Частоты $\omega_{1,2} = (\text{Re }\omega)_{1,2} + i(\text{Im }\omega)_{1,2},$ (Re $\omega)_{1,2} \equiv \pm \omega_R$, (Im $\omega)_{1,2} \equiv -\omega_{1,1,2,1}$ находятся из дисперсионного уравнения

$$\omega^{2} + i\omega \left[v_{in} + k_{z}^{2} D_{e\parallel} \left(1 + 1/(k_{\perp}^{2} r_{s}^{2}) \right) \right] + k_{z}^{2} D_{e\parallel} \left[-i\omega_{d}/(k_{\perp}^{2} r_{s}^{2}) - v_{in} \right] = 0, \qquad (3)$$

которое приведено в работе [6] и описывает возбуждение дрейфово-диссипативной неустойчивости. Неустойчивость существует в диапазоне магнитных полей $B_{\min} \ll B \ll B_{\max}$, так что $k_{\perp}^2 r_s^2 \gg 1$ при $B = B_{\min}$ и $k_{\perp}^2 r_s^2 \ll 1$ при $B = B_{\max}$. Найдем корни уравнения (3) при $\omega_R/(k_z^2 D_{e\parallel}) \ll 1$, $k_{\perp}^2 r_s^2 \gg 1$:

$$\omega_{R} = \frac{\omega_{d}}{k_{\perp}^{2} r_{s}^{2}}, \quad \omega_{1I} = -\frac{\omega_{R}^{2}}{k_{z}^{2} D_{e\parallel}} + v_{in}, \quad \omega_{2I} = \frac{\omega_{R}^{2}}{k_{z}^{2} D_{e\parallel}} + k_{z}^{2} D_{e\parallel}$$

 $\omega_{11} < 0$ при $B > B_{\min} = (m_i c/e) k_{\perp}^2 \omega_c / (k_y \varkappa), \ \omega_c = V k_z^2 \overline{D}_{e\parallel} v_{in}$ — частота колебаний на границе устойчивости. Время корреляции при приближении к порогу определяется величной ω_{11} :

$$\tau_{\text{kop}}(\mathbf{k}) \sim \omega_{11}^{-1} = \frac{k_y \varkappa}{k_\perp^2 \nu_{in}} \frac{1}{1 - B^2 / B_{\min}^2(\mathbf{k})}.$$

Нелинейная теория дрейфово-диссипативной неустойчивости выше порога возбуждения построена в [7].

Автор выражает благодарность Ю. Л. Климонтовичу за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Белавин М. И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1980. Гл. 3. [2] La Belle J. et al.//J. Geophys. Res. 1986. 91, А5. Р. 5513. [3] Климонтовяч Ю. Л. Статистическая физика. М., 1982. [4] Резибуа П., Ленер М. де. Классическая кинетическая теория жидкостей и газов. М., 1980. [5] Климонтович Ю. Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. М., 1964. [6] Тимофеев А. В., Швилкин Б. Н.//УФН. 1976. 118, № 2. С. 274. [7]. Вопdarenko V. E., Chechkin A. V.//VII Int. Conf. Plasma Theory. Proc. Confr. Pap. Kiev, 1987. Vol. 1. Р. 18.

Поступила в редакцию 05.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ SnO2--- Еи

М. Н. Агапов, С. С. Галактионов, В. В. Михайлин, А. В. Ткачев, И. Н. Шпиньков

(кафедра теоретической физики)

Впервые экспериментально получен спектр возбуждения люминесценции SnO₂-Ец в области энергий возбуждающих квантов 3—23 эВ. Дана интерпретация основных особенностей спектра на основе зонных расчетов по литературным данным.

Оксид олова SnO₂ имеет широкое практическое применение [1], обусловленное высокой проводимостью при прозрачности в видимой области. Однако люминесцентные свойства SnO₂ изучены недостаточно. Для неактивированного SnO₂ известно лишь несколько спектров возбуждения люминесценции и фотопроводимости [2—5] в области энергий возбуждающих квантов до границы прозрачности, причем данные разных исследователей не совпадают. Для активированных образцов (в качестве активатора вводились Eu, Tb, Tm) исследованы спектры катодо- и фотолюминесценции, которые показали, что SnO₂—Eu является эффективным катодолюминофором с оранжево-красным свечением. Спектры люминесценции в общих чертах интерпретированы

7*

[6]. Возможность практического применения этого люминофора требует детального исследования механизма возбуждения люминесценции и процессов переноса энергии.

Люминофор получали по методике [7] термическим разложением совместно осажденных оксалатов олова и европия с последующей высокотемпературной прокалкой шихты. Температура разложения 1070 К, длительность 4 ч. Температура синтеза 1620 К, длительность 2 ч. Марка реактивов для синтеза не ниже «ХЧ». Концентрация активатора варьировалась от 0 до 0,8 ат.%.

Измерения спектров свечения, возбуждения люминесценции до 5 эВ и термолюминесценции проводились на установке [8]. Спектры возбуждения люминесценции

е [6]. Спектры возоуждения люминесценции в области больше 5 эВ получены на установке [9] с использованием синхротронного излучения накопителя «Сибирь-1».

Спектр свечения SnO₂—Еи при комнатной температуре (295 К) приведен на рис. 1. Линии в спектре свечения соответствуют излучательным переходам в ионе Еи³⁺. Триплет 587, 592 и 598 нм соответствует переходам с уровня ⁵D₀ на расщепленное кристаллическим иолем ⁷F₁ состояние. Линия 607 нм соответствует переходу





I, отн. ед



⁵D₀—7F₂. Положение линий согласуется с данными [6]. Нами была исследована зависимость интенсивности люминесценции от температуры. При низких (80—200 K) температурах интенсивность свечения приблизительно постоянна, вблиза компатной (295 K) начинается температурное тушение, которое для исследованных образцов сильно зависит от интенсивности возбуждающего света. Так, при увеличении плотности возбуждения в 50 раз температура, соответствующая тушению люминесценции в 2 раза, увеличивалась на 100°. Таким образом, с ростом плотности возбуждения температурное тушение ослабляется. В [10] подобная зависимость объясняется тем, что с увеличением плотности возбуждения плотности возбуждения плотности возбуждения плотности возбуждения скорость излучательной рекомбинации растет быстрее, чем безызлучательной (случай внешнего тушения). При комнатной температуре зависимость интенсивности свечения от плотности возбуждения нелинейна: $I = A(I_{воз6})^k$, где k = 1,8.

Кривые термовысвечивания SnO₂—Еи не отличаются от приведенных в литературе для неактивированного SnO₂ и состоят из двух перекрывающихся полос с максимумами 140 и 220 К. Таким образом, введение Еи не создает новых центров захвата, и определяющую роль играют ловушки, связанные с собственными дефектами SnO₂ [2, 6].

Спектр возбуждения активаторного свечения SnO_2 —Еи (свечение выделялось светофильтром OC-11) при комнатной температуре приведен на рис. 2, где $E_g \approx \approx 3.5$ эВ — ширина запрещенной зоны, $E_v \approx 11$ эВ — ширина валентной зоны, $E_{co} \approx \approx 17$ эВ — энергетическое положение остовных уровней. В низкоэнергетичной части

спектра выделяется полоса с максимумом при энергии 3,7 эВ, которая при азотной (~80 K) температуре сдвигается в сторону больших энергий и разрешается в две нолосы с максимумами 3,75 и 4,1 эВ. Эти полосы соответствуют двум краям поглощения SnO₂ для поляризаций возбуждающего излучения перпендикулярно и паралпения Sho₂ для полярязации возбуждающего излучения перпендикулярно и парал-лельно оси с кристалла SnO₂ [11]. Из теоретико-групповых расчетов следует, что пе-реход с минимальной энергией между валентной зоной и зоной проводимости — пе-реход $\Gamma_3^+ - \Gamma_1^+$ [12] (рис. 3) запрещен для обеих поляризаций возбуждающего из-лучения (см. зонную структуру SnO₂ [12] на рис. 3). Для излучения, поляризован-ного перпендикулярно оси с, разрешенным переходом с минимальной энергией будет переход $\Gamma_5^+ - \Gamma_1^+$, а для излучения, поляризованного нараллельно сси с, — переход $\Gamma_1^- - \Gamma_1^+$. Теоретические значения энергий этих переходов [12] соответственно равны. 3,6 и 4,3 эВ.

С ростом энергии возбуждающих квантов вплоть до 7 эВ наблюдается квантового выхода, который может спад может быть связан с приповерхностными потерями, а с также разлетом электронно-дырочных пар [13], который приводит к уменьшению вероятности излучательной рекомбинации на центре свечения. Начиная с энергии 7 эВ, происходит рост квантового выхода, соответствующий началу размножения электронных возбуждений (фотонное умножение). В этой части спектра проявляются общие особенности спектров возбужде-ния люминесценции в области фундамен-тального поглощения [13]. Так, отсутствие резких структурных особенностей хорошо коррелирует с большой шириной валентной зоны (Е_v≈11 эВ). При увеличении энергии возбуждающих квантов до 3Eg, $4E_g$ и т. д. включаются другие каналы фотонумножения, с чем связан дальней-HOLO ший рост квантового выхода. При энергии возбуждающих квантов выше 14 эВ наблюдается замедление роста квантового выхода, которое связано с конечной шириной зоны проводимости и валентной зоны. Начиная



Рис. 3

с энергий $\hbar \omega_{воз6} = E_g + E_{co}$ (~20 эВ), проявляются переходы с остовных уровней: (см. рис. 3). Это приводит к дальнейшему росту квантового выхода.

Таким образом, полученный нами спектр возбуждения люминесценции SnO₂--Eu хорощо согласуется с зонной структурой [12] и в нем проявляются общие закономерности возбуждения люминесценции кристаллов в области фундаментального поглощения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Jarzebski Z. M., Marton J. P.//J. Electrochem. Soc. 1976. 123, N 7. P. 199. [2] Cunningham R. D., Marton J. P., Schlesinger M.//Bull. Amer. Phys. Soc. 1969. 14. P. 310. [3] Fillard J. P., Gasiot J., Murcia M. de, Tran Trong Quynh//Phys. Stat. Sol. (a). 1972. 9. P. K169. [4] Matsuoka T., Toh-da T., Nitta T./J. Electrochem. Soc. 1983. 130, N 2. P. 417. [5] Cunningham R. D., Marton J. P., Schlesinger M.//J. Appl. Phys. 1969. 40. P. 4664. [6] Crabt-ree D. F.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. 7. P. L17. [7] Matsuoka T., Kasaha-va I., Tsuchita M., Nitta T.//J. Electrochem. Soc. 1978. 125, N 1. P. 102. [8] Aranob M. H. M др. Деп. ВИНИТИ № 3251-84 от 21.05.84. [9] Бельс-кий А. Н. м др.//Опт. и спектр. 1987. 62, № 3. С. 590. [10] Гурвич А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. М., 1978. [11] Nagasawa M., Shio-поуа S.//Phys. Lett. 1966. 22. P. 409. [12] Robertson J./J. Phys. C. 1979. 12. P. 4767. [13] Васильев А. Н., Михайлин В. В., Овчинникова И. В./Изв. AH CCCP. 1985. 49, № 10. С. 2044. AH CCCP. 1985. 49, № 10. C. 2044.

Поступила в редакцию 11.11.87