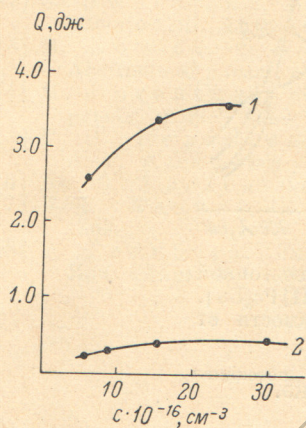


ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСТВОРАХ РОДАМИНА 6Ж В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОМЕРНОЙ ПРОКАЧКИ

А. В. Аристов, Д. А. Козловский и А. С. Черкасас

Для эффективного преобразования световой энергии импульсных ламп в энергию вынужденного излучения на растворах органолюминофоров обычно бывает необходимо, чтобы коэффициент поглощения этих растворов в спектральной области накачки заметно превышал одноименную величину, характеризующую вещества с «узкополосными» спектрами люминесценции [1, 2]. Действительно, при прочих равных условиях мощностные пороги генерации излучения прямо пропорциональны ширине спектра флуоресценции. Следовательно, для компенсации этого различия в случае растворов с широкими спектрами флуоресценции приходится увеличивать оптическую плотность



Зависимость энергии импульса генерации от концентрации родамина 6Ж в этиловом спирте при температуре 293° К.

Линии 1 и 2 соответственно относятся к кюветам с внутренними диаметрами 8 и 2,4 мм и длиной в 120 мм. Энергия накачки 3,8 кдж.

Энергия накачки при этом составляла 3,8 кдж. Из рисунка следует, что генерируемая энергия с повышением концентрации продолжает увеличиваться даже после достижения достаточно высокого коэффициента оптического поглощения. Действительно, уже при концентрации родамина 6Ж $C = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ показатель поглощения раствора в максимуме полосы равен 24 см^{-1} . В то же время дальнейшее увеличение концентрации до $24 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ сопровождается заметным увеличением генерируемой энергии: в 2,4-миллиметровой кювете в 2 раза, а в 8-миллиметровой кювете на 40%. Нужно сказать, что в этом диапазоне концентраций основная энергия накачки поглощается в периферийном слое толщиной в несколько десятых долей миллиметра. К примеру, при концентрации в $20 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ширина зоны ослабления возбуждающего света в e раз составляет 0,25 мм и, если предположить, что основной сьем энергии происходит в пределах этой зоны, то у 8-миллиметровой кюветы «активный объем» составляет приблизительно 0,12 от ее полного внутреннего объема, а у 2,4-миллиметровой — 0,38. Подсчеты показали, что приведенному на рисунке сьему энергии с кювет в этом случае соответствует удельный сьем 5 и 2,5 дж/см³. Это, разумеется, приблизительная оценка, однако она показывает, что удельный сьем с «генерирующих» объемов кювет оказался выше, чем средний сьем энергии с тех же кювет с той же энергией накачки в 3,8 кдж соответствует линейному возрастающему участку графика зависимости генерируемой энергии от энергии накачки. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки, следовательно, должно сопровождаться повышением удельной и общей энергии генерируемого импульса. В дополнение к изложенному нужно сказать, что специфика неравномерной прокачки и, как следствие из этого, возникновение в объеме раствора «генерирующих

зон» с повышенной плотностью энергий накачки и генерации, по-видимому, находит проявление также в следующем наблюдавшемся нами факте. Замечено, что диэлектрические зеркала и поверхности стеклянных пластин разрушаются под действием нескольких импульсов в несколько джоулей каждый. По виду разрушений можно судить, что они произошли в результате фокусировки генерируемого излучения большой плотности. Это свидетельствует о высоких значениях мгновенной освещенности и, следовательно, высокой яркости генерируемого луча.

Литература

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Phys. Rev., 112, 1940, 1958.
 [2] Методы расчета оптических квантовых генераторов, т. 1, под ред. Б. И. Степанова, Минск, 1966.

Поступило в Редакцию 24 февраля 1970 г.

УДК 535.875

ОБ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ЛИНИЙ СПЕКТРА РАССЕЯНИЯ МАЛЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛАХ МОНОКЛИННОЙ СИСТЕМЫ С ДВУМЯ МОЛЕКУЛАМИ В ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКЕ

А. В. Коршунов и Л. И. Мамизерова

В настоящее время наименее изученной спектральной характеристикой остается интенсивность линий спектров комбинационного рассеяния света малых частот кристаллов. По этому вопросу имеется по существу лишь несколько работ [1], касающихся поляризационных исследований спектров малых частот кристаллов. При этом учитываются лишь свойства симметрии кристалла. В настоящей работе исследование распределения интенсивностей комбинационных линий в спектрах малых частот кристаллов проводится с этих же позиций при предположении аддитивности поляризуемостей и дипольных моментов отдельных молекул, совершающих колебания в элементарной ячейке кристалла. Такой подход в какой-то мере аналогичен валентно-оптической схеме вычисления интенсивностей [2] и применен он для кристаллов с пространственной группой симметрии C_{2h}^2 .

Если a^* , b и c^* — ортогональная система координат, связанная с элементарной ячейкой кристалла, L , M и N — главные оси эллипсоида поляризуемости молекулы, то ориентация молекулы в ячейке кристалла задается таблицей направляющих косинусов

$$\begin{array}{c} a^* \quad b \quad c^* \\ \hline L \quad a_1 \quad a_2 \quad a_3 \\ M \quad b_1 \quad b_2 \quad b_3 \\ N \quad c_1 \quad c_2 \quad c_3 \end{array} \quad (1)$$

где a_1 — косинус угла между осями a^* и L и т. д. Качания обеих молекул являются симметричными (s) или антисимметричными (as) по отношению к плоскости симметрии, нормальной к бинарной оси b ячейки. При освещении кристалла светом по осям a^* , b и c^* ячейки будут индуцироваться дипольные моменты, определяющие комбинационное рассеяние света. Вычисление интенсивностей производилось по формуле [2]

$$I = \frac{2}{3} \frac{\bar{P}^2}{c^3} \quad (2)$$

Приведем окончательное выражение для интенсивности комбинационных линий спектра малых частот кристалла, обусловленных вращательными качаниями молекул относительно одной из осей, например L (стоксов случай),

$$I = \frac{28\pi^5}{3c^4} (\nu - \nu_k)^4 I_0 \frac{h}{8\pi^2 \nu_k J} (\alpha_M - \alpha_N)^2 \frac{1}{1 - e^{h\nu_k/kT}} A, \quad (3)$$

где ν и I_0 — соответственно частота и интенсивность падающего света, ν_k — частота вращательных колебаний молекул относительно оси L с главным моментом инерции J , α_M и α_N — главные поляризуемости молекулы по двум другим молекулярным осям.