

осциллографа. Через каждые два градуса фотографировалось несколько кривых. Средние значения  $\tau$ , определенные из них при каждой температуре, приведены на рисунке. Вертикальными линиями на рисунке отмечены температурные области структурных превращений. Нагревание выше  $77^\circ \text{K}$  увеличивает яркость ФЛ. Этой части подъема не соответствует пик ТЛ, хотя здесь уже появляется молекулярная подвижность, вследствие которой именно в этом температурном интервале рекомбинируют атомы водорода [6-8], образующиеся при радиолизе. В интервале  $100-140^\circ \text{K}$ , в котором наблюдается первый пик ТЛ, интенсивность фотолюминесценции проходит через максимум. От  $140$  до  $170^\circ \text{K}$ , там, где расположен следующий небольшой максимум ТЛ, как  $\tau$ , так и  $I_{\text{фл.}}$  падают. Вместе с началом пика ТЛ, имеющего максимум при  $183^\circ \text{K}$ , резко падает  $I_{\text{фл.}}$ , но  $\tau$  при этом не уменьшается, а растет. В этой области температур происходит структурный переход «жесткое стекло — вязкое стекло», который был обнаружен ранее другими методами [6, 9, 10]. Этот переход протекает не мгновенно, и, если остановить температуру при  $175^\circ \text{K}$ , т. е. в начале пика ТЛ, можно наблюдать падение  $I_{\text{фл.}}$  еще в течение нескольких минут.  $\tau$  достигает максимального значения вблизи температуры, при которой  $I_{\text{фл.}}$  достигает минимума. Таким образом, квантовый выход (в соответствии с величинами  $\tau$ ) фотолюминесценции в области структурного перехода растет, а не уменьшается с температурой. Падение же  $I_{\text{фл.}}$  обусловлено изменением прозрачности кислоты из-за потери оптической однородности при структурном переходе. Это было подтверждено нами прямыми измерениями пропускания в этом температурном интервале. Однако после завершения фазового перехода (при  $T > 190-200^\circ \text{K}$ ) наблюдается просветление раствора и соответственно вследствие этого возрастание  $I_{\text{фл.}}$ , но  $\tau$  при этом уже начинает сокращаться, соответственно с ним уменьшается и квантовый выход. Наложение этих явлений (увеличение прозрачности и уменьшение квантового выхода) и приводит к образованию максимума  $I_{\text{фл.}}$  при температурах, следующих сразу за фазовым переходом. При дальнейшем повышении температуры вплоть до плавления кислоты уже не наблюдается более образования максимумов — как  $\tau$ , так и  $I_{\text{фл.}}$  спадают монотонно, но и на этом участке можно отметить перегибы, температуры которых близки к температурам максимумов ТЛ и, видимо, обусловлены структурными переходами.

Таким образом, зависимость интенсивности флуоресценции и соответственно безызлучательная дезактивация возбужденных ионов  $\text{UO}_2^{2+}$  от температуры в сернокислых растворах не отвечают одному активационному процессу температурного тушения. Структурные переходы, происходящие в кислоте в некоторых интервалах температур, играют очень существенную, а иногда и преобладающую роль.

#### Литература

- [1] С. И. В а в и л о в. Собрание сочинений, т. 1, стр. 267. Изд. АН СССР, М. 1964.
- [2] В. Л. Л е в ш и н. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. ГИТТЛ, М.—Л., 1954.
- [3] М. Д. Г а л а н и н. ЖЭТФ, 21, 126, 1951.
- [4] В. Г. Н и к о л ь с к и й, Н. Я. Б у б е н. ДАН СССР, 134, 134, 1960.
- [5] В. Г. Н и к о л ь с к и й, В. А. Т о ч и н, Н. Я. Б у б е н. ФТТ, 5, 2248, 1963.
- [6] F. S. D a i n t o n, F. T. J o n e s. Trans. Farad. Soc., 61, № 512, 1681, 1965.
- [7] R. L i v i n g s t o n, H. Z e l d e s, E. H. T a y l o r. Disc. Farad. Soc., № 19, 166, 1955.
- [8] J. C. R a s s e l. Canad. J. Chem., 45, 839, 1967.
- [9] F. S. D a i n t o n, F. T. J o n e s. Radiation Res., 17, 388, 1962.
- [10] В. Г. Е р ш о в, А. И. М у с т а ф а е в, А. К. П и к а е в. Int. J. Radiat. Phys. and Chem., 3, 71, 1971.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1973 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

### О НЕВЗАИМНОСТИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ДИАФРАГМИРОВАНИЕМ, В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ НА $\lambda=0.63$ мкм

М. Н. Бурнашев и Ю. В. Филатов

В работах [1, 2] были приведены результаты экспериментального исследования влияния диафрагмирования на разностную частоту встречных волн в кольцевом He—Ne лазере на  $\lambda=3.39$  мкм. Эксперименты показали, что введение в резонатор диафрагмы несимметрично относительно концов газоразрядной трубки создает расщепление частот встречных волн на величину, достигающую сотен килогерц. В работе [3] было выполнено теоретическое исследование рассматриваемого явления. Работа основывается

на предположении о том, что дифракция на диафрагме создает пространственную не- взаимность встречных волн, которая преобразуется в расщепление частот за счет влияния активной среды. Естественным выводом теории является сильная зависимость расщепления от усиления активной среды. Следует ожидать, что величина расщепления в кольцевом лазере на  $\lambda=0.63$  мкм не выходит из зоны синхронизации частот встречных волн. Видимо, этим объясняется отсутствие экспериментальных работ, посвященных рассматриваемому явлению, для  $\lambda=0.63$  мкм. В данном сообщении мы приводим некоторые результаты эксперимента, целью которого было исследование диафрагмирования в кольцевом лазере на  $\lambda=0.63$  мкм.

В эксперименте применялась методика измерений, аналогичная методике, использовавшейся в работе [4] для измерения расщепления, вызванного дрейфом активных атомов. Частота расщепления определялась по формуле

$$\delta\nu = \frac{N_+ - N_-}{2t_{об}},$$

где  $N_+$  и  $N_-$  — числа, полученные суммированием периодов разностной частоты внутри угла, равного  $360^\circ$  при вращении кольцевого лазера по часовой и против часовой стрелки;  $t$  — время поворота кольцевого лазера на угол, равный  $360^\circ$ . Степень введения диафрагмы регистрировалась определением превышения усиления над потерями ( $\eta = G_0/L$ , где  $G_0$  — ненасыщенный коэффициент усиления активной среды;  $L$  — потери

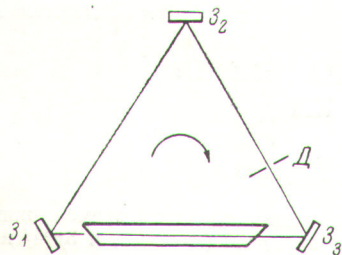


Рис. 1. Схема кольцевого лазера.

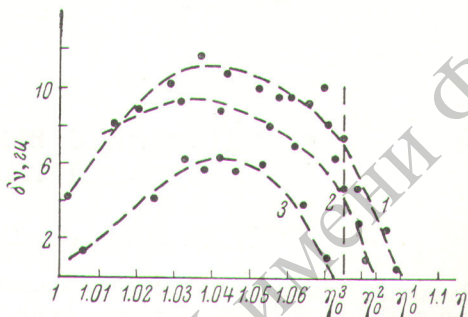


Рис. 2. Зависимость расщепления частот встречных волн ( $\delta\nu$ ) от степени введения диафрагмы ( $\eta$ ).

$\eta_0$  — превышение усиления над потерями до введения диафрагмы.

в резонаторе). Превышение усиления над потерями рассчитывалось по измеренному диапазону частоты, в котором существовала генерация. В эксперименте использовался кольцевой лазер (рис. 1) с двумя плоскими ( $3_1$  и  $3_2$ ) и одним сферическим ( $R=2$  м) зеркалами и длиной периметра, равной 85 см ( $D$  — ирисовая диафрагма). Несимметричное расположение элементов резонатора создавало наиболее благоприятную ситуацию для проявления рассматриваемого нами явления [3]. Активным элементом являлась двуханодная трубка с диаметром капилляра, равным 3 мм, наполненная  $Ne^3$  и смесью изотопов  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$  в соотношении 1 : 1. При измерениях были получены следующие результаты.

1. Введение диафрагмы, как видно из рис. 2, сопровождается нарастанием расщепления частот, которое достигает максимального значения ( $\delta\nu_{max}$ ) при некотором  $\eta$ , а затем падает вместе с падением амплитуды поля в резонаторе. Точки  $\eta_0$  на рис. 2 соответствуют превышениям усиления над потерями до введения диафрагмы. Изменение  $\eta_0$  производилось регулировкой тока разряда. При увеличении  $\eta_0$ , как и следовало ожидать, наблюдается увеличение  $\delta\nu_{max}$ . Измерения проводились при настройке моды резонатора на центр линии усиления. Значение  $\eta$ , равное 1.075, соответствует точке перехода между одномодовым и трехмодовым режимом генерации. Из сравнения кривых 1 и 2 с кривой 3 видно, что изменение модового состава на оказывает сильного влияния на зависимость  $\delta\nu$  от  $\eta$ .

2. Было обнаружено, что величина  $\delta\nu_{max}$  сильно меняется при развороте газоразрядной трубки вокруг своей оси. Разворот трубки осуществлялся на такую величину, что потери в резонаторе, увеличивающиеся при развороте, давали уменьшение  $\eta_0$  примерно на 0.03. Такой разворот трубки приводил к увеличению  $\delta\nu_{max}$  на 60—70 гц. В работе [5] приведены результаты экспериментов по введению в резонатор фазовой пластинки в присутствии магнитного поля, параллельного оси газоразрядной трубки. Эти эксперименты дают возможность искать причины наблюдаемого нами явления в эллиптичности поляризации, которая может иметь место при развороте трубки, и в присутствии на вращающейся платформе магнитного поля.

3. Перенос диафрагмы в противоположное плечо резонатора изменял знак расщепления, что совпадает с результатами работ [1—3]. Однако вид диафрагмы в отличие

от результатов работы [2] имел существенное значение. В экспериментах производилась замена присовой диафрагмы на диафрагму в виде полуплоскости, которая вводилась в луч как от центра резонатора, так и снаружи. Точка резонатора, в которой вводилась диафрагма, при такой замене не изменялась. Результатом изменения вида диафрагмы было увеличение  $\delta\nu_{\max}$  до 200—250 гц и, что обращает на себя внимание, изменение знака расщепления. Такая зависимость расщепления от вида диафрагмы пока не нашла у нас объяснения.

Авторы благодарны В. Е. Привалову за интерес к работе и обсуждение результатов эксперимента.

#### Литература

- [1] И. А. Андропова, И. Л. Бернштейн. ЖЭТФ, 57, 100, 1969.  
 [2] А. Д. Валуев, С. А. Савранский, А. Ф. Савушкин, Б. А. Шоккин. Опт. и спектр., 29, 410, 1970.  
 [3] Э. И. Фрадкин. Опт. и спектр., 31, 952, 1971; 32, 132, 1972.  
 [4] Т. Ю. Podgorski, F. Aronowitz. IEEE of QE, 4, 11, 1968.  
 [5] В. Е. Петрунькин, В. М. Николаев, Н. М. Кожевников, Р. И. Окунев. ЖТФ, 43, 1099, 1973.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1973 г.

УДК 535.184.52.001.24

## РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ УРОВНЕЙ ИОНА КИ

А. В. Логинов и П. Ф. Груздев

Настоящее сообщение посвящено вычислению радиационных времен жизни уровней конфигураций  $3p^5ns$  ( $n=4\div 7$ ),  $3p^5np$  ( $n=4\div 6$ ),  $3p^5nd$  ( $n=3\div 5$ ) и  $3p^54f$  иона КИ. Метод расчета тот же, что и в предыдущих работах [1-3]. Результат вычислений приведен в таблице. В одноконфигурационном приближении ( $\tau_{\text{ОП}}$ ) расчеты проведены с интегралами переходов, вычисленными на функциях Хартри—Фока (ХФ) по формулам длины ( $\tau_r$ ) и скорости ( $\tau_v$ ) диполя, а также с их геометрическим средним ( $\tau_{rv}$ ). В многоконфигурационном приближении ( $\tau_{\text{МП}}$ ) для расчетов использованы интегралы переходов, полученные только по формуле геометрического среднего. Исключение составляют уровни  $3p_1$ ,  $4X_2$ ,  $4Z_2$ ,  $4Y_2$ , при получении времен жизни которых в МП были использованы интегралы переходов, вычисленные по формуле длины диполя.

Уровни в таблице расположены в порядке возрастания их энергий. Как правило, одноконфигурационное приближение (ОП) и многоконфигурационное приближение (МП) дают близкие значения энергии (исключая уровни  $1P_1$   $3p^5nd$ , о которых речь пойдет ниже), и порядок следования уровней совпадает в обоих приближениях. Лишь в случае  $5d_6$  и  $5d_4$  МП переставляет их по сравнению с ОП, хотя сами значения энергий изменяются незначительно. В таблице эти уровни расположены в том порядке, в котором они получаются в ОП. Что касается уровней  $1P_1$   $3p^5nd$  (в таблице они обозначены  $3s_1$ ,  $4s_1$  и  $5s_1$ ), то они перемешиваются настолько сильно, что их можно отнести к той или иной конфигурации лишь условно, руководствуясь в основном значением энергии. Так, вместо чистых состояний  $1P_1$   $3p^5nd$  мы имеем такие линейные комбинации

$$\begin{aligned} 3p^5 3d &\rightarrow 0.47 3d + 0.30 4d + 0.23 5d, \\ 3p^5 4d &\rightarrow 0.47 3d + 0.48 4d + 0.05 5d, \\ 3p^5 5d &\rightarrow 0.04 3d + 0.21 4d + 0.75 5d. \end{aligned}$$

Значения энергии этих уровней, полученные в МП, следующие: 205 550 ( $3s_1$ ), 226 250 ( $4s_1$ ) и 258 990 ( $5s_1$ )  $\text{см}^{-1}$ . При этом разность энергии состояний  $3s_1$  и  $3d_2$  уменьшается от 68 114  $\text{см}^{-1}$  в ОП до 42 380  $\text{см}^{-1}$  в МП, что находится в хорошем согласии с результатом, полученным в работах [4, 5]. В работе [5] эта разность равна 67 670  $\text{см}^{-1}$  в предположении, что слетеровские радиальные интегралы не зависят от терма, и уменьшается до 37 100  $\text{см}^{-1}$ , когда функции ХФ, с помощью которых рассчитываются интегралы, получены отдельно для каждого терма. В нашей работе мы принимали во внимание наложение  $3p^5 3d + 3p^5 4d + 3p^5 5d$  (интересно отметить, что термы  $1P_1$   $3p^5 nd$  практически не перемешиваются с состояниями  $3p^5 ms$ ), которое отлично от нуля только благодаря тому, что мы используем не зависящие от терма функции ХФ. Следовательно, мы фактически находим, так же как и в [5], поправку на зависимость функций ХФ от терма.

В таблице приведены значения  $\tau$  для 83 возбужденных состояний иона КИ. Для двух уровней конфигураций  $3p^5 4s$  ( $1s_5$  и  $1s_3$ ) и для девяти уровней конфигураций  $3p^5 3d$  ( $3d_6$ ,  $3d'_1$ ,  $3d_4$ ,  $3d_3$ ,  $3d''_1$ ,  $3d'_1$ ,  $3s_1''''$ ,  $3s_1'''$  и  $3s_1'$ ) радиационное время жизни в дипольном приближении равно бесконечности. Эти состояния в таблице опущены. Составление времен жизни, вычисленных в ОП, показывает, что для большинства