

Помехоустойчивые лазерные приёмопередающие устройства с квантовым пределом чувствительности*

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

Рассмотрены принципы действия помехоустойчивых приёмопередающих устройств ближнего ИК диапазона длин волн с квантовым пределом чувствительности, в которых используются активные квантовые фильтры, созданные на основе иодных фотодиссоционных квантовых усилителей, и иодные лазеры. Обсуждаются возможности применения таких устройств в лазерной локации, лазерной космической связи, для поиска сигналов внеземных цивилизаций и посылы сигналов внеземным цивилизациям.

Ключевые слова: иодный лазер, активный квантовый фильтр, лазерное приемное устройство, квантовый предел чувствительности, дифракционная расходимость, космическая связь, оптический телескоп, адаптивные оптические системы, частотный репер, внеземные цивилизации.

1. Введение

К характеристикам основных элементов лазерных информационных систем, предназначенных для работы в космическом пространстве, предъявляются весьма высокие требования. Так, лазерные приемные устройства (ЛПУ) должны обладать высокой чувствительностью, избирательностью и помехоустойчивостью, а лазерные передающие устройства (ЛПРУ) – высокой стабильностью положения линии излучения в спектре, высокой направленностью излучения и возможностью плавной спектральной перестройки линии излучения для компенсации доплеровских сдвигов и согласования её с полосой приёма ЛПУ. Линия излучения должна попадать в окно прозрачности атмосферы. Создание приемопередающей пары, состоящей из ЛПУ с активным квантовым фильтром (АКФ) на базе иодного фотодиссоционного квантового усилителя и ЛПРУ – иодного фотодиссоционного лазера с перестройкой линии излучения магнитным полем, позволило довести характеристики ЛПУ и ЛПРУ до физического возможного предела и тем самым удовлетворить указанным требованиям.

2. Иодный активный квантовый фильтр

Экспериментальные исследования возможности приема слабых лазерных сигналов с использованием оптических квантовых усилителей были начаты в работах [1, 2]. Квантовый предел чувствительности был достигнут при

использовании иодного фотодиссоционного квантового усилителя [3–5], работающего на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атома иода (длина волны $\lambda = 1.315$ мкм, частота $f = 228.1$ ТГц). Этот переход характеризуется жестко фиксированной по частоте узкой линией люминесценции с шириной на полувысоте $\Delta\nu \approx 0.01$ см⁻¹ [6] и большим радиационным временем жизни атомов иода в возбужденном состоянии ${}^2P_{1/2}$, равным 0.13 с [4–6]. Отметим, что иодный фотодиссоционный квантовый усилитель решает также чрезвычайно важную задачу фильтрации и выделения полезного сигнала. В отличие от обычных пассивных фильтров, подавляющих частоты, которые лежат за пределами спектра сигнала, в АКФ выделение сигнала происходит благодаря усилению принадлежащих спектру сигнала частот, поэтому мы и называем его активным квантовым фильтром [7–9].

Предельно высокая чувствительность ЛПУ с АКФ была достигнута в [10] благодаря таким характерным особенностям активной среды АКФ, как высокая оптическая однородность, быстрая рекомбинация атомов иода, находящихся в основном состоянии ${}^2P_{3/2}$, в исходную молекулу [4, 5], значительное превышение показателя усиления ($\alpha > 0.1$ см⁻¹) над показателем поглощения ($\beta < 10^{-4}$ см⁻¹) для излучения с $\lambda = 1.315$ мкм [11]. В силу высокой оптической однородности активной среды сигнал, исходящий из точечного источника, после усиления в АКФ удается сфокусировать в пятно дифракционного размера, т.е. реализовать одномодовый режим усиления [12]. Из сравнения снимков на рис.1 следует, что достигнутое разрешение близко к дифракционному. Диаметры центральных максимумов в отсутствие и при наличии усиления в АКФ практически одинаковы. Быстрая рекомбинация атомов иода в основном состоянии ${}^2P_{3/2}$ в исходную молекулу опустошает нижний лазерный уровень, что позволяет минимизировать квантовый шум АКФ, поскольку спектральная плотность яркости спонтанного излучения (квантового шума) одного из двух состояний поляризации на выходе оптического усилителя [1, 2, 13] есть

*Статья посвящается 40-летию ФГУП «НПО "Астрофизика"».

Ю.Ф.Кутаев, С.К.Манкевич. ФГУП «НПО "Астрофизика"», Россия, 123424 Москва, Волоколамское ш., 95;
e-mail: ckmsergo08@rambler.ru
О.Ю.Носач, Е.П.Орлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;
e-mail: eorlov@sci.lebedev.ru

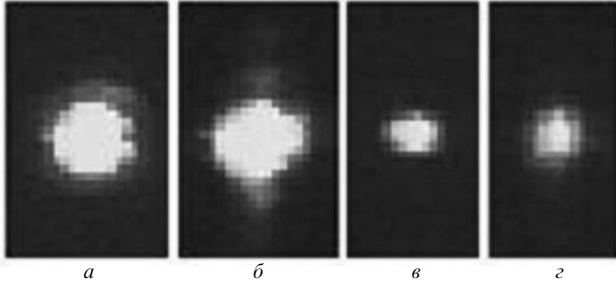


Рис.1. Изображение дифракционной точки с отключенной накачкой АКФ (а, в) и с включенной накачкой АКФ (б, г). Сигнал ослаблен в 5000 раз и усилен в АКФ в 3000 раз. Для визуализации первого дифракционного кольца картины Эйри снимки в экспериментах (а, б) переэкспонированы.

$$\mathcal{B}_{\text{qn}} = \mathcal{B}_{\text{vac}} \frac{n_2}{n_2 - (g_2/g_1)n_1} [K(v' - v) - 1], \quad (1)$$

где $\mathcal{B}_{\text{vac}} = \hbar c v^3$ – спектральная плотность яркости вакуума [13] на частоте лазерного перехода; n_1, n_2 – населенности нижнего и верхнего лазерных уровней; g_1 и g_2 – их статистические веса соответственно; $K(v' - v)$ – коэффициент усиления на частоте v' . Вследствие большого показателя усиления и малого показателя поглощения приемное устройство с АКФ обладает практически 100%-ным квантовым выходом. Показатель усиления, превышающий 0.1 см^{-1} , позволяет при длине активной среды АКФ $\sim 60 \text{ см}$ достигать коэффициента усиления сигнала в максимуме линии усиления $K > 10^6$ [10]. Это во много раз больше значения $K_{\text{min}} = 10^3$, выше которого шум приемного устройства определяется только квантовым шумом АКФ.

Итак, совокупность таких факторов, как возможность усиления в одной пространственной моде, минимум квантового шума, 100%-ный квантовый выход, высокий коэффициент усиления ($K > 10^3$), позволяет достичь предельно высокой чувствительности приемного устройства с иодным АКФ, равной одному фотону в моду за время $\tau_0 = 9 - 13 \text{ нс}$ ($\tau_0 \approx \sqrt{\ln K}/c\Delta v$ [14–16]) при $K = 10^3 - 10^7$ и отношении сигнал/шум $s/n = 1$. По энергии чувствительность составляет $\hbar\omega = 1.5 \times 10^{-19} \text{ Дж}$.

Эти выводы были экспериментально подтверждены в [10]. Эксперименты проводились с иодным АКФ, накачиваемым излучением коаксиальной полостной лампы со стабилизированным разрядом. Для улучшения оптической однородности активной области между кюветой с рабочим газом и внутренней стенкой полостной лампы помещался светофильтр, отсекающий излучение с длиной волны короче 200 нм. Цепь разряда была выполнена таким образом, чтобы ток в лампе нарастал плавно и имел форму, близкую к колоколообразной. Длительность полупериода тока на полувысоте составляла 60 мкс. Внутренний диаметр кюветы АКФ был равен 2 см. Рабочим веществом являлся п-С₃F₇I при давлении 1.25 кПа. При таком давлении накачка практически однородна по объёму, а уширение линии люминесценции лазерного перехода является доплеровским.

Типичная осциллограмма выходного напряжения электронного видеосуилителя при подаче на вход АКФ оптического сигнала, ослабленного фильтрами до уровня несколько десятков фотонов и сфокусированного после усиления в АКФ на соединенный с видеосуилителем фотодиод, показана на рис.2. При $s/n = 1$ была достиг-

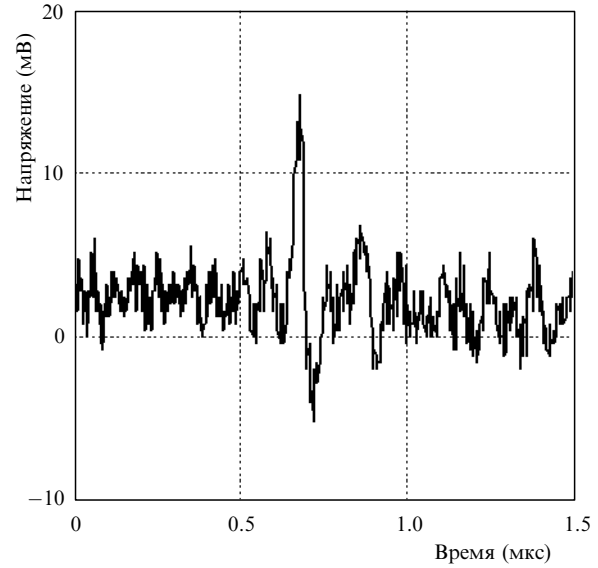


Рис.2. Осциллограмма напряжения на выходе электронного видеосуилителя с эффективным временем усреднения $\tau_c \approx 30 \text{ нс}$ при подаче на вход АКФ оптического сигнала с длительностью на полувысоте $\tau_p = 40 \text{ нс}$, содержащего примерно 20 фотонов.

нута чувствительность приема, равная примерно трем фотонам даже при угле приёма, втрое превышавшем дифракционный угол АКФ, и при несогласованности длительности сигнала с шириной линии усиления АКФ. Действительно, длительность импульса сигнала τ_p должна равняться $\tau_0 \approx 1/c\Delta v_g$, где $\Delta v_g \approx \Delta v/\sqrt{\ln K}$ [16], фактически же τ_p в четыре раза превышала оптимальную длительность $\tau_0 \approx 10 \text{ нс}$. Достигнутая чувствительность хорошо согласуется с расчётом по формуле для чувствительности ЛПУ с АКФ, полученной в [10, 17] для случая $\tau_p \gg \tau_c$, где $\tau_c = \tau_0 \sqrt{\ln 2}/2\pi \approx 3 \text{ нс}$ – время корреляции квантового шума оптического усилителя [16].

Чувствительность ЛПУ, определяемая как минимальное обнаружимое число фотонов в импульсе при $s/n = m$,

$$S = m\Theta(c\tau_c\Delta v_e)^{1/2} \langle K^2 \rangle^{1/2} / K_s. \quad (2)$$

Здесь τ_c – эффективное время усреднения видеосуилителя;

$$\langle K^2 \rangle = (\Delta v_e)^{-1} \int_0^\infty (K(v' - v) - 1)^2 dv';$$

$K(v' - v) = K \varphi(v' - v)$; $K = K(0)$, $\varphi(v' - v) = g(v' - v)/g(0)$; $g(v' - v)$ – контур линии люминесценции лазерного перехода; $\Delta v_e = \int_{-\infty}^\infty \varphi(v' - v) dv' = 1/g(0)$ – эффективная ширина линии, которая связана с Δv для гауссова контура как $\Delta v_e = \frac{1}{2} \Delta v \sqrt{\pi/\ln 2} \approx 1.06 \Delta v$; K_s – коэффициент усиления сигнала (при условии, что $\tau_p c \Delta v \gg 1$, и при совпадении частоты сигнала с частотой центра линии усиления $K_s = K$);

$$\Theta = \Theta(o_r/o_d) = (\pi/4)^2 (o_r/o_d) \sqrt{\Psi}/L; \quad (3)$$

$$\Psi = \Psi(o_r/o_d) = (4/\pi)^2 (o_r/o_d)^{-1} \times \left(1 - \frac{4}{\pi} \int_0^1 (J_0^2 + J_1^2)(1 - \xi^2)^{1/2} d\xi \right); \quad (4)$$

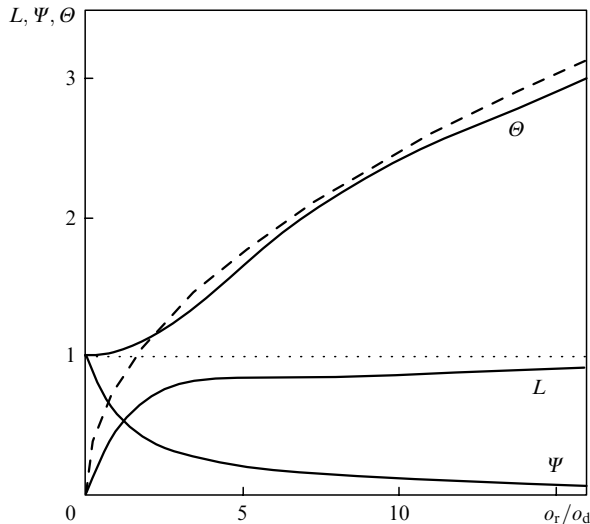


Рис.3. Зависимости L , Ψ и Θ от o_r/o_d . Штриховая кривая изображает зависимость $(\pi/4)(o_r/o_d)^{1/2}$, являющуюся асимптотикой функции Θ при $o_r/o_d \gg 1$.

где o_r – телесный угол приема, определяемый размером приемной площадки фотодиода и фокусным расстоянием линзы, с помощью которой излучение фокусируется на фотодиод; $o_d = (\pi/4)^2 \lambda^2 / A$ – телесный дифракционный угол, определяемый площадью светового зрачка усилителя A ; $J_0 = J_0[\pi \zeta (o_r/o_d)^{1/2}]$, $J_1 = J_1[\pi \zeta (o_r/o_d)^{1/2}]$ – функции Бесселя;

$$L = L(o_r/o_d) = 1 - J_0^2|_{\xi=1/2} - J_1^2|_{\xi=1/2} \quad (5)$$

– функция Релея. Зависимости L , Ψ и Θ от o_r/o_d показаны на рис.3. Формула (2) получена в пренебрежении всеми шумами, кроме квантового шума АКФ. Это оправдано, если коэффициент усиления АКФ превышает K_{\min} , при котором шумы АКФ больше шумов фотодиода и видеоусилителя [10, 17].

3. Чувствительность приёма при использовании матричного фотоприёмника

АКФ способен усиливать сигналы в больших телесных углах, определяемых его геометрическими размерами. Телесный угол, в пределах которого АКФ эффективно усиливает сигналы при практически постоянном коэффициенте усиления, может быть больше телесного дифракционного угла в десятки тысяч раз. Для реализации такого поля зрения приёмного устройства необходимо использовать матрицу фотодиодов либо ТВ-камеру. Однако если угловые размеры чувствительной площадки фотодиода или приемной площадки одного пикселя ТВ-камеры близки к дифракционному углу АКФ, то при перемещении дифракционного пятна сигнала по фотоприёмной матрице в некоторые моменты времени, когда пятно попадает в промежутки между приемными площадками, сигнал с выхода матрицы будет сильно ослабляться, что приведёт к неустойчивости приёма. Приём сигнала будет более устойчивым, если дифракционное пятно будет перекрывать несколько фотодиодов. Тогда угол приёма одним элементом матрицы становится меньше дифракционного и возникает вопрос: не будет ли это сопровождаться потерей чувствительности ЛПУ?

Как следует из формул (3)–(5) и как видно из рис.3, при $o_r/o_d \rightarrow 0$ функция $\Theta(o_r/o_d) \rightarrow 1$. Это значение практически не отличается от значения Θ , имеющего место при $o_r/o_d \approx 1$, т. е. при равенстве угла приема дифракционному углу. Поэтому при уменьшении отношения o_r/o_d значение S стремится к своему предельному значению:

$$\bar{S} = m(ct_e \Delta v_e)^{1/2} \langle K^2 \rangle^{1/2} / K_s. \quad (6)$$

Таким образом, если определяющими являются квантовые шумы АКФ, то чувствительность приёма ЛПУ не падает даже в случае, когда угол приема одним приемным элементом существенно меньше дифракционного предела [18]. Это связано с тем, что квантовые шумы уменьшаются пропорционально o_r/o_d , т. е. так же, как и энергия полезного сигнала, чего нельзя сказать о дробовых шумах фотоприёмника и тепловых шумах электрических цепей видеоусилителя. Понятно, что при достаточно малых o_r/o_d энергия сигнала может стать меньше энергии этих шумов. Посмотрим, насколько можно уменьшить o_r/o_d без потери чувствительности ЛПУ.

При учете дробовых шумов фототока, обусловленных как спонтанным излучением АКФ, так и входящим сигналом, а также при учете темнового тока фотоприёмника, тепловых шумов на резистивных элементах и шумов электронного усилителя формула для чувствительности (обозначим ее \tilde{S}), как следует из [17], будет иметь вид

$$\tilde{S} = \frac{\gamma S_{ql}}{2LK_s T_{op}} + \left\{ \bar{S}^2 \Theta^2 A + \frac{1}{L^2 K_s^2 T_{op}^2} \times \left[\left(\frac{\gamma S_{ql}}{2} \right)^2 + \gamma S_{ql} \frac{i_{der} \tau_e}{\eta e} \right] \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

где $\gamma = \tau P_e$; P_e – полоса пропускания (в герцах) электронного усилителя на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимума модуля его коэффициента усиления (обычно γ немного меньше 0.5); T_{op} – пропускание оптического тракта; $S_{ql} = 2m^2 F / \eta$ – квантовый предел чувствительности фотоприёмника прямого детектирования; η – его квантовая эффективность; F – его коэффициент шума;

$$A = A(o_r/o_d) = 1 + \frac{2\gamma F \langle K \rangle}{\eta T_{op} \langle K^2 \rangle} \Xi;$$

$$\langle K \rangle = \frac{1}{\Delta v_e} \int_0^\infty (K^{\varphi(v-v')} - 1) dv';$$

$\Xi = \Xi(o_r/o_d) = [(\pi/4)^2 (o_r/o_d) \Psi]^{-1}$; $i_{der} = i_{dc} + i_{va}$; i_{dc} – среднее значение темнового тока; i_{va} – среднее значение шумового тока видеоусилителя, которое можно вычислить по формуле (7) работы [17]. Формула (7) настоящей работы переходит в формулу (2), если выполняется условие

$$\frac{\gamma S_{ql}}{\bar{S}^2 K_s^2 \Theta^2 A L^2 T_{op}^2} \frac{i_{der} \tau_e}{\eta e} \left(1 + \frac{\gamma S_{ql} e P_e}{4 i_{der}} \right) < \delta, \quad (8)$$

где e – заряд электрона, а $\delta \ll 1$ – положительное число. Так как $\Theta \approx 1$, $\Psi \approx 1 - (\pi/4)^2 o_r/o_d$, а $L \approx (\pi/4)^2 o_r/o_d$ при $o_r/o_d \ll 1$, то из (8) получается квадратное уравнение относительно $X = (\pi/4)^2 \times o_r/o_d$

$$X^2 + 2 \frac{Q}{\eta T_{\text{оп}}} \frac{\langle K \rangle}{\sqrt{2} \langle K^2 \rangle} X - \frac{Q}{\delta \eta^2 T_{\text{оп}}^2 \langle K^2 \rangle} \times \frac{\sqrt{2} i_{\text{дер}}}{ec \Delta v_e} \left(1 + \frac{\gamma S_{\text{ql}} e \Pi_e}{4 i_{\text{дер}}} \right) > 0, \quad (9)$$

где

$$Q = \sqrt{2} \gamma F \left(1 + \frac{2 \gamma F \langle K \rangle}{\eta T_{\text{оп}} \langle K^2 \rangle} \right)^{-1}.$$

Можно показать, что если $K > 10^3$, то $\langle K \rangle \approx K / \sqrt{\ln K}$, $\langle K^2 \rangle \approx K^2 / \sqrt{2 \ln K}$. Тогда, если $F \approx 10$, $\eta = 0.5$, $\gamma \approx 0.5$, то $Q \approx \sqrt{2} \gamma F$ и из уравнения (9) получается следующее условие на σ_r / σ_d :

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_d} > \frac{(4/\pi)^2}{\eta T_{\text{оп}} K} \left\{ \left[(\sqrt{2} \gamma F)^2 + \frac{\sqrt{2} \gamma F i_{\text{дер}}}{\delta ec \Delta v_e} \times \left(1 + \frac{\gamma S_{\text{ql}} e \Pi_e}{4 i_{\text{дер}}} \right) 2 \sqrt{\ln K} \right]^{1/2} - \sqrt{2} \gamma F \right\}.$$

Пренебрежём шумами электронного усилителя, которые меньше шумов, обусловленных темновым током (например, для фотодиода ЛФД-2 $i_{\text{dc}} \approx 2 \times 10^{-7}$ А). Положив $T_{\text{оп}} \approx 1$, получим, что должно выполняться неравенство $\sigma_r / \sigma_d > 800 (\ln K)^{1/4} / \sqrt{\delta K}$. Задав $\delta = 0.1$, определим, что при коэффициенте усиления $K = 10^6$ отношение σ_r / σ_d можно без потери чувствительности ЛПУ снизить до 5×10^{-3} , т. е. плоский угол приема может быть в 14 раз меньше плоского дифракционного угла [18]. Отсюда следует важный практический вывод, заключающийся в том, что размеры одного элемента фотоприёмной матрицы могут быть существенно меньше размера дифракционного пятна принимаемого сигнала в фокальной плоскости оптической системы, с помощью которой сигнал фокусируется на фотоприёмную матрицу. При этом чувствительность ЛПУ должна остаться на том же уровне, что и при приеме в дифракционном угле. Этот вывод касается и чувствительности при усилении яркости предельно слабых изображений.

4. Усиление яркости изображений

Как уже говорилось выше, телесный угол, в пределах которого АКФ эффективно усиливает сигналы при практически постоянном коэффициенте усиления, может быть больше телесного дифракционного угла в десятки тысяч раз. В связи с этим целесообразно было убедиться в возможности применения АКФ для усиления яркости изображений [12].

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 4. Импульс излучения от задающего генератора 1 направлялся сферическим зеркалом 2 на маску-объект 3 и затем попадал на сферическое зеркало 4, расположенное на двойном фокусном расстоянии от маски. Зеркалом 4 изображение маски в масштабе 1:1 строилось в центре кюветы АКФ 7, а затем с увеличением в 5.8 раз переносилось зеркалом 8 на белый матовый экран 9 и регистрировалось ТВ-камерой 10, чувствительной к длине волны 1.315 мкм.

Регистрация излучения, рассеянного экраном 9, приводила к ослаблению сигнала более чем на четыре порядка. При этом шум излучения люминесценции не пре-

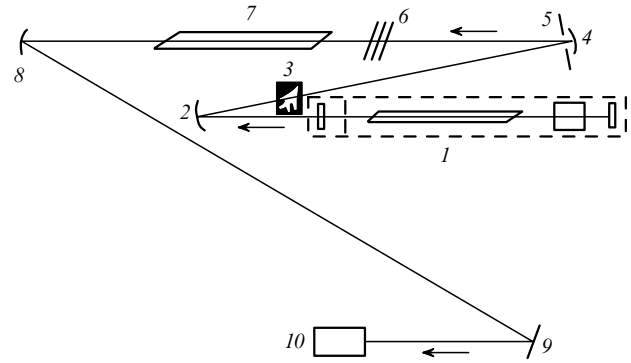


Рис. 4. Оптическая схема эксперимента по усилению яркости изображения:

1 – задающий генератор; 2, 4, 8 – сферические зеркала; 3 – маска-объект; 5 – диафрагма; 6 – калиброванные фильтры; 7 – кювета АКФ; 9 – белый матовый экран; 10 – ТВ-камера.

вышал шума самой телекамеры и не выводил камеру из динамического диапазона за время работы АКФ, составлявшее несколько миллисекунд. Хотя такая оптическая схема не позволяла работать с предельно малыми сигналами, но она дала возможность исследовать усиление яркости изображений при наличии оптических неоднородностей, возникающих в активной области АКФ при его работе. Вблизи зеркала 4 устанавливалась диафрагма 5 диаметром 1 см, дифракция на которой и определяла разрешение. Диаметры кюветы АКФ 7 и зеркала 8 были существенно больше диаметра диафрагмы 5.

Вначале было проверено качество оптического тракта. Маской-объектом 3 служила круглая диафрагма диаметром 0.2 мм, что соответствовало размеру дифракционной точки на расстоянии 150 см от сферического зеркала 4 при диаметре 1 см диафрагмы 5. Накачка АКФ не включалась, а сигнал задающего генератора ослаблялся калиброванными фильтрами 6 до нужного уровня. Зарегистрированное при этом изображение дифракционной точки см. на рис. 1, а. Затем сигнал был ослаблен дополнительными фильтрами в 5000 раз и усилен в АКФ в 3000 раз (см. рис. 1, б). Снимки в описываемых экспериментах специально были переэкспонированы, чтобы стало видно первое дифракционное кольцо картины Эйри. Сравнивая снимки на рис. 1, а и б видим, что в обоих случаях достигнуто разрешение, близкое к дифракционному. Диаметры центральных максимумов на снимках практически одинаковы. После усиления меняется лишь распределение интенсивности в первом дифракционном кольце.

На снимках двух дифракционных точек, полученных аналогичным образом, но уже с нормальной экспозицией, первое дифракционное кольцо картины Эйри не заметно (см. рис. 1, в и г).

После того как стало ясно, что усиление дифракционных точек происходит практически без искажений, было осуществлено усиление яркости изображения более сложного объекта. Маска-объект с круглым отверстием была заменена на маску с отверстием в виде силуэта самолёта. Длина объекта соответствовала семи дифракционным размерам, а размах крыльев – пяти. Как и в предыдущих сериях, были получены снимки без усиления и после ослабления и последующего усиления (рис. 5). Видно, что изображение довольно сложного объекта после 3000-кратного усиления яркости в иодном АКФ практически не претерпевает изменений и может быть легко идентифицировано.

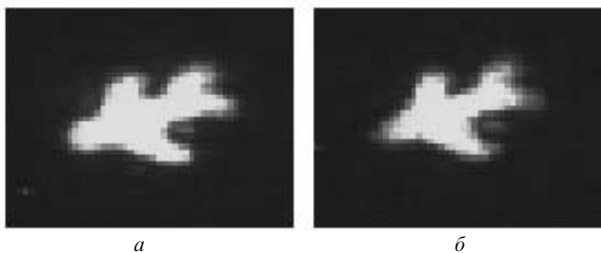


Рис.5. Силуэт самолета до усиления яркости (а) и после ослабления в 5000 раз и усиления в 3000 раз (б).

5. Выделение полезного сигнала на фоне мощного источника света

Высокий коэффициент усиления ($K > 10^3$) в сочетании с малой шириной линии усиления АКФ ($\Delta\nu_g < 0.01 \text{ см}^{-1}$) приводит к тому, что чувствительность приемного устройства с АКФ остается практически неизменной даже при наблюдении сигнала на фоне фактически любого мощного источника света естественного происхождения. Так, в [17] показано, что если прием сигнала вести на фо-не излучения мощного источника света, то формула для чувствительности будет иметь вид

$$\hat{S} = \frac{\gamma S_{ql}}{2LK_s T_{op}} + \left\{ \bar{S}^2 \Theta^2 A (1 + \mathcal{B})^2 + \frac{1}{L^2 K_s^2 T_{op}^2} \times \left[\left(\frac{\gamma S_{ql}}{2} \right)^2 + \gamma S_{ql} \frac{i_{der} \tau_e}{\eta e} \right] \right\}^{1/2}, \tag{10}$$

где

$$A = 1 + \frac{(2\gamma F / \eta T) \Xi + 2\mathcal{B} \langle K \rangle}{1 + \mathcal{B} \langle K^2 \rangle} + \frac{\mathcal{B} [(2\gamma F / \eta T) \Xi + \mathcal{B}] \frac{1}{\langle K^2 \rangle} \frac{\Delta\nu_{op}}{\Delta\nu_e}}{(1 + \mathcal{B})^2}; \tag{11}$$

$\langle K \rangle$ и $\langle K^2 \rangle$ вычисляются теперь с учетом добавления к квантовому шуму АКФ фонового излучения; $\Delta\nu_{op}$ – ширина полосы пропускания оптического тракта; $\mathcal{B} = \mathcal{B}_{bgr} / \mathcal{B}_{vac}$ – отношение спектральной плотности яркости источника фонового излучения к спектральной плотности яркости вакуума на длине волны лазерного перехода атомарного иода. С увеличением K значение $\langle K^2 \rangle^{1/2} / K_s$ асимптотически приближается к вычисляемому в отсутствие фонового излучения. При достаточно больших коэффициентах усиления второе и третье слагаемые в (11) становятся много меньше единицы и формула (10) при $\sigma_r / \sigma_d \leq 1$ переходит в формулу $\hat{S} \approx \bar{S}(1 + \mathcal{B})$, из которой видно, что уменьшение чувствительности при приёме сигнала на фоне источника света со спектральной плотностью яркости, в \mathcal{B} раз превышающей спектральную плотность яркости вакуума на длине волны приёма, составит $\delta S = \mathcal{B} \bar{S}$.

Если фоновый источник рассматривать как абсолютно чёрное тело, то относительное уменьшение чувствительности равно отношению спектральных плотностей яркости абсолютно черного тела и вакуума на длине волны 1.315 мкм:

$$\delta S / \bar{S} = \mathcal{B}_{bib} / \mathcal{B}_{vac} = [\exp(\hbar\omega / kT) - 1]^{-1}, \tag{12}$$

где \mathcal{B}_{bib} – спектральная плотность яркости абсолютно

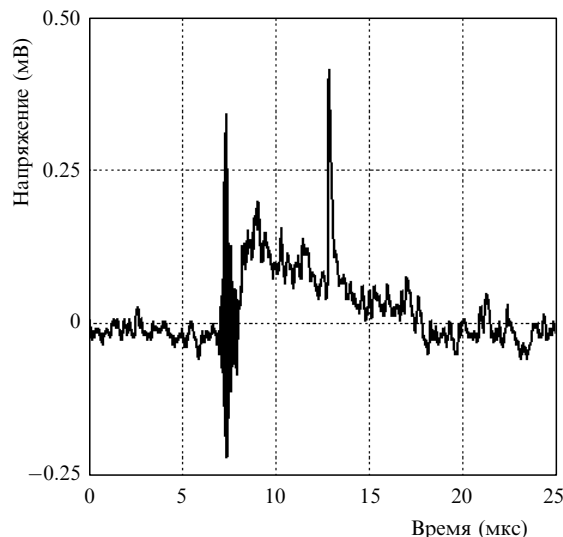


Рис.6. Осциллограмма напряжения на выходе электронного видеоусилителя с временем усреднения 90 нс при подаче на фотодиод импульсного оптического сигнала и излучения ИСИ-1 с выхода АКФ (импульс излучения ИСИ-1 начинается через 8 мкс от начала отсчета времени сразу после высокочастотной электрической наводки от импульса поджига; импульс полезного сигнала приходит через 13 мкс).

чёрного тела с температурой T на $\lambda = 1.315 \text{ мкм}$. Согласно (12), на фоне диска Солнца, если его рассматривать как абсолютно чёрное тело с $T = 6000 \text{ К}$, ухудшение чувствительности приемного устройства с АКФ (в отсутствие потерь солнечного излучения на его пути к АКФ) около 18 %. На поверхности Земли, где излучение Солнца ослаблено земной атмосферой, ухудшение чувствительности ещё меньше и составит примерно 12 % [17, 19, 20]. Этот вывод был проверен в модельных экспериментах по приему сигнала на фоне плазменного источника излучения (источник Подмошенского ИСИ-1) с яркостной температурой 40000 К [17]. Из-за потерь излучения на элементах оптического тракта эффективная яркостная температура ИСИ-1 составляла 16000 К, что по спектральной плотности излучения на $\lambda = 1.315 \text{ мкм}$ соответствует \mathcal{B}_{vac} . Осциллограмма напряжения на выходе видеоусилителя при одновременной подаче на фотодиод сигнала и излучения ИСИ-1, усиленных в АКФ, представлена на рис.6. Длительность импульса оптического сигнала была такая же, как и раньше, а отношение углов $\sigma_r / \sigma_d \approx 1$.

При отношении $s/n = 1$ чувствительность приема составила примерно три фотона вне импульса ИСИ-1 и шесть фотонов в пределах импульса ИСИ-1, т. е. на фоне излучения такого яркого источника, как ИСИ-1, чувствительность ухудшилась в два раза. Таким образом, если длительность импульса уменьшить с 40 до 10 нс, и использовать видеоусилитель с эффективным временем усреднения до 10 нс, то вероятность обнаружения сигнала с $\lambda = 1.315 \text{ мкм}$, состоящего примерно из трех фотонов, на фоне излучения Солнца превысит 0.9. Этот вывод справедлив также и для звезд спектральных классов, заключенных между классами М и F, температура поверхности которых меньше или близка солнечной [21].

6. Иодные оптические генераторы

В описанном выше ЛПУ основным элементом является иодный АКФ. Для формирования оптических сигнала

Табл. 1.

Лазерная установка	Диаметр пучка (см)	Энергия в одном пучке (кДж)	Длительность импульса (нс)	Расходимость излучения (рад)
«Искра»* (ВНИИЭФ, Саров, Россия)	50	2.0–2.5	0.25–1.0	10^{-5}
«Asterix IV»** (Max-Planck- Institut für Quan- tenoptik, Gar- ching, Germany)	29	2.1	5.0	2×10^{-5}

*Источник накачки – сильноточный электрический разряд;
**источник накачки – импульсные ксеноновые лампы.

лов, которые должны приниматься этим ЛПУ, используются иодные лазеры. В настоящее время созданы высокоэнергетические иодные фотодиссоционные лазеры, излучающие в пучке дифракционного качества импульсы наносекундной длительности с энергией в несколько килоджоулей. Созданы также мощные импульсно-периодические непрерывные кислородно-иодные лазеры с мощностью излучения, близкой к мегаваттному уровню.

Появлению таких лазеров способствовала разработка ряда источников накачки: мощных импульсных ксеноновых ламп [5], сильноточных открытых электрических разрядов [4], сильных ударных волн, инициированных взрывом взрывчатых веществ [22–24], мощных генераторов синглетного кислорода [25]. Решающее значение имели характерные особенности активной среды иодных лазеров: большое время жизни возбужденных атомов иода, достигающее сотен микросекунд и обеспечивающее накопление в активной среде лазера энергии для последующего ее излучения в виде гигантского импульса; малый показатель поглощения ($\beta < 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) генерируемого излучения в активной среде, позволяющий в широких пределах масштабировать длину лазеров и наращивать излучаемую энергию; высокая оптическая однородность активной среды, позволяющая в совокупности с методами обращения волнового фронта света [26, 27] получать излучение дифракционного качества. В качестве примеров в табл. 1 приведены характеристики иодных лазеров, разработанных для широко известных лазерных установок «Искра» [28, 29] и «Asterix IV» [30–32].

7. Компенсация доплеровского сдвига с помощью магнитного поля и прохождения излучения с $\lambda = 1.315$ мкм сквозь атмосферу

Чтобы согласовать с линией усиления АКФ спектр сигнала, пришедшего от движущегося источника, необходимо либо сдвинуть линию усиления АКФ, либо упреждающим образом сдвинуть спектр сигнала. Известно [33–36], что сдвиг линии усиления можно осуществить с помощью магнитного поля, однако при этом линия усиления расщепляется на множество компонент, а коэффициент усиления и избирательность АКФ резко уменьшаются. Для согласования спектров целесообразно осуществлять упреждающий сдвиг магнитным полем спектра излучения лазера – источника сигнала. При напряженности продольного магнитного поля около 400 Э генерация переходит с линии 3–4 на линию 2–2, а затем при увеличении напряженности поля до 75 кЭ плавно перестраивается по спектру на нескольких обратных сантиметрах.

Важно отметить, что излучение с $\lambda = 1.315$ мкм попадает в окно прозрачности земной атмосферы. Измерения [36] установили, что показатель поглощения в приземном слое атмосферы равен $2 \times 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ и обусловлен главным образом парами воды, концентрация которых уменьшается с высотой. При прохождении всей толщи земной атмосферы потери энергии сигнала будут менее 20 % (пропускание атмосферы $T_a > 0.8$). При этом дисперсия показателя преломления воздуха [21] не приведет к искажению формы импульса, поскольку при $\Delta v/v \approx 10^{-6}$ величина группового запаздывания составляет менее 2×10^{-16} с.

На основании проведенных экспериментальных и теоретических исследований можно сделать вывод, что иодный АКФ и иодные лазеры целесообразно применять в лазерной локации и лазерном зондировании, особенно при наличии мощных фоновых засветок. Кроме того, их можно использовать для космической лазерной связи, а также для поиска сигналов внеземных цивилизаций и для посылки сигналов этим цивилизациям. Способы приема и обработки слабых импульсных лазерных сигналов в системах, использующих иодный АКФ, защищены патентами РФ [9, 18, 37–40].

8. Возможности лазерной локации удаленных объектов при использовании иодного АКФ

На рис. 7 представлена схема лазерного локационного устройства, использующего в ЛПУ иодный АКФ. Для оценки расстояния R , на котором с помощью такого ЛПУ можно осуществлять локацию диффузно отражающих объектов площадью A_o при угловом диаметре поля зрения локатора $\Theta_v = 100'$, воспользуемся формулой

$$R \approx \sqrt{T_a}[(\alpha'/2\pi)(A_a A_o E_t / \Omega_v E_r)]^{1/4}. \quad (13)$$

Здесь α' – альбеда лоцируемого объекта; E_t – энергия импульса подсветки; $E_r = m\hbar\omega$ – энергия на входе ЛПУ, определяемая его чувствительностью и заданным отношением сигнал/шум; A_a – площадь приёмопередающей оптической антенны; $\Omega_v = \pi\Theta_v^2/4$ – телесный угол поля зрения локатора. Положим $T_a \approx 0.8$ и $0.1 \leq \alpha' \leq 0.5$. Зависимости R от произведения $A_a A_o E_t$ при $m = 10$ и $\alpha' = 0.1$ и 0.5 показаны на рис. 8. В настоящее время вполне реально создать иодный фотодиссоционный лазер с импульсной энергией 10 Дж, частотой повторения 25 Гц и расходимостью излучения $\vartheta = \Theta_v = 100' = 0.5$ мрад.

Таким образом, как видно из рис. 8, при использовании для передачи и приёма сигналов телескопа с диаметром главного зеркала ~ 1 м можно осуществить лазерную локацию диффузно отражающих объектов площадью $\sim 1 \text{ м}^2$ на расстоянии до объекта ~ 1000 км.

9. Возможности лазерной космической связи при использовании иодного АКФ

Организация помехоустойчивых линий космической связи большой протяженности между космическим аппаратом в дальнем космосе и базовой станцией космической связи на поверхности Земли или на космическом аппарате на околоземной орбите является насущной задачей сегодняшнего дня. Посмотрим, какие возможности здесь у ЛПУ с иодным АКФ.

Пусть площадь апертур расположенных в космосе передающей и приёмной оптических антенн комплекса ла-

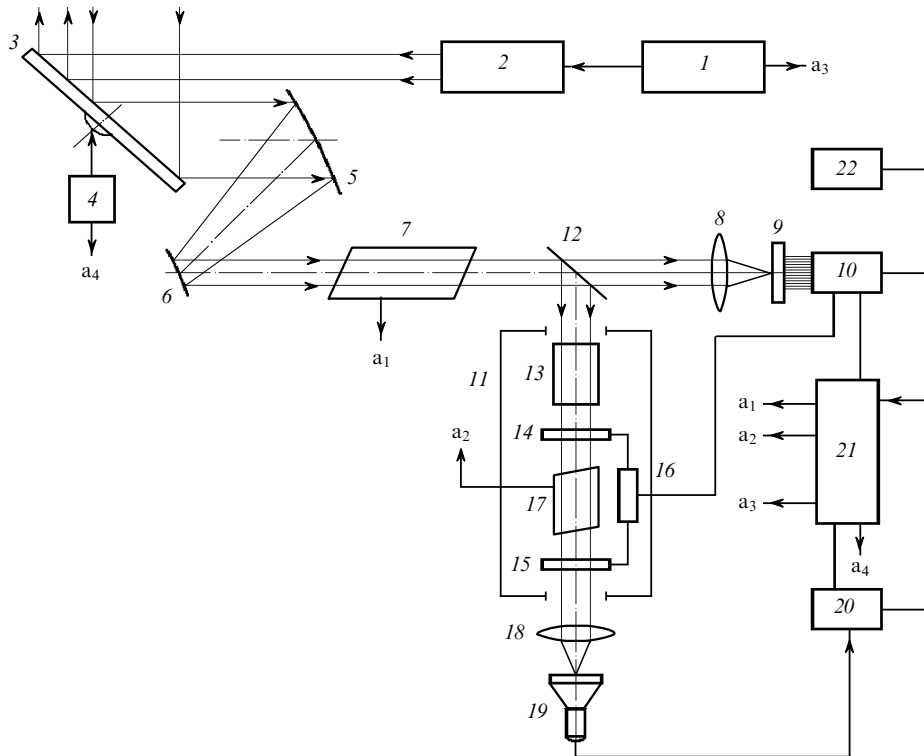


Рис.7. Схема локационного устройства:

1 – источник лазерного излучения на $\lambda = 1.315 \text{ мкм}$; 2 – блок накачки; 3 – поворотное зеркало; 4 – привод и блок управления зеркалом 3; 5, 6 – вогнутое и выпуклое зеркала приёмного телескопа; 7 – первый АКФ; 8 – первая фокусирующая линза; 9 – многоэлементный фотоприёмник; 10 – блок формирования стробов; 11 – блок динамической фильтрации; 12 – светоделитель; 13 – оптическая линия задержки; 14, 15 – первый и второй оптические затворы; 16 – блок управления оптическими затворами; 17 – второй АКФ; 18 – вторая фокусирующая линза; 19 – телевизионный фотоприёмник; 20 – блок функциональной обработки; 21 – блок обработки информации; 22 – блок-распределитель сигналов внешнего целеуказания; $a_1 - a_4$ указывают электрические соединения элементов.

зерной космической связи (ЛКС) есть A_t и A_r , расстояние между ними R , спектральная плотность мощности шума канала связи ρ_n , его полоса пропускания Δf , квантовый выход приемного устройства γ_q , длина волны излучения λ . Используя формулу Шеннона [41] для скорости передачи информации, получаем, что в случае, когда генерируется импульс излучения дифракционного качества,

количество информации, переданное за время длительности импульса τ_p , есть

$$B = \Delta f \tau_p \log_2 [1 + (\gamma_q E_t / \rho_n \Delta f \tau_p (A_t A_r / \lambda^2 R^2))]. \quad (14)$$

Если $\Delta f \tau_p \approx 1$, то при использовании в ЛПУ иодного АКФ, у которого $\rho_n = \hbar \omega$, $\gamma_q = 1$, при условии регистрации сигнала с вероятностью, большей $1 - m^2$, и при энергии импульса

$$E_t > m \hbar \omega \lambda^2 R^2 / A_t A_r \quad (15)$$

можно передать не менее одного бита информации. При этом предполагается, что доплеровский сдвиг частоты компенсирован. Если передающая и принимающая антенны комплекса имеют форму круга с диаметрами D_t и D_r соответственно, то $A_t = \pi D_t^2 / 4$ и $A_r = \pi D_r^2 / 4$. Для достоверного приема сигнала необходимо обеспечить отношение сигнал/шум $m \geq 3$. Мощность ЛПРУ в непрерывном режиме работы составит $P_t = c \Delta \nu_g E_t$, где $c \Delta \nu_g \approx c \Delta \nu / \sqrt{\ln K} \approx 300 \text{ МГц}$, что соответствует скорости передачи информации 300 Мб/с.

В табл.2 приведены значения D_t , D_r , E_t и P_t при использовании комплекса ЛКС с иодным АКФ [42] на различных космических трассах, начиная от ближнего космоса (в пределах до орбиты Луны) и до дальних границ Солнечной системы (до орбиты Плутона). Представленные значения свидетельствуют о высокой эффективности комплекса. В пределах ближнего космоса требуемая мощ-

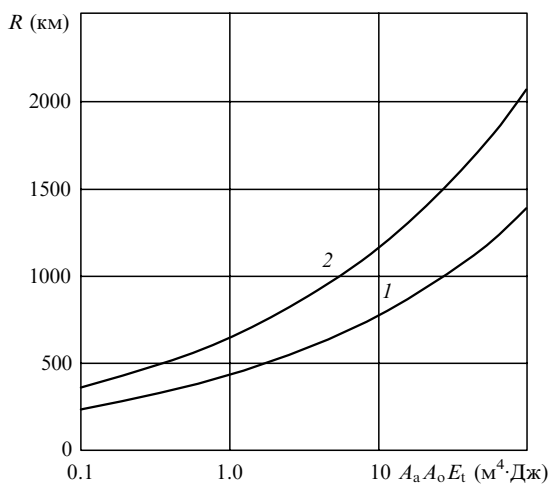


Рис.8. Зависимости расстояния до объекта, лоцируемого с помощью ЛПУ с иодным АКФ, от произведения площади приёмопередающей оптической антенны, площади объекта и энергии лазера подсветки при $m = 10$ и $\alpha' = 0.1$ (1) и 0.5 (2).

Табл.2.

Космическая трасса	R (м)	D_r (м)	D_t (м)	E_t (Дж)	P_t (Вт)
Земля – спутник					
Земли на стационарной орбите	4×10^7	0.5	0.5	1.1×10^{-15}	0.2×10^{-6}
Земля – Луна	4×10^8	0.5	0.5	3.2×10^{-12}	0.6×10^{-3}
Земля – Марс	3.75×10^{11}	0.5	8	1.1×10^{-8}	2
Земля – Плутон	6×10^{12}	0.5	8	2.8×10^{-6}	560

ность ЛПРУ является весьма умеренной ($P_t = 0.6$ мВт). Это позволяет использовать в ЛПРУ полупроводниковые лазерные диоды с перестройкой частоты [40], аналогичные тем, которые применяются в современных волоконно-оптических системах связи. Весьма перспективно также использование рассматриваемого комплекса для ЛКС с планетой Марс, для которой потребуется лазерный передатчик мощностью $P_t = 2$ Вт, а также для ЛКС в пределах Солнечной системы.

Таким образом, комплекс ЛКС, в котором используется ЛПУ с иодным АКФ, позволит обеспечить эффективную широкополосную связь с космическими аппаратами и станциями в пределах Солнечной системы. Такой комплекс может успешно конкурировать с современными системами космической связи радиодиапазона, которые уступают системам ЛКС по ряду параметров, например по скорости и объёму передаваемой информации. Его использование в ближнем космосе до орбиты Луны позволит повысить скорость и объём передаваемой информации по сравнению с СВЧ диапазоном примерно в 10 раз.

10. Возможности поиска сигналов внеземных цивилизаций и посылы позывных сигналов

Проблема поиска сигналов от внеземных цивилизаций (ВЦ) и возможного установления связи с ними сопряжена с решением таких основных задач, как выбор длины волны для поиска сигналов, выделение сигнала на галактическом фоне и фоне излучения исследуемой звезды, обеспечение приема и регистрации предельно слабых сигналов с вероятностью, близкой к единице, обеспечение необходимого уровня энергии передаваемого сигнала [43–45].

Поскольку ВЦ, сигналы которой мы хотим обнаружить, должна обладать техническими устройствами, аналогичными созданным на Земле, то выбор частоты в оптическом диапазоне зависит от того, созданы ли на Земле лазеры, генерирующие на данной частоте излучение с расходимостью и импульсной энергией, достаточными для его обнаружения на расстояниях по крайней мере в несколько десятков парсек ($1 \text{ пк} = 3.08 \times 10^{16}$ м). Выбор зависит также от того, создано ли на этой длине волны приемное устройство с уровнем шумов, близким к квантовому пределу, и практически 100 %-ным квантовым выходом, т.е. приемное устройство с квантовым пределом чувствительности.

Оценки по формуле (15) показывают, что в оптическом и ближнем ИК диапазонах при диаметрах главных зеркал передающего и приемного телескопов, как у космического телескопа «Хаббл» (2.4 м [46]), и расстоянии между ними, например, 25 пк, потребуются импульсы лазерного излучения с энергией $E_t = 7 - 25$ кДж, даже если

квантовый предел спектральной плотности мощности шума в канале связи $\rho_n = \hbar\omega$ и $\gamma_q = 1$. Это весьма жесткое требование для лазеров, энергия которых в режиме модуляции добротности в одном пучке не превышает пока 10 кДж [47, 48]. Реализация проекта следующего большого космического телескопа [49] с диаметром апертуры 6.5 м позволила бы снизить E_t примерно в 50 раз. Однако при расстоянии до ВЦ 100 пк требования к энергии импульсов опять становятся жесткими. Поэтому при выборе длины волны желательно остановиться на той, которая попадает в окно прозрачности атмосферы, и использовать для поиска сигналов ВЦ наземные оптические телескопы с адаптивными оптическими системами, диаметры главных зеркал которых уже достигли 10 м.

Однако на расстоянии более 25 пк даже такие телескопы не способны оптически разрешить звезду и планету с предполагаемой ВЦ при расстоянии между ними ~ 1 а.е. При наведении же телескопа на звезду шум в канале связи возрастет. Поэтому проблема выбора длины волны для поиска сигналов ВЦ в оптическом диапазоне сопряжена также с созданием на этой длине волны узкополосного фильтра, который не ослаблял бы излучение сигнала и позволял выделить его на фоне излучения наблюдаемой звезды без заметного снижения чувствительности приема. Отсюда следует, что в настоящий момент наиболее подходящей приёмопередающей парой для решения проблемы поиска сигналов ВЦ и посылы сигналов к ВЦ в оптическом диапазоне является пара, использующая иодный АКФ и иодные лазеры [50–55].

Пусть ВЦ излучает в направлении Солнца лазерный пучок с дифракционной расходимостью. Чтобы на расстоянии R он перекрывал орбиту Земли, необходимо выполнение условия $R\lambda/D_t > 2a$, где $a = 1$ а.е. – расстояние от Земли до Солнца. Если учесть поглощение в земной атмосфере и предположить, что поглощение в атмосфере планеты, где обитает предполагаемая ВЦ, такое же, то с помощью формулы (15) получаем следующее неравенство для обеспечения $m \geq 3$ [50, 55]:

$$D_r > (8\sqrt{3}a/\pi T_a)(\hbar\omega/E_t)^{1/2}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что если используется приемное устройство, чувствительность которого даже на фоне излучения наблюдаемой звезды близка к квантовому пределу, то при энергии излучаемых лазерных импульсов 2 кДж диаметр зеркала приемного телескопа должен превышать 7 м [55]. В табл.3 перечислены некоторые из современных больших оптических телескопов [56–58], которые могли бы быть использованы для поиска сигналов ВЦ на длине волны 1.315 мкм. Важно то, что в этих телескопах преодолен атмосферный барьер разрешения благодаря применению адаптивных оптических систем, спо-

Табл.3.

Телескоп	Диаметр зеркала (м)	Место установки телескопа
KECK I	10	Mauna Kea, Гавайи, США
KECK II	10	Mauna Kea, Гавайи, США
VLT	4×8.2	Paranal, Чили
GEMINI North	8	Mauna Kea, Гавайи, США
GEMINI South	8	Cerro Pachon, Чили
SUBARU	8.2	Mauna Kea, Гавайи, США
GTC	10	La Palma, Канарские острова, Испания

собных в реальном времени компенсировать атмосферное размывание изображений [59].

Из формулы (15) с учетом поглощения излучения в атмосфере Земли и в предположении, что в атмосфере планеты предполагаемой ВЦ поглощение такое же, получаем формулу для дальности обнаружения сигнала ВЦ с вероятностью, превышающей 0.9 ($m \geq 3$),

$$R = (\pi/4\sqrt{3})T_a(E_t/\hbar\omega)^{1/2}D_t D_r/\lambda. \quad (17)$$

Подставляя в (17) $T_a = 0.8$, $D_t = D_r = 10$ м, $E_t = 2$ кДж, $\rho_n = \hbar\omega = 1.5 \times 10^{-19}$ Дж, получаем, что $R \approx 103$ пк [51, 55]. Это всего на 20% меньше расстояния, которое получается при расположении в космосе телескопов с диаметром главного зеркала 10 м. Обратим внимание на то, что для сигнала с частотой 228.1 ТГц и $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$ предельное групповое запаздывание [60] даже на межгалактических расстояниях не превышает 5×10^{-13} с. Это много меньше оптимальной длительности импульсов сигнала $\tau_o \sim 10$ нс при использовании для приема иодного АКФ.

В настоящее время имеются проекты 30-метрового [61], 42-метрового [58] и даже 100-метрового [62] оптических телескопов. Если передающий и приемный телескопы имеют диаметр главного зеркала 30 м, то из формулы (17) следует, что $R \approx 930$ пк. В сфере с таким радиусом содержится около 10^8 звезд [45] и более 300 обнаруженных к настоящему времени планет [63].

Отметим также, что требуемая энергия для передачи одного бита информации на длине волны $\lambda_1 = 1.315$ мкм на заданное расстояние при использовании наземных оптических телескопов с $D_E = 10$ м существенно меньше, чем таковая на длине волны $\lambda_H = 21$ см при использовании самого крупного в мире радиотелескопа Аресибо [45] с диаметром антенны $D_A = 305$ м. Отношение этих энергий, E_1 и E_H , с учетом того, что ρ_n на λ_H определяется галактическим фоном с эквивалентной шумовой температурой $T_H = 10$ К [52], выражается формулой [50, 51, 55]

$$E_1/E_H = (T_a)^{-1}(\hbar\omega/kT_H)(\lambda_1/\lambda_H)^2(D_A/D_E)^4. \quad (18)$$

Подставив в (18) приведённые выше значения, получим $E_1/E_H \approx 1/22$. Требуемая энергия для посылки одного бита информации в сторону ВЦ, удаленной от нас на 25 пк, при использовании наземных 10-метровых оптических телескопов в соответствии с формулой (15) составляет около 90 Дж. Если же $D_E = 30$ м, то $E_1/E_H \approx 1/900$. Требуемая энергия на 1 бит информации при расстоянии до ВЦ 100 пк будет составлять ~ 20 Дж [54, 56]. Таким образом, для связи на $\lambda_1 = 1.315$ мкм требуются импульсы излучения существенно меньшей энергии, чем для связи на $\lambda_H = 21$ см. Этот результат согласуется с выводами работ [64, 65]. Отметим также, что уровень шума на длине волны 1.315 мкм не зависит от ориентации оси приемного телескопа относительно направления на центр Галактики.

Таким образом, уже в настоящее время имеются все условия как для осуществления поиска сигналов ВЦ, так, при необходимости, и для посылки сигналов к ВЦ с помощью наземных оптических телескопов, оснащенных адаптивными оптическими системами на длине волны 1.315 мкм лазерного перехода ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атомарного иода, которая может служить для этой цели естественным частотным репером.

11. Заключение

Рассмотрены принципы действия помехоустойчивых приёмопередающих устройств ближнего ИК диапазона длин волн с квантовым пределом чувствительности, использующих иодные лазеры и активные квантовые фильтры на основе иодных фотодиссоционных квантовых усилителей. Эти устройства способны принимать сигналы, состоящие всего из нескольких фотонов, на фоне таких мощных источников света, как Солнце и звёзды спектральных классов, заключённых между классами М и F.

Показано, что чувствительность приёма оптического сигнала от точечного источника при использовании фотоприёмной матрицы или ТВ-камеры остаётся на уровне квантового предела, даже если размеры одного элемента фотоприёмной матрицы существенно меньше размера дифракционного пятна фокусировки оптического сигнала на фотоприёмную матрицу. Это открывает возможности усиления предельно слабых по яркости изображений и создания всесуточных оптических локаторов, способных распознавать на фоне диска Солнца изображения объектов размером в несколько метров, удалённых на тысячи километров.

Обсуждается комплекс лазерной космической связи с иодным АКФ, позволяющий уже в настоящее время обеспечить эффективную широкополосную связь с космическими аппаратами и станциями в пределах Солнечной системы и обладающий характеристиками, которые близки к прогнозируемым на 2020 г. [66] в системах с прямым фотодетектированием при условии, что будет достигнут заметный прогресс в оптических технологиях, в частности в изготовлении фотоприёмников прямого детектирования и пассивных оптических фильтров.

Рассмотрена возможность использования лазерного приёмного устройства с иодным АКФ для поиска сигналов внеземных цивилизаций и лазерного передающего устройства на основе высокоэнергетических иодных лазеров для посылки сигналов этим цивилизациям в оптическом диапазоне длин волн.

1. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. *ЖПС*, 3, 26 (1965).
2. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Жевелев Л.В. *Труды ФИАН*, 3, 74 (1965).
3. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А. и др. *Квантовая электроника*, 2, 1282 (1975).
4. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А. и др. *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой* (Итоги науки и техники. Сер. «Радиотехника», М.: ВИНТИ, 1978, т. 15).
5. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. *Мощный иодный лазер* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
6. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. *ЖЭТФ*, 62, 1673 (1972).
7. Нартов С.С., Носач О.Ю. *Препринт ФИАН* (М., 1994, № 21).
8. Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН* (М., 1994, № 20).
9. Земсков Е.М., Казанский В.М., Кутаев Ю.Ф. и др. Патент РФ № 2133533, приоритет от 30.09.1997; *Изобретения*, № 20, 480 (1999).
10. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, 30, 833 (2000).
11. Зуев В.С., Корольков К.С., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, 7, 2604 (1980).
12. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, 31, 419 (2001).
13. Клышко Д.Н. *Физические основы квантовой электроники* (М.: Наука, 1986).
14. Орлов Е.П., Сизова И.М. *Препринт ФИАН* (М., 2001, № 28).
15. Orlov E.P., Sizova I.M. *J. Rus. Laser Research*, 23, 299 (2002).

16. Орлов Е.П., Сизова И.М. *Препринт ФИАН* (М., 2002, № 29).
17. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, **32**, 349 (2002).
18. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент РФ № 2249234, приоритет от 08.08.2003; *Изобретения*, № 9, 1106 (2005).
19. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН* (М., 2001, № 27).
20. Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P. *J. Rus. Laser Research*, **23**, 235 (2002).
21. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (Ред.) *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 767, 791).
22. Зуев В.С. *Препринт ФИАН* (М., 1990, № 161).
23. Аржанов В.П., Борович Б.Л., Зуев В.С. и др. *Квантовая электроника*, **2**, 135 (1992).
24. Зарубин П.В. *Квантовая электроника*, **32**, 1048 (2002).
25. Юрьшев Н.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 583 (1996).
26. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
27. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990).
28. <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/5zst/sectsiya4/4-01.pdf>.
29. <http://nauka.relis.ru/05/0302/05302002.html>.
30. Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J. *Czechoslovak J. Phys.*, **41**, 272 (1991).
31. Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J. *Appl. Phys. B*, **61**, 325 (1995).
32. [www.pals.cas.cz/pals/doc/pb077\[3\].doc](http://www.pals.cas.cz/pals/doc/pb077[3].doc).
33. Белоусова И.М., Бобров Б.Д., Киселев В.М. и др. *ЖЭТФ*, **65**, 524 (1973).
34. Бобров Б.Д., Киселев В.М., Гренишин А.С. *Квантовая электроника*, **4**, 619 (1977).
35. Fill E.E., Thieme W.H., Volk R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **12**, 41 (1979).
36. Зуев В.С., Корольков К.С., Крылов А.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 1959 (1988).
37. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент РФ № 2152056, приоритет от 23.06.1999; *Изобретения*, № 18, 434 (2000).
38. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент РФ № 2183841 от 24.01.2001; *Изобретения*, № 17, 327 (2002).
39. Ахменеев А.Д., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К. и др. Патент РФ № 2191406, приоритет от 19.06.2001; *Изобретения*, № 29, 400 (2002).
40. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент РФ № 2248555, приоритет от 20.10.2003; *Изобретения*, № 8, 490 (2005).
41. Шеннон К.Р. *Работы по теории информации и кибернетике* (М.: ИЛ, 1963).
42. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Заявка на изобретение № 2008125173/09(030491) от 23.06.2008 (принято решение о выдаче патента).
43. Коккони Дж., Моррисон Ф. В сб. *Межзвездная связь*. Под ред. А.Камерона (М.: Мир, 1965, с. 177–182); Cossioni G., Morrison P. *Nature*, **184**, 844 (1959).
44. Шварц Р., Таунс К. В сб. *Межзвездная связь*. Под ред. А.Камерона (М.: Мир, 1965, с. 247–256); Schwartz R.N., Townes C.H. *Nature*, **190**, 205 (1961).
45. Гиндилис Л.М. *Поиск Внеземного Разума* (М.: Физматлит, 2004).
46. <http://www.scientific.ru/hubble/st.html>.
47. <http://www.llnl.gov/str/Remington.html>.
48. <http://www.istc.ru/istc/sc.nsf/html/projects.htm?open&lang=ru&id=0105>.
49. <http://www.jwst.nasa.gov/about.html>.
50. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН* (М., 2006, № 34).
51. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, **37**, 685 (2007).
52. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Труды Всерос. астрономич. конф. ВАК-2007* (Казань, 2007, с. 341–343).
53. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент РФ № 2337379, приоритет от 27.10.2008; *Изобретения*, № 30 (2008).
54. Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P. *Book of abstracts of First IAA Symp. Searching for life signatures* (Paris: UNESCO, 2008, p. 24).
55. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Орлов Е.П. *Вестник SETI*, № 13/30, 12 (2008).
56. <http://astrotelescope.narod.ru/tele3links.html>.
57. <http://galspace.spb.ru/index62-2.html>.
58. <http://www.membrana.ru/lenta/?6779>.
59. Теребиж В.Ю. *Современные оптические телескопы* (М.: Физматлит, 2005).
60. Каплан С.А. (Ред.) *Внеземные цивилизации* (М.: Наука, 1969, с. 142).
61. <http://tmt.ucolic.org>.
62. <http://www.aura-nio.noao.edu/book/index.html>.
63. <http://www.allplanets.ru>.
64. Rose Ch., Wright G. *Nature*, **431**, 47 (2004).
65. <http://www.nature.com/nature/journal/v431/n7004/extref/nature02884-s1.pdf>.
66. Hemmati H., Biswas A., Boroson D.M. *Proc. IEEE*, **95**, 2082 (2007).