

делять потери энергии на излучение бесконечно тонким токонесущим заряженным кольцом. Разлагая далее функции Бесселя в ряды и ограничиваясь только первыми членами разложения, получаем спектральную плотность энергии излучения, возникающего при пересечении по нормали плоскопараллельной пластины заряженной точечной частицей [8], обладающей собственным магнитным моментом  $\mathbf{m} = (e \omega_0 \frac{z_0}{2c}) \mathbf{e}_z$ .

Проанализируем полученные результаты в нерелятивистском пределе ( $\beta \ll 1$ ) для случая тонкой пластинки ( $n \omega a/c \ll 1$ ). Разлагая функции  $\mathcal{E}$  в ряд по малому параметру ( $\omega a/c$ ) и ограничиваясь только первыми членами разложения, найдем

$$\frac{dW_{(1)}^{(3)}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} S^2 \left\{ Q^2 \sin^2 \theta \left| 1 - \frac{1}{\epsilon} \right|^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2} P^2 \cos^2 \theta \left| \mu - 1 \right|^2 \right\} \sin^2 \left( \frac{\omega a}{2v_3} \right). \quad (10)$$

Видим, что спектральная плотность энергии переходного излучения за пластинкой и перед ней описывается одной и той же формулой. Первое слагаемое в фигурных скобках в (10), связанное с излучением зарядом сгустка, не зависит от  $\mu$ , второе слагаемое, обязанное его вращению, не зависит от  $\epsilon$ .

### Литература

- [1] V. I. Veksler. Symposium, CERN, I, 80, 1956; В. И. Векслер. Атомная энергия, 5, 427, 1957.
- [2] В. П. Саранцев. ЖЭТФ, 60, 1980, 1971.
- [3] И. Н. Иванов, А. Б. Кузнецов, Э. А. Перельштейн, В. А. Прендорф, К. А. Решетников, Н. Б. Рубин, С. Б. Рубин, В. П. Саранцев. Сб. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», Т. вып. 2, 391. Атомиздат, М., 1971.
- [4] Сб. «Симпозиум по коллективным методам ускорения», Дубна, 1972.
- [5] Д. Киф. Усп. физ. наук, 110, 419, 1973.
- [6] В. Л. Гинзбург, И. М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15, 1946.
- [7] И. М. Франк. Усп. физ. наук, 75, 231, 1961.
- [8] В. Е. Пафомов. Тр. ФИАН, 16, 1961.
- [9] Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957.
- [10] В. Е. Пафомов. Тр. ФИАН, 44, 1969.
- [11] Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко. Усп. физ. наук, 86, 189, 1965.
- [12] В. Н. Цытович. ЖТФ, 31, 766, 1961; 31, 923, 1961.
- [13] Г. В. Воскресенский, В. Н. Курдюмов. ЖТФ, 41, 2103, 1971.
- [14] Е. Кейл. Тр. VII Междунар. конф. по ускорителям, 2, Ереван, 1970.
- [15] Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян. ЖЭТФ, 35, 1282, 1958; Изв. АН Арм ССР, сер. физ.-мат., 12, 3, 1959.
- [16] Э. Копсон. Асимптотические разложения. Изд. «Мир», М., 1966.
- [17] В. Е. Пафомов. ЖЭТФ, 39, 134, 1960.

Поступило в Редакцию 22 ноября 1973 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ He—Ne ЛАЗЕРА С РАЗРЯДНЫМ ПРОМЕЖУТКОМ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

В. Е. Привалов и В. А. Ходовой

Измерения мощности излучения He—Ne лазера с трубкой прямоугольного сечения показали [1] некоторое преимущество такого сечения перед круглым. Расчеты геометрической части коэффициента усиления [2] дают превышение усредненного по сечению усиления в случае круглого на 4—5% по сравнению с прямоугольным (при равных усилениях на оси разрядного промежутка). Эти результаты не являются противоречивыми. Во-первых, в [1], по-видимому, измерялась мощность излучения с учетом высших типов колебаний. Дифракционные потери для прямоугольного сечения меньше, чем для круглого, и не учитывались при оценке усиления в [2]. Поэтому мощность излучения в случае прямоугольного сечения может увеличиваться за счет большего модового объема. Во-вторых, в [2] полагалось одинаковым усиление на оси для обоих сечений, а усиление определяется не только геометрией сечения, но и наполнением трубки. Это затрудняет экспериментальное сопоставление усиления и мощности для трубок круглого и прямоугольного сечений. Нам неизвестны работы по измерению усиления в разряде с прямоугольным сечением. Результаты таких измерений представляют интерес для кольцевых лазеров. В последних для повышения стабильности частоты биений встречных волн при небольших изменениях параметров лазера необходимо иметь размытое распределение усиления в поперечном сечении, причем само значение усиления должно быть достаточно малым.

## Методика эксперимента

Схематическое изображение исследуемого разрядного промежутка представлено на рис. 1. В обычную цилиндрическую трубку вставлены четыре стеклянные полосы, образующие прямоугольное сечение. Одна из полос перемещалась с помощью постоянных магнитов (к полосе крепились стальные бойки). Расстояние между боковыми полосами около 5 мм, между двумя другими полосами оно менялось от 4 до 20 мм. Зазоры между подвижной полосой и боковыми были менее 1 мм.

Трубка соединялась с вакуумной системой. Длина разрядного промежутка 98 см. Одно из окон Брюстера изготовлено из стекла К-8, что исключало возникновение

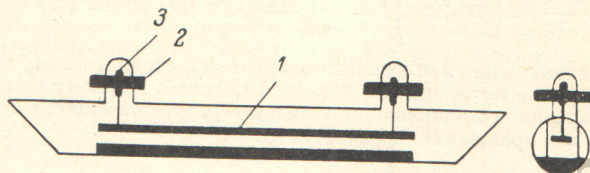


Рис. 1. Конструкция исследуемой трубки.

1 — подвижная стеклянная полоса, 2 — ферритовое кольцо, 3 — стальной боек.

генерации с  $\lambda = 3.39$  мкм. Измерение мощности проводилось, когда трубка помещалась в резонатор (длина 120 см) с одним сферическим зеркалом ( $R = 10$  см). Измерение усиления велось по схеме (рис. 1). Резонатор длиной 220 см образован теми же зеркалами. Измерение поперечного распределения усиления велось не перемещением исследуемой трубки (см., например, [3]), а перемещением боковой стенки при фиксированном положении опорной трубки. Следующая кривая снималась после перемещения опорной трубки и перестройки сферического зеркала. Измерения мощности излучения с  $\lambda = 0.63$  мкм производилось с помощью фотоумножителя ФЭУ-28, отсутствие генерации с  $\lambda = 3.39$  мкм контролировалось с помощью спектрометра ИКС-21.

## Результаты измерений и обсуждение

1. Мощность генерации He—Ne лазера с трубкой прямоугольного сечения в значительной мере определяется размерами сечения. Максимальное значение мощности генерации было получено при длине большей стороны прямоугольника 11—13 мм.

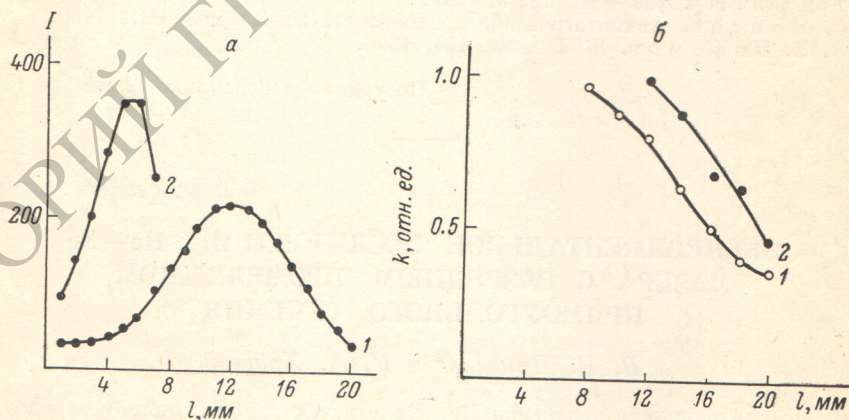


Рис. 2.

Распределение интенсивности свечения разряда  $I$  по сечению при фиксированном токе разряда (по оси ординат отложены токи ФЭУ) (а) и зависимость усиления от ширины разрядного промежутка (б).  
а: 1 — сторона прямоугольника 20 мм, 2 — сторона прямоугольника 7 мм. б: — измерения проводились при передвижении боковой стенки для данного положения опорного лазера; 1 — пятиноgeneration удалено от неподвижной стенки на 4 мм, 2 — пятиноgeneration удалено от неподвижной стенки на 6 мм. Ток разряда выбирался оптимальным для каждой ширины промежутка.

Пятиноgeneration (многомодовый режим) на плоском зеркале имело форму эллипса с осями 8 и 4 мм. При этом ток разряда был равен 60 ма, давление смеси 0.7 тор.

Были проведены измерения интенсивности свечения разряда с  $\lambda = 0.63$  мкм в исследуемой трубке. Измерения проводились с помощью фотоумножителя ФЭУ-28 с двумя диафрагмами (ширина 1 мм), который перемещался вдоль изменяемой стороны прямоугольника. С ростом тока интенсивность свечения на оси росла почти линейно, поперечное распределение становилось более узким (на растущем участке энергетиче-

ческой характеристики). По мере увеличения стороны прямоугольника интенсивность на оси падала, распределение становилось более размытым (рис. 2, а). Следует отметить, что около стенок трубки результаты измерений искажены за счет засветки от центрального участка разряда. Можно предположить, что в этих местах истинная интенсивность свечения заметно ниже.

Изменение мощности генерации He—Ne лазера с увеличением одной из сторон прямоугольника вызвано по крайней мере двумя причинами. Уменьшение дифракционных потерь ведет к увеличению модового объема, а значит и к увеличению числа возбужденных атомов, взаимодействующих с полем. Уменьшение интенсивности свечения на оси означает снижение числа возбужденных атомов. Обе причины по-разному влияют на мощность. По-видимому, при увеличении сторон прямоугольника больше 11—13 мм (при неподвижной 5 мм) вторая играет большую роль.

Измерение усиления в данной трубке проводилось в широком диапазоне давлений и соотношений компонент смеси. Оптимальным оказалось соотношение  $p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}} = 9:1$ , что, учитывая расположение трубки у плоского зеркала, соответствует нашим прежним результатам [4, 5]. Давление смеси при этом равнялось примерно 0.7 тор. Усиление в центре трубки почти линейно уменьшалось по мере увеличения стороны прямоугольника (рис. 2, б).

В соответствии с [2] геометрическую часть коэффициента усиления можно представить в следующем виде:

$$k = \frac{1}{S} \int_V k_0 f(V) dV, \quad (1)$$

где  $k_0$  — усиление в заданной точке,  $f(V)$  — пространственное распределение усиления,  $V$  и  $S$  — объем и площадь сечения разрядного промежутка ( $V = Sl$ ). Для прямоугольника (1) записывается таким образом:

$$k = \frac{1}{4ab} \int_V k_0 \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2b} dx dy dz = 0.41 k_0 l. \quad (2)$$

Полагая  $k_0 = 1/a$  ( $a$  — поперечный размер разряда) [6], получим уменьшение  $k$  с ростом  $a$ . В небольшом диапазоне изменений поперечного размера это уменьшение можно считать линейным, что и наблюдалось в нашем эксперименте.

#### В ы в о д ы

1. Усиление в He—Ne разряде (0.63 мкм) только уменьшается при увеличении поперечных размеров трубки прямоугольного сечения.

2. Мощность излучения He—Ne лазера имеет максимум при определенных поперечных размерах трубки. При размерах, меньше оптимальных, увеличение одной из сторон сечения увеличивает модовый объем, делает более равномерным поперечное распределение активных атомов в этом объеме, увеличивает число активных атомов в разряде. Это способствует генерации. При размерах, больших оптимального, увеличение сечения уже почти не влияет на модовый объем, уменьшает дифракционные потери лишь высших типов колебаний, начинает заметно сказываться уменьшение числа активных атомов на оси, а пополнение на крыльях пространственного распределения активных атомов происходит уже за пределами модового объема, т. е. уменьшение среднего усиления является основным процессом и мощность падает.

3. Применяя в кольцевых лазерах трубки прямоугольного сечения, при поперечных размерах, больше оптимального, получим уменьшение усиления и более размытое ее распределение, что сделает менее критичным к изменениям параметров среды и резонатора выходной сигнал кольцевого лазера. Кроме того, прямоугольная апертура более соответствует сечению каустики поля кольцевого резонатора для основного типа колебаний [7].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Н. Г. Басов. Тр. ФИАН, 31, 113, 1965.
- [2] В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов. ЖТФ, 38, 2080, 1968.
- [3] В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов. Ж. прикл. спектр., 9, 320, 1968.
- [4] В. Е. Привалов, В. А. Ходовой. Опт. и спектр., 25, 318, 1968.
- [5] В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 28, 524, 1970.
- [6] В. Р. Беннет. Усп. физ. наук, 81, 119, 1963.
- [7] И. М. Коржневич, А. М. Ратнер, В. С. Соловьев. Сб. «Квантовая электроника», № 6, 94, 1971.

Поступило в Редакцию 29 ноября 1973 г.