

$\sim 6.3 \cdot 10^5$, 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 $\Delta \nu_d / \Delta \nu_p \approx 10^2$.

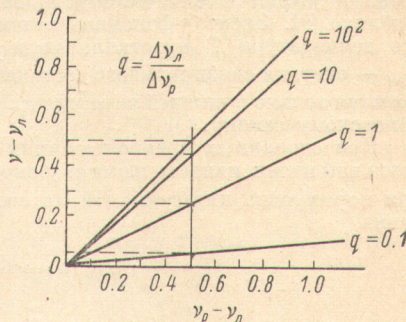


Рис. 2. Зависимость $(\nu - \nu_d)$ от $(\nu_p - \nu_d)$.

ν — частота генерации; ν_d — частота, соответствующая максимуму контура усиления вещества; ν_p — частота, соответствующая максимуму резонансной кривой резонатора.

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. Трууп. Квантовые генераторы и усилители. ИЛ, М., 1969.
- [4] Н. С. Вонне. 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 диллютом приближении «одноцентровыми» переходами между локализованными состояниями Ванье верхней валентной зоны и нижней зоны проводимости [2, 3]. Это приводит к линейной 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.

В настоящей работе приводятся результаты вычисления спектральной интенсивности люминесценции экситона Ванье—Мотта в области первого фононного повторения линии $n=1$ для случая «запрещенных» «одноцентровых» переходов. Расчет проводился в модели кристалла с простой кубической решеткой. Рассмотрена одна валентная зона и одна зона проводимости. Предполагалось, что за взаимодействие электрона и дырки с оптическими фононами ответствен «поляризационный» механизм Фрелиха [6]. Экситон-фононное взаимодействие считалось слабым. Предполагалось, что температура T кристалла мала ($k_B T \ll E_{1S}$, где k_B — постоянная Больцмана, E_{1S} — энергия связи нижнего состояния экситона), и в начальном состоянии экситоны имеются только в нижней зоне, где их распределение по импульсам подчиняется больцмановскому закону.

При сделанных предположениях в области первого фононного повторения спектральная интенсивность люминесценции с поляризацией δ в направлении \mathbf{k} ($I_{\delta\mathbf{k}}(\Omega)$) при нормировке интегральной интенсивности резонансной линии на единицу будет равна

$$I_{\delta\mathbf{k}}(\Omega) = \Phi \hbar^{3/2} x^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar x}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где $x = \Omega - E_{1S}/\hbar + \omega_0$, Ω — частота излучаемого света, ω_0 — частота оптического фонона, \hbar — постоянная Планка. Величина Φ при малых значениях x ($x \ll E_{1S} + \omega_0$) не зависит от x и имеет следующий вид:

$$\Phi = \frac{8}{3\pi} \frac{(1+a)^3}{a^{3/2}} \varepsilon^{-1} \frac{f_{2P}}{f_{1S}(\delta, \mathbf{k})} \frac{\hbar\omega_0}{Ry^{5/2}} J^2(\beta_0, \Psi_{10}). \quad (2)$$

Здесь $a = m_e/m_h$, m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки, $\varepsilon^{-1} = 1 - \varepsilon_\infty \varepsilon_0^{-1}$, ε_∞ и ε_0 — оптическая и статическая диэлектрические постоянные, $f_{1S}(\delta, \mathbf{k})$ и f_{2P} — силы осцилляторов переходов в состояния $1S$ и $2P$ соответственно, Ry — постоянная Ридберга экситона: $Ry = e^4 \mu / 2 \varepsilon_\infty^2 \hbar^2$, μ — приведенная эффективная масса.¹

$$J(\beta_0, \Psi_{10}) = \frac{1}{3Ry^{5/2}} \Gamma(1 - \chi\beta_0) \int_0^\infty r W_{\chi\beta_0; 1/2} \left(\frac{2r}{\chi\beta_0 R_\infty}\right) \left[3 + r \left(\frac{d}{dr} - \frac{1}{R_\infty}\right)\right] \Psi_{10}(r) dr. \quad (3)$$

В формуле (3) $R_\infty = \varepsilon_\infty \hbar^2 / e^2 \mu$, $\chi = (Ry/E_{1S})^{1/2}$, $\beta_0 = (1 + \hbar\omega_0/E_{1S})^{-1/2}$, $\Gamma(1 - \chi\beta_0)$ — гамма-функция, $W_{\chi\beta_0; 1/2}(2r/\chi\beta_0 R_\infty)$ — функция Уиттекера [7], $\Psi_{10}(r)$ — радикальная функция нижнего состояния экситона.

При выводе формулы (3) предполагалось, что P -состояния экситона, которые являются виртуальными состояниями в процессе излучения света, с хорошей точностью описываются водородоподобными функциями. Такое предположение вполне приемлемо для кристаллов типа закиси меди. Однако S -состояния в этих кристаллах (и в первую очередь состояние $1S$) гораздо сильнее отклоняются от водородоподобных.

Положим $\Psi_{10}^{(0)}(r) = 2(\chi R_\infty)^{-3/2} \exp(-r/\chi R_\infty)$. Тогда

$$J(\beta_0, \Psi_{10}^{(0)}) = \chi^{1/2} \beta_0^2 \left[3(1 - \beta_0^2) \frac{\Gamma(1 - \chi\beta_0)}{\Gamma(5 - \chi\beta_0)} F\left(5, 4; 5 - \chi\beta_0; \frac{1}{2}(1 - \beta_0)\right) + 2(1 - \chi) \beta_0 \frac{\Gamma(1 - \chi\beta_0)}{\Gamma(4 - \chi\beta_0)} F\left(4, 3; 4 - \chi\beta_0; \frac{1}{2}(1 - \beta_0)\right) \right], \quad (3a)$$

где $F(n, n-1; n - \chi\beta_0; 1/2(1 - \beta_0))$ — гипергеометрическая функция [7]. Случай $\chi=1$ соответствует полностью водородоподобной модели экситона. Из формулы (1) можно получить температурную зависимость интегральной относительной интенсивности однофононного повторения $I_{\delta\mathbf{k}}(T)$

$$I_{\delta\mathbf{k}}(T) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi (k_B T)^{3/2}. \quad (4)$$

Сравнение величины Φ , вычисленной по формуле (2), с этой же величиной, полученной из экспериментальных данных, позволяет сделать заключение о применимости рассмотренного нами механизма для объяснения взаимодействия экситона с определен-

¹ Формула (2) получена в предположении, что $(1 - \varepsilon_\infty \varepsilon_0^{-1}) \ll 1$. Она справедлива также при любом значении параметра $(1 - \varepsilon_\infty \varepsilon_0^{-1})$, если выполняется условие $Ry \omega_0^{-1} \ll 1$. В этом случае массы «голых» частиц m_e , m_h и μ должны быть заменены на массы «одетых» частиц m_e^* , m_h^* и μ^* , а ε^{-1} и Ry должны быть определены следующим образом: $\varepsilon^{-1} = (\varepsilon_0 \varepsilon_\infty^{-1} - 1)$, $Ry = e^4 \mu^* / 2 \varepsilon_0^2 \hbar^2$.

ными типами фононов. Например, по-видимому, этому механизму обязано появление в спектре экситонной люминесценции Cu_2O ($a = 0.73$ [8], $f_{2P}/f_{1S} = 3 \cdot 10^3$ (f_{1S} — средняя сила осциллятора), $R_u = 0.0968$ эв, $E_{1S} = 0.141$ эв [3]) фононного повторения линии $n=1$ с участием фонона симметрии Γ_{15}^- ($\omega_0 = 640 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon^{-1} = 0.1$ [9]), так как при приведенных значениях параметров из формул (2)–(4) получим $I^{(640)}(T) = 0.01 (T/\text{град.})^{3/2}$, что неплохо согласуется с экспериментальным значением $I_{\text{экс.}}^{(640)}(T) = (0.009 \pm 0.003) (T/\text{град.})^{3/2}$ [1]. С другой стороны, этот механизм не может объяснить величину некоторых других повторений. Так, для наиболее интенсивного повторения с участием фонона симметрии Γ_{15}^- ($\omega_0 = 105 \text{ см}^{-1}$) при разумных значениях параметра $\epsilon^{-1} (\leq 0.1)$ экспериментальное значение $I_{\text{экс.}}^{(105)}(T)$ на два порядка превышает значение величины $T^{(105)}(l)$, вычисленной по формуле (4).²

Литература

- [1] Ф. И. Крейнгольд, Б. С. Куликин. Опт. и спектр., 33, 706, 1972.
- [2] R. J. Elliott. Phys. Rev., 108, 1384, 1957.
- [3] Р. Нокс. Теория экситонов. Изд. «Мир», М., 1966.
- [4] V. Segall, G. D. Mahan. Phys. Rev., 171, 935, 1968.
- [5] В. Федосеев, В. Хижняков. Изв. АН ЭССР, сер. физ.-мат., 19, 34, 1970.
- [6] H. Fröhlich, H. Pelzer, S. Zienau. Phil. Mag., 41, 221, 1950.
- [7] Higher Transcendental Functions, v. 1, McGraw-Hill Company, Inc., 1953.
- [8] A. G. Zhilich, J. Halpern, B. P. Zakharchenya. Phys. Rev., 188, 1294, 1969.
- [9] E. G. Heltemes. Phys. Rev., 141, 803, 1966.
- [10] И. С. Горбань, В. Б. Тимофеев. ФТТ, 3, 3584, 1961.

Поступило в Редакцию 10 октября 1973 г.

УДК 535.36

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРВОГО МАКСИМУМА ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

И. Л. Зельманович и И. Я. Леф

При облучении электромагнитными волнами рассеивающих шаров в воздухе поперечники рассеяния K_p и лучевого давления K_d имеют максимумы [1, 2].¹ Интерес представляют случаи, когда показатель преломления $n \geq 3$.

Для анализа оптического резонанса были проведены расчеты K_p и K_d для следующих показателей преломлений $n = 3, 3.4, 3.8, 4, 4.3, 4.4, 4.9, 5, 5.5, 6, 6.2, 6.5, 7, 7.8, 8, 8.5, 9, 9.5, 10$ и 20 .² Расчеты проводились на ЭВМ по схеме, указанной в [3]. Для установления максимальных значений K_p и K_d в функции от ρ_0 применялся метод расчета постепенного уменьшения шага по дифракционному параметру $\rho_0 = 2\pi a/\lambda$ (a — радиус шара, λ — длина волны в воздухе).²

Если представить в формуле (9) [3] амплитуды парциальных волн c_l и b_l через фазовые углы $\text{tg } \alpha_l$ и $\text{tg } \beta_l \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$, то получим, что a_l или $b_l = 1$ (стр. 161 [1]). Коэффициенты c_l и b_l в формуле (9) [3] соответствуют $c_l = (2l+1)/l(l+1)a_l$ и $b_l = (2l+1)/l(l+1)b_l$ (черта над b_l поставлена, чтобы отличить ее от значений b_l в [2, 3]). Однако резонирует только амплитуда магнитного дипольного колебания, т. е. $b_1 = 1$, $a_1 = 0$. Тогда с учетом вышеизложенного формула (9) [3] будет идентична формуле на стр. 185 [1], а именно

$$K_{p\infty} = \frac{6}{\rho^2}. \quad (1)^2$$

Формула (1) является приближенной, так как показатели преломления конечны. Предложенная нами полуэмпирическая формула

$$\rho_\infty = \frac{\pi - e^{-n\alpha}}{n} \quad (2)$$

² Более чем на два порядка отличается и коэффициент поглощения света, который может быть вычислен на основании формулы (1) с учетом принципа детального равновесия от экспериментально измеренного коэффициента поглощения света в области ступеньки под линией $n=1$ [10].

¹ В [1] они называются факторами эффективности; величина g в нашей работе обозначена через ρ_0 .

² В ЭВМ закладывались девятизначные значения n и ρ_0 .

³ Значок ∞ в формулах (1) и (2) означает, что они приближенные.