

Лазерное приемное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК диапазоне

Ю.Ф.Кутаев**, С.К.Манкевич**, О.Ю.Носач*, Е.П.Орлов*

Исследовано лазерное приемное устройство (ЛПУ) с активным квантовым фильтром (АКФ) ($\lambda = 1.315$ мкм), созданное на основе иодного фотодиссоционного лазера. Показано, что, увеличивая коэффициент усиления АКФ, можно повысить чувствительность ЛПУ до квантового предела. С учетом пространственно-временной статистики спонтанного излучения АКФ найдена зависимость чувствительности ЛПУ от телесного угла приема и постоянной времени регистратора. Для условий проведенных экспериментов чувствительность ЛПУ с хорошей точностью пропорциональна корню квадратному из произведения телесного угла приема и постоянной времени регистратора. Указанная зависимость подтверждена экспериментально при изменении постоянной времени более чем в сто раз. При угле приема, равном трем дифракционным углам, удалось достичь квантового предела чувствительности, который при отношении сигнал/шум, равном единице, составляет примерно три фотона для импульса длительностью 40 нс.

Ключевые слова: фотодиссоционный иодный лазер, активный квантовый фильтр, фотодиод, лазерное приемное устройство, статистика спонтанного излучения, статистика фототока, квантовый предел чувствительности.

Введение

Повышение чувствительности приемных устройств оптического диапазона до естественного предела, обусловленного квантовой структурой электромагнитного поля, является одной из наиболее актуальных проблем в лазерной локации и дальней лазерной связи [1–3]. До недавнего времени наиболее чувствительными фотоприемниками (ФП) являлись ФЭУ, способные работать в режиме счета фотонов. Однако даже в максимуме чувствительности, где квантовый выход фотоэлектронов в ФЭУ составляет примерно 0.2, для достоверного выделения из шума и регистрации одиночного светового импульса нужно, чтобы он содержал примерно 20 фотонов [4].

Более высоким квантовым выходом фотоэлектронов обладают полупроводниковые фотодиоды, но собственные шумы фотодиодов существенно выше, чем у ФЭУ, поэтому, например, для наиболее чувствительного в ближней ИК области германиевого лавинного фотодиода ЛФД-2 [5] минимальный обнаружимый импульс длительностью 40 нс должен содержать примерно 5000 фотонов.

Как видим, имеющиеся ФП не могут с высокой вероятностью регистрировать отдельные фотоны. В принципе повысить вероятность регистрации отдельных фотонов можно было бы в приемном устройстве (назовем его лазерным приемным устройством (ЛПУ)), в котором световые сигналы предварительно усиливаются в оптическом квантовом усилителе (ОКУ) до заметного превышения собственных шумов ФП. При этом квантовая эффективность усиления в ОКУ должна быть близка к единице.

Известно [6,7], что минимальный шум ОКУ составляет один фотон в моду за время $1/c\Delta\nu$, где $\Delta\nu$ – ширина полосы усиления ОКУ, выраженная в обратных сантиметрах. Следовательно, в принципе можно регистрировать импульсы длительностью $1/c\Delta\nu$, состоящие из одного-двух фотонов, если их предварительно усиливать в ОКУ. Однако реализовать этот способ долгое время не удавалось, поскольку требуемая длительность импульсов для рубинового ОКУ, используемого в [7], равна нескольким пикосекундам, а для ОКУ на неодимовом стекле, использованного в [6], она лежит в фемтосекундном диапазоне.

Сформулируем, какими характеристиками должен обладать ОКУ, применяемый в качестве предусилителя однофотонных оптических сигналов в ЛПУ, предназначенном для лазерной локации:

- ширина линии усиления должна быть ~ 0.01 см⁻¹, поскольку характерная длительность лазерных импульсов, используемых для локации, составляет единицы наносекунд;
- оптическая однородность активной среды ОКУ должна быть близка к идеальной, чтобы можно было выделять отдельные угловые моды;
- населенность нижнего рабочего уровня должна быть много меньше населенности верхнего уровня, чтобы собственный шум ОКУ был минимальным;
- коэффициент усиления ОКУ должен быть не менее 10^3 , чтобы превысить шум ФП;
- длина волны ОКУ должна попадать в «окно прозрачности» атмосферы.

Анализ параметров существующих лазеров показал, что уникальным сочетанием перечисленных параметров обладают иодные фотодиссоционные лазеры с рабочей длиной волны 1.315 мкм на переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ атомарного иода [8,9]. Отметим, что фотодиссоционный ОКУ, используемый в качестве предусилителя принимаемых сигналов, попутно решает еще одну, чрезвычайно

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

**НПО «Астрофизика», Россия, 123424 Москва, Волоколамское ш., 95

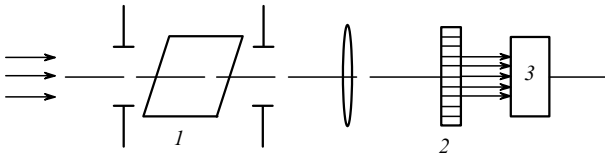


Рис.1. Схема ЛПУ:

1 – активный квантовый фильтр; 2 – фотодиод, используемый в качестве ФП; 3 – электронный видеосузитель.

важную для лазерной локации задачу фильтрации и выделения полезного сигнала; в дальнейшем мы будем называть его активным квантовым фильтром (АКФ), поскольку в отличие от обычных пассивных фильтров, выделяющих сигнал за счет подавления частот, лежащих за пределами спектра сигнала в АКФ, выделение сигнала происходит за счет усиления частот, принадлежащих спектру сигнала. Линия усиления АКФ столь узка, что даже мощность прямого излучения Солнца в одну моду АКФ составляет в среднем всего примерно четверть фотона за время $1/c\Delta\nu$, т.е. полезные однофотонные сигналы можно будет выделять и усиливать с помощью АКФ даже на фоне солнечного диска [2]. Схема ЛПУ приведена на рис.1.

Как уже упоминалось, АКФ должен обладать большим коэффициентом усиления. Нам удалось в однокаскадном двухпроходном АКФ получить коэффициент усиления, больший 10^6 . Если же использовать АКФ из нескольких каскадов с оптическими развязками, то коэффициент усиления можно еще существенно увеличить. В связи с этим можно утверждать, что в приемных устройствах с использованием АКФ всегда возможно предусиление сигнала до существенного превышения шумов полупроводниковых ФП и электронных усилителей (ЭУ). Чувствительность приема тогда будет определяться лишь собственными шумами АКФ. Мы подробно анализируем шумовые характеристики АКФ с целью определения зависимости чувствительности ЛПУ от экспериментальных условий, шумы ФП и ЭУ, чтобы найти условия согласования характеристик АКФ с характеристиками ФП и ЭУ, а также проведем соответствующие эксперименты.

1. Спектральные характеристики квантового шума

Известно [6, 7], что в ближнем ИК диапазоне, где $\hbar\omega/k_B T \gg 1$, при условии, что населенностью нижнего уровня лазерного перехода можно пренебречь, спектральная плотность яркости спонтанного излучения одной из поляризаций на выходе усилителя есть

$$I_{\omega,\Omega}^{(+)\text{out}} = I_{\omega,\Omega}^{\text{vac}} K_{\text{sp}}, \quad (1)$$

где

$$I_{\omega,\Omega}^{\text{vac}} = \frac{(1/2)\hbar\omega_0}{4\pi(\lambda/2)^2}$$

– спектральная плотность яркости нулевых колебаний вакуума; $K_{\text{sp}} = K^+(\omega) - 1$; $K^+(\omega) = \exp[L_a\sigma(\omega)\Delta]$ – коэффициент усиления на частоте $\omega \geq 0$; Δ – инверсия лазерного перехода; L_a – длина активной области; $\sigma(\omega) = (\lambda/2)^2 A\phi_{21}g(\omega - \omega_0)$ – сечение перехода между уровнями; A – коэффициент Эйнштейна; ϕ_{21} – квантовый выход, который в нашем случае равен единице; λ – длина волны электромагнитного излучения с частотой ω_0 , соответ-

ствующей центру излучаемой линии; $g(\omega - \omega_0)$ – форм-фактор контура. Если давление рабочей газовой смеси в АКФ выбирать таким, чтобы ударное уширение было мало по сравнению с доплеровским, контур линии будет гауссов [10] и

$$\frac{g(\omega - \omega_0)}{g(0)} = \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_{1/2}^c/2} \right)^2 \ln 2 \right],$$

где

$$g(0) = \frac{2}{\Delta\omega_{1/2}^c} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}};$$

$\Delta\omega_{1/2}^c$ – ширина контура линии на полувысоте. Отметим, что $K^+(\omega)$ можно представить в виде $K^+(\omega) = K_0^{g(\omega-\omega_0)/g(0)}$, где $K_0 = \exp[L_a\sigma(\omega_0)\Delta]$.

Наряду со спектральной плотностью, определенной только в области положительных частот (1), мы будем рассматривать также спектральную плотность, определенную для всех частот, как положительных, так и отрицательных: $I_{\omega,\Omega}^{\text{out}} = I_{\omega,\Omega}^{\text{vac}} [K(\omega) - 1]$, где $K(\omega) - 1 = [K^+(\omega) - 1]/2$, если $\omega \geq 0$ и $K(\omega) - 1 = [K^+(-\omega) - 1]/2$, если $\omega < 0$.

Чувствительность рассматриваемого ЛПУ определяется не самой мощностью спонтанного излучения на выходе АКФ, воздействующего на ФП, а флуктуациями тока ФП, статистика которых связана со статистикой усиленного спонтанного излучения, попадающего с выхода АКФ на ФП. В связи с этим рассмотрим вопросы, связанные со статистикой спонтанного излучения на ФП и статистикой тока ФП.

2. Корреляционные свойства спонтанного излучения на выходе АКФ

Пусть спонтанное излучение АКФ фокусируется линзой с фокусным расстоянием f на ФП с диаметром приемной площадки d_r . Статистика излучения на ФП будет определяться тогда частью излучения АКФ, распространяющегося в конусе с углом раствора $\vartheta_r = d_r/f$, который будем называть углом приема. Поскольку отношение радиуса корреляции к диаметру пучка есть статистический инвариант [11], можно рассматривать статистические свойства излучения не на ФП, а на выходе АКФ, ограничив угловой спектр излучения углом $\vartheta = \vartheta_r$.

Рассмотрим корреляционные свойства спонтанного излучения на выходе АКФ при указанном ограничении и в предположении, что это излучение является стационарным и статистически-изотропным. Угловой спектр излучения в силу того, что длина АКФ более чем на порядок превышает его поперечные размеры, с хорошей точностью можно считать равномерным:

$$I_{\omega,\Omega}^{\text{out}} = \begin{cases} \frac{I_{\omega,\Omega}^{\text{vac}}}{k^2} [K(\omega) - 1], & \omega \leq \frac{1}{2}k\vartheta_r, \\ 0, & \omega > \frac{1}{2}k\vartheta_r. \end{cases}$$

где $k = 2\pi/\lambda$. Тогда корреляционная функция спонтанного излучения на выходе АКФ

$$B(s, \tau) = 2 \frac{\Omega_r}{\Omega_d} \frac{P_{\omega,d}^{\text{vac}}}{S_a} \frac{J_1(\pi\sqrt{\Omega_r/\Omega_d} s/d_a)}{\pi\sqrt{\Omega_r/\Omega_d} s/d_a} \times \int_{-\infty}^{\infty} [K(\omega) - 1] \exp(i\omega\tau) d\omega, \quad (2)$$

где

$$P_{\omega,d}^{\text{vac}} = I_{\omega,\Omega}^{\text{vac}} \Omega_d S_a = \hbar \omega_0 (\pi/32) \quad (3)$$

– спектральная плотность мощности нулевых колебаний вакуума, приходящаяся на телесный дифракционный угол $\Omega_d = \pi(\vartheta_d/2)^2 = \pi^2 \lambda^2 / 16 S_a$; $\vartheta_d = \lambda/d_a$; $\Omega_r = \pi(\vartheta_r/2)^2$ – телесный угол приема; J_1 – функция Бесселя; $s = |r_2 - r_1|$; r_1 и r_2 – радиусы-векторы точек в плоскости выходной апертуры АКФ с диаметром d_a и площадью $S_a = \pi d_a^2/4$.

Из (2) получаем среднюю интенсивность спонтанного излучения на выходе АКФ

$$I_{\text{sp}}^{\text{out}} = \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = B(0, 0) = \frac{P_{\omega,d}^{\text{vac}} \Omega_r}{S_a \Omega_d} \int_0^\infty K_{\text{sp}} d\omega$$

и степень когерентности $\gamma(s, \tau) = B(s, t)/B(0, 0) = \gamma(s)\gamma(\tau)$, где

$$\gamma(s) = 2 \frac{J_1(\pi \sqrt{\Omega_r/\Omega_d} s/d_a)}{\pi \sqrt{\Omega_r/\Omega_d} s/d_a}; \quad (4)$$

$$\gamma(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^\infty [K(\omega) - 1] \exp(i\omega\tau) d\omega}{\int_{-\infty}^\infty [K(\omega) - 1] d\omega}.$$

3. Энергетические характеристики спонтанного излучения

Если функция $I_{\text{sp}}^{\text{out}}$ равномерна, то средняя выходная мощность спонтанного излучения

$$P_{\text{sp}}^{\text{out}} = P_{\omega,d}^{\text{vac}} \Delta\omega_{\text{ef}}^c \frac{\Omega_r}{\Omega_d} \langle K_{\text{sp}} \rangle, \quad (5)$$

где

$$\langle K_{\text{sp}} \rangle = \int_{-\xi_0}^\infty \left[K_0^{g(\xi\Delta\omega_{\text{ef}}^c)/g(0)} - 1 \right] d\xi;$$

$\Delta\omega_{\text{ef}}^c = 1/g(0)$ – эффективная ширина контура; $\xi = (\omega - \omega_0)/\Delta\omega_{\text{ef}}^c$; $\xi_0 = \omega_0/\Delta\omega_{\text{ef}}^c$. Для гауссова контура линии люминесценции $\Delta\omega_{\text{ef}}^c = (1/2)\Delta\omega_{1/2}^c \sqrt{\pi/\ln 2}$ и с учетом (3)

$$\langle K_{\text{sp}} \rangle = \int_{-\xi_0}^\infty \left[K_0^{\exp(-\pi\xi^2)} - 1 \right] d\xi, \quad (6)$$

$$P_{\text{sp}}^{\text{out}} = \hbar\omega_0 \alpha c \Delta\nu_{1/2}^c \frac{\Omega_r}{\Omega_d} \langle K_{\text{sp}} \rangle,$$

где

$$\alpha = \frac{\pi^2 \sqrt{\pi}}{32 \sqrt{\ln 2}} \simeq 0.657;$$

$\Delta\nu_{1/2}^c$ – ширина контура на полувысоте в обратных сантиметрах. Зависимость $\langle K_{\text{sp}} \rangle/K_0$ от $\ln K_0$ для гауссова контура представлена на рис.2.

4. Корреляционные и флуктуационные характеристики фототока

Как хорошо известно [12], фототок ФП пропорционален мощности падающего на него излучения, усредненной по интервалу времени, равному постоянной времени ЭУ T_e . Усредненная по T_e мощность спонтанного излучения

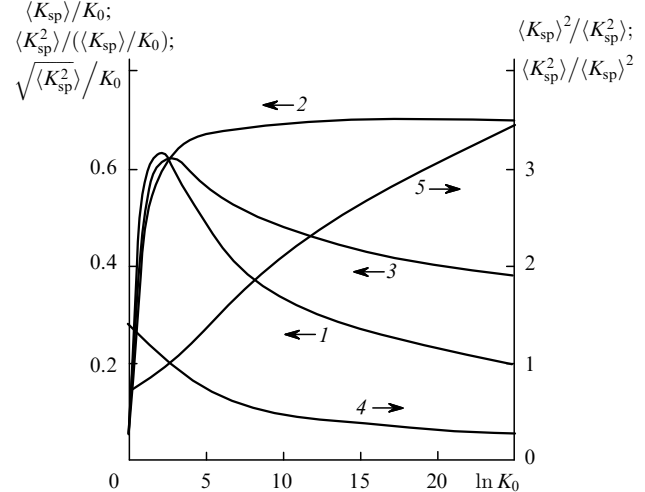


Рис.2. Зависимости $\langle K_{\text{sp}} \rangle/K_0$ (1), $\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle / (\langle K_{\text{sp}} \rangle / K_0)^2$ (2), $\sqrt{\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle / K_0}$ (3), $\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle / \langle K_{\text{sp}} \rangle^2$ (4) и $\langle K_{\text{sp}}^4 \rangle / \langle K_{\text{sp}} \rangle^4$ (5) от $\ln K_0$.

$$P_T(t) = \frac{1}{T_e} \int_t^{t+T_e} dt' \int I(\mathbf{r}, t') d^2\mathbf{r} = \frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} dt' \int I(\mathbf{r}, t+t') d^2\mathbf{r}.$$

Средний фототок в цепи ФП, обусловленный спонтанным излучением,

$$M_{i_{\text{sp}}} = M \Re \langle P_T \rangle = M \Re P_{\text{sp}}^{\text{out}},$$

где $\Re = \eta e / \hbar \omega_0$ – чувствительность ФП [12]; η – квантовая эффективность ФП; e – заряд электрона; M – коэффициент умножения фотодиода. С учетом (3) и (5) имеем

$$i_{\text{sp}} = \eta e \frac{\Omega_r}{\Omega_d} \frac{\pi}{32} \Delta\omega_{\text{ef}}^c \langle K_{\text{sp}} \rangle. \quad (7)$$

Корреляционная функция мощности спонтанного излучения на выходе АКФ

$$B_P(\tau) = \langle P_T(t) P_T(t+\tau) \rangle = \frac{1}{T_e^2} \int_0^{T_e} \int_0^{T_e} dt' dt'' d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 \langle I(\mathbf{r}_1, t'+t) I(\mathbf{r}_2, t''+t+\tau) \rangle.$$

Так как АКФ работает в подпороговом режиме, то случайное поле на его выходе является гауссовым [11, 13]. За время $T_e \leq 10$ мкс оно может рассматриваться как стационарное, поскольку время жизни инверсии Δ существенно больше T_e . Тогда, как известно [11], $\langle I(\mathbf{r}_1, t'+t) I(\mathbf{r}_2, t''+t+\tau) \rangle = \langle I(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I(\mathbf{r}_2) \rangle [1 + |\gamma(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, t'' - t' + \tau)|^2]$. Поскольку $|\gamma(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, t'' - t' + \tau)| = \gamma(s)\gamma(t'' - t' + \tau)$, то, по-прежнему считая среднюю интенсивность $\langle I(\mathbf{r}) \rangle$ на выходе АКФ равномерной, выражение для дисперсии флуктуаций фототока, обусловленного спонтанным излучением, представим в виде

$$\sigma_{\text{sp}}^2 = \left[\Re^2 B_P(0) - i_{\text{sp}}^2 \right] M^2 = i_{\text{sp}}^2 M^2 \Phi(T_e) \Psi(\Omega_r),$$

где с учетом перехода к полярным координатам r_1, φ_1 и s, φ имеем

$$\Phi(T_e) = \frac{1}{T_e^2} \int_0^{T_e} \int_0^{T_e} \gamma^2(t'' - t') dt' dt''; \quad (8)$$

$$\Psi(\Omega_r) = \frac{1}{S_a^2} \iint \gamma^2(s) r_1 dr_1 d\varphi_1 s ds d\varphi.$$

Рассмотрим более подробно структуру $\Phi(T_e)$. Для этого подставим в (8) $\gamma(\tau)$ из (4), где $\tau = t'' - t'$. В результате получим, что

$$\Phi(T_e) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(\omega T_e/2)}{(\omega T_e/2)^2} \Gamma(\omega) d\omega, \tag{9}$$

где функция

$$\Gamma(\omega) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [K(\omega') - 1][K(\omega' - \omega) - 1] d\omega'}{\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [K(\omega) - 1] d\omega \right\}^2}$$

представляет собой нормированный на единицу спектр флуктуаций фототока при квадратичном детектировании [11, 13] гауссова шума; $\int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\omega) d\omega = 1$.

Чтобы оценить влияние T_e на флуктуационные характеристики фототока, обсудим основные свойства функции $\Gamma(\omega)$. Она симметрична по ω относительно нуля и имеет три максимума: один на нулевой частоте и два – на частотах $\omega = \pm 2\omega_0$. Нас будет интересовать центральный максимум, т. к. $\omega_0 \simeq 1.4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ во много раз превышает полосу пропускания ФП и полосу ЭУ $1/T_e$. Для этого максимума

$$\int_{|\omega| \leq \omega_0} \Gamma(\omega) d\omega = \frac{1}{2},$$

что соответствует закону равномерного распределения по компонентам гауссова шума [11]. Ширину центрального максимума спектра фототока определим из условия $\Delta\omega_0 \Gamma(0) = 1/2$, где

$$\Gamma(0) = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{\infty} K_{sp}^2 d\omega}{\left(\int_0^{\infty} K_{sp} d\omega \right)^2} = \frac{1}{2\Delta\omega_{ef}^c} \frac{\langle K_{sp}^2 \rangle}{\langle K_{sp} \rangle^2}, \tag{10}$$

$$\langle K_{sp}^2 \rangle = \int_{-\xi_0}^{\infty} \left[K_0^{g(\xi\Delta\omega_{ef}^c)/g(0)} - 1 \right]^2 d\xi.$$

Таким образом, ширина центрального максимума $\Delta\omega_0 = \Delta\omega_{ef}^c \langle K_{sp} \rangle^2 / \langle K_{sp}^2 \rangle$. Зависимости $\langle K_{sp} \rangle^2 / \langle K_{sp}^2 \rangle$ и $\langle K_{sp}^2 \rangle / \langle K_{sp} \rangle^2$ от $\ln K_0$ для гауссова контура показаны на рис.2.

5. Чувствительность ЛПУ

В цепи ФП помимо флуктуаций тока, обусловленных случайным характером спонтанного излучения с выхода АКФ, присутствуют также флуктуации, обусловленные дробовым эффектом ФП, тепловым шумом резистивных элементов и шумом ЭУ. Предполагая перечисленные виды флуктуаций статистически независимыми, мы можем написать, что суммарная дисперсия флуктуаций тока в цепи ФП

$$\sigma_i^2 = \sigma_{sp}^2 + (I_{sh}^{*2} + I_t^{*2} + I_e^{*2}) P_e.$$

Здесь $I_{sh}^{*2} = 2e(i_{sp} + i_d)FM^2$ – спектральная плотность флуктуаций тока, обусловленных дробовым эффектом; i_d – средний темновой ток; F – коэффициент шума фотодиода; $I_t^{*2} = 4k_B T_r / R$ – спектральная плотность тепловых флуктуаций тока эквивалентного резистора с сопро-

тивлением R ; T_r – температура резистора; I_e^{*2} – спектральная плотность флуктуаций тока эквивалентного токового источника шума усилителя. На выходе ЭУ дисперсия флуктуаций напряжения

$$\sigma_v^2 = K_e^2 \left[\left(1 + \frac{4}{3} \pi^2 P_e^2 C^2 R^2 \right) V_e^{*2} P_e + R^2 \sigma_i \right],$$

где K_e – коэффициент усиления ЭУ на нижней границе его полосы усиления; C – результирующая входная емкость; V_e^{*2} – спектральная плотность флуктуаций напряжения эквивалентного шумового источника напряжения ЭУ [12].

Минимальный обнаружимый входной сигнал АКФ будем искать, сравнивая на выходе ЭУ напряжение V , обусловленное сигналом, со среднеквадратичной флуктуацией напряжения σ_v , обусловленной шумом. Согласно неравенству Чебышева $P(|V - \langle V \rangle| \geq m\sigma_v) \leq m^{-2}$. Значит, вероятность того, что отклонение напряжения от среднего напряжения вследствие случайной флуктуации превышает или равно $m\sigma_v$, не может быть больше m^{-2} . Следовательно, сигнал, для которого отношение сигнал/шум равно m , будет зарегистрирован с вероятностью, не меньшей, чем $1 - m^{-2}$.

Пусть на вход АКФ поступает импульсный оптический сигнал с длительностью t_p , частотой $\omega_s \simeq \omega_0$ и волновым вектором k_s , параллельным оптической оси АКФ. Вызванный этим сигналом ток ФП

$$Mi_s(t) = \frac{\Re M}{T_e} \int_t^{t+T_e} P_s^r(t) dt,$$

где P_s^r – та часть мощности сигнала, которая попадает с выхода усилителя на приемную площадку ФП. Она зависит от соотношения между Ω_r и Ω_d . Если апертуры АКФ и ФП круглые, то в соответствии с законом дифракции излучения на круглой апертуре

$$P_s^r = P_s^{out} L(\Omega_r/\Omega_d),$$

где P_s^{out} – мощность сигнала на выходе АКФ;

$$L(\Omega_r/\Omega_d) = 1 - J_0^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\Omega_r}{\Omega_d}} \right) - J_1^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\Omega_r}{\Omega_d}} \right)$$

– функция Рэлея [14].

Если ширина спектра сигнала много меньше ширины контура, как это имеет место в описанных ниже экспериментах, то коэффициент усиления сигнала $K_s \simeq K^+(\omega_s)$ и длительности импульсов на входе и выходе АКФ совпадают. Если при этом $T_e \geq t_p$, напряжение в максимуме на выходе ЭУ $V_s^{max} = K_e Mi_s^{max} R$ (Mi_s^{max} – ток фотодиода в максимуме) может быть выражено через энергию сигнала на входе АКФ E_s^{in} следующим образом: $V_s^{max} = \Re L(\Omega_r/\Omega_d) K_s K_e M R E_s^{in} / T_e$.

Сравним V_s^{max} с $m\sigma_v$. Тогда для числа фотонов $N_{min} = (E_s^{in})_{min} / \hbar\omega_0$, регистрируемых с вероятностью, не меньшей, чем $1 - m^{-2}$, получим выражение

$$N_{min} = \frac{mi_{sp} T_e}{\eta e L(\Omega_r/\Omega_d) K_s} \left\{ \Phi(T_e) \Psi(\Omega_r) + \frac{2eF}{i_{sp} T_e} \left(1 + \frac{1}{i_{sp}} \left[i_d + \frac{1}{M^2} \frac{1}{2eF} \left(V_e^{*2} \left(\frac{1}{R^2} + \frac{4\pi^2}{3} P_e^2 C^2 \right) + I_e^{*2} \right) \right] \right) \right\}$$

$$\left. + \frac{4k_B T_r}{R} \right) \Bigg] \Bigg\}^{1/2} \quad (11)$$

Поскольку в описываемых ниже экспериментах выполнялись условия $\Delta\omega_{i0} T_e / 2\pi \approx \Delta\omega_{t0} t_p / 2\pi \gg 1$ ($c\Delta v_{\text{ef}}^c / \Pi_e \gg \langle K_{\text{sp}}^2 \rangle / \langle K_{\text{sp}} \rangle^2$) и $(\pi/2)\sqrt{\Omega_r / \Omega_d} \gg 1$, то рассмотрим отвечающие этим условиям асимптотики $\Phi(T_e)$ и $\Psi(\Omega_r)$.

Найдем сначала асимптотику $\Phi(T_e)$. Если T_e настолько велико, что $[\sin(\omega T_e / 2)] / (\omega T_e / 2)^2$ в (9) ограничивает пределы интегрирования полосой, во много раз более узкой, чем центральный максимум спектра фототока, т. е. если $2\pi / T_e \ll \Delta\omega_{i0}$, то $\Gamma(\omega)$ при $\omega = 0$ (10) можно вынести из-под знака интеграла в (9). Поскольку [15]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin(\omega T_e / 2)}{\omega T_e / 2} \right]^2 d\omega = \frac{2\pi}{T_e},$$

то

$$\Phi(T_e) \simeq \frac{\pi}{\Delta\omega_{\text{ef}}^c T_e} \frac{\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle}{\langle K_{\text{sp}} \rangle^2}.$$

Теперь найдем асимптотику функции $\Psi(\Omega_r)$, когда $(\pi/2) \times \sqrt{\Omega_r / \Omega_d} \gg 1$. В этом случае

$$\Psi(\Omega_r) \simeq \frac{2\pi}{S_a} \int_0^{\infty} \gamma^2(s) ds.$$

Возьмем $\gamma(s)$ из (6) и, используя табличный интеграл $\int_0^{\infty} J_1^2(x) x^{-1} dx = 1/2$ [15], получим

$$\psi(\Omega_r) \simeq \frac{16}{\pi^2} \left(\frac{\Omega_r}{\Omega_d} \right)^{-1}.$$

Подставим (7) и найденные асимптотики $\Phi(T_e)$, $\Psi(\Omega_r)$ в выражение (11) и учтем, что при $(\pi/2)\sqrt{\Omega_r / \Omega_d} \gg 1$ функция $L(\Omega_r / \Omega_d) \simeq 1$. Тогда

$$N_{\text{min}} \simeq m \frac{\pi}{8} \frac{\sqrt{\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle}}{K_s} \sqrt{\frac{\Delta\omega_{\text{ef}}^c \Omega_r}{\pi \Pi_e \Omega_d}} \left\{ 1 + \frac{4F \langle K_{\text{sp}} \rangle}{\eta \langle K_{\text{sp}}^2 \rangle} \times \left(1 + \frac{32 (\Omega_r / \Omega_d)^{-1}}{\pi \eta \langle K_{\text{sp}} \rangle} \frac{1}{e \Delta\omega_{\text{ef}}^c} \left[i_d + \frac{1}{2eFM^2} \left(V_e^{*2} \left(\frac{1}{R^2} + \frac{4\pi^2}{3} \Pi_e^2 C^2 \right) + I_e^{*2} + \frac{4k_B T_r}{R} \right) \right] \right) \right\}^{1/2}.$$

Так как при изменении параметра K_0 в диапазоне $10^3 < K_0 < 10^{10}$ величина $\langle K_{\text{sp}} \rangle \approx K_0^\delta$, где $\delta > 0,9$, а отношение $\langle K_{\text{sp}} \rangle / \langle K_{\text{sp}}^2 \rangle \propto 1/K_0$ (рис.2), то при некотором достаточно большом K_0 вторым слагаемым в фигурных скобках можно пренебречь по сравнению с единицей. Это означает, что собственными шумами ФП, а также шумами ЭУ можно пренебречь по сравнению с шумом, обусловленным флуктуациями спонтанного излучения АКФ. В описываемых ниже экспериментах эти шумы становились в несколько раз меньше спонтанного шума при $K_0 \geq 3 \cdot 10^3$. Таким образом, спонтанное излучение оказывается единственным фактором, определяющим чувствительность рассматриваемого ЛПУ. При этом для гауссова контура

$$N_{\text{min}} \simeq m \left(\frac{\alpha c \Delta v_{1/2}^c}{2 \Pi_e \Omega_d} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle}}{K_s}. \quad (12)$$

6. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные исследования чувствительности ЛПУ были проведены при усреднении в наносекундном и микросекундном диапазонах по принципиальной схеме, приведенной на рис.1. В обоих случаях использовались импульсы длительностью 40 нс, сформированные в задающем генераторе и ослабленные пятью калиброванными фильтрами до требуемой энергии. Энергия исходных импульсов измерялась калориметром ИЭК-1 с погрешностью 10%, ослабление каждого фильтра определялось с погрешностью 5%. В результате относительная погрешность определения энергии на входе АКФ с доверительной вероятностью 0.68 была равна 15% [16].

Плоский угол приема во всех экспериментах был равен трем дифракционным углам. Перед попаданием на ФП излучение проходило сквозь призму Глана (на рис.2 не показана), которая полностью пропускала усиленный сигнал и усиленное спонтанное излучение только одной поляризации. Время усреднения определялось полосой пропускания ЭУ. Основные условия проведения экспериментов даны в табл.1, а полученные осциллограммы – на рис.3, 4.

Табл.1.

Длительность импульса по полувысоте (нс)	Число фотонов в импульсе	Время усреднения (нс)	Коэффициент усиления АКФ	$\sqrt{\langle K_{\text{sp}}^2 \rangle} / K_0$
40	23	30	4900	~ 0.5 (рис.2)
40	270	5000	3000	~ 0.5 (рис.2)

Осциллограммы 1 на рис.3 и 4 соответствуют оптическим сигналам на выходе задающего генератора до ослабления. Осциллограмма 2 на рис.3 соответствует сигналу на выходе АКФ, зарегистрированному ФП и усиленному с помощью ЭУ при $T_e = 30$ нс. На ней видны шумы АКФ, обуславливающие чувствительность ЛПУ, и зарегистрированный импульсный отклик.

Распределение вероятности флуктуаций напряжения на выходе ЭУ является промежуточным между гауссовым и экспоненциальным, поскольку время усреднения ЭУ превышает время когерентности спонтанного излучения. Однако уровень шума σ_V определялся как одна шестая часть разности максимальной и минимальной флуктуаций напряжения на выходе ЭУ, как это принято для гауссова распределения [16]. Это давало несколько завышенную оценку уровня шумов.

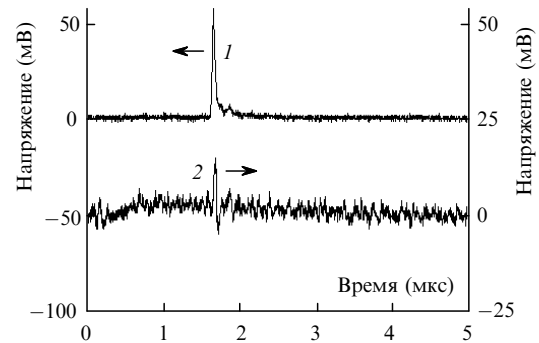


Рис.3. Осциллограммы оптических импульсных сигналов, зарегистрированных на выходе задающего генератора (1) и на выходе ЛПУ (2) в случае малого времени усреднения ($T_e = 30$ нс).

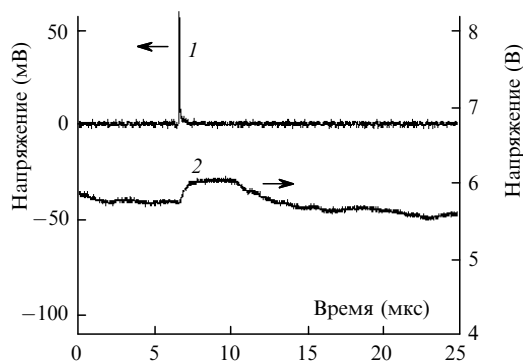


Рис.4. Осциллограммы оптических импульсных сигналов, зарегистрированных на выходе задающего генератора (1) и на выходе ЛПУ (2) в случае большого времени усреднения ($T_e = 5$ мкс).

Отношение сигнал/шум на выходе ФП (рис.3, кривая 2) равно ~ 8.5 . Следовательно, при отношении сигнал/шум, равном единице, можно зарегистрировать $N_{\min}^{\text{exp}} = 23/8.5 \approx 3$ фотона. Для одиночного импульса, регистрируемого с вероятностью $P \geq 0.75$ ($m = 2$), по критерию Чебышева и результатам данного эксперимента $N_{\min}^{\text{exp}} = 2 \cdot 23/8.5 \approx 5$ фотонов. Теоретическая же оценка по формуле (12) при указанных выше параметрах входного импульсного сигнала с учетом того, что $\Delta\nu_{1/2}^c \approx 0.012 \text{ см}^{-1}$ (активная среда АКФ разогревается в процессе фотолиза примерно до 600 К), дает соответственно $N_{\min}^{\text{theor}} \approx 3$ и 6 фотонов.

На рис.4 кривой 2 представлен сигнал, зарегистрированный на выходе ЛПУ при $T_e = 5$ мкс. Отношение сигнал/шум в этом случае составляет ~ 9 . Следовательно, при отношении сигнал/шум, равном единице, можно зарегистрировать $N_{\min}^{\text{exp}} = 270/9 = 30$ фотонов. Для одиночного же импульса, обнаружимого при таком времени усреднения с вероятностью $P \geq 0.75$ ($m = 2$), $N_{\min}^{\text{exp}} = 2 \cdot 270/9 = 60$ фотонов. Это также хорошо согласуется с теоретической оценкой $N_{\min}^{\text{theor}} \approx 35$ и 70 фотонов, полученной для $T_e = 5$ мкс по формуле (12).

Заключение

Итак, имеется хорошее согласие теоретической и экспериментальной чувствительности рассматриваемого ЛПУ в широком диапазоне экспериментальных условий (различие не превышает 20%). Это означает, что в описанных выше экспериментах чувствительность была обусловлена только спонтанным излучением АКФ. Экспериментально достигнутая чувствительность $N_{\min} \approx 3$ фотона при отношении сигнал/шум, равном единице, для импульса длительностью 40 нс соответствует квантовому пределу при угле приема, равном трем дифракционным углам, и времени усреднения 30 нс. Отметим, что данная чувствительность приема реализована без применения каких-либо специальных средств, например охлаждения ФП до низких температур, поскольку исключено влияние собственных шумов используемых ФП на чувствительность ЛПУ.

Предварительный анализ показал, что чувствительность рассматриваемого ЛПУ будет еще выше, если угол приема сделать меньше дифракционного, а длительность импульса уменьшить так, чтобы ширина его спектра составляла примерно одну треть ширины контура линии усиления АКФ. При этом можно надеяться на выделение из шума и регистрацию одиночного однофотонного сигнала. Для уточнения условий оптимального приема потребуются более детальные теоретические и экспериментальные исследования.

Созданное на основе иодного активного квантового фильтра лазерное приемное устройство может быть использовано при разработке лазерных локаторов удаленных объектов с малой эффективной отражающей поверхностью, при построении систем дальней космической связи и в других областях техники, где требуется высокая вероятность выделения и регистрации одиночных фотонов в условиях сильной засветки.

Авторы выражают благодарность Н.Г.Басову за внимание, проявленное к работе, и ее поддержку.

1. Нартов С.С., Носач О.Ю. *Препринт ФИАН № 21* (М., 1994).
2. Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН № 20* (М., 1994).
3. Кутаев Ю.Ф. *Оптич.ж.*, 3, 65 (1994).
4. Ветохин С.С., Гулаков И.Р. и др. *Одноэлектронные фотоприемники* (М., Энергоатомиздат, 1986).
5. Шевцов Э.А., Белкин М.Е. *Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи* (М., Радио и связь, 1992).
6. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. *ЖПС*, 3, № 1, 26 (1965).
7. Басов Н.Г., Грасюк А.З. и др. *Труды ФИАН*, 31, 74 (1965).
8. Раутиан С.Г., Собельман И.И. *ЖЭТФ*, 41, 2018 (1961).
9. Земсков Е.М., Казанский В.М. и др. Патент № 2133533 РФ от 30.09.97. *Изобретения*, № 20, 480 (1999).
10. Звелто О. *Физика лазеров* (М., Мир, 1979).
11. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М., Наука, 1981).
12. Гауэр Дж. *Оптические системы связи* (М., Радио и связь, 1989).
13. Ареки Ф., Скалли М. и др. *Квантовые флуктуации излучения лазера* (М., Мир, 1974).
14. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
15. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., Наука, 1971, с.706).
16. Зайдель А.Н. *Погрешности измерений физических величин* (Л., Наука, 1985).

Yu.F.Kutaev, S.K.Mankevich, O.Yu.Nosach, E.P.Orlov. Laser receiver with a quantum detection limit in the near-IR range.

An investigation was made of a laser receiver (LR) with an active quantum filter (AQF) ($\lambda = 1.315 \mu\text{m}$) made on a basis of an iodine photodissociation laser. It was shown that the LR sensitivity can be brought up to the quantum detection limit by increasing the AQF gain. Taking into account the spatio-temporal statistics of spontaneous emission of the AQF, the LR sensitivity was determined as a function of the solid angle of reception and the recorder response time. In the context of the experiments conducted, the LR sensitivity is, to a good approximation, proportional to the square root of the product of the solid angle of acceptance and the recorder response time. The above dependence was borne out experimentally with more than a hundred-fold variation of the response time. For an angle of acceptance equal to three times the diffraction limit, it was possible to reach the quantum detection limit, which amounts to approximately three photons for a 40-ns-long pulse for a unit signal-to-noise ratio.+