

07

ПОЛНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО CO_2 ЛАЗЕРА С САМОФИЛЬТРУЮЩИМ НЕУСТОЙЧИВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

И.К. Бабаев, С.В. Бардаковский,
Н.А. Блинов, Ю.П. Горбачев,
В.М. Красовский, Ю.Н. Лозинский,
В.Л. Семенов, А.Ю. Стацуря,
В.М. Цыганков, Н.В. Чебуркин,
О.Е. Щекотов

Высокая эффективность самофильтрующего неустойчивого резонатора (СФНР) для получения излучения с дифракционной расходимостью убедительно продемонстрирована на примере различных типов лазеров с оптически однородной активной средой [1-3]. При наличии оптических неоднородностей применение СФНР не гарантирует сохранения дифракционного качества излучения, т.к. после внутрирезонаторной пространственной фильтрации излучение дважды проходит по активной среде.

Известно, что основная мода СФНР имеет гауссову структуру [1]. В случае самовоздействия соответствующая поперечная неоднородность интенсивности излучения может приводить к возникновению тепловой линзы, изменяющей геометрию резонатора. Это должно повлиять на динамику генерации и пространственных характеристик излучения вследствие дополнительных резонаторных потерь и нелинейной рефракции.

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования генерации электроионизационного CO_2 лазера атмосферного давления с СФНР в условиях развитого самовоздействия. Удельный энерговклад составлял 50-200 Дж/л; длительность импульса накачки равнялась 45 мкс; база резонатора L варьировалась в диапазоне 10-36 м; увеличение $M = f_2/f_1 = 1.2-2$ (f_1, f_2 - фокусные расстояния зеркал СФНР); длина усиления $l = 2-3$ м. Активная среда располагалась вблизи длиннофокусного зеркала f_2 . Использовались смеси газов CO_2 : $N_2/He = 1:1:6, 1:5:2$.

Максимальная выходная энергия при фиксированном M увеличивалась с ростом L и l и при $L = 36$ м, $M = 2$, $l = 3$ м и апертуре $2a \approx 3Ma_0 = 5.3$ см, где a_0 - радиус отверстия пространственного фильтра, для смеси 1:1:6 составила 130 Дж. При этом электрооптический КПД равнялся 15%, а длительность импульса генерации 35 мкс (рис. 1,а).

На рис. 2 приведена фотография распределения интенсивности излучения для описанной конфигурации СФНР, полученная в фокусе зеркала $f = 40$ м методом сенсibilизации фотоэмульсии. На фотографии отчетливо видны керн и первое дифракционное кольцо.

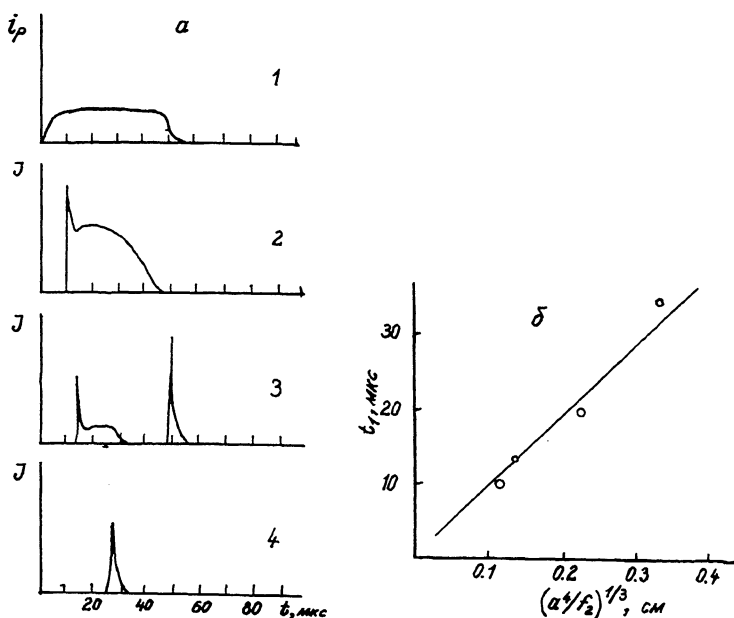


Рис. 1. а). Осциллограммы 1 - разрядного тока i_p ; 2 - $L = 36$ м, $M = 2$, $l = 3$ м, $CO_2:N_2:He = 1:1:6$; 3 - $L = 24$ м, $M = 2$, $l = 2$ м, $1:1:6$; 4 - $L = 24$ м, $M = 2$, $l = 2$ м, $1:5:2$. б) Экспериментальная зависимость длительности первого импульса t_1 от геометрического параметра $(a^4/f_2)^{1/3}$ для смеси газов $1:1:6$.

Расходимость излучения, измеренная методом калиброванных диафрагм, составила $\theta_{0.5E} = 1.1 \theta_{0.5E}^{зкф}$, $\theta_{0.8E} = 1.6 \theta_{0.8E}^{зкф}$ где $\theta_{0.5E}^{зкф} = 1.06 \lambda/2a$, $\theta_{0.8E}^{зкф} = 1.22 \lambda/2a$.

При переходе к геометрии СФНР $L = 24$ м, $M = 2$, $l = 2$ м наблюдалось качественное изменение динамики генерации (рис. 1,а). В случае смеси $1:1:6$ генерировались два импульса излучения, длительность которых росла с увеличением энергоклада и составляла $t_1 = 6-20$ мкс для первого и $t_2 = 4-7$ мкс для второго. Временной интервал между передними фронтами импульсов практически не зависел от энергоклада и равнялся $t_3 \approx 35$ мкс. Для смеси $1:5:2$ наблюдался один импульс генерации, длительность которого росла при увеличении энергоклада от 7 до 15 мкс.

Оценим длительность и расходимость первого импульса в безабберационном приближении для квазистационарного режима генерации. Описывая газодинамические возмущения в t^3 -приближении [4], можно записать исходную систему уравнений в виде

$$(1+\nu) \frac{dg_n}{dt} = \frac{g_m}{t_p} - \left(1 + \frac{J}{J_s}\right) \frac{g_n}{t_p}, \quad (1)$$

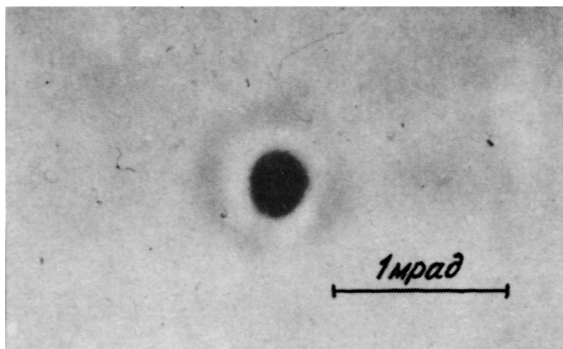


Рис. 2. Фотография распределения интенсивности излучения СФНР с $M = 2$ и апертурой 5.3 см в фокусе зеркала $f = 40$ м.

$$\frac{d^3 S}{dt^3} = \frac{\gamma - 1}{\rho_0} \nabla^2 \omega_T, \quad (2)$$

где g_n, g_m - пороговый и максимальный коэффициенты усиления;
 $S = \delta\rho/\rho_0$ - возмущение плотности газа; $\omega_T = \frac{g_n J_s}{\gamma} + \left(\frac{1}{2} - 1\right) g_n J$ -
 плотность мощности тепловыделения; $\nu = [N_2]/[CO_2]$; t_p - время
 релаксации верхнего лазерного уровня; J - среднее значение
 интенсивности излучения; J_s - интенсивность насыщения; $\gamma = c_p/c_v$;
 $\eta = 0.41$ - квантовый КПД. Полагая

$$J = J(t) e^{-\frac{r^2}{a^2}}, \quad S = S_0 + S_2 \frac{r^2}{a^2}, \quad g_n = g_0 + \frac{f_2}{FL}, \quad (3)$$

где $g_0 \approx \frac{1}{l} \ln \frac{M}{\sqrt{2}}$ при $M \gg 1$ [3], $\frac{1}{F} = \frac{4(n_0 - 1)}{a^2} 2S_2$ - опти-
 ческая сила тепловой линзы, n_0 - показатель преломления, систе-
 му (1), (2) в линейном приближении при условии $J \lesssim J_s$ можно
 привести к уравнению

$$\frac{d^3 J}{d\tau^3} + \tau_p \frac{dJ}{d\tau} + J = -\frac{J_0^2}{J_s}. \quad (4)$$

Здесь $J_0 = \left(\frac{g_m}{g_0} - 1\right) J_s$, $\tau = \frac{t}{t_{HL}}$, $\tau_p = (1 + \nu) \frac{t_p}{t_{HL}}$,

$$t_{HL} = \left[32(n_0 - 1)(\gamma - 1) \left(\frac{1}{2} - 1\right) \frac{J_s f_2}{\rho_0 a^4} \right]^{-\frac{1}{3}}. \quad (5)$$

Считая, что длительность первого импульса генерации t_1 равна минимальному характерному времени изменения интенсивности, из (4) получим

$$t_{нл} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\left(\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\tau_p}{3}\right)^3} - \frac{1}{2} \right)^{1/3} + \left(\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\tau_p}{3}\right)^3} + \frac{1}{2} \right)^{1/3} \right]^{-1} t_{нл} \quad (8)$$

Оценка по формуле (6) для $L = 24$ м, $M = 2$, $l = 2$ м дает значение $t_1 \approx 15$ мкс (1:1:6) и $t_1 \approx 8$ мкс (1:5:2), что удовлетворительно согласуется с экспериментом (рис. 2,а). В случае $\left(\frac{\tau_p}{3}\right) \ll \frac{1}{4}$, реализуемом для смеси 1:1:6,

$$t_1 \approx \frac{2}{\sqrt{3}} t_{нл} \sim \left(\frac{a^4}{f_2}\right)^{1/3}. \quad (7)$$

Линейный характер соответствующей экспериментальной зависимости, полученной для различных конфигураций СФНР, свидетельствует о применимости рассмотренной модели (рис. 1,б).

После срыва генерации происходит рассасывание тепловой линзы с характерным временем $t_3 = a/c$ (c - скорость звука). Появление второго импульса связано с повторным достижением пороговых условий.

Оценка динамики расходимости для гауссова пучка ($M \gg 1$) в оптико-геометрическом приближении дает $\theta_{0, \text{св}} \approx \theta_0 (1 + \bar{x})^{1/2}$, где $\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi a}$, $\bar{x} = \left(\frac{\pi a^2}{\lambda F}\right)$. Воспользовавшись соотношениями (2), (3),

определим среднее значение \bar{x} как:

$$\bar{x} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} \bar{x} dt \approx \left[\frac{\pi a^2}{16 \lambda f_2} \frac{J_0}{J_s} \ln \frac{M}{\sqrt{2}} \right] \left(\frac{t_1}{t_{нл}} \right)^6.$$

Оценка для условий, соответствующих нашим экспериментам, дает максимальное значение $\bar{x} \approx 2$, что подтверждает возможность заметного влияния нелинейной рефракции на угловые характеристики излучения СФНР.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G o b b i P.G., M o r o s i S., R e a l i G.C. and J a r k a s i A.S. // App. Optics. 1985. V. 24. No 1. P. 26-33.
- [2] B a r b i n i R., G h i g o A., G i o r g i M., A y e r K.N. e.a. // Optics Comm., 1986, V. 60. N 4, P. 239-243.

[3] L a z z a r o P. Di, H e r m s e n T., L e t a r d i T., Z h e n g C. E. - Optics Comm. 1987. V. 61. N 6. P.393-396.

[4] Распространение лазерного пучка в атмосфере. Под ред. Стробена Д. М.: Мир, 1981. 406 с.

Поступило в Редакцию
6 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

05.4; 12

РЕАЛИЗАЦИЯ ИОННО-ЛУЧЕВОГО МЕТОДА
ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЕНОК ВТСП
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИОННОГО ИСТОЧНИКА
НА ОСНОВЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА
С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Ю.Г. И г н а т е н к о, Ю.Е. К р е й н д е л ь,
П.В. Л е р х, Г.А. М е с я ц,
А.В. П о н о м а р е в

Среди методов получения тонких пленок ВТСП рассматривается ионно-лучевой метод (ИЛМ), в котором на подложку осаждаются продукты распыления ионным пучком мишени, содержащей необходимые для пленки компоненты [1]. К достоинствам ИЛМ относят хорошую управляемость процессом и широкие возможности варьирования режимами напыления. Относительно ограниченное до настоящего времени использование ИЛМ обусловлено, по-видимому, отсутствием серийных ионно-лучевых установок, подходящих для его реализации, и недостаточной надежностью многих ионных источников. С другой стороны, для создания соответствующей аппаратуры необходима более полная информация о конкретных возможностях ИЛМ.

В нашей работе для получения ВТСП тонких пленок $Y-Ba-Cu-O$ использовался плазменный источник заряженных частиц [2], в котором, в зависимости от полярности ускоряющего напряжения, эмиссия электронов или ионов происходит из плазмы отражательного разряда с холодным полым катодом. Большой ресурс и высокая надежность разработанных источников этого типа обусловили их применение в промышленности в составе серийных технологических электронно-лучевых установок [3] и делают целесообразным рассмотрение возможности их использования для реализации ионно-лучевого метода нанесения пленок ВТСП.

Схема ионно-лучевого напыления пленок ВТСП показана на рис. 1. Электродная система ионного источника включает полый катод 1, цилиндрический анод 2 и катод-отражатель 3. Магнитное поле