

01; 02; 07

© 1992

ВОЗМОЖНОСТЬ СЛУЧАЙНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ИНВЕРСИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С КОРОТКОВОЛНОВЫМИ ЛАЗЕРАМИ

М.Л. Ш м а т о в

Активная среда коротковолновых лазеров имеет неоднородности, вызванные неоднородностью используемого для ее создания потока излучения [1-7]. Продольный масштаб этих неоднородностей может быть сравним с полной длиной лазера, которую обозначим через L [4-7].

Предположим, что все параметры активной среды зависят только от продольной координаты x (см. рис. 1), а коэффициент преломления среды на частотах лазерной линии равен единице. Обозначим через $t^*(x)$ момент времени t , в который коэффициент усиления на центральной частоте лазерной линии достигает максимального для данного x значения $\alpha_{max}(x)$. Для некоторых значений x_1 и x_2 может иметь место соотношение $x_2 - x_1 = c[t^*(x_2) - t^*(x_1)]$, где c - скорость света в вакууме; для определенности полагаем $x_2 > x_1$ (см. рис. 1). Если свойства активной среды зависят от x достаточно плавно, для всего участка $x_1 \leq x \leq x_2$ или, по крайней мере, для его значительной части, будет выполнено условие

$$x - x_1 = c[t^*(x) - t^*(x_1)]. \quad (1)$$

Это соответствует распространению со скоростью $v_w = c$ бегущей волны инверсии. Для ряда коротковолновых лазеров характерное время изменения локальных параметров активной среды, в том числе - коэффициента усиления, составляет величину порядка $10^{-11} - 10^{-10}$ с - см., например, [1-12]. В подобном случае выполнение условия (1) на расстояниях порядка $10^{-1} - 1$ см может существенно повлиять на вынужденное излучение.

Рассмотрим иллюстрирующие модели. Предположим, что зависимость интенсивности используемого для накачки излучения I_p от t и x имеет вид

$$I_p(t, x) = f(t)g(x), \quad (2)$$

а значение $t^*(x)$ может быть найдено из уравнения

$$F[t^*(x)]G[g(x)] = S. \quad (3)$$

Здесь $f(t)$, $g(x)$, $F[t^*(x)]$ и $G[g(x)]$ - некоторые функции, S - константа. Поставив в (3) $t^*(x)$ из (1), получаем:

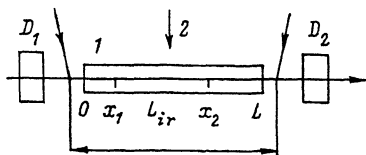


Рис. 1. Одномерная модель. 1 - активная среда, 2 - поток излучения накачки. x_1, x_2 - участок реализации бегущей волны инверсии. D_1, D_2 - детекторы вынужденного излучения.

$$G[g(x)] = S/F [(x-x_1)/c + t^*(x)] \quad (4)$$

Это уравнение определяет вид функции $g(x)$, позволяющей выполнить условие (1).

По своему физическому смыслу $F[t^*(x)]$ зависит от времени непосредственно и через I_p , т. е. включает в себя f . При этом аргументом f может быть $t^*(x)$ или переменная, по которой проводится интегрирование (например, до момента $t^*(x)$). Как видно из (2), функции $f(t)$ и $g(x)$ определены с точностью до произвольного размерного множителя. Из этого следует, что G является произведением константы на некоторую степень $g(x)$, а F содержит f от некоторых аргументов в виде подобных сомножителей, имеющих в сумме такую же степень.

Выбрав начальную точку x_1 , удобно ввести условие

$$g(x_1) = 1. \quad (5)$$

Будем использовать еще одно дополнительное условие

$$f(t < 0) = 0. \quad (6)$$

Рассмотрим два конкретных примера. Предположим сначала, что значение $\alpha_{max}(x)$ достигается в тот момент, когда энергия излучения накачки, попавшего за все время на единицу поверхности активной среды, составляет определенную величину W_1 . Выберем для некоторого периода линейную зависимость $f(t)$:

$$f(0 \leq t \leq t_1) = I_0 \frac{t}{t_p}. \quad (7)$$

Здесь t_1, I_0 и t_p - модельные параметры, на t_1 накладывается единственное условие $t_1 > t^*(x_2)$. Используя (6) и (7) при интегрировании (2) по времени, получаем:

$$\frac{I_0}{2t_p} [t^*(x)]^2 g(x) = W_1. \quad (8)$$

Рассматривая (8) как выражение вида (3) с $F[t^*(x)] = [I_0 / (2t_p)] \times x [t^*(x)]^2$, $G[g(x)] = g(x)$, $S = W_1$, применим (4) и получим $g(x)$; из (5) следует, что $t^*(x) = \sqrt{2t_p W_1 / I_0}$. Окончательный результат имеет вид

$$g(x) = \left[\frac{x - x_1}{ct^*(x)} + 1 \right]^{-2} \quad (9)$$

Во втором примере будем полагать, что $f(t) \neq 0$ только при $0 < t < t_2$, $t^*(x)$ определяется энергией излучения накачки, попавшего на единицу поверхности активной среды в течение этого периода, которую обозначим через $W_2(x)$:

$$t^*(x) = t_0 + b W_2(x); \quad (10)$$

t_2 , t_0 и b - модельные параметры, $t_2 < t^*(x)$. Физически в выражении (10) подразумевается, что время остывания активной среды до температуры, соответствующей $\alpha_{max}(x)$, растет при увеличении $W_2(x)$. Проинтегрировав (2) по времени, получаем из (10) выражение вида (3):

$$\left\{ b \left[\int_0^{t_2} f(t') dt' \right] / [t^*(x) - t_0] \right\} g(x) = 1, \quad (11)$$

где $F[t^*(x)]$ описывается множителем в фигурных скобках, $G[g(x)] = g(x)$, $S = 1$. Используя (4) и (5), получаем из (11) результат, который удобно представить как

$$g(x) = \frac{x - x_1}{cb W_2(x)} + 1. \quad (12)$$

Вместо (3) можно использовать выражение вида

$$\sum_i F_i[t^*(x)] G_i[g(x)] = S \quad (3a)$$

и далее сделать подстановку (1), приводящую к условию на $g(x)$. Если на свойства активной среды существенно влияет усредненная по малому временному интервалу амплитуда электрического поля излучения накачки (см., например, [13]), то при одном или нескольких значениях i в $F_i[t^*(x)]$ войдет $f[t^*(x)]$. Сопоставление выражений вида (3, 3a) и дальнейшее уточнение модели может представлять интерес для экстраполяции результатов расчетов и интерпретации экспериментов. Приближения (7, 8) и (10) служат только для иллюстрации. Они показывают, в частности, что распространение бегущей волны инверсии может происходить как в направлении уменьшения, так и увеличения I_p - см. (9) и (12). По-видимому, приближение (10) может описывать инверсию, возникающую в процессе рекомбинации. Так, в [2] приведены результаты численного моделирования, показывающие запаздывание установления боль-

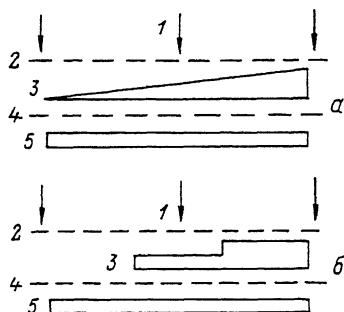


Рис. 2. „Целенаправленная“ реализация бегущей волны инверсии. 1 – однородный поток излучения; 2, 4 – возможные места расположения оптического элемента (например, цилиндрической линзы), окончательно формирующего облучаемую область; 3 – экран, создающий бегущую волну инверсии за счет модуляции I_p (в принципе, может быть существенно и время, необходимое для „прожигания“ экрана); 5 – мишень.

а – плавное, б – ступенчатое изменение толщины экрана.

ших значений коэффициента усиления при увеличении I_p . Распространение бегущей волны инверсии в направлении уменьшения I_p , вероятно, может иметь место в коротковолновых лазерах, действующих на переходах без изменения главного квантового числа.

Выше полагалось, что $\sigma_w = c$ – см. (1). Однако даже реализация значений σ_w порядка c может существенно повлиять на излучение коротковолнового лазера, в частности, привести к сильному различию потоков фотонов, регистрируемых детекторами D_1 и D_2 – см. рис. 1. В работе [10] обсуждается возникновение асимметрии такого рода вследствие флуктуаций начальной интенсивности спонтанного излучения, но бегущая волна инверсии может привести к значительно большему эффекту.

Обозначим через L_{iR} измеренную в плоскости активной среды длину облучаемой при накачке области (см. рис. 1). Полагаем, что L_{iR} больше длины мишени (это позволяет избежать проявления краевых эффектов фокусировки [2]), а изменение L_{iR} производится только за счет фокусировки оптической системы, формирующей облучаемую область. Предположим, что в каждом импульсе излучения накачки для соответствующего момента времени сохраняется относительное распределение интенсивности перед фокусирующей системой и среднее по облучаемой области значение I_p . Как и выше, пренебрегаем нелокальными процессами в активной среде. В таком случае длины участков реализации бегущей волны инверсии (с точностью до выхода их границ за пределы мишени) и соответствующие им значения σ_w пропорциональны L_{iR} . При $\sigma_w > c$ увеличение σ_w может привести к сильному уменьшению усиления. Поэтому увеличение L_{iR} , в том числе – сопровождающееся увеличением L , может

ослабить вынужденное излучение (а также изменить направление распространения его основного потока).

Зависимость динамики активной среды от I_p в принципе допускает „целенаправленное“ создание бегущей волны инверсии (см. рис. 2). Отметим, что в этом случае возможно использование мишени, состоящей из нескольких частей [14]. Применение экранов, а также мишени с плавно или резко меняющимися по длине параметрами может осуществляться и в комбинации с наклонным падением излучения накачки.

Автор благодарит А.В. Боровского, П.А. Головинского, Й. Като и Ж.К. Киеффера за предоставление работ, сделанных ими и их коллегами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M a x o n S., D a l h e d S., H e g e l s t e i n P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 3. P. 236-239; N 17. P. 1896 (errata).
- [2] J a m e l o t G., C a r i l l o n A., K l i s n i c k A., J a e g l e P. // Appl. Phys. B. 1990. V. 50. P. 239-246.
- [3] K a t o Y., A z u m a H., M u r a i K. et al. // ILE Research Report ILE 9010 P. 1990.
- [4] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e p i n H. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1991. N 116. P. 347-350.
- [5] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e p i n H. et al. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. N 2. P. 463-467.
- [6] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e p i n H. et al. // Opt. Comm. 1991. V. 84. NN 3, 4. P. 208-213.
- [7] K i e f f e r J.C., N a n t e l M., C h a k e r M. et al. // Proc. Short-Wavelength Coherent Radiation. 1991. V. 11. P. 119-122.
- [8] Б о р о в с к и й А.В., К о р о б к и н В.В., М у х т а р о в Ч.К. // Препринт ИУФАН. 1986. № 17.
- [9] M a t t h e w s D., R o s e n M., B r o w n S. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 4. P. 575-587.
- [10] Б о р о в с к и й А.В., К о р о б к и н В.В., М у х т а р о в Ч.К. // Квантовая электроника. 1987. Т.14. В.11. С.2269-2280.
- [11] M a s G o w a n B.J., M a x o n S., D a S i l v a L.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 4. P. 420-423.
- [12] K e a n e C.J., M a t t h e w s D.L., R o s e n M.D. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. N 4. P. 2327-2339.

- [13] А м т о с о в M.V., G o l o v i n s k i i P.A.
// Preprint of General Physics Institute. 1990.
N 74.
- [14] Ш м а т о в М.Л. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 5.
С. 84-89.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
3 сентября 1992 г.