

Таблица 2

Времена жизни уровней *np* атома Ag

Уровень	Промежуточная связь		τ_{JI}	Уровень	τ_{JI}
	τ_r	τ_{rv}			
4p $[1/2]_1$	32.5	39.2	43.5	7p $[1/2]_1$	440
4p $[5/2]_3$	23.2	28.0	29.8	7p $[5/2]_3$	444
4p $[5/2]_2$	25.6	30.8	32.9	7p $[5/2]_2$	494
4p $[3/2]_1$	23.2	28.0	29.0	7p $[3/2]_1$	517
4p $[3/2]_2$	21.6	26.8	25.2	7p' $[3/2]_2$	464
4p $[1/2]_0$	18.5	22.3	23.7	7p $[1/2]_0$	375
4p' $[3/2]_1$	23.4	28.2	29.9	7p $[3/2]_1$	459
4p' $[3/2]_2$	22.6	27.3	33.2	7p' $[3/2]_2$	469
4p' $[1/2]_1$	21.0	25.3	29.3	7p' $[1/2]_1$	432
4p' $[1/2]_0$	17.5	21.1	23.6	7p' $[1/2]_0$	509
5p $[1/2]_1$	112	132	114	8p $[1/2]_1$	687
5p $[5/2]_3$	101	118	115	8p $[5/2]_3$	730
5p $[5/2]_2$	110	129	126	8p $[5/2]_2$	842
5p $[3/2]_1$	110	128	119	8p $[3/2]_1$	878
5p $[3/2]_2$	95.8	111	102	8p $[3/2]_2$	798
5p $[1/2]_0$	93.8	108	82.5	8p $[1/2]_0$	617
5p' $[3/2]_1$	105	123	122	8p' $[3/2]_1$	753
5p' $[3/2]_2$	105	122	126	8p' $[3/2]_2$	778
5p' $[1/2]_1$	102	118	126	8p' $[1/2]_1$	740
5p' $[1/2]_0$	95.0	109	107	8p' $[1/2]_0$	896
6p $[1/2]_1$	202	252	227		
6p $[5/2]_3$	201	248	249		
6p $[5/2]_2$	221	272	277		
6p $[3/2]_1$	239	293	281		
6p $[3/2]_2$	205	251	245		
6p $[1/2]_0$	244	291	192		
6p' $[3/2]_1$	209	257	266		
6p' $[3/2]_2$	213	262	281		
6p' $[1/2]_1$	212	261	278		
6p' $[1/2]_0$	228	274	274		

Для времен жизни τ_{JI} , представленных в табл. 1 (для уровней с $n=6 \div 9$), наблюдается, так же как и для атома неона [1], степенная зависимость. Показатель этой степенной зависимости очень близок к четырем. Для уровней *np* (табл. 2, $n=6 \div 8$) степенная зависимость выполняется значительно хуже, однако в пределах 200% τ_{JI} этих уровней укладываются на степенную зависимость с показателем, равным четырем.

Литература

- [1] Н. В. Афанасьева, П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 378, 38, 1975.
- [2] П. Ф. Груздев, А. В. Логинов. Опт. и спектр., 38, 411, 1975.
- [3] П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 20, 377, 1966.
- [4] В. Bates, A. Damgaard. Phil. Trans., A242, 101, 1949.

Поступило в Редакцию 29 августа 1973 г.

УДК 621.372 : 615

ОБ ОДНОЙ ПОГРЕШНОСТИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОНТУРА ЛИНИИ УСИЛЕНИЯ ЛАЗЕРА

С. В. Ротарь, В. С. Соловьев и Б. В. Телегин

В настоящее время в спектроскопических исследованиях широкое распространение получили методы лазерной спектроскопии как линейной, так и нелинейной [1, 2], позволяющие достичь исключительно высокого разрешения при измерениях характеристик вещества, в частности форм контуров усиления или поглощения.

Одним из первых методов, применявшихся для измерения формы контура усиления лазера, был метод перемещения одного из зеркал открытого резонатора (рис. 1). При линейном перемещении зеркала Z_1 частота генератора Γ изменялась в соответствии

с приближенным равенством $\Delta L/L \approx \Delta \nu/\nu$, $\Delta \nu \approx \Delta L \nu/L$. Измеряя соотношение $\Delta L = f(U)$, где U — напряжение, подаваемое на элемент, перемещающий зеркало (обычно пьезокерамический преобразователь), можно было установить частотный масштаб на экране осциллографа O . Подавая затем на вертикальные пластины последнего сигнал, полученный с фотодетектора $\Phi Д$, получают зависимость $I(\nu)$, соответствующую форме контура усиления вещества.

Точность измерения параметров контура таким способом существенно зависит от целого ряда факторов, как например линейности напряжения U , точности измерения характеристики $\Delta L = f(U)$, линейности фотодетектора $\Phi Д$, уровня синхронизации осциллографа O и т. д., а также от добротностей резонатора и контура. Последнее обстоятельство явно следует из упрощенного выражения для частоты генерации квантового генератора [3]

$$\frac{\nu - \nu_x}{\nu_x} \approx \frac{Q_p}{Q_x} \frac{\nu_p - \nu}{\nu_p}, \quad (1)$$

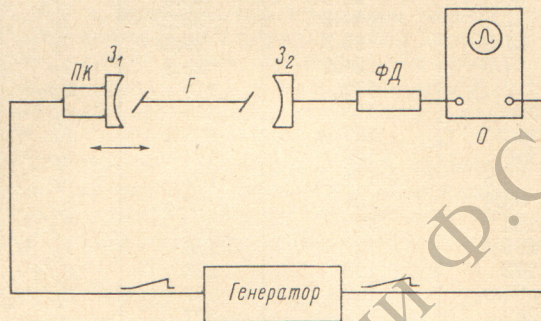


Рис. 1. Схема измерения формы контура усиления квантового генератора.

ПК — пьезокерамический преобразователь, Г — квантовый генератор, ФД — фотодетектор, О — осциллограф, $З_1, З_2$ — зеркала резонатора квантового генератора.

где ν — частота генерации; ν_x — частота, соответствующая максимуму контура усиления вещества; ν_p — частота, соответствующая максимуму резонансной кривой резонатора; $Q_p = \nu_p / \Delta \nu_{p, 0.5}$ — добротность резонатора; $Q_x = \nu_x / \Delta \nu_{x, 0.5}$ — добротность линии.

После несложных преобразований можно получить

$$\nu - \nu_x \approx (\nu_p - \nu_x) \frac{\Delta \nu_x}{\Delta \nu_x + \Delta \nu_p}. \quad (2)$$

Таким образом, из (2) можно сделать следующие выводы.

1. Если $\Delta \nu_p \ll \Delta \nu_x$, то частота генерации и ее смещение точно соответствуют частоте и смещению собственной частоты резонатора. Это соотношение справедливо для линий оптического диапазона спектра, так что в этом случае погрешность может и не учитываться. Однако если на контуре имеются какие-либо особенности типа контрастного пика [4], то погрешность их воспроизведения также может иметь место.

2. При исследовании колебательно-вращательных переходов в инфракрасной и субмиллиметровой области спектра добротность резонаторов уменьшается в соответствии с выражением $Q = 2\pi\nu L/cT$, в то время как ширины контуров обычно уменьшаются. В связи с этим погрешности в измерении характеристик контура могут существенно возрастать. На рис. 2 приведено семейство зависимостей $\nu - \nu_x = f(\nu_p - \nu_x)$ для различных $\Delta \nu_x / \Delta \nu_p = q$. Из рис. 2 следует, что уже при сравнимых добротностях ошибка в измерениях может достигать существенной величины.¹

Данный вывод иллюстрируется экспериментом, проведенным на субмиллиметровом лазере с длиной волны 0.337 мм. Открытый резонатор его был образован двумя зеркалами, одно из которых со 100%-м отражением можно было перемещать с помощью микрометрического винта параллельно оси резонатора, а второе имело отверстие $\varnothing 8$ мм для вывода излучения. Эквивалентные потери для основного типа колебания в этом резонаторе оценивались в $\sim 20 \div 25\%$, так что добротность его составляла

¹ Здесь не учитывается тот факт, что на самом деле выражение для частоты генерации газовых лазеров имеет значительно более сложный вид [6]

$$\nu - \nu_p = - \frac{c}{2\pi\mu_0 d} 0.28g(\nu_x) \exp \left[\frac{\nu_x - \nu}{0.6\Delta \nu_x} \right] \sin \left[\frac{\nu_x - \nu}{0.3\Delta \nu_L} \right], \quad (3)$$

где ν, ν_x, ν_p — то же, что и в (1), в результате чего изменение погрешности измерения в зависимости от q и $\nu_p - \nu_x$ будет также значительно отличаться от рис. 2.

$\sim 6.3 \cdot 10^5$, в то время как добротность линии по предварительным оценкам [5] — не менее $1.8 \cdot 10^5$.

Измерялась ширина контура усиления вещества при перемещении глухого зеркала. В обычных условиях интенсивность излучения на выходе регистрировалась пироэлектрическим приемником. В результате измерений ширина контура усиления на полувысоте оказалась равной ~ 5.7 МГц (50 мкм перемещения зеркала на длине ~ 7 м).

Затем добротность резонатора была увеличена. Это было сделано следующим образом. За выходным отверстием лазера устанавливалась проволочная решетка, изготовленная из позолоченной вольфрамовой проволоки $\varnothing 15$ мкм с шагом $\Delta d = 50$ мкм. Такая решетка обладает избирательным по поляризации максимальным отражением $R \approx 100\%$. Решетка устанавливалась таким образом, чтобы величина мощности, отражаемой в резонатор, была бы максимальной, так что эквивалентные потери на выходном зеркале существенно уменьшались.² Контролировалась выходная мощность, причем оказалось, что ее величина падала не более чем на 5% за счет поглощения в решетке. Контур линии измерялся таким же образом, как и ранее. Оказалось, что в этом случае ширина контура на полувысоте интенсивности соответствует перемещению зеркала ~ 35 мкм, т. е. ~ 4 МГц. Эта величина качественно совпадает с теоретическими расчетами, проделанными, исходя из характеристик генерирующей молекулы HCN и параметров плазмы в разряде.

Таким образом, при измерении характеристик контуров усиления лазеров, в особенности субмиллиметрового диапазона, необходимо учитывать погрешности за счет затягивания линии генерации контурами усиления и резонатора, если их добротности сравнимы по величине. Оценка по (2) показывает, что погрешность пренебрежимо мала ($\sim 1\%$), если $\Delta \nu_d / \Delta \nu_p \approx 10^2$.

Литература

- [1] В. И. Татаренков, А. Н. Титов, А. В. Успенский. Опт. и спектр., 28, 572, 1970.
- [2] А. П. Макаров. Опт. и спектр., 26, 341, 1969.
- [3] Г. Троуп. Квантовые генераторы и усилители. ИЛ, М., 1969.
- [4] Н. С. Воупе. The Radio and Electr. Engineer, 42, № 7, 1972.
- [5] В. А. Бондарев, А. Я. Лейкин, С. В. Ротарь. Сб. «Радиотехника», вып. 28, 1974.
- [6] Л. Аллен, Д. Джонс. Основы физики газовых лазеров. ИЛ, М., 1970.

Поступило в Редакцию 1 октября 1973 г.

УДК 535.37 : 548.0

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОДНОФОННОЙ ПОЛОСЫ В СПЕКТРЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭКСИТОНОВ ВАНЬЕ—МОТТА ДЛЯ СЛУЧАЯ «ЗАПРЕЩЕННЫХ» «ОДНОЦЕНТРОВЫХ» ПЕРЕХОДОВ

В. Г. Федосеев

Недавно в спектрах люминесценции кристаллов закиси меди и серебра были экспериментально обнаружены полосы, обусловленные аннигиляцией $1S$ -экситона, сопровождающейся рождением различных предельных колебаний решетки [1].

Cu_2O и Ag_2O представляют собой кристаллы с запрещенными в диалюбом приближении «одноцентровыми» переходами между локализованными состояниями Ванье верхней валентной зоны и нижней зоны проводимости [2, 3]. Это приводит к иной частотной и температурной зависимости интенсивности однофоновой полосы в спектре люминесценции по сравнению со случаем «разрешенных» «одноцентровых» переходов [4, 5].

² Добротность резонатора увеличилась при этом по крайней мере в 3—4 раза.