

02;04;07

©1995

## УЛУЧШЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ АКТИВНОЙ СРЕДЫ КОРОТКОВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА ВСЛЕДСТВИЕ ПОПЕРЕЧНОГО РАЗЛЕТА

*М.Л.Шматов*

В ряде работ обсуждались вопросы, связанные с использованием двух и более импульсов сфокусированного в линию лазерного излучения с энергией кванта порядка 1 эВ для накачки коротковолновых лазеров (см., например, [1-17]). Для описания первых импульсов этого излучения, имеющих малую по сравнению с другими импульсами интенсивность, употребляется термин "предварительный импульс" ("prepulse") [4,6,11-13,15-17]. В работе [12] отмечено, что в экспериментах с предварительным импульсом возможно гидродинамическое сглаживание неоднородности доставки энергии лазерного излучения на поверхность мишени. Покажем, что при использовании двух и более импульсов излучения накачки возможен и принципиально другой механизм подавления нежелательных проявлений продольной неоднородности потока этого излучения.

Рассмотрим ситуацию, когда изменением толщины мишени под воздействием излучения накачки можно пренебречь. Полагаем, что мишень продольно-однородна, а ее облучаемая поверхность совпадает с плоскостью  $XU$  (см. 1). Обозначим интенсивность излучения накачки, которая соответствовала бы плоскости  $XU$  при отсутствии мишени, через  $I_p$ .

Предположим, что изменение локальных параметров активной среды за время движения фотонов вдоль нее пренебрежимо мало, облучение мишени начинается одновременно по всей длине, в процессе облучения форма зависимости  $I_p$  от  $x$  и  $y$  постоянна. Согласно двум последним предположениям,  $I_p$  можно представить в виде

$$I_p(x, y, t) = f(t)g(x, y), \quad (1)$$

где  $t$  — время, а  $f$  и  $g$  — функции, зависящие только от времени и координат соответственно. Промежутку между импульсами соответствует, очевидно, значение  $f = 0$ . Для определенности предположим, что для любого фиксированного значения  $x$  максимум  $g$  соответствует ординате  $y = 0$ , и введем нормировку  $\max[g(x, y = 0)] = 1$ .

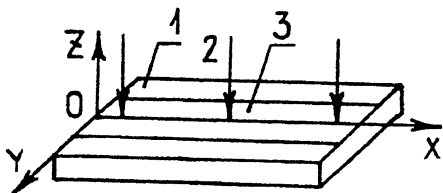


Рис. 1. Схема обсуждаемого эксперимента. 1 — мишень, 2 — поток излучения накачки, 3 — облучаемая область поверхности мишени (в общем случае форма этой области может отличаться от прямоугольника).

Продольная неоднородность активной среды может привести к тому, что вынужденное коротковолновое излучение будет проходить через участки, подавляющие его вследствие поглощения и/или сильной рефракции (см., например, [18–21]). Предположим, что продольная неоднородность активной среды определяется зависимостью  $I_p$  от  $x$ , основные усиливающие области соответствуют наибольшим значениям  $g(x, y = 0)$ , подавление вынужденного излучения произойдет в случае его попадания в “холодные” области, соответствующие достаточно малым значениям  $g(x, y = 0)$ .

Рассмотрим ситуацию, когда усиливающие области формируются на некотором удалении от поверхности мишени (см. также [2–4, 6, 8, 9, 14, 16, 17, 20, 21]). Скорость поперечного разлета плазмы возрастает при увеличении интенсивности излучения накачки. Поэтому основные усиливающие области могут “оторваться” от “холодных” областей. Пример, когда такой “отрыв” связан с движением плазмы в направлении оси  $OZ$ , показан на рис. 2.

При достаточно сильном различии значений  $g(x, y = 0)$  обсуждаемый “отрыв” возможен и в эксперименте с единственным импульсом излучения накачки. Однако при малом различии значений  $g(x, y = 0)$  установление существенного различия поперечных профилей плотности плазмы требует продолжительного времени (см. также [17]). Поэтому в ситуации, когда различие значений  $g(x, y = 0)$ , соответствующих основным усиливающим и “холодным” областям, мало, эффективное подавление влияния “холодных” областей на вынужденное излучение возможно только при использовании двух или более импульсов излучения накачки, разделенных достаточно большими временными интервалами.

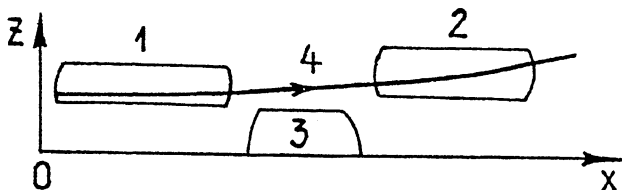


Рис. 2. “Отрыв” основных усиливающих областей от “холодных” областей. 1, 2 — основные усиливающие области, 3 — “холодная” область, 4 — основной поток вынужденного излучения (показана рефракция).

Необходимо отметить, что поперечный разлет плазмы может привести и к существенному “отрыву” усиливающих областей друг от друга. Поэтому в каждом конкретном случае оценка полного влияния этого разлета на продольную структуру активной среды требует отдельного исследования. В частности, это влияние зависит от степени продольной неоднородности  $I_p$ .

Приведем два примера.

Рассмотрим сначала ситуацию, когда зависимостью свойств плазмы в области с продольной координатой  $x_0$  от значений  $g(x \neq x_0, y)$  можно пренебречь. Предположим, что некоторым участкам активной среды, суммарная длина которых равна  $L_1$ , соответствует величина  $g(x, y = 0) = 1$ , на некоторых других участках, суммарная длина которых равна  $L_2$ , значения  $g(x, y = 0)$  настолько малы, что инверсия населенностей не возникает. Предположим также, что

$$L_1, L_2 \gg L - L_1 - L_2, \quad (2)$$

где  $L$  — полная длина активной среды. Согласно условию (2), свойства практически всех усиливающих областей одинаковы. Поэтому основным проявлением поперечного разлета будет “отрыв” усиливающих областей от “холодных”, т. е. улучшение продольной структуры активной среды.

В противоположном случае, при ненулевом, но достаточно малом диапазоне изменения  $g(x, y = 0)$ , “холодных” областей просто не возникнет, а поперечные профили усиливающих областей будут несколько различаться. Как следствие, поперечный разлет будет, скорее всего, отрицательно влиять на продольную структуру активной среды (однако поперечная структура может при этом улучшаться, см. [2-4, 8, 9, 11-13, 16, 17]). В принципе возможно исключение. Зависимость скорости поперечного разлета плазмы от  $I_p$  может

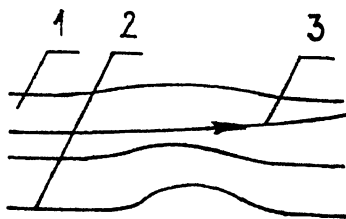


Рис. 3. Подавление влияния случайных выступов поверхности мишени на усиливаемое излучение. 1 — усиливающая область, 2 — поверхность мишени, 3 — основной поток вынужденного излучения.

привести к кривизне усиливающей области, компенсирующей рефракцию (см., например, [3,7]) даже в эксперименте с плоской мишенью. Однако эффективная компенсация рефракции за счет зависимости  $I_p$  от  $x$  требует строго определенного вида этой зависимости.

Условие (1) использовалось выше в основном для удобства изложения. “Отрыв” основных усиливающих областей от “холодных” может произойти и в других ситуациях, например, при приближенном выполнении условия вида (1) для значений  $I_p$ , усредненных по некоторому временному промежутку.

Удаление усиливающих областей от поверхности мишени может также подавить влияние случайных выступов этой поверхности на усиливаемое излучение (рис. 3).

В заключение отметим, что поперечный разлет плазмы может предотвратить попадание основного потока вынужденного излучения в “холодные” области, компенсировать рефракцию и подавить влияние выступов поверхности мишени и при использовании бегущей волны накачки (см., например, [2,5]). Эти эффекты могут проявиться и в ситуациях, когда облучение мишени начинается одновременно по всей длине, а за время движения фотонов вдоль активной среды происходит существенное изменение ее локальных параметров.

#### Список литературы

- [1] Basu S., Hagelstein P.L., Goodberlet J.G. et al. // Appl. Phys. B. 1993. V. 57. p. 303–307.
- [2] Da Silva L.B., London R.A., MacGowan B.J. et al. // Inertial Confinement Fusion. 1994. V. 4. N 2. P. 49–53.
- [3] Daido H., Kato Y., Kodama R. et al. // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 1–8.

- [4] *Lewis C.L.S.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 9-16.
- [5] *Moreno J.C., Nilsen J., Da Silva L.B.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 21-24.
- [6] *Jaegle P., Carillon A., Dhez P. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 25-34.
- [7] *Kato Y., Kodama R., Daido H. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 35-40.
- [8] *Hagelstein P., Goodberlet J., Muendel M. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 41-48.
- [9] *Klisnick A., Virmont J., Grandjouan N. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 137-141.
- [10] *Hara T., Ando K., Aoyagi Y.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 181-185.
- [11] *Nilsen J., Moreno J.C., Koch J.A. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 271-278.
- [12] *Jacquemot S.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. p. 279-288.
- [13] *Cairns G.F., Lamb M.J., Lewis C.L.S. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 289-292.
- [14] *Wan A.S., Da Silva L.B., Moreno J.C. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 350-358.
- [15] *Key M.H., Smith C.G.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 423-431.
- [16] *Nilsen J., Moreno J.C.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. N 17. P. 3376-3379.
- [17] *Li Y., Pretzler G., Fill E.E.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. N 6. R 4341-4344.
- [18] *Jamelot G., Carillon A., Klisnick A., Jaegle P.* // Appl. Phys. B. 1990. V. 50. P. 239-246.
- [19] *La Fontaine B., Dunn J., Baldis H.A. et al.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 47. N 1. P. 583-590.
- [20] *Ratowsky R.P., London R.A., Crazton R.S. et al.* // Inertial Confinement Fusion. 1994. V. 4. N 2. P. 63-69.
- [21] *Zeitoun P., Jamelot G., Carillon A. et al.* // AIP Conf. Proc. 1994. N 332. P. 55-59.

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

Поступило в Редакцию  
5 сентября 1995 г.