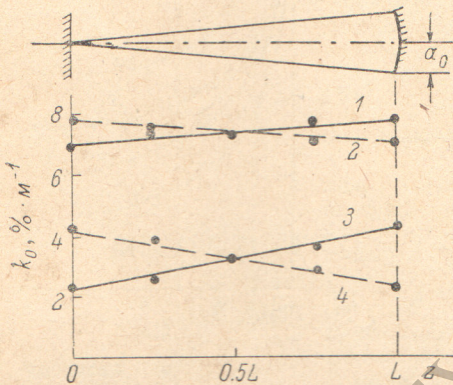


ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С УЧЕТОМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕНАСЫЩЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ВДОЛЬ ТРУБКИ

В. Г. Леонтьев и С. В. Письменный

В работе [1] изучено распределение параметров плазмы и ненасыщенного коэффициента усиления вдоль активного элемента гелий-неонового лазера, обусловленное явлением электрофореза. Наибольшая мощность лазера с резонатором сфера—плоскость получена, когда около сферического зеркала находилась среда с повышенной активностью.

Настоящая работа была поставлена с целью проверки этого вывода при различной величине и характере распределения коэффициента усиления вдоль трубки.



Распределение ненасыщенного коэффициента усиления вдоль трубки при соотношении $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = 7 : 1$ и давлении смеси 0,9 мм рт. ст. (1, 2) и 0,7 мм рт. ст. (3, 4).

Сплошные линии — катод со стороны плоского зеркала, штриховые линии — катод со стороны сферического зеркала.

в рассматриваемом случае) мощность генерации из-за перекрытия провалов может опускаться в приближении однородного уширения [2]. В этом случае коэффициент усиления дается выражением [3, 4]

$$k(r, z) = \frac{k_0}{1 + \frac{\omega(r, z)}{\omega_0}}, \quad (1)$$

где k_0 — ненасыщенный коэффициент усиления, $\omega(r, z)$ — плотность полной мощности волны, равной сумме мощностей прямой и обратной волн, ω_0 — параметр насыщения.

Согласно [3, 5], будем считать полную внутреннюю мощность $W = \int_0^L \int_0^{\infty} \omega(r, z) 2\pi r dr$ одинаковой в любом сечении. Распределение интенсивности в гауссовском пучке запишем в виде [6]

$$\omega(r, z) = \frac{2W}{\pi \rho^2(z)} e^{-2 \left[\frac{r}{\rho(z)} \right]^2}, \quad (2)$$

где $\rho(z)$ — радиус пучка.

Рассмотрим полуконцентрический резонатор, полностью заполненный активной средой. Поле излучения сосредоточено внутри каустической поверхности, имеющей вид однополостного гиперboloида вращения [7]. Для полуконцентрического резонатора можно принять в качестве каустической поверхности поверхность конуса, опирающегося на окружность с диаметром, равным размеру пятна на сферическом зеркале (см. рисунок). Тогда $\rho(z) = a_0 z / L$, где a_0 — радиус пятна на сферическом зеркале, L — длина резонатора.

Используя соотношения (1) и (2), найдем мощность генерируемого в слое z и $z+dz$

$$dP(z) = \int_0^{\infty} \omega(r, z) k(r, z) 2\pi r dr dz = \frac{\pi \rho^2(z)}{2} k_0 \omega_0 \ln \left[1 + \frac{2W}{\pi \rho^2(z) \omega_0} \right] dz. \quad (3)$$

Пусть распределение ненасыщенного коэффициента усиления вдоль трубки выражается в виде прямой $k_0 = az + b$. Это выполняется с достаточно хорошим приближением для исследуемых условий возбуждения (см. рисунок). Тогда для полной мощности P , генерируемой в активной среде длиной L , получаем выражение

$$P = \int_0^L dP(z) = \frac{\pi a^2 \omega_0 L^2}{8} \ln \left(1 + \frac{2W}{\pi a^2 \omega_0} \right) + \frac{aWL^2}{4} - \frac{aW^2 L^2}{2\pi a^2 \omega_0} \ln \left(1 + \frac{\pi a^2 \omega_0}{2W} \right) + \frac{\pi a^2 b \omega_0}{6} \ln \left(1 + \frac{2W}{\pi a^2 \omega_0} \right) - \frac{2bWL}{2} - \frac{b}{2} \sqrt{\frac{2W}{\omega_0 \pi a^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{\pi a^2 \omega_0}{2W}} \frac{4}{3} W. \quad (4)$$

Полную генерируемую мощность выразим в следующем виде: $P = \bar{k}LW$, где $\bar{k}L$ — среднее усиление за один проход, определяемое через потери на пути луча между зеркалами a' и коэффициенты отражения зеркал R_1 и R_2 выражением [3]

$$\bar{k}L = -\ln [\sqrt{R_1 R_2} (1 - a')].$$

Тогда, используя (4), получим

$$\bar{k}L = \frac{L}{2x} \left(\frac{aL}{4} + \frac{b}{3} \right) \ln(1 + 2x) + \frac{aL^2}{4} + \frac{2bL}{3} - \frac{axL^2}{2} \ln \left(1 + \frac{1}{2x} \right) - \frac{2}{3} bL \sqrt{2x} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{1}{2x}}, \quad (5)$$

где $x = W/\pi a^2 \omega_0$. Решив уравнение относительно x , найдем полную внутреннюю мощность W , а затем, зная коэффициент отражения выходного зеркала R_1 , определим выходную мощность

$$W_{\text{вых.}} = \frac{1 - R_1}{1 + R_1} W.$$

Уравнение (5) численно решалось на машине «Мир» для нескольких конкретных значений a и b , которые соответствуют различным распределениям усиления вдоль трубки и расположению трубки в резонаторе. На рисунке приведены результаты измерения распределений усиления и каустика поля излучения резонатора. Измерения проводились при соотношении давлений $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = 7 : 1$ и различных суммарных давлениях смеси (0.7 и 0.9 мм рт. ст.). Давление 0.9 мм рт. ст. для исследуемой трубки близко к оптимальному. В таблице приведены рассчитанные и измеренные значения выходной мощности, а также значения a и b , при которых производился расчет. Значения остальных параметров, необходимых для расчета, принимались следующие: $a_0 = 0.17$ см, $a' = 0.01$, $R_1 = 0.985$, $R_2 = 0.998$.

Параметр насыщения ω_0 определялся из выражения [8]

$$\omega_0 = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \Delta \nu_D \frac{0.52}{\sqrt{\ln 2}} \left[\left(\frac{g_2}{g_1} \frac{A_2 - A_{21}}{A_2 A_1} + \frac{1}{A_2} \right) A_{21} \right]^{-1},$$

где c — скорость света, ν — частота излучения, h — постоянная Планка, $\Delta \nu_D = 1700$ МГц (доплеровская ширина линии [9]), g_2/g_1 — отношение статистических весов, A_2, A_1 — полные вероятности распада верхнего ($3s_2$) и нижнего ($2p_2$) уровней генерации [10, 11], A_{21} — вероятность спонтанного перехода, взятая из работы [11]. Величина 0.52, входящая в выражение (6), представляет собой значение функции

$$\Phi(X) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} X \operatorname{ert} \sqrt{\ln X} - \sqrt{\ln X}$$

при $X = 2$, где $X = k_0/k$; $\operatorname{ert} t = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^t \exp(-t^2) dt$ — функция ошибок. Функция $\Phi(X)$

была введена в работе [4] для однородного характера насыщения усиления. Значение W при $X = 2$ может быть названо мощностью насыщения.

Значения мощности, приведенные в п. п. 1 и 3 таблицы, соответствуют такому расположению трубки в резонаторе, когда около сферического зеркала находится среда с наибольшей активностью. В этом случае катод трубки располагался около плоского зеркала. В строках 2 и 4 таблицы приведены значения, которые получены, когда наклон кривых распределения усиления менялся на противоположный (катод у сферического зеркала).

Результаты расчета и измерения выходной мощности

| № п.п. | $a, \text{см}^{-2}$ | $b, \text{см}^{-1}$ | $W_{\text{вых.}} \text{ расчет, мВт}$ | $W_{\text{вых.}} \text{ эксперимент, мВт}$ |
|--------|-----------------------|----------------------|---------------------------------------|--|
| 1 | $1.87 \cdot 10^{-6}$ | $2.3 \cdot 10^{-4}$ | 2.83 | 3.6 |
| 2 | $-1.87 \cdot 10^{-6}$ | $4.17 \cdot 10^{-4}$ | 1.66 | 1.9 |
| 3 | $8.17 \cdot 10^{-7}$ | $6.98 \cdot 10^{-4}$ | 13.65 | 12.5 |
| 4 | $-8.17 \cdot 10^{-7}$ | $7.8 \cdot 10^{-4}$ | 12.7 | 11.2 |

Наблюдается удовлетворительное соответствие рассчитанных и экспериментально полученных значений мощности и ее относительного изменения при изменении характера распределения ненасыщенного коэффициента усиления вдоль трубки.

Таким образом, проведенные в данной работе исследования подтверждают выводы работы [1] о связи мощности генерации с характером продольного распределения усиления в трубке.

Литература

- [1] В. Г. Леонтьев, Б. П. Мирецкий, Е. П. Остапченко, Г. С. Седов. Электрон. техн., сер. 4, Электровакуумные и газоразрядные приборы, вып. 2, 1973.
- [2] И. М. Белоусова, О. В. Данилов, И. А. Елькина, В. М. Киселев. Опт. и спектр., 24, 779, 1968.
- [3] А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, И. В. Шафрановская. ЖТФ, 39, 879, 1969.
- [4] W. W. Rigrod. J. Appl. Phys., 34, 2602, 1963.
- [5] W. W. Rigrod. J. Appl. Phys., 36, 8, 2487, 1965.
- [6] Y. D. Boyd, J. P. Gordon. Bell. Syst. Techn., 40, 489, 1961.
- [7] Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. «Советское радио», М., 1967.
- [8] А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, В. А. Сауткин. Ж. прикл. спектр., 7, 754, 1967.
- [9] A. L. Bloom. Proc. IEEE, 54, 1262, 1966.
- [10] W. R. Bennett, P. L. Kindlmann. Phys. Rev., 149, 38, 1966.
- [11] Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, Ж. прикл. спектр., 6, 927, 1971.

Поступило в Редакцию 20 мая 1976 г.

УДК 539.184.27 : 539.19

ЭФФЕКТ ШТАРКА НА МОЛЕКУЛАХ
БИСМЕРОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ
(ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫЙ ДИМЕР)

Н. В. Дубинин

Бискрасители представляют интерес как с точки зрения химической структуры, так и с точки зрения их спектральных свойств [1-4]. Молекула бискрасителя состоит из двух, как правило, одинаковых хромофоров, объединенных между собой через группу атомов, называемую ядром. Используя различные ядра, можно регулировать степень взаимодействия хромофоров друг с другом, а следовательно, и влиять на характер энергетического спектра и электрические свойства такой «димерной» молекулы, которую в первом приближении можно рассматривать как модель димера. Действительно, в спектрах поглощения бисцианиновых красителей (рис. 2) отчетливо наблюдается раздвижка полос поглощения, соответствующих «материнским» красителям-компонентам (рис. 1). Поляризация полос поглощения бискрасителя, как и следовало ожидать, оказалась взаимно перпендикулярной [3, 4]. Однако ясно, что не только моменты переходов, но и статические дипольные моменты (μ) «материнских» молекул будут определенным образом комбинировать друг с другом, определяя электрические свойства «димерной» молекулы. Последнее можно установить, изучая эффект Штарка на этих объектах. С другой стороны, ранее мы сообщали о «необычном» поведении поляризуемости некоторых органических молекул в электронно-возбужденном состоянии, а именно об уменьшении поляризуемости ($\alpha_{\text{возб.}}$) возбужденного состояния по сравнению с поляризуемостью основного ($\alpha_{\text{осн.}}$) [5, 6]. Это явление следует ожидать для та-