

$4d^{10}4f^n+5p^5$ -конфигурации бралась энергия связи $5p$ -электрона [11]. Оказывается, что при таком выборе энергетический фактор в формулах (3) очень слабо влияет на относительную вероятность распада по двум каналам. Результаты расчетов приведены в табл.

Видно, что скорости переходов по второму каналу возрастают вдоль по ряду редкоземельных элементов значительно быстрее, чем по первому каналу. Очевидно, аналогичный вывод можно сделать и для другой начальной конфигурации $4d^94f^n5p^6$. Это, по-видимому, и приводит к наблюдаемому экспериментально подавлению $4d-5p$ -переходов в эмиссионных рентгеновских спектрах.

В заключение отметим, что описанный подход лишь в самых грубых чертах характеризует особенности эмиссионных спектров редкоземельных элементов. Для более детального описания и сравнения с экспериментом необходимо наряду с лучшим описанием атома учитывать неравномерность заселения возбужденных уровней при электронном ударе и вероятность Оже-переходов, которые несомненно играют большую роль в этой области энергии, о чем свидетельствуют большие ширины линий в эмиссионных и абсорбционных спектрах.

Авторы благодарны Т. М. Зимкиной и В. В. Балашову за многократные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фомичев В. А., Грибовский С. А., Зимкина Т. М. Тезисы докладов на V Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. Ужгород, 1972, стр. 27.
2. Фомичев В. А., Грибовский С. А., Зимкина Т. М. «Физика твердого тела», **15**, 201, 1973.
3. Фомичев В. А., Грибовский С. А., Зимкина Т. М. «Физика твердого тела», **15**, 1312, 1973.
4. Зимкина Т. М., Фомичев В. А., Грибовский С. А. «Физика твердого тела», **15**, 1620, 1973.
5. Зимкина Т. М., Фомичев В. А., Грибовский С. А., Жукова И. И. «Изв. АН СССР», сер. физ., **31**, 874, 1967.
6. Dehmer J. L., Starace A. F. et al. «Phys. Rev. Lett.», **26**, 1521, 1971.
7. Балашов В. В., Кабачник Н. М., Сажина И. П. «Оптика и спектроскопия», **33**, 10, 1972.
8. Глембоцкий И. И., Каросене А. В. и др. «Литовский физический сборник», **12**, 35, 1972; **12**, 235, 1972.
9. Левинсон И. Б., Никитин А. А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л., 1962.
10. Froese C., Fisher «Atomic Data», **4**, 301, 1972.
11. Bearden J. A., Burr A. F. «Rev. Mod. Phys.», **39**, 125, 1967.

Поступила в редакцию
28.5 1973 г.

НИИЯФ

УДК 535.376

Т. С. БЕССОНОВА, А. И. СОБКО

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РУБИНА И ЛЕЙКОСАПФИРА

Большинство авторов работ по радиолюминесценции лейкосапфира и рубина [1—10] указывают на отсутствие разницы в спектрах фотолюминесценции и радиолюминесценции. Присутствующая в кристаллах примесь хрома дает излучение в R -линиях, возникающих в результате перехода ионов Cr^{3+} из возбужденного состояния в основное. Кроме того, вклад в люминесценцию могут давать и некоторые другие центры свечения.

Нами более подробно исследованы радиолюминесцентные свойства лейкосапфира и рубина: было проведено одновременное изучение спектрального состава и кинетики изменения выхода свечения указанных материалов при возбуждении быстрыми электронами. Для исключения нагрева образцов эксперименты велись с очень малыми интенсивностями электронов (мощность дозы $\sim 0,3$ рад·с $^{-1}$ при энергии $\sim 0,24$ МэВ). Температура образцов при этом не отличалась от комнатной.

Исследуемые кристаллы лейкосапфира и рубина были синтезированы методом Вернейля из одного и того же исходного материала. При выращивании рубина в шихту добавлялась окись хрома, концентрация которого в готовых образцах составила 0,03 вес. %. В кристаллах лейкосапфира хром присутствовал как неконтролируемая примесь в количестве $10^{-5} - 10^{-6}$ вес. %.

При изучении кинетики и спектров радиolumинесценции было обнаружено, что, несмотря на разницу в концентрациях ионов Cr^{3+} свыше трех порядков, интенсивности стационарной радиolumинесценции у рубина и лейкосапфира близки по абсолютной величине. Этот факт можно объяснить в рамках зонной теории люминесценции кристаллофосфоров с учетом специфического характера поглощения энергии и ионизирующей радиации. При оптическом возбуждении поглощение света носит селективный характер и определяется произведением эффективного сечения взаимодействия на число поглощающих центров (примесей, дефектов и т. п.). В то же время поглощение энергии ионизирующей радиации зависит в основном от полной концентрации ионов в рассматриваемом материале независимо от того, являются они центрами окраски или нет. По-видимому, радиolumинесценция рубина и лейкосапфира не столько связана с непосредственным возбуждением ионов хрома, сколько с передачей энергии, поглощаемой решеткой, этим ионам.

В нашем эксперименте при использованных мощностях дозы в зонах может создаваться максимальное количество $10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ вторичных электронно-дырочных пар. Учитывая, что концентрация ионов хрома в рубине составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в лейкосапфире — $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а время жизни возбужденного состояния $\text{Cr}^{3+} - 3 \text{ мс}$, можно заключить, что в принципе все образующиеся в зонах электронно-дырочные пары могут рекомбинировать на ионах хрома, дав кванты света на R -линиях. Причем число таких рекомбинаций будет определяться именно концентрацией этих пар, а не ионов хрома. При отсутствии существенной разницы в эффектах тушения и прочих потерях интенсивность радиolumинесценции может быть одинаковой в рубине и лейкосапфире.

Приведенную интерпретацию можно подтвердить решением кинетических уравнений Антонова — Романовского [11] для случая слабого возбуждения и в предположении, что основная доля энергии облучения поглощается решеткой. Общие уравнения, учитывающие баланс свободных и локализованных зарядов, имеют вид

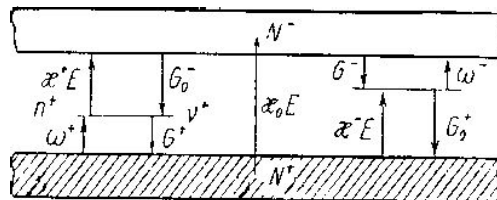
$$\frac{dn^{\pm}}{dt} = -\omega^{\pm} n^{\pm} - \sigma_0^{\mp} n^{\pm} u^{\mp} N^{\mp} + \sigma^{\pm} (v^{\pm} - n^{\pm}) u^{\pm} N^{\pm} + \kappa^{\pm} (v^{\pm} - n^{\pm}) E, \quad (1)$$

$$\frac{dN^{\pm}}{dt} = \omega^{\pm} n^{\pm} - \sigma_0^{\pm} n^{\mp} u^{\pm} N^{\pm} - \sigma^{\pm} (v^{\pm} - n^{\pm}) u^{\pm} N^{\pm} + \kappa_0 v_0 E + \kappa^{\mp} (v^{\mp} - n^{\mp}) E, \quad (2)$$

где u^{\pm} — средняя скорость свободных дырок и электронов, v_0 — величина с размерностью концентрации, характеризующая свойства вещества, остальные обозначения приведены на рисунке.

В этих уравнениях пренебрегаем междузонными рекомбинациями и взаимодействием между ловушками. В силу малой плотности свободных дырок и электронов в нашем эксперименте эти условия соблюдаются.

Полагая в соответствии с [11], что $\omega^{\pm} = \omega_r^{\pm}$ (ω_r^{\pm} — вероятность теплового высвобождения локализованных зарядов), $n^{\pm} \gg N^{\pm}$, $\frac{dN^{\pm}}{dt} = \frac{dn^{\pm}}{dt} = 0$, $n^{+} = n^{-} = n$, $n \ll v^{\pm}$ и $\sigma_0^{\pm} n \ll \sigma^{\pm} v^{\pm}$, получаем следующие соотношения:



Энергетическая диаграмма электронных переходов в зонной теории люминесценции кристаллофосфоров: v^{\pm} — концентрации дырочных и электронных ловушек, n^{\pm} — концентрации заполненных дырочных и электронных ловушек, N^{\pm} — концентрации свободных дырок и электронов, ω^{\pm} — вероятности высвобождения дырок и электронов в единицу времени, σ_0^{+} — вероятность рекомбинации свободной дырки с локализованным электроном, σ_0^{-} — вероятность рекомбинации свободного электрона с локализованной дыркой, σ^{\pm} — сечение захвата дырки и электрона, E — интенсивность возбуждения, κ^{\pm} — коэффициенты поглощения энергии возбуждения дырочными и электронными ловушками, κ_0 — коэффициент поглощения энергии возбуждения основным веществом

$$u^{\pm} N^{\pm} = \frac{\omega_{\tau}^{\pm} n + \kappa_0 v_0 E + \kappa^{\mp} v^{\mp} E}{\sigma^{\pm} v^{\pm}}, \quad (3)$$

$$an^2 + bEn - cE = 0, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{\sigma_0^- \omega_{\tau}^-}{\sigma^- v^-} + \frac{\sigma_0^+ \omega_{\tau}^+}{\sigma^+ v^+},$$

$$b = \frac{\sigma_0^- (\kappa_0 v_0 + \kappa^+ v^+)}{\sigma^- v^-} + \frac{\sigma_0^+ (\kappa_0 v_0 + \kappa^- v^-)}{\sigma^+ v^+},$$

$$c = \kappa_0 v_0 + \kappa^- v^- + \kappa^+ v^+.$$

Поскольку только рекомбинация свободных электронов с локализованными дырками приводит к излучению, то интенсивность свечения определяется выражением

$$I = q \sigma_0^- n u^- N^-, \quad (5)$$

где q учитывает, что не все рекомбинации сопровождаются излучением ($q \leq 1$). Подставляя в (5) значение $u^- N^-$ (3) и решение уравнения (4), получим

$$I = q \frac{\sigma_0^- b}{2a\sigma^- v^-} \left(\frac{\omega_{\tau}^- b}{a} - \kappa_0 v_0 + \kappa^+ v^+ \right) E^2 +$$

$$+ q \frac{\sigma_0^- \omega_{\tau}^- c}{a\sigma^- v^-} E + q \frac{\sigma_0^-}{2a\sigma^- v^-} \left(\kappa_0 v_0 + \kappa^+ v^+ - \frac{\omega_{\tau}^- b}{a} \right) E \sqrt{b^2 E^2 + 4acE}. \quad (6)$$

Разлагаем $\sqrt{b^2 E^2 + 4acE}$ в ряд, пользуясь предположением о малости E , ограничиваемся двумя членами.

Тогда (6) примет вид

$$I = q \frac{\sigma_0^- \omega_{\tau}^- c}{a\sigma^- v^-} E + q \frac{\sigma_0^-}{a\sigma^- v^-} \left(\kappa_0 v_0 + \kappa^+ v^+ - \frac{b\omega_{\tau}^-}{a} \right) \times$$

$$\times \left(\sqrt{ac} E^{3/2} - \frac{b}{2} E^2 + \frac{b^2}{8\sqrt{ac}} E^{5/2} \right). \quad (7)$$

При облучении ионизирующей радиацией поглощение энергии происходит преимущественно в основном веществе. Математически это означает, что

$$\kappa^{\pm} v^{\pm} \ll \kappa_0 v_0. \quad (8)$$

С учетом (8) получаем следующее выражение для интенсивности радиолуминесценции:

$$I_{\text{рл}} = q \frac{\sigma_0^- \kappa_0 v_0}{a\sigma^- v^-} \left[\omega_{\tau}^- E + \frac{\sigma_0^+ \sqrt{\kappa_0 v_0}}{a\sigma^+ v^+} (\omega_{\tau}^+ - \omega_{\tau}^-) \left(\sqrt{a} E^{3/2} - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{d\sqrt{\kappa_0 v_0}}{2} E^2 + \frac{d^2 \kappa_0 v_0}{8\sqrt{a}} E^{5/2} \right) \right], \quad (9)$$

где

$$d = \frac{\sigma_0^-}{\sigma^- v^-} + \frac{\sigma_0^+}{\sigma^+ v^+}.$$

Из (9) следует, что интенсивность свечения не зависит от концентрации ловушек v^{\pm} , если

$$\sigma_0^+ = 0, \quad (10)$$

что означает отсутствие рекомбинации свободных дырок с локализованными электронами, т. е. внешнего тушения люминесценции. В этом случае

$$I_{рл} = q\kappa_0\nu_0E. \quad (11)$$

Так как для рубина и лейкосапфира $I_{рл}$ не зависит от ν^\pm , то согласно (1) у этих материалов должна наблюдаться линейная зависимость стационарной интенсивности свечения от интенсивности возбуждения. Этот вывод был проверен и подтвержден экспериментально.

Таким образом, в случае поглощения энергии в основном веществе при малых плотностях возбуждения и при отсутствии тушения и прочих потерь интенсивность свечения ионов активатора будет одинаковой у рубина и лейкосапфира и определяться только интенсивностью возбуждения.

В работах [12, 13] интенсивность люминесценции хрома в R -линиях принималась за меру концентрации ионов Cr^{3+} . И если нет оснований считать этот метод неправомочным при фотовозбуждении, то в случае радиoluminesценции определение концентрации Cr^{3+} по интенсивности R -линий излучения, очевидно, может быть ошибочным.

Полученные выводы, по-видимому, справедливы и для других кристаллофосфоров, возбуждение которых удовлетворяет приведенным условиям.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Антонову-Романовскому и М. В. Фоку за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вишневецкий В. Н., Гнып Р. Г. и др. «Украинский физический журнал», 11, 997, 1966.
2. Mitchell E. W. J., Townsend P. D. «Proc. Phys. Soc.», 81, 12, 1963.
3. Kamal A. K., Levine M. W., Fuller G. L. «Proc. IEEE», 52, 329, 1964.
4. Low W. «Bull. Am. Soc.», 9, 499, 1964.
5. Low W. «Appl. Phys. Lett.», 5, No. 2, 35, 1964.
6. Low W. «Zeit. Angew. Math. und Phys.», 16, 66, 1965.
7. Philbrick C. R., Davis W. R., Moss M. K. «Bull. Am. Phys. Soc.», 9, 499, 1964.
8. Воронов Ю. В., Тимофеев Ю. П. «Журнал прикладной спектроскопии», 2, 126, 1965.
9. Sujak B., Niklas A. «Acta Phys. Pol.», 32, 711, 1967.
10. Стародубцев С. В., Юнусов М. и др. Сб. «Радиационные явления в диэлектриках и полупроводниках». Ташкент, 1968, стр. 23.
11. Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966, стр. 48.
12. Антипова-Корогаева И. И., Грум-Гржимайло С. В. Тр. Ин-та кристаллографии, вып. 8, 139, 1953.
13. Niklas A., Sujak B. «Acta Phys. Pol.», A 39, 351, 1971.

Поступила в редакцию
17.4 1974 г.

НИИЯФ

УДК 627.157.532.517.4

Н. Н. ГРИШИН, Н. А. МИХАЙЛОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАЕКТОРИИ СКАЧКООБРАЗНОГО ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ПРИДОННОЙ ОБЛАСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

Для развития современных теорий движения наносов необходимы надежные экспериментальные данные, позволяющие как проверить сделанные предположения, так и выявить новые детали механизма изучаемого явления. К числу наименее изученных следует отнести характеристики начальных участков траекторий частиц непосредственно после их отрыва и ускорения частиц, играющие важную роль в