

یک مدل جدید مرتبه آمیخته ترمولومینسانس با در نظر گرفتن اثر فروکشی دمایی

سمیه هارونی^۱، مصطفی زاهدی فر^۲، سمیه کرمانی^۱ و احسان صادقی^۱

۱. گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان

۲. پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان

پست الکترونیکی: harooni@kashanu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۶/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۹/۱۰/۲۰)

چکیده

فروکشی دمایی به عنوان یک اثر مهم و شناخته شده در ترکیباتی که خاصیت ترمولومینسانس از خود نشان می‌دهند، در بررسی‌ها باید مورد توجه قرار گیرد. در میان مدل‌های توصیف کننده پدیده ترمولومینسانس، مدل سینتیک مرتبه آمیخته توصیف واقعی تری از این پدیده ارائه می‌دهد. در این کار اثر فروکشی دمایی در مدل سینتیک مرتبه آمیخته وارد شده و تابع جداسازی منحنی درخشش ترمولومینسانس جدیدی برحسب شدت بیشینه و دمای شدت بیشینه حاصل شده است. رابطه جدید با مساوی صفر قرار دادن پارامترهای فروکشی دمایی، به همان رابطه قبلی خود بدون اثر فروکشی دمایی تبدیل می‌شود. همچنین پارامترهای سینتیک قله پنجم دزیمتر ترمولومینسانس (LiF:Mg,Ti (TLD-۱۰۰) با در نظر گرفتن رابطه جدید (با در نظر گرفتن اثر فروکشی دمایی) و رابطه قبلی (بدون در نظر گرفتن اثر فروکشی دمایی) به ازای مقادیر مختلف آهنگ گرمادهی تعیین و نتایج آن مقایسه شده است.

واژه‌های کلیدی: ترمولومینسانس، فروکشی دمایی، مدل مرتبه آمیخته، پارامترهای سینتیک، TLD-۱۰۰

۱. مقدمه

حاصل از بازترکیب الکترون-حفره صرف گرم کردن شبکه بلور می‌شود. به عبارت دیگر بازترکیب غیرتابشی سبب آزاد شدن فونون می‌شود. در بازترکیب غیرتابشی تابش‌هایی با بسامد متفاوت تولید می‌شوند که دستگاه قرائت گر قادر به ثبت آنها نیست. این نوع بازترکیب می‌تواند باعث ایجاد تغییراتی در منحنی درخشش TL شود. اولین اثری که می‌توان مشاهده کرد، افت شدت TL به دلیل خروج کسری از الکترون‌ها و حفره‌ها بدون ثبت علامت از چرخه TL است. این اثر که به فروکشی

ترمولومینسانس (TL)^۱ بر مبنای بازترکیب الکترون‌ها با حفره‌های گیراندازی شده اتفاق می‌افتد [۱]. تاکنون تصور بر این بوده که به ازای هر بازترکیب الکترون-حفره شاهد یک فوتون هستیم. اما این موضوع همیشه درست نیست. واقعیت فیزیکی که در این کار مورد بررسی قرار گرفته مربوط به پدیده‌ای است که به دنبال بازترکیب غیرتابشی اتفاق می‌افتد. مواردی وجود دارد که انرژی

۱. Thermoluminescence

آمیخته بهتر می‌تواند منحنی‌های درخشش TL تجربی را توصیف کند [۱۱]. مدل سینتیک مرتبه آمیخته اولین بار توسط چن به صورت زیر مطرح شد [۱۲]:

$$I(T) = -\beta \frac{dn}{dT} = s'n(n+c) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad s' = \frac{s}{N+c} \quad (1)$$

که در آن $I(T)$ شدت TL، β (K/s) آهنگ گرمادهی $s(s^{-1})$ ضریب بسامد، E (eV) انرژی فعال‌سازی، k (eV/K) ثابت بولتزمن، T (K) دما، N (cm⁻³) ظرفیت مرکزگیراندازی، c (cm⁻³) تمرکز الکترون‌ها در مرکزگیراندازی عمیق و n (cm⁻³) تمرکز الکترون‌ها در مرکزگیراندازی است. با حل معادله (۱) رابطه n به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$n = \frac{n_0(1-\alpha)}{\exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right) - \alpha}, \quad \alpha = \frac{n_0}{n_0+c} \quad (2)$$

که در آن n_0 (cm⁻³) تمرکز اولیه الکترون‌ها در مراکزگیراندازی را نشان می‌دهد. با مشتق‌گیری از رابطه (۲) طبق رابطه (۱)، رابطه شدت TL مربوط به مدل مرتبه آمیخته به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$I(T) = \frac{c's'\alpha \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right)}{\left(\exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right) - \alpha\right)^2}, \quad (3)$$

در رابطه فوق اثر TQ در نظر گرفته نشده است. رابطه (۳) توسط کیتیز و همکارانش به رابطه‌ای برحسب شدت بیشینه (I_m) و دمای شدت بیشینه (T_m) تبدیل شده که به صورت زیر است [۱۳]:

$$I(T) = I_m \exp\left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T-T_m}{T_m}\right)\right) \frac{\left[\exp\left(\frac{1-\Delta_m}{R_m}\right) - \alpha\right]^2}{\exp\left(\frac{1-\Delta_m}{R_m}\right)} \quad (4)$$

$$\frac{\exp\left[\frac{T^r}{T_m^r R_m} \exp\left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T-T_m}{T_m}\right)\right) (1-\Delta)\right]}{\left\{\exp\left[\frac{T^r}{T_m^r R_m} \exp\left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T-T_m}{T_m}\right)\right) (1-\Delta)\right] - \alpha\right\}^2}$$

استفاده از رابطه فوق از این جهت اهمیت دارد که پارامترهای I_m و T_m به راحتی و از روی شکل منحنی قابل تشخیص است. در این کار رابطه (۴) مجدداً با شروع از رابطه (۳) و با در

دمایی (TQ) معروف است، در اغلب مواد TL قابل رؤیت است و به معنای کاهش بازده TL با افزایش دما، در حین ثبت قله‌های درخشش است و به وجود بازترکیب‌های غیرتابشی در دماهای بالاتر نسبت داده می‌شود [۲]. اثر TQ هنگامی مشاهده می‌شود که منحنی درخشش TL به ازای مقادیر مختلف آهنگ گرمادهی (β) ثبت شود. در این صورت با افزایش β شاهد جابه‌جایی قله درخشش به سمت دماهای بالاتر هستیم، در حالی که سطح زیر منحنی درخشش که بازده لومینسانس را نشان می‌دهد، کاهش پیدا می‌کند [۳]. تاکنون پارامترهای TQ برای $Al_2O_3:C(TLD-500)$ به صورت $W=1/08$ eV و $LiF:Mg,Ti(TLD-100)$ به صورت $C=3/6 \times 10^{12}$ [۴] و برای قله پنجم $C=3/965 \times 10^{17}$ و $W=1/66$ eV [۵] تعیین شده است. TLD-100 کاربرد بسیاری در دزیمتری پرتوهای یون‌ساز دارد و به دلیل این که عدد اتمی مؤثر آن تقریباً معادل بافت بدن است، به عنوان دزیمتر فردی نیز مورد استفاده قرار می‌گیرد [۶]. همچنین قله پنجم از منحنی درخشش TL مربوط به TLD-100 که شدت بیشتری نیز دارد، قله دزیمتری محسوب می‌شود [۷ و ۸].

پاسخ بلوری که مورد پرتودهی قرار می‌گیرد با منحنی‌های درخششی که شدت فوتون‌های تولیدی نسبت به دما را نشان می‌دهند قابل توصیف است. این منحنی‌های درخشش توسط مدل‌های نظری توصیف می‌شوند. مدل‌های سینتیک بر خلاف سادگی، چارچوبی اساسی برای تفسیر مشاهدات و درک ویژگی‌های شکل‌گیری پدیده لومینسانس را فراهم می‌کنند [۹]. مدل سینتیک مرتبه آمیخته یک مدل واقع‌گرایانه فیزیکی برای توصیف پدیده TL است و در توصیف منحنی‌های درخشش تجربی نسبت به مدل مرتبه عام ارجحیت دارد [۱۰].

بررسی قله پنجم دزیمتر ترمولومینسانس TLD-100 با مدل مرتبه عام و مدل مرتبه آمیخته نشان می‌دهد که مدل مرتبه

$$B(T) = \exp \left[\frac{T^r}{T_m^r R_m} \left(\frac{E - W'_m}{E} \right) \right] \exp \left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T - T_m}{T_m} \right) \right) \left(1 - \frac{r k T}{E} \right), \quad (12)$$

و با قرار دادن رابطه (۱۰) در رابطه (۶)، رابطه‌ای به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$I(T) = \frac{1}{1 + C \exp(-W/kT)} \frac{c \beta \frac{E - W'_m}{kT_m^r} \exp\left(\frac{E}{kT_m} \left(\frac{T - T_m}{R_m}\right)\right) \alpha \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) B(T)}{(B(T) - \alpha)^r}, \quad (13)$$

با قرار دادن $T = T_m$ در رابطه (۱۳) و با فرض $B(T_m) = B_m$ رابطه‌ای به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$I(T_m) = I_m = \frac{c \beta \frac{E - W'_m}{kT_m^r} \alpha B_m}{1 + C \exp(-W/kT_m) (B_m - \alpha)^r}, \quad (14)$$

با توجه به روابط (۱۳) و (۱۴) رابطه‌ی نهایی شدت TL طبق مدل مرتبه آمیخته به صورت $I_m - T_m$ و با در نظر گرفتن اثر TQ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$I(T) = I_m \frac{1 + C \exp(-W/kT_m)}{1 + C \exp(-W/kT)} \exp \left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T - T_m}{T_m} \right) \right) \frac{\left[\exp \left(\frac{1 - \Delta_m}{R_m} \left(1 - \frac{W'_m}{E} \right) \right) - \alpha \right]^r}{\exp \left(\frac{1 - \Delta_m}{R_m} \left(1 - \frac{W'_m}{E} \right) \right)} \times \frac{\exp \left[\frac{T^r}{T_m^r R_m} \left(1 - \frac{W'_m}{E} \right) \exp \left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T - T_m}{T_m} \right) \right) \right] (1 - \Delta)}{\left\{ \exp \left[\frac{T^r}{T_m^r R_m} \left(1 - \frac{W'_m}{E} \right) \exp \left(\frac{E}{kT} \left(\frac{T - T_m}{T_m} \right) \right) \right] (1 - \Delta) - \alpha \right\}^r}, \quad (15)$$

که در آن $\Delta_m = \frac{r k T_m}{E}$ ، $\Delta = \frac{r k T}{E}$ ، طبق رابطه (۶) با فرض $C = 0$ همان رابطه (۳) یعنی رابطه بدون اثر TQ حاصل می‌شود.

در رابطه (۱۵) نیز با فرض $C = 0$ و با توجه به این که در این صورت $W'_m = 0$ نیز برقرار است، همان رابطه (۴) یعنی رابطه شدت TL براساس مدل مرتبه آمیخته به صورت $I_m - T_m$ و بدون اثر TQ حاصل می‌شود. همچنین R_m در رابطه (۴) و (۱۵) طبق کار انجام شده توسط کیتیز و همکارانش به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود [۱۳]:

نظرگرفتن اثر TQ بازنویسی شده و رابطه جدیدی به صورت $I_m - T_m$ بر اساس مدل سیستیک مرتبه آمیخته حاصل شده است.

۲. تابع جداسازی منحنی درخشش TL پیشنهادی

برای در نظرگرفتن اثر TQ، ضریبی که باید در رابطه (۳) ضرب شود تحت عنوان مدل مت سایتز^۱ و به صورت زیر است:

$$Q(T) = \frac{1}{1 + C \exp(-W/kT)}, \quad (5)$$

که در آن C و W (eV) پارامترهای فروکشی دمایی، k (eV/K) ثابت بولتزمن و T (K) دما است [۴ و ۱۴]. با ضرب کردن رابطه (۵) در رابطه (۳) داریم:

$$I(T) = \frac{1}{1 + C \exp(-W/kT)} \frac{c^r s^r \alpha \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right)}{\left(\exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right) - \alpha \right)^r}, \quad (6)$$

با فرض این که داشته باشیم:

$$A(T) = \exp\left(\frac{cs'}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right), \quad (7)$$

$$W'(T) = \frac{CW}{\exp(W/kT) + C} \Rightarrow W'(T_m) = W'_m, \quad (8)$$

$$R(T_m) = R_m = \frac{A(T_m) + \alpha}{A(T_m) - \alpha}, \quad (9)$$

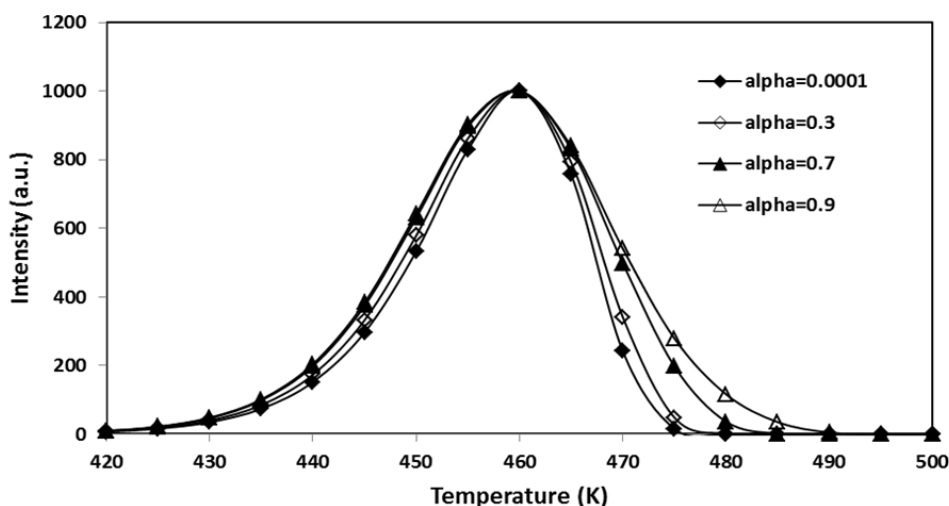
در صورتی که از رابطه (۶) نسبت به T مشتق گرفته و به ازای $T = T_m$ مساوی صفر قرار داده شود، رابطه مربوط به شرط نقطه بیشینه به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$cs' = \beta \frac{E - W'_m}{kT_m^r} \exp\left(\frac{E}{kT_m} \left(\frac{T - T_m}{R_m}\right)\right), \quad (10)$$

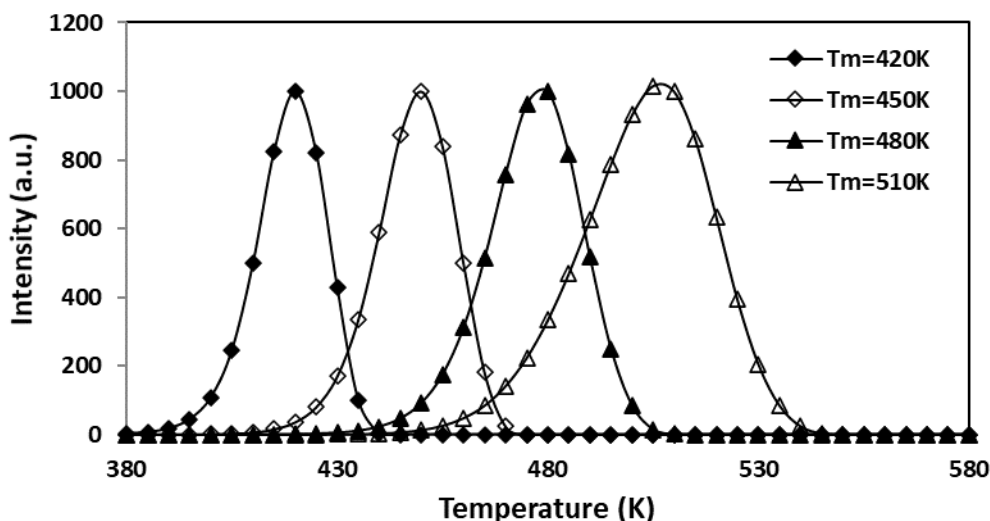
با توجه به این که [۱۵]:

$$\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT' \cong \frac{kT^r}{E} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \left(1 - \frac{r k T}{E}\right), \quad (11)$$

و با فرض این که:



شکل ۱. منحنی‌های درخشش TL طبق مدل جدید به ازای مقادیر مختلف α و با فرض $I_m=1000$, $T_m=460$ K, $E=2/5$ eV, $C=3/965 \times 10^{17}$ و $W=1/66$ eV نشان داده شده است.

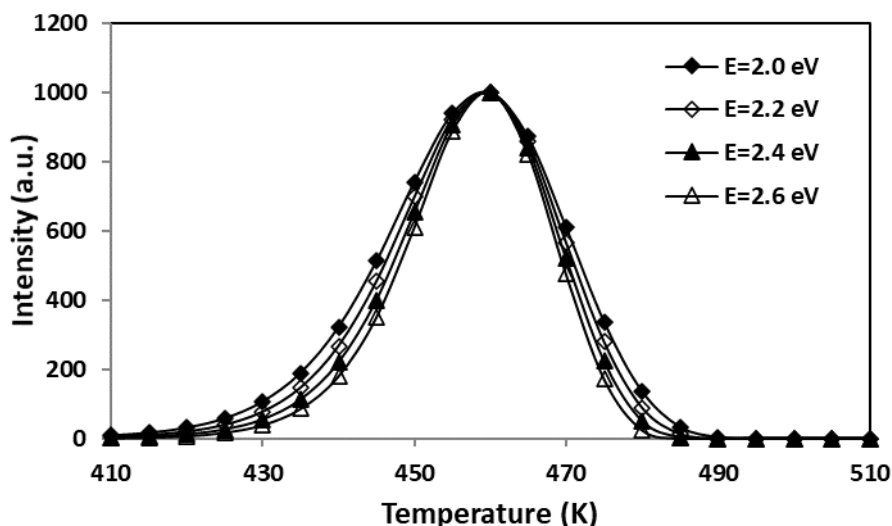


شکل ۲. منحنی‌های درخشش TL طبق مدل جدید به ازای مقادیر مختلف T_m و با فرض $\alpha=0/7$, $I_m=1000$, $E=2/5$ eV, $C=3/965 \times 10^{17}$ و $W=1/66$ eV نشان داده شده است.

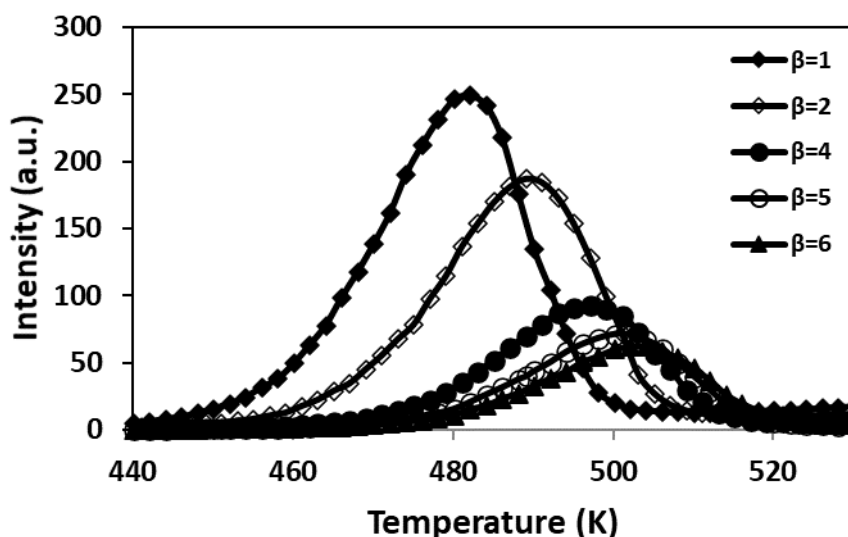
مطابق شکل ۱ دیده می‌شود که با افزایش α منحنی‌ها متقارن‌تر می‌شوند. در شکل ۲ نیز مفهوم خود را به عنوان دمای نقطه بیشینه حفظ کرده و در شکل ۳ با افزایش E پهنای منحنی درخشش TL کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که رابطه شدت TL مربوط به مدل مرتبه آمیخته جدید و قبلی را

$$R_m = \frac{2/6 - 0/9203\alpha + 0/3224\alpha^{3/331}}{2/6 - 2/9203\alpha + 0/3224\alpha^{3/331}}, \quad (16)$$

بررسی نحوه تغییرات شکل منحنی‌های درخشش TL طبق مدل پیشنهادی به ازای مقادیر مختلف α و T_m و E در شکل‌های ۱ تا ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳. منحنی‌های درخشش TL طبق مدل جدید به ازای مقادیر مختلف E و با فرض $\alpha=0.7$ ، $\beta=1$ ، $\beta=2$ ، $\beta=4$ ، $\beta=5$ ، $\beta=6$ و $C=3/965 \times 10^{17}$ و $W=1/66 \text{ eV}$ نشان داده شده است.



شکل ۴. منحنی‌های درخشش TL تجربی حاصل از نمونه‌های TLD-100 (قله پنجم آن) به ازای مقادیر مختلف β نشان داده شده است.

پارامترهای سینتیک آن تعیین و مقایسه شده است.

۳. برازش منحنی‌های درخشش TL تجربی با مدل

نظری پیشنهادی و مدل قبلی

به منظور دستیابی به منحنی‌های درخشش TL تجربی

TLD-100، ابتدا نمونه‌های مورد بررسی تحت رژیم

نمی‌توان به ازای پارامترهای یکسان با هم مقایسه کرد. چون نتایج برازش یک منحنی تجربی با استفاده از دو مدل مختلف، در صورت استفاده از پارامترهای یکسان، متفاوت است، رفتار غیرقابل انتظاری مشاهده می‌شود. منحنی‌های درخشش TL تجربی مربوط به نمونه‌های تجاری TLD-100 به ازای مقادیر مختلف β با استفاده از روابط (۴) و (۱۵) یعنی با در نظر گرفتن اثر TQ و بدون آن مورد بررسی و برازش قرار گرفته و

جدول ۱. پارامترهای سینتیک حاصل از برازش منحنی‌های درخشش TL تجربی TLD-۱۰۰ با دو مدل مرتبه آمیخته جدید و قبلی به ازای مقادیر مختلف β .

E (eV)	T_m (K)	α	در نظر نگرفتن اثر TQ (×) در نظر گرفتن اثر TQ (✓)	β (°C/s)
۲/۳۵۳	۴۸۱/۴	۰/۳۱۲	×	۱
۲/۶۹۴	۴۸۲/۰	۰/۳۰۶	✓	
۱۴/۴۹	۰/۱۲۵	۱/۹۲۳	اختلاف (%)	
۲/۴۰۴	۴۸۹/۵	۰/۳۳۹	×	۲
۲/۹۳۳	۴۹۰/۵	۰/۳۵۸	✓	
۲۲/۰۰	۰/۲۰۴	۵/۶۰۵	اختلاف (%)	
۲/۵۸۵	۴۹۶/۷	۰/۴۵۶	×	۴
۳/۳۰۵	۴۹۸/۲	۰/۶۱۰	✓	
۲۷/۸۵	۰/۳۰۲	۳۳/۷۷	اختلاف (%)	
۲/۵۹۷	۵۰۰/۶	۰/۴۵۹	×	۵
۳/۳۹۶	۵۰۲/۲	۰/۶۴۰	✓	
۳۰/۷۷	۰/۳۲۰	۳۹/۴۳	اختلاف (%)	
۲/۵۷۶	۵۰۲/۷	۰/۴۷۵	×	۶
۳/۴۱۷	۵۰۴/۵	۰/۶۹۶	✓	
۳۲/۶۵	۰/۳۵۸	۴۶/۵۳	اختلاف (%)	

منحنی‌های درخشش TL تجربی به ازای مقادیر مختلف β قرائت می‌شود، دیده می‌شود که قله‌ها به سمت دماهای بالاتر جابه‌جا می‌شوند. دلیلش این است که هرچه β بزرگ‌تر باشد، مدت زمان توقف در یک دمای خاص کاهش می‌یابد و الکترون‌های واقع در مراکز گیراندازی فرصت خروج از این مراکز را پیدا نمی‌کنند. به همین علت منحنی درخشش با تأخیر و در نتیجه در دمای بالاتر ظاهر می‌شود. ضمن اینکه در دماهای بالاتر احتمال بازترکیب غیر تابشی نیز افزایش می‌یابد و در نتیجه شدت منحنی درخشش با افزایش دما افت پیدا می‌کند و به این ترتیب منحنی درخشش تحت اثر فروکشی قرار می‌گیرد. برای برازش منحنی‌های درخشش TL تجربی به دست آمده با روابط نظری (۴) و (۱۵) و تعیین پارامترهای سینتیک، از یک برنامه کامپیوتری استفاده شده است که براساس الگوریتم

گرمادهی استاندارد، به صورت یک ساعت گرمادهی در دمای ۴۰۰ درجه سیلسیوس و بعد از سرد شدن سریع، مجدداً دو ساعت گرمادهی در دمای ۱۰۰ درجه سیلسیوس، به منظور خالی شدن دزیمتر از دزهای باقیمانده از قبل، قرار گرفتند [۱۶]. بعد از این مرحله نمونه‌ها تحت پرتودهی به میزان ۱ گری قرار گرفته و قرائت شدند. برای قرائت نمونه‌ها از دستگاه TLD-reader ۴۵۰۰ ساخت شرکت هارشاو استفاده شد. نمونه‌های مختلف به ازای مقادیر مختلف آهنگ گرمادهی به صورت ۱، ۲، ۴، ۵ و ۶ درجه سیلسیوس بر ثانیه قرائت شدند و قله پنجم آنها با استفاده از روش حذف گرمایی^۱ در حین قرائت جداسازی شد. منحنی‌های به دست آمده در شکل ۴ نشان داده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود با افزایش β ، دمای بیشینه افزایش و شدت بیشینه کاهش می‌یابد. وقتی

۱. Thermal bleaching

ترمولوجی مینسانس باعث انتقال قله به دماهای بالاتر و در نتیجه تأثیر شدیدتر فروکشی دمایی می‌شود، لذا در این تحقیق تطبیق قله‌های حاصل از مدل سینتیک مرتبه آمیخته بدون لحاظ اثر فروکشی دمایی و با لحاظ این اثر با قله اصلی دزیمتری در دزیمتر ۱۰۰-TLD به ازای مقادیر مختلف β مورد بررسی قرار گرفت. نشان داده شد که در آهنگ‌های گرمادهی پایین که قله در دماهای کمتر ظاهر می‌شود و اثر فروکشی دمایی شدید نیست، پارامترهای گیراندازی حاصل به هم نزدیک ترند اما در آهنگ‌های دمایی بالاتر که فروکشی دمایی شدیدتر است، اختلاف پارامترهای گیراندازی حاصل از تطبیق دو مدل با و بدون در نظر گرفتن فروکشی دمایی با قله‌های تجربی بیشتر می‌شود. این نشان می‌دهد نتایج حاصل از برازش بدون در نظر گرفتن فروکشی دمایی در دماهای بالا از اعتبار برخوردار نیست. نکته دیگری که باید به آن توجه داشت این است که برای وارد کردن اثر فروکشی دمایی در رابطه نظری (۴) نمی‌توان مستقیماً رابطه (۵) را در آن ضرب کرد. چون T_m دمای بیشینه در مدل مرتبه آمیخته بدون لحاظ فروکشی دمایی است و با توجه به این که فروکشی دمایی نیز خود تابع دماست، بنابراین در مدل مرتبه آمیخته با لحاظ فروکشی دمایی بایستی دمای بیشینه را مجدداً تعیین کرد. به همین علت باید مراحل تعیین رابطه I_m-T_m از همان ابتدا و با وارد کردن ضریب اثر فروکشی دمایی در رابطه (۳) مجدداً انجام شود تا رابطه جدیدی به دست آید و همان طور که به سادگی می‌توان بررسی کرد، رابطه جدید (۱۵) با حذف اثر فروکشی دمایی (با فرض C مساوی صفر) به رابطه (۴) که بدون اثر فروکشی دمایی است، تبدیل می‌شود. همچنین علت این که اثر فروکشی دمایی در رابطه شدت ترمولوجی مینسانس $I(T)$ برحسب پارامترهای I_m-T_m وارد می‌شود این است که I_m و T_m (بر خلاف رابطه شدت برحسب پارامترهای s_0 و n_0) به سادگی و از روی شکل منحنی درخشش TL قابل تعیین است و وارد کردن این مقادیر به عنوان پارامترهای ورودی در فرایند برازش باعث همگرا شدن سریع‌تر برنامه و به دست آمدن مقادیر دقیق‌تر برای پارامترهای گیراندازی می‌شود.

لونیبرگ-مارگارت^۱ کار می‌کند. نتایج حاصل از برازش در جدول ۱ نشان داده شده است. همان‌طور که در جدول ۱ نیز دیده می‌شود، پارامترهای سینتیک به دست آمده از دو مدل با یکدیگر متفاوت هستند و درصد اختلاف میان آنها با افزایش β نیز افزایش می‌یابد. چون فروکشی دمایی در دماهای بالاتر اثر بیشتری روی کاهش شدت دارد. بنابراین انتظار می‌رود با افزایش β که منحنی‌های تابش ترمولوجی مینسانس به دماهای بالاتر جابه‌جا می‌شوند، تأثیر بیشتری از این اثر داشته باشند به نحوی که در صورت در نظر نگرفتن این اثر، اختلاف خصوصاً در دماهای بالاتر افزایش یابد. ضمن این که انتظار می‌رود نتایج به دست آمده از مدل جدید به واقعیت نزدیک‌تر باشد.

۴. نتیجه‌گیری

فروکشی دمایی پدیده‌ای است که همه قله‌های درخشش ترمولوجی مینسانس را تحت تأثیر قرار می‌دهد؛ به نحوی که با افزایش دمای قله، احتمال بازترکیب غیرتابشی افزایش یافته و در نتیجه سطح زیر منحنی کاهش می‌یابد. اما در مدل‌های توصیف کننده ترمولوجی مینسانس از جمله مدل مرتبه آمیخته که مبنای فیزیکی قوی‌تری نسبت به سایر مدل‌ها دارد، این پدیده در نظر گرفته نشده است. حال با توجه به این که یکی از روش‌های رایج تعیین پارامترهای گیراندازی قله‌های درخشش ترمولوجی مینسانس، منطبق کردن (برازش) قله‌های نظری به ازای مقادیر مشخص از پارامترهای گیراندازی با قله‌های تجربی است، طبیعی است چنانچه در مدل نظری واقعیت فروکشی دمایی لحاظ نشده باشد، نتایج حاصل از برازش نیز اعتبار چندانی نخواهد داشت. چنانچه قله‌های تجربی در دماهای پایین قرار داشته باشند، به نحوی که اثر فروکشی دمایی چندان قابل ملاحظه نباشد نتایج حاصل از برازش با مدل‌های موجود معتبر است، اما وقتی قله به دماهای بالا انتقال می‌یابد پارامترهای گیراندازی حاصل از برازش اعتبار خود را از دست می‌دهند. نظر به این که افزایش آهنگ گرمادهی در فرایند قرائت

۱. Levenberg- Marquart

مراجع

10. C M Sunta, W E F Ayta, J F D Chubaci, and S Watanebe, *Radiat. Meas.* **35** (2002) 47.
11. D Yossian, and Y S Horowitz, *Radiat. Meas.* **27** (1997) 465.
12. R Chen, N Kristianpoller, Z Davidson, and R Visocekas, *J. Lumin.* **23** (1981) 293.
13. G Kitis and J M Gomez-Ros, *Nucl. Instr. and meth. A* **440** (2000) 224.
14. S Harooni, M Zahedifar, E Sadeghi, and Z Ahmadian, *Radiat. Prot. Dosim.* **187**, 1 (2019) 103.
15. Y S Horowitz, "Thermoluminescent and Thermoluminescent dosimetry", CRC Press (USA), (1984).
16. M Sohrabi, M Jafarizadeh, and M Zahedifar, *Nucl. Instr. and meth. A* **416** (1998) 446.
1. S W S McKeever, "Thermoluminescence of solids", Cambridge University Press (1985).
2. V E Kafadar, *Physica B* **406** (2011) 537.
3. A Kadari, D Kadri, and *Arab. J. Chem.* **8** (2015) 798.
4. M S Akselrod, L N Agersnap, V Whitley, and S W S McKeever, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) 3364.
5. S Harooni, M Zahedifar, and Z Ahmadian, *Iran. J. Radiat. Safety and Meas.* **5** (2017) 29.
6. X L Yuan and S W S McKeever, *Phys. Status Solidi* **108** (1988) 545.
7. N Yazici, *Nucl. Instr. and meth. B* **215** (2004) 174.
8. S P Kathuria and C M Sunta, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **12** (1979) 1573.
9. A J J Bos, *Radiat. Meas.* **41** (2007) S45.