

- [1] Takahashi H., Oyobe A., Kosuge M., Setaka R. Characteristics of Fluorine-Doped Silica Glass. - Proc. 12th European Conf. on Optical Commun., Barcelona, Spain, Sept. 22-25, 1986, Technical Digest, V. 1. P. 3-6.
- [2] Watanabe M., Kyoto M., Yoshioka N., Kanamori H., Tanaka G., Nishimura M., Tanaka Sh. // Proc. 10th European Conf. on Optical Commun., Stuttgart, FRG, Sept. 3-6, 1984, Technical Digest, V. 1. P. 78-79.
- [3] Hunlich Th., Bauch H., Kersten R., Th., Paquet V., Weidmann G.F. // J. Opt. Commun. 1987. V. 8. N 4. P. 122-129.
- [4] Good S.R. and Baughman K.W. // Appl. Spectroscopy. 1984. V. 38. N 6. P. 755-763.
- [5] Fehsenfeld F.C., Evenson K.M., Broida H.P. // Rev. Sci. Inst. 1965. V. 36. N 3. P. 294-298.

Поступило в Редакцию
19 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5

12 марта 1991 г.

02; 07

© 1991

ВОЗМОЖНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ
УСИЛЕНИЯ НА ПЕРЕХОДЕ $3p (J = 0) - 3s (J = 1)$
НЕОПОДОБНОГО СЕЛЕНА

М.Л. Шматов

Предлагается использовать возбуждение в режиме бегущей волны для определения коэффициента усиления на переходе $3p (J = 0) - 3s (J = 1)$ ($\lambda \approx 182 \text{ \AA}$) неоподобного иона селена.

В ряде работ (см., например, [1-8]) изучались лазеры без зеркал, создаваемые при действии сфокусированного в линию мощного излучения на твердотельные мишени. Различие между рассчитываемыми теоретически и измеряемыми экспериментально значениями коэффициента усиления, которые обозначим через α_{th} и α_{exp} соответственно, обычно бывает довольно велико и может достигать нескольких раз [1-8]. Одной из возможных причин этого

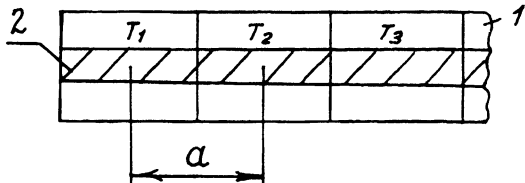


Рис. 1. Сплошная мишень (пленочная). T_1, T_2, \dots - отдельные участки мишени 1. 2 - область фокусировки возбуждающего лазера a - расстояние между средними точками соседних участков (равное для сплошной мишени длине участка).

является быстрое изменение коэффициента усиления, происходящее за время, сравнимое с временем прохождения фотонов через активную среду [3, 9, 10].

Для переходов между уровнями $1s^2 2s^2 2p^5 3p$ и $1s^2 2s^2 2p^5 3s$ неоподобного иона селена, обозначаемыми для краткости $3p$ и $3s$ соответственно, различие α_{th} и α_{exp} особенно заметно для одного из переходов $3p_0 (J=0) - 3s (J=1)$ (длина волны излучения $\lambda \approx 182 \text{ \AA}$) [1-5, 7, 8]. Максимальное значение $\alpha_{th} (182 \text{ \AA})$ приблизительно равно 14.2 см^{-1} , тогда как $\alpha_{exp} (182 \text{ \AA}) \approx 2.6 \text{ см}^{-1}$ [8]; первоначально полагалось $\alpha_{exp} (182 \text{ \AA}) < 1 \text{ см}^{-1}$ [1, 2, 7, 8]. Предполагается, что в начальные моменты времени, когда достигаются наибольшие значения $\alpha_{th} (182 \text{ \AA})$, в активной среде существенна рефракция излучения на градиенте плотности свободных электронов, уменьшающая эффективную величину коэффициента усиления и не учитываемая при определении α_{th} [5, 8]. Тем не менее, приводится значение $\alpha_{th} (182 \text{ \AA}) \approx 10 \text{ см}^{-1}$, хотя при этом указывается, что имеется неопределенность α_{th} , обусловленная рефракцией [8]. В работе [3] малость $\alpha_{exp} (182 \text{ \AA})$ объясняется малым временем существования инверсии, которая, как полагается, исчезает за время прохождения светом расстояния порядка 1 см, а в работе [4] - тем, что существует некоторый механизм или уменьшения заселенности верхнего лазерного уровня, или поглощения излучения, не учитываемый в существующих моделях.

При короткоживущей инверсии интенсивность вынужденного излучения может быть повышена за счет использования возбуждения, перемещающегося вдоль активной среды со скоростью, близкой к скорости света - возбуждения вида бегущей волны (см., например, [11, 12]). В данном случае такая постановка эксперимента позволит попределить, связана малость $\alpha_{exp} (182 \text{ \AA})$ с быстрым исчезновением усиления [3] или с другими причинами [1, 4, 8]. Кроме того, использование „бегущей волны“ позволит как для обсуждаемого здесь, так и для других переходов с короткоживущей инверсией достичь усиления излучения на сравнительно больших расстояниях. Так, для $4d - 4p$ переходов никельподобного вольфрама [6] спад коэффициента усиления со временем будет существенен уже при длине активной среды 1 см [9, 10].

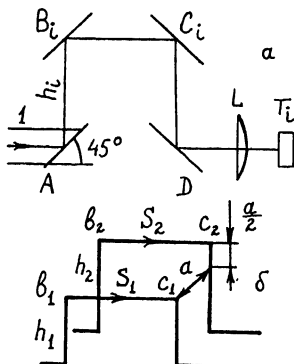


Рис. 2. Система накачки. а - отдельная линия задержки, б - разность хода лучей, возбуждающих соседние участки мишени. А, B_i , C_i , Д - зеркала. L - цилиндрическая линза, T_i - i -й участок мишени. 1 - начальный поток излучения. b_1 , b_2 , c_1 , c_2 - центры зеркал B_1 , B_2 , C_1 , C_2 соответственно. S_1 и S_2 - лучи, попадающие на участки T_1 и T_2 .

Перемещения фронта возбуждения со скоростью, близкой к световой, может быть достигнуто при распространении излучения накачки вдоль мишени [11] или под острым углом к ее поверхности [12]. Более простой представляется следующая постановка эксперимента. Мишень развивается на несколько участков T_i , расстояние между средними точками которых обозначим через a . На рис. 1 показана сплошная пленочная мишень [1-8], в этом случае ширина области фокусировки возбуждающего лазера меньше полной ширины мишени. Вся поверхность каждого участка, на которую сфокусировано возбуждающее излучение, освещается одновременно. Освещение различных участков происходит в различные моменты времени, что достигается за счет использования линий задержки, показанных на рис. 2. Действие этих линий приводит к тому, что $\langle v_e \rangle$ - средняя скорость распространения возбуждения вдоль поверхности мишени, которую определим как

$$\langle v_e \rangle = a/\Delta t, \quad (1)$$

где Δt - интервал времени между освещением соседних участков, равна скорости света c .

Оптическая система действует следующим образом. Возбуждающий световой поток 1, сфокусированный в сравнительно широкий прямоугольник, попадает на зеркало А (см. рис. 2). Участку мишени T_i соответствует пара зеркал B_i и C_i , центры которых расположены на высоте h_i , отсчитываемой от середины

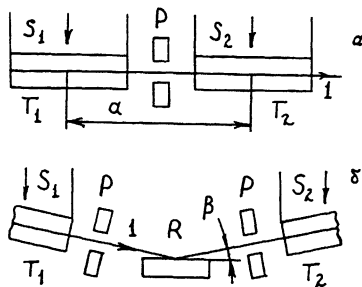


Рис. 3. Мишень из отдельных частей без использования (а) и с использованием (б) селективных отражающих элементов. 1 — линия распространения вынужденного излучения. T_i — участок мишени, S_i — соответствующий возбуждающий пуч. P — диафрагма, R — селективный отражающий элемент.

зеркала А. Отразившись от B_i и C_i , свет попадает на зеркало D (в простейшем случае все зеркала плоские), после чего фокусируется цилиндрической линзой L на T_i . Обозначим момент освещения i -го участка через t_i . Как видно из рис. 2, $t_{i+1} - t_i = 2(h_{i+1} - h_i)/c$. Таким образом, при $h_{i+1} - h_i = \alpha/2$ выполняется соотношение $\Delta t = t_{i+1} - t_i = \alpha/c$ т.е. условие $\langle v_p \rangle = c$ (см. (1)).

В принципе, при соответствующих изменениях направления входящего или (и) выходящего световых потоков подобная система может не содержать зеркала А или D (или даже обоих этих зеркал). При этом, однако, выходящий световой поток будет направлен под углом 90° (или 180°) к входящему, что представляется менее удобным по сравнению со случаем сохранения направления возбуждающего потока, изображенном на рис. 2.

Если использовать мишень, состоящую из отдельных частей, в разрывах между этими частями могут быть размещены диафрагмы для уменьшения расходимости луча (рис. 3, а). В принципе возможно использование и селективных отражающих элементов наклонного падения (например, дифракционных решеток) (см. рис. 3, б). Вероятно, это позволит, в частности, получить усиление преимущественно на одной из линий $3p$ ($J = 2$) — $3s$ ($J = 1$) неоноподобных ионов. В принципе, эти же или дополнительные оптические элементы могут также фокусировать излучение. Если величина угла β достаточно мала, каждый элемент T_i будет освещен по-прежнему практически весь одновременно. В эксперименте с мишенью из отдельных участков, по-видимому, начальный поток возбуждающего излучения перед прохождением линий

задержки целесообразно разбить с помощью зеркал на параллельные пучки с одинаковой разностью хода.

Вероятно, использование различных мишеней T_i (при $i \geq 2$) и различных мощностей потоков S_i (см. рис. 3) или ширины области фокусировки чрезмерно усложнит эксперимент. Однако рассмотренная здесь оптическая система может быть применена для усиления излучения не от мишени T_1 , идентичной остальным, а, например, от лазера с внешним резонатором [7]. Показанная на рис. 2 линия задержки позволяет синхронизировать накачку „внешнего“ лазера и остальных мишеней и, в принципе, добиться преимущественного усиления излучения, совершившего определенное число отражений в резонаторе „внешнего“ лазера. Посылая (с определенной задержкой) дополнительный импульс излучения, перегревающий „внешний“ лазер (или следующие) и подавляющий тем самым излучение (или усиление), можно влиять на задний фронт импульса.

Обсуждаемая схема накачки также позволяет (например, при использовании различных значений $\langle U_e \rangle$) изучать зависимость коэффициента усиления от времени.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Rosen M.D., Hagelstein P.L., Matthews D.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 106-109.
- [2] Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 110-113.
- [3] Apruzese J.P., Davis J., Blaha M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 18. P. 1877-1879.
- [4] Whitten B.L., Hazi A.U., Chen M.H., Hagelstein P.L. // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. N 3. P. 2171-2173.
- [5] Matthews D., Rosen M., Brown S. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 4. P. 575-587.
- [6] Maxon S., Dalhed S., Hagelstein P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 3. P. 236-239; N 17. P. 1896 (errata).
- [7] Keane C.J., Ceglie N.M., MacGowan B.J. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3343-3362.
- [8] London R.A., Rosen M.D., Maxon S. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3363-3376.
- [9] Амусья М.Я., Шматов М.Л. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 12. С. 45-49.

- [10] S h m a t o v M.L. // Preprint of A.F. Ioffe Phys. Tech. Institute. 1990. N 1483. P. 1-20.
- [11] Ж е р и х и н А.Н., К о ш е л е в К.Н., Л е т о х о в В.С. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 1. С. 152-156.
- [12] D u g u a y M.A. // Phys. of Quant. Electron. 1976. V. 3. P. 557-579.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5

12 марта 1991 г.

05.1; 10

© 1991

МЕХАНИЗМ УПРОЧНЕНИЯ СТАЛЕЙ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

В.И. И т и н, И.С. К а ш и н с к а я,
С.В. Л ы к о в, Г.Е. О з у р,
Д.И. П р о с к у р о в с к и й, В.П. Р о т ш т е й н

Структурно-фазовые превращения, происходящие в поверхностных слоях металлических материалов при облучении импульсными концентрированными потоками энергии и приводящие к их существенному упрочнению, определяются динамикой возбуждаемых в мишени тепловых полей и поли механических напряжений [1-3]. При увеличении числа импульсов происходит дополнительное изменение структуры и свойств зоны воздействия по сравнению с однократным облучением. Предполагалось [4], что эти изменения обусловлены процессами аддитивного накопления дефектов при циклическом воздействии тепловых полей и волн напряжений. Нами обнаружено, что при многократном облучении сталей низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком (НСЭП) формирование упрочненного слоя происходит в результате циклического воздействия волн напряжений и возникающего при таком воздействии квазистатического поля остаточных напряжений.

Эксперименты проводили на образцах из углеродистых (Ст. 45, У7А, У12) сталей, находящихся в исходном или предварительно закаленном состояниях. Образцы облучали НСЭП, формируемым в электронной пушке с взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом [5]. Параметры пучка: длительность импульса $t_{\mu} = 0.15-1.2$ мкс, средняя энергия электронов $eU = 10-20$ кэВ,