

Длина волны лазерного перехода ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атома йода как репер для поиска сигналов внеземных цивилизаций

*Ю.Ф.Кутаев, С.К.Манкевич, НПО «Астрофизика», Москва,
Е.П.Орлов, ФИАН, Москва*

1. Введение

Проблема поиска сигналов и установления связи с внеземными цивилизациями (ВЦ) сопряжена с такими задачами, как выбор длины волны для поиска сигналов; выделение сигнала на галактическом фоне, а в оптическом диапазоне – на фоне излучения исследуемой звезды; обеспечение приема и регистрации предельно слабых сигналов с вероятностью близкой к единице; обеспечение необходимого уровня энергии передаваемого сигнала.

В 1959 г. Коккони и Моррисон обосновали целесообразность поиска сигналов ВЦ на $\lambda = 21,1$ см (1420,4 МГц) [1]. В 1961 г. Шварц и Таунс отметили, что в оптическом диапазоне «вероятно, будет правильно изучить спектры звезд с высоким разрешением с целью поиска необычных узких линий, расположенных на необычных частотах или с переменной интенсивностью», и, что «выбор частоты, вероятно, будет диктоваться наличием подходящего вещества для лазера, обеспечивающего желаемую частоту» [2].

Так как ВЦ, сигналы которой мы хотим обнаружить, должна обладать техническими устройствами, аналогичными созданным на Земле, то выбор частоты зависит от того, созданы ли на Земле лазеры, генерирующие на данной частоте излучение с расходимостью и энергией излучаемых импульсов достаточной для их обнаружения на расстоянии, по крайней мере, несколько десятков парсек. Он зависит также от того, создано ли на этой длине волны приемное устройство с уровнем шумов, близким к квантовому пределу и практически 100% квантовым выходом, то есть приемное устройство с квантовым пределом чувствительности.

В самом деле, пусть площади апертуры передающего и приемного телескопов, расположенных в космосе, соответственно A_t и A_r , расстояние между ними R , спектральная плотности мощности шума канала связи ρ_n , его полоса пропускания Δf , квантовый выход приемного устройства γ , длина волны излучения лазера λ . Используя формулу Шеннона [3, 4] для скорости передачи информации, в случае, когда генерируется пучок дифракционного качества, получаем, что количество информации, переданное за время длительности τ_p прямоугольного импульса,

$$B = \Delta f t_p \log_2 \left(1 + \frac{\gamma E_t}{\rho_n \Delta f t_p} \frac{A_t A_r}{\lambda^2 R^2} \right), \quad (1)$$

где E_t - энергия импульса излучения. Если $\Delta f t_p \cong 1$, то на передачу одного бита информации при условии регистрации сигнала с вероятностью большей 0,9 потребуется импульс с энергией

$$E_t > 3 \frac{\rho_n}{\gamma} \frac{\lambda^2 R^2}{A_t A_r}, \quad (2)$$

где $\rho_n = \hbar \omega N_n$, $\hbar \omega = hc/\lambda$ - энергия кванта излучения, N_n - число шумовых фотонов.

Оценки по этой формуле показывают, что в оптическом, и ближнем инфракрасном диапазоне при диаметрах главных зеркал передающего и приемного телескопов как у космического телескопа «Хаббл» 2,4 м [5] и расстоянии между ними, например, 25 пк для лазерного излучения с λ от 0,4 до 1,5 мкм $E_t = 7 \div 25$ кДж даже если $N_n = 1$ (квантовый предел спектральной плотности мощности шума) и $\gamma = 1$. Это весьма жесткое требование для лазеров, энергия которых в режиме модуляции добротности резонатора не превышает в одном пучке 10 кДж [6, 7].

Реализация проекта следующего большого космического телескопа [8] с диаметром апертуры 6,5 м, позволила бы снизить E_t примерно в 50 раз. Однако при расстоянии до ВЦ 100 пс, требования к энергии импульсов опять становятся жесткими. Поэтому при выборе λ 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 метров (см. таблицу 2).

Однако, на расстоянии более 25 пк даже такие телескопы неспособны оптически разрешить звезду и планету с предполагаемой ВЦ при расстоянии между ними 1 а.е. = $1,49 \cdot 10^{11}$ м. 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 для этой длины волны узкополосного фильтра, который не ослаблял бы излучение сигнала, и позволял выделять его на фоне излучения наблюдаемой звезды без заметного снижения чувствительности приема.

Фильтры и приемные устройства с такими, идеальными, характеристиками и передающие устройства, основным компонентом которого является высо-

коэнергетический лазер с дифракционной расходимостью излучения, долгое время реализовать не удавалось. Однако к настоящему времени это удалось сделать для излучения с длиной волны 1,315 мкм (частота $f = 228,1$ ТГц). В лазерной технике на длине волны 1,315 мкм созданы:

1. узкополосный йодный активный квантовый фильтр (АКФ), позволяющий реализовать приемное устройство с квантовым пределом чувствительности на фоне излучения наблюдаемой звезды,
2. мощные йодные лазеры с дифракционной расходимостью излучения и энергией в одном пучке достигающей несколько кДж.

Рассмотрим более подробно характеристики этих устройств с точки зрения проблемы поиска сигналов ВЦ и установления с ними связи.

2. Йодный активный квантовый фильтр (АКФ)

Экспериментальные исследования по приему слабых лазерных сигналов с использованием оптических квантовых усилителей были начаты в работах [9, 10]. Квантовый предел чувствительности достигнут при использовании АКФ [11-13], созданного на основе йодного фотодиссоционного квантового усилителя [14-16] работающего на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атома йода ($\lambda = 1,315$ мкм). Этот переход характеризуется жестко фиксированной по частоте линией люминесценции с шириной на полувысоте от максимума $\Delta\nu \approx 0,01$ см⁻¹ [17] и большим радиационным временем жизни атомов йода в возбужденном состоянии ${}^2P_{1/2}$ равным 0,13 с [15-17].

Предельно высокая чувствительность достигнута благодаря таким характерным особенностям активной среды АКФ как а) её высокая оптическая однородность; б) быстрая рекомбинация атомов йода, находящихся в основном состоянии ${}^2P_{3/2}$, в исходную молекулу [15, 16]; в) большой показатель усиления $\alpha > 0,1$ см⁻¹, и малый показатель поглощения $\beta < 10^{-4}$ см⁻¹ излучения с $\lambda = 1,315$ мкм [18].

Рассмотрим более подробно следствия из перечисленных особенностей. В силу высокой оптической однородности активной среды АКФ сигнал, исходящий из точечного источника, после усиления в АКФ удастся сфокусировать в пятно дифракционного размера [19], то есть реализовать одномодовый режим усиления. Сравнивая снимки а) и б), а также в) и г) на рис.1, видим, что достиг-

нуто разрешение близкое к дифракционному. Диаметры центральных максимумов при отсутствии и при наличии усиления в АКФ практически одинаковы.

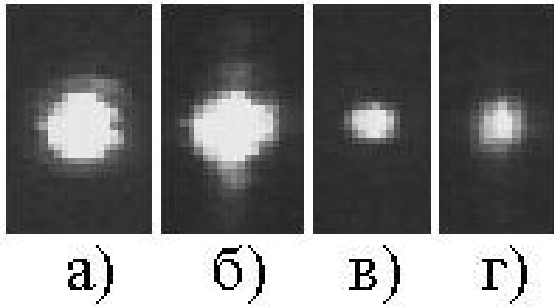


Рис.1. Изображение дифракционной точки: а), в) - накачка АКФ отключена; б), г), - накачка в АКФ включена. Сигнал ослаблен в 5000 раз и усилен в АКФ в 3000 раз. Для визуализации первого дифракционного кольца картины Эйри снимки в экспериментах а), б) переэкспонированы.

Быстрая рекомбинация атомов йода в основном состоянии $^2P_{3/2}$ в исходную молекулу опустошает нижний лазерный уровень, и квантовый шум АКФ составляет минимально возможное значение, поскольку спектральная плотность яркости спонтанного излучения (квантового шума) одного из двух состояний поляризации на выходе оптического усилителя [9, 10, 20],

$$S_n = S_{vac} \frac{n_2}{n_2 - n_1} (K(\omega) - 1), \quad (3)$$

где $S_{vac} = \hbar\omega^3 / 8\pi^3 c^2$ - спектральная плотность яркости вакуума [20]; $K(\omega)$ - коэффициент усиления на частоте ω ; n_1, n_2 - населенности нижнего, верхнего лазерных уровней.

Вследствие большого показателя усиления и малого показателя поглощения приемное устройство с АКФ обладает практически 100% квантовым выходом. Показатель усиления, превышающий $0,1 \text{ см}^{-1}$, позволяет при длинах активной среды АКФ меньше метра достигать коэффициента усиления сигнала в максимуме линии усиления $K > 10^6$ [21]. Это во много раз больше значения $K = K_{min} = 10^3$, 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% квантовый выход, высокий коэффициент усиления $K > 10^3$ позволяют достичь предельно высокой

чувствительности приемного устройства с йодным АКФ – один фотон в моду за время $\sqrt{\ln K}/c\Delta\nu$ [22], равное $9 \div 13$ нс, при $K = 10^3 \div 10^7$ и отношении сигнал/шум равным единице.

Экспериментальные результаты работы [21] подтверждают эти выводы. Типичная осциллограмма выходного напряжения электронного видеоусилителя при подаче на вход АКФ оптического сигнала, ослабленного фильтрами до уровня несколько десятков фотонов и сфокусированного после усиления в АКФ на фотодиод, соединенный с видеоусилителем, показана на рис.2.

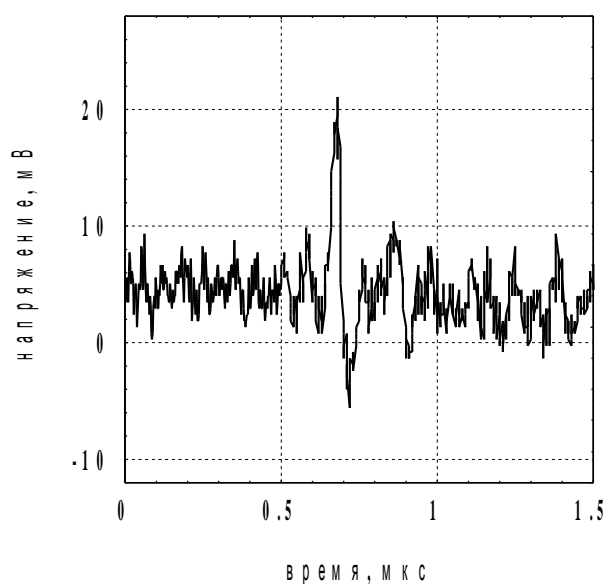


Рис.2. Осциллограмма напряжения на выходе электронного видеоусилителя с временем усреднения 30 нс при подаче на вход АКФ оптического сигнала с длительностью на полувысоте от максимума $\tau_p = 40$ нс и содержащего примерно 20 фотонов.

Видно, что при отношении сигнал/шум единица, чувствительность приема составила примерно 3 фотона. Отличие от предельной чувствительности обусловлено тем, что длительность сигнала была не согласована с шириной линии усиления АКФ $\Delta\nu_g \cong \Delta\nu/\sqrt{\ln K}$ [22], а угол приема, в три раза превышал дифракционный угол излучения, прошедшего АКФ.

Высокий коэффициент усиления ($K > 10^3$) в сочетании с малой шириной линии усиления АКФ $\Delta\nu_g < 0,01$ 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 [23] показано, что если прием сигнала вести на

фоне теплового излучения абсолютно черного тела, то относительное изменение чувствительности равно отношению спектральных плотностей яркости абсолютно черного тела и вакуума на длине волны 1,315 мкм:

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{N - N_0}{N_0} = \frac{S_{star}}{S_{vac}} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (4)$$

Здесь N_0 и N - чувствительность в отсутствие и при наличии фонового излучения. Согласно (4) на фоне диска Солнца, температура поверхности которого 6000 К ухудшение чувствительности приемного устройства с АКФ при отсутствии потерь солнечного излучения на его пути к АКФ около 18 %.

Этот вывод был проверен в модельных экспериментах по приему сигнала на фоне плазменного источника излучения (источник Подмошенского ИСИ-1) с яркостной температурой 40000 К [24]. Из-за потерь излучения на элементах оптического тракта эффективная яркостная температура составляла 16000 К, что по спектральной плотности излучения на $\lambda = 1,315$ мкм соответствует S_{vac} . Осциллограмма напряжения на выходе видеоусилителя при одновременной подаче на фотодиод сигнала и излучения ИСИ-1, усиленных в АКФ, представлена на рис.3. Длительность импульса оптического сигнала была такая же, как и раньше, угол приема равнялся дифракционному углу.

При отношении сигнал/шум равным единице чувствительность приема сигнала составила примерно 3 фотона вне импульса ИСИ-1, и 6 фотонов в пределах импульса ИСИ-1, то есть на фоне излучения такого яркого источника как ИСИ-1 чувствительность ухудшилась в два раза. Таким образом, если длительность импульса уменьшить с 40 нс до 10 нс, и использовать видеоусилитель с эффективным временем усреднения до 10 нс, то вероятность обнаружения сигнала с $\lambda = 1,315$ мкм, состоящего примерно из 3 фотонов, на фоне излучения Солнца превысит 0,9.

Так как вероятность возникновения жизни наиболее высока у звезд спектральных классов, заключенных между классами G5 и K5 [25], температура поверхности которых близка солнечной, то можно сделать вывод, что приемное устройство с йодным АКФ способно обеспечить выделение, прием и регистрацию импульсного сигнала ВЦ с $\lambda = 1,315$ мкм, состоящего из нескольких фотонов, на фоне излучения наблюдаемой звезды с вероятностью больше, чем 0,9.

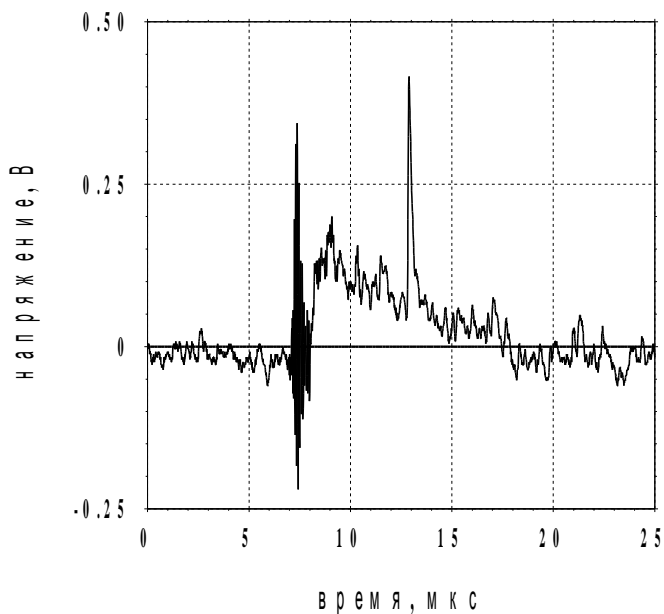


Рис.3. Осциллограмма напряжения на выходе электронного видеоусилителя с временем усреднения 90 нс при подаче на фотодиод импульсного оптического сигнала и излучения ИСИ-1 с выхода АКФ. Импульс излучения ИСИ-1 начинается на 8-ой мкс от начала отсчета времени сразу после высокочастотной электрической наводки от импульса поджига. Импульс полезного сигнала приходит на 13-ой мкс.

Жесткое положение линии люминесценции атома йода в спектре и, следовательно, линии усиления АКФ требует точной подстройки по частоте посылаемого сигнала, что не представляет труда, если известна относительная скорость движения приёмника, так как в йодных генераторах возможна плавная спектральная перестройка в пределах нескольких обратных сантиметров (см. ниже).

Большое радиационное время жизни атомов йода в состоянии $^2P_{1/2}$ дает возможность непрерывно наблюдать выбранную звезду.

Способы приема и обработки слабых импульсных лазерных сигналов в системах использующих йодный АКФ, апробированы и защищены патентами РФ [13, 26-30].

3. Мощные йодные лазеры

К настоящему времени на $\lambda = 1,315$ мкм созданы высокоэнергетические йодные фотодиссоционные лазеры, излучающие в одном пучке дифракционного качества импульсы наносекундного диапазона длительности с энергией несколько кДж. Созданы также мощные кислородно-йодные лазеры как импульсно-периодические, так и непрерывного действия, приближающиеся к мегаваттному уровню мощности излучения [31].

Этого удалось достичь с одной стороны благодаря разработке таких источников накачки, как мощные импульсные ксеноновые лампы [16], сильноточные открытые электрические разряды [15], сильные ударные волны, инициированные взрывом взрывчатых веществ [32-34], мощные генераторы синглетного кислорода [31]. С другой стороны – благодаря таким характерным особенностям активной среды йодных лазеров, как большое время жизни возбужденных атомов йода в активных средах этих лазеров, достигающее сотен микросекунд и позволяющее накапливать в активной среде лазера энергию для последующего ее излучения в виде гигантского импульса; малый показатель поглощения $\beta < 10^{-4}$ 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 [35,36] получать излучение дифракционного качества.

В йодных фотодиссоционных генераторах возможна плавная спектральная перестройка в пределах нескольких обратных сантиметров с помощью магнитного поля [37]. Следовательно, как говорилось выше, возможна и компенсация доплеровского сдвига частоты, обусловленного относительным движением передатчика и приемника.

Работы по совершенствованию йодных лазеров ведутся в настоящее время в различных научных центрах мира. В качестве примеров в таблице 1 приведены характеристики йодных фотодиссоционных лазеров, разработанных для широко известных лазерных установок «Искра» [38, 39] и “Asterix IV” [40 – 42].

Таблица 1

№ п/п	Характеризуемый объект или параметр	«Искра», ВНИИ-ЭФ, г.Саров, Россия	“Asterix IV”, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, Germany
1.	Источник накачки	Сильноточный электрический разряд	Импульсные ксеноновые лампы
2.	Диаметр пучка, см	50	29
3.	Энергия в одном пучке, кДж	2,0÷2,5	2,1
4.	Длительность импульса, нс	0,25÷1,0	5,0
5.	Расходимость излучения, рад	10 ⁻⁵	—

Излучение с $\lambda = 1,315$ попадает в окно прозрачности земной атмосферы. Измерения, выполненные в [43], показали, что показатель поглощения в приземном слое атмосферы $2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Он обусловлен, главным образом, парами воды, концентрация которых уменьшается с высотой. При прохождении всей толщи земной атмосферы, потери энергии сигнала ζ будут менее 20%, в особенности, если приемник будет расположен высоко над уровнем моря. При этом дисперсия показателя преломления воздуха [44] не приведет к искажению формы импульса, поскольку при $\Delta v / v \approx 10^{-6}$ величина группового запаздывания составляет величину менее, чем $2 \cdot 10^{-16} \text{ с}$.

4. Современные большие оптические телескопы

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. – среднее 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 (2) получаем, что диаметр приемного телескопа должен удовлетворять условию

$$D_r > \frac{8\sqrt{3}a}{\pi(1-\zeta)} \sqrt{\frac{\rho_n}{E_t}}. \quad (5)$$

Из (5) 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 метров. В таблице 2 перечислены некоторые из современных больших оптических телескопов [45, 46], 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, способных в реальном времени компенсировать атмосферное размывание изображений. Например, на одном из 8,2 м телескопов VLT размеры скорректированных изображений звезд на длине волны 1,2 мкм составили 0,04 угл.секунды [47]. Такое же разрешение достигнуто и на 10 м телескопах КЕСК I, КЕСК II [48].

Таблица 2.

Телескоп	Диаметр зеркала, м	Параметры главного зеркала	Место установки телескопа
KECK I KECK II	10 10	Параболическое много сегментное активное	Mauna Kea, Гавайи, США
VLT	4×8,2	тонкое активное	Paranal, Чили
GEMINI North	8	тонкое активное	Mauna Kea, Гавайи, США
GEMINI South	8	тонкое активное	Cerro Pachon, Чили
SUBARU	8,2	тонкое активное	Mauna Kea, Гавайи, США
GTC	10	аналог KECK II	La Palma, Канарские острова, Испания

5. Дальность обнаружения сигналов ВЦ

Из формулы (2) с учетом поглощения излучения в атмосфере Земли и в предположении, что в атмосфере планеты предполагаемой ВЦ поглощение такое же, получаем, что дальность обнаружения сигнала ВЦ с вероятностью превышающей 0,9 определяется формулой

$$R = \frac{\pi}{4\sqrt{3}}(1 - \zeta) \frac{D_t D_r}{\lambda} \frac{\sqrt{E_t}}{\sqrt{\rho_n}}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) $\zeta = 0,2$; $D_t = D_r = 10$ м; $E_t = 2$ кДж; $\rho_n = \hbar\omega = 1,5 \cdot 10^{-19}$ Дж, получаем, что $R \cong 103$ пк. Это всего на 20% меньше расстояния $R \cong 130$ пк, которое получается, если предположить, что телескопы с диаметром главного зеркала 10 м расположены в космосе. Обратим внимание на то, что для сигнала с частотой 228,1 ТГц ($\lambda = 1,315$ мкм) и $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$ предельная величина группового запаздывания [4] даже на межгалактических расстояниях не превышает $5 \cdot 10^{-13}$ с. Это много меньше оптимальной длительности импульсов сигнала при использовании для приема йодного АКФ.

Отметим, что в отличие от таких параметров, как чувствительность приемного устройства с йодным АКФ и расходимость излучения лазеров на атомарном йоде, которые доведены до физического предела, энергия лазерных импульсов, а также апертура телескопов по мере развития техники будут увеличиваться. Так, например, в [7] говорится о создании лазера с накачкой светом ударной волны и фазосопрягающим зеркалом с энергией излучения в одном пучке до 10 кДж в импульсе длительностью 3 нс. В настоящее время имеются проекты 30

метровых оптических телескопов [49] и даже 100 метровых [50]. Предполагая, что передающий и приемный телескопы имеют диаметр главного зеркала 30 м, из формулы (6) получаем, что $R \cong 930$ пк. В сфере с таким радиусом содержится около 10^8 звезд [51] и более 200 обнаруженных к настоящему времени планет [52]. В случае космического базирования таких телескопов $R \cong 1160$ пк.

Отметим также, что требуемая для связи энергия импульсов с $\lambda = \lambda_I = 1,315$ мкм, при использовании 10 метровых наземных оптических телескопов существенно меньше, чем требуемая для связи на том же расстоянии энергия импульсов с $\lambda = \lambda_H = 21$ см при использовании самого крупного в мире радиотелескопа Аресибо [51] с диаметром антенны $D_A = 305$ м. Отношение этих энергий, обозначенных как E_I и E_H , с учетом того, что ρ_n на λ_H определяется галактическим фоном с эквивалентной шумовой температурой $T_H = 10$ К [51], выражается формулой:

$$\frac{E_I}{E_H} = \frac{\hbar\omega}{kT_H} \frac{1}{1-\zeta} \left(\frac{\lambda_I}{\lambda_H} \right)^2 \left(\frac{D_A}{D_K} \right)^4. \quad (7)$$

Здесь D_A – диаметр антенны радиотелескопа, D_K – диаметр зеркала оптического телескопа.

Опять приняв, что поглощение излучения с λ_I в атмосфере планеты ВЦ такое же, как и в атмосфере Земли, получаем $E_I/E_H \approx 1/22$. В обоих случаях диаметры апертуры передающих и приемных устройств взяты самые большие из существующих на сегодняшний день. В случае линии лазерного перехода атома йода – это диаметры главных зеркал таких телескопов как КЕСК и ГТС (см. таблицу 2). В случае радиолинии водорода, как уже говорилось выше – это диаметр антенны радиотелескопа Аресибо. При космическом базировании десятиметрового телескопа – $E_I/E_H \approx 1/27$. Требуемая энергия импульса для посылки сигналов в сторону ВЦ, находящейся от нас на расстоянии 25 пк, при использовании наземных 10 метровых оптических телескопов в соответствии с формулой (2) составляет около 90 Дж. Если $D_K = 30$ м, то $E_I/E_H \approx 1/900$. Требуемая энергия импульсов при расстоянии до ВЦ 100 пк будет составлять примерно 20 Дж.

Таким образом, для связи на длине волны 1,315 мкм требуются импульсы излучения с существенно меньшей энергией, чем для связи на длине волны 21 см. Этот результат согласуется с выводами работ [53, 54]. Отметим также, что

уровень шума на $\lambda = 1,315$ мкм не зависит от ориентации оси приемного телескопа относительно направления на центр Галактики.

Итак, мы видим, что уже в настоящее время имеются все необходимые условия для осуществления поиска сигналов ВЦ с помощью наземных оптических телескопов, оснащенных адаптивными оптическими системами на длине волны $\lambda = 1,315$ мкм лазерного перехода ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атомарного йода, которая может служить для этой цели естественным частотным репером.

б. Выводы

- Целесообразно искать сигналы ВЦ на $\lambda = 1,315$ мкм (частота $f = 228,1$ ТГц), которая может служить естественным частотным репером.
- Использование йодного активного квантового фильтра на современном оптическом наземном 10 м телескопе с адаптивной оптической системой позволит обнаружить сигнал с энергией в импульсе 2 кДж посылаемый ВЦ, находящейся от нас на расстоянии 103 пк, а при космическом базировании – на расстоянии 130 пк независимо от местоположения ВЦ на небесной сфере.
- Реализация наземных 30 м телескопов с адаптивными оптическими системами позволит увеличить дальность обнаружения до 930 пк, а при космическом базировании до 1160 пк. Требуемая энергия импульсов для посылки сигналов в сторону ВЦ, находящейся от нас на расстоянии 100 пс будет составлять примерно 20 Дж.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность и признательность О.Ю.Носачу и В.В.Рагульскому, за плодотворные обсуждения, а также Л.М.Гиндилису и А.Л.Зайцеву за полезные замечания.

Литература

1. *Коккони Дж., Моррисон Ф.* «Поиски межзвездных сигналов» - В сб. «Межзвездная связь» под ред. А.Камерона. М.: Мир, 1965, С.177-182. Cocconi G., Morrison P. – Nature, 1959, V.184. P. 844.
2. *Шварц Р., Таунс К.* Межзвездная и межпланетная связь при помощи оптических мазеров. – В сб. «Межзвездная связь» под ред. А.Камерона. М.: Мир, 1965, С.247-256. Schwartz R.N., Townes C.H. – Nature, 1961, V.190, P.205.
3. *Шеннон К.Р.* Работы по теории информации и кибернетике. – М.: ИЛ, 1963.
4. «Внеземные цивилизации» - Сб. под ред. С.А.Каплан. М.: Наука, 1969. С.142.

5. <http://www.scientific.ru/hubble/st.html>
6. <http://www.llnl.gov/str/Remington.html>
7. <http://www.istc.ru/istc/sc.nsf/html/projects.htm?open&lang=ru&id=0105>
8. <http://www.jwst.nasa.gov/about.html>
9. *Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г.* Чувствительность оптического квантового усилителя на неодимовом стекле. – ЖПС, 1965, Т. 3, Вып. 1, С.26-31.
10. *Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Жевелев Л.В.* Регенеративные оптические квантовые усилители. – Труды ФИАН, 1965, Т. 3, С. 74-95.
11. *Нартов С.С., Носач О.Ю.* Исследование шумов узкополосного квантового усилителя слабых сигналов на базе йодного фотодиссоционного лазера. – Препринт ФИАН № 21. Москва, 1994.
12. *Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Проблема достижения квантового предела приема слабых лазерных импульсов на фоне мощной засветки и возможность ее решения с помощью йодных лазеров. – Препринт 20, Москва, ФИАН, 1994. 24 с.
13. *Земсков Е.М., Казанский В.М., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю.* Патент РФ № 2133533 от 30.09.1997 г. Способ спектральной фильтрации оптических сигналов и устройство для его осуществления - активный квантовый фильтр. – Изобретения, 1999, №20, С. 480.
14. *Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю.* Характеристики усилителя йодного лазера коротких импульсов. – Квантовая электроника, 1975, Т.2, № 6, С.1282-1295.
15. *Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю., Розанов В.Б.* Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. – В кн. Радиотехника (Итоги науки и техники). – М.: ВИНТИ, 1978, Т.15. – 300 с.
16. *Бредерлов Г., Филл Э., Витте К.* Мощный йодный лазер. // Перевод с англ. под ред. В.С.Зуева. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 160 с.
17. *Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю.* Исследование спектра люминесценции атомарного йода (лазерный переход ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$). – ЖЭТФ, 1972, Т.62, Вып.5, 1673-1680.
18. *Зуев В.С., Корольков К.С., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Экспериментальное исследование внутренних потерь в йодных лазерах с накачкой УФ излучением открытого сильноточного разряда. – Квантовая электроника, 1980, Т.7, №12, С.2604-2613.

19. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Применение йодного активного квантового фильтра для усиления яркости изображений. – Квантовая электроника, 2001, Т.31, №5, С.419-420.
20. *Клышко Д.Н.* Физические основы квантовой электроники. М.: Наука, 1986. 296 с.
21. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Лазерное приемное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК диапазоне. – Квантовая электроника, 2000, Т. 30, № 9, С. 833-838.
22. *Orlov E.P., Sizova I.M.* On the similarity of the statistical characteristics of spontaneous radiation of a quantum amplifier at different gain factors. – Journal of Russian Laser Research, 2002, V.23, No.4, P.299.
23. *Kutaev Yu.F., Mankevich S.K., Nosach O.Yu., Orlov E.P.* Noise immunity of a laser receiver with an iodine active quantum filter. – Journal of Russian Laser Research, 2002, V.23, No.3, P.235.
24. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Влияние мощной фоновой засветки на чувствительность ЛПУ с йодным активным квантовым фильтром. – Квантовая электроника, 2002, Т. 32, № 4, С. 349-356.
25. *Су-Шу Хуанг.* Проблема жизни во вселенной и образование звезд. – В сб. «Межзвездная связь» под ред. А.Камерона. М.: Мир, 1965, С.96-99.
26. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Патент № 2152056 РФ от 23.06.1999 г. Способ лазерной локации и устройство для его осуществления. – Изобретения, 2000, №.18, С.434-435.
27. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Патент № 2183841 РФ от 24.01.2001 г. Способ лазерной локации и лазерное локационное устройство для его осуществления. – Изобретения, 2002, №17, С.327-329.
28. *Ахменеев А.Д., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П., Хишев А.А.* Патент № 2191406 РФ от 19.06.2001 г. Способ доставки излучения на движущийся объект и устройство для его осуществления. – Изобретения, 2002, № 29, С.400-402.
29. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Патент № 2249234 РФ от 08.08.2003 г. Способ лазерной локации и локационное устройство для его осуществления. – Изобретения, 2005, №9, С.1106-1107.
30. *Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П.* Патент № 2248555 РФ от 20.10.2003 г. Способ определения характеристик лазерной среды. – Изобретения, 2005, №8, С.490-491.

31. *Юрышев Н.И.* Кислородно-йодный лазер с химической накачкой. Обзор. – Квантовая электроника, 1996, Т. 23, № 7, С. 583.
32. *Зуев В.С.* Фотодиссоционный лазер с накачкой ударной и тепловой волнами. – Препринт ФИАН № 161. Москва, 1990. – 69 с.
33. *Аржанов В.П. и др.* Йодный лазер с накачкой светом фронта ударной волны, создаваемой взрывом взрывчатого вещества. – Квантовая электроника, 1992, Т.19, №2, С.135-138.
34. *Зарубин П.В.* Академик Басов, мощные лазеры и проблема противоракетной обороны. – Квантовая электроника, 2002, Т.32(12), С.1048-1064.
35. *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
36. *Рагульский В.В.* Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. М.: Наука, 1990.
37. *Fill E.E., Thieme W.H. and Volk R.* A tunable iodine laser. – J. Phys. D: Appl. Phys., 1979, V.12, P.41-45.
38. <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/5zst/sectsiya4/4-01.pdf>.
39. <http://nauka.relis.ru/05/0302/05302002.html>.
40. *Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J.* Status of the Asterix IV iodine laser. – Czechoslovak Journal of Physics, 1991, V.41, No.3, P. 272-276.
41. Авторы те же. Layout and performance of the Asterix IV iodine laser at MPQ, Garching. – Applied Physics B, 1995, V.61, Issue 4, P.325-332.
42. [www.pals.cas.cz/pals/doc/pb077\[3\].doc](http://www.pals.cas.cz/pals/doc/pb077[3].doc)
43. *Зуев В.С., Корольков К.С., Крылов А.Ю., Носач О.Ю., Поскачев А.Ю.* Интерферометрическое измерение поглощения излучения йодного лазера в атмосфере. – Квантовая электроника, 1988, Т.15, № 10, С.1959-1966.
44. Физические величины. Справочник под ред. И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991, С.767, 791.
45. <http://astrotelescope.narod.ru/tele3links.html>
46. <http://galspace.spb.ru/index62-2.html>.
47. *Теребиж В.Ю.* Современные оптические телескопы. М.: Физматлит, 2005. 80 с.
48. <http://wO.sao.ru/hg/komarov/tel/01/index.html>
49. <http://tmt.ucolic.org/>
50. <http://www.aura-nio.noao.edu/book/index.html>
51. *Гиндилис Л.М.* Поиск Внеземного Разума. Физматлит, 2004. 648 с.

52. <http://exoplanet.eu/catalog.php>
53. *Rose Ch., Wright G.* Inscribed matter as an energy-efficient means of communication with an extraterrestrial civilization. – *Nature*, 2004, V. 431, No. 7004, P.47-49.
54. <http://www.nature.com/nature/journal/v431/n7004/extref/nature02884-s1.pdf>