

01;07

О связи пространственного коэффициента усиления бегущей волны и временной скорости роста амплитуды поля стоячей волны

© Н.С. Бухман, С.В. Бухман

Самарская государственная архитектурно-строительная академия,
443001 Самара, Россия
e-mail: buhman@ssaba.smr.ru

(Поступило в Редакцию 22 октября 2002 г.)

Рассмотрен вопрос о связи коэффициента усиления распространяющейся волны в пространстве и инкремента роста аналогичной стоячей волны во времени. Показано, что при распространении излучения в усиливающей среде в случае достаточной узости спектральной линии усиления и достаточно большого коэффициента усиления в центре спектральной линии частотные зависимости пространственного коэффициента усиления излучения и инкремента нарастания амплитуды поля во времени могут существенно отличаться по форме. В частности, неограниченное сужение спектральной линии усиления при фиксированном уровне инверсии, приводящее к неограниченному возрастанию коэффициента пространственного усиления волны и сужению частотной зависимости этого коэффициента, не приводит ни к неограниченному возрастанию максимального значения инкремента амплитуды поля, ни к неограниченному сужению частотной зависимости инкремента.

1. Хорошо известно, что при распространении волны в активной среде (в среде с инверсией населенностей) ее амплитуда увеличивается. Для того чтобы охарактеризовать это увеличение, обычно пользуются одной из двух тесно связанных характеристик среды — пространственным коэффициентом усиления монохроматической волны или инкрементом ее роста во времени. Основной целью данной работы является изучение связи этих двух разных характеристик одной и той же среды. Сразу отметим, что эта связь тривиальна (линейная зависимость) только в случае достаточно плавной зависимости коэффициента усиления от частоты; нас же интересует противоположный случай, когда коэффициент усиления резко зависит от частоты (узкая спектральная линия усиления).

С практической точки зрения нас интересует, в частности, вопрос о скорости нарастания амплитуды поля в резонаторе лазера (работающего в режиме генерации гигантских импульсов) при включении добротности. Дело в том, что обычно считается, что ширина спектра генерируемого лазером сигнала не может существенно превышать ширину спектральной линии усиления [1,2]. Однако из стандартной теории генерации гигантских импульсов [1,2] (основанной на решении соответствующих скоростных уравнений и не учитывающей конечность ширины спектральной линии усиления) следует, что при неограниченном сужении спектральной линии усиления (и фиксированном уровне инверсии), а тем более при фиксированной скорости накачки, когда равновесный уровень инверсии возрастает с увеличением времени жизни возбужденного состояния, неограниченное увеличение пространственного коэффициента усиления в центре спектральной линии [3] приводит к неограниченному увеличению скорости роста поля в резонаторе (в противоречии с предыдущим утверждением).

Изучение связи коэффициента усиления и инкремента роста поля позволяет посмотреть, как разрешается отмеченное противоречие, т.е. что происходит в ситуации, когда сужение спектральной линии усиления (или увеличение уровня инверсии) приводит к настолько большой скорости роста поля при включении добротности, что спектральная ширина генерируемого импульса должна оказаться больше ширины линии усиления активного вещества.

В общем случае [4–6] амплитуда неоднородной (в пространстве и во времени) плоской волны имеет вид $\exp(-i\omega t + ikz) \exp(\alpha z + \beta t)$, где ω и k — вещественная частота и вещественное волновое число волны, характеризующие изменение фазы плоской волны во времени и в пространстве соответственно; α и β — пространственный коэффициент усиления волны и инкремент ее роста во времени, характеризующие изменение амплитуды волны в пространстве и во времени соответственно. Комплексное волновое число $k - i\alpha$ и комплексная частота волны $\omega + i\beta$ в диспергирующей среде подчиняются дисперсионному соотношению [4–6]

$$D(\omega + i\beta, k - i\alpha) = 0. \quad (1)$$

Соотношение (1) можно рассматривать как одно комплексное или два вещественных уравнения, которые снижают число независимых вещественных параметров неоднородной плоской волны с четырех до двух. При независимо заданных значениях вещественной части частоты ω и вещественной части волнового числа k плоская волна, удовлетворяющая дисперсионному соотношению, является одновременно неоднородной как в пространстве ($\alpha(\omega, k) \neq 0$), так и во времени ($\beta(\omega, k) \neq 0$). В этом случае плоская волна не является периодической ни в пространстве, ни во времени.

Потребовав (из тех или иных физических соображений, например при генерации лазера в стационарном режиме) однородности волны во времени (т.е. ее монохроматичности, $\beta = 0$), можно снизить число независимых параметров до одного. Например, можно считать единственной независимой характеристикой плоской волны ее вещественную частоту и, разрешив уравнение $D(\omega, k - i\alpha) = 0$ относительно k и α , выразить вещественное волновое число и пространственный коэффициент усиления через частоту монохроматической волны $k = k(\omega)$, $\alpha = \alpha(\omega)$.

Совершенно аналогично, если из физических соображений ясно, что мнимая часть волнового числа должна быть равной нулю (т.е. волна является стоячей¹ и должна быть периодична в пространстве, $\alpha = 0$), можно (решив уравнение $D(\omega + i\beta, k) = 0$) выразить вещественное волновое число и временной инкремент усиления стоячей волны через ее вещественную частоту² $k = k(\omega)$, $\beta = \beta(\omega)$.

Существенно, что обе характеристики линейного усиления среды ($\alpha(\omega)$, $\beta(\omega)$) относятся к одной и той же среде и могут быть найдены из одного и того же дисперсионного уравнения (1). Тем не менее они характеризуют рост амплитуды поля в существенно различных

¹ Например, при работе лазера в режиме генерации гигантских импульсов [1–3] после включения добротности волну в резонаторе можно считать стоячей до тех пор, пока нарастание энергии поля в резонаторе (за счет снятия инверсии) доминирует над высвечиванием этой энергии в окружающее пространство. Поэтому время снятия инверсии (т.е. длительность переднего фронта гигантского импульса) в данном случае определяется именно инкрементом нарастания поля стоячей волны в резонаторе.

² Строго говоря, поле в резонаторе можно считать суперпозицией плоских волн с вещественными значениями волнового числа только тогда, когда активная среда находится в резонаторе без потерь (в том числе и на излучение). Так, в случае одномерного резонатора с плоскими зеркалами (резонатора Фабри–Перо [1,2]) каждая мода резонатора состоит из двух встречных плоских волн и граничные условия имеют вид $\cos(2kl) = 1$, где l — длина резонатора. Эти граничные условия могут быть выполнены только в случае вещественного волнового числа k . В более сложно устроенных резонаторах граничные условия выглядят сложнее, но при отсутствии потерь на излучение во внешнее пространство и поглощения в зеркалах они приводят к счетному (нумеруемому индексом n) множеству мод, каждая из которых является суперпозицией плоских волн с вполне определенным (по величине) вещественным значением волнового числа k и комплексной частоты $\omega + i\beta$. Поэтому каждая мода (стоячая волна) характеризуется четырьмя параметрами (ω , β , k , n), из которых только один независим, а прочие являются его функциями. Обычно в качестве независимого параметра выбирают индекс моды n , т.е. рассматривают функции индекса моды $\omega = \omega_n$, $\beta = \beta_n$, $k = k_n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). В данной работе мы (не желая привязываться к конкретной геометрии резонатора) в качестве независимого параметра выбираем вещественную частоту поля ω , т.е. изучаем функцию $\beta(\omega)$ вместо двух функций β_n , ω_n . Целесообразность такого выбора связана с универсальностью функции $\beta(\omega)$ по отношению к геометрии резонатора. Эта функция определена уравнением (3) и не зависит от геометрии резонатора; она является временным инкрементом роста произвольной стоячей волны в данной среде. Конечно, необходимо помнить, что в каждом конкретном резонаторе физический смысл имеют не произвольные значения частоты поля в резонаторе ω , а только те, которые соответствуют целым значениям номера моды n , причем спектр возможных значений частоты ω_n определяется как параметрами активной среды, так и геометрией резонатора.

условиях, поэтому связь между ними в общем случае является нелокальной (по частоте) и нелинейной. Именно знание пространственного коэффициента усиления $\alpha(\omega)$ и волнового числа $k(\omega)$ при данной частоте волны ω не позволяет найти ее временной инкремент $\beta(\omega)$ при той же частоте волны (нелокальность по частоте), а увеличение пространственного коэффициента усиления (в несколько раз) не приводит к такому же увеличению временного инкремента (нелинейность). Дело в том, что экспоненциально нарастающая во времени стоячая волна, строго говоря,³ не является монохроматической, поэтому величина инкремента зависит от свойств среды не при одной определенной частоте, а в некотором интервале частот (нелокальность). Ширина этого интервала возрастает при увеличении временного инкремента, что и приводит к нелинейному характеру зависимости между пространственным коэффициентом усиления распространяющейся волны и временным инкрементом роста стоячей волны.

Предположим, что дисперсионное соотношение (1) разрешено относительно комплексного волнового числа волны, т.е. задано в виде

$$k - i\alpha = K(\omega + i\beta), \quad (2)$$

где $K(x)$ — известная функция.⁴

Тогда для пространственного коэффициента усиления имеем явное выражение вида

$$\alpha(\omega) = -\text{Im} [K(\omega)], \quad (3)$$

а для отыскания временного инкремента необходимо решить уравнение

$$\text{Im} [K(\omega + i\beta)] = 0, \quad (4)$$

которое определяет инкремент $\beta(\omega)$ как неявную функцию вещественной частоты ω .

2. Займемся решением уравнения (4). В предположении достаточной малости параметра β функцию $K(\omega + i\beta)$ (4) можно линеаризовать по переменной β (см., например, [5]), после чего уравнение (4) становится линейным по этой переменной и может быть решено в общем случае

$$\beta(\omega) = \alpha(\omega)v_{gr}(\omega), \quad 1/v_{gr}(\omega) \equiv \partial \text{Re} K(\omega)/\partial \omega, \quad (5)$$

где $v_{gr}(\omega)$ — определенная обычным образом [4–6] групповая скорость волнового пакета в среде.

Иногда вместо соотношения (5) пользуются менее точным соотношением

$$\beta(\omega) = \alpha(\omega)v_{ph}(\omega), \quad v_{ph}(\omega) \equiv c/n(\omega). \quad (6)$$

³ Волна может оставаться квазимонохроматической „сама по себе“ (при $\beta \ll \omega$), но быть существенно немонахроматической для данной среды (при $\beta \sim \Delta\Omega$), где $\Delta\Omega$ — изменение частоты, при котором заметно меняется показатель преломления среды.

⁴ Например, $K(\omega) = (\omega/c)n(\omega)$, где $n(\omega)$ — комплексный показатель преломления среды.

Существенно, что оба соотношения (5) и (6) являются приближенными и справедливы лишь при достаточно слабом усилении или поглощении волны. Иногда встречающиеся (см., например, [1,2]) обоснования этих соотношений существенно опираются на отождествление групповой скорости волны и скорости переноса ее энергии, которое, строго говоря, имеет место лишь в случае среды без поглощения и усиления, где нет ни пространственного, ни временного нарастания амплитуды волны [7].

Поэтому рассмотрим вопрос о связи пространственного коэффициента усиления и инкремента волны в активной среде в случае неприменимости соотношения (6).

Будем для определенности говорить о распространении света в среде с показателем преломления [4–6] $n(\omega) = n_0 + \Delta n(\omega)$, где $\Delta n(\omega)$ — комплексная добавка к показателю преломления среды, обусловленная спектральной линией усиления с центральной частотой ω_0 , а n_0 — фоновое (нерезонансное) значение показателя преломления среды, слабо зависящее от частоты света вблизи ω_0 . Тогда, введя в рассмотрение коэффициент усиления света по амплитуде α_0 в центре спектральной линии ω_0

$$\alpha_0 \equiv ik_0 \Delta n(\omega_0), \quad k_0 \equiv \omega_0/c \quad (7)$$

и нормированный на 1 в центре спектральной линии ω_0 комплексный форм-фактор линии $g(\Omega)$ (Ω — отстройка частоты волны от центральной частоты спектральной линии, $\omega \equiv \omega_0 + \Omega$)

$$g(\Omega) \equiv ik\alpha_0^{-1} \Delta n(\omega_0 + \Omega), \quad (8)$$

нетрудно переписать соотношения (3) и (4) соответственно в форме

$$y - \gamma \operatorname{Re} [g(x + iy)] = 0 \quad (9)$$

и

$$y = \frac{\gamma \operatorname{Re} [g(x)]}{1 + \gamma \partial \operatorname{Im} [g(x)] / \partial x}, \quad (10)$$

где введены безразмерная частота

$$x \equiv 2\Omega / \Delta\Omega_{1/2} = \Omega\tau_1, \quad (11)$$

безразмерный инкремент

$$y \equiv \beta(x)\tau_1 \quad (12)$$

и безразмерный параметр

$$\gamma \equiv \alpha_0 c \tau_1 / n_0. \quad (13)$$

В (11) $\Delta\Omega_{1/2}$ — ширина спектральной линии на уровне 1/2 от максимума, τ_1 — характерное время когерентности спектральной линии ($\tau_1 \equiv 2/\Delta\Omega_{1/2}$), $g(x)$ — комплексный форм-фактор спектральной линии, нормированный по ширине на 1 ($\operatorname{Re} [g(1/2)] = 1/2$).

Параметр γ в (13) равен отношению вычисленного по формуле (6) временного инкремента в центре спектральной линии $\alpha_0 c / n_0$ к ширине спектральной линии $\Delta\Omega_{1/2}$. Таким образом, этот параметр определяет степень монохроматичности экспоненциально нарастающей во времени волны по отношению к ширине линии.

Нетрудно заметить, что уравнение (10) по-прежнему является следствием уравнения (9) и дополнительной линеаризации функции $g(x + iy)$ по переменной y в окрестности точки $y = 0$, что допустимо только при выполнении условия $y \ll 1$ или, другими словами, при условии малости временного инкремента стоячей волны в сравнении с шириной спектральной линии, т.е. при $\gamma \ll 1$.

Поэтому обратимся к анализу непосредственно соотношения (9). Решить уравнение (9) удастся только численно, поэтому сначала выпишем более простые уравнения для характерных параметров зависимости безразмерного инкремента от безразмерной частоты $y(\gamma, x)$ при различных значениях параметра нелокальности γ . Для безразмерного инкремента волны в центре спектральной линии $y_0 \equiv y(0)$ из (9) следует уравнение

$$y_0 - \gamma \operatorname{Re} [g(iy_0)] = 0, \quad (14)$$

а для полной ширины функции $y(\gamma, x)$ на уровне 1/2 от максимума $x_{1/2}$ ($y(x_{1/2}/2) = y_0/2$) — уравнение

$$y_0/2 - \gamma \operatorname{Re} [g(x_{1/2}/2 + iy_0/2)] = 0. \quad (15)$$

3. Уравнения (14) и (15) удастся решить аналитически для лоренцева форм-фактора спектральной линии

$$g(x) = 1/(1 - ix). \quad (16)$$

В этом случае вместо (9) имеем

$$x^2 + (1 + y)^2 = \gamma(1 + 1/y), \quad (17)$$

решение уравнения (14) имеет вид

$$y_0 = (\sqrt{1 + 4\gamma} - 1)/2, \quad (18)$$

а решение уравнения (15) — вид

$$x_{1/2} = (1/2)\sqrt{12\gamma + 10\sqrt{1 + 4\gamma} + 6}. \quad (19)$$

В случае $\gamma \ll 1$ вместо уравнений (17)–(19) получаем

$$y = \gamma/(1 + x^2), \quad y_0 = \gamma, \quad x_{1/2} = 2. \quad (20)$$

В этом (и только в этом) случае частотная зависимость инкремента стоячей волны $\beta(\Omega)$ повторяет частотную зависимость коэффициента усиления $\alpha(\Omega)$, максимальная величина инкремента линейно зависит от максимального значения коэффициента усиления, ширина частотной зависимости инкремента совпадает с шириной спектральной линии.

В противоположном предельном случае ($\gamma \gg 1$) вместо (17)–(19) имеем

$$x^2 + y^2 = \begin{cases} \gamma, & x^2 < \gamma, \\ 0, & x^2 > \gamma, \end{cases}, \quad y_0 = \sqrt{\gamma}, \quad x_{1/2} = \sqrt{3\gamma}. \quad (21)$$

Из этих соотношений видно, что при $\gamma \gg 1$ (т.е. в случае достаточно большого коэффициента усиления в центре спектральной линии или достаточной узости спектральной линии) частотная зависимость инкремента поля оказывается существенно отличающейся от форм-фактора спектральной линии. В частности, вместо

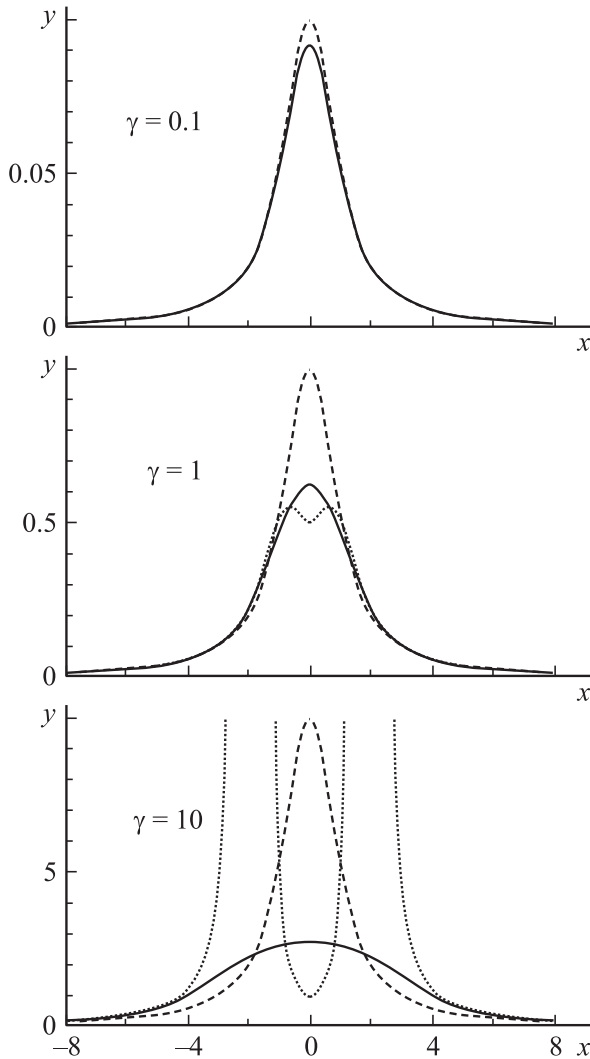


Рис. 1. Частотная зависимость инкремента роста поля при значениях параметра $\gamma = 0.1, 1, 10$. Сплошная кривая — результаты расчета без дополнительных приближений (с использованием уравнения (4)), штриховая — результаты расчетов с использованием „приближения фазовой скорости“ (по формуле (6)), пунктир — результаты расчетов с использованием „приближения групповой скорости“ (по формуле (5)). Случай лоренцева контура спектральной линии.

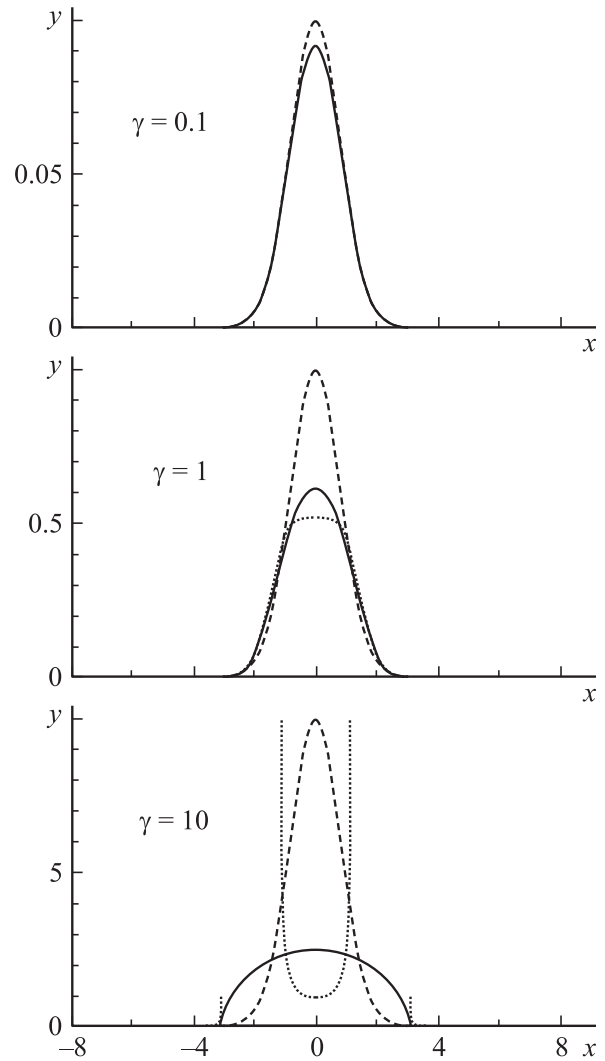


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для случая доплеровского контура спектральной линии.

лоренцева контура имеем „полукруглый“ контур,⁵ ширина которого при фиксированной ширине спектральной линии непостоянна, а растет по закону квадратного корня с ростом коэффициента усиления в центре спектральной линии. Максимальная величина инкремента поля с ростом коэффициента усиления в центре спектральной линии растет не линейно, а по закону квадратного корня.

Полученные результаты представлены на рис. 1, на котором частотная зависимость инкремента стоячей волны показана при значениях параметра $\gamma = 0.1, 1, 10$. Аналогичное сопоставление для случая гауссова форм-фактора спектральной линии проведено на рис. 2, а для время-пролетного форма-фактора — на рис. 3. Видно, что во всех трех случаях качественно ситуация одинакова.

Итак, можно констатировать, что характер временного роста амплитуды поля в активной среде контро-

⁵ Напомним, что приведенная первая из формул (21) соответствует окружности с центром в начале координат и радиусом $\sqrt{\gamma}$.

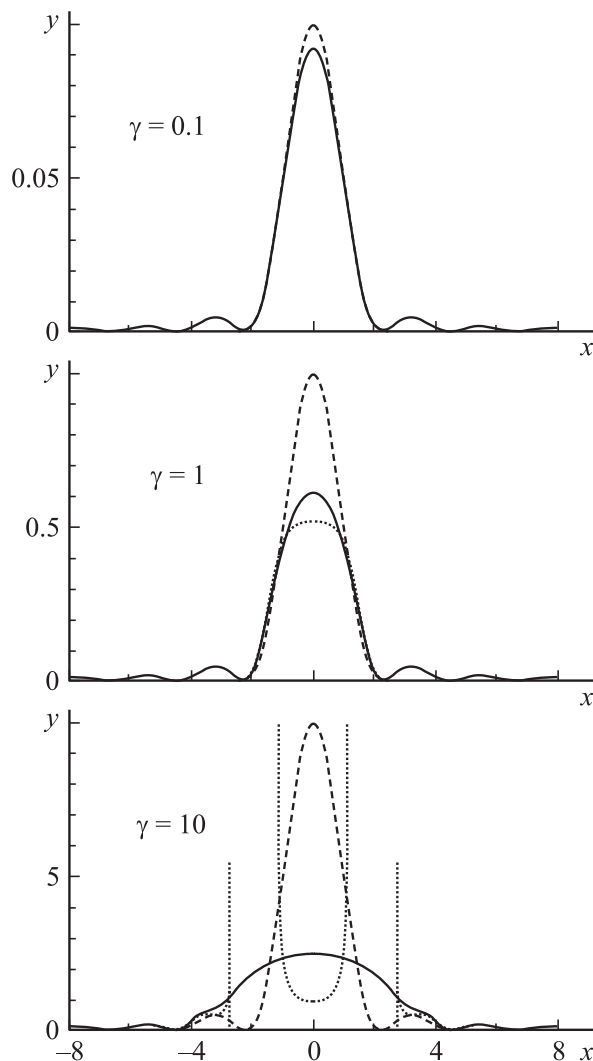


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для случая времяпрелетного контура спектральной линии.

лируется параметром $\gamma \equiv \alpha_0 c \tau_l / n_0$, величина которого мала в случае слабого усиления и широкой спектральной линии и велика в случае сильного усиления и узкой спектральной линии.

В случае малых значений параметра γ частотная зависимость инкремента повторяет контур спектральной линии, ширина частотной зависимости инкремента совпадает с шириной спектральной линии, максимальное значение инкремента стоячей волны линейно растет с ростом коэффициента усиления в центре спектральной линии и не зависит от ее ширины.

В случае больших значений параметра γ частотная зависимость инкремента стоячей волны имеет характерный „полукруглый“ вид, т.е. слабо меняется вблизи центра спектральной линии и резко возрастает вблизи некоторых граничных значений частоты, ширина частотной зависимости инкремента (также как и его максимальное значение) пропорциональна квадратному

корню от произведения ширины спектральной линии на коэффициент усиления в центре линии.

4. Физический смысл полученных результатов нетрудно понять, если учесть, что достаточно быстрый рост амплитуды монохроматической волны нарушает ее монохроматичность. Строго говоря, монохроматической можно считать только волну постоянной (во времени) амплитуды. Поэтому волна с временной зависимостью $\sim \exp[-i(\omega + i\beta)t]$ может рассматриваться как волна с несущей частотой ω и ненулевой шириной спектра порядка β . Если инкремент нарастания волны мал в сравнении с шириной спектральной линии ($\beta \ll \Delta\Omega_{1/2}$),⁶ отмеченное обстоятельство никак не влияет на рост амплитуды поля. В противном случае ($\beta \gg \Delta\Omega_{1/2}$) „попытка“ волны расти с инкрементом, превышающим ширину спектральной линии усиления, приведет к тому, что лишь малая часть спектра волны попадает в полосу усиления и рост волны окажется существенно меньше „заявленного“. Величину „самосогласованного“ инкремента волны вблизи центра спектральной линии можно оценить с помощью соотношения $\beta = \alpha_0(c/n_0)(\Delta\Omega_{1/2}/\beta)$, в котором учтено, что при инкременте β , большем ширины спектральной линии $\Delta\Omega_{1/2}$, только часть спектра волны (пропорциональная $\Delta\Omega_{1/2}/\beta$) попадает в полосу усиления спектральной линии и именно эта часть спектра определяет скорость роста поля. В результате имеет для инкремента усиления вблизи центра спектральной линии оценку $\beta_{\max} \sim \sqrt{\alpha_0(c/n_0)\Delta\Omega_{1/2}}$, что соответствует (21). Для оценки ширины полосы усиления достаточно заметить, что в случае $\Omega \leq \beta$ сдвиг частоты волны от центра спектральной линии незначителен, поскольку собственная ширина спектра волны превышает отстройку от центра спектральной линии. Поэтому ширина частотной зависимости⁷ инкремента роста волны во времени $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)} \equiv x_{1/2}/\tau_l$ будет примерно равна максимальному значению этого инкремента, т.е. $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)} \sim \beta_{\max}$ в соответствии с (21).

Что же касается резкого роста инкремента вблизи границ полосы усиления при $\gamma \gg 1$, то он связан со „спусковым“ характером расширения спектра монохроматической волны за счет экспоненциального роста ее амплитуды. Если при определенной „затравочной“ скорости роста волны расширение ее спектра приводит к росту инкремента, то это приводит к дальнейшему расширению спектра и вызывает дальнейший рост инкремента,⁸ после чего процесс вновь повторяется вплоть до наложения спектра волны на центр спектральной линии. После этого расширение спектра волны начинает

⁶ Нетрудно заметить, что в этом случае $\gamma \ll 1$.

⁷ На самом деле существуют две разные частотные зависимости: частотная зависимость коэффициента пространственного усиления $\alpha(\Omega)$ и частотная зависимость временного инкремента нарастания $\beta(\Omega)$. Поэтому существуют и две разные ширины спектральной линии: $\Delta\Omega_{1/2}$ и $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)}$.

⁸ Разумеется, не во времени. Здесь описывается мысленная итерационная процедура.

приводить уже не к увеличению, а к уменьшению инкремента ее роста и потому прекращается.

Необходимо подчеркнуть также одно существенное отличие частотной зависимости инкремента нарастания стоячей волны $\beta(\Omega)$ от частотной зависимости коэффициента усиления распространяющейся волны $\alpha(\Omega)$ в случае неограниченного сужения спектральной линии ($\Delta\Omega_{1/2} \rightarrow 0$) и соответствующего [1–3] роста коэффициента усиления в центре спектральной линии ($\alpha_0 \rightarrow \infty$) (при фиксированном уровне инверсии $\alpha_0\Delta\Omega_{1/2} = \text{const}$). В этом случае инкремент в центре спектральной линии β_{max} и ширина частотной зависимости инкремента $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)}$ стремятся к фиксированным конечным значениям, зависящим от достигнутого уровня инверсии и параметров перехода, но не зависящим от ширины спектральной линии.⁹ Например, в случае лоренцева форм-фактора линии при $\gamma \gg 1$ с учетом приведенных в [3] выражений для коэффициента усиления имеем

$$\beta_{\text{max}} = \sqrt{(2\pi\omega_0|d_0^{(e)}|^2\Delta N)/(n_0\hbar)},$$

$$\Delta\Omega_{1/2}^{(t)} = \sqrt{(6\pi\omega_0|d_0^{(e)}|^2\Delta N)/(n_0\hbar)}, \quad (22)$$

где $d_0^{(e)}$ — матричный элемент перехода, ответственного за данную спектральную линию; ΔN — уровень инверсии.

Отметим, что в случае достаточно узкой и сильной спектральной линии ($\gamma \gg 1$) ни максимальное значение инкремента, ни ширина частотной зависимости инкремента не зависят от ширины спектральной линии. От ширины линии зависит только параметр γ , определяющий область применимости соотношений (22). Тем не менее некоторое ограничение все же присутствует — уровень инверсии ΔN не может превышать концентрацию атомов вещества, поэтому для каждой среды существует некоторая предельная скорость нарастания поля. Таким образом, неограниченное сужение спектральной линии при фиксированном уровне инверсии не приводит ни к неограниченному возрастанию максимального значения инкремента β_{max} , ни к неограниченному уменьшению ширины частотной зависимости инкремента $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)}$.

⁹ Подчеркнем, что при этом собственная ширина спектральной линии (определяемая как ширина функции $\alpha(\omega)$) никуда не исчезает и та же самая среда в качестве усилителя слабого сигнала продолжает оставаться „узкополосным усилителем“. Тем не менее спектральная ширина генерируемого этой средой импульса $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)}$ оказывается существенно больше спектральной ширины линии усиления $\Delta\Omega_{1/2}$. В этом нет ничего странного, поэтому две эти ширины относятся к совершенно разным процессам, которые могут происходить в одной и той же среде в зависимости от внешних условий. Спектральная ширина линии усиления $\Delta\Omega_{1/2}$ определена по отношению к усилению распространяющейся волны, которая в процессе усиления растет в пространстве и поэтому имеет возможность оставаться стационарной во времени (т.е. монохроматической). Спектральная ширина $\Delta\Omega_{1/2}^{(t)}$ относится к стоячей волне, которая в процессе усиления не может изменить свое пространственное распределение и потому изменяется во времени, являясь нестационарной (т.е. немонахроматической).

Сужение же спектральной линии при фиксированной мощности накачки приводит к увеличению уровня инверсии и возрастанию инкремента и ширины спектра импульса.

Полученный результат можно интерпретировать как специфический вариант времяпрелетного механизма уширения спектральной линии [3]. Ограниченность времени взаимодействия излучения с веществом (величиной $\sim 1/\beta$) в данном случае имеет место за счет быстрого увеличения амплитуды поля с инкрементом β . При этом величина самого инкремента β зависит от этого времени взаимодействия, что и приводит в результате к корневой зависимости ширины полосы усиления и максимального инкремента от уровня инверсии.

В некоторых широко распространенных лазерных системах¹⁰ [1–3] значение параметра $\gamma \sim 1$ и описанный механизм уширения спектральной линии следует принимать во внимание при анализе времени установления стационарного режима генерации и при анализе нестационарной генерации.

В заключение можно отметить следующее.

а) Генерация гигантских импульсов возможна в одномодовом режиме работы лазера, поскольку нестационарность выходного сигнала лазера в режиме генерации гигантских импульсов не связана с интерференцией нескольких квазимонохроматических мод (как это имеет место в режиме синхронизации мод), а обусловлена „внутренней“ нестационарностью отдельной стоячей волны в усиливающей среде.

б) Спектральная ширина (а следовательно, и обратная длительность переднего фронта) гигантского лазерного импульса может существенно превышать не только обратное время жизни фотона в резонаторе (что отмечается в [1,2]), но и ширину спектральной линии усиления. При достаточном уровне инверсии спектральная ширина гигантского импульса вообще перестает зависеть от ширины спектральной линии усиления и возрастает пропорционально квадратному корню от достигнутого (к моменту включения добротности) уровня инверсии, или, что то же самое, спектральная ширина гигантского импульса прямо пропорциональна квадратному корню из произведения пространственного коэффициента усиления на ширину спектральной линии.

в) С ростом времени жизни верхнего лазерного уровня при фиксированной мощности накачки уровень инверсии возрастает, поэтому сужение спектральной линии усиления при фиксированной мощности накачки в конце концов приводит не к уменьшению, а к увеличению спектральной ширины гигантского импульса — спектральная ширина гигантского импульса оказывается обратно пропорциональна спектральной ширине линии усиления. Разумеется, для получения гигантского импульса, время нарастания которого малó в сравнении

¹⁰ Это, например, CO₂ лазер низкого давления (при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $2\alpha_0 = 4 \text{ dB/m}$ и $\Delta\nu_D = 50 \text{ MHz}$ имеем $\gamma = 0.88$). He–Ne лазер при генерации на длине волны $3.39 \mu\text{m}$ (при $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$, $2\alpha_0 = 20 \text{ dB/m}$ и $\Delta\nu_D = 280 \text{ MHz}$ имеем $\gamma = 0.79$) и лазер на YAG (при $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\alpha_0 = 20 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta\nu = 6 \text{ cm}^{-1}$ и $n_0 = 1.82$ имеем $\gamma = 0.58$).

с обратной шириной спектральной линии, необходимо, чтобы достаточно высокая добротность резонатора была обеспечена в более широком спектральном интервале гигантского импульса (а не только в более узком спектральном интервале линии усиления активной среды).

Список литературы

- [1] *Карлов Н.В.* Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.
- [2] *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983.
- [3] *Клышко Д.Н.* Физические основы квантовой электроники. М.: Наука, 1986.
- [4] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979.
- [5] *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
- [6] *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А.* Электромагнетизм и электромагнитные волны. М.: Высшая школа, 1985.
- [7] *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.