

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.12>

УДК: 537.876

О СВЯЗИ МЕЖДУ ОСЛАБЛЕНИЕМ И ВРЕМЕНЕМ ЗАПАЗДЫВАНИЯ УЗКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Н.С. Бухман

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

Статья поступила в редакцию 31 марта 2024 г.

Аннотация. Рассматривается 1D задача о распространении узкополосного сигнала в однородной диспергирующей среде. Показано, что существует прямая и непосредственная зависимость между дополнительным (к вакуумному) временем задержки сигнала и его ослаблением при распространении в поглощающей среде. Показано, что при дополнительном времени задержки свыше нескольких десятков времен когерентности однородно-уширенных спектральных линий среды сигнал ослабевает на сотни децибел и потому практически исчезает. С другой стороны, при запаздывании сигнала меньше времени когерентности среды его поглощение невелико. Аналогичная ситуация возникает и в усиливающей (термодинамически-неравновесной) среде – разумеется, с заменой ослабления сигнала на его усиление и заменой задержки сигнала на его опережение. В качестве примера рассмотрено распространение узкополосного сигнала, несущая частота которого находится вне полосы усиления космического мазера. Показано, что в этом случае за счет большого времени жизни возбужденных состояний молекул межзвездного газа

сигнал распространяется со сверхсветовой скоростью практически без изменения амплитуды, что является большой редкостью в задачах такого типа.

Ключевые слова: поглощение, дисперсия, групповая задержка, быстрый свет, космический мазер.

Автор для переписки: Бухман Николай Сергеевич, nik3142@yandex.ru

Введение

Хорошо известно, что в диспергирующей среде узкополосный электромагнитный сигнал распространяется с так называемой групповой скоростью [1-3], которая определяется дисперсией показателя преломления среды и обычно отличается от вакуумной скорости света. Из соотношений Крамерса-Кронига известно также [1-3], что любая диспергирующая среда является неконсервативной, то есть поглощает (или усиливает) электромагнитные волны по крайней мере на некоторых частотах. Тем не менее, обычно распространение сигнала с групповой скоростью и его поглощение рассматривают как два не зависящих друг от друга процесса. В данной работе мы пытаемся выяснить, насколько можно (и можно ли вообще) разделить эти два эффекта.

Конечно, теоретически возможны не нарушающие принцип причинности контуры спектральных линий, в которых поглощение (в отличие от дисперсии показателя преломления) имеет место лишь в некотором ограниченном спектральном интервале – например, спектральная линия с П-образным контуром поглощения [4]. Сигнал, спектр которого целиком расположен вне области поглощения такой спектральной линии, распространяется как бы в непоглощающей диспергирующей среде и потому способен распространяться с групповой скоростью вовсе без поглощения. Но остается неясным, существуют ли такие спектральные линии в реальности и как изменяется эта картина, если учесть, что в реальности близкий к П-образному контур поглощения спектральной линии или полосы поглощения обязательно

формируется узкими, но не бесконечно узкими спектральными линиями с малой, но конечной шириной.

1. Основные соотношения

Пусть узкополосный электромагнитный сигнал (волновой пакет) с частотой несущей ω_c распространяется в однородной изотропной слабо поглощающей диспергирующей среде, диэлектрическая проницаемость которой близка к 1 (то есть в газе) с несколькими лоренцевыми (естественное или столкновительное уширение [1, 5, 6]) спектральными линиями поглощения $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_i, \dots, \omega_n$. Пусть ω_i и τ_i – центральная частота и время когерентности i -й спектральной линии. Тогда для комплексного показателя преломления среды имеем [1]:

$$n(\omega) = 1 + \sum_i \left(\frac{i\alpha_i c}{\omega_i} \right) \frac{1}{1 - i(\omega - \omega_i)\tau_i}, \quad (1)$$

где α_i – коэффициент поглощения (по амплитуде) в центре i -й спектральной линии без учета прочих спектральных линий, $\alpha_i = \pi N_i e^2 f_i \tau_i / (mc)$ (e, m – заряд и масса электрона, c – скорость света, N_i – концентрация молекул (точнее, разность населенностей энергетических уровней, соответствующих i -й спектральной линии), f_i – сила осциллятора для перехода с частотой ω_i , используется гауссова система единиц). При выводе (1) предполагается, что интересующие нас спектральные линии (равно как и несущая частота сигнала) расположены достаточно «кучно», то есть для любого i выполняется условие $|\omega_c - \omega_i| \ll \omega_c$ (расстояние между спектральными линиями мало в сравнении с их центральными частотами). Вряд ли можно считать это условие обременительным, потому что спектральные линии, отстоящие от частоты несущей настолько далеко, что это условие не выполняется, вряд ли существенно влияют на распространение сигнала с несущей частотой ω_c . Контуры спектральных линий в (1) могут пересекаться.

Более того, в дальнейшем мы рассмотрим именно ситуацию, когда эти спектральные линии «смыкаются», порождая существенно более широкую неоднородно-уширенную спектральную линию или полосу поглощения.

Учтя близость показателя среды преломления к 1 (другими словами, предполагая, что поглощение на расстояниях порядка центральной длины волны любой линии мало, $\alpha_i \ll \omega_i/c$), для комплексного волнового числа имеем:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} + \sum_i \frac{i\alpha_i}{1 - i(\omega - \omega_i)\tau_i}. \quad (2)$$

Хорошо известно [1-3], что при распространении узкополосного сигнала с несущей частотой ω_c в слабо поглощающей диспергирующей среде имеет место так называемая групповая задержка сигнала $t_{gr}(\omega_c) = \frac{\partial(\text{Re}k(\omega_c))}{\partial\omega_c} z$, где z – протяженность трассы. Разумеется, распространение сигнала происходит без искажения его временной зависимости лишь при достаточно малой протяженности трассы (по терминологии [2] – в ближней зоне сигнала). С ростом протяженности трассы (в терминологии [2] – в промежуточной зоне) исходная временная зависимость интенсивности сигнала начинает искажаться и в конце концов при достаточной протяженности трассы (в терминологии [2] – в дальней зоне) эта временная зависимость обычно [2] (хотя и не всегда [7]) начинает совпадать (в некотором масштабе) с интенсивностью спектра сигнала в стартовой точке. Существенно то, что в дальней зоне временная зависимость сигнала стабилизируется и такой сигнал (который правильнее было бы называть «модифицированным», а не «искаженным») продолжает распространяться без дальнейших искажений именно с групповой скоростью без ограничения протяженности трассы [7].

В нашем случае с учетом (2) имеем:

$$t_{gr}(\omega_c) = \frac{z}{c} + \sum_i \tau_i \alpha_i z \frac{((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2 - 1}{(1 + ((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2)^2} = t_{vac} + t_{add} = t_{vac} + \sum_i t_i, \quad (3)$$

где $t_{vac} = \frac{z}{c}$ – вакуумное время задержки сигнала, $t_{add} = \sum_i t_i$ – дополнительное групповое время задержки сигнала, связанное с дисперсией среды, а

$$t_i = \tau_i \frac{((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2 - 1}{(1 + ((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2)^2} \alpha_i z - \quad (4)$$

групповое время задержки, связанное с i -й спектральной линией. Любопытно, что в данном случае имеет место своего рода «аддитивность» времен задержки – суммарное время задержки получается как результат суммирования «парциальных» времен задержки сигнала отдельными спектральными линиями.

Для логарифма коэффициента пропускания слоя вещества толщиной z (по интенсивности) $P(\omega_c) = \exp(-2 \operatorname{Im} k(\omega_c)z)$ имеем:

$$\ln P(\omega_c) = -2 \sum_i \alpha_i z \frac{1}{1 + ((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2} = \sum_i \ln P_i, \quad (5)$$

где:

$$\ln P_i(\omega_c) = \frac{-2\alpha_i z}{1 + ((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2} - \quad (6)$$

логарифм коэффициента пропускания, связанного с i -й спектральной линией. Видно, что здесь тоже имеет место своего рода «аддитивность» по логарифмам коэффициентов пропускания отдельных спектральных линий.

К сожалению, при произвольной частоте несущей сигнала точно выразить «парциальные времена задержки» через «парциальные логарифмы коэффициента пропускания» спектральных линий не удастся. Но эти величины одинаково зависят от протяженности трассы и коэффициента поглощения, поэтому определенную универсальную связь между ними все-таки можно сформулировать. Действительно, с учетом (4), (6) при любой несущей частоте сигнала для изолированной спектральной линии имеем:

$$\left| \frac{t_i}{\ln P_i} \right| = \frac{\tau_i}{2} |f_1((\omega_c - \omega_i)\tau_i)| \leq \frac{\tau_i}{2}, \quad (7)$$

где функция $f_1(x) \equiv (x^2 - 1)/(x^2 + 1)$ изменяется в пределах от -1 при $x = 0$ до $+1$ при $x = \pm\infty$.

Знак абсолютной величины в (7) необходим потому, что в общем случае параметр t_i может быть как положительным, так и отрицательным. В термодинамически равновесной (поглощающей) среде $\ln P_i$ всегда отрицателен, но параметр t_i положителен на крыльях спектральной линии (групповое запаздывание) и отрицателен в ее центре (групповое опережение, см. [8]). Из соотношения (5) с учетом (7) следует:

$$P(\omega_c) \leq \exp\left(-2\sum_i |t_i|/\tau_i\right) \leq \exp(-2t_{add}/\tau_{max}), \quad (8)$$

где $\tau_{max} = \max\{\tau_i\}$ – максимальное из времен когерентности спектральных линий, которое мы в дальнейшем для краткости будем именовать временем когерентности среды.

Соотношение (8) означает, что дополнительная (связанная со средой) групповая задержка сигнала может существенно превышать время когерентности среды только в случае существенного ослабления сигнала. Несмотря на внешне «мягкий» характер этого ограничения (в принципе время дополнительной задержки ничем не ограничено – просто достаточно сильно задержанный сигнал будет достаточно слаб) это ограничение имеет принципиальный характер. Так, например, при задержке сигнала, равной времени когерентности среды ($t_{add} = \tau_{max}$), он ослабеет по меньшей мере в $e^2 \approx 10$ раз, что вряд ли существенно. При росте времени задержки на порядок ($t_{add} = 10\tau_{max}$) фактор ослабления возрастет до $e^{20} \approx 10^{10} = 100\text{дБ}$ раз и сигнал перейдет в разряд «очень слабых». При росте времени задержки еще на порядок ($t_{add} = 100\tau_{max}$) фактор ослабления возрастет

до $e^{200} \approx 10^{100} = 1000\delta B$ и такой сигнал можно считать «полностью поглощенным».

Таким образом, времена задержки сигнала порядка нескольких десятков времен когерентности среды и выше нереальны – сигнал просто исчезает.

Данный вывод представляется совершенно естественным с точки зрения «общих соображений». Действительно, хорошо известно [8,9], что скорость распространения информации в любой материальной среде (а не только в вакууме) в точности совпадает с вакуумной скоростью света, то есть она не только не больше, но и не меньше (о чем иногда забывают) вакуумной скорости света. Поэтому наличие дополнительной (к световой) групповой задержки сигнала слоем диспергирующей среды t_{add} неизбежно означает, что сигнал в течение этого времени t_{add} сохранялся на некотором материальном носителе. Ясно, что в качестве этого носителя информации в данном случае выступает именно слой диспергирующей среды (вакуум памяти не имеет), точнее, возбужденные первичным полем осцилляторы среды. В случае лоренцева контура спектральной линии ω_i временная функция огибающей отклика поляризуемости среды имеет вид ([10], стр. 304, ф. (30)-(32)) $g(t) = 0$ при $t < 0$, $g(t) = (2\pi/\tau_i)\exp(-t/\tau_i)$ при $t \geq 0$, то есть колебания этих осцилляторов затухают экспоненциально с временем затухания τ_i . Поэтому вполне естественно, что задержка сигнала в пределах этого времени затухания происходит без дополнительных потерь и задержанный на время менее времени когерентности спектральной линии сигнал практически не ослаблен. При больших же временах задержки начинается экспоненциальное ослабление сигнала, связанное с экспоненциальным затуханием колебаний осцилляторов среды и постепенным исчезновением хранимой средой информации о сигнале.

Эта интерпретация подтверждается и при аналогичном рассмотрении ослабления сигнала и его дополнительной (к вакуумной) задержки в слабостолкновительной плазме с диэлектрической проницаемостью [1, 11, 12]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\omega_p^2(\nu / \omega)}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (9)$$

где ω_p – плазменная частота, $\nu \ll \omega_p$ – эффективная частота столкновений.

В этом случае соотношение (7) приобретает вид $\frac{t_{add}}{-\ln P} = \nu^{-1} f_2\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)$,

где функция $f_2(x) \equiv x^2 \left(1 - (1 - x^{-2})^{1/2}\right)$ изменяется в пределах от 1 при $x=1$ до $1/2$ при $x=\infty$. В результате оказывается, что при дополнительной групповой задержке сигнала в несколько десятков эффективных времен столкновений ν^{-1} сигнал ослабевает на несколько сотен децибел и времена задержки сигнала больше нескольких десятков эффективных времен столкновений нереальны.

В плотном прозрачном диэлектрике (с малым показателем поглощения и показателем преломления, отличным от 1) с изолированной линией поглощения [1] аналогичный (7) результат выглядит абсолютно так же, как (7), с одним странным (и непонятным автору) отличием – под дополнительным временем задержки следует понимать не разницу времени групповой задержки и вакуумного времени задержки, а разницу времени групповой задержки и времени задержки при распространении сигнала с фазовой скоростью.

Следует подчеркнуть, что ни одна спектральная линия не может иметь бесконечного времени когерентности – даже при отсутствии столкновительного уширения по меньшей мере естественная ширина линии всегда присутствует, поэтому то или иное ограничение на дополнительное время групповой задержки сигнала присутствует всегда. Для грубой оценки «естественного» времени когерентности любой спектральной линии можно использовать «классическую» оценку [6, с 452, ф 35.1], которая в предположении «узкополосности» спектральной полосы ($\forall i \omega_i - \omega_b \ll \omega_b$, где ω_b – выбранная любым разумным способом центральная частота спектральной полосы поглощения) может быть записана как:

$$\tau_l = \frac{3mc^3}{e^2 \omega_b^2}. \quad (10)$$

Формулу (10) можно приближенно переписать как $\tau_l[\text{сек}] = 9\lambda[\text{см}]^2$. Из этой формулы следует, что максимально возможное время дополнительной к вакуумной задержки (с затуханием менее 100 дБ) при распространении в диспергирующей среде для метровых радиоволн составляет около 10^6 сек, для сантиметровых – около 100 сек, для оптического излучения (1 мкм) – около 1 мсек.

Несмотря на несколько обескураживающий вид полученных ограничений, указывающих на принципиальную ограниченность дополнительного к вакуумному времени групповой задержки сигнала, реальная ситуация не столь уж плоха. Действительно, время задержки сигнала ограничено временами когерентности лишь однородно уширенных спектральных линий (естественная ширина линии или столкновительное уширение в газах, см. [5, с 17]). Количество же этих однородно уширенных спектральных линий ничем не ограничено и в совокупности они могут формировать гораздо более широкие неоднородно (например, вследствие эффекта Доплера или неоднородности внутрикристаллического поля) уширенные спектральные линии поглощения или даже полосы поглощения, малые времена когерентности которых никоим образом не ограничивают дополнительное (к вакуумному) время задержки сигнала. Не следует также забывать о наличии долгоживущих возбужденных состояний атомов и молекул в межзвездной среде (например, об орто- и паргелии, о ридберговских атомах [13,14] и т.д.).

2. Спектральная полоса поглощения

На самом деле практическое значение имеет не только абсолютное время групповой задержки сигнала, но и относительное (в сравнении с собственной продолжительностью сигнала) время задержки – если время дополнительной задержки сигнала мало в сравнении с его продолжительностью, оно обычно

несущественно, а если сравнимо или велико – существенно.

Для иллюстрации этого положения рассмотрим практически важный частный случай, когда лоренцевы спектральные линии в (2) имеют одно и то же время когерентности ($\forall i \tau_i = \tau_l$), но разные центральные частоты (обычно это происходит в результате доплеровского сдвига или неоднородности внутрикристаллического поля, когда одинаковые атомы и молекулы излучают в несколько различных условиях, см. [5, стр 17]). Предположим, кроме того, что несущая частота сигнала не попадает ни в одну из спектральных линий ($\forall i (\omega_c - \omega_i)\tau_i \gg 1$). Практически это означает, что несущая сигнала находится вне спектральной полосы поглощения. Тогда соотношения (3) и (5) можно переписать как:

$$t_{add}(\omega_c) = \tau_l \sum_i \frac{\alpha_i z}{((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2}, \quad \ln P(\omega_c) = -2 \sum_i \frac{\alpha_i z}{((\omega_c - \omega_i)\tau_i)^2}, \quad (11)$$

откуда следует прямая связь между дополнительным временем задержки сигнала и его коэффициентом пропускания:

$$P(\omega_c) = \exp(-2t_{add}(\omega_c)/\tau_l). \quad (12)$$

Следует подчеркнуть, что никакие параметры неоднородно-уширенной спектральной полосы (ширина полосы, ее центральная частота, коэффициент поглощения в центре полосы и так далее) в соотношение (12) не входят. Единственный параметр соотношения (12) – время когерентности однородно-уширенных линий, из которых сформирована неоднородно-уширенная полоса.

Для полосы поглощения «непрерывный» аналог формулы (2), очевидно, имеет вид:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i\beta(\omega_1)d\omega_1}{1 - i(\omega - \omega_1)\tau(\omega_1)}, \quad (13)$$

где ω_1 – текущая центральная частота одной из континуума спектральных линий, $\tau(\omega_1)$ – время когерентности этой линии, а $\beta(\omega_1)$ играет роль веса данной спектральной линии в составе полосы. Мы ограничимся простейшим случаем одинаковости времен когерентности «парциальных» спектральных линий ($\tau(\omega_1) = \tau_l$) и «прямоугольного» форм-фактора полосы с центральной частотой ω_0 , полушириной $\Delta\omega_0$ и коэффициентом поглощения (по интенсивности) в пределах полосы α_0 . Тогда:

$$\beta(\omega) = \begin{cases} \alpha_0 \tau_l / \pi, & |\omega - \omega_0| \leq \Delta\omega_0 \\ 0, & |\omega - \omega_0| > \Delta\omega_0 \end{cases} \quad (14)$$

В этом случае:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} - \frac{\alpha_0}{\pi} \ln \left[\frac{1 - i\tau_l((\omega - \omega_0) + \Delta\omega_0)}{1 - i\tau_l((\omega - \omega_0) - \Delta\omega_0)} \right]. \quad (15)$$

В дальнейшем мы ограничимся случаем широкой (в сравнении с составляющими ее отдельными спектральными линиями) полосы, $\Delta\omega_0 \tau_l \gg 1$. Тогда вне узкой зоны вблизи границ полосы (то есть при выполнении условия $(\omega - \omega_0 \pm \Delta\omega_0) \tau_l \gg 1$) имеем:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} - \frac{\alpha_0}{\pi} \ln \left[\frac{(\omega - \omega_0) + \Delta\omega_0}{(\omega - \omega_0) - \Delta\omega_0} \right] + i\alpha_0 \frac{2\Delta\omega_0}{\pi\tau_l((\omega - \omega_0)^2 - \Delta\omega_0^2)}. \quad (16)$$

При $\Delta\omega_0 \tau_l \rightarrow \infty$ последний член в (16) исчезает и мы приходим к «спектральной линии с прямоугольным профилем поглощения» из [4]. Проблема состоит в том, что время когерентности «парциальных» спектральных линий, из которых составлена «прямоугольная» спектральная полоса, может быть велико, но ни при каких условиях не может быть бесконечно. Поэтому в любом случае даже вне спектральной полосы поглощения имеет место более или менее значительное поглощение, зависящее от времени когерентности составляющих полосу спектральных линий.

Из (16) следует, что вне спектральной полосы поглощения (при $|\omega - \omega_0| > \Delta\omega_0$) логарифм коэффициента пропускания и дополнительное (к вакуумному) групповое время задержки равны:

$$\ln P(\omega_c) = -\frac{4\Delta\omega_0\alpha_0z}{\pi\tau_l((\omega_c - \omega_l)^2 - \Delta\omega_0^2)}, \quad (17)$$

$$t_{add}(\omega_c) = \frac{2\Delta\omega_0\alpha_0z}{\pi((\omega_c - \omega_l)^2 - \Delta\omega_0^2)}.$$

Нетрудно заметить, что в данном случае справедливо соотношение (12) между логарифмом коэффициента пропускания слоя и дополнительным (к вакуумному) временем задержки сигнала. Это вполне естественно, потому что рассмотренная спектральная полоса пропускания является просто частным случаем рассмотренной выше «группы лоренцевых спектральных линий с одинаковыми временами когерентности», а условия $(\omega - \omega_0 \pm \Delta\omega_0)\tau_l \gg 1$ и $|\omega - \omega_0| > \Delta\omega_0$ как раз и означают, что несущая частота сигнала находится вне любой из «парциальных» спектральных линий.

3. Среда с инверсией населенностей

До сих пор речь шла о термодинамически-равновесной среде, в которой имеет место поглощение сигнала (то есть $\ln P(\omega_c) < 0$), нормальная дисперсия (вне спектральных линий или полос поглощения) и положительная дополнительная (к вакуумной) групповая задержка сигнала ($t_{add}(\omega_c) > 0$). Но ничто не мешает применить те же формулы и к термодинамически-неравновесной среде (с инверсией населенностей). Единственное изменение будет заключаться в отрицательном знаке коэффициента поглощения ($\alpha_0 < 0$); в результате поглощение сигнала заменится на его усиление (то есть $\ln P(\omega_c) > 0$), а дополнительное время групповой задержки сменится дополнительным временем группового

опережения ($t_{add}(\omega_c) < 0$), то есть групповая скорость сигнала станет сверхсветовой, а время его задержки окажется меньше «светового» времени задержки. В этом нет ничего удивительного – эти результаты не противоречат ни теории относительности, ни принципу причинности [8].

Соотношение же (12) при этом совершенно не изменится. Правда, теперь его смысл будет заключаться в том, что дополнительное (к световому) групповое время опережения сигнала может существенно превышать время когерентности среды лишь при гигантских усилениях сигнала, причем в данной ситуации усиление сигнала еще хуже его ослабления – если в случае ослабления сигнала в 10^{10} раз (при $t_{add} = 10\tau_l$) можно утешаться тем, что сигнал трудно наблюдать, но он все-таки, наверное, существует, то в случае усиления сигнала в 10^{10} раз (при $t_{add} = -10\tau_l$) ясно, что он просто «разрушит» среду, просветлив ее и сняв инверсию населенностей.

Поэтому основной вывод пункта 1 сохраняется – если при распространении в окнах прозрачности термодинамически-равновесной среды нереальными оказывались времена задержки сигнала более нескольких десятков времен когерентности лоренцевых спектральных линий, которые образуют полосы поглощения, то при распространении вне полос (или линий) усиления сред с инверсией населенности столь же нереальными оказываются времена опережения сигнала более нескольких десятков времен когерентности.

Причина этого последнего ограничения понятна – сейчас уже ясно [8], что отрицательная задержка (опережение) сигнала имеет характер неантропогенного (без участия человека) прогнозирования его будущего уровня. Прогнозирование же сигнала на некоторый интервал времени вперед требует информации о прошлом сигнала, причем примерно на тот же интервал времени назад, что возвращает нас к уже обсужденному выше физическому смыслу невозможности чересчур сильного запаздывания сигнала.

Как уже отмечалось выше, это ограничение имеет и положительную сторону – можно быть уверенным, что в пределах времени когерентности среды отставание (в поглощающих средах) или опережение (в усиливающих) сигнала

не сопровождается его существенным ослаблением (в поглощающих средах) или усилением (в усиливающих).

Проиллюстрируем это обстоятельство на примере распространении сигнала вблизи полосы усиления. Пусть в среде (14), (15) (см. рис. 1) со значением параметра $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^5$ распространяется узкополосный sinc-сигнал со стартовой временной зависимостью $E(t) = \frac{\sin(t/T)}{t/T} \cos(\omega_c t)$

(то есть $I(t) = \frac{\sin^2(t/T)}{(t/T)^2}$, см. рис.2, кривая 1), с частотой несущей

$\omega_c = \omega_0 + 1.1\Delta\omega_0$ и стартовой длительностью $T = 30/\Delta\omega_0$.

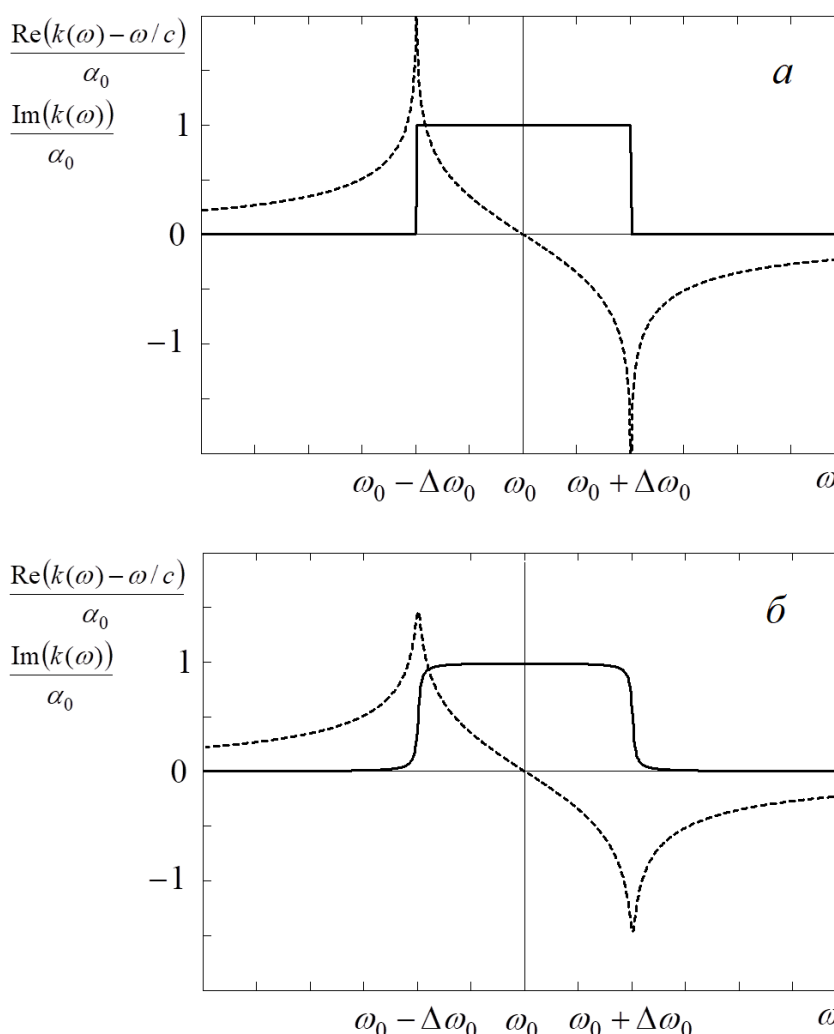


Рис. 1. Вещественная (штриховая линия) и мнимая (сплошная линия) часть волнового числа в среде с полосой поглощения.

На рис. «а» показаны (графически идентичные) случаи $\Delta\omega_0\tau_l = +\infty \dots 5 \cdot 10^2$, на рис. «б» – случай $\Delta\omega_0\tau_l = 50$.

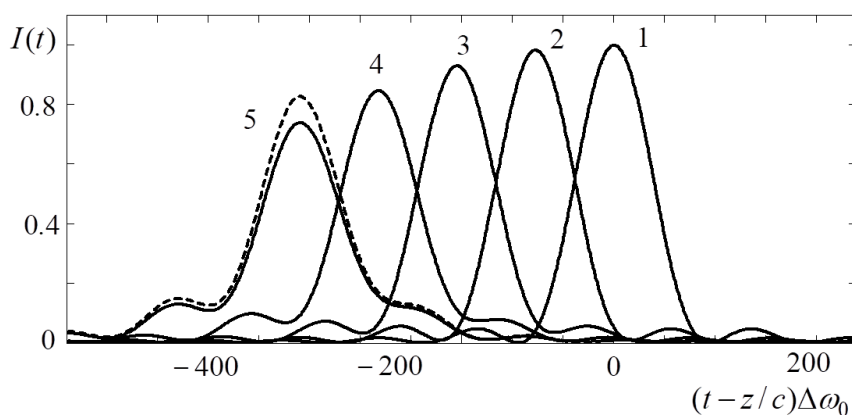


Рис. 2. Временная зависимость sinc-образного сигнала в различных точках трассы $(-\alpha_0 z) = 0$ (кривая 1), $(-\alpha_0 z) = 25$ (кривая 2), $(-\alpha_0 z) = 50$ (кривая 3), $(-\alpha_0 z) = 75$ (кривая 4) и $(-\alpha_0 z) = 100$ (сплошная кривая 5) при $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^5$. Штриховая кривая 5 соответствует оптической толщине слоя $(-\alpha_0 z) = 100$ при $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^3$.

Если предположить, что $\omega_0 = 10.5$ ГГц, $\Delta\omega_0 = 1$ МГц, то значение параметра $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^5$ соответствует времени жизни возбужденного состояния около 0.5 секунды. Эти параметры примерно соответствуют приведенным в [15,16] типичным параметрам космического ОН-мазера. Несущая частота сигнала в этом случае равна $\omega_c = 10501.1$ МГц, а его продолжительность $T = 30$ мксек. Сравнение яркостной температуры мазера с фоновой позволяет предположить [16], что оптическая толщина слоя усиливающего вещества в данном случае составляет около $(-\alpha_0 z) = 25$. В соответствии с (17) время отрицательного запаздывания (опережения) сигнала при таких параметрах равно $t_{add} = -76$ мксек ($t_{add}\Delta\omega_0 = -76$). Это очень мало в сравнении временем когерентности (0.5 секунд), но вполне достаточно в сравнении с продолжительностью импульса. Поэтому при таких протяженностях трассы изменение энергии сигнала практически отсутствует, а его временной сдвиг «в будущее» вполне реален. Эти выводы подтверждаются результатами численных расчетов, приведенными на рис. 2 для оптических толщин слоя $(-\alpha_0 z) = 0, 25, 50, 75, 100$.

Следует отметить, что в данном случае масштаб для всех кривых 1-5 одинаков в отличие, например, от расчетов [8,17] или экспериментов [18] в которых демонстрировался значительный сдвиг расчетной или экспериментальной временной зависимости сигналов «в будущее» без их существенного искажения, но с гигантским усилением (в [17]) или ослаблением (в [8,18]). Более того, в данном случае мы имеем значительный «запас прочности» по усилению сигнала – даже при уменьшении времени когерентности среды на порядок (при $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^4$) и соответствующем увеличении коэффициента усиления вне полосы усиления результаты расчетов графически не изменяются. Лишь при уменьшении времени когерентности на два порядка (то есть при $\Delta\omega_0\tau_l = 5 \cdot 10^3$) при большой оптической толщине слоя (то есть при $(-\alpha_0 z) = 100$) начинает наблюдаться незначительное усиление сигнала (штриховая линия).

Складывается впечатление, что космические мазеры, спокойно и постоянно функционирующие «в фоновом режиме» абсолютно без помощи (и помех) человека, являются перспективными объектами для экспериментального изучения «сверхскоростей». [19-22]. Приведенные на рис. 2 результаты можно было бы существенно «улучшить» (в смысле большего относительного времени опережения без существенных искажений сигнала и роста его мощности), если бы существовали космические мазеры с достаточно большими оптическими толщинами (и, соответственно, яркостными температурами).

Заключение

Основным выводом проведенного рассмотрения является вывод о наличии прямой зависимости между поглощением узкополосного сигнала в диспергирующей среде и дополнительным (к вакуумному) временем его задержки в случае поглощающей среды и между усилением этого сигнала и дополнительным (к вакуумному времени задержки) временем

его опережения (в случае усиливающей среды). Точкой связи между поглощением (или усилением) и задержкой (или опережением) является время когерентности однородно-уширенных лоренцевых линий, из которых в конечном итоге и состоят более широкие доплеровские (или фойгтовы [23]) линии и полосы поглощения (в поглощающих средах) или усиления (в усиливающих).

Для сигналов, спектр которых находится вне полос поглощения (усиления) при временах задержки (опережения) меньше упомянутых времен когерентности поглощение (усиление) сигнала несущественно. Если время задержки (опережения) достигает десяти времен когерентности, то уровень поглощения (усиления) сигнала достигает 100 Дб. Если же время задержки (опережения) достигает сотни времен когерентности, то уровень поглощения (усиления) сигнала достигает 1000 Дб и сигнал исчезает (в случае поглощающей среды) или разрушает среду распространения (в случае усиливающей среды).

Это ограничение имеет место только для абсолютных времен задержки (опережения). Относительные же (в сравнении с длительностью сигнала) времена задержки (опережения) сигнала могут быть сколь угодно велики.

Литература

1. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – 1979.
2. Вайнштейн Л. А. Распространение импульсов //Успехи физических наук. – 1976. – Т. 118. – №. 2. – С. 339-367.
3. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – 1984.
4. 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.
5. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. – 1983.
6. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – 1963.

7. Bukhman N., Kulikova A. On the Time Dependence of a Narrow-Band Signal in a Dispersive Medium Without Absorption Dispersion Far From the Emission Point //2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC). – IEEE, 2022. – С. 326-329.
8. Бухман Н. С. О принципе причинности и сверхсветовых скоростях распространения сигналов //Радиотехника и электроника. – 2021. – Т. 66. – №. 3. – С. 209-225.
9. Бухман Н. С. Об искажении переднего фронта сигнала без несущей //Радиотехника и электроника. – 2016. – Т. 61. – №. 12. – С. 1148-1158.
10. Бухман Н. С. Об искажении волнового пакета при его распространении в усиливающей среде //Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – №. 4. – С. 299-306.
11. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – 1960.
12. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. – 1977.
13. Бетеров И. М., Лернер П. Б. Спонтанное и вынужденное излучение ридберговского атома в резонаторе //Успехи физических наук. – 1989. – Т. 159. – №. 12. – С. 665-712.
14. Рябцев И. И. и др. Спектроскопия холодных ридберговских атомов рубидия для применений в квантовой информатике //Успехи физических наук. – 2016. – Т. 186. – №. 2. – С. 206-219.
15. Таунс Ч. Х. Космические мазеры и лазеры //Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – №. 12. – С. 1063-1066.
16. Стрельницкий В. С. Космические мазеры //Успехи физических наук. – 1974. – Т. 113. – №. 7. – С. 463-502.
17. Бухман Н. С. О скорости распространения волнового пакета в усиливающей среде //Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №. 9. – С. 774-780.
18. 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.

19. Малыкин Г. Б., Романец Е. А. Сверхсветовые движения (обзор) //Оптика и спектроскопия. – 2012. – Т. 112. – №. 6. – С. 993-993.
20. Akulshin A. M., McLean R. J. Fast light in atomic media //Journal of Optics. – 2010. – Т. 12. – №. 10. – С. 104001.
21. Macke B., Ségard B. Simultaneous slow and fast light involving the Faraday effect //Physical Review A. – 2016. – Т. 94. – №. 4. – С. 043801.
22. Macke B., Ségard B. On-resonance material fast light //Physical Review A. – 2018. – Т. 97. – №. 6. – С. 063830.
23. García T. T. Voigt profile fitting to quasar absorption lines: an analytic approximation to the Voigt–Hjerting function //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – Т. 369. – №. 4. – С. 2025-2035.

Для цитирования:

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>