

**TL DOZİMETRE SİSTEMLERİNİN OLASILIKLI
YÖNTEMLERLE MODELLENMESİ**

**MODELLING OF TL DOSIMETRY SYSTEMS BY
PROBABILISTIC METHODS**

ÖMER GÜNDÜZ

Prof. Dr. Mehmet TOMBAKOĞLU

Tez Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim - Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Nükleer Enerji Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

DOKTORA TEZİ olarak hazırlanmıştır.

2016

ÖMER GÜNDÜZ'ün hazırladığı "**TL Dozimetre Sistemlerinin Olasılık Yöntemlerle Modellenmesi** " adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **NÜKLEER ENERJİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ayhan Yılmaz

Başkan

.....

Prof. Dr. Mehmet Tombakoğlu

Danışman

.....

Prof. Dr. Haluk Yücel

Üye

.....

Prof. Dr. Ahmet Bozkurt

Üye

.....

Doç. Dr. Cemil Kocar

Üye

.....

Bu tez Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **DOKTORA TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Salih Bülent ALTEN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK

Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

26/05/2016

Ömer GÜNDÜZ

ÖZET

TL DOZİMETRE SİSTEMLERİNİN OLASILIKLI YÖNTEMLERLE MODELLENMESİ

ÖMER GÜNDÜZ

Doktora, Nükleer Enerji Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Mehmet TOMBAKOĞLU

Mayıs 2016, 76 sayfa

Kişisel doz takibi için termoluminesans dozimetreler (TLD) 1960'ların ortalarından itibaren çalışılmakta olmasına rağmen, otomatik sistemler ve yüksek kalitede TLD kristallerinin üretilmesiyle son 25 yılda yaygınlaşmaya başlamıştır. TLD'ler, geniş doz aralıkları, küçük fiziksel boyutları, yüksek gerilim ve kablo ihtiyacı olmaması ve doku eşdeğeri özelliklerinin getirdiği avantajlar nedeniyle doz takibinde sıklıkla kullanılmaktadır.

Dozimetrik kristalin radyasyona maruz kalmasından itibaren, dozimetri amaçlı uyarılarak yaptığı ışıma yoluyla içerisinde depolanan enerjinin belirlenmesine kadar olan tüm süreçler, belirli olasılık fonksiyonlarıyla ifade edilebilen yapıdadır. Kristalin hazırlanışı, malzeme özellikleri, ışınlama, ışınma eğrilerinin eldesi ve doz değeri tespiti süreçleri kaotik özellikler sergiler. Dozimetri sistemi ile elde edilen doz değeri, ortalama değerin etrafında bir dağılım fonksiyonu üzerinde herhangi bir noktada olabileceği ve nihayetinde içsel belirsizlikler içerebileceği için; uluslararası standartlar, dozimetri sistemlerini, ancak ölçüm sonuçlarının kabul edilebilir bir aralık içinde kalması koşuluyla uygun bulur.

Bu çalışmada, TL süreci, kristalin radyasyona maruz kalması ile gerçekleşen “doldurma” işleminden başlayarak modellenmiştir. Geliştirilen yöntem TLD'lerin okunması işlemine karşılık gelen “boşaltma” işlemini de içermektedir. Boşaltma işleminde kullanılan sistemlerin de eklenmesi ile TL dozimetre işlemindeki tüm süreçlerin dahil edildiği ve herhangi bir deneysel belirsizlik içermeyen bir model elde edilmiştir.

Çalışmanın ilk bölümünde bakır katkılı lityum tetraborat (LBO; $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$) kristali farklı dozlarda ışınlanmış ve ısıtılarak ışıma eğrisi elde edilmiştir. LBO, TLD-802 tipi ticari TL dozimetrede kullanılır.

Çalışmanın ikinci bölümü ise TL kinematiğinin olasılıksal çözümü için yeni bir algoritma geliştirilmesini kapsamaktadır. TL mekanizmasının kinetiği mümkün olan en kapsamlı biçimde ele alınmış ve elektron-deşik çiftlerin oluşumu, bu parçacıkların iletim bandı, valens bandı, tuzaklar ve yeniden birleşme merkezleri arasındaki davranışına yönelik genel bir olasılıksal model oluşturulmuştur. Söz konusu algoritma ile, lüminesans kinematiğini tanımlayan ve kristale özgü olan lüminesans parametreleri kullanılarak LBO için ışıma eğrileri elde edilmiştir. Ardından, deneysel veriler ve hesaplama sonuçları arasındaki farkı minimuma indiren bir genetik algoritma yazılımı ile kristalin lüminesans parametrelerinin belirlenmesi için optimizasyon yapılmıştır.

Sonuç olarak, bu çalışmada, genetik bir algorithmadan yararlanarak, lüminesans parametrelerinin optimizasyonu için bir Monte Carlo benzeşim algoritması geliştirilmiştir. Bu algoritmanın lüminesans kinematiğini modelleme yeteneği gösterilmiş ve ilgili parametreler hesaplanmıştır. Böylece, LBO kristali için, TLD'lerin kinetik modellenmesinde kullanılan basitleştirmeyi içermeyen, deneysel koşullar ile çevresel etmenlerden arındırılmış, tamamen sistemin stokastik dinamiklerini yansıtan bir benzeşim yöntemine ulaşılmıştır. Bu yol ile kristalin dozimetrik özellikleri ve sönümlenme özellikleri çalışılmış ve lüminesans kuantum verimi tayin edilmiştir. Geliştirilen yöntem farklı TL kristallerine uygulanarak lüminesans parametreleri elde edilebilir.

Anahtar Kelimeler: Termolüminesans (TL), lityum tetraborat (LBO), Monte Carlo, Genetik Algoritma, kinetik parametreler

ABSTRACT

MODELLING OF TL DOSIMETRY SYSTEMS BY PROBABILISTIC METHODS

ÖMER GÜNDÜZ

Doctor of Philosophy, Department of Nuclear Engineering

Advisor: Prof. Dr. Mehmet TOMBAKOĞLU

May 2016, 76 Pages

Although thermoluminescence dosimeters (TLD) have been studied for the personal dose monitoring since 1960s, they have become very common for last 25 years in conjunction with the production of high quality TL crystals and automated systems. Due to the large dose ranges, physical dimensions, elimination of high voltage and cabling requirements and tissue-equivalent properties, TLDs are widely used.

From the exposure of dosimetric crystal to radiation through the dose determination by the glow-curve (obtained by heating the dosimetric element), all processes can be expressed by certain probability functions. Preparation of the crystal, material properties, exposure to radiation and obtaining glow curves involve chaotic features. Because the dose values measured by the dosimetry system may be at any point around a mean value on a distribution function and contain inherent uncertainties, the international standards deem the results of the measurements proper provided that they are within an acceptable interval.

In this study, the TL process was modeled from the onset of exposure to radiation through the read-out stage. With inclusion of the systems involved in the read-out stage, a model which covers all processes in the TLD dosimetry yet does not include any experimental uncertainty was obtained.

In the first part of the study, copper-doped lithium tetraborate (LBO; $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$) dosimetric crystal was irradiated and the glow-curves were obtained. LBO is used in commercial TLD-802 dosimeter for the personnel dosimetry.

The second part of the study contains development of a novel stochastic algorithm for the TL kinematics. TL kinetics was handled comprehensively, and a general stochastic algorithm comprising the electron-hole generation and transport of these particles between the conduction band, valance band, traps and recombination centers was developed. The algorithm aforementioned was utilized to obtain the glow-curves using the luminescence parameters specific to the dosimeter crystal. Then, using a genetic algorithm, developed to minimize the difference between the calculated and experimental glow-curves, the optimum crystal parameters were determined.

Consequently, this thesis study proposes a Monte Carlo simulation algorithm which utilizes a genetic algorithm to optimize the luminescence parameters. It has been shown that the algorithm has the capability of modeling the kinetics of TL. The parameters describing the model of the luminescence kinematics were computed. Thus, a simulation method for the LBO crystal which does not have the simplifications used in the kinetic modeling of TLDs and which is free from the experimental conditions and external factors, and totally reflects the stochastic dynamics of the system has been reached. In addition, the dosimetric properties and fading properties of LBO were studied, and the luminescence quantum efficiency was determined. Applying the proposed method to different TL crystals, the luminescence parameters of the crystal under consideration can be obtained.

Keywords: Thermoluminescence (TL), lithium tetraborate (LBO), Monte Carlo, genetic algorithm, kinetic parameters

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada beni sürekli teşvik eden ve profesyonel görüşlerini paylaşarak yol gösteren tez danışmanım sayın Prof. Dr. Mehmet Tombakoğlu'na, katkılarından dolayı Prof Dr. Haluk Yücel, Prof Dr. Ahmet Bozkurt, Prof Dr. Ayhan Yılmaz ve Doç Dr. Cemil Kocar'a, yardımlarını esirgemeyen Dr. Şamil Gürdal'a ve tezim süresince sabır göstererek hep yanımda olan Ailem'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

Sayfa:

ETİK	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
ŞEKİLLER	x
ÇİZELGELER	xii
SİMGELER ve KISALTMALAR	xiii
1 GİRİŞ	1
1.1. Motivasyon	3
1.2. Amaç	5
1.3. Yöntem	6
2 TERMOLÜMİNESANS DOZİMETRİ	7
2.1 Teori	7
2.2 Lüminesans Kinematığı	12
2.3 TLD-802 Dozimetre	16
2.4 Dozimetrik Lityum Tetra Borat Kristali ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$)	18
3 DENEYSEL ÇALIŞMALAR	21
3.1 Genel	21
3.2 Risø TL/OSL Lüminesans Okuyucusu: Model TL/OSL-DA-20	21
3.3 Kristallerin Işınlanması ve Işıma Eğrilerinin Elde Edilmesi	24
3.4 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$ Kristali İçin Kinetik Parametrelerinin Deneysel Verilerle Eldesi	25
4 DOZİMETRİK KRİSTALİN OLASILIKLI MODELLEMESİ	34
4.1 Genel	34
4.2 Model ve Süreçler	35
4.2.1 Elektron-Deşik Çifti Oluşumu	36
4.2.2 Kristalde Soğurulan Enerji ve Çift Oluşum Hızı	38
4.3 Lüminesans Kinetiği Algoritması	39
4.4 Lüminesans Verim	44
4.5 Lüminesans Fotonlarının PMT'ye Taşınımı	46
5 GENETİK ALGORİTMA	48

5.1	Genel.....	48
5.2	Gen ve Kromozom.....	48
5.3	Uygunluk ve Seçim.....	50
5.4	Çaprazlama ve Mutasyon.....	51
5.5	Genetik Algoritma Yapısı.....	51
6	SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	53
6.1	Algoritma.....	53
6.2	Kinetik Parametrelerin Elde Edilmesi.....	57
6.3	Dozimetrik Özellikler.....	65
6.3.1	Doğrusallık Sınırı.....	65
6.3.2	Sönümlenme.....	65
6.3.3	Doz Hızı Etkisi.....	67
6.4	Tartışma.....	68
	KAYNAKLAR.....	71
	ÖZGEÇMİŞ.....	76

ŞEKİLLER

Sayfa:

Şekil 2-1 Bir metal (a), yarı iletken (b) ve yalıtkan (c) için mutlak sıfırda valans bandı. Dolu enerji bandı taralı alandır ve bir sonraki en yüksek boş banttan “yasak bölge” ile ayrılmaktadır (E_g). E_f Fermi düzeyini gösterir ve E_v ise valans bandının tepesidir [5].	8
Şekil 2-2 Bir kristaldeki içsel kusurlar: 1. Deşik (Schottky kusurları); 2. Araya giren kristal atomu (Frenkel kusuru); 3. Araya giren safsızlıklar; 4-5. Yer değiştiren safsızlıklar [23].....	8
Şekil 2-3 Kristal yarı iletkenler ve yalıtkanlarda elektronik geçişler [5]	10
Şekil 2-4 Mutlak sıfırda dengedeki bir yalıtkanın enerji düzeyleri. E_f altındaki düzeyler elektron doluyken, üzerindeki düzeyler boştur [5]......	11
Şekil 2-5 Hipotetik bir kristalde, OTOR modeli için iletim ve değerlik bandındaki serbest elektron vedeşiklerin geçişleri	14
Şekil 2-6 UD-802 model bir dozimetre ve taşıyıcısı [27].	17
Şekil 2-7 Panasonic dozimetri sisteminin okuma işlemi [27].	18
Şekil 2-8 $Li_2B_4O_7$ kristal örgüsünün ana yapısal bileşeni. O1 atomu komşu B_4O_9 bileşeni ile ortaktır. Lityum atomlarının hepsi negatif yüklü B-O kompleksleri arasında eşit uzaklıklarda yerleşiktir [39].....	19
Şekil 3-1 RISO TL/OSL-DA-20 model TL/OSL Okuyucusu.....	21
Şekil 3-2 Radyasyon kaynağının bulunduğu kurşun muhafaza [45]......	22
Şekil 3-3 Uyarma ve Okuma sistemlerinin görünüşü [45]......	22
Şekil 3-4 EMI 9235QB PMT (Bialkali) foto-çoğaltıcı tüpün kuantum verimliliğinin foton dalga boyuna göre grafiği [45].	23
Şekil 3-5 Ölçümlerde kullanılan filtrenin geçirgenlik karakteristikleri [45].	23
Şekil 3-6 Aynı kristal için farklı ışınlama sürelerinde deneysel ışıma eğrileri.	24
Şekil 3-7 Farklı kristaller için deneysel ışıma eğrileri (5 s ışınlama).	25
Şekil 3-8 Geometrik biçim parametreleri τ , δ , ω	28
Şekil 3-9 Farklı kristallerde aynı ışınlama süresi ile yapılan deneysel verilerden elde edilen tuzak derinlikleri (eV) - (uygulanan doz değeri 5 Gy)	30
Şekil 3-10 Aynı kristalle (Kristal A) farklı ışınlama sürelerinde (farklı doz) yapılan deneysel verilerden elde edilen sığ tuzak derinlikleri (eV)	31
Şekil 3-11 Aynı kristalle (Kristal A) farklı ışınlama sürelerinde (farklı doz) yapılan deneysel verilerden elde edilen derin tuzak derinlikleri (eV).....	31
Şekil 3-12 Kristal A ve Kristal B için farklı ışınlama süresi (farklı doz) ile yapılan deneysel verilerden elde edilen ortalama tuzak derinlikleri (eV).....	32
Şekil 4-1 Kinetik modelinin şematik gösterimi.	36
Şekil 4-2 Bant genişliğinin bir fonksiyonu olarak elektron-deşik oluşum enerjisi [80].	38
Şekil 4-3 Kristalinin ışınlanmasının MCNP ile modellemesinde kullanılan kaynak ve çetele kartları	38

Şekil 4-4	Algoritmanın akış şeması.....	43
Şekil 4-5	Hipotetik konfigürasyonel koordinat diyagramı [33].	45
Şekil 4-6	PMT foto katot yüzeyine ışık taşınımı.....	46
Şekil 4-7	Işınlamadan okumaya kadar tüm süreçler ve faktörler	47
Şekil 5-1	Çaprazlama işlemi.....	51
Şekil 5-2	Mutasyon işlemi.....	51
Şekil 5-3	GA akış şeması	52
Şekil 6-1	Farklı frekans çarpanları ile elde edilmiş ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $E=1,0$ eV, $\beta = 1,0$ K/s.....	54
Şekil 6-2	Farklı tuzak derinlikleri ile elde edilmiş ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $s = 10^{+10} s^{-1}$, $\beta = 1,0$ K/s.....	54
Şekil 6-3	Farklı ısıtma hızları ile zaman (a) ve sıcaklığın (b) fonksiyonu olarak elde edilen ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $E = 1,0$ eV s $= 10^{+10} s^{-1}$	55
Şekil 6-4	Aynı ışınlama süresi içinde, farklı çift oluşum hızlarına karşılık TL şiddeti. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $s = 10^{+10} s^{-1}$, $E=1,0$ eV, $\beta = 1,0$ K/s. .	56
Şekil 6-5	100 s ışınlama süresince tuzaklardaki elektron yoğunluğu. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+15}$, $N=10^{+14}$, $s = 10^{+10} s^{-1}$, $E=1,0$ eV, $\beta = 1,0$ K/s.	56
Şekil 6-6	5 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)	59
Şekil 6-7	10 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)	60
Şekil 6-8	15 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)	60
Şekil 6-9	20 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)	60
Şekil 6-10	5 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)	61
Şekil 6-11	10 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)	61
Şekil 6-12	15 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)	61
Şekil 6-13	20 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)	62
Şekil 6-14	25 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)	62
Şekil 6-15	Kristal A ve B için dozimetrik pik altında kalan alanın dozla değişimi	63
Şekil 6-16	Kristal B için deneysel ve hesaplanan (MC) dozimetrik pik alanı	64
Şekil 6-17	1 mSv ve 100 mSv doz değerlerine karşılık gelen TL şiddeti	64
Şekil 6-18	Dozimetrik pik altında kalan alanın yüksek dozlardaki davranışı	65
Şekil 6-19	Düşük sıcaklık pikinin sönümlenmesi	66
Şekil 6-20	Yüksek sıcaklık pikinin sönümlenmesi	67
Şekil 6-21	Aynı doz (10 Gy) için farklı ışınlama sürelerindeki toplam sayım	67

ÇİZELGELER

Sayfa:

Çizelge 1-1. Mekanizmalarına göre lüminesans olayının sınıflandırılması	2
Çizelge 3-1 Farklı ısıtma hızlarına dayanan deneysel verilerden elde edilen tuzak derinliği (E) değerleri.....	30
Çizelge 3-2 Deneysel verilerden elde edilen frekans çarpanı (s) değerleri	32
Çizelge 3-3 LBO için literatürde verilen kinetik parametreler (parantez içindeki referanslar uygulanan metodu belirtmektedir).	33
Çizelge 4-1 Sistemdeki geçişler ve ilgili geçiş sabitleri.	40
Çizelge 5-1 Çalışmada GA için kullanılan gen ve kromozom yapısı	49
Çizelge 6-1 Parametreler için tarama aralıkları ve elde edilen çözümler.....	57
Çizelge 6-2 Kristal A ve B için elde edilen çözümler	58
Çizelge 6-3 Dozimetrik pike ait TL sayımları.....	63
Çizelge 6-4 Kristallerin toplam TL sayımları.....	63

SİMGELER ve KISALTMALAR

Simgeler

k	Boltzman sabiti (eV/K)
$E.$	Tuzak derinliği (eV)
$s,$	Tuzaktan kurtulma olasılığını ifade eden kaçma frekansı veya frekans faktörü
I	Lüminesans şiddeti
β	Isıtma hızı ($^{\circ}\text{C/s}$)
n_c	İletim bandındaki serbest elektronların sayısı
n_v	Değerlik bandında serbest deşiklerin sayısı ise
n	Tuzaktaki elektron yoğunluğu
m	Yeniden birleşme merkezindeki deşik yoğunluğu
X	Elektron-deşik çifti oluşum hızı
B	Deşikler için tuzağa yakalanma olasılığı çarpanı
A_n	Elektronlar için tuzağa yakalanma olasılığı çarpanı
W	Elektron-deşik çifti oluşumu için iş fonksiyonu (MeV/çift)
E_g	Bant genişliği
ζ	Gelişigüzel sayı

Kısaltmalar

TL	Termolüminesans
TLD	Termolüminesans Dozimetre
LBO	Lityum Tetraborat
OTOR	Tek Tuzak – Tek Birleşim Merkezi Modeli
PMT	Foto Çoğaltıcı Tüp
ESR	Elektro Spin Resonans
QE	Yarı Denge
FOM	Uygunluk Derecesi

1 GİRİŞ

Lüminesans özellik gösteren malzemeler çok eski tarihlerden itibaren bilinmekle birlikte, lüminesans konusundaki bilimsel çalışmalar yaklaşık olarak 19. Yüzyılın ikinci yarısından itibaren başlamıştır. G.C. Lagalla'nın "De Phaenomenis in Orbe Lunae" (Venedik, 1612) isimli kitabında efsanevi Bolonya Taşı (barit taşı veya baryum sülfat) ve yaydığı ışıktan bahsedilmektedir [1]. Bundan sonra bu taş ve benzeri malzemeler "fosfor" adıyla anılmıştır.

Modern anlamda termolüminesans ölçümler ilk kez Urbach ve Frisch tarafından gerçekleştirilmiştir [2]. Urbach 1930 yılında alkali haloidlerin lüminesansını tanımlamıştır. Model ışına eğrilerinin hesaplanmasına dair teori 1945 yılında Randall ve Wilkins [3] ve 1948 yılında Garlick ve Gibson [4] tarafından verilmiştir. Film dozimetrelerin hakimiyetinde geçen bu tarihlerde termolüminesans metot dozimetrik amaçla kullanılmamaktaydı [2].

Termolüminesans (TL) olayının maruz kalınan radyasyon dozlarının ölçülmesi için kullanılmaya başlanmasından bu yana 50 yıldan fazla bir süre geçmiştir. Bu teknik, sadece radyasyon dozlarının ölçülmesi için değil, aynı zamanda arkeolojik, jeolojik ve antropolojik buluntuların tarihlendirilmesi ve kristal yapılarındaki kusurların ve faz geçişlerinin belirlenmesi için de kullanılmaktadır [5] [6].

Bir malzemenin dışarıdan yeterince enerji alarak bir ışık kaynağı haline geldiği iki olay vardır. Bunlardan birincisi soğurulan enerjinin ısıya dönüşerek tüm malzemeye yayıldığı termal ışımaya, diğeri de soğurulan enerjinin atomların uyarılması şeklinde geçici olarak depolandığı lüminesanstır. Lüminesans, malzemenin karakteristik özelliklerine sahip termal olmayan ışımadır [7].

Lüminesans kendiliğinden oluşmaz. Genel olarak bir uyarıcı enerjiye ihtiyaç duyar. Bu uyarma, ultraviyole ışık, x ışınları, gama ışınları veya yüklü parçacıkların malzeme içinde bıraktığı enerji nedeniyle olabilir. Malzemeye aktarılan bu enerji, atom ya da moleküllerin elektronik geçişlerine neden olur. Bu enerjinin soğrulması ve sonrasında dışarıdan bir etkiyle serbest kalması bir kuantum sürecidir. Sonrasında malzemeye uygulanan başka bir uyarma sonucu depolanan enerji, dışarıdan verilen ısı ile görünür bölge veya morötesi bölgesinde ışımaya şeklinde açığa çıkar [6].

Lüminesans, malzemeye enerji aktarılması ile malzemenin ışımaya yapması arasında geçen süreye göre sınıflandırılır. Bu sürenin 10^{-8} s ve altında olduğu olaylar floresans olarak adlandırılırken, milisaniye ile saniye mertebesi arasındaki bir gecikmeden sonra ışımının görüldüğü olaylar ise fosforesans olarak adlandırılır. Bunun yanı sıra, lüminesans

malzemede soğurulan enerjiyi açığa çıkarmak için uygulanacak uyarma metoduna göre de sınıflandırma yapılabilir [8]. Aşağıda en genel sınıflandırma verilmektedir.

Çizelge 1-1. Mekanizmalarına göre lüminesans olayının sınıflandırılması

Kemilüminesans:	Bir kimyasal reaksiyon sonucu ışıma • Biyolüminesans: yaşayan organizmaların biyokimyasal reaksiyonu sonucu ışıma • Elektrokemilüminesans: elektrokimyasal reaksiyon sonucu ışıma
Kristalolüminesans	Kristalleşme sırasında ışıma
Elektrolüminesans	Bir maddeden elektrik akımı geçirilmesi sonucu ışıma • Katodolüminesans: malzemeye elektron çarpması sonucu ışıma
Mekanolüminesans	Bir katıda mekanik etki sonucu ışıma • Tribolüminesans: çizildiği, ezildiği veya sürtüldüğü zaman malzeme içindeki bağların kırıldığı zaman oluşan ışıma • Fraktolüminesans: Bazı kristallerdeki bağların çatlaklar yüzünden koptuğu zaman oluşan ışıma • Piezolüminesans: bazı katılarda basınç etkisiyle oluşan ışıma • Sonolüminesans: sesle uyarlama sonucu oluşan ışıma
Fotolüminesans	Foton soğurulması sonucu oluşan ışıma • Floresans: singlet-singlet elektronik rahatlama sonucu oluşan fotolüminesans • Fosforesans: triplet-singlet elektronik rahatlama sonucu oluşan fotolüminesans
Radyolüminesans	iyonizan radyasyona maruz kalma sonucu ışıma
Thermolüminesans	Isıtılınca, daha önceden soğurulan enerjinin açığa çıktığı ışıma • Kriyolüminesans: madde soğutulduğunda açığa çıkan ışıma

Pek çok lüminesans malzeme olmakla birlikte, laboratuvarlarda üretilen ve belirli bir bileşime sahip malzemeler dışında pek azının pratik kullanım imkanı vardır. Dozimetrik amaçla kullanıma yönelik bir malzemede, tekrarlanabilirlik ve güvenilirlik gibi bazı temel özelliklerin bulunması gereklidir [8] [9].

Radyasyon kaynaklarının kullanımındaki hızlı artış ve nükleer reaktörlerin yaygınlaşması ile birlikte, film dozimetrelerin kullanımı ve bu tür dozimetreler üzerindeki çalışmalar yoğunlaşmıştır. Film dozimetrelerdeki yüksek enerji bağımlılığı, yüksek sıcaklık ve nem nedenli sönmelenme, ışık, basınç ve bazı kimyasalların olumsuz etkilerine karşı yüksek hassasiyet gibi malzemeye bağlı etkiler açığa çıkarılmıştır [2]

Özellikle 1940'ların sonlarında büyük askeri birimlerin doz kontrolüne yönelik arayışları ve lüminesans konusundaki gelişmelere bağlı olarak, gümüş aktive edilmiş fosfat tabanlı radyo-fotolüminesans dozimetreler geliştirilmiştir. 1950'lerin başlarında, dozimetrik kullanım için

önerilen ve şu anda mevcut tüm ana TL fosforları araştırılmıştır (Örneğin Daniels tarafından LiF, Kossel ve arkadaşları tarafından CaSO_4 ve Ginther ve Kirk tarafından CaF_2). Daniels tarafından başlatılan LiF çalışmaları, Cameron ve arkadaşlarının daha sonra Harshaw Şirketi ile birlikte yürüttüğü çalışmalar sonucu *TLD 100* olarak bilinen ve oldukça yaygın bir şekilde kullanılan ürüne dönüşmüştür [2] [10].

Lityum tetraborat ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, LBO), neredeyse doku eşdeğerine sahip malzeme özelliği nedeniyle kişisel ve klinik dozimetri açısından önemli bir başlangıç malzemesidir [11] [12] [13]. Dozimetrik amaçlı olarak hassasiyetinin arttırılması amacıyla ilk olarak Schulman ve arkadaşları tarafından Mn katkılanmış olarak sentezlenmiştir [14]. Düşük TL hassasiyeti ve 600 nm dalga boyundaki ışık emisyonu nedeniyle daha iyi TL özelliklerine sahip olmasına yönelik olarak pek çok katkı maddesi ile sentez çalışmaları yapılmıştır [15] [16]. 1980 yılında Takenaga ve arkadaşları [17] tarafından Cu katkılı olarak üretilmiş ve dozimetrik kullanım için önerilmiştir. Günümüzde ticari TL dozimetrelerinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

1.1. Motivasyon

İyonlaştırıcı radyasyon alanlarında çalışanların maruz kaldıkları radyasyonun belirlenmesi, bu kişilerin sağlığı açısından önem taşımaktadır. Bu amaçla bu tür görevlerde çalışanların, maruz kaldıkları radyasyon dozlarının tespit edilebilmesi için çalışma süreleri içinde dozimetre taşımaları gereklidir. Herhangi bir kişisel dozimetre sisteminin sağlaması gereken kurallar EN IEC 62387-1 numaralı standartta verilmektedir [18].

Bununla birlikte, dozimetrik kristalin radyasyona maruz kalmasından itibaren, dozimetri amaçlı uyarılarak yaptığı ısıma yoluyla içerisinde depolanan enerjinin belirlenmesine kadar olan tüm süreçler, bazı olasılık fonksiyonlarıyla ifade edilebilen bir yapıdadır. Aynı kristal için aynı koşullar altında yapılan çalışmaların aynı sonucu vermesi beklenmemelidir. Kristalin hazırlanışı, malzeme özellikleri, ışınlama, ısıma eğrilerinin eldesi ve doz değeri tespiti süreçleri kaotik bir yapı gösterir [19]. Dolayısıyla uluslararası standartlar, dozimetri sistemlerini, ölçüm sonuçları kabul edilebilir bir aralık içinde kalmaları koşuluyla uygun kabul eder. Çünkü dozimetri sistemi ile elde edilen doz değeri, bir dağılım fonksiyonu üzerinde herhangi bir noktada olabilir ve nihayetinde içsel bir belirsizlik içerir. Bu nedenle tüm süreçleri stokastik bir yaklaşımla incelemek, bu süreçlerdeki belirsizlikleri ortaya koyacaktır.

Termolüminesans mekanizmasının, radyasyon dozimetresi için oldukça uygun olmasına, yöntemin yüksek hassasiyetine, basitliğine ve düşük maliyetine rağmen, dozimetrik sistemlerde sistematik hatalar vardır [20]. Kişisel dozimetrelere yönelik bilimsel çalışmalar incelendiğinde, bu tür sistemlerdeki hataların aşağıdaki hususlardan kaynaklandığı belirtilmektedir [9] [20]:

- Işınlayıcı
- Işınlayıcı kalibrasyon sistemi
- Doz dağılımı
- Çevresel faktörler
- Okuyucunun tekrarlanabilirliği
- Üretimin tekrarlanabilirliği
- Sönüm karakteristikleri
- Açısal bağımlılık
- Radyasyon türü/enerji bağımlılığı v.b.

Ancak dozimetrik malzemede radyasyon bilgisinin oluşması ve saklanması ile sonrasında bu bilginin doz değeri olarak okunması işlemlerinin tümünde, dozimetrik kristal yapının doğasında ve bu süreçte yer alan stokastik etkiler dikkate alınmamaktadır. Oysa radyasyonla dozimetrik kristalin etkileşmesi veya kristalin ısıtılarak okuma işleminin yapılmasının temelinde, lüminesans kinematiği yatmakta ve bu olaylar tamamen stokastik süreçlerden oluşmaktadır. Stokastik etkilerin ihmal edilmesi, yukarıda belirtilen çevresel faktörlerin analizini mümkün kılmamaktadır. Bu faktörlerin olduğundan yüksek tespitine veya çevresel etkilerlerden kaynaklanan hata ile stokastik süreçlerden kaynaklanan belirsizliklerin birbirlerinin etkilerini ortadan kaldırmalarına yol açabilir [19].

Öte yandan bir dozimetrik sistemin içsel verimliliği/etkinliği, ısıtma sırasında ışıma ile yayılan enerjinin, radyasyona maruz kalınması nedeniyle soğurulan enerjiye oranı şeklinde ifade edildiğinde, radyasyon enerjisinin ölçülebilir ışık sinyallerine dönüşümü sırasında

- İyonlaştırıcı radyasyonun soğrulması ve elektron-deşik çiftlerinin oluşturulması
- Yüklü parçacıkların tuzaklara yakalanması
- Termal olarak uyarılan parçacıkların tuzaklara yakalananlara oranı

- Termal olarak uyarılanların rekombinasyon merkezlerinde yakalanma olasılığı
- TL fotonlarından TL malzemede soğurulanlar

TL malzemenin içsel verimini belirlemektedir. Bu süreçler sırasındaki belirsizlikler okunan radyasyon dozu değerlerindeki belirsizliklere katkı verir [21].

Bilimsel literatür incelendiğinde, kristale özgü lüminesans parametrelerinin tespitinin yapılmadığı görülmektedir. Oysa bu parametreler, malzeme yapısı içinde tüm fiziksel olayların olasılıklarını belirleyen ve lüminesans kinematığını, dolayısıyla dozimetrik sonuçları etkileyen en önemli faktördür. Bu parametreler tespit edildiğinde, herhangi bir deney yapmadan dozimetrik kristalin herhangi bir radyasyon maruziyetine ne tür bir ışıma eğrisi elde edilebileceği belirlenebilecektir. Dolayısıyla, yukarıda bahsedilen tüm hata kaynaklarını süreçten dışlayıp, elde edilen doz değerlerini bu hatalardan arındırmak mümkün olacaktır.

Lüminesans kinetiği, analitik, deterministik ve stokastik metotlar kullanılarak çalışılabilir. Bu metotların birbirlerine karşı üstünlükleri ve eksik yönleri mevcuttur. Termal ve optik uyarmalı lüminesans kinetiğini ifade eden eşitlikler eşlenik birinci dereceden doğrusal olmayan eşitliklerdir ve kapalı formda çözülemezler [6]. Bu nedenle lüminesans kinetiğini analitik yolla çözmek için bazı sadeleştirmeler ve kabuller yapmak gereklidir. Tüm durumlar için analitik çözümün elde edilememesi ve hesaplama araçlarının gelişmesi ile birlikte sayısal çözümler ve sayısal çözümleme yazılımları da oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaya başlanmıştır. Ancak incelenen bilimsel çalışmalar içinde, lüminesans süreçlerini dozimetrik kristalin radyasyona maruz kalmasından, dozimetre sistemi içinde termal veya optik bir yolla uyatarak doz değerlerinin elde edilmesine kadar tanımlanan süreci ele alan bir çalışma görülmemiştir. Bunun temel nedeni, özellikle yüksek doz değerlerinde çözümde kullanılması gereken parçacık sayısının çok olması nedeniyle numerik çözümleme için gereken hesaplama zamanlarının oldukça artmasıdır. Mevcut çalışmalar ya temel kabullerle elde edilen analitik ifadelerin numerik yolla çözülmesine yöneliktir ya da sadece kristaldeki ışıma (lüminesans) sürecinin modellendiği çözümlerdir.

1.2. Amaç

Bu çalışmanın temel amacı, stokastik metotlar kullanarak, radyasyona maruz kalmasından itibaren doz değerlerinin elde edilmesine kadar, TL dozimetri sistemini karakterize eden lüminesans parametrelerinin, Panasonic firmasının ticari üretimi yapılan TLD-802 tipi

termolüminesans dozimetrede kişisel dozimetreye yönelik olarak kullanılan LBO kristali için belirlemektir. Böylece deneysel sonuçları sağlayan parametreleri kullanan bir benzeşim programı oluşturularak herhangi bir deneyin bilgisayar ortamında tekrarlanmasına olanak sağlanacaktır. Geliştirilen benzeşim ortamını kullanarak kişisel dozimetre ölçme ve değerlendirme algoritmalarına veri sağlanması da mümkün olacaktır. LBO kristalinin çevresel etkilerden arındırılmış doz cevabının alınan doz değerine göre güvenilirlik aralığı elde edilecektir. Çalışmada kullanılacak methodoloji, farklı TL kristalleri için de uygulanabilir ve bu kristale özgü parametreler elde edilebilir.

1.3. Yöntem

Bu çalışmada incelenen dozimetrik LBO kristali, yaygın kullanımı olan TLD-802 tipi TL dozimetrede yer alan ve kişisel dozimetreye yönelik olarak kullanılan LBO kristalidir. Bu kristal, hassasiyeti arttırmak için Cu ile katkılanmıştır. Çalışmanın ilk bölümünde LBO kristali farklı dozlarda ışınlanmış ve ısıtılarak ışıma eğrisi elde edilmiştir. Işıma eğrisi, lüminesans şiddetinin sıcaklık değerlerine karşı çizildiği grafikdir. Dolayısıyla bu kristalle ilgili olarak sıcaklığın fonksiyonu olarak ışıma şiddeti elde edilmiştir.

Çalışmanın ikinci bölümü ise birbirine bağlı iki aşamadan oluşmaktadır. Birinci aşama termolüminesans kinematiğinin stokastik çözümü için yeni bir algoritma geliştirilmesini içermektedir. Bu algoritma ile lüminesans kinematiğini tanımlayan ve kristale özgü lüminesans parametreleri kullanılarak LBO için ışıma eğrileri elde edilecektir. İkinci bölüm ise deneysel sonuçlar ve hesaplama sonuçları arasındaki farkı minimize eden bir genetik algoritma (GA) yazılımı ile kristalin lüminesans parametrelerinin optimizasyonunu içermektedir. Dolayısıyla GA ve Monte Carlo benzeşim algoritması birlikte çalışacaktır.

2 TERMOLÜMINESANS DOZİMETRİ

Mineral yapısında çeşitli nedenlerle tuzaklanmış elektronların ışıkla uyarılarak çıkarılması Optik (ışık) Uyarmalı Lüminesans (OSL), ısıyla uyarılarak çıkarılması ise Termolüminesans (TL) yönteminin temelini oluşturur. Termolüminesans olayının gerçekleştiği maddelere termolüminesans ışıyıcı “fosfor” denir ve TL olayı iyonik kristal yapısına sahip maddelerde meydana gelir. Termolüminesans (TL) olarak bilinen Isı Uyarmalı Lüminesans yöntemi, 1950’lerin başından beri radyasyon dozunun ölçülmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

2.1 Teori

Lüminesans konusundaki nicel gelişmeler elektrodinamik ve kuantum mekaniğindeki gelişmelerden sonra hızlanmıştır [8]. Termolüminesans özelliğın temelleri katıların enerji bandı teorisine dayanır. Schrödinger eşitliğı, periyodik olarak değışen potansiyele tabi elektronlar için çözüldüğünde, elektronların sadece izin verilen enerji aralıklarında yer aldığı görülür. Diğer muhtemel enerji düzeyleri elektronlar için “yasak bölge”dir.

Her bölgenin doluluğı durum fonksiyonunun yoğunluğı ile verilir:

$$N(E) = Z(E) \cdot f(E) \quad ; \quad f(E) = \text{Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu}$$

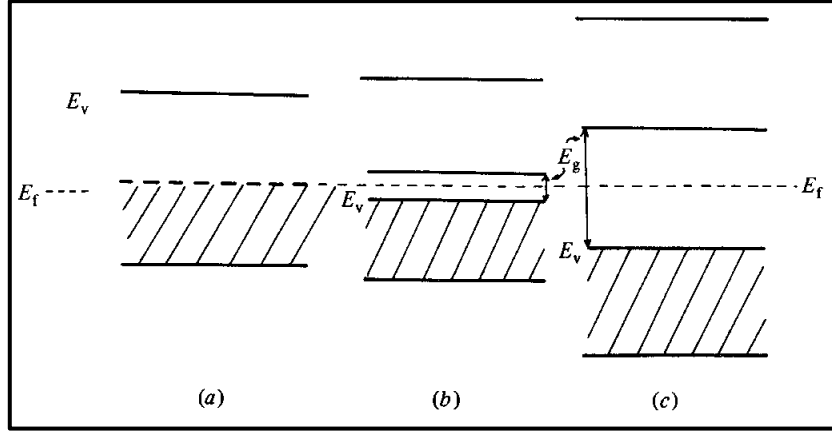
$$f(E) = \frac{1}{\left[e^{\frac{(E-E_f)}{kT}} + 1 \right]} \quad k: \text{Boltzman Sabiti}$$

$$N(E) = \text{doldurulan enerji düzeylerinin yoğunluğı}$$

$$Z(E) = \text{mevcut enerji düzeylerinin yoğunluğı}$$

$$E_f = \text{Fermi düzeyi veya kimyasal potansiyel}$$

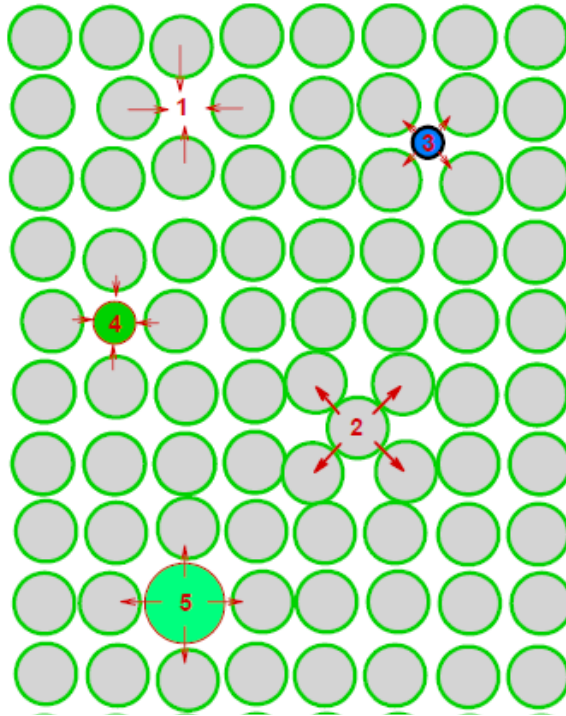
Mutlak sıfırda E_f altındaki tüm enerji düzeyleri tamamen doluyken, üzerindeki enerji düzeyleri tamamen boştur (Şekil 2-1). Malzemenin termolüminesans özelliklerini, kristal yapısındaki bu doğal safsızlıklar veya sonradan ilave edilmiş katkıları yardımıyla oluşturulmuş safsızlıklar belirler [22]. Kristalde yapısal kusurlar veya safsızlıklar (impurities) varsa kristal yapının periyodikliğı bozulur ve elektronların ideal kristalde yasak olan enerji seviyelerine geçmesi mümkün olur. Bu kusurlar ve safsızlıklar kristale bazen renkli bir görünüm katar. Bu tür kusurlar çok çeşitlidir ve üretim süreci (veya kristal büyüme) hangi tür kusurun hakim olacağını belirleyen önemli bir faktördür.



Şekil 2-1 Bir metal (a), yarı iletken (b) ve yalıtkan (c) için mutlak sıfırda valans bandı, dolu enerji bandı taralı alandır ve bir sonraki en yüksek boş banttın “yasak bölge” ile ayrılmaktadır (E_g). E_f Fermi düzeyini gösterir ve E_v ise valans bandının tepesidir [5].

Katı içinde kristal yapı çeşitli tipte kusurlar içerir. En genel olarak bilinen kusur ise noktasal kusurlardır. Şekil 2-2’de gösterildiği gibi gerçek bir kristal örgü temel olarak iki tip kusura sahiptir:

1. Kristal örgünün kendi içinde doğal olarak bulunan kusurlar (1-2).
2. Kristal örgüye dışarıdan giren atomların oluşturduğu kusurlar veya safsızlık kusurları (3,4,5)



Şekil 2-2 Bir kristaldeki içsel kusurlar: 1. Deşik (Schottky kusurları); 2. Araya giren kristal atomu (Frenkel kusuru); 3. Araya giren safsızlıklar; 4-5. Yer değiştiren safsızlıklar [23]

Dozimetrik bir kristalde, valans bandında serbest kalan ve kristalde hareket eden bir elektron, boş bir anyon yerinin (eksik bir negatif iyon) elektriksel alanı tarafından çekilip tutulabilir (*tuzığa yakalanabilir*). Elektronu tuzaktan çıkarmak için gereken enerji, negatif iyondan bir valans elektronunu açığa çıkarmaktan daha azdır. Dolayısıyla anyon boşluğu, valans ve iletim bandı arasında bir enerji düzeyi ile ilişkilendirilmiştir [8].

Benzer şekilde, pozitif iyon eksikliği pozitif yük eksikliği yaratır ve bu da yakınındaki bir negatif iyondan bir elektron koparmak için gereken enerjiden azdır. Bu deşik ile ilgili olarak da yasak bölgede lokalize bir enerji düzeyi ilişkilendirilir. Lokalize enerji düzeyinin konumu, bir elektronu serbest bırakmak için gereken enerjideki azalmayla belirlenir. Bu nedenle katyon deşikleri için enerji düzeyleri Fermi denge düzeyinin altında olur ve bu enerji seviyeleri muhtemel *deşik tuzaklarıdır*. Anyon deşikleri ise Fermi düzeyinin üzerinde enerji düzeylerine sahiptir. Dolayısıyla bunlar potansiyel *elektron tuzaklarıdır*. Bu durum, ister kristal yapının dışında, isterse de kristal yapı içinde olsun, kristaldeki safsızlık iyonları için de geçerlidir.

Kusursuz bir kristalde periyodikliği bozan diğer bir durum da yüzeylerin mevcudiyetidir. Yüzeyler periyodik potansiyelde kesikliklere yol açar ve tuzak düzeyleri ortaya çıkarır. Bu tuzaklar genelde “*sığ*” tuzaklardır.

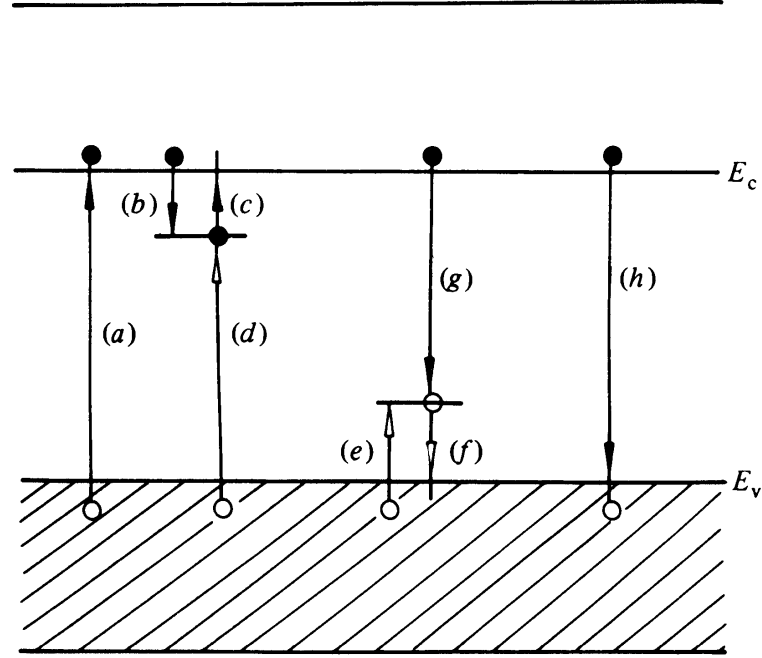
Kristal yapıdaki bir yarı iletkendeki elektronik geçişler Şekil 2-3’te gösterilmiştir. (a)’daki geçiş, atom yapısındaki bir valans elektronunun iletim bandına uyarılarak geçiştir. Bu iyonlaşmadır ve dışarıdan alınan enerjinin soğurulmasının bir sonucudur. İletim bandına çıkan her elektron için valans bandında bir “*deşik*” oluşur. Dolayısıyla iyonlaşma, kusur merkezlerinde lokalize olana kadar kristalde hareket eden *elektron-deşik çiftleri* oluşturur.

İletim bandına çıkan elektronlar (b) geçişi ile ve valans bandında kalan deşikler (e) geçişi ile lokalize olurlar. Lokalize olan elektronlar ve deşikler ısı veya optik uyarma ile tuzaklardan kurtulur [(c) ve (f) geçişleri] ve kristalde serbestçe hareket etmeye devam ederler.

Elektron ve deşikler için ikinci bir olasılık, bunların doğrudan [(h) geçişi] veya dolaylı olarak [(d) ve (g) geçişleri] ile *yeniden birleşmeleridir*. Bu yeniden birleşme sonucu bir ışık yayımı gerçekleşir (lüminesans).

Dolayısıyla kristaldeki kusurlar nedeniyle oluşan ara enerji düzeyleri ya tuzak ya da yeniden birleşme merkezi olarak davranır. Lokal enerji düzeylerinin tuzak veya yeniden birleşme merkezleri olarak davranmaları, yeniden birleşme veya termal uyarılma olasılıklarına

bağlıdır. Şekil 2-3'teki (c) geçişi, (d) geçişinden daha olası ise merkez tuzak olarak sınıflandırılır. Eğer (d) geçişi (c) geçişinden daha olası ise bu enerji düzeyi bir yeniden birleşme merkezine karşılık gelir. Aynı durum (g) ve (f) geçişlerinde deşik için de geçerlidir.

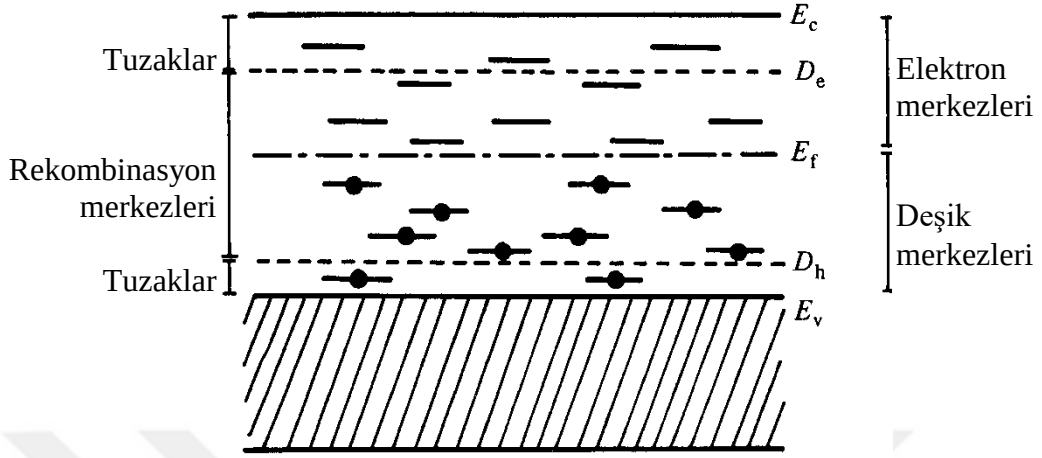


- | | |
|----------------------------------|-------------------------------|
| Dolu daireler = elektron | Boş daireler = deşik |
| Dolu oklar = elektron geçişleri | Boş oklar = deşik geçişleri |
| a) İyonlaşma | e) Deşiğin tuzığa yakalanması |
| b) Elektronun tuzığa yakalanması | f) Deşiğin serbest kalması |
| c) Elektronun serbest kalması | g) Dolaylı yeniden birleşme |
| d) Dolaylı yeniden birleşme | h) Doğrudan yeniden birleşme |

Şekil 2-3 Kristal yarı iletkenler ve yalıtkanlarda elektronik geçişler [5]

Tuzaktan kurtulma olasılığı, eksponansiyel olarak E/kT ile orantılıdır ($p \sim E/kT$). Buradaki E tuzak derinliği yani valans/iletim bandı ile tuzak arasındaki enerji farkıdır. Dolayısıyla küçük E değerine sahip merkezlerin, daha büyük E değerlerine sahip merkezlere göre tuzak olma olasılığı daha yüksektir. Bu nedenle yeniden birleşme merkezleri “yasak bölgenin” merkezine doğru ve tuzaklar kenarlara yani bantlara doğru yer alır (Şekil 2-4). Bir T sıcaklığındaki bir tuzak, daha düşük sıcaklıklarda yeniden birleşme merkezi olabilir.

Öyle bir enerji düzeyi bulunabilir ki bu düzeyde tuzak ve yeniden birleşme olasılıkları eşit olabilir. Bu değerden düşük enerji düzeyleri tuzak, büyük enerji düzeyleri ise yeniden birleşme merkezleri olacaktır. Bu durum Şekil 2-4'te gösterilmektedir.



Şekil 2-4 Mutlak sıfırda dengedeki bir yalıtkanın enerji düzeyleri. E_f altındaki düzeyler elektron doluyken, üzerindeki düzeyler boştur [5].

Radyasyona maruz kalan bir kristalde fotonlar ile yüklü ve yüksüz parçacıklar, iyonlaştırma işlemi yoluyla mobil elektron ve deşikler oluşturarak kusur enerjisinin doluluğunu değiştirebilirler. Bu serbest elektron ve deşikler tuzaklarda tutulabilir. Bunun aksine fotonlar tuzaklardaki elektronları uyararak onları iletim veya valans bantlarına döndürebilir.

Bir kristal yapıda değişik derinlikte tuzaklar vardır. Bunlar, genellikle birkaç gruba ayrılırlar. Her grubun derinliğine göre bir boşalma sıcaklığı vardır. Madde, sabit bir hızla ısıtılacak olursa, tuzaklar, sığılardan derinlere doğru sırayla boşalırlar.

Tuzaklanmış bir elektron kristaldeki ısısal titreşimlerle çıkarılabilir. Sıcaklık yükseldikçe bu titreşimler güçlenir ve çıkarılma olasılığı artar. Isıtma sonucu tuzaklardan kurtarılan elektronlar tuzaklanmış deşiklerle yeniden birleşerek TL ışıması yayarlar. Maddeye aktarılan radyasyon enerjisi de böylece ışık olarak geri verilmiş olur. Çıkan ışık miktarı maddenin depoladığı radyasyon enerjisi miktarına bağlıdır. Ne kadar çok enerji birikirse o kadar çok ışık çıkar. Hiç enerji birikmemişse veya biriken enerji herhangi bir nedenle, örneğin ısınma yoluyla boşalmış ise lüminesans gözlenmeyecektir.

Tuzak gruplarının boşalma sıcaklıklarına yaklaştıkça ışıma artar ve bir maksimum değer aldıktan sonra, tuzakta kalan elektron sayısındaki azalmayla orantılı olarak azalmaya başlar. Bu azalma bir sonraki tuzak grubunun boşalmaya başladığı sıcaklığa kadar devam eder. Bu tuzaktaki elektronların boşalmaya başlaması ile yeniden artmaya başlar. Işımadaki bu artma

ve azalmaları, sıcaklığa karşı gösteren eğriye "ışılma eğrisi" (glow curve) denir. Bu eğrilerdeki ışıma tepe noktaları değişik derinlikteki tuzak gruplarının boşalma sıcaklıklarını göstermektedir. Tuzak gruplarının birbirinden çok farklı derinlikte olması durumunda ışıma tepe noktaları belirgin bir şekilde görülür. Eğer, grupların tuzak derinliği birbirine yakınsa ışıma dorukları da yakın sıcaklıklarda olacakları için birbirlerini etkilerler ve tek tek belirmeyip geniş bir eğri şeklinde ortaya çıkarlar. Bu durumda eğrinin kaç tepe noktasına sahip olduğu ilk bakışta anlaşılmaz.

2.2 Lüminesans Kinematiği

Elektronların yakalandıkları tuzaklarda kalma süreleri, çevre koşullarına ve tuzak özelliklerine bağlıdır. Doğrudan uyarma olmadan, elektronları doğal ortamda birkaç dakikadan bir milyon yıla kadar tutabilen tuzaklar vardır [24]. Kristal içerisinde derin tuzaklar oluşturmak radyasyon dozu ölçümünde dozimetrik çalışmaların temelini oluşturur. Çünkü bu tuzaklar, oluştukları andan itibaren kendiliklerinden boşalma olasılıkları çok düşük olduğu için, maddenin maruz kaldığı radyasyon miktarını, dolayısıyla doz değerini tam olarak yansıtırlar.

Bir elektron için tuzakta geçen ortalama ömür, τ ,

$$\tau = s^{-1} \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} ; \quad E = E_g - E_{tuzak} \quad 2-1$$

olarak ifade edildiğinde, birim zamanda tuzaktan kurtulma olasılığı

$$p = s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} = \frac{1}{\tau} \quad 2-2$$

olur. Burada k , Boltzman sabiti (eV/K) ve E (eV) tuzak derinliğidir. "Kaçma frekansı" veya "Frekans faktörü" s , sabiti ile gösterilir ve s 'nin azami değeri kristal örgünün titreşim frekansına eşittir. Eğer tuzakta t anında n adet elektron varsa, birim zamanda kurtulan elektron sayısı

$$\frac{dn}{dt} = -p \cdot n = -n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad 2-3$$

olarak ifade edilebilir. Lüminesans, yeniden birleşme yapan elektron sayısı ile orantılıdır. Tuzaktan kurtulan elektronların yeniden tuzaklara yakalanmadan sadece yeniden birleşme yapacağı kabulüyle,

$$I = -\frac{dn}{dt} = n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad 2-4$$

elde edilir. Tuzaktaki elektron sayısına, n , birinci dereceden bağlı olan bu eşitlik, bu nedenle birinci mertebe kinetik olarak adlandırılır. Bu model Randall-Wilkens tarafından önerilmiştir [3].

Tuzakları boşaltmak için lineer bir ısıtma hızı, β , kullanıldığı kabul edilir ve yukarıdaki eşitlik çözülürse,

$$n = n_0 \cdot e^{\left[-\left(\frac{s}{\beta}\right) \int_{T_0}^T e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} dT\right]}; \quad T = T_0 + \beta \cdot t \quad 2-5$$

elde edilir. Bu n değerini Eşitlik 2-4'te kullanırsak TL şiddetinin analitik ifadesini elde etmiş oluruz.

$$I = n_0 \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \cdot e^{\left[-\left(\frac{s}{\beta}\right) \int_{T_0}^T e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} dT\right]} \quad 2-6$$

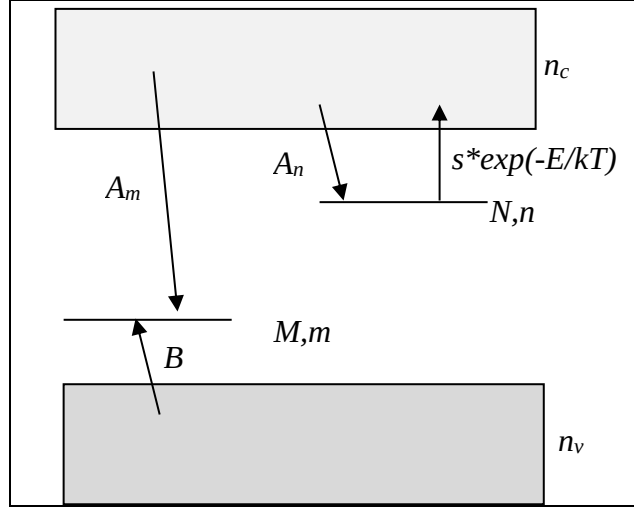
Bu çözümü enerji bant modeli ile de elde edebiliriz. Tek bir tuzak ve tek bir yeniden birleşme merkezi (OTOR) bulunan hipotetik bir kristalin iletim bandındaki serbest elektronların sayısı n_c ve değerlik bandında serbestdeşiklerin sayısı ise n_v ile ifade edilsin (Şekil 2-5). Tuzak ve yeniden birleşme merkezindeki azami yoğunlukları sırasıyla N ve M olsun. Tuzak ve yeniden birleşme merkezindeki elektron vedeşik yoğunluklarının zamana bağlı değişimini ise n ve m ile tanımlayalım. Elektronların birim zamanda tuzaktan kurtulma olasılığı ise Eşitlik (2-2)'de verilmektedir. Elektron vedeşiklerin tuzaklar ve bantlar arasındaki geçişlerine dair diğer olasılıklar aşağıda verilmiştir.

$B(M-m)$: Deşiklerindeşik tuzaklarına yakalanma olasılığı,

$A_m m$: İletim bandındaki elektronların yeniden birleşme merkezine düşme olasılığı,

$A_n(N-n_c)$: İletim bandındaki elektronların tuzığa düşme olasılığıdır.

Bir müddet radyasyona maruz kalmış kristalde radyasyon etkisiyle elektron-deşik çiftleri oluşur. Bu oluşum hızı X ile gösterilirse, iletim ve değerlik bandı ile tuzaklardaki yük konsantrasyonlarını veren eşitlikler aşağıda verilmektedir.



Şekil 2-5 Hipotetik bir kristalde, OTOR modeli için iletim ve değerlik bandındaki serbest elektron ve deşiklerin geçişleri

$$\frac{dn_c}{dt} = X - A_n(N - n)n_c - A_m \cdot m \cdot n_c + n \cdot s \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)} \quad 2-7$$

$$\frac{dn}{dt} = A_n(N - n)n_c - n \cdot s \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)} \quad 2-8$$

$$\frac{dn_v}{dt} = X - B(M - m)n_v \quad 2-9$$

$$\frac{dm}{dt} = B(M - m)n_v - A_m \cdot m \cdot n_c \quad 2-10$$

Kristalin içerdiği doz bilgisini elde etmek üzere ısıtıldığı süreçte $X=0$ ve $n_v=0$ olduğundan,

$$I = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dm}{dt} \quad ; \quad n_c + n = n_v + m \quad 2-11$$

$$\frac{dn_c}{dt} + \frac{dn}{dt} = \frac{dn_v}{dt} + \frac{dm}{dt} \quad 2-12$$

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dm}{dt} - \frac{dn}{dt} \quad ; \quad n_v = 0 \quad 2-13$$

$$\frac{dn_c}{dt} = -A_m \cdot m \cdot n_c - A_n(N - n)n_c + n \cdot s \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)} \quad 2-14$$

elde edilir. Bu noktada iletim banındaki elektron sayısının tuzaktaki elektron sayısından çok düşük olduğunu kabul etmek mantıklıdır ($n_c \ll n$).

$$\frac{dn_c}{dt} \ll \frac{dn}{dt} \quad ; \quad \frac{dm}{dt} = \frac{dn}{dt} \quad 2-15$$

O halde;

$$0 = -A_m \cdot m \cdot n_c - A_n(N - n)n_c + n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad 2-16$$

$$n_c = \frac{n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)}}{A_m \cdot m + A_n(N - n)} \quad 2-17$$

elde edilir ki bu ifade Eşitlik 2-11’de kullanılırsa TL şiddeti için analitik ifade elde edilebilir.

$$I = -\frac{dm}{dt} = A_m \cdot m \cdot n_c = \frac{A_m \cdot m}{A_m \cdot m + A_n(N - n)} n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad 2-18$$

Bu noktada, tuzaktan kurtulan elektronların yeniden tuzağa yakalanma olasılığı ihmal edilirse;

$$A_m m \gg A_n(N - n) \quad 2-19$$

$$I = n \cdot s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} = -\frac{dm}{dt} \quad 2-20$$

Böylece Eşitlik 2-4 elde edilmiş olur. Bu ifade, tuzaklanmış elektron yoğunluğuna birinci dereceden bağlı olduğundan, birinci mertebe TL kinetiği olarak adlandırılır. Eğer tuzaktan kurtulan elektronların yeniden tuzağa yakalanma olasılığı ihmal edilmezse, ikinci mertebe TL kinetiği elde edilir. Bu durumu şöyle ifade edebiliriz:

Bir elektronun yeniden tuzağa yakalanmadan yeniden birleşme yapma olasılığı

$$\frac{m}{(N - n) + n} = \frac{n}{N} \quad ; \quad m = n \quad 2-21$$

ile verilebilir. Burada N , toplam tuzak sayısı, n dolu tuzak sayısı, $(N-n)$ boş tuzak sayısı ve $m=n$ boş deşik sayısıdır. Lüminesans şiddeti, rekombinasyon yapan elektron ile orantılı olduğundan lüminesans şiddeti yeniden tuzağa yakalanmadan yeniden birleşme yapma olasılığı ile tuzaktan kurtulma olasılığının çarpımına eşittir.

$$I = -\frac{dn}{dt} = -\left(\frac{n}{N}\right) \cdot s \cdot n \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad 2-22$$

$$n = n_0 \left[1 + \left(\frac{n_0 \cdot s}{\beta} \right) \cdot \int_{T_0}^T e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} dT \right]^{-1} \quad 2-23$$

$$I = -\frac{dn}{dt} = \left(\frac{n}{N} \right) \cdot n \cdot s \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} = \left(\frac{s}{N} \right) \cdot n^2 \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} \quad 2-24$$

$$= n_0^2 \cdot \left(\frac{s}{N} \right) \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} \cdot \left[1 + \left(\frac{n_0 \cdot s}{(\beta \cdot N)} \right) \cdot \int_{T_0}^T e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} dT \right]^{-2} \quad 2-25$$

elde edilir. İkinci mertebe kinetik olarak bilinen bu model Garlick-Gibson tarafından önerilmiştir [4].

May-Partridge [25] TL kinetiği için genel mertebe kinetik model olarak aşağıdaki ifadeyi vermektedir.

$$I = -\frac{dn}{dt} = n^b \cdot s' \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} \quad 2-26$$

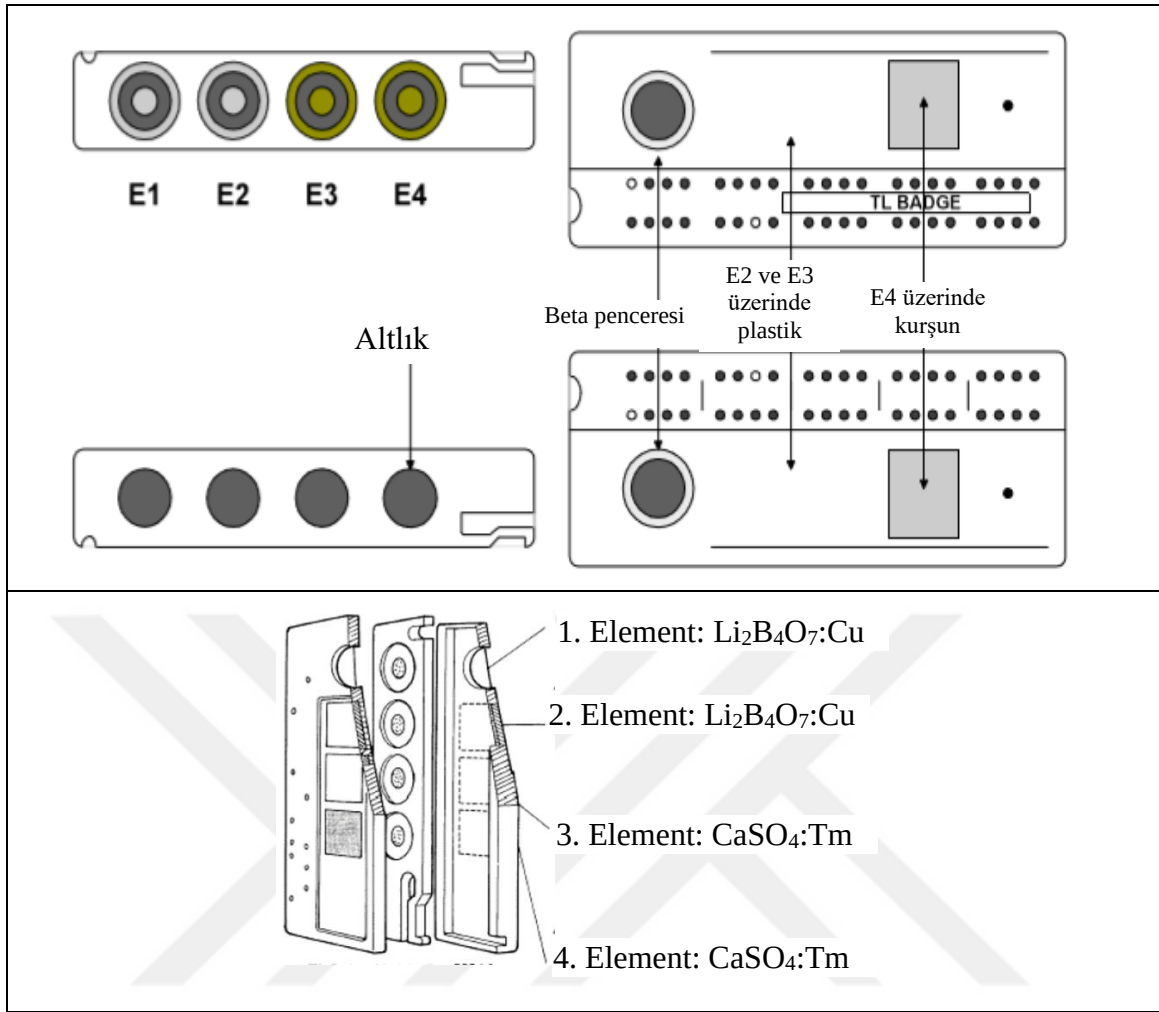
$$= s'' \cdot n_0 \cdot e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} \cdot \left[1 + \left(\frac{s''(b-1)}{\beta} \right) \cdot \int_{T_0}^T e^{\left(\frac{-E}{kT} \right)} dT \right]^{-\frac{b}{b-1}} \quad 2-27$$

$$s' = \frac{s}{N} \quad ve \quad s'' = \frac{s \cdot n_0^{(b-1)}}{N}$$

Birinci ve ikinci mertebeden eşitlikler, bazı kabullerle basit TL modellerden yola çıkılarak elde edilebilirken, genel mertebe kinetiği için önerilen Eşitlik (2-26) tamamen deneysel verilere dayalıdır ve gerçek fiziksel modellerle ilgili değildir [26].

2.3 TLD-802 Dozimetre

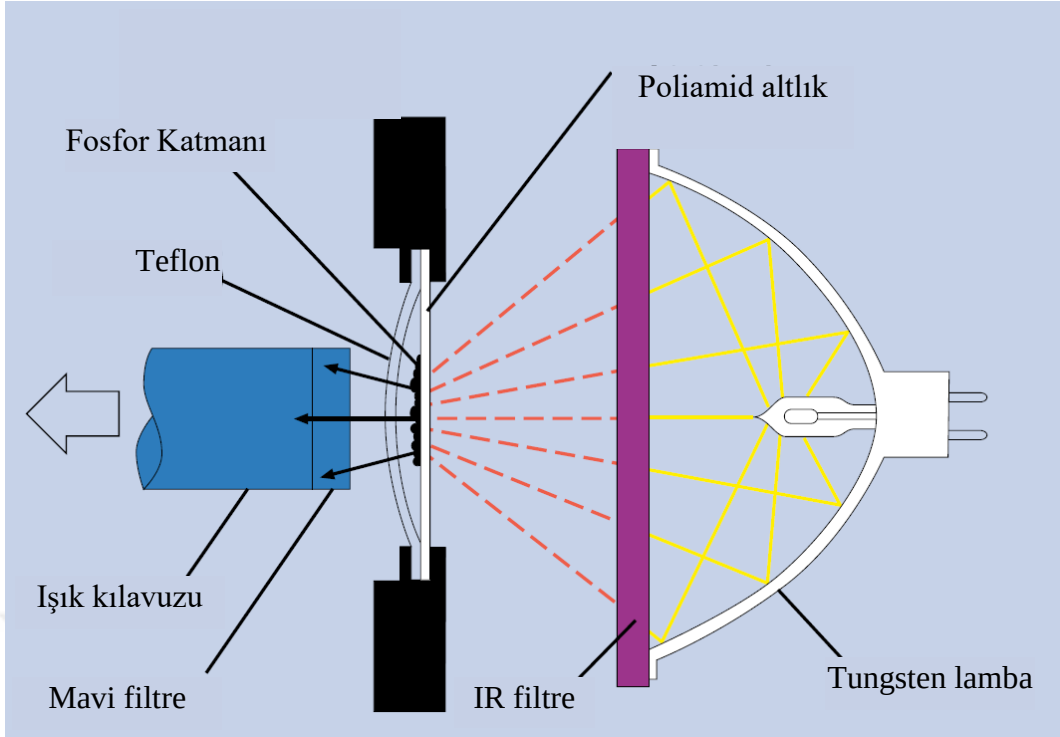
Kişisel dozimetri amacıyla kullanılan ve yaygın ticari ürünlerden biri Panasonic firmasına ait UD-802 türü dozimetredir. Yapısı Şekil 2-6'da verilen bu dozimetre 4 adet dozimetrik kristal içermektedir. Bu kristallerden ikisi kişisel dozimetreye yönelik olan dozimetrik lityum tetraborat kristali (E1 ve E2), diğer ikisi de çevresel ölçümler ve düşük dozlara yönelik kalsiyum sülfat (CaSO₄) kristalleridir. Dozimetrik özelliklerinin iyileştirilmesi için LBO kristali bakır (Cu) katkılı iken CaSO₄ kristalleri Tulyum (Tm) katkılanmıştır [27]. Ölçüm amaçlarına uygun olarak farklı fosfor ve filtre kombinasyonları kullanılabilir.



Şekil 2-6 UD-802 model bir dozimetre ve taşıyıcısı [27].

Panasonic dozimetri sisteminin okuma işlemi şematik olarak Şekil 2-7’de gösterilmiştir. Dozimetrik tuzaklardaki elektronların uyarılması, temassız bir şekilde halojen lamba vasıtasıyla yapılmaktadır. Bu şekilde ısı sadece TL kristalinde odaklanabilmektedir. Her bir TL kristali (E1-E4), enerji düzeltmesi yapmak üzere farklı kalınlıklarda plastik yapı arkasına yerleştirilmiştir. Buna ek olarak E4 kristali, gama ve nötron maruziyetini ayırdedebilmek amacıyla ayrıca kurşun bir filtre arkasındadır [27].

Lambadan yayılan ışık, sadece kızılötesi ışığı geçirmek üzere bir filtreden geçer. Böylece ısıtma amacıyla kullanılan ışık kaynağının, lüminesans sayımını etkilemesi engellenir. Fosfordan yayılan lüminesans ışık, uzun dalga boyundaki bileşenlerinin ve oda ışığının foto çoklayıcı tüpe (PMT) ulaşmasını engellemek için yerleştirilmiş mavi filtreden geçer. PMT, algıladığı ışığı çoğaltarak elektrik sinyaline dönüştürür. Bu sinyaller elektronik devre yardımıyla foton sayımını verir [10] [27].



Şekil 2-7 Panasonic dozimetri sisteminin okuma işlemi [27].

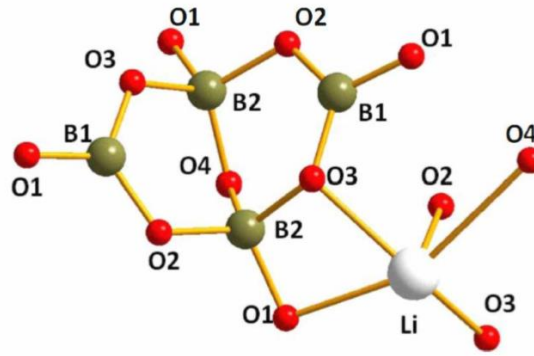
2.4 Dozimetrik Lityum Tetra Borat Kristali ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$)

Bu çalışmada Panasonic UD-802 tipi dozimetrenin E1 ve E2 elemanlarını oluşturan TL fosfor olan lityum tetraborat kristali incelenmiştir. Personel ve çevre radyasyon dozlarının hassas bir şekilde ölçülmesinde etkin atom numarası $Z_{\text{eff}} = 8,2$ olan Lityum Florür (LiF), $Z_{\text{eff}} = 7,4$ olan Lityum Tetra Borat ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ - LBO), $Z_{\text{eff}} = 15,3$ olan Kalsiyum Sülfat (CaSO_4) ve $Z_{\text{eff}} = 16,3$ olan Kalsiyum Florür (CaF_2) fosforları en yaygın dozimetrik kristallerdir [28]. ICRU 4 Bileşenli Yumuşak Doku tanımının etkin atom numarası $Z_{\text{eff}} = 7,42$ 'dir [29] - [31]. Etkin atom numarası nedeniyle Lityum tetraborat (LBO) doku eşdeğeri en iyi malzemelerden biridir [5] [32]. Lityum Tetra Borat ve Lityum Florür doku eşdeğerlikli olmaları nedeniyle 20-100 keV arasındaki X-ışını ile gama ışınlarının kullanıldığı klinik uygulamalarda ve radyasyon terapisinde radyasyon dozimetresi olarak yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Bu malzemenin TL karakteristikleri farklı katkı maddeleri ile birlikte araştırılmış fakat bunların çoğu TL dozimetrisine uygun bulunmamıştır. Takenaga ve ark tarafından geliştirilen bakır katkılı LBO'nun ise ideal TL dozimetresine yakın sonuçlara sahip olduğu bildirilmiştir [33]. Hassasiyeti LBO:Mn'in 15-20 katı ve LiF:Mg,Ti'un (TLD-100) 8 katı olduğu belirtilmektedir.

Kristalin iki temel piki vardır [17] [33] [34]. Düşük pik uzun dönemde kararlı değildir. Daha yüksek sıcaklık değerlerinde gözlemlenen ikinci pik ise kararlıdır ve bu nedenle dozimetrik pik olarak kullanılır. Bu pik, oldukça uygun bir emisyon spektrumuna (368 nm) ve makul bir TL kararlılığına sahiptir (iki ay sonundaki sönümlenme % 9'dan az). Ayrıca diğer TL fosfor malzemelerine göre 3 Gy'e kadar mükemmel bir lineer doz cevabı vardır [33].

LBO kristali içinde bor, genelde oksijen atomlarıyla tetrahedral veya triangular yapıda B_2O_3 kompleksleri oluşturur [33] [35]. Her oksijen atomu iki bor atomuna kovalent bağla bağlıdır (Şekil 2-8). Her bir lityum atomunun beş adet komşu oksijen atomu vardır [36]. Mevcut 3 elektronuna ek olarak bir alkali halojen molekülünden (Li_2O) bir elektron daha alır. Böylece tetrahedral kompleks negatif bir noktasal kusur oluşturur. Bu kusurlar deşik tuzakları olarak çalışır. Yapıdaki oksijen eksiklikleri ise, pozitif noktasal kusurlardır ve elektron tuzaklarını oluştururlar [33] [37] [38].



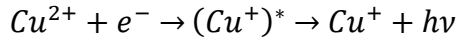
Şekil 2-8 $Li_2B_4O_7$ kristal örgüsünün ana yapısal bileşeni. O1 atomu komşu B_4O_9 bileşeni ile ortaktır. Lityum atomlarının hepsi negatif yüklü B-O kompleksleri arasında eşit uzaklıklarda yerleşiktir [39].

Safsızlık olarak katılan bakır, Cu, Cu^+ ve Cu^{2+} halindedir. Bu iyonlar kristal örgüsünde mevcut kusurlara yerleşirler. Atom yarıçapı (1.35 Å) lityumun atomunun yarıçapına (1.45 Å) yakın olduğundan, bakır katkıların büyük kısmı kristaldeki lityumla yer değiştirirken diğerleri de kristal deşiklerinde yerleşir. Li atomları ile yerdeğiştiren Cu atomları, kristal deşiklerinde yerleşen Cu^+ iyonlarına göre daha yüksek termal kararlılığa sahip elektron tuzakları oluşturur. Bu durum, yüksek sıcaklıktaki TL tepe noktasının konumunun katılan malzemenin konsantrasyonu ile değişmemesini açıklar [40]. Ancak Cu katkı miktarı ile ışıma şiddeti artar.

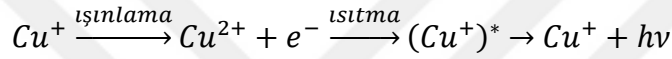
6,2 – 17,68 eV aralığında belirtilen bant genişliği İslam ve arkadaşları [41] tarafından teorik hesaplamalar ile 9,0 eV olarak hesaplanmıştır. Başka bir çalışmada foto-emisyon

spektroskopi ve ters foto-emisyon spektroskopisi yoluyla, dört farklı kristal yönelimi için bant genişliği deneysel olarak 8,9 – 10,1 eV aralığında tespit edilmiştir [42].

LBO:Cu kristalinin 365 nm etrafındaki emisyon spektrumu, uyarılmış Cu^+ iyonlarının ışıma geçiş karakteristiklerine sahiptir. Bu durum aşağıdaki mekanizmayla gösterilebilir [33] [35] [37]:



Bu durumda $3d^9 4s \rightarrow 3d^{10}$ geçişi söz konusudur [33] [35] [37] [43]. Czochralski metoduyla büyütülen tek kristal LBO:Cu malzemesindeki ESR ölçümleri bu mekanizmayı işaret etmektedir [43] [44]. Dolayısıyla ışınlama ve ısıtma süreçlerini gösteren mekanizma aşağıdaki şekildedir.



Kristalin farklı hazırlama metotları farklı TL karakteristiklerine yol açmaktadır [19]. Tek kristal olarak hazırlanan malzemelerin, polikristal ve camsı fosfor şeklinde hazırlanan malzemelere göre daha yüksek TL şiddeti ve termal kararlılık gösterdiği bildirilmiştir [34].

3 DENEYSEL ÇALIŞMALAR

3.1 Genel

Deneysel çalışmalar, Panasonic UD-802 modeli TL dozimetrelerde kullanılan LBO dozimetrik kristalinin, dozimetre yapısı içinden çıkarılarak farklı dozlarda ışınlanması ve ısı yolla uyarılarak lüminesans ölçümlerinin alınmasını içermektedir. Bu şekilde dozimetrik kristalin farklı dozlardaki ışıma eğrileri elde edilmiş olacaktır. Lüminesans ölçümleri, Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi TL/OSL Laboratuvarlarında mevcut olan TL/OSL-DA-20 modeli okuyucu (Şekil 3-1) ile yapılmıştır.

3.2 Risø TL/OSL Lüminesans Okuyucusu: Model TL/OSL-DA-20

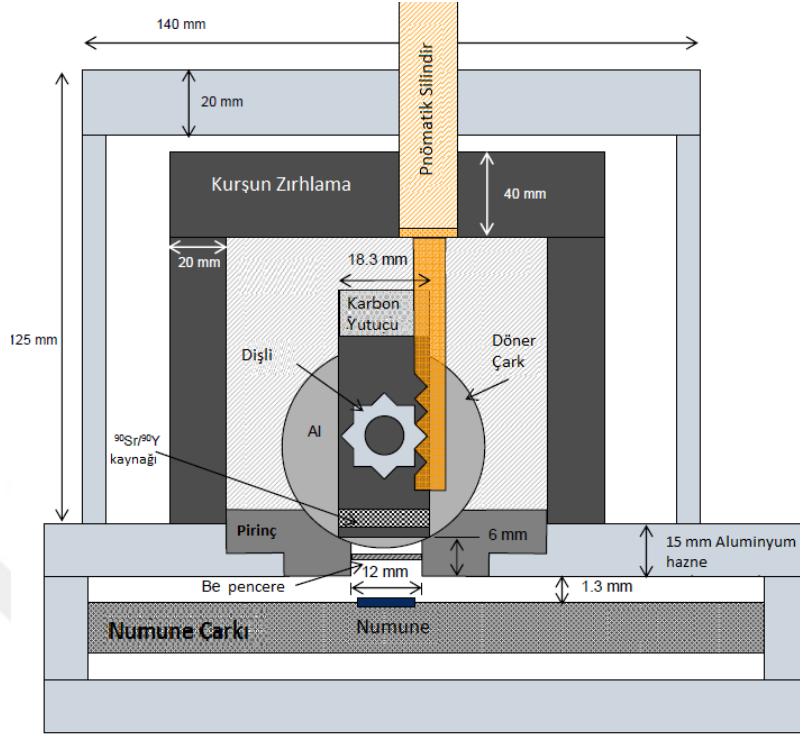
Risø TL/OSL Sistem Model DA-20 ölçüm sistemi hem TL hem de OSL ölçümlerini yapabilmektedir. Sistem, radyoaktif beta (β) kaynağı ($^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$) yardımıyla örneklerin her birinin ayrı olarak ışınlanmasına, oda sıcaklığıyla 700°C arasında herhangi bir sıcaklığa kadar her bir örneğin ayrı ayrı ısıtılmasına (termal uyarma) ve sürekli dalga (CW) ve lineer modülasyon OSL (LM-OSL) modunda değişik ışık kaynakları kullanarak optik uyarma izin vermektedir [45].



Şekil 3-1 RISO TL/OSL-DA-20 model TL/OSL Okuyucusu

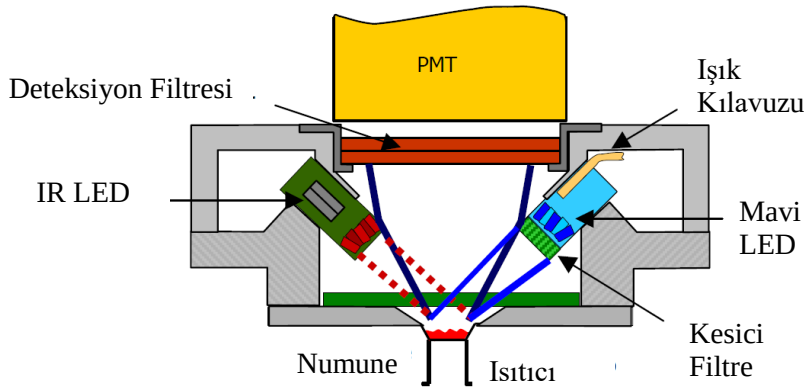
Risø TL/OSL Sistem Model DA-20 ölçüm sisteminde bulunan beta ($^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$) radyasyon kaynağı basınçlı hava ile çalışarak açılan bir kapağa sahip özel bir kurşun blok içerisine yerleştirilmiştir (Şekil 3-2). Radyasyon kaynağı, üretim tarihinde 1.48 GBq (40 mCi) aktiviteye sahip $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ β kaynağıdır. Deney tarihinde kaynak aktivitesi 32 mCi'dir. β kaynağı ile örnek arası mesafe hem örneğin en yüksek doz oranında ışınlanabilmesi hem de kaynak boyunca yakın mesafede doz oranında meydana gelebilecek sapma doz hatasına sebep olacağından 7 mm olarak ayarlanmıştır. 0.125 mm'lik bir Berilyum (Be) pencere

ışınlayıcı ile ölçüm odası arasına yerleştirilmiştir ve bu pencere vakum ara yüzeyi olarak işlev görmektedir.



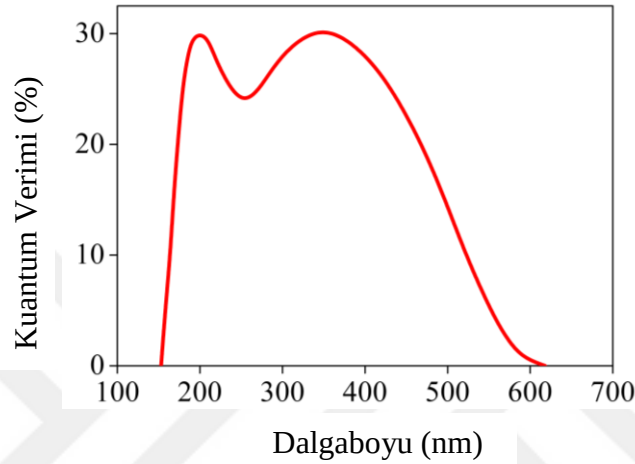
Şekil 3-2 Radyasyon kaynağının bulunduğu kurşun muhafaza [45].

Isı ile uyarılma numune kabının altında yer alan ısıtıcı ile gerçekleştirilmektedir (Şekil 3-3). Isıtıcı aynı zamanda örneği ölçüm konumuna yükselterek örnekten çıkan lüminesans ışığının daha az kayıpla PM tüpüne ulaşmasını sağlamaktadır. Isıtma sistemi örnekleri 1°C/s 'den 20°C/s 'ye kadar değişen doğrusal ısıtma hızlarında, 700°C 'ye kadar ısıtma gücüne sahiptir. Isıtma bandı azot akışıyla soğutulur.



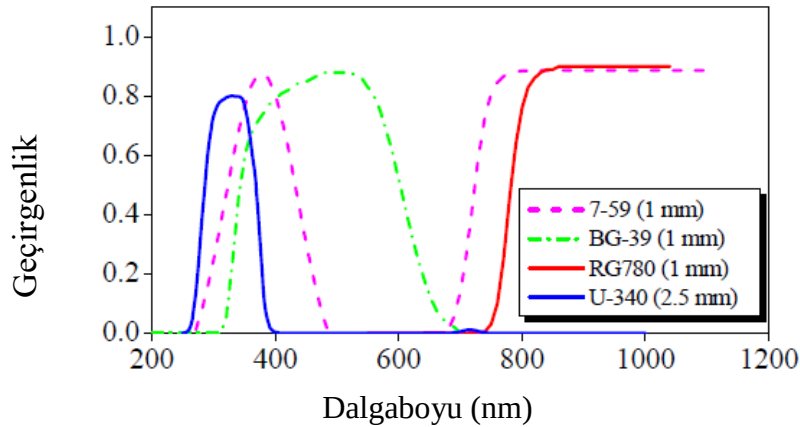
Şekil 3-3 Uyarma ve Okuma sistemlerinin görünüşü [45].

Kristalin uyarılması sonucu oluşan ışıma şiddeti, bir foto çoğaltıcı tüp ve uygun algılama (dedeksiyon) filtreleri bulunduran bir ışık algılama sistemi tarafından ölçülmektedir. Risø TL/OSL Sistem Model DA-20 ölçüm sisteminin okuyucusundaki standart PM tüpü Bialkali EMI 9235QB model numaralı bir foto çoğaltıcı tüptür. PM tüpünün kuantum verimliliğinin foton dalga boyuna göre grafiği Şekil 3-4'te verilmiştir. PM tüpünün en verimli algılamayı yaptığı dalga boyu 200–400 nm arasındadır. Risø TL okuyucusunda PMT katodu ile örnek arasındaki mesafe 55 mm'dir [45].



Şekil 3-4 EMI 9235QB PMT (Bialkali) foto-çoğaltıcı tüpün kuantum verimliliğinin foton dalga boyuna göre grafiği [45].

Risø TL/OSL cihazının kullanımı sırasında foto çoğaltıcı tüpün uyarım ışık kaynağından ve diğer çevresel ışık kaynaklarında etkilenmemeleri amacı ile optik filtreler kullanılmaktadır. Bu filtreler ölçümü yapılacak olan örneğin tipine ve kullanılacak olan TL/OSL ölçümüne bağlı olarak seçilmelidir. Deneylerde Hoya U-340 kodlu filtre kullanılmıştır. Bu filtrenin geçirgenlik özellikleri Şekil 3-5'te görülmektedir.



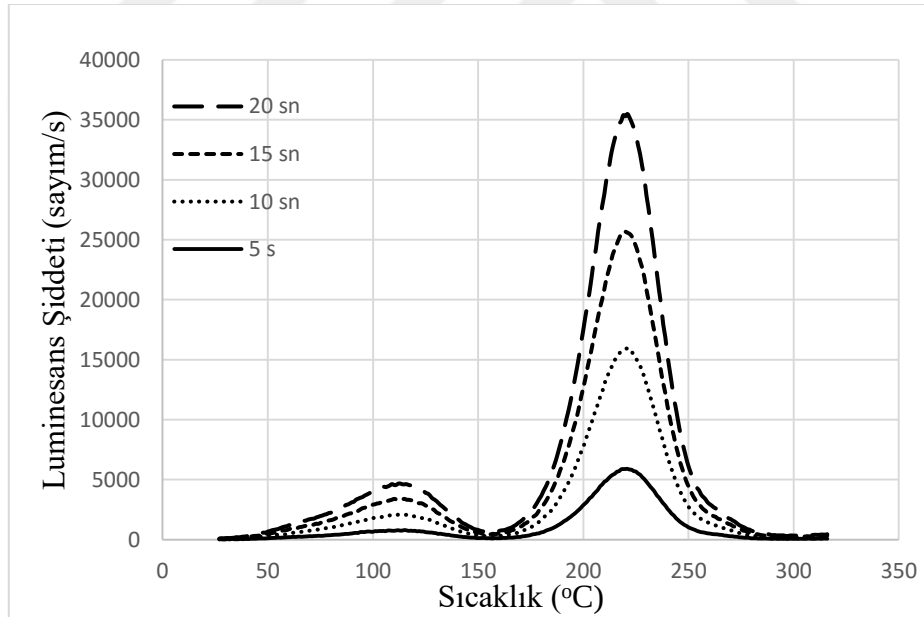
Şekil 3-5 Ölçümlerde kullanılan filtrenin geçirgenlik karakteristikleri [45].

3.3 Kristallerin Işınlanması ve Işıma Eğrilerinin Elde Edilmesi

Deneyssel çalışmada ticari dozimetreler açılarak içlerindeki LBO içeren elemanlar (E1 ve E2) çıkarılmıştır. Bu kristaller kapton altlıklarından çıkarılmadan ışınlanmış ve ısıtılarak ışıma eğrileri elde edilmiştir. Deneylerde hem aynı üretim serisinde üretilen hem de farklı serilerde üretilen kristaller kullanılmıştır.

Deneylerde 3 grup kristal kullanılmıştır. Birinci grupta 10 adet farklı kristal vardır. Bu kristaller teker teker aynı sürede birer kere ışınlanmıştır. İkinci grup deneylerde, aynı kristal 4 farklı süre ile (5, 10, 15 ve 20 s) ışınlanmıştır. Bu ışınlamalar 5 defa tekrarlanmıştır. Son deney ise tek bir kristalin 5 farklı süre ile (5, 10, 15, 20 ve 25 s) ışınlanmasından oluşur.

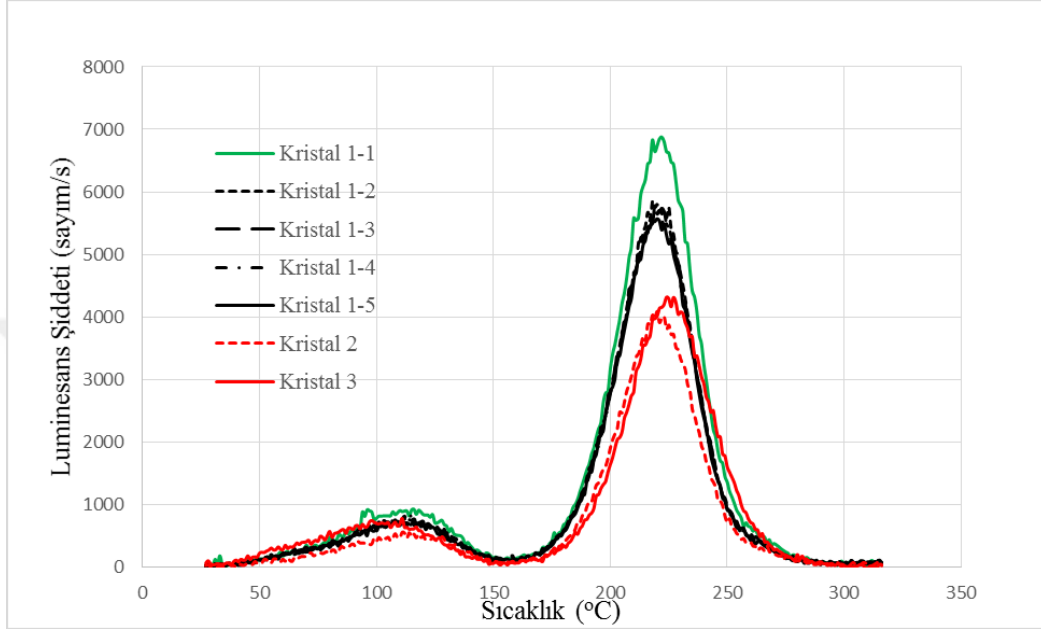
LBO:Cu kristalleri Risø TL/OSL cihazında ışınlanmış ve her bir ışınlamadan sonra ışıma eğrileri kaydedilmiştir. Işınlama süresi en az 1 s'dir. Aynı üretim serisindeki kristallerin ortalamalarından elde edilen ışıma eğrisi Şekil 3-6'da verilmektedir. Farklı ışınlama dozları vermek için farklı ışınlama süreleri kullanılmıştır. Kristalle ilgili olarak 115 °C ve 220 °C'lerde merkezlenen iki tepe noktası görülmektedir. Işınlama süresi ve dolayısıyla doza bağlı olarak ışıma şiddeti de artmaktadır.



Şekil 3-6 Aynı kristal için farklı ışınlama sürelerinde deneyssel ışıma eğrileri.

Farklı üretim serilerindeki kristallerin doz tepkileri arasında farklılıklar vardır. Katkılama ve üretim sürecinden gelen bu farklılıklar, doz hesaplama algoritmasında dikkate alınarak düzeltme çarpanları ile giderilmektedir. Bir üretim serisinden alınan numuneler belirli bir dozla ışınlanarak okumaları yapılır. Daha sonra kristallerin okunması sonucu elde edilen doz

değerlerinin verilen doz değerinden sapmaları, doz algoritmasında bir çarpan olarak düzeltilir. Şekil 3-7’de bu farklılık görülmektedir. Grafikte hem aynı kristal (Kristal-1 için 5 deney) hem de farklı kristallerin (Kristal-2 ve 3) ışıma eğrileri verilmektedir. Eğrilerin tepe ve dönüm noktaları aynı olmakla birlikte, noktaların değerleri arasındaki temel farklılık lüminesans ışıma şiddetinde gözükmemektedir.



Şekil 3-7 Farklı kristaller için deneysel ışıma eğrileri (5 s ışınlama).

3.4 Li₂B₄O₇:Cu Kristali İçin Kinetik Parametrelerinin Deneysel Verilerle Eldesi

Zaman veya sıcaklığın fonksiyonu olarak TL şiddetinin çizildiği grafik ışıma eğrisidir. Işıma eğrisi, kristal yapıda farklı derinliklerde bulunan tuzaklarla ilgilidir. Bu tuzaklar, farklı tuzak parametreleri ile karakterize edilir. Bu nedenle ışıma eğrisi her bir ışıma tepe noktasının kinetik parametreleri ile ilgili bilgi içermektedir. TL tepelerinin analizi en az üç parametre hakkında bilgi verir [26]. Bu parametreler kinetik mertebe (b), aktivasyon enerjisi (E) ve frekans faktörüdür (s).

Işıma eğrisinin analizi için farklı metotlar uygulanabilir. Bu metotlarda azami şiddetin (I_m) görüldüğü sıcaklık (T_m), ışıma eğrisinin genişliği, eğrinin altındaki alan gibi niceliklerden yararlanılır [26].

İlk kez Garlick ve Gibson [4] tarafından önerilen *ilk çıkış metodu* (IR) ışıma tepesinin düşük sıcaklık kısmının analizine dayanır. Tüm ışıma eğrisini inceleyen metotlar *alan metotları* olarak bilinir ve ışıma eğrisinin altındaki alanın analizine dayalıdır [26]. *Tepe konumuna*

bağlı metotlar, azami şiddetin bulunduğu T_m değerini veya *farklı ısıtma hızlarındaki* ışıma eğrilerinin kullanıldığı metotlar olarak ikiye ayrılır.

IR metodu her mertebeden kinetik eşitliklere uygulanır. Tepenin düşük sıcaklıktaki kısmına uygulanır. Garlick ve Gibson tarafından önerilmiştir [4]. Düşük sıcaklıkta $n(T)$ 'nin sabit olduğu kabulüyle;

$$I(T) \propto \exp\left(-E/kT_m\right) \quad 3-1$$

olduğundan $1/kT$ 'ye karşılık $\ln(I)$ çizildiğinde doğrunun eğimi, aktivasyon enerjisini verir. Bu hesaplamada frekans faktörü s 'nin bilinmesine gerek yoktur. Işıma eğrisinin çözünürlüğü iyi değilse bu metot uygulanmaz.

Alan metotları, TL şiddetinin herhangi bir sıcaklıktaki değeri eğrinin altında kalan alan olarak hesaplanabilmesine dayanır.

$$n = \int_{t_0}^{t_f} I dt = \frac{1}{\beta} \int_{T_0}^{T_f} I dT \quad 3-2$$

Birinci mertebe kabul edip Eşitlik 2-4 kullanılırsa,

$$\ln \frac{1}{\int_{T_0}^{T_f} I dT} = \ln \frac{s}{\beta} - \frac{E}{kT} \quad 3-3$$

elde edilir. Bu denkeleme göre birinci mertebe kinetik durumunda $\ln(I/n(T))$, $1/kT$ 'nin lineer fonksiyonudur ki eğim $-E$ ve eksenini kestiği nokta da $\ln(s/\beta)$ 'yı verir.

Tepe konumu metotları, Işıma eğrisinin tepe noktası ile tuzak derinliği arasındaki ilişkiden yararlanır. Randal-Wilkens azami pik sıcaklığının, elektronun tuzaktan kaçma olasılığının 1'e eşit olan sıcaklığın hemen altında bir sıcaklık olduğu kabulüyle ve $s = 2.9 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ değerini kullanarak aşağıdaki basit eşitliği türetmiştir [3].

$$E = 25kT_m \quad 3-4$$

Urbach, $s = 10^9 \text{ s}^{-1}$ değeri ile aşağıdaki eşitliği vermektedir [26].

$$E = \frac{T_m}{500} = 23kT_m \quad 3-5$$

Bu eşitlikler s değerine bağlıdır ve E değeri için sadece kaba bir tahmin verirler.

Farklı ısıtma hızlarına dayalı metotlar ısıtma eğrisinin tepe noktasını veren eşitliklerin kullanılmasına dayanır. Birinci ve ikinci mertebe ile genel mertebeden ısıtma şiddeti eşitlikleri, sırasıyla Eşitlikler (2-6), (2-25) ve (2-27)'nin türevi alınıp sıfıra eşitlenerek bulunabilir.

$$\frac{\beta E}{kT_m^2} = s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT_m}\right)} \quad 3-6$$

$$\frac{\beta E}{kT_m^2} = s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT_m}\right)} \left[1 + \left(\frac{2kT_m}{E}\right)\right] \quad 3-7$$

$$\frac{\beta E}{kT_m^2} = s \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT_m}\right)} \left[1 + (b-1) \left(\frac{2kT_m}{E}\right)\right] \quad 3-8$$

Yukarıdaki eşitliklerle, daha önceden hesaplanmış E değerleri ile deney sonucu elde edilecek T_m ve β değerleri kullanılarak s değeri elde edilebilir.

Bohum, Porfianovitch ve Booth, birinci mertebeden ısıtma eğrileri için farklı ısıtma hızları kullanarak bir metot önerdiler [26]. Doğrusal ısıtma hızı değiştirilirse, azami TL yoğunluğunun bulunduğu T_m 'in yeri de değişir. Eşitlik (3-6) farklı iki ısıtma hızı için yazılır ve birbirlerine oranlanırsa,

$$E = k \frac{T_{m1}T_{m2}}{T_{m1} - T_{m2}} \ln \left[\frac{\beta_1}{\beta_2} \left(\frac{T_{m2}}{T_{m1}} \right)^2 \right] \quad 3-9$$

bulunur. Yine birinci mertebe kinetik eşitliğinden başlayarak

$$\ln \frac{T_m^2}{\beta} = \frac{E}{kT_m} + \ln \left(\frac{E}{sk} \right) \quad 3-10$$

eşitliği de elde edilebilir [46]. $1/kT_m$ 'e karşılık $\ln(T_m^2/\beta)$ grafiği, eğimi E ve kesme noktası $\ln(E/sk)$ olan bir doğru verir. Chen-Winner genel mertebeden kinetik için aşağıdaki eşitliği önermektedir [26] [47].

$$\ln \left[I_m^{b-1} \left(\frac{T_m^2}{\beta} \right)^b \right] = \frac{E}{kT_m} + c \quad 3-11$$

İkinci dereceden kinetik için yukarıdaki eşitlik

$$\ln \left[I_m \left(\frac{T_m^2}{\beta} \right)^2 \right] = \frac{E}{kT_m} + c \quad 3-12$$

halini alır. Birinci dereceden olmayan TL piklerine uygulanan ve T_m 'den daha hızlı değişen I_m 'i kullanan bir diğer eşitlik

$$E = k \frac{T_{m1}T_{m2}}{T_{m1} - T_{m2}} \ln \left(\frac{I_{m1}}{I_{m2}} \right) \quad 3-13$$

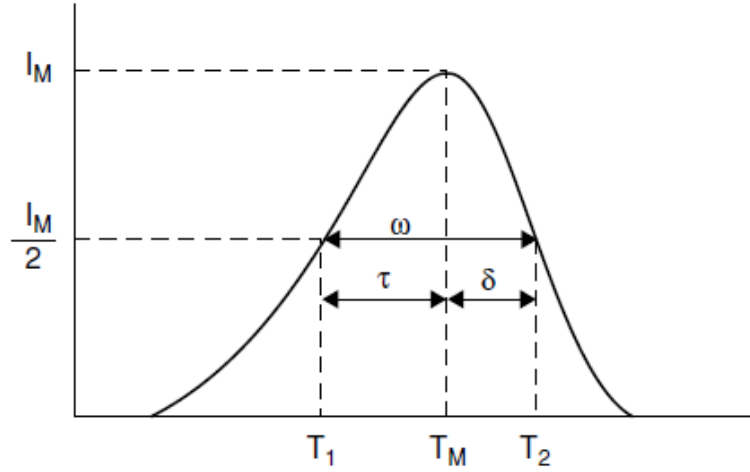
şeklindedir [48]. Bu eşitlikte hata, $1,1 < b < 2,5$ için % 1'den düşüktür.

Işıma eğrisi biçimine dayalı metotlarda, ışıma eğrisini tanımlayan parametreler kullanılır. Bu parametreler Şekil 3-8'de gösterilmektedir. Birinci mertebeden kinetik kabulüyle Grossweiner

$$E = 1,51k \frac{T_m T_1}{T_m - T_1} \quad 3-14$$

eşitliğini önermiştir Chen bu eşitlikteki sabiti 1,41 ile değiştirerek modifiye etmiştir. Lushchik'in birinci ve ikinci dereceden kinetik için önerileri aşağıda verilmektedir [26].

$$E = \frac{kT_m^2}{\delta} \quad ve \quad E = \frac{2kT_m^2}{\delta} \quad 3-15$$



Şekil 3-8 Geometrik biçim parametreleri τ , δ , ω .

Halperin ve Braner birincil ve ikincil mertebe kinetik için aşağıdaki eşitlikleri önermiştir.

$$E = \frac{1,72}{\tau} kT_m^2 (1 - 2,58\Delta_m) \quad ; \quad \Delta_m = \frac{2kT_m}{E} \quad birinci \ mertebe \quad 3-16$$

$$E = \frac{2}{\tau} k T_m^2 (1 - 3\Delta_m) \quad ; \quad \Delta_m = \frac{2kT_m}{E} \quad \text{İkinci merteye} \quad 3-17$$

Bu öneri iterasyon gerektirir. Chen bu gerekliliği kaldırarak

$$E = 2kT_m \left(1,25 \frac{T_m}{\omega} - 1 \right) \quad \text{Birinci merteye} \quad 3-18$$

$$E = 2kT_m \left(1,76 \frac{T_m}{\omega} - 1 \right) \quad \text{İkinci merteye} \quad 3-19$$

eşitliklerini vermektedir. Chen ayrıca, 0,1 – 2,0 eV tuzak enerjileri ve $10^5 - 10^{23} \text{ s}^{-1}$ aralığındaki frekans faktörleri için geçerli olan aşağıdaki eşitlikleri türetmiştir. Bu eşitlikler kinetik merteye bilgisi ve herhangi bir iterasyon gerektirmez [26].

$$E = c_\alpha \left(\frac{kT_m^2}{\alpha} \right) - b_\alpha (2kT_m) \quad 3-20$$

$$c_\tau = 1,51 + 3,0(\mu - 0,42) \quad ; \quad b_\tau = (1,58 + 4,2(\mu - 0,42)) \quad 3-21$$

$$c_\delta = 1,51 + 3,0(\mu - 0,42) \quad ; \quad b_\delta = 0 \quad 3-22$$

$$c_\omega = 1,51 + 3,0(\mu - 0,42) \quad ; \quad b_\omega = 1 \quad 3-23$$

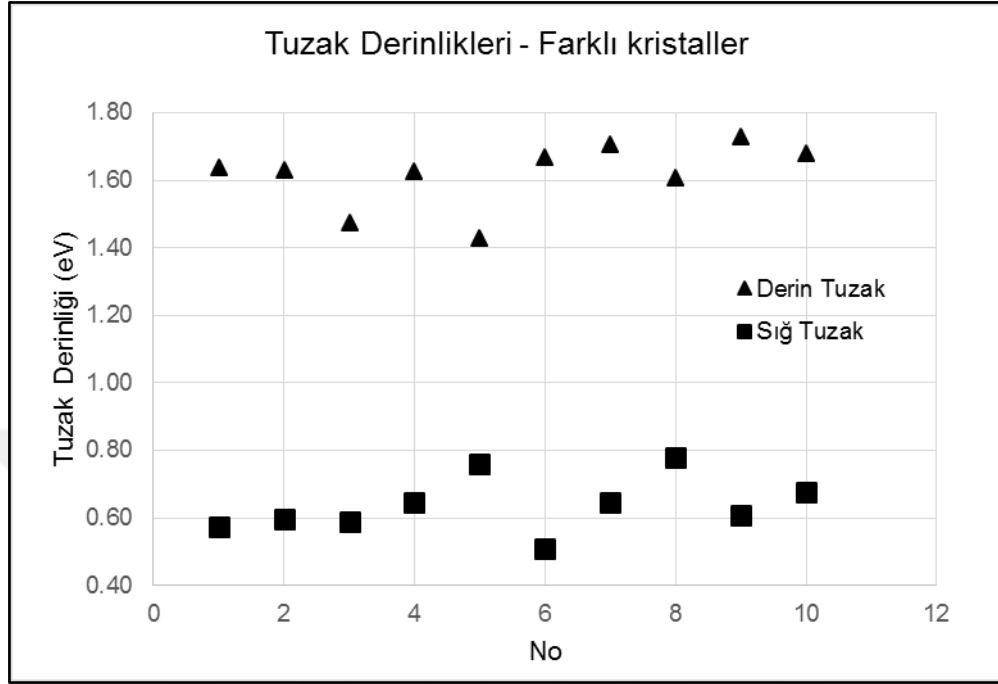
$$\mu = \delta/\omega$$

Kristalin kinetik parametreleri, deneysel veriler ve ışıma eğrileri kullanılarak yukarıda bahsedilen metotlarla hesaplanabilir. Bu amaçla, Bölüm 3.3'te anlatılan ışınlama ve okuma sistemi ile yapılan deneylerin birinci grubunda, farklı 10 adet kristal için 1, 3, 5, 7 ve 10 °C'lik ısıtma hızlarında ışınlamalar gerçekleştirilmiştir. Aynı dozda (sürede) ışınlanan bu 10 adet farklı kristal için elde edilen tuzak derinlikleri Şekil 3-9 'da verilmektedir.

Birinci gruptaki 10 farklı kristal için, farklı ısıtma hızları kullanılarak da tuzak derinlikleri ve frekans çarpanları hesaplanabilir. Bu amaçla Eşitlik 3-9, 3-10, 3-11 ve 3-13 kullanılarak hesaplanan değerler Çizelge 3-1'de verilmektedir.

İkinci deney grubunda farklı bir kristal (Kristal A) farklı ışınlama sürelerine (farklı dozlar) tabi tutularak ışıma eğrileri elde edilmiş, bu deney 5 kere tekrarlanmıştır. Kristallerin üretim farklılıklarından gelen etkileri görebilmek için başka bir kristal (Kristal B) için de analitik metotlarla parametreler hesaplanmıştır. Kristal A için yukarıdaki metotlarla hesaplanan

tuzak derinlikleri Şekil 3-10 ve Şekil 3-11’de verilmektedir. Kristal A ve Kristal B için farklı dozlar ve metotlarla hesaplanan tuzak derinliklerinin ortalamaları Şekil 3-12’de gösterilmektedir.

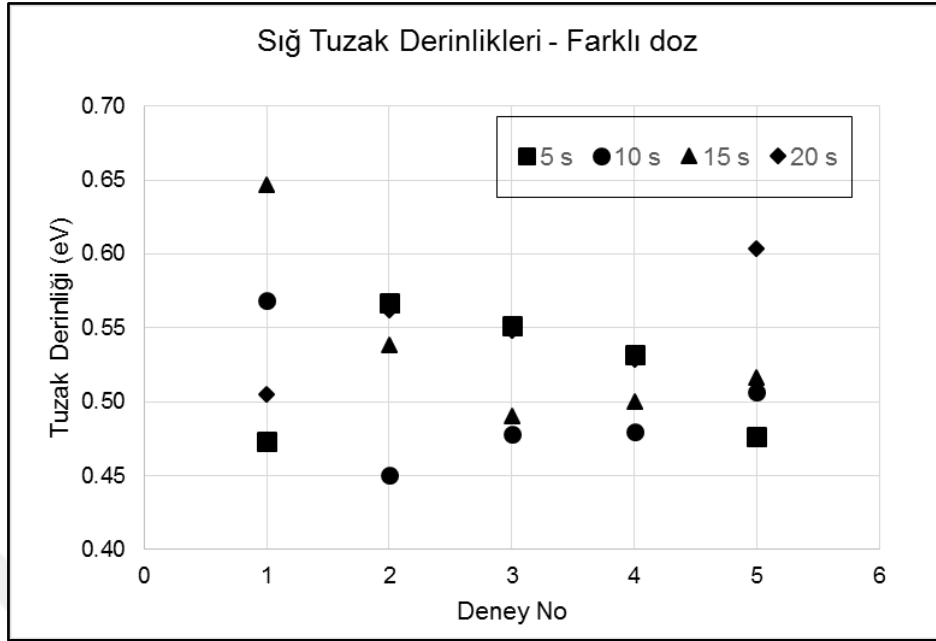


Şekil 3-9 Farklı kristallerde aynı ışınlama süresi ile yapılan deneysel verilerden elde edilen tuzak derinlikleri (eV) - (uygulanan doz değeri 5 Gy)

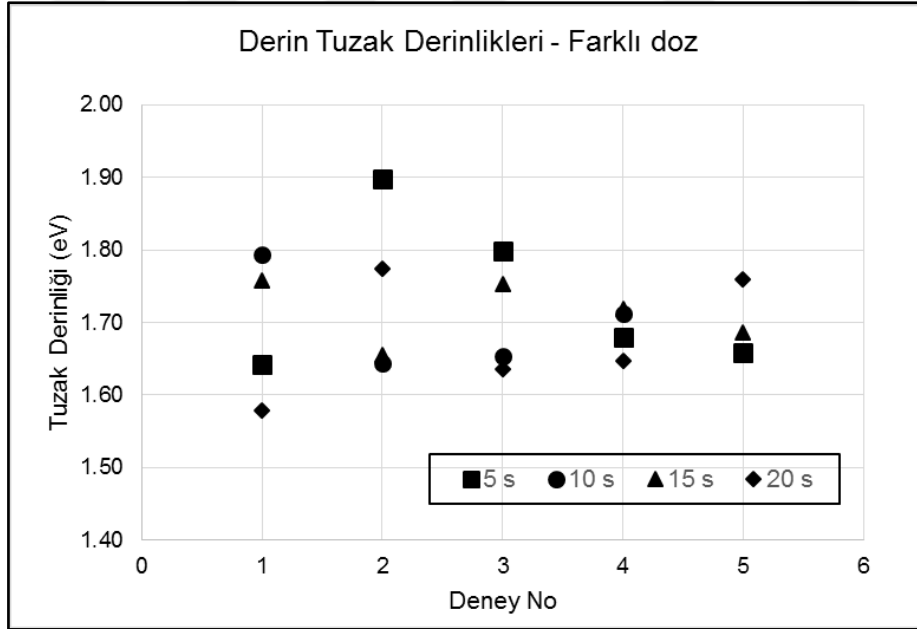
Çizelge 3-1 Farklı ısıtma hızlarına dayanan deneysel verilerden elde edilen tuzak derinliği (E) değerleri

E (eV)		Hesaplama Metodu
1. pik	2. pik	
0,79	1,76	Eşitlik 3-9
0,7748	1,42	Eşitlik 3-10
0,70 – 0,82	1,45 – 1,50	Eşitlik 3-11
	1,55	Eşitlik 3-13

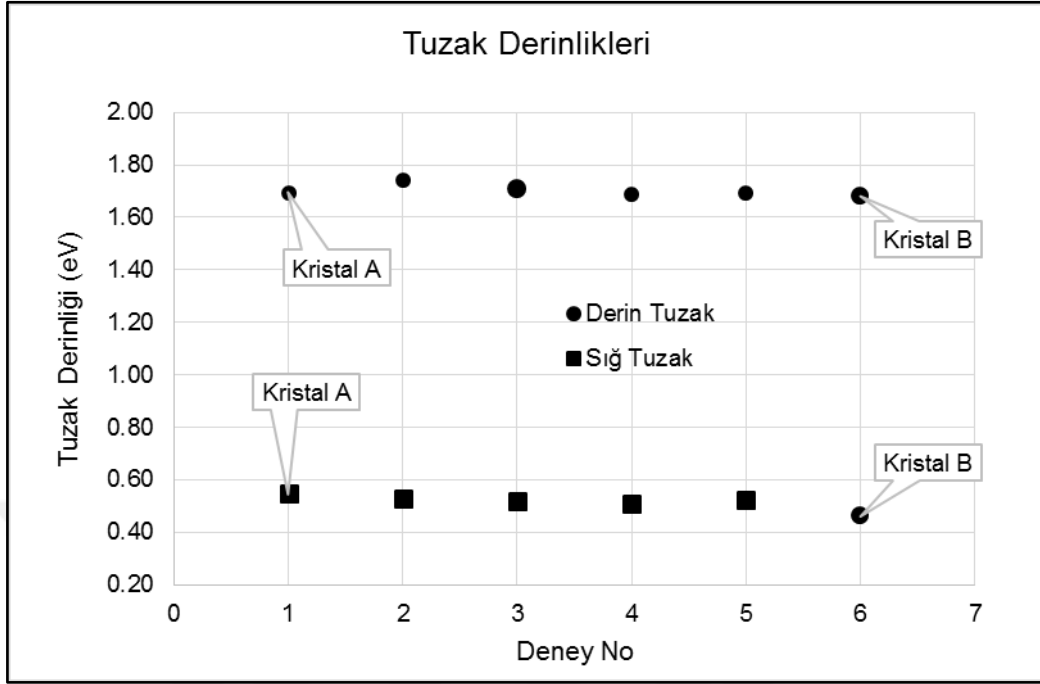
Tuzak derinliği değerleri bulunan kristaller için, azami sıcaklık değerleri ve ısıtma hızları kullanılarak Eşitlik 3-6, 3-7, 3-8 ve 3-10 ile frekans faktörleri hesaplanabilir. Deneyde kullanılan kristaller için hesaplanan tuzak derinliklerinin asgari ve azami değerleri için bunlara karşılık gelen frekans faktörleri Çizelge 3-2’de verilmektedir.



Şekil 3-10 Aynı kristalle (Kristal A) farklı ışınlama sürelerinde (farklı doz) yapılan deneysel verilerden elde edilen sığ tuzak derinlikleri (eV)



Şekil 3-11 Aynı kristalle (Kristal A) farklı ışınlama sürelerinde (farklı doz) yapılan deneysel verilerden elde edilen derin tuzak derinlikleri (eV)



Şekil 3-12 Kristal A ve Kristal B için farklı ışınlama süresi (farklı doz) ile yapılan deneysel verilerden elde edilen ortalama tuzak derinlikleri (eV)

Çizelge 3-2 Deneysel verilerden elde edilen frekans çarpanı (s) değerleri

	<i>E</i> (eV)		<i>s</i>		Hesaplama Metodu
	1. pik	2. pik	1. pik	2. pik	
min	0,42	1,42	$2,97 \times 10^5$ $2,61 \times 10^5$	$2,50 \times 10^{13}$ $2,36 \times 10^{13}$	Eşitlik 3-6 Eşitlik 3-7 Eşitlik 3-8
max	0,79	1,76	$5,44 \times 10^8$ $4,98 \times 10^8$	$1,36 \times 10^{16}$ $1,29 \times 10^{16}$	
	0,775	1,42	$3,43 \times 10^8$	$6,22 \times 10^{12}$	

Dozimetrik LBO kristali için literatür araştırmaları sonucu, kristal büyütme metodu ile elde edilmiş kristaller ve farklı katkı maddeleri ile elde edilmiş toz kristaller için verilen çeşitli kinetik parametreler de Çizelge 3-3’de verilmiştir. Çizelge 3-3’ten anlaşılabacağı gibi LBO kristali için kinetik parametreler, kristalin hazırlama metotlarına göre farklılıklar göstermektedir.

Bu deneyler sonucu üzerinde çalışılan LBO kristali için temel kinetik parametrelerin alabileceği değerler için aralıklar tespit edilmiştir. Bunun yanı sıra geliştirilecek algoritmanın sınanacağı ışıma eğrileri deneysel olarak elde edilmiştir.

Çizelge 3-3 LBO için literatürde verilen kinetik parametreler (parantez içindeki referanslar uygulanan metodu belirtmektedir).

	Bant Genişliği (eV)	T_m (C)	E (eV)	s (s ⁻¹)	Referans
LTB:Cu (Toz)		120 / 205			[17]
LTB:Cu (Tek kristal)		145 / 206	0,94 / 1,80	$2,0 \times 10^{10} / -$	[34]
LTB:Cu (Tek kristal)		125 / 220	0,96 / 1,40	$5,13 \times 10^9 / 1,7 \times 10^{16}$	[49]
LTB:Cu (Tek kristal)		129 / 229	0,8 / 1,7	$5,2 \times 10^9 / 1,7 \times 10^{16}$	[50]
LBO:Cu (Tek kristal)		135 / 235	0,8 / 1,72		[51]
LBO:Cu (Tek kristal)		115 / 217	0,9 / 1,7	$4,0 \times 10^{10} / 5,0 \times 10^{16}$	[52]
LiBO:Cu (Toz)		133 178	1,03 (1) 1,44 (2) 1,64 (3) 1,65 (4) 1,72 (5) 1,60 (6)	$1,63 \times 10^{14}$ (1) $1,42 \times 10^{14}$ (2) $9,07 \times 10^{15}$ (3) $8,34 \times 10^{15}$ (4) $5,21 \times 10^{16}$ (5) $4,05 \times 10^{15}$ (6)	[53]
LTB:Cu (Tek kristal)		209 254 345	$1,73 \pm 0,05$ $1,96 \pm 0,08$ $1,42 \pm 0,02$	$0,9631 \times 10^{17}$ $6,7682 \times 10^{17}$ $2,011 \times 10^{10}$	[54]
LiBO:Cu (Toz)			0,43 0,98 1,17 1,46	$1,3 \times 10^4$ $7,3 \times 10^8$ $4,1 \times 10^9$ $1,7 \times 10^{10}$	[55]
LBO	$10,1 \pm 0,5$ $8,9 \pm 0,5$ $9,8 \pm 0,5$				[56]
		170-270	0,9 / 1,73		[33]
LiBO (Tek kristal)	8,8 – 9,0	124 134 147 204 228 262	0,29 0,23 0,27 0,38 0,48 0,60	$4,0 \times 10^{10}$ $3,0 \times 10^7$ $6,0 \times 10^7$ $9,0 \times 10^7$ $1,0 \times 10^9$ $1,0 \times 10^{10}$	[57]

1- IR; 2-Luschchic; 3-Helperin-Branner; 4-Chen (δ); 5-Chen (τ); 6-Chen (ω)

4 DOZİMETRİK KRİSTALİN OLASILIKLI MODELLEMESİ

4.1 Genel

Lüminesans kinetiği, analitik, deterministik ve stokastik çözüm metotları ile çözülebilir. Bu tekniklerin birbirlerine karşı üstünlükleri ve eksik yönleri mevcuttur. Termal ve optik uyarmalı lüminesans kinetiğini ifade eden eşitlikler eşlenik birinci dereceden doğrusal olmayan eşitliklerdir ve kapalı formda çözülemezler [6]. Bu nedenle lüminesans kinetiğini analitik yolla çözmek için bazı sadeleştirmeler ve kabuller yapılması gereklidir. Açık bir analitik ifade elde etmek için Chen ve McKeever yarı-denge (QE) denilen bir kabul önermiştir [8] [58] [59]. Chen ve arkadaşları, bu kabulü kullanarak tek tuzak tek birleşme merkezi (OTOR; One Trap One Recombination Center) içeren sistemlerde detaylı analitik çözümler geliştirmiştir [60]. Pagonis ve arkadaşları [61], supralineer doz cevabını açıklamak için QE yaklaşımı ile yeni bir analitik çözüm ortaya koymuştur. QE şartlarının geçerliliği sadece düşük dozlarda vardır.

Tüm durumlar için analitik çözümün elde edilememesi ve hesaplama araçlarının gelişmesi ile birlikte sayısal çözümler de oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaya başlanmıştır [62] - [65]. Chen ve arkadaşları OTOR modelinde doğrusal olmayan doz bağımlılığını çalışırken MATLAB nümerik paketini kullanmıştır [66]. Başka bir çalışmada ise iki aşamalı termal uyarma ile alakalı TL piklerinin davranışını analitik değerlendirmelerle birlikte nümerik benzeşimlerle birlikte sunmuştur [67]. Subedi ve arkadaşları termal sönmülenme üzerine yaptığı çalışmada ise Mathematica yazılım paketini kullanmıştır [68].

Deterministik tekniklerle elde edilen çözümler TL sistemin ortalama davranışını göstermekte yeterli olmasına rağmen, sistemin stokastik yapısından gelen etkilerin analiz edilmesine imkan sağlamamaktadır. Bu nedenle bazı araştırmacılar stokastik teknikleri kullanmışlardır. Monte Carlo tekniği lüminesans gibi stokastik doğası olan problemleri analiz etmekte faydalı bir araçtır. Mandowski ve Swiatek [69] bu metodu termal uyarma prosesine uygulamış ve özellikle tuzaklanmış yük konsantrasyonunun yüksekliğinin getirdiği sorunların aşılmasında faydalı olduğunu göstermiştir [69]. Aynı zamanda tuzak ve birleşme merkezlerinin uzaysal dağılımı, birbirine komşu merkezler arasındaki geçişler, gruplanma, gelişigüzel ve yarı lokalize uzaysal dağılımın TL pikleri üzerindeki etkileri de bu yazarlar tarafından Monte Carlo metodu kullanılarak çalışılmıştır [70] - [74]).

Lüminesans kinematiği üzerine Monte Carlo metodu kullanılarak yapılan başka bir çalışma Kulkarni tarafından gerçekleştirilmiştir [75]. Kulkarni TL hesaplamaları için Monte Carlo

metodunu yeni bir araç olarak bildirmiş ve bu metodun basit ve herhangi bir kabul ve sadeleştirme gerektirmeden tüm durumlar için tam sonuçlar verdiği sonucuna varmıştır. Elektronların iletim bandında kalabilecekleri süre çok kısa olduğu zaman, Runge-Kutta gibi numerik çözümlerdeki zaman adımlarının çok küçülerek hesaplama süresinin uzadığını, Monte Carlo metodunun bu dezavantajı ortadan kaldırdığını bildirmektedir.

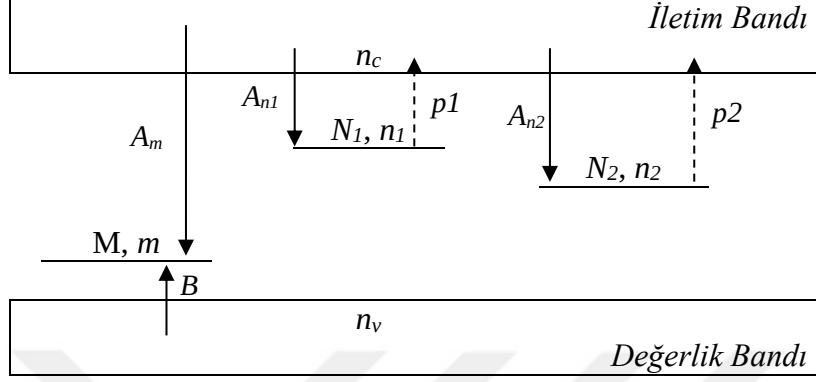
Pagonis ve Chen nano-dozimetrik malzemeler için basitleştirilmiş bir Monte Carlo metodu uygulamıştır [76]. Pagonis ve arkadaşları, QE koşulları altında gruplanma, yeniden tuzağa yakalanma ve tuzak doluluk oranının etkilerini çalışırken Monte Carlo tekniğinden yararlanmıştır [77].

Ancak incelenen bilimsel çalışmalar içinde, lüminesans süreçlerini dozimetrik kristalin radyasyona maruz kalmasından, dozimetre sistemi içinde termal veya optik bir yolla uyararak doz değerlerinin elde edilmesine kadar geçen tüm süreçleri ele alan bir çalışma görülmemiştir. Bunun temel nedeni, özellikle yüksek doz değerlerinde çözüm yapılması gereken parçacık sayısının çok olması nedeniyle nümerik çözümleme için gereken hesaplama zamanlarının oldukça artmasıdır. Mevcut çalışmalar ya temel kabullerle elde edilen analitik ifadelerin nümerik yolla çözülmesine yöneliktir ya da sadece kristaldeki ışıma (lüminesans) sürecinin modellendiği çözümlerdir.

4.2 Model ve Süreçler

Termoluminesans davranışın incelenmesinde kullanılan en basit model Bir Tuzak Bir Rekombinasyon Merkezinden oluşan OTOR modelidir. Bu modelde elektronların tuzaklanabileceği tek bir enerji seviyesi bulunduğu kabul edilir. Farklı enerji seviyelerinde tuzaklar olmadığı için bu modelle temsil edilebilecek bir kristalin ışıma eğrisinde tek bir pik görülür. LBO kristalinin ışıma eğrisinde iki adet pik gözlemlenmektedir. Bu da kristalin iki adet tuzağa sahip olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla LBO kristalinin enerji bant modeli ile gösterimi Şekil 4-1'deki gibidir. Radyasyona maruz kalan kristalde, değerlik bandındaki elektronlar soğurulan enerji nedeniyle iletim bandına çıkarlar ve arkalarında pozitif bir iyon (deşik) bırakırlar. Böylece elektron-deşik çiftleri oluşur. Oluşan çiftlerin sayısı, X ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), doz hızıyla orantılıdır. Bu çiftler tuzaklara yakalanır ve harici bir uyarılma olmadığı sürece bu doz bilgisini büyük oranda saklar. Daha sonra malzemeye uygulanan kontrollü ısıtma işlemi, elektronların tuzaklardan kurtularak ($p1$ ve $p2$ olasılıkları ile) iletim bandına geçmelerine ve rekombinasyon merkezlerinde (M)deşiklerle birleşmelerine yol açar. Serbest elektron vedeşiklerin sayısı sırasıyla n_c (cm^{-3}) ve n_v (cm^{-3}) ile gösterilmiştir. Elektronların iletim bandındaki hareketleri sırasında yeniden tuzaklara yakalanma

olasılıkları A_{n1} ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) ve A_{n2} ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$), yeniden birleşme yapma olasılıkları A_m ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) ile gösterilmiştir. B ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) deşiklerin yeniden birleşme merkezlerine yakalanma olasılığıdır. Şekil 4-1'deki süreci ifade eden diferansiyel denklemler (2-7) – (2-10)'de verilmektedir.



Şekil 4-1 Kinetik modelinin şematik gösterimi.

4.2.1 Elektron-Deşik Çifti Oluşumu

Radyasyon dozu ile ilişkili ana parametre elektron-deşik oluşum hızıdır. Maruz kalınan radyasyonun malzemeye aktardığı enerji kristal yapıda elektron-deşik çiftleri oluşturur. Dolayısıyla X , iletim ve değerlik bandı için kaynak terimidir. Radyasyona maruz kalma sonlandıktan sonraki aşamada artık doza maruziyet olmadığından kaynak terim, X , ortadan kalkar. Dozimetrik malzemenin kristal yapısına bağlı olarak soğurulan enerji malzemeden malzemeye değişiklik gösterdiğinden, aynı dozlar farklı malzemelerde farklı sayıda elektron-deşik çiftleri oluşturacaktır.

Eğer bir elektron-deşik çifti oluşturmak için gereken enerji W (eV) ise, maruz kalınan radyasyon dozu ile birim hacimde oluşturulabilecek ortalama çift sayısı Eşitlik (4-1) ile bulunabilir. Bu eşitlik, doz hızı ile elektron-deşik oluşum hızı arasındaki ilişkiyi vermektedir.

$$\dot{X} = \frac{\dot{D} \cdot \rho}{W} = \text{birim zamanda oluşan çift sayısı (çift/s)} \quad 4-1$$

$\dot{D}$ = soğurulan doz hızı (MeV/g/s)

ρ = dozimetrik malzemenin yoğunluğu (g/cm^3)

W = elektron-deşik çifti oluşumu için İş Fonksiyonu (MeV/çift)

İş fonksiyonunu (W) hesaplamak için iki yaklaşım vardır. Shockley tarafından ortaya konan birinci yaklaşımda, hiçbir çiftin oluşamayacağı bir eşik enerjisi, E_{th} , altında bir enerjiye sahip parçacıkların enerjisi fonon emisyonu olarak kristal örgüsüne kaybedilir. Kristal örgüsüne kaybedilen bu enerjinin ortalaması $E_k=3E_{th}/5$ olarak verilmektedir. Bir elektron-deşik çifti oluşturmak için gereken enerji ise kristale kaybedilen enerjinin iki katına bant genişliği eklenerek bulunabilir [78]. Klein, eşik enerjisi $3E_g/2$ olarak alınırsa, $W=2,8 E_g$ değerinin pek çok yarı iletkenle izlenen durumla uyuştuğunu bildirmiştir [79].

Diğer bir yaklaşım olan saçılma yaklaşımında ise, her saçılma olayı, tüm olası setlerinin eşit olasılıklarla ortaya çıkabileceğini kabul eder. Bu yaklaşımda E_{th} altındaki tüm durumların popülasyonlarının hesaplanması olasıdır. Ancak Drummond ve Moll ile Kane'in bu yaklaşımı kullanarak elde ettiği sonuçlar, ölçümlerle uyumlu değildir [78]. Shockley, optik fonon kayıplarını da dahil ederek,

$$W = aE_g + b \quad ; \quad E_g = \text{Bant genişliği (eV)} \quad 4-2$$

eşitliğini önermektedir [78] [79] [80]. Shockley a sabitini 2,2 olarak hesaplamıştır. b ise fononlara aktarılan enerjidir.

$$b = r(\hbar\omega_r) \quad 4-3$$

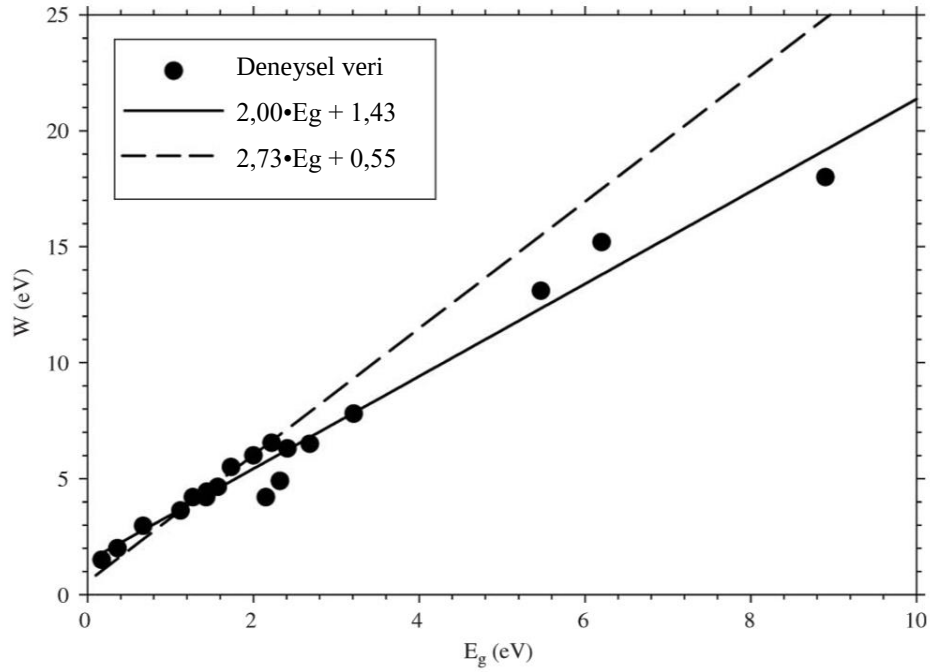
$\hbar\omega_r$ = Ortalama fonon enerjisi

r = İyonlaşma başına ortalama optik fonon

Klein, a değerini 2,8 ve b değerini ise 0,5 ile 1,0 eV arasında önermektedir [79]. Devanathan ve arkadaşları, bant genişliği 0,17 ile 8,9 eV arasında olan çeşitli yarıiletken ve yalıtkanlar için deneysel verileri kullanarak,

$$W = 2,0E_g + 1,43 \text{ eV} \quad 4-4$$

eşitliğini önermektedir [80]. Devanathan ve arkadaşlarının kullandığı deneysel veriler, bu veriler için Alig ve arkadaşları [78] ile kendi çalışmasının sonuçları Şekil 4-2'te verilmektedir. Alig ve arkadaşlarının önerdiği eşitlik, daha düşük bant genişliği olan kristallerle yapılan deneylerin sonuçlarına göreler. Devanathan ve arkadaşlarının önerdiği eşitlik daha yüksek bant genişliğine sahip kristallerle yapılan deneyleri de kapsamaktadır. Bu nedenle çalışmada Eşitlik 4-4 kullanılmıştır.



Şekil 4-2 Bant genişliğinin bir fonksiyonu olarak elektron-deşik oluşum enerjisi [80].

LBO kristali için Çizelge 3-3’de verilen bant genişliği, hata bandı ile birlikte 8,4 – 10,6 eV aralığındadır. Dolayısıyla W 18,23 – 22,63 eV aralığında (ortalama 20,43 eV) olacaktır.

4.2.2 Kristalde Soğurulan Enerji ve Çift Oluşum Hızı

Kristal yapıda elektron-deşik oluşumunun belirlenmesi için maruz kalınan radyasyon dozunun bilinmesi gereklidir. Bu amaçla Şekil 3-2’de gösterilen ışınlama düzeneği MCNP kodu ile modellenmiş ve birim parçacık başına kristalde depolanan enerji bulunmuştur. MCNP modellemesinde, kaynak dairesel olarak homojen dağılıma sahip şekilde modellenmiş ve birim kütle başına depolanan enerji hesaplanırken *F8 çetele (tally) kartı kullanılmıştır (Şekil 4-3).

```
c Beginning of Data Cards
PRINT 10 100
mode p e
nps 1000000
sdef cell=105 x=0.0 y=d1 z=d2 erg=d3 par 3
si1 -0.6 0.6
sp1 0 1
si2 0.75 0.8
sp2 0 1
si3 L 0.546 2.27
sp3 D 1 1
c tally
*F8:p,e 101
c
```

Şekil 4-3 Kristalinin ışınlanmasının MCNP ile modellemesinde kullanılan kaynak ve çetele kartları

Deneylerin yapıldığı tarihte $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ β kaynağının aktivitesi 32 mCi'dir. Yapılan MCNP modellemesinde kristalde bir β parçacığı için $3,9691 \times 10^{-4}$ MeV enerji soğrulduğu hesaplanmıştır. Toplam aktivite $1,18 \times 10^9$ β /s olduğundan, doz hızı

$$\dot{D} = \frac{\left(3,9691 \times 10^{-4} \frac{\text{MeV}}{\beta}\right) \times \left(1,6 \times 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}}\right)}{\left(1,5 \times 10^{-3} \text{ g}\right) \times \left(1,0 \times 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{g}}\right)} \times \left(1,18 \times 10^9 \frac{\beta}{\text{s}}\right)$$

$$= 0,049 \text{ Gy/s}$$

olarak bulunmuştur. Eşitlik 4-1 kullanılarak, $W=20,63$ eV değeri için, 1 Gy başına oluşacak elektron-deşik çifti sayısı

$$X = \frac{(2,46 \text{ g/cm}^3) \times \left(1,0 \frac{\text{J}}{\text{kg}}\right) \times \left(1,0 \times 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{g}}\right)}{(20,63 \text{ eV/çift}) \times \left(1,6 \times 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}}\right)} = 7,6875 \times 10^{14} \frac{\text{çift}}{\text{Gy} \cdot \text{cm}^3}$$

olarak elde edilir. Kristalin hacmi ile çarpıldığında elde edilen

$$X = 7,6875 \times 10^{14} \frac{\text{çift}}{\text{Gy} \cdot \text{cm}^3} \times 6,098 \times 10^{-4} \text{ cm}^3 = 4,625 \times 10^{11} \text{ çift/Gy}$$

değeri çalışmada Gy başına bir saniyede kristaldeki toplam elektron-deşik çifti oluşumudur.

4.3 Lüminesans Kinetiği Algoritması

Lüminesans kinematiğinin eşlenik ve doğrusal olmayan yapısı, karmaşık kimyasal kinetik sistemlerdeki reaksiyonlarla benzerlik göstermektedir. Kimyasal reaksiyonlar veya yüklü parçacıkların bir durumdan diğerine geçişlerin konsantrasyonlara bağlı olması nedeniyle, hem karmaşık kimyasal sistemlerdeki reaksiyonlar hem de termoluminesans kinematiği doğrusal olmayan (non-linear) karakteristiklere sahiptir. Karmaşık kimyasal kinetik sistemlerin çözümü için geliştirilen pek çok metot Gillespie'nin çalışmalarına dayanır [81] [82]. Benzer bir metot biyokimyasal ağlar ile küçük reaksiyon hücreleri içindeki etkileri modellemek için de yaygın bir şekilde kullanılır [83].

Kristal içindeki elektron ve deşikler, tuzak ile değerlik bandı veya iletim bandı arasında iki yönlü olarak geçişler yapabilir. Yani bir elektronun tuzağa yakalanması bir geçiştir. Bunun tersi de yani elektronun tuzaktan kurtulması da ayrı bir geçiş olarak düşünülür. Temel amacımız, farklı enerji seviyelerinde ilk değerleri bilinen elektron ve deşik

konsantrasyonlarının, bilinen geçişler (R_μ) ve o geçişe özgü geçiş parametreleri (c_μ) kullanılarak zaman içindeki gelişimini elde edebileceğimiz bir metot geliştirmektir.

Sistemdeki olası geçişler ve bunla ilgili ifadeler Çizelge 4-1'de gösterilmektedir. Bir elektronun iletim bandından tuzığa düşmesi birinci sütunda verilmektedir. Bu geçişle ilgili sabit 3. sütundadır. Bu geçişin olasılığı son sütunda verilmektedir.

Çizelge 4-1 Sistemdeki geçişler ve ilgili geçiş sabitleri.

Geçişler	Geçiş, μ	Geçiş Sabiti, c_μ	Geçiş Hızı, $c_\mu \cdot n_\mu$
İletim bandından (C) tuzığa (TR)	$C \xrightarrow{C1} TR$	$C1 = A_n(N-n)$	$R1 = A_n(N-n) \cdot n_c$
Tuzaktan (TR) iletim banına (C)	$TR \xrightarrow{C2} C$	$C2 = s \cdot \exp(-E/kT)$	$R2 = s \cdot \exp(-E/kT) \cdot n$
İletim bandından (C) yeniden birleşme merkezine (RC)	$C \xrightarrow{C3} RC$	$C3 = A_m \cdot m$	$R3 = A_m \cdot m \cdot n_c$
Değerlik bandından (V) yeniden birleşme merkezine (RC)	$V \xrightarrow{C4} RC$	$C4 = B(M-m)$	$R4 = B(M-m) \cdot n_v$

Geçişlerle ilgili olasılıklar;

$$n_i \cdot c_\mu \cdot \delta\tau = R_\mu \text{ geçişinin, takip eden } \delta\tau \text{ zaman aralığı içinde ortalama gerçekleşme olasılığı}$$

Şeklinde tanımlanmıştır. Burada n_μ , R geçişi için mevcut **toplam** parçacık sayısıdır. Eğer parçacık konsantrasyonları birim hacimde tanımlanırsa 3. Sütunun birimi 1/s'dir ve geçiş olasılığı bu sütunda gösterildiği gibi verilir. Ancak, bir geçişin gerçekleşme olasılığı elektron veya deşik konsantrasyonuna da bağlıdır. Eğer iletim bandında serbest hareket eden elektron kalmadı ise elektronların tuzaklara yakalanma olasılığından bahsedilemez. Dolayısı ile eğer konsantrasyonlar mevcut hacimdeki toplam parçacık sayısı olarak tanımlanırsa, son sütun olasılık ifadesi olarak kullanılabilir.

Herhangi iki durum arasındaki geçiş olasılığı yoğunluk fonksiyonu aşağıdaki şekilde tanımlayabiliriz.

$$p(\tau, \mu) d\tau = \text{Birim hacimde, bir sonraki } (t + \tau, t + \tau + d\tau) \text{ aralığında bir reaksiyon olma ve bu reaksiyonun } R_\mu \text{ reaksiyonu olması olasılığı}$$

4-5

Eşitlik 4-5’da verilen olasılık, $(t, t+\tau)$ aralığında geçiş olmama olasılığı $P_0(\tau)$ ve bir sonraki $(t+\tau, t+\tau+d\tau)$ aralığında R_μ geçişinin olma olasılığının çarpımı şeklinde yazılabilir (Eşitlik 4-6).

$$p(\tau, \mu)d\tau = P_0(\tau) \cdot n_\mu \cdot c_\mu \cdot d\tau \quad 4-6$$

$(t, t+\tau)$ aralığında geçiş olmama olasılığı $P_0(\tau)$ ’yu hesaplamak için, $(t, t+\tau)$ aralığının birbirine eşit K adet alt aralığa bölündüğünü düşünürsek ve bu aralıkların hiçbirinde de, M adet birbirinden farklı geçişten herhangi birinin olmama olasılığını hesaplarsak,

$$\prod_{i=1}^M \left[1 - n_i c_i \frac{\tau}{K} + 0\left(\frac{\tau}{K}\right)^2 \right] = 1 - \sum_{i=1}^M n_i c_i \frac{\tau}{K} + 0\left(\frac{\tau}{K}\right)^2 \quad 4-7$$

$$P_0(\tau) = \left[1 - \sum_i n_i c_i \frac{\tau}{K} + 0(K^{-1})^2 \right]^K \quad 4-8$$

Üstel fonksiyon için standart limit formülünü kullanarak,

$$P_0(\tau) = \lim_{K \rightarrow \infty} \left[1 - \left(\left(\sum_i n_i c_i \tau + 0(K^{-2})/K^{-2} \right) / K \right) \right]^K \quad 4-9$$

$$P_0(\tau) = \exp \left[- \sum_{i=1}^M n_i c_i \tau \right] \quad 4-10$$

elde edilir. Bu ifadeyi Eşitlik 4-6 içine koyarsak, Eşitlik 4-5’da tanımladığımız geçiş olasılık yoğunluk fonksiyonu için gereken ifadeyi buluruz.

$$P(\tau, \mu) = n_\mu c_\mu \cdot \exp \left[- \sum_{i=1}^M n_i c_i \tau \right] \quad 4-11$$

Bu noktadan sonra algoritmamızın geliştirilmesi kolaydır. Eşitlik 4-5’deki yoğunluk fonksiyonu aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$P(\tau, \mu) = P_1(\tau) \cdot P_2(\mu|\tau) \quad 4-12$$

$P_1(\tau)$ = Hangi geçişin olduğuna bakmaksızın, bir sonraki geçişin $(t+\tau, t+\tau+d\tau)$ aralığında olma olasılığı

$P_2(\mu|\tau)$ = bir sonraki geçişin $(t+\tau)$ aralığında olması kaydıyla bir sonraki geçişin R_μ olma olasılığı

$P_1(\tau)$, tüm geçişleri (μ) kapsayacak şekilde $P(\tau, \mu)d\tau$ ’nin integrali ile elde edilebilir.

$$P_1(\tau) = \sum_{\mu=1}^M P(\tau, \mu) \quad 4-13$$

Bu ifadeyi Eşitlik 4-12'e koyar ve $P(\tau, \mu)$ için Eşitlik 4-11'yi kullanırsak

$$P_2(\mu | \tau) = \frac{P(\tau, \mu)}{\sum_{i=1}^M P(\tau, i)} \quad 4-14$$

$$P_1(\tau) = \lambda e^{-\lambda \tau} \quad (0 \leq \tau < \infty) \quad 4-15$$

$$P_2(\mu | \tau) = \frac{\lambda_\mu}{\lambda} \quad (\mu = 1, 2, \dots, M) \quad 4-16$$

$$\lambda = \sum_{\mu=1}^M \lambda_\mu = \sum_{\mu=1}^M n_\mu c_\mu \quad (\mu = 1, 2, \dots, M) \quad 4-17$$

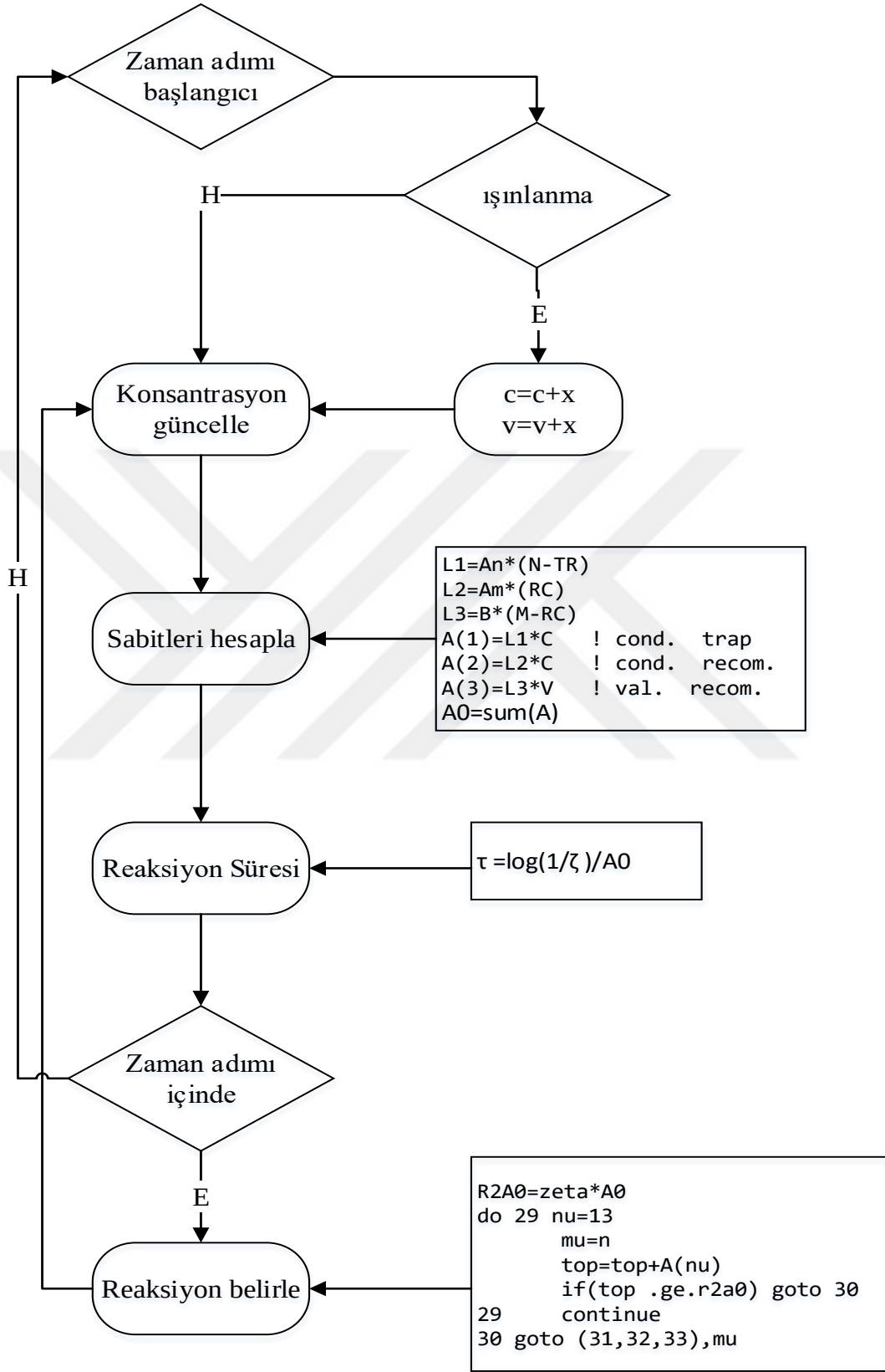
Eşitlik 4-15, $(t+\tau)$ aralığında geçiş olma olasılığını belirtir ki bir random sayı (ζ) üretilerek, geçiş olasılığı 1'e eşit olan τ aşağıdaki eşitlikle bulunabilir.

$$\tau = \left(\frac{1}{\lambda}\right) \log\left(\frac{1}{\zeta}\right) \quad 4-18$$

Eşitlik 4-16, hangi geçişin (μ) gerçekleşeceğini veren olasılıktır ve aşağıdaki koşulu sağlayan (μ) değeri geçişin türünü verecektir.

$$\left(\sum_{i=1}^{\mu-1} \lambda_i\right) < \xi \lambda < \left(\sum_{i=1}^{\mu} \lambda_i\right) \quad 4-19$$

Yukarıda anlatılan algoritmanın, TL kinetiğine uyarlandığındaki akış şeması Şekil 4-4'te gösterilmektedir. İlk önce tüm sistemin sabitleri kullanılarak Eşitlik 4-18 yoluyla tüm sistemi temsil eden bir geçiş zamanı bulunur. Eğer bu geçiş zamanı, çözümün yapıldığı zaman adımdan küçükse bir geçiş olacaktır. Daha sonra Eşitlik 4-19 kullanılarak gerçekleştirilecek geçiş örneklenir. Her bir geçişten sonra konsantrasyonlar güncellenerek yeni sabitler bulunur. Yeni sabitlerle yeni bir sistem geçiş zamanı bulunur. Bu geçiş zamanları, her seferinde birbirine eklenir. Geçiş zamanları toplamı çözüm için kullanılan zaman adımını geçince çözüm zaman adımı bir arttırılarak yukarıdaki işlemler yeni çözüm adımı için tekrarlanır.



Şekil 4-4 Algoritmanın akış şeması

Bu metot her hesaplama adımı için sadece iki random sayı gerektirir. Kristallerin yüklenmesi sırasında (radyasyona maruz kalma) $X^* \tau$ adet elektron-deşik çifti oluşur ve ardından geçiş türü seçilir. Hesaplama adımı içinde herhangi bir geçiş mümkündür. Geçiş belirlendikten ve uygulandıktan sonra konsantrasyonlar güncellenir. Bu konsantrasyonlarla bir sonraki hesaplama adımı için yeni sabitler ve geçiş sabitleri hesaplanır.

4.4 Lüminesans Verim

Bir dozimetrik kristalin içsel verimliliği/etkinliği, ısıtma sırasında ışıma ile yayılan enerjinin, radyasyona maruz kalınması nedeniyle soğurulan enerjiye oranı şekline ifade edildiğinde, radyasyon enerjisinin ölçülebilir ışık sinyallerine dönüşümü sırasında TL malzemenin genel verimini aşağıdaki faktörler belirlemektedir [6]:

- İyonlaştırıcı radyasyonun soğurulması ve elektron-deşik çiftlerinin oluşması
- Yüklü parçacıkların tuzaklara yakalanması
- Yüklü parçacıkların tuzaklardan kurtulması
- Parçacıkların lüminesans merkezlerine ulaşması
- Merkezlerinin bir kuantum verimi ile lüminesans yapması
- Oluşan TL fotonlarının kristalde soğurulmadan kaçması

Elektron-deşik çiftlerinin oluşumu toplam TL verimini belirleyen ana faktördür. Diğerleri arasında ise tuzaklara yakalanma en verimsiz olanıdır. En çok çalışılan ve en iyi bilinen TL malzemesi olan LiF:Mg, Ti (TLD-100)'ün ölçülen deneysel iç verimi teorik limitin 300-400 katı kadar düşüktür [21]. En hassas malzemelerde bu oran yaklaşık olarak 3'tür.

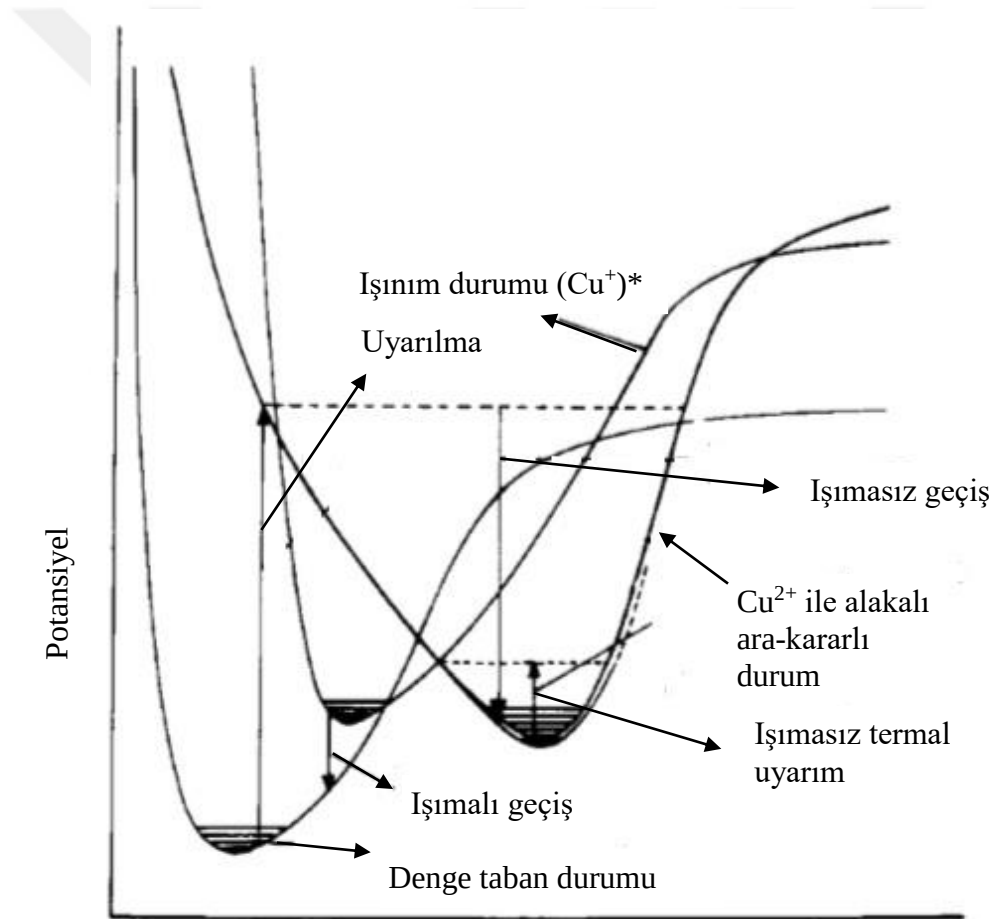
Tuzağa yakalanma verimi mevcut tuzakların yapısı ve sayısı ile belirlenir. Kristal kusurları ve katkı maddeleri bu verimi artırır. Ancak yüksek katkı miktarı belli bir noktadan sonra lüminesans şiddetinin düşmesine neden olur [6]. Buna konsantrasyon doyumu denir. Elektronların bantlar ve merkezler (tuzak veya lüminesans merkezleri) arasında hareketi sırasında sistem dışına çıkması olasılığı oldukça küçüktür ve dolayısıyla parçacıkların lüminesans merkezlerine taşınması oldukça verimlidir.

Her elektron veya deşiğin yeniden birleşme yapacağı söylenemez. Çünkü lüminesans merkezinin uyarılmış durumu ışımasız bir geçişle kararlı duruma geçebilir. Bu durum kuantum verimidir ($\eta_{luminesans}$) ve güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlıdır. Kuantum veriminin

sıcaklıkla düşmesi ısıl sönümlenme olarak bilinir. Bu durum için Mott-Seitz modeli Eşitlik 4-21’de verilmiştir. Burada C ve W sönüm parametreleridir.

$$Q(T) = \frac{1}{1 + C \cdot e^{\left(-\frac{W}{kT}\right)}} \quad 4-20$$

Bu durumda, sistem, taban durumunun titreşim durumları aracılığıyla fonon yayınlanması sonucu taban durumuna geçebilir. Bu durum ışımsal olmayan salınım olarak kabul edilir. Yüksek titreşim durumlarını işgal eden lüminesans merkezinin olasılığı sıcaklık ile arttığında ışımsal olmayan geçişlerin olasılığı artar. Kısacası ışımsal olmayan geçiş hızı sıcaklığın foksiyonudur. Lüminesans oluşumu Şekil 4-5’de ayrıntılı şekilde verilmiştir.



Şekil 4-5 Hipotetik konfigürasyonel koordinat diyagramı [33].

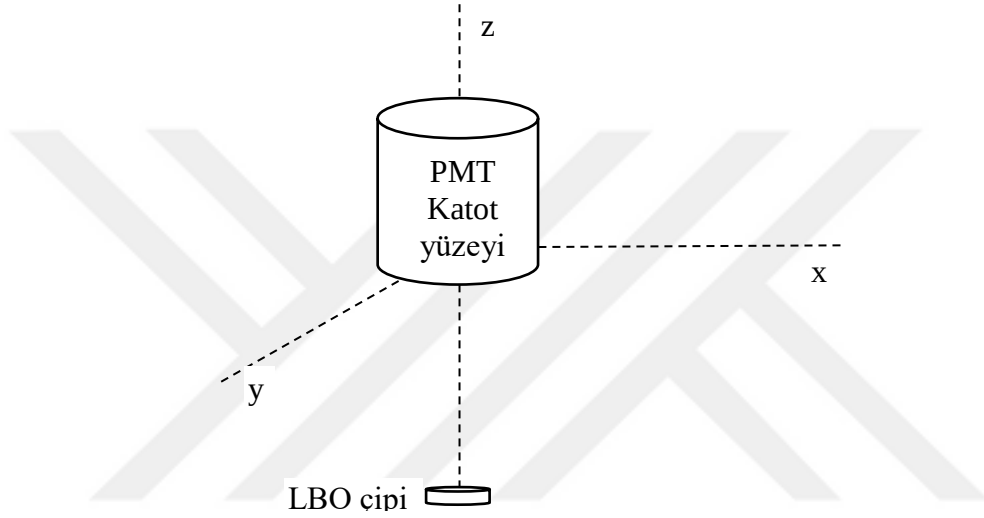
TL şiddeti ayrıca kristalin şeffaflığı nedeniyle de düşebilir. Tek kristallerde numune kendi ısımasına karşı şeffaf olabilir. Toz ve sinterlenmiş malzemelerde ciddi soğurma olabilir.

4.5 Lüminesans Fotonlarının PMT'ye Taşınımı

365 nm dalga boyunda oluşan lüminesans ışık kristal içinde çeşitli etkileşimler yaparak kristal yüzeyine ulaşabilir. LBO için toplam tesir kesiti kullanılarak Şekil 4-6'de verilen geometride Monte Carlo modeli oluşturulmuştur. Bu modelde LBO çipi, r_d çapında ve z_d yüksekliğinde bir disk olarak kabul edilmiştir. Gelişigüzel birer sayı (ζ) üreterek, bu hacim içinde aşağıdaki eşitliklerle belirlenen bir noktada foton oluşturulmuştur.

$$r_0 = \sqrt{\zeta} \cdot r_d \quad 4-21$$

$$z_0 = \zeta \cdot z_d \quad 4-22$$



Şekil 4-6 PMT foto katot yüzeyine ışık taşınımı

LBO çipi içinde oluşturulan bu foton için LBO çipi içinde çarpışma yapmadan ulaşabileceği mesafe ile fotonun hareket yönü ve mesafesi, yine gelişigüzel sayılar (ζ) kullanılarak aşağıdaki eşitliklerle belirlenmiştir.

$$l = -\frac{\log(\zeta)}{\Sigma_{t,LBO}} \quad 4-23$$

$$\phi = 2\pi r \zeta \quad 4-24$$

$$\cos(\theta) = (1 - 2\zeta) \quad 4-25$$

Bu bilgilerle fotonun son konumu (x,y,z) aşağıdaki eşitliklerle bulunmuştur. Fotonun LBO çipinden çıktıktan sonra yönünü değiştirmedeği ve eğer PMT foto-katod yüzeyini gören katı açı dışına çıkarsa bir daha saçılma yoluyla tekrar bu yüzeye düşmeyeceği kabul edilmiştir. Çevredeki malzemelerle etkileşmesi sonucu soğrulma ihtimali olan foton, yine de soğurulmadan katı açı içine düşerse de enerjisini önemli ölçüde yitireceğinden, PMT yüzeyindeki katottan elektron koparabilecek düzeyde enerjiye sahip olmayacaktır. Bu

analizle LBO kristalinden çıkan fotonların % 4,573'ünün ($\eta_{foto-katot}$) foto-katot yüzeyine düştüğü bulunmuştur.

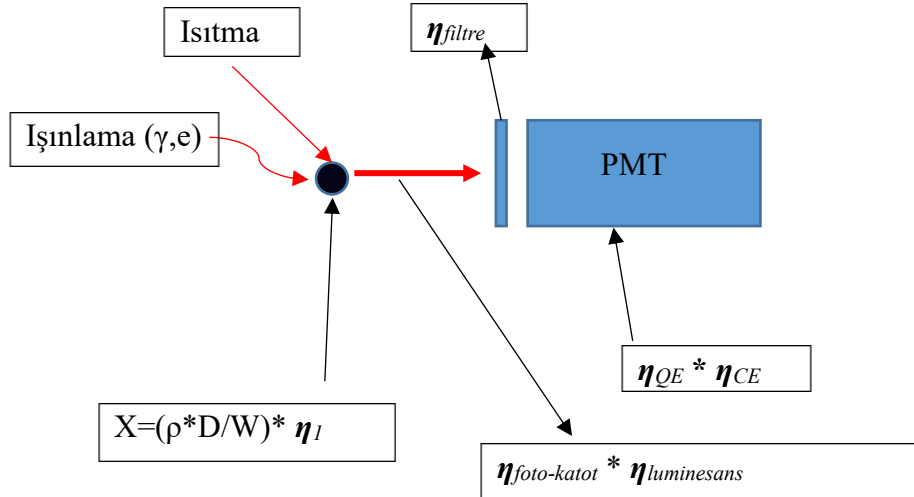
$$x_i = x_{i-1} + l \cdot \sin(\theta) \sin(\varphi) \quad 4-26$$

$$y_i = y_{i-1} + l \cdot \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad 4-27$$

$$z_i = z_{i-1} + l \cdot \cos(\theta) \quad 4-28$$

Deneylerde kullanılan PMT'nin özellikleri Bölüm 3.2'de verilmektedir. PMT foto-katot yüzeyine ulaşan fotonlar, lüminesans kaynaklı fotonlar haricindeki fotonların sayım sistemine ulaşmasını engellemek amacıyla kullanılan Hoya U-340 filtreden geçerler. 365 nm dalga boyunda bu filtrenin geçirgenliği (η_{filtre}) yaklaşık % 65'tir (Şekil 3-5). Hesaplamalarda, fotonların bu filtre içinden etkileşmeden geçtiği kabul edilmiştir. Kullanılan PMT'nin kuantum verimi (η_{QE}) % 28 ve elektron toplama verimi (η_{CE}) ise % 80'dir (Şekil 3-4). Yani PMT'nin katoduna ulaşan 100 elektrondan ortalama 28'i elektron koparır ve bu 28 elektronun ortalama % 80'i (ortalama yaklaşık 22 elektron) çoğaltılmak üzere birincil dynotta toplanır.

Işınlamaya kadar olan tüm süreçlerin TL şiddetine katkılarını hesaplamak için gereken tüm faktörler Şekil 4-7'de gösterilmektedir. η_1 çarpanı, radyasyona maruz kalma neticesinde oluşan elektron-deşik çiftlerinden tuzaklara düşenlerin oranını ifade eder.



Şekil 4-7 Işınlamadan okumaya kadar tüm süreçler ve faktörler

5 GENETİK ALGORİTMA

5.1 Genel

TL kinetiği için oluşturulan algoritma, elektron ve deşiklerin zaman içindeki davranışlarını ve lüminesans oluşumunu stokastik doğası ile birlikte verecektir. Bu parçacıkların veya fiziksel olayların temeli, bunların olasılıklarını belirleyen konsantrasyonlar ve geçiş parametreleri ile belirlenmektedir. Bu TL parametreleri her kristal için farklıdır ve LBO için literatürde rastlanmamıştır.

Eğer geliştirilen algoritma deneysel verilerle test edilirse, TL kinetiğini çözüm için kullanılan parametrelerin doğruluğu da sınanmış olur. Başka bir açıdan bakılırsa, çalışılan kristale ait TL parametrelerinin doğru olmaması, elde edilen stokastik çözümün çalışılan kristal için gerçek durumu yansıtmadığı sonucunu doğurabilir.

LBO kristalinin parametrelerini belirlemek üzere, her parametre için bir başlangıç değer aralığı verilerek TL kinematiki çözülür ve deneysel verilerle karşılaştırılır. Elde edilen sonuca göre parametreler değiştirilerek en uygun çözümü veren parametrelere ulaşılması gerekmektedir. Elbette bu işlem uzun bir iterasyon gerektirecektir. Bu noktada Genetik Algoritmadan (GA) yararlanılır.

Optimizasyon yöntemi olarak kullanılan GA tamamen doğal seleksiyon işlemlerini temel alır. Bir optimizasyon tekniği olan GA problemin yapısı hakkında bilgi gerektirmeyen bir yöntemdir. Çözüm setine yaklaşım hızı dezavantajı olarak görülmesine rağmen her çeşit optimizasyon problem türüne (doğrusal, doğrusal olamayn diferansiyel deklemler setleri) uygulanabilir olması bu yöntemin tercih sebebidir. Temel olarak bir Genetik Algoritma kromozom, popülasyon, uygunluk, seçim, mutasyon ve çaprazlama unsurlarından oluşmaktadır.

5.2 Gen ve Kromozom

Genetik Algoritma, biyolojik süreçlerdeki genetik çaprazlama ve bunun sonucu olarak bir sonraki jenerasyonlarda daha iyi bireylerin ortaya çıkmasını model alır. Doğada olduğu gibi burada da daha iyi bireylerin yanı sıra daha kötü bireyler yani çözümler de ortaya çıkabilir. Bu noktada, doğadaki doğal seleksiyon kuralı benzeri bir seçim kuralı işletilir ve sadece bir önceki jenerasyondan daha iyi çözümler bir sonraki jenerasyona taşınır. Kötü çözüm veren bireylerle birlikte, bu çözüme yol açan kötü parametreler de bir sonraki çözümlerde yer almaz.

Çalışmamızda optimize etmek istediğimiz TL parametrelerinin her biri bir gen olarak düşünülür. Bu parametrelerin değerleri ikilik sisteme göre yazılır ve böylece ikilik tabandaki parametreler, GA'nın temelindeki genleri oluşturur. Bu genler istenilen uzunlukta olabilir. Çalışmada kullanılan gen ve kromozom yapısı Çizelge 5-1'de gösterilmektedir.

İlk bireyler oluşturulurken, her bir gen gelişigüzel sayı üretici yardımıyla 0 ve 1'ler üretilerek doldurulur. 7 bit ile gösterilen bir gen, onluk tabanda 1 ile 127 arasında bir sayı olacaktır. Bir gen alabileceği tüm değerlerin, yani olası tüm durumlarının (7 bitlik bir gen için 127 durum) bir oranını temsil edecektir. Bu oran, temsil ettiği parametre için verilen tarama aralığında, algoritmanın hesaplamada kullanacağı değeri verir. Örneğin 0 ile 10 arasında verilen bir parametre için (0001100) geni onluk tabanda 12 sayıdır ve bize $12/127 = 0,09448$ oranını verir. Bu oran aralıkla çarpıldığında parametre için 0,9448 değeri kullanılır. Buradaki hesaplama logaritmik olarak da yürütülebilir. Örneğin 10^{-14} ile 10^{-16} arasında olması beklenen bir parametre için arama yapılacak aralık (-14) ile (-16) arası olarak verilir. Genin vereceği değer, onluk tabanın üssü olarak kullanılır Çizelge 5-1'de 1. ve 6. genler için hesaplama metodu gösterilmiştir.

Çizelge 5-1 Çalışmada GA için kullanılan gen ve kromozom yapısı

	Kromozom 1						Kromozom 2
	Gen		Parametre				
	İkilik	Oran	Arama aralığı	Aralık değeri	Değer	Kullanılan değer	
η_1	0110010	50/127	$10^0 - 10^{-2}$	0.787	$10^{-0,787}$	0,1632	0111110
A_{n1}	0011000						1101010
A_{n2}	0111001						0001001
A_m	1000000						1011001
B	0100000						1110000
M	1011110	94/127	$10^{16} - 10^{19}$	2.220	$10^{(16+2,22)}$	$1,66 \cdot 10^{18}$	1110010
N_1	0100101						0111011
N_2	0011101						0101011
s_1	0111010						0001111
s_2	1001010						0111010
e_1	0000001						1011100
e_2	0011011						1101011
η_2	1000000						0111101
η_3	11100						10000
FOM	$9,91 \cdot 10^9$						$1,03 \cdot 10^{10}$

FOM: Figure of Merit – Uygunluk Derecesi

Sistemdeki tüm parametrelerden oluşan ikilik tabandaki dizi kromozomdur (Çizelge 5-1). Kromozom, sistemin bir çözüm kümesidir. GA yapısında kromozomlar birey bireydir. Algoritma uygun sayıda bireyi içeren bir başlangıç popülasyonunun oluşturulması ile başlar. Deneysel çözümümüze yakın çözümler veren kromozomlar/bireyler bir sonraki jenerasyona taşınacak bireylerdir. Bu bireyler bir sonraki jenerasyondaki popülasyondur. Deneysel çözüme yakınlık ise uygunluk olarak tanımlanır. Bireyin çözüm için uygun olup olmadığını belirlemek için bir uygunluk fonksiyonu kullanılır.

5.3 Uygunluk ve Seçim

Bir kromozomun ya da kromozoma gömülü parametrelerin çözüm için ne kadar uygun olduğunu, gerçek çözüme veya deneysel sonuçlara yaklaşıklığı belirler. Bölüm 4'te anlatılan algoritma ile elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması bize uygunluğun derecesini (FOM) verecektir. Her bireyin farklı bir uygunluk derecesi vardır. Çizelge 5-1'de son satırdaki FOM değerleri, Kromozom-1 ve Kromozom-2 için uygunluk değerleridir. Bu değerlere göre 1. Birey daha uygun genlere dolayısıyla parametrelere sahiptir.

Bu çalışmada ilgilenilen problem için makul uygunluk fonksiyonları, çözümün her noktada ışıma eğrisine olan uzaklığı [84], yüzdesel sapma ve eğrinin altında kalan alan tanımlarıyla oluşturulabilir. Bu ifadeler Eşitlik 5-1 ve 5-2'de verilmektedir.

$$\sum_{k=1}^N \sqrt{\frac{(e_k^2 - y_k^2)}{y_k^2}} \quad 5-1$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{|\Delta y_i|}{A} \quad 5-2$$

Bu eşitliklerde Δy_i deneysel (e_k) ve teorik (y_k) değer arasındaki mutlak fark ve A ışıma eğrisinin altındaki alandır. Uygunluk fonksiyonu olarak Eşitlik 5-1 kullanılmıştır.

Seçim için kullanılabilecek metotlar çeşitlidir. Turnuva, oransal, elit veya bunların karışımı kullanılabilir [84]. Bu çalışmadaki ana amaç, uygunluk fonksiyonunun minimum değerini bulmak olduğundan, popülasyonu mümkün olduğunca tüm olasılıkları içerecek şekilde oluşturmak doğru olacaktır. Çalışmada ilk popülasyon oluşturulmuş ve en iyi yüz birey bir sonraki jenerasyona aktarılmıştır. Daha sonraki jenerasyonlarda da yine en iyi yüz birey bir sonraki jenerasyonu oluşturmuştur.

5.4 Çaprazlama ve Mutasyon

İlk popülasyondan seçilen en iyi yüz birey, çaprazlama ve mutasyon operasyonları ile geliştirilerek yeni jenerasyona aday yüz birey daha oluşturulmuştur. Çaprazlama ve mutasyon işlemleri genetik operatörlerdir ve mevcut bireylerden yeni bireyler oluşturmak üzere kullanılır. Yeni bireylerin, bizi çözüme götürmesi muhtemel daha iyi genlere sahip olması beklenir.

Çaprazlama işlemi, popülasyondan seçilen kromozom çiftleri arasında belirli gen aralıklarının karşılıklı olarak değişimidir. Bu çalışmada oluşturulan kromozom 96 bitlik bir dizidir. Bu dizide rastgele seçilen bir noktadan (örneğin 27. bit) başlamak üzere, yine rastgele seçilen bir bitiş noktasına (örneğin 35. bit) kadar olan tüm bitler, her iki kromozom arasında karşılıklı değiştirilirler (Şekil 5-1).

	1-26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36-96
Birey-1	01100....10000	1	1	0	0	1	0	1	1	0	0000...1011
Birey-2	01111....10110	1	0	0	1	0	1	1	1	0	1011...1101
Yeni Birey-1	01100....10000	1	0	0	1	0	1	1	1	0	0000...1011
Yeni Birey-2	01111....10110	1	1	0	0	1	0	1	1	0	1011...1101

Şekil 5-1 Çaprazlama işlemi

Mutasyon ise, bir bireyin kromozomunda rastgele seçilen bir konumun değerinin değiştirilmesi işlemidir (Şekil 5-2).

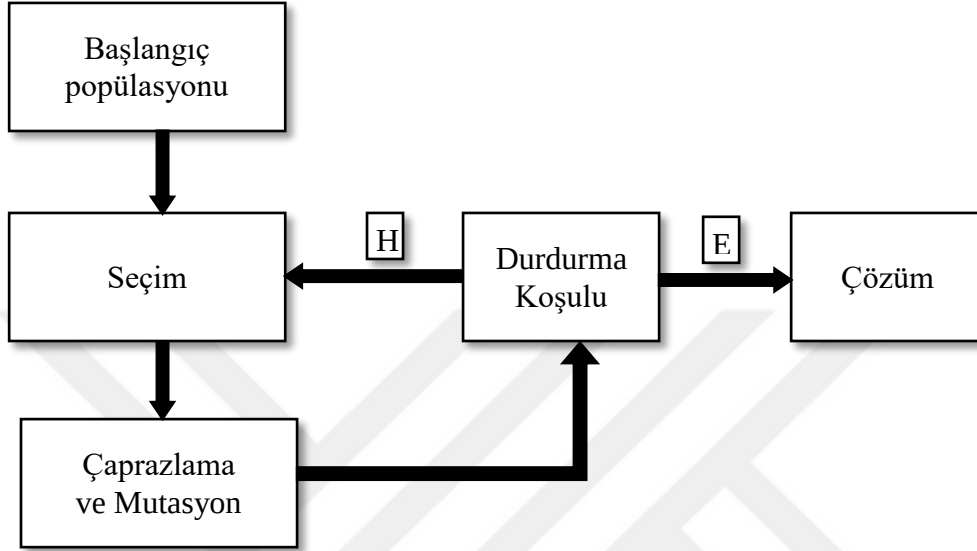
	1-26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36-96
Birey-1	01100....10000	1	1	0	0	1	0	1	1	0	0000...1011
Yeni Birey-1	01100....10000	1	0	0	0	0	1	1	1	0	0000...1011

Şekil 5-2 Mutasyon işlemi

5.5 Genetik Algoritma Yapısı

GA algoritması, ilk popülasyonun oluşturulması ile başlar. Rastgele seçilen 0 ve 1'lerden oluşan 96 elemanlı bir kromozom dizisi bir bireydir. Kromozomu oluşturan genler, temsil ettikleri parametreler için belirlenen aralıklarda oluşturulmuştur. Bu bireylerin parametreleri için Bölüm 4'te anlatılan algoritma ile ısıma eğrileri elde edilir. Uygunluk fonksiyonuna göre bireyler sıralanır ve en uygun 100 adet birey, bir sonraki jenerasyona aktarılır. Yeni

jenerasyonda bu 100 birey ile çaprazlama ve mutasyon işlemleri gerçekleştirilerek yeni bir 100 birey oluşturulur. Yeni oluşturulan bu 100 birey için ışıma eğrileri elde edilir ve uygunluk dereceleri bulunur. Artık 200 bireylik bir popülasyon vardır ve bunların en iyi 100 bireyi bir sonraki jenerasyonu oluşturur.



şekil 5-3 GA akış şeması

6 SONUÇLAR ve TARTIŞMA

6.1 Algoritma

LBO kristalinin radyasyona maruz kalmasından itibaren, ısı ile uyarılması neticesinde açığa çıkan lüminesans ışımının foton algılama sistemi ile algılanmasına kadar geçen tüm süreçleri modelleyen yaklaşım Bölüm 4'te anlatılmıştır. Deneysel olarak iki piki görülen LBO kristal için Şekil 4-1'deki bant modelini temsil eden kinetik denklem seti aşağıda verilmektedir.

$$\begin{aligned} \frac{dn_c}{dt} = & X - A_{n1}(N1 - n_1)n_c - A_{n2}(N2 - n_2)n_c \\ & - A_m \cdot m \cdot n_c + n_1 \cdot s \cdot e\left(-\frac{E_1}{kT}\right) + n_2 \cdot s \cdot e\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \end{aligned} \quad 6-1$$

$$\frac{dn_1}{dt} = A_{n1}(N1 - n_1)n_c - n_1 \cdot s \cdot e\left(-\frac{E_1}{kT}\right) \quad 6-2$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_{n2}(N2 - n_2)n_c - n_2 \cdot s \cdot e\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \quad 6-3$$

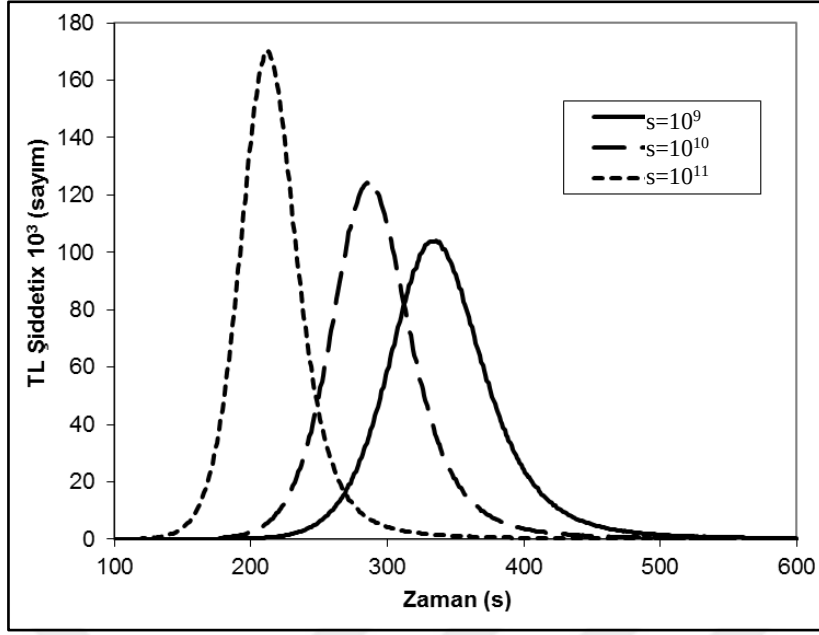
$$\frac{dn_v}{dt} = X - B(M - m)n_v \quad 6-4$$

$$\frac{dm}{dt} = B(M - m)n_v - A_m \cdot m \cdot n_c \quad 6-5$$

Bölüm 4.3'te anlatılan algoritma, yukarıdaki denklem setini çözmek üzere uyarlanmıştır. LBO kristalinde iki pik olduğu için, OTOR modeline ikinci bir tuzak eklenmiş ve Şekil 4-1'deki modelde yer alan tüm süreçleri ifade eden eşitlik seti oluşturulmuştur. Bu yöntemin TL kinematiğini temsil yeteneğini görmek üzere bazı temel kinetik davranışlar incelenmiştir. Bu inceleme OTOR modeli için gerçekleştirilmiştir. Geliştirilen MC algoritmasının OTOR modeli üzerindeki sınaması, hipotetik parametrelere sahip bir kristal üzerinde gerçekleştirilmiştir.

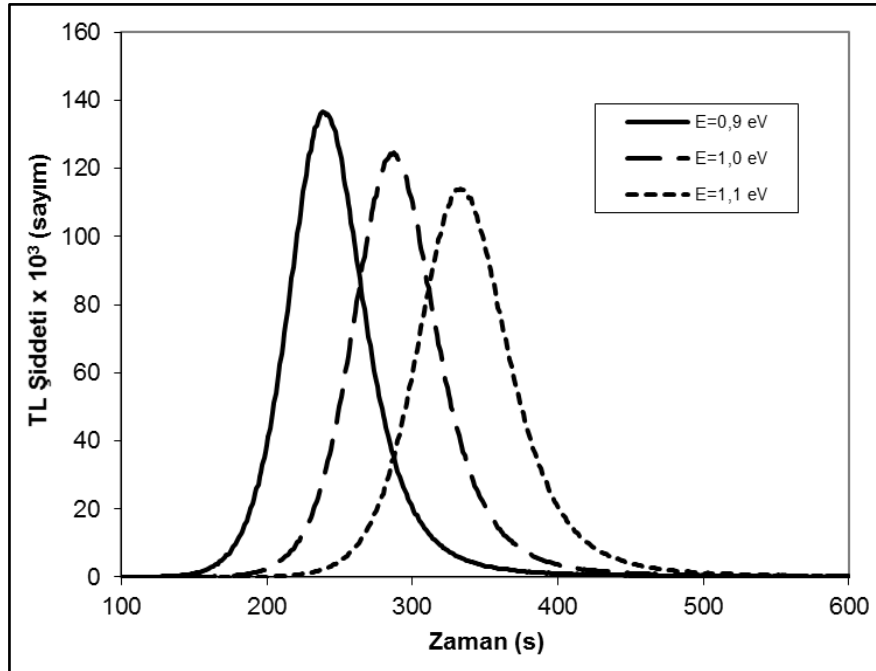
Şekil 6-1'de, geliştirilen algoritma kullanılarak farklı frekans çarpanları için elde edilmiş ışıma eğrileri verilmiştir. Frekans faktörü arttıkça tuzaktan kurtulma ihtimali artacak ve Şekil 6-1'de görüldüğü gibi azami sıcaklık sola doğru kayacaktır.

Eğer tuzak derinliği artarsa, tuzaktan kurtulma zorlaşacağı için ışıma eğrisinin tepe noktası daha yüksek sıcaklıklara doğru kayar. Bu davranış Şekil 6-2'de verilen ve geliştirilen algoritma ile farklı tuzak derinlikleri için elde edilen ışıma eğrilerinde görülmektedir.

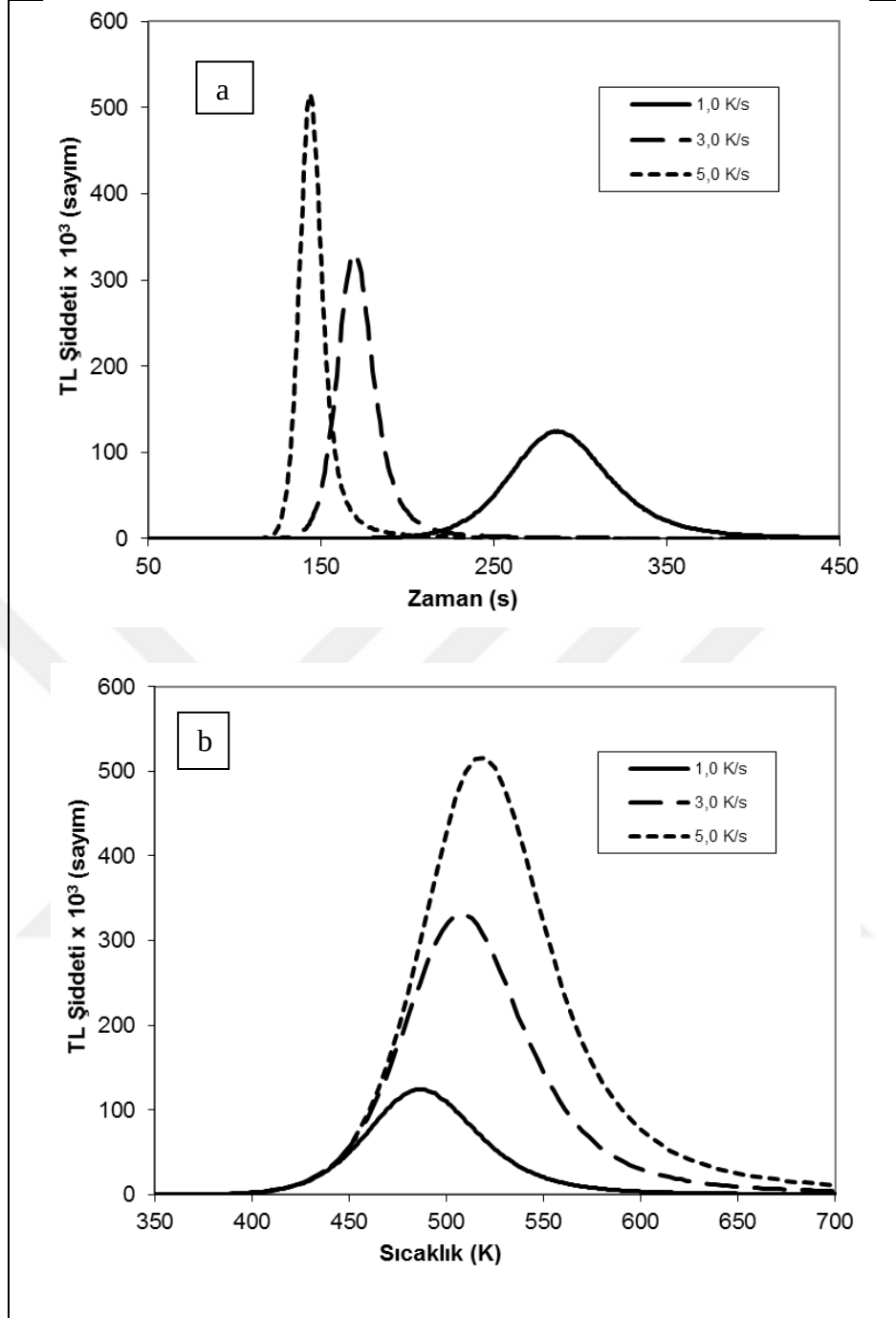


Şekil 6-1 Farklı frekans çarpanları ile elde edilmiş ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $E=1,0$ eV, $\beta = 1,0$ K/s.

Farklı ısıtma hızları ile elde edilen ışıma eğrileri Şekil 6-3'te verilmektedir. Daha yüksek bir ısıtma hızında, ışıma eğrisi daha erken boşalacaktır. Sıcaklık artış hızı yüksek olduğu için de ışıma eğrisinin tepe noktası daha yüksek sıcaklıklarda görülecektir.



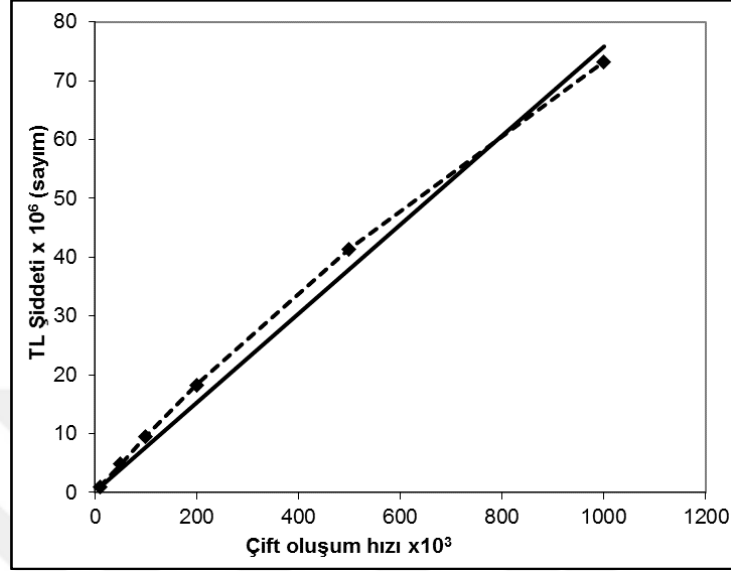
Şekil 6-2 Farklı tuzak derinlikleri ile elde edilmiş ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $s = 10^{+10} s^{-1}$, $\beta = 1,0$ K/s



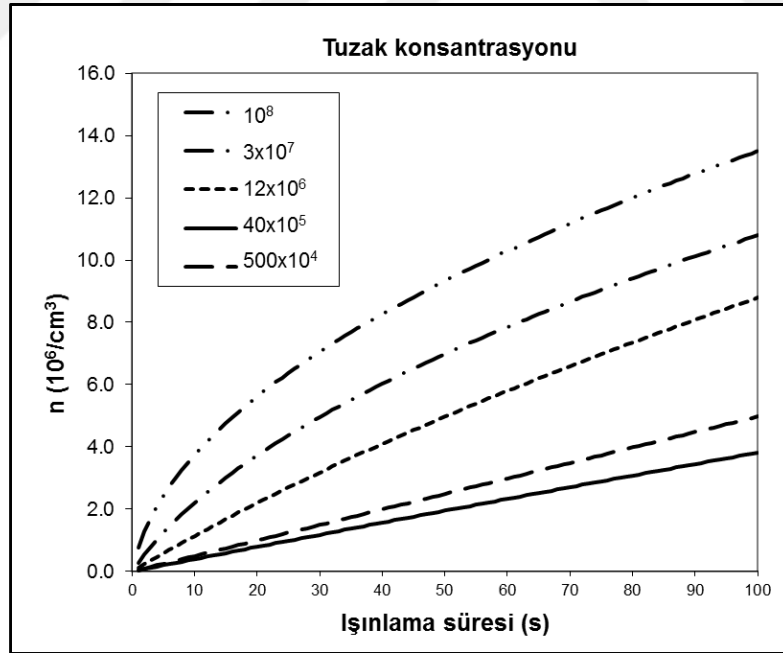
Şekil 6-3 Farklı ısıtma hızları ile zaman (a) ve sıcaklığın (b) fonksiyonu olarak elde edilen ışıma eğrileri. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $E=1,0$ eV $s=10^{+10} s^{-1}$.

Şekil 6-4'te, aynı süre içinde (100 s) fakat farklı elektron-deşik oluşum hızı sonucu elde edilen doz-TL şiddeti grafiği gösterilmektedir. Farklı doz, farklı elektron-deşik çifti oluşum hızı ile verilmiştir. Bu grafik, doz arttıkça kristalde doğrusal olmayan bir doz-TL ilişkisini göstermektedir. Böylece geliştirilen algoritmanın doğrusal olmayan doz bağımlılığını modellediğini görülmüştür.

Lawless ve arkadaşları tuzaklanmış çiftlerin konsantrasyonunun dozla olan ilişkisini incelemiş ve doz bağımlılığını göstermiştir [62]. Aynı çalışma, 10^4 ile $10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ aralığında çift oluşum hızları için geliştirilen algoritma ile tekrarlanmış ve literatürde verilen sonuçlar



Şekil 6-4 Aynı ışınlama süresi içinde, farklı çift oluşum hızlarına karşılık TL şiddeti. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+14}$, $N=10^{+14}$, $s=10^{+10} \text{ s}^{-1}$, $E=1,0 \text{ eV}$, $\beta = 1,0 \text{ K/s}$.



Şekil 6-5 100 s ışınlama süresince tuzaklardaki elektron yoğunluğu. $A_n=10^{-13}$, $A_m=10^{-7}$, $B=10^{-14}$, $M=10^{+15}$, $N=10^{+14}$, $s=10^{+10} \text{ s}^{-1}$, $E=1,0 \text{ eV}$, $\beta = 1,0 \text{ K/s}$.

elde edilmiştir (Şekil 6-5). Tuzak konsantrasyonlarının aynı grafikte gösterilebilmesi için, her bir sonuç göstergede belirtilen çarpanlarla büyütülerek verilmiştir.

6.2 Kinetik Parametrelerin Elde Edilmesi

Geliştirilen algoritmanın, LBO kristalinin tüm bu stokastik süreçler içerisindeki davranışını modellemek üzere kullanılabilmesi için bu kristale özgü kinetik parametrelerin elde edilmesi gerekmektedir. Literatür taraması sonucu bu parametreler için farklı çalışmalarda elde edilen veya atıfta bulunulan değer aralıkları saptanmıştır. Ayrıca Bölüm 3'te anlatılan deneysel çalışmalarla, incelenen kristale özgü ışıma eğrileri de elde edilmiştir. Bu eğrilerin analizi sonucunda da kristale özgü parametreler için değer aralıkları bulunmuştur. Bu değerler Çizelge 6-1'de verilmektedir.

LBO kristaline özgü kinetik parametrelerin elde edilmesi süreci, her bir parametrenin bir gen ile temsil edilmesi ile başlar. Parametreler için saptanan değer aralıklarında kalmak kaydıyla Bölüm 5'te anlatıldığı şekilde GA yapısı içinde genler üretilir. Bu genlerle temsil edilen parametreler geliştirilen algoritma ile ışıma eğrilerinin elde edilmesinde kullanılır. Elde edilen kromozomun uygunluğu, deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak bulunur. Bu amaçla uygunluk fonksiyonu kullanılmıştır.

Çizelge 6-1 Parametreler için tarama aralıkları ve elde edilen çözümler

Parametre	Aralık
e_1	0,40 – 1,0
e_2	1,50 – 1,90
A_{n1}	$10^{-17} - 10^{-14}$
A_{n2}	$10^{-17} - 10^{-14}$
A_m	$10^{-10} - 10^{-07}$
B	$10^{-16} - 10^{-13}$
M	$10^{14} - 10^{20}$
N_1	$10^{14} - 10^{20}$
N_2	$10^{14} - 10^{20}$
s_1	$10^5 - 10^{10}$
s_2	$10^{14} - 10^{20}$
n_c	$10^{-3} - 0,0$

Üretim özellikleri nedeniyle, her ne kadar aynı mertebede olsa da, farklı üretim süreçlerine dahil kristaller farklı parametrelere sahip olabilir. Bu nedenle çalışma iki farklı kristal (A ve B) için farklı doz değerleri kullanılarak yürütülmüştür.

Ayrıca tek bir doz değerini temsil eden tek bir ışıma eğrisi için bulunacak parametrelerin, LBO kristalini tamamıyla temsil edebileceği düşünülmemektedir. Bu nedenle A kristali 4 farklı doz değerine karşılık gelen 4 farklı ışınlama süresi (5, 10, 15 ve 20 s) ve B kristali ise

5 farklı ışınlama süresinde ışınlanmıştır (5, 10, 15, 20 ve 25 s). Her bir kristal için, uygulanan tüm doz değerlerine ait deneysel ışıma eğrilerini veren çözümler elde edilmeye çalışılmıştır. Yani bir kristalde birden fazla doz değeri sonucu elde edilen deneysel veriler için uygunluk fonksiyonunu minimum yapacak parametreler belirlenmiştir.

Uygunluk fonksiyonuna göre en iyi çözümü sağlayan lüminesans parametre seti Çizelge 6-2’de verilmiştir. Tuzaklarla ilgili çarpanlar (A_i , B) ve mevcut tuzak konsantrasyonları (N_i , M) hakkında literatürde verilen herhangi bir değer yoktur. Bölüm 3.4’te anlatılan analitik metotlarla elde edilebilecek veya literatürde verilen parametreler (E_i , s_i) için, stokastik metotla elde edilen değerlerin tutarlı olduğu görülmektedir.

Geliştirilen metodla, tüm kinetik parametre değerleri için sonuçlar elde edilebilmektedir. Analitik metotlarla elde edilen parametre değerlerinin aynı kristal için bile çok geniş bir dağılım göstermesine rağmen, deneysel etkilerin ortadan kaldırıldığı ve yaklaşım ve kabullerin yer almadığı stokastik metot daha güvenilir sonuçlar vermektedir.

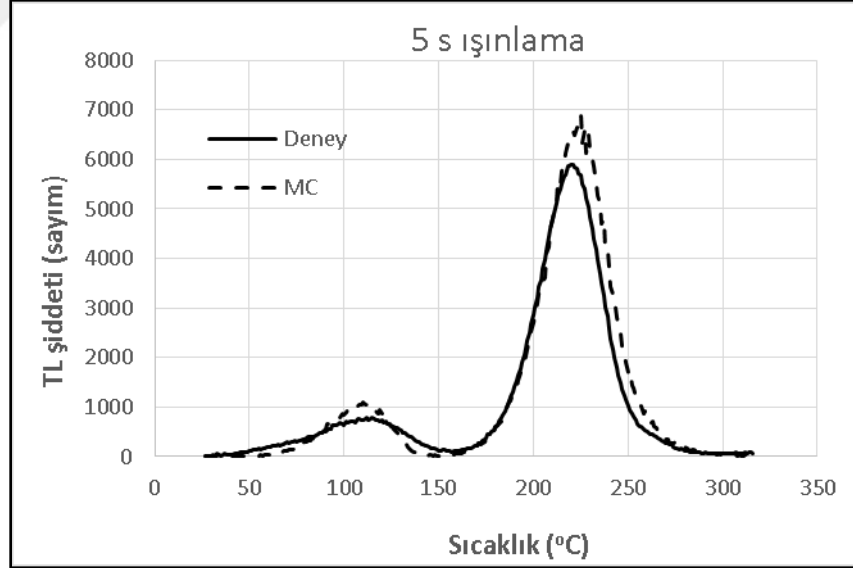
Çizelge 6-2 Kristal A ve B için elde edilen çözümler

	Kristal A			Kristal B		
	En İyi	Ortalama	Sapma	En İyi	Ortalama	Sapma
e_1	0,698	0,698	$2,220 \times 10^{-16}$	0,683	0,677	0,002
e_2	1,598	1,597	$6,075 \times 10^{-04}$	1,566	1,566	0,000
A_{n1}	$1,720 \times 10^{-14}$	$2,906 \times 10^{-14}$	$7,381 \times 10^{-14}$	$1,960 \times 10^{-15}$	$2,064 \times 10^{-15}$	$2,383 \times 10^{-16}$
A_{n2}	$1,200 \times 10^{-14}$	$1,019 \times 10^{-14}$	$6,077 \times 10^{-15}$	$1,180 \times 10^{-15}$	$3,482 \times 10^{-14}$	$5,386 \times 10^{-14}$
A_m	$3,560 \times 10^{-10}$	$3,555 \times 10^{-10}$	$3,500 \times 10^{-12}$	$3,830 \times 10^{-10}$	$3,836 \times 10^{-10}$	$6,753 \times 10^{-12}$
B	$4,340 \times 10^{-14}$	$6,653 \times 10^{-14}$	$1,920 \times 10^{-13}$	$1,340 \times 10^{-15}$	$2,109 \times 10^{-15}$	$2,507 \times 10^{-15}$
M	$1,670 \times 10^{+19}$	$4,752 \times 10^{+19}$	$1,908 \times 10^{+19}$	$8,620 \times 10^{+19}$	$6,971 \times 10^{+19}$	$1,659 \times 10^{+19}$
N_1	$5,300 \times 10^{+18}$	$3,189 \times 10^{+19}$	$1,812 \times 10^{+19}$	$1,310 \times 10^{+17}$	$1,267 \times 10^{+17}$	$9,232 \times 10^{+15}$
N_2	$6,230 \times 10^{+18}$	$3,472 \times 10^{+19}$	$1,890 \times 10^{+19}$	$4,570 \times 10^{+19}$	$2,553 \times 10^{+19}$	$1,438 \times 10^{+19}$
s_1	$4,460 \times 10^{+08}$	$4,400 \times 10^{+08}$	$2,375 \times 10^{+07}$	$9,130 \times 10^{+07}$	$9,486 \times 10^{+07}$	$9,534 \times 10^{+06}$
s_2	$1,200 \times 10^{+16}$	$1,200 \times 10^{+16}$	0,000	$1,180 \times 10^{+15}$	$1,180 \times 10^{+15}$	0,000
n_c	0,004	0,004	$3,469 \times 10^{-18}$	0,001	0,001	0,000
n_t	1,110	1,130	$5,862 \times 10^{-02}$	2,290	2,289	0,005

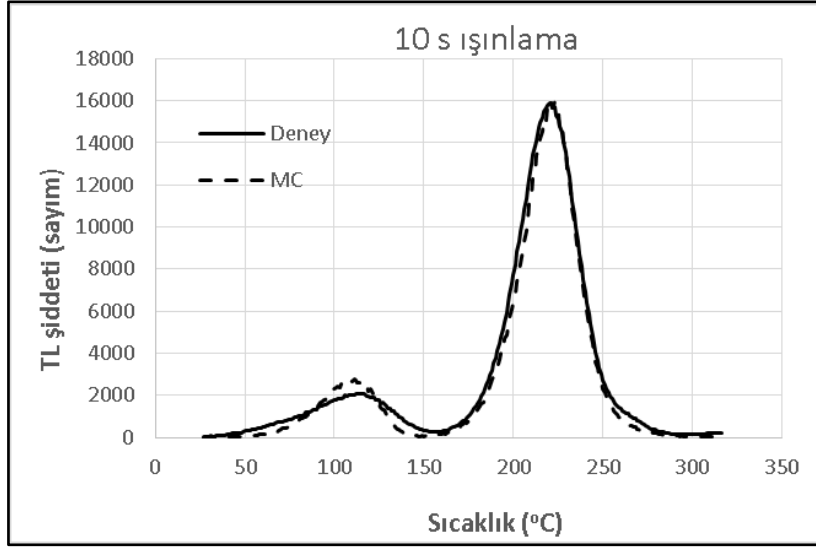
GA optimizasyonu sonucu elde edilen ve Çizelge 6-2’de verilen en iyi çözüm seti (lüminesans parametreler) kullanılarak elde edilen Monte Carlo sonuçları ile deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve sonuçlar Şekil 6-6 ile Şekil 6-14 arasında verilmiştir.

Her iki kristal için de 5 s’lik ışınlama için elde edilen ışıma eğrileri dışında, deneysel ışıma eğrilerinin elde edildiği görülmektedir. 5 saniyelik ışınlamalar, deneyin başlangıcındaki ışınlamalardır. Okuyucu sistem ışınlamanın başlamasından önce sistemi azot gazı ile temizler. Bu nedenle ilk okuma değerlerinde sistemin ölçtüğü sıcaklık değerinin, aslında kristalin sıcaklık değerinden daha düşük olduğu düşünülmektedir.

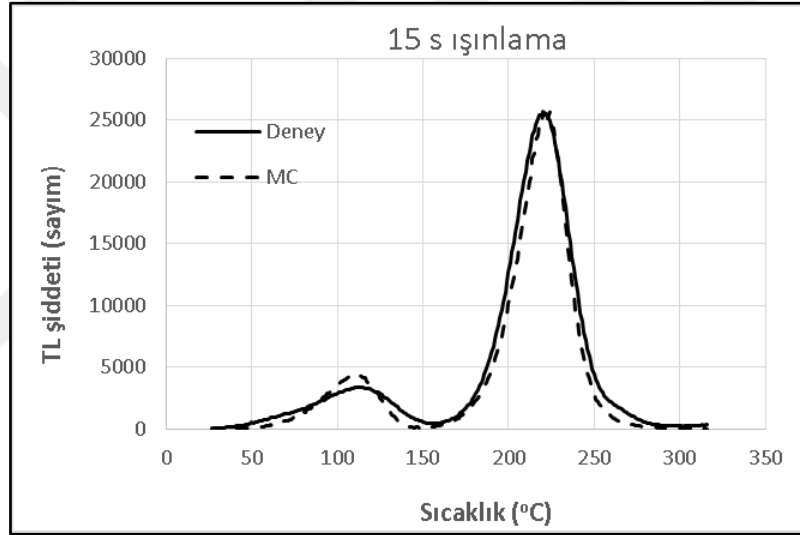
Deneylerde ışıma eğrileri, kristallerin üzerine konuldukları tablanın ısıtılması ile elde edilir. Okuma sisteminin sıcaklık verileri, bu tabladaki sıcaklık değerleri olarak verilmektedir. Ancak deneylerde kristaller tablaya, üzerine yapıştırıldıkları kapton altlıkla birlikte ve altlık ısıtma tablasına oturacak şekilde yerleştirilmiştir. Kapton kalınlığı 0,1 mm ve kristaller 90 mikron kalınlığında olsa da kristaller çıplak şekilde tabla üzerine yerleştirilmediklerinden, sistemin sıcaklık ölçüm değerleri ile kristallerin gerçekten maruz kaldıkları sıcaklıklar arasında fark olacaktır.



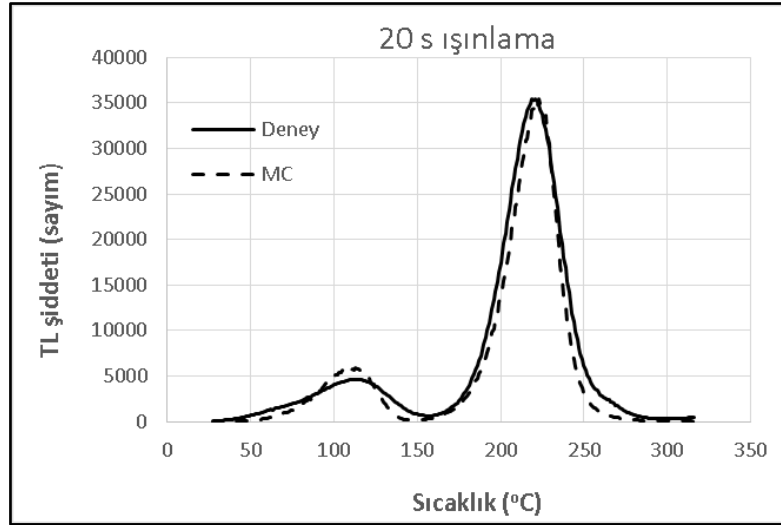
Şekil 6-6 5 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)



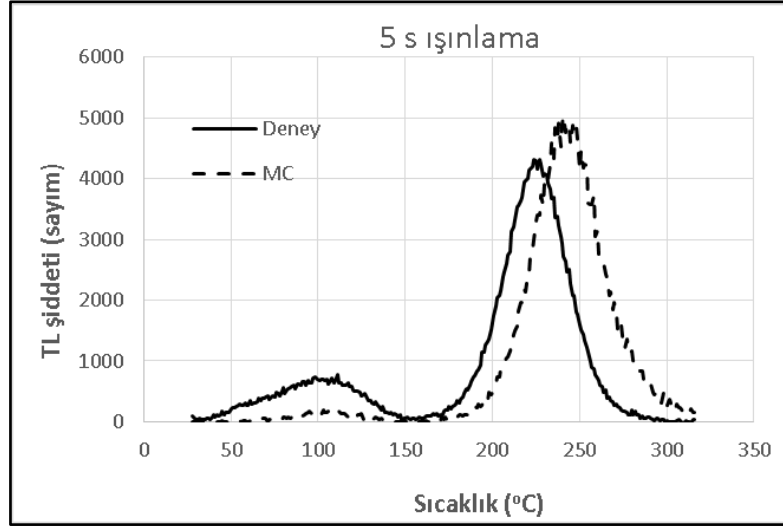
Şekil 6-7 10 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)



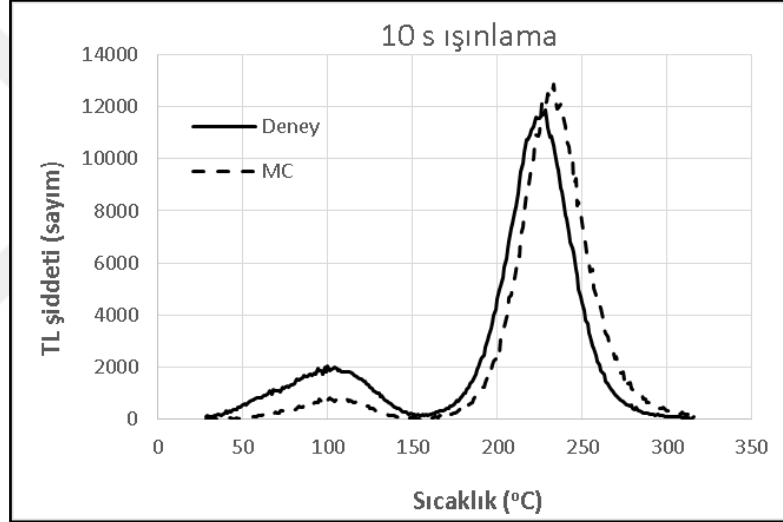
Şekil 6-8 15 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)



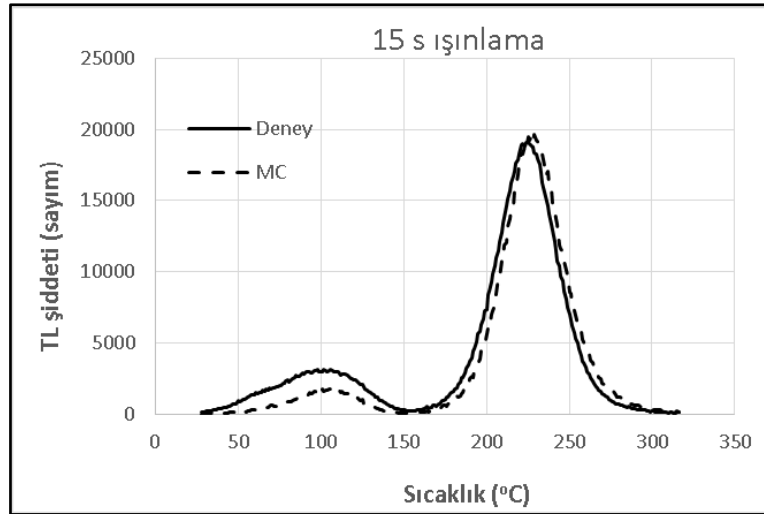
Şekil 6-9 20 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal A)



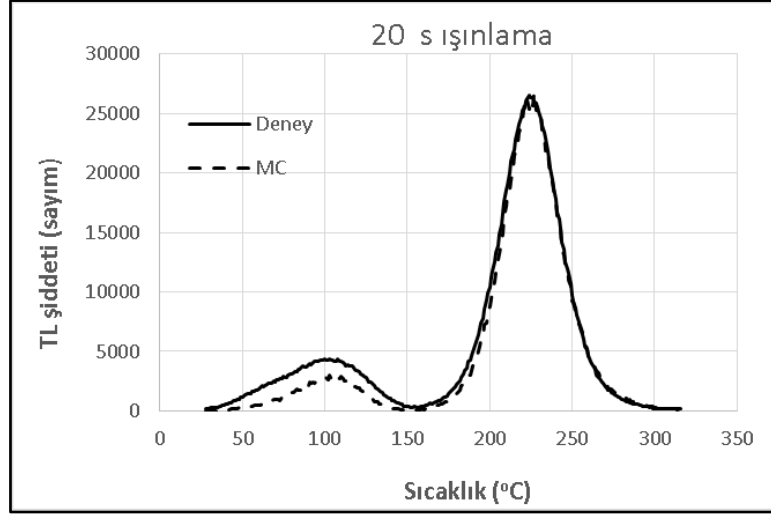
Şekil 6-10 5 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)



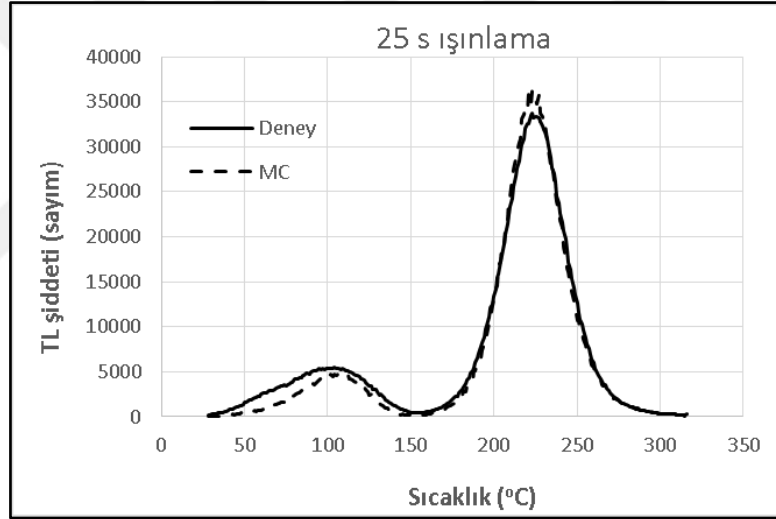
Şekil 6-11 10 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)



Şekil 6-12 15 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)



Şekil 6-13 20 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)



Şekil 6-14 25 s ışınlama sonrası elde edilen ışıma eğrisi ve MC çözümü (Kristal B)

Doz değeri algoritmalarında LBO kristali için yüksek sıcaklık pikinin altında kalan alan kullanılmaktadır. Her bir ışıma eğrisi için deneysel olarak elde edilen ve hesaplanan alanlar Çizelge 6-3 ve Çizelge 6-4’te verilmektedir.

Kristallerin ışınlama sürelerine karşılık gelen doza karşılık dozimetrik pik olarak kabul edilen 2. pikin altında kalan alan Şekil 6-15’de verilmiştir. Geliştirilen algoritma ile hesaplanan pik alanının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması ise Şekil 6-16’da gösterilmiştir. Grafiklerden anlaşılacağı gibi deneysel çalışmamız henüz kristalin doğrusal davranış gösterdiği doz bölgesinde kalmaktadır. Bu bölgedeki ışıma eğrilerinden ve geliştirilen

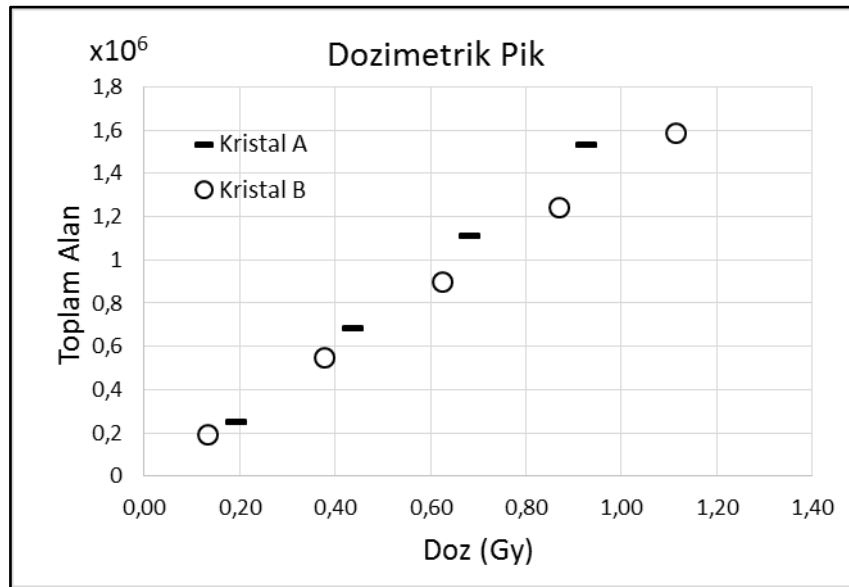
algoritmada yararlanarak elde ettiğimiz kinetik parametreleri kullanılarak, kristalin dozimetrik özellikleri de incelenmiştir.

Çizelge 6-3 Dozimetrik pike ait TL sayımları

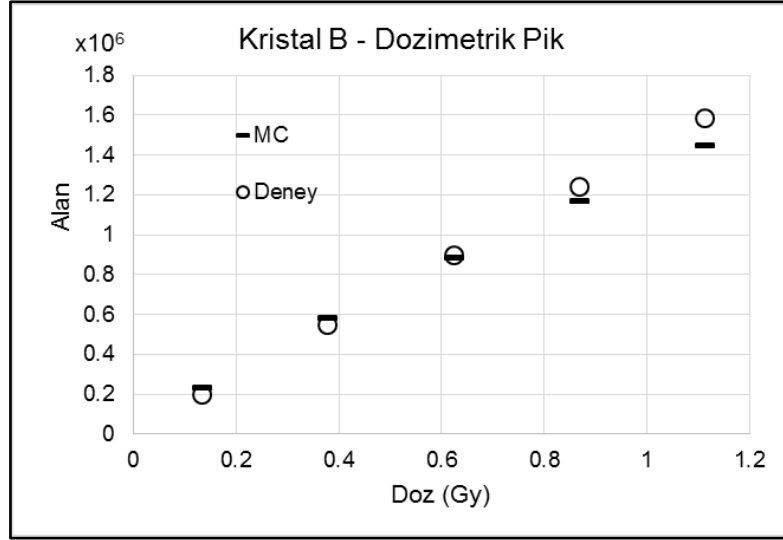
Kristal A				Kristal B			
Doz (Gy)	MC	Deney	Hata (%)	Doz (Gy)	MC	Deney	Hata (%)
0,191	292607	254816	14,83	0,13	233236	197895	17,86
0,436	623444	687444	9,31	0,38	583839	549638	6,22
0,681	955277	1112372	14,12	0,62	887592	898382	1,20
0,926	1287633	1535335	16,13	0,87	1173151	1241657	5,52
				1,11	1449698	1590192	8,84

Çizelge 6-4 Kristallerin toplam TL sayımları

Kristal A				Kristal B			
Doz (Gy)	MC	Deney	Hata (%)	Doz (Gy)	MC	Deney	Hata (%)
0,191	335299	300428	11,61	0,13	246645	243845	1,15
0,436	735119	809668	9,21	0,38	649819	676083	3,88
0,681	1134469	1311877	13,52	0,62	1014294	1102838	8,03
0,926	1533767	1811643	15,34	0,87	1361516	1525466	10,75
				1,11	1699417	1951831	12,93

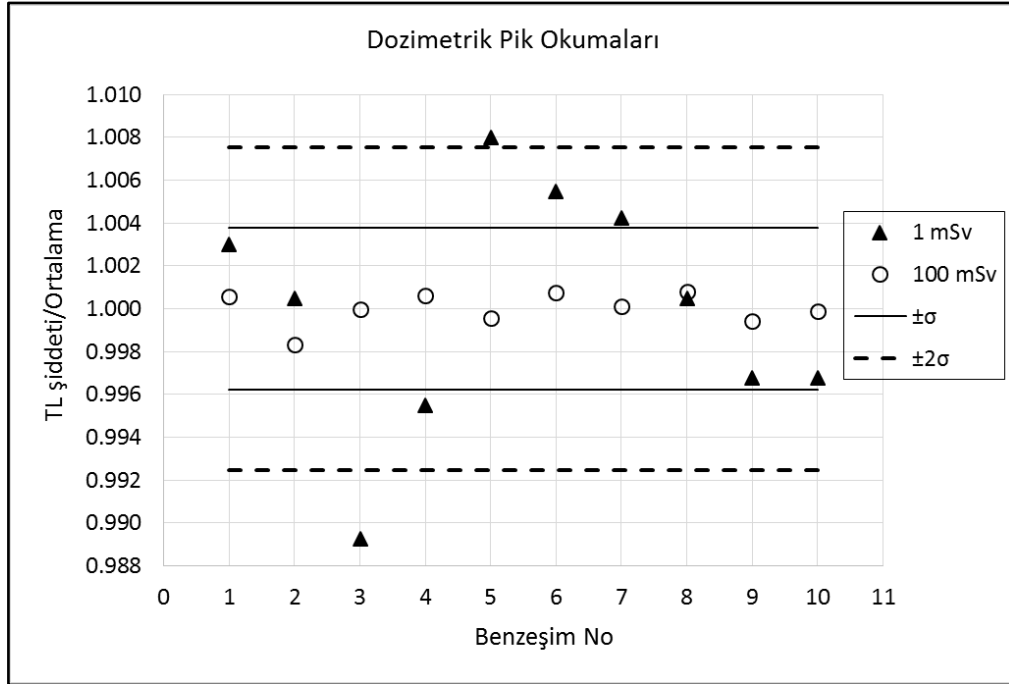


Şekil 6-15 Kristal A ve B için dozimetrik pik altında kalan alanın dozla değişimi



Şekil 6-16 Kristal B için deneysel ve hesaplanan (MC) dozimetrik pik alanı

Şekil 6-17’de, eğer kristalde 1 mGy ve 100 mGy doz soğurulduğunda geliştirilen algoritma ile hesaplanan TL şiddetleri verilmiştir. Algoritma 1 mGy ve 100 mGy doz değerleri için 10’ar defa çalıştırılmış ve sonuçlar kendi grup ortalamalarına göre grafiğe aktarılmıştır. Grafikten doz değeri arttıkça stokastik hatanın azaldığı görülmektedir. 1 mGy için stokastik hata yaklaşık %1 düzeyindedir. Bu değer 100 mGy için % 0,02 seviyelerine düşmektedir.

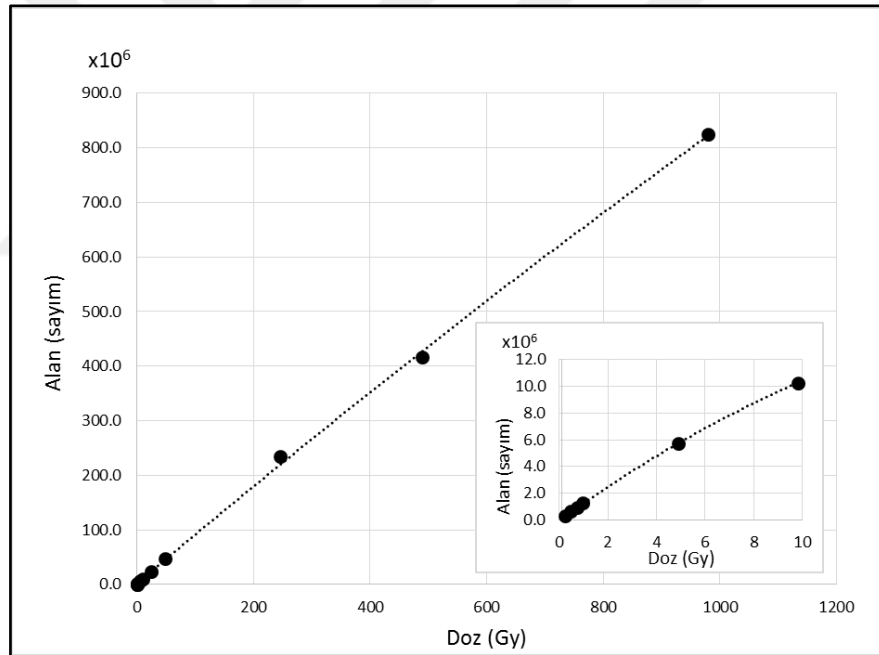


Şekil 6-17 1 mSv ve 100 mSv doz değerlerine karşılık gelen TL şiddeti

6.3 Dozimetrik Özellikler

6.3.1 Doğrusallık Sınırı

Geliştirilen algoritma ile deneyde verilen doz değerlerinin üzerinde doz değerleri için benzeşimler yapılmıştır. Bu benzeşimlerde deneylerden elde edilen parametreler kullanılmıştır. Şekil 6-18’de 1000 Gy’e kadar olan yüksek doz değerlerine karşılık, dozimetrik pik olan yüksek sıcaklık piki (pik 2) altında kalan alan verilmektedir. Elde edilen parametrelerle yapılan benzeşimde, doz davranışının bu değerlere kadar doğrusal davrandığı görülmüştür. Aslında lüminesans şiddetinde bir azalma görülmekle birlikte, bu belirgin ve baskın bir şekilde gözlenmemiştir. Farklı metotlarla üretilen kristaller için doğrusal davranışın gözlenebildiği azami doz değerleri 10 Gy’den 1000 Gy’e [85] kadar bildirilmektedir.



Şekil 6-18 Dozimetrik pik altında kalan alanın yüksek dozlardaki davranışı

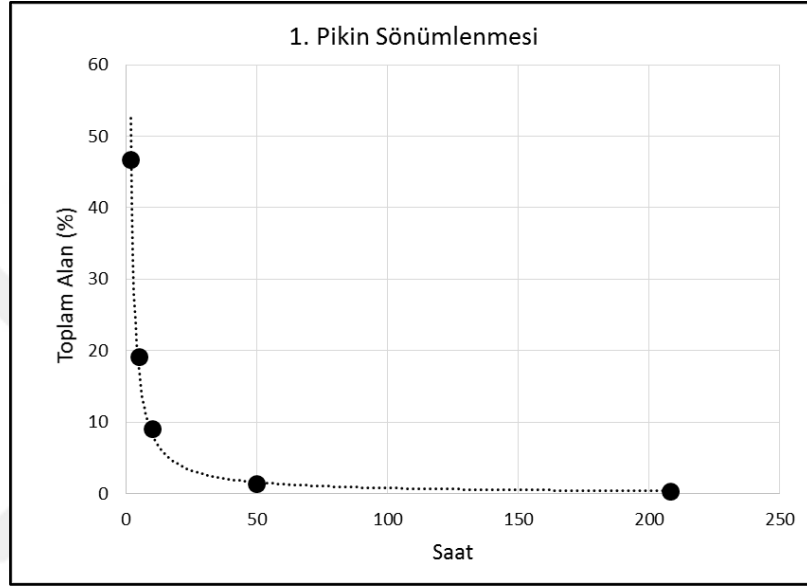
6.3.2 Sönümlenme

Şekil 6-19’de LBO kristalinin düşük sıcaklık pikinin zamanla sönümlenmesi görülmektedir. Bu pik, yaklaşık 50 saat gibi bir sürede sönümlenmektedir (Şekil 6-19). Yüksek sıcaklıktaki ikinci pikte bir sönümlenme 1 ay sonrasında % 8 olarak bulunmuştur (Şekil 6-20).

Işınlamadan sonra okumaya kadar geçen sürenin, sönüm ve dolayısıyla doz hesaplaması üzerinde etkili olduğu bilinmektedir [15]. Işınlamadan sonra hemen sonra yapılan

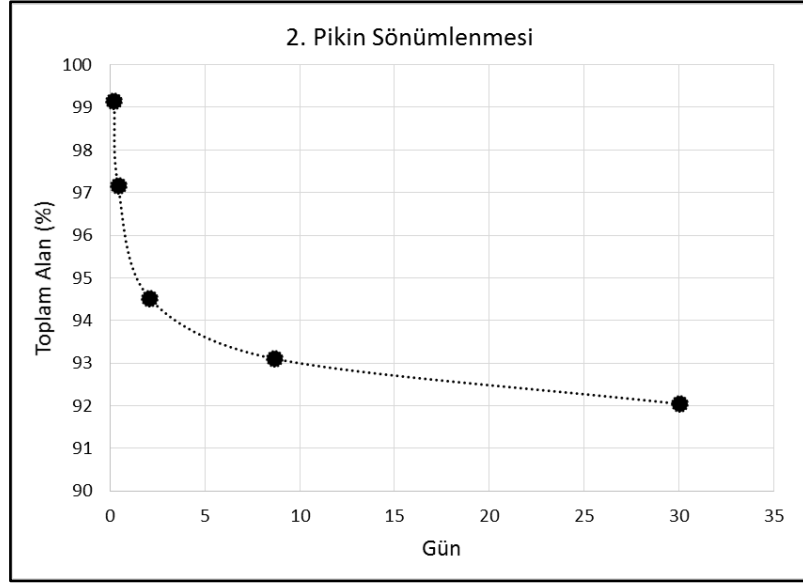
okumalarda, bir gün sonraki sönümlenmenin % 10, 90 günlük periyot sonrasında ise %10-17 olduğu bulunmuştur. Ancak ışınlamadan sonra 1 gün beklenmesi halinde sönümlenme %3-5, 3 gün beklenmesi halinde %2-4 olarak bildirilmiştir.

Nano fosfor kristallerle yaptığı deneylerde Chopra ve arkadaşları, 1 ay içindeki sönümlenmenin % 10 olduğunu ve katkılama arttırılırsa sönümlenmenin düştüğünü bildirmişlerdir [85]. Driscoll ve arkadaşları bu oranı bir ayda % 5'ten daha düşük olduğunu bulmuştur [86].



Şekil 6-19 Düşük sıcaklık pikinin sönümlenmesi

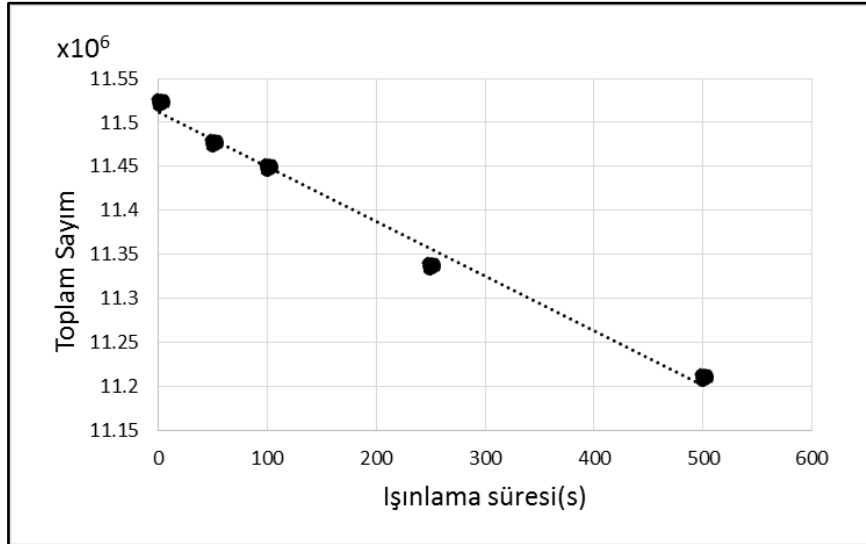
LBO kristali için doz ölçümü için yüksek sıcaklık piki kullanılmaktadır. Dolayısıyla bu pikin sönümlenmesi dozimetrik kristal için önemli bir parametredir. Doz değerlerinin hesaplanmasında kullanılan algoritmalarda, dozimetrenin kullanıldığı periyoda göre bu pikin sönümlenmesi için düzeltme faktörleri kullanılmaktadır.



Şekil 6-20 Yüksek sıcaklık pikinin sönümlenmesi

6.3.3 Doz Hızı Etkisi

Geliştirilen yöntem kullanılarak farklı ışınlama sürelerinde aynı doza (10 Gy) maruz kalan kristalin benzeşimi Şekil 6-21’de verilmektedir. Aynı doz değerinin daha kısa sürelerde verildiğinde, ışınlama süresince özellikle düşük sıcaklık pikinden kurtulan elektronların belli bir miktarının yeniden birleşme yaparak luminesans şiddetinde azalmaya neden olmaktadır.



Şekil 6-21 Aynı doz (10 Gy) için farklı ışınlama sürelerindeki toplam sayım

6.4 Tartışma

Bu çalışma ile TLD-802 tipi termoluminesans dozimetrede kişisel dozimetreye yönelik olarak kullanılan LBO kristali için lüminesans parametreleri belirlenmiştir. Bu amaçla dozimetrenin ışınlaması, lüminesans kinematığı, okuma sistemi gibi TL dozimetri sistemini oluşturan süreçler stokastik metotlar kullanılarak modellenmiştir. Geliştirilen algoritmanın, lüminesans kinematığını modelleme yeteneği gösterilmiştir. Böylece, LBO kristali için, deneysel koşullar ve çevresel etmenlerden arındırılmış bir benzeşimi elde edilmiştir. Çalışmada sunulan yöntem farklı TL kristallerine uygulanabilir ve bu kristallerin lüminesans parametreleri ve doz cevapları elde edilebilir.

Kullanılan algoritma herhangi bir kabul veya sadeleştirme içermemekte, tamamen geçiş olasılıklarının getirdiği stokastik sistem dinamiklerini yansıtmaktadır. Bu algoritma, enerji bandı modeline dayanan termoluminesans kinetiğini çok iyi bir şekilde yansıtmaktadır. Algoritma sadece boşaltma/okuma aşamasında değil, tuzakların radyasyona maruz kalarak dolması aşamasını da modelleyebilmekte ve dolayısıyla tuzak ve/veya bant konsantrasyonlarının tespitine imkan sağlamaktadır.

Bir kristalde birden fazla doz değeri sonucu elde edilen deneysel veriler için GA uygunluk fonksiyonunu minimum yapacak parametreler kullanılarak hesaplanan ışıma eğrileri incelendiğinde, doz değeri arttıkça ışıma eğrisinin daha düşük sıcaklıklara doğru kaydığı görülmektedir. Bu durum ikinci mertebeden bir davranış özelliğidir. Deneysel ışıma eğrilerinde böyle bir davranış gözlenmemiştir. Bu nedenle LBO kristalinin birinci mertebeden kinetik özelliklerine sahip olduğu söylenebilir. Bu durumda, LBO kristali için bant modeline dayanan OTOR modelinin yeterli olmadığı değerlendirilmektedir. Özellikle ısıl sönümlenmenin etkisi ve doğrudan yeniden birleşme geçişinin de modele eklenmesi gerektiği düşünülmektedir.

Modelimize temel teşkil eden ve iki tuzak-tek birleşim merkezi olarak adlandırılan sistemde elektron-deşik çifti oluşumu doz ile doğru orantılı olarak artmaktadır. Ancak ışınlama sürecinde, radyasyonun kristalde mevcut tuzakları ortadan kaldırma veya tuzaklara yakalanmış elektronları tuzaklardan çıkarma olasılığı vardır. Bunun aksine radyasyonun etkisi ile yeni tuzakların oluşması söz konusudur.

Geliştirilen stokastik model, genetik algoritma yapısı ile birleştirilmiş ve gerçekleştirilen deneylerden elde edilen ışıma eğrilerine göre kristale özgü lüminesans parametrelerinin tespiti yapılmıştır. Mevcut bilimsel çalışmalarda farklı üretim metotları ile elde edilmiş kristaller (tek kristal, toz) için bulunan değerler çok geniş bir dağılım göstermektedir.

Kristalin hazırlanış metodu ve katkılamadaki farklılıklar, deneysel koşullardaki farklılıklar ve parametreler için verilen analitik çözümlerin bazı koşul ve durumlar için geçerli olması bunun temel nedenlerindendir. Dolayısıyla kristaller için genel olarak geçerli bir lüminesans parametre setinden bahsedilemez.

Bu çalışmaya temel olan deneylerden elde edilen ışıma eğrileri ile de bazı parametrelerin (E_i , s_i) analitik çözümleri elde edilmiştir. Stokastik yöntemle elde edilebilen parametrelerin literatürde var olan değerlerle tutarlı olduğu görülmüştür. Elektron ve deşik bozunum olasılık çarpanları (A_i , B) ve mevcut tuzak konsantrasyonları (N_i , M) geliştirilen yöntemle tespit edilmiştir.

Çalışılan kristalin dozimetrik özellikleri de incelenmiştir. Kristalin 1000 Gy doz değerine kadar belirgin bir sapma olmadan doğrusal davrandığı görülmüştür. Sığ tuzakla alakalı düşük sıcaklık pikinin yaklaşık 50 saat içinde tamamen boşalacağı ancak dozimetrik amaçla kullanılan yüksek sıcaklık pikinde TL şiddetinin bir aylık süre içinde % 8 sönümlendiği bulunmuştur.

Lüminesans kuantum verimi, taban durumuna dönen merkezlerin ne kadarının TL şiddetine katkı yaptığını belirtir. En çok çalışılan ve en iyi bilinen TL malzemesi olan LiF:Mg, Ti (TLD-100)'ün ölçülen deneysel iç verimi teorik limitin 300-400 katı kadar düşüktür [21]. En hassas malzemelerde bu oran yaklaşık olarak 3'tür. Daha yüksek verime sahip kristallerin geliştirilmesi beklenmemektedir [21]. Bu çalışmada LBO:Cu kristalinin kuantum verimi % 0,1 – 0,4 arasında bulunmuştur.

Bu çalışmada yapılan deneylerde, dozimetrik kristalin deney sırasında sıcaklığının tespiti, dozimetrik malzemenin ısıtma tablası üzerine yerleşimi, elde edilen ışıma eğrilerini etkileyen faktörler olarak değerlendirilmektedir. Kristaller, üzerine sabitlendikleri altlıktan alınarak toz halde kullanılmamıştır. Ayrıca deneylerde kristalleri çevresel nem ve toz gibi faktörlerden koruyan şeffaf teflon da çıkarılmıştır.

Dozimetre sistemleri bu faktörleri giderecek şekilde tasarlansa bile, dozimetrelerin kalibrasyonları deneysel çalışmalara bağlıdır. Bu deneylerle dozimetre sisteminin enerji ve açı bağımlılığı, ışınlama sistemleri ile verilen doz değeri üzerindeki belirsizlikler, okuyucu ve üretim metodunun tekrarlanabilirliği gibi faktörler, doz algoritmasının oluşmasında kullanılırlar. Geliştirilen bu metotla, herhangi bir dozimetrik sistem için bir deneysel süreç gerektirmeden yukarıda bahsedilen tüm hata kaynaklarını süreçten dışlayıp, elde edilen doz değerlerini bu hatalardan arındırmak mümkün olacaktır.

Geliştirilen yöntem, aynı zamanda optik uyarmalı sistemlerin benzeşiminde de kullanılabilir. Böylece her iki metotla uyarma sonucu ışıma eğrisi elde edilebilen bir kristal için, örneğin ısı uyarma sırasında kristalin sıcaklığındaki gecikme çalışılabilir. Aynı zamanda optik uyarmalı sistemde tesir kesitleri ile ilgili belirsizlikler giderilebilir.

Bu çalışmada yapılandırılan TL kinetiği, daha karmaşık durumların benzeşimi için de kullanılabilir. Analitik çözümleri daha da karmaşık hale getirecek dolaylı geçişler, ısıl sönümlenme, konsantrasyon sönümlenmesi gibi süreçler ve ışınlamanın TL şiddeti üzerindeki etkisi de modele dahil edilebilir. Yakın dönemde bu süreçlerinde modele eklenmesi ve yöntem kullanılarak frekans çarpanı ve enerji bandı genişliğinin sıcaklık bağımlılığı üzerine çalışılması düşünülmektedir.



KAYNAKLAR

- [1] K. Mahesh, P. S. Wang ve C. Furetta, *Thermoluminescence in Solids and Its Applications*, Nuclear Technology Publishing, 1989.
- [2] M. Oberhofer ve A. Scharmann, *Applied Thermoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd, 1979.
- [3] J. Randall ve M. H. F. Wilkins, Phosphorescence and Electron Traps: I. The Study of Trap Distributions, *Proceedings Royal Society*, A 184, 1945.
- [4] G. F. J. Garlick ve A. F. Gibson, The electron trap mechanism of luminescence in sulphide and silicate phosphors, *Proceedings Royal Society* A60, 574-590, 1948.
- [5] S. W. S. McKeever, *Thermoluminescence of Solids*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [6] A. J. Bos, Theory of thermoluminescence, *Radiation Measurement*, 41, 45-56, 2007.
- [7] H. W. Leverenz, *An Introduction to Luminescence of Solids*, Londra: John Wiley & Sons Inc, 1950.
- [8] R. Chen ve S. McKeever, *Theory of Luminescence and Related Phenomena*, World Scientific Publishing, 1997.
- [9] S. Perle, *Estimation of Overall Uncertainty TLD, Film and CR39*, Global Dosimetry Solutions, 2007.
- [10] L. Botter-Jensen, Luminescence Techniques: Instrumentation and Methods, *Radiation Measurements*, 27, 749-768, 1997.
- [11] A. Kelemen, D. Mesterhazy, M. Ignatovych ve V. Holov, Thermoluminescence characterization of newly developed Cu-doped lithium tetraborate materials, *Radiation Physics and Chemistry*, 81, 1533–1535, 2012.
- [12] C. Furetta, *Handbook of Thermoluminescence*, World Scientific Publishing, 2003.
- [13] S. Miljanic, M. Ranogajec, Z. Komor ve B. V. Knezevic, Main dosimetric characteristics of some tissue equivalent, *Radiation Protection Dosimetry*, 100, 437-442, 2002.
- [14] J. H. Schulman, R. D. Kirk ve W. E. J., *Use of lithium borate for thermoluminescence dosimetry*, Proceedings of Stanford Luminescence Dosimetry Conference, Haziran 1965.
- [15] B. Ben-Shachar, G. L. Catchen ve H. J. M., Characteristics of the Panasonic UD-802 Phosphors, *Radiation Protection Dosimetry*, 27, no. 2, 1989.
- [16] B. Tiwari, N. S. Rawat, D. G. Desai, S. G. Singh, M. Tyagi ve P. Ratna, Thermoluminescence studies on Cu-doped Li₂B₄O₇ single crystals, *Journal of Luminescence*, 130, 2076-2083, 2010.
- [17] M. Takenaga, O. Yamamoto ve T. Yamashita, Preparation and characteristics of Li₂B₄O₇:Cu phosphor, *Nuclear Instrumentation and Method*, 175, 1980.
- [18] ISO IEC 62387-1:Radiation protection instrumentation-Passive integrating dosimetry systems for environmental and personal monitoring, International Organization for Standardization, 2012.

- [19] S. W. S. McKeever, Editorial: Thermoluminescence Dosimetry: Deterministic Unpredictability, *Radiation Protection Dosimetry* 40, no. 4, 405-406, 1993.
- [20] A. Ege, Y. Wang ve P. D. Townsend, Systematic errors in Thermoluminescence, *Nuclear Instruments and Methods in Physics A*, 576, 411-416, 2007.
- [21] A. J. J. Bos, On the Energy Conversion in Thermoluminescence Dosimetry Materials, *Radiation Measurements*, 33, 737-744, 2001.
- [22] R. H. Bube, *Electronic Properties of Crystalline Solids, An Introduction to Fundamentals*, Academic Press, 1974.
- [23] V. Slugen, *What kind of information we can obtain from Pozitron Annihilation Spectroscopy*, European Commission, 2006.
- [24] A. Vedda, Influence of defects and traps in the scintillation process, *Proceedings of the 7th International Conference on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation*, Krakow, 2009.
- [25] J. A. Partridge ve C. E. May, Thermoluminescence kinetics of alpha irradiated alkali halides, *Journal of Chemical Physics*, 42, 1401, 1964.
- [26] C. Furetta, V. Pagonis ve G. Kitis, *Numerical and Practical Exercises in Thermoluminescence*, Springer Science, 2006.
- [27] Panasonic Technical Data White Paper.
- [28] G. Shani, *Radiation Dosimetry, Instrumentation and Methods*, CRC Press LLC, 2001.
- [29] S. R. Manohara, S. M. Hanagodimath ve L. Gerward, Energy absorption buildup factors of human organs and tissues at energies and penetration depths relevant for radiotherapy and diagnostics, *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 12, no. 4, 2011.
- [30] C. Furetta, M. Prokic, R. Salamon, V. Prokic ve G. Kitis, Dosimetric characteristics of tissue equivalent thermoluminescent solid TL detectors based on lithium borate, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 456, 411-417, 2001.
- [31] M. Kerikmae, *Some Luminescent Materials for Dosimetric Applications and Physical Research*, Doktora Tezi, Kimya Bölümü, Tartu Üniversitesi, Tartu, 2004.
- [32] F. H. Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, WILEY-VCH, 2004.
- [33] J. K. Srivastava ve S. J. Supe, Thermoluminescence characterization of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$ doped with Cu, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 22, 1537-1543, 1989.
- [34] M. Martini, F. Meinard, L. Kovacs ve K. Polgar, Spectrally Resolved Thermoluminescence of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7\text{:Cu}$ Single Crystals, *Radiation Protection Dosimetry*, 65, no. 4, 343-346, 1996.
- [35] Y. Fukuda, T. Okuno ve N. Takeuchi, Thermoluminescence of borate glass containing copper, *Radiation Protection Dosimetry*, 6, no. 1-4, 309-312, 1983.
- [36] A. T. Brant, B. E. Kananan, M. K. Murari, J. W. McClory, J. C. Petrosky, V. T. Adamiv, Y. V. Burak, P. A. Dowben ve L. E. Halliburton, Electron and hole traps in Ag-doped lithium tetraborate ($\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$) crystals, *Journal of Applied Physics*, 110, 2011.

- [37] M. Santiago, M. Lester, E. Caselli, A. Lavat, A. Ges, F. Spano ve C. Kessler, Thermoluminescence of sodium borate compounds containing copper, *Journal of Material Science Letters*, 17, no. 15, 1293-1396, 1998.
- [38] M. W. Swinney, J. W. McClory, J. C. Petrosky, S. Yang, A. T. Brant, V. T. Adamiv, Y. V. Burak, P. A. Dowben ve L. E. Halliburton, Identification of electron and hole traps in lithium tetraborate ($\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$): Oxygen vacancies and lithium vacancies, *Journal of Applied Physics*, 107, 2010.
- [39] A. T. Brant, D. A. Buchanan, J. W. McClory, P. A. Dowben, V. T. Adamiv, Y. V. Burak, V. T. Adamiv ve L. E. Halliburton, EPR identification of defects responsible for thermoluminescence in Cu-doped lithium tetraborate ($\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$) crystals, *Journal of Luminescence*, 139, 125-131, 2013.
- [40] Z. L. Hadfield, *Cathodoluminescence and thermoluminescence of undoped LTB and LTB:A (A = Cu, Ag, Mn)*, Doktora Tezi, Air Force Institute, 2013.
- [41] M. I. Mazharul, V. M. Volodymyr, T. Bredow ve C. Minot, Structural and Electronic Properties of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$, *Journal of Physics Chemical B*, 109, 13597-13604, 2005.
- [42] J. Wooten, *Electronic Structure of Lithium Tetraborate*, Doktora Tezi, Air Force Institute, 2010.
- [43] Y. Kutomi, A. Tomita ve N. Takeuchi, TL and TSEE in Crystallised $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7\text{:Cu}$ Glass, *Radiation Protection Dosimetry*, 17, 499-502, 1986.
- [44] Y. Kutomi ve A. Tomita, TSEE and TL of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7\text{:Cu}$ Single Crystals, *Radiation Protection Dosimetry*, 33, 347, 1990,
- [45] Guide to RISO TL/OSL Reader, DTU Nutech, 2014.
- [46] T. M. Pitors, R. Melendrez ve W. Drozdowski, Effects of the temperature lag on thermoluminescence analysis with Hoogenstraaten's heating rate method, *Radiation Protection Dosimetry*, 84, no. 1-4, 127-130, 1999.
- [47] M. S. Rasheedy, A Modification of the Kinetic Equations Used for Describing the Thermoluminescence Phenomenon, *Journal of Fluorescence*, 15, no. 4, 2005.
- [48] R. K. Gartia, S. Ingotombi, T. S. C. Singh ve P. S. Mazumdar, On the determination of the activation energy of a thermoluminescence peak by the two heating rates method, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 24, 65-69, 1991.
- [49] O. Annalakshmi, Kinetik parameters of lithium tetraborate based TL materials, *Journal of Luminescence*, 141, 60-66, 2013.
- [50] B. Tiwari, Thermoluminescence studies on Cu-doped $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$ single crystals, *Journal of Luminescence*, 130, 2076-2083, 2010.
- [51] N. Rawat, M. S. Kulkarni, D. G. Desai, B. Tiwari, P. Ratna ve S. C. Gadkari, Thermoluminescence studies of copper and indium doped $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$ single crystals, *Radiation Protection*, 2015.
- [52] B. Hunda, Concentration and Temperature Dependence of Luminescence for the Copper-doped Lithium Tetraborate Single Crystals, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 1, no. 4, 1999.
- [53] N. A. El-Faramawy, S. U. El-Kameesy, A. I. Abd El-Hafez, M. A. Hussein ve G. E. Metwally, Study of Thermal Treatment and Kinetic Parameters of Prepared $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7\text{:Cu}$ thermoluminescence Dosimeter, *Egypt. J. Sol*, 23, no. 1, 2000.

- [54] B. T. Huy, B. M. Ly, V. X. Quang, H. K. Hanh, D. P. T. Tien, V. Hao ve T. Ngoc, Growth and luminescent properties of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7$ single crystal, *Journal of Physics: Conference Series*, 187, 2009.
- [55] N. Q. Thanh, Q. X. V, N. T. Khoi ve N. D. Dien, Thermoluminescence properties of $\text{Li}_2\text{O}_4\text{B}_7\text{:Cu}$ material, *VNU Journal of Science, Mathematics- Physics*, 24, 97-100, 2008.
- [56] T. A. Volodymyr, The electronic structure and secondary pyroelectric properties of lithium tetraborate, *Materials*, 3, 2010.
- [57] I. N. Ogorodnikov, N. E. Poryvay ve V. A. Pustovarov, Radiation effects and defects in lithium borate crystals, *11th Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials (EURODIM 2010)*, 2010.
- [58] R. Chen ve V. Pagonis, *Thermally and Optically Stimulated Luminescence. A Simulation Approach*, Chichester: Wiley and Sons, 2011.
- [59] R. Chen ve V. Pagonis, On the quasi-equilibrium assumptions in the theory of thermoluminescence, *Journal of Luminescence*, 143, 734-740, 2013.
- [60] V. Pagonis ve J. L. Lawless, On the initial-occupancy dependence of some luminescence phenomena under the one-trap-one-recombination-center (OTOR) model, *Radiation Measurement*, 45, 147–150, 2010.
- [61] V. Pagonis, R. Chen ve J. Lawless, Superlinear dose response of thermoluminescence (TL) and optically stimulated luminescence (OSL) signals in luminescence materials: An analytical approach, *Journal of Luminescence*, 132, 1446–1455, 2012.
- [62] J. L. Lawless, R. Chen ve V. Pagonis, Sublinear dose dependence of thermoluminescence and optically stimulated luminescence prior to the approach to saturation level, *Radiation Measurements*, 44, 606–610, 2009.
- [63] G. Kitis, C. Furetta ve V. Pagonis, Mixed order kinetics model for optically stimulated luminescence, *Modern Physics Letters B*, 23, no. 27, 3191–3207, 2009.
- [64] I. Eliyahu, Y. S. Horowitz, L. Oster ve I. Mardor, A kinetic model incorporating both localized and delocalized recombination: Application to the dependence of the TL dose response on photon energy, *Journal of Luminescence*, 145, 600–607, 2014.
- [65] R. Chen ve V. Pagonis, Study of the stability of the TL and OSL signals, *Radiation Measurements*, 81, 192-197, 2015.
- [66] R. Chen, Nonlinear dose dependence of TL and LM-OSL within the one trap-one center model, *Radiation Measurements*, 45, 277–280, 2010.
- [67] R. Chen, J. Lawless ve V. Pagonis, Two-stage thermal stimulation of thermoluminescence, *Radiation Measurements*, 47, 809-813, 2012.
- [68] B. Subedi, G. Kitis ve V. Pagonis, Simulation of the influence of thermal quenching on thermoluminescence glow-peaks, *Phys. Status Solidi A*, 207, no. 5, 1216–1226, 2010.
- [69] A. Mandowski ve J. Swiatek, Monte Carlo simulation of thermally stimulated relaxation kinetics of carrier trapping in microcrystalline and two dimensional solids, *Philosophical Magazine B*, 65, no. 4, 729-732, 1992.
- [70] A. Mandowski ve J. Swiatek, On the influence of spatial correlation on the kinetic order of TL, *Radiation Protection Dosimetry*, 65, 25-28, 1996.

- [71] A. Mandowski ve J. Swiatek, Thermoluminescence and trap assemblies results of Monte Carlo calculations, *Radiation Measurements*, 29, 415-419, 1998.
- [72] A. Mandowski, On the analysis of TL glow curves in spatially correlated systems, *Radiation Protection Dosimetry*, 84, 21-24, 1999.
- [73] A. Mandowski, One dimensional thermoluminescence kinetics, *Radiation Measurement*, 33, 745-749, 2001.
- [74] A. Mandowski, Semi-localized transitions model for thermoluminescence, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38, 17-21, 2005.
- [75] R. N. Kulkarni, The Development of the Monte Carlo Method for the Calculation of the Thermoluminescence Intensity and the Thermally Stimulated Conductivity, *Radiation Protection Dosimetry*, 51, 95-105, 1994.
- [76] V. Pagonis ve R. Chen, Monte Carlo simulations of TL and OSL in nanodosimetric materials and feldspars, *Radiation Measurements*, 81, 262-260, 2015.
- [77] V. Pagonis, E. Gochnour, M. Hennessey ve C. Knower, Monte Carlo simulations of luminescence processes under quasi-equilibrium (QE) conditions, *Radiation Measurements*, 67, 2014.
- [78] C. Alig ve B. Struck, Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors, *Physical Review B*, 22, no. 12, 1980.
- [79] C. A. Klein, Semiconductor Particle Detectors: A Reassessment of the Fano Factor Situation, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 15, no. 3, 214-225, 1968
- [80] R. Devanathan, L. Corrales, F. Gao ve W. J. Weber, Signal variance in gamma-ray detectors—A review, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 637-649, 2006.
- [81] D. T. Gillespie, A general method for numerically simulating the stochastic time evaluation of coupled chemical reactions, *Journal of. Computational Physics*, 22, 403, 1976.
- [82] D. T. Gillespie, Stochastic simulation of coupled chemical reactions, *J. Phys. Chem*, 81, no. 25, 1977.
- [83] A. Slepoy, A. P. Thompson ve S. J. Plimpton, A constant-time kinetic Monte Carlo algorithm for simulation of large biochemical reaction networks, *The Journal Of Chemical Physics*, 128, 2008.
- [84] K. K. Korzunowicz, *Application of a Genetic Algorithm to unfold Thermoluminescence Dosimeter (TLD) Glow Curves for use during radiation measurements for X-FEL experiment in DESY*, Doktora Tezi, Varşova Üniversitesi, Varşova, 2006.
- [85] V. Chopra, L. Singh ve S. P. Lochab, Thermoluminesans characteristics of gamma irradiated Li₂B₄O₇:Cu nanophosphors, *Nuclear Instrumants and Methods in Physics Researchs A*, A117, 63-68, 2013.
- [86] C. M. H. Driscoll, E. Fisher, C. Furetta, R. Padovani, D. J. Richards ve B. Wall, The thermoluminescence properties of lithium borate dosimeters, *Radiation Protection Dosimetry*, 6, no. 1, 305-308, 1983.

ÖZGEÇMİŞ

Kimlik Bilgileri

Adı Soyadı: Ömer GÜNDÜZ
Doğum Yeri: Ankara
Medeni Hali: Evli
E-posta: omer.gunduz@taek.gov.tr
Adresi: Prof. Dr. Ahmet Taner Kışlalı Mah., 2920. Sok, Kuşak Sitesi 4. Blok No:1, Çankaya-ANKARA

Eğitim

Lisans: Hacettepe Üniversitesi, Nükleer Enerji Mühendisliği
Yüksek Lisans: Hacettepe Üniversitesi, Nükleer Enerji Mühendisliği

Yabancı Dil ve Düzeyi:

İngilizce-İyi

İş Deneyimi:

Hacettepe Üniversitesi Nükleer Enerji Mühendisliği
Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Nükleer Güvenlik Dairesi

Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi

Deneyim Alanları:

Radyasyon Uygulamaları, Radyasyon Algılama ve Ölçümü, Dozimetri Sistemleri (OSL, TLD), Reaktör Isıl Hidroliği, Monte Carlo Metot, Radyasyon Fiziği,

Tezden Üretilmiş Projeler ve Bütçesi: -

Tezden Üretilmiş Yayınlar: -

Tezden Üretilmiş Tebliğ ve/veya Poster Sunumu ile Katıldığı Toplantılar: -

-

