

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**SEYDİŞEHİR ALÜMİNASININ TERMOLÜMİNESANS
ÖZELLİKLERİNİN KARAKTERİZASYONU VE DOZ-
CEVAP ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

Erdem UZUN

**FBE Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan**

DOKTORA TEZİ

Tez Savunma Tarihi : 07 Kasım 2008

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Yasemin YILDIZ YARAR (Y.T.Ü)

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Metin SUBAŞI (Y.T.Ü)

: Prof. Dr. Ahmet BAYÜLKEN (İ.T.Ü)

: Prof. Dr. Ahmet EKERİM (Y.T.Ü)

: Doç. Dr. A. Necmeddin YAZICI (G.A.Z.Ü)

İSTANBUL, 2008

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	iv
KISALTMA LİSTESİ.....	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
ÇİZELGE LİSTESİ	x
ÖNSÖZ	xi
ÖZET	xii
ABSTRACT	xiii
1. GİRİŞ	1
1.1 Alümina.....	4
1.1.1 Türkiye’de Alümina.....	6
1.2 Literatür Araştırması.....	6
2. TERMOLÜMİNESANS OLAY	22
2.1 Termolüminesans Olayın Katı Hal Temeli	22
2.2 Termolüminesans Olay	24
2.3 Bir Tuzak – Bir Yeniden Birleşme Merkezi Modeli	29
2.4 Yaklaşımlar	33
2.5 Yarı denge (QE) Kabulü	33
2.6 Birinci Mertebeden Devinimler.....	33
2.7 İkinci Mertebeden Devinimler	34
2.8 Genel Mertebeden Devinimler	35
2.9 Daha Karmaşık Modeller	36
2.10 Karma Mertebeden Devinimler.....	36
2.11 Etkileşimli Devinim.....	38
2.12 Schön - Klasens Modeli	39
2.13 Zimmerman Modeli	41
2.14 Fading ve Tünel Olayı	42
2.15 Tuzak Parametrelerini Belirleme Yöntemleri	44
2.15.1 Artan Doz Yöntemi.....	45
2.15.2 İlk Yükseliş Yöntemi	46
2.15.3 İzotermal Bozunum Yöntemi	48
2.15.4 Pik Pozisyonu Yöntemi.....	50
2.15.5 Pik Şekli Yöntemi.....	50
2.15.6 Farklı Isıtma Hızları Yöntemi	52
2.15.7 İki Nokta - İki Isıtma Hızı Yöntemi	54
2.15.8 Üç Nokta Yöntemi.....	55
2.16 Termolüminesans Modellerin Sayısal Olarak Çözümlemesi	57

3.	DENEYSEL ÇALIŞMALAR	58
3.1	Malzeme	58
3.2	Deney Malzemelerinin Partikül Büyüklüğü ve Dağılımının Tayini.....	58
3.2.1	Kullanılan Alet	58
3.2.2	Elek Analizi	58
3.3	DeneySEL Çalışmalarda Kullanılan Malzemenin Seçimi.....	60
3.4	Kimyasal Analiz	60
3.4.1	XRF Çekimi	60
3.5	Kalsinasyon İşlemi ve XRD Çekimleri.....	63
3.5.1	Kalsinasyon	64
3.5.2	Kalsinasyon Sonrası XRD Çekimi	64
3.6	Termolüminesans Çalışmalarda Kullanılan Araç ve Gereçler	65
3.6.1	Tavlama Fırını ve Tavlama İşlemi.....	65
3.6.2	Radyasyon Kaynağı ve Işınlama İşlemleri.....	66
3.6.3	Termolüminesans Ölçüm Sistemi.....	66
3.7	DeneySEL Prosedür	70
3.8	Işıma Eğrisinin Elde Edilmesi ve Işıma Piklerinin Belirlenmesi	71
3.9	Yeniden Kullanılabilirlik	72
3.10	Artan Doz (AD) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması.....	75
3.11	İzotermal Bozunum (ID) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması	81
3.12	Pik Pozisyonu ($T_M - T_S$) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması	86
3.13	Pik Şekli (PS) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması	89
3.14	İlk Yükseliş (IR) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması	92
3.15	Farklı Isıtma Hızları Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması.....	98
3.16	Doz cevabı.....	104
3.17	Fading	118
	SONUÇLAR ve TARTIŞMA	124
	KAYNAKLAR.....	133

SİMGE LİSTESİ

Al_2O_3	Alüminyum oksit (alümina)
$F_n(E)$	Doldurma fonksiyonu
E_f	Fermi enerji seviyesi
E, E_t	Tuzak derinliği
b	Kinetik mertebe
s	Frekans faktörü
μ	Geometri faktörü
η	Işınımlı geçiş verimi
β	Isıtma hızı (°C / s)
E_{Dn-p}	Delokalize enerji seviyeleri
E_v	Valans bandı enerji seviyesi
E_c	İletim bandı enerji seviyesi
$N(E)$	Durum yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
σ_n	Tuzaklara yakalanma tesir kesiti
σ_{mn}	Yeniden birleşme tesir kesiti
n	Tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonu
m	Yeniden birleşme merkezlerinin konsantrasyonu
h	Derin tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonu
A_{n-te}	Elektronların tuzaklara yakalanma olasılığı
A_{mn}	Elektronların yeniden birleşme merkezlerine geçme olasılığı
τ	Bir yük taşıyıcısının tuzaktaki yarı ömrü

KISALTMA LİSTESİ

CGCD	Computerized Glow Curve Deconvolution
FAO	Food and Agriculture Organization
FOK	First Order Kinetics
GOK	General Order Kinetics
IAEA	International Atomic Energy Agency
ID	Isothermal Decay
IMTS	Interactive Mutli-Trap
IR	Initial Rise
LET	Linear Energy Transfer
OTOR	One Trap One Recombination
PS	Peak Shape
SOK	Second Order Kinetics
TL	Termolüminesans
TLD	Termolüminesans Dozimetre
TSL	Thermally Stimulated Luminescence
VD	Variable Dose
VHR	Various Heating Rate

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1 Alümina kristali ve birim hücresi.....	5
Şekil 1.2 α - Al_2O_3 ve α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin normalize edilmiş ışıma eğrileri.....	7
Şekil 1.3 α - Al_2O_3 'ün TL ışıma piki (kare), E (üçgen) ve s (daire)	8
Şekil 1.4 α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin ışıma piklerinin T_M 'lerinin radyasyon dozu ile değişimi.....	11
Şekil 1.5 α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerinin gama radyasyonuna karşı doz cevabı	12
Şekil 1.6 Toz α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ örneklerin β - radyasyonuna karşı doz cevabı.	14
Şekil 1.7 TL ışıma yoğunluğunun ışınlama ortamının sıcaklığına bağımlılığı.	16
Şekil 1.8 Isıl sönümün sıcaklığa bağlı değişimi.	17
Şekil 1.9 X - ışınlarına maruz kalmış saf α - Al_2O_3 (120 Gy).	20
Şekil 1.10 X - ışınlarına maruz kalmış α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ (120 Gy)	20
Şekil 2.1 Saf ve kusursuz bir kristalin enerji bant diyagramı.....	22
Şekil 2.2 İletim ve valans bandındaki elektron hareketi	23
Şekil 2.3 Termolüminesans olay.....	24
Şekil 2.4 Termolüminesans ışıma eğrisinin oluşumu	25
Şekil 2.5 Doldurma fonksiyonu grafiği.....	26
Şekil 2.6 Delokalize enerji seviyeleri	28
Şekil 2.7 OTOR modelinin önerdiği enerji seviyeleri ve izinli geçişler	29
Şekil 2.8 IMTS modelinin öne sürdüğü enerji seviyeleri ve izinli geçişler	37
Şekil 2.9 Schön - Klasens modelinin önerdiği izinli geçişler.....	40
Şekil 2.10 Zimmerman modelinin önerdiği izinli geçişler.....	42
Şekil 2.11 Tünelleme olayı için enerli seviyeleri	44
Şekil 2.12 Pik şekli yönteminde kullanılan parametreler.....	51
Şekil 3.1 Seydişehir alüminasının toz boyutu dağılımı.....	59
Şekil 3.2 Seydişehir alüminasının XRF spektrumu	61
Şekil 3.3 Seydişehir alüminasının 0 - 10 keV aralığında ki XRF spektrumu	62
Şekil 3.4 Kalsinasyon işlemi öncesi toz formundaki numunelerin XRD spektrumu	63
Şekil 3.5 Alüminanın değişik sıcaklıklarda alfa fazına dönüşümü.....	64
Şekil 3.6 Kalsinasyon işlemi sonrası toz formundaki numunelerin XRD spektrumu	65
Şekil 3.7 TLD okuyucu	67
Şekil 3.8 TL okuyucu sistemin blok diyagramı.....	68
Şekil 3.9 Sistemin TTP'i	68
Şekil 3.10 TL ölçüm sisteminin TTP ayarlarının yapıldığı menü	69
Şekil 3.11 WinREMS programının ekran görüntüsü.....	70

Şekil 3.12 Ölçümlenen ilk deneysel ısıma eğrisi.....	71
Şekil 3.13 CGCD yöntemi ile analiz edilen ısıma eğrisi	72
Şekil 3.14 30 s süre ile ısıtılmış numunenin ısıma eğrileri.....	73
Şekil 3.15 60 s süre ile ısıtılmış numunenin ısıma eğrileri.....	74
Şekil 3.16 Tavlanmış ve 60 s süre ısıtılmış örneklerin ısıma eğrileri	75
Şekil 3.17 Farklı radyasyon dozlarında ısıtılmış numunelerin ısıma eğrileri.....	76
Şekil 3.18 T_M 'nin radyasyon dozu ile değişimi.....	77
Şekil 3.19 T_M 'nin radyasyon dozu ile değişimi.....	78
Şekil 3.20 Seydişehir alüminasının ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebeleri.	79
Sekil 3.21 AD yöntemi ile elde edilen ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan E değerleri.....	80
Sekil 3.22 AD yöntemi ile elde edilen ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan s değerleri.	81
Şekil 3.23 ID yöntemi için farklı T sıcaklıklarında elde edilen ısıma eğrileri.....	82
Şekil 3.24 $\ln(I)$ 'nin zamana göre değişimi	83
Şekil 3.25 Her bir T_S sıcaklığı için grafiklere fit edilen doğrular	84
Şekil 3.26 $\ln(m)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği.	85
Şekil 3.27 $T_M - T_S$ grafiği	87
Şekil 3.28 $T_M - T_S$ ile elde edilen ısıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan b değerleri.....	88
Şekil 3.29 $T_M - T_S$ ile elde edilen ısıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan E değerleri.....	88
Şekil 3.30 $T_M - T_S$ ile elde edilen ısıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan $\ln(s)$ değerleri.....	89
Şekil 3.31 PS yöntemi için ölçülen T_1 , T_2 ve T_M parametreleri.	90
Şekil 3.32 PS yöntemi ile hesaplanan geometri faktörü (μ_g) ve kinetik mertebe (b)	91
Şekil 3.33 PS yöntemi ile hesaplanan E_τ , E_δ ve E_ω değerleri.....	91
Şekil 3.34 PS yöntemi ile hesaplanan frekans faktörü değerleri.	92
Şekil 3.35 (a) $T_S = 180^\circ\text{C}$ için elde edilen ısıma eğrisi.....	93
Şekil 3.35 (b) $T_S = 190^\circ\text{C}$ için elde edilen ısıma eğrisi	94
Şekil 3.36 IR yöntemi için kullanılan ısıma eğrileri.....	94
Şekil 3.37 1. ısıma piki için $\ln(I)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişimi.....	95
Şekil 3.38 2. ısıma piki için $\ln(I/n^b)$ 'nin $1/k.T$ göre değişimi.	96

Şekil 3.39 2. ısıma piki için hesaplanan ısıl sönüm etiksi.....	97
Şekil 3.40 2. ısıma piki için düzeltilmiş aktivasyon enerjisi.....	98
Şekil 3.41 VHR yöntemi ile farklı ısıtma hızları için elde edilen ısıma eğrileri.....	99
Şekil 3.42 1. ısıma piki için $\ln (T_m^2 / \beta)$ 'nin $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği.....	100
Şekil 3.43 2. 3. ve 4. ısıma pikleri için $\ln [I_m^{b-1} (T_m^2 / \beta)^b]$ 'nin $1 / kT$ 'ye göre grafiği....	101
Şekil 3.44 Dozimetrik pikin TPTHR yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi.....	102
Şekil 3.45 Dozimetrik pikin TPTHR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi.....	103
Şekil 3.46 VHR yöntemi ile elde edilen ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi.....	103
Şekil 3.47 VHR yöntemi ile elde edilen ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan frekans faktörü.....	104
Şekil 3.48 Seydişehir alüminasının 1. ısıma pikinin doz cevabı.....	105
Şekil 3.49a Seydişehir alüminasının 1. ısıma pikinin doz cevabı (0,07 Gy - 0,44 Gy).....	106
Şekil 3.49b Seydişehir alüminasının 1. ısıma pikinin doz cevabı (0,89 Gy - 8,9 Gy).....	106
Şekil 3.49c Seydişehir alüminasının 1. ısıma pikinin doz cevabı (17,81 Gy - 160,34 Gy) ...	107
Şekil 3.49d Seydişehir alüminasının 1. ısıma pikinin doz cevabı (267,24 Gy - 1282,79 Gy) 107	
Şekil 3.50 Seydişehir alüminasının 2. ısıma pikinin doz cevabı.....	108
Şekil 3.51a Seydişehir alüminasının 2. ısıma pikinin doz cevabı (0,07 Gy - 4,45 Gy).....	109
Şekil 3.51b Seydişehir alüminasının 2. ısıma pikinin doz cevabı (8,90 Gy - 160,34 Gy).....	109
Şekil 3.52 Seydişehir alüminasının 3. ısıma pikinin doz cevabı.....	111
Şekil 3.53a Seydişehir alüminasının 3. ısıma pikinin doz cevabı (0,44 Gy - 4,45 Gy).....	111
Şekil 3.53b Seydişehir alüminasının 3. ısıma pikinin doz cevabı (8,90 Gy - 106,89 Gy).....	112
Şekil 3.53c Seydişehir alüminasının 3. ısıma pikinin doz cevabı (160,34 Gy - 1282,79 Gy) 112	
Şekil 3.54 Seydişehir alüminasının 4. ısıma pikinin doz cevabı.....	113
Şekil 3.55a Seydişehir alüminasının 4. ısıma pikinin doz cevabı (0,44 Gy - 4,45 Gy).....	114
Şekil 3.55b Seydişehir alüminasının 4. ısıma pikinin doz cevabı (8,90 Gy - 106,89 Gy).....	114
Şekil 3.55c Seydişehir alüminasının 4. ısıma pikinin doz cevabı (160,34 Gy - 1282,79 Gy) 115	
Şekil 3.56 Dozimetrik pikin radyasyon doz cevabı.....	116
Şekil 3.57a Dozimetrik pikin radyasyon doz cevabı (0,07 Gy - 2,67 Gy).....	116
Şekil 3.57b Dozimetrik pikin radyasyon doz cevabı (4,45 Gy - 106,89 Gy).....	117
Şekil 3.57c Dozimetrik pikin radyasyon doz cevabı (160,34 Gy - 1282,79 Gy).....	117
Şekil 3.57d Dozimetrik pikin doz cevabı.....	118
Şekil 3.58a 6 saatlik bekleme süresi sonunda ısıma eğrisinde meydana gelen değişim.....	120
Şekil 3.58b 1 günlük bekleme süresi sonunda ısıma eğrisinde meydana gelen değişim.....	120

Şekil 3.58c 7 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.	121
Şekil 3.58d 14 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.	121
Şekil 3.58e 21 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.	122
Şekil 3.58f 30 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.	122
Şekil 3.58g 60 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.	123

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 1.1 Alüminanın polimorfları.	5
Çizelge 1.2 α - Alüminanın ısısal ve elektrik özellikleri.	5
Çizelge 1.3 α - Al_2O_3 'nin özgül ısı katsayısı ve yoğunluğu.....	6
Çizelge 1.4 α - $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{C}$ 'nin ışıma piklerinin tuzak parametreleri.	9
Çizelge 1.5 α - Al_2O_3 'ün ışıma piklerinin tuzak parametreleri.....	9
Çizelge 1.6 Farklı dozlarda β - radyasyonu ile ışınlanmış α - $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{C}$ 'nin dozimetrik pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanmış tuzak parametreleri.	9
Çizelge 1.7 Eşitlik 1.1'deki katsayıların literatürde hesaplanmış bazı değerleri	17
Çizelge 3.1 Seydişehir alüminasının elek analizi.	59
Çizelge 3.2 Seydişehir alüminasının granülometri değerleri.	59
Çizelge 3.3 Seydişehir alüminası için üretici firmanın kimyasal analiz raporu.....	60
Çizelge 3.4 XRF ile tespit edilen elementler ve üretici firmanın sunduğu kimyasal analiz	61
Çizelge 3.5 Seydişehir alüminasının kantitatif kimyasal analizi.....	62
Çizelge 3.6 Deneyde kullanılan radyasyon dozları	76
Çizelge 3.7 T_s sıcaklığı için çizilen eğrilerin eğimleri, hesaplanan b ve R^2 değerleri	83
Çizelge 3.8 2. ve 3. ışıma pikleri için hesaplanan tuzak parametreleri.....	85
Çizelge 3.9 1. ışıma piki için IR ve CGCD yöntemleri ile hesaplanan tuzak parametreleri....	95
Çizelge 3.10 2. ışıma piki için IR ve CGCD yöntemleri ile hesaplanan tuzak parametreleri..	96
Çizelge 3.11 IR yöntemi için düzeltilmiş aktivasyon enerjileri.	98
Çizelge 3.12 2. 3. ve 4. ışıma piklerinin hesaplanan tuzak parametreleri.....	101
Çizelge 3.13 VHR verilerinin CGCD ile analiz edilmesi sonucu hesaplanan tuzak parametreleri.	102
Çizelge 4.1 Seydişehir alüminasının doz cevabı	130

ÖNSÖZ

Uzun ve yorucu fakat her anından zevk aldığım doktora tez çalışmamı tamamlayarak akademik kariyer için önemli bir adım atmış oluyorum. Bu çalışma süresinde bana destek ve yardımcı olan başta ailem ve hocalarım olmak üzere emeği geçenlerin isminden burada bahsederek bir nebze olsun minnettarlığımı dile getirmiş olacağıma inanıyorum.

Eğitimimin her kademesinde maddi ve manevi tüm imkânlarını benim için seferber eden başta babam ve annem olmak üzere fedakâr aileme teşekkür ediyorum.

Diğer taraftan lisans bitirme çalışması ile başlayıp doktora kadar beni yetiştiren, akademik karakterime yön veren ve kendisinin çalışma disiplini her zaman örnek aldığım hocam Sayın Prof. Dr. Yasemin YILDIZ YARAR hanımefendiye teşekkür ediyorum.

Yüksek lisans çalışmamda olduğu gibi doktora çalışmamın da malzeme ile ilgili kısmı için tüm laboratuvar imkânlarını bana sağlayan Sayın Prof. Dr. Ahmet EKERİM Beyefendiye teşekkürlerimi sunuyorum.

Çalışmamın termolüminesans deneyleri için tüm laboratuvar imkânlarını sağlayan, beni Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünde ve Gaziantep'te konuk eden, deneylerimde engin bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım hocam Sayın M. Necmeddin YAZICI Beyefendiye teşekkürlerimi sunuyorum. Ayrıca Gaziantep'de bulunduğum süre içerisinde bana yardımcı olan Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü Araştırma Görevlileri Sn. V. Emir KAFADAR ve Sn. Hüseyin TOKTAMIŞ Beylere teşekkür ediyorum.

Tez süresinde askerlik hizmetimi de tamamladım. Silâh altında bulunduğum süre içerisinde bana tez ile ilgili çalışma imkânı sağlayan değerli TSK mensubu komutanım Sayın Bnb. Gürdal BOZPINAR Beyefendiye teşekkürlerimi sunuyorum.

Yine çalışmanın yazımı ve dilbilgisi düzeltmeleri için hatırı sayılır bir çaba sarf eden sevgili kardeşim Hülya UZUN'a da teşekkür ediyorum.

Emeği geçen ve isminden söz edemediğim herkese yardımlarından, katkılarından ve desteklerinden dolayı teşekkür ediyorum.

ÖZET

Termolüminesans dozimetri (TLD) radyasyon dozlarının ölçülmesinde, denetim, kalite kontrol ve kalibrasyon amacıyla kullanılan pasif bir doz ölçme yöntemidir. Günümüzde alümina içeren TLD'ler radyasyona karşı hassasiyetinin yüksek olması, fiziksel ve kimyasal kararlılığı, yeniden kullanılabilir olması gibi avantajlarından dolayı yaygın olarak kullanılmakta ve araştırılmaktadır. Bu çalışma kapsamında ülkemizde bol miktarda bulunan ve üretilen Seydişehir alüminasının termolüminesans dozimetre malzemesi olarak kullanılabilirliği araştırılmıştır. Bu amaçla, Seydişehir alüminasının termolüminesans özelliklerini belirleyen temel tuzak parametreleri hesaplanmış, doz-cevabı ve fading özelliklerinin karakterizasyonu yapılmıştır. Çalışmanın birinci bölümünde, literatür araştırması sonucunda elde edilen, alüminanın TLD malzemesi olarak kullanımı ile ilgili bilgiler sunulmuştur. İkinci bölümde termolüminesans yayınlanmayı açıklayan matematiksel modeller ayrıntılı olarak incelenmiş, temel tuzak parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan deneysel yöntemlerin matematiksel temelleri anlatılmıştır. Üçüncü bölümde yer alan deneysel çalışmalarda, ilk olarak, Seydişehir alüminasının toz boyutu analizi yapılmış ve deneysel çalışmada kullanılacak toz boyutu belirlenmiştir. Deneylerde toz boyutu $40 \mu\text{m} < \eta < 60 \mu\text{m}$ aralığında olan örnekler ile çalışılmıştır. Seçilen aralıktaki malzemenin kristal yapısı incelenmiş ve kalsine edilerek alfa fazına dönüşmesi temin edilmiştir. Malzemenin kimyasal kompozisyonu ise XRF ve ICP spektroskopisi ile hassas olarak belirlenmiştir. Termolüminesans ölçümlerde Harshaw Model 3500 Manual TLD Reader sistemi ve $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ β -radyasyon kaynağı kullanılmıştır. Örneklerin basit bir tavlama işlemi ile termolüminesans ölçümlerde, güvenli bir şekilde yeniden kullanılabileceği gösterilmiştir. 0,07 Gy - 1282,79 Gy aralığında değişen dozlarda β -radyasyonu ile ışınlanan alümina örneklerin tuzak parametreleri, ön artış, farklı hızlarda ısıtma, izotermal bozunum, pik şekli ve bilgisayarlı ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemleri ile hesaplanmıştır. Işıma eğrisinin basit bir yapıya sahip olduğu ve tuzak parametrelerinin literatür sonuçları ile uyumlu olduğu gösterilmiştir. Son olarak Seydişehir alüminasının doz cevabı, pik yüksekliği ve ışıma eğrisinin altında kalan alan kullanılarak hesaplanmıştır. Doz cevabının 0,07 Gy - 160,34 Gy doz aralığında doğrusal karaktere sahip olduğu ve 1282,79 Gy'lik doz değerine kadar doyuma ulaşmadığı ortaya konulmuştur. Fading özellikleri 6 saat, 1, 7, 14, 21, 30 ve 60 günlük farklı bekleme süreleri sonunda hesaplanmış ve 60 günlük bekleme süresi sonundaki sinyal kaybı $\% 65 \pm 1$ olarak elde edilmiştir. Diğer taraftan 30 günlük bekleme süresi sonunda yüksek sıcaklık bölgesindeki pikin yüksekliğinin $\% 2158$ oranında artmış olduğu gözlenmiştir. Bu sonuç doğrultusunda fading olayının tünel mekanizması ile gerçekleştiği ileri sürülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Termolüminesans, alümina, doz cevabı, karakterizasyon, tuzak parametreleri.

ABSTRACT

CHARACTERIZATION of THERMOLUMINESCENT PROPERTIES of SEYDİŞEHİR ALUMINA and. INVESTIGATION of PROPERTIES of DOSE RESPONSE

Thermoluminescence dosimeters (TLDs) is a passive dose measurement method used for the supervision, quality control and calibration during radiation dose measurements. Nowadays TLDs, containing alumina, are largely used and investigated due to high sensitivity, physical and chemical stability, and re-usefulness). In this work, employability of Seydişehir alumina as a thermoluminescence material, found and produced abundantly in our country, was investigated. For this aim, fundamental trap parameters which establish thermoluminescence properties of Seydişehir alumina, have been determined and its characterization of dose response and fading have been measured. In the first section of this study literature investigation was done and results were represented about alumina as a TLD material. In the second section mathematical models to explain thermoluminescence emission were investigated in detail, experimental methods to calculate thermoluminescent trap parameters which establish thermoluminescent emitting and their mathematical fundamentals were described. In the third experimental section, firstly granule sizes of Seydişehir alumina were measured and for the experiments $40\text{ }\mu\text{m} < \eta < 60\text{ }\mu\text{m}$ granule sizes were chosen. The crystal structure of the chosen material was investigated and was calcined in order to change into alpha phase. Chemical composition was determined sensitively by using XRF and ICP spectroscopy. In the thermoluminescent measurements Harshaw Model 3500 Manual TLD Reader system and ^{90}Sr - ^{90}Y β -radiation source were used. In this study it is demonstrated that powder samples could be reused safely after a simple annealing process. Powder samples were irradiated at many different β -radiation doses 0,07 Gy to 1282,79 Gy and trap parameters were calculated by using many different methods such as initial rises, various heating rates, isothermal decay, peak shape, computerized glow curve deconvolution. It has been shown that its glow curve is basic and calculated trap parameters are convenient to literature. Dose response of Seydişehir alumina was investigated by using the peak height and the peak area under the glow curve. It has been shown that between 0,07 Gy to 160,34 Gy dose range it has linear dose response and up to 1282,79 Gy dose range it does not reach saturation. Fading properties were determined for 6 hours, 1, 7, 14, 21, 30 and 60 days and after 60 days of waiting period fading was calculated as $\% 65 \pm 1$. On the other hand, at the end of 30 days waiting period the peak's height, found in the high temperature region, increased by about **% 2158** and it has been asserted that fading occur by means of tunneling.

Keywords: Thermoluminescence, alumina, dose response, characterization, trap parameters

1. GİRİŞ

Radyoaktivite, 1895 yılında Wilhelm Röntgen'in x - ışınlarını bulması ve ardından 1896 yılında Henry Becquerel'in uranyum tuzlarının gözle görülemeyen ışınlar yaydığını öne sürmesiyle keşfedildiği kabul edilmektedir. Bu buluşların ardından Marie ve Pierre Curie tarafından başka radyoaktif elementler de bulunarak saf halde elde edilebilmiştir. Radyasyonun bilim adamları tarafından araştırma ve incelemelerde bir araç olarak kullanımı x - ışınlarının keşfinden hemen sonra başlamıştır. Ancak radyasyon teknolojisinin doğuşu, radyasyon kaynaklarının kontrollü bir şekilde üretilmeye ve ticari olarak temin edilmeye başlaması ise 1940'lı yıllarda olmuştur.

Hızla artan dünya nüfusu beraberinde günlük yaşamı kolaylaştıran teknolojilere olan gereksinimi, gıda ve enerjiye olan ihtiyacı arttırmıştır. Bu ihtiyaçların karşılanabilmesi ve yaşam standardının yükseltilebilmesi, ancak bunlar yapılırken de çevre dostu teknolojilerin geliştirilmesi bir zorunluluktur. Teknolojinin gelişimine paralel olarak, toplumdaki çevre bilinci de artmıştır. Toplum tarafından, her yeni teknolojinin çevre ve doğa dostu olmasına özen gösterilmesini sağlayacak bir baskı unsuru oluşturulmuştur. Bu baskı sonucu, yeni arayışlar içerisine giren bilim adamları radyasyon ve radyoaktif izotopların kullanımıyla birçok ileri ve çevreye duyarlı teknolojiler geliştirebilmişlerdir. Bu tür teknolojiler kullanılarak, otomobil lastiklerinden yiyeceklere, telefon kablolarından baca gazlarına, ambalaj sanayinde kullanılan plastik filmlerden hastane gereçlerine kadar yüzlerce değişik özellik, yapı ve görünüşteki malzemelerin üretiminde nükleer teknikler uygulanılmaktadır. Böylece diğer mevcut teknolojilere göre kimyasal madde ve ısı işlem gereksinimi en aza indirilmiş olmaktadır. Dolayısıyla günümüzün en önemli sorunlarından biri olan çevre kirliliği, nükleer tekniklerin kullanımı ile mümkün olan en alt seviyeye indirgenebilmektedir.

Son yıllarda nükleer teknolojinin gelişmesi ile birlikte radyoaktif maddelerin üretimi ve nükleer tekniklerin kullanımı hızla artmıştır. Bunun yanı sıra nükleer teknoloji sanayi, tarım, tıp, çevre, iklim ve diğer bilim alanlarındaki ilerlemelerde önemli rol oynamıştır.

Tarım ve hayvancılık alanında yapılan araştırmalarda nükleer tekniklerin önemli yeri vardır. Nükleer teknoloji, gıda maddelerinin kalite bakımından iyileştirilmesi, korunması, hormon analizi, besin değeri zengin ve kaliteli gıda maddelerinin üretilmesi, yeraltı su kaynaklarının belirlenmesi ve daha etkin biçimde yararlanma, tarım afetleriyle mücadele, tarım ürünlerinin bozulmasının önlenmesi, tohum ıslahı gibi birçok uygulamalarda kullanılmaktadır. Diğer taraftan, IAEA ve FAO gibi kuruluşlar yürüttükleri programlarla nükleer tekniklerin tarım ve

hayvancılık alanındaki kullanımını desteklemektedirler.

Nükleer teknikler biyolojik mücadelede de önemli potansiyele sahiptir. Radyasyon, gıdaların bozulmasına neden olan mikroorganizmaları etkisiz hale getirir. Ayrıca meyve, sebzelerde olgunlaşmayı kontrol ederek taze meyve ve sebzelerin ömrünü uzatmada etkindir. Aynı zamanda radyasyon depolama sırasında gıda zararlılarını, hastalığa neden olabilecek organizmaları yok eder ve gıda ışınlamaları ile yiyecek maddelerinin dayanma sürelerinin uzatılmasını temin eder.

Nükleer teknolojinin tıp alanındaki uygulamaları daha da geniştir. Radyasyon, tıpta teşhis ve tedavi amaçlı olmak üzere birçok uygulama alanına sahiptir. NMR, PET, röntgen, biyolojik ve farmakolojik araştırmalar gibi nükleer yöntemler radyasyonun teşhis amaçlı, organ ve doku ışınlaması gibi yöntemler ise radyasyonun tedavi amaçlı kullanımına örnek olarak verilebilir.

Nükleer teknoloji sanayi alanında da önemli ve yaygın kullanım alanına sahiptir. Petrol ve doğalgaz gibi yeraltı kaynaklarının tespiti, boru, tank ve mahzenlerden sızmaların tespiti, akarsularda debi ölçümü, barajlarda su kaçaklarının tespiti, yeraltında meydana gelen su hareketlerinin takibi, radyografi, sanayi teçhizatındaki yıpranmaların belirlenmesi, üretim aşamasındaki nem ve yoğunluk ölçümleri, tıbbi sterilizasyon nükleer teknolojinin sanayi sektörüne sunduğu hizmetlerden bazılarıdır.

Nükleer teknolojiye yararlanma alanlardan bir diğeri de nükleer reaktörlerdir. Günümüzde dünyanın birçok ülkesinde çok sayıda aktif nükleer reaktör bulunmaktadır. Bunların bazıları elektrik enerjisi üretiminde nükleer güç santralleri olarak kullanılmakta, bazıları gemi ve nükleer denizaltıların yakıtını üretmekte ve bazıları da araştırma, eğitim ve askeri amaçlı kullanılmaktadır.

Günümüzde son derece yaygın kullanım alanına sahip olan nükleer teknolojilerin ve uygulamalarının en önemli ve hassas noktası, canlı ya da cansız, hedefe uygulanan ve çevreye yayılan radyasyonun sürekli olarak kontrol altında tutulmasıdır. Bilindiği gibi radyasyon canlı hücre ve organizmalarda yapıcı etkisinin yanı sıra zararlı etkilere de sahiptir. Radyasyonun zararlı biyolojik etkilerinin olduğu x - ışınlarının keşfinden hemen sonra bu ışınların neden olduğu kanser vakalarının rapor edilmesiyle ortaya çıkmıştır. Radyasyonun canlı organizma üzerindeki etkisi doğrudan ve dolaylı etki olmak üzere ikiye ayırmaktadır; Bir canlıda radyasyon etkisi ile başlayan olayların, DNA molekülü veya enzim molekülü gibi özel bir biyolojik yapıyı doğrudan etkilemesine radyasyonun doğrudan etkisi denir. Burada radyasyon, enerjisini doğrudan biyolojik bir moleküle transfer etmektedir. Radyasyonun,

enerjisini içinden geçtiği ortamın moleküllerine transfer etmesi ise radyasyonun dolaylı etkisidir. Canlı maddelerin % 70 - % 90'ı su olduğu için en çok su moleküllerinin etkilenmesi ve bunun sonucunda vücut için oldukça zehirli kimyasalların oluşması beklenir. Oluşan zehirli kimyasalların birbirleri ve biyolojik ortam ile etkileşmeleri sonucunda da hücrelerin yapılarının bozulması, çoğalma özelliklerinin değişmesi, ölüme kadar gidebilen, erken veya geç ortaya çıkabilen bozukluklar ve genetik değişiklikler gerçekleşebilir (Papin vd., 1996a; Ranogajec, 2002; Akselrod vd., 2006).

Nükleer tekniklerin uygulanmasında dikkat edilmesi gereken en önemli faktör, bilinçli ya da bilinçsiz uygulanan radyasyon dozunun kontrol altından tutulmasıdır. Radyasyona maruz kalan, canlı ya da cansız, tüm çevrenin radyasyon güvenliğini sağlamak amacıyla gerekli ölçümlerin yapılması ve radyasyonun denetimli bir biçimde kullanılması çok büyük önem taşımaktadır. Termoluminesans dozimetri (TLD) radyasyon dozlarının ölçülmesinde yaygın olarak kullanılan pasif bir doz ölçme yöntemidir (Milman vd., 1998; Kulkarni vd., 2005). Bu yöntem ile günümüzde özellikle radyasyon işçilerinin, güvenli radyasyon şartlarında çalışmalarının temini için, maruz kaldıkları radyasyon dozlarının ölçümü yapılabilmektedir. Bununla birlikte hastanelerde teşhis ve tedavi amaçlı kullanılan radyasyon kaynaklarının, nükleer ilaç üreten firmaların ve diğer nükleer uygulama yapan kuruluşların denetim, kalite kontrol ve kalibrasyon işlemleri yine TLD'ler kullanılarak yapılmaktadır. Ayrıca bu teknik nükleer kaza, nükleer silah denemesi ve kullanılması sonucu çevreye yayılan radyasyonun doz ölçümü için de kullanılabilir. Bu tür öngörülmesi zor olan durumlarda ortama önceden bilinçli olarak dozimetri yerleştirmek zor olduğundan doğal dozimetrelere ihtiyaç vardır. İşte TLD bu tip ölçümleri pişmiş kil, seramik, yapı malzemeleri veya kuvars gibi doğal mineralleri kullanarak yapabilmektedir (Milman vd., 1998; Kristianpoller vd., 1998).

Uygulama alanı bu kadar geniş olan TLD konusunda bu güne kadar birçok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalardan bir kısmı yeni TL malzemelerin araştırılması üzerine yoğunlaşırken diğer kısmı, var olan TLD özelliklerini geliştirmeye yöneliktir (Chen ve Lockwood, 2002). Termoluminesans malzemelerin en önemli özellikleri, radyasyona karşı hassasiyetinin yüksek olması, doğrusal doz cevabına sahip olması ve taşıdığı doz bilgisini TL okuma işlemine kadar saklayabilmesidir. TLD malzemelerinin özelliklerinin geliştirilmesi, bu dozimetrelere hassasiyetini, güvenilirliğini ve kullanılabilirliğini arttıracaktır. Literatürde, TLD malzemelerini geliştirmeye yönelik araştırmalarda genellikle, hâlihazırda var olan termoluminesans malzemelerin bazı laboratuvar teknikleri ile kimyasal kompozisyonunda değişiklikler yapılarak TL özelliklerinde iyileşme sağlanmaya çalışılmaktadır.

Bu doktora çalışması kapsamında, ülkemizde bol miktarda bulunan ve üretilen Seydişehir alüminası, termolüminesans dozimetre malzemesi olarak incelenmiştir. Çalışmanın amacı, Seydişehir alüminasının termolüminesans özelliklerini belirleyen temel parametreleri hesaplamak ve doz - cevabı, fading gibi bazı detektör özelliklerinin karakterizasyonunu yapmaktır. Öngörülen bu çalışmanın başarılması durumunda, şu anda tamamen yurt dışından ithal edilen bu malzemelerin ülkemizde üretimi söz konusu olabilecektir. Bunun yanı sıra ülkemizde bol miktarda bulunan ve ileri teknoloji malzemeleri içerisinde kabul edilen Seydişehir alüminası yeni bir kullanım alanı kazanacaktır.

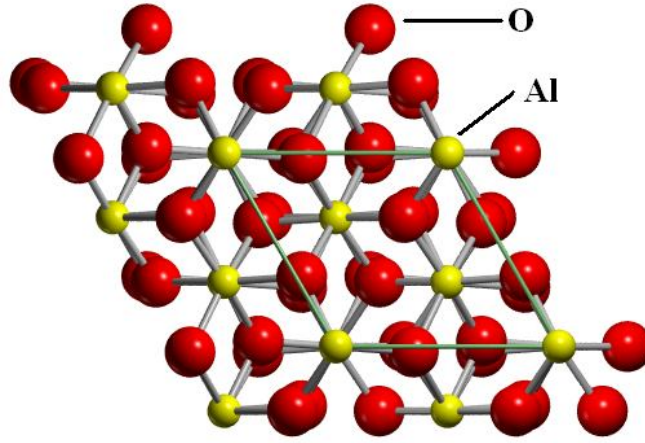
1.1 Alümina

Alüminanın ticari olarak kullanımı 1907 yılında alümina seramik üretimine ait bir patent alınması ile başlamıştır. Ancak geniş çapta ticari üretimi ve kullanımı ise 1930'lu yılların başlarına rastlar (Geçkinli, 1992).

Alümina (Al_2O_3) yer kabuğunun yaklaşık % 25'ini oluşturmaya rağmen serbest halde bulunamaz ve genellikle boksit cevherinin Bayer Prosesi ile işlenmesi sonucunda elde edilir. Bayer Prosesi sonunda üretilen alümina, cevherden gelen SiO_2 , Fe_2O_3 , ve kostik soda ile işleminden dolayı NaO_2 safsızlıklarını ihtiva etmektedir (Günay vd., 1994).

Alümina, oksit bir seramik malzemedir ve tabiatta kararlı halde bulunan alümina, “Korund ($\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$)” olarak isimlendirilmiştir. Korund, elmas ve elmas formundaki sentetik birkaç bileşikten sonra en sert yapıdadır. Bazı safsızlıklar ihtiva eden şekli “zımpara taşı” olarak bilinmektedir. Alümina doğada değişik kristal yapılarında bulunabilmesine rağmen, üstün mekanik ve elektriksel özelliklerinden dolayı ticari kullanım alanına sahip olan $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ 'dir. Saf alümina, düşük sıcaklıklarda birkaç kristal formda bulunabilmektedir. Fakat bütün bu formlar, zaman, kristal boyutu ve atmosfere bağlı olarak, $750^\circ\text{C} - 1200^\circ\text{C}$ arasında $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ 'ya dönüşür. 1200°C 'nin üzerinde yapılan ısıtma bu dönüşümü hızlandırır ve dönüşüm tersinir değildir (Geçkinli, 1992).

$\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ hegzagonal - rombohedral kristal yapısına sahiptir. Bu örgü yapısı, oksijen iyonlarının hegzagonal sıkı paketlenmesi şeklinde ortaya çıkmaktadır. $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ birim hücresi rombohedral yapıya sahiptir ve her birim hücre 4 alüminyum, 6 oksijen atomu ihtiva etmektedir. Her alüminyum iyonu, 6 adet oksijen iyonu tarafından oktahedral olarak sarılmıştır. Şekil 1.1'de alüminyum atomlarının oksijen atomları tarafından oktahedral olarak sarılması görülmektedir.



Şekil 1.1 Alümina kristali ve birim hücresi

α - Al_2O_3 'nın tüm polimorfik formları, bazı fiziksel ve elektriksel özellikleri Çizelge 1.1, Çizelge 1.2 ve Çizelge 1.3'de verilmiştir.

Çizelge 1.1 Alüminanın polimorfları (Hard, 1990; Munz ve Fett, 1999).

Polimorf	Kristal Yapı	Birim Hücre Boyutu		
		a (nm)	b(nm)	c (nm)
α	Hegzagonal / Rombohedral	0,475	-	1,299
δ	Tetragonal	0,794	-	2,350
ε	Hegzagonal	0,784	-	1,618
θ	Monoklinik	0,562	0,291	1,179
γ	Kübik	0,792	-	-
K	Hegzagonal	0,554	-	0,902
χ	Hegzagonal	0,557	-	0,864

Çizelge 1.2 α - Alüminanın ısısal ve elektrik özellikleri (Munz ve Fett, 1999).

Isıl genleşme katsayısı ($10^{-6} / \text{K}$)		Isıl iletkenlik λ ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)		Elektriksel direnç ρ ($\Omega.\text{cm}$)
20 - 500 °C	6,0 - 7,6	Al_2O_3 100 %	30	25 °C 10^{14} 1000 °C 10^8
20 - 1000 °C	7,4 - 9,0	Al_2O_3 96 %	21	
500 - 1000 °C	9,5 - 10,5	Al_2O_3 88 %	8	

Çizelge 1.3 α - Al_2O_3 'nın özgül ısı katsayısı ve yoğunluğu. (Munz ve Fett, 1999)

c (J g ⁻¹ .K ⁻¹)		ρ (gr / cm ³)
25 °C	0,8-1,0	3,99
100 °C	0,92	
500 °C	1,16	
1000 °C	1,25	

1.1.1 Türkiye’de Alümina

Türkiye alümina üretiminde kullanılan boksit cevheri açısından zengin bir ülkedir. Dünyadaki boksit rezervleri yaklaşık 55 - 75 milyar ton olarak tahmin edilmektedir. Türkiye’nin boksit rezervindeki payı ise yaklaşık 400 - 430 milyon ton civarındadır ancak henüz aranmamış bölgeler mevcuttur. Ülkemizde alümina üreten en büyük tesis Seydişehir Alüminyum Tesisleridir (Eti Alüminyum A.Ş. 29.07.2005 tarihinde özelleştirilmiştir) ve yılda 200.000 ton kalsine alümina üretim kapasitesine sahiptir (Demirci vd., 2001).

1.2 Literatür Araştırması

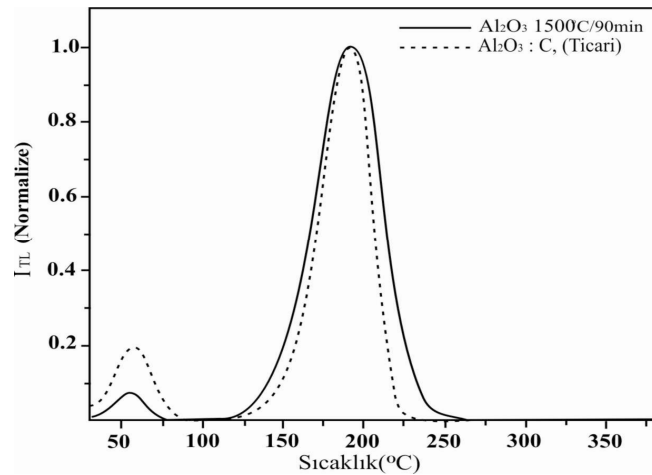
Doğal veya sentetik haldeki alfa - alümina (α - Al_2O_3) termolüminesans dozimetre (TLD) malzemesi olarak son yıllarda birçok araştırma grubu ve araştırmacı tarafından yoğun olarak incelenmiştir. İyonlaştırıcı radyasyona karşı hassasiyetinin yüksek olması, ısı, optik, fiziksel ve kimyasal kararlılığı, basit bir ısı işlemi ile yeniden kullanılabilir olması gibi avantajlarından dolayı alüminaya olan ilgi artmıştır. Bunun yanı sıra çeşitli kimyasal katkıları ve ısı işlemleri yardımıyla TLD özellikleri iyileştirilebilmektedir. Günümüzde alümina ihtiva eden TLD’ler ticari olarak üretilmekte ve kullanılmaktadır.

Saf α - Al_2O_3 ’ün termolüminesans ışıma eğrisi incelendiğinde, 0 °C ila 650 °C aralığında, 5 farklı ışıma pikine (~50 °C, ~177 °C, ~297 °C, ~457 °C, ~607 °C) sahip olduğu rapor edilmiştir (Milman vd., 1998; Kulkarni vd., 2005; Kortov vd., 2006). Ancak daha yüksek ve / veya alçak sıcaklıklarda, alümina kristalinin içerdiği safsızlıklara, katılara ve ısı işlemlere bağlı olarak, bazı yeni ışıma piklerinin ortaya çıktığı birçok araştırmacı tarafından rapor edilmiştir (Rieke ve Daniels, 1957; Mehta ve Sengupta 1976; Osvay ve Biro 1980; Papin vd., 1996; Kristianpoller vd., 1998; Akselrod vd., 1998; Kortov vd., 1999; McKeever vd., 1999; Erfurt vd., 2000; Boss, 2001; Molnar vd., 2002; Yukihiro vd., 2003; Kortov vd., 2006). Fakat ışıma eğrisindeki her bir pikin sıcaklık eksenindeki konumunu ve şeklini belirleyen parametreler malzemenin içerdiği safsızlıkların konsantrasyonuna, üretim

sürecindeki kalsinasyon sıcaklığı ve atmosferine, kristal büyütme süreçlerine ve bu süreçlerdeki ısı işlemlere bağımlı olarak değişiklik göstermektedir (Papin vd., 1996; Akselrod vd., 1998; McKeever vd., 1999; Erfurt vd., 2000; Kulkarni vd., 2005).

Alüminanın TL ışıma eğrisinde belirli sıcaklıklarda ortaya çıkan piklere neden olan TL yayınlanma mekanizmaları bugüne kadar birçok araştırmanın konusu olmasına rağmen tam olarak açıklanamamıştır. Ancak yapılan araştırmalar sonucu, dozimetrik özellikleri belirleyen bazı lüminesans yayınlanma mekanizmaları tanımlanabilmiştir. Tek kristal α - Al_2O_3 'ün yayınlanma bantları incelendiğinde, 3 farklı yayınlanma mekanizması bulunduğu ortaya konulmuştur. Bu mekanizmalar aşağıdaki biçimde tanımlanmıştır;

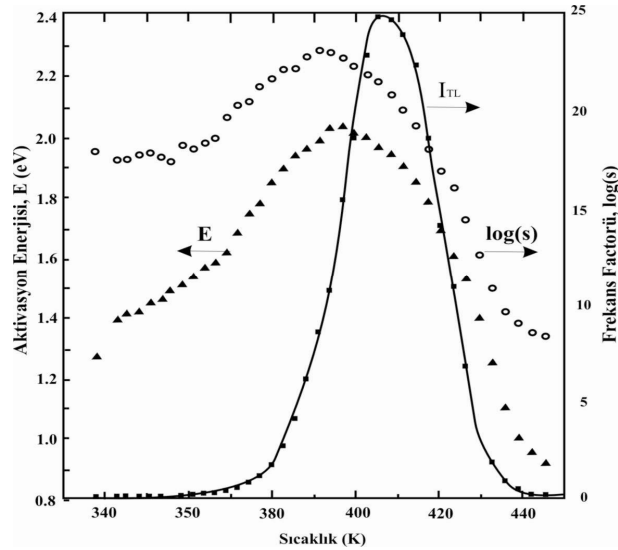
- i-) Al_2O_3 kristali içerisindeki oksijen atomu boşluğu (oksijen vakansiyonu, F^+ merkezi) tarafından bir elektronun ışımlı olarak yakalanması,
- ii-) Bir elektron yakalamış oksijen boşluğu (F merkezi) tarafından bir elektronun ışımlı olarak yakalanması,
- iii-) Katkılar ve diğer safsızlıkların Al_2O_3 kristal örgüsü içerisinde alüminyum (Al) atomunun yerine geçmesi ve bir elektronun bu yabancı atomlar tarafından ışımlı olarak yakalanması (Akselrod, vd., 1990a; Townsend ve Rowlands, 1990; Papin vd., 1999; Molnar vd., 1999; McKeever vd., 1999; Yukihiro vd., 2003; Surdo ve Kortov, 2004; Kulkarni vd., 2005). Yukarıdaki mekanizmalar aynı zamanda G. Molnar vd., (1999) ve Vincellér vd., (2002) tarafından ayrıntılı olarak incelenmiştir. Saf α - Al_2O_3 ya da karbon katkılı α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ alüminanın dozimetrik uygulamalarda kullanılan ana ışıma piki yaklaşık 450 K (~177 °C) civarında ortaya çıkmaktadır (Kortov vd., 1998). Şekil 1.2'de α - Al_2O_3 ve α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin normalize edilmiş ışıma eğrileri görülmektedir.



Şekil 1.2 α - Al_2O_3 ve α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin normalize edilmiş ışıma eğrileri (Kulkarni vd., 1995)

Yayınlanan ışımanın TSL (Thermally Stimulated Luminescence) yöntemi ile incelenmesi sonucunda, bu lüminesans ışımanın F merkezlerinin elektron yakalaması sonucu yayınlandığı, dalga boyunun 420 nm ve yarı - ömrünün $\tau = 35 - 36$ ms civarında olduğu gözlemlenmiştir (Summers, 1984; Lapraz vd., 1990; Akselrod, 1990b; 1990c; Springis vd., 1996; McKeever vd., 1999; Molnar vd., 1999; Molnar vd., 2002). Değişik doz seviyelerinde ışınlanan alüminanın, ışıma piklerinin sıcaklık eksenindeki konumunun değişimleri incelenmiş ve yalnızca 430 K - 440 K'deki ana dozimetrik pikin artan doz miktarı ile değiştiği gözlemlenmiştir. Bu sonuç ana dozimetrik pikin birinci mertebeden olmayan kinetik parametrelere sahip olduğu, ancak diğer ışıma piklerinin ise birinci mertebeden olduğunu göstermektedir (Kortov ve Milman, 1996).

Son yıllarda yapılan bazı çalışmalarda, ışıma eğrisinin sınırlı bölgelerinin incelenmesini öngören tekniklerin (fractional glow techniques) kullanılması ile hesaplanan 430 K'deki ışıma pikine ait aktivasyon enerjisinin (E) gerçek değerinin çok üzerinde olduğu ve bu değer kullanılarak hesaplanan frekans faktörünün de (s) katılar için gerçekçi bir değer olmayan (10^{22}s^{-1}) mertebelerine ulaştığı görülmüştür. Bu değerler, hatalı ölçülen aktivasyon enerjisi kullanılarak s parametresinin hesaplanması ile elde edilmektedir (Springis vd., 1996; Chen ve McKeever, 1997). Şekil 1.3'de literatürde yapılmış bazı çalışmalar için sunulan $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ 'ün ana dozimetrik ışıma piki ve tuzak parametreleri görülmektedir.



Şekil 1.3 $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ 'ün TL ışıma piki (kare), E (üçgen) ve s (daire) (Springis vd., 1996)

120 Gy'lik β - radyasyonu ile ışınlanmış $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ ve $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 'nin ışıma piklerinin tuzak parametreleri sırasıyla, Çizelge 1.4 ve Çizelge 1.5'de görülmektedir. Her iki Çizelgede de bazı piklerin (405 °C - 407 °C, 439 °C - 443 °C, 464 °C - 466 °C) tuzak parametrelerinin

birbirleri ile uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Weinstein vd., (2008), $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 'nin dozimetrik pikinin genel mertebeden parametreler kullanılarak tanımlanabildiğini ileri sürmüşlerdir. Yazıcı vd., (2003) tek kristal $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 'nin dozimetrik pikini CGCD yöntemi ile analiz ederek bu pikin gerçekte birbirine yakın iki pikin bir süper pozisyonu olduğunu ileri sürmüşler ve her bir pik için tuzak parametrelerini değişik doz değerlerinde hesaplamışlardır (Çizelge 1.6).

Çizelge 1.4 $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 'nin ışıma piklerinin tuzak parametreleri (Kortov ve Milman, 1996).

T_M (K)	E (eV)	S (s^{-1})	b
326	0,95	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
374	1,14	$5,0 \times 10^{14}$	1,0
407	1,27	$5,0 \times 10^{14}$	1,0
424	1,24	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
443	1,31	$1,4 \times 10^{14}$	1,6
466	1,37	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
570	1,61	$2,0 \times 10^{13}$	1,0

Çizelge 1.5 $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ 'ün ışıma piklerinin tuzak parametreleri (Kortov ve Milman, 1996)

T_M (K)	E (eV)	S (s^{-1})	b
353	1,03	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
405	1,24	$5,0 \times 10^{14}$	1,0
439	1,31	$1,4 \times 10^{14}$	1,6
464	1,37	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
489	1,44	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
508	1,50	$9,7 \times 10^{13}$	1,0
534	1,58	$9,7 \times 10^{13}$	1,0

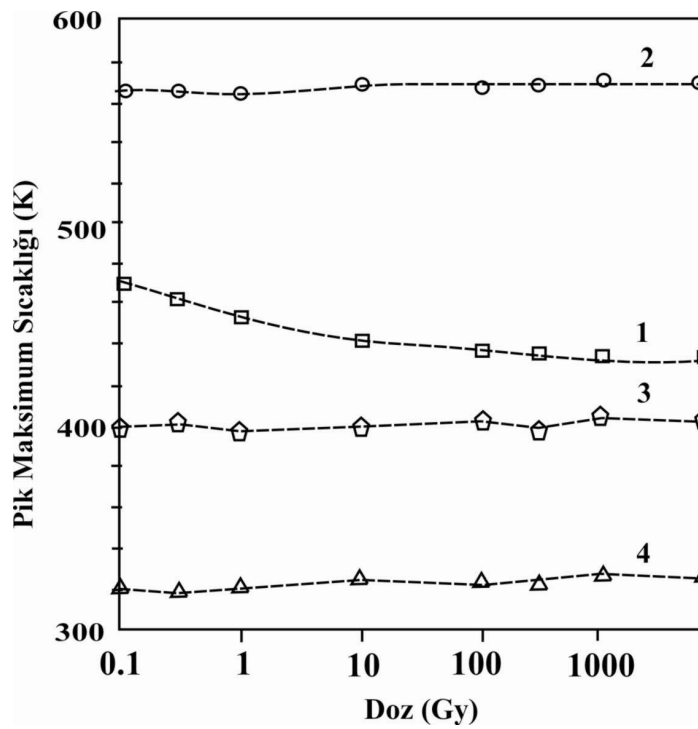
Çizelge 1.6 Farklı dozlarda β - radyasyonu ile ışınlanmış $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ 'nin dozimetrik pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanmış tuzak parametreleri (Yazıcı vd., 2003).

	Doz (Gy)	T_M ($^{\circ}\text{C}$)	E (eV)	$\ln [S]$ (s^{-1})	b	FOM
1. Pik	0,02	169,0	1,29	31,27	2,28	1,47
	1,20	167,0	1,28	31,00	2,02	2,19
	6,00	160,0	1,34	33,55	2,17	2,12
	24,0	153,0	1,32	33,30	2,15	1,99
	144	147,0	1,27	32,51	2,00	1,76
2. Pik	0,02	203,0	0,87	18,02	1,00	1,47
	1,20	193,5	0,93	20,22	1,21	2,19
	6,00	185,0	0,98	23,38	1,46	2,12
	24,0	177,0	0,93	21,13	1,40	1,99
	144	168,0	0,88	20,25	1,30	1,76

Kristianpoller vd., (1974), TL ışıma pikinin doz bağımlılığını ayrıntılı olarak incelemişlerdir. Alüminanın dozimetrik pikinin sıcaklık eksenindeki konumu, maruz kaldığı doz miktarı ile değişmektedir (Milman vd., 1998; Larsen vd., 1999; Chithambo vd., 2002; Yazıcı vd., 2003). Işıma pikinin birinci mertebeden olduğu durumlarda, pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri radyasyon dozundan bağımsızken, ışıma pikinin birinci mertebeden olmadığı durumlarda, artan doz miktarı ile azalmaktadır (Kortov ve Milman, 1996). Ayrıca bu durumda pik yüksekliği, radyasyon dozu ile ($I_m \propto D^p$) bağıntısına uygun olarak değişmektedir. Burada D radyasyon dozu ve p ($1,05 \leq p \leq 1,10$) aralığında değişen bir parametredir (Kristianpoller, 1974). 12 Gy ila 29 Gy doz aralığında β - radyasyonu ile ışınlanan α - $Al_2O_3:C$ tek kristal örneklerin artan radyasyon dozu ile TL pik yükseklikleri artmakta, buna karşın, sıcaklık eksenindeki konumları değişmemektedir. 29 Gy'den büyük dozlarda TL pik yüksekliği azalmaktadır (Yukihara vd., 2003).

Toz formundaki α - Al_2O_3 örnekler, 1 Gy'den düşük beta radyasyonu ile ışındığında, ışıma eğrisindeki dozimetrik pikin şekli ve sıcaklık eksenindeki konumu sabit kalmakta, buna karşın 1 Gy'den büyük dozlardaki ışınlamalarda, pikin yüksek sıcaklık bölgesindeki kısmı genişlemektedir. Doz miktarı arttırıldığında ise pik maksimumunun sıcaklığı azalmaktadır (Akselrod vd., 1996). Zhang vd., (2006) 0,12 Gy - 248 Gy doz aralığında beta radyasyonu ile ışınlanan α - Al_2O_3 kristallerinin ışıma eğrisini incelemiş ve ışıma piklerinin birinci mertebeden kinetik denklemlere uyduğunu öne sürmüşler, bu doz aralığında aktivasyon enerjisinin ve geometri faktörünün de değişmediğini rapor etmişlerdir. Diğer taraftan bu doz aralığında pik maksimum sıcaklığının sabit kalması, pik sıcaklığının soğurulan radyasyon dozundan bağımsız olduğunu düşündürmektedir. Bu özellik birinci mertebede kinetik modelin bir sonucudur. Bu sonuçlar literatürde, α - Al_2O_3 'nin dozimetrik pikinin, gerçekte birden fazla sayıdaki piklerin bir süper pozisyonu (McKeever vd., 1999; Yazıcı vd., 2003) olduğu ya da pikin kinetik mertebesinin 1'den büyük olduğu (Kitis vd., 1994; Kortov vd., 1994; Larsen vd., 1999; Chithambo vd., 2004) şeklinde tartışmaların yapılmasına neden olmaktadır. Dozimetrik pik CGCD yöntemi ile incelendiğinde tek bir ışıma piki ile tam olarak fit edilemediği ancak iki pik kullanılarak elde edilen sonuçların kabul edilebilir olduğu görülmektedir. Bu noktada karşılaşılan diğer problem ise, çözümde kullanılan piklerin kinetik parametreleri değiştirildiğinde de deneysel veriler ile tam uyum içerisinde olduğu yani aynı durum için birden fazla çözümün elde edilebildiği rapor edilmiştir (Kitis vd., 1994). Buna ek olarak α - $Al_2O_3:C$ değişik ısıtma hızlarında ısıtılarak ışıma eğrisi elde edildiğinde dozimetrik pikin iki pikten oluştuğunu kanıtlayan değişimlere rastlanmadığı rapor edilmiştir (Kitis vd., 1994).

Diğer taraftan alüminanın içerdiği derin tuzaklar (730 K, 880 K), ışınlama ve ısıtma işlemleri sırasında, sık tuzaklardan serbest kalan elektronları yakalayarak ($F^+ + e^- \rightarrow F$) (Yukihara vd., 2003; Yasuda ve Kobayashi, 2001) TL yayınlanmanın şiddetinin etkilenmesine ve dolayısıyla ana dozimetrik pikin şeklinin değişmesine neden olmaktadır. Derin tuzakların doldurulması sırasında F merkezlerindeki elektron konsantrasyonu azalırken, F^+ merkezlerindeki elektron konsantrasyonu artmaktadır (Yasuda ve Kobayashi, 2001). Bunun yanı sıra derin tuzakların doluluk oranları ve radyasyonun türü de ışıma eğrisinin şeklini etkilediği bazı araştırmacılar tarafından rapor edilmiştir (Lacconi vd., 1986; Kitis vd., 1994; Springis vd., 1996; Yasuda vd., 2001; Pelenyov vd., 2001; Yukihara vd., 2003).

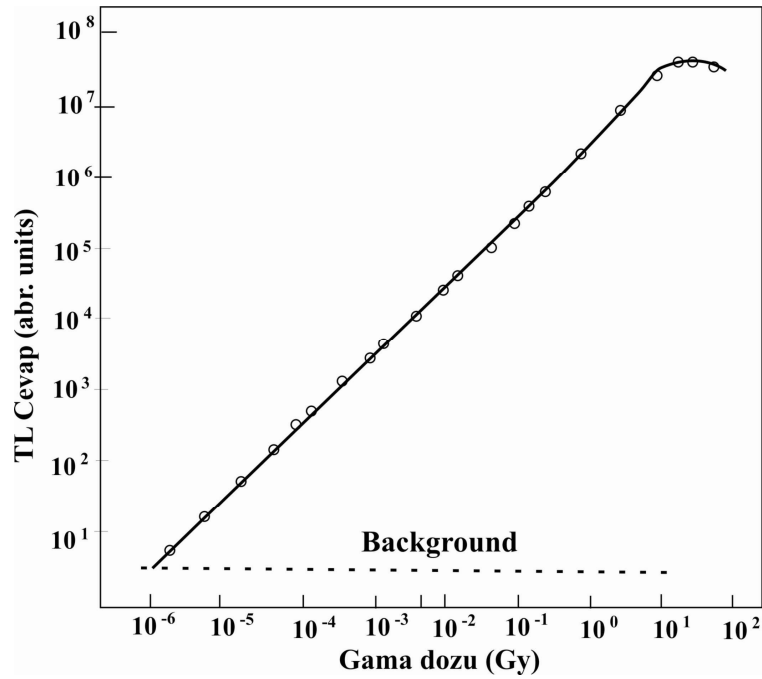


Şekil 1.4 α - $Al_2O_3:C$ 'nin (1) 450K, (2) 570K - 580K, (3) 370K - 380K, (4) 320K - 325K'deki ışıma piklerinin T_M 'lerinin radyasyon dozu ile değişimi (Kortov ve Milman, 1996).

Yazıcı vd., (2002), alüminanın ana dozimetrik pikinin gerçekte birbirine yakın iki pikin bir süper pozisyonu olduğunu ileri sürmüşler ve tuzak parametrelerini farklı dozlardaki β radyasyonu ile ışınlanmış örnekler için CGCD, IR, PS ve $E_a - T_{STOP}$ yöntemleri ile hesaplamışlardır. Düşük sıcaklık bölgesindeki pikin kinetik mertebesinin 0,02 Gy - 1 Gy doz aralığında $b = 2,28 \pm 0,03$ den $b = 2,01 \pm 0,02$ 'ye kadar azaldığını, daha sonra artarak 5 Gy'de $b = 2,12 \pm 0,03$ değerine ulaştığını rapor etmişlerdir. Diğer taraftan yüksek sıcaklık bölgesindeki pikin kinetik mertebesi ise 0,02 Gy'den 10 Gy'e kadar artarak $b = 1,44 \pm 0,03$ değerine ulaşmakta ve sonra tekrar azalmaktadır. Yüksek sıcaklık bölgesindeki pikin

maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri 203 ± 2 °C den 178 ± 2 °C'ye kadar sürekli bir azalma göstermektedir. Buna karşın düşük sıcaklık bölgesindeki pik 1 Gy'e kadar sabit kalmakta ve bu noktadan sonra artan doz ile azalma eğilimi göstermektedir (Yazıcı vd., 2002).

Alümina kristallerin doz cevabı, radyasyonun cinsine ve maruz kaldıkları doz miktarına göre değişim göstermektedir. Yaklaşık 10 Gy'e kadar olan görece düşük dozlarda, gama radyasyonu ile ışınlanan α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ tek kristalleri doğrusal doz cevabı göstermektedirler. Buna karşın, 10 Gy - 100 Gy arasındaki gama dozlarında ise süper - doğrusal doz cevabına sahip oldukları bilinmektedir. Doz miktarı 100 Gy'in üzerinde arttıkça, alüminanın doz cevabı önce doyuma ulaşmakta ve sonra artan doz miktarı ile birlikte azalma eğilimi göstermektedir (Chithambo vd., 2004). Bir diğer çalışmaya göre ise alüminanın doz cevabının artan gama dozları ile önce süper doğrusal ve doğrusal, 30 Gy üzerindeki ışınlamalarda ise doyuma ulaşıldığı rapor edilmiştir (Osvay ve Biro, 1980; Akselrod vd., 1990b; 1990c)



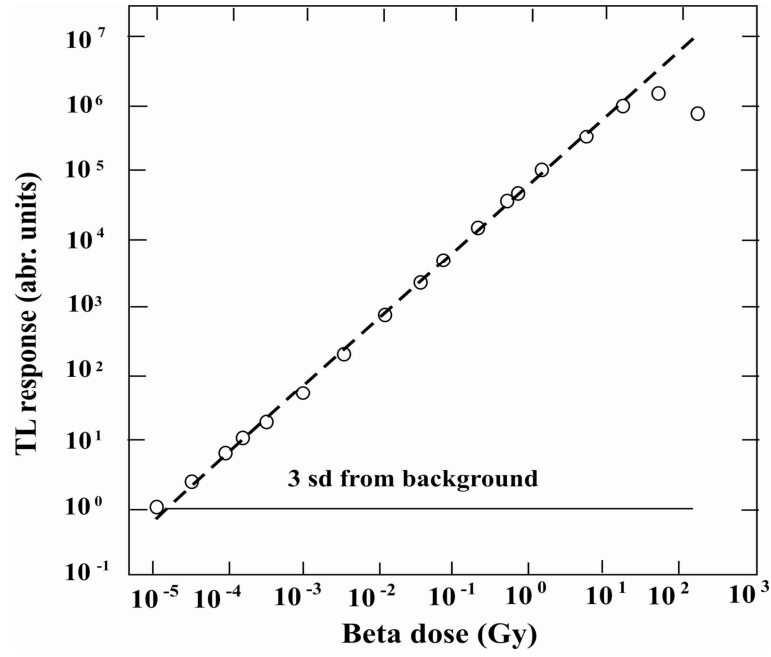
Şekil 1.5 α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerinin gama radyasyonuna karşı doz cevabı (Akselrod vd. 1990a)

Toz formundaki α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$, 10 μGy - 15 Gy'lik doz aralığındaki beta radyasyonu için, doğrusal doz cevabı sergilemekte ve 50 Gy civarında doyuma ulaşmaktadır (Akselrod vd. 1996). Sinterlenmiş, pelet haline getirilmiş ve 0,05 Gy - 100 Gy doz aralığında gama radyasyonu ile ışınlanmış α - Al_2O_3 örnekler doğrusal doz cevabına sahiptirler (Felicia vd., 1999).

Chen ve McKeever, (1997), α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin radyasyon doz cevabının 1 Gy'lik doz değerine kadar doğrusal olduğunu ve bu değerden sonra 30 Gy'de saturasyona uğrayıncaya kadar süper doğrusal doz cevabına sahip olduğunu öne sürmüşlerdir. Akselrod vd., (1996), 2 mg'lik α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ tozu detektör olarak kullanıldığında ölçebileceği en düşük doz miktarının 10 μGy olduğunu ileri sürmüşlerdir. Diğer taraftan sinterlenmiş haldeki α - Al_2O_3 peletler ile ölçülebilecek en düşük doz miktarı 1 mGy'dir (Felicia vd., 1999; Rocha vd., 2003). TL ışıma eğrisinin şeklinin 1 Gy'lik beta dozuna kadar kararlı olduğu ve belirgin bir değişimin 1 Gy'in üzerinde gerçekleştiği gözlemlendiği rapor edilmiştir. Ayrıca, 5 Gy'den sonra TL pikinin yüksek sıcaklıkta kalan kısmı genişlemektedir. Daha yüksek dozlarda ise TL ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri azalmakta ve 167 Gy civarında bu azalma 25 °C'ye ulaşmaktadır. Bu durumda yüksek sıcaklık bölgesindeki genişleme devam etmekte ve düşük sıcaklık bölgesindeki yarı genişliğin yüksek sıcaklıktaki yarı genişliğe oranı 1,27'den 0,81 e kadar azalmaktadır (Akselrod vd., 1996).

Agyingi vd., (2005), α - Al_2O_3 kristallerini bir su fantomu içerisinde, kilovolt ve mega volt mertebesindeki fotonlar ile ışınlamış ve enerji cevabını (energy response) incelemişlerdir. Elde edilen sonuçlar ^{60}Co gama kaynağı ile kıyaslanmıştır. 50 kV'luk x - ışını ile ışınlanan α - Al_2O_3 detektörlerinin enerji cevabı, gama ışınları ile ışınlama sonucu elde edilen enerji cevabına kıyasla 3,2 kat daha yüksek bulunmuştur. Voltaj arttırıldığında enerji cevabının da azaldığı gözlemlenmiştir (Agyingi vd., 2005).

X - ışınına maruz kalmış α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerin radyasyon duyarlılığı nominal saflıktaki α - Al_2O_3 kristallerine oranla 300 ila 500 kat daha yüksektir. Hızlı elektronlar ile bombardıman edilmiş nominal saflıktaki α - Al_2O_3 kristallerinin 0,1 Gy - 10 Gy doz aralığında saturasyona ulaşmadığı, elektron bombardımanı sırasında yeni oksijen atomu boşluklarının meydana geldiği ve bunun sonucu olarak TL ışıma yoğunluğunun keskin bir şekilde arttığı gözlemlenmiştir. Buna karşın α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristalinin elektronlar ile bombardıman edilmesi x - ışınlarına karşı duyarlılığının azalmasına neden olmaktadır (Kortov ve Milman, 1996). Villarreal vd., (2002), ince film olarak kullanılan 300 nm kalınlığındaki alüminanın, β ve UV radyasyona maruz kaldıktan sonra, ışıma eğrisini elde etmişlerdir. Işıma eğrisinde 162 °C'de bulunan piki incelemişler ve bu malzemenin ultra ince dozimetri olarak kullanılabileceğini ileri sürmüşlerdir.



Şekil 1.6 20 – 40 µm toz boyutlu α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ örneklerin β - radyasyonuna karşı doz cevabı (Kortov ve Milman, 1996).

Alüminanın ısıtma eğrisindeki dozimetrik pikin yoğunluğu, bir başka ifadeyle TL ısıtma eğrisinin pik yüksekliği, artan ısıtma hızı ile azalmaktadır (Akselrod vd., 1990a; Akselrod vd., 1993; Pradhan vd., 1995; Kortov ve Milman, 1996; McKeever ve Chen, 1997; Yazıcı vd., 2003; Kulkarni vd., 2005). Bu etkinin, artan ısıtma hızı ile sığ tuzaklardan serbest kalan çok sayıdaki elektronun derin tuzaklar tarafından yakalanması sonucu arttığı Kortov vd., (2006) tarafından ileri sürülmüştür. Derin tuzakların büyük kısmının boş olduğu durumda, dozimetrik pikin yoğunluğunun artan ısıtma hızı ile azaldığı, derin tuzakların yavaş yavaş elektronlar tarafından doldurulması ile bu etkinin ortadan kaybolduğu ve ısıtma hızının TL ısıtma eğrisi üzerindeki etkisi azaldığı gözlenmiştir (Kortov vd., 2006).

Literatürde yapılmış olan bazı TL ölçümler, dozimetrik pik yüksekliğinin ve yarı maksimum kalınlığının derin tuzakların doluluk oranına bağlı olduğunu göstermiştir (Molnar, 1999; Surdo vd., 2004). α - Al_2O_3 kristallerinde, artan ısıtma hızı ile pik yüksekliği ve pik altında kalan alan azalmakta, buna karşın, hesaplanan aktivasyon enerjisi (E) ve frekans faktörünün (s) değeri artmaktadır. Diğer taraftan 0 °C / s - 20 °C / s aralığındaki ısıtma hızlarında geometri faktörü (μ_g) sabit kalmaktadır (Zhang vd., 2006).

TL kristalin UV (mor ötesi) radyasyon kullanılarak yüksek sıcaklıklarda ısınlanması, derin tuzakların doluluk oranını arttırmakta ve sığ tuzaklardan serbest kalan elektronların derin tuzaklar tarafından yakalanma olasılığını azalmaktadır. Böylelikle yüksek sıcaklıklarda UV

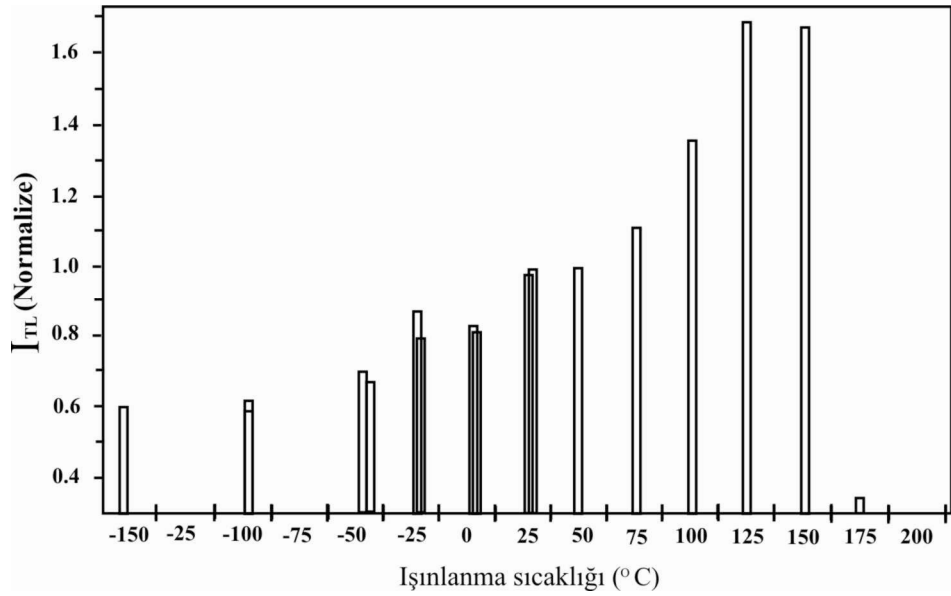
radasyona maruz kalan alümina detektörlerin radyasyon hassasiyetinin artması beklenir (Kortov vd., 2002). Diğer taraftan Pradhan vd., (1996), α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin UV ışınlar için çok hassas olduğunu ve bu nedenle radyasyon doz ölçümlerinde bu etkiye dikkat edilmesi gerektiğini öne sürmüşlerdir. Işık α - Al_2O_3 kristalleri üzerinde 3 farklı mekanizma ile etkili olmaktadır; ışık etkisiyle TL sinyal kaybı (light induced fading), foto - transfer TL (PTTL) ve UV ışınların neden olduğu fading (Akselrod vd., 1996).

Işınlanma anındaki ortam sıcaklığı, α - Al_2O_3 kristallerin TL sinyal yoğunluğunu etkilemektedir. Molnar vd., (2001), x - ışınına maruz bırakılan TLD kalitesindeki alümina tek kristal örneklerin (- 150 °C) - (+ 175 °C) aralığındaki ışınlamalar sonucunda TL ışıma yoğunluğunu (+ 30 °C)'deki değerine göre normalize ettiklerinde, ana dozimetrik pik için, aşağıdaki sonuçlara ulaşmışlardır;

- i-) (- 150 °C)'de TL ışıma yoğunluğu % 60 oranında azalmaktadır. Bu düşüş (- 50 °C) - (- 20 °C) ve (0 °C) - (+ 30 °C) aralığında iki basamakta gerçekleşmektedir.
- ii-) (+ 30 °C) ve (+ 50 °C) aralığında TL ışıma yoğunluğu yaklaşık olarak sabit kalmaktadır.
- iii-) (+ 125 °C) sıcaklığa ulaşıldığında TL ışıma yoğunluğu % 170 oranında artmaktadır.
- iv-) (+ 175 °C) üzerindeki sıcaklıklarda TL ışıma yoğunluğu azalmaktadır (Molnar vd., 2002).

Diğer taraftan Molnar vd., (2001), (+ 40 °C) - (+ 540 °C) aralığındaki sıcaklıklarda yapılan ışınlamalarda α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerinin TL sinyal yoğunluğundaki değişimi incelemişlerdir. Düşük sıcaklıklarda yapılan ışınlamalarda $\{T < (- 50 \text{ °C})\}$ TL sinyalinin yoğunluğu azalmaktadır. (+ 40 °C) - (+ 140 °C) sıcaklık aralığında x ve β radyasyonuna maruz kalan örneklerin TL ışıma yoğunluğunda önemli bir değişim gözlenememektedir. Buna karşın, aynı sıcaklık aralığında UV ışığa maruz bırakılan örneklerin TL ışıma yoğunlukları artmaktadır. Diğer taraftan, (+ 100 °C) - (+ 170 °C) aralığındaki sıcaklıklarda iyonlaştırıcı radyasyon ile ışınlanan örneklerin ana dozimetrik pik yoğunluklarının arttığı gözlemlenmiştir (Molnar vd., 2001). 200 °C'den düşük sıcaklıklarda yapılan ışınlamalarda, ışıma eğrisinin yüksek sıcaklık bölgesinde yerleşmiş olan (+ 300 °C, + 475 °C ve + 600 °C) ışıma piklerinin yoğunlukları azalmaktadır (Milman vd., 1998).

α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ TLD'lerin dozimetrik uygulamalarda kullanımı ve radyasyon dozlarının hesaplanması sırasında ortam sıcaklığının dikkate alınması gerekmektedir (Molnar vd., 2001).



Şekil 1.7 TL ışıma yoğunluğunun ışınlama ortamının sıcaklığına bağımlılığı (Molnar vd., 2001).

İşinlamadan önce (pre - irradiation annealing) ve sonra (post - irradiations annealing) yapılan tavlama α - Al_2O_3 kristallerinin TL ışıma yoğunluğunu doğrudan etkilemektedir. Düşük dozlarda yapılan ölçümlerde, α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristalleri ışınlama öncesi tavlama yapılmadan kullanılabilir. Ancak ışınlama öncesi tavlama yapılması, α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerinin ışıma eğrisinin hassasiyetini ve radyasyon duyarlılığını arttırmaktadır (Chithambo vd., 2004).

1500 °C’de 90 dakika süre tavllanmış α - Al_2O_3 tek kristal örneklerin radyasyon duyarlılıkları TLD - 100 detektörlerinden 41 kat daha yüksektir. Buna karşın TLD - 500’lerden 0,8 kat daha düşüktür. Tavlama sıcaklığının artırılması, TL ışıma eğrisindeki tüm piklerin ışıma yoğunluğunu arttırmaktadır (Kulkarni vd., 2005).

Alümina kristallerde ısıl sönüm prosesi (thermal quenching) lüminesans yayınlanma verimi üzerinde önemli etkiye sahiptir ve ısıl sönümün alüminanın lüminesans yayınlanma verimi üzerindeki etkisi, iki kanallı bozunma (ışınımlı - ışıınımsız) için Mott denklemi (Denklem 1.1) ile ifade edilmektedir (Kortov vd., 1996).

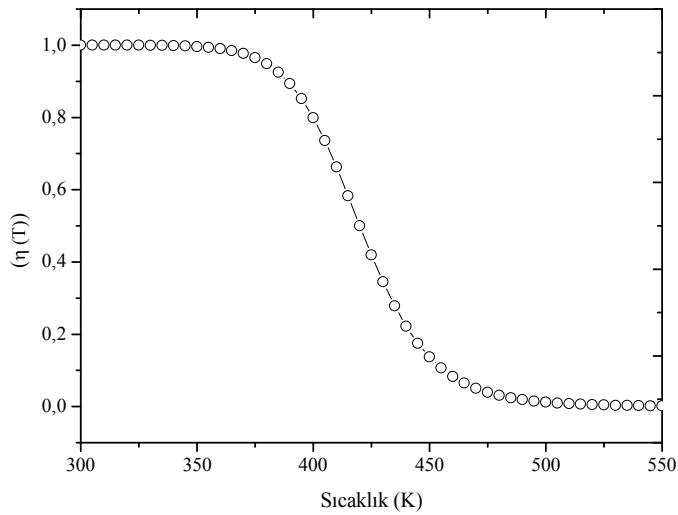
$$\eta(T) = \frac{W}{1 + C \cdot e^{-W/kT}} \quad (1.1)$$

Bu denklemde η (T) T sıcaklığındaki lüminesans yayınlanma verimi, C boyutsuz bir sabit, W ise ısıl sönüm aktivasyon enerjisidir. Aynı zamanda bu parametreler, örneğin maruz kaldığı

radyasyon dozundan, ısıtma ve soğutma hızından bağımsızdır (Kitis, 2002; Yazıcı vd., 2003). Şekil 1.8’de denklem (1.1)’in grafiği verilmiştir. Literatürde birçok araştırmacı bu değerleri hesaplamıştır. Ancak hesapladıkları sonuçlar arasında önemli farklılıklar bulunmaktadır (McKeever, 1985; Chen ve McKeever, 1997).

Çizelge1.7 Eşitlik 1.1’deki katsayıların literatürde hesaplanmış bazı değerleri

Kaynak	W (eV)	C
Kortov vd., (1994)	1,55	10^{17}
Kortov vd., (1996)	1,58 - 1,52	$7,92 \times 10^{16} - 8,90 \times 10^{16}$
Markey vd., (1996)	1,55	10^{17}
Milman vd., (1998)	1,1	10^{11}
Akselrod vd., (1999)	$1,09 \pm 0,03$	$3,6 \pm 2,9 \times 10^{12}$
Kitis vd., (2002)	1,05 - 1,09	$1 - 7,5 \times 10^{12}$



Şekil 1.8 Isıl sönümün sıcaklığa bağlı değişimi (Kitis vd., 2002).

Şekil 1.8’den 375 K sıcaklığa kadar η ’nın değerinin 1 olduğu ve sabit kaldığı görülmektedir. Bu kritik sıcaklık değerinden düşük sıcaklıklar için ısıtma etkisi yoktur. Ancak kritik sıcaklığın üzerindeki durumlarda bu etki hesaba katılmalıdır (Petrov ve Bailiff, 1995; Kitis vd., 2002).

α - Al_2O_3 kristallerinin tane boyutları TLD özelliklerini etkilemektedir. Toz formundaki α - Al_2O_3 :C örneklerin TL ışıma yoğunlukları tane boyutlarına bağlıdır ve 40 μm ’den küçük tane boyutları için TL ışıma yoğunluğu azalmaktadır (Akselrod vd., 1993). Tane boyutlarının

azalması ile yüzeydeki ışınlımsız rekombinasyon olasılığı artmakta ve böylece enerji duyarlılığı azalmaktadır (Akselrod vd., 1996). Diğer taraftan bu açıklamayı destekleyen bir sonuç Papin vd., (1996) tarafından öne sürülmüştür.

Lineer enerji transferi (LET) alüminanın radyasyon doz cevabını etkilemekte ve artan LET miktarı ile radyasyon doz cevabı azalmaktadır (Yasuda ve Kobayashi, 2001). Bu durum artan LET miktarının, malzeme içerisinde hareket eden ağır iyonun kısa mesafede çok sayıda elektronu iyonlaştırdığını ve bu elektronların tuzaklar tarafından tamamı yakalamadan elektron tuzaklarının doyuma ulaştırdığını düşündürmektedir (Yasuda ve Kobayashi, 2001). Teorik çalışmalar ağır iyonların nüfus ettikleri malzemelere, çok kısa mesafelerde çok yüksek seviyede doz bıraktıklarını ortaya koymaktadır. Yasuda ve Kobayashi, (2001), α - Al_2O_3 kristallerinin LET'ne bağlı doz cevabının $\text{LET} = 2,2 \text{ keV} / \mu\text{m}^{-1}$ olan ^4He için 1,04 olarak ve $\text{LET} = 198 \text{ keV} / \mu\text{m}^{-1}$ olan ^{56}Fe için 0,4 olarak hesaplamışlardır. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar artan LET ile radyasyon doz cevabının azaldığını açık olarak ortaya koymaktadır (Gaza vd., 2004).

Hızlı elektronlarla bombardıman edilmiş ve tavllanmış saf α - Al_2O_3 ve α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'nin 10 Gy'e kadar x - ışınları ile ışınladıklarında doyuma ulaşmadıkları rapor edilmiştir (Kortov ve Milman, 1996).

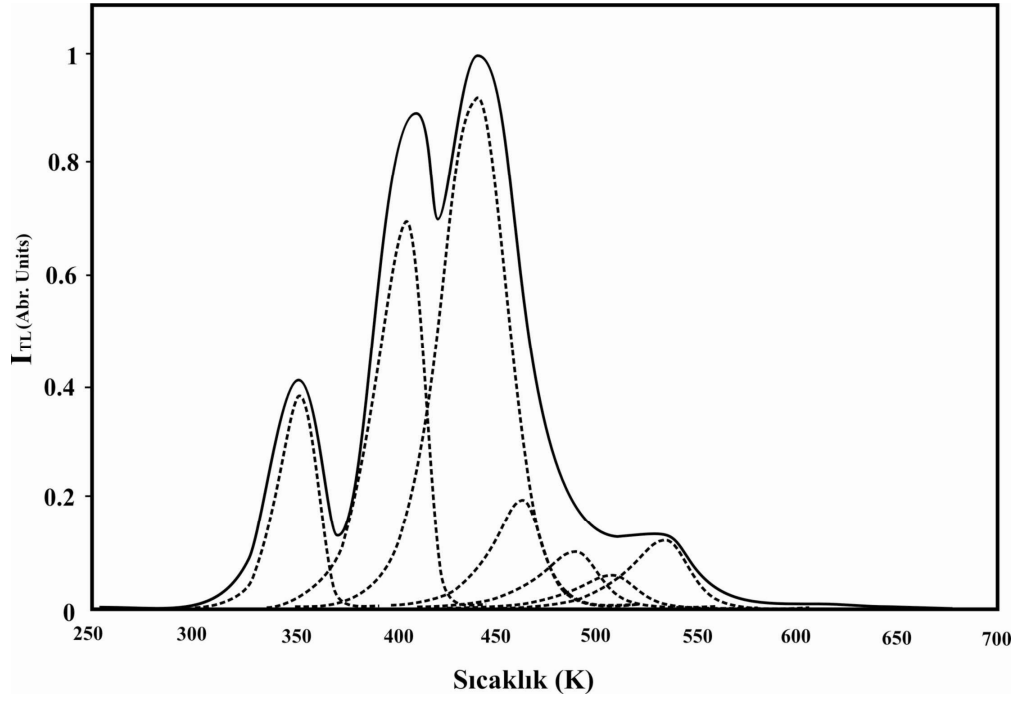
TLD kristalin üretimi sırasındaki ve ışınlama anındaki atmosfer, TL ışıma yoğunluğunu etkilemekte ve vakumda yapılan ışınlama sonrası yayınlanan TL sinyal yoğunluğu daha yüksek olmaktadır (Chithambo vd., 2004; Akselrod vd., 1993).

Atmosfere bakılmazsızın alüminanın kalsinasyon sıcaklığı arttırıldığında pik yüksekliği artmaktadır. Bu sonuç alümina tozlarının sinterleme sürecindeki tane büyümesi ile ilişkilidir ve bu nedenle sıcaklığın tüm pikler üzerinde benzer etki yapacağı, Papin vd., (1996), tarafından ileri sürülmüştür. Kulkarni vd., (2005), 1100 °C - 1500 °C arasındaki sıcaklıklarda ısıtılmış tek kristal α - Al_2O_3 'ların radyasyon duyarlılığını incelemiş ve artan sıcaklık ile radyasyon duyarlılığında arttığını rapor etmişlerdir.

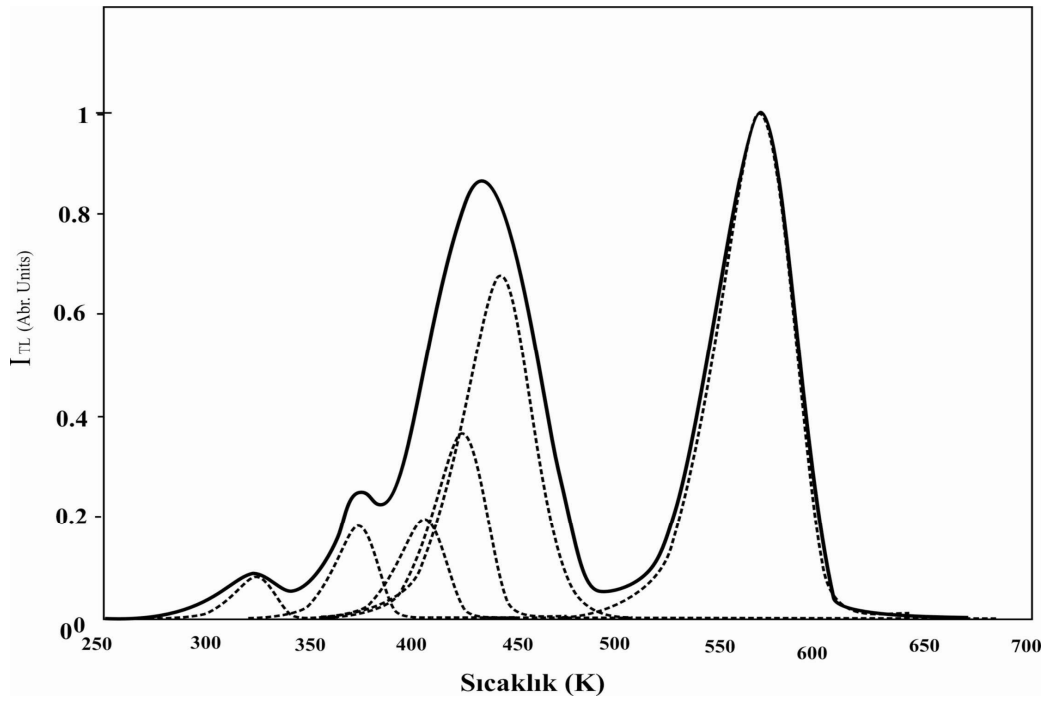
Alüminanın kalsinasyonu sırasında fırın atmosferinin ışıma eğrisi üzerinde önemli etkisi olduğu, kullanılan yükseltgeyici veya indirgeyici atmosferin TL yayınlanma merkezlerinin (F , F^+) konsantrasyonunu etkilediği rapor edilmiştir (Papin vd., 1996). Yüksek sıcaklıkta, oksitleyici atmosferde tavlama yapıldığında, oksijen atomları α - Al_2O_3 kristalleri içerisine nüfus etmekte olduğu ve lüminesans yayınlanmaya neden olan oksijen vakansiyonlarını doldurdıkları rapor edilmiştir (Akselrod vd., 1990a; Akselrod vd., 1993; Boss, 2001).

1450 °C’de 2 saat süre ile oksitleyici atmosfere maruz bırakılan α - Al_2O_3 kristallerinde dozimetrik pikin zayıfladığı gözlemlenmiştir. Papin vd., (1996) toz formundaki α - Al_2O_3 ’ları 1725 K’de 2 saat süre ile oksijen, azot ve (Ar + 2 % H_2) atmosferinde sinterlenmiş ve dozimetrik pikleri incelemişlerdir. En yüksek pik yoğunluğunun (Ar + 2 % H_2) atmosferinde kalsine edilmiş örneklerden elde edildiğini rapor etmişlerdir (Papin vd., 1996). Diğer taraftan, Th^{4+} katkılı α - Al_2O_3 örneklerden (Ar + 2% H_2) atmosferinde ısıtılma işlemi görenlerin dozimetrik pik yüksekliği, oksijen atmosferinde ısıtılma işlemi görenlerin pik yüksekliğinden yaklaşık 30 kat daha büyüktür (Molnar vd., 1999).

Alüminanın radyasyona karşı hassasiyetini arttırabilmek için çeşitli katkıları denenmiş, C (Akselrod vd., 1990a; 1990b; 1990c), Mg^{2+} (Papin vd., 1996; Kortov ve Milman, 1996, Kim vd., 1999; Papin vd., 1999), Cr^{3+} (Lapraz vd., 1991; Papin vd., 1996; Kortov ve Milman, 1996; Papin vd., 1999), Th^{4+} (Papin vd., 1996; Papin vd., 1999; Ferey vd., 2001), Si, Ti (Mehta ve Sengupta, 1976; Kortov ve Milman, 1996), Y (Osvay ve Biro, 1980), Ni (Lapraz vd., 1991), Li^+ , Na^+ (Kim vd., 1996; Ogundare vd., 2004), K^+ , Ca^{2+} (Kim vd., 1999), Zr (Ferey vd., 2002) ve en iyi sonuç karbon (C) katkısı ile elde edilmiştir (Akselrod vd., 1990a; Kulkarni vd., 2005). Karbon katkılı alümina kristalleri saf alümina kristallerine oranla x - ışınlarına karşı yaklaşık 300 ila 500 kat daha duyarlıdır (Kortov ve Milman, 1996). Günümüzde α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ detektörler (TLD - 500) ticari olarak üretilmekte ve kullanılmaktadır. TLD - 500, TLD -100 (LiF: Mg,Ti) ile kıyaslandığında fotonlara karşı 40 - 60 kat daha duyarlıdır (Akselrod vd., 1993). Bunun yanı sıra yüksek dozlardaki uygulamalar sonrası basit bir tavlama işlemi ile tekrar kullanılabilirken, düşük dozlardaki uygulamalardan sonra tavlama işlemine ihtiyaç duymadığı rapor edilmiştir (Yazıcı vd., 2003; Chithambo vd., 2004). Şekil 1.9’da 120 Gy’lik doz alacak şekilde x - ışınları ile ışınlanmış saf α - Al_2O_3 ve α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ örneklerin ışıma eğrileri görülmektedir. Her iki örnek de Mg, Ti ve Cr safsızlıklarını ihtiva etmektedirler. Örnekler aynı zamanda ihtiva ettikleri anyon kusurlarının miktarının arttırılması için önce 16 MeV enerjili elektron demetine maruz bırakılmış ve ardından 600 K’de tavlammıştır. Şekil 1.10’da sunulan ışıma eğrisinde görülen birinci ışıma piki (325 K – 335 K) Mg, ikinci ışıma piki (375 K – 395 K) Ti ve sonuncu ışıma piki (570K – 580 K) Cr safsızlıkları nedeniyle oluştuğu öne sürülmüştür.



Şekil 1.9 X - ışınlarına maruz kalmış saf α - Al_2O_3 (120 Gy) (Kortov ve Milman, 1996).



Şekil 1.10 X - ışınlarına maruz kalmış α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ (120 Gy) (Kortov ve Milman, 1996).

Saf α - Al_2O_3 'ün TL ışıma yoğunluğunun α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ 'den yaklaşık 300 - 500 kat daha zayıf olduğu ancak elektron bombardımanı sonrasında hemen hemen aynı yoğunluğa yaklaştığı rapor edilmiştir (Kortov ve Milman, 1996).

TLD'lerin radyasyona maruz kalma sürecinde ve ışınlamanın ardından ölçüm yapılana kadar üzerindeki doz bilgisini kaybetmesi fading olarak bilinmektedir. Bu etki TL dozimetrelelerin en büyük dezavantajıdır. Kitis ve Furetta (2005), TLD'ler için bu etkiyi 1. ve 2. mertebeden kinetik parametreleri kullanarak ayrıntılı olarak incelemişlerdir. TL sinyal kaybının (n_0 / N) oranına ve ışıma pikinin kinetik mertebesine bağımlı olduğunu öne sürmüşlerdir (Kitis ve Furetta, 2005).

α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerde en düşük fading oranı örneğin karanlık ortamda saklanması ile sağlanmakta ve $\pm \%3$ 'ü geçmemektedir (Akselrod vd., 1990a; 1990b; 1990c). 0,02 Gy - 30 Gy doz aralığında x - ışınına maruz bırakılmış α - Al_2O_3 tozları 4 ay süre ile oda sıcaklığında ve karanlık bir ortamda saklanmış, bu süre sonunda ışıma piklerinin sinyal yoğunluğundaki azalmanın $\% 25$ - $\% 50$ aralığında olduğu gözlemlenmiştir. Diğer taraftan, 70 saat süre ile laboratuvar ışığına direkt olarak maruz kalan örneklerin ışıma eğrisindeki sinyal yoğunluklarını $\% 80$ oranında kaybettikleri gözlemlenmiştir (Lacconi vd., 1986). Görünür bölgedeki ışığa maruz kalan alümina kristalleri sinyal kaybına uğramaktadır. Bu etki ışığın neden olduğu fading (light induced fading) olarak bilinmektedir. 10 dakika boyunca, görünür bölgedeki flüoresans ışığa maruz kalmış alümina kristallerinde $\% 82$ - $\% 83$ sinyal kaybı gözlemlendiği rapor edilmiştir. Aynı sürede akkor lamba ve sarı ışığa maruz kalmış alümina kristallerinde ise sırasıyla $\% 33$ ve $\% 16$ sinyal kaybı olmaktadır (Moscovitch vd., 1993; Yasuda ve Kobayashi, 2001).

X - ışınına maruz kalmış TLD - 500 kalitesindeki α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ kristallerde ışınlamanın ardından TL sinyal kaybı ilk iki haftada $\% 5$ ve 12 ay sonraki sinyal kaybı yaklaşık $\% 3$ civarındadır (Akselrod vd., 1990). Sinterlenmiş α - Al_2O_3 peletlerin gama radyasyonu ile ışınlamasının ardından TL sinyal kaybı ilk 3 saatte $\% 6$, ilk 24 saat sonunda $\% 25$, 48 saat sonunda $\% 1,5$ ve 60 güne kadar yapılan ölçümlerde $\% 1,5$ olarak sabit kaldığı gözlemlenmiştir (Felicia vd., 1999; Rocha vd., 2003). α - Al_2O_3 kristallerinin güvenle ölçebileceği minimum doz miktarı $10 \mu\text{Gy}$ 'dir (Akselrod vd., 1990). Ancak Moscovitch vd., (1993), alüminanın 100 nGy - $100 \mu\text{Gy}$ 'lik çok düşük radyasyon dozlarının ölçülmesinde, görünür ışığa dikkat etmek koşuluyla, kullanılabileceğini ileri sürmüşlerdir. α - Al_2O_3 kristalleri düşük radyasyon dozlarında tavlama (annealing) yapılmadan yeniden kullanılabilir (Yazıcı vd., 2003). Ancak tavlama işlemi, ana dozimetrik pikin radyasyon duyarlılığını arttırmaktadır. Tüm radyasyon dozları için, tavllanmış örneklerin radyasyon verimi tavlamanmış örneklerden daha yüksek olduğu rapor edilmiştir (Chithambo vd., 2004).

2. TERMOLÜMİNESANS OLAY

2.1 Termolüminesans Olayın Katı Hal Temeli

Bir katı, atomların yakın bir şekilde bir araya gelmesinden oluşur. Katıların çoğunda kararlı yerleşim düzeni, atomların periyodik ve simetrik bir yapıda yerleşmesiyle meydana gelmektedir. Bu düzenli dizilişe örgü ve oluşturulan yapıya da kristal denir. Bir kristal katı, periyodik ve düzgün sıralar halinde yerleşmiş çok sayıda atomu içermektedir.

Kuantum teorisine göre, çevresinden yalıtılmış bir atomun elektronları sürekli değil kesikli enerji değerleri alabilir (Beiser, 1989). Atomlar birbirlerinden yeterince uzakta oldukları durumlarda etkileşmezler ve elektronların enerji düzeyleri yalıtılmış atomlardaki gibi düşünülebilir. Ancak atomlar birbirlerine çok yaklaştırdıklarında ($\sim 10^{-8}$ cm), komşu atomların kuvvetli elektrik alanının etkisiyle elektronların enerji düzeyleri bantlara ayrılır. Hemen hemen bütün kristal katılarda atomlar birbirlerine öylesine yakındırlar ki bunların valans elektronları tüm kristale ait olan tek bir elektronlar sistemini meydana getirecek şekilde bir araya gelirler. Elektronlardan oluşan böyle bir sistem Pauli'nin dışlama ilkesine uyar. Atomların dış elektron kabuklarına karşı gelen enerji durumlarının karşılıklı olarak etkileşmesi sonucunda bu enerji seviyeleri tamamen değişir. Bir tek atomun kesinlikle tanımlanmış enerji düzeyleri yerine şimdi tüm kristal bir enerji bandına sahiptir ve bu bant birbirine yakın çok sayıda ayrık düzeylerden meydana gelmiştir. Bu ayrık düzeyler kristal içerisindeki atomlar kadar çok olduğundan enerji bandının, izinli enerjilerin sürekli bir dağılımı şeklinde olduğu kabul edilebilir. Kristal bir katıda elektronlar bu bantlarda hareket ederler. Bir kristalde valans elektronlarından oluşmuş bant valans bandı, valans elektronlarının uyarılma düzeylerinden oluşan bant ise serbest veya iletim bandı olarak adlandırılır. İletim ve valans bantları birbirinden yasak bant ile ayrılmaktadır. Yalıtkanlarda, kusursuz ve katkısız yarıiletkenlerde elektronların enerjisi yasak bant enerjileri içerisinde olamaz. Şekil 2.1'de basit bir enerji bant diyagramı görülmektedir.



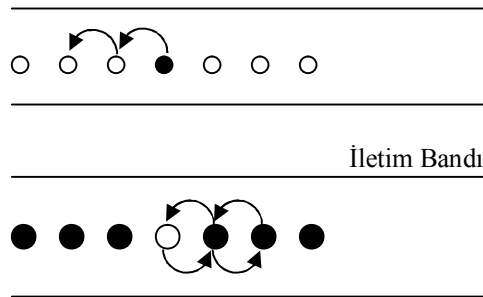
Şekil 2.1 Saf ve kusursuz bir kristalin enerji bant diyagramı

Burada, E_c , iletim bandındaki elektronların en küçük enerji seviyesidir ve bu enerji seviyesi iletim bandının tabanı olarak adlandırılır. E_v , valans bandındaki elektronların en büyük enerji seviyesidir ve bu enerji düzeyi valans bandının tavanı olarak adlandırılır.

Kusursuz ve katkısız bir kristalde atomlar kristal örgü noktalarında bulunurlar, ancak gerçek kristallerde örgü kusurları bulunmaktadır. Bu kusurlar elektronların enerji düzeylerini etkilemekte ve yasak bant bölgesinde yeni enerji seviyelerinin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Bu yeni enerji düzeyleri yük taşıyıcı tuzakları (charge carrier traps) olarak adlandırılmaktadır.

Isı, iyonlaştırıcı radyasyon ya da diğer nedenlerle kristaldeki atomlar arası bağlar kopabilir ve bu bağların elektroları serbest kalabilir. Atomlar arası bağdan kopan elektronun yerinde boşluk meydana gelir. Bu olay elektron - boşluk çiftlerinin oluşması olarak tanımlanır ve bu olayın sonunda iletim bandında serbest elektron, valans bandında serbest boşluk meydana gelir. Aynı zamanda bu olayın tersini de gözlemlemek mümkündür. Bu olaya elektron - boşluk çiftinin yeniden birleşmesi (veya rekombinasyonu) denir.

Bir kristalin valans bandındaki bir elektron uyarılarak iletim bandına geçtiğinde bu elektron iletim bandında serbestçe hareket eder ve bir akım oluşturduğu kabul edilir. Fakat bu akıma eşlik eden ikinci bir akım daha vardır; elektronun geride bıraktığı boşluk nedeniyle şimdi valans bandındaki elektronlar da bu boşluğun bulunduğu yere hareket edebilirler. Buna göre, elektronların bir kısmı, hem iletim bandında ve hem de valans bandında akım oluşturur. Bu durum Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Valans bandındaki boşluk pozitif bir yük sayılabilir ve valans bandındaki elektronların boşluğu doldurmak üzere (Şekil 2.2’ye göre) sola doğru hareket edişi, pozitif yüklü bir boşluğun sağa doğru ilerleyişine eşdeğerdir (Caferov, 1998).

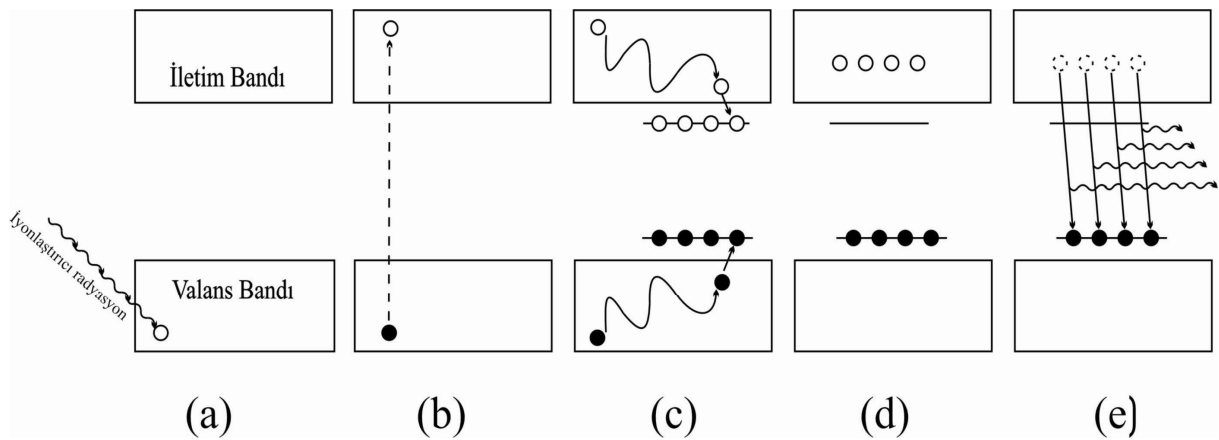


Şekil 2.2 İletim ve valans bandındaki elektron hareketi

2.2 Termolüminesans Olay

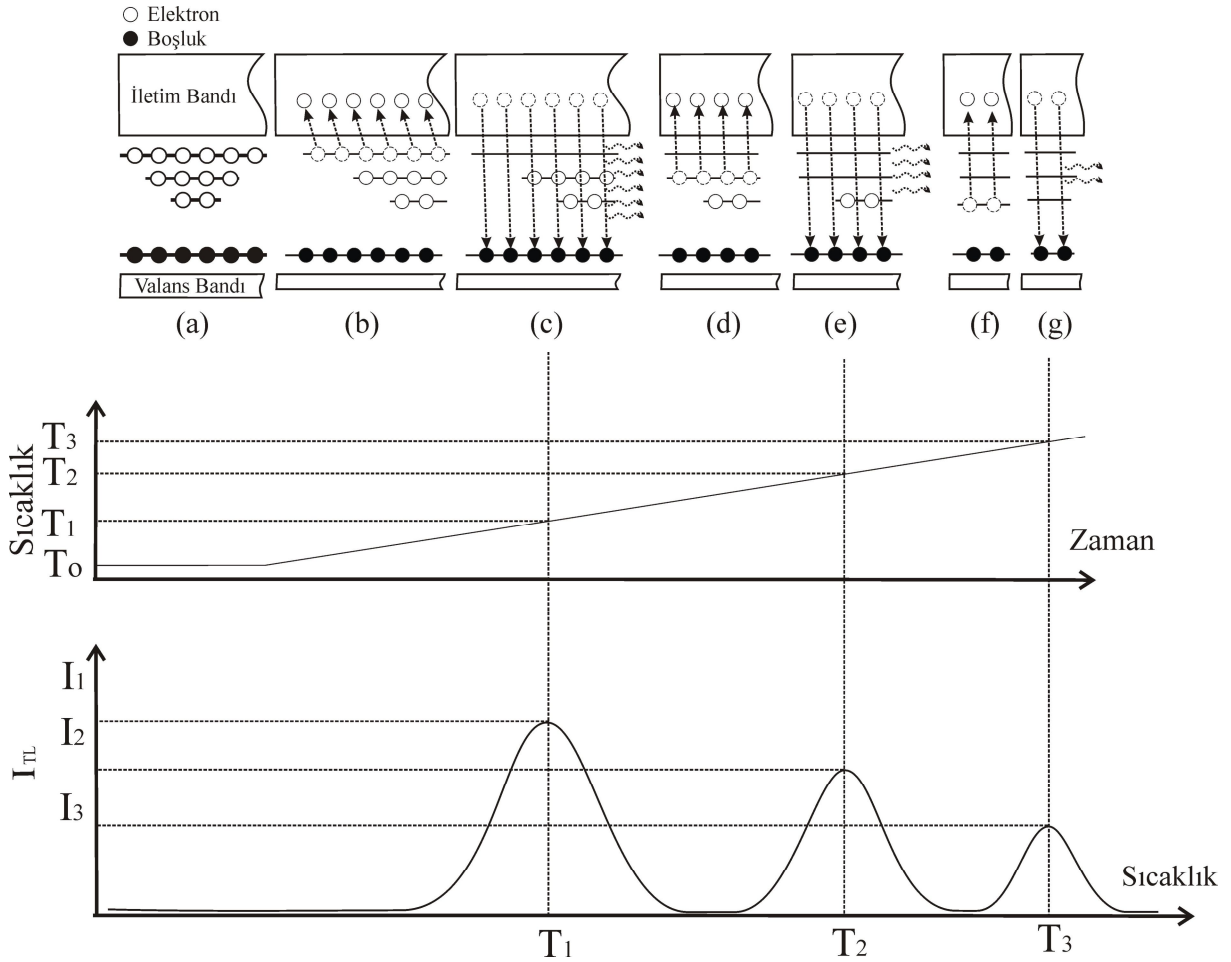
Termolüminesans olay, termodinamik denge durumunda bulunan bir sistemin dış enerji kaynağından enerji soğurarak uyarılması sonucunda yarı kararlı duruma geçmesi ve ardından ısı enerjisi yardımıyla sistemdeki fazla enerjinin yayınlanarak sistemin denge durumuna dönmesi olarak tanımlanabilir. Burada uyarılmaya neden olan dış enerji kaynağı iyonlaştırıcı radyasyondur.

Şekil 2.3’de TL olayın basamakları grafik halinde sunulmuştur. Bir yalıtkan ya da yarıiletken kristal, iyonlaştırıcı radyasyona maruz kaldığında enerji soğurur (Şekil 2.3a). Bu soğurulma, valans bandındaki elektronların bir kısmının serbest kalmasına ve kristal içerisinde serbest elektron - boşluk çiftlerinin meydana gelmesine neden olur (Şekil 2.3b). Serbest kalan elektronlar iletim bandında ve boşluklar valans bandında hareket ederler. Bu hareket sırasında serbest yük taşıyıcılar zıt işaretli başka yük taşıyıcılar ile yeniden birleşebilir ya da kristal içerisindeki kusur ve safsızlıklar tarafından meydana getirilmiş olan yük taşıyıcı tuzakları (tuzak durumları, trapping states) tarafından yakalanabilirler (Şekil 2.3c). Tuzaklara yakalanan elektronlar, ortamın sıcaklığı ve tuzak seviyesinin aktivasyon enerjisine (tuzak derinliği) bağlı olarak tuzaklarda bir süre kalırlar. İyonlaştırıcı radyasyonun ortamdaki uzaklaştırılmasının ardından kristal kontrollü bir şekilde ısıtılır. Isıtma sürecinde tuzaklardaki yük taşıyıcılar yakalandıkları tuzaklardan kaçabilecek kadar ısı enerjisi kazandıklarında serbest kalarak yeniden iletim bandına geçerler (Şekil 2.3d). Serbest kalan elektronlar, kristal içerisinde hareket ederken zıt işaretli yük taşıyıcıları ile yeniden birleşirler ve eğer yeniden birleşme olayı ışımlı ise lüminesans bir foton yayınlanır (Şekil 2.3e). Bu süreç TL mekanizmasının en basit açıklamasıdır.



Şekil 2.3 Termolüminesans olay

Isı enerjisi yardımıyla sistem denge durumuna dönerken yayınlanan lüminesans ışına tüm süreç boyunca izlenir. Kristalden yayınlanan lüminesans ışına, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kaydedilir ve ışına eğrisi (glow curve) grafiği elde edilir. Bu ışına, sistemin denge durumuna dönme hızıyla orantılıdır. Şekil 2.4’de termolüminesans ışına eğrisinin oluşumu basit olarak görülmektedir.



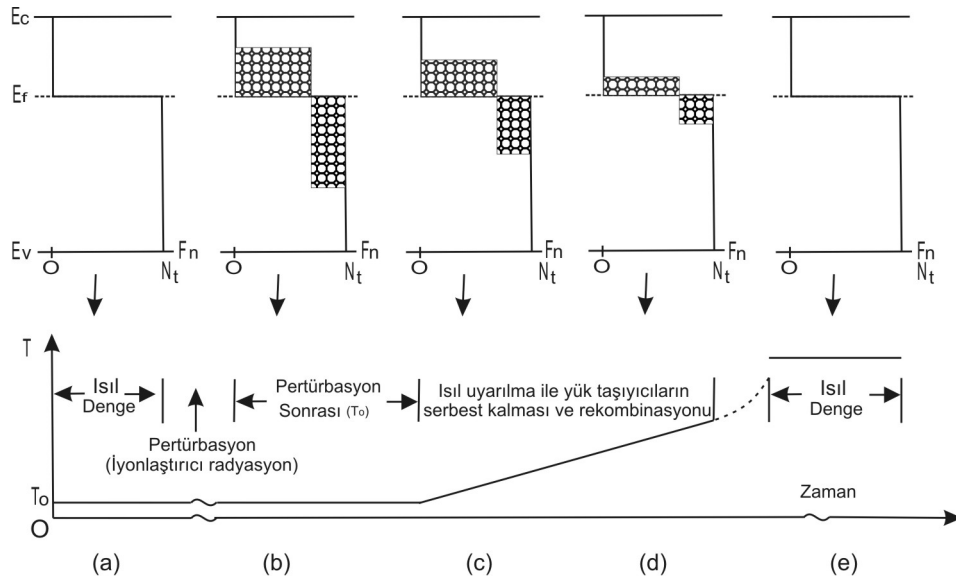
Şekil 2.4 Termolüminesans ışına eğrisinin oluşumu

Termolüminesans özellik gösteren kristaller, radyasyona maruz kaldıktan sonra, ısıtıldıklarında ışına yaparlar; ancak bu ışına siyah cisim ışımasından farklıdır. Bilindiği gibi doğadaki bütün cisimler, sıcaklıklarına bağlı olarak, elektromanyetik ışına yaparlar ve bu ışına siyah cisim ışıması olarak bilinmektedir. Cismin sıcaklığına bağlı olarak siyah cisim ışımasının yoğunluğu da değişmektedir (Burgh, 1967). TL olayda ise yalnızca iyonlaştırıcı radyasyona maruz kalan cisim TL ışına yapabilir ve bu süreç sonunda cismin yeniden TL ışına yapabilmesi için tekrar ısıtılması gerekmektedir.

Fermi - Dirac istatistiğine göre bir sistemde 0 K ve termodinamik denge durumunda, Fermi enerji seviyesinin (E_f) üzerinde bulunan tüm enerji durumları tamamen boş iken bu seviyenin altında kalan tüm enerji durumları ise tam olarak doludur. Bu durum Şekil 2.5a'da görülmektedir.

Şekil 2.5'deki enerji bant diyagramı üç bileşenden oluşmaktadır;

- İletim bandının tabanını temsil eden E_c seviyesi,
- Valans bandının tavanını temsil eden E_v seviyesi,
- E_c ve E_v enerji seviyeleri arasında kalan ve yasak bant bölgesinde bulunan yük taşıyıcı tuzaklarının enerji durum dağılımı.



Şekil 2.5 a) Termodinamik denge. b) Işınlama sonrası. c - d) Isıtma süreci. e) $T > T_0$ termodinamik denge (McKeeve ve Chen, 1997).

Bu tip diyagramlara doldurma diyagramları (filling diagrams) denilmektedir. Doldurma diyagramındaki enerji durumlarının yük taşıyıcıları (elektron - elektron boşluğu) ile doldurulması bir $F_n (E)$ Fermi - Dirac doldurma fonksiyonu (filling function) ile temsil edilir. $F_n (E)$ belirli bir enerji durumunda bulunan elektronların (ve boşlukların) yerleşme olasılığını tanımlamaktadır. Şekil 2.5a'da 0 K'deki keyfi bir Fermi - Dirac doldurma fonksiyonu ve Şekil 2.5b'de ise iyonlaştırıcı radyasyon ile uyarılmanın ardından ortaya çıkan yeni bir doldurma fonksiyonu görülmektedir. Bu yeni fonksiyon yasak bant bölgesinde yerleşmiş olan yük taşıyıcı tuzakları tarafından yakalanan elektron ve boşlukların (oluşan elektron ve boşlukların eşit konsantrasyonlarda olduğu kabul edilmektedir) dağılımlarını vermektedir.

Şekil 2.5c ve Şekil 2.5d’de ısı ıı uyarılma sürecinde tuzaklardaki yük taşıyıcılarının serbest kalması ile doldurma fonksiyonunda meydana gelen değışme görölmektedir.

Şekil 2.5e’de doldurma fonksiyonu $F_n (E)$ ’nin ısı ıı uyarılma süreci sonunda, iyonlaştııcı radyasyon ile uyarılmadan önceki denge durumuna döndüğü görölmektedir. Ancak şimdi bu durumda sıcaklık daha yüksektir.

Şekil 2.5c ve 2.5d’de görölen ısıtma sürecinde, sıcaklık sabit ve (2.1) eşitliğine uygun olarak artmaktadır.

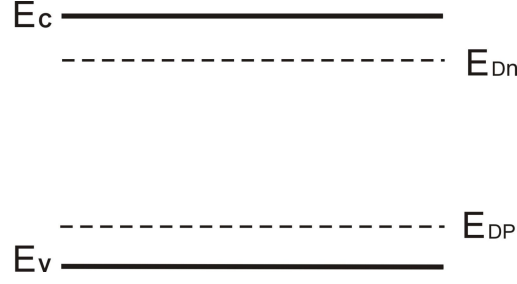
$$T(t) = T_0 + \beta . t \quad (2.1)$$

Burada; T_0 ilk sıcaklık, β ısıtma hızı (heating rate, $^{\circ}\text{C} / \text{s}$) ve t zaman (s)’dır.

Termoluminesans mekanizmayı açıklayıp, enerji seviyeleri arasındaki yük taşıyıcı trafiğini belirlemek için bazı yeni tanımlamalar ve kabuller yapmak gerekmektedir.

- Sadece yük taşıyıcılarının (elektron, boşluk) valans ve iletim bantlarından yük taşıyıcı tuzaklarına geçişleri veya bunun tam tersi geçişler ile ilgilenilecektir. Tuzaklar arası yük taşıyıcı geçişleri dikkate alınmayacaktır.
- Bir yük taşıyıcısının ısı ıı olarak uyarılıp tuzaktan kurtularak kendi delokalize enerji bandına (“delocalized band”, Şekil 2.6) geçme olasılığı, zıt işaretli bir serbest yük taşıyıcısı ile karşılaşarak yeniden birleşme olasılığından büyüktür.
- Tuzaktaki bir yük taşıyıcısının, zıt işaretli başka bir yük taşıyıcısı ile yeniden birleşme olasılığının ısı ıı uyarılma olasılığından büyük olduğı merkezlere yeniden birleşme merkezleri (recombination center) denir.
- Yeniden birleşme olasılığı ile delokalize banda geçme olasılığının birbirine eşit olduğı enerji seviyesine demarkasyon seviyesi (demarcation level) denir. Her iki tip yük taşıyıcısı için demarkasyon seviyeleri tanımlanmaktadır. (Elektronlar için E_{Dn} , boşluklar için E_{Dp} .)
- İletim bandında bulunan bir elektronun (enerjisi $\geq E_c$), E enerjili $E_c > E \geq E_{Dn}$ bir tuzığa geçiş i ışıınımsızdır ve sadece örgü titreşimi (fonon) yayınlanır. Benzer şekilde, valans bandındaki bir boşluğun (enerjisi $\leq E_v$), E enerjili $E_{Dp} > E \geq E_v$ bir tuzığa geçiş i ışıınımsızdır ve sadece fonon yayınlanır.
- $E \geq E_c$, yani iletim bandındaki serbest elektronların, $E_f > E > E_{Dp}$ bölgesinde bulunan tuzaklara yakalanmış boşluklarla yeniden birleşmesi ışıınımlıdır ve foton yayınlanır.

- $E \leq E_v$ olan serbest boşlukların serbest elektronlarla yeniden birleşmesi ışıınımlıdır ve foton yayınlanır.



Şekil 2.6 Delokalize enerji seviyeleri

Şekil 2.5'deki diyagramda, tuzak seviyeleri için, düzgün bir durum dağılımı görülmektedir.

Herhangi bir keyfi durum yoğunluğu fonksiyonu $N(E)$ için delokalize bantların elektron ve boşluk konsantrasyonlarındaki değişim sırasıyla (2.2) ve (2.3) eşitlikleri ile verilebilir.

$$\begin{aligned} \frac{dn_c}{dt} = & \int_{E_{Dn}}^{E_c} p_n(E) \cdot N(E) \cdot f(E) \cdot dE - n_c \cdot v_n \int_{E_{Dn}}^{E_c} \sigma_n(E) \cdot N(E) \cdot (1 - f(E)) \cdot dE \\ & - n_c \cdot v_n \int_{E_{DP}}^{E_F} \sigma_{nn}(E) \cdot N(E) \cdot (1 - f(E)) \cdot dE \end{aligned} \quad (2.2)$$

(2.2) eşitliğindeki ilk terim, tuzaklardan ısı olarak uyarılıp iletim bandına geçen elektron konsantrasyonunu, ikinci terim elektronların iletim bandından tekrar tuzaklara geçme olasılığını ve son terim ise elektronların yeniden birleşme merkezlerine geçme olasılığını temsil etmektedir.

$$\begin{aligned} \frac{dn_v}{dt} = & \int_{E_v}^{E_{DP}} p_p(E) \cdot N(E) \cdot (1 - f(E)) \cdot dE - n_v \cdot v_p \int_{E_v}^{E_{DP}} \sigma_p(E) \cdot N(E) \cdot f(E) \cdot dE \\ & - n_v \cdot v_p \int_{E_F}^{E_{Dn}} \sigma_{np}(E) \cdot N(E) \cdot f(E) \cdot dE \end{aligned} \quad (2.3)$$

Burada $p_n(E)$ ve $p_p(E)$ sırasıyla elektron ve boşlukların tuzaklardan ısı uyarılma yolu ile kurtulma olasılıklarıdır. Bu olasılık, yük taşıyıcı tuzak derinliğine (E_t) ve kristalin sıcaklığına (T) bağlı olarak değişmektedir. Yük taşıyıcıların tuzaklardan kurtulma olasılığı (2.4) eşitliği ile tanımlanabilir

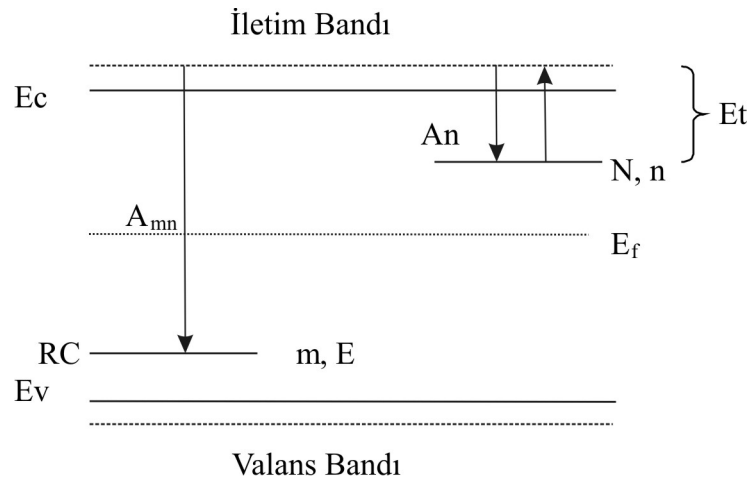
$$p = s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k.T}\right) \quad (2.4)$$

Burada k Boltzmann sabiti ($k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J / K}$), T sıcaklık ve s , kaçmaya teşebbüs etme frekansdır (attemp to escape). s 'nin değeri örgü titreşimi ile aynı mertebede olduğu ($10^6 - 10^{14} \text{ s}^{-1}$) kabul edilir (Chen ve McKeever, 1997).

2.3 Bir Tuzak – Bir Yeniden Birleşme Merkezi Modeli

Bu modelde kristal içerisinde yalnızca iki adet enerji seviyesinin (elektron ve boşluklar için tuzak enerji durumları) olduğu kabul edilir. Bunlar; iletim bandının tabanına yakın E_t enerjili elektron tuzakları ($E_c > E_t > E_{Dn}$) ve valans bandının tavanına yakın E enerjili boşluk tuzakları ($E_{Dp} > E > E_v$).

Şekil 2.7’de bu modelin önerdiği enerji seviyeleri ve izinli geçişler görülmektedir. Bu model elektron ve boşluk yük taşıyıcıları için birer adet tuzak enerji seviyesi ihtiva ettiğinden bir tuzak / bir yeniden birleşme merkezi (one - trap / one - recombination center OTOR) modeli olarak bilinmektedir.



Şekil 2.7 OTOR modelinin önerdiği enerji seviyeleri ve izinli geçişler

0 K ve termodinamik denge durumunda, E_f Fermi enerji seviyesinin üzerinde bulunan tüm enerji durumları tamamen boş iken bu seviyenin altında kalan tüm enerji durumları ise tam olarak doludur. E_t enerjili elektron tuzakları, Fermi enerji seviyesinin (E_f) üzerinde olduğu için 0 K ve termodinamik denge durumunda tamamen boşurlar. TL kristal iyonlaştırıcı radyasyona maruz kaldığında valans bandındaki elektronların bir kısmı iyonlaşarak iletim bandına geçer. Böylece iletim bandında serbest elektronlar ve valans bandında serbest boşluklar meydana gelir. Serbest yük taşıyıcılar birbirleri ile yeniden birleşebilir ya da tuzaklara yakalanabilirler. Direkt olarak yeniden birleşme durumunda, serbest kalan enerji

lümİnesans ışık şeklinde yayınlanır. Buna karşın, yarıiletken ve yalıtkanlarda serbest yük taşıyıcılarının büyük kısmı tuzaklar tarafından tekrar yakalanır.

Yukarıda yapılan yeni tanımlamalar ve sadece bir tuzak - bir yeniden birleşme merkezi kabulü kullanıldığında, tuzaklara yakalanmış elektron konsantrasyonu (2.5) ile ifade edilebilir (cm^{-3}).

$$\int_{E_{Dn}}^{E_c} N(E).f(E).dE \rightarrow n \quad (2.5)$$

Boş olan elektron tuzaklarının konsantrasyonu ise (2.6) ile ifade edilebilir (cm^{-3}).

$$\int_{E_{Dn}}^{E_c} N(E).(1-f(E)).dE \rightarrow N-n \quad (2.6)$$

Yeniden birleşme olayının meydana gelebileceği boşluk durumlarının konsantrasyonu, (2.7) ile tanımlanabilir.

$$\int_{E_{Dp}}^{E_f} N(E).(1-f(E)).dE \rightarrow m \quad (2.7)$$

Buna ek olarak, tuzak durumlarının ve yeniden birleşme merkezlerinin enerjileri tek değerli olduğundan, elektronların tuzaklara yakalanma tesir kesiti (σ_n) ve serbest yük taşıyıcılarının yeniden birleşme (recombination) tesir kesitleri (σ_{mn}) de tek değerli olacaktır.

Son olarak ısıl uyarılma işlemi sırasında, sadece elektronların serbest kaldığı varsayılacak, bir başka ifadeyle boşlukların ısıl uyarılma olasılığı $P_p = 0$ olarak kabul edilecektir. (Termolümİnesans olayda yayınlanan TL sinyalin daima tuzaklardaki elektronlar ile ilişkili olduğu varsayılacaktır. Diğer taraftan, boşlukların ısıl olarak kararlı olmayan yük taşıyıcıları olduğu kabul edilebilir. Ancak bu durumda denklemler boşluklar için yeniden düzenlenmelidir. Bkz. Bölüm 2.2 Schön – Klasens Modeli)

(2.4), (2.5), (2.6) ve (2.7) eşitliklerini ve yukarıdaki basitleştirmeleri kullanarak (2.2) ve (2.3) yeniden düzenlenirse;

$$\frac{dn_c}{dt} = n.s.\exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} - n_c(N-n)A_n - n_c.m.A_{mn} \quad (2.8)$$

ve

$$\frac{dn_v}{dt} = 0 \quad (2.9)$$

denklemleri elde edilir. Eşitlik (2.8), iletim bandındaki elektron trafiğini temsil etmektedir. İletim bandındaki elektronlar, tuzaklar ve yeniden birleşme merkezleri tarafından yakalanabilir ve bu olasılıkları temsil eden matematiksel terimler eşitlik (2.8)'de sırasıyla, $[n_c (N - n) A_n]$ ve $[n_c m A_{mn}]$ olarak verilmiştir.

Aynı matematiksel gösterim kullanılarak tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonundaki değişim eşitlik (2.10) ile hesaplanabilir.

$$\frac{dn}{dt} = n_c \cdot (N - n) A_n - n.s. \exp \left\{ -\frac{E_t}{k.T} \right\} \quad (2.10)$$

Eşitlik (2.10), tuzaklara yakalanan ve tuzaklardan serbest kalan elektron geçişlerini temsil etmektedir. Elektronların ısı ıyırırma sonucunda tuzaklardan kurtulma hızı (2.10) eşitliğindeki $[n.s. \exp (-E / kT)]$ üstel terim ile temsil edilir. Bunun yanı sıra elektronlar tuzaklara yeniden yakalanabilir. Bu olasılık (2.10)'da $[n_c.(N - n.A_n)]$ terimi ile temsil edilmiştir. Benzer şekilde, yeniden birleşme merkezlerindeki boşluk konsantrasyonunun değişim hızı eşitlik (2.11) ile tanımlanabilir.

$$\frac{dm}{dt} = -n_c.m.A_{mn} \quad (2.11)$$

Burada,

- N : kristaldeki elektron tuzaklarının konsantrasyonu, (cm⁻³)
- N : tuzaklardaki elektron konsantrasyonu (cm⁻³)
- n_c : iletim bandındaki serbest elektron konsantrasyonu (cm⁻³)
- E_t : tuzaklardaki elektronların aktivasyon enerjisi, tuzak derinliği (eV)
- s : frekans faktörü (s⁻¹)
- A_n : elektronların yeniden tuzağa yakalanma olasılığı
- A_{mn} : yeniden birleşme olasılığı (birim zamanda ve birim hacimde).

İletim bandında bulunan elektron konsantrasyonundaki değişim (2.12) eşitliği ile verilebilir.

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dm}{dt} - \frac{dn}{dt} \quad (2.12)$$

Yük nötralizasyonu için ise eşitlik (2.13) yazılabilir

$$n_c + n = m \quad (2.13)$$

Son olarak, sistemin denge durumuna geçişi sırasında yayınlanan termolüminesans sinyalin yoğunluğu, eşitlik (2.14) ya da eşitlik (2.15) ile verilebilir.

$$I_{TL} = -\eta \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.14)$$

$$I_{TL} = n_c \cdot m \cdot A_{mn} \quad (2.14a)$$

Burada η ışınlı geçiş verimidir (radiative efficiency). Eğer tüm yeniden birleşme olayları foton yayınlanması ile sonuçlanırsa ve yayınlanan fotonların tamamı detektör tarafından algılanır ise $\eta = 1$ olarak alınabilir. (2.14) ve (2.14a) eşitlikleri gözlemlenen termolüminesans sinyali temsil etmektedirler.

Termolüminesans olayı anlatan denklemleri yazarken, sistemin denge durumuna geçişi sırasında gözlenen yük taşıyıcıların hareketleri için birçok sınırlandırma yapılmıştır.

Uyarılmış sistem denge durumuna geçerken, ısıtma işlemi sırasında (sabit bir β ısıtma hızında) elektronun hareketleri (2.8) ve (2.14) eşitlikleri ile tanımlanmaktadır. Bu denklemler, birinci mertebeden (first - order) ve lineer olmayan (non - linear) diferansiyel denklemlerdir. Bu tür denklemlerin analitik çözümleri genellikle mümkün değildir. Dikkat edilir ise, n_c , n ve m konsantrasyonları, sıcaklık ve zamana bağlıdır. Sıcaklık ve zaman arasındaki ilişki ise ısıtma hızı β 'nın bir fonksiyonu ile tanımlanmaktadır $T = T(t, \beta)$. n_c , n ve m sistemin geçmişteki durumuna da bağlı olduğundan her biri için $n_c[T(t)]$, $n[T(t)]$, $m[T(t)]$ yazılabilir. Ayrıca bunlar, diferansiyel denklemlerin çözümleri olduklarından t ve T bağımlılıklarının yanı sıra n_{c0} , n_0 ve m_0 , ilk değerlerine de bağlıdır (Chen ve McKeever 1997; McKeever ve Chen 1997; Furetta, 2003).

2.4 Yaklaşımlar

2.5 Yarı denge (QE) Kabulü

Modelimize uyguladığımız en önemli kabul yarı denge (quasiequilibrium) kabulüdür. Bu kabulün sonuçları çok önemlidir ve iletim bandındaki serbest elektron konsantrasyonunun yarı dengede olmasını gerektirmektedir.

$$\left| \frac{dn_c}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right|, \left| \frac{dm}{dt} \right| \quad (2.15)$$

Bu eşitsizlik, (2.8), (2.9) ve (2.10) eşitliklerinde basitleştirmeler sağlar. Başlangıçtaki serbest yük taşıyıcı konsantrasyonunun küçük olduğu kabul edilirse ($n_{c0} \approx 0$) ve yarı denge şartı kullanılırsa, ısıtma işlemi sırasında delokalize bantlarda yük taşıyıcı birikimi olamaz. Eşitlik (2.15) hesaba katılarak eşitlik (2.14), eşitlik (2.17) veya (2.18) haline gelir.

$$-\frac{dn}{dt} \cong -\frac{dm}{dt} = I_{TL} \quad (2.16)$$

$$I_{TL} = \frac{n.s.\exp\{-E_t / k.T\}.m.\sigma_{mn}}{[(N-n).\sigma_n + m.\sigma_{mn}]} \quad (2.17)$$

$$I_{TL} = n.s.\exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} \cdot \left[1 - \frac{(N-n).\sigma_n}{(N-n).\sigma_n + m.\sigma_{mn}}\right] \quad (2.18)$$

(2.17) ve (2.18) eşitlikleri termoluminesans yayınlanma için (General One Trap) GOT denklemleri olarak adlandırılmaktadırlar. Eşitlik (2.18)'de bulunan köşeli parantez içerisindeki terim, ısı olarak uyarılan elektronların, elektron tuzakları tarafından, yeniden yakalanmama olasılığını temsil etmektedir. Buradaki $(N-n).\sigma_n / m.\sigma_{mn}$ oranı, yeniden yakalanma olasılığının yeniden birleşme olasılığına oranıdır.

2.6 Birinci Mertebeden Devinimler

Isıl uyarılma sırasında, yük taşıyıcılarının tuzaklara yakalanma olasılığının $((N-n).\sigma_n)$, yeniden birleşme olasılığı $(m.\sigma_{mn})$ ile kıyaslandığında, ihmal edilecek kadar küçük olduğu kabul edilirse,

$$m.\sigma_{mn} \gg (N-n).\sigma_n.$$

Böylece GOT denklemi (2.19) haline gelir.

$$I_{TL} = n.s.\exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} \quad (2.19)$$

Ayrıca 2.16 eşitliğindeki $-dn/dt \propto n$ ilişkisi kullanılırsa birinci mertebeden bir denklem elde edilir. Eşitlik (2.19), 0 - t aralığında integrali alınır ve ısıtma hızı sabit olarak alınır, I_{TL} için birinci mertebeden bir ifade olan Randall - Wilkins fonksiyonu elde edilir.

$$I_{TL} = n_0.s.\exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\}.\exp\left\{-\left(\frac{s}{\beta}\right).\int_{T_0}^T \exp\left\{-\frac{E_t}{k.\theta}\right\}d\theta\right\} \quad (2.20)$$

Burada n_0 , $t = 0$ anındaki n değeri, T_0 ilk sıcaklık ve θ sıcaklık yerine kullanılan geçici bir değişkendir. Randall - Wilkins modeline göre izinli geçişler Şekil 2.7’de görülmektedir. Bu modele göre, iletim bandından lokalize durumlara geçişlerde yeniden birleşme olasılığı, tuzaklara yakalanma olasılığından daha yüksektir.

2.7 İkinci Mertebeden Devinimler

Garlick ve Gibson, ısıtma sürecinde tuzaklardan serbest kalan elektronların tekrar tuzaklara yakalanma olasılığının, yeniden birleşme olasılığından büyük olduğunu kabul etmişlerdir.

$$m.\sigma_{mn} \ll (N - n).\sigma_n \quad (2.21)$$

Aynı zamanda tuzakların doyuma ulaşmadığını kabul ederek GOT denklemini yeniden düzenlemişlerdir.

$$N \gg n \text{ ve } n = m$$

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} = s.\left(\frac{\sigma_n}{N.\sigma_{mn}}\right).n^2.\exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} \quad (2.22)$$

Burada dn/dt , ısıtma sürecinde, elektron konsantrasyonunun değişim hızıdır. Elektronların ısıtılma sonucu serbest kalma olasılığı ($n.s.\exp[-E/k.T]$) terimi ifade edilmiştir.

Eşitlik (2.22)’ye dikkat edilir ise dn/dt ’nin n^2 ile orantılı olduğu görülmektedir. Böylece termoluminesans ışıma için ikinci mertebeden bir ifade elde edilmiş olmaktadır. Bu ikinci mertebeden denklemde $\sigma_n = \sigma_{mn}$ olarak alınır, $s' = s/N$ tanımlaması yapılır ve 0 - t aralığında integre edilirse (2.23) elde edilir.

$$I_{TL} = n_0^2 \cdot s' \cdot \exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} \left[1 + \left(\frac{n_0 \cdot s'}{\beta}\right) \cdot \int_{T_0}^T \exp\left\{-\frac{E_t}{k.\theta}\right\} \cdot d\theta \right]^{-2} \quad (2.23)$$

Bu denklem ikinci mertebeden Garlick Gibson TL denklemi olarak bilinmektedir.

Bu denklemin çözümü olan termolüminesans ışıma eğrisinin yüksek sıcaklık bölgesinde kalan kısmı, düşük sıcaklık bölgesinde kalan kısmından daha geniştir. Garlick Gibson termolüminesans denklemi türetilirken ısıtma sürecinde serbest kalan elektronların yeniden tuzaklar tarafından yakalanma olasılığı hesaba katıldığı için lüminesans yayınlanmadaki artışın bir miktar gecikmesi ve böylece eğrinin yüksek sıcaklık bölgesinde kalan kısmının daha geniş olması beklenen bir sonuçtur.

2.8 Genel Mertebeden Devinimler

Randall - Wilkins birinci mertebeden ve Garlick - Gibson ikinci mertebeden termolüminesans ışıma yoğunluğunu ifade eden denklemlerini türetirlerken, önceki bölümlerde söz edildiği gibi, yeniden tuzaklara yakalanma ve yeniden birleşme olasılıklarının oranları hakkında bazı özel kabuller öne sürmüşlerdir. May ve Partridge, bu kabulleri ve elde edilen denklemleri hesaba katılarak, termolüminesans ışıma yoğunluğunu ifade eden yeni bir ampirik bağıntı türetmişlerdir.

$$I_{TL} = n^b \cdot s' \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) \quad (2.24)$$

burada $s' \cdot m^{3(b-1)} s^{-1}$ boyutundadır. b genel mertebeden parametre olarak tanımlanmaktadır ve değeri 1 ya da 2 olmak zorunda değildir. Eşitlik (2.24) $b \neq 1$ durumu için integre edilirse;

$$I_{TL} = s'' \cdot n_0 \cdot \exp\left\{-\frac{E}{k.T}\right\} \left[1 + \left((b-1) \cdot \frac{s''}{\beta}\right) \int_{T_0}^T \exp\left\{-\frac{E_t}{k.\theta}\right\} d\theta \right]^{-\frac{b}{b-1}} \quad (2.25)$$

burada $s'' = s' \cdot n_0^{(b-1)}$ dir. May ve Partridge'nin önerdikleri bu eşitlik 1. ve 2. mertebeden denklemlerin uygulanamadığı durumlar için türetmişlerdir. Eşitlik (2.25)'de $b \rightarrow 2$ alındığında ikinci mertebeden Garlick - Gibson denklemine (2.23), $b \rightarrow 1$ olarak alındığında Randall - Wilkins birinci mertebeden termolüminesans denklemine (2.20) indirgenir. Bu denklem 1 veya 2. mertebe olmayan durumları açıklamakta faydalı olmaktadır.

2.9 Daha Karmaşık Modeller

Bir tuzak - bir yeniden birleşme merkezi modeli termolüminesans sinyalin karakteristiğini, ısıma pikinin farklı doz ve ısıtma hızlarında nasıl bir değişime uğradığını genel olarak açıklayabilmektedir. Ancak bilinen hiçbir termolüminesans malzeme bu basit model kullanılarak tam olarak açıklanamaz. Bu bölümde termolüminesans olgunun açıklanması için faydalanılan bazı karmaşık modeller tartışılacaktır.

2.10 Karma Mertebeden Devinimler

Termolüminesans ısıma için şimdiye kadar sunulan denklemler Şekil 2.7’de izinli geçişleri ve enerji seviyeleri görülen OTOR modeli kullanılarak türetilmiştir. OTOR modeli yalnızca bir tuzak ve bir yeniden birleşme merkezi önermektedir. Ancak gerçek malzemeler birden fazla sayıda elektron tuzakları ve yeniden birleşme merkezi ihtiva etmektedirler. OTOR modelinin şimdiye kadar tartışılan en önemli kabulü $n = m$ yani tuzaklara yakalanan elektron konsantrasyonunun, tuzaklara yakalanan boşluk konsantrasyonu ile eşit olmasıdır. Gerçek kristallerde sığ tuzakların yanı sıra derin tuzaklarda bulunmaktadır. Sıcaklık kontrollü bir şekilde arttırıldığında önce sığ tuzaklarda bulunan elektronlar serbest kalırken, daha yüksek sıcaklıklarda ise daha derin tuzaklarda bulunan elektronlar serbest kalmaktadır (Chen vd., 1981). Böylece yük eşitliğini ifade eden bağıntı (2.26) halini alır.

$$n + h = m \quad (2.26)$$

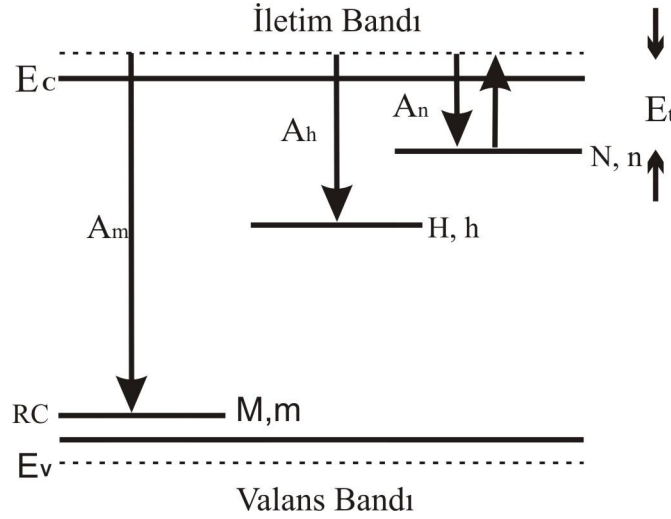
Burada h derin tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonunu ifade etmektedir. Görece düşük sıcaklıklarda, sığ tuzaklardaki elektronlar serbest kalırken derin tuzaklardaki elektronlar serbest kalmak için daha fazla ısı enerjisi ihtiyaç duyarlar ve tuzaklardan kurtulamazlar. Bu nedenle, görece düşük sıcaklıklarda, derin tuzakların ısı bağlantısız (thermally disconnected) oldukları kabul edilmektedir.

Bu model tarafından önerilen izinli geçişler Şekil 2.8’de görülmektedir.

Derin tuzaklardaki elektron konsantrasyonunun değişim hızı eşitlik (2.27) ile verilmektedir.

$$\frac{dh}{dt} = (H - h) \cdot A_h \quad (2.27)$$

Burada H toplam derin tuzak konsantrasyonudur.



Şekil 2.8 IMTS modelinin öne sürdüğü enerji seviyeleri ve izinli geçişler

Sığ elektron ve boşluk tuzaklarındaki elektron trafiğini ifade eden eşitlikler sırasıyla (2.28) ve (2.29) ile verilmiştir;

$$\frac{dn}{dt} = -n.s.\exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) + n_c.(N-n).A_n \quad (2.28)$$

$$\frac{dm}{dt} = -n_c.(M-m).A_m \quad (2.29)$$

İletim bandındaki serbest elektron konsantrasyonunun değişim hızı ise eşitlik (2.30) ile verilir.

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dm}{dt} - \frac{dn}{dt} - \frac{dh}{dt} \quad (2.30)$$

Bu durumda E_t enerjili sığ tuzaklardan serbest kalan elektronların hem yeniden birleşme merkezleri ve hem de derin tuzaklar tarafından yakalanması hesaba katılmış olmaktadır. Bu nedenle ısı olarak bağlantısız olan derin tuzakların, sığ tuzaklardan serbest kalan elektronları yakalayarak yeniden birleşme merkezleri ile yarıştığı söylenebilir ve derin tuzaklar “etkileşimli” (interactive) tuzaklar olarak adlandırılmaktadır. Yayınlanan TL ışımayı ifade eden eşitlik (2.31) ile verilmektedir. $H = h$ ve $dn/dt = 0$ özel durumunda denklem (2.32) yazılabilir.

$$I_{TL} = n_c.(h + n + n_c).A_m \quad (2.31)$$

$$I_{TL} = \frac{n.s.\exp\{-E_t/k.T\}.(n+h).\sigma_m}{[(N-n)\sigma_n + (n+h)\sigma_m]} \quad (2.32)$$

Bu denklemde yeniden tuzaklara yakalanma olasılığının diğer olasılıklara göre çok küçük olduğu kabul edilirse, $[(N - n) \sigma_n \ll (n + h) \sigma_m]$, (2.32) eşitliği birinci mertebeden Randall - Wilkins termolüminesans denklemine dönüşür. Yeniden tuzaklara yakalanma olasılığının büyük olduğu kabul edilirse; $[(N - n) \sigma_n \gg (n + h) \sigma_m]$ ve $n \ll N$ ile birlikte,

$$I_{TL} = \frac{n.s.\exp\{-E_t / k.T\} \cdot (n + h) \cdot \sigma_m}{N \cdot \sigma_n} \quad (2.33)$$

ya da $\sigma_n = \sigma_m$ durumunda eşitlik (2.31) eşitlik (2.34) haline gelir.

$$I_{TL} = \frac{n.s.\exp\{-E_t / k.T\} \cdot (n + h)}{(N + h)} \quad (2.34)$$

$s' = s / (N + h)$ tanımı kullanılarak eşitlik (2.33) ve (2.34) yeniden düzenlenirse;

$$I_{TL} = s' \cdot n \cdot h \cdot \exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} + s' \cdot n^2 \cdot \exp\left\{-\frac{E_t}{k.T}\right\} \quad (2.35)$$

Eşitlik (2.35) açık halde yazıldığında birinci ve ikinci mertebeden terimleri içerdiği görülmektedir. Özellikle eğer $h \ll n$ ise denklem birinci mertebe özel durumuna ve $h \gg n$ ise denklem ikinci mertebe özel durumuna indirgenmiş olmaktadır. Bu nedenle (2.35) eşitliği karma mertebeden olarak adlandırılmaktadır.

2.11 Etkileşimli Devinim

Genellikle gerçek bir termolüminesans malzeme elektron ve boşluklar için çok sayıda tuzak enerji seviyelerine sahiptir. Tuzaklar, iletim bandı ve yeniden birleşme merkezi arasındaki elektron geçişlerini temsil eden diferansiyel denklemlerin bir seri toplamı şeklinde yazılabilir. İncelenen malzemede birbirinden bağımsız u sayıda elektron tuzak seviyesi olduğu ve v sayıda yeniden birleşme merkezi bulunduğu kabul edilirse, bu durumda tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonunun değişim hızı;

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i \cdot s_i \cdot \exp\left\{-\frac{E_{ti}}{k.T}\right\} + n_c (N_i - n_i) \cdot A_{mi} \quad (2.36)$$

Bu denklemde birinci terim, ısıtılma sonucu tuzaklardan serbest kalan elektronların konsantrasyonu, ikinci terim ise serbest kalan elektronların yeniden tuzaklara yakalanmasını temsil etmektedir. Boşluk konsantrasyonunun değişim hızı;

$$\frac{dm_j}{dt} = -n_c \cdot M_j \cdot A_{mj} \quad (2.37)$$

Burada, $A_{ni} = v_n \cdot \sigma_{ni}$ ve $A_{mj} = v_n \cdot \sigma_{mj}$ dir

İletim bandındaki elektron konsantrasyonunun değişim hızı ise;

$$\frac{dn_c}{dt} = \sum_{i=1}^u n_i \cdot s_i \cdot \exp\left\{-\frac{E_{ti}}{k.T}\right\} - n_c \cdot \left(\sum_{j=1}^v m_j \cdot A_{mj} + \sum_{i=1}^u (N_i - n_i) \cdot A_{ni} \right) \quad (2.38)$$

ile verilir. Denklem 2.37 de sadece ısı enerjisiyle uyarılan elektronlar hesaba katılmıştır ve hala $dn_v / dt = 0$ olarak kabul edilmiştir. Bu karmaşık durum için yarı - denge kabulü yapılır ve GOT denklemi formunda yazılır ise;

$$I_{TL} = \sum_{j=1}^v E_j \cdot \frac{m_j \cdot A_{mj}}{R + U} \quad (2.39)$$

$$E = \sum_{i=1}^u n_i \cdot s_i \cdot \exp\left(-\frac{E_{ti}}{k.T}\right) \quad (2.40)$$

$$R = \sum_{j=1}^v m_j \cdot A_{mj} \quad (2.41)$$

$$U = \sum_{i=1}^u (N_i - n_i) \cdot A_{ni} \quad (2.42)$$

Eşitlik (2.39) yazılırken tüm elektron - boşluk yeniden birleşmelerinin ışınlı olduğu ve termoluminesans sinyali yayınladığı kabul edilmiştir. Ayrıca tüm yayınlanan fotonların detektör tarafından algılandığı kabul edilmiştir.

2.12 Schön - Klasens Modeli

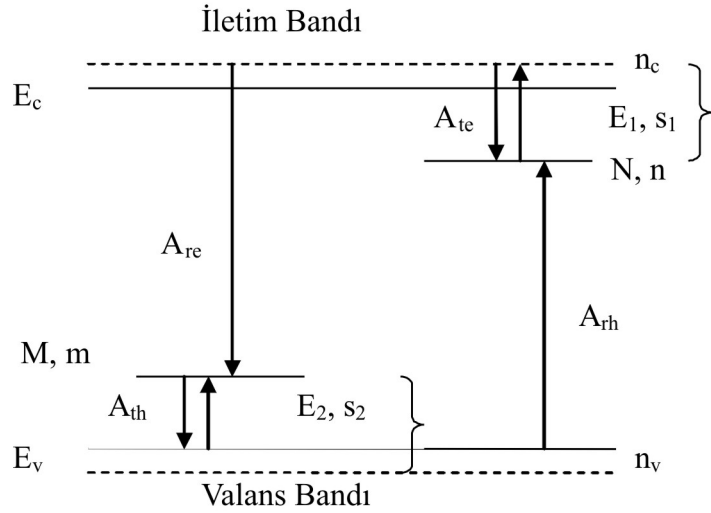
Bu bölüme kadar yapılan sunulan modellerde yalnızca elektronların hareketli olduğu, TL yayınlanmanın tuzaklardan serbest kalan elektronların boşluklar ile birleşmesi sonucu yayınlandığı ve boşlukların hareketsiz olduğu kabul edilmiştir.

$$\frac{dn_v}{dt} = 0 \quad (2.43)$$

Schön - Klasens modelinde elektronların ve boşlukların, aynı sıcaklık aralığında, hareketli olduğu kabul edilecektir. Bu durumda ise, boşluklar da elektronlar gibi benzer bir mekanizma

ile TL yayınlanmaya katkıda bulunacaklardır. Burada dikkat edilmesi gerekli önemli nokta; boşlukların elektronlar ile yeniden birleşmeden önce, ısı enerjisi ile serbest kalması ve elektronlar için yeniden birleşme merkezi gibi davranmasıdır.

Şekil 2.9'da Schön - Klasens modelinin önerdiği yük taşıyıcılarının enerji seviyeleri, izinli geçişleri ve ilgili parametreler sunulmuştur.



Şekil 2.9 Schön - Klasens modelinin önerdiği izinli geçişler (McKeever ve Bull, 1995)

Schön - Klasens modeline göre tuzaklarda bulunan yük taşıyıcı konsantrasyonunu ifade eden eşitlikler (2.44), (2.45), (2.46) ve (2.47)'de verilmiştir.

$$\frac{dn}{dt} = -s_1 \cdot n \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{k.T}\right) + A_{te} \cdot n_c \cdot (N - n) - A_{rh} \cdot n_v \cdot n \quad (2.44)$$

$$\frac{dn_c}{dt} = s_1 \cdot n \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{k.T}\right) - A_{te} \cdot n_c \cdot (N - n) - A_{re} \cdot n_c \cdot m \quad (2.45)$$

$$\frac{dm}{dt} = -s_2 \cdot m \cdot \exp\left(-\frac{E_2}{k.T}\right) + A_{th} \cdot n_v \cdot (M - m) - A_{re} \cdot n_c \cdot m \quad (2.46)$$

$$\frac{dn_v}{dt} = s_2 \cdot m \cdot \exp\left(-\frac{E_2}{k.T}\right) - A_{th} \cdot n_v \cdot (M - m) - A_{rh} \cdot n_v \cdot n \quad (2.47)$$

Burada, n_c ve n_v sırasıyla, iletim bandındaki serbest elektron ve valans bandındaki boşluk konsantrasyonudur. N ve M sırasıyla elektron ve boşluk tuzak enerji seviyelerinin

konsantrasyonudur. n ve m sırasıyla tuzaklarda bulunan elektron ve boşluk konsantrasyonunu, A_{re} iletim bandındaki elektronların boşluk tuzaklarına hareket ederek yeniden birleşme olasılığı, A_{te} iletim bandındaki elektronların tuzaklara yakalanma olasılığı, A_{th} boşlukların tuzaklara yakalanma olasılığı, A_{rh} valans bandındaki boşlukların elektron tuzaklarına hareket ederek yeniden birleşme olasılığını ifade etmektedir.

Bu 4 denklem aynı zamanda

$$\frac{dn}{dt} + \frac{dn_c}{dt} = \frac{dm}{dt} + \frac{dn_v}{dt} \quad (2.48)$$

nötralizasyon koşulunu da sağlamaktadır. Tüm yeniden birleşmelerin ışınlı olduğu ve tüm ışımların detektör tarafından algılandığı kabul edilirse termoluminesans ışımaya yoğunluğu;

$$I_{TL} = I_{TLn} + I_{TLp} = -\frac{dn_c}{dt} - \frac{dn}{dt} = n_c \cdot m \cdot A_{re} + n_v \cdot n \cdot A_{rh} \quad (2.49)$$

olarak hesaplanabilir (Furetta, 2003; Chen ve McKeever 1997).

2.13 Zimmerman Modeli

Bu model Zimmerman tarafından önerilmiş ancak daha sonraları Chen tarafından yeniden gözden geçirilmiş ve yeni enerji seviyeleri modele dahil edilmiştir. Bu model yük taşıyıcılar için 4 tuzak seviyesi içermektedir.

Şekil 2.10'da Zimmerman modelinin önerdiği enerji seviyeleri görülmektedir.

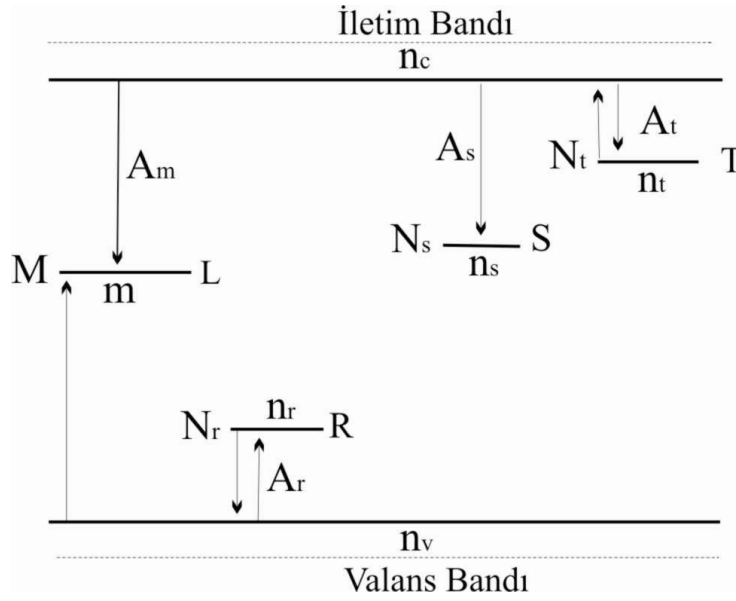
T: Ana elektron tuzağı,

S: Isıl bağlantısız derin elektron tuzağı,

R: Yeniden birleşme merkezi,

L: Isıl bağlantısız derin boşluk tuzağı.

Model, bu dört enerji seviyesi ile beraber iletim ve valans bantlarını da ihtiva etmektedir.



Şekil 2.10 Zimmerman modelinin önerdiği izinli geçişler (McKeever, ve Bull, 1985)

Elektron - boşluk tuzakları enerji seviyeleri ile iletim ve valans bantları arasındaki yük taşıyıcı trafiğini düzenleyen diferansiyel denklemler aşağıda sunulmuştur.

$$\frac{dn_T}{dt} = A_T \cdot n_c \cdot (N_T - n_T) \quad (2.50)$$

Eşitlik (2.50) T tuzağındaki elektron trafiğini tanımlamaktadır.

$$\frac{dn_S}{dt} = A_S \cdot n_c \cdot (N_S - n_S) \quad (2.51)$$

Eşitlik (2.51) derin tuzaklardaki elektron konsantrasyonunu tanımlamaktadır.

$$\frac{dm}{dt} = s_1 \cdot n \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{k.T}\right) - A_{te} \cdot n_c \cdot (N - n) - A_{re} \cdot n_c \cdot m \quad (2.52)$$

2.14 Fading ve Tünel Olayı

Bu kısma kadar tartışılan modellerde termolüminesans sinyal, elektronların iletim bandından yeniden birleşme merkezlerine geçerek boşluklar tarafından ışınlı yakalanması sonucu meydana geldiği kabul edilmişti. Bu şekilde elektronlar kristal içerisinde difüzyona uğrarlar ve boşluklar ile birleşerek termolüminesans ışımaya neden olurlar.

Bir yük taşıyıcısının yakalandığı tuzaktaki yarı ömrü $\tau = s^{-1} \cdot \exp\{E_t/k.T\}$ bağıntısı ile verilir.

Bu eşitlik kullanılarak derin tuzaklarda bulunan elektronların yarı ömürleri binlerce ve hatta

milyonlarca yıl olması gerektiği hesaplanmıştır. Ancak deneysel çalışmalar tuzaklardaki elektronların öngörülen sürelerin çok çok altındaki bir zaman diliminde serbest kaldığını göstermektedir. Bu olay fading olarak bilinmektedir.

Eğer tuzak enerji seviyesi ve yeniden birleşme merkezleri uzaysal olarak birbirlerine yakın konumda bulunurlar ise, tuzaklarda bulunan yük taşıyıcılarının dalga fonksiyonları üst üste gelebilir. Bu durumda tuzak ve yeniden birleşme merkezleri arasında yük taşıyıcılar tünelleme yaparak geçebilirler. Burada yük taşıyıcılarının delokalize enerji seviyelerine ulaşmadan yeniden birleşme yaptığı gözden kaçmamalıdır. Bu tür mekanizmalar birçok termolüminesans malzeme için rapor edilmiştir.

Şekil 2.11’de tuzaklarda bulunan elektronların pozitif yüklü yeniden birleşme merkezlerine göre sahip olduğu potansiyel enerji mesafenin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. r_1 mesafesinde elektron E_1 derinlikli potansiyel kuyusunun dibinde yerleşmiştir. Yeniden birleşme olayı, bu enerji engelinin elektron tarafından tünellenerek aşılması ve yeniden birleşme merkezine geçmesi ile meydana gelmektedir.

Bir tuzak ve yeniden birleşme merkezi çifti birbirinde r uzaklığında bulurken, tuzakta bulunan bir elektronun birim zamanda yeniden birleşme merkezine tünelleme yolu ile geçme olasılığı,

$$P(r) = P_0 \cdot \exp\left[-\frac{r}{a}\right] = P_0 \cdot \exp[-\alpha \cdot r] \quad (2.53)$$

eşitliği ile tanımlanabilir. Burada P_0 frekans faktörü, a bir sabittir (kabaca elektron için Bohr yarıçapı olarak kabul edilebilir). α parametresi ise (2.54) ile verilebilir.

$$\alpha = \frac{2 \cdot \sqrt{(2 \cdot m^* \cdot E_1)}}{h} \quad (2.54)$$

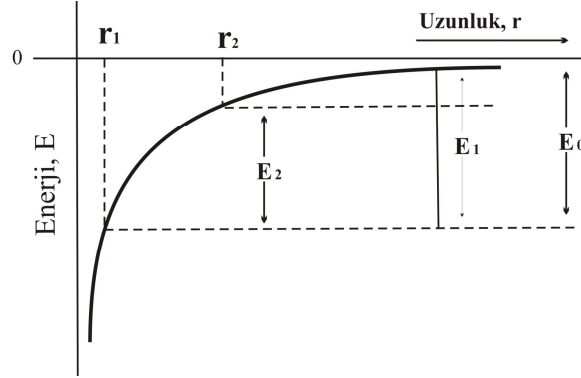
Burada m^* elektronun efektif kütlesi, $h = h/2\pi$, h Planck sabitidir. Tuzak ve yeniden birleşme merkezlerinin rastgele dağıldığı durumlar için birbirinden ayrılma olasılığı (2.55) ile tanımlanmıştır.

$$S(r) = 4\pi n_0 r^2 \exp\left(\frac{-4\pi n_0 r^3}{3}\right) \quad (2.55)$$

Burada $n_0 = m_0$ $t = 0$ anında tuzaklarda bulunan elektron ya da boşluk konsantrasyonudur.

Sonuç olarak tuzak - yeniden birleşme merkezi çifti arasında elektronların tünelleme yapma olasılığı, ısıtılmanın durdurulmasının ardından, zamanla azalmaktadır. Bu termolüminesans

malzemenin ısıtılmasının ardından okunana kadar geçen sürede termolüminesans sinyal kaybı (fading) olarak ortaya çıkmaktadır. Bu tür fading olayına ısı olmayan (anormal) fading denir. Anormal fading olayı tuzaklarda bulunan elektron ve boşluk konsantrasyonu ile ilişkilidir.



Şekil 2.11 Tünelleme olayı için enerjili seviyeleri (Chen ve McKeever 1997).

Diğer taraftan malzeme içerisinde derinliği E_2 olan herhangi bir elektron tuzağı olduğu durumda ısı yardımıyla bu tuzak seviyesine de elektronlar tünelleme yaparak geçebilirler.

2.15 Tuzak Parametrelerini Belirleme Yöntemleri

Termolüminesans deneylerin genel amacı, belirli koşullar altında, deneysel verileri kullanarak TL ışıma neden olan yük taşıyıcı trafiğini ve tuzak parametrelerini tayin etmektir. Bu parametreler elektron tuzaklarının aktivasyon enerjisi (E), frekans faktörü (s), kinetik mertebe (b), TL ışıma neden olan tuzak ve yeniden birleşme merkezlerinin konsantrasyonudur. Ancak bu parametrelerin tayin edilmesi ile TL ışıma sürecinin tam olarak anlaşılması mümkün olamamaktadır.

Tuzak parametrelerini tayin etmek için kullanılan yöntemler, TL ışımayı açıklayan diferansiyel denklemlerin çeşitli varsayımlar altında basitleştirilerek analitik biçimde çözülmesi ile başlamaktadır. Buradan elde edilen denklemler ve deneylerden elde edilen veriler kullanılarak tuzak parametreleri tayin edilebilmektedir.

Termolüminesans ışıma eğrisinden faydalanılarak TL parametrelerin belirlenmesi uzun yıllardır birçok araştırmacı ve araştırma grubu tarafından incelenen bir konudur. Işıma eğrisinden tuzak parametrelerinin belirlenebilmesi için literatürde önerilen birçok yöntem mevcuttur. Bu yöntemlerin uygulanabileceği durumlar ışıma pikinin basit ya da karmaşık olabilen yapısına göre değişiklik göstermektedir.

Genel olarak, ışıma eğrisindeki her bir ışıma piki diğer piklerden yalıtılabildiği durumlarda ilk yükseliş (Initial Rise, IR), değişik hızlarda ısıtma (Various Heating Rate, VHR), izotermal bozunma (Isothermally Decay, ID) ve pik şekli (Peak Shape, PS) yöntemleri tuzak parametrelerinin belirlenmesinde kullanılabilmektedir. Buna karşın birçok termolüminesans malzemedede ışıma eğrisi birçok ışıma pikini ihtiva eden karmaşık bir yapıya sahiptir. Bu durumda tuzak parametrelerini belirleyebilmek için önce TL ışıma eğrisindeki her bir pik kısmi ısı temizleme (Partial Thermal Cleaning, PTC) yöntemi ile diğer piklerin etkilerinden arındırılmalıdır. Bir diğer yöntem ise bilgisayar yardımıyla ışıma eğrisi açma (Computurized Glow Curve Deconvolution, CGCD) tekniğidir. Birçok durumda kısmi ısı temizleme yöntemi ile bir ışıma pikini diğerlerinden yalıtımak mümkün olamaz. Bu durumlarda CGCD yöntemi kullanılarak tuzak parametreleri belirlenebilmektedir.

Termolüminesans ışıma piklerinin tuzak parametrelerinin belirlenmesi sırasında bazı sistematik hatalar yapılması olasıdır (Ege vd., 2007). Bunlar arasında termolüminesans ışımanın süzüldüğü filtre sistemlerinden kaynaklanan hatalar, yayınlanan termolüminesans ışımanın yeterli spektral analizinin yapılmadan elektrik sinyaline dönüştürülerek kaydedilmesi ve oluşan gürültüler, artan ısıtma hızı ile sistem ve malzeme arasında oluşan sıcaklık farkı sayılabilir. Tüm bu hatalar termolüminesans ölçümün güvenilirliğini azaltmakta ve bu deneysel sonuçların kullanılmasıyla hesaplanan parametrelerin geçerliğini olumsuz yönde etkilemektedir. Termolüminesans ölçümlerde kullanılacak yöntemlerin ve deney koşullarının seçilmesinde bu noktaların göz önünde bulundurulması gerekmektedir (Kitis, ve Tuyn, 1998).

2.15.1 Artan Doz Yöntemi

Termolüminesans ışıma pikinin kinetik mertebesi olan b'nin belirlenmesinde kullanılan en temel yöntem VD (Variable Dose) yöntemidir. Bu yöntemde termolüminesans malzemenin farklı doz değerlerindeki radyasyona karşı, ışıma pikinde meydana gelen değişim belirlenmeye çalışılır. Farklı doz değerlerinde radyasyona maruz bırakılan malzemelerin ışıma eğrileri elde edilir ve bu eğrilerden, farklı dozların ışıma piklerinin maksimum oldukları sıcaklıklar üzerindeki etkisi belirlenir.

Termolüminesans teoriye göre birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip ışıma pikleri için ışıma pikinin maksimum olma koşulu (2.56) ile ifade edilir.

$$\frac{\beta.E}{k.T_m^2} = s.\exp\left(-\frac{E}{k.T_m}\right) \quad (2.56)$$

Işıma pikinin maksimum olma koşuluna göre; ısıma pikinin kinetik mertebesinin $b = 1$ 'e eşit olması durumunda pik maksimum sıcaklığı yalnızca β ile değişmektedir. Sabit bir ısıtma hızında, pik maksimum sıcaklığı diğer bütün deneysel parametrelerden bağımsız olacak ve onların değişiminden etkilenmeyecektir. Ancak $b \neq 1$ olduğu durumlarda (ve tuzak konsantrasyonunun saturasyona ulaşmadığı bölgede) artan radyasyon dozu ile pik maksimum sıcaklığı düşük sıcaklık bölgesine doğru hareket edecektir.

VD yöntemi uygulanırken termoluminesans malzeme farklı dozlardaki radyasyona maruz bırakılır ve radyasyon dozunun pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık değerine etkisi incelenir. Radyasyon dozu ile pik maksimum sıcaklığı değişmediği durumda ilgilenilen pikin kinetik mertebesinin $b = 1$ olduğu sonucuna ulaşılır. Ancak artan radyasyon dozu ile pik maksimum sıcaklığı düşük sıcaklık bölgesine doğru kaydığı durumda ise $b \neq 1$ olmaktadır.

2.15.2 İlk Yükseliş Yöntemi

Çevresinden yalıtılmış tek bir ısıma pikinin tuzak parametrelerini belirleyebilmek için kullanılabilen en basit yöntem IR (Initial Rise) yöntemidir. Bu yöntem temelde TL ısıma yoğunluğunun, ısıma eğrisini temsil eden fonksiyondaki üstel terime bağlı olarak, artmasına dayanır. TL ışımayı ifade eden matematiksel eşitlik (2.57) ile verilebilir.

$$I(T) = n_0 \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \quad (2.57)$$

Burada, T sıcaklık, $I(T)$; T sıcaklığındaki TL ışımanın yoğunluğu, E aktivasyon enerjisi ve k Boltzmann sabitidir. Bu denklemde eşitliğin her iki tarafının doğal logaritması alınır ise,

$$\ln[I] = \ln(n_0 \cdot s) - \frac{E}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (2.58)$$

elde edilir. Eşitlik (2.58)'den $\ln[I]$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimi E 'ye eşit olan bir eğri elde edilir ve buradan E değeri hesaplanabilir. Ayrıca çizilen bu eğrinin ekseni kestiği noktaya karşı gelen değer $\ln(s \cdot n_0)$ 'a eşit olduğundan buradan s değeri hesaplanır (McKeever, 1985; Kim vd., 1996; Kitis, 2002).

Birinci mertebeden olmayan durumlar için ise $\ln(I/n^b)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizilir ve doğru b değeri için bir eğri elde edilir. Bu eğrinin eğimi E 'ye eşit olur. Bu yöntemin en büyük avantajı frekans faktörü (s) ile ilgili herhangi bir ön bilgiye sahip olmadan aktivasyon enerjisinin belirlenebilmesidir.

IR yöntemi ile aktivasyon enerjisinin belirlenmesi, esasında veri analizine dayanmaktadır ve kısıtlı bir aralıkta kalan veriler kullanılarak analiz yapılmaktadır. Analiz ışıma eğrisinin sadece artış gösterdiği bölgede ve sınırlı sayıda veri kullanılarak yapılır. Bu nedenle IR yöntemi ile belirlenen aktivasyon enerjisi, analizde kullanılan veri sayısı ile çok yakından ilişkilidir.

Yöntemin hassasiyetini etkileyen bir diğer faktör ise ısıl sönümdür (thermal quenching). Bilindiği gibi TL ışıma eğrisi elde edilirken, artan sıcaklık ile birlikte lüminesans yayınlanma verimi de azalmaktadır (Kortov vd., 1996; Springis vd., 1996; Kitis, 2002).

Yöntemin geçerliliğini koruyabilmesi ve uygulanabilmesi için analizde kullanılan sıcaklık bölgesinde tuzaklardaki elektron konsantrasyonunun yaklaşık olarak sabit kaldığı kabul edilmektedir. Bu kabul, kritik bir sıcaklığa kadar geçerliliğini korumaktadır. Kritik sıcaklık ise TL sinyalin maksimum değerinin yaklaşık % 10 - 15'ine karşı gelen bölge içerisinde kalmaktadır (McKeever, 1985). IR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi değerlerinin bazı durumlarda düzeltilmesi gerekmektedir (Chen ve McKeever, 1997). Termolüminesans ışıma eğrisi elde edilirken, artan sıcaklıkla beraber lüminesans yayınlanma veriminin azaldığı ilk olarak Wintle, (1977) tarafından ileri sürülmüştür. Sıcaklığın belirli bir değerin üzerine kadar yükseldiği durumlara ısıl sönüm etkisini göstermeye başlamaktadır. Bu etki katkısız alüminalar için deneysel olarak ilk defa Tale, (1993), daha sonra Springs vd. (1996) ve Kortov vd. (1996) tarafından incelenmiştir.

Isıl sönüm için önerilen Denklem (1.1)'deki W ve C parametreleri α - $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ için örneğin tipinden, tuzakların doluluk oranından ve ısıtma ya da soğutma hızından bağımsızdır. Bu değerler Akselrod vd. (1998) tarafından $W = 1,04 - 1,09$ eV ve $C = 10^{12} - 10^{13}$ olarak hesaplanmıştır. Isıl sönüm etkisi hesaba katılarak IR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisinin değeri düzeltildiğinde aktivasyon enerjisinin gerçek değeri eşitlik (2.58b) ile verilir. Burada ΔE eşitlik (2.58c) ile hesaplanabilir (Kitis, 2002).

$$E_{\text{Gerçek}} = E_{\text{IR}} + \Delta E(T) \quad (2.58b)$$

$$\Delta E = \frac{W}{1 + \frac{1}{C \cdot \exp[-W / kT]}} \quad (2.58c)$$

2.15.3 İzotermal Bozunum Yöntemi

ID (Isothermal Decay) yöntemi TL ışıma piklerinin incelenmesinde ve tuzak parametrelerinin belirlenmesinde ışıma eğrisinin elde edilişi ve ele alınışı itibarıyla, kullanılan diğer yöntemlerden oldukça farklıdır. Bu yöntemde temel olarak malzeme belirli bir sıcaklığa (T) kadar kontrollü olarak ısıtılır ve sıcaklık T değerinde sabit tutularak yayınlanan ışıma zamanının bir fonksiyonu olarak izlenir. Bu nedenle ID yönteminde incelenen ışıma fosforesans yayınlanma ile alakalıdır.

ID yöntemi birinci mertebeden TL ışıma pikleri için ilk olarak Garlick - Gibson tarafından önerilmiştir. Yöntem genel olarak aşağıdaki biçimde tanımlanmaktadır.

Aynı cins moleküllerden meydana gelmiş ve sabit bir sıcaklıkta (T_1) tutulan lüminesans bir malzemenin yayınladığı ışıma zamanının ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, birinci mertebeden bir diferansiyel denklemi ile tanımlanır;

$$I(t, T_1) = I_0 \cdot \exp \left[-s \cdot \exp \left(-\frac{E}{k \cdot T_1} \right) \cdot t \right] \quad (2.59)$$

Buradaki I_0 , $t = t_0$ başlangıç durumundaki ışıma yoğunluğudur. Bu denklem, sabit bir T_1 sıcaklığında tutulan TL malzemedan yayınlanan lüminesans ışımanın üstel olarak azaldığını ve eğer $\ln (I / I_0)$ 'ın zamana göre grafiği çizilir ise eğiminin (2.30)'a eşit olan bir doğru elde edileceğini göstermektedir.

$$m_1 = -s \cdot \exp \left(-E / k \cdot T_1 \right) \quad (2.60)$$

$T_1 < T_2$ olacak şekilde herhangi iki T_1 ve T_2 sıcaklıkları belirleyelim ve bu iki sıcaklık değeri için $I(T_1)$ ve $I(T_2)$ ışıma yoğunluklarını hesaplayalım.

$$I(T_1) = n_0 \cdot s \cdot \exp \left(-E / k \cdot T_1 \right) \quad (2.61)$$

$$I(T_2) = n_0 \cdot s \cdot \exp \left(-E / k \cdot T_2 \right) \quad (2.62)$$

Son iki denklem taraf tarafa bölünür ve elde edilen eşitliğin doğal logaritması alınır ise (2.63) elde edilir. Böylece T_1 ve T_2 gibi iki farklı sıcaklıkta ID deneyi gerçekleştirildiğinde E değeri hesaplanabilir.

$$\ln \left(\frac{I(T_2)}{I(T_1)} \right) = \frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (2.63)$$

E değerini hesaplamamanın bir diğer yolu da $T_1, T_2, \dots, T_n$ olmak üzere seçilecek olan n adet sabit sıcaklıkta ID deneylerini tekrar etmektir. Seçilen n adet sıcaklık değeri için ID deneyleri yapılır. Her bir T_i sıcaklığında gerçekleştirilen ID deneyi için $\ln(I_i)$ 'nin zamana göre grafiği çizilir. Buradan elde edilen doğruların eğimleri (m_i) hesaplanır. Elde edilen doğruların eğimleri m_i 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği çizildiğinde elde edilen bu yeni doğrunun eğimi artık E 'ye eşittir. Ayrıca doğrunun eksenini kestiği nokta ise s 'ye eşit olmaktadır.

Şimdi derecesi birden farklı olan ışıma piklerine uygulanmak üzere ID bağıntısının elde edilmesini inceleyelim. Bu sayede derecesi $b \neq 1$ olan ışıma piklerinin kinetik mertebelerinin belirlenebilmesi için ID yöntemi kullanılabilir. Genel mertebeden TL ışımayı tanımlayan (2.24) diferansiyel denklemi sabit sıcaklık için $0 - t$ zaman aralığında çözüldüğünde eşitlik (2.64) elde edilir.

$$I_t = I_0 \left[1 + s' \cdot n_0^{b-1} (b-1) \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) \right]^{\frac{b}{1-b}} \quad (2.64)$$

Burada I_0 , $t = 0$ anındaki TL ışıma yoğunluğu, n_0 başlangıçta tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonunu ve I_t herhangi bir t anındaki TL ışıma yoğunluğunu ifade etmek üzere,

$I_0 = s' \cdot n_0^b \exp(-E/k.T)$ olarak alınır ve denklem yeniden düzenlenir ise (2.65) elde edilir.

$$\left(\frac{I_t}{I_0} \right)^{\frac{1-b}{b}} = \left[1 + s' \cdot n_0^{b-1} (b-1) \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) \right] \quad (2.65)$$

Bu eşitlikte uygun bir b değeri seçildiğinde $[(I_t / I_0)^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği çizilirse, bir doğru elde edilir. Böylece her bir T sıcaklığı için b değeri belirlenmiş olur. b değerini hesaplamak için çizilen grafiğin eğimi (2.66) eşitliği ile verilebilir.

$$m = s' \cdot n_0^{b-1} (b-1) \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) \quad (2.66)$$

İncelenen termoluminesans ışıma pikine ait aktivasyon enerjisinin belirlenebilmesi amacıyla farklı T sıcaklıkları için ID eğrileri elde edilir. Her bir sıcaklık için uygun b değeri seçilerek $[(I_t / I_0)^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği çizilir ve eğim hesaplanır. (2.66) diferansiyel denklemi göstermektedir ki $\ln(m)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimi E 'ye eşit olan bir eğri elde edilir. Böylece E değeri hesaplanmış olur. Aynı zamanda eğrinin y eksenini $(\ln[m])$ kestiği nokta $\ln(s[1-b])$ 'ye eşit olduğundan buradan s değeri belirlenir (Moharil, 1984).

Diğer taraftan Sohrabi vd., (1998), E ve b değerinin hesaplanması için farklı bir matematiksel yöntem ileri sürmüşlerdir. Bu yöntemle göre, iki farklı sıcaklık değerinde (T_1 , T_2) elde edilen ID eğrileri için uygun bir b değeri seçilir ve $[(I_t / I_0)^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği çizilir. Seçilen her bir sıcaklık değeri için eğimler hesaplanır (T_1 için M_1 , T_2 için M_2). Bu değerler (2.67)'de kullanılarak ışıma eğrisinin s parametresi belirlenir.

$$S = \frac{M_2^{\frac{T_2}{(T_2-T_1)}}}{(b-1).M_1^{\frac{T_1}{(T_2-T_1)}}} \quad (2.67)$$

Denklem 2.68'de b ve s parametreleri yerine yazıldığında E değeri doğrudan hesaplanabilir.

$$M = (b-1).S.\exp\left(-\frac{E}{k.T}\right) \quad (2.68)$$

2.15.4 Pik Pozisyonu Yöntemi

Pik pozisyonu (T_m - T_s) yöntemi ile ışıma eğrisinde, birbirine çok yakın bulunan ve üst üste binmiş bu nedenle birbirlerinden ayırt edilemeyen pikler ayrıştırılarak tespit edilebilmektedir. Pik pozisyonu yönteminde iyonlaştırıcı radyasyon ile ışınlanmış örnek, belirli bir ısıtma hızında, ilk ışıma pikinin düşük sıcaklık bölgesindeki kuyruğunda belirlenen bir T_s sıcaklığına kadar ısıtılır. Daha sonra hızlı bir şekilde oda sıcaklığına soğutulan örnek tekrar ısıtılarak tüm ışıma eğrisi, aynı ısıtma hızında olmak koşulu ile, elde edilir. Bu durumda ışıma eğrisinde görülen ilk ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri kaydedilir (T_m). Bu süreç yeniden ışınlanmış bir örnek ve farklı bir T_s sıcaklığı için tekrarlanır. T_s sıcaklığı her bir basamakta yaklaşık 2 °C - 3 °C kadar arttırılmalıdır. T_s sıcaklığı yavaş yavaş arttırıldığında, önce birbirine çok yakın bulunan piklerden düşük sıcaklık bölgesinde bulunan piki etkileyerek sönümlemesine neden olacaktır. Bu şekilde yüksek sıcaklık bölgesinde bulunan pik ortaya çıkarılabilir. T_m 'nin T_s 'a göre grafiği çizilir ve ayrık ışıma piklerine sahip örnekler için elde edilen grafik, basamaklı bir yapıya sahiptir. Eğrideki her bir düz bölge farklı bir ışıma pikini temsil etmektedir (McKeever, 1985).

2.15.5 Pik Şekli Yöntemi

PS (Peak Shape) yöntemi ile tuzak parametrelerini tayin edebilmek için ışıma eğrisinin şeklini belirleyen bazı niceliklerden faydalanılır. Bu nicelikler; pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık (T_m), düşük sıcaklık bölgesindeki pik maksimum yarı yüksekliğine karşı gelen

sıcaklık (T_1), yüksek sıcaklık bölgesindeki pik maksimum yarı yüksekliğine karşı gelen sıcaklık (T_2), geometri faktörü (μ_g) ve diğer parametrelerdir. Bu parametreler Şekil (2.12)'de görülmektedir. TL ışıma eğrisinin şekli, eğrinin kinetik mertebesine bağlı olarak değiştiği için bu yöntem kinetik mertebe hakkında ön bilgi gerektirmektedir. PS yönteminde ışıma pikinin kinetik mertebesinin belirlenebilmesi için geometri faktörünün tanımlanması gerekmektedir. Geometri faktörü (2.69) bağıntısı ile belirlenebilir.

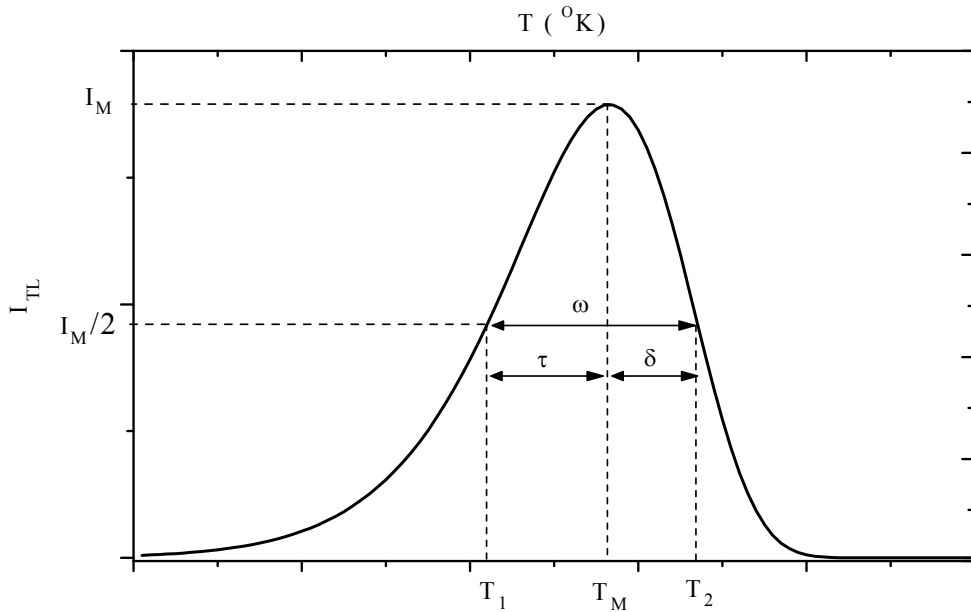
$$\mu_g = \frac{\delta}{\omega} \quad (2.69)$$

burada,

$$\omega = T_2 - T_1 \quad : \text{Yarı maksimuma karşı gelen genişlik} \quad (2.69a)$$

$$\delta = T_2 - T_m \quad : \text{Yarı maksimumda, yüksek sıcaklık bölgesinde kalan yarı genişlik} \quad (2.69b)$$

$$\tau = T_m - T_1 \quad : \text{Yarı maksimumda, düşük sıcaklık bölgesinde kalan yarı genişliktir.} \quad (2.69c)$$



Şekil 2.12 Pik şekli yönteminde kullanılan parametreler.

Chen, (1976), sabit ısıtma hızında, μ_g 'nin E ve s'nin değişiminden bağımsız olduğunu ve sadece b ile değiştiğini göstermiştir. μ_g 'nin değeri ışıma eğrisinin kinetik mertebesini belirlemektedir ve b = 1 iken 0,42 den b = 2 için 0,52'ye kadar değişmektedir (McKeever, 1985; Chen, 1968; 1969a, 1969b, 1976).

PS yönteminde aşağıdaki eşitlikler yardımı ile aktivasyon enerjisi belirlenir.

$$E_{\tau} = \left[1,51 + 3(\mu_g - 0,42) \right] \cdot \frac{k.T_m^2}{\tau} - \left[1,58 + 4,2(\mu_g - 0,42) \right] \cdot 2.k.T_m \quad (2.70 \text{ a})$$

$$E_{\delta} = \left[0,976 + 7,3(\mu_g - 0,42) \right] \cdot \frac{k.T_m^2}{\delta} \quad (2.70 \text{ b})$$

$$E_{\omega} = \left[2,52 + 10,2(\mu_g - 0,42) \right] \cdot \frac{k.T_m^2}{\omega} - 2.k.T_m \quad (2.70 \text{ c})$$

Kinetik mertebenin ve aktivasyon enerjisinin belirlenmesinin ardından aşağıdaki denklemler kullanılarak frekans faktörü s belirlenebilir. s parametresi sırasıyla birinci mertbe devinimler için (2.71a) ve birinci mertbe olmayan devinimler için (2.71b) ile hesaplanır (Chen ve Viner, 1970; McKeever, 1985; Chen, 1968; 1969a; 1969b; 1976; Furetta vd., 1969; Rasheedy, 1995).

$$s = \frac{\beta.E}{k.T_m^2} \cdot \exp \left[\frac{E}{k.T_m} \right] \quad (2.71a)$$

$$s = \frac{\beta.E}{k.T_m^2} \left[\frac{\exp \left(\frac{E}{k.T_m} \right)}{\left(1 + (b-1) \cdot \frac{2.k.T_m}{E} \right)} \right] \quad (2.71b)$$

2.15.6 Farklı Isıtma Hızları Yöntemi

Termoluminesans tuzak parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan bir diğer önemli yöntem de VHR (Various Heating Rate) yöntemidir. Burada ısıtma hızı ile pik yoğunluğunun maksimum olduğu sıcaklık arasındaki ilişkiden faydalanılarak tuzak parametreleri belirlenir. Termoluminesans bir malzeme farklı ısıtma hızlarında ısıtılarak ışıma eğrileri elde edildiğinde, değişen ısıtma hızı ile pik maksimum yoğunluğunun yüksek sıcaklık bölgesine doğru kaydığı gözlemlenir. VHR yönteminde bu ilişkiden faydalanılmaktadır.

Bu yöntemde iki farklı yaklaşım kullanılarak aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü tayin edilebilmektedir. Her iki yaklaşımda da TL ışıma pikinin maksimum olma koşulu kullanılarak elde edilen matematiksel bağıntıdan yararlanılmakla beraber uygulamada farklılıklar bulunmaktadır.

Birinci mertbeden kinetik parametrelere sahip ışıma pikleri söz konusu olduğu durumlar için

TL ışımayı ifade eden denklem kullanılarak, maksimum olma koşulu (2.72) Chen ve Viner, (1990) tarafından hesaplanmıştır.

$$\frac{\beta.E}{k.T_m^2} = s.\exp\left(-\frac{E}{k.T_m}\right) \quad (2.72)$$

Denklem (2.72) ilginç bir özelliğe sahiptir ve terimlere dikkat edilir ise başlangıçtaki tuzaklara yakalanmış elektron konsantrasyonundan bağımsız olduğu görülür. Buradan, birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip ısıma piki veren TL malzemelerin pik maksimum sıcaklıklarının, radyasyon dozundan etkilenmediği ve değişen radyasyon dozlarında sabit kalması gerektiği sonucuna ulaşılır. Birinci mertebeden olmayan durumlarda ($b > 1$) ve doğrusal ısıtma hızlarında ise f faktörü ile artan doz miktarının, pik maksimum sıcaklığında sebep olduğu değişme (2.73) denklemi yardımı ile hesaplanabilir,

$$\Delta T = T_1 - T_2 \approx T_1.T_2.\frac{k.(b-1)}{E}.\ln(f) \quad (2.73)$$

Burada T_1 pikin orijinal konumuna karşı gelen sıcaklık, T_2 artan doz miktarı ile değişen pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık ($T_1 > T_2$), k Boltzmann sabiti ve E aktivasyon enerjisidir (Chen ve Viner, 1990).

i) Numunenin TL ısıma eğrisi farklı iki ısıtma hızında (β_1, β_2) elde edilir ve her iki durumda da ısıma eğrisinin pik maksimum sıcaklıkları (T_{m1}, T_{m2}) belirlenir.

Bu parametreler kullanılarak her iki ısıtma hızı için denklem (2.72) yeniden düzenlenir, elde edilen ifadeler birbirine bölünür ve aktivasyon enerjisi çekilir ise,

$$E = k.\frac{T_{m1}.T_{m2}}{T_{m1} - T_{m2}}.\ln\left[\left(\frac{\beta_1}{\beta_2}\right).\left(\frac{T_{m2}}{T_{m1}}\right)^2\right] \quad (2.74)$$

elde edilir (Rasheedy, 2005b). Bu yöntemin en büyük avantajı E 'nin belirlenmesinde sadece deneylerde ölçülen pik maksimumlarına karşı gelen sıcaklık değerlerinin kullanılmasıdır. Diğer bir avantajı ise ısıtma hızından etkilenmemesidir.

ii) Denklem (2.72) yeniden düzenlenir ve her iki tarafının doğal logaritması alınırsa,

$$\ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right) = \frac{E}{k}.\frac{1}{T_m} + \ln\left(\frac{E}{k.s}\right) \quad (2.75)$$

eşitliği elde edilir. Farklı ısıtma hızları için $\ln(T_m^2 / \beta)$ 'nın $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği çizildiğinde bir doğru elde edilir. Elde edilen doğrunun eğimi (2.75)'e göre E 'ye eşittir.

Buradan E hesaplanır. Eğri $1/k.T_M = 0$ 'a kadar uzatılarak eksen ile kesiştirilir ise bu durumda elde edilen değer, $\ln(E/k.s)$ 'ye eşit olur ve buradan da s değeri hesaplanabilir.

Genel mertebeden kinetik parametrelere sahip ısıma eğrileri söz konusu olduğunda, eşitlik (2.72) (2.76) haline gelir.

$$\ln \left[I_m^{b-1} \left(\frac{T_m^2}{\beta} \right)^b \right] = \left(\frac{E}{k} \right) \left(\frac{1}{T_m} \right) + \ln \left[\left(\frac{N^{b-1}}{s} \right) \left(\frac{E}{b.k} \right)^b \right] \quad (2.76)$$

$\ln \left[I_m^{b-1} \left(T_m^2 / \beta \right)^b \right]$, nin $1/k.T_M$ 'ye göre grafiği çizildiğinde eğimi E'ye eşit olan bir eğri elde edilir ve böylece E, eğrinin $1/k.T_M = 0$ 'a kadar uzatılarak eksen ile kesiştirilmesinden de s hesaplanır (McKeever, 1985; Chen, 1968; Furetta, 1999).

2.15.7 İki Nokta - İki Isıtma Hızı Yöntemi

İki Nokta - İki Isıtma Hızı (TPTHR) yöntemi ile tuzak parametrelerinin belirlenmesi, ısıtma hızının TL ısıtma yoğunluğu üzerindeki etkisinin ölçülmesine dayanır. Bu yöntemde numune iki farklı ısıtma hızında ısıtılarak ısıtma eğrileri elde edilir. Her iki ısıtma eğrisi üzerinde, aynı sıcaklıktaki ısıtma yoğunlukları kullanılarak tuzak parametreleri belirlenir.

Sabit ısıtma hızı (β) için genel mertebeden TL ısıtma yoğunluğunu ifade eden denklemi yazalım,

$$I(T) = -\frac{dn}{dT} = \frac{n^b}{\beta} . s' . \exp \left(-\frac{E}{k.T} \right) \quad (2.77)$$

İki farklı ısıtma hızı için bu denklemi yeniden düzenleyelim ve herhangi bir T_1 sıcaklığı için ısıtma yoğunluğunu bulalım;

$$I_{\beta_1}(T_1) = \frac{n_{\beta_1}^b(T_1)}{\beta_1} . s' . \exp \left(-\frac{E}{k.T_1} \right) \quad (2.78a)$$

$$I_{\beta_2}(T_1) = \frac{n_{\beta_2}^b(T_1)}{\beta_2} . s' . \exp \left(-\frac{E}{k.T_1} \right) \quad (2.78b)$$

Eşitlik (2.78a) (2.78b)'ye bölünüp elde edilen ifadeden b değeri çekilirse (2.79) elde edilir.

$$b = \frac{\ln(I_{\beta_1}(T_1) . \beta_1 / I_{\beta_2}(T_1) . \beta_2)}{\ln(n_{\beta_1}(T_1) / n_{\beta_2}(T_1))} \quad (2.79)$$

Burada, $n_{\beta_i}(T_i)$ T_i sıcaklığından sonraki toplam TL yoğunluk (T_i sıcaklığından sonraki TL eğrinin altında kalan alan) ve β_i ısıtma hızıdır.

Tuzak derinliğini hesaplamak için, iki ışıma eğrisinden herhangi bir tanesi kullanılabilir. Burada β_1 ısıtma hızı için elde edilen ışıma eğrisini kullanarak aktivasyon enerjisinin hesaplanmasını inceleyelim. Bu eğride ikinci bir sıcaklık değeri (T_2) belirlenir ve bu sıcaklıktaki ışıma yoğunluğu için eşitlik (2.78a) yeniden düzenlenirse (2.80) elde edilir.

$$I_{\beta_1}(T_2) = \frac{n_{\beta_1}^b(T_2)}{\beta_1} \cdot S' \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T_2}\right) \quad (2.80)$$

Denklem (2.78a) Denklem (2.80)'e bölünür ve elde edilen eşitlikten aktivasyon enerjisi çekilir ise eşitlik (2.81) elde edilir.

$$E = k \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - T_2} \cdot \ln \left[\frac{I_{\beta_1}(T_1)}{I_{\beta_1}(T_2)} \cdot \left(\frac{n_{\beta_1}(T_2)}{n_{\beta_1}(T_1)} \right)^b \right] \quad (2.81)$$

E ve b değerleri hesapladıktan sonra herhangi bir ısıtma hızı için (2.82) ve (2.83) eşitlikleri ile s ve n_0 değerleri hesaplanabilir (Rasheedy, 1996; 2005a; Ogundare ve Chithambo, 2006).

$$S'' = \frac{\beta \cdot E}{k \cdot T_m^2} \cdot \exp\left(\frac{E}{k \cdot T_m}\right) \cdot \left[1 + (b-1) \cdot \frac{2 \cdot k \cdot T_m}{E} \right]^{-1} \quad (2.82)$$

$$n_0 = \frac{\beta \cdot I_m \cdot \exp(E / k \cdot T_m)}{S''} \cdot \left(\frac{b \cdot k \cdot T_m^2 \cdot S''}{\beta \cdot E \cdot \exp(E / k \cdot T_m)} \right)^{b/(b-1)} \quad (2.83)$$

2.15.8 Üç Nokta Yöntemi

Bu yöntem ile tuzak parametreleri, ışıma eğrisi üzerinde seçilen birbirinden farklı üç sıcaklık yardımı ile hesaplanmaktadır. Örneklerin ışıma eğrilerindeki pikleri, birbirleri üzerindeki etkileri giderilerek elde edilir. Böylece yalıtılmış bir ışıma pikinin üzerinde üç nokta seçilir ve bu noktalara karşı gelen ışıma yoğunlukları ile eğri altında kalan alan kullanılarak tuzak parametreleri belirlenir.

TL ışıma pikinde keyfi bir T_x sıcaklığına karşı gelen TL ışıma yoğunluğunu ifade eden eşitlik, genel mertebeden kinetik parametreler kullanarak, yazılırsa eşitlik (2.84) elde edilir.

$$I_x = \frac{(A_x)^b}{N^{b-1}} \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T_x}\right) \quad (2.84)$$

Burada I_x , T_x (K) sıcaklığındaki TL ışıma yoğunluğudur. A_x ise $T_x - T_f$ sıcaklık aralığında TL ışıma eğrisi altında kalan alandır. T_f ışıma pikinin bitiş sıcaklığıdır. Benzer şekilde keyfi T_y ve T_z sıcaklıklarına karşı gelen TL ışıma şiddetleri sırasıyla I_y ve I_z olsun. I_y 'nin I_x 'in $1 / y$ 'lik kısmına ve I_z 'nin I_x 'in $1 / z$ 'lik kısmına karşı geldiği kabul edilirse, (2.85) ve (2.86) eşitlikleri elde edilir.

$$I_y = \frac{I_x}{y} = \frac{(A_y)^b}{N^{b-1}} \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T_y}\right) \quad (2.85)$$

$$I_z = \frac{I_x}{z} = \frac{(A_z)^b}{N^{b-1}} \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{E}{k.T_z}\right) \quad (2.86)$$

Burada A_y ve A_z sırasıyla $T_y - T_f$ ve $T_z - T_f$ sıcaklık aralıklarında TL ışıma piki altından kalan alanlardır. T_x , T_y ve T_z arasında herhangi bir matematiksel bağıntı bulunmamaktadır. Ancak, T_x sıcaklığı ışıma pikinin artış gösterdiği bölge içerisinde olmalı, buna karşın T_y ve T_z ışıma pikinin azaldığı bölgede seçilmelidir. Son olarak T_z sıcaklığı T_y 'den büyük olmalıdır. Eşitlik (2.84) ve (2.85) kullanılarak aktivasyon enerjisi çekilirse (2.87) ya da (2.84) ve (2.86) kullanılarak (2.88) elde edilir. Buradan eşitlik (2.86) ve (2.87) kullanılarak b tayin edilebilir

$$E = \left\{ \ln(y) - b \cdot \ln\left(\frac{A_x}{A_y}\right) \right\} \cdot \left\{ \frac{k.T_x.T_y}{T_x - T_y} \right\} \quad (2.87)$$

$$E = \left\{ \ln(z) - b \cdot \ln\left(\frac{A_x}{A_z}\right) \right\} \cdot \left\{ \frac{k.T_x.T_z}{T_x - T_z} \right\} \quad (2.88)$$

$$b = \frac{T_y \cdot [T_x - T_z] \cdot \ln(y) - T_z \cdot [T_x - T_y] \cdot \ln(z)}{T_y \cdot [T_x - T_z] \cdot \ln\left(\frac{A_x}{A_y}\right) - T_z \cdot [T_x - T_y] \cdot \ln\left(\frac{A_x}{A_z}\right)} \quad (2.89)$$

Eşitlik (2.89) kullanılarak b 'nin belirlenmesinin ardından eşitli (2.87) ya da (2.88) yardımıyla E tayin edilebilir.

2.16 Termolüminesans Modellerin Sayısal Olarak Çözümlemesi

Termolüminesans prosesi açıklamak için kullanılan ve önceki kısımlarda ayrıntılı olarak verilen matematiksel modellerin sayısal çözümleri Mathematica 5.1 bilgisayar programı kullanılarak yapılmış ve bu modellerin varsayımlarının ışıma eğrisi ve tuzak parametreleri üzerinde ne gibi değişiklikler meydana getirdiği araştırılmıştır. Her bir model için önerilen diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri n_0 , E , s , β ve yük taşıyıcılarının tuzak enerji seviyelerine geçiş olasılığı (A_n , A_m , A_{mn}) gibi termolüminesans prosesi belirleyen temel parametrelerin değiştirilmesi ile elde edilmiş ve bu parametrelerde meydana gelen değişikliklerin ışıma eğrisine etkileri ayrıntılı olarak incelenmiştir. Ancak bu teorik çözümlere tez kapsamında yer verilmemiştir.

3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Bu bölümde deneysel çalışmalarda kullanılan malzemeler, bu malzemelerin özellikleri, ölçüm sistemleri ve deneysel koşullar hakkında ayrıntılı bilgi sunulacaktır.

3.1 Malzeme

Bu çalışmada Seydişehir Alüminyum tesislerinde üretilen, toz formundaki Seydişehir alüminası kullanılmıştır.

3.2 Deney Malzemelerinin Partikül Büyüklüğü ve Dağılımının Tayini

Çalışmanın hazırlık aşamasında, Seydişehir alüminasının toz boyutunun elek analizleri yapılmıştır. Bu amaçla toz halindeki malzemeye eleme işlemi uygulanmış ve belirli koşullar altında, toz formundaki Seydişehir alüminasının partikül büyüklüğü ve dağılımı tayin edilmiştir.

3.2.1 Kullanılan Alet

Paslanmaz çelikten yapılmış 200 mm çapında ve 50 mm yüksekliğinde silindirik şekilli, Retsch Test Sieve ASTM mesh marka elekler kullanılmıştır. Elekler ve toplama kabından oluşan sistemde, elekler yukarıdan aşağıya doğru, elek açıklığı küçülecek şekilde dizilmiştir. Elekler delik açıklığına dikkat edilecek şekilde: 100 μm , 63 μm , 45 μm ve 32 μm olarak seçilmiştir. Daha sonra bu elekler, elek çalkalayıcı üzerine yerleştirilmiş ve eleme işlemi Octagon 200 marka eleme cihazında yapılmıştır. En üstteki elek ve çalkalama şekli ile süresi tekrarlanabilir sonuç alacak şekilde belirlenmiştir.

3.2.2 Elek Analizi

- Toplama kabı üzerine elekler yerleştirilmiş ve en üstte bulunan eleğe toz malzeme konulmuştur.
- Kapak kapatılarak 30 dakika süre ile çalkalanmıştır.
- Eleklerin üzerinde kalan ve toplama kabında biriken toz malzeme tartılarak yüzde olarak hesaplanmıştır.

Tartımlar $\pm 0,01$ g hassasiyetteki Metter PM 300 marka elektronik tartı cihazında yapılmıştır. Her bir toz malzeme için işlemler tekrar edilmiştir.

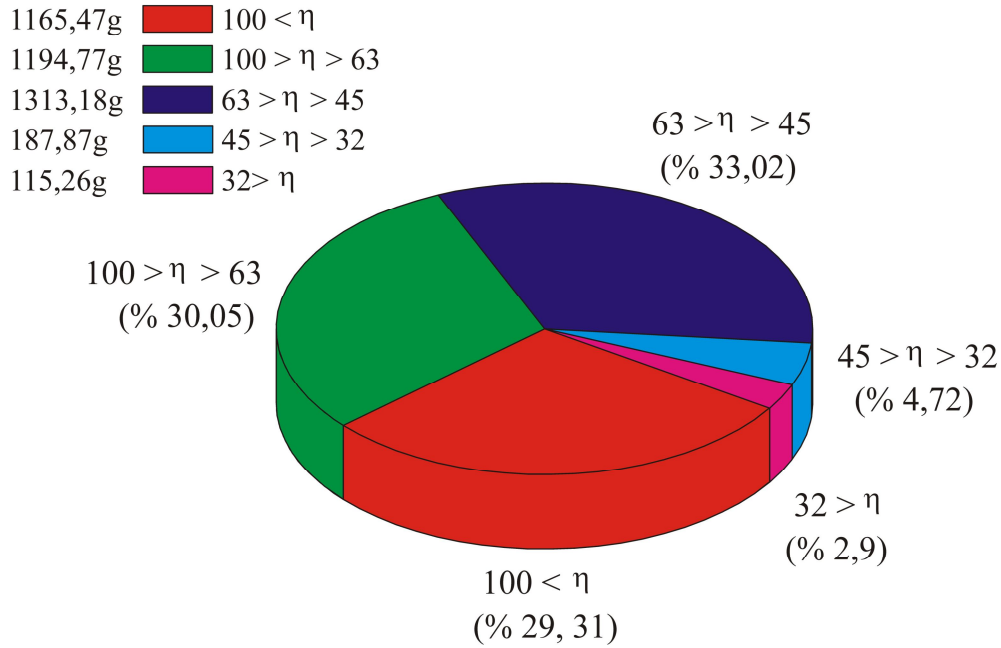
Seydişehir alüminasının elek analizlerinin sonuçları Çizelge 3.1’de, granülometri değerleri Çizelge 3.2’de ve toz boyutu dağılım grafikleri ise Şekil 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Seydişehir alüminasının elek analizi.

Elek Açıklığı (μm)	100	63	45	32	Toplama Kabı
Elek Üstü Malzeme Ağırlığı (g)	1165,47	1194,77	1313,18	187,82	115,26

Çizelge 3.2 Seydişehir alüminasının granülometri değerleri.

Elek No (μm)	Elek Üstünde Kalan Malzeme (g)	P_i Elekten Geçen Malzeme (g)	% P_i Elekten Geçen Malzeme Oranı	% $(1 - P_i)$ Elek Üstü Malzeme Oranı
100	1165,47	2811,03	70,69	29,31
63	1194,77	1616,26	40,64	59,36
45	1313,18	303,08	7,62	92,38
32	187,82	115,26	2,89	97,11



Şekil 3.1 Seydişehir alüminasının toz boyutu dağılımı.

Yapılan elek analizleri Seydişehir alüminasının toz boyutlarının geniş bir aralıkta yayıldığını göstermiştir. Ancak bu dağılımın % 92,38’lik kısmı 45 μm ile 100 μm aralığında bulunmaktadır.

3.3 Deneysel Çalışmalarda Kullanılan Malzemenin Seçimi

Alümina üzerine yapılmış bazı çalışmalarda α - Al_2O_3 kristallerinin tane boyutlarının TL ışımayı etkilediği ve $40\text{ }\mu\text{m}$ 'den küçük tane boyutları için TL ışıma yoğunluğunun azaldığı bildirilmiştir (Akselrod vd., 1993; 1996; Papin vd., 1996). Bu nedenle deneysel çalışmalarda kullanılmak üzere toz boyutu $40\text{ }\mu\text{m} < \eta < 60\text{ }\mu\text{m}$ aralığında olan malzemeler seçilmiştir.

3.4 Kimyasal Analiz

3.4.1 XRF Çekimi

Termoluminesans malzemelerin özelliklerini belirleyen en önemli faktör malzemenin kimyasal kompozisyonudur. Malzemenin içerisinde bulunan safsızlıkların türü ve miktarı örneğin içerisindeki kristal kusurlarının konsantrasyonunu, yasak bant bölgesindeki konumunu (tuzak derinliğini) doğrudan etkilemekte ve dolayısıyla TL ışıma mekanizmasının değişmesine neden olmaktadır. Bu nedenle deneysel çalışmalarda kullanılacak Seydişehir alüminasının kimyasal bileşimi belirlenmiştir. Bu amaçla, öncelikle Seydişehir Alüminyum Tesislerinden ürünün kimyasal bileşimini gösteren kataloglar temin edilmiş ve bu bileşim Çizelge 3.3'de sunulmuştur.

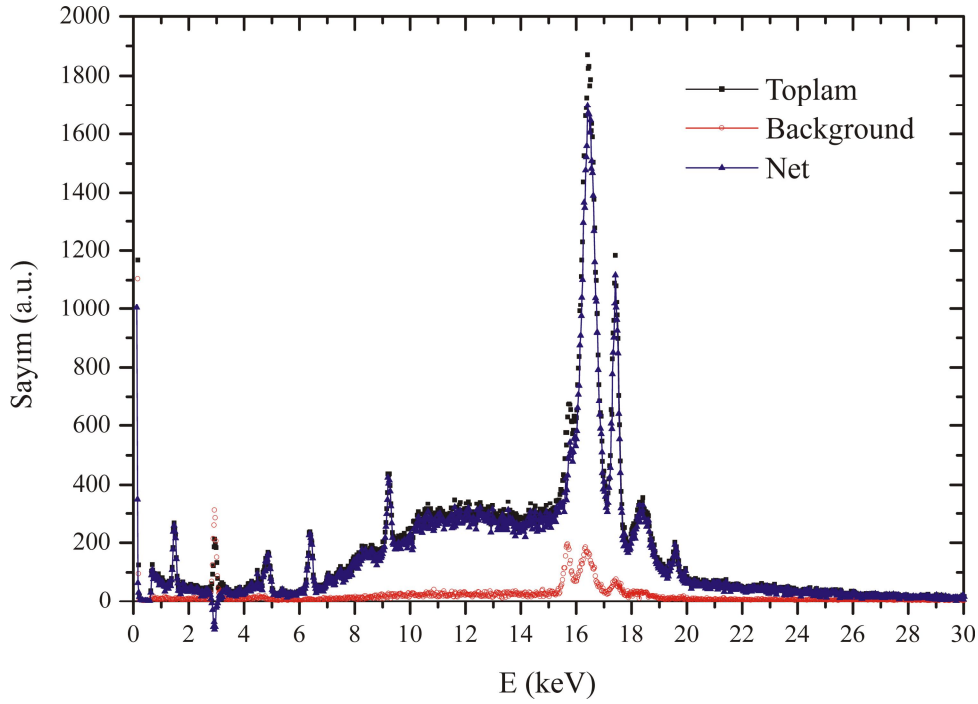
Çizelge 3.3 Seydişehir alüminası için üretici firmanın kimyasal analiz raporu

Kimyasal Bileşen	Miktar (%)
Al_2O_3	98,50 min
SiO_2	0,030 mak
Fe_2O_3	0,035 mak
Na_2O	0,500 mak

Numunelerin üretici firma tarafından sağlanan kimyasal analizlerinin kontrol edilmesi amacıyla XFR çekimi yapılmıştır. XRF çekimi Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü Laboratuvarlarında bulunan Spektra - M Model XRF cihazı ile gerçekleştirilmiştir.

Öncelikle cihazın aktif bölgesinde bulunan materyallerin neden olduğu piklerin belirlenebilmesi amacıyla background spektrumu elde edilmiş ve ardından toz formundaki malzeme cihaza yerleştirilerek XRF spektrumu tekrar alınmıştır. Elde edilen spektrumlar Şekil 3.2'de sunulmuştur.

Background çekimi sonrasında cihazın aktif bölgesinde bulunan materyaller nedeniyle oluşan ve incelenen malzemeye ait olmayan piklerin yok edilmesi ile spektrumun incelenmesi gereken bölgesinin yaklaşık 0 - 10 keV aralığı olduğu görülmüştür. Bu bölgenin ayrıntılı spektrumu Şekil 3.3’de sunulmuştur.

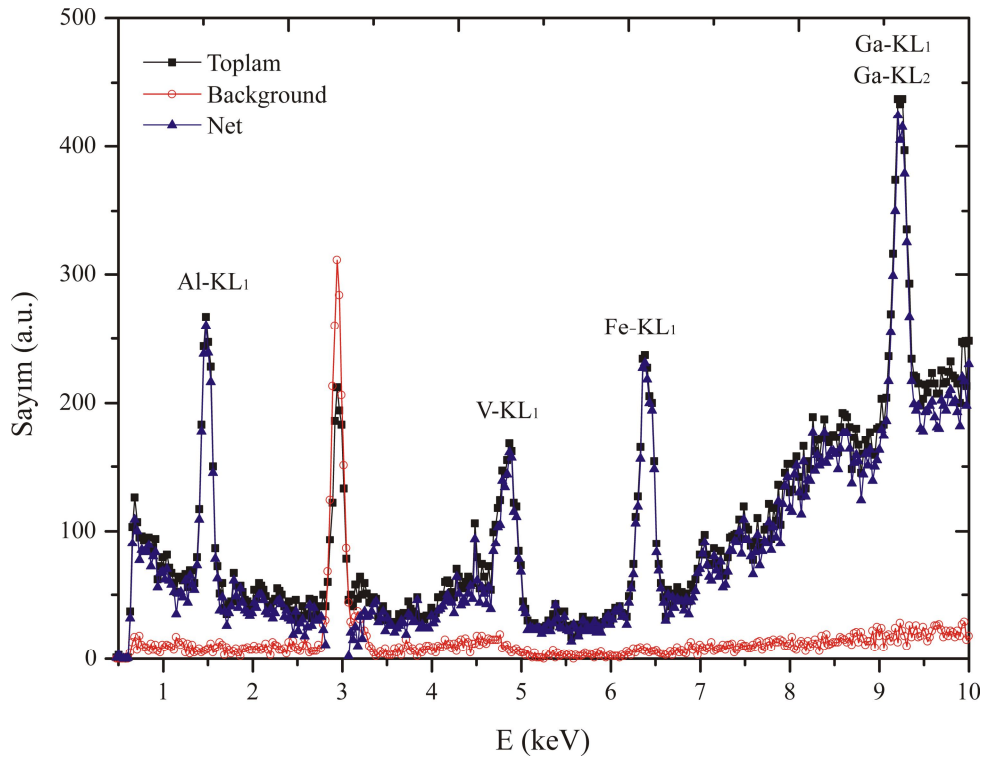


Şekil 3.2 Seydişehir alüminasının XRF spektrumu

Burada demire (Fe) ait 6,403 keV enerjili KL_1 , alüminyuma (Al) ait 1,487 keV enerjili KL_1 , vanadyuma (V) ait 4,838 keV enerjili KL_1 , galyuma (Ga) ait 9,225 keV enerjili KL_2 ve 9,252 keV enerjili KL_3 pikleri görülmektedir. Buna karşın üretici firma tarafından sunulan kimyasal analiz raporunda bulunan silisyum (Si), sodyum (Na) ve oksijene (O) ait pikler görülememektedir. Ancak analiz raporunda bulunmayan iki yeni elementin (V, Ga) varlığı da bu spektrumdan belirlenebilmiştir.

Çizelge 3.4 XRF ile tespit edilen elementler ve üretici firmanın sunduğu kimyasal analiz

Üretici Firma Taraından Bildirilen Kimyasal Bileşenler	XRF Çekiminde Rastlanan Elementler
Al	Al
Si	V
Na	Ga
Fe	Fe
O	-



Şekil 3.3 Seydişehir alüminasının 0 - 10 keV aralığında ki XRF spektrumu

Seydişehir alüminasının kantitatif kimyasal analizleri TÜBİTAK MAM Kimya ve Çevre Enstitüsü laboratuvarlarında ICP spektroskopisi yöntemi ile gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar Çizelge 3.5’de sunulmuştur.

Çizelge 3.5 Seydişehir alüminasının kantitatif kimyasal analizi

Kimyasal Bileşen	Miktar %
Al	52,200
O	47,340
Si	0,200
Na	0,150
Fe	0,040
Ti	0,060
V	0,003
Cr	< 0,003*
Ga	< 0,030*
P	< 0,030*

Not : * işaretli değerler aletin hassasiyet sınırı olup tespit edilen miktar bu değerden daha küçüktür.

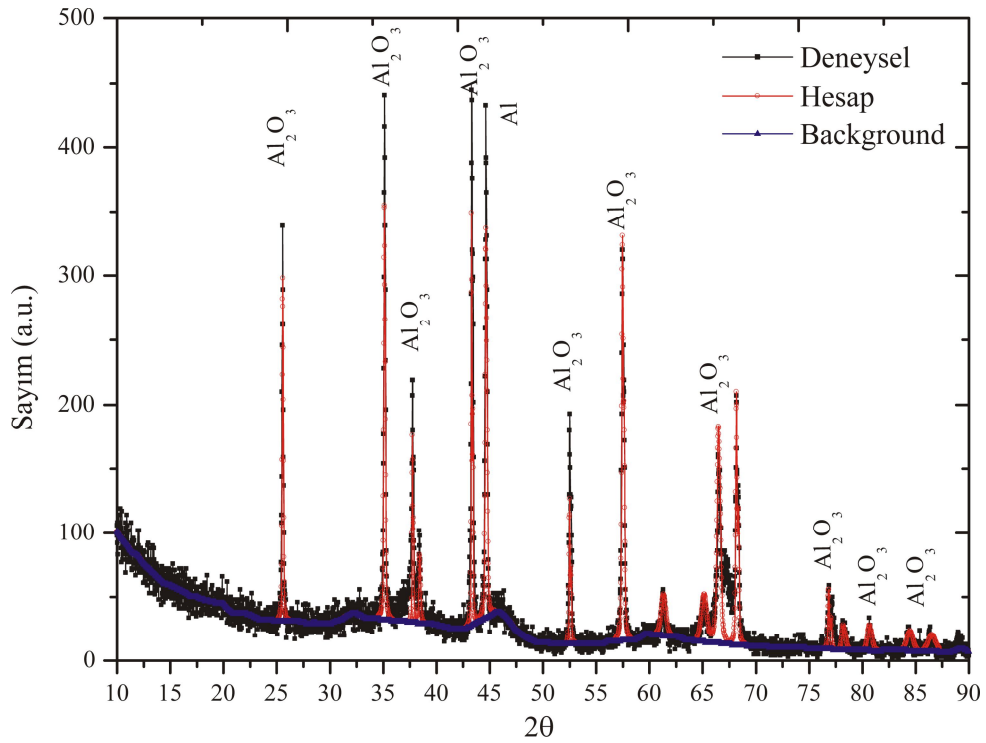
3.5 Kalsinasyon İşlemi ve XRD Çekimleri

Alüminyum oksit doğada değişik kristal modifikasyonlara sahip olabilmesine rağmen üstün fiziksel ve kimyasal özelliklerinden dolayı termoluminesans çalışmalarda kullanım alanına sahip olanı yalnızca α - Al_2O_3 alüminadır. Bu nedenle TL deneylere başlamadan önce malzemenin α fazında olan miktarı belirlenmiştir. Bu amaçla toz formundaki örneklerin XRD çekimleri gerçekleştirilmiş ve kristal faz analizleri yapılmıştır. XRD çekimleri Yıldız Teknik Üniversitesi Kimya Metalürji Fakültesi laboratuvarlarından bulunan XRD cihazı kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Şekil 3.4’de kalsinasyon işlemi öncesi elde edilen XRD çekimi sunulmuştur.

Yapılan XRD çekimi sonrasında toz formundaki alümina örneklerinin yaklaşık % 88’den büyük oranının α fazında olduğu belirlenmiştir.

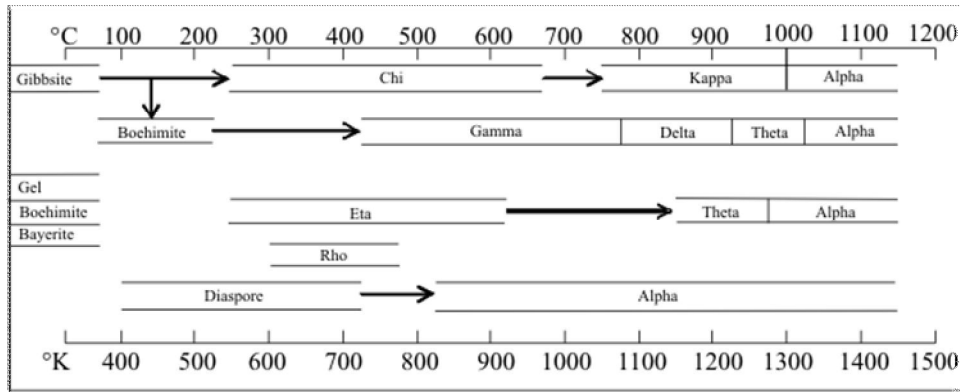
Deneysel çalışmalarda kullanılacak alüminaların % 99’dan büyük kısmının α fazında olması termoluminesans ölçümlerin kararlı olması için önemlidir. Bu nedenle numuneler kalsinasyon işlemine tabi tutularak α fazına dönüşümleri temin edilmiştir.



Şekil 3.4 Kalsinasyon işlemi öncesi toz formundaki numunelerin XRD spektrumu

3.5.1 Kalsinasyon

Saf alümina, düşük sıcaklıklarda, birkaç kristal formda bulunabilir. Fakat bütün bu formlar zaman, kristal boyutu ve atmosfere bağlı olarak, 750 °C ila 1200 °C arasında α - alüminaya dönüşür. Alüminanın α - fazına dönüşümü tersinir olmamakla beraber 1200 °C'nin üzerinde yapılan ısıtma bu dönüşümü hızlandırmaktadır (Geçkinli, 1992). Şekil 3.5'de alüminanın alfa fazına dönüşüm süreci şematik olarak görülmektedir. (Hard, 1990)

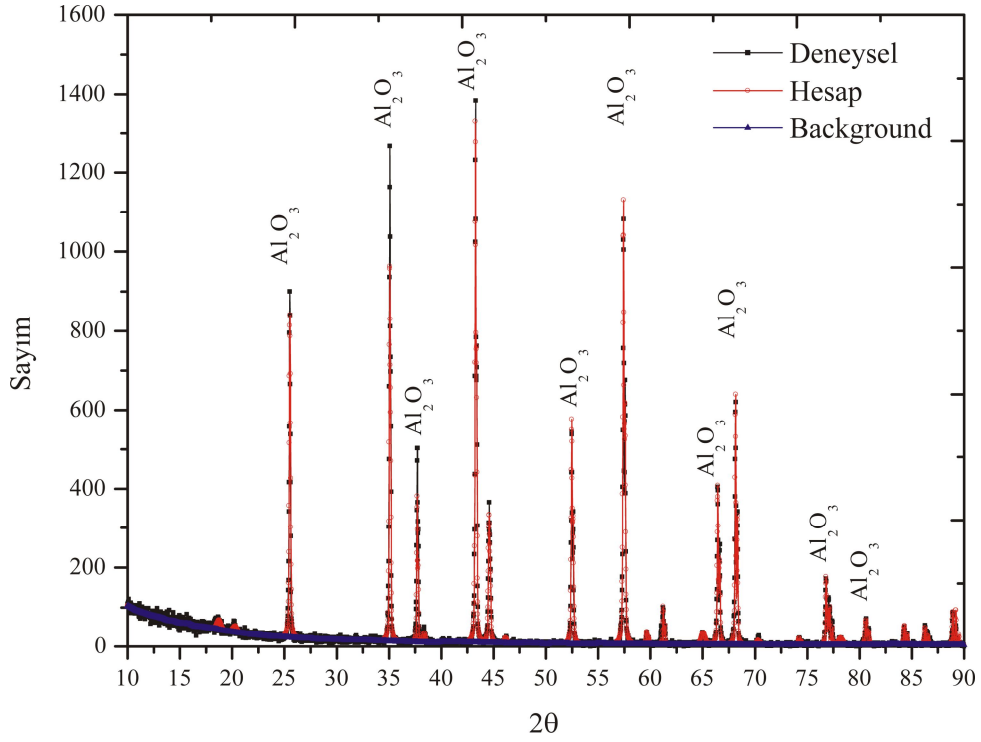


Şekil 3.5 Alüminanın değişik sıcaklıklarda alfa fazına dönüşümü (Hard 1990).

Malzeme kalsinasyon işlemine tabi tutularak tamamının α fazına dönüşmesi temin edilmiştir. Bu işlem Yıldız Teknik Üniversitesi Malzeme ve Metalürji Mühendisliği Bölümü Seramik Laboratuvarlarında bulunan Linn High Therm Jumbo Dicon SM marka yüksek sıcaklık fırını kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Fırın içerisinde bu çalışma için Süperateş Ateşe Mukavim Malzeme Sınâi A.Ş.'den temin edilen yüksek alüminalı tuğlalar yerleştirilmiştir. Toz formdaki numuneler yüksek alüminalı tuğlaların üzerine ince bir tabaka oluşturacak şekilde dikkatlice yayılmıştır. Bu durumda fırın sıcaklığı kontrollü bir şekilde arttırılarak 1450 °C sıcaklığa ulaşılmış, 5 saat süre ile numuneler kalsinasyon işlemine tabi tutulmuş ve aynı fırın rejiminde oda sıcaklığına kadar soğutulmuştur.

3.5.2 Kalsinasyon Sonrası XRD Çekimi

Tavlama işleminin sonrasında toz formundaki numunelerin α fazına dönüşen miktarının belirlenebilmesi için XRD çekimleri tekrar edilmiştir. Şekil 3.6'da kalsinasyon işlemi sonrasında elde edilen XRD çekimi sunulmuş ve buradan numunelerin tavlama sonrası % 99'dan büyük kısmının α fazına dönüştüğü görülmüştür.



Şekil 3.6 Kalsinasyon işlemi sonrası toz formundaki numunelerin XRD spektrumu

3.6 Termolüminesans Çalışmalarda Kullanılan Araç ve Gereçler

Bu tez çalışması sürecinde gerçekleştirilen tüm TL deneyler Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü Termolüminesans Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

3.6.1 Tavlama Fırını ve Tavlama İşlemi

Toz formundaki örnekler her bir TL okuma işlemi sonrasında üzerlerinde kalan artık radyasyon kalıntılarının giderilmesi amacıyla 600 ± 5 °C sıcaklıkta 15 dakika süre ile tavllanmışlardır. Tavlama işlemi sonrasında numuneler direkt güneş ışığından ve diğer yapay ışık kaynaklarından korunmak amacıyla karanlık bir odaya alınarak oda sıcaklığında soğumaya bırakılmıştır.

Tavlama işlemi, her bir ışınlama - okuma işlemi sonrasında, mikro - işlemci kontrollü Nuve FN 501 tipi elektrikli fırında 900 s süre ile yapılmıştır. Fırın kapağı açılıp numune yerleştirildiği sırada fırın sıcaklığının, numuneyi fırın içerisine yerleştirme sürecinde, yaklaşık 3 – 5 °C düştüğü gözlenmiştir. Tavlama işlemi için belirlenen süre fırın sıcaklığının tekrar 600 ± 5 °C'ye yükselmesi ile başlatılmış ve sıcaklığın yükselmesi için geçen süre tavlama işlemine dahil edilmemiştir. Tavlama işlemi süresince fırın sıcaklığı sürekli olarak izlenmiştir.

3.6.2 Radyasyon Kaynağı ve Işınlama İşlemleri

Deneysel çalışmalardaki tüm ışınlama işlemleri oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Toz formundaki numuneler tavlama işleminin ardından karanlık bir odaya alınmış ve oda sıcaklığına kadar soğuyan örnekler ışınlama işlemine tabi tutulmuştur. Tüm ışınlama işlemleri $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ β - radyasyon kaynağı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Kaynağın aktivitesi ≈ 100 mCi'dir ve bu değer üretici firma tarafından 10 Mart 1994 tarihinde belirlenmiş olup kaynağın kullanım ömrü yaklaşık 15 yıldır. $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ β - radyasyon kaynağından ^{90}Sr 'un ^{90}Y 'a bozunumu neticesinde 0,54 MeV enerjili ve ^{90}Y 'un ^{90}Zr 'a bozunumu neticesinde 2,27 MeV enerjili β - parçacıkları yayınlanmaktadır. Radyasyon kaynağı Little More Scientific Engineering (U.K.) firmasından temin edilen ve bir bilgisayar tarafından kontrol edilebilen, 9010 Optical Dating System içerisine yerleştirilmiştir. Işınlama süresi bilgisayar programı kullanılarak sisteme bildirilmekte ve bu süre sonunda otomatik olarak sonlandırılmaktadır.

3.6.3 Termolüminesans Ölçüm Sistemi

Bu çalışmada, Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü laboratuvarlarında bulunan Harshaw Model 3500 Manual TLD Reader sistemi kullanılarak deney malzemelerinin termolüminesans özellikleri tayin edilmiştir. Termolüminesans okuyucu sistem iki ana bileşenden oluşmaktadır.

- TLD okuyucu (Şekil 3.7)
- WinREMS (Windows Radiation Evaluation and Management System) yazılımı.



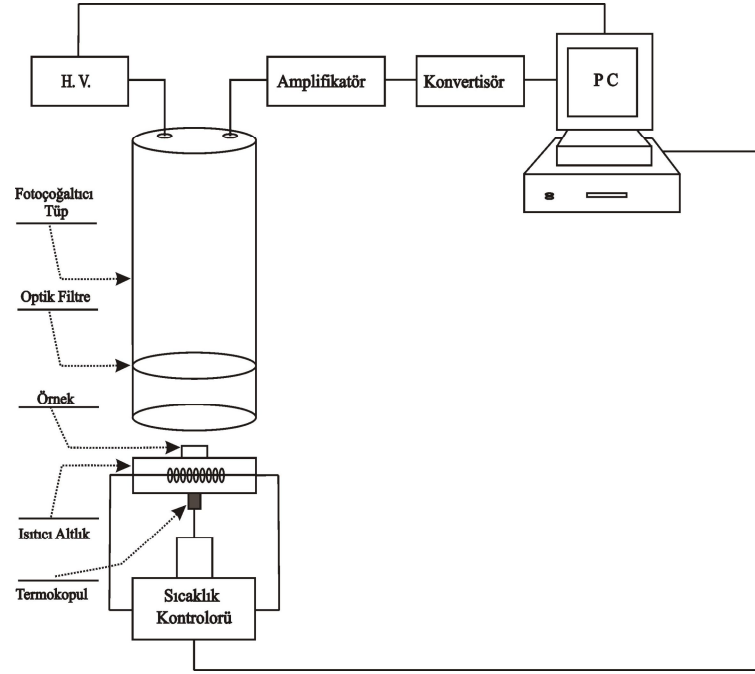
Şekil 3.7 TLD okuyucu

Sistem temel olarak WinREMS bilgisayar programı ile kontrol edilmekte, deneylerden elde edilen veriler bilgisayar üzerinde toplanmakta ve işlenmektedir. Ayrıca operatör veri girişleri yine bilgisayar yardımı ile yapılmaktadır. Bilgisayar ile TLD okuyucu sistem birbirlerine RS - 232 seri portu ile bağlı bulunmaktadır (Bicron rmp, 1999). TLD okuyucu sistemde değişik boyut ve formlardaki malzemelerin TL ölçümü yapılabilmektedir. Sistem bir foto çoğaltıcı tüp ve bir numune ısıtıcı ihtiva etmektedir. Isıtma sistemi, radyasyona maruz kalmış numunenin üzerine konulduğu ve ısıtıldığı örnek taşıyıcı, örnek taşıyıcı ile temasta bulunan termokopul (termocouple) ve optik bir filtrelerden oluşmaktadır.

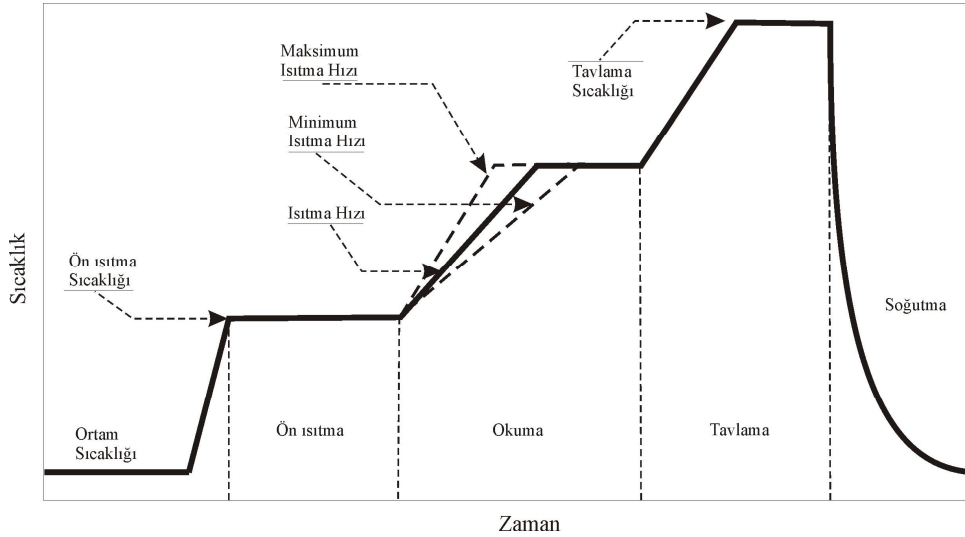
Isıtıcı sistem malzemeleri buhar (azot ya da nemsiz hava) ya da ısıtıcı bir altlıktan (esasen altlığın içinde bir rezistans bulunmaktadır) faydalanarak iki farklı yöntem ile ısıtılmaktadır. Isıtma sisteminin bir diğer özelliği ise ısıtma hızının bilgisayar aracılığıyla kontrol edilebilmesidir. Numune ısıtıcı örnekleri $\beta = 1 - 50 \text{ }^{\circ}\text{C} / \text{s}$ ısıtma hızlarında ve $400 \pm 1 \text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklığa kadar ısıtılmaktadır. Bu çalışmada ısıtıcı sistem olarak platin altlık kullanılmış ve ısıtma eğrileri elde edilmiştir. TL sistemin basit blok diyagramı Şekil 3.8’de görülmektedir.

Deneyisel çalışmalarda kullanılan termoluminesans ölçüm sisteminin özellikleri ve deney şartları zaman - sıcaklık profili (Time Temperature Profile, TTP) kullanılarak tanımlanabilmektedir. Sistemin zaman - sıcaklık profili kullanıcı tanımlı olup üç bölgeden oluşmaktadır:

Ön ısıtma bölgesi (preheat), kazanç bölgesi (acquisition) ve tavlama bölgesi (anneal). Her bir bölge zaman ve sıcaklık olarak diğerinden bağımsızdır. Tipik bir TTP Şekil 3.9’da görülmektedir.



Şekil 3.8 TL okuyucu sistemin blok diyagramı



Şekil 3.9 Sistemin TTP’i

WinRems bilgisayar programı TTP ayarlarının bilgisayar üzerinden tanımlanabilmesine olanak sağlamaktadır. TTP ayarlarının yapılmasının ardından sistem bu ayarları kullanarak TL okuma işlemini gerçekleştirmekte ve elde edilen verileri bilgisayar ortamına aktararak

burada depolayabilmektedir. Şekil 3.10'da WinRems programında TTP ayarlarının yapıldığı menü görülmektedir. Her bir deney için menüdeki ilgili ayarlar ayrı ayrı yapılmaktadır.

Şekil 3.10 TL ölçüm sisteminin TTP ayarlarının yapıldığı menü

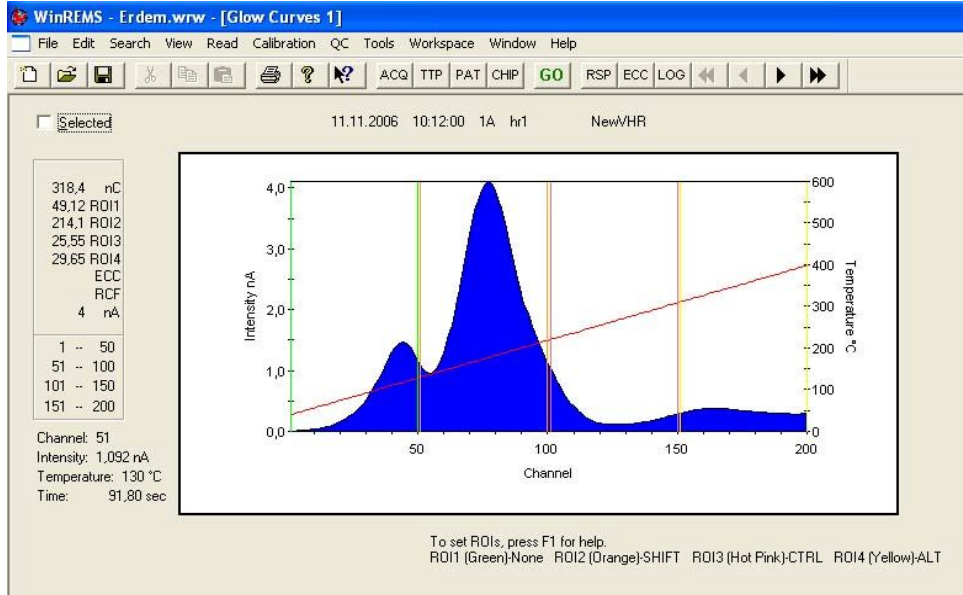
“Preheat” sekmesindeki “Temperature” alanı, ön ısıtmanın hangi sıcaklıkta sonlandırılacağını, “Time” alanı ön ısıtma sıcaklığına ne kadar sürede ulaşılacağını belirtmektedir.

“Acquire” sekmesindeki “Temperature Rate” alanı kazanç bölgesindeki ısıtma hızını, “Maximum Temperature” alanı kazanç bölgesinin maksimum sıcaklık değerini ve “Time” alanı da bu sıcaklığa ne kadar sürede ulaşılacağını belirlemektedir.

“Anneal” sekmesindeki “Temperature” alanı maksimum tavlama sıcaklığını, “Time” alanı tavlama süresini belirlemektedir.

Numunenin kontrollü bir şekilde ısıtılması neticesinde yayınlanan elektromanyetik ışınım, optik filtrelerden geçtikten sonra, foto çoğaltıcı tüpte bir elektrik akımı meydana getirmekte ve oluşan akım numuneden yayınlanan ışık şiddeti ile orantılı olmaktadır. TL okuma işlemi sırasında sıcaklık kontrollü bir şekilde arttırılmakta ve TL malzemenin yayınlanan ışınım ise sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kaydedilmektedir. TL malzemenin özellikleri ve maruz kaldığı doz miktarı ile orantılı olarak, farklı sıcaklıklarda yayınladığı ışınım yoğunluğu farklı olacaktır. Elde edilen grafik ışınım eğrisi olarak bilinmektedir.

Sistem TL malzemedan yayınlanan ışımaya yoğunluğunu zamanın bir fonksiyonu olarak bilgisayara aktarmaktadır. Şekil 3.11’de alüminanın TL okuma işlemi sırasında yaydığı sinyal yoğunluğunun zamana göre değişiminin WinREMS bilgisayar programı tarafından oluşturduğu görüntü sunulmuştur.



Şekil 3.11 WinREMS programının ekran görüntüsü

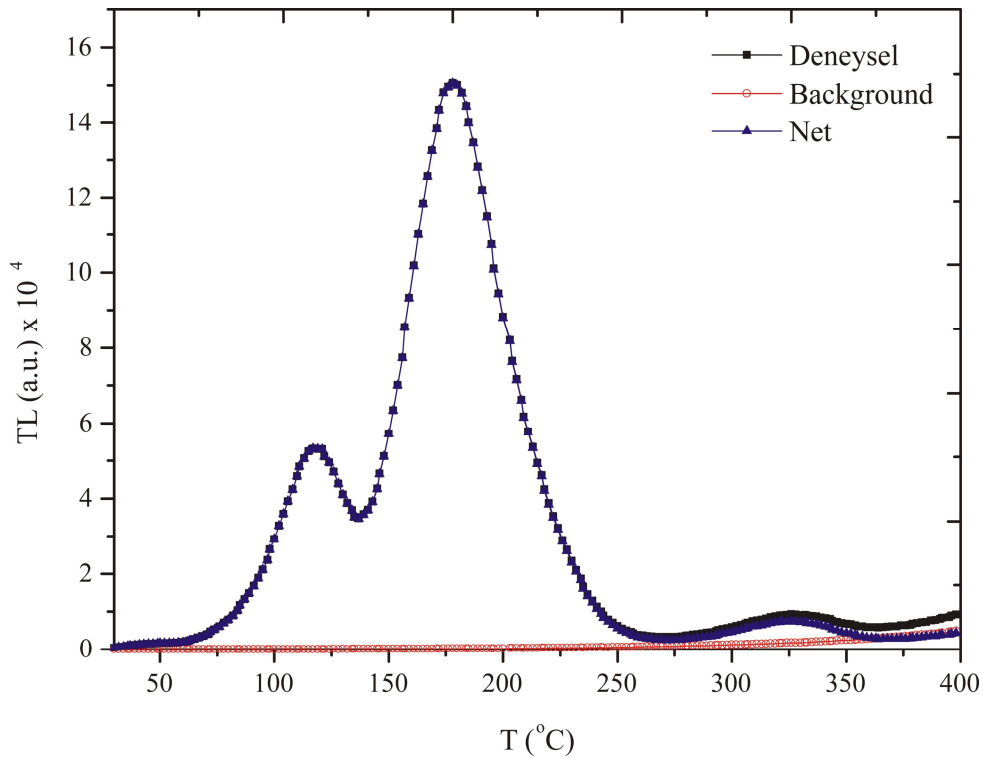
3.7 Deneysel Prosedür

Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen tüm TL deneylerde genel olarak aşağıda belirtilen prosedür takip edilmiştir;

- Toz formundaki örnekler 0,5 cm yarıçaplı, 1 cm derinlikli ve et kalınlığı yaklaşık 1 mm olan alüminyumdan yapılmış numune kabına konmuş, ışınlama, TL okuma ve tavlama işlemleri bu durumda gerçekleştirilmiştir.
- Her bir deneyde 20,000 mg malzeme kullanılmıştır.
- Her bir deney aynı numune seti kullanılarak gerçekleştirilmiştir.
- Tüm ışınlama işlemleri ^{90}Sr - ^{90}Y β - radyasyon kaynağı kullanılarak ve farklı radyasyon dozlarında gerçekleştirilmiştir. Radyasyon kaynağının doz hızı 15 mGy / s’dir.
- Işınlama ve TL okuma işlemi arasındaki süre yaklaşık 60 s olarak belirlenmiştir.
- Her bir TL okuma işleminden sonra örnekler, Bölüm 3.7.1’de ayrıntılarının verildiği üzere, tavlama işlemine tabi tutulmuştur
- Her bir deney seti için bir kez background ölçümü yapılmıştır.

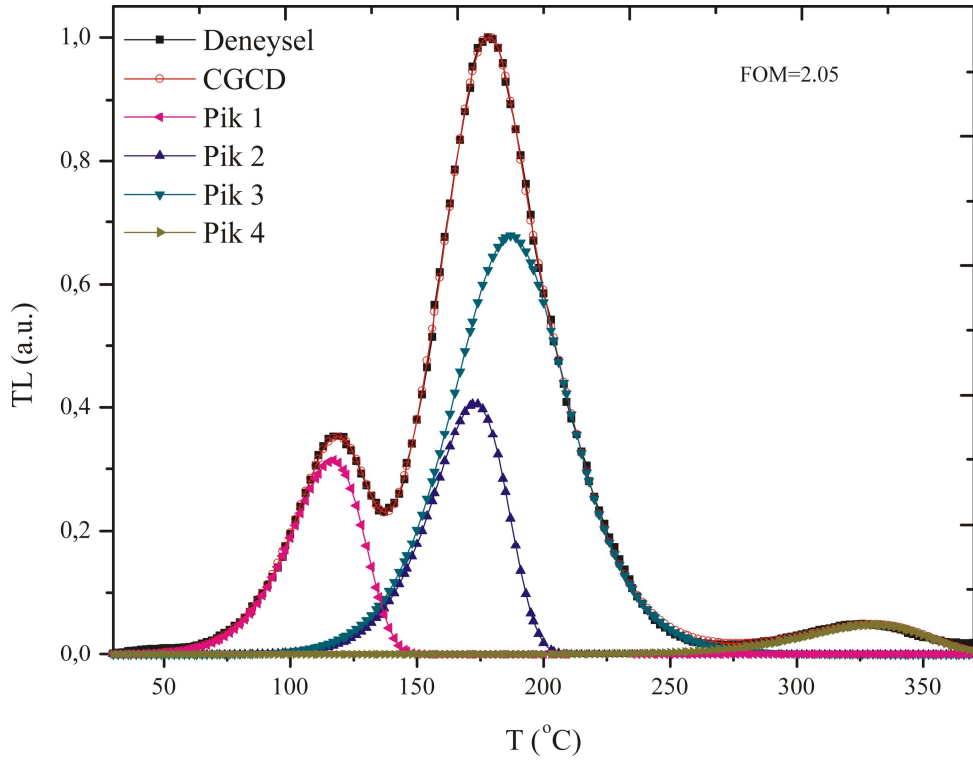
3.8 Işıma Eğrisinin Elde Edilmesi ve Işıma Piklerinin Belirlenmesi

Bu kısımdaki deneysel çalışmalara, öncelikle malzemenin ışıma eğrisi elde edilerek başlanmıştır. Bu amaçla deney malzemeleri, Bölüm 3.7.1’de açıklandığı şekilde, tavlama işlemine tabi tutulmuş ve ardından 300 s süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır. Işınlamanın hemen ardından TL okuma işlemi gerçekleştirilmiştir. Işınlamanın sonlandırılması ile TL okuma işleminin başlaması arasında güvenlik ve sistemin hazırlanması nedeniyle yaklaşık 60 s süre bulunmaktadır. TL okuma işlemi $1\text{ }^{\circ}\text{C} / \text{s}$ sabit ısıtma hızında gerçekleştirilmiştir. Elde edilen ilk ışıma eğrisi Şekil 3.12’de sunulmuştur. Şekil çıplak göz ile incelendiğinde, ışıma eğrisinin birbirinden bağımsız üç pikten meydana geldiği görülmektedir. Birinci pik $117 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de, ikinci pik ana dozimetrik pik olup $177 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de ve üçüncü pik ise $326 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ civarında yerleşmiştir. Ancak CGCD yöntemi ile ışıma eğrisi analiz edildiğinde ana dozimetrik pikin ($177 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) gerçekte birbirine yakın iki farklı pikin üst üste binmesi sonucu oluştuğu ortaya konmuştur (Şekil 3.13). Böylelikle Seydişehir alüminasının ışıma eğrisinin, incelenen sıcaklık aralığında, 4 ışıma pikine sahip olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 3.12 Ölçümlenen ilk deneysel ışıma eğrisi

Buna göre; 1. ışıma piki $117 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de, 2. ışıma piki $175 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$, 3. ışıma piki $196,6 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve 4. ışıma piki $326 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ ’de yerleşmiştir.



Şekil 3.13 CGCD yöntemi ile analiz edilen ışıma eğrisi

3.9 Yeniden Kullanılabilirlik

Aynı malzeme seti kullanılarak yapılan ardışık deneylerden elde edilen verilerin tutarlı ve geçerli olabilmesi için kullanılan numunelerin ardışık ışınlama - okuma işlemlerinde kararlı davranması gerekmektedir. Bu kısımda, deneysel çalışmalar sırasında malzeme davranışlarında meydana gelebilecek olası kararsızlıklar incelenmiş ve bunların giderilme yöntemleri araştırılmıştır. Bu amaçla malzemeler bir seri ışınlama - okuma işlemine tabi tutularak her bir basamakta, deneysel hatalar da göz önünde bulundurularak, özdeş sonuçlar verdiği kontrol edilmiştir.

Örneklerin aynı şartlarda ve ardışık ışınlama - okuma işlemleri sırasında radyasyona karşı davranışlarının kararlılığının belirlenebilmesi için aşağıdaki deneysel prosedür uygulanmıştır;

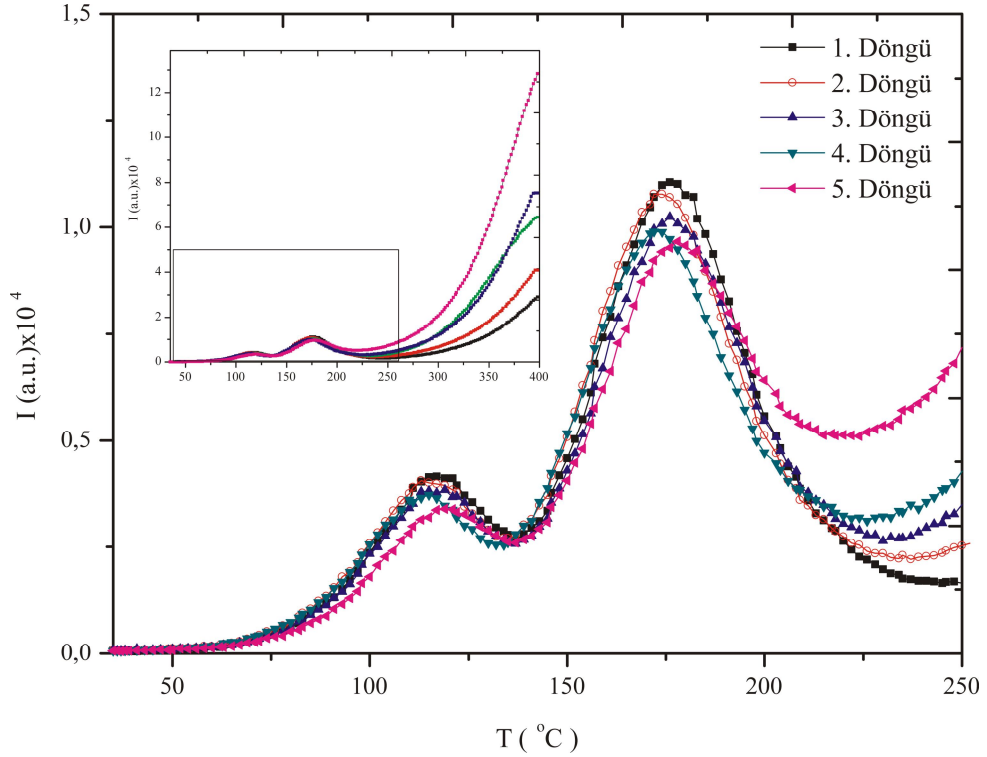
- Örnek belirli bir süre radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Işıma eğrisi elde edilmiştir.
- Bu şekilde bir döngünün tamamlanmasının ardından ilk basamağa dönülerek aynı radyasyon dozu için deney tekrar edilmiştir.

İlk olarak malzemeler 30 s süre ile radyasyona maruz bırakılmış ve yukarıdaki prosedür uygulanmıştır. Bu işlem 5 kez tekrar edilmiş ve elde edilen ışıma eğrileri Şekil 3.14’de sunulmuştur.

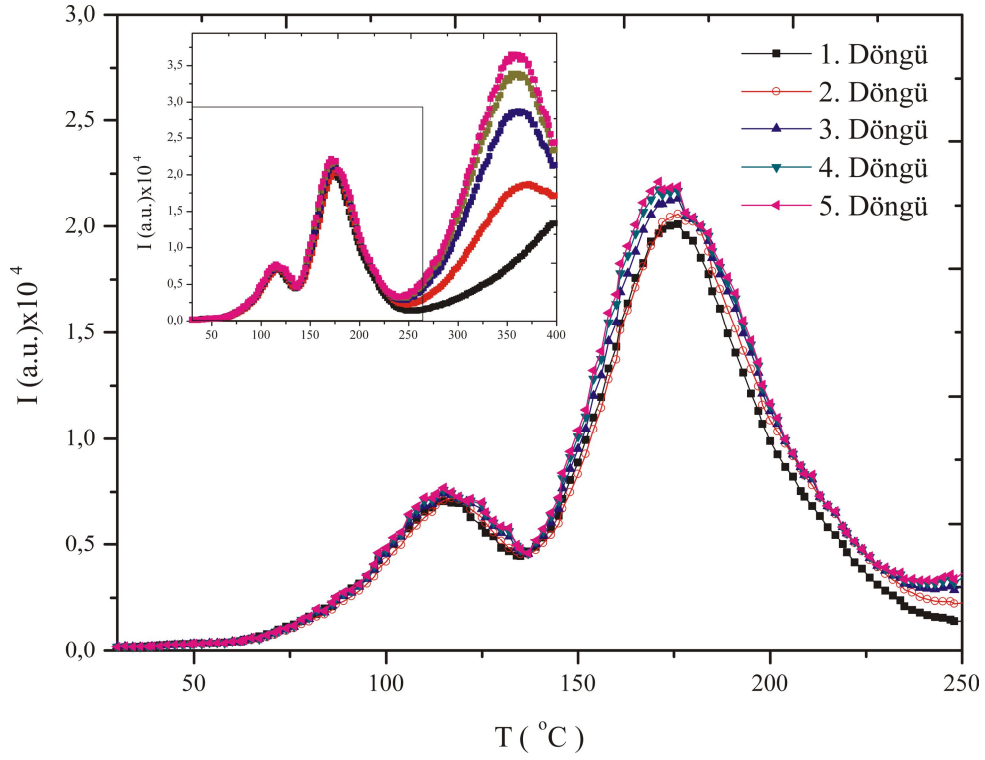
Aynı prosedür 60 s ışınlama ile ve 5 döngü halinde tekrar edilmiştir. Elde edilen ışıma eğrileri Şekil 3.15’de sunulmuştur.

Malzemenin ışıma piklerinin yoğunluklarının, her bir ardışık ışınlama - okuma işlemi sonrasında yükseldiği gözlemlenmiştir. Bu sonuç malzemelerin bu prosedür uygulandığında ardışık kullanım için uygun olmadığını ortaya koymuştur.

Termoluminesans okuma işlemi sırasında deney sisteminin elverdiği sıcaklık maksimum 400 °C’dir ve bu sıcaklığın tavlama işlemi için yeterli olmadığı gözlemlenmiştir.



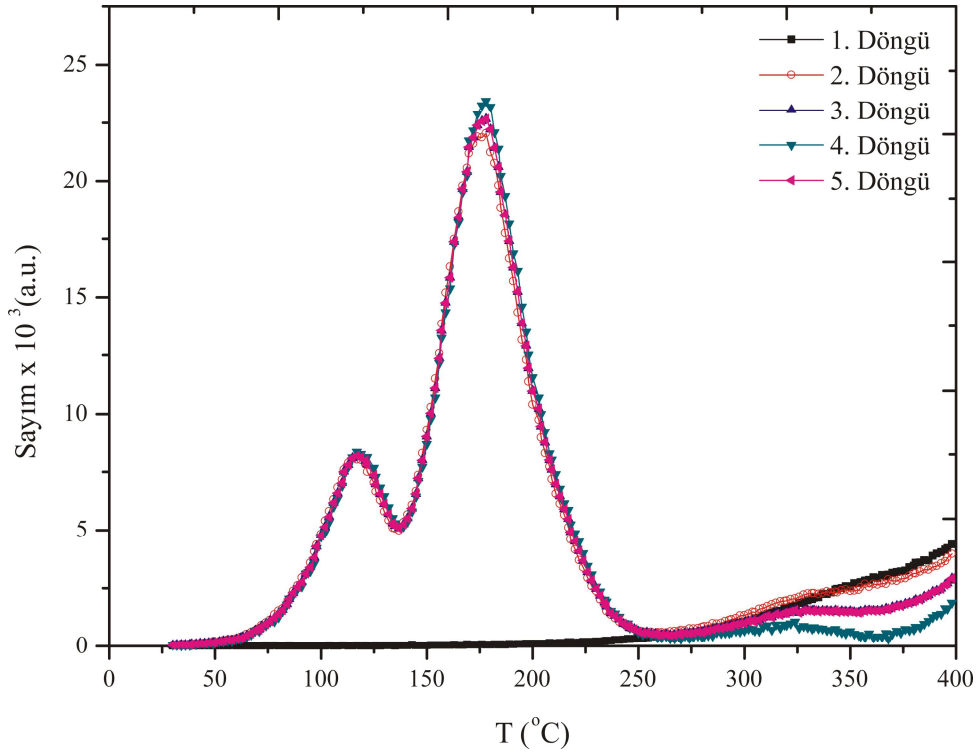
Şekil 3.14 30 s süre ile ışınlanmış numunenin ışıma eğrileri



Şekil 3.15 60 s süre ile ışınlanmış numunenin ışıma eğrileri

Yeniden kullanılabilirlik deneyleri her bir ışınlama - okuma işlemi sonrasında tavlama yapılarak tekrar edilmiştir. Numuneler 60 s süre ile ışınlanmış ardından ışıma eğrisi elde edilmiş ve önceki bölümlerde açıklandığı biçimde tavlama işlemine tabi tutulmuştur. Bu işlem 5 kez tekrar edilmiş ve elde edilen ışıma eğrileri Şekil 3.16’da sunulmuştur.

Bu sonuç, TL okuma işlemi sırasında malzemenin içerdiği elektron tuzaklarında yerleşmiş olan elektronların tamamının bulundukları tuzaklardan serbest kalmadığını ve böylece malzemede önceki ışınlamaya ait kalıntı doz biriktiğini göstermektedir. Bu ise ardışık olarak aynı radyasyon dozunda yapılan ışınlama - okuma işlemlerinde ışıma pikinin yüksekliğinin istenmeyen biçimde artmasına neden olmaktadır. Bu durum TL okuma işleminin ardından örneklerin tavlama ile giderilebilmektedir. Böylece ışınlama - TL okuma işlemi sonrası malzeme üzerinde kalan artık doz tavlama işlemi ile temizlenmiş olmaktadır.



Şekil 3.16 Tavlanmış ve 60 s süre ışınlanmış örneklerin ışıma eğrileri

3.10 Artan Doz (AD) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

Yöntem temel olarak farklı doz değerlerinde radyasyona maruz bırakılan TL malzemenin ışıma piklerinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değerindeki (T_M) değişiminin izlenmesine dayanmaktadır. Termoluminesans teoriye göre; birinci mertebeden ışıma pikleri radyasyon dozundan bağımsız olduğundan ışıma piklerinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değerleri radyasyon dozundan etkilenmemeli ve sabit kalmalıdır. Artan doz yöntemi ile ışıma pikinin kinetik mertebesinin belirlenebilmesi için aşağıdaki deneysel prosedür uygulanmıştır.

- Numuneler ışınlanmış ve ışıma eğrileri elde edilmiştir.
- Her bir okuma işleminden sonra örnekler tavlama işlemine tabi tutulmuştur.
- Farklı bir radyasyon dozu için prosedür tekrar edilmiştir.

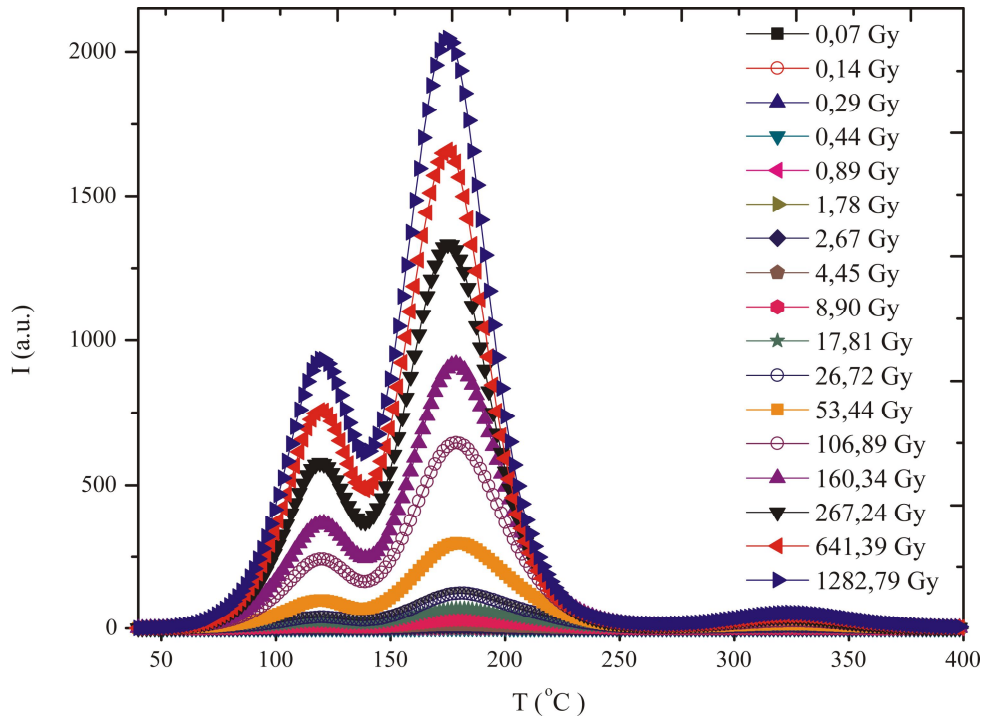
Artan doz yöntemi ile ışıma piklerinin kinetik mertebelerinin belirlenmesi için örnekler farklı radyasyon dozlarında ışınlanmış ve elde edilen ışıma eğrileri Şekil 3.17’de sunulmuştur.

1. ve 4. ışıma piklerinin pik maksimum sıcaklık değerlerinin artan radyasyon dozu ile değişmediği buna karşın ana dozimetrik pikin maksimum sıcaklık değerinin artan radyasyon dozu ile azaldığı görülmektedir. Her bir ışıma piki için pik maksimumlarına karşı gelen sıcaklığın (T_M) radyasyon dozu ile değişimi Şekil 3.18’de sunulmuştur.

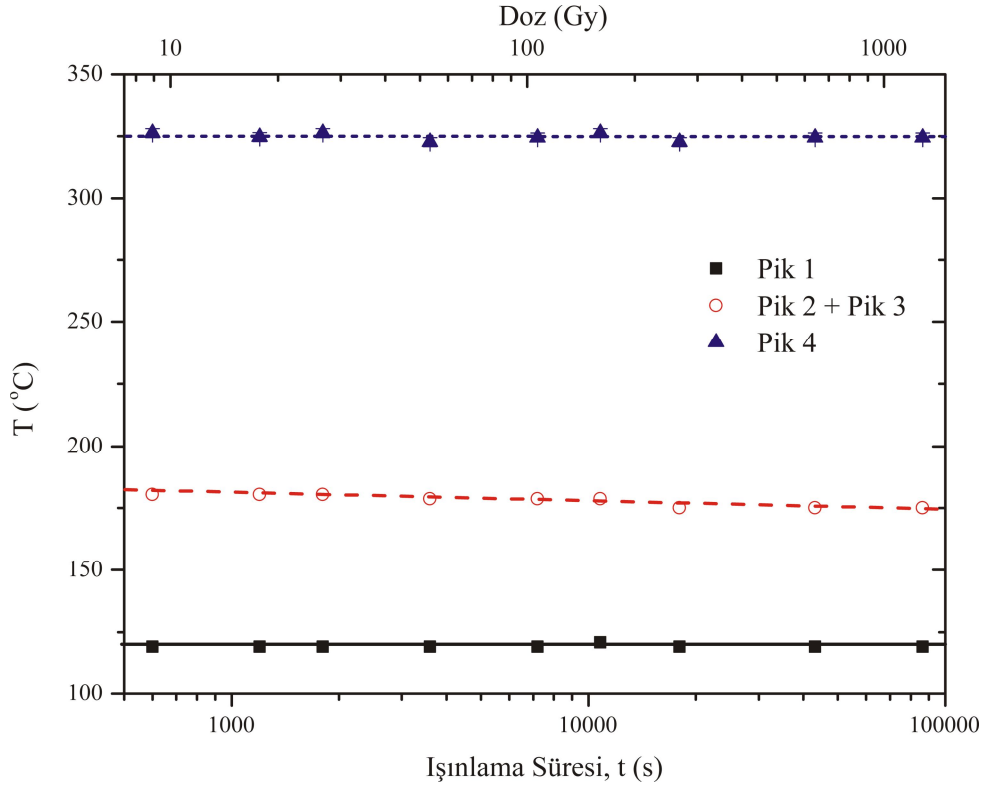
Deneyde kullanılan radyasyon dozları Çizelge 3.6’da sunulmuştur.

Çizelge 3.6 Deneyde kullanılan radyasyon dozları

Işınlama Süresi (s)	Doz (Gy)
5	0,07
10	0,14
20	0,29
30	0,44
60	0,89
120	1,78
180	2,67
300	4,45
600	8,90
1200	17,81
1800	26,72
3600	53,44
7200	106,89
10800	160,34
18000	267,24
43200	641,39
86400	1282,79



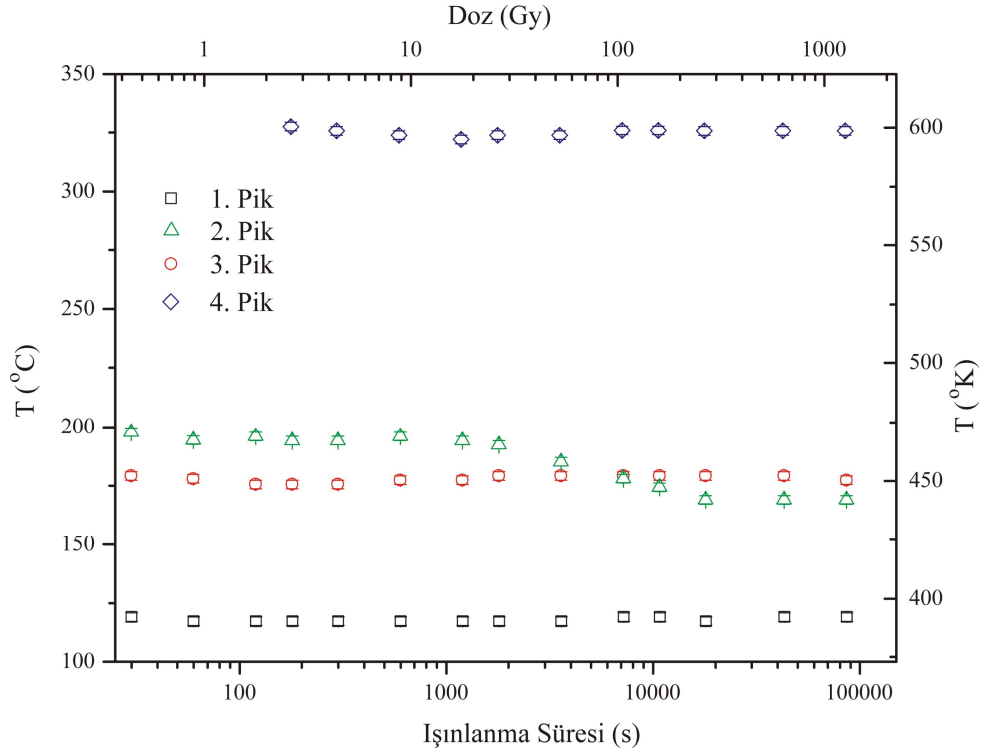
Şekil 3.17 Farklı radyasyon dozlarında ışınlanmış numunelerin ısıma eğrileri



Şekil 3.18 T_M 'nin radyasyon dozu ile değişimi.

Buradan 1. ışıma pikinin ve yüksek sıcaklık bölgesindeki 4. ışıma pikinin hesaplanan kinetik mertebelerinin $b = 1$ olduğu ve artan doz miktarı ile pik maksimum sıcaklıklarında meydana gelen dalgalanmaların deneysel hata sınırları içerisinde kaldığı gözlemlenmiştir. Diğer taraftan ana dozimetrik ışıma pikinin maksimum olduğu sıcaklık değeri ise artan doz miktarı ile azalmaktadır ve değişen radyasyon dozu ile değerinde meydana gelen dalgalanmalar deneysel hata sınırlarının dışında kalmaktadır. Bu nedenle ana dozimetrik ışıma pikinin kinetik mertebesinin $b \neq 1$ olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Kinetik mertebesi $b \neq 1$ olan ışıma piklerinin kinetik mertebelerinin belirlenebilmesi için farklı radyasyon dozlarında ışınlanmış numunenin her bir doz değerinde elde edilen ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilmiş ve dozimetrik ışıma pikinin gerçekte 2 ayrı pikin bir süper pozisyonu olduğu tekrar görülmüştür. Numunenin ışıma eğrisi CGCD yöntemi ile analiz edilerek ışıma pikleri birbirinden ayrıştırılmış, bu durumda pik maksimumlarına karşı gelen sıcaklık değerleri yeniden hesaplanmış ve her bir pik için Şekil 3.19'da grafik olarak sunulmuştur.

1. ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklığın, deneysel hatalar da göz önünde bulundurulduğunda, artan radyasyon dozu ile değişmediği görülmektedir. Bu ise birinci mertebe bir pikin davranışına uymaktadır.

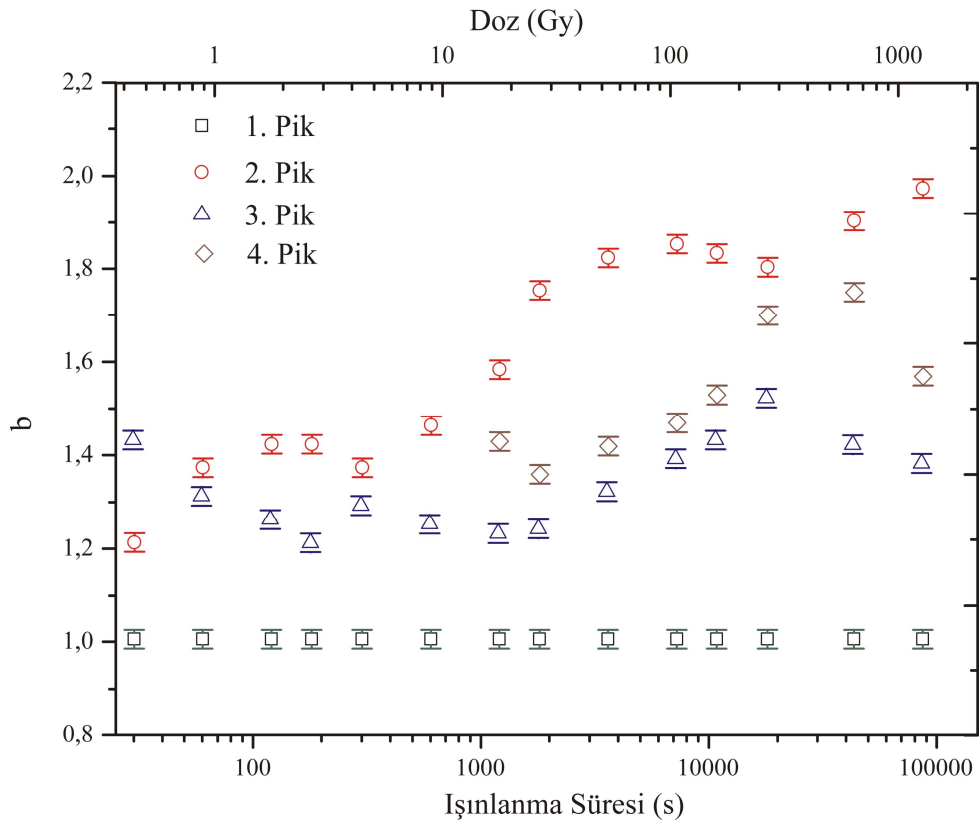


Şekil 3.19 T_M 'nin radyasyon dozu ile değişimi

2. ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklığın, 0,44 Gy – 8,90 Gy doz aralığında sürekli olarak değiştiği ancak bu değişimin deneysel hata sınırları içerisinde kaldığı görülmüştür. 8,90 Gy'den büyük radyasyon dozlarında ise artan radyasyon dozu ile azaldığı gözlemlenmiştir. 0,44 Gy'lik ve 1282,79 Gy'lik doz ile ışınlanmış numunelerin pik maksimumlarına karşı gelen sıcaklık değerleri sırasıyla $198,4 \pm 1,8$ °C ve $169,6 \pm 1,8$ °C'dir. Artan doz miktarı ile pik maksimum sıcaklığının değişimi $28 \pm 3,6$ °C'dir. Bu davranış $b \neq 1$ olan ışıma piki davranışına uymaktadır. 3.üncü ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklığın, artan radyasyon dozu ile 4,45 Gy'e kadar önce azaldığı, bu doz değerinden sonra 267,24 Gy'e kadar arttığı ve artan radyasyon dozu ile tekrar azaldığı görülmüştür. Ancak tüm bu değişimler deneysel hata sınırları içerisinde kalığı için 3. ışıma pikinin kinetik mertebesinin $b = 1$ olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. 4. ışıma piki CGCD yöntemi ile incelendiğinde, 2,67 Gy'den düşük dozlarda background seviyesinin altında kaldığından analiz edilememiştir. Pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri, 2,67 Gy - 8,90 Gy doz aralığında artan radyasyon dozu ile düşük sıcaklık bölgesine doğru hareket ettiği ve 17,81 Gy'de bu azalmanın deneysel hata sınırları dışına taşıdığı gözlemlenmiştir.

Ancak 26,72 Gy'de eski değerine tekrar ulaşmış ve 26,72 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında meydana gelen değişimlerin deneysel hata sınırlarından olduğu gözlemlenmiştir. 2,67 Gy ile

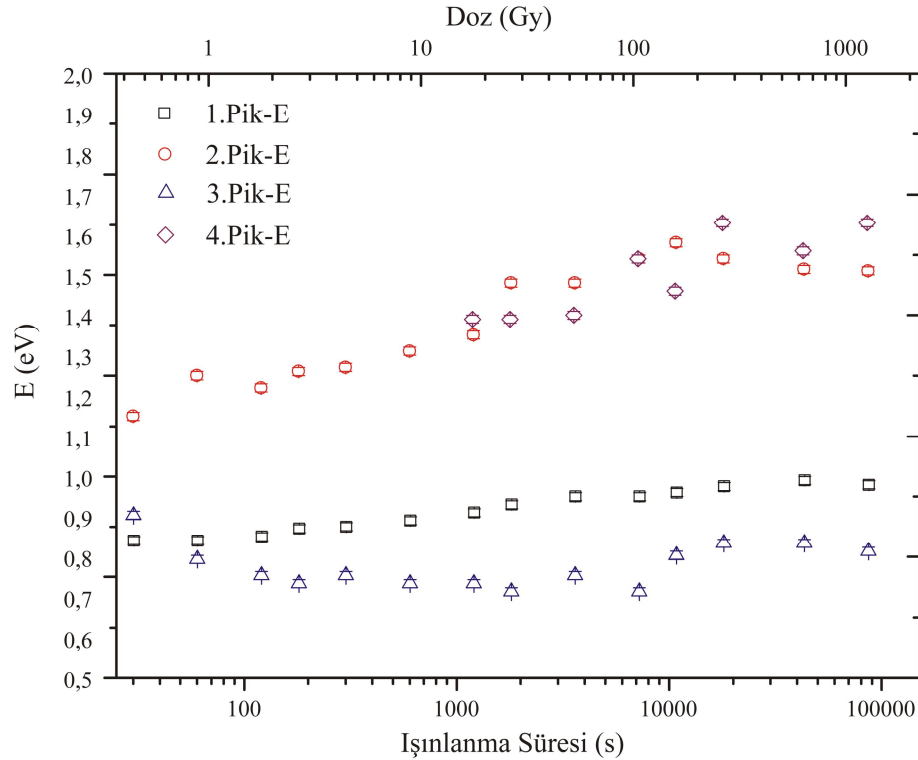
1282,79 Gy dozlardaki pik maksimum sıcaklık değerleri sırasıyla, 328 °C ve 326,2 °C olarak gözlemlenmiştir. Deneysel çalışmada kullanılan doz sınırları içerisinde ölçülen bu değişim, 1,8 °C, deneysel hata sınırları içerisinde ($\pm 1,8$ °C) kalmıştır. Bu nedenle 4. ışıma pikinin kinetik mertebesinin $b = 1$ olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Numunenin tüm ışıma pikleri CGCD yöntemi ile incelenmiş ve b değerleri hesaplanmıştır. Her bir ışıma piki için hesaplanan b değerleri Şekil 3.20,'de grafik olarak sunulmuştur. Birinci ışıma pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi $b = 1$ olarak bulunmuştur. Bu sonuç Şekil 3.18'de görülen pik maksimum sıcaklığının artan radyasyon dozu ile değişmemesi ile de uyum içerisinde. İkinci ışıma pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi artan radyasyon dozu ile beraber 0,44 Gy'de $b = 1,21$ iken 1282,79 Gy'de $b = 1,97$ değerine ulaşmıştır. Bu aralıkta artan radyasyon dozu ile beraber genel bir artış eğilimi göstermiştir. Üçüncü ışıma pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi artan radyasyon dozu ile sürekli bir değişim içerisinde olduğu görülmüştür. Bu değişim ardışık ve sürekli olmayan artış ve düşüşler şeklinde olmaktadır. Ancak bu değişimlerin ortalaması alındığında artan radyasyon dozu ile b değerinde bir azalma eğilimi görülmektedir ve 0,44 Gy'de $b = 1,43$ iken 1282,79 Gy'de $b = 1,38$ değerini almaktadır.



Şekil 3.20 Seydişehir alüminasının ışıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebeleri.

Dördüncü ışıma pikinin CGCD yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi artan radyasyon dozu ile 17,81 Gy'de $b = 1,43$ ve 1282,79 Gy'de $b = 1,57$ değerine kadar artmaktadır. 641,39 Gy'de bu artış maksimum olmakta ve $b = 1,75$ değerine kadar ulaşmaktadır. Ancak sonra azalarak $b = 1,57$ değerine kadar azaldığı gözlenmiştir.

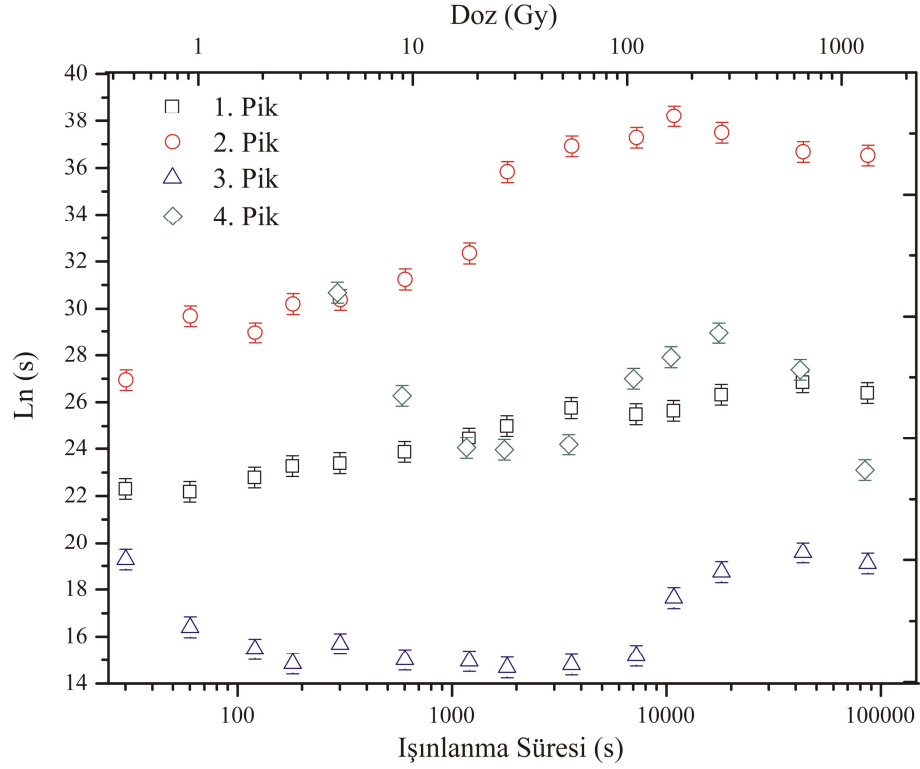
AD yöntemi ile elde edilen ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilerek, ışıma piklerine neden olan tuzak enerji seviyelerinin temel parametreleri hesaplanmıştır. Sonuçlar aktivasyon enerjileri için Şekil 3.21'de ve frekans faktörleri için Şekil 3.22'de grafik olarak sunulmuştur.



Şekil 3.21 AD yöntemi ile elde edilen ışıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan E değerleri.

Birinci ışıma pikinin aktivasyon enerjisinin artan radyasyon dozu ile arttığı gözlenmiş, 0,44 Gy'de $E = 0,84$ eV ve 1282,79 Gy'de $E = 0,98$ eV olarak hesaplanmıştır. Bu iki doz değeri arasında aktivasyon enerjisi düzgün bir artış eğilimi göstermiştir. İkinci ışıma pikinin aktivasyon enerjisi ise 0,44 Gy'de $E = 1,15$ eV ve 1282,79 Gy'de $E = 1,51$ eV değerine ulaşmıştır. E değerindeki artış 26,72 Gy'e kadar hızlı olup bu değerde $E = 1,48$ eV'a ulaşmıştır bu değerden sonra aktivasyon enerjisindeki değişim daha yavaş olduğu gözlemlenmiştir. Üçüncü ışıma pikinin aktivasyon enerjisi ise 0,44 Gy'de $E = 0,90$ eV olurken 1282,79 Gy'de $E = 0,81$ eV'a kadar azalmıştır. Bu azalma süreci 106,89 Gy'de $E = 0,71$ eV' kadar devam etmiş ve bu değerden sonra tekrar artmaya başlamıştır. Dördüncü

ışılma piki 17,81 Gy'de $E = 1,39$ eV değerinden 1282,79 Gy'de 1,63 eV değerine kadar artış göstermiştir.



Sekil 3.22 AD yöntemi ile elde edilen ışıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan s değerleri.

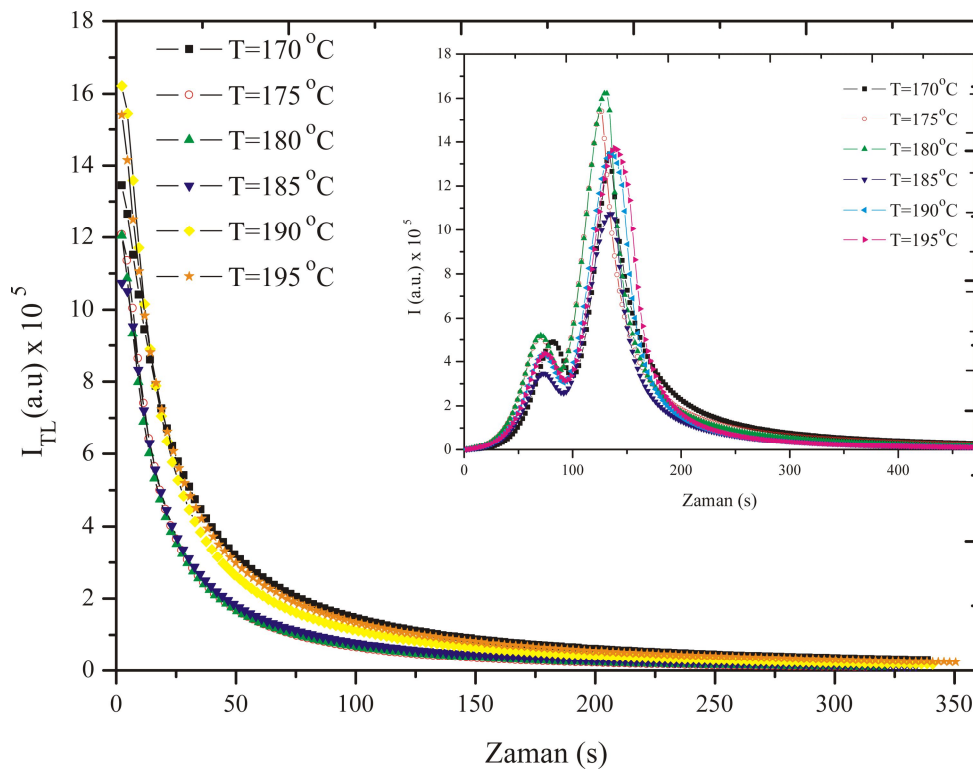
1. ve 2. ışıma piklerinin $\ln(s)$ 'değeri 0,44 Gy'den 1282,79 Gy'e kadar düzgün bir artış göstermişlerdir. 3. ve 4. ışıma piklerinin $\ln(s)$ değerleri ise önce düzgün azalmakta ve 53,44 Gy'den sonra düzgün artma eğilimi gösterdikleri gözlemlenmiştir.

3.11 İzotermal Bozunum (ID) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

TL ışıma piklerinin tuzak parametrelerinin belirlenmesinde yaygın olarak kullanılan yöntemlerden bir tanesi de ID yöntemidir. Bu yöntemde malzeme belirli bir sıcaklığa (T_s) kadar kontrollü olarak ısıtılır ve sıcaklık T_s değerinde sabit tutularak yayınlanan ışıma zamanının bir fonksiyonu olarak izlenir. Bu durumda yayınlanan ışıma fosforesans ışıma olacaktır. Yöntem fosforesans ışımının tuzak parametreleri ile ilişkisi yardımıyla bu parametrelerin hesaplanmasına dayanır. ID deney seti için aşağıdaki rutin proseler uygulanmıştır.

- Toz formundaki numuneler 5 dakika süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Numuneler daha önceden belirlenmiş olan bir T_S sıcaklığına kadar kontrollü bir şekilde ısıtılmış ve sıcaklık bu değere ulaştığında sabit tutularak malzemeden yayınlanan lüminesans ışıma zamanının bir fonksiyonu olarak kaydedilmiştir.
- Örnekler tavlانmış ve birinci adıma dönülerek farklı bir T_S sıcaklığı için tekrar edilmiştir.

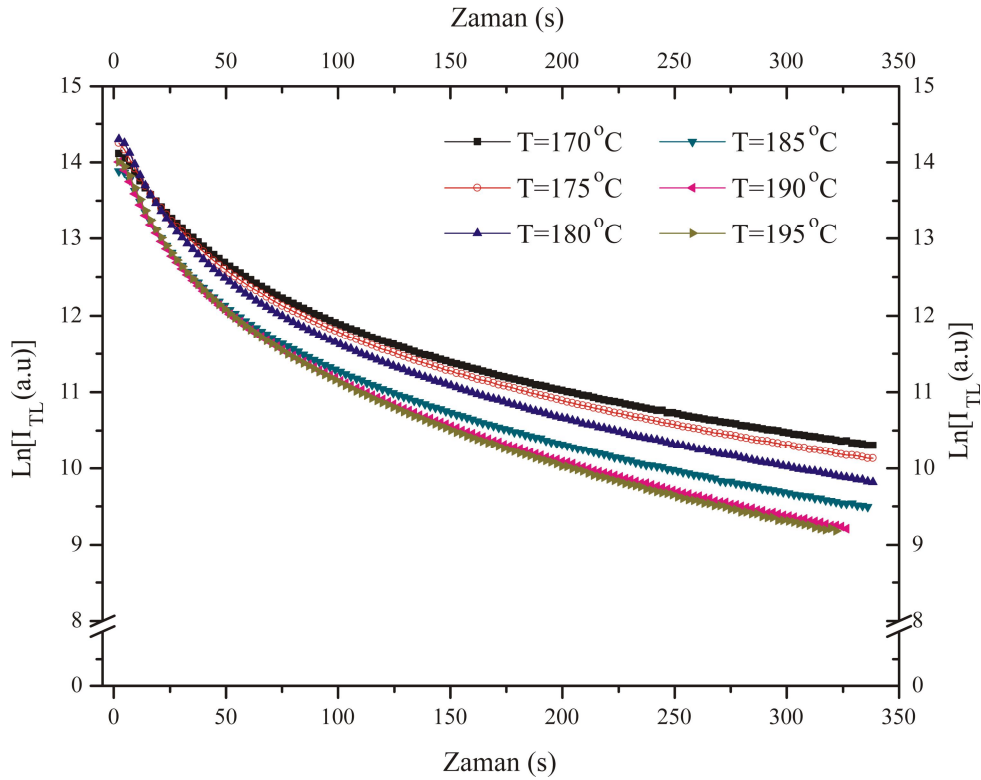
ID prosedürü sırasında T sıcaklıkları sırasıyla; $T_S = 170^\circ\text{C}$, 175°C , 180°C , 185°C , 190°C ve 195°C olarak belirlenmiştir. Her bir sıcaklık değeri için elde edilen ışıma eğrileri Şekil 3.23’de sunulmuştur.



Şekil 3.23 ID yöntemi için farklı T sıcaklıklarında elde edilen ışıma eğrileri

Ana ışıma pikinin kinetik mertebesinin belirlenebilmesi için $\ln(I)$ 'nin zamana göre grafiği çizilmiş ve Şekil 3.24’de sunulmuştur. Teoriye göre, ışıma pikinin kinetik mertebesi $b = 1$ ’e eşit ise bu durumda elde edilecek grafik bir doğru olacaktır. Şekil 3.24 incelendiğinde elde edilen grafiğin doğru olmadığı görülmüş ve bu pikin kinetik mertebesinin $b \neq 1$ olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Bu durumda birinci mertebeden olmayan ışıma pikleri için ID yöntemi kullanılmıştır. Mertebesi 1’den farklı olan ışıma pikleri için uygun bir b değeri seçilip $(I/I_0)^{(1-b)/b}$ ’nin zamana göre grafiği çizildiğinde elde edilen grafik bir doğru olacaktır ve böylece b değeri belirlenmiş olur.

Bu çalışmada her bir T sıcaklığı için en uygun b değerlerinin belirlenebilmesi amacıyla $(I/I_0)^{(1-b)/b} - t$ grafiği çizilmiştir. Elde edilen grafiklerden doğruya en yakın olanının belirlenebilmesi için birçok b değeri kullanılmış ve elde edilen grafiğe doğru fit edilerek R^2 değeri hesaplanmıştır. En uygun doğruyu çizmek için kullanılan b değeri ışıma pikinin kinetik mertebesini temsil etmektedir. Şekil 3.25’de her bir T_S sıcaklığı için $(I/I_0)^{(1-b)/b} - t$ grafiğine fit edilen doğrular görülmektedir.

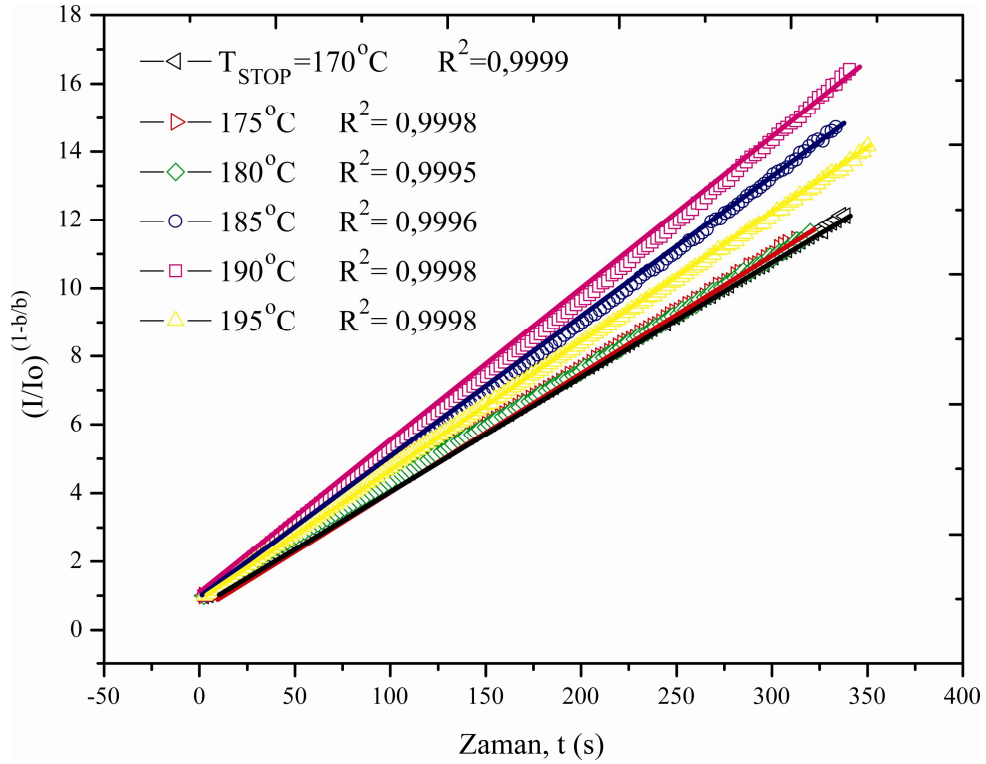


Şekil 3.24 $\ln(I)$ 'nın zamana göre değişimi

Her bir fit için hesaplanan b değerleri, b değerlerinin hesaplanmasında kullanılan eğrilerin eğimleri Çizelge 3.7’de sunulmuştur.

Çizelge 3.7 T_S sıcaklığı için çizilen eğrilerin eğimleri, hesaplanan b ve R^2 değerleri

T_S (°C)	b	R^2	Eğim (m)
170	2,90	0,9999	0,033
175	2,75	0,9998	0,037
180	2,65	0,9995	0,044
185	2,60	0,9996	0,041
190	2,05	0,9998	0,032
195	2,02	0,9998	0,033



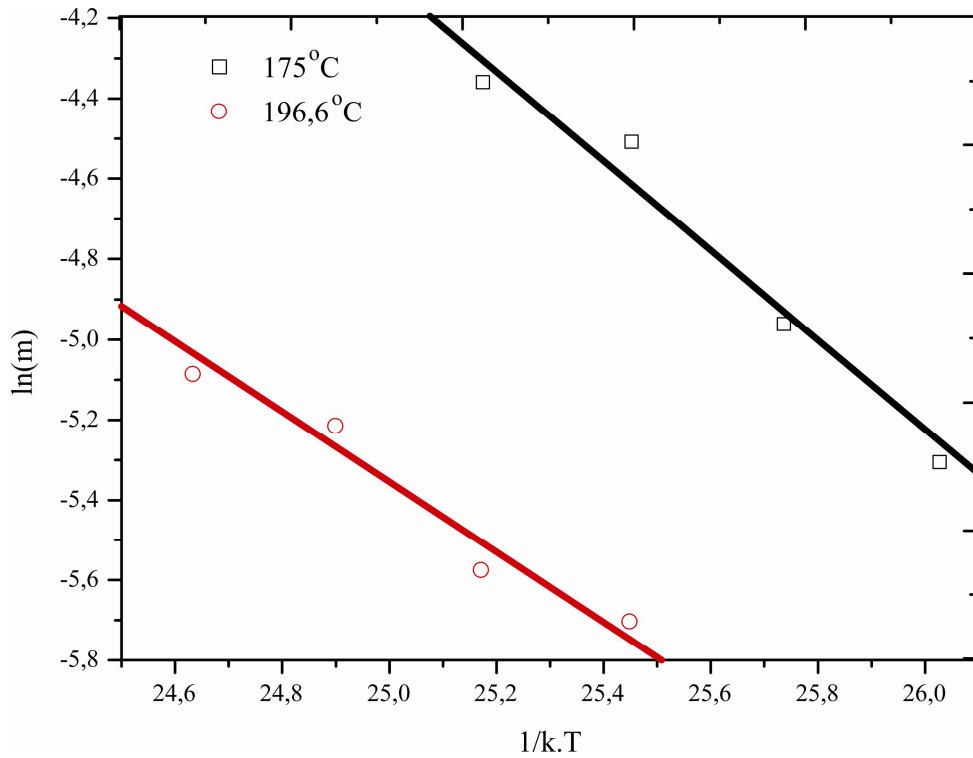
Şekil 3.25 Her bir T_S sıcaklığı için grafiklere fit edilen doğrular

Alüminanın dozimetrik piki birbirine yakın iki pikten meydana geldiği ($175 \pm 1,8^\circ\text{C}$ - $196,6 \pm 1,8^\circ\text{C}$) önceki deneylerden elde edilen verilerin CGCD yöntemi ile incelenmesi sonucu ortaya çıkarılmıştır. Bu nedenle izotermal bozunum olayı sırasında yayınlanan ışıma her iki pikin de katkısı bulunmaktadır. Bu ise izotermal bozunum eğrisinin iki karakterli olarak karşımıza çıkmasına neden olmaktadır. T_S sıcaklığının 2. ışıma pikinin maksimumuna yakın olduğu durumlarda ID eğrisinde ilk pik baskın olmaktadır. Işımanın yayınlandığı süreçte zaman ilerledikçe 2. pik etkisini kaybederek ID eğrisi 3. pikten kaynaklanan yayınlanmanın karakteristiğini almaktadır. Bu nedenle ID eğrisi iki kısma ayrılarak incelenmiştir. $T_S = 170^\circ\text{C}$, 175°C , 180°C ve 185°C olduğu durumlarda dozimetrik piki meydana getiren piklerden 2. pik 0 – 30 s zaman aralığında çok baskın biçimde ID eğrisinde karakterini gösterdiğinden eğrinin bu kısmı için bir b değeri kullanılarak eğriye fit yapılmıştır. Benzer şekilde $T_S = 180^\circ\text{C}$, 185°C , 190°C ve 195°C olduğu durumlarda $t > 130$ s sonrası 3. pik ID eğrisinde baskın olduğundan bu kısım için farklı bir b parametresi kullanılarak fit yapılmıştır. Sonuçlar Çizelge 3.8’de sunulmuştur.

Çizelge 3.8 2.ve 3. ışıma piklerine fit yapılan doğruların eğimleri ve hesaplanan parametreleri

T_s (° C)	175 °C $\pm$ 1,8			196,6 °C $\pm$ 1,8		
	Eğim (m)	R^2	b	Eğim (m)	R^2	b
170	0,004	0,9974	1,15	-	-	-
175	0,007	0,9962	1,20	-	-	-
180	0,011	0,9959	1,25	0,0033	0,9971	1,27
185	0,012	0,9962	1,30	0,0037	0,9971	1,3
190	-	-	-	0,0054	0,9980	1,33
195	-	-	-	0,0061	0,9980	1,35

E ve s değerlerinin hesaplanabilmesi için $\ln(m)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği çizildiğinde (Şekil 3.26) bir doğru elde edilir. Bu durumda elde edilen doğrunun eğimi $-E$ 'ye eşit olacaktır.

Şekil 3.26 $\ln(m)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği.

Şekil 3.26'daki her bir eğrinin eğimi ait olduğu pikin aktivasyon enerjisine eşittir. Dozimetrik piki oluşturan 2. ve 3. pik için hesaplanan aktivasyon enerjileri sırasıyla, $E_2 = 1,15 \pm 0,01$ eV ve $E_3 = 0,81 \pm 0,01$ eV olarak hesaplanmıştır.

Diğer taraftan her bir eğrinin $1/kT$ eksenini kestiği nokta tespit edilerek $\ln(s)$ değerleri sırasıyla, $\ln(s_2) = 26,42 \pm 0,30$ s⁻¹ ve $\ln(s_3) = 16,13 \pm 0,70$ s⁻¹ olarak hesaplanmıştır.

ID için Sohrabi vd., (1998) tarafından önerilen Denklem (2.67) ve Denklem (2.68) kullanılarak E ve s değerleri hesaplanmış, 2. ve 3. pik için E değerleri sırasıyla, $E_2 = 1,12 \pm 0,06 \text{ eV}$ ve $E_3 = 0,87 \pm 0,07 \text{ eV}$, frekans faktörleri de sırasıyla, $\ln(s_2) = 25,62 \pm 1,66 \text{ s}^{-1}$ ve $\ln(s_3) = 17,60 \pm 1,55 \text{ s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.

3.12 Pik Pozisyonu ($T_M - T_S$) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

Pik pozisyonu yöntemi ile ışıma eğrisindeki, birbirine çok yakın konumlarda yerleşmiş bulunan ve bu nedenle birbirilerinden ayırt edilemeyen, pikler kolaylıkla tespit edilebilmektedir. Pik pozisyonu yönteminde malzeme, görece düşük sıcaklık bölgesinde bulunan pikin maksimumuna karşı gelen sıcaklığı bir miktar geçerek şekilde, ısıtılır ve böylece görece düşük sıcaklık bölgesinde bulunan pike neden olan elektron tuzaklarının boşalması temin edilerek ışıma eğrisi üzerindeki etkisi ortadan kaldırılır. Daha sonra örnek oda sıcaklığına kadar soğutulur ve tüm ışıma eğrisi elde edilir. Pik pozisyonu yöntemi ile ışıma eğrisinin incelenmesinde aşağıdaki deneysel prosedür izlenmiştir.

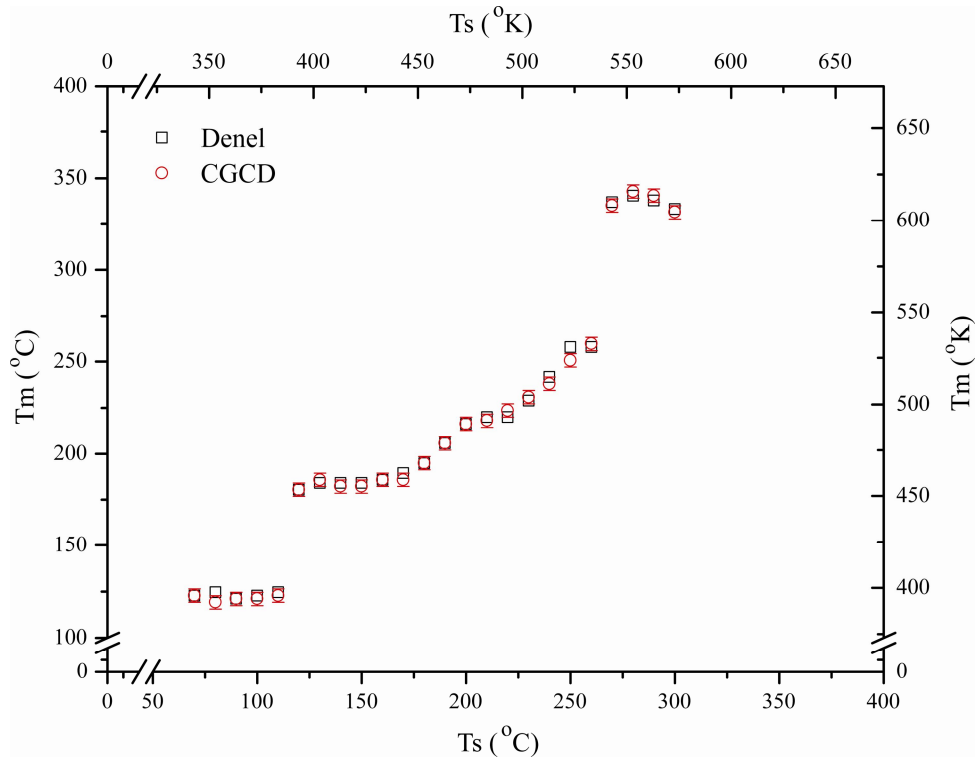
- Numuneler 5 dakika süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Işınlanan örnekler ilk ışıma pikinin düşük sıcaklık bölgesindeki kuyruğunda belirlenen bir T_S sıcaklığına kadar $1^\circ\text{C} / \text{s}$ ısıtma hızında ısıtılmış ve ardından oda sıcaklığına kadar soğutulmuşlardır.
- Oda sıcaklığına soğutulan örneklerin ışıma eğrisinin tamamı aynı koşullarda elde edilmiştir.
- Farklı bir T_S sıcaklığı için proses tekrar edilmiştir.

Yukarıdaki proses için seçilen T_S sıcaklıkları 70°C , 80°C , 90°C , 100°C , 110°C , 120°C , 130°C , 140°C , 150°C , 160°C , 170°C , 180°C , 190°C , 200°C , 210°C , 220°C , 230°C , 240°C , 250°C , 260°C , 270°C , 280°C , 290°C ve 300°C olarak belirlenmiştir. Her bir T_S sıcaklığı için elde edilen ışıma eğrilerinden pik maksimum yoğunluğuna karşı gelen T_M sıcaklıkları ölçülmüş ve $T_M - T_S$ grafiği çizilmiştir (Şekil 3.27).

TL teoriye göre $T_M - T_S$ grafiğindeki her bir düz bölge bir enerji seviyesini diğer bir ifadeyle birbirinden ayırık ışıma piklerini temsil etmektedir. Eğer ışıma pikleri üst üste binmiş ve birbirinden ayırt edilemeyecek kadar karmaşık ise basamaklı yapı bozulur ve düz platolar yerini eğimli platolara bırakır. Seydişehir alüminasının $T_M - T_S$ grafiği düşük sıcaklık bölgesinde ($60^\circ\text{C} - 120^\circ\text{C}$) düz bir plato ihtiva etmektedir ki bu da ayırık bir ışıma pikine

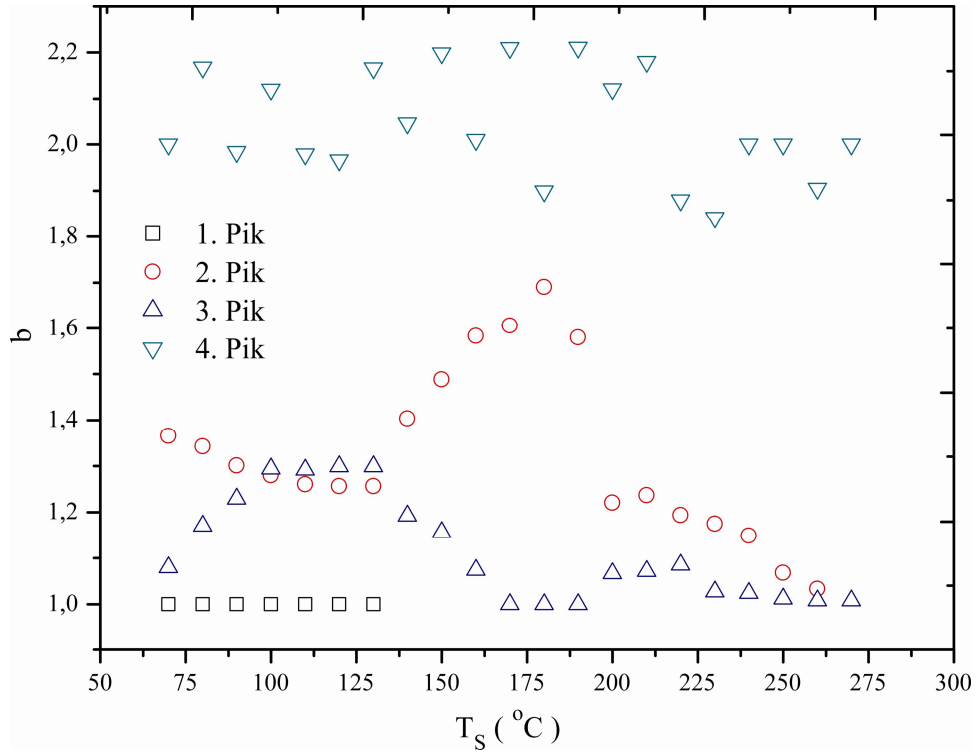
karşı gelmektedir.

Diğer taraftan sıcaklığın 130 °C - 250 °C olduğu bölgede eğimli bir plato bulunmaktadır. Bu platonun düşük sıcaklık bölgesi yüksek sıcaklık bölgesine oranla daha düz yerleşmiştir. Plato yüksek sıcaklık bölgesi ve düşük sıcaklık bölgesi olarak ani bir yükseliş ile birbirinden ayrılmıştır. Ancak platonun eğimi düşük sıcaklık bölgesinden yüksek sıcaklık bölgesine doğru gidildikçe artmakta, orta nokta dediğimiz kısımda maksimum olmakta ve sonra tekrar eğim azalmaktadır. Bu durum sıcaklığın 130 °C - 250 °C olduğu bölgede iki adet ışıma pikinin bulunduğunu göstermektedir.

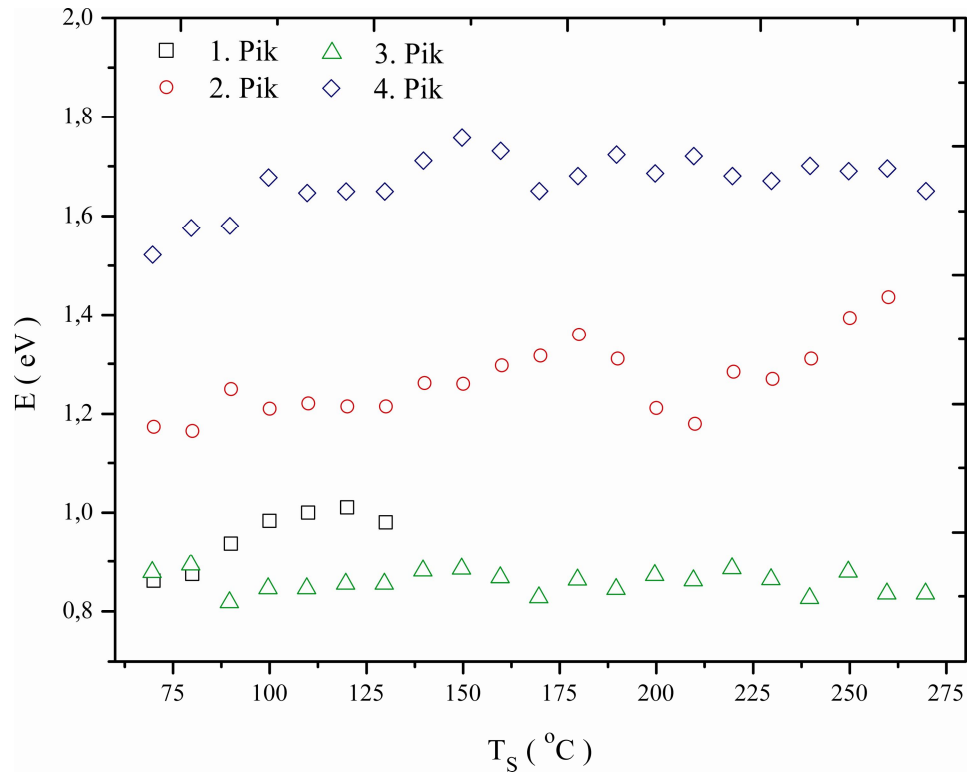


Şekil 3.27 T_M – T_S grafiği

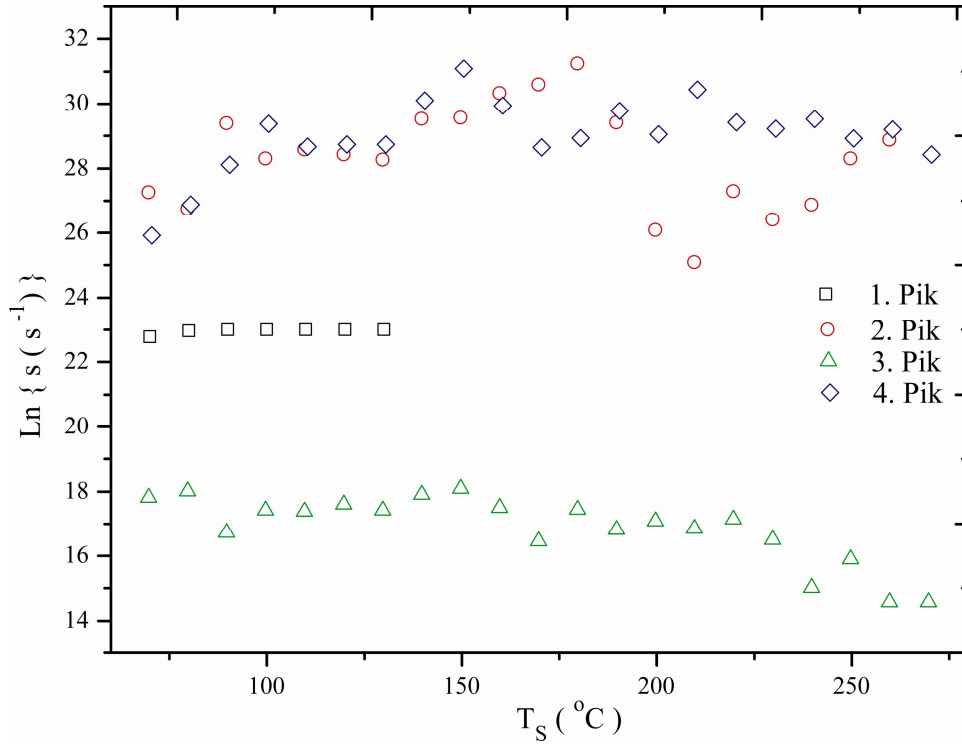
Her bir T_S sıcaklığı için elde edilen ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile incelenmiş ve her bir ışıma piki için hesaplanan kinetik mertbe, aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü sırasıyla Şekil 3.28, Şekil 3.29 ve Şekil 3.30’da sunulmuştur.



Şekil 3.28 $T_M - T_s$ ile elde edilen ışıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan b değerleri



Şekil 3.29 $T_M - T_s$ ile elde edilen ışıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan E değerleri



Şekil 3.30 $T_M - T_S$ ile elde edilen ısıma piklerinin CGCD yöntemi ile analizi sonucu hesaplanan $\ln (s)$ değerleri

3.13 Pik Şekli (PS) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

PS yöntemi ile tuzak parametrelerinin belirlenmesi için ısıma eğrisinin geometrik şeklini belirleyen bazı deneysel parametrelerin ölçülmesi ve bazılarının da hesaplanması gerekmektedir. Bu parametrelerden deneysel olarak ölçülebilenler; pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık (T_M), düşük sıcaklık bölgesindeki pik maksimum yarı yüksekliğine karşı gelen sıcaklık (T_1) ve yüksek sıcaklık bölgesindeki pik maksimum yarı yüksekliğine karşı gelen sıcaklık (T_2)'dir. Bu deneysel ölçümler kullanılarak ω , δ , τ ve μ_g parametreleri hesaplanır.

Malzemenin ana dozimetrik piki gerçekte iki pikin üst üste gelmesi ile oluştuğu daha önceki deneyler ile ortaya konulmuştu. Bu nedenle PS yönteminin uygulanabilmesi için ısıma eğrisindeki ana dozimetrik pike ısı temizleme yöntemi uygulanarak kendisini oluşturan piklerin birbirleri üzerindeki etkisi minimum seviyeye indirgenmiştir.

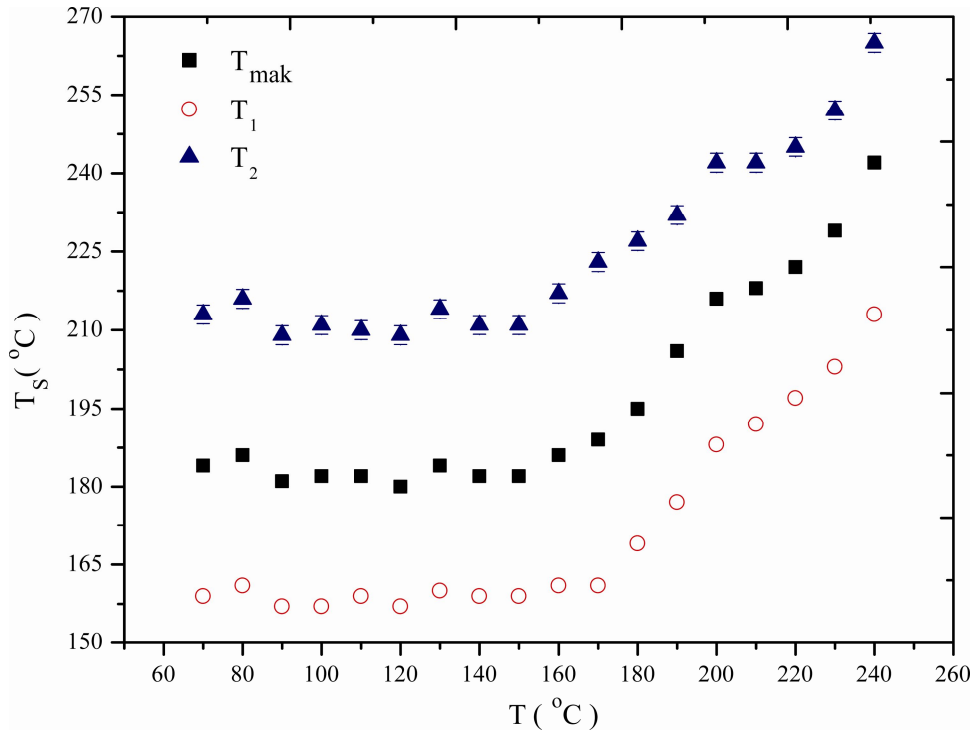
PS yöntemi ile tuzak parametrelerinin belirlenebilmesi için yapılan deneylerde aşağıdaki rutin prosedür uygulanmıştır.

- Numuneler 5 dakika süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Işınlama işleminin ardından örnekler daha önceden belirlenmiş olan bir T_S sıcaklığına kadar kontrollü bir şekilde ısıtılmış ve sıcaklık bu değere ulaştığında malzeme oda sıcaklığına kadar soğutulmuştur.
- Numuneler oda sıcaklığına ulaştıktan sonra ısıma eğrisi elde edilmiştir.
- Birinci adıma dönülerek farklı bir T_S sıcaklığı için süreç tekrar edilmiştir.

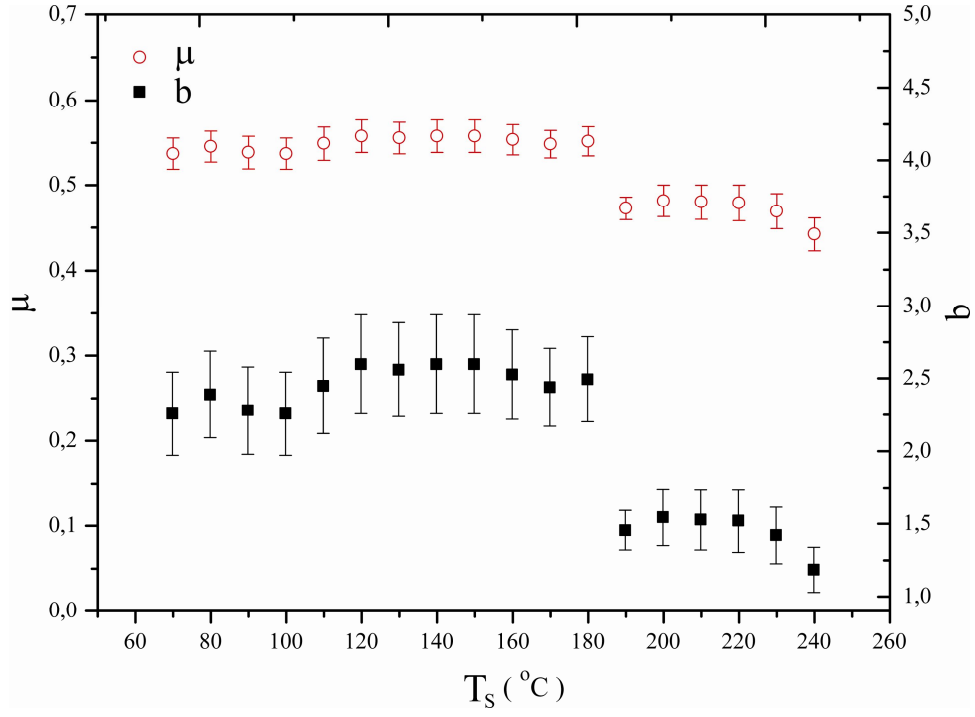
$T_S = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$, $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $90\text{ }^{\circ}\text{C}$, $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $110\text{ }^{\circ}\text{C}$, $120\text{ }^{\circ}\text{C}$, $130\text{ }^{\circ}\text{C}$, $140\text{ }^{\circ}\text{C}$, $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, $160\text{ }^{\circ}\text{C}$, $170\text{ }^{\circ}\text{C}$, $180\text{ }^{\circ}\text{C}$, $190\text{ }^{\circ}\text{C}$, $200\text{ }^{\circ}\text{C}$, $210\text{ }^{\circ}\text{C}$, $220\text{ }^{\circ}\text{C}$, $230\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $240\text{ }^{\circ}\text{C}$ olarak belirlenmiştir.

Her bir ısıma eğrisi için T_1 , T_2 ve T_M değerleri ısıma eğrisinden ölçülmüş ve ω , δ , τ ve μ_g parametreleri bulunmuştur. μ_g 'nin hesaplanmasının ardından bu değere karşı gelen b çizelgeden (Chen, 1968) belirlenmiştir.

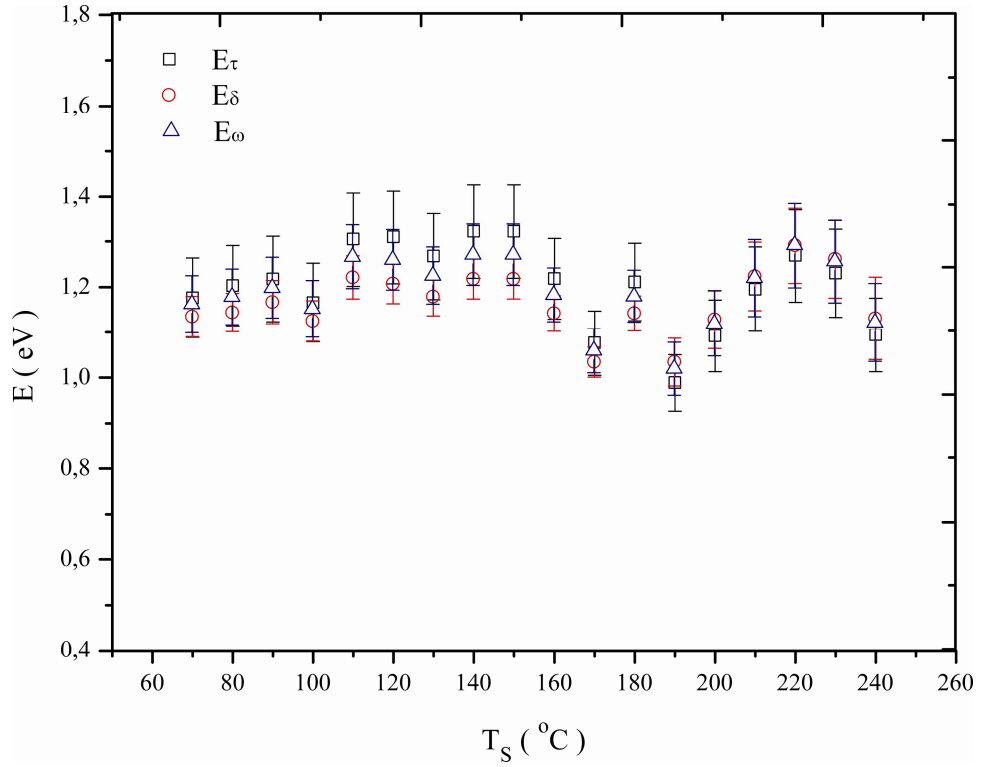
Denklem (2.70a), Denklem (2.70b) ve Denklem (2.70c) kullanılarak sırasıyla E_τ , E_δ ve E_ω değeri hesaplanmıştır. Diğer taraftan Denklem (2.71a) ve Denklem (2.71b)'de E değeri yerine E_τ , E_δ ve E_ω değerleri ayrı ayrı kullanılarak S_τ , S_δ ve S_ω değerleri hesaplanmıştır. Her bir ısıma eğrisi için ölçülen T_1 , T_2 ve T_M 'nin değerleri Şekil 3.31'de, hesaplanan geometri faktörü ve pikin kinetik mertebesi Şekil 3.32'de, aktivasyon enerjisi Şekil 3.33'de ve frekans faktörü Şekil 3.34'de grafik olarak sunulmuştur.



Şekil 3.31 PS yöntemi için ölçülen T_1 , T_2 ve T_M parametreleri.

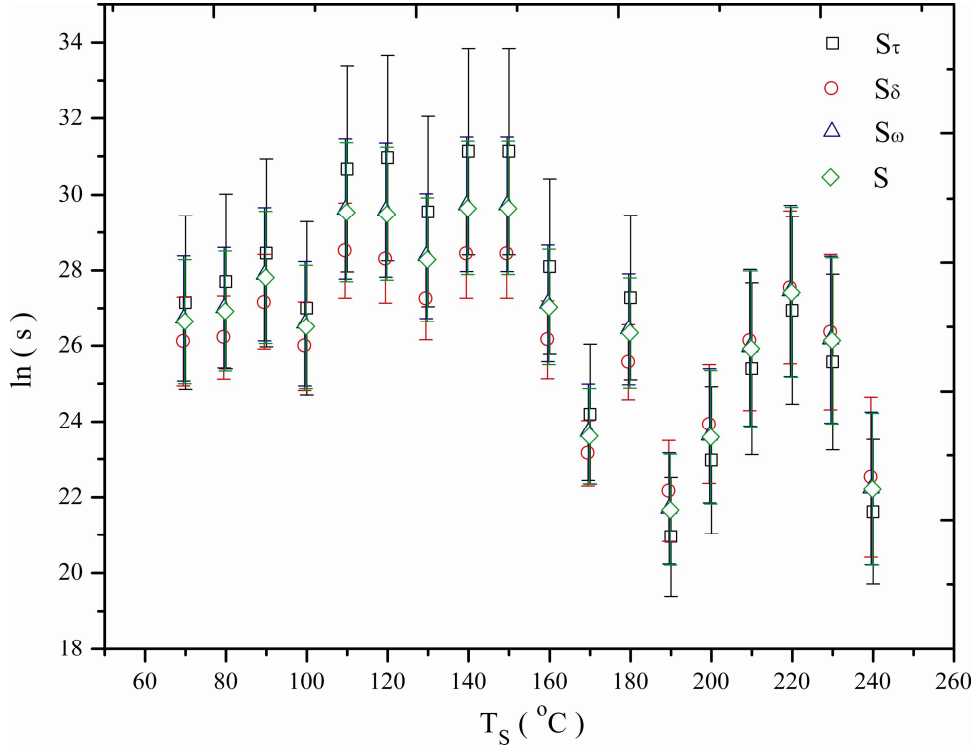


Şekil 3.32 PS yöntemi ile hesaplanan geometri faktörü (μ_g) ve kinetik mertebe (b)



Şekil 3.33 PS yöntemi ile hesaplanan E_τ , E_δ ve E_ω değerleri.

Hesaplanan geometri faktörünün (Şekil 3.32) $T_s = 190\text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklıkta ani bir değişimle $\mu_g = 0,552$ 'den $\mu_g = 0,473$ 'e düştüğü görülmektedir. Bu azalma aynı zamanda b parametresinin de azalmasına neden olmaktadır. Seydişehir alüminasının dozimetrik piki birbirine yakın iki pikten ($175 \pm 1,8\text{ }^\circ\text{C}$, $196,6 \pm 1,8\text{ }^\circ\text{C}$) oluşmaktadır. Sıcaklık $T_s = 190\text{ }^\circ\text{C}$ olduğu durumda, 2. pikin dozimetrik pik üzerindeki etkisi azalmakta ve 3. pik etkili olmaktadır. Bu mekanizmanın μ_g ve b parametrelerinde meydana gelen ani değişimin sebebi olduğu düşünülmüştür.



Şekil 3.34 PS yöntemi ile hesaplanan frekans faktörü değerleri.

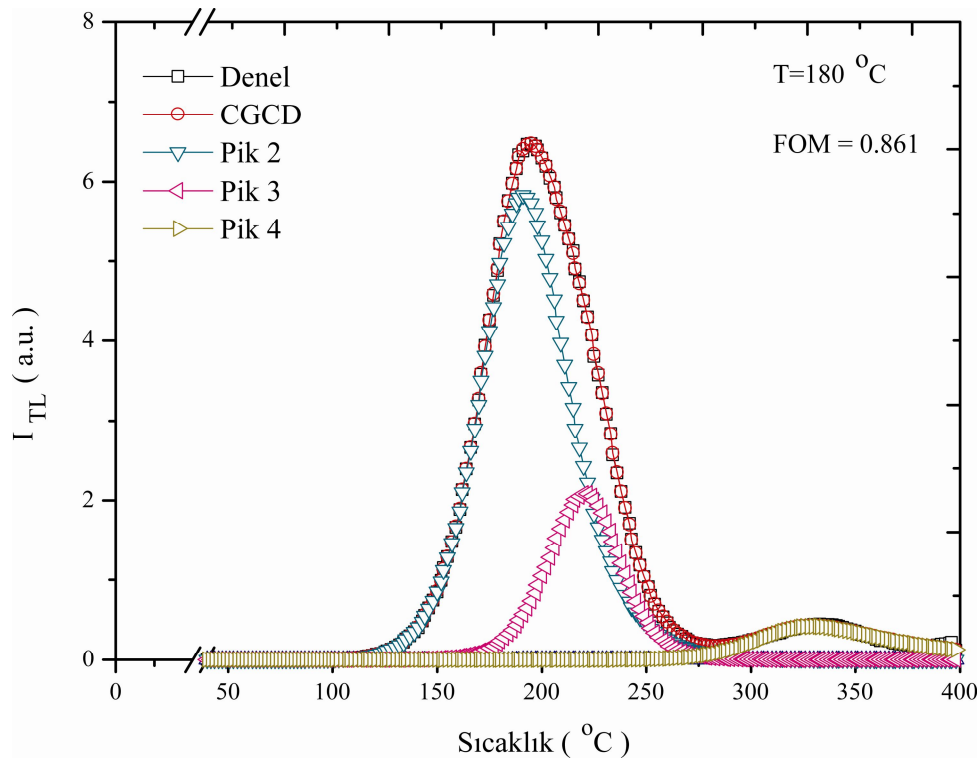
3.14 İlk Yükseliş (IR) Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

Termoluminesans okuma işlemi sırasında sıcaklık kontrollü bir şekilde arttırılmaya devam edilirken malzeme içerisinde tuzaklara yakalanmış halde bulunan elektronlar, bulundukları tuzaklardan yeteri kadar ısı enerjisi alarak, serbest kalırlar. Bu durumda TL ışıma yoğunluğu artar. IR yönteminde TL ışıma yoğunluğundaki bu artıştan faydalanılarak tuzak parametreleri tayin etmektedir.

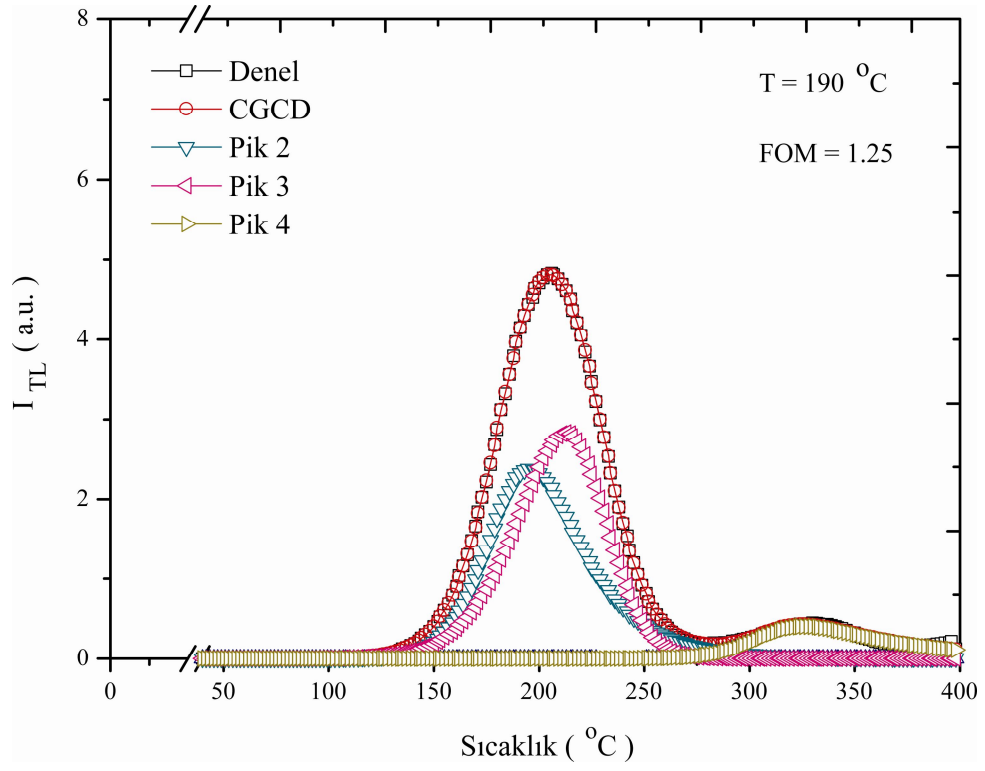
IR yöntemi ile ışıma eğrisindeki piklerin tuzak parametrelerinin hesaplanabilmesi için PS deneylerinden elde edilen veriler kullanılmıştır.

IR yöntemi ile tuzak parametresi hesaplanırken ışıma eğrisinin, düşük sıcaklık bölgesinde kalan ve pik maksimum yüksekliğinin yaklaşık % 15'ine kadar olan, sınırlı kısmı kullanılmıştır. IR yöntemi uygulanırken dikkat edilmesi gereken en önemli nokta ölçüm yapılacak olan ışıma pikinin diğer tüm piklerin etkilerinden temizlenmiş olmasıdır ve bu çalışmada dozimetrik piki oluşturan 2. ve 3. ışıma piklerinin birbirleri üzerindeki etkileri ısı temizleme yöntemi ile giderilemeye çalışılmıştır. Bu amaçla malzeme ısılandıktan sonra belirli bir T_S sıcaklığına kadar ısıtılmış müteakiben hızlı olarak oda sıcaklığına kadar soğutulmuş ve ardından ışıma eğrisi elde edilmiştir. $T_S = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$, $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $90\text{ }^{\circ}\text{C}$, $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $110\text{ }^{\circ}\text{C}$, $120\text{ }^{\circ}\text{C}$, $130\text{ }^{\circ}\text{C}$, $140\text{ }^{\circ}\text{C}$, $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, $160\text{ }^{\circ}\text{C}$, $170\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $180\text{ }^{\circ}\text{C}$ olarak belirlenmiştir. Işıma eğrisindeki ilk pik $117 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de bulunmaktadır ve bu nedenle $T_S = 70\text{ }^{\circ}\text{C} - 110\text{ }^{\circ}\text{C}$ aralığındaki sıcaklıklarda 1. pike IR yöntemi uygulanmıştır. Diğer taraftan $T = 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar dozimetrik pikin düşük sıcaklık bölgesinde kalan kısmı için $175 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'deki pikin etkili olduğu; ancak $T \geq 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu T_S sıcaklıklarında 2. ışıma pikinin dozimetrik pik üzerindeki etkisini kaybetmediği gözlenmiştir (Şekil 3.35a, b).

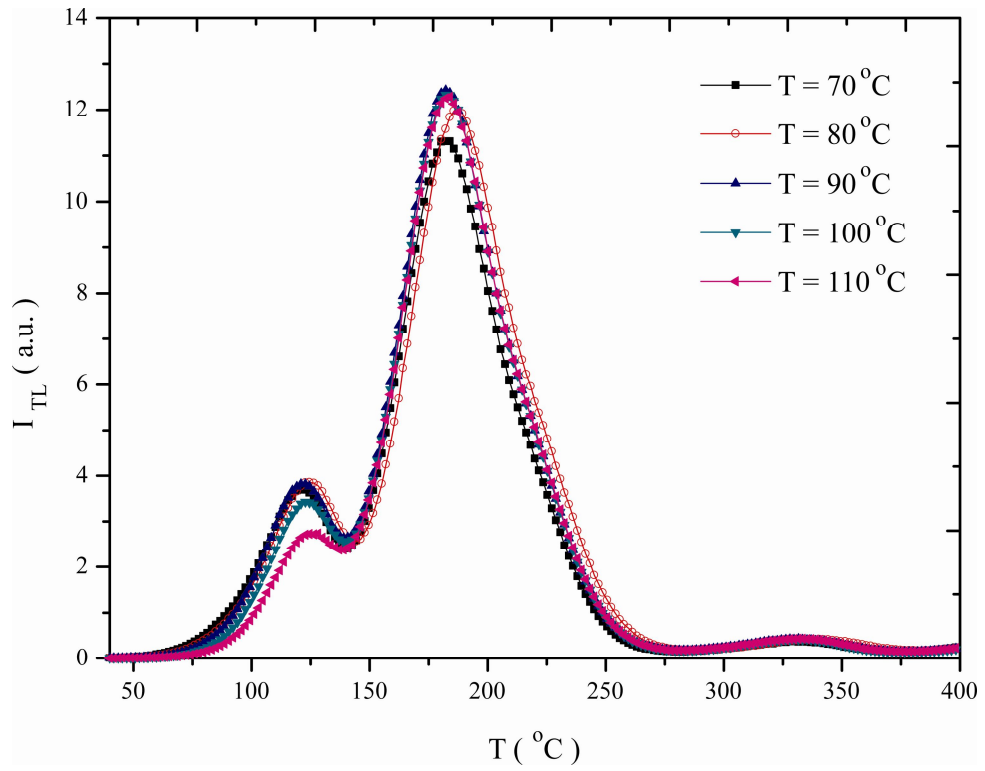
Şekil 3.36'da $T_S = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$, $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, $90\text{ }^{\circ}\text{C}$, $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ için elde edilen ışıma eğrileri görülmektedir.



Şekil 3.35 (a) $T_S = 180\text{ }^{\circ}\text{C}$ için elde edilen ışıma eğrisi

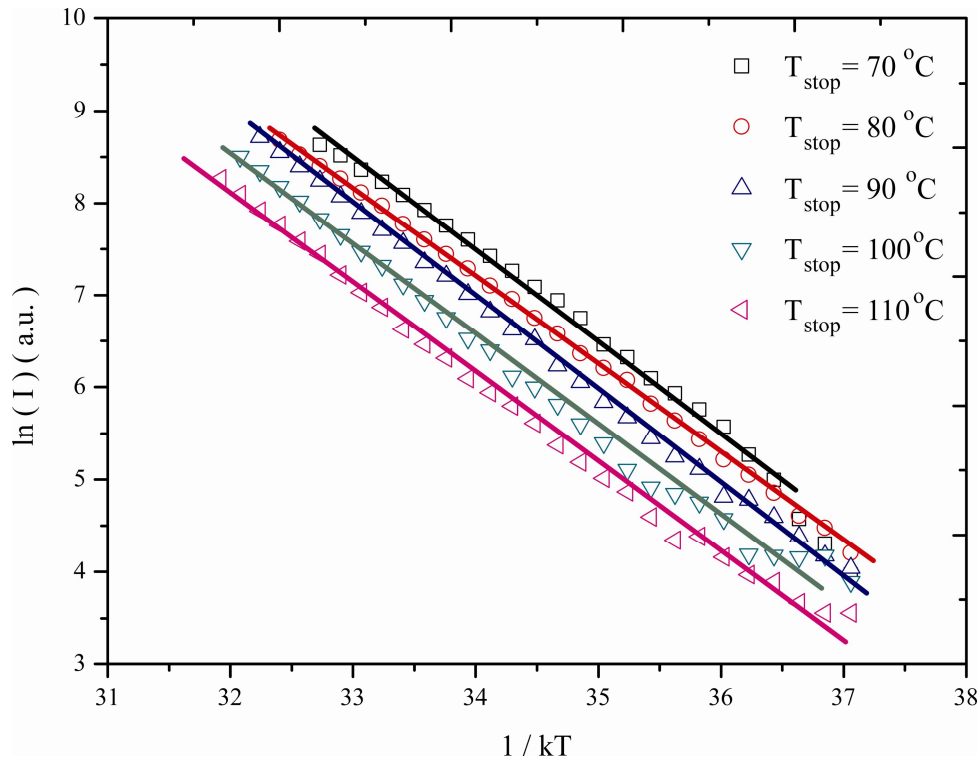


Şekil 3.35 (b) $T_s = 190^{\circ}C$ için elde edilen ısıma eğrisi



Şekil 3.36 IR yöntemi için kullanılan ısıma eğrileri

Bu eğrilerin düşük sıcaklık bölgesinde kalan kısımları diğer piklerin etkisinden yalıtılmış olduğu için birinci ışıma pikinin tuzak parametrelerinin hesaplanmasında kullanılmıştır. Her bir ışıma eğrisindeki 1. ışıma piki için ışıma yoğunluğunun maksimum değerinin % 15'i kullanılarak tuzak parametreleri hesaplanmıştır. Bu ışıma pikinin kinetik mertebesi $b = 1$ olduğu daha önce yapılan deneylerde ortaya konulmuştu. Bu nedenle birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip ışıma eğrileri için önerilen IR yöntemi kullanılmış ve her bir ışıma eğrisi için $\ln(I)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği çizilmiştir. Elde edilen doğrunun eğimi aktivasyon enerjisine eşittir ve eğrinin eksenini kestiği nokta belirlenerek buradan s değeri hesaplanmıştır. Diğer taraftan incelenen bu beş ışıma eğrisine ait tuzak parametreleri CGCD yöntemi ile hesaplanmış ve sonuçlar Çizelge 3.8'de sunulmuştur.

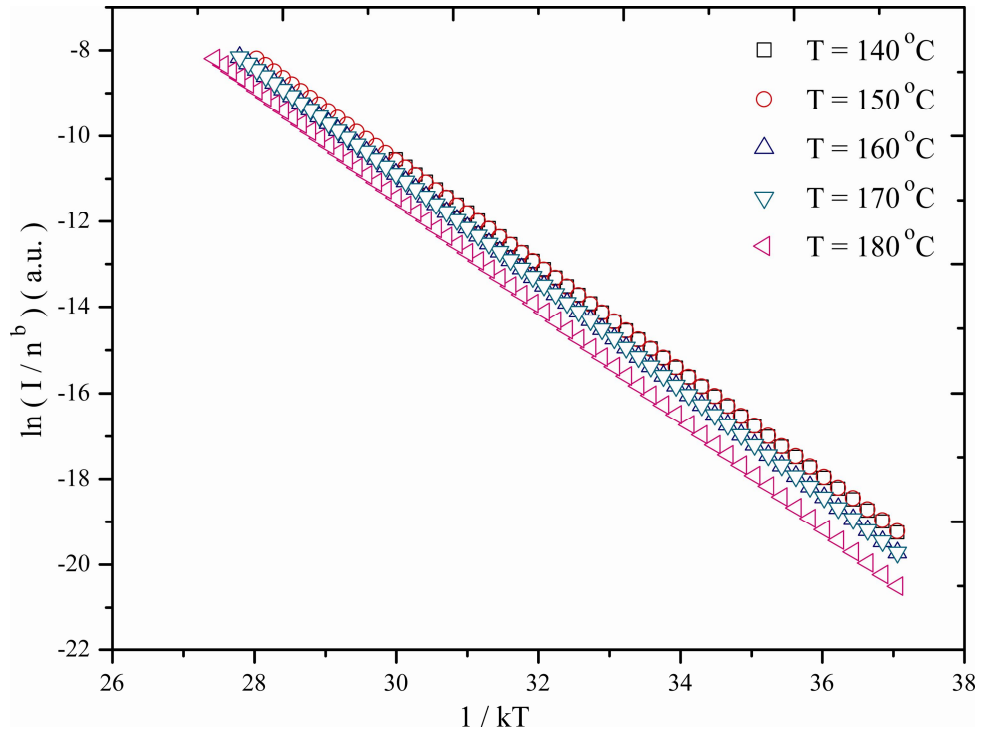


Şekil 3.37 1. ışıma piki için $\ln(I)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişimi.

Çizelge 3.9 1. ışıma piki için IR ve CGCD yöntemleri ile hesaplanan tuzak parametreleri

$T (^{\circ}\text{C})$	$E \text{ (eV)}$ –IR–	$E \text{ (eV)}$ –CGCD–	$\ln(s) \text{ (s}^{-1}\text{)}$ –IR–	$\ln(s) \text{ (s}^{-1}\text{)}$ –CGCD–
70	$0,85 \pm 0,01$	$0,86 \pm 0,01$	$22,93 \pm 0,50$	$27,19 \pm 0,50$
80	$0,86 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,01$	$23,23 \pm 0,50$	$26,69 \pm 0,50$
90	$0,93 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,01$	$25,29 \pm 0,50$	$29,33 \pm 0,50$
100	$0,97 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,01$	$26,57 \pm 0,50$	$28,24 \pm 0,50$
110	$1,00 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,01$	$27,28 \pm 0,50$	$28,51 \pm 0,50$

$T_S = 140\text{ }^{\circ}\text{C}$, $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, $160\text{ }^{\circ}\text{C}$, $170\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $180\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklıklarda dozimetrik pik üzerinde 2. ışıma piki etkin olduğundan bu sıcaklıklarda $b \neq 1$ olan durumlar için önerilen IR yöntemi uygulanmıştır. Bu amaçla 2. ışıma pikinin kinetik mertebesinin belirlenebilmesi için birçok b değeri kullanılarak $\ln(I/n^b)$ 'nin $1/k.T$ 'ye göre grafiği çizilmiştir. Teoriye göre gerçek b değeri kullanılarak bu grafik çizildiğinde bir doğru elde edilmelidir ve $b = 1,2$ alındığında grafik bir doğru olmaktadır. Böylece 2. ışıma pikinin kinetik mertebesi belirlenmiş ve elde edilen eğrinin eğiminden de aktivasyon enerjisi hesaplanmıştır. Burada I, IR yönteminin uygulanacağı bölgede kalan bir T sıcaklığındaki ışıma yoğunluğu, n ise T sıcaklığından ışıma eğrisinin bitimine kadar olan bölgedeki eğri altında kalan alandır. Elde edilen eğriler Şekil 3.38'de sunulmuştur.



Şekil 3.38 2. ışıma piki için $\ln(I/n^b)$ 'nin $1/k.T$ ' göre değişimi.

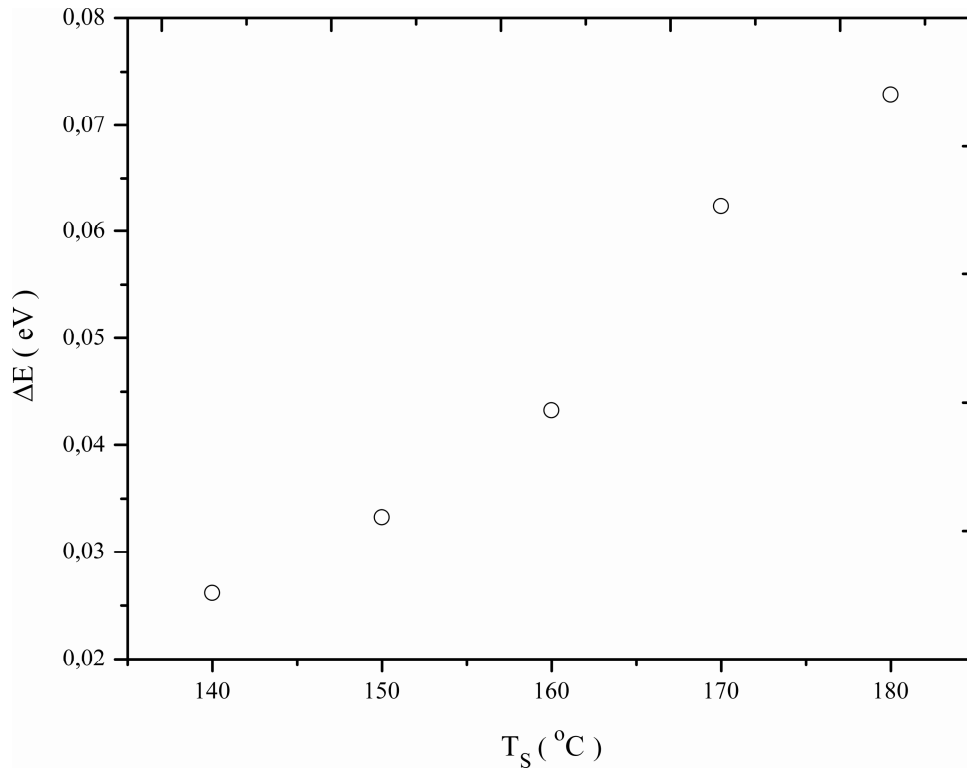
Çizelge 3.10 2. ışıma piki için IR ve CGCD yöntemleri ile hesaplanan tuzak parametreleri

$T (^{\circ}\text{C})$	$E (\text{eV})$ – IR –	$E (\text{eV})$ – CGCD –	$\ln(s) (s^{-1})$ – IR –	$\ln(s) (s^{-1})$ – CGCD –
140	$1,23 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,01$	$26,36 \pm 0,01$	$29,47 \pm 0,01$
150	$1,22 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,01$	$26,09 \pm 0,01$	$29,5 \pm 0,01$
160	$1,24 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,01$	$26,59 \pm 0,01$	$30,26 \pm 0,01$
170	$1,24 \pm 0,01$	$1,31 \pm 0,01$	$26,59 \pm 0,01$	$30,53 \pm 0,01$
180	$1,28 \pm 0,01$	$1,35 \pm 0,01$	$27,01 \pm 0,01$	$31,18 \pm 0,01$

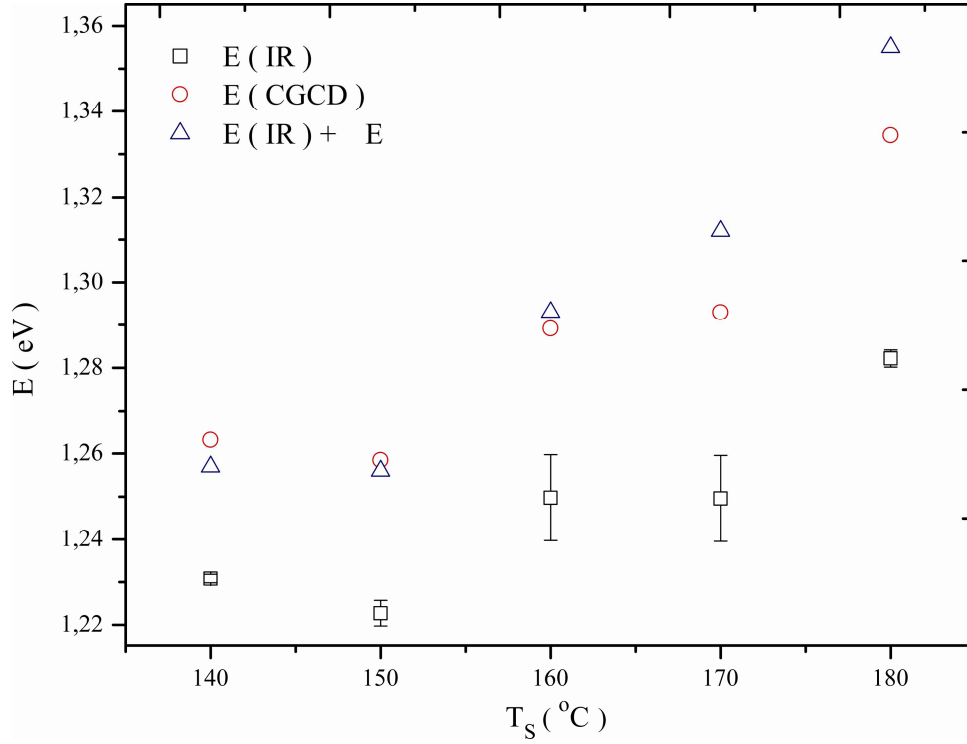
2. ışıma piki için IR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi değerlerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan değerden daha küçük olduğu görülmüştür. Bu fark 2. ışıma piki için IR yönteminde kullanılan verilerin

Denklem (1.1)'de görülen ısıl sönüm etkisinde kaldığını düşündürmektedir. Bu nedenle Denklem (2.59c) yardımıyla ısıl sönüm etkisi için ΔE değeri her T_S sıcaklığı için hesaplanmış ve Şekil 3.39'da grafik olarak sunulmuştur. ΔE değerinin hesaplanmasında $W = 1,05$ eV ve $C = 10^{12}$ olarak belirlenmiştir (Kitis, 2002).

Aktivasyon enerjisinin ısıl sönüm için düzeltilmiş değeri Çizelge 3.11'de ve Şekil 3.40'da grafik olarak ve sunulmuştur.



Şekil 3.39 2. ışıma piki için hesaplanan ısıl sönüm etkisi.



Şekil 3.40 2. ışıma piki için düzeltilmiş aktivasyon enerjisi.

Çizelge 3.11 IR yöntemi için düzeltilmiş aktivasyon enerjileri.

T (°C)	E (eV) –IR–	ΔE (eV)	$E = E_{IR} + \Delta E$	E (eV) –CGCD–
140	$1,23 \pm 0,00$	0,032	$1,26 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,01$
150	$1,22 \pm 0,01$	0,036	$1,25 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,01$
160	$1,24 \pm 0,01$	0,039	$1,27 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,01$
170	$1,24 \pm 0,01$	0,043	$1,28 \pm 0,01$	$1,31 \pm 0,01$
180	$1,28 \pm 0,00$	0,052	$1,33 \pm 0,01$	$1,35 \pm 0,01$

3.15 Farklı Isıtma Hızları Yöntemi ile Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması

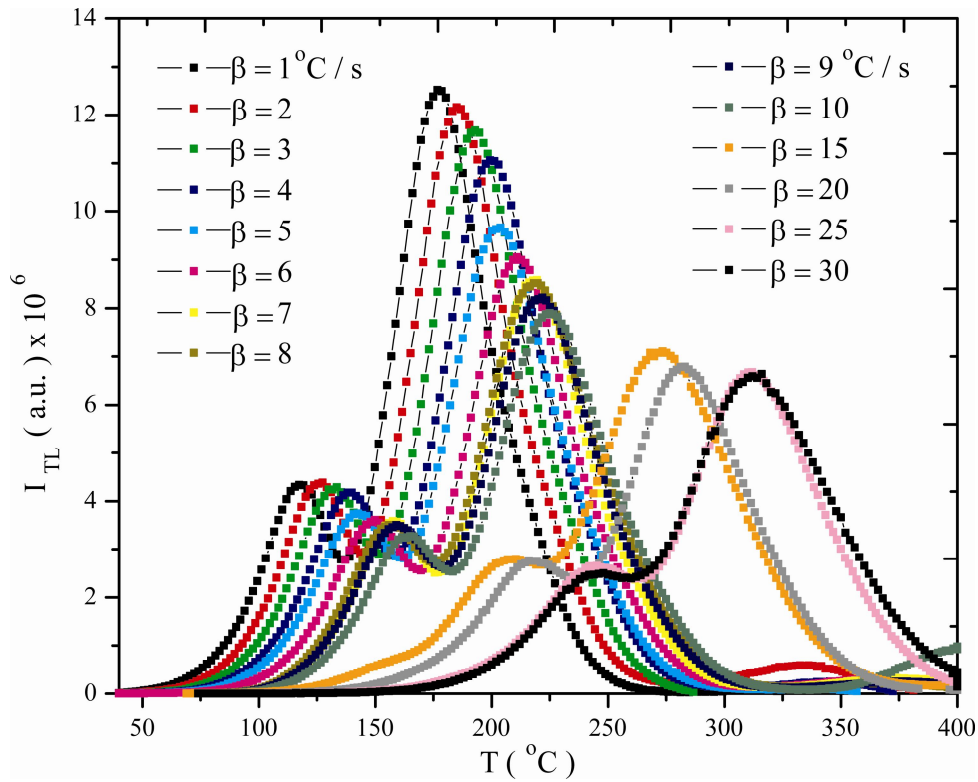
Bu çalışmada TL tuzak parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan yöntemlerden bir diğeri de VHR yöntemidir. Bu yöntemle göre bir malzemenin TL ışıma eğrisi aynı koşullarda fakat farklı ısıtma hızlarında elde edildiğinde pik yoğunluğunun maksimum olduğu sıcaklık değiştirmektedir. VHR yönteminde bu ilişkiden faydalanılarak tuzak parametreleri belirlenir.

VHR yöntemi ile ısıma eğrisinin incelenmesinde aşağıdaki deneysel prosedür izlenmiştir.

- Numuneler 5 dakika süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Işınlanan örnekler belirli bir ısıtma hızında ısıma eğrileri elde edilmiştir.
- Oda sıcaklığına soğutulan örnekler için birinci basamağa dönülerek aynı prosedür farklı bir ısıtma hızı için tekrar edilmiştir.

Yukarıdaki proses için seçilen ısıtma hızları $\beta = 1^\circ\text{C} / \text{s}$, $2^\circ\text{C} / \text{s}$, $3^\circ\text{C} / \text{s}$, $4^\circ\text{C} / \text{s}$, $5^\circ\text{C} / \text{s}$, $6^\circ\text{C} / \text{s}$, $7^\circ\text{C} / \text{s}$, $8^\circ\text{C} / \text{s}$, $9^\circ\text{C} / \text{s}$, $10^\circ\text{C} / \text{s}$, $15^\circ\text{C} / \text{s}$, $20^\circ\text{C} / \text{s}$, $25^\circ\text{C} / \text{s}$ ve $30^\circ\text{C} / \text{s}$ olarak belirlenmiştir.

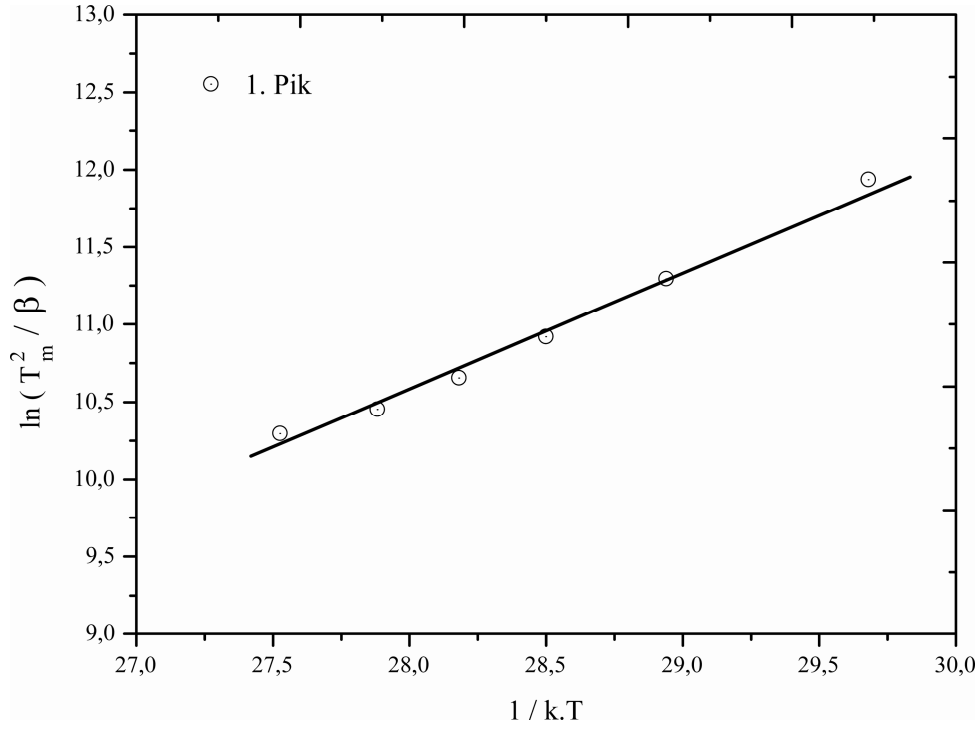
Şekil 3.41’de tüm ısıtma hızları için elde edilen ısıma eğrileri görülmektedir.



Şekil 3.41 VHR yöntemi ile farklı ısıtma hızları için elde edilen ısıma eğrileri.

β değeri yükseldikçe tuzak parametrelerinin hesaplanan değerlerinin fiziksel olarak anlamını yitirdiği gözlemlenmiş ancak $\beta = 1 - 6^\circ\text{C} / \text{s}$ seçildiği durumlarda anlamlı sonuçlara ulaşılmıştır. Bu sonuç, ısıtma hızının büyük olduğu durumlarda numune ile ısıtıcı altlık arasında bir sıcaklık farkının meydana geldiğini düşündürmektedir ve bu nedenle VHR yöntemi $\beta = 1 - 6^\circ\text{C} / \text{s}$ aralığındaki ısıtma hızları için gerçekleştirilmiştir.

Işıma eğrisindeki 1. pikin kinetik mertebesinin $b = 1$ olduğu daha önce yapılan deneylerde ortaya konmuştu. Bu nedenle 1. pikin kinetik parametreleri VHR yöntemi ile hesaplanırken $b = 1$ alınmış, aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü hesaplanmıştır. Bu amaçla farklı ısıtma hızları için $\ln(T_m^2 / \beta)$ 'nin $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği (Şekil 3.42) çizilmiştir. Elde edilen doğrunun eğimi E 'ye eşit olacağından buradan E değeri hesaplanmıştır.

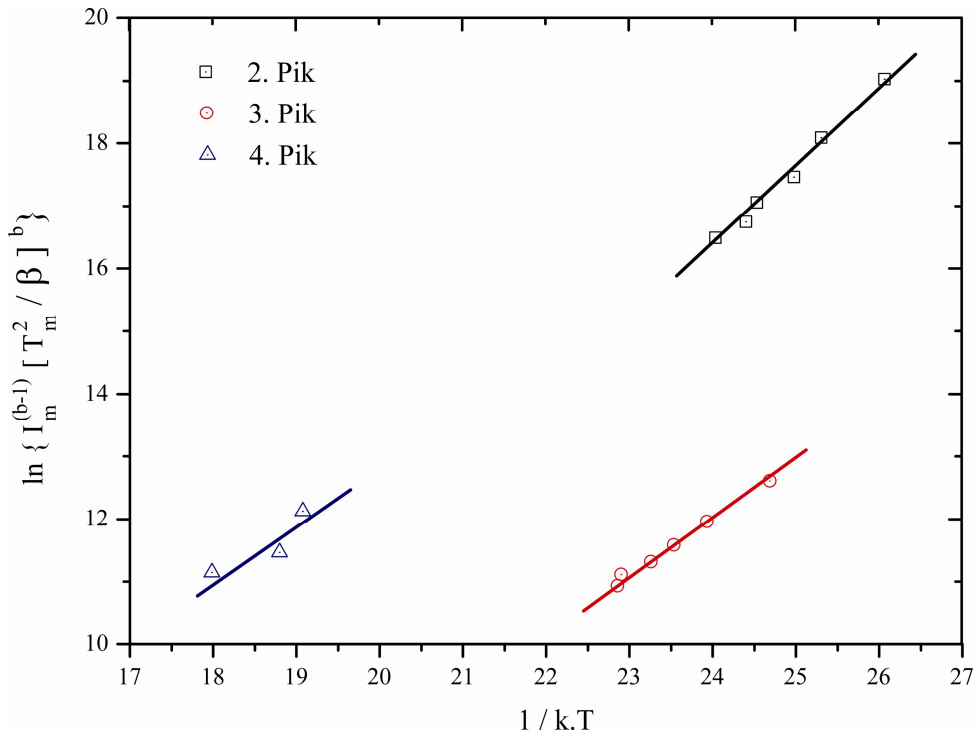


Şekil 3.42 1. ısıma piki için $\ln(T_m^2 / \beta)$ 'nin $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği

Dozimetrik piki oluşturan 2. ve 3. piklere VHR yönteminin uygulanabilmesi için bu pikler birbirlerinden ayrıştırılmalıdır. Bu amaçla, ısıma eğrisindeki 2., 3. ve 4. pikeler CGCD yöntemi ile soyularak birbirinden yalıtılmıştır. Elde edilen veriler VHR yöntemi ile incelenmiştir.

2., 3. ve 4. ısıma piklerinin kinetik mertebelerinin belirlenmesi amacıyla her bir pik için $\ln[I_m^{b-1} / (T_m^2 / \beta)^b]$ 'nin $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği (Şekil 3.43) çizilmiştir. Burada birçok b değeri kullanılmış ve grafiği doğruya yaklaştıran b değeri, pikin kinetik mertebesi olarak belirlenmiştir. 2., 3. ve 4. ısıma pikleri için sırasıyla, $b_2 = 1,25$, $b_3 = 1,01$ ve $b_4 = 1,5$ olarak hesaplanmıştır. Her bir ısıma piki için çizilen grafikten elde edilen doğruların $(1 / kT_m)$ - eksenini kestiği noktalar belirlenerek buradan frekans faktörü (s) hesaplanmıştır.

Ayrıca Denklem (2.74) ve CGCD yöntemi kullanılarak aktivasyon enerjisi hesaplanmış, sonuçlar Çizelge 3.12 ve Çizelge 3.13’de sunulmuştur.



Şekil 3.43 2. 3. ve 4. ışıma pikleri için $\ln [I_M^{b-1} (T_M^2 / \beta)^b]$ 'nin $1 / kT$ 'ye göre grafiği.

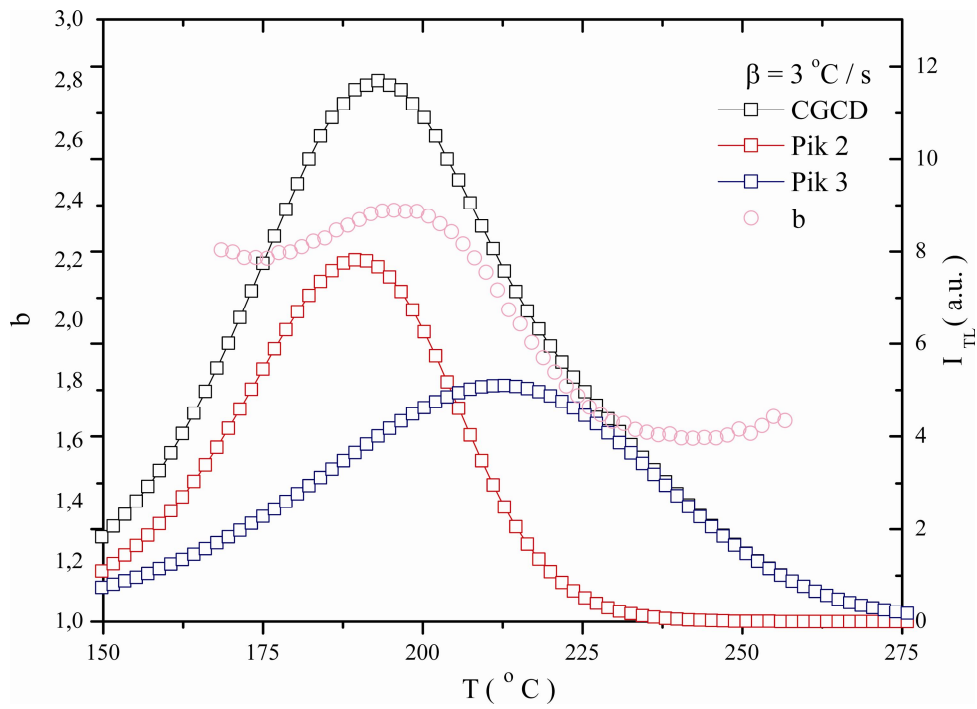
Çizelge 3.12 2. 3. ve 4. ışıma piklerinin hesaplanan tuzak parametreleri.

	E (eV)	E (eV) (Denklem 2.74)	$\ln(s) (s^{-1})$	b
1. Pik	$0,84 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,02$	$22,21 \pm 1,07$	1,00
2. Pik	$1,29 \pm 0,07$	$1,29 \pm 0,05$	$26,56 \pm 0,85$	1,25
3. Pik	$0,88 \pm 0,02$	$0,88 \pm 0,07$	$18,44 \pm 0,56$	1,01
4. Pik	$1,75 \pm 0,03$	-	-	1,50

Aynı zamanda farklı ısıtma hızlarında elde edilen veriler ve TPTHR yöntemi kullanılarak Denklem (2.79) ve Denklem (2.81) yardımıyla dozimetrik pike ait b ve E değerleri hesaplanmış sonuçlar Şekil 3.44 ve Şekil 3.45’de grafik olarak sunulmuştur. Burada kinetik parametreler, T_1 ve T_2 sıcaklıkları arasındaki fark (ΔT) değiştirilerek hesaplanmıştır.

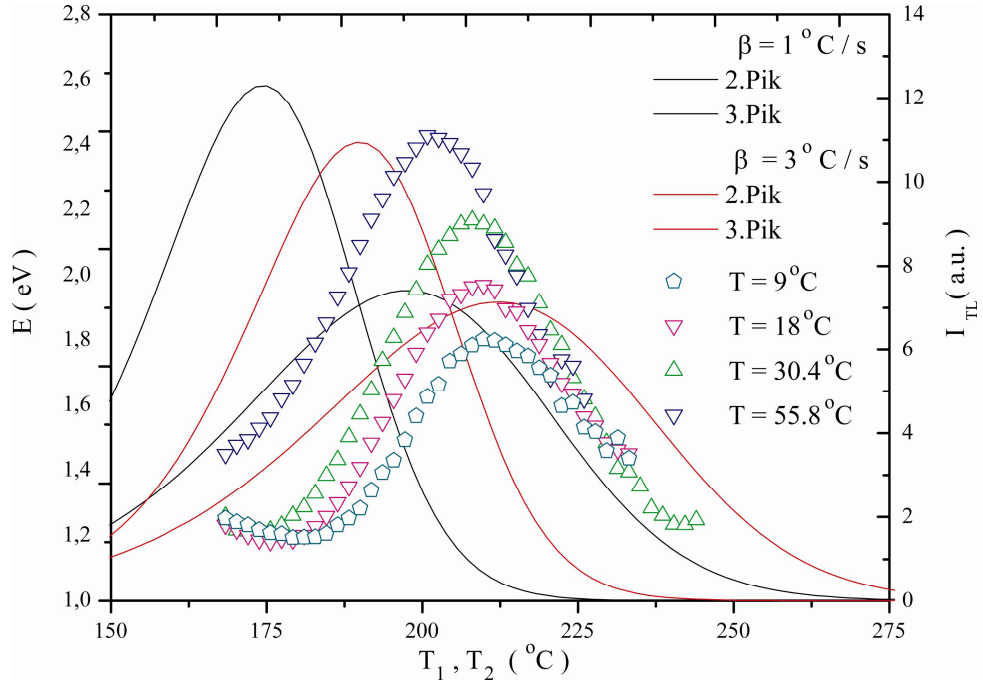
Çizelge 3.13 VHR verilerinin CGCD ile analiz edilmesi sonucu hesaplanan tuzak parametreleri.

	E (eV)					
	$\beta = 1$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 2$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 3$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 4$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 5$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 6$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)
1. Pik	0,87	0,89	0,90	0,92	0,90	0,94
2. Pik	1,22	1,19	1,25	1,34	1,16	1,27
3. Pik	0,83	0,85	0,81	0,73	0,87	0,78
4. Pik	-	1,03	-	1,00	-	1,00
	Ln(s)					
	$\beta = 1$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 2$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 3$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 4$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 5$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)	$\beta = 6$ ($^{\circ}\text{C} / \text{s}$)
1. Pik	23,41	24,10	24,43	24,94	24,17	25,00
2. Pik	29,08	28,22	29,78	31,83	27,45	29,60
3. Pik	17,54	18,10	17,40	15,38	18,85	16,56
4. Pik	-	17,93	-	21,74	-	17,75

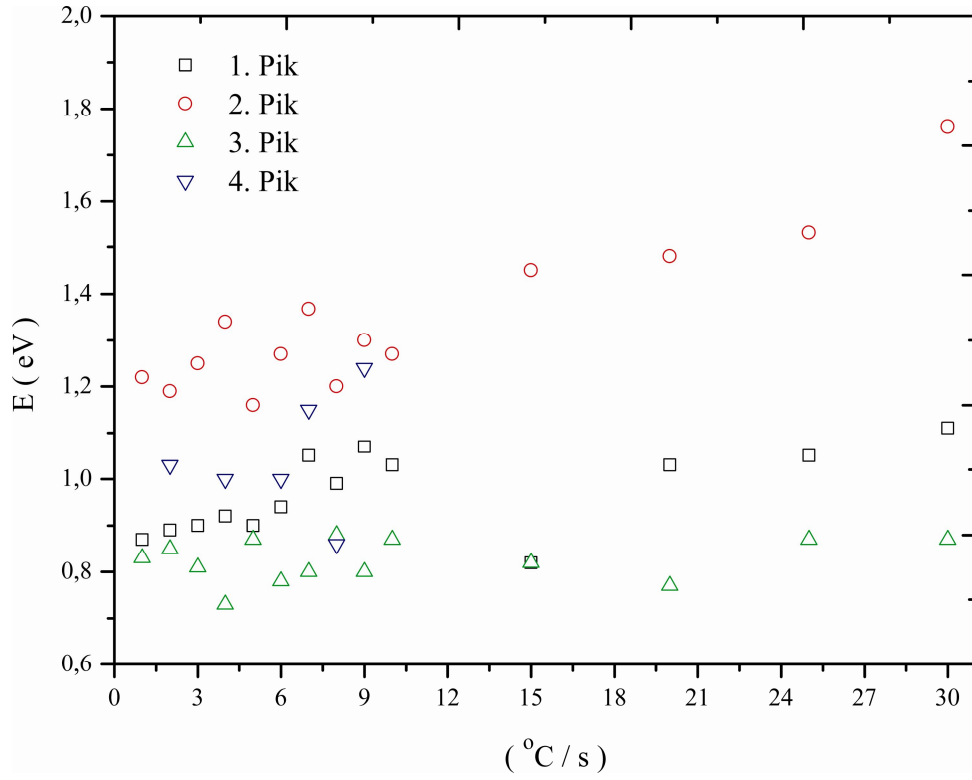


Şekil 3.44 Dozimetrik pikin TPTHR yöntemi ile hesaplanan kinetik mertebesi.

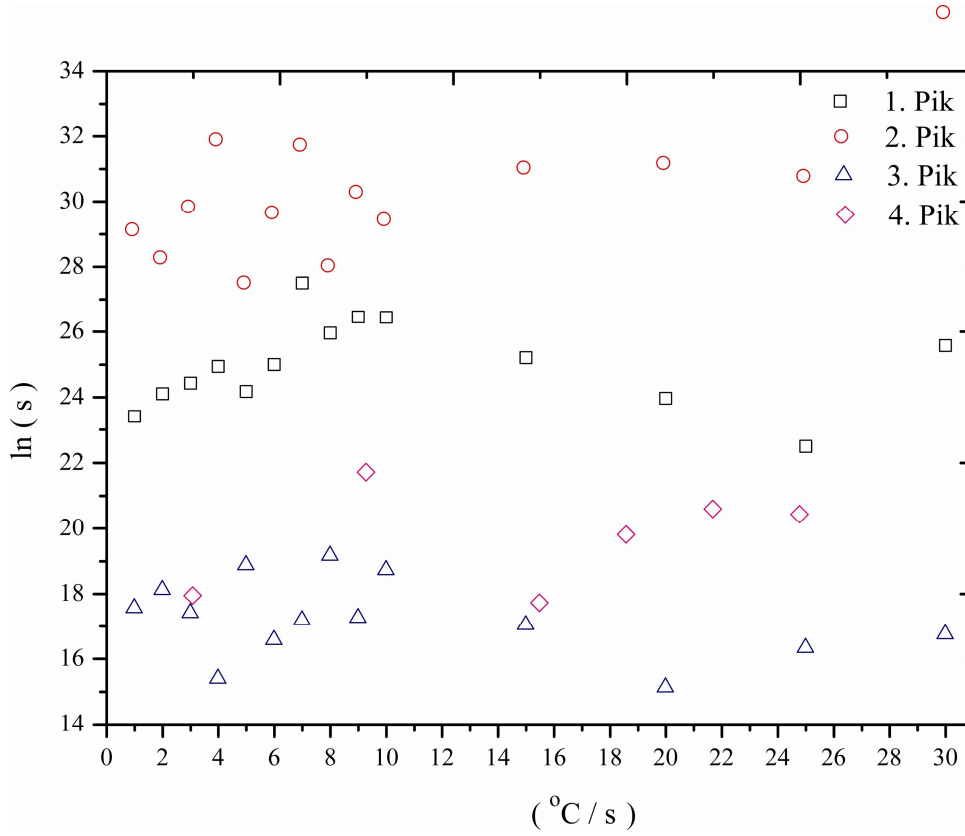
Elde edilen tüm ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilerek her bir pik için tuzak parametreleri hesaplanmış, sonuçlar aktivasyon enerjisi için Şekil 3.46’da ve frekans faktörü için Şekil 3.47’de grafik olarak sunulmuştur.



Şekil 3.45 Dozimetrik pikin TPTHR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi.



Şekil 3.46 VHR yöntemi ile elde edilen ışıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi.



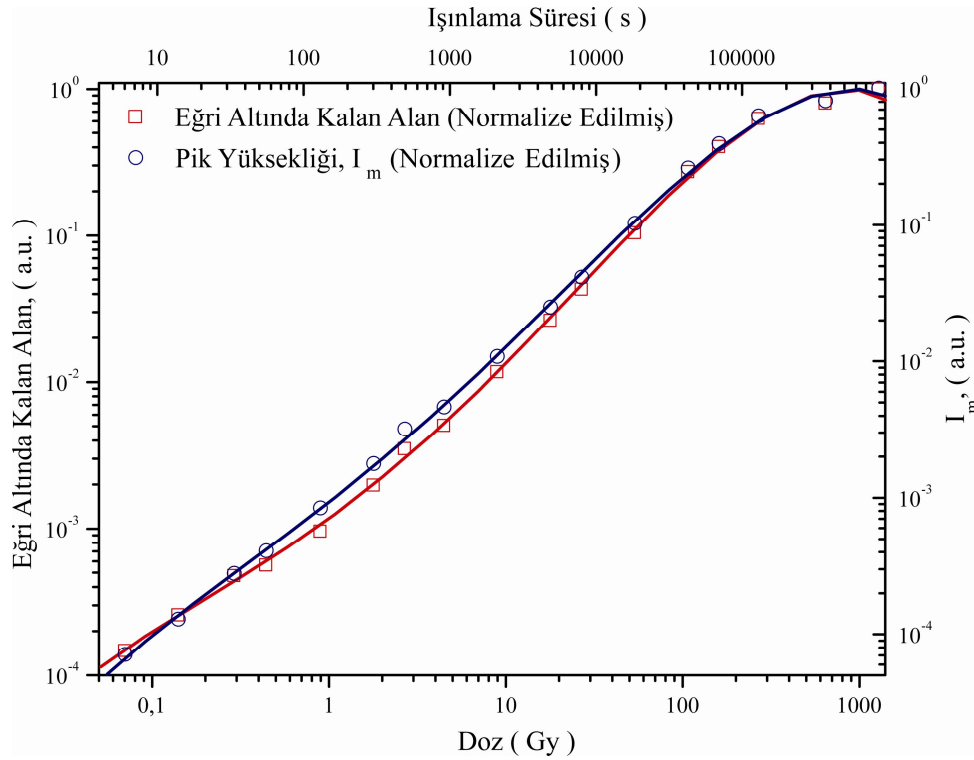
Şekil 3.47 VHR yöntemi ile elde edilen ısıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan frekans faktörü.

3.16 Doz cevabı

Seydişehir alüminasının doz cevabını belirleyebilmek için örnekler farklı radyasyon dozlarında ısıtılmış, ısıma eğrileri elde edilmiş ve ısıma eğrilerinin analizi sonucu doz cevap özellikleri belirlenmiştir. Doz cevabının tayin edilebilmesi için AD yöntemi ile elde edilen veriler kullanılmıştır. Elde edilen veriler öncelikle CGCD yöntemi ile analiz edilerek ısıma eğrisinde bulunan tüm ısıma piklerinin birbirlerinden ayrışması sağlanmıştır.

Daha sonra bu piklerin maksimum pik yoğunlukları (I_M) ile radyasyon dozu ve pik altında kalan alan ile radyasyon dozu arasındaki ilişki incelenmiştir. Son olarak dozimetrik pikin ısıma eğrisi altında kalan toplam alan ile radyasyon dozu arasındaki ilişki incelenmiştir.

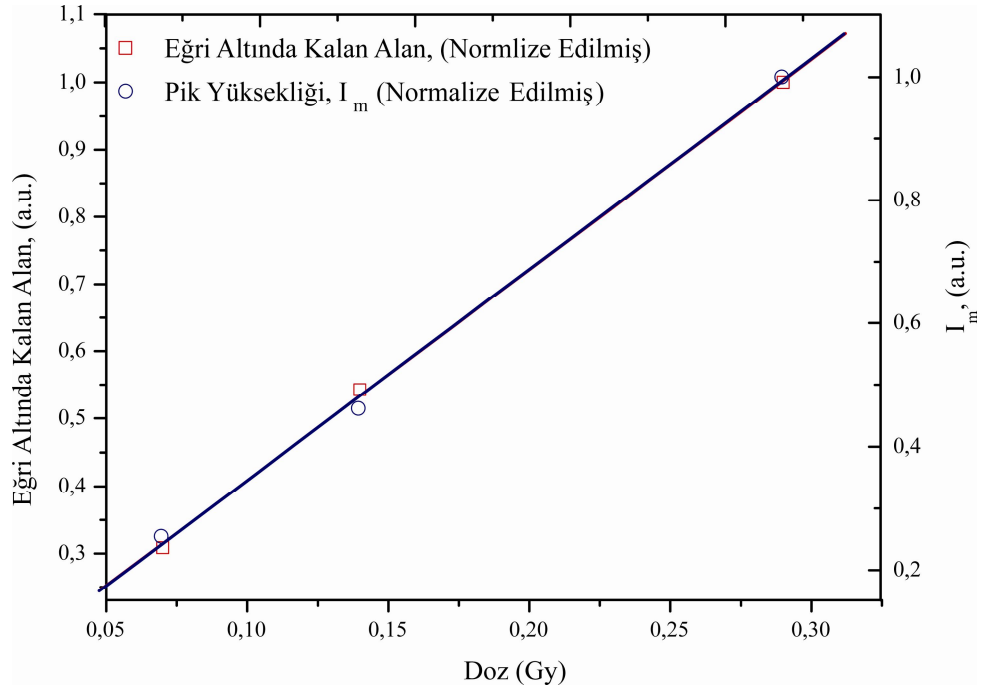
Şekil 3.48’de 1. ışıma piki için pik maksimum yüksekliği ve pik altında kalan alanın radyasyon dozu ile değişimi görülmektedir.



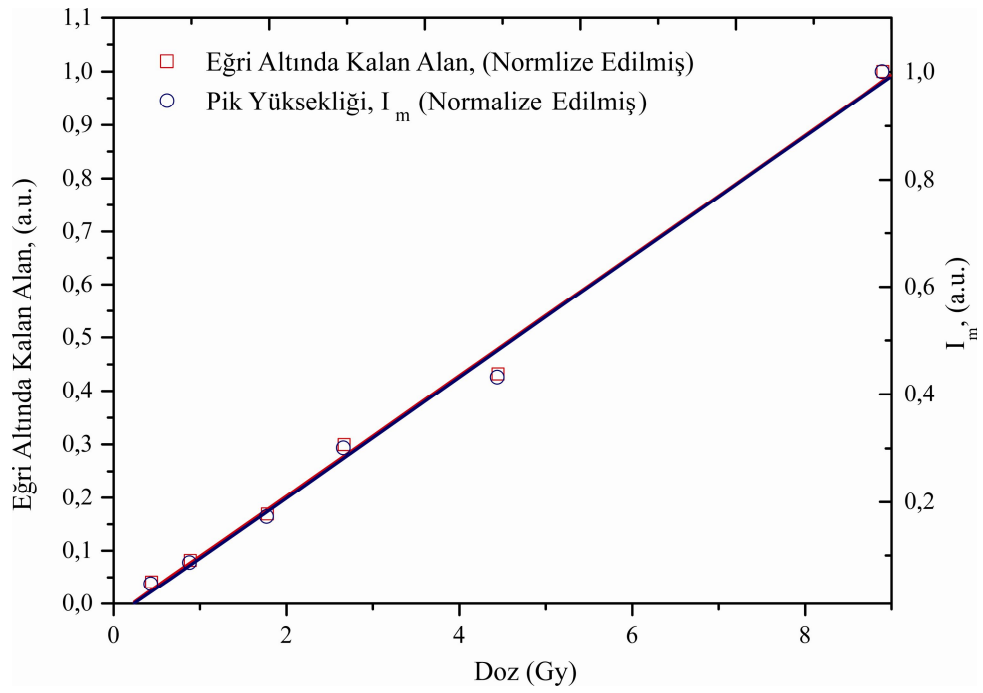
Şekil 3.48 Seydişehir alüminasının 1. ışıma pikinin doz cevabı

Seydişehir alüminasının 1. ışıma pikinin 0,07 Gy - 282,79 Gy doz aralığındaki radyasyon doz cevabı dört bölgede incelenmiştir:

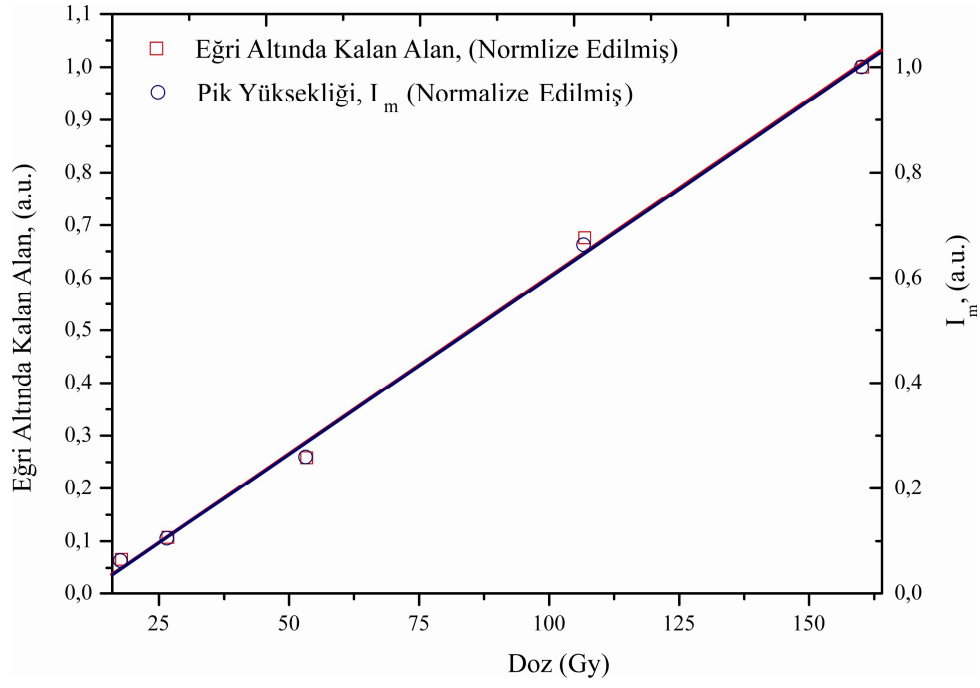
- 0,07 Gy - 0,44 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.49a),
- 0,89 Gy - 8,9 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.49b),
- 17,81 Gy - 160,34 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.49c),
- 267,24 Gy - 1282,79 Gy; doz aralığında doğrusal olmayan doz cevabına sahiptir (Şekil 3.49d),



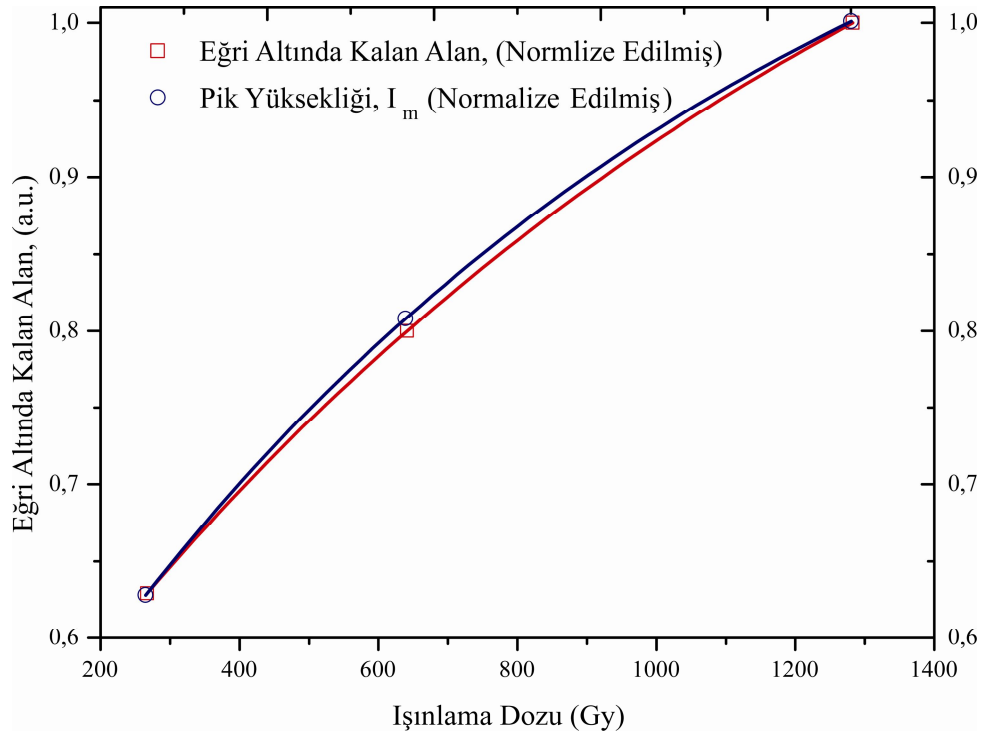
Şekil 3.49a Seydişehir alüminasının 0,07 Gy - 0,44 Gy doz aralığında 1. ışıma pikinin doz cevabı



Şekil 3.49b Seydişehir alüminasının 0,89 Gy - 8,9 Gy doz aralığında 1. ışıma pikinin doz cevabı



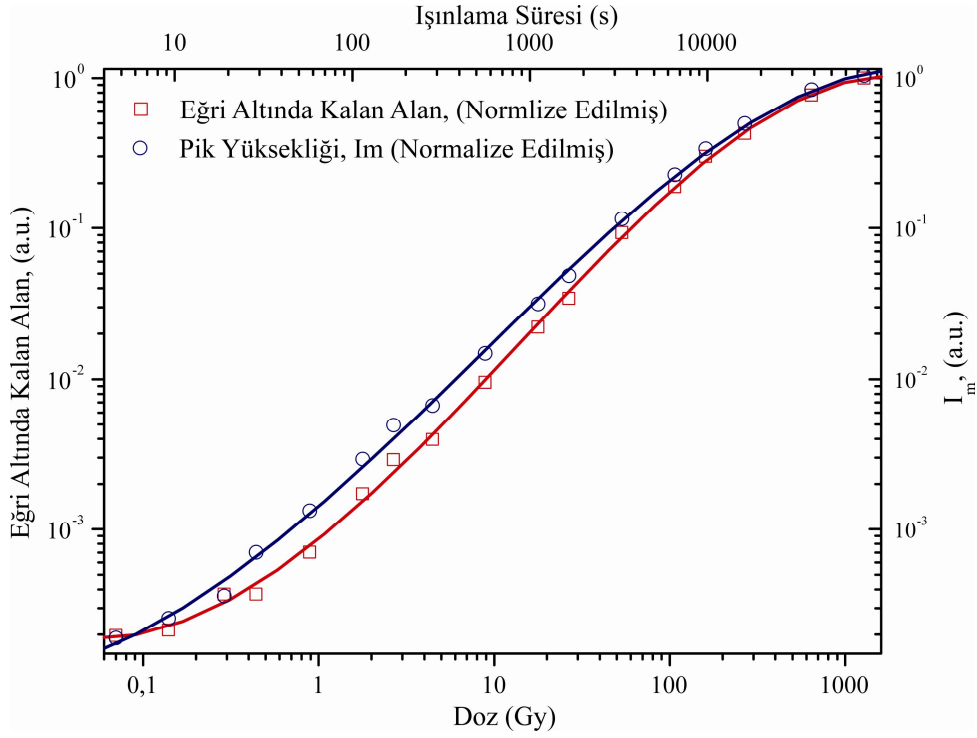
Şekil 3.49c Seydişehir alüminasının 17,81 Gy - 160,34 Gy doz aralığında 1. ışım pikinin doz cevabı



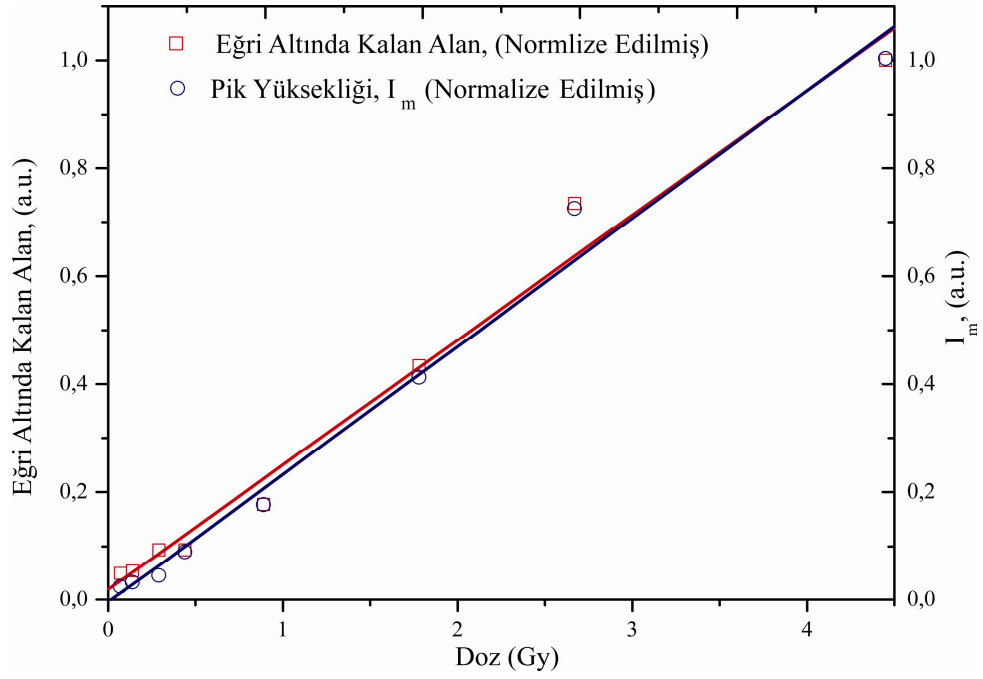
Şekil 3.49d Seydişehir alüminasının 267,24 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında 1. ışım pikinin doz cevabı

Şekil 3.50’de 2. ışıma piki için pik maksimum yüksekliği ve pik altında kalan alanın radyasyon dozu ile değişimi görülmektedir. Bu çalışmada Seydişehir alüminasının 2. ışıma pikinin 0,07 Gy ıla 1282,79 Gy doz aralığındaki doz cevabı üç bölgede incelenmiştir:

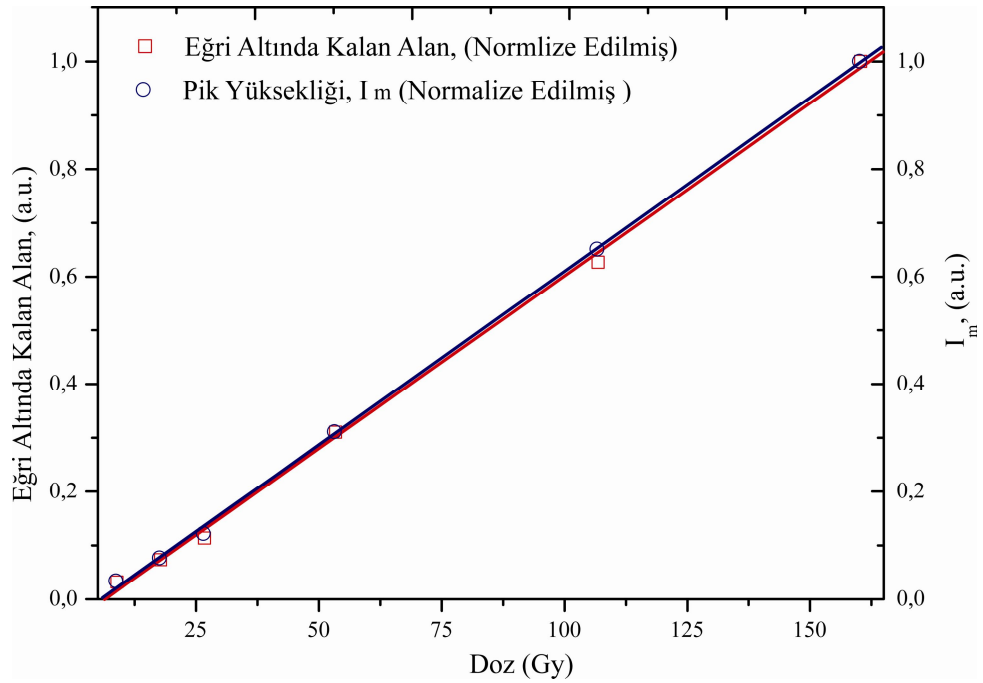
- 0,07 Gy - 4,45 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.51a),
- 8,9 Gy - 160,34 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.51b),
- 267,24 Gy - 1282,79 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.51c),



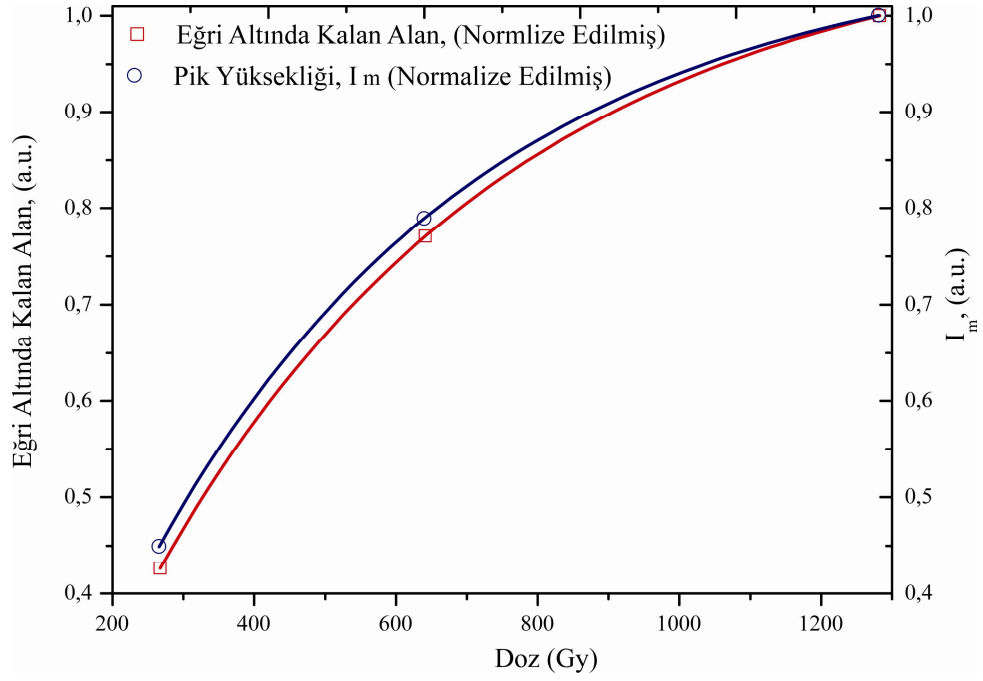
Şekil 3.50 Seydişehir alüminasının 2. ışıma pikinin doz cevabı



Şekil 3.51a Seydişehir alüminasının 0,07 Gy – 4,45 Gy doz aralığında 2.ışıma pikinin doz cevabı



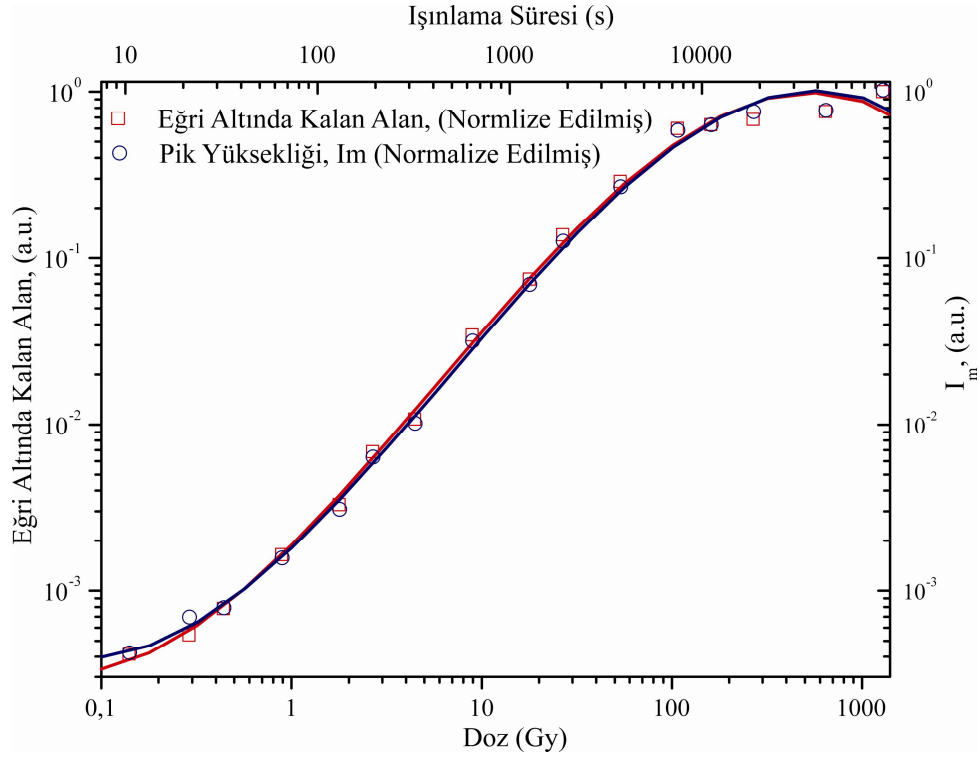
Şekil 3.51b Seydişehir alüminasının 8,90 Gy - 160,34 Gy doz aralığında 2.ışıma pikinin doz cevabı



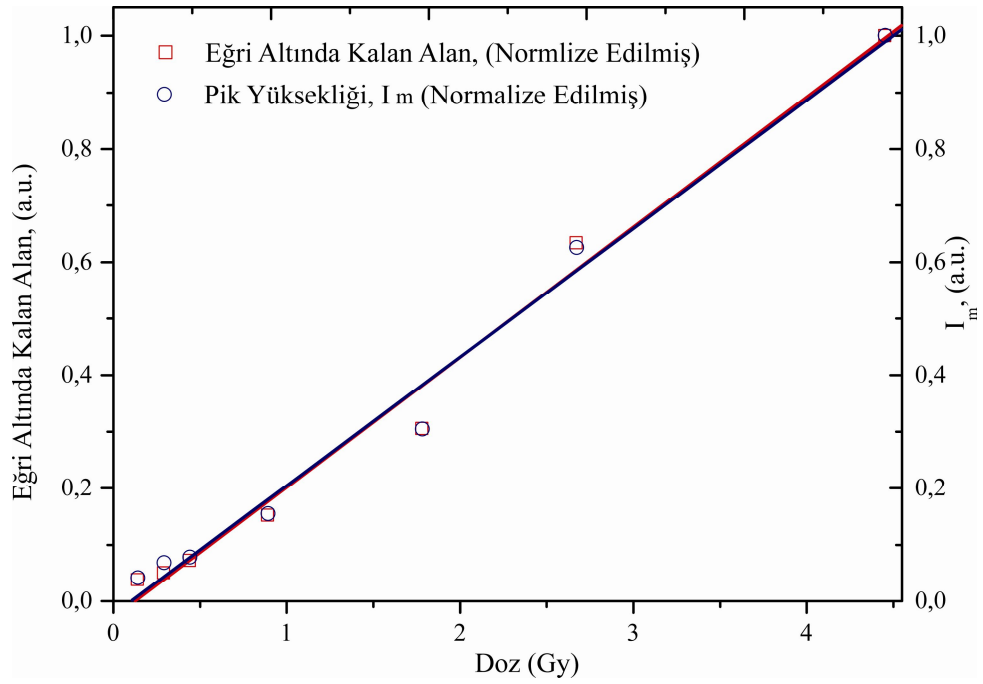
Şekil 3.51c Seydişehir alüminasının 267,24 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında 2.ışıma pikinin doz cevabı

Şekil 3.52’de 3. ışıma piki için pik maksimum yüksekliği ve pik altında kalan alanın radyasyon dozu ile değişimi görülmektedir. Bu çalışmada Seydişehir alüminasının 3. ışıma pikinin 0,14 Gy ila 1282,79 Gy doz aralığındaki doz cevabı üç bölgede incelenmiştir:

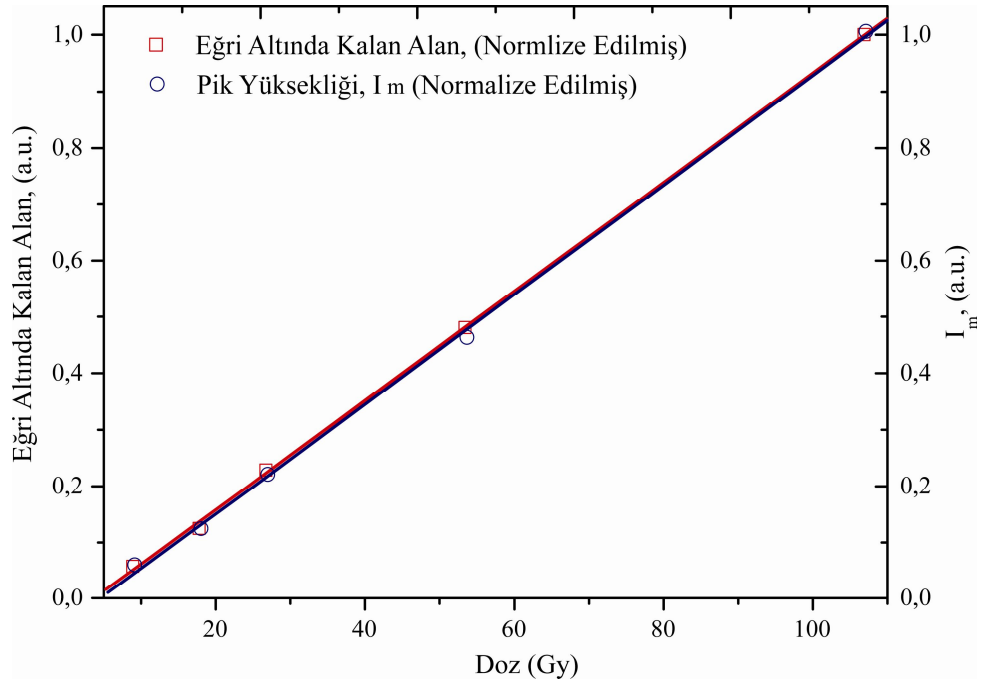
- 0,14 Gy - 4,45 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.53a),
- 8,9 Gy - 106,89 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.53b),
- 160,34 Gy - 1282,79 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.53c),



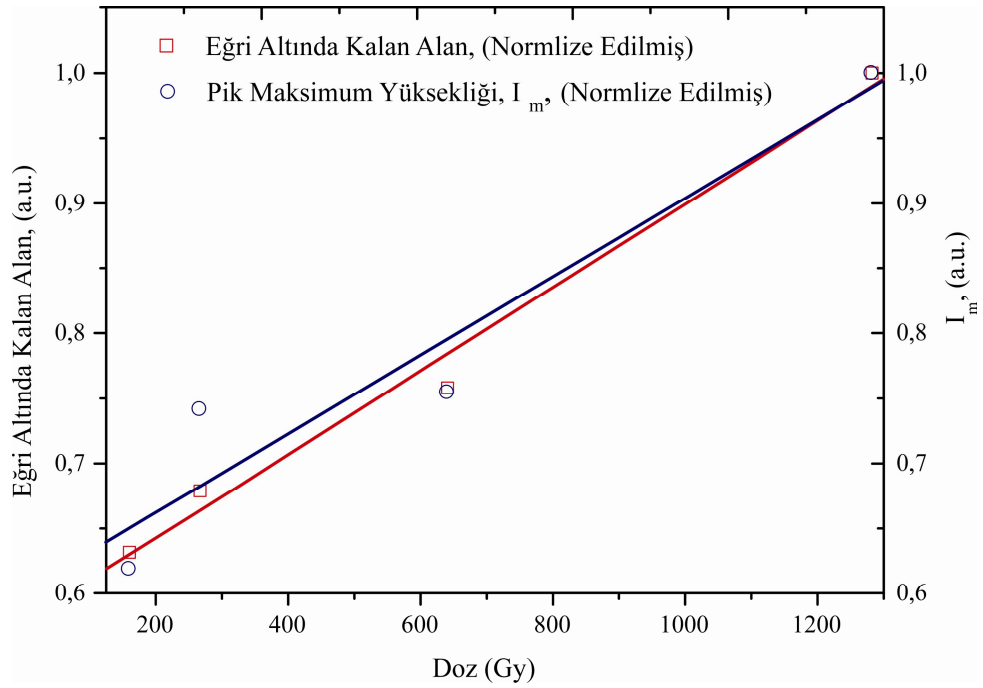
Şekil 3.52 Seydişehir alüminasının 3. ışıma pikinin doz cevabı



Şekil 3.53a Seydişehir alüminasının 0,44 Gy – 4,45 Gy doz aralığında 3.ışıma pikinin doz cevabı



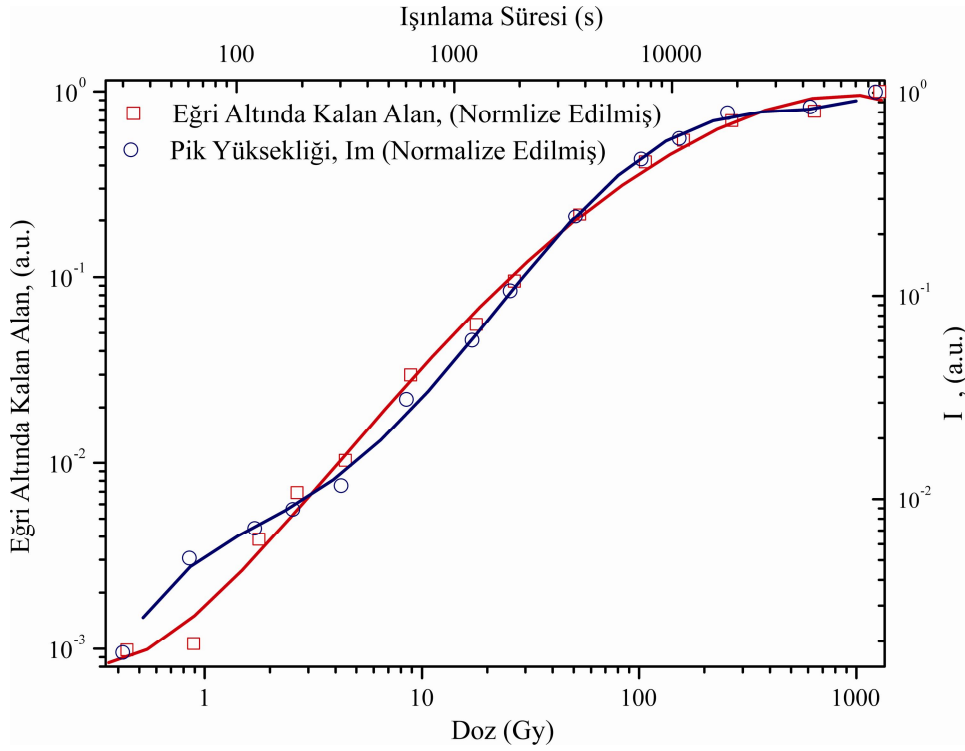
Şekil 3.53b Seydişehir alüminasının 8,90 Gy - 106,89 Gy doz aralığında 3.ışma pikinin doz cevabı



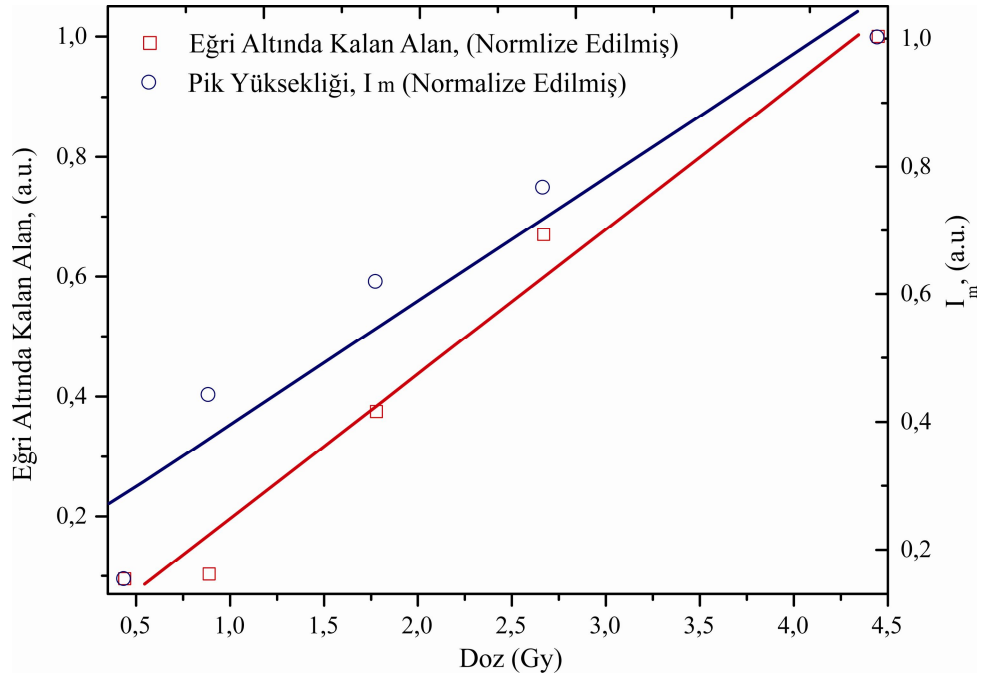
Şekil 3.53c Seydişehir alüminasının 160,34 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında 3.ışma pikinin doz cevabı

Şekil 4.54’de 4. ışıma piki için pik maksimum yüksekliği ve pik altında kalan alanın radyasyon dozu ile değişimi görülmektedir. Bu çalışmada Seydişehir alüminasının 4. ışıma pikinin 0,44 Gy ıla 1282,79 Gy doz aralığındaki doz cevabı üç bölgede incelenmiştir:

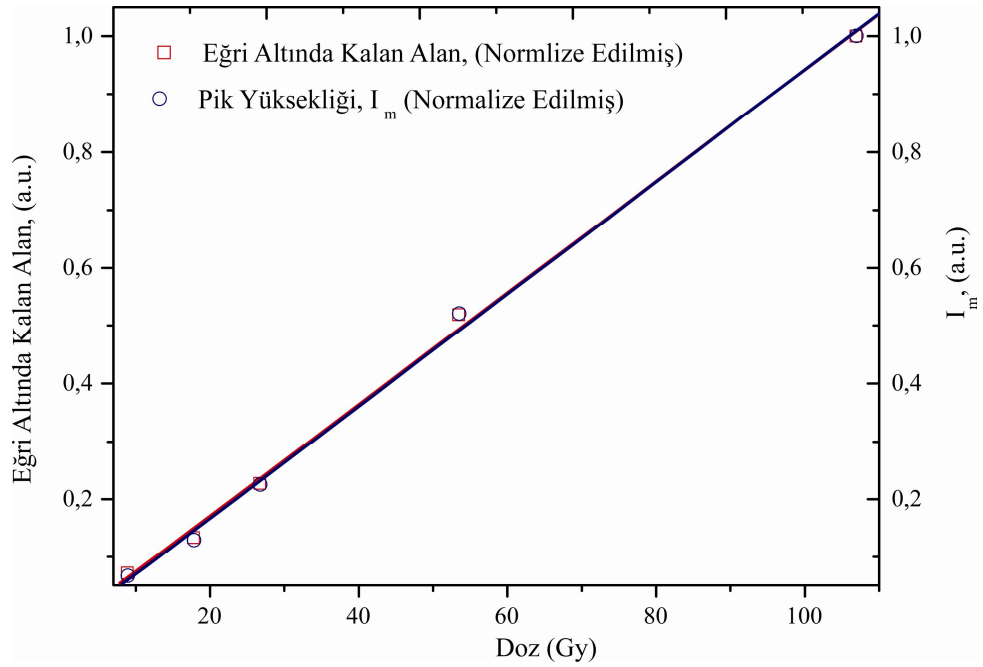
- 0,44 Gy - 4,45 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.55a),
- 17,81 Gy - 160,34 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.55b),
- 267,24 Gy - 1282,79 Gy; doz aralığında doğrusal olmayan doz cevabına sahiptir (Şekil 3.55c)



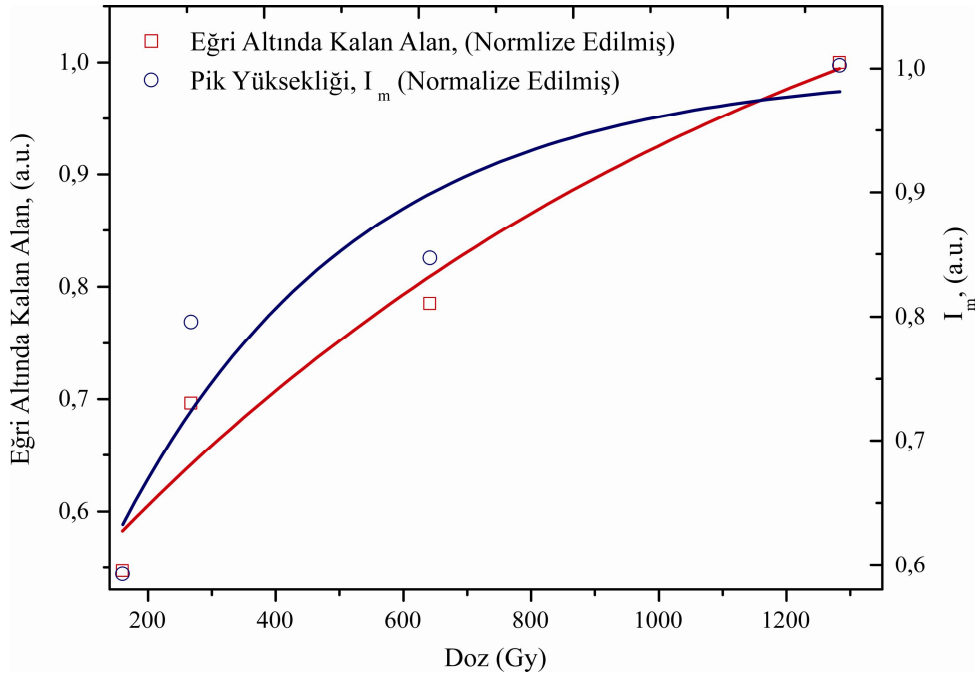
Şekil 3.54 Seydişehir alüminasının 4. ışıma pikinin doz cevabı



Şekil 3.55a Seydişehir alüminasının 0,44 Gy - 4,45 Gy doz aralığında 4.ışıma pikinin doz cevabı



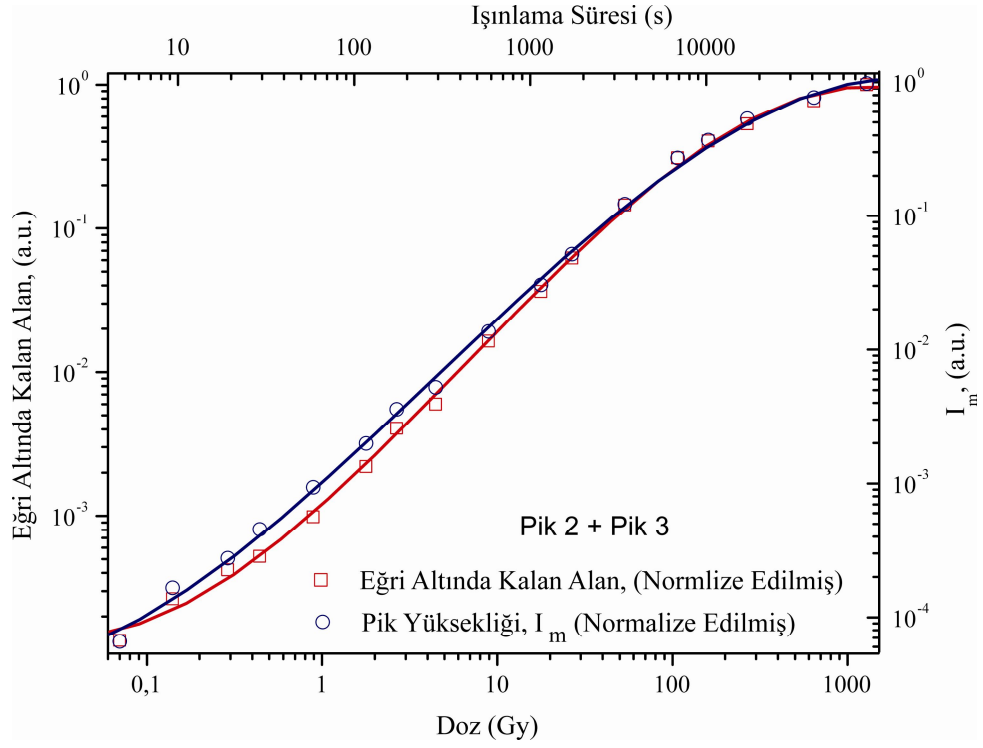
Şekil 3.55b Seydişehir alüminasının 8,90 Gy - 106,89 Gy doz aralığında 4.ışıma pikinin doz cevabı



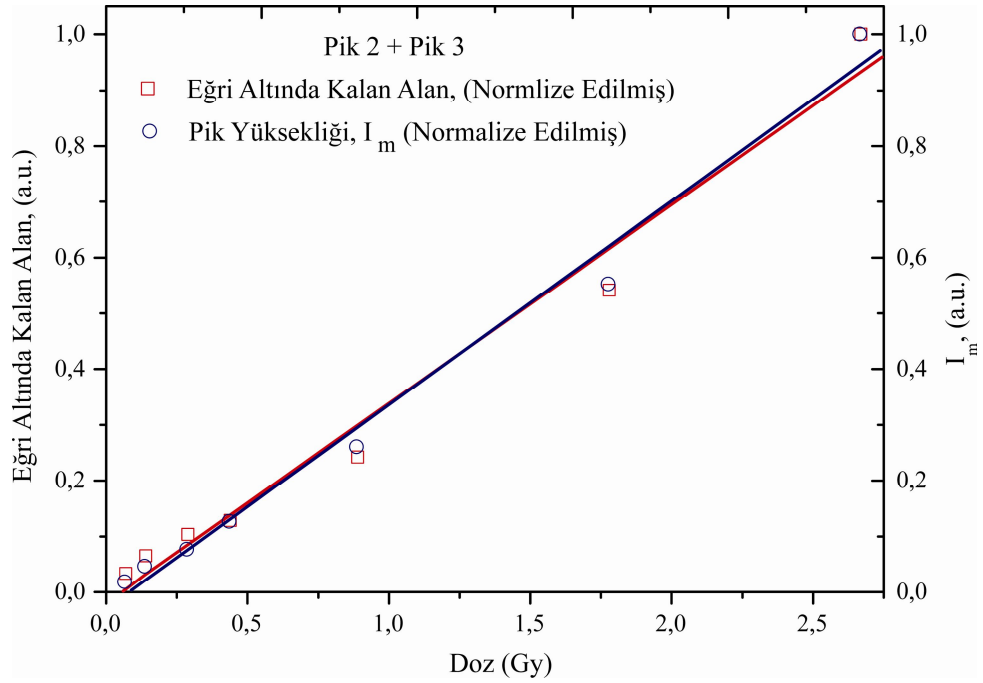
Şekil 3.55c Seydişehir alüminasının 160,34 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında 4.ışıma pikinin doz cevabı

Aynı zamanda dozimetrik pikin (2. Pik + 3. Pik) maksimum yüksekliği ve pik altında kalan alanların toplamının radyasyon dozu ile değişimi incelenmiştir (Şekil 3.56). Bu çalışmada Seydişehir alüminasının dozimetrik ışıma pikinin 0,07 Gy - 1282,79 Gy doz aralığındaki doz cevabı üç bölgede incelenmiştir:

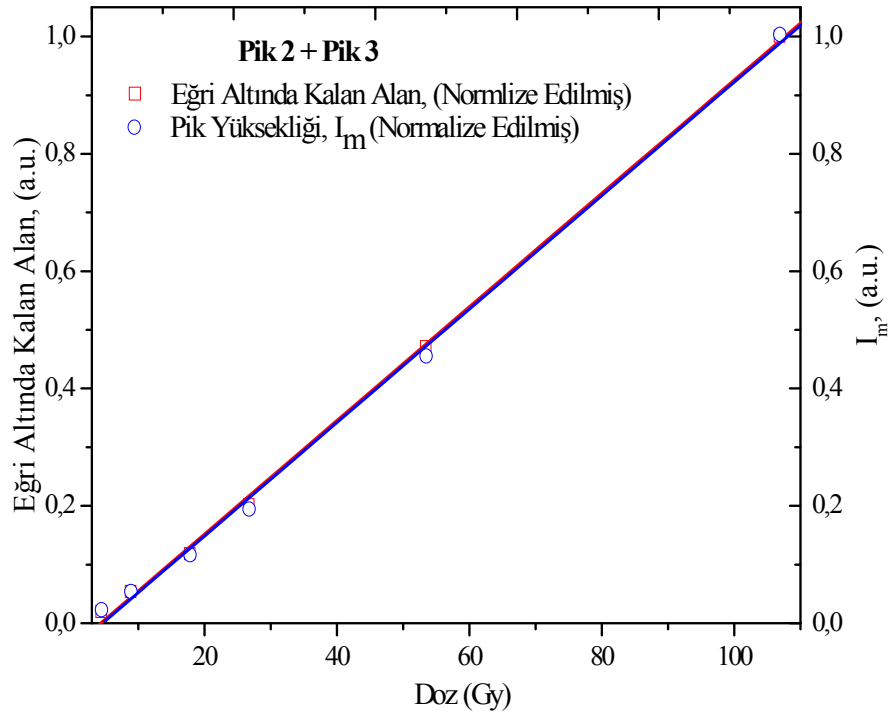
- 0,07 Gy - 2,67 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.57a),
- 4,45 Gy - 106,89 Gy; doz aralığında doğrusal doz cevabına sahiptir (Şekil 3.57b),
- 160,34 Gy - 1282,79 Gy; doz aralığında doğrusal olmayan doz cevabına sahiptir (Şekil 3.57c),



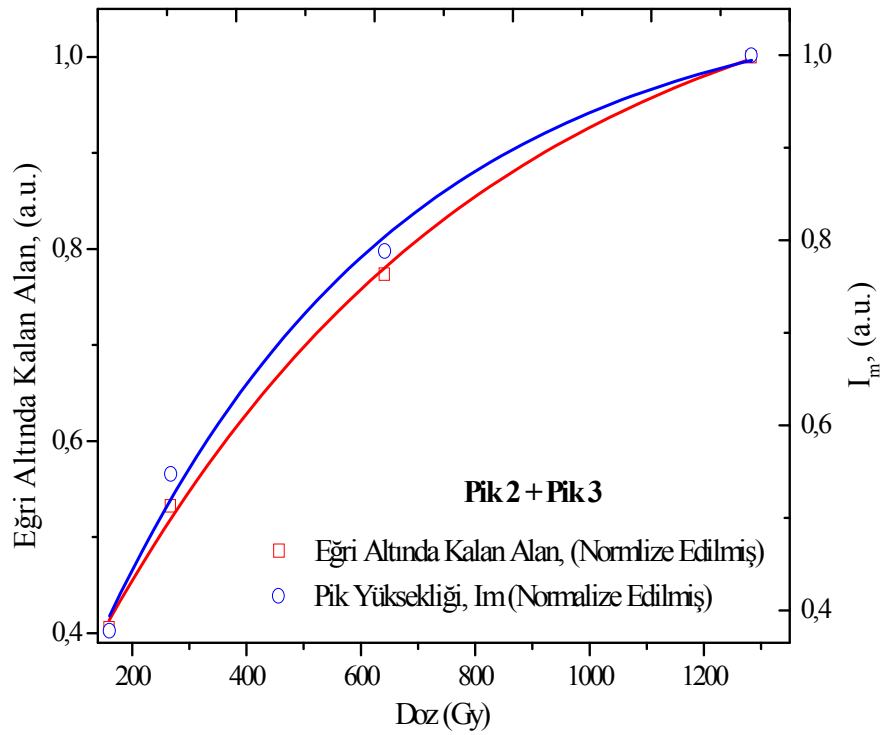
Şekil 3.56 Seydişehir alüminasının dozimetrik pikini oluşturan 2. ve 3. ışıma piklerinin alanları toplamının radyasyon dozu ile değişimi



Şekil 3.57a Seydişehir alüminasının 0,07 Gy - 2,67 Gy doz aralığında (2. Pik + 3. Pik) alanları toplamının radyasyon dozu ile değişimi

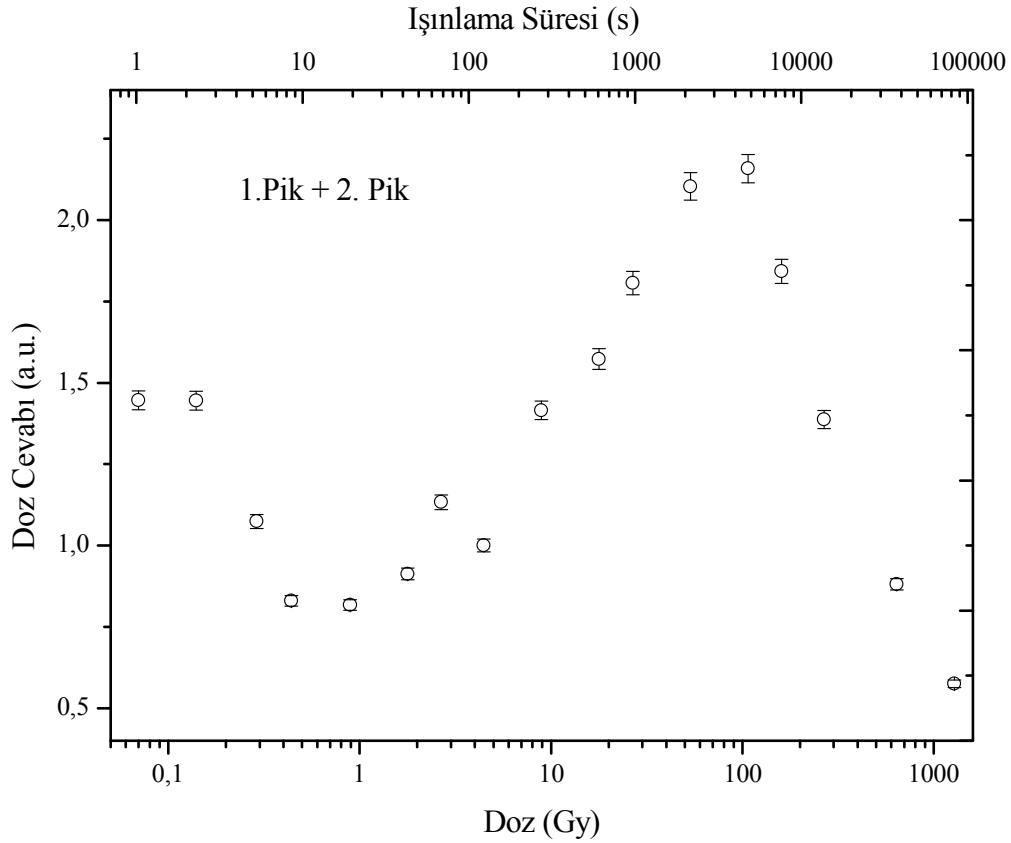


Şekil 3.57b Seydişehir alüminasının 4,45 Gy - 106,89 Gy doz aralığında (2. Pik + 3. Pik) alanları toplamının radyasyon dozu ile değişimi



Şekil 3.57c Seydişehir alüminasının 160,34 Gy - 1282,79 Gy doz aralığında (2. Pik + 3. Pik) alanları toplamının radyasyon dozu ile değişimi

Seydişehir alüminasının dozimetrik pikinin (2. Pik + 3. Pik) radyasyon doz cevabı eğri altında kalan alanların oranları kullanılarak yeniden hesaplanmıştır. Burada, 5 dakika süre ile radyasyona maruz kalmış alümina örneğin dozimetrik pikinin alanı referans alınmıştır. Her bir doz değerinde ölçülen pik alanı referans pik alanına göre normalize edilmiş ve buna göre doz cevabı hesaplanmıştır (Şekil 3.57d).



Şekil 3.57d Dozimetrik pikin (2. Pik + 3. Pik), doz cevabı.

3.17 Fading

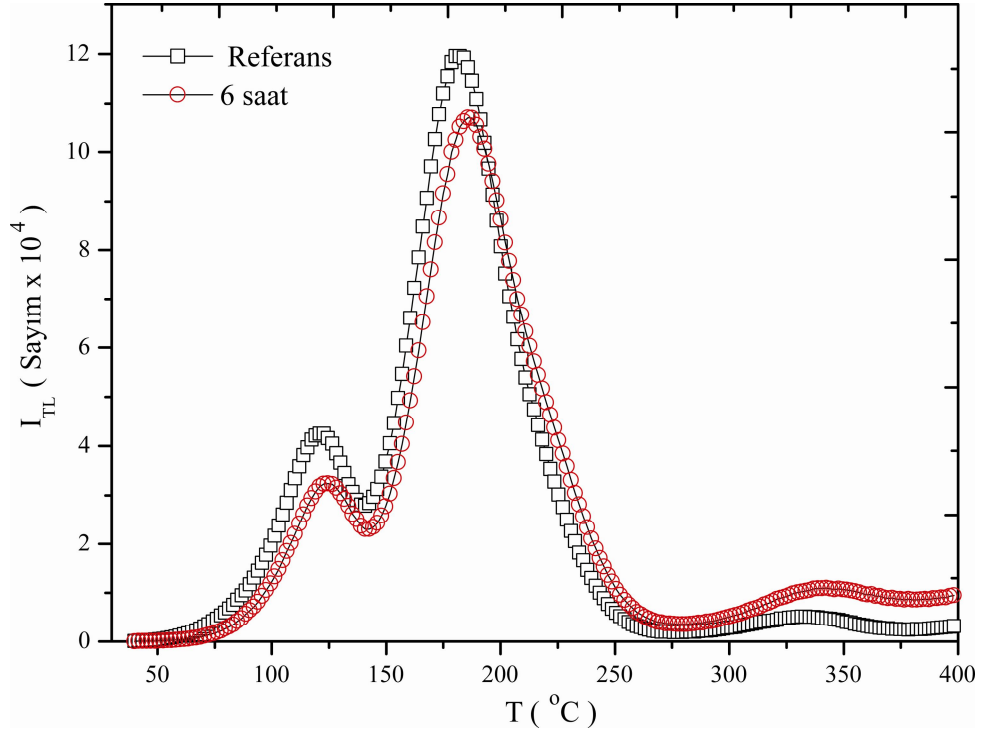
TLD malzemelerinin en önemli dozimetrik özelliklerinden biriside fading'tir. Fading, termolüminesans detektörün radyasyona maruz kaldıktan sonra ve TL okuma işleminden önce elektron tuzaklarında birikmiş olan elektronların bu tuzaklardan çeşitli mekanizmalar yardımıyla serbest kalması olarak tanımlanabilir. Elektronların tuzaklardan kaçmasına yardımcı olan mekanizmanın türüne göre fading olayı isimlendirilmektedir. Bu mekanizmalardan ilki sıcaklıktır. TL malzeme ışılandıktan sonra ve detektörde okuma işleminden önce yüksek sıcaklığa maruz kalır ise maruz kaldığı sıcaklık ile orantılı olarak tuzaklarda biriken elektronlar serbest kalır. Bu olaya normal fading denilmektedir. Eğer TL

detektör ışınlandıktan sonra ısı yerine UV ya da güneş ışığına direkt olarak maruz kalırsa bu seferde tuzaklardaki elektronlar maruz kaldığı ışık etkisi ile serbest kalabilirler. Bir diğer mekanizma ise tünel olayıdır. Bu durumda TL malzeme herhangi bir dış etkene maruz kalmaksızın dozimetrik ışımaya neden olan tuzaklarda bulunan elektronlarını kaybedebilir. Isı etkisi olmadan gerçekleşen fading olayına anormal fading denilmektedir.

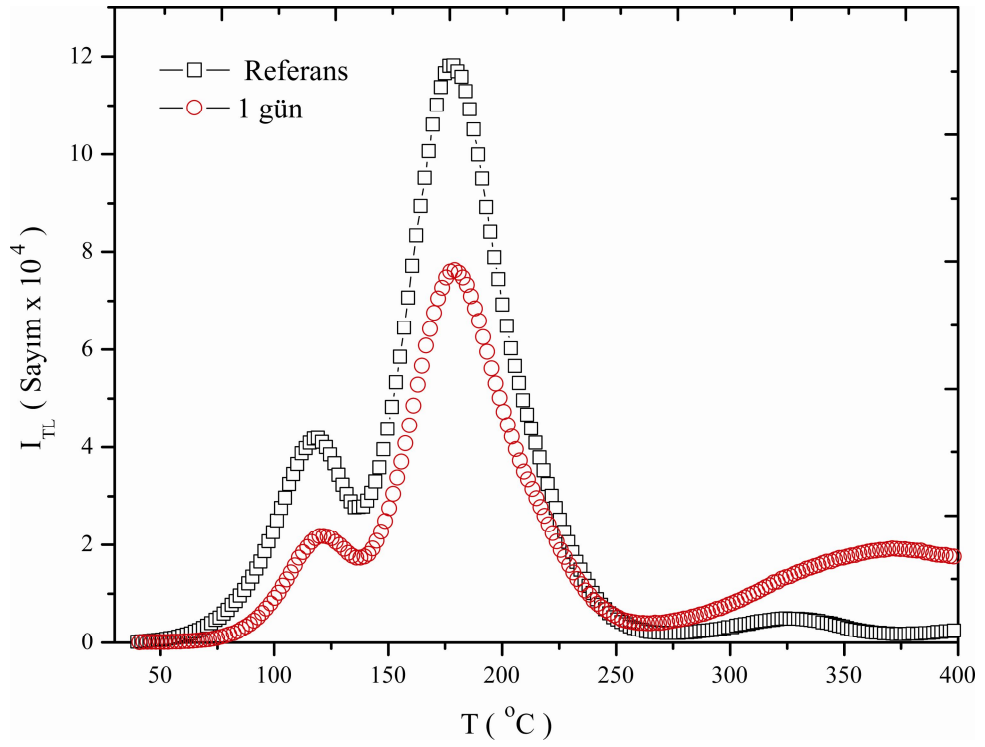
Bu çalışmada Seydişehir alüminasının fading özelliği incelenmiş ve bu amaçla 300 s süre ile radyasyona maruz bırakılan örnekler daha önceden belirlenmiş sürelerde depolanmış ve ardından ışıma eğrisi elde edilerek ışıma eğrisinde meydana gelen değişimler gözlemlenmiştir. Seydişehir alüminasının fading özelliğinin belirlenebilmesi için aşağıdaki deneysel prosedür uygulanmıştır.

- Toz formundaki numuneler öncelikle üzerinde bulunması muhtemel radyasyon kalıntılarının temizlenmesi için 600 °C sıcaklıkta 15 dakika süre ile tavllanmışlardır.
- Tavlanan numuneler 5 dakika süre ile radyasyona maruz bırakılmıştır.
- Numunelerin ışıma eğrileri elde edilmiş, tavllanmış ve işaretlenmişlerdir.
- Numuneler tekrar ısınlanarak oda sıcaklığında kuru ve karanlık bir ortamda direk olarak güneş ışığı ya da herhangi bir ışık kaynağına maruz kalmayacak şekilde daha önceden belirlenmiş sürelerde saklanmışlardır.
- Belirlenen süreler sonunda her bir numune için ışıma eğrileri tekrar elde edilmiş ve ışıma eğrilerinde meydana gelen değişim incelenmiştir.

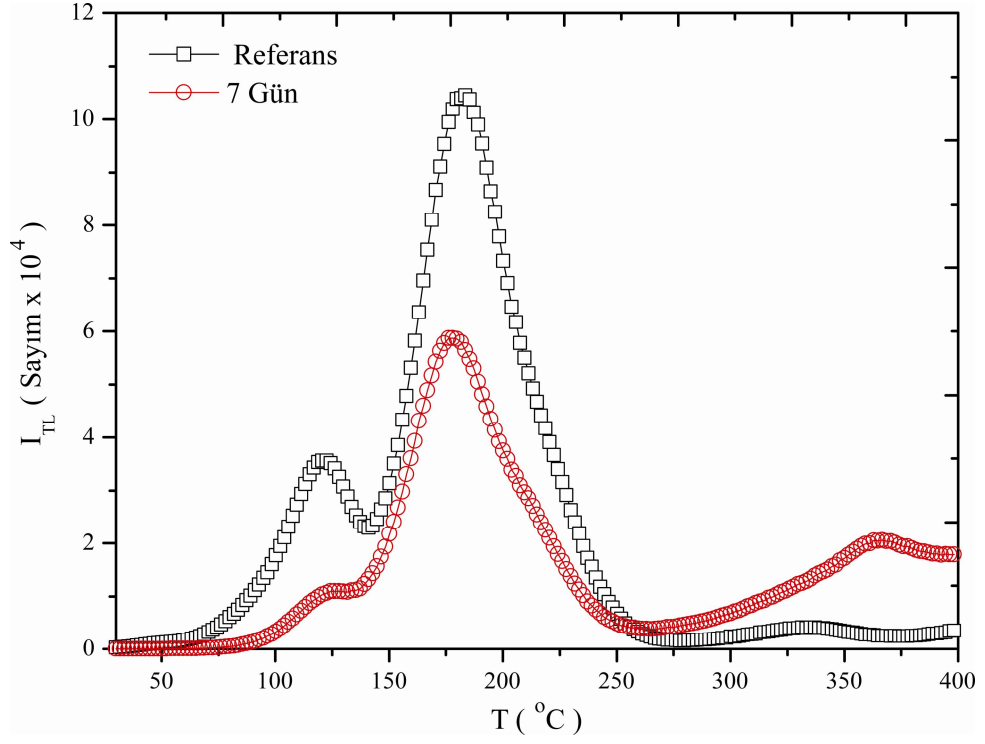
Bekleme süresi $t = 6$ saat, 1 gün, 7 gün, 14 gün, 21 gün, 30 gün ve 60 gün olarak belirlenmiştir. Bu süreler sonrasında işaretli numunelerin ışıma eğrileri elde edilmiş ve sırasıyla Şekil 3.58 a, b, c, d, e, f ve g’de sunulmuştur.



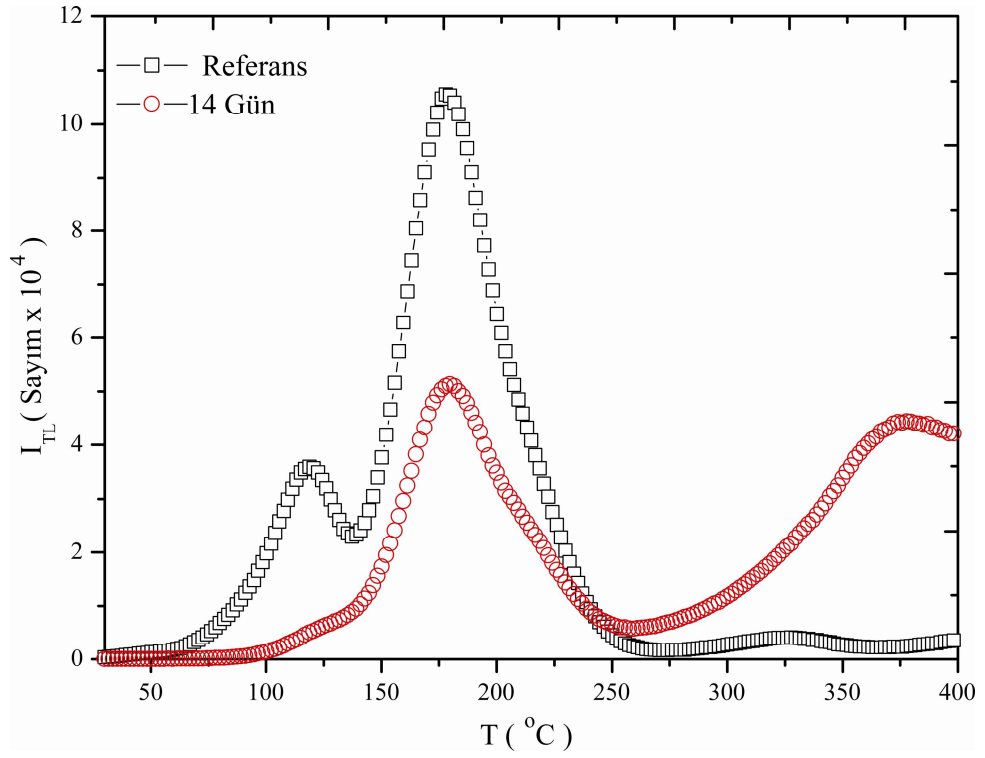
Şekil 3.58a 6 saatlik bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



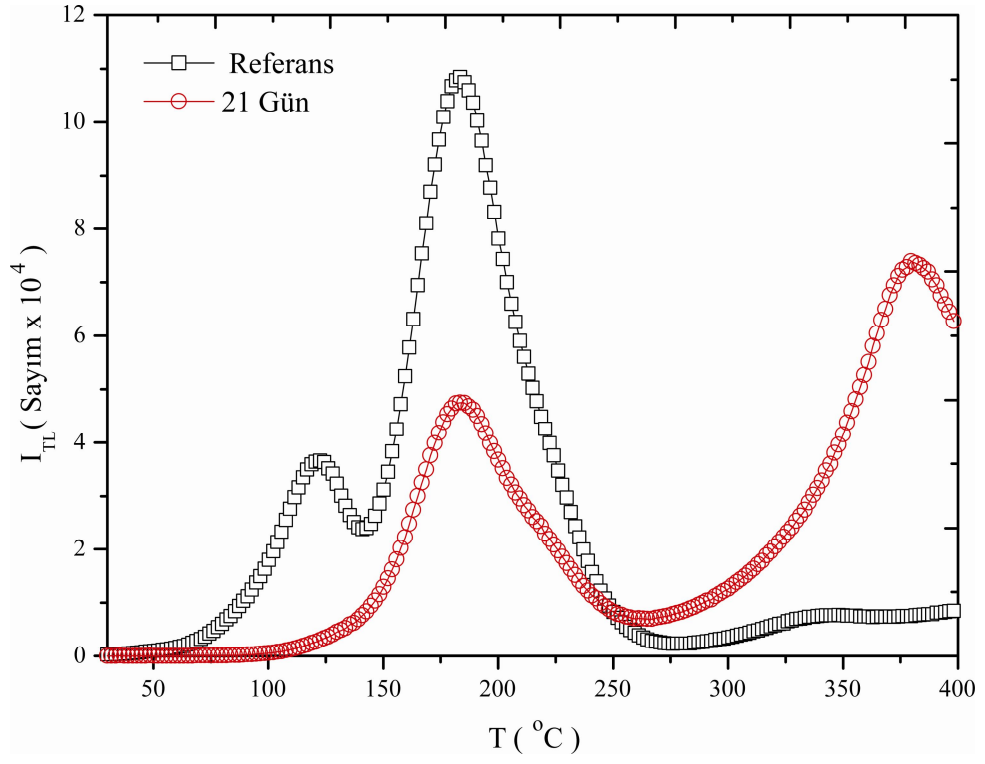
Şekil 3.58b 1 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



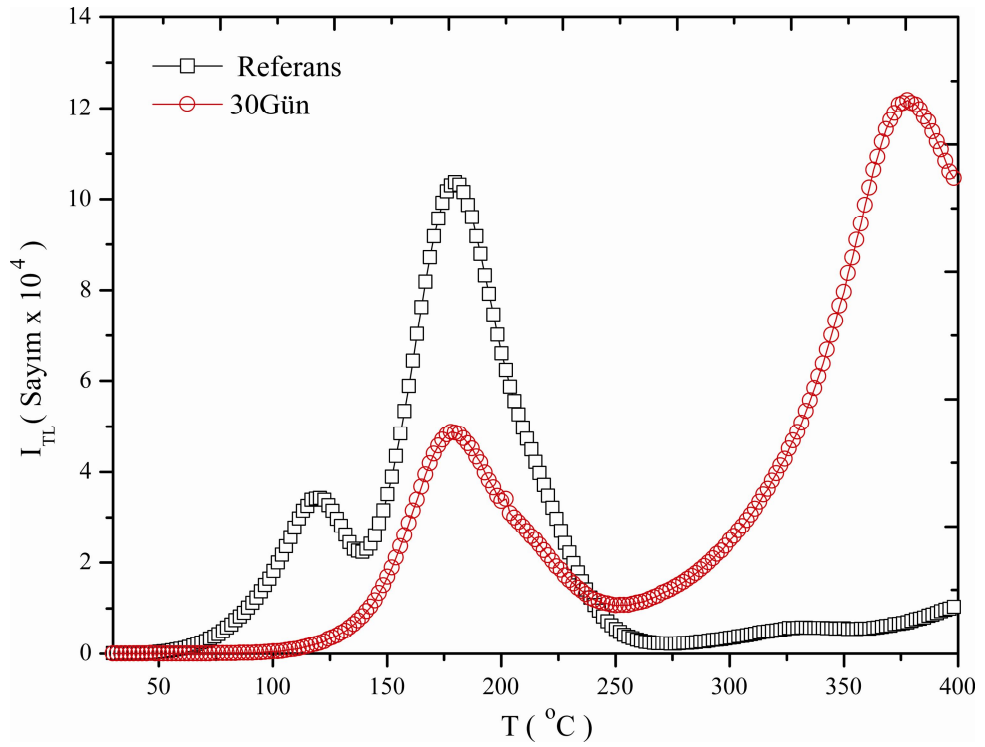
Şekil 3.58c 7 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



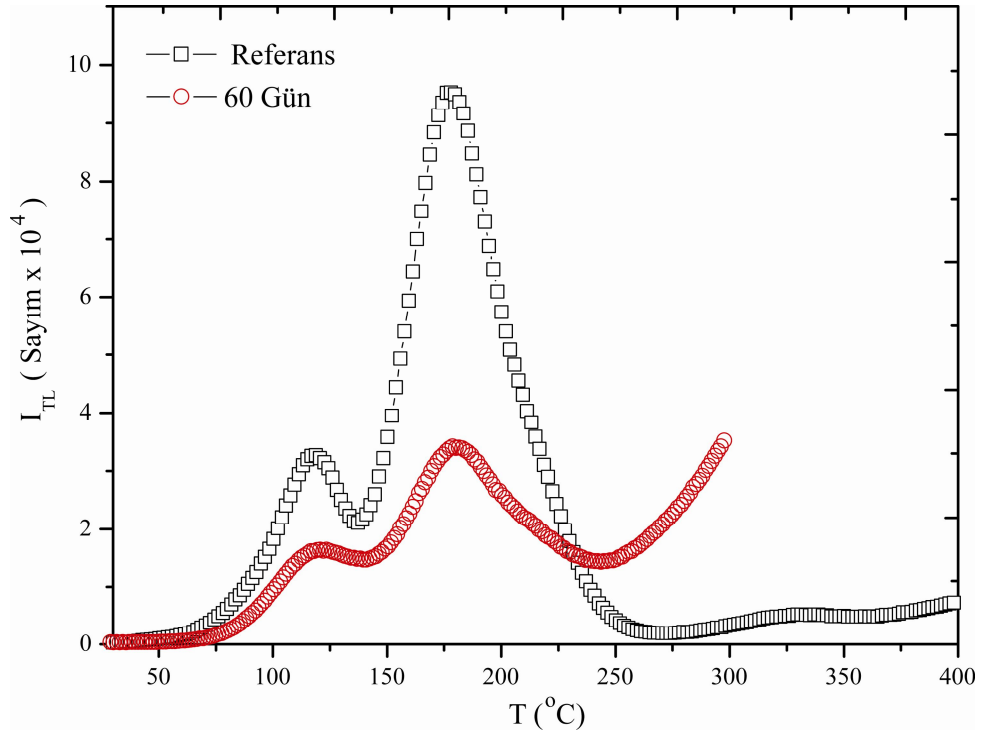
Şekil 3.58d 14 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



Şekil 3.58e 21 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



Şekil 3.58f 30 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.



Şekil 3.58g 60 günlük bekleme süresi sonunda ışıma eğrisinde meydana gelen değişim.

Farklı bekleme süreleri sonunda elde edilen ışıma eğrilerinde, yüksek sıcaklık bölgesinde yeni bir pikin ($377,8 \pm 1,8$ °C) ortaya çıktığı gözlemlenmiştir. Ancak bu pikin bir kısmı kullanılan termoluminesans ölçüm sisteminin hassasiyet sınırları içerisinde olmadığından, tamamı elde edilememiş ve bu nedenle ışıma eğrilerinin CGCD yöntemi ile analizi yapılamamıştır. Seydişehir alüminasının ışıma piklerinin fading'i pik maksimum yüksekliklerindeki değişim ile incelenmiş ve her bekleme süresi sonunda elde edilen ışıma pik yükseklikleri ölçülmüştür. 1. ışıma pikinin 30 günlük bekleme süresi sonundaki sinyal kaybı ($\% 93,7 \pm 1$) olarak hesaplanmıştır. Dozimetrik pikin ilk 6 saatlik bekleme süresi sonunda fading'i ($\% 12 \pm 2$), 1 günlük bekleme süresi sonunda fading'i ($\% 35 \pm 1$) ve 7 günlük bekleme süresi içerisindeki sinyal kaybı ($\% 45 \pm 2$) olarak hesaplanmıştır. Bunu takip eden 14, 21, 30 ve 60 günlük bekleme süreleri sonundaki sinyal kaybı ise sırasıyla ($\% 50 \pm 1$), ($\% 56 \pm 1$), ($\% 53 \pm 1$) ve ($\% 65 \pm 1$) olarak hesaplanmıştır. Ancak yüksek sıcaklık bölgesinde $377,8 \pm 1,8$ °C'de ortaya çıkan yeni ışıma pikinin pik maksimum yüksekliği bekleme süresi ile artmaktadır. İlk 6 saatlik bekleme süresi sonrasında bu artışın ($\% 125 \pm 5$), 7 günlük bekleme süresi sonrasında ise ($\% 492$) olduğu gözlemlenmiştir. 14, 21 ve 30 gün beklemenin ardından ise bu artış sırasıyla ($\% 1082$), ($\% 957$) ve ($\% 2158$) olarak hesaplanmıştır. Yapılan deneyler Seydişehir alüminasının ışıma eğrisindeki incelenen dört ışıma piki için fading'inin çok yüksek olduğunu göstermektedir.

SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Çalışmanın deneysel kısmında Seydişehir alüminyum tesislerinde üretilen ve ileri teknoloji malzemeleri içerisinde yer alan alümina kullanılmıştır. Alümina, günümüzde fiziksel, kimyasal, elektriksel ve daha birçok üstün özellikleri ile sanayi, tıp, endüstri ve nükleer teknoloji gibi alanlarda kullanım imkânı bulan bir malzemedir. Ayrıca alümina son yıllarda, TLD malzemesi olarak üretilmekte ve kullanılmaktadır. Bu nedenle, bu çalışmada ülkemizde bol miktarda bulunan ve üretilen Seydişehir alüminası seçilmiş ve TLD malzemesi olarak kullanılabilirliği araştırılmıştır. Bu amaçla Seydişehir alüminasının öncelikle toz boyutu analizi yapılmış, mineralojik yapısı incelenmiş ve alüminanın tek kararlı formu olan alfa fazına dönüştürülmesi temin edilmiştir. Daha sonra kimyasal yapısı tayin edilmiş, TLD malzemesi olarak, dozimetrik özelliklerini belirleyen temel tuzak parametreleri hesaplanmış ve doz cevap özellikleri incelenmiştir.

Toz formundaki Seydişehir alüminasının elek analizi sonucu, geniş bir tane boyutu dağılımına sahip olduğu görülmüş (Çizelge 3.1 ve Çizelge 3.2), Bölüm 3.3’de açıklanan nedenlerden dolayı, toz boyutu $63 \mu\text{m} < \eta < 45 \mu\text{m}$ aralığında olan malzemeler deneysel çalışmalarda kullanılmak üzere seçilmiştir.

Alüminanın kimyasal kompozisyonu TL özelliklerini belirleyen en önemli parametredir ve bu nedenle TL deneylere başlanmadan önce malzemenin kimyasal kompozisyonu tayin edilmiştir. Üretici firma tarafından yayınlanan kimyasal analizin (Çizelge 3.3) hassas olmaması nedeniyle kimyasal analiz, XRF (Şekil 3.2, Şekil 3.3, Çizelge 3.4) ve ICP spektroskopisi (Çizelge 3.5) yöntemleri ile yeniden yapılmıştır.

Değişik kristal yapıları sahip olabilen alüminanın sadece alfa fazı kararlıdır. Bu nedenle toz formunda temin edilen Seydişehir alüminasının kristal faz analizleri yapılarak malzemenin en az % 88 oranında alfa fazı ihtiva ettiği görülmüştür (Şekil 3.4). Malzemenin tamamının alfa fazına dönüştürülmesi için kalsinasyon işlemi uygulanmış ve kalsinasyon işlemi sonrası kristal yapısı XRD çekimi yapılarak tekrar incelenmiş ve % 99’dan fazla miktarın alfa fazına dönüştüğü gözlemlenmiştir (Şekil 3.6) .

Ön hazırlık çalışmalarının ardından Seydişehir alüminasının TLD özelliklerinin tayin edilebilmesi için TL deneyler gerçekleştirilmiştir. Öncelikle malzemenin ışıma eğrisinin genel yapısı ve ışıma piklerinin konumları belirlenmiştir (Şekil 3.12). Işıma eğrisinin birbirinden bağımsız üç ışıma pikine sahip olduğu (Şekil 3.13) ve bu piklerin sırasıyla; $117 \pm 1,8 \text{ }^\circ\text{C}$, $177 \pm 1,8 \text{ }^\circ\text{C}$ (dozimetrik pik) ve $326 \pm 1,8 \text{ }^\circ\text{C}$ ’de bulundukları görülmüştür. Elde edilen ışıma

eğrisi CGCD yöntemi ile analiz edildiğinde dozimetrik pikin gerçekte birbirinden bağımsız iki pikin ($175 \pm 1,8$ °C ve $196,6 \pm 1,8$ °C) bir süper pozisyonu olduğu tespit edilmiştir.

Seydişehir alüminası, ardışık deneylerde yeniden kullanılabilirliğinin belirlenmesi için, bir seri ışınlama - okuma işlemine tabi tutulmuş ve her bir döngü sonrasında ışıma pik yüksekliklerinin arttığı gözlemlenmiştir (Şekil 3.14 ve Şekil 3.15). Bu nedenle ışıma eğrisi elde edildikten sonra toz formundaki malzeme, Bölüm 3.6.1’de ayrıntılarının açıklandığı şekilde, tavlama işlemine tabi tutulmuş, yeniden kullanılabilirlik deneyleri tekrar edilmiş ve ışıma pik yüksekliklerinin sabit kaldığı gözlenmiştir (Şekil 3.16). Bu sonuç TL okuma işlemi sırasında malzemenin tuzaklarındaki tüm elektronların boşalmadığını ve her bir döngü sonrasında birikerek pik maksimum yüksekliğini arttırdığını düşündürmüştür. Diğer taraftan tavlama işleminin elektron tuzakların tamamen boşaltılmasına ve ışıma eğrisindeki pik yüksekliklerinin her bir döngü sonrası değişmemesine neden olduğu görülmüştür.

Seydişehir alüminasının tuzak parametreleri artan doz (AD), izotermal bozunum (ID), pik pozisyonu ($T_M - T_S$), pik şekli (PS), ilk yükseliş (IR), farklı ısıtma hızları (VHR) ve bilgisayarlı ışıma eğrisi analizi (CGCD) yöntemleri ile hesaplanmıştır.

Artan doz yöntemi ile ışıma piklerinin kinetik parametrelerini hesaplayabilmek için örnekler farklı radyasyon dozlarında ışınlanmış ve ışıma piklerinin radyasyon dozu ile değişimi incelenmiştir (Şekil 3.17). Işıma eğrisindeki 1. ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklığın artan radyasyon dozu ile değişmediği gözlemlenmiştir (Şekil 3.18 ve Şekil 3.19). Bu davranış birinci mertebeden pik karakteristiğine uymaktadır. Buna karşın 2. ve 3. ışıma piklerinin üst üste gelmesi ile oluşan ana dozimetrik pikin maksimumuna karşı gelen sıcaklığın artan radyasyon dozu ile azaldığı gözlemlenmiştir. Diğer taraftan 4. ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değerinin artan radyasyon dozu ile değişmediği gözlemlenmiştir. Bu sonuçlar ışıma eğrisindeki 1. ve 4. ışıma piklerinin birinci mertebeden ($b = 1$) olduğu ancak dozimetrik (Pik 2 + Pik 3) ışıma pikinin ise kinetik mertebesinin $b \neq 1$ olduğunu göstermiştir.

AD yöntemi ile elde edilen ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile yeniden incelenmiş (Şekil 3.17), pik maksimum sıcaklıkları (Şekil 3.18, Şekil 3.19), kinetik mertebeleri (Şekil 3.20), aktivasyon enerjileri (Şekil 3.21) ve frekans faktörleri (Şekil 3.22) hesaplanmıştır. CGCD yöntemi ile ışıma eğrilerindeki her bir ışıma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değeri belirlenmiş ve düşük sıcaklık bölgesinden yüksek sıcaklık bölgesine doğru numaralandırılmıştır. Buna göre, 1. ışıma piki $117 \pm 1,8$ °C, 2. ışıma piki $175 \pm 1,8$ °C, 3.

ışma piki $196,6 \pm 1,8$ °C ve 4. ışma piki $326 \pm 1,8$ °C’de yerleşmiş bulunmaktadır. Diğer taraftan, artan radyasyon dozu ile ışma piklerinin maksimumlarına karşı gelen sıcaklıklardaki değişim incelenmiş, 1., 3. ve 4. ışma pikleri için bu değişimin deneysel hata sınırları içerisinde kaldığı görülmüştür (Şekil 3.19). Bu sonuç 1., 3. ve 4. ışma piklerinin birinci mertebeden olduğunu göstermektedir. Ancak 2. ışma pikinin maksimumuna karşı gelen sıcaklık değerinde, artan radyasyon dozu ile $\Delta T = 28 \pm 3,6$ °C’lik bir düşüş meydana geldiği gözlenmiş ve böylece 2. ışma piki için $b \neq 1$ olduğu ileri sürülmüştür.

AD yöntemi ile elde edilen ışma eğrileri CGCD yöntemi ile incelenmiş ve uygulanan tüm radyasyon dozlarında (0,44 Gy – 1282,79) 1. ışma piki için $b = 1$ olarak hesaplanmıştır. 2., 3. ve 4. ışma piklerinin kinetik mertebeleri ise radyasyon dozuna bağlı olarak değiştiği gözlemlenmiştir (Şekil 3.20). Diğer taraftan Seydişehir alüminasının ışma eğrisindeki 1., 2., 3. ve 4. ışma piklerinin, uygulanan radyasyon dozlarında, aktivasyon enerjilerinin (Şekil 3.21) ve frekans faktörlerinin (Şekil 3.22) artan radyasyon dozu ile değiştiği gözlemlenmiştir. Bu sonuç TL tuzak seviyelerinin birbirleri ile sürekli bir etkileşim içerisinde olduklarını ve bu durumun ışma eğrisinin genel karakteristiğini etkileyerek CGCD yöntemi ile hesaplanan tuzak parametrelerinin radyasyon dozuna bağlı olarak değişmesine neden olduğunu düşündürmüştür.

Bu çalışmada, Seydişehir alüminasının ana dozimetrik pikinin tuzak parametrelerinin belirlenmesinde kullanılan yöntemlerden bir diğeri de ID’dir (Şekil 3.23). Dozimetrik pik için $\ln(I)$ ’nin zamana göre grafiği çizilmiş (Şekil 3.24) ve birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip olmadığı gözlemlenmiştir. Kinetik mertebenin tayin edilebilmesi için birçok b değeri kullanılarak $(I/I_0)^{(1-b)/b}$ ’nin zamana göre grafiği çizilmiş ve elde edilen grafiklere lineer doğrular uyarlanmıştır (Şekil 3.25). Uygulanan her bir uyarılama için R^2 değerleri belirlenerek en uygun b değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 3.7). Buradan kinetik mertebe $T_s = 170$ °C için $b = 2,9$ ve $T_s = 195$ °C için $b = 2,02$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuç $T_s = 170$ °C sıcaklıkta, dozimetrik piki oluşturan 2. ve 3. ışma piklerinin etkilerini kaybetmediklerini ve birbirleri ile etkileşim içerisinde olduklarını, $T_s = 195$ °C’de ise 2. ışma pikinin dozimetrik pik üzerindeki etkisinin zayıfladığını ve bu zayıflamanın da b değerinin azalmasına neden olduğunu düşündürmüştür.

Seydişehir alüminasının dozimetrik ışma piki birbirine yakın iki pikin ($175 \pm 1,8$ °C, $196,6 \pm 1,8$ °C) süper pozisyonu olduğundan, elde edilen ID eğrisinin de iki karakterli bir yapıya sahip olduğu gözlemlenmiş ve bu nedenle ID eğrisi iki kısma ayrılarak incelenmiştir.

$T_s = 170\text{ }^{\circ}\text{C}$, $175\text{ }^{\circ}\text{C}$, $180\text{ }^{\circ}\text{C}$, $185\text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu durumlarda ve $0 - 30\text{ s}$ zaman aralığında 2. pikin ($175 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) ID eğrisinde baskın olduğu gözlemlenmiş ve bu nedenle eğrinin bu kısmı kullanılarak 2. ısıma piki için b parametresi hesaplanmıştır. Benzer şekilde $T_s = 180\text{ }^{\circ}\text{C}$, $185\text{ }^{\circ}\text{C}$, $190\text{ }^{\circ}\text{C}$ $195\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $t > 130\text{ s}$ olduğu durumlarda 3. pik ($196,6 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) ID eğrisinde baskın olduğundan, ID eğrisinin bu kısmı kullanılarak, 3. ısıma piki için b parametresi hesaplanmıştır (Şekil 3.26 ve Çizelge 3.12).

Şekil (3.26) yardımıyla 2. ve 3. ısıma pikleri için aktivasyon enerjileri sırasıyla $E_2 = 1,16 \pm 0,01\text{ eV}$ ve $E_3 = 0,81 \pm 0,01\text{ eV}$ olarak belirlenmiştir. Diğer taraftan aktivasyon enerjisinin hesaplanmasında kullanılan her bir eğrinin ekseni kestiği noktalar yardımıyla da frekans faktörleri sırasıyla $\ln(s_2) = 26,43 \pm 0,30\text{ s}^{-1}$ ve $\ln(s_3) = 16,14 \pm 0,11\text{ s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.

Bu hesaplamalara ek olarak ID için Sohrabi vd., (1998) tarafından önerilen Eşitlik (2.67) kullanılarak frekans faktörleri sırasıyla; $\ln(s_2) = 25,63 \pm 1,66\text{ s}^{-1}$, $\ln(s_3) = 17,60 \pm 1,55\text{ s}^{-1}$ olarak ve Eşitlik (2.68) yardımıyla da aktivasyon enerjileri sırasıyla; $E_2 = 1,12 \pm 0,06\text{ eV}$, $E_3 = 0,87 \pm 0,06\text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır.

Seydişehir alüminasının ısıma eğrisi pik pozisyonu yöntemi ile incelenerek birbirine yakın olan ısıma piklerinin birbirinden ayrıştırılması sağlanmıştır (Şekil 3.27). Isıma eğrisinde sıcaklığın $60\text{ }^{\circ}\text{C} - 120\text{ }^{\circ}\text{C}$, $130\text{ }^{\circ}\text{C} - 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $190\text{ }^{\circ}\text{C} - 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu üç bölgede üç adet platonun varlığı tespit edilmiştir. Bu durum ısıma eğrisinde sıcaklığın $60\text{ }^{\circ}\text{C} - 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu bölgede birbirinden bağımsız üç adet ısıma pikinin bulunduğunu göstermektedir.

Pik pozisyonu yöntemi ile elde edilen ısıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilmiş ve ısıma piklerinin kinetik mertebeleri (Şekil 3.28), aktivasyon enerjileri (Şekil 3.29) ve frekans faktörleri (Şekil 3.30) hesaplanmıştır

Isıma eğrisindeki 1. ısıma piki için $T_s = 70\text{ }^{\circ}\text{C} - 130\text{ }^{\circ}\text{C}$ aralığında $b = 1$ olarak hesaplanmış; ancak diğer ısıma piklerinin kinetik mertebelerinin ise T_s sıcaklığı ile değiştiği gözlemlenmiştir. Diğer taraftan her bir T_s sıcaklığı için aktivasyon enerjisi ve frekans faktörünün hesaplanan değerlerinin değiştiği görülmüştür.

Pik şekli yöntemi ile tuzak parametrelerinin belirlenebilmesi için T_1 , T_2 ve T_M değerleri ölçülmüş (Şekil 3.31), ölçülen değerler kullanılarak her bir T_s sıcaklığı için geometri faktörü ve pikin kinetik mertebesi hesaplanmıştır (Şekil 3.32). Burada en dikkat çekici duruma $T_s = 180\text{ }^{\circ}\text{C} - 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de rastlanmış, bu sıcaklık değerlerinde hesaplanan geometri faktörleri

sırasıyla $\mu_g = 0,55 \pm 0,01$ ve $\mu_g = 0,47 \pm 0,01$ olarak belirlenmiştir. Aynı zamanda bu sıcaklıklardaki b parametresi de sırasıyla $b = 2,49 \pm 0,29$ ve $1,45 \pm 0,14$ olarak hesaplanmıştır. Diğer taraftan $T_s = 180\text{ }^{\circ}\text{C} - 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de hesaplanan aktivasyon enerjisi (Şekil 3.33) ve frekans faktörünün de (Şekil 3.34) ani değişim gösterdiği gözlenmiştir. Kinetik parametrelerdeki bu ani değişim, $T_s = 180\text{ }^{\circ}\text{C} - 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ aralığında, Seydişehir alüminasının dozimetrik pikini oluşturan iki pikten düşük sıcaklık bölgesinde olanın ($175 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) dozimetrik pik üzerindeki etkisinin azaldığını düşündürmektedir.

Bu tez çalışmasında, TL ışıma piklerinin tuzak parametreleri IR yöntemi (Şekil 3.36) kullanılarak da hesaplanmıştır. Bu yöntemde pik maksimum yüksekliğinin yaklaşık %15'ine kadar olan sınırlı kısmı kullanılmıştır.

$T = 70\text{ }^{\circ}\text{C} - 120\text{ }^{\circ}\text{C}$ aralığındaki sıcaklıklarda 1. ışıma pikine IR yöntemi uygulanmış ve pik maksimum yüksekliğinin % 15'ine kadar olan bölgesi için $\ln(I)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği, her bir T sıcaklığında çizilmiştir (Şekil 3.37). Elde edilen doğruların eğimlerinden 1. pikin aktivasyon enerjisi ve eksenini kestiği noktalar yardımıyla da s değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca kıyaslama yapabilmek amacıyla ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilmiş ve sonuçlar Çizelge 3.9'da sunulmuştur. Her iki yöntem ile elde edilen sonuçların birbirleri ile uyum içerisinde oldukları görülmüştür.

Seydişehir alüminasının IR yöntemi ile elde edilen ışıma eğrisi incelenmiş, $T = 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar dozimetrik pik üzerinde 2. ışıma pikinin ($175 \pm 1,8\text{ }^{\circ}\text{C}$) etkili olduğu gözlemlenmiştir. Ancak, $T = 190\text{ }^{\circ}\text{C}$ için elde edilen ışıma eğrisi CGCD yöntemi ile analiz edildiğine, T sıcaklığının 2. ışıma pikinin maksimumunu geçmiş olmasına rağmen bu pikin dozimetrik pik üzerindeki etkisini tamamen kaybetmediği gözlenmiştir (Şekil 3.35a, b). Bu nedenle $T = 140\text{ }^{\circ}\text{C}, 150\text{ }^{\circ}\text{C}, 160\text{ }^{\circ}\text{C}, 170\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve $180\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklıkları için $\ln(I/n^b)$ 'nin $1/k.T$ 'ye göre grafiği çizilmiş ve elde edilen eğrinin eğiminden aktivasyon enerjisi hesaplanmıştır (Şekil 3.38). Diğer taraftan, kıyaslama yapabilmek amacıyla, elde edilen veriler CGCD yöntemi ile analiz edilmiş ve aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 3.10'da sunulmuştur. Ancak burada 2. ışıma piki için IR yöntemi ile hesaplanan aktivasyon enerjisi değerlerinin CGCD yöntemi ile hesaplanan değerden daha küçük olduğu görülmüştür. Bu fark 2. ışıma piki için IR yönteminde kullanılan verilerin Şekil 1.8'de görülen ısıl sönüm etkisinde kaldığını düşündürmüştür (Petrov ve Bailiff, 1995; Kitis vd., 2002; Chen ve McKeever, 1997). Bu nedenle Denklem (2.59c) yardımıyla ısıl sönüm etkisi için ΔE değeri her T sıcaklığı için hesaplanmış ve Şekil 3.39'da grafik olarak sunulmuştur. Aktivasyon enerjisinin ısıl sönüm için düzeltilmiş değeri Çizelge (3.11)'de ve Şekil (3.40)'da sunulmuştur. Isıl sönüm

düzeltilmeleri yapıldıktan sonra elde edilen sonuçların CGCD yöntemi ile elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Bu tez çalışmasında Seydişehir alüminasının TL tuzak parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan yöntemlerden bir diğeri de VHR'dir. VHR deneyleri için ısıtma hızları $\beta = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 20, 25$ ve $30 \text{ }^{\circ}\text{C} / \text{s}$ olarak belirlenmiş ve her bir ısıtma hızında numunenin ışıma eğrisi elde edilmiştir (Şekil 3.41). Ancak ısıtma hızı arttıkça ısıtıcı altlık sistemi ile toz formundaki numune arasında bir sıcaklık farkının ortaya çıktığı yapılan deneylerde görülmüş ve güvenilir sonuçların elde edilebilmesi için ısıtma hızının $\beta = 1, 2, 3, 4, 5$ ve $6 \text{ }^{\circ}\text{C} / \text{s}$ olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır.

Işıma pikinin tuzak parametrelerini hesaplayabilmek için $\ln (T_m^2 / \beta)$ 'nin $(1 / kT_m)$ 'ye göre grafiği çizilmiş (Şekil 3.42) buradan aktivasyon enerjisi $E = 0,84 \pm 0,04 \text{ eV}$ ve eğrinin ekseni kestiği nokta yardımıyla frekans faktörü $s = 22,21 \pm 1,07 \text{ s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Diğer taraftan VHR yöntemi için önerilen Denklem (2.74) kullanılarak aktivasyon enerjisi $E = 0,84 \pm 0,02 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır.

Kinetik mertebesi $b \neq 1$ 'den farklı olan ışıma piklerinin kinetik mertebelerinin ve diğer tuzak parametrelerinin belirlenebilmesi amacıyla her bir ışıma piki için birçok b değeri kullanılarak $\ln [I_m^{b-1} (T_m^2 / \beta)^b]$ 'nin $1 / kT$ 'ye göre grafiği çizilmiştir (Şekil 3.43). 2., 3. ve 4. ışıma piklerinin kinetik mertebeleri sırasıyla; $b = 1,25$, $b = 1,01$ ve $b = 1,5$ olarak ve aktivasyon enerjileri sırasıyla; $E = 1,29 \pm 0,07 \text{ eV}$, $E = 0,88 \pm 0,02 \text{ eV}$ ve $E = 1,75 \pm 0,03 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır. Diğer taraftan eşitlik (2.74) kullanılarak 2. ve 3. ışıma pikleri için aktivasyon enerjileri sırasıyla $E = 1,30 \pm 0,04 \text{ eV}$ ve $E = 0,88 \pm 0,07 \text{ eV}$ olarak bulunmuştur. Her bir eğrinin ekseni kestiği noktalar belirlenerek buradan frekans faktörleri 2. ve 3. ışıma pikleri için sırasıyla, $\ln (s) = 26,56 \pm 0,85 \text{ s}^{-1}$ ve $\ln (s) = 18,44 \pm 0,55 \text{ s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.

VHR deneylerinden elde edilen ışıma eğrileri CGCD yöntemi ile analiz edilerek her bir ısıtma hızı için aktivasyon enerjileri (Şekil 3.46) ve frekans faktörleri (Şekil 3.47) hesaplanmıştır. Elde edilen tuzak parametrelerinin, ısıtma hızı arttıkça, bu çalışma kapsamında diğer yöntemler ile hesaplanan değerinden büyük ölçüde sapmalar gösterdiği gözlemlenmiştir. Bu sonuç, artan ısıtma hızı ile numune ve ısıtıcı sistem arasında bir sıcaklık farkının meydana geldiğini doğrulamaktadır.

VHR deneyleri sonucunda VHR yöntemi, Denklem (2.74) ve CGCD yöntemi ile hesaplanan tuzak parametrelerinin birbirleri ile uyum içerisinde olduğu görülmüştür (Çizelge 3.13).

Ayrıca VHR yöntemi ile elde edilen veriler TPTHR yöntemi ile incelenmiş, $T = 165\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de $b = 2,3$, $T = 175\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de $b = 2,22$, $T = 195\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de $b = 2,36$, $T = 227,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de $b = 1,68$ olarak hesaplanmıştır. Bu değişimin dozimetrik piki oluşturan 2. ve 3. ışıma piklerinin birbirini etkilemesi sonucu meydana geldiği düşünülmektedir. Etkileşmenin en yoğun olduğu $181\text{ }^{\circ}\text{C} - 206\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklık aralığında b 'nin en yüksek değerine ulaştığı, dozimetrik pikin yüksek sıcaklık bölgesinde yerleşmiş olan bileşenin maksimum olduğu sıcaklığın ötesindeki sıcaklıklarda ise azaldığı, örneğin $T_1 = 256\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de $b = 1,66$ değerini aldığı gözlemlenmiştir.

Seydişehir alüminasının farklı radyasyon dozlarında doz cevabının değişimini belirleyebilmek amacıyla $0,07\text{ Gy} - 1282,79\text{ Gy}$ doz aralığında β - radyasyonu ile ışınlamalar yapılmış ve elde edilen sonuçlar Çizelge 4.1'de özetlenmiştir. Ayrıca uygulanan doz aralığında ($0,07\text{ Gy} - 1282,79\text{ Gy}$) saturasyon gözlemlenmemiştir.

Çizelge 4.1 Seydişehir alüminasının doz cevabı

	1. Bölge		2. Bölge		3. Bölge		4. Bölge	
	Doz Aralığı (Gy)	Doz Cevabı	Doz Aralığı (Gy)	Doz Cevabı	Doz Aralığı (Gy)	Doz Cevabı	Doz Aralığı (Gy)	Doz Cevabı
Pik 1	0,07 - 0,44	L*	0,89 - 8,9	L	17,81 - 160,34	L	267,24 - 1282,79	NL
Pik 2	0,07 - 4,45	L	8,9 - 160,34	L	267,24 - 1282,79	NL**	-	-
Pik 3	0,07 - 4,45	L	8,9 - 160,34	L	267,24 - 1282,79	NL	-	-
Pik 4	0,44 - 4,45	L	8,9 - 160,34	L	267,24 - 1282,79	NL	-	-
Pik 2 + Pik 3	0,07 - 2,67	L	4,45 - 106,89	L	160,34 - 1282,79	NL	-	-

* L: Linear: (doğrusal)

** NL: Non - Linear: (doğrusal değil)

Seydişehir alüminasının fading ölçümleri için 7 örnek hazırlanarak ışınlanmış ve her birinin ışıma eğrileri elde edilmiştir. Bu işlemin ardından tekrar ışınlanan numuneler doğrudan güneş ışığına ve diğer ışık kaynaklarına maruz kalmayacak şekilde karanlık bir odada, oda sıcaklığında önceden belirlenmiş süre kadar bekletilmiştir. Bu süre sonunda ışıma eğrileri

yeniden elde edilmiştir. İlk 6 saatlik bekleme süresi sonunda dozimetrik pikin ışıma eğrisindeki maksimum yoğunluğunun $\% 12 \pm 2$ oranında azaldığı gözlemlenmiştir (Şekil 3.58a). 1 günlük bekleme süresi sonunda ise bu miktarın $\% 35 \pm 1$ 'e ulaştığı (Şekil 3.58b) görülmüştür. 7 günlük bekleme süresi içerisindeki azalma miktarı ise $\% 45 \pm 2$ olarak hesaplanmıştır (Şekil 3.58c). 14, 21, 60 ve 120 günlük bekleme süreleri sonundaki azalma miktarları ise sırasıyla $\% 50 \pm 1$, $\% 56 \pm 1$, $\% 53 \pm 1$ ve $\% 65 \pm 1$ olarak hesaplanmıştır.

Fading deneyleri sırasında malzeme, karanlık bir odada, güneş ya da diğer ışık kaynaklarına direkt olarak maruz kalmayacak şekilde muhafaza edilmesi nedeniyle ışığın indüklediği fading söz konusu olamayacaktır. Diğer taraftan malzemeler oda sıcaklığında saklandığı ($\sim 20^\circ\text{C}$) için ısı etkisi ile de fading olayının meydana gelmesi mümkün olmayacak ya da bu olasılık ihmal edilebilecek oranda düşük olacaktır.

Diğer taraftan dozimetrik ışıma pikindeki sinyal kaybı ile eş zamanlı olarak, yüksek sıcaklık bölgesinde yerleşmiş bulunan pikin ($377,8 \pm 1,8^\circ\text{C}$) yoğunluğunun artan bekleme süresi ile hızla arttığı gözlenmiştir. Bu bilgiler ışığında fading olayına, dozimetrik piki oluşturan tuzaklardaki elektronların tünelleme yaparak yüksek sıcaklık bölgesindeki derin tuzığa geçmesinin neden olduğu sonucuna varılmıştır. Elde edilen deneysel veriler bu sonucu desteklemektedir.

Sonuç olarak, bu çalışmada Seydişehir alüminasının TL detektör malzemesi olarak kullanılabilirliği araştırılmış ve malzemenin TL ışıma eğrisinin genel karakteristiği belirlenmiştir. Seydişehir alüminasının ışıma eğrisi, $30^\circ\text{C} - 400^\circ\text{C}$ sıcaklık aralığında, $117 \pm 1,8^\circ\text{C}$, $175 \pm 1,8^\circ\text{C}$, $196,6 \pm 1,8^\circ\text{C}$ ve $326 \pm 1,8^\circ\text{C}$ 'de yerleşmiş olan 4 adet ışıma piki ihtiva etmektedir. Ancak $175 \pm 1,8^\circ\text{C}$ ve $196,6 \pm 1,8^\circ\text{C}$ 'deki ışıma pikleri birbirine çok yakın konumda olduklarından, pik maksimumu $177 \pm 1,8^\circ\text{C}$ olan tek bir ışıma piki gibi davranmakta ve pik yüksekliğinin diğer piklerden büyük olması nedeniyle, dozimetrik pik olarak adlandırılmaktadır.

AD, ID, $T_m - T_s$, PS, IR, VHR ve GCCD yöntemleri kullanılarak Seydişehir alüminasının tuzak parametreleri hesaplanmış, hesaplanan tuzak parametreleri arasında ölçüm yöntemine, deneysel şartlara ve hatalara bağlı olarak bazı farkların olduğu, ancak bu farkların deneysel hata sınırları içerisinde kaldığı gözlemlenmiştir.

Tuzak parametrelerinin tez çalışmasında hesaplanan değerleri, literatürde yapılmış olan çalışmaların sonuçları ile kıyaslanmış ve bu değerlerin birbirleri ile uyum içerisinde olduğu gözlenmiştir.

Seydişehir alüminasının doz – cevap özellikleri araştırılmış ve 0,07 Gy – 160,34 Gy doz aralığında doğrusal doz cevabına sahip olduğu görülmüş, incelenen maksimum doz seviyesine (1282,79 Gy) kadar radyasyon doz cevabının doyuma ulaşmadığı gözlemlenmiştir. Bu sonuç Seydişehir alüminasının yüksek dozların ölçümünde dozimetri malzemesi olarak kullanılabileceğini göstermektedir.

Toz formundaki malzemelerin radyasyon doz cevabının genellikle düşük olduğu bilinmektedir (Akselrod vd., 1993, 1996; Papin vd., 1996). Bu nedenle toz formundaki alümina ile düşük radyasyon dozlarının (15 mGy – 45 mGy) ölçümü gerçekleştirilememiştir. Bu konuda yapılmış olan önceki çalışmalarda, üretim yönteminden kaynaklanan çeşitli nedenlerden dolayı, Seydişehir alüminasının sinterlenmesi ve tek kristal olarak büyütülmesi sırasında önemli problemler ile karşılaşmıştır (Uzun, 2001). Bundan dolayı gelecekte yapılacak çalışmalarda bu problemlerin giderilmesi ve malzemenin tek kristal hale getirilmesi ile düşük radyasyon doz seviyelerinin ölçülebileceği öngörülmektedir.

Seydişehir alüminasının ışıma eğrisindeki piklerin şiddetlerinde meydana gelen zayıflamanın anormal fading olayından kaynaklandığı ve incelenen deneysel şartlarda fading değerinin çok yüksek olduğu gözlemlenmiştir. Deneysel çalışmalar sonrasında elde edilen bulgular doğrultusunda, anormal fading olayına sebep olan mekanizmanın tünel olayı olduğu düşünülmektedir. Seydişehir alüminası için tünel olayının, yani dozimetrik piki oluşturan tuzaklardan serbest kalan elektronların daha derin tuzaklar tarafından yakalanma prosesinin anlaşılabilmesi ancak ışıma eğrisinin yüksek sıcaklık bölgesinde kalan kısmının incelenmesi ile mümkün olabilecektir.

KAYNAKLAR

- Agyingi, E. O., Mobit, P. N. ve Sandison G. A., (2006), "Energy Response of an Aluminum Oxide Detector in Kilovoltage and Megavoltage Photon Beams: an EGSNRC Monte Carlo Simulation Study", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 118, No. 1: 28–31.
- Akselrod, G. M., Akselrod, M. S., Benton, E. R. ve Yasuda, N., (2006), "A Novel Al_2O_3 Fluorescent Nuclear Track Detector for Heavy Charged Particles and Neutrons", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 247: 295–306.
- Akselrod, M. S., Kortov, V. S., Kravetsky, D. J. ve Gotlib, V. I., (1990a), "Highly Sensitive Thermoluminescent Anion-Deffective $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Single Crystal Detectors", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 32, No1: 15 - 20.
- Akselrod, M. S., Kortov, V. S., Kravetsky, D. J. ve Gotlib, V. I., (1990b), "Highly Sensitive Thermoluminescent Anion - Deffective $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Single Crystal Detectors", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 33, No.1/4: 119 - 122.
- Akselrod, M. S. and Kortov, V. S., (1990c), "Thermoluminescent and Exoemission Properties of New High-sensitivity TLD $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", Crystals. Radiation Protection Dosimetry 33(1/4): 123–126.
- Akselrod, M. S., Kortov, V. S. and Gorelova, E. A., (1993), "Preparation and Properties of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", Radiation Protection Dosimetry. 47(1/4), 159–164.
- Akselrod, M. S., Lucas, A. C., Polf, J. C. ve McKeever, S. W. S., (1998), "Optically Stimulated Luminescence of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ ", Radiation Measurements, Vol. 29, No. 3-4: 391-399.
- Akselrod, M. S., Larsen, N. A., Whitley, V. ve McKeever, S. W. S., (1999), "Thermal Quenching of F Centre Luminescence in $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 84, Nos. 1 – 4: 39 – 42.
- Akselrod, M. S., McKeever, S. W. S., Moscovitch, M., Emfietzoglou, D., Durham, J. S. ve Soares, C. G., (1996), "A Thin Layer $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Beta TL Detector", Radiation Protection Dosimetry. Vol.66, No.1-4: 105-110.
- Beiser, A., (1988), Çağdaş Fiziğin Kavramları, Üniversite Kitapevi, Diyarbakır.
- Bicron RMP, (1999), Operator's Manual Model 3500 Manual TLD Reader, Saint - Gobain Industrial Ceramics, Inc., USA, 1999
- Boss A., J., J., (2001), "High Sensitive Thermoluminescence Dosimetry", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 184: 3-21
- Burgh, W. M., (1967), "Thermoluminescence, Low Radiation Dosage and Black - Body Radiation", Physics in Medicine and Biology, Vol. 12, No. 4: 523-530
- Caferov, T., (1998), Yarıiletken Fiziği - 1, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, İstanbul.
- Chen, R., (1968), "Glow Curves With General Order Kinetics", Journal of The Electrochemical Society. 116: 1254-1257.
- Chen, R., (1969), "On the Computation of the Integral Appearing in the Glow Curve Theory", Journal of Computational Physics. 4: 415 - 418.

- Chen, R., (1976), "Methods for Kinetic Analysis of Thermally Stimulated Processes", *Journal of Materials Science* 11: 1521 - 1541.
- Chen, R. ve Viner S. A. A., (1970), "Effects of Various Heating Rates on Glow Curves", *Journal of Applied Physics*, Vol 41, No 13: 5227 - 5232.
- Chen, R., (1969), "On the Calculation of Activation Energies and Frequency Factors from Glow Curves", *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 2: 570 - 585
- Chen R., (1970), "On the Computation of the Generalized Integral in Glow Curve Theory", *Journal of Computational Physics*, Vol.6, No. 2: 314 - 316.
- Chen R. ve McKeever S. W. S. (1997), *Theory of thermoluminescence and Related Phenomena*, Word Scientific, Singapore.
- Chen R., Kristianpoller, N., Davidson, Z. ve Visocekas, R., (1981), "Mixed, First and Second Order Kinetics in Thermally Stimulated Processes", *Journal of Luminescence*, 23: 293-303.
- Chen, R., McKeever S. W. S. ve Durrani, A. D., (1981) "Solution of the Kinetic Equations Governing Trap Filling. Consequences Concerning Dose Dependence and Dose - Rate Effects", *Physical Review B* Vol. 24 No. 9: 4931 - 4944
- Chen, R., Huntley, D. J. ve Berger, G. W., (1983), "Analysis of Thermoluminescence Data Dominates by Second Order Kinetics", *Physics Status Solidi (a)* 79; 251 - 260.
- Chen, R., ve Lockwood, D. J., (2002), "Developments in Luminescence and Display Materials Over the Last 100 Years as Reflected in Electrochemical Society Publications", *Journal of The Electrochemical Society*, 149 (9): 69 - 78.
- Chithambo, M. L., Sendezera, E. J. ve Davidson, A. T., (2002), "A Preliminary Thermoluminescence and Positron Annihilation Study of α - Al_2O_3 : C", *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 100, Nos 1 - 4: 269 - 272.
- Demirci, A., Bahçeci, A., Elevli, S., Nazlı, R. ve Mordoğan, H., (2001), *Sekizinci Beş Yıllık Kalkınma Planı, Metal Madenler Alt Komisyonu Boksit Çalışma Grubu Raporu*, Ankara.
- Ege, A., Wang, Y. ve Townsend, P. D., (2007), "Systematic Errors in Thermoluminescence", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 576: 411 - 416.
- Erfurt, G., Krbetschek, M. R., Trautmann, T. ve Stolz, W., (2000), "Radioluminescence (RL) Behaviour of α - Al_2O_3 : C - Potential for Dosimetric Applications", *Radiation Measurements* 32: 735 - 739.
- Felicia D. G., Linda V. E. Caldas, J. (1999), "Characterization of Al_2O_3 Sintered Pellets for Dosimetric Applications in Radiotherapy", *J. Radio. Prot.* 1999 Vol. 19 No 1: 51 - 55.
- Ferey, F., Grosseau, P., Guilhot, B., Iaconi, P. ve Benabdesselam, M., (2001), "Thermoluminescence and Sintering of High-Purity α - Alumina Doped by Zr, Th and Ca", *Solid State Ionics* 141 - 142: 567 - 574.
- Furetta C. (2003), *Handbook of Thermoluminescence*, Word Scientific, New Jersey.
- Furetta, C., Kuo, C. H., Weng, P. S., (1999), "Fading Prediction in Thermoluminescent Materials Using Computerised Glow Curve Deconvolution (CGCD)", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 423: 183 - 189.

Gaza, R., Yukihara, E. G. ve McKeever, S. W. S, (2004), “The Response of Thermally and Optically Stimulated Luminescence from $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ to High – Energy Heavy Charged Particles” *Radiation Measurements* 38: 417 – 420.

Geçkinli, E., (1992), *İleri Teknoloji Malzemeleri*, Teknik Üniversite Matbaası, İstanbul.

Günay, E., Toy, Ç. ve Baykara, T., (1994), “Yerli ve Ticari Alümina Tozlarının Elektrokinetik Davranışlarının İncelenmesi”, TÜBİTAK - MAM. Merkez Raporu, Gebze.

Hard, L. D., (1990), *Alumina Science and Technology Handbook*, The American Society, Ohio.

Kalchgruber, R. ve Wagner, G. A., (2006), “Separate Assessment of Natural Beta and Gamma Dose – Rates with From $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Single Crystal Chips”, *Radiation Measurements*, 41: 154-162.

Kim, T. K., Choe, H. S. ve Whang, C. N., 1996, “Thermoluminescence of Na^+ Ion Implanted Al_2O_3 Induced by ^{137}Cs Gamma Rays”, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 65, Nos 1 – 4: 251 – 254.

Kim, T., Jang, H. ve Whang, C., (1999) “Thermoluminescence of Ion-Implanted $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ ”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 155 (1999) 295 – 300

Kitis, G., Papadopoulos, J. G., Charalambous, S. ve Tuyn, J. W. N., (1994), “The Influence of Heating Rate on the Response and Trapping Parameters of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ ”, *Radiation Protection Dosimetry* Vol.55, No.3: 183 – 190.

Kitis, G., Charalambous, S. ve Tuyn, J. W. N., (1996), “The Dose Response Function of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Under Isothermal Decay Conditions”, *Radiation Protection Dosimetry* Vol.65, Nos 1 – 4: 239 – 242.

Kitis, G. ve Furetta, C., (2005), “Simulation of Competing Irradiation and Fading Effects in Thermoluminescence Dosimetry”, *Radiation Effects & Defects in Solids*, Vol. 160, No. 7: 285 – 296

Kitis, G., (2002), “Confirmation of the Influence of Thermal Quenching on the Initial Rise Method in $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ ”, *Phys. Stat. Sol. (a)* 191, No. 2: 621 – 627.

Kitis, G ve Tuyn, J. W. N., (1998), “A Simple Method to Correct for the Temperature Lag in TL Glow – Curve Measurements”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31: 2065 – 2073.

Knoll, G. F., (1989), *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York.

Kortov, V. and Milman, I., (1996), “Some New Data on Thermoluminescence Properties of Dosimetric $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Crystals”, *Radiation Protection Dosimetry* Vol, 65. No. 1 – 4: 129 – 184.

Kortov, V. S., Milman, I. I. ve Nikiforov, S. V., (1999), “The Effect of Deep Traps on the Main Features of Thermoluminescence in Dosimetric $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Crystals”, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 84, Nos. 1 – 4: 35 – 38

Kortov, V. S., Millman, I. I., Kirpa, V. I. ve Lesz, J., (1996) “Thermal Quenching of TL in $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Dosimetric Crystals”, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 65, Nos. 1 – 4: 225 – 258.

Kortov, V. S., Millman, I. I., Kirpa, V. I. ve Lesz, J., (1994) “Some Features $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Dosimetric Thermoluminescence Crystals”, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 55, Nos. 4: 279 – 283.

Kortov, V. S., Milman, I. I., Moiseykin, E. V., Nikiforov, S. V. ve Ovchinnikov, M. M., (2006), “Deep – Trap Competition Model for TL in $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Heating Stage”, Radiation Protection Dosimetry Advance Access Published, 10. 1093 : 1 – 4.

Kortov, V. S., Milman I. I. ve Nikiforov, S. V., (2002), “Thermoluminescent and Dosimetric Properties of Anion – Defective α - Al_2O_3 Single Crystals with Filled Deep Traps”, Radiation Protection Dosimetry Vol. 100, Nos 1 – 4: pp. 75 – 78.

Kristianpoller, N., Rehavi, A., Shmilevich, A., Weiss, D. ve Chen, R., (1998) “Radiation Effects in Pure and Doped $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Crystals”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 141: 343 – 346.

Kristianpoller, N., Chen, R. ve Israeli, M., (1974), “Dose Dependence of Thermoluminescence Peaks”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 7: 1063 – 1072.

Kulkarni, M. S., Mishra, D. R., Muthe, K .P., Ajay Singh, Royc, M., Gupta, S.K. ve Kannan, S. (2005), “An Alternative Method of Preparation of Dosimetric Grade $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ by Vacuum – Assisted Post – Growth Thermal Impurification Technique”, Radiation Measurements 39 : 277 – 282.

Lacconi, P., Lapraz, D., Keller, P., Portal, G. ve Barthe, J., (1986), “Photo – Induced Thermoluminescence of x - Irradiated $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Dosimetric Properties”, Radiation Protection Dosimetry Vol.17: 475 – 478.

Larsen, N. A., Bøtter – Jensen, L. ve McKeever, S. W. S., (1999), “Thermally Stimulated Conductivity and Thermoluminescence from $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ”, Radiation Protection Dosimetry 84(1 – 4): 87 – 90.

Lapraz, D., Iacconi, P., Daviller, D., Guilhot, B., (1991), “Thermostimulated Luminescence and Fluorescence of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$ Samples”, Phys. Status Solidi (A) 126: 521 – 531.

Markey, B. G., McKeever, S. W. S., Akselrod, M. S., Botter – Jensen, L., Larsen, N. A. ve Colyott, L. E., (1996), “The Temperature Dependence Optically Stimulated Luminescence From $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ”, Radiat. Prot. Dosim. Vol.65, Nos. 1 – 4 : 158 – 189.

McKeever, S. W. S. ve Chen, R., (1997), “Luminescence Models”, Radiation Measurements Vol 27, No. 5/6: 625 – 661

McKeever, S. W. S., Akselrod, M. S., Colyott, L. E., Larsen, N. L., Polf, J. C. ve Whitley, V., (1999), “Characterisation of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ for Use in Thermally and Optically Stimulated Luminescence Dosimetry”, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 84, Nos. 1 – 4: 163 – 168.

McKeever, S. W. S., Bull, R. K., (1985), “Numerical Solutions to the Rate Equations Governing the Simulations Release of Electrons and Holes During Thermoluminescence and Isothermal Decay”, Physical Review B, Vol.32, No.6: 3835 – 3843.

McKeever, S. W. S., (1985), Thermoluminescence of Solids, Cambridge University Pres, London

- McKeever, S. W. S., Rhodes, J. F., Mathur, V. K., Chen, R., Brown, M. D. ve Bull, R. K., (1985), "Numerical Solutions to the Rate Equations Governing the Simultaneous Release of Electrons and Holes During Thermoluminescence and Isothermal Decay", *Physical Review B*, Vol.32, No.6: 3835 – 3843.
- Mehta, S. K. ve Sengupta, S., (1976), "Gamma Dosimetry with Al_2O_3 Thermoluminescent Phosphor", *Phys. Med. Biol.* 21: 955 – 964.
- Mehta, S. K. ve Sengupta, S., (1977), "Annealing Characteristics and Nature of Traps in Al_2O_3 Thermoluminescent Phosphor", *Phys. Med. Biol.*
- Milman, I. I., Kortov, V. S. ve Nikiforov, S.V., (1998), "An Interactive Process in the Mechanism of the Thermally Stimulated Luminescence of Anion-Defective $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Crystals", *Radiation Measurements* Vol. 29. No. 3 – 4: 401 – 410.
- Mohan, N. M. ve Chen, R., (1970), Numerical Curve Fitting for Calculating Glow Parameters", *J. Phys. D. Appl. Phys.* Vol 3: 243 – 247.
- Moharil, S. V., (1984), "A simple method for obtaining order of kinetics from isothermal decay of thermoluminescence", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17: 2301 – 2303.
- Molnar, G., Benabdesselam, B., Borossay, J., Iacconi, P., Lapraz, D. ve Akselrod, M., (2002), "Influence of the Irradiation Temperature on the Dosimetric and High Temperature TL Peaks of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 100, Nos 1 – 4: 139 – 142.
- Molnar, G., Benabdesselam, M., Borossay, J., Iacconi, P., Lapraz, D. and Akselrod, M., (2001), "Influence of the Irradiation Temperature on the TL sensitivity of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ". *Radiat. Meas.* 33: 619 – 623.
- Molnar, G., Papin, E., Grosseau, P., Guilhot, B., Borossay, J., Benabdesselam, M., Iacconi P. ve Lapraz, D., (1999), "Thermally Stimulated Luminescence and Exoelectron Emission Mechanism of the 430 K (D9) Dosimetric Peak of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ " *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 84, Nos. 1 – 4: 253 – 256.
- Moscovitch, M., Tawil, R. A. ve Svinkin, M., (1993), "Light Induced Fading in $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", (1993), *Radiat. Prot. Dosim.* 47, No (1/4): 251–253
- Moscovitch, M., Kaufman, M. M., Rodgers J. E. ve Niroomand, A., (1993), "Ultra – Low Dose (100nGy – 100 μ Gy) Response of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 47, Nos 1/4: 173 – 176
- Munz, D. ve Fett, T., (1999), *Ceramics Mechanical Properties, Failure Behaviour, Material Selections*, Springer-Verlag, New – York.
- Ogundare F. O., Balogun, F. A. ve Hussain, L. A., (2003), "Kinetic Characterization of the Thermoluminescence of Natural Fluorite", *Radiation Measurements* 38 : 281 – 286.
- Ogundare, F. O., Chithambo, M. L., (2006), "Two – Point Method for Kinetic Analysis of a Thermoluminescence Glow Peak", *Radiation Effects & Defects in Solids*, Vol. 161, No. 5: 289 – 296.
- Osvay, M. ve Biro, T., (1980), "Aluminium Oxide in TL Dosimetry", *Nucl. Instrum. Methods* 175 : 60 – 61.

- Pagonis V., Kitis G. ve Furetta C. (2006), Numerical and Practical Exercises in Thermoluminescence, Springer, USA.
- Papin, E., Grosseau, P., Guilhot, B., Benabdesselam, M. ve Iacconi, P., (1999), "Influence of Point Defects on the Thermoluminescence of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ Application to Dosimetry", Radiation Protection Dosimetry Vol. 84, Nos. 1 – 4: 91 – 94.
- Papin, E., Grosseau, P., Guilhot, B., Benabdesselam, M., Lacconi, P. ve D. Lapraz. (1996), "Influence of the Calcining Conditions on the Thermoluminescence of Pure and Doped $\alpha - \text{Alumina}$ Powders", Radiation Protection Dosimetry, Vol 65: No: 1 – 4: 243 – 246.
- Pelenyov, V. E., Kortov, V. S. ve Milman, I. I., (2001), "The Interaction of Deep Traps in Anion – Defective $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ " Radiation Measurements 33 : 629 – 631.
- Petrov, S. A. ve Bailiff, I. K., (1995), "Thermal Quenching and the Initial Rise Technique of Trap Depth Evaluation", Journal of Luminescence 65: 289 – 291
- Pradhan, A. S., (1995), "Influence of Heating Rate on the TL Response of LiF TLD – 700, LiF : Mg, Cu, P and $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ", Radiat. Prot. Dosim. Vol.58, No. 3 : 205 – 209.
- Pradhan, A. S., Sharma, P. K. D. ve Shirva, V. K., (1996), "Thermoluminescence Response of $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ to UV and Ionizing Radiation", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 64, No. 3 : 227 – 231.
- Ranogajec, M, (2002) "Thermoluminescence Dosimetry – Application in Environmental Monitoring", Radiation Safety Management Vol.2, No.1 : 2 – 16.
- Rieke, J. K. ve Daniels, F., (1957), "Thermoluminescence Studies of Aluminum Oxide", J. Phy. Chem. 51 : 629 – 633.
- Rasheedy, M. S., (2005a), "A New Evaluation Technique for Analyzing the Thermoluminescence Glow Curve and Calculating the Trap Parameters", Thermochimica Acta 429: 143 – 147.
- Rasheedy, M. S., (2005b), "Method of Hoogenstraaten as a Tool for Obtaining the Trap Parameters of General – Order Thermoluminescence Glow Peaks", Radiation Effects & Defects in Solids, Vol. 160, No. 9 : 383 – 390
- Rasheedy, M. S., (1995), "A New Method for Obtaining the Order of Kinetics and the Activation Energy of the Thermoluminescence Glow Peak", J. Phys.: Condens. Matter 8: 1291 – 1300.
- Rasheedy, M. S., (1996), "A new Method for Obtaining the Trap Parameters of Complex Thermoluminescence Glow Peaks", J. Phys. D: Appl. Phys. 29: 1340 – 1344.
- Rocha, F. D. G., Oliveira, M. L. ve Caldas, L. V. E., (2003), "Thin Sintered $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ Pellets as Thermoluminescent Dosimeters for the Therapeutic Dose Range", Applied Radiation and Isotopes 58: 719 – 722.
- Shenker D. ve Chen, R., (1970), "Numerical Curve Fitting of General Order Kinetics Glow Peaks", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 4: 287 – 291.
- Shenker D. ve Chen, R., (1972), "Numerical Solution of the Glow Curve Differential Equations", Journal of Computational Physics, Vol. 10, No. 2: 272 – 283.
- Springis, M., Kulis, P., Veispals, A., Tale, V. ve Tale, I., (1996), "Origin of the 430 K TL

Peak in Thermochemically Reduced α - Al_2O_3 ", Radiation Protection Dosimetry Vol. 65, Nos. 1 – 4: 231 – 234.

Summers, G. P., (1984), "Thermoluminescence in Single Crystals α – Al_2O_3 ", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 8, Nos. 1/2: 69 – 80.

Surdo, A. I., Kortov, V. S., (2004), "Exciton Mechanism of Energy Transfer to F – Centers in Dosimetric Corundum Crystals", Radiation Measurements 38: 667 – 671.

Surdo, A. I., Pustovarov, V. A., Kortov, V. S., Kishka, A. S. ve Zinin, E. I., (2005), "Luminescence in Anion-Defective α - Al_2O_3 Crystals Over the Nano, Micro and Millisecond Intervals" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 543, 234 – 238.

Tale, I., (1993), "Thermostimulated Processes in Ptatically and Dynamically Disordered Luminescent Solids", International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements, Volume 21, No.1, 65 – 71.

Townsend, P. D. ve Rowlands, A. P., (1999), "Extended Defect Models for Thermoluminescence", Radiation Protection Dosimetry Vol. 84, Nos. 1 – 4 : 7 – 12.

Uzun, E., (2001), "Yüksek Sıcaklıkta Sinterlenmiş Alümina (Al_2O_3) Seramiklerin Karakterizasyonu ve Nötron Radyasyonunun Malzeme Özelliklerine Etkisinin Araştırılması", Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Hazırlanmış Yüksek Lisans Tezi.

Vincellér, S., Molnár, G., Berkane-Krachai A., ve Lacconi, P., (2002), "Influence of Thermal Quenching on The Thermostimulated Processes In α – Al_2O_3 . Role of F and F^+ Centres", Radiation Protection Dosimetry Vol. 100, Nos 1 – 4: 79 – 82.

Villarreal – B., J.E., Escobar – A., L.; González P. – R., Camps, E., Barboza – F., M., (2002), "Thermoluminescence Properties of Aluminum Oxide Thin Films Obtained by Pulsed Laser Deposition", Radiation Measurements, 35: 355 – 359

Weinstein, I. A., Vokhmintsev, A.S. ve Kortov, V. S., (2008), "Compensation Effect in Thermoluminescence of TLD – 500", Radiation Measurements, Baskıda

Wintle, A., G., (1977), "Detailed Study of a Thermoluminescent Mineral Exhibiting Anomalous Fading", Journal of Luminescence, Volume 15, No. 4, 385 – 393.

Yasuda H. ve Kobayashi, I., (2001), "Optically Stimulated Luminescence from α - Al_2O_3 :C Irradiated with Relativistic Heavy Ions", Radiation Protection Dosimetry, Vol. 95, No. 4: 339 – 343.

Yazıcı, A. N., Solak, S., Öztürk, Z., Topaksu, M., ve Yegingil, Z., (2003), "The Analysis of Dosimetric Thermoluminescent Glow Peak of α - Al_2O_3 :C After Different Dose Levels by β – Irradiation", J. Phys. D: Appl. Phys. 36 : 181 – 191.

Yukihara, E. G., Whitley, V. H., Polf, J. C., Klein, D. M., McKeever, S. W. S., Akselrod, A. E. ve Akselrod, M. S., (2003), "The effects of Deep Trap Population on the Thermoluminescence of Al_2O_3 : C Radiation Measurements", 37: 627 – 638.

Zhang, C. X., Tang, Q., Lin, L. B. ve Luo, D. L., (2006), "Thermoluminescence Glow Curves and Optical Stimulated Luminescence of Undoped α – Al_2O_3 Crystals", Radiation Protection Dosimetry, doi:10. 1093: 579.

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 06.09.1976

Doğum yeri İstanbul

Lise 1990-1993 Beykoz Fevzi Çakmak Lisesi

Lisans 1994-1998 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fak.
Fizik Bölümü

Yüksek Lisans 1998-2001 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Bölümü

Doktora 2002-2008 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Bölümü

Çalıştığı kurum

1998-2000 Milli Eğitim Bakanlığı