

А.П. Иванов, А.И. Колесник

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ-ШУМ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ СВЕТОВОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОБЪЕКТОВ В РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

В работе теоретически анализируется величина отношения сигнал-шум при импульсном световом зондировании объектов в мутной среде в зависимости от первичных оптических характеристик, параметров приемно-передающего устройства, типа шумов и величины внешней засветки. Расчеты выполнены в рамках малоуглового диффузионного приближения с учетом временных деформаций световых импульсов в рассеивающей среде. Определены условия проявления шумов разных видов и их влияние на закономерности изменения отношения сигнал-шум δ с расстоянием. Показано, что при реальных мощностях падение δ обусловлено уменьшением коэффициента передачи энергии, а при значительном увеличении исходной энергии — регистрируемого контраста. В первом случае δ сильно зависит от вероятности выживания фотона в среде, во втором — от степени вытянутости индикатрисы рассеяния элементарного объема. Для крайних ситуаций малых и больших расстояний получены простые формулы, пригодные для инженерных расчетов величины δ .

Одной из основных характеристик, определяющих эффективность действия локационной системы, является отношение сигнал-шум δ . Вопросам анализа δ уделяется широкое внимание в литературе [1–5]. Однако, как правило, для выполнения инженерных расчетов необходимо привлечение дополнительных сведений о величинах, входящих в соотношения для δ , которые записаны там в общем виде. В настоящей работе теоретически анализируется δ при импульсном световом зондировании объектов в мутной среде в зависимости от свойств среды, приемно-передающего устройства, типа шумов и величины внешней засветки.

Идея импульсного зондирования достаточно проста. В среду посылается короткий световой импульс. Приемник, расположенный рядом с источником, начинает регистрировать рассеянный свет, который часто называют помехой обратного рассеяния (ПОР). В момент прихода излучения, отраженного от предмета, на фоне ПОР регистрируется «всплеск» — полезный сигнал, по положению которого на осциллограмме можно судить о расстоянии до объекта. Однако если предмет находится далеко, то сигнал от него становится малым и его трудно обнаружить вследствие существования шумов.

Будем рассматривать фотоэлектрическую систему регистрации прямого детектирования в токовом режиме. Поскольку с помощью радиоустройств обработки сигнала после фотодетектора невозможно увеличить отношение сигнал-шум [1], рассчитаем наибольшие значения δ , которые могут быть получены на фотокатоде, считая, что шумы системы обработки сведены к величинам, меньшим чем шумы фотокатода. Мерой шума фотодетектора является среднеквадратическое отклонение флуктуаций числа зарегистрированных электронов \sqrt{D} за характерное время инерционности приемника $\Delta t_{\text{пр}}$ [2]. Здесь D — дисперсия флуктуаций электронов, а $\Delta t_{\text{пр}} = 1/\Delta f$, где Δf — полоса пропускания частот приемного тракта.

Несмотря на многообразие шумов, их можно разбить на четыре группы [1, 2].

1. Шумы, не зависящие от числа зарегистрированных фотонов (темновые шумы). Для них $D_1 = n_t \Delta t_{\text{пр}}$, где n_t — число темновых электронов в единицу времени. Иначе говоря, эта дисперсия равна числу темновых электронов, зарегистрированных за время $\Delta t_{\text{пр}}$.

2. Шумы, для которых дисперсия пропорциональна числу фотоэлектронов, зарегистрированных за промежутки $\Delta t_{\text{пр}}$. Здесь $D_2 = \alpha n_{\text{ф}} \Delta t_{\text{пр}}$, где $n_{\text{ф}}$ — среднее число электронов в единицу времени, возникающих под действием падающих на приемник фотонов. Примером таких шумов являются дробовые, связанные с квантовой природой света. Приблизительно можно считать, что они подчиняются пуассоновской статистике, и тогда $\alpha = 1$. При других видах распределений значение α будет отличным от единицы (вид записи D_2 останется прежним). В дальнейшем анализе влияния этого типа шумов на δ будем рассматривать только дробовые, как наиболее характерные для этой группы.

3. Высоочастотные шумы тракта, когда $\Delta t_{\text{тр}} \ll \Delta t_{\text{пр}}$, $\Delta t_{\text{тр}}$ — типичный период изменчивости той или иной характеристики тракта, приводящей к флуктуациям числа регистрируемых фотонов. Вследствие инерционности приемного устройства проявляются не все флуктуации. Можно показать, что

$$D_3 = K_{\text{вч}}^2 \Delta t_{\text{тр}} n_{\text{ф}}^2 \Delta t_{\text{пр}}, \quad \text{где } K_{\text{вч}} = \sqrt{\frac{\bar{n}_{\text{вч}}^2}{n_{\text{ф}}^2}} \text{ — высоочастотный коэффициент вариации фотоэлектронов.}$$

Здесь $\bar{n}_{\text{вч}}^2$ — дисперсия высоочастотных флуктуаций числа фотоэлектронов за время $\Delta t_{\text{пр}}$.

4. Низкочастотные шумы тракта, когда $\Delta t_{\text{тр}} \gg \Delta t_{\text{пр}}$. В этом случае $D_4 = K_{\text{нч}}^2 n_{\text{ф}}^2 \Delta t_{\text{пр}}^2$, где $K_{\text{нч}}$ — низкочастотный коэффициент вариации числа фотоэлектронов. В действительности шумы 3-й и 4-й

групп проявляются в предельных ситуациях. В общем случае надо рассматривать шумы всего тракта системы, включающей источник света, рассеивающую среду, приемник излучения. Эти шумы возникают вследствие существования тонкой временной структуры исходного импульса, непостоянства оптических свойств среды по пути светового луча, изменчивости чувствительности приемника, наличия определенного типа наводок на нем и т. д. Характер их флуктуаций разный, и значение δ должно определяться в каждом конкретном случае.

Как уже говорилось, информация о предмете в среде извлекается из сравнения двух сигналов в близкие времена — помехи обратного рассеяния (ПОР) и сигнала в момент прихода фотонов от предмета. При такой ситуации для любого (i -го) шума дисперсия $D_i = D_i^{\text{ПОР}} + D_i^c$, где $D_i^{\text{ПОР}}$ и D_i^c — дисперсии, соответствующие указанным сигналам.

Будем считать все шумы независимыми, тогда

$$\delta = n_c \Delta t_{\text{пр}} (D_1 + D_2 + D_3 + D_4)^{-1/2} = [\delta_1^{-2} + \delta_2^{-2} + \delta_3^{-2} + \delta_4^{-2}]^{-1/2}. \quad (1)$$

В (1) n_c — число электронов в единицу времени, порожденных фотонами, пришедшими от лоцируемого предмета; $\delta_1 = \frac{n_c \Delta t_{\text{пр}}}{\sqrt{D_1}}$, $\delta_2 = \frac{n_c \Delta t_{\text{пр}}}{\sqrt{D_2}}$, $\delta_3 = \frac{n_c \Delta t_{\text{пр}}}{\sqrt{D_3}}$, $\delta_4 = \frac{n_c \Delta t_{\text{пр}}}{\sqrt{D_4}}$, — отношения сигнал-шум за счет соответствующего шума.

Можно показать, что

$$\delta_1 = \xi K A \eta \sqrt{N \Delta t_{\text{пр}}}; \quad (2)$$

$$\delta_2 = K \sqrt{A \eta N \Delta t_{\text{пр}}}; \quad (3)$$

$$\delta_3 = \frac{K}{K_{\text{вч}}} \sqrt{\frac{N \Delta t_{\text{пр}}}{\Delta t_{\text{T}}}}; \quad (4)$$

$$\delta_4 = K / K_{\text{пч}}. \quad (5)$$

В формулах (2)–(5) $\xi = \sqrt{\frac{e}{2i_T}}$; N — число зарегистрированных световых импульсов;

$$A = (2W S_{\lambda} S_{\text{пр}} \omega_{\text{пр}}) / e \quad (6)$$

— энергетический параметр приемно-излучательного устройства;

$$K = \frac{\bar{B}_{\text{С,мак}} + G \bar{B}_{\text{ПОР}} - \bar{B}_{\text{ПОР}}}{\bar{B}_{\text{С,мак}} + G \bar{B}_{\text{ПОР}} + 2\bar{B}_{\text{зас}} + \bar{B}_{\text{ПОР}}} \quad (7)$$

— контраст сигнала от объекта на фоторегистраторе (осциллографе);

$$\eta = \frac{\bar{B}_{\text{С,мак}} + G \bar{B}_{\text{ПОР}} + \bar{B}_{\text{ПОР}} + 2\bar{B}_{\text{зас}}}{2W} \quad (8)$$

— коэффициент передачи энергии. Здесь W — энергия посылаемого светового импульса; $S_{\text{пр}}$ и $\omega_{\text{пр}}$ — площадь объектива и телесный угол приемника; i_T и S_{λ} — его темновой ток и спектральная чувствительность; e — заряд электрона; $\bar{B}_{\text{ПОР}}$, $\bar{B}_{\text{С,мак}}$, $\bar{B}_{\text{зас}}$ — яркости излучения, приходящего на приемник, соответствующие помехе обратного рассеяния, максимальному значению сигнала от объекта, внешней засветке, которые усреднены по времени $\Delta t_{\text{пр}}$ (вследствие инерционности приемника), площади $S_{\text{пр}}$, углу $\omega_{\text{пр}}$; G — коэффициент, характеризующий спад ПОР за счет экранирования исходного пучка предметом к моменту прихода на приемник максимального полезного сигнала (можно показать, что он равен приблизительно 0,7 при бесконечных размерах экрана и стремится к единице при уменьшении его конечных размеров).

Прежде чем переходить к анализу закономерностей изменения $\delta(\tau)$, рассмотрим ряд методических вопросов.

Общая запись выражений для $\bar{B}_{\text{ПОР}}$ и $\bar{B}_{\text{С,мак}}$ входящих в (7) и (8), приведена в [6]. Формулы для $\bar{B}_{\text{ПОР}}$ получены в работе [7], а для $\bar{B}_{\text{С}}$ — в [8], с использованием расчетов [9] и теоремы взаимности [10]. Как было показано в работе [6], временная зависимость сигнала, отраженного от объекта

\bar{B}_c , описывается суммой трех Г-распределений, они обозначены там через $R_1(t)$, $2\eta_1 R_2(t)$, $\eta_1^2 R_3(t)$. Физический смысл этих трех слагаемых следующий. Первый член описывает прямопрошедший свет по всей трассе источник—объект—приемник, второй — свет, рассеянный на пути источник—объект и затем прямопрошедший от объекта на приемник, а также прямой свет на участке источник—объект и рассеянный на обратном пути, третий — рассеянную часть излучения на обоих участках источник—объект и объект—приемник. Анализ показывает, что для бесконечно протяженного экрана максимум функции $2\eta_1 R_2(t)$ всегда меньше максимума двух других функций, а при $\tau > 5\eta_1^2 R_{3,\text{макс}} > R_{1,\text{макс}}$. Таким образом, в диапазоне $\tau > 5$, который имеет смысл рассматривать при импульсной локации, сигнал, отраженный от объекта, будем описывать рассеянной составляющей, т.е. $\eta_1^2 R_{3,\text{макс}}$.

Перейдем к анализу полученных закономерностей. Влияние характеристик источника и приемника света, входящих в энергетический параметр A , на величину δ видно из формул (2), (3). Однако в них есть также параметр $\Delta t_{\text{пр}}$. Его рост (т. е. уменьшение полосы пропускания приемника) до определенной степени увеличивает δ , поскольку понижаются темновые и дробовые шумы. Но затем $\Delta t_{\text{пр}}$ начинает уменьшать и регистрируемый контраст. Поэтому существует оптимальное значение $\Delta t_{\text{пр}}$, при котором отношение сигнал—шум максимально. Расчеты показывают, что при соблюдении условия

$$\Delta t_{\text{ист}} \lesssim \Delta t_{\text{пр}} \approx \Delta t_{\text{ср}} \quad (9)$$

величина δ достигает экстремума. Здесь $\Delta t_{\text{ср}}$ — эффективная длительность отклика среды на δ -импульс для рассеянного света, отраженного предметом и поступившего на приемник. Конечность $\Delta t_{\text{ср}}$ обусловлена разбросом времен прохождения фотонов в среде, поэтому $\Delta t_{\text{ср}} = \sqrt{D_{\text{ср}}} / \epsilon c$, где $D_{\text{ср}}$ — дисперсия распределения фотонов по пробегам, c — скорость света. Из (9) следует, что для достижения наибольшей величины отношения сигнал—шум необходимо зарегистрировать приемником всю световую энергию, приходящую от предмета в пределах $S_{\text{пр}}$ и $\omega_{\text{пр}}$. Используя результаты работы [11], можно рассчитать $\Delta t_{\text{ср}}$ при разных τ , радиусах экрана R и параметрах среды Λ , $\bar{\gamma}^2$. Здесь $\Lambda = \sigma / \epsilon$ — вероятность выживания фотона в среде; σ — показатель рассеяния;

$$\bar{\gamma}^2 = \frac{\int_0^\infty x(\gamma) \gamma^2 \gamma d\gamma}{\int_0^\infty x(\gamma) \gamma d\gamma}$$

— среднее значение квадрата угла рассеяния света в элементарном акте; $x(\gamma)$ — индикатриса рассеяния. В таблице при $R = 15$ см и ∞ для разных ситуаций приведены значения $\sqrt{D_{\text{ср}}} = \epsilon c \Delta t_{\text{ср}}$. Из таблицы видно, что растяжка импульса, приходящего от экрана, увеличивается с ростом размеров τ , Λ , $\bar{\gamma}^2$, что физически понятно.

Значения $\sqrt{D_{\text{ср}}^*}$

Λ	$\bar{\gamma}^2$	$R=0,15$ м				$R=\infty$			
		τ				τ			
		5	10	20	40	5	10	20	40
0,6	0,03	4,0 —3	2,5 —2	3,1 —1	8,7 —1	1,3 —1	4,5 —1	1,32	2,61
	0,06	5,7 —3	3,5 —2	5,5 —1	1,7	2,5 —1	8,1 —1	1,96	3,23
	0,1	7,24 —3	4,4 —2	7,5 —1	2,0	3,9 —1	1,2	2,4	3,7
0,7	0,03	5,6 —3	4,3 —2	3,3 —1	1,0	1,48 —1	5,4 —1	1,62	3,31
	0,06	7,9 —3	6,2 —2	6,7 —1	1,8	2,9 —1	9,7 —1	2,4	4,1
	0,1	1,0 —2	7,8 —2	1,1	2,5	4,6 —1	1,4	3,1	4,8
0,8	0,03	7,7 —3	7,1 —2	3,6 —1	1,2	1,7 —1	6,3 —1	2,0	4,5
	0,06	1,1 —2	1,1 —1	6,9 —1	2,2	3,3 —1	1,2	3,2	5,7
	0,1	1,4 —2	1,4 —1	1,1	3,2	5,4 —1	1,8	4,1	6,6

* Запись 4,0—3 означает $4,0 \cdot 10^{-3}$.

Дальнейшие результаты расчетов получены при выполнении соотношений (9). Однако следует отметить, что нарушение условия $\Delta t_{\text{пр}} = \Delta t_{\text{ср}}$ в несколько раз не сказывается существенным образом на значении δ .

Поскольку приемник регистрирует всю световую энергию, приходящую от предмета в пределах $S_{\text{пр}}$ и $\omega_{\text{пр}}$, то $\bar{B}_{\text{с,мак}}$ в формулах (7), (8) находится через решение аналогичной задачи со стационарным источником, излучающим световой поток F :

$$\bar{B}_{\text{с,мак}} = B_{\text{с,ст}} \Delta t_{\text{ист}} / \Delta t_{\text{пр}}$$

Здесь $B_{\text{с,ст}}$ — яркость от предмета на приемнике в стационарных условиях. Она рассчитана в малоугловом диффузионном приближении в работе [8].

Будем считать, что оптические оси излучательного и приемного трактов совмещены между собой и ориентированы перпендикулярно к поверхности экрана. Апертурные углы источника и приемника равны $0,5^\circ$.

Как правило, все шумы не проявляются одновременно, один превалирует над другими и определяет результирующую величину δ . Проведем качественную оценку условий доминирования того или иного шума на примере данных, приведенных на рис. 1. Рассматривается среда, у которой $\Lambda = 0,7$, $\bar{\gamma}^2 = 0,08$. Коэффициент яркости бесконечно протяженного экрана $\rho = 0,2$, $K_{\text{нч}} = 0,01$, $\xi = 0,009 \text{ с}^{1/2}$. Внешние засветки отсутствуют. Поскольку поведение кривых $\delta_3(\tau)$ и $\delta_4(\tau)$ одинаково, то при больших световых потоках $\delta_3 \gg \delta_4$ и $\delta = \delta_4$, если положить $K_{\text{вч}} = K_{\text{нч}}$ и учесть, что для высокочастотных флуктуации тракта $N \Delta t_{\text{пр}} \gg \Delta t_{\text{т}}$. Поэтому здесь и в дальнейшем при безграничном увеличении энергии источника мы будем анализировать только величину $\delta = \delta_4$, ибо, как правило, низкочастотные шумы тракта ограничивают предельные дальности обнаружения предмета. Сплошные линии на рисунке характеризуют результирующую величину δ при разных A . Остальные кривые соответствуют разным δ_i . В тех местах, где $\delta = \delta_i$, изображены две рядом расположенные кривые. Из рис. 1 видно, что характер кривых $\delta_i(\tau)$ разный. Наиболее быстро с ростом τ убывает δ_1 . Несколько слабее — δ_2 . Наименьший спад характерен для δ_4 . Это связано с тем, что указанные характеристики пропорциональны соответственно $K\eta$, $K\sqrt{\eta}$, K , где K и η убывающие с ростом оптического расстояния функции. На малых τ контраст остается практически постоянным, а коэффициент передачи быстро убывает. Поэтому и δ_4 вначале неизменно, а для δ_1 характерны наибольшие изменения.

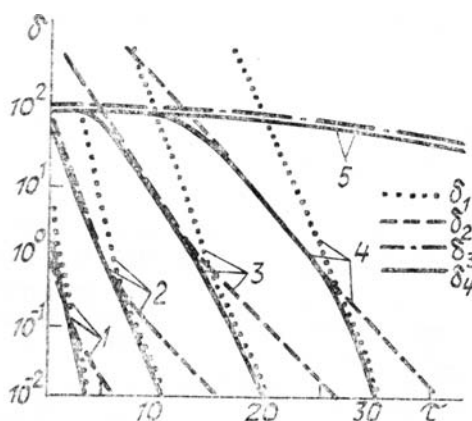


Рис. 1. Влияние разных типов шумов на δ . Величина A равна: 1 — $3,5 \text{ м}^2$, 2 — $3,5 \cdot 10^4$; 3 — $3,5 \cdot 10^8$, 4 — $3,5 \cdot 10^{12}$; 5 — ∞

При малых значениях энергетического параметра величина δ определяется темновыми шумами. С ростом A (сплошная кривая 2) на малых глубинах сказывается влияние дробовых, а на больших — темновых шумов. При дальнейшем увеличении световой энергии, посылаемой в среду, результирующая зависимость $\delta(\tau)$ (сплошные кривые 3, 4) на начальном участке выражается через δ_4 , на среднем — через δ_2 , на дальнем — через δ_1 . Все это связано с уменьшением энергии, приходящей от предмета по мере его удаления. С разным проявлением типа шумов связано и возрастание скорости убывания $\delta(\tau)$ при увеличении τ . Сплошная кривая 5 соответствует случаю $A \rightarrow \infty$, когда на всех глубинах $\delta = \delta_4$. Она определяет наибольшие возможные значения отношения сигнал—шум при рассматриваемых свойствах среды и предмета в ней. Следует обратить внимание, что когда темповые токи малы (именно этой ситуации соответствует $\xi = 0,009 \text{ с}^{1/2}$), то $\delta = \delta_1$ (при условии, что сигнал меньше шума). В большинстве случаев обнаруживать объект нужно с достаточно высокой вероятностью, что возможно при $\delta > 1$, поэтому в дальнейшем не имеет смысла рассматривать величину δ_1 .

Проанализируем влияние радиуса R круглого экрана, его коэффициента яркости ρ , свойств среды (Λ , $\bar{\gamma}^2$), оптической глубины расположения экрана на δ_2 и δ_4 .

Можно показать, что на малых расстояниях, когда $\bar{B}_{\text{ПОР}} \ll \bar{B}_{\text{с,мак}}$,

$$\delta_2^{\text{зас}} = \sqrt{K} \delta_2, \quad (11)$$

где $\delta_2^{\text{зас}}$ и δ_2 — отношения сигнал—шум при наличии засветки и без нее. Если размеры экрана много меньше пространственного рассеянного в среде излучения, так что полезный сигнал определяется только прямым светом, отраженным от экрана за время $\Delta t_{\text{пр}} = \Delta t_{\text{ист}}$, то

$$\delta_2 = e^{-\tau} \sqrt{\frac{2WN\rho S_{\lambda\omega_{\text{пр}}}}{\pi e}}; \quad (12)$$

$$K = \left(1 + 2 \frac{B_{\text{зас}}}{B_{\text{с,мак}}}\right)^{-1} = \left(1 + e^{2\tau} \frac{\bar{B}_{\text{зас}} \Delta t_{\text{ист}} S_{\text{пр}} \pi}{W\rho}\right)^{-1}. \quad (13)$$

Формулы (12), (13) получены при условии, что прямой свет полностью перехватывается экраном. Из (11)–(13) видно, что δ_2 не зависит от оптических характеристик Λ и $\bar{\gamma}^2$. Поскольку с ростом τ контраст быстро падает, то различия между δ_2 и $\delta_2^{\text{зас}}$ растут.

Когда вклад рассеянного света на экране велик, то, используя результаты работы [8], можно показать:

$$\delta_2 = \left\{ \frac{W S_{\text{пр}\omega_{\text{пр}}} S_{\lambda\rho\epsilon^2}}{4\pi^2 e (f_1 + f_2)} \exp[-2(1-\Lambda)\tau] \left(1 - \exp\left[-\frac{R^2\epsilon^2}{f_1 + f_2}\right]\right) \right\}^{1/2}, \quad (14)$$

а входящее в формулу для контраста

$$\bar{B}_{\text{с,мак}} = \frac{F\epsilon^2\rho}{4\pi^2(f_1 + f_2)} \exp[-2(1-\Lambda)\tau] \left(1 - \exp\left[-\frac{R^2\epsilon^2}{f_1 + f_2}\right]\right), \quad (15)$$

где $f_1 = \frac{\epsilon^2 r^2}{4}$ (r — радиус сечения исходного пучка) $f_2 = \tau^3 \Lambda \bar{\gamma}^2 / 6$. Из этих формул следует, что Λ и $\bar{\gamma}^2$ влияют на δ_2 и $\delta_2^{\text{зас}}$. Поскольку δ_4 с точностью до множителя $1/K_{\text{нч}}$ совпадает с K , то соотношения (13) и (15) дают наглядную картину зависимости δ_4 при малых τ от всех параметров.

Общую картину закономерностей $\delta_2(\tau)$ и $\delta_4(\tau)$ удобно проследить на рис. 2. Здесь сплошные линии соответствуют δ без засветки, пунктирные — с засветкой, при которой $\bar{B}_{\text{зас}} = 0,02 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. При расчете δ_2 параметр $A = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ м}^2$, что соответствует, например, $W = 1 \text{ Дж}$; $S_{\lambda} = 6,5 \cdot 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$, $S_{\text{пр}} = 0,07 \text{ м}^2$, $\omega_{\text{пр}} = 3,6 \cdot 10^{-5}$. Хотя при таком значении A на малых глубинах $\delta = \delta_4$, для полноты картины графики функций $\delta_2(\tau)$ построены, начиная с $\tau = 0$. При расчете δ_4 параметр $K_{\text{нч}} = 0,01$. Поскольку $A = \infty$, то засветка не влияет на отношение сигнал—шум.

Рис. 2, а, б иллюстрирует влияние размера лоцируемого экрана на отношение сигнал—шум. Видно, что экран с $R \sim 15 \text{ м}$ ведет себя почти как бесконечно протяженный. Поскольку на малых глубинах мощность полезного сигнала много больше внешней засветки, то $\delta_2 = \delta_2^{\text{зас}}$. Однако при рассматриваемых условиях различия между δ_2 и $\delta_2^{\text{зас}}$ начинают наблюдаться приблизительно с $\tau \sim 10$ и далее увеличиваются. При этом относительная разница между ними почти не зависит от R .

На рис. 2, в, г зависимости $\delta = f(\tau)$ построены при разных коэффициентах яркости экрана. В большом диапазоне δ δ_2 пропорционально $\sqrt{\rho}$ (поскольку K сохраняет значения, близкие к единице) и определяется величиной $\sqrt{\eta}$, пропорциональной $\sqrt{\rho}$. Зависимость δ_4 от ρ более сильная, чем δ_2 , т.к. $\delta_4 \sim K$, который уменьшается пропорционально падению альбедо отражающего экрана, когда сигнал от него приближается к уровню помехи обратного рассеяния.

Влияние оптических свойств среды можно видеть на рис. 2, д, е. С ростом вероятности выживания фотона в рассматриваемом диапазоне δ_2 и δ_4 возрастают, поскольку увеличивается доля света, приходящего от экрана. То же самое происходит при увеличении вытянутости индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$ в направлении «вперед» (при уменьшении $\bar{\gamma}^2$). Однако на δ_4 оказывает наибольшее влияние $\bar{\gamma}^2$, а на δ_2 — Λ , что объясняется следующим: с точностью до постоянного множителя δ_4 определяется

контрастом, который в основном зависит от формы индикатрисы, т.е. от соотношения между потоками, рассеянными в элементарном акте в направлениях «вперед» и «назад». При проявлении дробовых шумов существенное влияние на δ_2 оказывает энергетический параметр, который значительно сильнее зависит от Λ , чем от $\bar{\gamma}^2$.

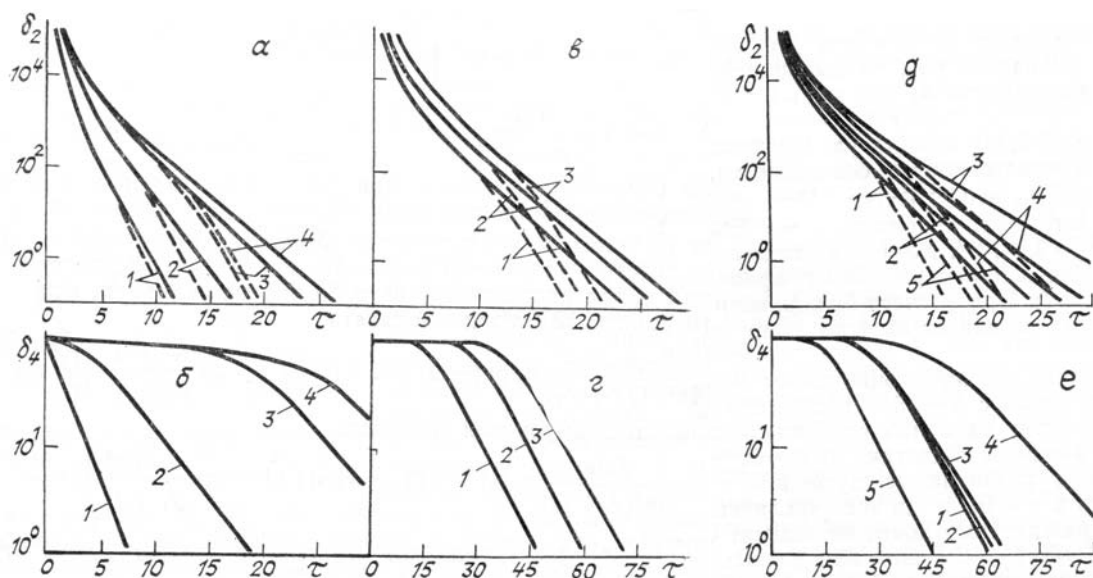


Рис. 2. Влияние свойств экрана и среды на δ_2 и δ_4 :

а, б — $\bar{\gamma}^2 = 0,06$, $\rho = 0,2$, $\Lambda = 0,7$, 1 — $R = 0,15$ м, 2 — $R = 1,5$, 3 — $R = 15$, 4 — $R = \infty$;

в, г — $R = \infty$, $\bar{\gamma}^2 = 0,06$, $\Lambda = 0,7$, 1 — $\rho = 0,03$, 2 — $\rho = 0,2$, 3 — $\rho = 1$;

д, е — $R = \infty$, $\rho = 0,2$, $\Lambda = 0,6$, $\bar{\gamma}^2 = 0,06$ (1); $\Lambda = 0,7$; $\bar{\gamma}^2 = 0,06$ (2); $\Lambda = 0,8$; $\bar{\gamma}^2 = 0,06$ (3);

$\Lambda = 0,7$; $\bar{\gamma}^2 = 0,03$ (4); $\Lambda = 0,8$; $\bar{\gamma}^2 = 0,1$ (5)

Полученный в работе материал дает возможность оценивать предельные глубины обнаружения объектов в мутных средах.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность И.Л. Кацеву за советы и консультации при написании статьи.

1. Гуревич С. Б. Теория и расчет не вещательных систем телевидения. Л.: Энергия, 1970. 236 с.
2. Смирнов В. А. Введение в оптическую радиоэлектронику. М.: Сов радио, 1973. 206 с.
3. Воробьев В. И. Оптическая локация для радиоинженеров. М.: Радио и связь, 1983. 175 с.
4. Левин И. М. // Изв. АН СССР. ФАО. 1969. Т. 5. № 1. С. 62.
5. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Левин И. М., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 7. № 11. С. 1143.
6. Колесник А. И., Иванов А. П. // Изв. АН БССР. Серия физ.-мат. 1986. № 4. С. 53.
7. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. и др. // Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т. 9. № 10. С. 1051.
8. Колесник А. И., Иванов А. П. // Докл. АН БССР. 1986. Т. 30. № 7. С. 601.
9. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 26. № 3. С. 300.
10. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника. 1969. С. 253—257.
11. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника. 1985. С. 119—127.

Институт физики АН БССР,
Минск

Поступила в редакцию
14 ноября 1988 г.

A. P. Ivanov, A. I. Kolesnik. The Behaviour of Signal-Wave Ratio at Pulse Light Sensing of Objects in a Turbid Medium.

Signal-to-noise ratio (SNR) at pulse light sensing of objects in a turbid medium is theoretically studied in accordance with primary optical characteristics, receiver-transmitter parameters, noise type and external background. The calculations are made within the scope of the small-angle diffusion approximation, allowing for temporal broadening of light pulses in the turbid medium. The contributions of different noise and its effect on SNR δ are found as a function of distance. At the real pulse power degradation of δ is shown to be due to the decrease of energy transfer ratio, and at a considerably high power — to the decrease of recorded contrast. In the former case, δ is strongly dependent on the single scattering albedo, and in the latter case it is strongly dependent on the phase function asymmetry. Simple formulas useful for practical calculations of δ are derived for extreme cases of small and large distances.