

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.3>

УДК: 537.876

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ КУСОЧНО-ГОЛОМОРФНОГО СИГНАЛА ЧЕРЕЗ МАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ОН, СВЯЗАННЫЙ С ИНФРАКРАСНОЙ ЗВЕЗДОЙ NML ЛЕБЕДЯ

Н.С. Бухман

Самарский государственный технический университет,  
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, д.244

Статья поступила в редакцию 16 октября 2024 г.

**Аннотация.** С использованием имеющихся в литературе экспериментальных данных о спектре излучения мазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебедя, проведен расчет «отклика» данного конкретного мазера на кусочно-голоморфный (= искусственный) сигнал, частота которого существенно (на несколько порядков) отличается от частоты усиления мазера. Получена оценка как коэффициента усиления данным мазером кусочно-голоморфного сигнала по максимальной интенсивности, так и коэффициента усиления по энергии. Показано, что и тот, и другой коэффициент усиления может быть значителен, особенно для «низкочастотных» сигналов, частота несущей которых ниже частоты усиления мазера. Рассчитана временная зависимость «сигнала отклика» мазера, не зависящая от параметров исходного кусочно-голоморфного сигнала. Это может оказаться полезным при экспериментальном поиске «сигнала отклика» данного мазера.

**Ключевые слова:** радиосигнал, космический мазер, голоморфный сигнал, кусочно-голоморфный сигнал, передача информации, сигналы внеземных цивилизаций.

**Автор для переписки:** Бухман Николай Сергеевич, [nik3142@yandex.ru](mailto:nik3142@yandex.ru)

## Введение

В данной работе рассматривается распространение кусочно-голоморфного (разрывного) сигнала через космический мазер [1-4]. Эта задача рассматривалась и ранее. Так, например, в работе [5] показано, что любой космический мазер является природным «детектором» кусочно-голоморфных сигналов (в том числе – любых сигналов искусственного происхождения), который «реагирует» не только на сигналы, несущая частота которых близка к частоте линии усиления мазера, но и на сигналы, несущая частота которых отличается от частоты линии усиления на несколько порядков.

В случае кусочно-голоморфных сигналов, несущая частота которых ниже частоты линии усиления мазера, ограничение на несущую частоту исходного кусочно-голоморфного сигнала ранга 0 с нулевой начальной фазой вовсе отсутствует, то есть возбуждение «отклика» мазера происходит на сигнал любой частоты (вплоть до видеосигнала с нулевой частотой несущей), причем коэффициент усиления по интенсивности не зависит от несущей частоты исходного сигнала и в типичных случаях составляет около 40 Дб.

«Реакция» мазера на кусочно-голоморфный сигнал заключается в появлении сигнала на частоте спектральной линии усиления мазера. Временная зависимость этого сигнала, его продолжительность и время запаздывания (но не энергия, разумеется) не зависят от свойств исходного кусочно-голоморфного сигнала и определяются исключительно параметрами мазера.

В работе [5] приведены аналитические оценки параметров отклика мазера в гауссовом («нормальном») приближении, то есть в предположении гауссовой зависимости спектра излучения мазера от частоты излучения. Ясно, что это приближение не особенно реалистично. В данной работе предпринята попытка численно рассчитать отклик одного конкретного мазера (мазерный источник ОН, связанный с инфракрасной звездой NML Лебеда [1]), для которого известен экспериментально определенный спектр излучения.

Такого рода расчет представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, как показано в данной работе, гауссово приближение (хоть это и странно с учетом отмеченной в [6,7] неизбежной «нормализации» наблюдаемого профиля спектральной линии усиления и, соответственно, усиленного сигнала с ростом оптической толщины слоя вещества) в данном случае оказывается не слишком точным даже при расчете коэффициента усиления сигнала, не говоря уже о временной зависимости отклика лазера. Во-вторых, отклик лазера на кусочно-голоморфный сигнал практически не зависит от свойств этого кусочно-голоморфного сигнала [5] и определяется только свойствами самого лазера, то есть является своего рода «уникальным автографом» этого лазера, различным у разных лазеров, но одинаковым для разных кусочно-голоморфных сигналов, прошедших через один и тот же лазер. В-третьих, знание реальной временной зависимости отклика лазера на кусочно-голоморфный сигнал может облегчить экспериментальный поиск такого рода откликов (искать гораздо легче, когда известно, что именно следует искать).

## 1. Исходные данные

В качестве исходных экспериментальных данных использован спектр излучения лазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебеда, приведенный на рис. 1 в [1]. Эта графическая информация была оцифрована, подвергнута сплайн-интерполяции и переведена с «лучевых скоростей» [1] на частотный сдвиг  $\Omega$  от центральной частоты лазера  $\omega_m = 2\pi \times 1612$  МГц = 10128 Мрад/сек ( $\omega = \omega_m + \Omega$ ). Получившиеся результаты приведены на рис. 1а.

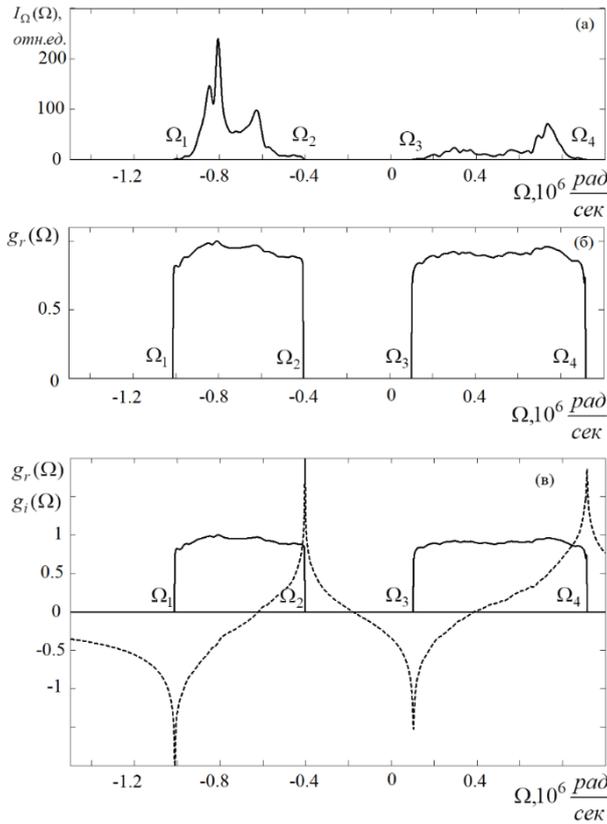


Рис. 1. Частотная зависимость интенсивности излучения мазера (а), вещественного форм-фактора линии усиления мазера (б), а также вещественной (сплошная линия) и мнимой (штриховая линия) части комплексного форм-фактора линии усиления мазера.  $\Omega_{1,2,3,4}$  – граничные частоты двух областей усиления мазера.

Для дальнейшего нам потребуется амплитудно-частотная характеристика мазера (то есть зависимость его коэффициента усиления по амплитуде от частоты):

$$|F(\Omega)| = \exp(\xi g_r(\Omega)) = \exp(\alpha_0 z g_r(\Omega)), \quad (1)$$

где  $\xi = \alpha_0 z$  – оптическая толщина трассы,  $z$  – ее протяженность,  $\alpha_0$  – максимальный (в пределах полосы усиления мазера) коэффициент усиления по амплитуде,  $g_r(\Omega)$  – вещественный форм-фактор полосы усиления мазера, нормированный на единицу в максимуме. Очевидно, максимальное значение коэффициента усиления мазера по интенсивности равно  $|F(\Omega)|^2 = \exp(2\xi)$ . Для оценки оптической толщины мазера  $\xi$  предположим, что максимальная яркостная температура мазера  $T_{\max}$  обеспечивается усилением

фонового теплового излучения с температурой  $T_{\min}$ , то есть  $\exp(2\xi) = T_{\max}/T_{\min}$ . Тогда для оптической толщины имеем  $\xi = 0.5 \ln(T_{\max}/T_{\min})$ . Ориентируясь на типичные значения [1-4]  $T_{\max} = 10^{15}$  К и  $T_{\min} = 100$  К (или  $T_{\max} = 10^{14}$  К и  $T_{\min} = 10$  К) имеем  $\xi = 14.97$ . Именно это значение (которое соответствует максимальному коэффициенту усиления по интенсивности около  $10^{13}$ ) и используется в дальнейших расчетах. Некоторая неопределенность в значениях яркостных температур мазеров и «фоновых» температур окружающего пространства смягчается логарифмическим характером приведенной выше формулы. Так, например, при  $T_{\max} = 10^{15}$  К и  $T_{\min} = 10$  К («максимальный вариант») имеем  $\xi = 16.12$ , а при  $T_{\max} = 10^{13}$  К и  $T_{\min} = 100$  К («минимальный вариант»)  $\xi = 12.66$ .

Зная частотную зависимость коэффициента усиления по интенсивности (в у.е.) и оптическую толщину слоя, нетрудно найти и вещественный форм-фактор полосы усиления мазера (см. рис. 1б). Видно, что вещественный форм-фактор состоит из двух почти прямоугольных полос усиления с граничными частотами  $\Omega_1 = -1.013 \times 10^6$  рад/сек,  $\Omega_2 = -0.405 \times 10^6$  рад/сек,  $\Omega_3 = 0.101 \times 10^6$  рад/сек и  $\Omega_4 = 0.914 \times 10^6$  рад/сек. Теперь становится ясно, почему, несмотря на большую оптическую толщину слоя усиливающей среды, не происходит «нормализации» наблюдаемого профиля усиления [6,7] мазера и результаты «нормального приближения» [5] имеют (как выяснится ниже) посредственную точность. Дело в том, что необходимым и достаточным условием «нормализации» наблюдаемого профиля спектральной линии с ростом оптической толщины слоя усиливающего вещества является наличие локального максимума у вещественного форм-фактора линии как функции частоты. Поэтому спектральная линия с чисто прямоугольным профилем не «нормализуется» вообще никогда, а с «почти прямоугольным» (см. рис. 1б) – очень медленно.

Можно также отметить, что хорошо различимая на рис. 1а тонкая структура спектра излучения мазера и вполне заметная разница в мощности излучения двух спектральных полос излучения мазера связана в первую очередь

с большой оптической толщиной слоя вещества, которая «проявляет» и «шаржирует» ничтожные, в сущности, отличия в усилении сигналов разной частоты в пределах двух линий усиления лазера.

Комплексный коэффициент пропускания слоя вещества (его частотная характеристика<sup>1</sup>) равен  $F(\Omega) = \exp(\xi g(\Omega)) = \exp(\xi(g_r(\Omega) + i g_i(\Omega)))$ , где комплексный форм-фактор линии  $g(\Omega)$  определяется соотношением  $k(\omega) = (\omega/c) - i\alpha_0 g(\omega - \omega_m)$ . Поэтому для расчета распространения сигнала через мазер кроме частотной зависимости вещественного коэффициента усиления (= вещественный форм-фактор полосы усиления) необходимо учитывать также и дисперсию показателя преломления (= мнимая часть комплексного форм-фактора полосы усиления). Для отыскания мнимой части форм-фактора спектральной полосы по его вещественной части использовались приведенные в [8] соотношения, непосредственно следующие из соотношений Крамерса-Кронига [9,10]. Результаты соответствующих численных расчетов приведены на рис. 1в. Не удивительно, что мнимая часть форм-фактора спектральной линии очень похожа на соответствующие результаты [8] для «прямоугольной» спектральной линии (разумеется, с учетом «удвоения» спектральной линии).

Следует отметить, что несущая частота исходного (первичного сигнала) находится вне полос усиления лазера, то есть на «падающих» участках мнимой части комплексного форм-фактора спектральной линии (см. рис. 1в). Это означает, что первичный сигнал в принципе распространяется со сверхсветовой групповой скоростью практически без изменения своей амплитуды и временной зависимости [11-35]. Впрочем, в данном случае частота несущей первичного сигнала слишком далека от частоты усиления лазера и групповая скорость первичного сигнала практически совпадает со световой. Ситуация может измениться в случае, когда частота несущей исходного сигнала близка к одной из границ полос усиления лазера [36].

---

<sup>1</sup> Без учета вакуумного набега фазы  $\exp(i(\omega/c)z)$ , который приводит лишь к обычному вакуумному («световому») времени задержки сигнала.

## 2. Результаты расчетов

Результаты численного счета временной зависимости интенсивности отклика данного лазера на кусочно-голономный сигнал приведены на рис. 2. Толстой линией показаны результаты численного счета, тонкой – соответствующие результаты аналитического гауссова приближения [5]. Видно, что гауссово приближение в данном случае имеет полуколичественный статус по причинам, указанным выше.

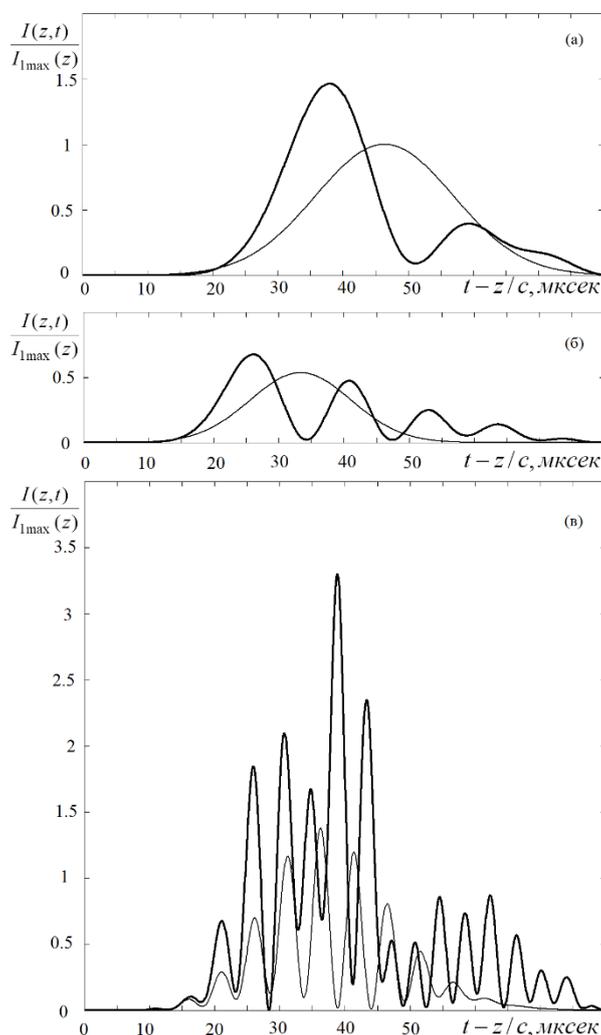


Рис. 2. Результаты численного счета временной зависимости интенсивности отклика лазера на кусочно-голономный сигнал. Жирная линия – результаты численного счета, тонкая результаты аналитического гауссова приближения [5].

а) отклик левой полосы усиления лазера, б) отклик правой полосы, в) результат их интерференции.

На рис. 2а показан отклик левой («низкочастотной») полосы усиления лазера, на рис. 2б – правой («высокочастотной»), на рис. 2в – результат их интерференции. Резкие осцилляции сигнала связаны, очевидно, с тем, что реально несущие частоты «низкочастотной» и «высокочастотной» компонент сигнала отличаются.

Для удобства сравнения графиков 2а-2в на них принята единая нормировка результатов – интенсивность сигнала нормируется на максимальную интенсивность сигнала отклика «низкочастотной» полосы усиления лазера в гауссовом приближении, то есть на:

$$I_{1\max} = \frac{\pi |E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 (\Omega_2 - \Omega_1)^2 \exp(2\xi)}{4 \ln(2)\xi}, \quad (2)$$

где  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  – границы «низкочастотной» полосы усиления лазера (см. рис. 1),

$$|E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 = \frac{|A^{(0)}(0, t_0)|^2}{\pi^2} \frac{\omega_m^2 \cos^2 \varphi_1 + \omega_c^2 \sin^2 \varphi_1}{(\omega_m^2 - \omega_c^2)^2} \quad (3)$$

– квадрат спектральной плотности исходного кусочно-голоморфного сигнала в стартовой точке  $z=0$ , то есть единственный параметр исходного сигнала, от которого зависит амплитуда (но не временная зависимость) отклика лазера

$$\Omega_3 = 0.101 \times 10^6 \text{ рад/сек}$$

В соответствии с формулой (2)  $I_{1\max} / |E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 = 2.796 \times 10^{23} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2$ ,

в (3)  $\omega_m = 2\pi \times 1612 \times 10^6 \text{ рад/сек} = 10128 \times 10^6 \text{ рад/сек}$  – центральная частота лазера,  $\omega_c$  – частота несущей сигнала. В (3) мы предполагаем, что огибающая кусочно-голоморфного сигнала имеет разрыв нулевого ранга, то есть рвется сама огибающая (а не ее производная, например) и что скачок комплексной огибающей сигнала происходит в момент времени  $t_0$  и равен  $A^{(0)}(0, t_0) = |A^{(0)}(0, t_0)| \exp(i\varphi_0)$ , то есть  $\varphi_1 = \varphi_0 - \omega_c t_0$  – фаза исходного сигнала

$E(0,t)$  в момент скачка огибающей  $t_0$ . Индекс «1» в  $I_{1\max}(z)$  необходим потому, что параметры гауссова приближения для «высокочастотной» и «низкочастотной» полос усиления лазера несколько отличаются и нормировка осуществляется по «низкочастотной» полосе (см. ниже). Именно поэтому на рис. 2 максимум результатов гауссова приближения для «низкочастотного» сигнала равен 1, а для «высокочастотного» – примерно 0.6.

Для интенсивности сигналов «низкочастотной» (индекс 1) и «высокочастотной» (индекс 2) компонент сигнала отклика лазера в «нормальном» приближении имеем [5]:

$$I_{1,2}(z,t) = I_{1,2\max}(z) \exp\left\{-\left[\frac{t - (t_0 + z/c + \Delta t_{1,2}(z))}{T_{1,2}(z)}\right]^2\right\}, \quad (4)$$

где (ср. (2)):

$$I_{1,2\max}(z) = \frac{\pi |E_\omega(0, \omega_m)|^2 \exp(2\xi_{1,2})}{\tau_{1,2c}^2 \ln(2) \xi_{1,2}} - \quad (5)$$

максимальная интенсивность сигнала отклика двух полос лазера,

$$T_{1,2}(z) = \tau_{1,2c} (2 \ln(2) \xi_{1,2})^{1/2} - \quad (6)$$

их характерная продолжительность (на уровне  $1/e$  от максимума по интенсивности;  $T_1 = 15.04$  мксек,  $T_2 = 11.04$  мксек),

$$\Delta t_{1,2}(z) = 2(\ln(2)/\pi)^{1/2} \tau_{1,2c} \xi_{1,2} - \quad (7)$$

дополнительная (к вакуумной) задержка ( $\Delta t_1 = 46.28$  мксек,  $\Delta t_2 = 33.26$  мксек).

В (4)-(7)  $\xi_1 = \xi = 14.97$ ,  $\xi_2 = 14.34$ ,  $\tau_{1c} = 2/(\Omega_2 - \Omega_1) = 3,29$  мксек и  $\tau_{2c} = 2/(\Omega_4 - \Omega_3) = 2.47$  мксек – «индивидуальные» оптические толщины и времена когерентности «низкочастотной» и «высокочастотной» полос усиления

мазера. Оптическая толщина «высокочастотной» полосы усиления несколько меньше общей оптической толщины лазера, потому что частота максимального усиления (на которой и определяется оптическая толщина) принадлежит «низкочастотной» полосе. Отличие между оптической толщиной «низкочастотной» и «высокочастотной» полосы усиления всего на  $14.97-14.34 = 0.63$  соответствует разнице максимальных значений коэффициентов усиления по интенсивности в пределах этих полос почти в 3.5 раза, что еще раз иллюстрирует достаточно «вялый» (логарифмический) характер зависимости оптической толщины слоя от коэффициента усиления.

В соответствии с рис. 2в максимальное значение суммарного сигнала достигается примерно на отметке 39 мксек и равно 3.3. С учетом принятой нормировки это означает, что для максимальной интенсивности суммарного сигнала справедливо соотношение:

$$I_{\text{summax}} / |E_{\omega}(0, \omega_m)|^2 = 3.3 \times 2.796 \times 10^{23} = 9.22 \times 10^{23} \left( \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \right)^2.$$

Принимая (как и в [5]) в качестве коэффициента усиления сигнала по максимальной интенсивности отношение максимальной интенсивности сигнала отклика лазера к величине скачка интенсивности исходного сигнала<sup>2</sup>, то есть  $K_{\text{int}} = I_{\text{summax}} / |A^{(0)}(0, t_0)|^2$ , имеем с учетом (3):

$$K_{\text{int}} = \frac{\omega_m^2 \cos^2 \varphi_1 + \omega_c^2 \sin^2 \varphi_1}{\pi^2 (\omega_m^2 - \omega_c^2)^2} \times 9.11 \times 10^{23} \quad (8)$$

График зависимости коэффициента усиления по максимальной интенсивности от частоты несущей сигнала при двух «противоположных» значениях начальной фазы приведен на рис. 3а. Видно, что при подходящем выборе начальной фазы сигнала ( $\varphi_1 = 0$  для «низкочастотных» сигналов

<sup>2</sup> Это определение в принципе может отличаться от обычно используемого в том случае, когда величина скачка огибающей исходного сигнала больше или меньше максимума его огибающей.

с длиной волны несущей более 18 см и  $\varphi_1 = \pi/2$  для «высокочастотных» сигналов с длиной волны несущей менее 18 см) максимальная интенсивность растет при распространении через мазер для сигналов с длиной волны несущей более 0.75 см. Для «низкочастотных» в указанном выше смысле сигналов коэффициент усиления не зависит от частоты сигнала и составляет около 30 Дб (точнее, 911 раз).

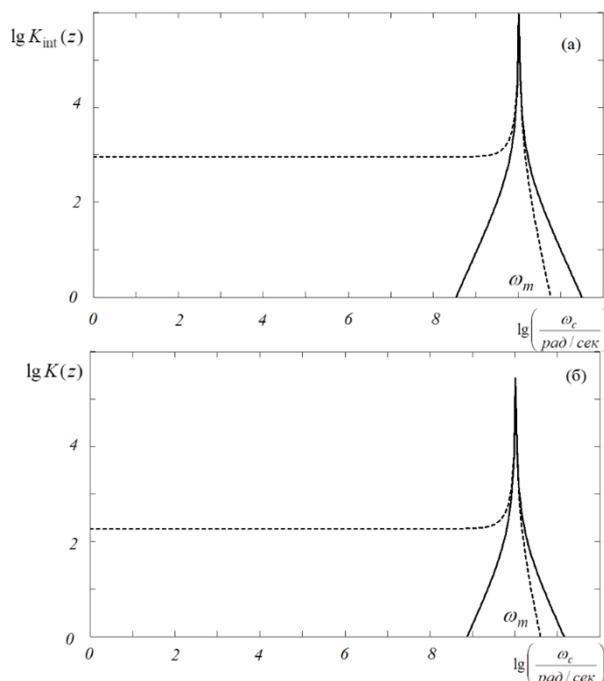


Рис. 3. График зависимости коэффициента усиления по максимальной интенсивности (рис. 3а) и график зависимости коэффициента усиления сигнала по энергии (рис. 3б) от частоты несущей сигнала при двух «противоположных» значениях начальной фазы ( $\varphi_1 = 0$  – штриховая линия,  $\varphi_1 = \pi/2$  – сплошная линия). Логарифмический масштаб по обоим осям, численный счет.

Для расчета коэффициента усиления сигнала по энергии приходится конкретизировать вид сигнала. Будем рассматривать «полугауссов» сигнал со стартовой огибающей вида:

$$A(0, t) = \begin{cases} \exp(-t^2 / T_g^2 + i\varphi_0), & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}, \quad (9)$$

и характерной длительностью  $T_g = 100$  мксек. Для этого сигнала скачок огибающей происходит в нулевой момент времени (поэтому  $\varphi_1 = \varphi_0$ ) и по величине равен 1. Для коэффициента усиления по энергии имеем:

$$K(z) = \frac{4\sqrt{2}}{\pi\sqrt{\pi T_g}} \frac{\omega_m^2 \cos^2 \varphi_1 + \omega_c^2 \sin^2 \varphi_1}{(\omega_m^2 - \omega_c^2)^2} I_{en}, \quad (10)$$

где  $I_{en} = \int_{-\infty}^{+\infty} (\exp(2\xi g_r(\Omega) - 1) d\Omega = 1.877 \times 10^{18} (\text{рад/сек})$ .

Графики зависимости коэффициента усиления по энергии от частоты несущей сигнала при двух «противоположных» значениях начальной фазы ( $\varphi_1 = 0$  или  $\varphi_1 = \pi/2$ ) приведен на рис. 3б. Видно, что в общем и целом эти графики похожи на графики рис. 3а, но коэффициент усиления по энергии оказывается ниже, чем коэффициент усиления по максимальной интенсивности. Так, например, для «низкочастотных» в указанном выше смысле сигналов коэффициент усиления не зависит от частоты сигнала и составляет около 23 Дб (точнее, 186 раз).

Впрочем, как уже отмечалось в [5], коэффициентом усиления по энергии легко «манипулировать», изменяя длительность исходного сигнала (от которой параметры «усиленного» сигнала практически не зависят). Приведенные на рис. 3б данные соответствуют длительности исходного сигнала  $T_g = 100$  мксек и снижение этой длительности, не изменяя параметров «усиленного сигнала», автоматически повышает коэффициент усиления по энергии.

Вопрос о возбуждении лазера видеосигналом (с нулевой частотой несущей) требует дальнейшего изучения. Тем не менее из физических соображений можно предположить, что «повышать коэффициент усиления по энергии» методом снижения длительности исходного сигнала можно до тех пор, пока эта длительность не станет сравнима с периодом, соответствующим частоте излучения лазера. Поэтому, сократив длительность исходного сигнала примерно до  $10^{-9}$  сек, можно повысить приведенные на рис. 3б результаты примерно в  $10^5$  раз, то есть на 50 Дб. В этом случае коэффициент усиления по энергии

для «низкочастотных» сигналов составит около 70 Дб. Следует, впрочем, понимать, что при этом большой коэффициент усиления связан не с высокой интенсивностью «усиленного» сигнала, а с его стабильной длительностью, существенно превосходящей длительность исходного видеосигнала.

Кроме того, следует подчеркнуть, что отмеченная выше слабая (логарифмическая) зависимость оптической толщины слоя (а следовательно, и параметров «усиленного» сигнала) от коэффициента усиления лазера относится только к «внутренним» параметрам «усиленного» сигнала типа его длительности и временной зависимости интенсивности, но не относится к его «внешним» параметрам типа энергии и максимальной интенсивности. Причина в том, что эти «внешние» параметры сами зависят от оптической толщины слоя экспоненциально. Поэтому ясно, что увеличение максимального коэффициента усиления лазера на порядок (то есть рост на порядок яркостной температуры лазера или снижение на порядок «фоновой» яркостной температуры, см. п. 2) приведет к росту (на тот же порядок) коэффициента усиления лазера по интенсивности и коэффициента усиления по энергии.

Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 4 приведены результаты численного счета временной зависимости сигнала отклика лазера (рис. 4а), коэффициента усиления по максимальной интенсивности (рис. 4б) и коэффициента усиления по энергии (рис. 4в) для «альтернативных» яркостных температур лазера –  $T_{\max} = 10^{15}$  К и  $T_{\min} = 10$  К ( $\xi = 16.12$ , пунктир) и  $T_{\max} = 10^{13}$  К и  $T_{\min} = 100$  К ( $\xi = 12.66$ , штриховая линия). Результаты расчетов для использованных выше параметров ( $T_{\max} = 10^{15}$  К и  $T_{\min} = 100$  К (или  $T_{\max} = 10^{14}$  К и  $T_{\min} = 10$  К),  $\xi = 14.96$ ) показаны сплошной линией. На рис. 4а видно, что временная зависимость отклика лазера при изменении его оптической толщины изменяется, но не слишком сильно (особенно если учесть, что по максимальной интенсивности и энергии три сигнала на рис. 4а отличаются в 1000 раз, см. рис 4б и 4в). Этого нельзя сказать о максимальной интенсивности или энергии отклика лазера (см. рис. 4б и 4в) – ясно, что

увеличение коэффициента усиления лазера на порядок на порядок же усиливает интенсивность и энергию его отклика.

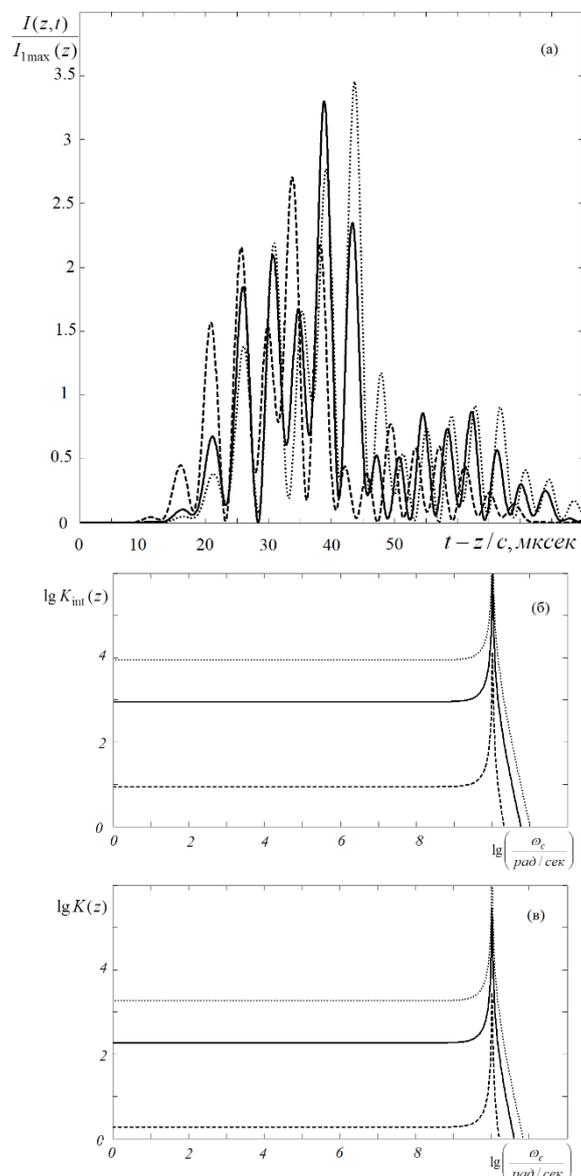


Рис. 4. Результаты численного счета временной зависимости сигнала отклика лазера (рис. 4а), коэффициента усиления по максимальной интенсивности при  $\varphi_1 = 0$  (рис. 4б) и коэффициента усиления по энергии при  $\varphi_1 = 0$  (рис. 4в) для «альтернативных» оптических толщин лазера  $\xi = 16.12$  (пунктир),  $\xi = 14.96$  (сплошная линия) и  $\xi = 12.66$  (штриховая линия).

## Заключение

Основным результатом проведенного рассмотрения является конкретный вид временной зависимости «усиленного» сигнала, то есть отклика мазера на кусочно-голоморфный (= искусственный) сигнал для одного конкретного мазера, рассчитанный на основе имеющихся в литературе экспериментальных данных (см. рис. 2в). Это существенно, потому что поиск сигналов отклика мазеров на кусочно-голоморфные сигналы (= сигналы внеземных цивилизаций) существенно облегчается, если известно, что именно следует искать.

Кроме того, отработана методика восстановления временной зависимости сигнала отклика мазера на кусочно-голоморфный сигнал («автографа» мазера) по спектру его излучения, которая в принципе может быть применена и к другим космическим мазерам.

Сигнал отклика мазерного источника ОН, связанного с инфракрасной звездой NML Лебедя на кусочно-голоморфный сигнал, имеет характерную длительность около 50 мксек и отстает от «вакуумного» времени задержки примерно на 20 мксек (по фронту) и 40 мксек (по максимуму). Он представляет собой двугорбый сигнал, осциллирующий в соответствии с разницей частот двух полос усиления мазера. Эти осцилляции подходят достаточно близко к нулю (по причине близости параметров упомянутых выше двух полос усиления мазера), но никогда не доходят до нуля (по причине некоторой слабости «высокочастотной» полосы усиления в сравнении с «низкочастотной»).

## Литература

1. Стрельницкий В.С. Космические мазеры // Успехи физических наук. – 1974. – Т. 113. – №. 7. – С. 463-502. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0113.197407c.0463>
2. Таунс Ч.Х. Космические мазеры и лазеры // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – №. 12. – С. 1063-1066.
3. Варшалович Д.А. Мазерный эффект в космосе // Физика космоса: Маленькая энциклопедия / Под ред. Р. А. Сюняева, Ю. Н. Дрожжина-Лабинского, Я. Б. Зельдовича и др.. – 2-е изд. – М.: Советская энциклопедия, 1986. – С. 376–378.

4. Дикинсон Д. Космические мазеры //Успехи физических наук. – 1979. – Т. 128. – №. 6. – С. 345-362.
5. Бухман Н.С. О распространении кусочно-голоморфных сигналов через космический мазер. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.25>
6. Бухман Н.С. Об искажении волнового пакета при его распространении в усиливающей среде //Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – №. 4. – С. 299-306.
7. Бухман Н.С. О нормализации наблюдаемой формы спектральной линии усиления с ростом оптической толщины слоя вещества //Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – №. 9. – С. 799-802.
8. Бухман Н.С., Куликова А.В. О характере дисперсии показателя преломления вблизи уединенной спектральной линии //Радиотехника и электроника. – 2015. – Т. 60. – №. 5. – С. 535-535. <https://doi.org/10.7868/S0033849415030080>
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – 1979.
10. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов //Успехи физических наук. – 1976. – Т. 118. – №. 2. – С. 339-367. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0118.197602h.0339>
11. Wang L.J., Kuzmich A., Dogariu A. Gain-assisted superluminal light propagation //Nature. – 2000. – Т. 406. – №. 6793. – С. 277-279. <https://doi.org/10.1038/35018520>
12. Talukder M.A. I., Amagishi Y., Tomita M. Superluminal to subluminal transition in the pulse propagation in a resonantly absorbing medium //Physical Review Letters. – 2001. – Т. 86. – №. 16. – С. 3546. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3546>
13. Dogariu A., Kuzmich A., Wang L.J. Transparent anomalous dispersion and superluminal light-pulse propagation at a negative group velocity //Physical Review A. – 2001. – Т. 63. – №. 5. – С. 053806. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.63.053806>
14. Акульшин А.М., Чиммино А., Опат Д.И. Отрицательная групповая скорость светового импульса в парах цезия //Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – №. 7. – С. 567-569. <https://doi.org/10.1070/QE2002v032n07ABEH002249>

15. Macke B., Ségard B. Propagation of light-pulses at a negative group-velocity //The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. – 2003. – Т. 23. – С. 125-141. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2003-00022-0>
16. Akulshin A.M. et al. Pulses of «fast light», the signal velocity, and giant Kerr nonlinearity //LASER PHYSICS-LAWRENCE-. – 2005. – Т. 15. – №. 9. – С. 1252.
17. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. Скорость максимума огибающей частотно-модулированного гауссова импульса в усиливающей нелинейной среде //Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 99. – №. 1. – С. 89-92.
18. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. Скорость огибающей импульса в туннельно-связанных оптических волноводах с сильно различающимися параметрами //Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101. – №. 1. – С. 120-123. <https://doi.org/10.1134/S0030400X06070204>
19. Macke B., Ségard B. From fast to slow light in a resonantly driven absorbing medium //Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2010. – Т. 82. – №. 2. – С. 023816. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.023816>
20. Akulshin A.M., McLean R.J. Fast light in atomic media //Journal of Optics. – 2010. – Т. 12. – №. 10. – С. 104001. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/12/10/104001>
21. Малыкин Г.Б., Романец Е.А. Сверхсветовые движения (обзор) //Оптика и спектроскопия. – 2012. – Т. 112. – №. 6. – С. 993-993. <https://doi.org/10.1134/S0030400X12040145>
22. Золотовский И.О., Минвалиев Р.Н., Семенцов Д.И. Динамика частотно-модулированных волновых пакетов в световодах с комплексными материальными параметрами //Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183. – №. 12. – С. 1353-1365. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0183.201312e.1353>
23. Macke B., Ségard B. Simultaneous slow and fast light involving the Faraday effect //Physical Review A. – 2016. – Т. 94. – №. 4. – С. 043801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.043801>

24. Macke B., Ségard B. Optical precursors with self-induced transparency //Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2010. – Т. 81. – №. 1. – С. 015803.
25. Macke B., Ségard B. Optical precursors in transparent media //Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2009. – Т. 80. – №. 1. – С. 011803.
26. Boyd and R.W., Gauthier D.J. « Slow"and» fast light // Progress in Optics. – 2002. – V. 43. – P. 497.
27. Macke B., Ségard B. Simple asymptotic forms for Sommerfeld and Brillouin precursors //Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2012. – Т. 86. – №. 1. – С. 013837. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.013837>
28. Ravelo B. Investigation on microwave negative group delay circuit //Electromagnetics. – 2011. – Т. 31. – №. 8. – С. 537-549. <https://doi.org/10.1080/02726343.2011.621106>
29. Macke B., Ségard B. // Opt. Commun. 2008. V. 281. № 1. P. 12-17. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.09.007>
30. Aaviksoo J., Kuhl J., Ploog K. Observation of optical precursors at pulse propagation in GaAs //Physical Review A. – 1991. – Т. 44. – №. 9. – С. R5353. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.44.R5353>
31. Österberg U., Andersson D., Lisak M. On precursor propagation in linear dielectrics //Optics communications. – 2007. – Т. 277. – №. 1. – С. 5-13. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.04.050>
32. Tanaka H. et al. Propagation of optical pulses in a resonantly absorbing medium: Observation of negative velocity in Rb vapor //Physical Review A. – 2003. – Т. 68. – №. 5. – С. 053801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.053801>
33. Du S. et al. Observation of optical precursors at the biphoton level //Optics letters. – 2008. – Т. 33. – №. 18. – С. 2149-2151. <https://doi.org/10.1364/OL.33.002149>
34. Macke B., Ségard B. Brillouin precursors in Debye media //Physical Review A. – 2015. – Т. 91. – №. 5. – С. 053814. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.053814>
35. Macke B., Ségard B. On-resonance material fast light //Physical Review A. – 2018. – Т. 97. – №. 6. – С. 063830. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.011803>

36. Бухман Н.С. О связи между ослаблением и временем запаздывания узкополосного сигнала в диспергирующей среде. // Журнал радиоэлектроники. 2024. – № 5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.12>

**Для цитирования:**

Бухман Н.С. О распространении кусочно-голоморфного сигнала через мазерный источник ОН, связанный с инфракрасной звездой NML Лебедя. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. –№ 3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.3>