

Микротвердость быстрозатвердевшей фольги исследуемого сплава с ростом времени выдержки при комнатной температуре монотонно увеличивается. Причина увеличения микротвердости быстрозатвердевшей фольги сплава  $\text{Bi}_{20}\text{In}_{28}\text{Sn}_{52}$  заключается в улучшении структуры границ зерен и фаз благодаря диффузионным процессам, активно протекающим при комнатной температуре.

Таким образом, фольга сплава  $\text{Bi}_{20}\text{In}_{28}\text{Sn}_{52}$ , полученная сверхбыстрым охлаждением из расплава, состоит из  $\epsilon$ - и  $\gamma$ -фаз. Дисперсные частицы  $\epsilon$ -фазы вкраплены в  $\gamma$ -фазе. Средние длины хорд случайных секущих на сечениях выделений  $\epsilon$ - и  $\gamma$ -фаз равны 1,7 и 2,6 мкм, соответственно, а удельные поверхности межфазной границы –  $0,86 \text{ мкм}^{-1}$ . Фаза  $\text{In}_4\text{Sn}$  ( $\gamma$ -фаза) затвердеванием с образованием текстуры (0001). Стабилизация

границ зерен и фаз приводит к росту микротвердости фольги при комнатной температуре.

#### Литература

1. Шепелевич В.Г. Быстрозатвердевшие легкоплавкие сплавы / В.Г. Шепелевич. – Минск: БГУ, 2015. – 192 с.
2. Shepelevich V.G. The microstructure and microhardness of rapidly solidified foils of eutectic alloy In – 47 at. % Sn / V.G. Shepelevich, L.P. Scherbachenko // British Journal of Science. Education and Culture. – 2015. – Vol. 111 – № 1(7) – Pp. 863–869.
3. Салтыков С.А. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1976. – 270 с.
4. Русаков А.А. Рентгенография металлов / А.А. Русаков. – М.: Металлургия, 1977. – 329 с.
5. Вассерман Г. Текстуры металлических материалов / Г. Вассерман, И. Гревен. М.: Металлургия, 1969. – 655 с.

УДК 535.37

### ВХОЖДЕНИЕ ИОНОВ ТУЛИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ И СТЕКЛЯННУЮ ФАЗЫ В ОКСИФТОРИДНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКЕ

Ясюкевич А.С.<sup>1</sup>, Кулешов Н.В.<sup>1</sup>, Рачковская Г.Е.<sup>2</sup>, Захаревич Г.Б.<sup>2</sup>, Трусова Е.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИЦ Оптических материалов и технологий БНТУ

Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский государственный технологический институт

Минск, Республика Беларусь

Оксифторидные стекла, активированные ионами редкоземельных элементов (РЗЭ) представляют значительный интерес как прекурсоры для получения нанокерамических материалов, которые сочетают в себе низкую энергию фононов фторидов ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{PbF}_2$ , и др.) с химической и механической стабильностью оксидных матриц. В таких материалах редкоземельные ионы частично входят как в стеклянную, так и в керамическую фазы и есть возможность в некоторой степени формировать спектроскопические характеристики наностеклокерамики.

Для получения лазерной генерации в области спектра  $\approx 1800\text{--}1900 \text{ нм}$  привлекательными являются материалы, активированные ионами тулия. В данной работе мы изучали оксифторидные стекла состава  $30 \text{ SiO}_2 + 10 \text{ GeO}_2 + 20 \text{ PbO} + 30 \text{ PbF}_2 + 10 \text{ CdF}_2 + x \text{ Tm}_2\text{O}_3$  ( $x = 0,1; 0,5; 1,0; 2,0$ ) и стеклокерамики, полученные на основе этих стекол при вторичной термообработке при температуре  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ . Гидростатическим методом были определены плотности стекол и по их молярному составу были рассчитаны концентрации ионов тулия в исходных стеклах. В работе [1], где исследовались стекломатериалы близкого состава, было показано, что в результате вторичной термообработки при температуре  $400\text{--}420 \text{ }^\circ\text{C}$  из исходного стекла образуется стеклокерамика с кристаллической фазой  $\beta\text{-PbF}_2$ .

При изучении оксифторидных стекол основное внимание нами уделялось разработке спек-

троскопического метода определения относительного содержания ионов тулия в стеклянной и кристаллической фазах в оксифторидной стеклокерамике. Наш метод исследования основан на сравнении спектров поглощения стекол и стеклокерамик, полученных в результате термообработки. Спектры поглощения образцов в виде пластинок толщиной  $\approx 1 \text{ мм}$  регистрировались на спектрофотометре Cary 5 000 при комнатной температуре. Распределение кристаллической фазы в наших материалах после термообработки было неоднородным, что приводило к появлению непрозрачных областей в объеме образцов. В работе [2] были представлены спектры сечений поглощения  $\text{Tm}:\text{PbF}_2$ . Спектры сечений поглощения исходных стекол и коэффициенты поглощения полученных стеклокерамик были определены нами. Спектр коэффициента поглощения стеклокерамики  $k_{abs}(\lambda)$  может быть представлен в виде

$$k_{abs}(\lambda) = \sigma_{abs}^{gl}(\lambda) N_{Tm} x_1 + \sigma_{abs}^{cr}(\lambda) N_{Tm} x_2, \quad (1)$$

где  $\sigma_{abs}^{gl}(\lambda)$ ,  $\sigma_{abs}^{cr}(\lambda)$  – сечения поглощения ионов тулия в стеклянной и кристаллической фазах, соответственно,  $N_{Tm}$  концентрация тулия в исходном образце стекла,  $x_1$  и  $x_2$  – параметры, которые характеризуют относительное содержание ионов тулия в стеклянной и кристаллической фазах в прозрачной области



образца. Тогда часть ионов туллия  $x_3$ , которая находится в непрозрачной части образца может быть определена как  $x_3 = 1 - x_1 - x_2$ . Относительное содержание ионов туллия  $\epsilon$  в кристаллической фазе в прозрачной области стекломатериала  $\epsilon = x_2 / (x_1 + x_2)$ . Для исследования спектров поглощения оказалась удобной линия в области 1650 нм соответствующая переходу  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ .

Параметры  $x_1$  и  $x_2$  определялись в процессе подгонки расчетного спектра по (1) к экспериментально определенному спектру коэффициента поглощения стекла после вторичной термообработки. Режим вторичной термообработки будет указан в следующем виде: X/Y, где X – температура в градусах Цельсия, Y – длительность термообработки в часах. Для образцов стекла с содержанием  $Tm_2O_3 - 0,5$  мол %, как и для стекла с  $Tm_2O_3 - 0,1$  мол % не наблюдалось изменений в спектрах поглощения при вторичной термообработке при следующих режимах: 400/3; 400/6 и 400/9. На рисунках 1 и 2 представлены примеры результатов подгонки спектров поглощения по формуле (1) для образцов стекла содержанием  $Tm_2O_3 - 2$  мол % и 1 мол %, соответственно.

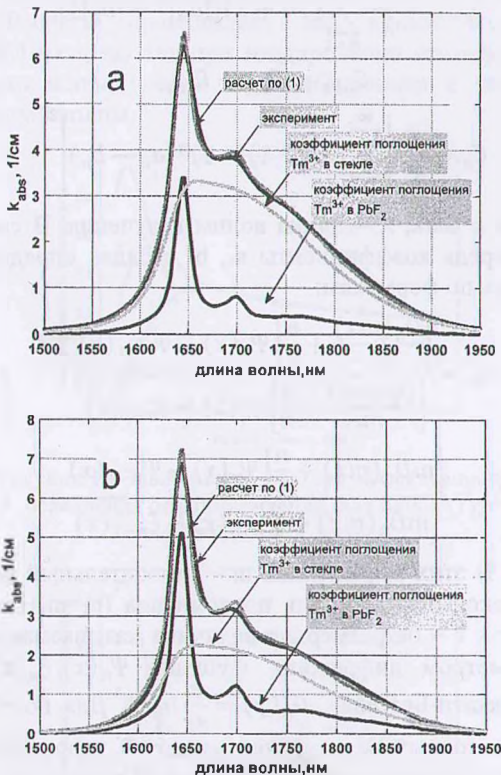


Рисунок 1 – Спектры поглощения образцов стеклокерамики с исходным содержанием  $Tm_2O_3 - 2$  мол %. Вторичная термообработка: а – 400/3, б – 400/6

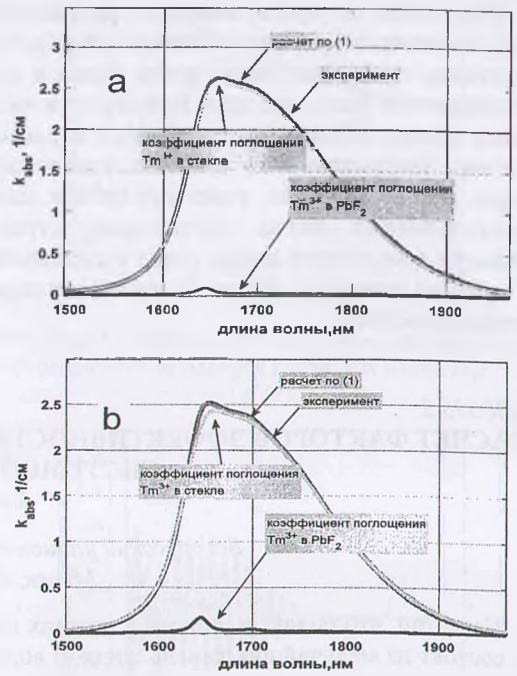


Рисунок 2 – Спектры поглощения образцов стеклокерамики с исходным содержанием  $Tm_2O_3 - 1$  мол %. Вторичная термообработка: а – 400/3; б – 400/6

На рисунке 3 представлены результаты определения зависимости параметров  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  и  $\epsilon$  от времени вторичной термообработки при 400 °С.

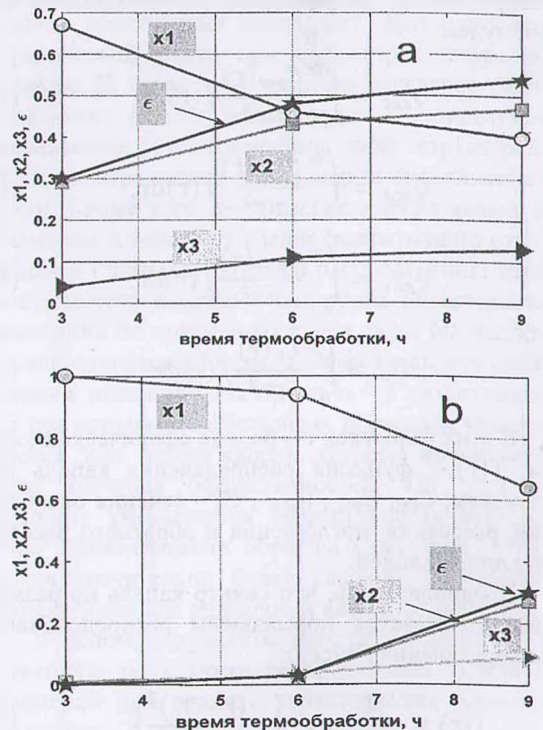


Рисунок 3 – Зависимости параметров  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  и  $\epsilon$  от длительности вторичной термообработки: а –  $Tm_2O_3 - 2$  мол %, б –  $Tm_2O_3 - 1$  мол %

Как видно из представленных результатов, при увеличении времени термической обработки стекла, возрастает часть ионов тулия в кристаллической фазе, при этом возрастает и часть ионов тулия, которая сосредоточена в рассеивающих (непрозрачных) областях стекломатериала. Таким образом, нами предложен спектроскопический метод определения относительного содержания ионов тулия в стеклянкой и кристаллической фазах в оксифторидных стеклокерамиках.

УДК 535.3

## РАСЧЕТ ФАКТОРОВ ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ ОСЛАБЛЕНИЯ, РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СИСТЕМОЙ ВОДЯНЫХ КАПЕЛЬ

Бобученко Д.С.

Белорусский национальный технический университет  
Минск, Республика Беларусь

Известно, что облака и туманы в нижних слоях состоят из мельчайших капель жидкой воды, а в верхних слоях из кристаллов водяного льда. Для дистанционного зондирования атмосферы и исследования климата и других приложений требуются точные знания ослабления, рассеяние и поглощение совокупностью сферических капель.

Факторы эффективности ослабления  $Q_{ext}$ , рассеяния  $Q_{sca}$ , поглощения  $Q_{abs}$ , и обратного рассеяния  $Q_b$  излучения системой частиц, с учетом их распределения по размерам, рассчитывались по формулам:

$$Q_{ext} = \int_0^{\infty} \frac{C_{ext}(r)}{\pi r^2} f(r) dr, \quad (1)$$

$$Q_{sca} = \int_0^{\infty} \frac{C_{sca}(r)}{\pi r^2} f(r) dr, \quad (2)$$

$$Q_{abs} = \int_0^{\infty} \frac{C_{abs}(r)}{\pi r^2} f(r) dr, \quad (3)$$

$$Q_b = \int_0^{\infty} \frac{C_b(r)}{\pi r^2} f(r) dr. \quad (4)$$

В этих формулах  $r$  – радиус сферической капли,  $f(r)$  – функция распределения капель по размерам,  $C_{ext}$ ,  $C_{sca}$ ,  $C_{abs}$ ,  $C_b$  – сечения ослабления, рассеяния, поглощения и обратного рассеяния одной капли.

Предполагалось, что спектр капель по размерам описывается нормальным распределением (распределения Гаусса):

$$f(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(r-r_0)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (5)$$

где  $r_0$  – математическое ожидание (среднее значение),  $\sigma$  – среднеквадратичное отклонение ( $\sigma^2$  – дисперсия).

## Литература

1. Вилейшикова Е.В. Ур-конверсионная люминесценция оксифторидной стеклокерамики с нанокристаллами  $PbF_2:(Yb^{3+}, Eu^{3+}, RE^{3+})$  ( $RE = Tm, Ho$  или  $Er$ ) / Е.В. Вилейшикова, П.А. Лойко, Г.Е. Рачковская и др. // Журнал прикладной спектроскопии. – 2016. – Т 83, № 5. – С. 677–685.

2. Yin J.G. Transition Intensities and Excited State Relaxation Dynamics of  $Tm^{3+}$  in  $Tm:PbF_2$  Crystal / J.G. Yin, Y. Hang, X.H. He, et al // Laser Physics. – 2012. – Vol. 22, No. 3. – Pp. 609–613.

Сечения ослабления  $C_{ext}$ , рассеяния  $C_{sca}$ , поглощения  $C_{abs}$ , обратного рассеяния  $C_b$  излучения одной капли определялись по суммированием по рядам [1]:

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n), \quad (6)$$

$$C_{sca} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (7)$$

$$C_{abs} = C_{ext} - C_{sca}, \quad (8)$$

$$C_b = \frac{\pi}{k^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2, \quad (9)$$

где  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения. В свою очередь коэффициенты  $a_n$ ,  $b_n$  в рядах определялись по формулам:

$$a_n = \frac{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x}\right] \Psi_n(x) - \Psi_{n-1}(x)}{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x}\right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}, \quad (10)$$

$$b_n = \frac{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x}\right] \Psi_n(x) - \Psi_{n-1}(x)}{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x}\right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}. \quad (11)$$

В этих выражениях  $m$  – относительный комплексный показатель преломления ( $m=m_r+im_{im}$ ),  $x=k r$  – безразмерная величина называемая параметром дифракции, функции  $\Psi_n(x)$ ,  $\xi_n(x)$  – Риккати-Бесселя,  $D_n(y) = \frac{d}{dy} \ln \Psi_n$ . Для получения точных результатов, расчет  $D_n$  проводился по обратной рекурсии с удвоенной точностью:

$$D_{n-1}(y) = \frac{n}{y} - \frac{1}{D_n(y) + \frac{n}{y}}, \quad (12)$$

$$D_{max} = 0.0 + i0.0. \quad (13)$$