

И. И. СУХАНОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

СТАЦИОНАРНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД
В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Одним из методов повышения пространственной когерентности излучения в лазерах с большим объемом активной среды является взаимная синхронизация пространственно-разделенных полей, возникающая при наличии между ними электродинамической связи [1—4]. В случае газового лазера этот эффект сводится к взаимному захвату частот поперечных мод частотно-вырожденного резонатора [2] (в частности, конфокального [3]). Однако в реальном конфокальном резонаторе разброс частот из-за неидеальности оптических элементов (астигматизма брестеровских окон и дифракции на апертурах зеркал) значительно превышает ширину полосы захвата частот, связанную с нелинейностью поляризации среды: для He—Ne-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) эти величины имеют порядок соответственно 1—3 МГц и 10—20 кГц [5]. В [3] наблюдалась пространственная синхронизация мод TEM_{m0q} ($m = 0, 1, 2, \dots$) в He—Ne-лазере ($\lambda = 0,63$ мкм). Моды TEM_{m0q} выделялись с целью исключения астигматизма, а взаимная дифракционная связь этих мод усиливалась благодаря введению в резонатор возмущающего элемента (ВЭ).

В настоящей работе описан способ компенсации астигматизма и дефектов типа цилиндричности оптических элементов резонатора, позволивший приблизиться к частотному вырождению и получить пространственную синхронизацию поперечных мод с ненулевыми m и n . Принцип компенсации заключается в развороте картины мод в поперечной плоскости пучка и поясняется на примере мод TEM_{01} и TEM_{10} (рис. 1). В идеальном резонаторе узловые линии мод обычно ориентированы в меридиональной (YZ) и сагиттальной (XZ) плоскостях брестеровских окон [6], в результате чего возникает астигматическая разность частот этих мод [7]. Если развернуть узловые линии на угол $\alpha = 45^\circ$, частоты будут равны, поскольку в этом случае моды в одинаковой степени испытывают влияние астигматизма. Принудительный разворот достигается соответствующими выбором и ориентацией ВЭ. При наличии оптических неоднородностей угол поворота ВЭ может отличаться от 45° и должен подбираться экспериментально по минимуму ширины спектра биений.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Конфокальный резонатор лазера длиной $L \sim 2$ м был образован сферическими зеркалами M_1 ($R_1 = 2010$ мм) и M_2 ($R_2 = 2014$ мм). Зеркало M_1 плавно перемещалось на 60 мм вдоль оптической оси Z без заметной разъюстировки. Использовалась газоразрядная трубка 1 от лазера ЛГ-36 с внутренним диаметром 5,5 мм; максимальный визуальный диаметр пучка $a_{\max} \sim 5$ мм. С помощью ФЭУ и анализатора спектра наблюдались биения между группами мод, для которых сумма $m + n$ имеет одинаковую или противоположную четность. Частоты этих биений соответственно равнялись $c/2L = 75$ МГц и $c/4L = 37,5$ МГц. Степень пространственной когерентности γ измерялась интерферометром Юнга 2 с отверстиями диаметром $b = 0,15$ мм. Расстояние между отверстиями $l_i = 0,5—4$ мм. Интерференционная картина реги-

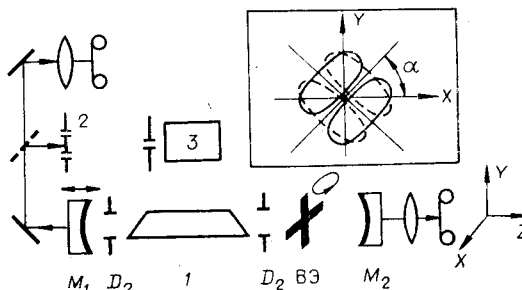
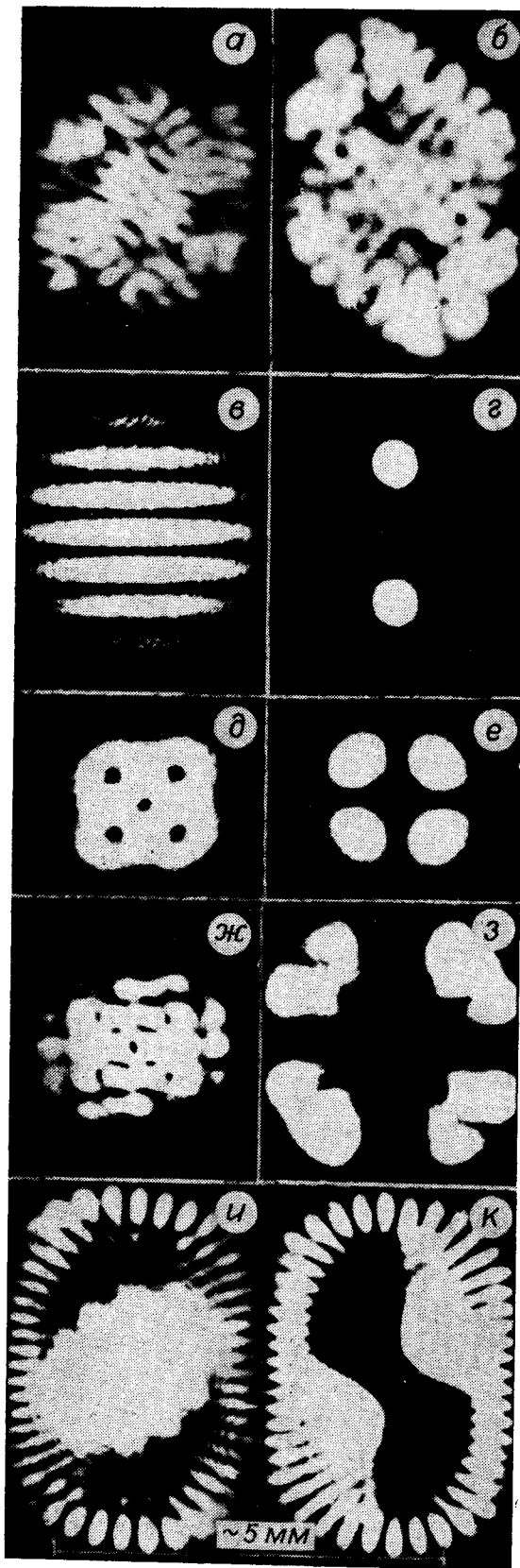


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: вверху справа — пояснение принципа компенсации астигматизма.



стрировалась ФЭУ 3 и самописцем. Фотографировались распределения интенсивности излучения $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ на зеркалах M_1 и M_2 .

При некоторой длине резонатора L_c , в дальнейшем именуемой конфокальной, наблюдается минимум ширины спектра биений $\Delta\nu_{\min} \sim \sim 1$ МГц как на 37,5 МГц, так и на 75 МГц. Максимальные значения индексов m и n при полностью открытых диафрагмах D_1 и D_2 достигали 10—12. В отсутствие возмущающего элемента в резонаторе при $|\Delta L| = |L - L_c| > > 20$ мм распределения $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ соответствуют обычной некогерентной сумме интенсивностей эрмитгауссовых мод: они идентичны, и их узловые линии ориентированы по осям X, Y . При $\Delta L = 0$ подобие $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ исчезает и возникает поворот картин относительно осей X, Y на угол $\sim 20^\circ$, связанный, очевидно, с неидеальностью оптических элементов резонатора (рис. 2, а, б). Пространственная когерентность излучения невелика и в отсутствие ВЭ практически не зависит от L .

На расстоянии 100 мм от M_2 в резонатор вводились ВЭ в виде металлической нити, креста или шарика. Простейшие одномерные суперпозиции мод TEM_{m0q} , возникавшие при этом, представляли собой два луча, пересекавшиеся на M_1 и расходившиеся на M_2 (рис. 2, в, г). Расстояние между лучами на рис. 2, г и соответственно период интерферен-

Рис. 2. Распределение интенсивности на зеркалах резонатора при $L = L_c$

(слева — на M_1 , справа — на M_2 : а, б — без возмущающего элемента; в, г — ВЭ в виде полоски ($d \sim 0,1$ мм); в, е — в виде креста ($d = 0,1$ мм); ж, з — то же, но с большим раскрытием диафрагм; и, к — в виде шарика ($d \sim 2$ мм), смещенного относительно оси).

ции на рис. 2, в можно плавно изменять, варьируя ширину ВЭ. Эта конфигурация поля объясняется, по крайней мере для малых расстояний между пучками, когерентной суперпозицией мод $TEM_{00} + TEM_{20}$ или $TEM_{10} + TEM_{30}$ [8]. В дальней зоне наблюдаются два отдельных пятна. Выделение двумерных суперпозиций поперечных мод одной четности проводилось с ВЭ в виде креста, сделанного из нитей диаметром $d = 0,1$ мм. Точной подстройкой диаметров диафрагм можно было подавить биения 37,5 МГц, при этом когерентность излучения резко возросла. Наблюдалось несколько когерентных суперпозиций двух одномерных «мод» с различными относительными амплитудами и фазами, но суперпозиции наибольшей мощности были получены при повороте креста в плоскости XU на угол $\sim 20^\circ$, который соответствовал самопроизвольному повороту пучка без ВЭ при $L = L_c$. На рис. 2, д, е изображена суперпозиция, у которой мощность равна мощности основной моды, а $|\gamma| \geq 0,85$ при $l/a \leq 1$. Одномерной «модой» здесь соответствуют диагонально-расположенные сегменты. Мощность наиболее интенсивной из высококогерентных суперпозиций (рис. 2, ж, з) была в 2,8 раза больше мощности моды TEM_{00} , а $|\gamma| \geq 0,75$ при $l/a \leq 0,75$.

Помимо «чистых» суперпозиций наблюдались поля, являющиеся некогерентной суммой суперпозиций и обычных гауссовых мод, например лаггерровых (рис. 2, и, к). Эти распределения — пример результата использования в качестве ВЭ шарика ($d \sim 2$ мм), смещенного в данном случае относительно оптической оси ($\Delta L = +37$ мм).

Исследовалось влияние формы и размеров возмущающего элемента на мощность излучения в зависимости от длины резонатора. Без ВЭ в резонаторе мощность пучка P_x , ограниченного апертурой трубки 1, практически не зависит от L (рис. 3, кривая 1). При $L = L_c$ мощность излучения P с центрированным по оси ВЭ составляет 70–80% P_x для всех возмущающих элементов (рис. 3, кривые 2–4), несмотря на то что площадь пучка, перекрываемая разными ВЭ, меняется на порядок (поле как бы «приспосабливается» к препятствию). Генерируемые поля, конечно, уже являются не гауссовыми модами невозмущенного резонатора, а их когерентными суперпозициями. Причем такие суперпозиции могут образовывать моды как той, так и другой четности одновременно [8]. При увеличении $|\Delta L|$ P плавно уменьшается, и для ВЭ в виде креста с $d = 0,8$ мм при $\Delta L = +37$ мм наблюдается срыв генерации. Уменьшение P можно объяснить увеличением интервалов между частотами мод одной группы, что препятствует захвату частот всех этих мод. В результате число синхронизованных мод уменьшается и соответственно возрастают потери суперпозиции на ВЭ, а также подавляются те несинхронизованные моды, у которых потери превышают пороговое значение. Анализ спектра биений подтверждает это: при $\Delta L = +37$ мм в каждой группе остается не более трех мод. По величине расстройки ΔL , для которой P снижается вдвое (т. е. примерно вдвое уменьшается число синхронизованных мод), оценка разности частот ближайших мод дает величину ~ 300 кГц, что согласуется с измерениями ширины полосы захвата [3].

Из результатов экспериментов следует, что наибольшую когерентность при сравнительно большом объеме поля имеет конфигурация в виде четырех пространственно-разнесенных пучков, сходящихся к одному из зеркал резонатора. Экспериментальное наблюдение высококогерентного пространственно-

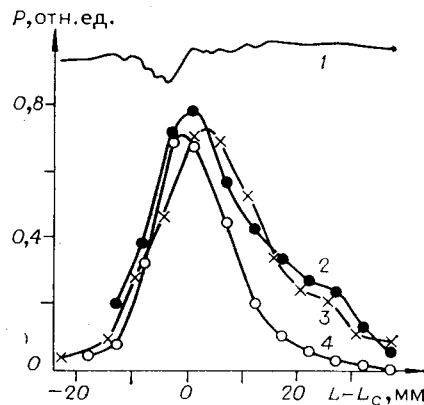


Рис. 3. Зависимость мощности от длины резонатора: 1 — без возмущающего элемента; 2–4 — при наличии ВЭ в виде шарика, $d \sim 2$ мм (2); крестов, $d \sim 0,1$ мм (3) и $d \sim 0,8$ мм (4).

синхронизованного излучения поперечных мод открывает возможности управления распределением интенсивности излучения в ближней или дальней зоне, а также повышения эффективности использования активной среды лазеров с малым коэффициентом усиления. Во втором случае можно использовать неоднородный вывод энергии из резонатора для того, чтобы пространственные параметры выходного пучка оставались высокими [9], или же вводить в пучок резонатора фазовую маску [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Летохов В. С. Дифракционная синхронизация оптических квантовых генераторов.— ДАН СССР, 1965, т. 161, № 3.
2. Ривлин Л. А. Пространственная синхронизация мод оптического квантового генератора.— В кн.: Квантовая электроника: Сб. ст./Под ред. Н. Г. Басова. М.: Сов. радио, 1972, № 5.
3. Саметов А. Р., Суханов И. И., Троицкий З. В. Пространственная самосинхронизация поперечных мод в He—Ne-лазере с конфокальным резонатором.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 9.
4. Scifres D., Burnham R., Streifer W. Phase-locked semiconductor laser array.— Appl. Phys. Lett., 1978, vol. 33, N 12.
5. Белоусова И. М., Данилов О. Б., Любимов В. В. К вопросу о спектре ОКГ непрерывного действия с конфокальным резонатором.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 6.
6. Chao S., Forsyth I. Properties of high-order transverse modes in astigmatic laser cavities.— JOSA, 1975, vol. 65, N 8.
7. Hanna D. Astigmatic gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities.— IEEE J. of Quant. Electron., 1969, vol. 5, N 10.
8. Саметов А. Р., Суханов И. И., Троицкий Ю. В. Пространственная самосинхронизация поперечных мод в He—Ne-лазере с конфокальным резонатором.— Новосибирск, 1980. (Препринт АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; № 122.)
9. Троицкий Ю. В. Неоднородный вывод высших поперечных типов колебаний в газовом оптическом генераторе.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 1.
10. Casperson L. Phase compensation of laser beam modes.— Opt. Quant. Electron., 1976, vol. 8, N 6.

*Поступила в редакцию 18 мая 1983 г.;
окончательный вариант — 28 июня 1983 г.*