

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.2.2>

УДК: 537.876.22

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ П-ОБРАЗНОГО РАДИОИМПУЛЬСА В СЕЛЕКТИВНО УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А.В. Куликова, Н.С. Бухман

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

Статья поступила в редакцию 30 августа 2023.

**Аннотация.** Получены общие соотношения, которым подчиняется эволюция переднего фронта сигнала, распространяющегося в селективно усиливающей среде. Рассмотрено распространение импульса с прямоугольной огибающей, несущая частота которого близка к частоте одной из спектральных линий усиления селективно (по частоте) усиливающей среды. Изучена временная зависимость огибающей исходно прямоугольного сигнала при различных значениях оптической толщины слоя вещества для гауссова и лоренцева контура спектральной линии. Показано, что в случае сдвига несущей частоты сигнала относительно центра спектральной линии интерференция первичного и усиленного сигнала способна приводить к весьма значительным осцилляциям суммарного сигнала во времени.

**Ключевые слова:** активная среда, сигнал, передний фронт, искажение, разрыв, распространение радиоволн, распространение электромагнитных волн.

**Автор для переписки:** Куликова Анастасия Владиславовна,  
[kulikova20102010@mail.ru](mailto:kulikova20102010@mail.ru)

## Введение

Обычно распространение волнового пакета в диспергирующей среде проводится в рамках первого или второго порядка классической теории дисперсии волнового пакета в среде без поглощения [1], которая основана на разложении зависящего от частоты показателя преломления среды в ряд Тейлора по частоте вблизи несущей частоты сигнала (волнового пакета). Такой подход оправдывает себя только в случае достаточно узкого спектра сигнала и приводит к потере информации о высокочастотной составляющей спектра сигнала. Во «временном представлении» при этом происходит «сглаживание» сигнала и теряется информация о его поведении на интервалах времени меньше или порядка обратной ширины спектральной линии (времени когерентности спектральной линии). Между тем именно эта информация определяет особенности переднего фронта сигнала и, в частности, темп нарастания амплитуды сигнала, распространяющегося в усиливающей среде.

В результате остается открытым ряд вопросов о характере распространения слабого радиосигнала в активной среде. Сразу отметим, что нас не интересует типичная для квантовой электроники [2,3] задача о генерации и усилении излучения в компактной искусственно созданной активной среде. Мы пытаемся лишь выяснить, как искажается в естественной достаточно протяженной селективно-усиливающей среде слабый «информационный» сигнал. В качестве реально существующего примера такой среды можно указать на «космические мазеры» [4]. Вблизи Земли, насколько известно авторам, в настоящее время «мазерных» областей не наблюдается. Впрочем, постоянный рост энергетических параметров антропогенного воздействия на ионосферу в принципе может привести к их появлению в обозримом будущем. Особенно перспективными в этом отношении представляются высотные ядерные взрывы.

Разумеется, за слабой лидирующей частью сигнала (распространяющейся, как показано в [5] и подтверждено ниже, в точности с вакуумной скоростью света) в усиливающей среде при достаточной протяженности трассы неизбежно формируется все более продолжительный экспоненциально нарастающий с

ростом протяженности трассы гауссов (в случае несущественности насыщения усиления [6]) сигнал, распространяющийся с групповой скоростью, которая ниже вакуумной скорости света. В данной работе этот «хвост» не рассматривается по нескольким причинам. Во-первых, он уже рассмотрен [6]. Во-вторых, параметры этого «хвоста» крайне слабо зависят от параметров исходного сигнала [6] и рассматривать «хвост» в качестве носителя информации (сигнала) не стоит. В-третьих, экспоненциальный рост мощности хвоста достаточно быстро приводит к снятию инверсии и насыщению усиления, каковое насыщение тем не менее, не влияет на лидирующую часть сигнала, изучаемую в данной работе.

Итак, в данной работе мы рассмотрим, по какому закону возрастает амплитуда сигнала вблизи его фронта, как скорость возрастания амплитуды зависит от параметров среды и сигнала, является ли возрастание амплитуды сигнала монотонным во времени, как оно зависит от оптической толщины слоя вещества.

Конечно же, в настоящее время не составляет особого труда рассмотреть поставленную задачу «точными» (численными) методами, тем более что эти методы показали свою важность и надежность при решении целого ряда сложных комплексных проблем квантовой электроники [7-19]. Ясно, что простые аналитические оценки, предлагаемые в данной работе, не могут конкурировать с серьезным численным счетом ни по конкретности, ни по комплексности рассмотрения задачи, ни по учету множества взаимосвязанных процессов, протекающих в термодинамически-неравновесной среде при распространении (а тем более – при генерации) мощного электромагнитного импульса. Тем не менее они позволяют быстро оценить характеристики эффекта, что полезно хотя бы для решения вопроса о целесообразности (или нецелесообразности) полномасштабного численного счета.

Для определения характера искажения сигнала, распространяющегося селективно усиливающей среде, рассмотрим сигнал  $E(z, t)$  с частотой несущей  $\omega_0$  и комплексной огибающей  $A(z, t)$  идущий вдоль оси  $z$ . Для временных и

спектральных характеристик узкополосного сигнала (ширина спектра сигнала мала в сравнении с частотой несущей  $\omega_0$ ) запишем соотношения:

$$\begin{aligned}
 E(z, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \\
 E(z, \omega) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, t) \exp(i\omega t) dt, \\
 E(z, t) &= A(z, t) \exp(-i\omega_0 t) + A^*(z, t) \exp(i\omega_0 t), \\
 A(z, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, \Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega, \\
 A(z, \Omega) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) \exp(i\Omega t) dt, \\
 A(z, \Omega) &= E(z, \omega), \omega = \omega_0 + \Omega.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $E(z, t)$  и  $E(z, \omega)$  – высокочастотный сигнал и его высокочастотный спектр (сосредоточенный вблизи частоты несущей  $\omega_0$ ),  $A(z, t)$  и  $A(z, \Omega)$  – низкочастотная комплексная огибающая и ее низкочастотный спектр. Зависимость всех перечисленных функций от  $z$  связана с деформацией сигнала при его распространении в среде.

Пусть сигнал распространяется в газе с показателем преломления

$$n(\omega) = 1 + 2\pi\chi(\omega), \tag{2}$$

где  $\chi(\omega)$  – комплексная диэлектрическая восприимчивость вещества. Тогда для комплексной передаточной функции слоя вещества толщиной  $z$  имеем

$$F(z, \omega) = \exp(ikn(\omega)z), \tag{3}$$

где  $k = \omega / c$ .

Введя коэффициент усиления света по амплитуде на частоте несущей

$$\alpha_0 \equiv 2\pi k_0 \chi(\omega_0), k_0 \equiv \omega_0 / c \quad (4)$$

и нормированный на 1 в центре спектральной линии  $\omega_0$  комплексный контур линии  $g(\Omega)$

$$g(\Omega) \equiv 2\pi k \alpha_0^{-1} \chi(\omega_0 + \Omega), \quad (5)$$

представим передаточную функцию слоя в виде

$$F(z, \omega) = \exp(ikz) \exp(\xi g(\Omega)), \quad (6)$$

где

$$\xi \equiv \alpha_0 z \quad (7)$$

– оптическая толщина слоя вещества.

Для правильного учета высокочастотной составляющей спектра сигнала разложим функции  $g(\Omega)$  в асимптотический ряд по параметру  $\Omega$  в окрестности бесконечности (то есть по параметру  $1/\Omega$  в окрестности 0). Запишем соответствующее разложение в виде

$$g(\Omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(ix)^n}{n!} \gamma_n, \quad (8)$$

$$x \equiv (2\Omega / \Delta\Omega_{1/2})^{-1},$$

$$\gamma_n \equiv (-i)^n \left. \frac{d^n g}{dx^n} \right|_{x=0},$$

где  $\Delta\Omega_{1/2}$  – ширина спектральной линии  $g(\Omega)$  на уровне 1/2 от максимума,  $x$  – безразмерная обратная частота, (бесконечный) набор структурных коэффициентов  $\{\gamma_n\}$  может рассматриваться как альтернативный (по отношению к прямому заданию контура линии  $g(\Omega)$ ) способ задания профиля спектральной линии.

Для лоренцева (L) (столкновительное или радиационное уширение линии) и гауссова (G) (доплеровское уширение) профиля линий имеем соответственно:

$$\begin{aligned}
 \gamma_1^{(L)} &= 1, \\
 \gamma_2^{(L)} &= -2, \\
 \gamma_3^{(L)} &= 6, \\
 \gamma_4^{(L)} &= -24 \\
 \gamma_1^{(G)} &= 1/\sqrt{\pi \ln(2)} \approx 0,678, \\
 \gamma_2^{(G)} &= 0, \\
 \gamma_3^{(G)} &= -3/(\ln(2)\sqrt{\pi \ln(2)}) \approx -2,933, \\
 \gamma_4^{(G)} &= 0.
 \end{aligned} \tag{9}$$

В случае гауссова контура спектральной линии при удалении от центральной частоты линии происходит экспоненциальное затухание мнимой части показателя преломления (или, вещественной части комплексного контура линии), поэтому четные коэффициенты разложения для гауссова контура обращаются в 0. Так как нас интересует короткий сигнал, то ограничимся первыми четырьмя членами ряда в (8). Это позволит получить хорошую точность для фронта сигнала, то есть на интервале времени порядка  $\tau_l$ , считая от фронта первичного сигнала.

Передаточную функцию слоя (6) можно представить в виде

$$F(z, \omega) = F^{(v)}(z, \omega) [1 + F^{(f)}(\xi, \Omega)], \tag{10}$$

где

$$F^{(v)}(z, \omega) \equiv \exp(ikz) \tag{11}$$

– передаточная функция слоя вакуума,

$$F^{(f)}(\xi, \Omega) \equiv \exp(\xi g(\Omega)) - 1 \tag{12}$$

– дополнительная (связанная со спектральной линией) передаточная функция слоя вещества. С учетом (8) разложение этой функции в ряд по частоте  $\Omega$  в окрестности бесконечности имеет вид

$$F^{(f)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!} \left( \frac{i}{\tau_l \Omega} \right)^n, \tag{13}$$

$$\tau_l \equiv 2 / \Delta\Omega_{1/2},$$

где  $\tau_l$  – время когерентности излучения спектральной линии.

Первые 4 функции  $\alpha_i(\xi)$  определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\alpha_1(\xi) &= \gamma_1 \xi, \\ \alpha_2(\xi) &= \gamma_2 \xi + \gamma_1^2 \xi^2, \\ \alpha_3(\xi) &= \gamma_3 \xi + 3\gamma_1 \gamma_2 \xi^2 + \gamma_1^3 \xi^3, \\ \alpha_4(\xi) &= \gamma_4 \xi + (4\gamma_1 \gamma_3 + 3\gamma_2^2) \xi^2 + 6\gamma_1^2 \gamma_2 \xi^3 + \gamma_1^4 \xi^4.\end{aligned}\tag{14}$$

Распространяющийся в активной среде сигнал можно рассматривать как суперпозицию двух сигналов, являющихся результатом фильтрации исходного сигнала через два различных фильтра – фильтр  $F^{(v)}$ , который является обычной линией задержки, и фильтр  $F^{(f)}$ , который во временном представлении можно рассматривать как интегральный ряд.

Эволюция спектра огибающей сигнала по мере его распространения описывается уравнением

$$\begin{aligned}A(z, \Omega) &= A(0, \Omega) F(z, \omega_0 + \Omega) = \\ &= A^{(p)}(z, \Omega) + A^{(a)}(z, \Omega).\end{aligned}\tag{15}$$

Видно, что спектр сигнала распадается на два слагаемых, соответствующих двум разным сигналам:

$$\begin{aligned}A^{(p)}(z, \Omega) &= A(0, \Omega) F^{(v)}(z, \Omega), \\ A^{(a)}(z, \Omega) &= A(0, \Omega) F^{(v)}(z, \Omega) F^{(f)}(z, \Omega).\end{aligned}\tag{16}$$

Первая компонента ( $A^{(p)}$ ) соответствует задержанному во времени исходному сигналу и далее будет именоваться первичным сигналом, а вторая компонента ( $A^{(a)}$ ) соответствует усиленному сигналу, который можно рассматривать как отклик среды на первичный сигнал. Далее эту часть сигнала будем именовать усиленным сигналом.

Пусть в начальной точке  $z = 0$  временная зависимость сигнала характеризуется функцией  $A^{(0)}(t) \equiv A(0, t)$ . Тогда из (11), (16) видно, что первичный сигнал совпадает с исходным сигналом, сдвинутым во времени на вакуумное время задержки и набравшим вакуумную фазу:

$$\begin{aligned} A^{(p)}(z, t) &= A^{(0)}(t_s) \exp(ik_0 z), \\ t_s(z, t) &\equiv t - \tau_v(z), \\ \tau_v(z) &\equiv z / c, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\tau_v(z)$  – зависящее от точки наблюдения  $z$  вакуумное время задержки сигнала, а  $t_s(z, t)$  – сдвинутое (на вакуумное время задержки) время. Использование «сдвинутого времени»  $t_s(z, t)$  вместо истинного  $t$  позволяет исключить из рассмотрения вакуумную задержку сигнала, различную в разных точках пространства  $z$ .

Для усиленного сигнала с учетом (11), (13) и (16) получаем

$$\begin{aligned} A^{(a)}(\xi, t) &= \exp(ik_0 z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n! \tau_l^n} A_n^{(a)}(t_s), \\ A_n^{(a)}(t) &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} A^{(0)}(\Omega) \exp(-i\Omega t) (-i\Omega)^{-n} d\Omega. \end{aligned} \quad (18)$$

С учетом известных свойств фурье-преобразования и [20], выражение для  $A_n^{(a)}(t)$  можно записать в виде:

$$\begin{aligned} A_0^{(a)}(t) &= A^{(0)}(t), \\ A_n^{(a)}(t) &= \underbrace{\int_{-\infty}^t dt \int_{-\infty}^t dt \dots \int_{-\infty}^t dt}_{n \text{ раз}} A^{(0)}(t) = \\ &= (1 / (n - 1)!) \int_{-\infty}^t (t - t_1)^{n-1} A^{(0)}(t_1) dt_1. \end{aligned} \quad (19)$$

Тогда окончательная формула для усиленного сигнала принимает вид:

$$\begin{aligned} A(z, t) &= A^{(p)}(z, t) + A^{(a)}(\xi, t), \\ A^{(p)}(z, t) &= A^{(0)}(t_s) \exp(ik_0 z), \\ A^{(a)}(\xi, t) &= \exp(ik_0 z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!(n-1)! \tau_l^n} \int_{-\infty}^{t_s} (t_s - t_1)^{n-1} A^{(0)}(t_1) dt_1, \\ t_s(z, t) &= t - \tau_v(z), \\ \tau_v(z) &= z / c. \end{aligned} \quad (20)$$



В данной работе мы применим эти общие соотношения для анализа распространения сигнала с прямоугольной огибающей в селективно усиливающей среде.

### 1. Распространение прямоугольного импульса, несущая частота которого совпадает с центральной частотой спектральной линии.

Для анализа влияния ненулевой продолжительности сигнала во времени на возбуждаемое поле рассмотрим распространение импульса с прямоугольной огибающей в активной среде. Пусть временная зависимость огибающей сигнала в начальной точке  $z = 0$  имеет вид прямоугольного импульса единичной амплитуды и длительности  $T_1$ , то есть

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} 1, t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1]. \end{cases} \quad (21)$$

Тогда ряд (20) можно переписать в виде

$$A^{(a)}(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{(n!)^2} \left[ \left( \frac{t_s}{\tau_l} \right)^n \eta \left( \frac{t_s}{\tau_l} \right) - \left( \frac{t_s - T_1}{\tau_l} \right)^n \eta \left( \frac{t_s - T_1}{\tau_l} \right) \right]. \quad (22)$$

Результаты расчетов, проведенных с использованием формулы (22) при значении длительности прямоугольного импульса равной половине времени когерентности спектральной линии ( $T_1 = 0,5\tau_l$ ) приведены на рис. 1 (для гауссова контура линии) и на рис. 2 (для лоренцева контура). На этих рисунках по оси ординат отложена комплексная огибающая амплитуды сигнала  $A$  при различных значениях оптической толщины слоя  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$ .

Сплошными линиями обозначены данные численного счета, а штриховой линией – результаты применения формулы (22). Видно, что штриховые линии практически сливаются с соответствующими сплошными линиями, то есть аналитические и численные результаты при значениях параметра  $t_s / \tau_l$  меньше или порядка единицы совпадают.

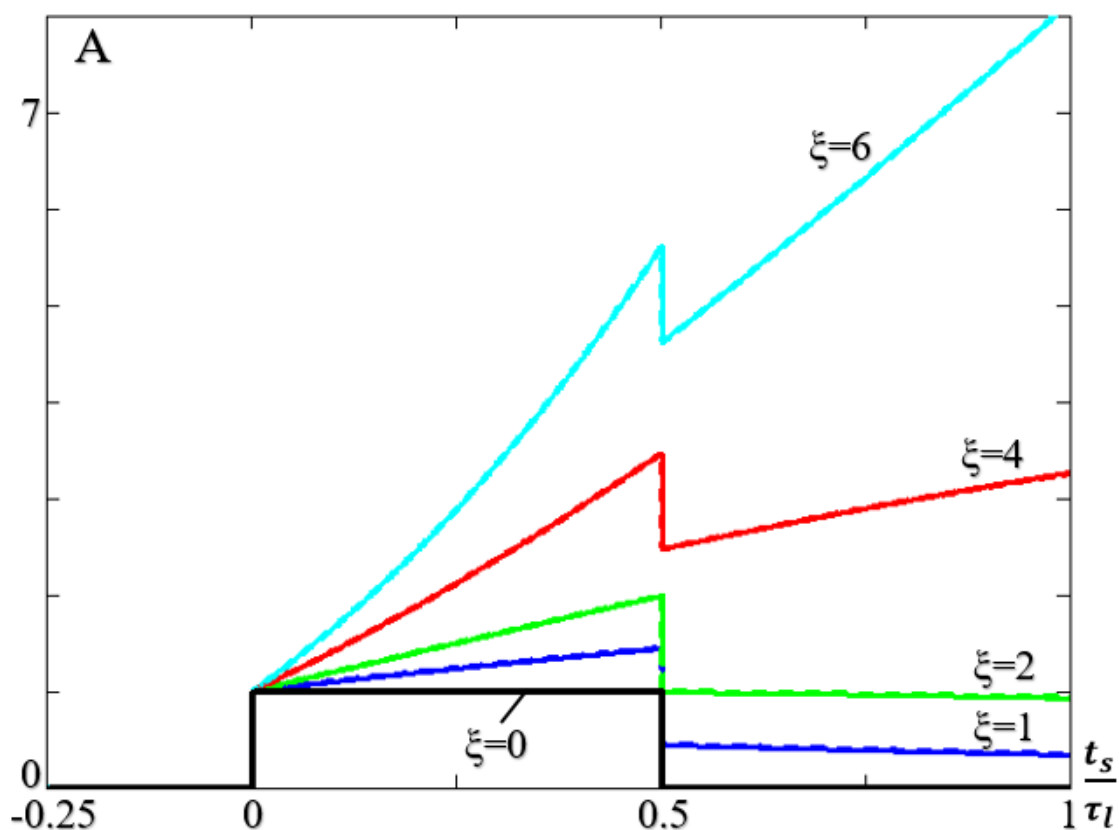


Рис. 1. Зависимость комплексной огибающей амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества в случае гауссова контура спектральной линии (П-образная огибающая первичного сигнала).

Анализируя графики, можно сделать выводы, что первичный сигнал (прямоугольный импульс) четко различим на фоне усиленного, и их интерференция не приводит к осцилляциям суммарного сигнала во времени. Это связано с вещественностью комплексных огибающих обоих сигналов и одинаковостью их несущей частоты, которая совпадает с центральной частотой спектральной линии. Величина начального скачка не изменяется с ростом оптической толщины слоя вещества. Темпы роста усиленного сигнала на фоне первичного заметно выше, чем по его окончании. Это связано с частичной взаимной компенсацией двух членов в (3) при  $t_s > T_1$ . При увеличении оптической толщины слоя рост усиленного сигнала продолжается и по окончании первичного сигнала.

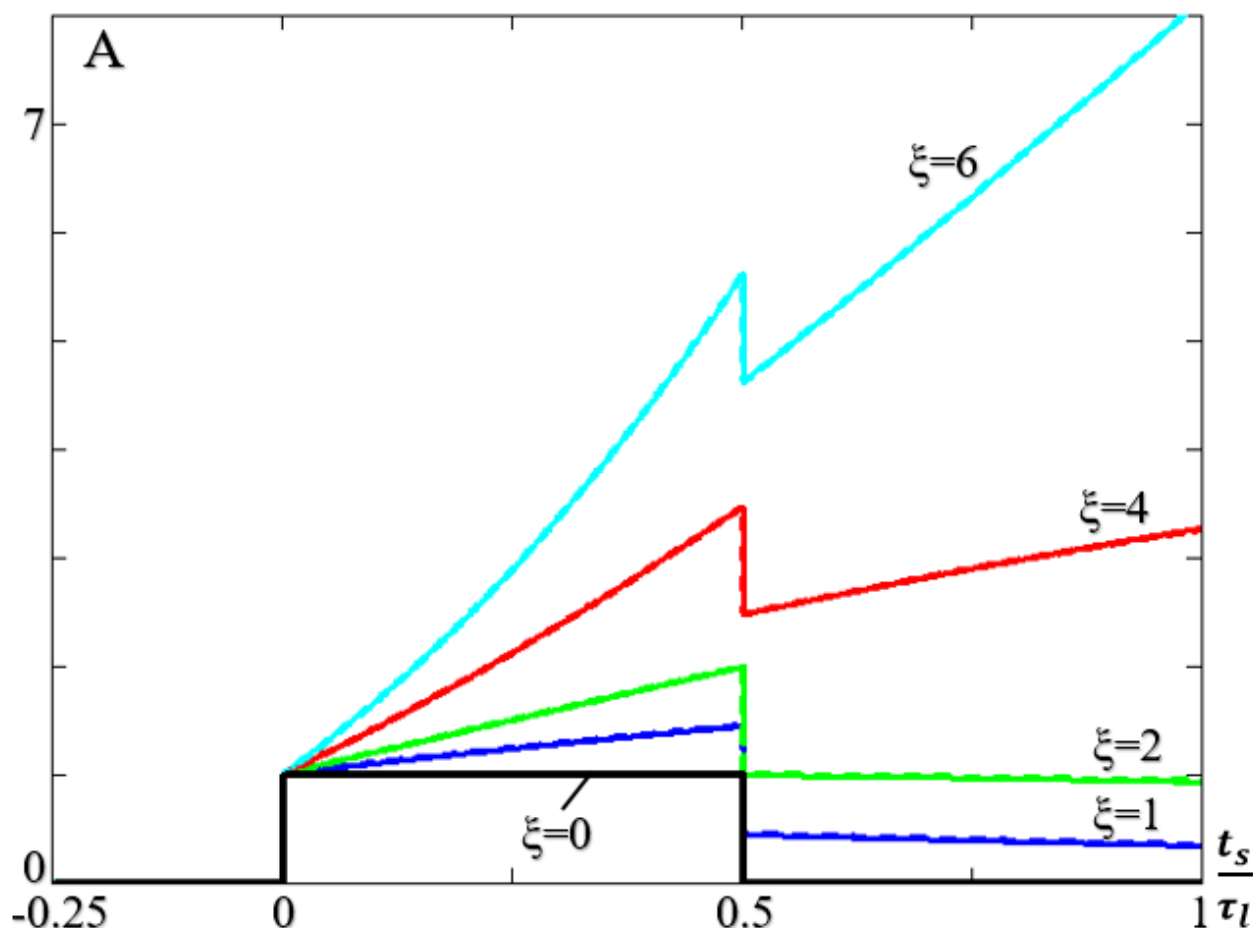


Рис. 2. Зависимость комплексной огибающей амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества в случае лоренцева контура спектральной линии (П-образная огибающая первичного сигнала).

## 2. Распространение прямоугольного импульса, несущая частота которого не совпадает с центральной частотой спектральной линии.

Рассмотрим сигнал, частота несущей которого не совпадает с частотой линии. В этом случае включим дополнительный фазовый множитель в выражение для комплексной огибающей сигнала.

Пусть временная зависимость сигнала в начальной точке  $z = 0$  имеет вид

$$\begin{aligned}
 E(t) &= A_1^{(0)}(t) \exp(-i\omega_1 t) + A_1^{(0)*}(t) \exp(i\omega_1 t), \\
 A_1^{(0)}(t) &= \begin{cases} 1, t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1], \end{cases} \\
 \omega_1 &= \omega_0 + \Delta\omega.
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

Сигнал (23) – это прямоугольный импульс единичной амплитуды и длительности  $T_1$  с частотой несущей  $\omega_1$  (которая не обязательно совпадает с центральной частотой линии усиления  $\omega_0$ ).

Для использования соотношений (20) введем функцию  $A^{(0)}(t)$  с помощью соотношения:

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} \exp(-i\Delta\omega t), t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1], \end{cases} \quad (24)$$

где  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0$  – сдвиг частоты несущей пакета относительно центра спектральной линии. В этом случае из (20) следует

$$A^{(a)}(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp(-i\Delta\omega t) - \sum_{j=0}^{n-1} \frac{(-i\Delta\omega t)^j}{j!} \right\} \eta(t) - \left[ \exp(-i\Delta\omega t) - \exp(-i\Delta\omega T_1) \sum_{j=0}^{n-1} \frac{(-i\Delta\omega(t - T_1))^j}{j!} \right] \times \eta(t - T_1) \left\} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!(-i\Delta\omega\tau_i)^n}. \quad (25)$$

Результаты расчетов, проведенных с использованием формулы (25) для гауссова контура приведены на рис. 3 при значении параметров  $T_1 = 0,5\tau_i$  при  $\Delta\omega = 0\tau_i^{-1}$  (рис. 3а),  $\Delta\omega = 8\tau_i^{-1}$  (рис. 3б),  $\Delta\omega = 16\tau_i^{-1}$  (рис. 3с),  $\Delta\omega = 32\tau_i^{-1}$  (рис. 3д) и на рис. 4 для лоренцева контура спектральной линии при значении параметров  $T_1 = 0,5\tau_i$  при  $\Delta\omega = 0\tau_i^{-1}$  (рис. 4а),  $\Delta\omega = 8\tau_i^{-1}$  (рис. 4б),  $\Delta\omega = 16\tau_i^{-1}$  (рис. 4с),  $\Delta\omega = 32\tau_i^{-1}$  (рис. 4д).

На этих рисунках сплошными линиями обозначены данные численного счета, а пунктиром – результаты применения формулы (25) при учете первых 4 членов ряда. Видно, что согласие аналитических и численных результатов при значениях параметра  $t_s / \tau_i$  меньше или порядка единицы можно считать количественным. Временные осцилляции возникают только в области, в которой первичный и усиленный сигнал накладываются друг на друга. По окончании первичного сигнала изменений не наблюдается.

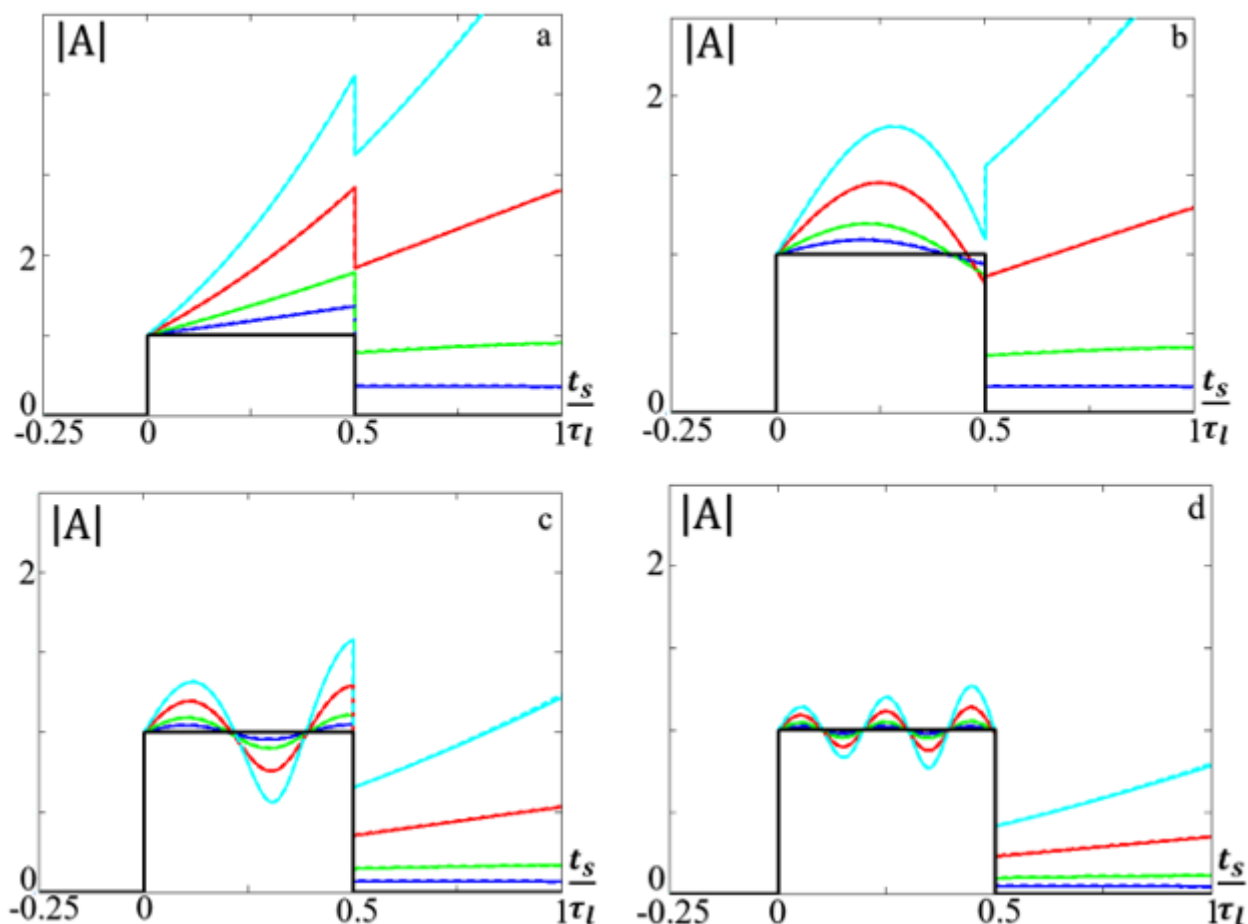


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$  в случае гауссова контура спектральной линии при сдвиге несущей первичного сигнала ( $\Delta\omega = 0\tau_l^{-1}$  (a),  $\Delta\omega = 8\tau_l^{-1}$  (b),  $\Delta\omega = 16\tau_l^{-1}$  (c),  $\Delta\omega = 32\tau_l^{-1}$  (d)). Связь между цветом линий и оптической толщиной слоя вещества соответствует рис.1.

Нетрудно заметить (см. рис. 3,4), что темп роста амплитуды сигнала вблизи его начального скачка максимален в случае совпадения частоты несущей с максимумом спектральной линии спонтанного излучения, несмотря на известный факт, что частотный максимум индуцированного излучения лежит на перегибе спектральной линии спонтанного излучения, который совершенно не совпадает с максимумом этой кривой, то есть имеет место некоторая «расстройка» частоты для оптимальной генерации. Это происходит потому, что в данной работе мы рассматриваем не основную (экспоненциально нарастающую с ростом протяженности трассы) часть сигнала (скрытую за правой границей наших графиков и распространяющуюся с групповой скоростью, которая ниже скорости света и минимальна как раз в центре

спектральной линии [6]), а лишь его П-образную лидирующую часть, которая при любом значении частоты несущей распространяется в точности с вакуумной скоростью света и усиление которой максимально именно в максимуме спектральной линии.

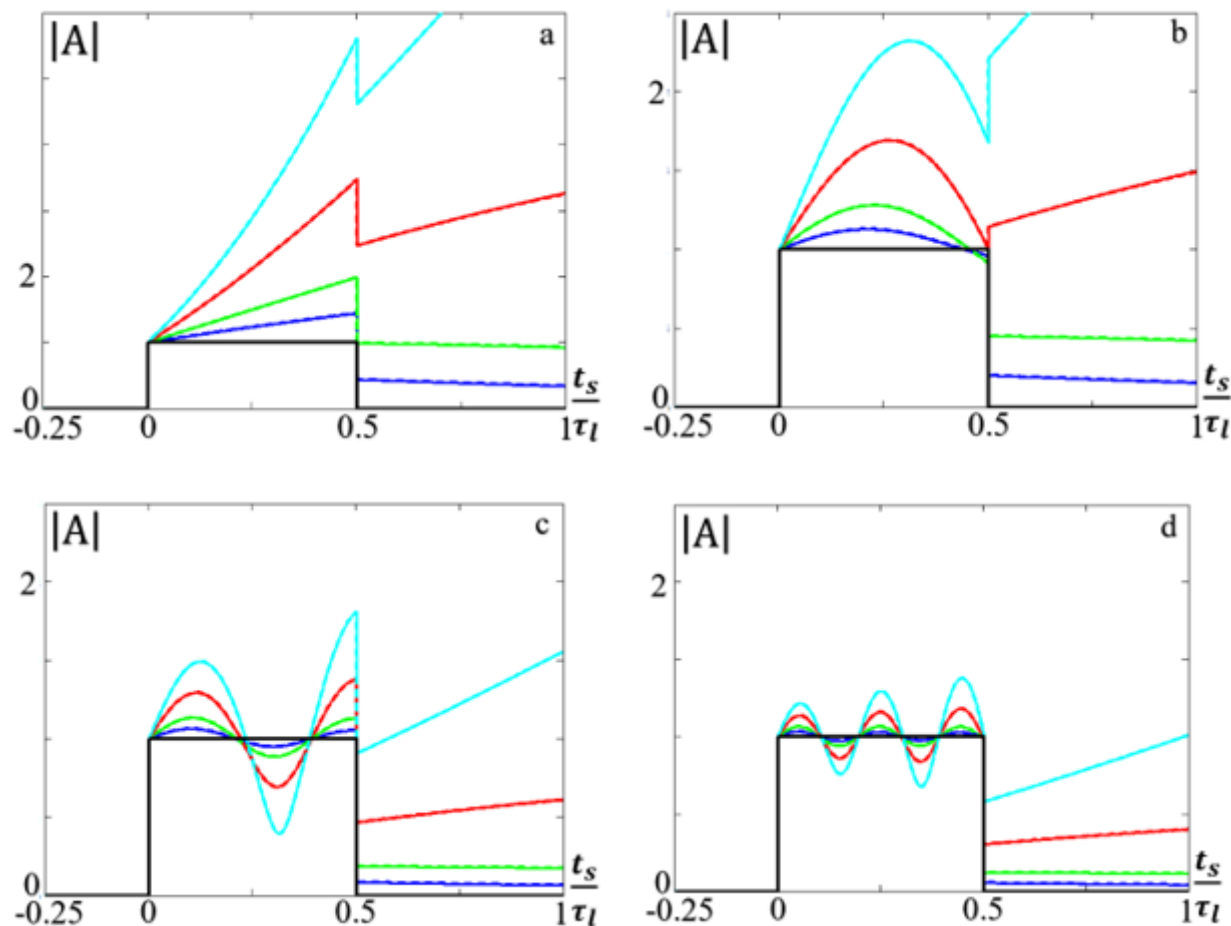


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$  лоренцева контура при сдвиге несущей первичного сигнала ( $\Delta\omega = 0\tau_l^{-1}$  (a),  $\Delta\omega = 8\tau_l^{-1}$  (b),  $\Delta\omega = 16\tau_l^{-1}$  (c),  $\Delta\omega = 32\tau_l^{-1}$  (d)). Связь между цветом линий и оптической толщиной слоя вещества соответствует рис. 2.

## Заключение

В случае распространения прямоугольного импульса, несущая частота которого совпадает с центральной частотой спектральной линии (рис. 1-2) первичный сигнал четко различим на фоне усиленного, их интерференция не приводит к осцилляциям суммарного сигнала во времени, потому что их частоты совпадают. Комплексная амплитуда суммарного сигнала при этом вещественна

и потому на рис. 1,2 приводится именно сама комплексная амплитуда. При увеличении оптической толщины слоя величины начального и конечного скачков амплитуды сигнала не изменяются и равны +1 и -1 соответственно, рост усиленного сигнала продолжается и по окончании первичного сигнала.

В случае сдвига несущей частоты сигнала относительно центра спектральной линии (рис. 3,4) интерференция первичного и усиленного сигнала приводит к осцилляциям суммарного сигнала во времени. Комплексная амплитуда суммарного сигнала при этом комплексна и потому на рис. 3,4 приводится ее абсолютная величина (то есть вещественная амплитуда). Временные осцилляции возникают только в области, в которой первичный и усиленный сигнал накладываются друг на друга. По окончании первичного сигнала осцилляций не наблюдается. С ростом оптической толщины слоя амплитуда осцилляций сигнала нарастает приблизительно по линейному закону, а их частота (равная сдвигу несущей частоты сигнала от центральной частоты спектральной линии) не изменяется.

При увеличении сдвига частоты несущей сигнала относительно центральной частоты спектральной линии амплитуда осцилляций уменьшается, а их частота (равная сдвигу несущей сигнала от центра спектральной линии) нарастает. Амплитуда осцилляций не превышает ни амплитуды первичного сигнала, ни амплитуды усиленного сигнала.

С ростом протяженности трассы величина переднего скачка модуля огибающей сигнала сохраняет свой знак и значение (плюс единица, то есть модуль комплексной огибающей скачком возрастает от нуля до единицы). Величина заднего скачка модуля огибающей сигнала с ростом протяженности трассы нерегулярно изменяется в пределах от -1 до +1. Так, например, в случае лоренцева контура спектральной линии в случае  $\Delta\omega = 8\tau_l^{-1}$  (рис. 4б) при  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$  величина скачка равна -1, -0.8, -0.5, +0.2 и +0.5 соответственно.

Очевидно, это связано с тем обстоятельством, что (как показано в [5]) свое значение сохраняют перемещающиеся с вакуумной скоростью света скачки комплексной огибающей сигнала, но (в общем случае) не скачки его

вещественной огибающей. Если речь идет переднем скачке модуля комплексной огибающей (от нуля), то в соответствии с равенством  $|0 + 1| - |0| = 1$  скачок модуля огибающей совпадает со скачком огибающей и равен +1. Величина же заднего скачка модуля огибающей от исходного значения  $|A|$  до  $|A - 1|$  равна  $|A - 1| - |A|$  и в зависимости от амплитуды и фазы комплексной огибающей суммарного сигнала в момент заднего скачка  $A$  может принимать значения от -1 до +1.

### Литература

1. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – 1979.
2. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники. – 1986.
3. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. – М.: наука, 1988. – Т. 52.
4. Стрельницкий В. С. Космические мазеры // Успехи физических наук. – 1974. – Т. 113. – №. 7. – С. 463-502. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0113.197407c.0463>
5. Бухман Н. С. Об искажении переднего фронта квазимонохроматического сигнала в резонансно-поглощающей среде // Радиотехника и электроника. 2019. – Т. 64. – №. 3. – С. 231-245. <https://doi.org/10.1134/S0033849419030045>
6. Bukhman N. S. On the distortion of a wave packet propagating in an amplifying medium // Quantum Electronics. – 2004. – Т. 34. – №. 4. – С. 299. <https://doi.org/10.1070/QE2004v034n04ABEH002670>
7. Крюков П. Г., Летохов В. С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде // Успехи физических наук. – 1969. – Т. 99. – №. 10. – С. 169-227. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0099.196910a.0169>
8. Козлов В. В., Розанов Н. Н. Численное исследование режима генерации предельно коротких импульсов в лазере с синхронизацией МОД // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т. 114. – №. 5. – С. 870-870. <https://doi.org/10.7868/s0030403413050085>
9. Терентьев В. С., Симонов В. А. Численное моделирование оптических свойств отражательного интерферометра, сформированного в планарной гетероструктуре лазерного диода // Прикладная фотоника. – 2020. – Т. 7. – №. 4. – С. 19-36. <https://doi.org/10.15593/2411-4367/2020.4.02>



10. Рузиев З. Д. и др. Численное моделирование генерации второй гармоники ультракоротких лазерных импульсов в нелинейных фотонных кристаллах // Математическое моделирование и численные методы. – 2022. – №. 1 (33). – С. 3-14. <https://doi.org/10.18698/2309-3684-2022-1-314>
11. Купцов Г. В. и др. Моделирование распространения пикосекундных импульсов в блоках формирования излучения на основе оптических волокон // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 9. – С. 801-805. <https://doi.org/10.1070/QEL15993>
12. Архипов Р. М. и др. Сравнение параметров генерации лазера в режиме когерентной и некогерентной синхронизации МОД // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131. – №. 7. – С. 933-940. <http://dx.doi.org/10.21883/OS.2023.07.56128.4881-23>
13. Воронин В. Г. и др. Генерация гладких микросекундных импульсов в иттербиевом волоконном лазере // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2005. – №. 5. – С. 35-38.
14. Анисимова С. А., Тетерин П. Е. Динамика генерации фазово-сопряженного ИАГ: Nd-лазера с пассивной модуляцией добротности и параллельным соединением резонаторов // Прикладная физика. – 2007. – №. 4. – С. 128-132.
15. Рожков А. В., Пихтин Н. А. Численное моделирование токовой зависимости спектров излучения мощных импульсных лазеров, выполненных на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения // Письма в Журнал технической физики. – 2018. – Т. 44. – №. 11. – С. 46-52. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.11.46196.17256>
16. Булгакова Н. М., Жуков В. П., Федорук М. П. Численное моделирование распространения фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейных средах // Вычислительные технологии. – 2012. – Т. 17. – №. 4. – С. 14-28. <http://dx.doi.org/10.13140/RG.2.1.3188.1367>
17. Горобец В. А., Кунцевич Б. Ф., Петухов В. О. Двухволновые CO<sub>2</sub>-лазеры с максимальным перекрытием во времени импульсов излучения // Журнал прикладной спектроскопии. – 2012. – Т. 79. – №. 5. – С. 727-732.

18. Архипов Р. М. и др. Синхронизация мод в лазерах за счет явления самоиндуцированной прозрачности: новые теоретические и экспериментальные результаты // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – №. 1. – С. 30-34.  
<https://doi.org/10.31857/S0367676520010044>
19. Ковригин А. И. и др. Динамика генерации лазеров на красителях при синхронной накачке ограниченным цугом пикосекундных импульсов // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – №. 10. – С. 2007-2018.
20. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Том 3. Часть 2. Изд. 9. – 1974.

**Для цитирования:**

Куликова А.В., Бухман Н.С. Распространение П-образного радиоимпульса в селективно усиливающей среде. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.2.2>