

А. Т. ТУРСУНОВ

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА
«БЕГУЩЕЙ СРЕДЫ»

(Представлено академиком И. В. Обреимовым 12 XI 1969)

В настоящей работе экспериментально изучалось пространственное распределение интенсивности электромагнитного поля вынужденного излучения лазера «бегущей среды» на рубине с малой круглой диафрагмой внутри плоско-параллельного резонатора.

В случае идеально однородного лазера пространственная структура поля излучения на зеркалах резонатора определяется поперечной структурой мод, или группы мод, участвующих в генерации. Такие распределения поля, характерные для тех или иных поперечных мод, легко наблюдать в газовых лазерах (1-3). Поперечную модовую структуру твердотельных лазеров удается наблюдать лишь в редких случаях (4-6).

Пространственная структура и число мод, присутствующих в генерации, определяют расходимость излучения. В реальных твердотельных лазерах расходимость излучения в несколько раз превышает предельное значение, даваемое теорией однородного лазера (7).

Это указывает на наличие существенных неоднородностей в твердотельных лазерах. В работах (8, 9) на основе анализа пространственной структуры излучения было проведено исследование этих неоднородностей. Результатом этих работ явилось утверждение о «ступенчатом» характере неоднородностей, имеющих место в твердотельных активных средах.

В работах нашей лаборатории (10-13) было показано, что если внутри плоско-параллельного резонатора лазера «бегущей среды» внести достаточно малую диафрагму, то это приводит к беспорядочному излучению.

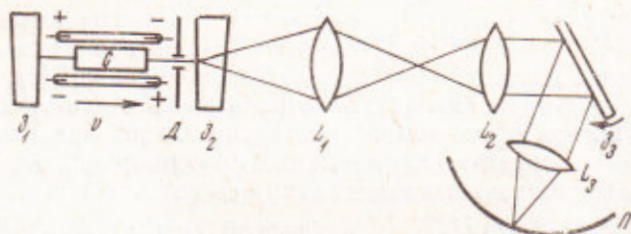


Рис. 1

В настоящей работе детально исследованы распределения поля излучения рубинового лазера «бегущей среды»: 1) в плоскости зеркала резонатора (ближняя зона) и 2) в главной фокальной плоскости объектива, помещенного позади резонатора (дальняя зона). Диаметр диафрагмы внутри плоско-параллельного резонатора менялся в пределах от 0,2 до 1 мм.

В литературе имеются две работы (14, 15), где изучалась пространственная структура поля при наличии внутри резонатора диафрагмы в виде щели. Эти работы были выполнены на неподвижном лазере.

Схема нашей установки приведена на рис. 1. S_1 и S_2 — зеркала резонатора с коэффициентами отражения 99,5 и 84% соответственно. Длина кри-

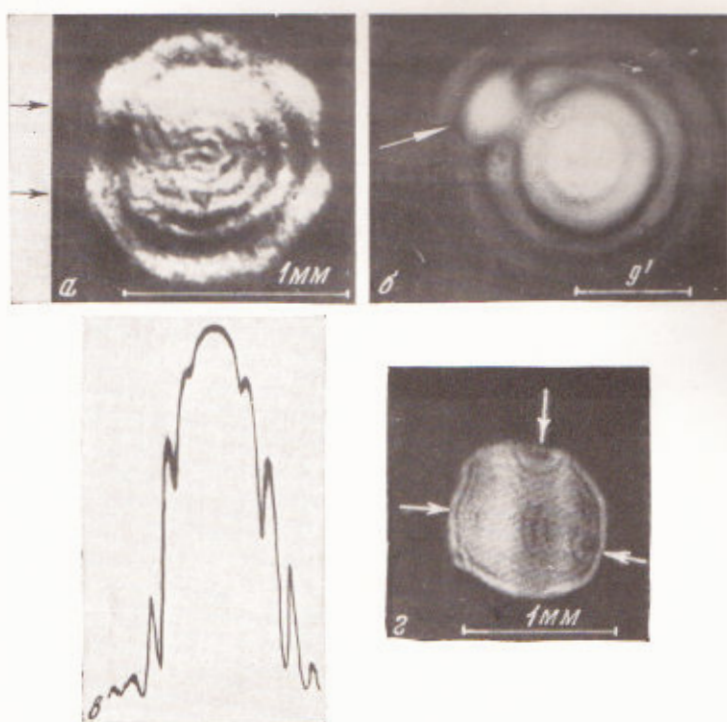


Рис. 2

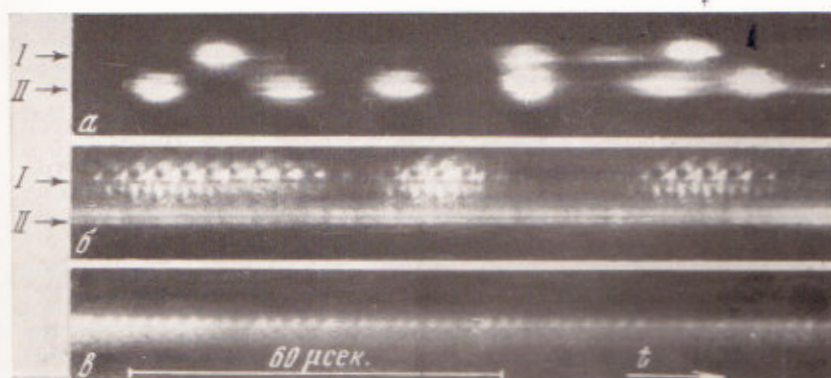


Рис. 3

стала 7,5 см, диаметр 8 мм при длине резонатора $L = 60$ см. Диафрагма D находилась около выходного зеркала Z_2 . Скорость движения активной среды $v \sim 80$ см/сек.

На рис. 2а приведена одна из фотографий, на которых изображено распределение излучения на зеркале резонатора в один из моментов времени. Развертка осуществлялась при помощи СФР-2М в режиме луны времени с экспозицией кадра $\tau = 1,6$ мсек. Рис. 2а относится к движению со скоростью $v \sim 80$ см/сек, диафрагма имела диаметр 1 мм и находилась на расстоянии 2 см от выходного зеркала Z_2 . Диафрагма диаметром 1 мм в резонаторе не превышает порога генерации по сравнению с порогом без диафрагмы. Нетрудно видеть, что поле излучения на внешнем зеркале состоит из колец, напоминающих френелеву дифракцию. Кроме того, имеются полосы, отмеченные стрелками, пересекающие дифракционные кольца. Появление этих полос вначале было непонятно. Исследование показало, что положение указанных полос не меняется при повороте активного стержня вокруг оси резонатора. Однако после поворота зеркала Z_2 вокруг оси резонатора на угол 90° настолько же повернулись и эти полосы. Таким образом, выяснилось, что полосы, пересекающие дифракционную картину, образуются за счет зеркала. В самом деле, подложка зеркала Z_2 имела клин $\sim 3'$. Расчет показывает, что такая клиновидная пластинка должна создавать интерференционные полосы равной толщины с периодом $\Delta l = 0,26$ мм, что и наблюдается на эксперименте.

Эксперимент был повторен для лазера с диафрагмой диаметром 0,7 мм. Результат получился такой же. Но в случае неподвижной активной среды полосы, отмеченные стрелками на рис. 2а, хаотически меняют местоположение от кадра к кадру. Как известно, при неподвижной активной среде (в обычном лазере) частота генерации хаотически прыгает от пика к пику, что и приводит к скачкам интерференционных полос. В случае же «бегущей среды» картина получится такой же, как на рис. 2а.

Необходимо отметить, что картина распределения поля в поперечном сечении пучка излучения при наличии внутри резонатора диафрагмы D зависит от расстояния плоскости этого сечения от зеркала Z_2 .

Распределение электромагнитного поля по направлениям приведено на рис. 2б. Вид картины напоминает дифракцию Фраунгофера. Нетрудно видеть, что идеальная фраунгоферова картина нарушена дополнительным отростком (указанным стрелкой). Происхождение его связано с клиновидностью подложки зеркала Z_2 . Результат микрофотометрирования этой картины приведен на рис. 2в.

Расходимость излучения лазера «бегущей среды» почти равна дифракционной расходимостью, т. е. $\theta \sim 1,2 \lambda / D$, где D — диаметр диафрагмы.

Если сфотографировать распределение поля в плоскости диафрагмы, то картина имеет вид, изображенный на рис. 2г (диафрагма, диаметр 1 мм). При этом, как известно, еще наблюдается пиковый режим. Отдельные системы концентрических окружностей, которые видны на этом рисунке, видимо, связаны с наличием каналов ⁽¹⁶⁾ генерации. Такие картины не наблюдаются при диафрагме диаметров 0,7 мм, когда интенсивность генерации имеет беспиковый характер.

Интересно отметить факт самопроизвольного образования каналов генерации, который наблюдается на активной среде $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$. Экспериментально была обнаружена многоканальность генерации лазера на $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ (см. рис. 3а, б). Размеры этих каналов $\sim 1-1,5$ мм. При движении стержня $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ один канал дает пиковую генерацию, а другой беспиковую (рис. 3б).

Внимательное рассмотрение ближней зоны показывает, что канал с пиковой генерацией обладает сложной структурой, изменяющейся во времени. Генерационная область при этом имеет большую пространственную протяженность, чем в канале беспиковой генерации. Внесение диафрагмы диаметром 1 мм в резонаторе на пути канала с пиковой генера-

цией приводит к тому, что пички исчезают и генерация становится беспичковой, а ближняя зона сохраняет свой вид во времени (см. рис. 3e).

Таким образом, это является непосредственным наблюдением того, как неоднородность активной среды в поперечном направлении влияет на временной режим генерации.

Автор приносит глубокую благодарность акад. И. В. Обреимову и Б. Л. Лившицу за многочисленные полезные обсуждения и постоянное содействие.

Институт общей и неорганической химии
им. Н. С. Курнакова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
27 X 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ D. R. Herriott, J. Opt. Soc. Am., 52, 31 (1962). ² H. Kogelnik, W. W. Rigrod, Proc. IRE, 50, 220 (1962). ³ T. G. Polanyi, W. R. Watson, J. Appl. Phys., 34, 553 (1963). ⁴ E. S. Dayhoff, Proc. IRE, 50, 1684 (1962). ⁵ V. Evtuhov, J. K. Neeland, Appl. Opt., 1, 517 (1962). ⁶ А. М. Леонтович, А. П. Ведута, ЖЭТФ, 46, 71 (1964). ⁷ Ю. А. Анарьев, ЖТФ, 37, 139 (1967). ⁸ М. С. Соскин, Квантовая электроника, в. 1, Киев, 1966. ⁹ В. В. Заика, В. И. Кравченко, М. С. Соскин, Укр. физ. журн., 13, 816 (1968). ¹⁰ Б. Л. Лившиц, В. Н. Назаров и др., Письма ЖЭТФ, 3, 279 (1966). ¹¹ Б. Л. Лившиц, А. Т. Турсунов, Тр. Всесоюз. семинара по вопросам природы уширения спектральных линий конденсированных сред ОКГ, Киев, 1969. ¹² А. Т. Турсунов, ЖЭТФ, 58, № 6 (1970). ¹³ Б. Л. Лившиц, УФН, 98, 393 (1969). ¹⁴ H. G. Häfele, Zs. Phys., 176, 196 (1963). ¹⁵ М. С. Соскин, Докторская диссертация, Киев, 1968. ¹⁶ P. P. Sorokin, M. J. Stevenson, Advances in Quantum electronics, N. Y.—London, 1964, p. 65.