varepsilon_k} \left\{ e(1+B)\Delta f_3 + \left[e^2(1+B)^2 \Delta f_3^2 + \frac{2eI(1+B)\Delta f_3}{\mu_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}.$$

При использовании в приемных системах оптических локаторов фотодиодов (что оправдано в бортовых локационных системах) шумами, обусловленными полезным сигналом, можно пренебречь, так как пороговый фототок полезного сигнала много меньше среднего значения темнового тока фотодиода. Следовательно, среднее квадратичное значение тока шумов, приведенных ко входу приемно-усилительного тракта, будет определяться по формуле

$$\bar{i}_{ш} = \left[\left(2eI + \frac{4kT^0}{R_n} \right) (1+m_2)\Delta f_3 \right]^{\frac{1}{2}} \alpha, \quad (5.13)$$

где $\alpha = \left[\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]^{\frac{1}{2}}$, $H\left(\frac{1}{v}\right)$ - дополнительный интеграл вероятностей, значения которого приведены в виде графика на рис.3.2 раздела 3.2,

$$v = \left(\frac{2\pi m\gamma^2}{1+m_2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\pi G_2^* \gamma^2}{G_1 + G_2^*} \right)^{\frac{1}{2}} - \text{обобщенный показатель инерционности}$$

входной цепи, $\gamma = \frac{T_n}{\tau}$, $T_n = (C_\phi + C_a)R_n$ - постоянная времени входной цепи, C_ϕ - емкость $p-n$ перехода фотодиода, C_a - входная емкость первого каскада усиления, I среднее значение тока фотодиода при отсутствии сигнала,

$$m_2 = \frac{I_a}{S_0^2 R_n^2 \left(I + \frac{2kT^0}{eR_n} \right)}.$$

Используя выражение (5.13), с учетом (3.10), получим зависимость для определения требуемого порогового лучистого потока в локационных системах с фотодиодом

$$\Phi_n = \frac{\mu_1}{\alpha \varepsilon} \left[\left(2eI + \frac{4kT^0}{R_n} \right) (1 + m_2) \Delta f_9 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5.14)$$

Выражение (5.14) указывает на то, что выбор фотодиода необходимо проводить с позиции чувствительности фотоприемника на данной длине волны излучения, но с учетом минимальной емкости $p-n$ перехода фотодиода.

В приемных системах локаторов с лавинными фотодиодами (ЛФД) среднее квадратичное значение шумов определяется выражением

$$\bar{i}_{ш} = \left[\left(2eIM_1^n + \frac{4kT^0}{R_n} \right) (1 + m_3) \Delta f_9 \right]^{\frac{1}{2}},$$

где M_1 - коэффициент лавинного умножения; $n = 3$ для германиевого и, $n = 2, 3 \div 2, 5$ - для кремневого ЛФД,

$$m_3 = \frac{I_a}{R_n^2 S_0^2 M_1^n \left(I + \frac{4kT^0}{eR_n M_1^n} \right)}.$$

Пороговый лучистый поток в этом случае будет равен

$$\Phi_n = \frac{\mu_1}{\varepsilon} \left[\left(2eIM_1^{n-2} + \frac{4kT^0}{M_1^2 R_n} \right) (1 + m_3) \Delta f_9 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5.15)$$

При коэффициенте лавинного умножения $M_1 > 100$

$$\Phi_n = \frac{\mu_1}{\varepsilon} \sqrt{2eIM_1^{n-2} \Delta f_9}. \quad (5.16)$$

Как видно из приведенных формул с ростом коэффициента лавинного умножения увеличивается и требуемый пороговый поток принимаемого излучения, что приводит и к такому же увеличению энергии излучения.

Следует отметить, что выигрыш в пороговой чувствительности при использовании ЛФД может быть существенным при относительно незначительных величинах коэффициента лавинного умножения M_1 . На рис.5.1. в качестве примера приведены кривые относительного изменения

пороговой чувствительности $\eta = \frac{\mu_n}{\mu}$ ЛФД (μ_n и μ - соответственно

отношения сигнала к шуму с приемных системах с ЛФД и $p-i-n$ фотодиодом) при изменении коэффициента лавинного умножения по отношению к $p-i-n$ фотодиоду с одинаковыми темновыми токами и сопротивлениями нагрузки. Кривые 1 для среднего значения темновых токов $I_T = 10^{-6} A$, 2 - для $I_T = 10^{-7} A$ при сопротивлении нагрузки $R = 10^4 Ом$. Кривые 3 и 4 соответственно для темновых токов $I_T = 10^{-6} A$ и $I_T = 10^{-7} A$ и $R = 10^5 Ом$.

Как видим, пороговая чувствительность приемных систем с кремневыми ЛФД может быть сопоставима с пороговой чувствительностью приемных систем с $p-i-n$ фотодиодами. Однако следует иметь в виду, что с ростом коэффициента лавинного умножения M_1 пороговая чувствительность падает в соответствии с выражением (5.16).

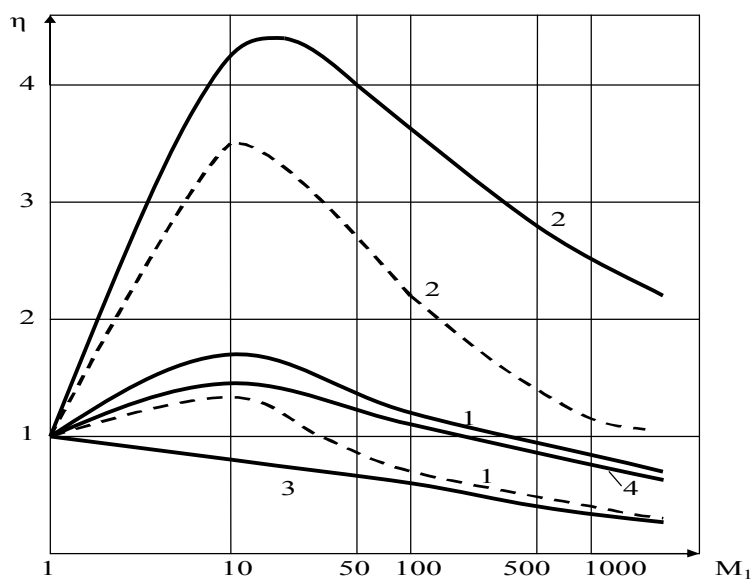


Рис.5.1.

Зависимости пороговой чувствительности систем с ЛФД от коэффициента лавинного умножения по отношению к системам с $p-i-n$ -фотодиодами ($n = 2, 3$ - сплошные линии, $n = 2, 5$ - пунктирные линии)

Однако существенным достоинством применения ЛФД является, практически, безынерционный прием, что дает энергетический выигрыш и существенное увеличение потенциальной точности измерения, например,

дальности. Германиевые ЛФД проигрывают как по пороговой чувствительности, так и температурной стабилизации.

В локационных системах с оптическим гетеродинированием в задачу энергетического расчета, наряду с определением порогового лучистого потока, входит также нахождение величины мощности гетеродинного источника излучения.

Среднее квадратичное значение тока шумов при гетеродинном приеме оптических сигналов определяется зависимостью

$$\bar{i}_u = \sqrt{4e(I + \varepsilon\Phi_\Gamma)\Delta f_s}$$

Для эффективного использования оптического гетеродинирования мощность гетеродинного источника излучения следует из условия

$$\Phi_\Gamma = \frac{pI}{\varepsilon},$$

где $I = I_T + I_\phi$, а коэффициент p выбирается много больше единицы

Учитывая, что пороговый фототок эквивалентного полезного сигнала при оптическом гетеродинировании равен

$$i_c = 2\varepsilon\sqrt{\Phi_n\Phi_\Gamma},$$

пороговый лучистый поток, падающий на чувствительный слой фотосмесителя, будет равен

$$\Phi_n = \frac{\mu_1^2 e \Delta f_s (1+p)}{\varepsilon p}. \quad (5.17)$$

Согласно формуле (5.17), в качестве фотосмесителя в локационных системах с гетеродинным приемником следует использовать фотоприемники, обладающие максимальным значением спектральной чувствительности на заданной длине волны излучения.

При гомодинном приеме в условиях отсутствия доплеровских частот требуемый пороговый лучистый поток вычисляется по формуле

$$\Phi_n = \frac{\mu_1^2 e \Delta f_s (1+p)}{2\varepsilon p}.$$

5.3. Определение требуемой мощности излучения

При проектировании оптических локационных систем особое внимание уделяется выполнению требований, предъявляемых к весовым и габаритным характеристикам. Вес и габариты зависят, главным образом, от оптической системы и источника излучения. При этом в случае использования в качестве источников излучения твердотельных лазеров

определяющими являются вес и габариты блока излучения, которые зависят, прежде всего, от энергии и скважности импульсов излучения.

Приведем расчетные формулы для определения требуемой импульсной мощности излучения применительно к различным условиям работы. При этом будем считать, что углы полей излучения $2\beta_1$ и приема $2\beta_2$, а также площадь входного зрачка приемного объектива наперед заданы.

1. Поле излучения перекрывает размеры объекта локации с диффузно отражающей поверхностью. В этом случае требуемую мощность излучения можно определить по формуле

$$\Phi_u = \frac{\pi \Phi_n L_m^4 \Omega_1}{k \eta_1 \eta_2 \eta_3 A_{\text{ex}} \Delta_9 Q_9 \tau_\sigma (2L_m)}, \quad (5.18)$$

где: Φ_n - требуемый пороговый поток, падающий на чувствительную площадку фотоприемника; L_m - максимальная дальность действия локатора; $\Omega_1 = \pi \sin^2 \beta_1$ - телесный угол излучения; k - статистический коэффициент, учитывающий неравномерность диаграммы направленности излучения и возможность смещения объекта относительно центра диаграммы направленности; η_1 , η_2 и η_3 - коэффициенты пропускания приемной оптической системы, светофильтра и передающей оптической системы соответственно; Q_9 - эффективная отражающая поверхность при квазистационарном облучении;

$$\Delta_9 = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} |S_1(j\omega) K_{90}(\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |S_1(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} - \text{коэффициент, учитывающий}$$

нестационарность облучения объекта локации; $S_1(j\omega)$ - спектральная функция зондирующего сигнала; $K_{90}(\omega)$ - нормированная по величине отражательная амплитудно-частотная характеристика поверхности объекта; $\tau_\sigma(2L_m)$ - коэффициент пропускания среды распространения излучения.

При работе в однородной атмосфере

$$\tau_\sigma(2L_m) = \exp(-2\sigma_0 L_m),$$

где $\sigma_0 = k_p + \sigma_p + k_A + \sigma_M$ - коэффициент ослабления; k_p и σ_p - коэффициенты молекулярного поглощения и рассеяния; k_A и σ_M - коэффициенты аэрозольного поглощения и рассеяния.

Значениями коэффициентов σ_p, k_p и k_A по сравнению с σ_M можно пренебречь, тогда

$$\tau_\sigma(2L_m) = \exp(-2\sigma_0 L_m) \approx \exp(-2\sigma_M L).$$

Коэффициент аэрозольного рассеяния (Ми-рассеяния) описывается эмпирическим соотношением

$$\sigma_M = \frac{3,912}{L_M} \left(\frac{0,55}{\lambda} \right)^q,$$

$$\text{где } \begin{cases} q = 0,585\sqrt{L_M} & \text{при } L_M < 6 \text{ км} \\ q = 1,3 & \text{при } L_M > 6 \text{ км} \end{cases}$$

L_M - метеорологическая дальность видимости (МДВ).

Для определения МДВ и коэффициента ослабления МИ-рассеяния можно воспользоваться табл. 1.2

Заметим, что закон Бугера справедлив для дистанций 15—20 км.

2. Объект с диффузно отражающей поверхностью перекрывает поле излучения. В этом случае требуемая мощность излучения будет определяться зависимостью

$$\Phi_u = \frac{\pi \Phi_n L_m^2}{\eta_1 \eta_2 \eta_3 A_{ex} \Delta_\vartheta Q_\vartheta \tau_\sigma(2L_m)}. \quad (5.19)$$

3. Зеркальная поверхность перпендикулярная направлению излучения перекрывает поле излучения (водная поверхность). Для этого случая имеем

$$\Phi_u = \frac{4\Phi_n L_m^2 \Omega_1}{k_1 \eta_1 \eta_2 \eta_3 A_{ex} \rho \tau_\sigma(2L_m)}, \quad (5.20)$$

где k_1 - статистический коэффициент, учитывающий случайный характер зеркального отражения (например, при облучении взволнованной водной поверхности), ρ - коэффициент зеркального отражения.

4. Работа по уголкового отражателю; при этом имеем следующую формулу для расчета требуемой мощности излучения

$$\Phi_u = \frac{\Phi_n L_m^2 \left(2 + L_m \frac{\beta_y}{d \cos \gamma_1} \right) \Omega_1}{k \eta_1 \eta_2 \eta_3 A_{ex} \rho n \tau_\sigma (2L_m)}, \quad (5.21)$$

где β_y - угол расходимости излучения, отраженного от уголкового отражателя при облучении его параллельным пучком, γ_1 - угол между направлением излучения и нормалью к поверхности отражателя, d - эффективный диаметр отдельного уголкового отражателя, n - число уголковых отражателей в катофоте.

В тех случаях, когда задана мощность излучения (использование готового источника излучения), энергетический расчет сводится к определению площади входного зрачка приемного объектива по приведенным соотношениям (5.18) – (5.21).

5.4 Точностной расчет

Точностной расчет служит при заданных ошибках измерений для корректировки величины требуемой мощности (энергии) излучения или габаритов приемной оптической системы при заданных характеристиках излучателя.

Измерение дальности до объекта, его габаритов, углового положения в поле наблюдения и радиальной скорости перемещения даже при самых благоприятных условиях распространения излучения сопряжено с ошибками измерений – систематическими и случайными. Систематические ошибки в большинстве случаев легко компенсируются. Случайная ошибка (погрешность) состоит из следующих основных составляющих:

1. Принципиальная (неустраняемая) погрешность, обусловленная оценкой информационного параметра принимаемого сигнала. Эта погрешность определяется дисперсией оценки информационного параметра сигнала. Асимптотически эта погрешность имеет нормальное распределение. Принципиальная погрешность в условиях оптимального приема определяет потенциальную точность измерений;
2. Погрешность, обусловленная характеристиками отражения, которые влияют на сдвиг отсчетных точек параметров принимаемых сигналов (например, облучение объекта локации под различными ракурсами). Такая погрешность чаще всего имеет равновероятное распределение;

3. Аномальная погрешность, вызванная принятием шумового выброса за сигнальный. Распределение этой погрешности, как правило, имеет отличный от нормального закон распределения;
4. Погрешность, обусловленная средой распространения излучения (влияние турбулентности, расширение длительности сигнала). Эта погрешность может иметь нормальный, логарифмически нормальный или равновероятный закон распределения;
5. Методическая погрешность, связанная с аппаратным методом измерения зафиксированных информационных параметров. Эта погрешность распределена либо по равновероятному закону, либо по закону Симпсона;
6. Погрешность. Обусловленная влиянием на аппаратуру дестабилизирующих факторов, к которым относятся изменение температуры окружающей среды, проникающая радиация, временной фактор. Чаще всего эти погрешности аппроксимируются равновероятным законом распределения.

Для определения суммарной погрешности измерения воспользуемся формулой

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d} = \pm \Delta_1 \Big|_{P_{d1}} \pm \Delta_2 \Big|_{P_{d2}} \pm \dots \pm \Delta_n \Big|_{P_{dn}},$$

где $\Delta_1 \Big|_{P_{d1}}, \dots, \Delta_n \Big|_{P_{dn}}$ составляющие погрешности с заданными доверительными вероятностями $P_{d1} \dots P_{dn}$. При этом

$$P_d = P_{d1} \cdot P_{d2} \cdot \dots \cdot P_{dn}.$$

Так как составляющих погрешностей имеют различные законы распределения (а в ряде случаев они могут быть неизвестными), то можно определить суммарную погрешность с доверительной вероятностью $P_d = 0,997$ по формуле

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = \pm \Delta_1 \pm \Delta_2 \pm \dots \pm \Delta_m \pm 3\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_k^2}, \quad (5.22)$$

где $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_m$ - максимальные значения погрешностей, имеющих закон распределения отличный от нормального,

$\sigma_1^2, \sigma_2^2, \dots, \sigma_k^2$ - дисперсии ошибок, распределенных по нормальному закону.

Приведем методику точностного расчета при измерении дальности и величины сигнала в условиях квазистационарного облучения и оптимального приема. При этом будем исходить из идеальных условий распространения излучения, а аномальной погрешностью будем пренебрегать.

5.4.1. Измерение дальности до объекта

Расчетная суммарная погрешность будет равна

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = (\pm \Delta_1 \pm \Delta_2 \pm 3\sigma_{T^*})c. \quad (5.23)$$

Здесь Δ_1 - максимальная методическая погрешность измерения временного интервала, Δ_2 - максимальная погрешность, обусловленная воздействием дестабилизирующих факторов на приемно-усилительный тракт локатора, σ - средняя квадратичная принципиальная погрешность, c - скорость света.

Максимальная методическая погрешность равна периоду следования счетных импульсов T_c при измерении временного интервала методом прямого счета импульсов ($\Delta_1 = T_c$). При косвенном методе измерения временного интервала, например, при использовании метода пропорционального растягивания временного интервала $\Delta_1 = \frac{T_c}{n}$, где n - коэффициент растягивания временного интервала.

Ошибке, обусловленной влиянием дестабилизирующих факторов, будем приписывать следующее значение: $\Delta_2 = 0,2\Delta_1$.

При гауссовой статистике шума и смеси детерминированного сигнала с шумом средняя квадратичная принципиальная погрешность в условиях безынерционного оптимального приема будет определяться зависимостью

$$\sigma_{T^*} = \frac{1}{\mu\omega_1}, \quad (5.24)$$

Где μ - определенная энергетическим расчетом, величина отношения сигнала к шуму на выходе приемно-усилительного тракта;

$$\omega_1 = \left[\frac{\int_0^{\infty} \omega^2 |S_2(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |S_2(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} - \text{средняя квадратичная частота спектра}$$

шума.

При инерционном приеме среднее квадратичное значение принципиальной погрешности будет определяться зависимостью

$$\sigma_{T^*}(T) = \sigma_{T^*} \sqrt{\frac{v^2}{2 \left[1 - \sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{v}\right) \right]}}. \quad (5.25)$$

Таким образом, суммарная погрешность измерения дальности в условиях воздействия шумов с гауссовой статистикой будет определяться соотношениями:

при безынерционном приеме

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = \left[\pm 1,2T_c \pm 3 \frac{1}{\mu\omega_1} \right] c; \quad (5.26)$$

при инерционном приеме

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = \left[\pm 1,2T_c \pm 3 \frac{v}{\mu\omega_1 \sqrt{2 \left[1 - \sqrt{\pi} H \left(\frac{1}{v} \right) \right]}} \right] c. \quad (5.27)$$

В пороговом режиме работы определяющей будет принципиальная погрешность. Поэтому, если для порогового режима работы расчетная погрешность измерения $\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997}$ окажется больше заданной техническим заданием $3\sigma_0$, то для обеспечения требуемой точности измерений величина отношения сигнала к шуму должна быть соответственно

$$\mu = \frac{1}{\omega_1 \left(\frac{\sigma_0}{c} - 0,4T_c \right)} \quad (5.28)$$

и при инерционном приеме

$$\mu(T) = \frac{v}{\omega_1 \sqrt{2 \left(\frac{1}{\alpha^2} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_0}{c} - 0,4T_c \right)}}, \quad (5.29)$$

где $\alpha = \left[\sqrt{\pi} H \left(\frac{1}{v} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$.

Увеличение сигнала к шуму осуществляется путем увеличения либо мощности излучателя, либо площади входного зрачка приемного объектива с соответствующим пересчетом величины μ из-за изменения тока фоновой засветки.

При частотном режиме работы локационной системы погрешность измерения может быть уменьшена путем осреднения по m однократным результатам измерения

При пуассоновской статистике шума и сигнала для определения средней квадратичной величины принципиальной погрешности можно воспользоваться следующей методикой.

Логарифм отношения правдоподобия при пуассоновских потоках можно записать в виде

$$\ln \Lambda = \int_0^{\tau} \left\{ y(t) \ln \left[1 + \frac{\int_{T_i} g_{1,s}(t) dt}{\int_{T_i} g_{1,0}(t) dt} \right] - \int_{T_i} g_{1,s}(t) dt \right\} dt, \quad (5.30)$$

где $g_{1,s}(t)$ и $g_{1,0}(t)$ - плотности сигнального и шумового потоков соответственно, T_i - интервал разрешения, τ - время наблюдения.

Исходя из стационарности шумового потока имеем

$$\int_{T_i} g_{1,0}(t) dt = N_0 - \text{среднее число шумовых одноэлектронных импульсов}$$

Обозначим $\int_{T_i} g_{1,s}(t) dt = s(t)$, которую назовем условно огибающей сигнального потока.

Тогда при оценке времени запаздывания уравнение правдоподобия примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT^*} \ln \Lambda \Big|_{T^*=\hat{T}^*} &= \frac{d}{dT^*} \int_0^{\tau} \left[y(t) \ln \frac{N_0 + s(t-T^*)}{N_0} - s(t-T^*) \right] dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} = \\ &= \int_0^{\tau} \left[y(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} - s'(t-T^*) \right] dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} = 0, \end{aligned} \quad (5.31)$$

где $s'(t-T^*) = \frac{d}{dT^*} s(t-T^*)$

Так как поток $y(t)$ представляет собой сумму двух пуассоновских потоков (сигнального и шумового), то и сам поток

$y(t)$ является пуассоновским со средним значением $N_0 + s(t-T_0^*)$. Здесь T_0^* - истинное время запаздывания сигнала. Представим поток $y(t)$ в виде суммы двух составляющих:

$$y(t) = \sum_{i=1}^k \delta(t-t_i) = N_0 + s(t-T_0^*) + x(t),$$

где $x(t)$ - случайное отклонение от среднего значения

Тогда уравнение правдоподобия (5.31) примет вид

$$\int_0^{\tau} \left\{ \left[N_0 + s(t-T_0^*) \right] \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} - s'(t-T^*) \right\} dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} +$$

$$+ \int_0^{\tau} x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} = 0$$

Или

$$\int_0^{\tau} \frac{s(t-T_0^*) - s(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} s'(t-T^*) dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} + \int_0^{\tau} x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{T^*=\hat{T}^*} = 0 \quad (5.32)$$

Т.е. имеем среднее значение и случайное отклонение от этого среднего значения в виде второго интеграла.

При достаточно большой величине $s(t-T_0^*)$ можно первый интеграл в достаточно малой окрестности T_0^* разложить в ряд Тейлора и ограничиться двумя первыми членами разложения, первый из которых можно считать равным нулю, так как оценка параметра осуществляется по максимуму правдоподобия. Таким образом, приходим к следующей записи уравнения правдоподобия

$$\left(\hat{T}^* - T_0^* \right) \frac{d}{dT} \int_0^{\tau} \frac{s(t-T_0^*) - s(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} s'(t-T^*) dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*} +$$

$$+ \int_0^{\tau} x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*} = 0 \quad (5.33)$$

Следовательно, оптимальная оценка времени запаздывания будет определяться выражением

$$\hat{T}^* = T_0^* - \frac{\int_0^\tau x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*}}{\frac{d}{dT} \int_0^\tau \frac{s(t-T_0^*) - s(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} s'(t-T^*) dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*}} \quad (5.34)$$

Дисперсия оценки определяется зависимостью

$$\sigma_{T^*}^2 = M_2 \left\{ \hat{T}^* \right\} = \frac{M_2 \left\{ \int_0^\tau x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*} \right\}}{\left[\frac{d}{dT} \int_0^\tau \frac{s(t-T_0^*) - s(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} s'(t-T^*) dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*} \right]^2} \quad (5.35)$$

Числитель соотношения (5.35) равен

$$\begin{aligned} M_2 \left\{ \int_0^\tau x(t) \frac{s'(t-T^*)}{N_0 + s(t-T^*)} dt \Big|_{\hat{T}^*=T_0^*} \right\} &= B_{22}(0) = \\ &= \int_0^\tau \int_0^\tau \frac{s'(u-T_0^*)}{N_0 + s(u-T_0^*)} \cdot \frac{s'(v-T_0^*)}{N_0 + s(v-T_0^*)} \cdot B_{21}(u-v) dudv, \end{aligned} \quad (5.36)$$

где $B_{21}(u-v)$ значение корреляционной функции входного потока $B_{21}(\alpha)$ без среднего значения при $\alpha = 0$.

Корреляционная функция входного пуассоновского потока определяется по формуле [7]

$$\begin{aligned} B_{21}(\alpha) &= \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \dots \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \sum_{k=0}^{\infty} \left[\sum_{i=1}^k \delta(t-t_i) \right] \left[\sum_{j=1}^k \delta(t-\alpha-t_j) \right] \times \\ &\times \frac{1}{\tau^k} \cdot \frac{(\beta t)^k}{k!} \exp(-\beta t) dt_1 dt_2 \dots dt_k \end{aligned} \quad (5.37)$$

где β - среднее значение потока.

Изменяя порядок интегрирования и суммирования в (5.37), получим

$$B_{21}(\alpha) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\beta t)^k}{k!} \exp(-\beta t) \left[\sum_{i=1}^k \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \frac{1}{\tau} \delta(t) \delta(t+\alpha) dt + \right.$$

$$\left. + \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \frac{1}{\tau} \delta(t-t_i) dt_i \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \frac{1}{\tau} \delta(t+\alpha-t_j) dt_j \right] \quad (5.38)$$

Выполнение интегрирования k членов первой суммы в скобках и членов двойного суммирования в формуле (5.38) приводит к выражению

$$B_{21}(\alpha) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\beta t)^k}{k!} \exp(-\beta t) \left[\frac{k}{\tau} \delta(\alpha) + \frac{k^2 - k}{\tau^2} \right] = \beta \delta(\alpha) + \beta^2 \quad (5.39)$$

Без учета среднего значения

$$B_{21}(\alpha) = \beta \delta(\alpha).$$

Для нашего случая $\beta = N_0 + s(t - T_0^*)$ и корреляционная функция процесса $x(t)$ будет равна

$$B_{21}(\alpha) = \left[N_0 + s(t - T_0^*) \right] \delta(\alpha) \quad (5.40)$$

Подставляя (5.40) в (5.36) получим

$$B_{22}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s'(u - T_0^*)}{N_0 + s(u - T_0^*)} \cdot \frac{s'(v - T_0^*)}{N_0 + s(v - T_0^*)} \left[N_0 + s(t - T_0^*) \right] \delta(u - v) dudv$$

Используя фильтрующее свойство дельта-функции

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \delta(t - t_0) dt = \varphi(t_0)$$

и заменяя в полученном интеграле переменную v на t , получим

$$B_{22}(0) = \int_0^{\tau} \frac{\left[s'(t - T_0^*) \right]^2}{N_0 + s(T - T_0^*)} dt \quad (5.41)$$

Знаменатель после дифференцирования по T^* примет вид

$$\left[\frac{d}{dT} \int_0^{\tau} \frac{s(t - T_0^*) - s(t - T^*)}{N_0 + s(t - T^*)} s'(t - T^*) dt \Big|_{\hat{T}^* = T_0^*} \right]^2 = \left[\int_0^{\tau} \frac{\left[s'(t - T_0^*) \right]^2}{N_0 + s(T - T_0^*)} dt \right]^2.$$

Следовательно, средняя квадратичная величина оценки времени запаздывания при пуассоновской статистике входного сигнала и шума получит выражение

$$\sigma_{T^*} = \frac{1}{\sqrt{\int_0^\tau \frac{[s'(t-T_0^*)]^2}{N_0 + s(T-T_0^*)} dt}}. \quad (5.42)$$

Как видно из выражения (5.42) погрешность оценки времени запаздывания при пуассоновской статистике сигнала и шума не стремится к нулю при уменьшении интенсивности шума.

При гауссовой огибающей сигнального потока среднее квадратичное значение оценки времени запаздывания будет определяться зависимостью [2]

$$\sigma_{T^*} = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi\mu}}, \quad (5.43)$$

где $\mu = \frac{S_0}{\sqrt{S_0 + N_0}}$ - отношение сигнала к шуму,

S_0 - среднее значение сигнальных одноэлектронных импульсов,

τ - длительность принимаемого сигнала на уровне $\sim 0,5$ от максимального значения сигнала.

Следует отметить, что погрешность оценки и в этом случае асимптотически имеет нормальное распределение. Поэтому в случае, если суммарная ошибка измерения дальности в пороговом режиме будет превосходить заданную техническим заданием, требуемую величину отношения сигнала к шуму можно искать по формуле

$$\mu = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\sigma_0}{c} - 0,4T_c \right)^{-1}.$$

5.4.2. Измерение величины принимаемого сигнала

Измерение величины сигнала осуществляется при определении углового рассогласования между оптической осью координатора цели и направлением на цель при использовании координатно-чувствительных фотоприемников. Это проверочный расчет, который дает возможность оценить потенциальную или близкую к ней точность измерения в пороговом режиме работы оптического локатора, но не позволяющий корректировать энергетические характеристики локатора при заданной дальности действия локатора.

Суммарную погрешность измерения будем определять по формуле (5.23). При этом погрешность с нормальным законом распределения будет являться погрешность оценки величины сигнала.

Используя формулы (2.77) и (3.81) суммарную ошибку измерения величины сигнала по аналогии с измерением дальности можно определить выражениями:

при безынерционном приеме -

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = \left[\pm 1,2T_c \pm 3\sqrt{\frac{G}{2E_0}} \right] c, \quad (5.44)$$

где G - энергетический спектр входных шумов,

$$E_0 = \int_{-\infty}^{\infty} s_{20}^2(t) dt \text{ энергия нормированного по величине принимаемого}$$

сигнала $s_{20}(t)$ (единичной величины);

при инерционном приеме -

$$\delta_{\Sigma} \Big|_{P_d=0,997} = \left[\pm 1,2T_c \pm \frac{3}{\alpha} \sqrt{\frac{G}{2E_0}} \right] c, \quad (5.45)$$

$$\text{где } \alpha = \left[\sqrt{\pi} H\left(\frac{1}{\nu}\right) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Следует заметить, что по мере сближения с объектом для стабилизации крутизны пеленгационной характеристики координатора цели используется автоматическая регулировка усиления. Если эта регулировка осуществляется в электронном тракте, то, естественно, уменьшается среднее квадратичное значение выходного шума, а, следовательно, и дисперсия оценки величины сигнала. При регулировке в оптическом тракте при незначительных фоновых засветках или при их отсутствии погрешность определения величины сигнала остается равной пороговой, рассчитанной по формулам (5.44) или (5.45).

Литература

1. Волохатюк В.А., Кочетков В.М., Красовский Р.Р., Вопросы оптической локации, М., Сов.радио, 1971, 256с.
2. Козинцев М.П., Белов В.М. и др., Основы импульсной лазерной локации, М., Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006, 512с.
3. Лебедько Е.Г. Теоретические основы передачи информации, С-Петербург, Лань, 2011, 350с.
4. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем, Л., Машиностроение, 1984, 192с.
5. Лебедько Е.Г., Тимофеев О.П. Эффективность обнаружения отраженных оптических сигналов, - ОМП, №6, 1979, с 17-19.
6. Лезин Ю.С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов, М., Сов. Радио, 1969, 448с.
7. Пратт В.К. Лазерные системы связи, М., Связь, 1972, 232с.
8. Рыжик И.М., Градштейн И.С., Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М. Гос. изд. Физико-математической литературы, 1963г., 1108с
9. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику, М., Наука, 1966, 404с.
10. Сифоров В.И., О влиянии помех на прием импульсных радиосигналов, Радиотехника, №1, 1946, с.5-19.
11. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стигана, М., Наука, 1979, 832с.
12. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника, М., Сов. Радио, 1966, 618с.
13. Тихонов В.И. Выбросы случайных процессов, М., Наука, 1970, 392с.
14. Хайтун Ф.И., Об увеличении дальности передачи импульсных сигналов заданной энергии при помехах произвольного спектра, Радиотехника и электроника, т4, №5, 1961, с. 815-818.
15. Хайтун Ф.И., Лебедько Е.Г. О влиянии формы лучистых импульсных сигналов на пороговые соотношения в системах с инерционным фотоприемным контуром, - ОМП, №5, 1968, с79.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

КАФЕДРА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ И СИСТЕМ

Кафедра создавалась в 1937-38 годах и существовала под следующими названиями:

- с 1938 по 1958 год - кафедра военных оптических приборов;
- с 1958 по 1967 год - кафедра специальных оптических приборов;
- с 1967 по 1992 год - кафедра оптико-электронных приборов;
- с 1992 года - кафедра оптико-электронных приборов и систем.

Кафедру возглавляли:

- с 1938 по 1942 год - профессор К.Е. Солодилов;
- с 1942 по 1945 год профессор А.Н. Захарьевский (по совместительству);
- с 1945 по 1946 год - профессор М.А. Резунов;
- с 1947 по 1972 год - профессор С.Т. Цуккерман;
- с 1972 по 1992 год - заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор Л.Ф. Порфирьев;
- с 1992 по 2007 год - заслуженный деятель науки РФ, профессор Э.Д. Панков.
- с 2007 года по настоящее время - почетный работник высшего профессионального образования, профессор В.В. Коротаев.

История кафедры началась в 1937-38 годах с организации в Ленинградском институте точной механики и оптики (ЛИТМО) кафедры военных оптических приборов. Первым заведующим кафедрой был К.Е. Солодилов, до этого возглавлявший Центральное конструкторское бюро (ЦКБ) Всесоюзного объединения оптико-механической

промышленности (ВООМП). Преподавателями кафедры стали сотрудники этого ЦКБ - М.А. Резунов, М.Я. Кругер, С.Т. Цуккерман, В.А. Егоров, Б.М. Кулежнов.

В годы Великой Отечественной войны кафедра была эвакуирована в Черепаново, где обязанности заведующего кафедрой выполнял профессор А.И. Захарьевский. Преподавателями кафедры по состоянию на 01.04.1945 г были профессор Чулановский, доцент Кругер, ст. преподаватель Гриневич, ассистенты Дедюлин и Погарев. После возвращения в Ленинград кафедрой в 1945-46 годах по совместительству заведовал начальник конструкторского бюро (КБ) Государственного оптического института им. С.И. Вавилова (ГОИ) М.А. Резунов.

В начале 1947 года кафедру возглавил профессор С.Т. Цуккерман, который руководил ею до 1972 года. В 1958 году кафедра была реорганизована в кафедру специальных оптических приборов, а в 1967 году в кафедру оптико-электронных приборов (ОЭП).

Создание С.Т. Цуккерманом в предвоенные годы книги «Точные механизмы» (М.: Оборонгиз, 1941) является значительным вкладом в развитие отечественного точного приборостроения. С.Т. Цуккерман является автором более 120 научных работ и более 50 изобретений. В предвоенные, военные и послевоенные годы С.Т. Цуккерман работал над созданием прицельных устройств для зенитной и авиационной артиллерии. Он был одним из создателей серийного авиационного гироскопического прицела АСП с автоматической выработкой поправки на упреждение, который устанавливался на истребителях МиГ, а также механического ракурсного прицела для мелкокалиберной зенитной артиллерии, широко применяемого во время войны во Вьетнаме.

В 1958 г. при кафедре была организована отраслевая лаборатория «Специальные оптические приборы» с достаточно сильной группой конструкторов-разработчиков. С.Т. Цуккерман и старший научный сотрудник А.С. Гридин руководили разработкой приборов управления по лучу (ПУЛ), предназначенных для управления движением различных подвижных объектов по прямой линии или по программе.

В начале 60-х годов старший научный сотрудник Г.Г. Ишанин занимался разработкой фотометрической аппаратуры, предназначенной для паспортизации оптико-электронных приборов и систем различного назначения.

Значительное влияние на содержание подготовки специалистов и научных исследований оказало привлечение к работе на кафедре выдающегося специалиста в области оптико-электронного приборостроения, члена-корреспондента Российской академии наук (РАН), Героя Социалистического Труда, лауреата Ленинской премии профессора М.М. Мирошникова, который, работая на кафедре ОЭП с 1969 года по 1976 год в

должности профессора по совместительству, поставил и читал курс «Теория оптико-электронных приборов».

С 1972 года по 1992 год кафедрой ОЭП заведовал заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор Л.Ф. Порфирьев, известный специалист в области автоматических ОЭПиС в комплексах навигации и управления авиационной и космической техникой. Соответственно тематика выполнения научно-исследовательских работ на кафедре приобрела новые направления, существенно увеличилось число тем, носящих поисковый фундаментальный характер. Были разработаны новый учебный план и программы учебных дисциплин.

Л.Ф. Порфирьев является автором 19 учебников, учебных пособий и монографий, среди которых можно выделить такие как «Теория оптико-электронных приборов и систем» (Л.: Машиностроение, 1980), «Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных системах» (Л.: Машиностроение, 1989). Результаты его работ можно оценить как значительный вклад в разработку общей теории оптико-электронных систем.

Л.Ф. Порфирьев как руководитель проводил достаточно жесткую кадровую политику, при которой на кафедре оставались работать только те сотрудники, которые отличались преданностью делу. При этом он оказывал всемерную поддержку сотрудникам кафедры по разработке ими различных направлений теории и практики оптико-электронного приборостроения. По результатам научно-исследовательских работ в этот период защитили диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук Г.Н. Грязин (1983 г.), Е.Г. Лебедько (1985 г.), Э.Д. Панков (1986 г.), Г.Г. Ишанин (1988 г.), защищено много диссертаций на соискание ученой степени кандидата технических наук.

В этот период под руководством Э.Д. Панкова начали проводиться исследования по разработке новых оптико-электронных систем измерения взаимного положения разнесенных в пространстве объектов.

Г.Н. Грязин, перешедший на кафедру с радиотехнического факультета в конце 60-х годов, продолжил свои работы в области прикладного телевидения, в частности, по разработке систем наблюдения за быстродвижущимися объектами и быстропротекающими процессами.

С 1975 года заведующим отраслевой лабораторией стал старший научный сотрудник А.Н. Тимофеев, который продолжил исследования по разработке методов и средств контроля пространственного положения объектов с помощью ОЭП с оптической равносигнальной зоной для машиностроения, энергетики, строительства, судостроения и железнодорожного транспорта.

С 1975 года, после увольнения в запас, из Ленинградской военной инженерной краснознаменной академии (ЛВИКА) им. А.Ф. Можайского на кафедру пришел работать в должности профессора С.П. Авдеев,

известный специалист в области ОЭПиС космических аппаратов. Он поставил курсы и читал лекции по учебным дисциплинам «Оптико-электронные приборы», «Оптико-электронные приборы систем управления», «Оптико-электронные приборы для научных исследований». Существенное влияние на содержание подготовки специалистов и научных исследований оказало привлечение к работе на кафедре лауреата Ленинской и Государственной премий профессора Б.А. Ермакова, известного специалиста в области физической оптики и оптико-электронного приборостроения. Б.А. Ермаков работал на кафедре ОЭП с 1979 года по 1992 год в должности профессора по совместительству и поставил курс «Оптико-электронные приборы с лазерами».

В 70-80 годах под руководством доцента Е.Г. Лебедько проводились исследования законов отражения лазерного излучения от нестационарных поверхностей и протяженных объектов, исследования в области теории идентификации объектов по их излучению в сложной фоновой ситуации. Создан комплекс для лазерной локации крупногабаритных морских объектов сложной конфигурации и водной поверхности. В этих работах принимали участие доценты О.П. Тимофеев и С.Б. Лукин.

В 70-90 годах под руководством Л.Ф. Порфирьева был разработан ряд астродатчиков, систем астроориентации и космической навигации (В.И. Калинин, А.Л. Андреев, С.Н. Ярышев).

С 1992 г. заведующим кафедрой является заслуженный деятель науки Российской Федерации, профессор Э.Д. Панков. В 1992 году кафедра была переименована в кафедру оптико-электронных приборов и систем (ОЭПиС).

Под руководством Э.Д. Панкова в 70-90-х годах были проведены разработки ряда оптико-электронных приборов и систем специального и гражданского применения, нашедших практическое внедрение и способствующих научно-техническому прогрессу и укреплению обороноспособности нашей страны.

В частности, исследования и разработки в области линейных и угловых измерений позволили приступить к решению общей проблемы согласования отсчетных баз на нестационарно деформируемых объектах с помощью оптико-электронных систем.

В рамках указанной проблемы доцентом И.А. Коняхиным проводились исследования, результаты которых можно классифицировать как разработку теории построения автоколлимационных систем с компонентами нарушенной типовой конфигурации.

В то же время доцентом В.В. Коротаевым разработан ряд поляризационных приборов и измерительных установок. Теоретическим результатом работ явилась разработка методологии анализа поляризационных свойств оптических систем с изменяющейся ориентацией элементов. По результатам указанных работ В.В. Коротаев (в

1997 г.) и И.А. Коняхин (в 1998г.) защитили диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук.

Применение многоэлементных приемников в системах пеленгации дало толчок развитию телевизионных систем технического зрения, измерительных телевизионных систем и систем обработки изображений. Результаты этих исследований были использованы доцентом А.Л. Андреевым при постановке учебных курсов «Оптико-электронные системы с ЭВМ», «Специализированные аппаратные и программные средства ОЭП», «Автоматизированные телевизионные вычислительные комплексы», а также доцентом С.Н. Ярышевым при постановке им в 1993 году учебной дисциплины «Видеотехника».

Указанные курсы обеспечиваются лабораторным практикумом на базе рабочих мест, оснащенных персональными компьютерами, объединенными в локальную сеть. Рабочие места оснащены аппаратными и программными средствами цифровой видеозаписи и обработки изображений. В этот период Г.Н. Грязиным были подготовлены дисциплинам: «Телевизионные системы», «Прикладное телевидение и телевизионно-вычислительные комплексы» (совместно с А.Л. Андреевым). На основе обобщения методик расчета оптико-электронных систем различного назначения и принципа действия в 1981 году были развернуты работы по созданию элементов систем автоматизированного проектирования ОЭП. За период с 1981 по 1987 год под руководством И.А. Коняхина были разработаны оригинальные пакеты прикладных программ расчета параметров систем измерения пространственного положения объектов.

Развитие компьютерной техники и программного обеспечения общего назначения позволило создать проблемно-ориентированное программное обеспечение поддержки проектирования ОЭП на системотехническом уровне.

По результатам научных работ сотрудниками кафедры ОЭПиС выпущено в свет 15 монографий, 11 учебников и учебных пособий. На кафедре подготовлено 14 докторов наук, а также более 110 кандидатов наук.

На разработки кафедры получены авторские свидетельства СССР и патенты Российской Федерации на более чем 200 изобретений. Наибольший вклад в изобретательскую деятельность внес Э.Д. Панков - автор 123 изобретений, из которых 33 внедрены в промышленность.

При заявлении научно-педагогической школы «Оптико-электронное приборостроение» в 2009 году были сформулированы следующие основные научно-технические результаты, достигнутые в период с 1938 по 2009 годы:

- разработаны принципы построения военных оптико-механических приборов;

- разработаны принципы построения точных механизмов;
- разработаны принципы построения оптико-электронных приборов с оптической равносигнальной зоной;
- систематизированы теоретические основы и принципы построения оптико-электронных приборов;
- разработаны методы описания импульсных сигналов, идентификации и классификации объектов в системах нестационарной лазерной локации;
- разработаны теория, принципы построения и методы расчета импульсных телевизионных систем наблюдения быстро движущихся объектов;
- обнаружен термоупругий эффект в кристаллическом кварце и создан новый тип приемников оптического излучения;
- разработана теория построения автоколлимационных систем с компонентами нарушенной типовой конфигурации;
- разработана методология анализа поляризационных свойств оптических систем с изменяющейся ориентацией элементов;
- систематизированы теоретические основы и принципы построения измерительных систем на основе матричных фотопреобразователей;
- разработаны основы построения ОЭС согласования отсчетных баз на нестационарно деформируемых объектах.

Основоположники научной школы:

Солодилов Константин Евгеньевич, заведующий кафедрой с 1938 г. по 1942 г., профессор;

Цуккерман Семен Тобиасович, заведующий кафедрой с 1947 г. по 1972 г., профессор;

Мирошников Михаил Михайлович, директор ГОИ, д.т.н., профессор, профессор кафедры ОЭП с 1967 г. по 1978 г.; член-корреспондент Российской Академии наук, Герой Социалистического Труда, лауреат Ленинской премии.

Порфирьев Леонид Федорович, заведующий кафедрой с 1972 г. по 1992 г., д.т.н., профессор, Заслуженный деятель науки и техники РСФСР.

С 2007 г. заведующим кафедрой является почетный работник высшего профессионального образования Российской Федерации, профессор В.В. Коротаев.

На кафедре была открыта подготовка по новой специализации инженеров «Оптико-электронные приборы и системы обработки видеоинформации» и новая магистерская программа «Оптико-электронные методы и средства обработки видеоинформации».

В 2007 году был создан научно-образовательный центр оптико-электронного приборостроения (НОЦ ОЭП).

Научно-образовательный центр оптико-электронного приборостроения выполняет научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по созданию видеоинформационных и информационно-измерительных приборов различного назначения, высокоточных приборов для измерения линейных, угловых и других физических величин в промышленности, энергетике, на транспорте, а также систем технического зрения и обработки видеоинформации. К выполнению научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ широко привлекаются студенты, аспиранты, молодые специалисты, молодые кандидаты наук. Научно-образовательный центр является активным участником Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Направления научных исследований кафедры ОЭПиС в 2007-2011 годах.

Развитие теоретических основ и принципов построения оптико-электронных приборов и систем, в том числе:

- видеоинформационных измерительных систем;
- видеоинформационных систем наблюдения;
- видеоинформационных импульсных систем наблюдения быстро движущихся объектов;
- комплексированных телевизионно-тепловизионных систем наблюдения,
- ОЭПиС обеспечения техносферной безопасности;
- ОЭПиС согласования отсчетных баз на нестационарно деформируемых объектах;
- автоколлимационных систем с компонентами нарушенной типовой конфигурации;
- ОЭПиС цветового и спектрального анализа объектов;
- фотометрических систем аттестации ОЭПиС, источников и приемников оптического излучения;
- систем лазерной локации с нестационарным облучением;
- ОЭС сепарации полезных ископаемых.

По результатам исследований в этот период на кафедре были защищены 14 диссертаций на соискание ученой степени кандидата технических наук.

Идет активное пополнение преподавательского состава молодыми кандидатами наук. В настоящее время на кафедре работает 7 кандидатов наук в возрасте до 35 лет.

Мы занимаемся разработкой оптико-электронных приборов и систем в целом:

- системотехническое проектирование,
- разработка (выбор) оптической системы,

- разработка конструкции,
- разработка (выбор) электроники и средств обработки информации,
- разработка программного обеспечения,
- сборка, юстировка, настройка и испытания.

Заказчикам мы сдаем законченное изделие.

По итогам конкурсов ведущих научно-педагогических коллективов СПбГУ ИТМО 2007-2010 годов кафедра занимала призовые места.

Подробная информация о кафедре ОЭПиС имеется на сайте кафедры:
<http://oeps.ifmo.ru/>

Евгений Георгиевич Лебедько

СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ

Учебное пособие
Часть 2

В авторской редакции
Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО
Зав. РИО
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати
Заказ №
Тираж
Отпечатано на ризографе

Е.Г. Лебедько
Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского национального
исследовательского университета
информационных технологий, механики
и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

