

Termolâ, Yön, BeO Kri. Tuz. Der. Tay.

Muktim Erođmug

1981



**İ.D.M.M. AKADEMİSİ  
KÜTÜPHANESİ**

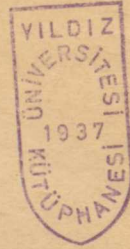
Kayıt numarası: 40164

Demirbaş numarası:

Kot numarası: R 150  
61

Ek:

MÜHÜR



x



Tezin Konusu : Termolüminesans yöntemle BeO kristalinde  
tuzak derinliği tayini

Tezin yapıldığı yer : Elazığ Devlet Mühendislik ve Mimarlık Aka-  
demisi Mühendislik Fakültesi Elektrik Bö

Tezi yapan : Fizik Yüksek Mühendisi Muktim ERDOĞMUŞ

Tezi Yöneten : Prof.Dr.Uğur BÜGET

Juri Üyeleri : Doç.Dr.Cihan ÖZMUTLU, Doç.Dr.Salih DİNÇER

Sözlü sınav tarihi : 23.6.1981



## S U M M A R Y

There are many materials that show TL properties. However, only some of them can be suitable to use as TL dosimeter. To select the suitable ones, the trap depth and its parameters should be known besides the other chemical and physical properties.

These specialities are not only necessary for the TLD but they are also necessary for archeologic and geologic age determination.

The following general properties are required when phosphors are to be used for thermoluminescence dosimetry.

1. A high concentration of electron or hole traps
2. A high efficiency of luminescence when the electrons or holes are thermally released and recombined.
3. Long storage of trapped electrons or holes or normal working temperatures ( $E$  should be large)
4. A simple trap distribution, preferably a single type of trap for greatest simplicity of operation and interpretation of readings.
5. A spectral distribution of luminescence shouldn't be in the infra-red region.
6. Stability of traps, activators, and host lattice to radiation, i.e., radiation should fill the traps but not create new traps or new activators, nor destroy traps or activators.
7. Linear response of Luminescence over a broad range of doses.
8. It should possess a value, near to the tissue equivalent
9. Energy dependence should be minimum.
10. It shouldn't be dose-rate dependent.



Through the thesis the glow curve of BeO is drawn from the experimental results. Glow curve has two peaks at 180 °C and 280 °C. The peak at 280 °C is selected as the more suitable peak. The theory worked under the assumption of a single trap causes this peak. The trap depth has been determined using four different methods of thermoluminescence and found that the trap depth  $E = 2,06 \text{ eV}$  with a frequency factor of  $s = 2,02 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1}$  by different heating method,  $E = 210 \text{ eV}$  with  $s = 3,89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1}$  by isothermal decay method,  $E = 2,15 \text{ eV}$  with  $\xi = 1,80$  by half width method, and finally  $E = 1,65 \text{ eV}$  with  $s = 6,43 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1}$  by the initial rise method.

BeO dose response curve showed that it is linear in the range 1 R to  $5 \times 10^3 \text{ R}$ . BeO is observed to have tissue equivalent and excellent thermoluminescence so that it is well suited for personnel monitoring, as thermoluminescence dosimeters in nuclear science and in medical applications. The measured BeO trap depth is sufficiently deep to give long storage time and also not effected from the ambient temperature. This long storage time is a great advantage for archeological researches since dating potteries from the present BeO in the compositions of potteries is possible.



## Ö Z E T

Termolüminesans özellik gösteren birçok maddeler vardır, ancak bunlardan bazıları termolüminesans dozimetre (TLD) olarak kullanmaya elverişli olabilir. Elverişli olanını seçmek için kimyasal ve fiziksel özelliklerle beraber kristalin tuzak derinliği ve parametrelerinin bilinmesi gerekmektedir.

Bu özellikler yalnız TLD için değil, arkeolojik ve jeolojik yaş tayini için de gereklidir.

TL dozimetride kullanılabilecek fosforlar için aşağıdaki genel özellikler verilmiştir.

1. Yüksek elektron ve hol tuzak yoğunluğuna sahip olmak
2. Elektron veya holler ısıyla serbest bırakılıp rekombinasyona uğradığı zaman yüksek ısıldama verimliliği olmak.
3. Normal çalışma sıcaklığında tuzaklanmış hol veya elektronların uzun depolanabilirliğine (E büyük olmalı)
4. Okuma yorumu ve çalıştırılmadaki büyük kolaylık için basit bir tuzak dağılımı, tercihan basit tek bir tip tuzaga sahip olmalı.
5. Isıldamanın spektral dağılımı kırmızı ötesi bölgede olmak
6. Işımaya yataklık yapan latis, aktivatörler ve tuzaklar kararlı olmalı ışıma tuzakları doldurmalı fakat ne yeni aktivatörler veya tuzaklar meydana getirmeli nede aktivatör veya tuzakları tahrip etmelidir.

Bu tezde  $\text{BeO}$ 'ın deneysel verilere dayanılarak ışıma eğrisi çizilmiştir. Işıma eğrisi  $180^\circ\text{C}$  ve  $280^\circ\text{C}$  larda iki pik yapmıştır.  $280^\circ\text{C}$  deki pik incelemeye uygun pik olarak seçilmiştir. Bu pikin tek bir tuzaktan doğduğu teorisine göre çalışmalar sürdürülmüştür. Tuzak derinlikleri dört ayrı termolüminesans yöntemi



mi kullanılarak tesbit edilmiş ve farklı ısıtma yönteminde tuzak derinliği  $E = 2,06 \text{ eV}$ , frekans faktörü  $S = 2,02 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1}$ , izotermal bozulma yönteminde  $E = 2,10 \text{ eV}$ ;  $S = 3,89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1}$  yarı genişlik yönteminde  $E = 2,15 \text{ eV}$ ,  $\xi = 1,80$  ve son olarak ilk yükselme yönteminde  $E = 1,65 \text{ eV}$ ,  $S = 6,43 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1}$  bulunmuştur.

BeO in doz-cevap eğrisinin çiziminden eğrinin 1 R ile  $5 \times 10^3$  R aralığında lineer olduğu görülmüştür. BeO doku eş-değer ve mükemmel bir termoluminesans olarak gözetlenmiş, böylece personel ışıma gözetimi işlemlerinde, nükleer bilim dalında termoluminesans dozimetre olarak kullanmada ve tıbbi tatbikatlarda uygun olacağı ortaya çıkmıştır. BeO in tuzak derinliği uzun depolama zamanına sahip olacak kadar derin olduğu ölçülmüş ve çevre sıcaklığından etkilenmediği görülmüştür. Bu uzun depolama zamanının yardımıyla arkeolojik araştırmalarda çömleklerin yapısında bulunan BeO den tarih tesbit etme imkanı doğmaktadır.



## Ö N S Ö Z

Bu tezin deneysel çalışmaları ANAEM ( Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi) Katı Hal Fizigi Laboratuvarı ile CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi) Radyasyon Sağlık Fizigi Laboratuvarlarında yapılmıştır. Deneylerin yapılması sırasında anlayış ve yardımlarını gördüğüm CERN ile ANAEM ilgililerine teşekkür ederim.

Tüm çalışmalarım sırasında çok yakın ilgisini gördüğüm tez yöneticisi Prof.Dr.Uğur Büget'e çalışmalarım sırasında teşviklerini gördüğüm Prof.Memnune Bildik'e teşekkürü bir borç bilirim.

Diğer taraftan tezin yazıldıktan sonra kontrol edilmesinde yardımcı olan Öğretim Görevlisi Uğur Kaynak'a, çizim ve daktilo edilmesinde yardımları olan Teknisyen Nihat Eker ve Sekreter Ahmet Şengür'e teşekkür ederim.



Başlık

Özet

Önsöz

İçindekiler

## 1. Giriş

|                                                                         |   |
|-------------------------------------------------------------------------|---|
| 1.1. Tarihçe .....                                                      | 1 |
| 1.2. Işımanın Maddeyle Etkileşmesi .....                                | 2 |
| 1.2.1. Işıklarının Maddeyle Etkileşmesi .....                           | 2 |
| 1.2.2. Nötronların Maddeyle Etkileşmesi .....                           | 4 |
| 1.3. Tuzak Merkezleri, Hol (deşik) ve Elekt-<br>ron Tuzak Kavramı ..... | 6 |

## 2. Termoluminesansın Kinetik Teorisi

|                                                                                   |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1. Lüminesans ve Çeşitleri .....                                                | 14 |
| 2.2. Termoluminesans Olayının Gösterim Şekil-<br>leri .....                       | 15 |
| 2.2.1. Schön - Klasens Gösterimi .....                                            | 16 |
| 2.2.2. Seitz Gösterimi .....                                                      | 20 |
| 2.3. Randall - Wilkins Modeli .....                                               | 20 |
| 2.4. Garlick - Gibson Yaklaşımı ve Genel Ki-<br>netik Mertebesi .....             | 25 |
| 2.5. Halperin - Braner Çözümü .....                                               | 27 |
| 2.6. Tuzak Enerji ve Parametrelerinin Ölçme<br>Yöntemleri .....                   | 31 |
| 2.6.1. Işıma Şiddetinin En Yüksek Değ-<br>rine İsalet Eden Sıcaklık Yöntemi ..... | 32 |
| 2.6.2. İlk Yükselme Yöntemi .....                                                 | 32 |



|                                                                | <u>Sayfa</u> |
|----------------------------------------------------------------|--------------|
| 2.6.3. Yarı Genişlik Yöntemi.....                              | 34           |
| 2.6.4. Sayısal Değerler Vererek Işıma .....                    | 37           |
| Eğrisinin Elde Edilme Yöntemi                                  |              |
| 2.6.5. Farklı Isıtma Hızları Yöntemi .....                     | 37           |
| 2.6.6. İzotermal Bozunma Yöntemi.....                          | 39           |
| 2.6.7. Diğer Yöntemler .....                                   | 39           |
| 3. Ölçme Sistemi.....                                          | 40           |
| 3.1. Foton Çoğaltıcı Tüp .....                                 | 40           |
| 3.2. Okuma Veya Kaydetme .....                                 | 44           |
| 3.3. Isıtma Sistemi .....                                      | 49           |
| 3.4. Tavlama Fırını .....                                      | 50           |
| 4. Yapılan Deneyler .....                                      | 51           |
| 4.1. BeO'in Tanıtılması .....                                  | 51           |
| 4.1.1. Genel Bilgiler .....                                    | 51           |
| 4.1.2. Işıma-Sıcaklık, Işıma-Zaman,<br>Doz-Cevap Eğrileri..... | 56           |
| 4.2. BeO'in Tuzak Enerji Ve Parametreleri-<br>nin Tayini ..... | 56           |
| 4.2.1. Farklı Isıtma Hızları Yöntemi .....                     | 60           |
| 4.2.2. İzotermal Bozunma Yöntemi .....                         | 62           |
| 4.2.3. Yarı Genişlik Yöntemi .....                             | 69           |
| 4.2.4. İlk Yükselme Yöntemi .....                              | 75           |
| 5. İrdeleme .....                                              | 79           |
| 6. Sonuç .....                                                 | 85           |
| 7. Faydalanılan Kaynaklar .....                                | 91           |



## 1. GİRİŞ.

### 1.1. Tarihçe

Termolüminesans (TL) olayı ilk olarak 1663 yılında BOYLE [1] tarafından elmas kristalinde fark edilmiş, daha sonra 1677 yılında ELSHOLTZ [2] tarafından ve birkaç yıl sonra da OLDENBERG [3] tarafından fluorit kristalinde gözlenerek kayıtlara geçirilmiştir. İlk " radyotermolüminesans " deneyi, fluorit kristalinin ultraviyole ışın flaşlarına tutulması ile 1830 yılında PEARSALL [4] tarafından gerçekleştirilmiş ve uygun bir ısıtma işlemi ile kristalin tekrar renksizleştiği yine aynı araştırmacı tarafından gözlenmiştir.

Radyoaktivitenin keşfinden hemen sonra, radyum ışıması altında fluorit kristalindeki TL olayı ilk olarak BECQUEREL [5] tarafından tesbit edilmiş ve WIEDEMAN [6] tarafından da tabii radyoaktivitenin, minerallerin TL özelliklerine etkisi fark edilmiştir. Bu işlem sonradan TL olayının jeolojik araştırmalarda kullanılmasını sağlamıştır. Doğal fluorit'teki TL olayının bilimsel yöntemlerle incelenmesi ilk olarak STEINMETZ [7] tarafından gerçekleştirilmiş ve aynı araştırmacı tarafından TL spektrumları yardımı ile fluorit minerali çeşitlerinin sınıflandırılmasına çalışılmıştır. Yine aynı tarihlerde başka araştırmacılar tarafından kayatuzu'nda gözlenen TL olayına ait birçok yayın yapılmıştır. Örneğin; FRISH [8] tarafından katod ışınlarına tabi tutulan NaCl kristalinde gözlenmiştir. Bundan sonra birçok " TL fosfor " bulunmaya başlanmış ve kuvars kristalinde GOLDSMIDT [9] ve kalsit kristalinde HEADDEN [10] tarafından TL olayı gözlenmiştir.

Asrımızın ilk otuz yılında, özellikle radyasyon altında minerallerin renklenmesi ile ilgili olarak birçok yayın yapılmış olup, bunlardan bazıları iyonize radyasyon altındaki uyarılma olayı ile ilgilidir. Bu aşamada TL'in elektron iletkenliği ile yakın ilişkisi ilk defa Mc KAY [11] tarafından belirtil-



miştir. Daha sonra TL. olayı sırasında " exoelektron emisyonu " nun olduğu tesbit edilmiş ve son zamanlarda renk merkezleri ile TL olayı arasındaki ilişkiye birçok araştırmacı tarafından değinilmiştir. (12),(13),(14)

### 1.2. Işımanın (Radyasyonun) Madde İle Etkileşmesi :

İnsanlar genel olarak ya elektromagnetik bant içindeki X ve  $\gamma$ , ya da nötron ışınlarına maruz kalırlar. Bu ışınların girici özelliklerinin yüksek olmasına karşılık yükleri yoktur. Dolaşısı ile bu bölümde X,  $\gamma$  ve n ile maddenin etkileşmesi hakkında gerekli bilgiler kısaca verilmiştir.

X,  $\gamma$  ve n ışınları madde içerisindeki elektron veya iyon gibi yüklü parçacıkları uyarmaya çalışarak onları harekete geçirirler. Bu ikincil parçacıklar ise yakın çevredeki atomlara çarparak onların iyonize olmalarına ya da hareket etmelerine sebep olurlar. Bu yüzden, önce yüklü parçacıkların katı cisim içerisindeki hareketlerinin irdelenmesi gerekir.

#### 1.2.1. Gama Işınlarının Madde İle Etkileşmesi :

Bundan sonra kavramı kolaylaştırmak için optik foton, gama ışını ve X ışını üçlüsüne " gama ışını " denilecektir. Bunlar en az 5 keV'luk bir enerjiye sahiptirler. Rezonans olayı dışında belirli enerji seviyelerindeki gama ışınlarının madde ile etkileşmesinde üç olasılık vardır. Bunlar; 1.fotoelektrik olay, 11.Compton saçılması ve 111.elektron-pozitron çifti meydana gelmesi olasılığıdır. Yukarıdaki olaylardan herhangi birinin meydana gelmesi olasılığı (p), katıya gelen ışının enerjisinin bir fonksiyonu olarak tarif edilmektedir. Parçacıklar ve ışınlar arasındaki bütün çarpışmalarda belirli bir olayın bilinen " tesir kesiti " nin kullanılması gereklidir. Tesir kesitleri özetle aşağıda belirtildiği gibi tarif edilir :

Özelliği iyi bilinen bir ışının,  $\text{cm}^3$  ünde " N " merkez olan bir ortamda katettiği yolun uzunluğu x olsun. Bu yol bo-



yunca birtakım belirli olaylar meydana gelecektir. Bu olaylardan belirli birinin bir ışın için meydana gelme olasılığı  $p = \sigma \cdot N \cdot x$  ile verilir. Burada  $\sigma$ , incelenen olay için ışının tesir kesiti-  
dir. Bir ışın için yukarıdaki şartları simgeleyen üç farklı tesir kesiti düşünülebilir. Bunlar ;  $\sigma_p$ ,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_m$  notasyonları ile gösterilirler.

#### 1.2.1.1. Fotoelektrik Olay :

Bu olayda ışının bütün  $h\nu$  enerjisi atomun belirli bir yörüngesindeki elektrona aktarılır. Dolayısı ile bu elektron  $T = h\nu - I_0$  kinetik enerjisi ile bulunduğu yörüngeden fırlar. Burada  $I_0$ , elektronun o yörüngedeki iyonlaşma enerjisidir. Çünkü bu olayda yörüngedeki elektronun, gelen enerjinin hepsini tuttuğu ve arda kalan bir ışımanın olmadığı varsayılmıştır. Bu enerji absorpsiyonu da genellikle K ve L tabakalarında oluşmaktadır.

$\sigma_p$  tesir kesiti, gelen ışının enerjisi yükseldikçe en büyük değerine varır. Verilen bir elektron tabakasının E enerjisi arttıkça  $\sigma_p$  de düzgün olarak azalır. Diğer taraftan hedef atomlarının Z atom numaraları arttıkça iyonlaşma enerjisi E'de artar.  $\sigma_p$  tesir kesiti ile maddenin Z atom numarası ve  $\delta$  ışının  $h\nu$  enerjisi arasındaki bağıntı, aşağıda verilen formülle belirtilmiştir. Şekil 2.1

$$p = K \frac{Z^n}{(h\nu)^k} \dots\dots\dots (1.1)$$

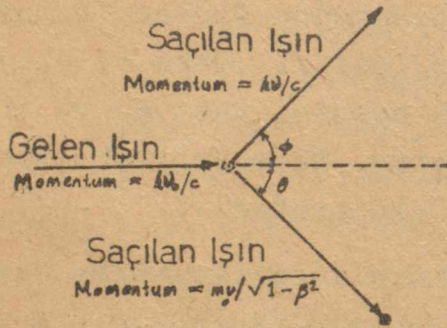
Burada,  $k, 0,1$  ile  $3$  MeV arasındaki gama enerjileri için  $n$  değeri  $4$  ile  $4,6$  arasında,  $10$  keV ile birkaç MeV arasındaki gama enerjileri için ise  $k$  değeri  $3$ 'ten  $1$ 'e kadar değişir.

#### 1.2.1.2. Compton Saçılması :

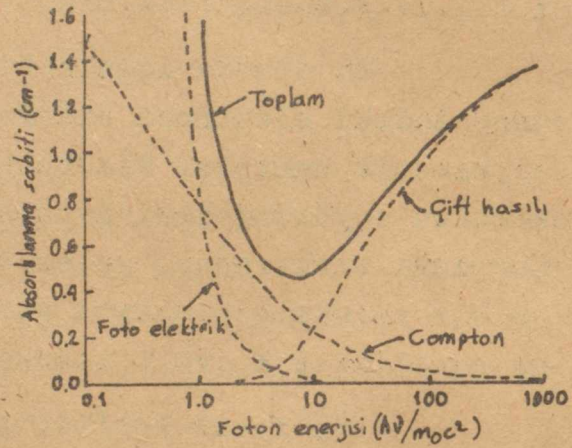
Fotonların E enerjileri arttıkça fotoelektrik olayın yerini Compton saçılması alır. Compton saçılmasının  $\sigma_c$  tesir kesiti belirli bir maximumdan geçtikten sonra, fotoelektrik olayın tesir kesiti  $f(\sigma_p)$  ye göre daha küçük bir meyille azalır. Şekil 2.1



Compton saçılması, bir fotonla bir elektronun esnek çarpışması olayıdır. Bu olayda foton absorbe olmaz fakat bir miktar enerji kaybederek saçılır. Dolayısı ile gelen foton ile yansıyan fotonun enerjileri arasındaki fark elektrona aktarılmış olmaktadır. Pratik olarak bu olaya iştirak eden elektronun serbest olması gerekir. Çünkü, herhangi bir elektronun bir atoma bağlanma enerjisi, bu olaydaki foton enerjisine göre çok küçük düzeylerde kalmaktadır. Şekil 2.2.



Şekil.2.2.Compton Saçılması



Şekil.2.1.Gelen Işının Enerjisine göre Absorplanma Değişimi.

#### 1.2.1.3. Elektron-pozitron Çifti Oluşması :

Bir elektron-pozitron çifti oluşması için iki şart gereklidir :

1. Fotonun  $h\nu$  enerjisi en az sükunetteki iki elektronun enerjisine ( $2mc^2$ 'ye) eşit olmalıdır.

II. Foton, elektrik alan yayınlayan bir parçacığın çok yakınından geçmelidir.

Kesinlikle bu olayın oluşması için foton enerjisinin 1,02 MeV'dan daha büyük olması gerekir.

#### 1.2.2. Nötronla Maddenin Etkileşmesi :

Genel olarak bu etkileşme çekirdeklerle nötron arasında olur. Çok zayıf olan bu etkileşmede iki önemli olay meydana gelmektedir. Bunlar :



- A. Nötronun çekirdek tarafından yakalanması, ve  
B. Çekirdeğin uyarılması olaylarıdır.

Bu iki olay sonucunda ;

1. Çekirdekten bir nötron çıkar :
  - a) Nötron ani olarak çıkar veya
  - b) Nötronla birlikte veya hemen sonra bir gama ışını salınır.
2. Başlangıçta bir gama fotonu emisyonu oluşur. Sonradan değişik gecikmelerle  $\beta^-$  veya  $\beta^+$  ve  $\gamma$  ışını salınır.
3. Yüklü parçacıkların emisyonu olarak proton ve  $\alpha$  parçacıkları salınır.
4. Fisyon olayı sonucunda nötronlar ve ağır yüklü parçacıklar salınır.
5. İki nötron emisyonu meydana gelir.
6. Çekirdeğin parçalanması sonucu doğar.

0,5 MeV ile 10 MeV arasındaki nötronlar için esnek çarpışmanın klasik formülü geçerlidir. Bu yüzden, çarpışmadan sonraki çekirdeğin enerjisi aşağıdaki formülle verilmiştir ;

$$E = E_0 \frac{2A(1-\cos \varphi)}{(A+1)^2} \dots\dots\dots 1.2$$

Burada, gelen nötronun enerjisi  $E_0$ , " çekirdeğin kütlesi/nötronun kütlesi " = A ve iki parçacığın " ağırlık merkez sistemindeki " nötronun sapma açısı  $\theta$  olarak verilmiştir.  $\varphi$  açısı ise laboratu-arda gözlenen  $\theta$  açısına aşağıdaki formül gereğince bağımlıdır.

$$\cos \varphi = \frac{1 - \cos \theta}{\sqrt{1-A^2-2A\cos \theta}} \dots\dots\dots 1.3$$

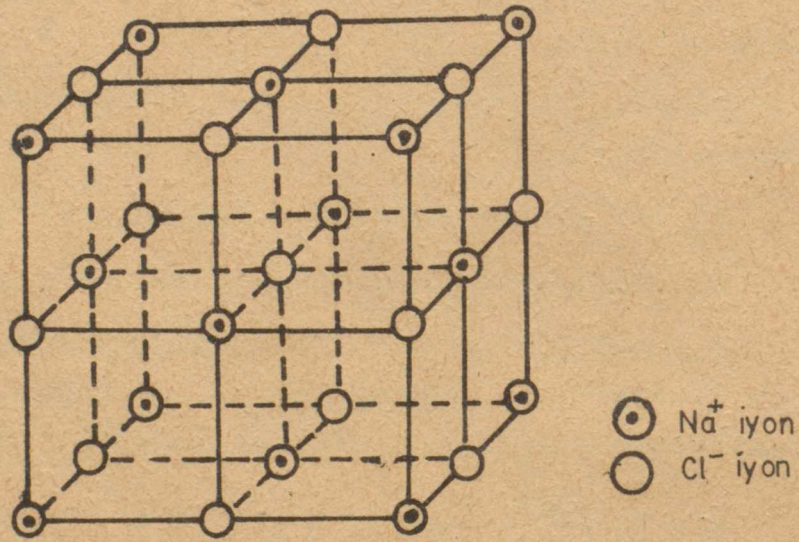
$\theta$  açısı  $180^\circ$ 'ye eşit olduğu zaman çekirdek enerjisi en büyük değere varır. A bire doğru yaklaştığı zaman ise enerji iletiminin en büyük değerine vardığı görülmektedir. Örneğin hedef çekirdek



hidrojen (proton) ise bu özellikten yararlanılarak nötron yavaşlatılmış olur. Alçak ve orta enerjili nötronlarda ( 0,5 MeV) genel olarak ağır çekirdeklerle çarpışma söz konusu ise, etkin işlem ya esnek olmayan çarpışma ya da 2.,3. ve 4. blaylar biçiminde meydana gelir.

### 1.3. Elektron ve Hol Tuzak Kavramı :

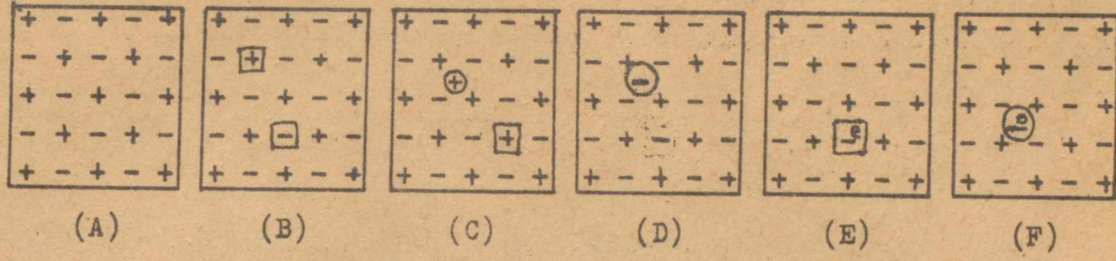
Örnek olarak basit bir latis yapısına sahip olan NaCl kristalindeki elektron ve hol merkezleri tarif edilecektir. NaCl kristali birbiri içerisine geçmiş küp şeklinde alkali ve halojen iyonlarından meydana gelmiştir. Bu basit yapı tipinin üç boyutlu çizimi Şekil 1.3-a'da gösterilmiştir.



Şekil.1.3.a. NaCl kristal kafes yapısı

NaCl kristalinin iki boyutlu gösterimi ise Şekil.1.3.-b' de verilmiştir. İdeal bir kristalde alkali ve halojen iyonları kesintisiz olarak birbirini takip ederler (Şekil.1.3.-b/A).





+ : Alkali iyon

$\square^+$  : Alkali iyon boşluğu

$\oplus$  : Düzensiz alkali iyonu

e : Elektron

o : Hol (Deşik)

- : Halojen iyonu

$\square^-$  : Halojen iyon boşluğu

$\ominus$  : Düzensiz halojen iyonu

$\square_e$  : F - Merkezi

$\circ$  : H - Merkezi

Şekil.1.3.-b.İdeal ve gerçek NaCl kristal kafeslerinin karşılaştırılması.

Ancak araştırmalar gerçek kristalin ideal kristale benzemediğini, aksine Şekil.1.3.-b/B,C,D'deki gibi yapısal kusurlarının bulunduğunu göstermektedir. Alkali halojen kristallerdeki iyon noksanlığı kusurları Şekil.1.3.b/B'de görüldüğü gibi gelişigüzel bir dağılım gösterir. Saf bir kristalin elektrik yükü bakımından nötr olabilmesi için noksan olan alkali iyon sayısı kadar halojen iyon boşlukları olması gerekmektedir. Şekildeki " C " ve " D " tipi düzensizliklere sahip olan bir kristal radyasyona tabi tutulduğunda birtakım pratik önemi yüksek sonuçlar doğabilir. Örneğin " B " ve " D " tipi düzensizliklerde, normal olarak negatif iyonun yeri boş olup, etrafındaki pozitif yüklü alkali iyonları nötralize olmamışlardır. Eğer kristal içerisindeki bir elektron, bir X-ışını tarafından uyarılıp serbest hale getirilirse bu elektron latis içinde dolaşmaya başlar. Dolayısı ile halojen iyon boşluğu



yakınından geçtiği takdirde, lokalize olan pozitif yükün doğurduğu Coulomb kuvveti tarafından çekilip boşlukta tuzaklanabilir. Burada toplam bağlanma enerjisi 6-10 eV mertebesinde olup,

$$F_{el} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} \dots\dots\dots 1.4$$

$$F_{iyon} = \frac{b}{r^n}, n = 7-8 \dots\dots\dots 1.5$$

olarak formüle edilmektedir. Benzer şekilde alkali iyon noksanlığından meydana gelen boşluk ise (+) yükleri çekmeye çalışır.

Bir X-ışını normal bir latis iyonundan bir elektron fırlatırsa bir "elektronik yük noksanlığı" meydana gelir ki buna hol veya deşik denir. Burada, iyonlayıcı radyasyonların kristal yapıda Şekil.1.3.b/F'de görüldüğü gibi çeşitli deformasyonlara da sebep olduğunu vurgulamak gerekir.

Şekil.1.3.b/E'de görülen sistem (merkez) halojen-iyon boşluğunda tuzaklanmış bir elektron ihtiva edmektedir. Aynı zamanda bu elektron kabaca hidrojen atomuna benzeyen bir protonun pozitif yüküne bağlı bir elektrona benzetilebilir. Bu elektronun ise belirli enerji seviyeleri vardır. Dolayısı ile tuzaktaki elektron, uygun enerji kuantumlarını absorplama şeklinde, ya alarak ya da yayma sureti ile vererek seviyeler arasında geçişler yapar. Uygun frekanslı bir optik fotonun absorpsiyonu, bu elektronu taban seviyesinden daha yüksek düzeyde bulunan uyartılmış bir enerji seviyesine çıkarır. Oldukça yüksek enerjili bir foton ise elektronun tuzaktan fırlamasına neden olur.

Işık absorplayan bazı kristaller renklenirler. Renklenme ise absorplamayı artırıcı etki yapar. Bu renklenme elektronların tuzaklarda yakalanması sonucunda oluşmaktadır. Yukarıda da belirtildiği gibi bu merkezlerle almancada renk merkezi anlamına gelen "Farbzentrum" kelimesinin baş harfini simgelemek üzere "F-Merkezleri" denir. Şekil.1.6.hol merkezlerine ise genel ola-

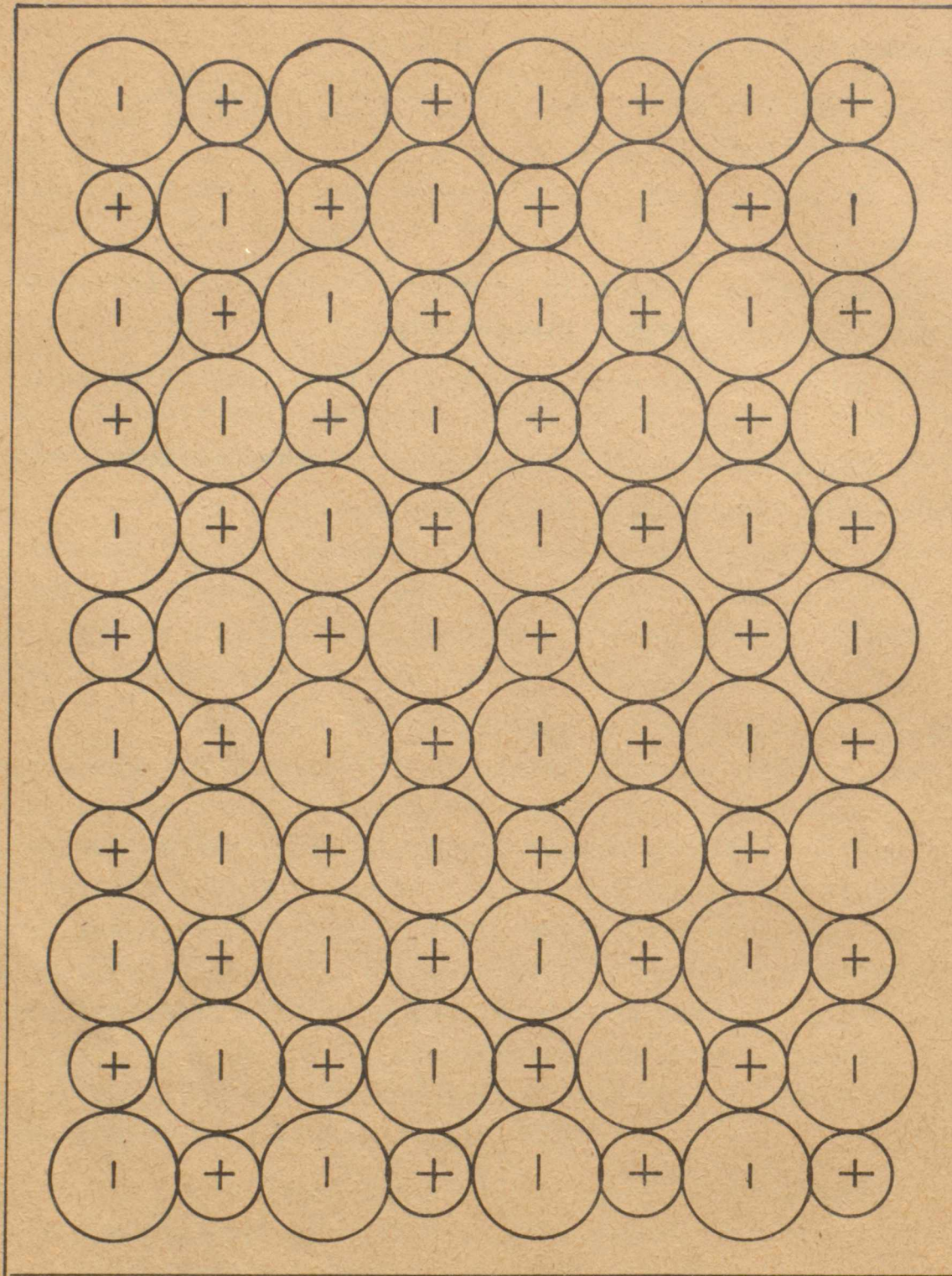


rak " H-Merkezleri " denilmektedir. Şekil.1.7.

Genel olarak bir kristalde tuzaklar aşağıdaki şartlar altında meydana gelirler :

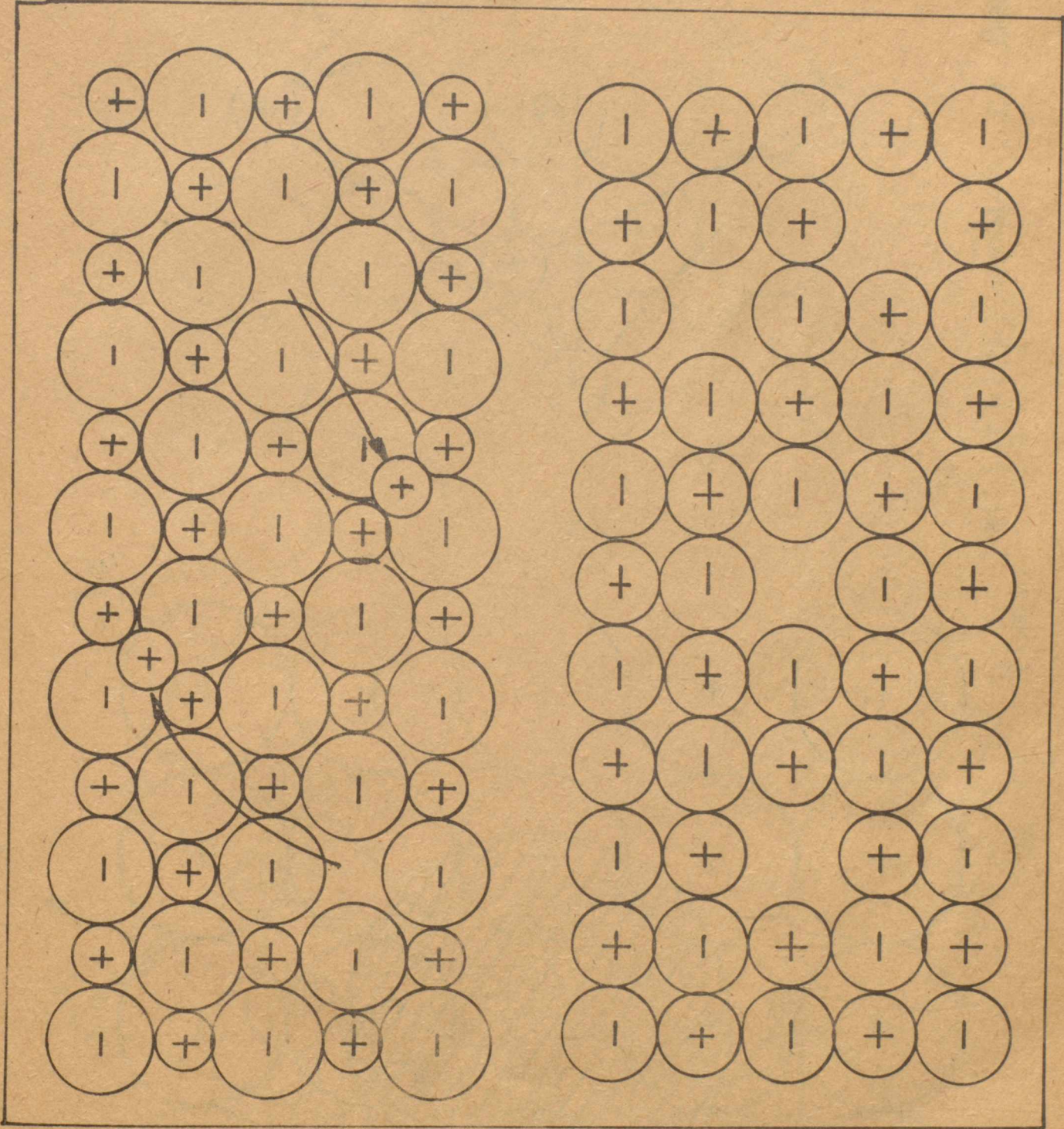
1. Kristal latisi içinde oluşmuş atom " veya iyon " noksanlığından,
2. Atomların, iyonların ve moleküllerin latis içerisinde birbirlerinin içine geçmiş olmalarından,
3. Latis düzlemlerindeki aykırı yönlendirme bölgelerinden,
4. Latis içerisine veya latis noktalarına yerleşmiş yabancı maddelerin varlığından.





ŞEKİL 1.4 : İdeal bir kristal yapısı [13] [14] [15]

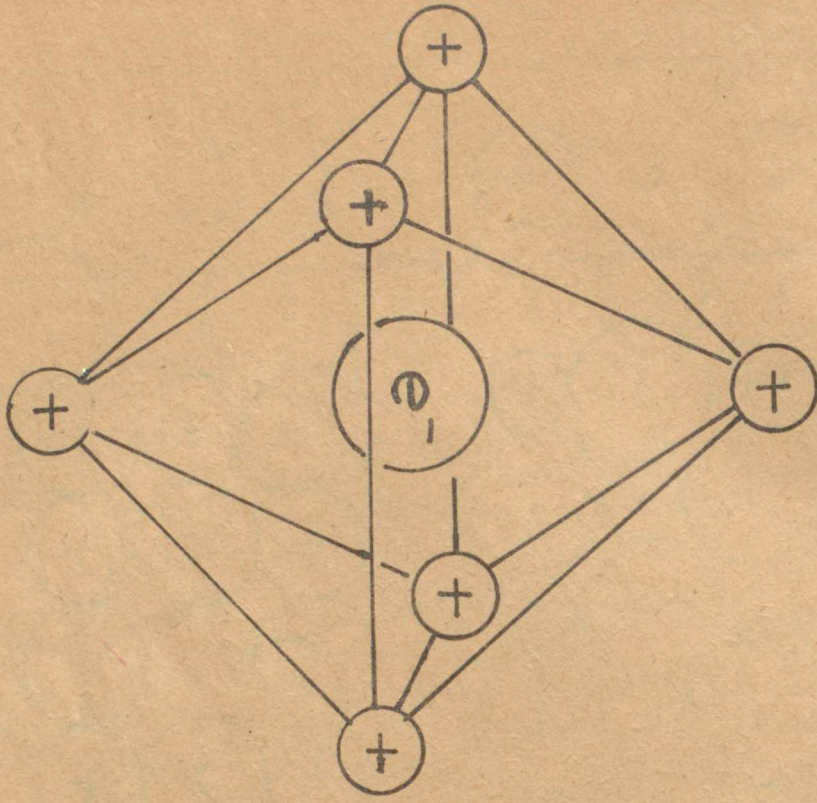




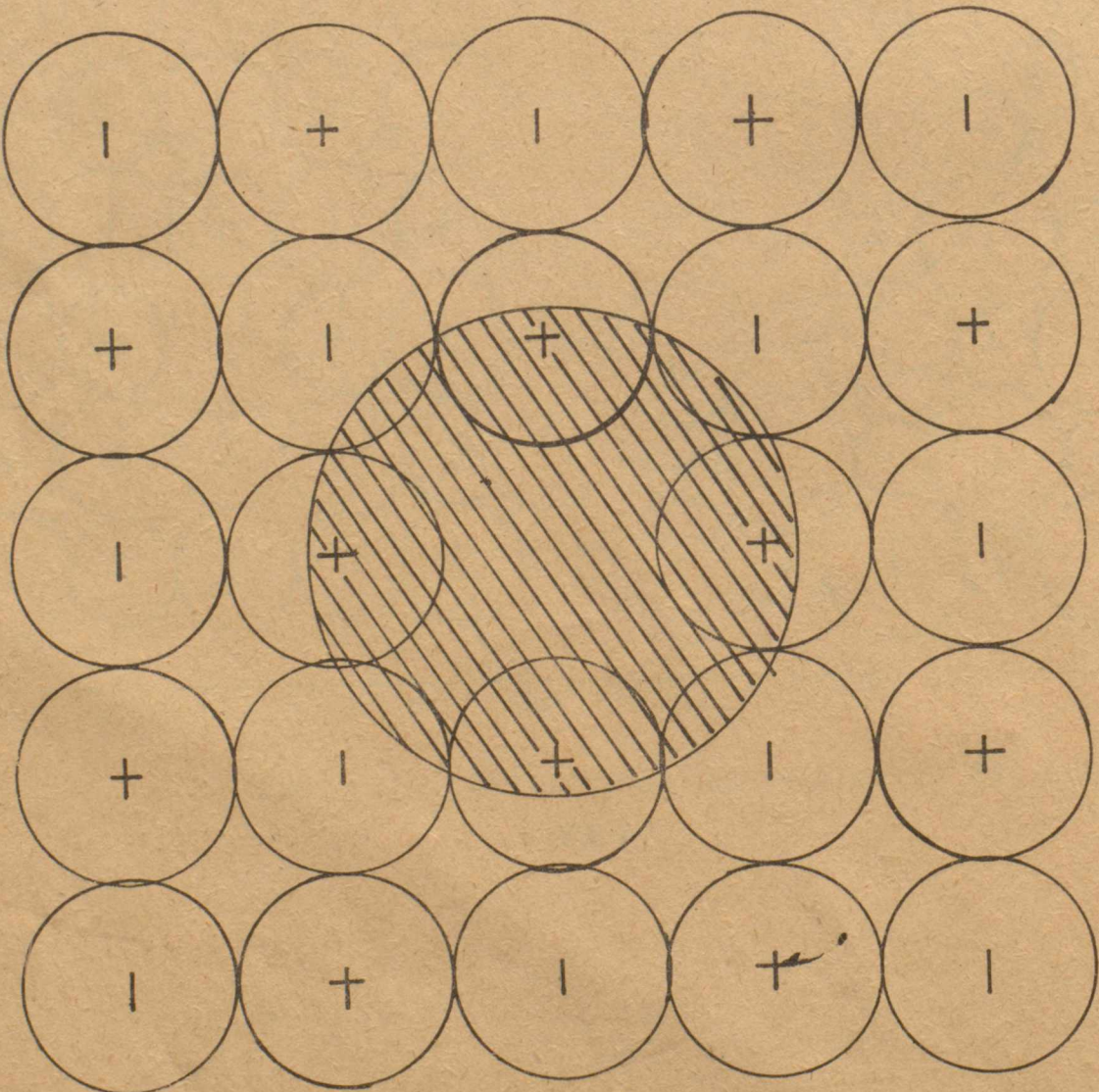
ŞEKİL 1.5 : Çeşitli kristal kusurları [13] [14] [15]



a)

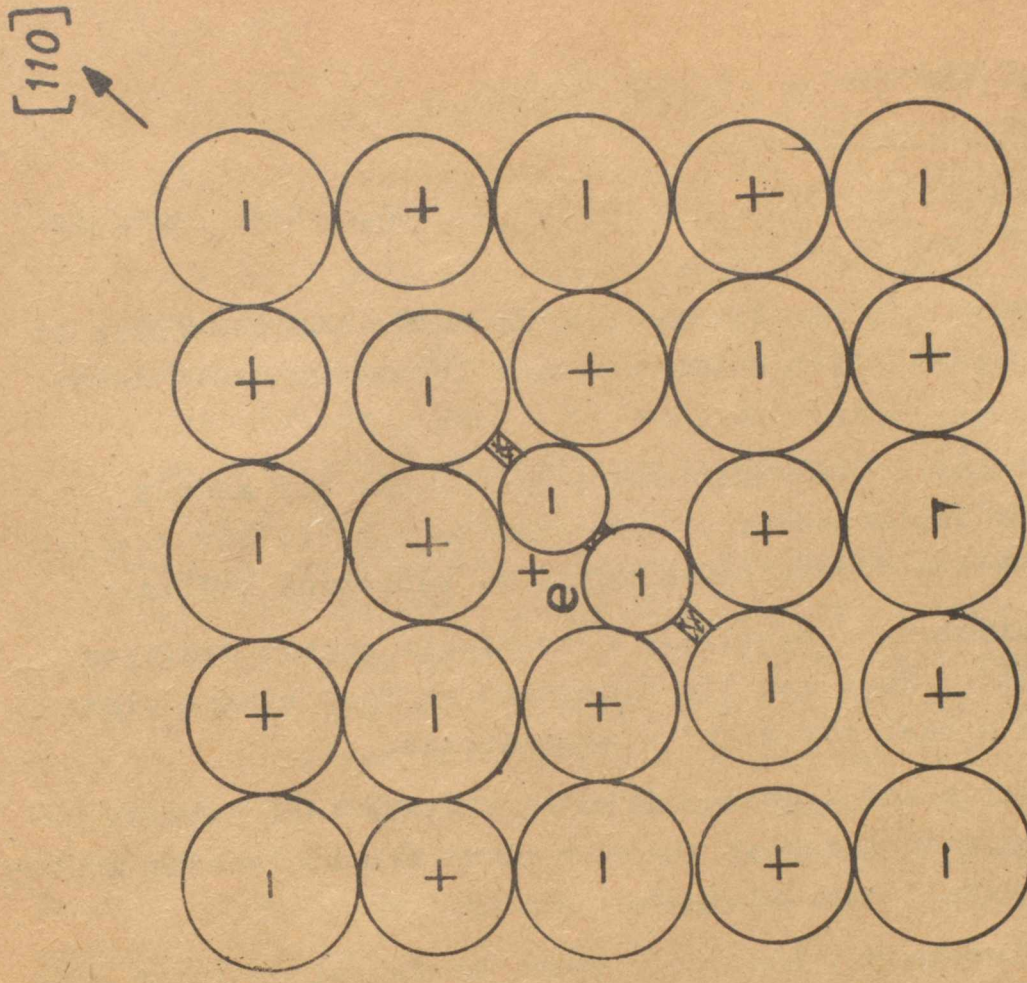
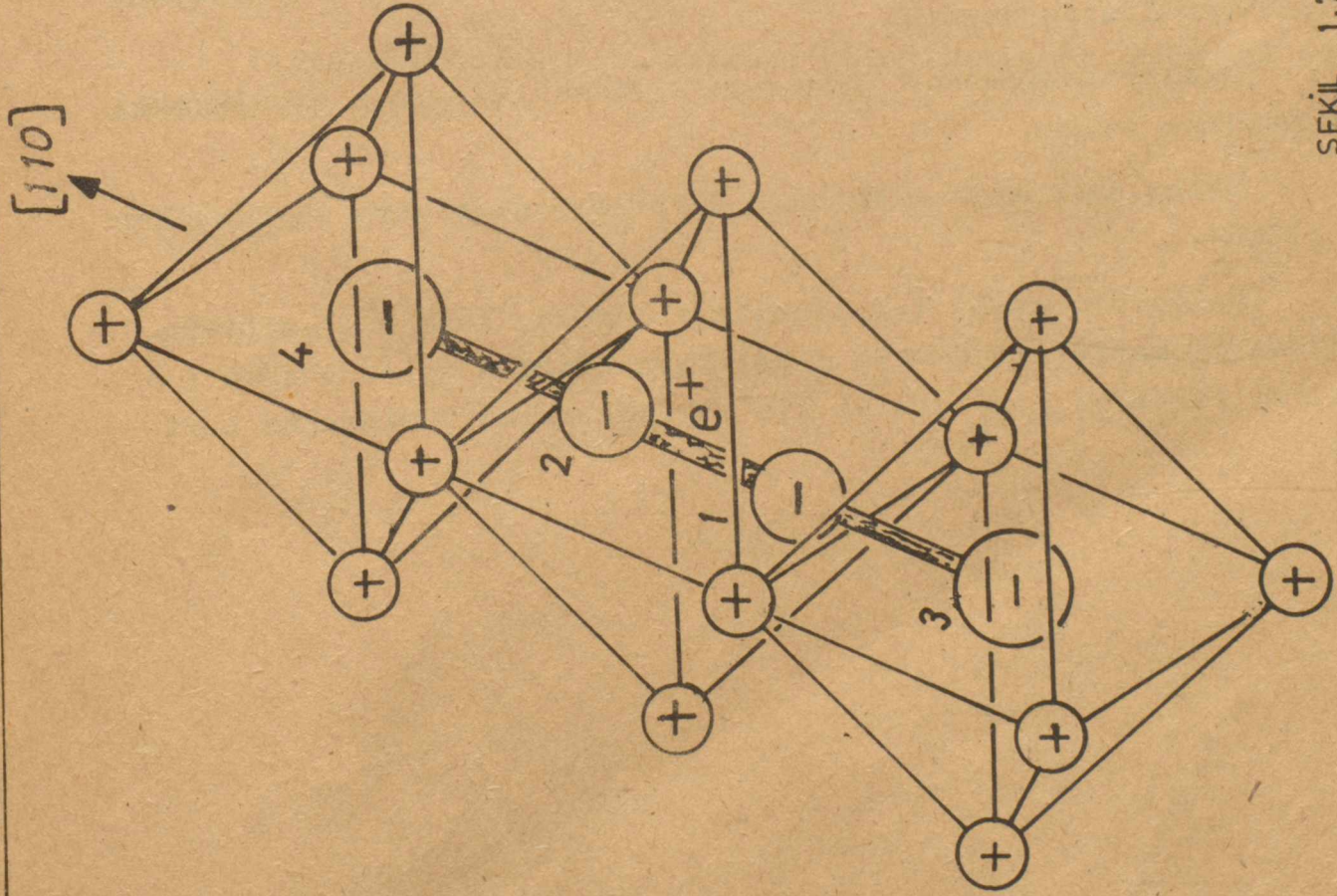


b)



ŞEKİL 1.6 : F - Merkezi [ 13 ] [ 14 ] [ 15 ]





ŞEKİL 1.7 : H. Merkezi [ 13 ] [ 14 ] [ 15 ]



## 2. TERMOLÜMINESANS'ın KİNETİK TEORİSİ :

### 2.1. Lüminesans ve Çeşitleri

Konuya girmeden önce lüminesans'la ilgili bazı tarifler ve açıklamalar yapılacaktır.

**Floresans :** Işıma ile uyarılan öyle bir lüminesanstır ki uyarma ışması kalktıktan sonra ışma,  $10^{-8}$  sn'den fazla devam etmez.

**Fosforesans :** Uyarmadan sonra da belirli bir müddet ışmaya devam eden lüminesanstır. İlk şiddetin belirli bir kesrinin zamanla bozunması maddenin sıcaklığına ve tabiatına bağlıdır.

**Fotolüminesans :** Özellikle ultraviyole ışıkla uyarılan bir lüminesanstır. Dolayısı ile floresans ve fosforesans olayı fotolüminesansın özel durumları olmaktadır.

**Termolüminesans :** Uyarma için ısınlamaya tabi tutulan bazı cisimler sonradan sıcaklık yükseldiğinde bir lüminesans gösterirler. Bu ışıma termolüminesans denilir.

**Yavaş floresans :** Saniyenin kesri mertebesinde ışma gösteren ve ısıyla ilgisi olmayan bir lüminesans türüdür.

**Sonolüminesans :** Yüksek frekanslı ses dalgaları veya fononlarla meydana gelen lüminesanstır.

**Katodolüminesans :** Elektronların kristallere çarpmasıyla oluşabilen lüminesanstır.

**Elektrolüminesans :** Maddeye elektrik alanının uygulanması ile meydana gelir.

**Tribolüminesans :** Mekanik deformasyonlar veya sürtünmelerle oluşur.

**Radyolüminesans :** Hızlandırıcılardan, kozmik ışınlardan, radyoaktif maddelerden veya diğer kaynaklardan gelen yüksek enerjili parçacıkların etkisi ile meydana gelen lüminesans türüdür.



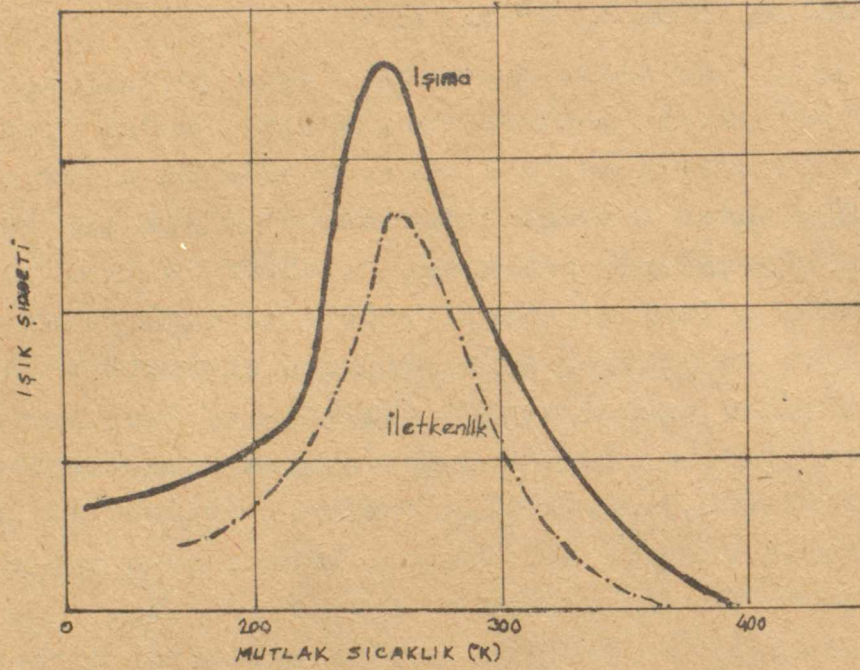
## 2.2. TL Olayının Şematik Gösterimi :

Herhangi bir kristale gelen bir foton kristal tarafından absorplanarak enerjisini maddeye vermiş olur. Madde içerisinde bu enerji önce safsızlık merkezlerine, oradan da diğer merkezlerle doğru yayılır. Eğer ortamda fotoiletkenlik yok ise safsızlık merkezleri görevlerini yaparak enerjiyi absorplarlar. Bu merkezler " sensitör " denilir. Sensitör ışık yaydığında " aktivatör " adını alır. Bu yüzden, sensitörden aktivatöre herhangi bir yük hareketi olmadan enerji geçişi olmaktadır. Buna örnek olarak, antimuan'la sensitivite, manganla aktivasyon kazandırılan kalsiyum halofosfat  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2 \cdot \text{Ca}(\text{F}, \text{Cl})_2$  tozları verilebilir. Eğer fotoiletkenlik varsa enerji, absorpsiyon merkezinden aktivatör merkezine yük taşıyıcılar (elektron ve holler) vasıtası ile akmaktadır. Bu iki safsızlık merkezinden birine aktivatör diğerine ko-aktivatör denilmektedir. Eğer absorplanma ve ışıma aynı merkezde oluşmuşsa buna " izole edilmiş lüminesans merkezi " denilir. Buna en güzel örnek talyumla aktive edilmiş potasyum halojen ; sodyum klorür veya nadir toprak alkalilerden europium, cerium gibi elementlerle aktive edilmiş kalsiyum florür'dür.[15]

Diğer taraftan eğer bir maddede fotoiletkenlik varsa, termolüminesans olayı esnasında o maddenin elektrik iletkenliğinde de artma görülmektedir. (Şekil.2.1.)Bu olaya örnek olarak ZnS verilebilir.

Termolüminesansın anlatımını kolaylaştırmak için iki türlü gösterim vardır.





ŞEKİL 2.1 : Termolüminesans olayı ile termik uyarımlı iletkenliğin (T.S.C) değişim eğrisi.

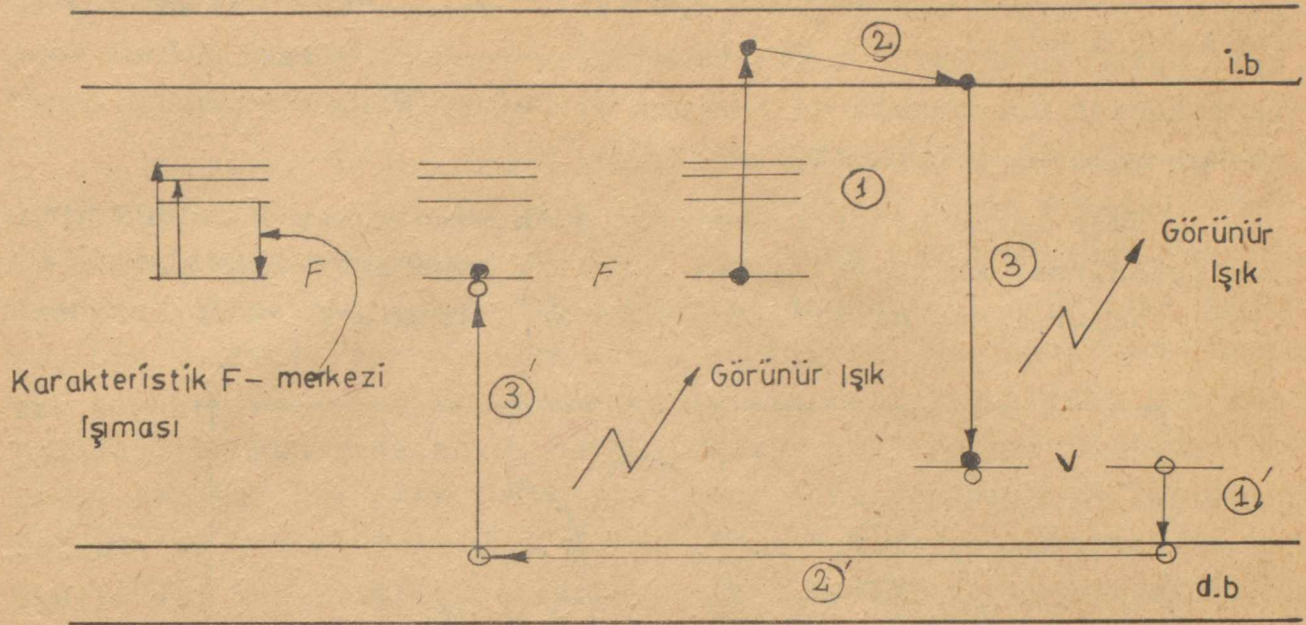
#### 2.2.1. Schön-Klasens Gösterimi [16] 2.2.

Termolüminesans olayında ilk önce F-merkezinde yakalanmış olan bir elektron, enerjitik ışık kuvantumları veya kristal iyonları etrafındaki termik titreşimler yardımı ile yeterli enerjiyi aldığı takdirde, merkezden dışarı fırlatılır. (1). Fırlatılan elektron kristal içinde dolaşır (2). Tuzaklanmış bir holle birleşir (3). Birleşme sonucunda ışık kuvantumu şeklinde bir enerji açığa çıkar. Şekil 2.2

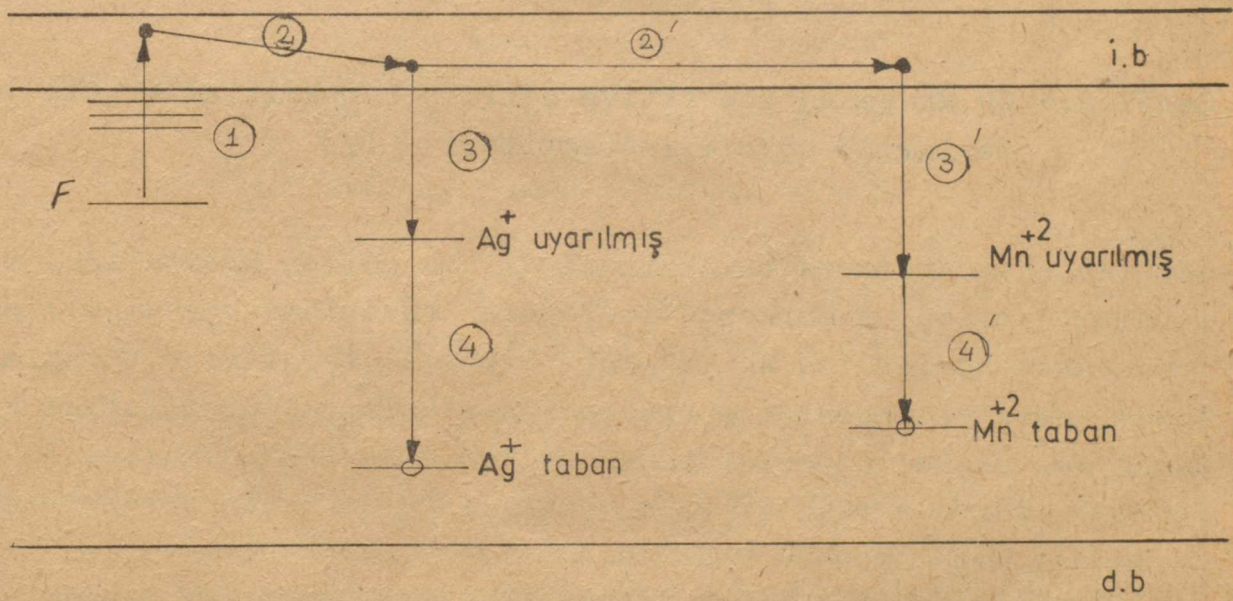
Eğer, (1). adımdaki uyarma, ışık absorpsiyonu şeklinde yapılırsa (genel olarak kızıl ötesi ışınlarla) " uyarılmış lüminesans ", ısı ile uyarlılırsa " fosforesans ", eğer bu fosforesans ısı ile hızlandırılırsa olaya " termolüminesans " denilir. Işık şiddetinin ısıya göre çizilmiş eğrisine ışıldama eğrisi (glow curve) denilir.

Yukarıda sözü edilen yöntem holler için gözönüne alındı-





ŞEKİL 2.2 : Renk merkezi ihtiva eden bir alkali halojende termoluminesens olayının şematik gösterimi.

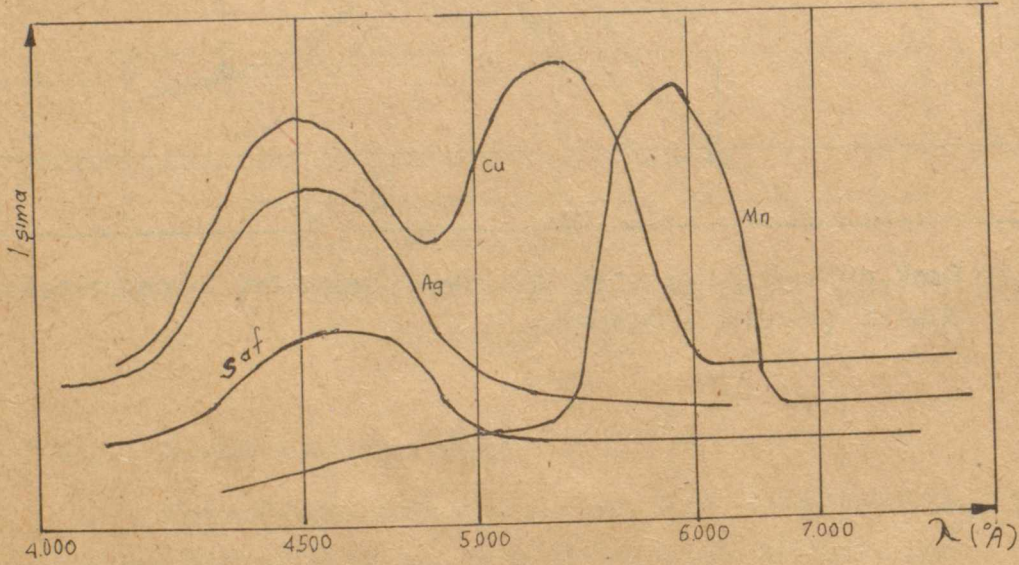


ŞEKİL 2.3 :  $Mn^{2+}$  veya  $Ag^{+}$  safsızlıkları ile aktive edilmiş alkali halojenlerde termoluminesens olayı.



ğında, (1'), (2') ve (3') yolları takip edilecektir. Burada bir hol, optik veya ısı yoluyla tuzagından serbest bırakılmakta, valans bantta dolaşmakta ve serbest bir elektronla birleşerek lüminesans meydana getirmektedir.

Eğer ısıma olayının emisyon spektrumu kontrol altına alınmak istenirse, kristale ısıma iyonları veya aktivatör olarak bilinen tuzlar ilave edilir.  $Ag^+$  veya  $Mn^{++}$  iyonları şekil 2.3. de



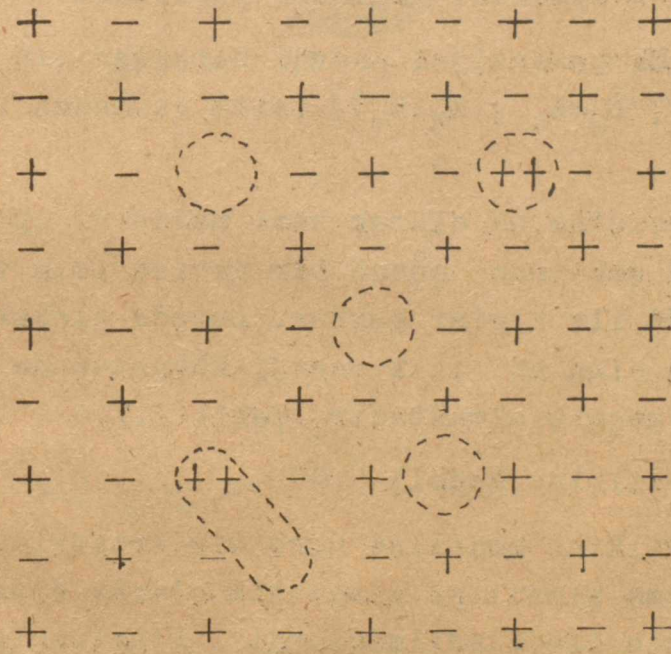
Şekil 2.4 Cu, Mn ve Ag ile aktive edilmiş ZnS kristallerinin dalga boylarına göre ışıma eğrileri [ 17]

görülen aktivatörlerdir. Aktivatör ilave edilen kristaller, ısınlandırıldığında, F-merkezleri elektron tuzaklama görevini yaparlar. Fakat holler ise  $Ag^+$  ve  $Mn^{++}$  iyonları tarafından tuzaklanır. Tuzaklanmış elektronlar sonradan F-merkezlerinden fırlatıldığı zaman  $Ag^+$  ve  $Mn^{++}$  iyonlarındaki hollerle de birleşebilir. Bu birleşmeden sonra aktivatör iyon uyarılmış olduğundan karakteristik ışımasını hemen yapar. Örneğin  $Ag^+$  iyonu morötesi-mavi,  $Mn^{++}$  iyonu ise yeşil-turuncu ışıma yaparlar. Termolüminesans fosforlardan



$\text{CaF}_2$  : Mn ile  $\text{CaSO}_4$  : Mn, mangan aktivasyonuna ve optik uyartımı olan  $\text{NaCl}$  : Ag ile  $\text{KCl}$  : Ag fosforları da gümüş aktivasyonuna örnek verilebilir. Şekil 2.4.

Elektron ve hol tuzak yoğunluğu safsızlık için ilave edilen maddelerin etkisi altındadır. Safsızlığın fazla pozitif yükünü nötralize etmek için bir alkali iyonunun yapıdan çıkarılması gerekir. Alkalinin yerini alan her iki değerlikli safsızlık iyonu, bir pozitif iyon boşluğu meydana getirir. Bu olaya uygun olarak negatif iyon boşluk yoğunluğu da azalır. Kristaldeki iki değerlikli katyon safsızlığı yerel pozitif yük, katyon boşluğu ise yerel negatif yük gibi davranmaktadır. Elektronların ve hollerin tabiatı ve yoğunluğu sıkıca safsızlığın kalite ve kantitesine bağlıdır. İki değerlikli safsızlık katyonu bizzat uygun bir elektron tuzağıdır. Bu durumdaki latislere, pozitif yük fazlalığından ve çeşitli kompleks durumlardan dolayı ısıma ile uyarmalar normal latislere göre daha kolay olmaktadır. [17] Şekil 2.5.



ŞEKİL 2.5 : Alkali halojen kristallerindeki boşluklar çift değerlikli katyon safsızlıkları ve boşluk safsızlık durumlarının şematik gösterimleri.



### 2.2.2. Seitz Gösterimi :[18]

Literatürde tuzaklara " kararsız (metastabil) durum " da denilir. Bu durum potansiyel enerji kuyusu şeklinde kolayca açıklanabilir. Ele alınan herhangi bir kristal parçası kendisini karakterize eden tuzaklara sahiptir. Şekil 2.6. da gösterilen biçimsel koordinat diyagramı, katılardaki lüminesans olayını açıklamak için ilk defa Seitz tarafından teklif edilmiştir.

Kararlı (stabil) durumda olan elektronlar, lüminesans merkezinin uyarılması ile (A) kararsız (metastabil) konuma geçerler. Uyarma enerjisi oldukça büyükse bu olay exoelektron ışımasına sebep olur. Aksi halde elektron, ya emisyon durumundan (III) tekrar taban seviyesine geçer, ya (II) konumundaki kararsız duruma geçer, ya da tuzaklarda yakalanır. Bu elektronlar üç şekilde tuzaklardan çıkabilirler :

1.  $E_1$ ,  $E_2$  veya  $E_3$  ile gösterilen potansiyel enerji barajlarının üzerine çıkarak ışıma durumuna geçerler ve bir ışık kuvantumu yayınlıyarak B optiksel geçişini yaparlar.

2. Daha büyük potansiyel enerji barajlarının üzerine çıktıklarında ( $E_1+E_4$  ,  $E_2+E_4$  ,  $E_3+E_4$ ), ışıma yapmadan taban seviyesine geçerler.

3. " B " geçişine ek olarak bazı maddeler optik geçiş  $C(C_1, C_2, C_3)$  şeklinde üçüncü bir geçişe izin verebilirler. Fakat bu olayın TL ile ilgisi yoktur. Burada elektron, C geçiş enerjisine uygun olan  $h\nu$  ışık enerji kuvantumunu absorplayarak ışıma konumuna geçmiş olmaktadır. Şekil 2.7

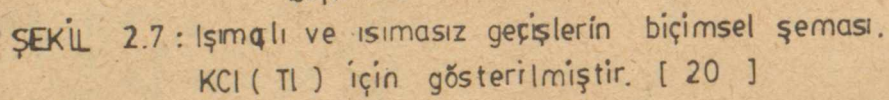
### 2.3.Randall-Wilkins Modeli [19]

Randal-Wilkins modeline göre bir kristalde elektronların tuzaklardan kaçma olasılığı matematik olarak olasılık teorisindeki bağıntılarla ifade edilmişlerdir. Elektronların tuzaklardan kaçma olasılığı tuzak enerjisine ve kristalin sıcaklığına bağlı olmaktadır.








$$P = S \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \dots\dots\dots 2.1$$

$T$  : Mutlak Sıcaklık ( $^{\circ}K$ ) dir.

- 22 -



$$I = -C \cdot \frac{dn}{dt} \dots\dots\dots 2.2$$

Burada C orantılılık katsayısıdır.

$$- \frac{dn}{dt} = n.p \dots\dots\dots 2.3$$

$$(2.1) \text{ ve } (2.3) \therefore - \frac{dn}{dt} = n.s \exp(-\frac{E}{kT}) \dots\dots\dots 2.4$$

Kristali ısıtma hızı  $\beta$  ise (2.5) bağıntısı yazılabilir.

$$\frac{dT}{dt} = \beta \dots\dots\dots 2.5$$

Her iki taraf dn ile çarpılırsa

$$dn \frac{dT}{dt} = \beta dn \dots\dots\dots 2.6$$

$$\frac{dn}{dt} = \beta \cdot \frac{dn}{dT} \dots\dots\dots 2.7$$

$$(2.4) \text{ ve } (2.7) \therefore \beta \frac{dn}{dT} = - n.s \exp(-\frac{E}{kT}) \dots\dots\dots 2.8$$

$$\frac{dn}{dT} = - \frac{n.s}{\beta} \cdot \exp(-\frac{E}{kT}) \dots\dots\dots 2.9$$

$$\frac{dn}{n} = - \frac{s}{\beta} \cdot \exp(-\frac{E}{kT}) dT \dots\dots\dots 2.10$$

$$\left| \ln n \right|_{n_0}^n = \int_{T_0}^{T_1} \frac{s}{\beta} \cdot \exp(-\frac{E}{kT}) dT \dots\dots\dots 2.11$$

$$\ln \frac{n}{n_0} = - \int_{T_0}^{T_1} \frac{s}{\beta} \cdot \exp(-\frac{E}{kT}) dT \dots\dots\dots 2.12$$

$$n = n_0 \exp - \int_{T_0}^{T_1} \frac{s}{\beta} \cdot \exp(-\frac{E}{kT}) dT \dots\dots\dots 2.13$$



$$(2.2) \text{ ve } (2.7) \therefore I = -C \frac{dn}{dT} = -C \beta \frac{dn}{dT} \quad 2.14$$

$$(2.8) \text{ ve } (2.13) \therefore I = -C \beta \frac{dn}{dT} = -C \left[ -ns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right] \quad 2.15$$

$$I = Cns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad 2.16$$

$$I = C n_0 \exp\left(-\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt\right) \cdot S \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad 2.17$$

$$I = C n_0 S e^{-\frac{E}{kT}} \cdot e^{\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt} \dots\dots\dots \quad 2.18$$

$$\frac{dI}{dT} = C n_0 S \left( + \frac{E}{kT^2} \right) e^{\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt} + C n_0 S \exp\left(\frac{E}{kT}\right) - \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt \quad 2.19$$

$$= C n_0 S \frac{E}{kT^2} \cdot e^{\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt} - \frac{E}{kT} e^{-\frac{E}{kT}} + C n_0 S e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \left( - \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \right) e^{\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt} \quad 2.20$$

I ısıtma şiddetinin türevini T sıcaklığına göre alıp, sıfıra eşitlenerek

$$\frac{dI}{dT} = 0 \quad 2.21$$

$$C n_0 S e^{-\frac{E}{kT}} \cdot e^{\int_{T_0}^{T_1} \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dt} \left[ \frac{E}{kT^2} - \frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \right] = 0 \quad 2.22$$

$$\frac{E}{kT^2} = -\frac{S}{\beta} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \quad 2.23$$

iki ayrı ısıtma hızında kristal ısıtıldığından birbirin



den farklı max. sıcaklıklar bulunmuştur.[21]

$$\left. \begin{aligned} \frac{E}{kT_1^2} &= \frac{S}{\beta} e^{-\frac{E}{kT_1}} \\ \frac{E}{kT_2^2} &= \frac{S}{\beta_2} e^{-\frac{E}{kT_2}} \end{aligned} \right\} \therefore \frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{\beta_2}{\beta} e^{-\frac{E}{k}(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2})} \quad 2.24$$

$$\ln \frac{\beta_1}{\beta_2} \cdot \frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{E}{k} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad 2.25$$

$$E = k \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \left[ \ln \frac{\beta_1}{\beta_2} + 2 \ln \frac{T_2}{T_1} \right] \quad 2.26$$

#### 2.4. Garlick-Gibson Yaklaşımı ve Genel Kinetik Mertebesi :[22]

Tuzaklardan çıkan elektronların rekombinasyona uğrama olasılığının, tekrar tuzaklanma olasılığına eşit olduğu var sayımına göre Garlick ve Gibson tarafından tekrar hesaplar yapılmıştır.

Toplam elektron tuzak sayısı N, elektronlar tarafından doldurulmuş olan tuzak sayısı n ise (N - n) boş tuzak sayısıdır. n kadar'da boş lüminesans merkezi bulunmaktadır ki tuzaklanmış elektronlar bu merkezlerden alınmışlardır. Burada Termolüminesans esnasında iletkenlik bandındaki elektron sayısının, tuzaklarda yakalanmış elektron sayısından çok küçük olduğu kabul edilmiştir. Yeniden tuzaklanma olmadan tuzaktan kaçan bu elektronun bir boş lüminesans merkezi ile yakalanma olasılığı aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$\frac{n}{(N-n)+n} = \frac{n}{N} \quad 2.27$$

$$I = -C \frac{dn}{dt} = C \frac{n}{N} \cdot n \cdot s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad 2.28$$



$$I = C \frac{n^2}{N} \cdot S \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \quad 2.29$$

Sabit sıcaklıkta fosforesansın bozulması (2.29) bağıntısının çözülmesi ile elde edilir.

$$I = \frac{C n_0^2 S \exp \left( - \frac{E}{KT} \right)}{N \left[ 1 + \left( \frac{n_0}{N} \right) \cdot S \cdot t \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \right]^2} \quad 2.30$$

(2.29) bağıntısındaki T sıcaklığı termoluminesans için sabit ve düzgün bir ısıtma hızıyla değiştirilmiş, " $T = T_0 + \beta t$ " 2.31

ve aşağıdaki bağıntı elde edilmiştir.

$$I = \frac{C n_0^2 S \exp \left( - \frac{E}{KT} \right)}{N \left[ 1 + \frac{n_0}{N} \int_{T_0}^{T_1} \frac{S \exp \left( - \frac{E}{KT} \right)}{\beta} dT \right]^2} \quad 2.32$$

$$I = C n_0^2 \frac{S}{N} \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \left[ 1 + n_0 \frac{S}{N \beta} \int_{T_0}^{T_1} \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) dT \right]^2 \quad 2.33$$

$$I = C n_0^2 S' \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \left[ 1 + n_0 \cdot \frac{S'}{\beta} \int_{T_0}^{T_1} \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) dT \right]^2 \quad 2.34$$

Burada N : Bir  $\text{cm}^3$  deki elektron tuzak sayısı

S :  $\text{Sn}^{-1}$  ise

$S' = \frac{S}{N} : \text{cm}^3 \cdot \text{Sn}^{-1}$  dir. 2.35

S terimi yeni bir terimdir; buna ön expansiyel faktör denir.

(2.29) ve (2.30) bağıntıları mümkün izole edilmiş her piki kapsayamayacağından genel kinetik mertebesini kapsayan aşağıdaki bağıntı verilmiştir.

$$I = C \frac{dn}{dt} = C S' n^b \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \quad 2.36$$



Burada b : Kinetik mertebesi

$s'$  : ön eksponansiyel faktör ( $Sn^{-1} \cdot cm^3^{(b-1)}$ ) dir.  $S'$  ön eksponansiyel faktörü çoğu zaman sıcaklıktan bağımsız düşünülmüştür. Fakat azda, olsa sıcaklık bağımlılığı vardır. Örneğin,  $T^2$  ile orantılı olduğu ileri sürülmüştür. [23-24] Uygun şartlarda ısı ile uyarılmış iletkenlik (T.S.C) ta  $S'$ ,  $T^a$  ile orantılıdır. Burada her zaman  $a = 2$  değildir.  $-2 \leq a \leq 2$  olan bir sayıdır.

(2.36) bağıntısı ve  $S'$  nün ısı bağımlılığı Razdan ve arkadaşları tarafından [25] aşağıdaki şekilde toparlanmıştır.

$$I = -C \frac{dn}{dt} = C S'' T^a n^b \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \quad 2.37$$

Burada  $S' = S'' T^a$  dir. 2.38

## 2.5. Halperin-Braner Çözümü :

Halperin ve Braner [26] tarafından tek bir termolüminesans pik için birbirine benzer lineer 3 bağıntı aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$I = - \frac{dm}{dt} = A_m \cdot m \cdot n_c \quad 2.39$$

$$- \frac{dn}{dt} = Sn \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) - A_n (N-n)n_c \quad 2.40$$

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dm}{dt} - \frac{dn}{dt} \quad 2.41$$

$N$  : Tuzak yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )

$n$  : Tuzaklardaki elektron yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )

$n_c$  : İletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )

$A$  : Rekombinasyon olasılığı ( $cm^3 \cdot Sn^{-1}$ )

$A_n$  : Yeniden tuzaklanma olasılığı ( $cm^3 \cdot Sn^{-1}$ )

$m$  : Rekombinasyon merkezlerindeki hol yoğunluğu

Burada  $I$  lüminesans şiddeti ve  $-\frac{dm}{dt}$  arasındaki orantı-



lılık faktörü keyfi olarak eşit alınmıştır.  $I(T)$  bu sebepten  $I$  keyfi birimde olacaktır. Bu bağıntılar tek bir TL pikini verirler. Fakat Randall-Wilkins veya Garlick-Gibson durumlarından daha geneldir. Randall-Wilkins hesaplamasında yeniden tuzaklanmayı kabul etmez. Garlick-Gibson hesaplamasında ise yeniden tuzaklanma hakimdir.

T.L. olayında daha önceden söylenilmiş olan olayın terside doğrudur. Yani holler sıcaklıkla hol tuzaklarından çıkıp valans banda giderler. Oradan da elektron tuzaklarına gidip rekombinasyon yaparlar. Diferansiyel denklemin çözümünden  $n_c = n_c(t)$  bir yan üründür; ki buda T.S.C iletkenlikle ilgilidir. Bu denklemlerin çok az değişik bir kısmı Halperin ve Braner [16] tarafından verilmiştir. Yani yasak bandda, ısı ile elektronlar (holer) iletim (değer) bandından ziyade yasak banddaki uyarılmış bir duruma yükselirler.

Halperin ve Braner [26] diğerleri gibi [52], [55] aşağıdaki şartlarda bağıntıları çözmüşlerdir.

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right| ; \quad n_c < n \quad 2.42$$

birçok durumlarda bu şartlar uygundur. Halperin ve Braner bu şartlara göre aşağıdaki neticeleri bulmuşlardır.

$$I = - \frac{dm}{dt} \quad 2.43$$

$$I = S n \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) A_m \frac{m}{\left[ A_m^m + A_n(N-n) \right]} \quad 2.44$$

(2.43)nolu bağıntıdan birinci ve ikinci mertebeden kinetik bağıntısının bulunabileceği gözden kaçmamalıdır. Bu formülde  $A_m \cdot m \ll A_n(N-n)$  almakla Randall-Wilkins'in yeniden tuzaklanma durumu elde edilebilir.

$$I = - \frac{dm}{dt} = S n \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 2.45$$

(2.41)de gösterilen şartları (2.40)bağıntısında yerine konursa



$\frac{dm}{dt} = \frac{dn}{dt}$  elde edilir. (2.44) bağıntısı düzgün birinci mertebeden kinetik olur. İkinci mertebeden kinetik ise (2.43) bağıntısından elde edilir. Her iki durumda da gerekli olan şart  $n=m$  olmasıdır ki bu çok sınırlı bir şarttır. Garlick ve Gibson yeniden tuzaklanmanın hakim olduğunu kabul etmişlerdir. Bu takdirde (2.43) bağıntısına göre  $A_n(N-n) \gg A_m^m$  olur. Eğer tuzaklar doyumdan çok uzaklarsa ( $N \gg n$ ) bağıntısı şu şekilde olur.

$$I = - \frac{dm}{dt} = \left( \frac{SA_m}{NA_n} \right) n^2 \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 2.46$$

bulunur. Bağıntının (2.29) dan farkı  $S' = S \cdot \frac{A_m}{NA_n}$  olmasıdır.  $n = m$  denirse merkez ve tuzakların rekombinasyon ihtimallerinin eşit olması anlaşılır. Bu halde  $A_m = A_n$  dir. (2.29) numaralı bağıntıdaki  $S' = \frac{S}{N}$  elde edilmiş olur.

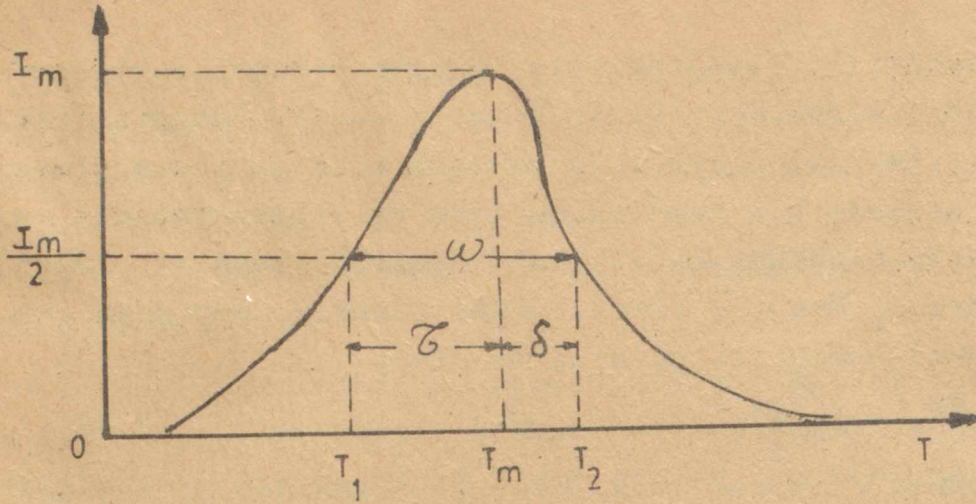
Birinci ve ikinci kinetik mertebeleri özel durumlardır. Birinci ve ikinci kinetik mertebeleri olmıyan tek T.L.pikleri de vardır. T.L.pikinin analizinin bir yolu lineer ısıtma fonksiyonunu kullanarak onun simetri özelliğini bulmaktır. İkinci mertebeden pikler simetrik pik olarak karakterize edilmelerine karşılık asimetrik olanlar birinci mertebededirler. Burada pikin alçak sıcaklık taşıyan dolu yarı genişliği olup, ısıtma pikinin düşme kısmının yarı genişliğinden genel olarak % 50 daha büyüktür. Ortalama bir amprik yol ise 5 nolu bağıntıda işaret edilen "genel mertebe" kinetiği olup bu da 1 ve 2 den farklıdır. Bu amprik yaklaşım birçok simetrik faktörlerinin izahı için tatminkar bulunmuştur.

$$\mu_g = \frac{\delta}{\omega} \quad 2.47$$

Burada  $\omega$ , toplam yarı genişliktir. ( $\omega = \tau + \delta$ ) Bu yaklaşımları kullanarak tuzak enerji seviyeleri bulunur. [27], [28].

Diğer bir ihtimal tuzak ve rekombinasyon merkezlerinin içerisinde geçişim olmasıdır. Isı ile uyarılmış bir seviyeye çıkan tuzaklanmış elektronlar buradan tekrar tuzaklanıp veya lüminesans





ŞEKİL 2.8 : İzole edilmiş bir ışımada  $\omega$ ,  $\delta$  ve  $\tau$  Parametrelerinin gösterimi.

yayarak merkezin taban seviyesine düşerler. Bu durum aşağıdaki bağıntılarla formüle edilir.

$$I = - \frac{d_m}{dt} = p n_e \quad 2.48$$

$$- \frac{dn}{dt} = S \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) n - S n_e \quad 2.49$$

$$m = n + n_e \quad 2.50$$

Burada  $P(sn^{-1})$  uyarılmış elektronun rekombinasyon ihtimali,  $n_e$  ise uyarılmış elektronların konsantrasyonu dur.  $n_e \ll n$  ve  $n = m$  kabul edilerek (2.48) bağıntısından

$$n_e = \frac{S \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) n}{P + S} \quad 2.51$$

ve

$$I = - \frac{dm}{dt} = \left[ \frac{Ps}{(P+S)} \right] m \cdot \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad 2.52$$

yazılır.

Bu bağıntı tekrar Randall-Wilkins bağıntısıdır. Fakat aşağıdaki formül

$$S = \frac{Ps}{(P+S)} \quad 2.53$$



S yerinde kullanılmıştır. Çok yüksek rekombinasyonlarda ise  $(P \gg S)$  ise  $\bar{S} \Rightarrow S$  olur.

Diğer taraftan düşük rekombinasyon hızlarında  $(S \gg P)$  ise,  $\bar{S} \Rightarrow P$  olur.

Bu durum S nin oldukça düşük tesirli frekans faktörü olduğunu ifade edebilmektedir.

Wintle tarafından yapılan son çalışmalarda rekombinasyon ihtimaliyeti, belirli bir sıcaklık aralığında sıcaklığın exponansiyel bir fonksiyonudur. [29]

$$A_m \propto \exp\left(\frac{W}{KT}\right) \quad 2.53$$

W ısıma olmıyan bölgedeki enerji derinliğidir. Bu özel şartlarda birinci mertebeden kinetik için, ısıma şiddeti (2.17) bağıntısını değiştirerek aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$I = K s n_0 \exp\left[\frac{(W-E)}{KT}\right] \cdot \exp\left(-\left(\frac{S}{\beta}\right) \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) dT\right) \quad 2.54$$

## 2.6. Tuzak Enerji ve Parametrelerinin Elde Edilme Yöntemleri :

Bu yöntemler genel olarak 7 grupta toplanabilir.

1. Işıma şiddetinin en yüksek değerine isabet eden sıcaklık yöntemi.

2. İlk yükselme yöntemi

3. Yarı genişlik yöntemi

4. Sayısal değerler vererek ısıma eğrisinin elde edilme yöntemi

5. Farklı ısıtma hızları yöntemi

6. İzotermal bozunma yöntemi

7. Diğer yöntemler.



### 2.6.1. Işıma Şiddetinin En Yüksek Değerine İsalet Eden Sıcaklık Yöntemi :

Tuzak derinliklerini (aktivasyon enerjilerini) TL. eğrilerle hesap etmek için ilk yöntem Urbah [30] tarafından verilmiştir. Deneyisel olarak iyi bir yaklaşımla tuzak enerjisini E (eV) olarak

$$E = \frac{T_m(^{\circ}K)}{500}$$

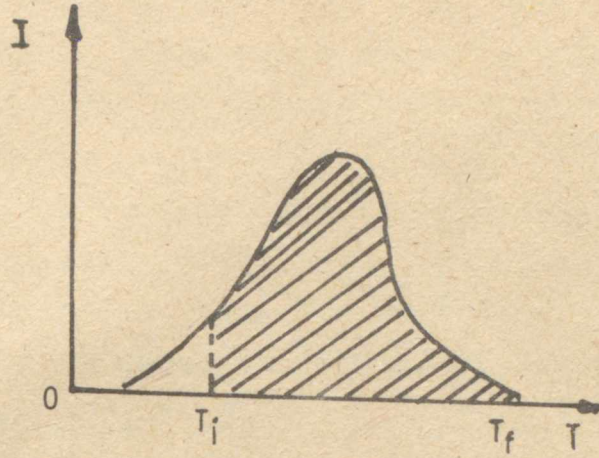
2.55

vermiştir.  $T_m$  ışıma eğrisinin maksimumudur.

### 2.6.2. İlk Yükselme Yöntemi :

Garlick - Gibson [22] diğerlerinden daha genel bir yöntem vermişlerdir. Buna ilk yükselme yöntemi denir.  $b = 1$  için (2.15),  $b = 2$  için (2.17) nolu özel durumları içeren (2.37) bağıntısında görülür ki ışıma eğrisindeki  $n$  sıcaklıkla az değişir. Bu sebepten  $I \propto \exp(-\frac{E}{kT})$  dır. Böylece  $\ln I$ ,  $\frac{1}{T}$  nin fonksiyonu olarak çizilirse bu bölgede bir doğru elde edilir. Bu doğrunun eğimi  $-\frac{E}{k}$  dır. Yöntem daha sonra Gobrecht ve Hofmann [31] tarafından geliştirilerek uygun ısıtma ve soğutma çevrimleriyle tuzakların spektroskopisi elde edilmiştir. Diğer ilerleme Halperin ve arkadaşları tarafından [32], [33]  $\ln(-\frac{I}{b})$ ,  $\frac{1}{T}$  nin fonksiyonu olarak çizilip  $b$  kinetik mertebesi  $n$  bilinir. Böylece geniş bir skalada eğri bir doğru olarak elde edilir. Kinetik mertebesi bilinmediği takdirde birkaç eğri çeşitli  $b$  değerlerine (1.2) göre çizilir. En iyi doğru seçilir. E için en uygun olan eğrinin  $b$  değeri kinetik mertebesini verir.  $n$  değeri  $T_i$  noktasından itibaren yani ışıma eğrisi pikinin ilk yükselme bölgesinden pikin son noktasına ( $T_f$ ) ye kadar olan alan değeriyle tahmin edilebilir. Şekil (2.8)





Şekil ( 2.8 ) İzole edilmiş bir ısıma eğrisi

Gölgeli olan alan  $T_i$  sıcaklığında tuzaktaki taşıyıcı konsantrasyonu ile orantılıdır.

$$I = - \frac{dn}{dt} \therefore n = \int_{t_i}^{t_f} I dt = \frac{1}{\beta} \int_{T_i}^{T_f} I dT \quad 2.56$$

$T_f$  pikinin son sıcaklığındaki bu teorik olarak  $T_f = \infty$  dur.

İlk yükselme metodu<sup>nun</sup> bağıntı (2.37) in limitleri ötesinde geçerli olması beklenir. (2.45), (2.47) ve (2.48) bağıntılarından da anlaşılacağı üzere ilk yükselme durumunda tuzaklardan çıkan elektron miktarı  $(n_c)$ ,  $\exp(-\frac{E}{KT})$  gibi hareket etmektedir. Bu sebepten metod T.Sc ve TSEE içinde kullanılmaktadır. (2.38) nolu bağıntı ilk yükselme durumunda  $m = m_0$  olacağından  $I, \exp(-\frac{E}{KT})$  ile orantılı olur.

Deneyssel [34] , deneyssel olduğu kadar da bazı teorik [35][36] sebepler ilk yükselme metodunu kullanılmasını limitler.Bräunlich [36] göstermiştir ki eğer bir tuzak doyuma kadar doldurulursa küçük tuzak enerjileri bulunabilir. Wintle'in [29], vermiş olduğu durumlara dikkat etmek lazımdır. Buna göre ilk yükselme metodu<sup>nda</sup> E yerine (E-W) yi vermelidir. W ışımasız geçiş enerjisidir. Ön



ex ponansiyel faktör sıcaklığa bağımlı ise  $T^a$  gibi [35] ilk yükselme şu şekilde hareket edecektir.

$$I \propto T^a \exp \left( - \frac{E}{KT} \right) \quad 2.57$$

ilk yükselme yöntemi şunu verir.

$$E_{ir} = -k d(\ln I)/d(1/T) \quad 2.58$$

$$E_{ir} = E + akT \therefore E = E_{ir} - akT \quad 2.59$$

Bu, E değerinde yüzde birkaç düzeltme demektir.

Diğer bir metod ise Randall-Wilkins çözümünde  $T_m$  nin bulunmasıdır. 2.17 nolu bağıntının differansiyeli alınarak sıfıra eşitlenir.

$$\frac{PE}{KT_m^2} = S \exp \left( - \frac{E}{KT_m} \right) \quad 2.23$$

bağıntısı bulunur.

S nin belirli bir değeri düşünülürse bu geçişli bağıntının E yi hesaplamaya yaradığı görülür. İlk tuzaklanmış elektron yoğunluğu  $n_0$  bu bağıntıda görülmemektedir. Birinci mertebeden pikin çeşitli dozlarda yer değiştirmemesi bu bağıntıya göre beklenemez. E nin hesaplanması için bir üstlü nümerik hesap ifadesi bağıntı 2.60 de verilmiştir.

$$E(eV) = [T_m - T_0 (\beta/s)] / K (s/\beta) \quad 2.60$$

$T_0$  ve K tablolar halinde  $(\beta/s)$  nin fonksiyonu olarak verilmiştir. Bağıntı (2.60) Urbach metodunun gelişmiş bir şeklidir. Sakıncalı tarafı ise frekans faktörünün önceden bilinmesine gerek olmasıdır.

### 2.6.3. Yarı Genişlik Yöntemi :

Önceden Pre-eksponansiyel faktörü bilmeden E değerlerini veren bazı yöntemler geliştirilmiştir. Grossweiner [37] aşağıdaki bağıntıyı birinci merteye için vermiştir.



$$E = 1,51 k T_m T_1 / \tau, \quad \tau = T_m - T_1 \quad 2.61$$

Burada  $T_1$  düşük yarım şiddet sıcaklığı'dır. 1,51 sayısal değeri çok detaylı sayısal çalışmalar sonucunda 1,41 [38] ile değiştirilmiştir.

Lushchik [39] birinci ve ikinci merteye için  $\delta = T_2 - T_m$  ye dayanan yöntemler teklif etmiştir. Burada  $T_2$ , yüksek ikinci yarım şiddet sıcaklığıdır. Halperin ve Braner [26] hem bir ve hemde ikinci mertebeden durumlar için  $\tau$  ölçüsüne dayalı bir yöntem teklif etmiştir. Ayrıca  $\mu_g = \frac{\delta}{\omega}$  simetri faktörünü de katmışlardır. Burada  $\omega = T_2 - T_1$  dir. Chen [38] de  $T_m$  ve  $\omega$  nın ölçümüne dayalı bir yöntem vermiş ve Lushchik, Halperin ve Braner yöntemleri için sayısal düzeltmeler teklif etmiştir. Herhangibir yöntemle bulunan  $E$ , (2.59) bağıntıda yerine konursa  $s$  frekans faktörü hesap edilir.

$\tau$ ,  $\delta$  ve  $\omega$  yöntemleri aşağıdaki formülde toplanabilir.

$$E = C_\alpha \left( \frac{kT_m^2}{\alpha} \right) - b_\alpha (2kT_m) \quad 2.62$$

Burada  $\alpha$ ;  $\tau$ ,  $\delta$  veya  $\omega$  dır.  $C_\alpha$  ve  $b_\alpha$  değerleri üç yöntem, birinci ve ikinci merteye işlemleri için tablo 2.1 verilmiştir.

Tablo 2.1

|            | Birinci Merteye      |               |                   | İkinci Merteye    |               |                   |
|------------|----------------------|---------------|-------------------|-------------------|---------------|-------------------|
| C          | r                    | $\delta$      | w                 | r                 | $\delta$      | w                 |
| $C_\alpha$ | 1.51                 | 0,976         | 2.52              | 1.81              | 1.71          | 3.54              |
| $b_\alpha$ | $1.58 + \frac{a}{2}$ | $\frac{a}{2}$ | $1 + \frac{a}{2}$ | $2 + \frac{a}{2}$ | $\frac{a}{2}$ | $1 + \frac{a}{2}$ |

$b_\alpha$  içerisinde gözüken  $a$  faktörü,  $T^a$  gibi pre-exponansiyel faktörle sıcaklığa bağımlıdır.  $\frac{a}{2}$  eki diğer taraftan hesap edilen  $E_\alpha$  değerinden  $akT$  nin çıkarılmasına eşittir. Bu, ilk yükselme metodunu kullanma sırasındaki aynı şartlar altında  $akT$  nin çıkarılmasına eşittir.



Chen [38]  $\tau$ ,  $\delta$  ve  $\omega$  ya bağılı üç çeşit metodun geçerliliklerini mukayeseli bir şekilde çeşitli durumlarda incelemiş ve birinci merteye pik için  $\mu_g = 0,42$ , ikinci merteye pik için ise  $\mu_g = 0,52$  ile karakterize edilebileceğini göstermiştir. Genel merteye durumunda Chen[27],  $\mu_g$  değeri ile kinetik mertebesini göstermiştir.  $\mu_g$  nin hesap edilmiş grafiği 0,36 - 0,55 arasında değiştirilerek b nin 0,7 - 2,5 değerleri arasında olabileceği verilmiştir. Burada ölçülen  $\mu_g$  değeri için b değeri hesap edilebilir.  $C_\infty$  ve  $b_\infty$  katsayıları bağıntı (2.62) ye göre aşağıdaki şekilde interpolasyon yoluyla hesap edilir.

$$C_\tau = 1.51 + 3.0 (\mu_g - 0,42) \quad 2.63$$

$$b_\tau = 1.58 + 4.2 (\mu_g - 0,42) + \left(\frac{a}{2}\right) \quad 2.64$$

$$c_\delta = 0,976 + 7.3 (\mu_g - 0,42); \quad b_\delta = \frac{a}{2} \quad 2.65$$

$$C_\omega = 2,52 + 10.2 (\mu_g - 0,42); \quad b_\omega = 1 + \frac{a}{2} \quad 2.66$$

Bu yöntemler genel merteye piklerini hesap etmede uygulanır ve aktivasyon enerjisindeki sapmayı yüzde birkaç farkla verir.

Genel kinetiklik tartışmasını neticelendirmek için (2.36) bağıntısını exponansiyel olarak yazmak gerekir.

$$I = S' n_o^b \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \left\{ \frac{[(b-1)s' n_o^{(b-1)}]}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT' + 1 \right\}^{-\frac{b}{b-1}} \quad 2.67$$

Bu bağıntı (2.34) da verilen ( $b = 2$ ) için bilinen ikinci merteye durumunu ihtiva eder.  $s' n_o^{b-1}$  in birimi  $sn^{-1}$  dir. Birinci merteye durumundaki s in biriminin aynıdır.  $s' n_o^{b-1}$  yerine s yazılacak olursa ,

$$I = sn_o \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \cdot \left\{ \left[(b-1)\frac{s}{\beta}\right] \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT' + 1 \right\}^{-\frac{b}{b-1}} \quad 2.68$$



$b = 1$  için (2.68) bağıntısı geçerli değildir. Fakat  $b \rightarrow 1$  için (2.17) bağıntısı bulunur.

Maksimum şartı (2.68) bağıntısının türevini alıp sıfıra eşitlemektir.

$$\left[ (b-1) \frac{s}{\beta} \right] \int_{T_0}^{T_m} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT + 1 = \frac{s b k T_m^2}{\beta E} \exp\left(-\frac{E}{kT_m}\right) \quad 2.69$$

$b \neq 1$  için  $s$  nin  $n_0$  'a bağımlılığı sebebiyle (2.69) bağıntısından  $T_m$  bulunmak istenirse doza bağımlı olduğu görülür.  $b = 2$  için bu bağımlılık oldukça incelenmiştir. [22][50] Önce  $E$  aktivasyon enerjisi bulunur sonra kinetiklik mertebesi  $b$  hesap edilir. (2.69) bağıntısında  $s' n_0^{b-1}$  yerine  $s$  konmuştur. Eğer  $n_0$  bağımsız olarak elde edilebilirse  $s$  sabiti hesaplanabilir.

#### 2.6.4. Sayısal Değerler Vererek Işıma Eğrisinin Elde Edilme Yöntemi :

Sayısal olarak eğrinin elde edilmesi bir dereceye kadar daha önceden verilen değerlerle eğrinin meydana getirilmesi olduğundan bazıları tarafından diğer yöntemlere nazaran şüphe ile karşılanır. Eğri yaklaştırılması ilk yükselme bölgesinde yapılır.

[40] Sonra bütün eğride uygulanır. Birinci [41][42] ikinci [43] ve genel mertebeden [28] durumlarda uygulanmıştır. Sonra aktivasyon enerjisi, ön exponansiyel faktör ve kinetiklik mertebesi hesaplanabilir. Bu yöntemin kullanılmasını kolaylaştırmak için bilgi sayarlar kullanılır.

#### 2.6.5. Farklı Isıtma Hızları Yöntemi

Bohun [44] ve Parfianovitch [45]<sup>e göre</sup> bir numune farklı iki lineer ısıtma hızıyla ısıtıldığı zaman ( $\beta_1$  ve  $\beta_2$ ),  $T_m$  pik sıcaklığı farklı olacaktır. Bağıntı (2.23), bu sebepten birdefa  $\beta_1$  için bir defada  $\beta_2$  için yazılır ve bunlara tekabül eden sıcaklıklar da  $T_{m1}$  ve  $T_{m2}$  olarak yazılır. Bağıntı taraf tarafa bölünerek  $E$  bulunur.



$$E = \left[ \frac{kT_{m1}T_{m2}}{T_{m1}-T_{m2}} \right] \ln \left[ \frac{\beta_1/\beta_2}{(T_{m2}/T_{m1})^2} \right] \quad 2.70$$

Hoogenstraaten[46] birkaç lineer ısıtma hızı teklif ettirmiştir. Bu hızlara göre çizilen doğrunun  $\left[ \ln \left( \frac{T_{m2}}{\beta} \right) \right]$  ya göre  $\left( \frac{1}{T_m} \right)$  eğimi  $\frac{E}{k}$  yi verir. "Bağıntı (2.23)". Bu yöntem ilk yükselme yönteminde verilen E - W dan ziyade (Wintle yöntemi [29]) E yi vermektedir. Bağıntı (2.23) ya benzeterek

$$\frac{\beta(E-W)}{kT_m^2} = s \exp \left( - \frac{E}{kT_m} \right) \quad 2.71$$

yazılabilir. Böylece E yi bir metodla, (E - W) yi diğer bir metodla bularak iyi bir yaklaşımla W bulunabilir. Osada [47] bağıntı (2.71) nin exponansiyel ısıtma fonksiyonu için doğru olduğunu göstermiştir.  $T = T_\infty - (T_\infty - T_0) \exp(-\alpha t)$   $\alpha(\text{sec}^{-1})$ , bir sabittir. Lineer ısıtma hızı  $T_m$  sıcaklığındaki ani ısıtma hızı  $\beta_m$  ile yer değiştirir. Haering ve Adams [48] birinci mertebeden TL piklerinin maksimum şiddetinin  $\exp(-\frac{E}{kT_m})$  ile orantılı olduğunu göstermiştir. (Bu birinci mertebe TL pikleri içinde doğrudur)  $\ln(\sigma_m)$  veya  $\ln I_m$  'in bir fonksiyonu olan  $\frac{1}{T_m}$  ye göre grafik çizilirse, doğrunun eğimi  $-\frac{E}{k}$  dir. Diğer lineer ısıtma hızlarını kullanarak verilen metod ise [49]  $\ln(\frac{1}{\beta})$  ya göre  $\frac{1}{T_m}$  lerin çizilmesidir. Burada doğrunun eğimi  $\frac{E}{k}$  dir.

Chen ve Winer [50], (2.71) bağıntısının her ısıtma hızı  $\beta_m$  için doğru olduğunu göstermiştir. Bu doğrudan doğruya bağıntı (2.70) in Hoogenstaaten metodu kadar bu genel durum için geçerli olduğunu göstermektedir. Genel durum için  $\ln [I_m^{b-1} (T_m^2/\beta)^b]$  in grafiği  $\frac{1}{T_m}$  ye göre çizilecek olursa  $\frac{E}{k}$  eğimi elde edilir. Birinci mertebeden başka (b = 2 dahil) lineer ısıtma hızı olmayan durumlar için  $\ln I_m$  veya  $\ln(\beta_m/T_m^2)$  yi  $\frac{1}{T_m}$  ye göre çizilecek olursa çok iyi bir yaklaşımla doğrunun eğiminden  $-\frac{E}{k}$  elde edilir.



#### 2.6.6. İzotermal Bozunma Yöntemi : [51]

Doğrudan doğruya T.L yöntem değildir. Fakat E ve s değerlerinin birinci mertebe kinetik için ölçülmesine yarar. Numune TL görülebilecek sıcaklıkta sabit tutulursa,bağıntı (2.16) ya göre  $T = st.dir.$  ve olay bu sıcaklıkta bir fosföresan olayıdır.

$$I(t) = ns \exp(-\frac{E}{kT}) \exp -st \exp(-\frac{E}{kT}) \quad 2.73$$

$\ln I(t)$  , t'ye göre çizilecek olursa bir doğru elde edilir. Eğim,

$$M = s \exp (-\frac{E}{kT}) \quad 2.74$$

dir. Birkaç sıcaklıkta olay tekrarlanırsa çeşitli M değerleri elde edilir.  $\ln(M)$  in  $\frac{1}{T}$  ye göre grafiği çizilecek olursa doğrunun eğimi  $-\frac{E}{k}$  bulunur. E nin değeri Bağıntı (2.74) de yerine konursa s hesaplanır. Wintle [29] tarafından işaret edildiği gibi (E-W) den ziyade E değeri eksponansiyel sıcaklığa bağlı rekombinasyon ihtimaliyeti olarak bulunur.

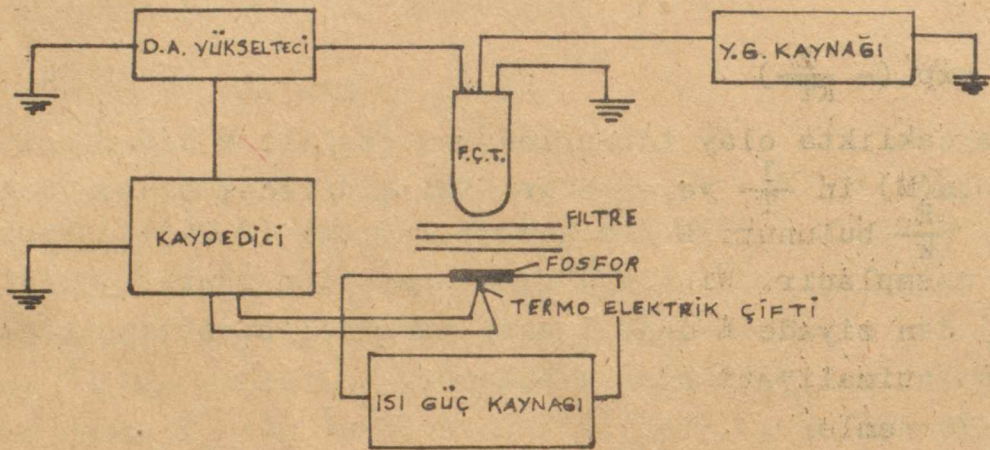
#### 2.6.7. Diğer Yöntemler :

Bu yöntemlerden birisi  $T_1, T_m$  ve  $T_2$  nin ölçülmesine dayanmaktadır. Keating [24] Land [52] ise  $T_m$  değerine ilaveten  $T_1$  ve  $T_2$  yarı genişlik değerlerinden ziyade TL sapma noktalarını almaktadır. Maxia ve çalışma arkadaşları [53] ise aktivasyon enerjisini ve ön frekans faktörünü hesaplayan bir yöntem geliştirmişlerdir. Çok ışıma eğrisi kullanmışlar ve çeşitli TL piklerinin tek tuzaktan çıkan ve çeşitli rekombinasyon merkezlerinde rekombinasyona uğramış elektronlardan meydana geldiğini kabul etmişlerdir. Örneğin Onnis ve Rucci [54] birkaç tip tuzacı bir rekombinasyon merkezi kabul ederek bazı ışıma piklerinin değişik izahını yapmışlardır. Bu yöntemin kusuru elektronların serbest bırakıldıkları seviyede yeniden tuzaklanmalarının kabul edilmesidir. Bundan başka birkaç tuzaktan meydana gelen bir çok pik kadar çeşitli rekombinasyon merkezinden meydana gelen genel bir durum da vardır. Bu durum düşünülmemiştir. Rekombinasyon ve yeniden tuzaklanma arasındaki olasılık oranından E ve S tayin edilebilir.



### 3. Ölçme Sistemi

Her T.L. ölçme sistemi aşağıda sıralanmış birkaç temel düzenekten meydana gelmiştir.



ŞEKİL 3.1 : TLD Okuyucusunun blok şeması.

#### 3.1. Foton Çoğaltıcı Tüp

Foton çoğaltıcı tüplerde önemli üç tip elektron ışıması vardır. Bunlar fotoelektrik ışıma, ikincil ışıma, ve termoiyonik ışımadır. [56], [57], [58]

1. Fotoelektrik ışıma; Fotoelektrik olayın ilk araştırılması sırasında iki genel kural görülmüştür. Birincisi emisyon akımı, gelen ışığın frekansı ile orantılıdır. İkincisi ise emisyon akımı, gelen ışığın toplam miktarıyla değişmez.

Kuantum teorisine göre ışık enerjisi paketler veya kuantumlar halinde hareket ederler. Fotoelektrik ışımayı Einstein bir elektronun maddeye gelip bu maddeye kafi miktarda enerji vererek enerji kuantumlarının çıkarılması şeklinde ifade etmiştir. Bu



olayın matematik ifadesi ise aşağıda verilmiştir.

$$fh = E + \phi \quad 3.1$$

Burada

$h$  : Planck Sabiti ( $6.626 \times 10^{-34}$  J sn= $6.626 \times 10^{-34}$  W sn<sup>2</sup>)

$f$  : Gelen ışığın frekansı (sn<sup>-1</sup>)

$\phi$  : Maddenin iş fonksiyonu (eV)

$E$  : Fotoelektronun başlangıç kinetik enerjisi (eV)

$e$  : Bir elektronun yükü ( $1.60 \times 10^{-19}$  coul.)

Bir maddenin iş fonksiyonu  $\phi$ , maddeden elektron çıkarılması için verilen en küçük enerjidir. Maddenin tabiatına bağlıdır. Elementten elemente değişir.

| <u>Elementin İsmi</u> | <u>İş fonksiyonu <math>\phi</math> (eV)</u> |
|-----------------------|---------------------------------------------|
| Sodyum                | 2.5                                         |
| Potasyum              | 2.3                                         |
| Rubidyum              | 2.1                                         |
| Sezyum                | 1.8                                         |
| Demir                 | 4.8                                         |
| Nikel                 | 5.0                                         |
| Molibden              | 4.1                                         |

Benzer iş fonksiyonu termoiyonik ısıma için de bulunabilir.  $\phi$  değerleri iki ısıma için hemen hemen aynıdır. Einstein'in fotoelektrik bağıntısından görülebileceği gibi öylebir  $\phi$  değeri vardır ki bu değer altına isabet eden frekanslar için ısıma olmaz. Üstündeki değerlere isabet edenlerde ise ısıma olur. Bu  $\phi$  değerine karşılık gelen  $\nu$  frekansına eşik frekansı denir.

Fotoısıma için az iş fonksiyonu gerekli olan yüzeylere ihtiyaç vardır. Bu durumda termoiyonik ısıma da olacağından yüzey

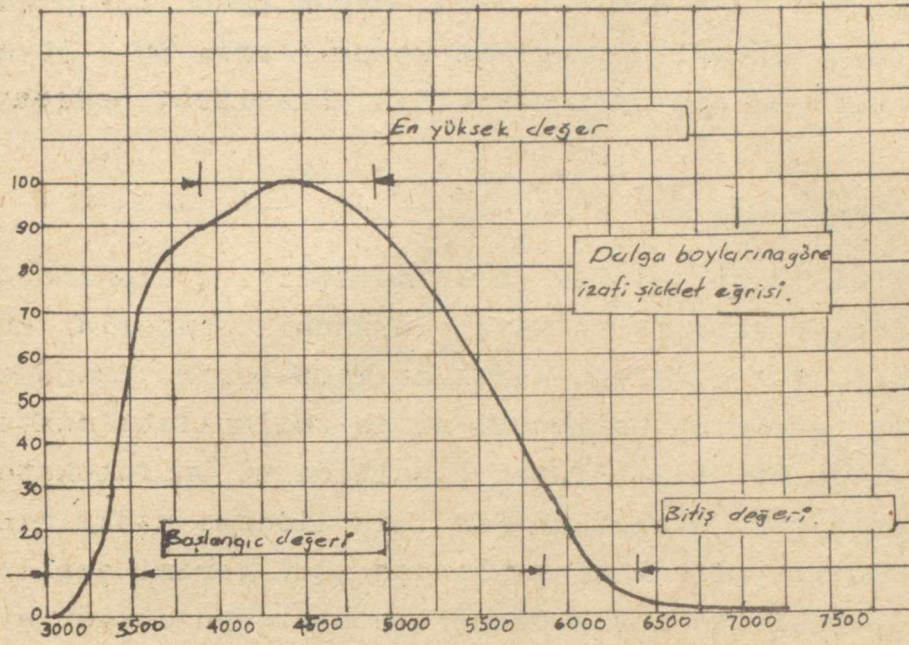


soğutulur. Elektron ve foton tesirleşmesinin verimi gelen radyasyonun dalgaboyu ile değişir. Bu sebepten elektron ışınları bazı dalgaboyları için maksimum olur. Işımanın dalgaboyu küçüldükçe gelen kuvantum enerjisi büyür. Öyle ki çok daha büyük enerji ile yüzeye bağlı elektronları söker. Alkali metaller gibi düşük iş fonksiyonlu saf metaller, foton yayınlayıcı olarak bilinmektedirler. Düşük kuvantum verimli olmasına rağmen gelen her kuvantum için elektronlar çıkar. Sezyum, gelen her kuvantum için, görünür ve kırmızı bölgede ışın çıkaran en iyi maddedir. Fotokatod olarak kullanılan maddelerden birisidir. Fotoemisyon ve spektral duyarlılıklar, fotokatod maddelerinin kalınlık, safsızlık ve karışımlarını teşkil eden maddelere bağlıdır. Yarı geçirgen veya opaktırlar. Kullanılan maddelerden bir diğeri de sezyumantimon alaşımlı olanıdır. Bunların spektrumlarının görünen ışık bölgesine isabet etmesi kırmızı ötesi ışınlara hassas olması dolayısıyla termolüminesans spektrumlarında kullanılırlar. Şekil (3.2) Çünkü 300 °C den yukarı sıcaklıklarda kristallerin ısıtıldığı paletlerden çıkan kırmızı ötesi ışınlara cevap vermezler. Kristalin çıkardığı ışınlar doğrudan doğruya elektrotlara gönderilir.

2. İkincil Işıma : Eğer kademeli katı yüzeyler arasında 100'er Voltluk potansiyel farkları varsa ve bunlar elektronlarla bombardıman edilirse, yüzeylerden elektronlar sökülür. Yüzeyden çıkan bu ikincil elektronların sayıları yüzeyin cinsine, gelen elektronların enerjilerine ve geliş açılarına bağlıdır. Şekil (3.3)

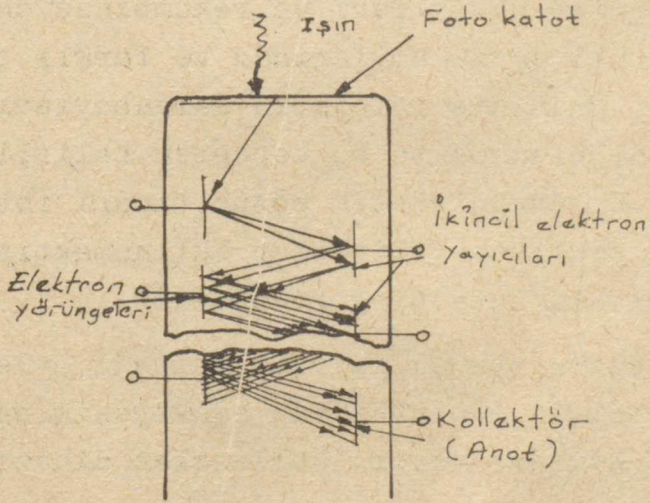
3. Termoiyonik Işıma: Fotokatod maddeleri oldukça düşük iş fonksiyon enerjilerine sahiptirler. Bu sebepten oda sıcaklığında bile emisyon olmaktadır. Düşük ışık seviyelerinde ihmal edilmesi imkansızdır. Foton çoğaltıcı tüpte az ve düşük seviyede görünen bu ışıma yükselteçlerde oldukça fazla yükseltilip yanlıştır.





ŞEKİL 3.2 : Bir foton çoğaltıcı tüpün spektral karakteristik eğrisi.

okumalara sebep olmaktadır. Termoionik ışımanın önüne geçmek için tüpler soğutulmaktadır.



ŞEKİL 3.3 : Foton çoğaltıcı tüpün çalışma prensibi.



Foton çoğaltıcı tüpten çıkan akım, uygun katod takip edicisi ile yükseltilir. Yükseltme faktörü genel olarak 30 - 50 arasındadır. Katod takip edicisinden sonra D.A.yükselteci bağlanır.

59 59

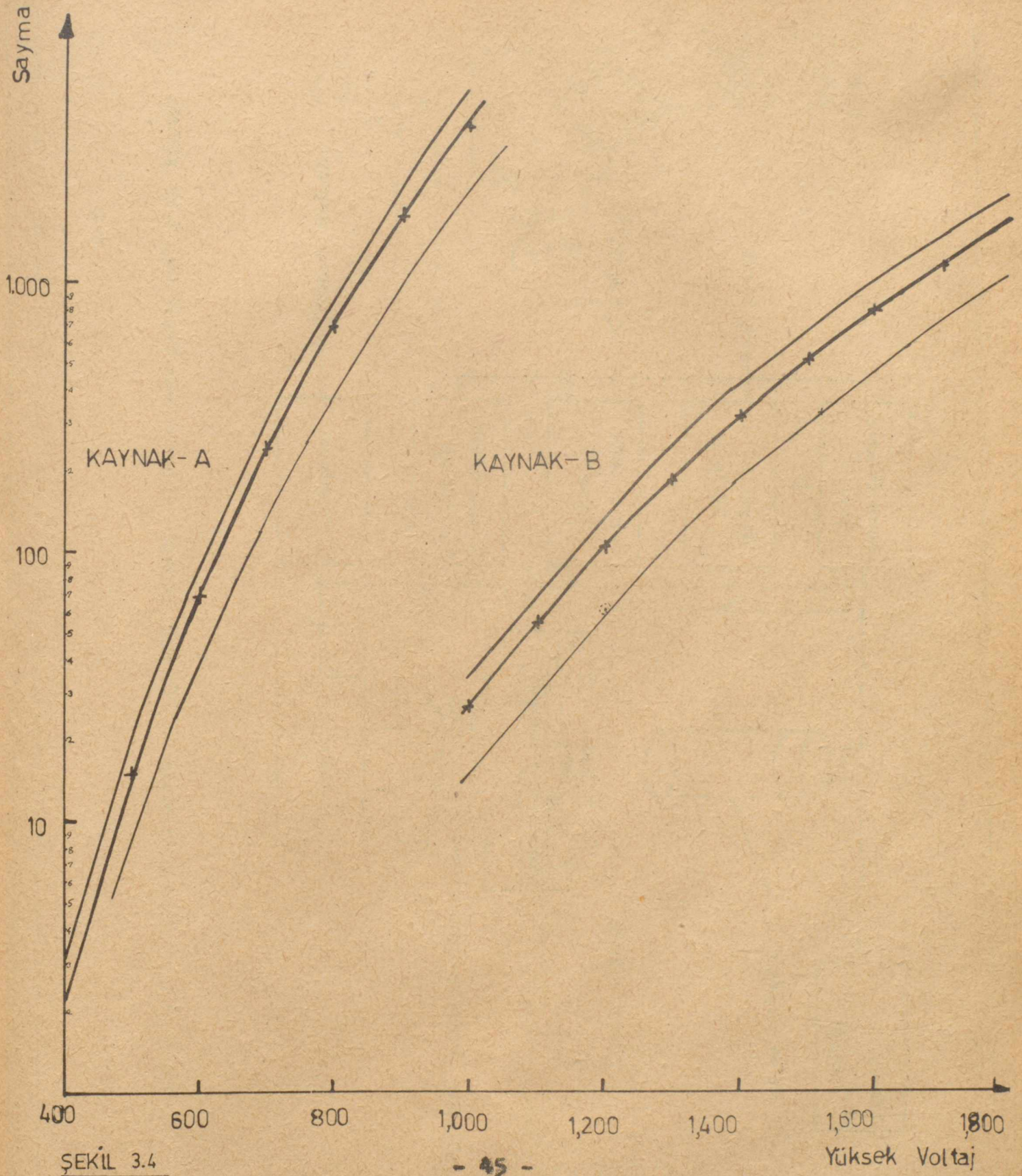
### 3.2. Okuma veya Kaydetme

D.A.yükselteci genel olarak (X-Y) kaydedici kullanıldığı zaman gerekmektedir. Elektrometre veya elektronik sayıcılar kullanıldığı zaman D.A. yükseltcecine gerek kalmamaktadır. Işıma eğrisini görmek için istenirse osiloskoplar da kullanılabilir. Okuma sisteminde kristalle foton çoğaltıcı tüpün fotokatodu oldukça yakın alınmıştır. Aksi takdirde ışık şiddeti uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azaldığından ışık verimi azalır. Diğer taraftan ise boşluğun fazla olması fotokatodun düzgün aydınlanmasına ve soğutma problemlerinin azalmasına yararmaktadır. Göz önünde tutulması gereken diğer bir nokta da filitre seçimidir. Kristal ısıtıldığı zaman ışımada spektrum bileşenlerinde değişiklikler olmaktadır. Her ışımada eğerisinde aynı olmıyan dalga boyları yayınlanmaktadır. Bu sebepten fotokatodun verimi de ona göre değişmektedir. Bir ışımada eğerisinde iki pik altındaki alanı meydana getiren merkezlerin sayıları ve rekombinasyon oranları aynı olmadığından, farklı dalga boylarında ve farklı şiddetlerde ışımlar yapmaktadır. Pratikte ışınların dalgaboyları birbirinden bağımsız olarak ölçülememekte bu sebepten belirli düzeltmeler yapılamamaktadır. En uygun pratik çözüm ticari foton çoğaltıcı tüpler ve bunlarla birlikte filitreler kullanmaktır. Fakat bu durumda tüpün hassasiyeti üçte bire inmektedir.

Foton çoğaltıcı tüpün yüksek gerilim voltajı öyle ayarlanabilirki 0,1 rad/sayma olsun. Bu takdirde elektronik sayıcı doğrudan doğruya ışımlanan miktarı verir. Kullanılan cihazın standart sapması 0,2 % dir.

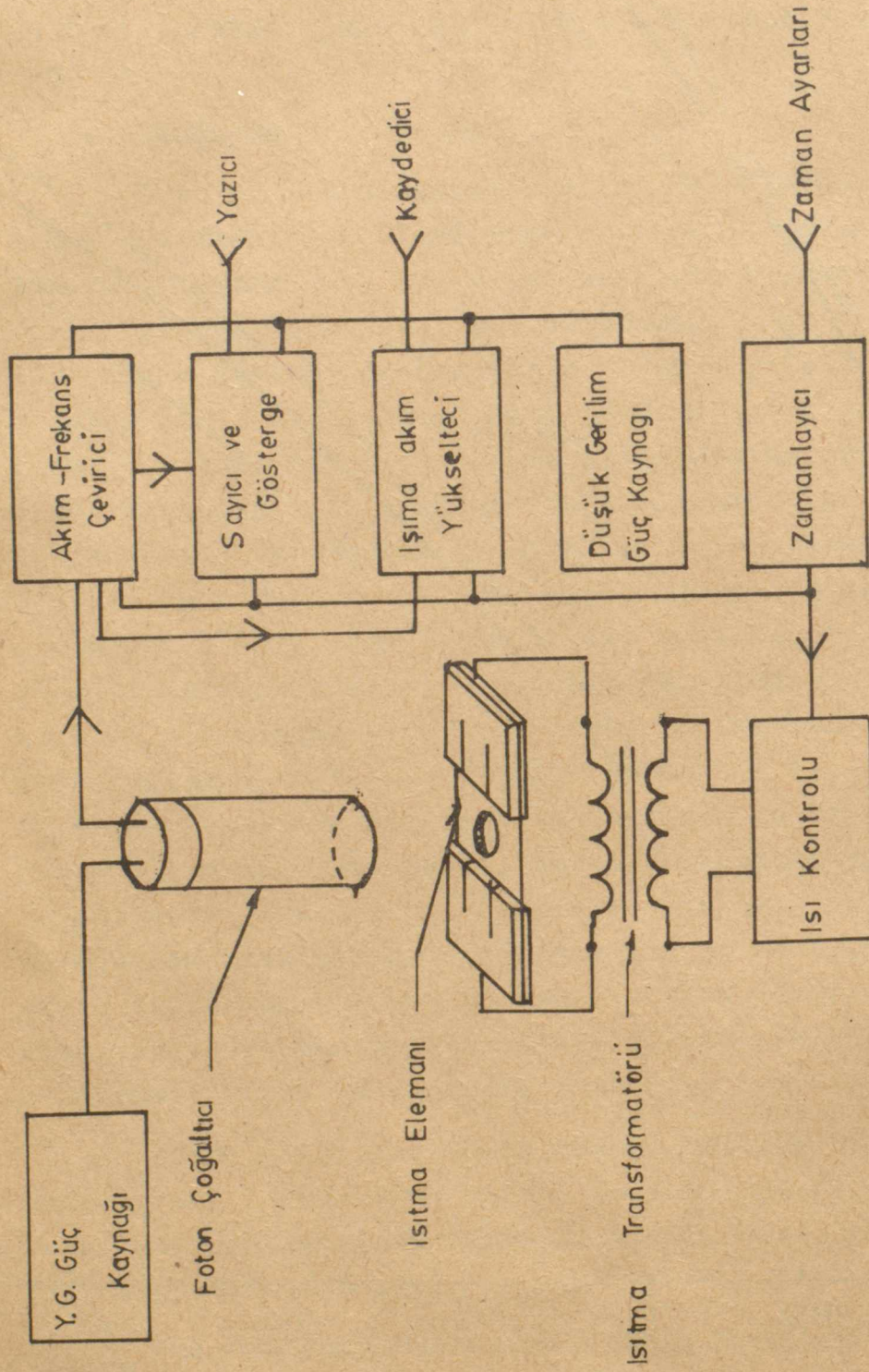
Kalibrasyon hatalarından kurtulmak için ışık kalibratörleri cihazın içerisine konmuştur. Işık kalibratörleri radyoaktif





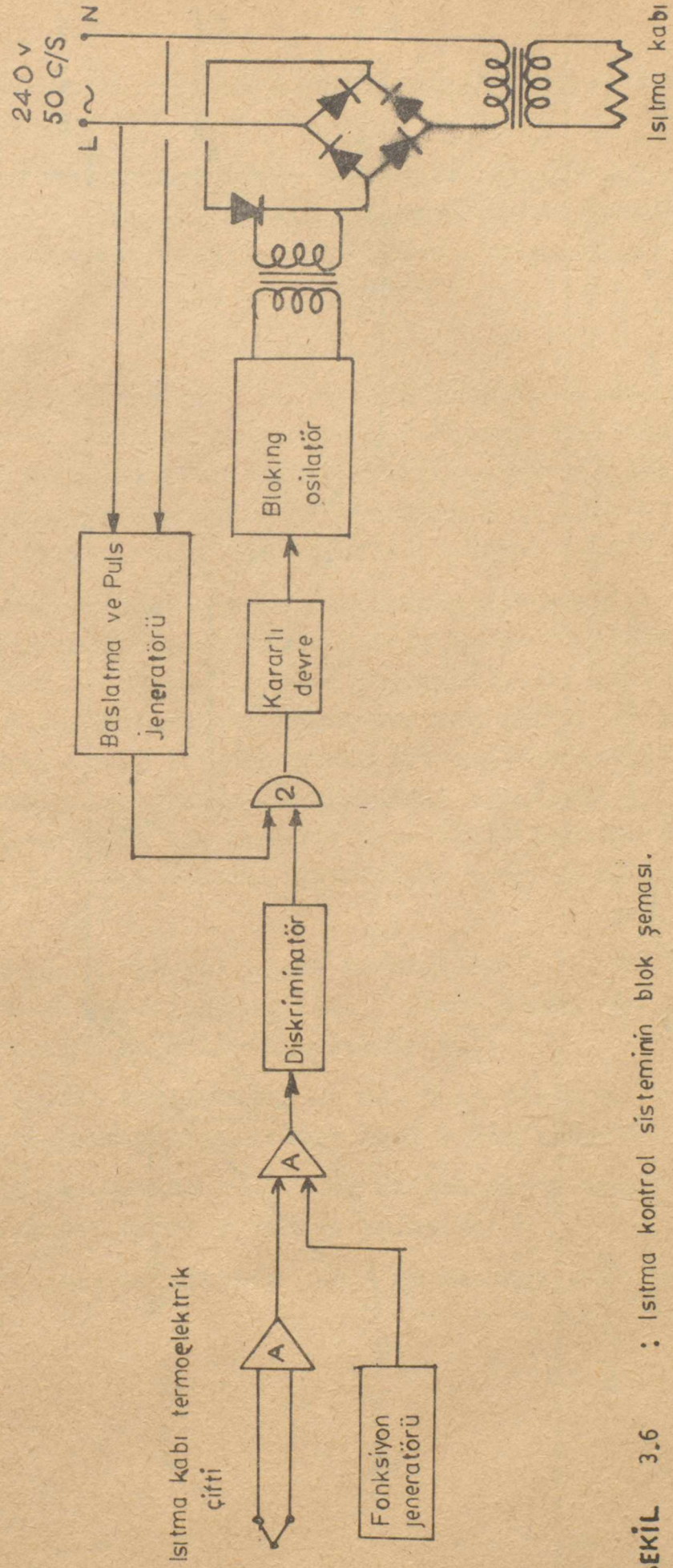
ŞEKİL 3.4





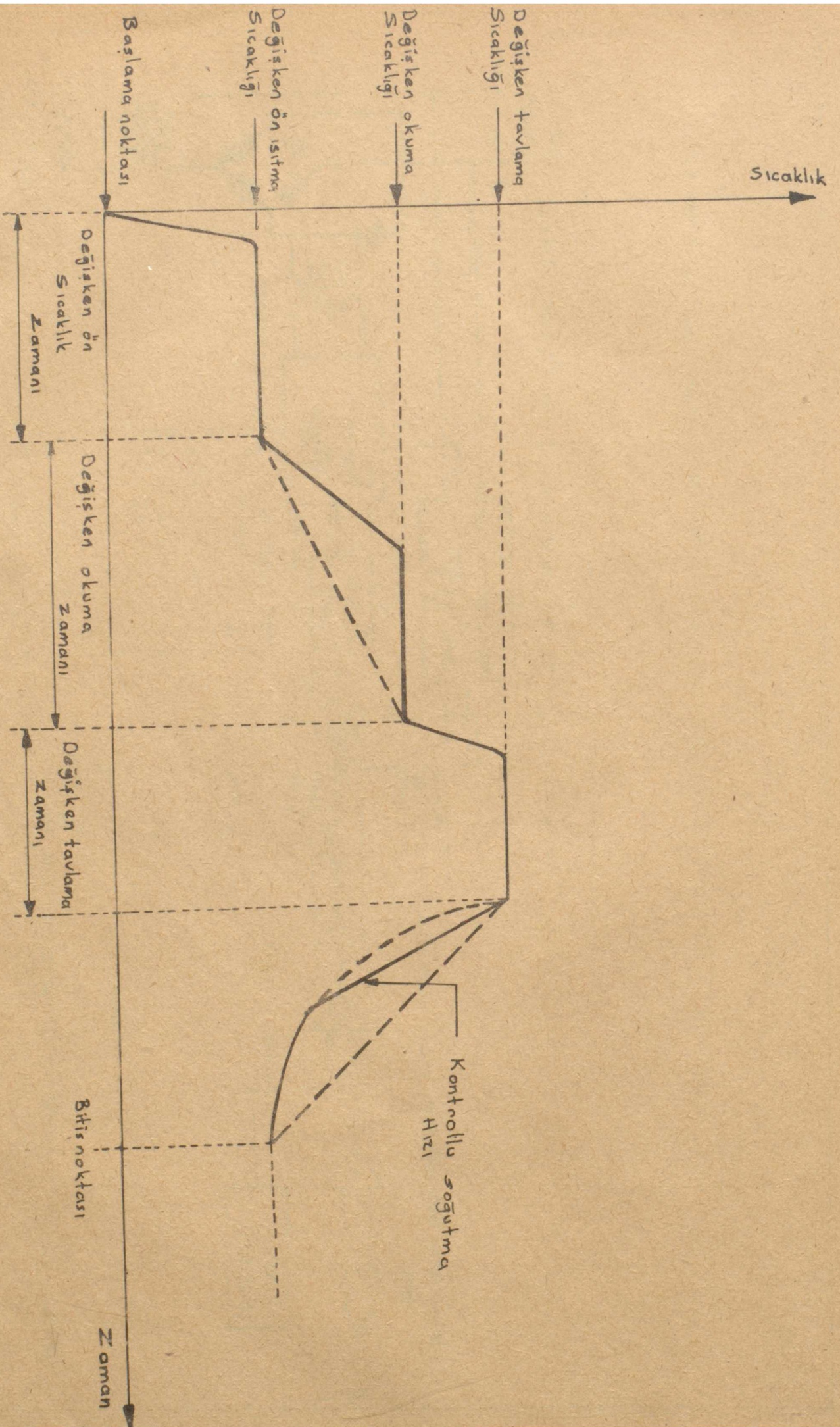
ŞEKİL 3.5 : Con-Rod Model 7100 TLD okuyucu cihazının basitleştirilmiş blok şeması.





ŞEKİL 3.6 : Isıtma kontrol sisteminin blok şeması.





ŞEKİL 3.7 Programlı bir okuyucunun zaman - sıcaklık grafiği.



kaynak (C-14), plastik sintilatör veya inorganik fosforlar ihtiva etmektedir. Şekil(3.4)

Isıtma eğrisinin maksimumuna kadar kırmızı ötesi ışınları yaymayacak şekilde ısıtma sisteminin yapılmış olması gerekmektedir. Kırmızı ötesi ışınları tutan filitreden birisinin numarası Corning Glass No : 4305 olarak verilmiştir.

### 3.3. Isıtma Sistemi

Her metodun kendine göre bir ısıtma sistemi bulunmaktadır. Numunenin toz, disk, veya küçük silindir çubuklar şeklinde (rod) olması sebebiyle ısıtma yerleri çeşitli şekillerde yapılmıştır. Isıtma şekilleri ise ya doğrudan doğruya veya kristalin tutturulduğu destegin ısıtılması şeklinde olmaktadır. Şekil ( 3.5)

Isıtma kablaları genel olarak nikel-krom alaşımından yapılmışlardır. Yüzey oksidasyonunu önlemek için üzerleri gümüşle kaplanmıştır. Ticari T.L. okuyucularının ısıtma hızları  $(0.5-100)^{\circ}\text{C}/\text{sn}$  arasındadır. Sıcaklıkları bir termoelektrik çifti ile kontrol edilmektedir. Şekil (3.6) Termoelektrik çift, ısıtma kabının hemen altına monte edilmiştir. Program haricindeki ısı farklılıkları geri beslemeli elektronik bir kumanda devresiyle kontrol edilmekte ve ısıtma hızları bir kontrol devresiyle programlanabilmektedir.

Ölçme yapılacak toz halindeki kristaller (74 - 180) mikron veya (80 - 200) mesh büyüklüğündedirler. Işıma esnasında tozlar polietilen veya teflon kapsüllere konmuşlardır.

Disk şeklindeki kristaller, 13 mm, 8 mm çaplı ve 0.13 mm, 0,26 mm, 0.4 mm, 0,5 mm kalınlıklarda imal edilmişlerdir.

Bu tezde 8 mm çapında ve 0.4 mm kalınlığında daire şeklinde sinterlenmiş BeO diskler kullanılmıştır.

Çubuk halindeki kristaller ise 1 mm çapında 6 mm veya daha uzun boylardadır.



Tek kristaller ise ısıtma kabına uygun büyüklüdedirler.

Isıtma sistemi kristal tablasının sıcaklığını 400 °C ya kadar çıkarır. Tarihsel veya jeolojik yaş tayini için kullanılanlarda kristal tablası, kırmızı ötesi ışınları en düşük seviyede tutmak için grafitten yapılmıştır. 550 °C - 600 °C ya kadar ısıtılabilirler.

Isıtma durumunda kullanılan cihazın (Isotopes/Con-Rad Model 7100 TLD Read Out) ölçmelerindeki değişimi max % 4 kadardır.

#### 3.4. Tavlama Fırını

Kristalleri okumadan önce ısıtma eğrilerindeki belirli bölgeleri atmak için, genel olarak bunlar 50 °C - 150 °C arasında fırınlarda ısıtılarak temizlenmiş olurlar. Bazan da okumadan sonra daha üst seviyelerdeki pikleri tamamen boşaltıp kristali ikinci bir okumaya hazırlamak için 350 °C nin üstündeki fırınlara ihtiyaç bulunmaktadır. Bazı yeni okuyucularda ise bu ısıtma sistemi cihazla birlikte yapılmış olup ayrı fırınlara ihtiyaç bulunmamaktadır. Şekil (3.7)

Ölçme yaparken kristallerin öz geçmişlerinin aynı olmasına veya daha önceden geçirmiş oldukları ısıtma ve ısıtma işlemlerin bilinmesine gerek vardır.

Deneylerde üç tip tavlama fırını kullanılmıştır. Birisi 1200 °C lik fırındır. BeO kristalleri 1150 °C ye kadar açık havada (çok zehirli olduğu için) ısıtılmış tabletler arasındaki ısıtma işlemi müşterekliği temin edilmeye çalışılmıştır. İkinci fırın 400 °C deki okumadan sonra kullanılan tavlama fırınıdır. Üçüncü fırın ise 180 °C de tutulmuştur. Çünkü bu sıcaklıktaki BeO in göstermiş olduğu pik 290 °C deki pikten daha az kararlı ve radyasyon verimi daha düşüktür. Fırınlara hassasiyeti  $\pm 5$  % °C fabrikasyon olarak verilmiştir.



#### 4. Yapılan Deneyler

##### 4.1.1. BeO hakkında genel bilgiler

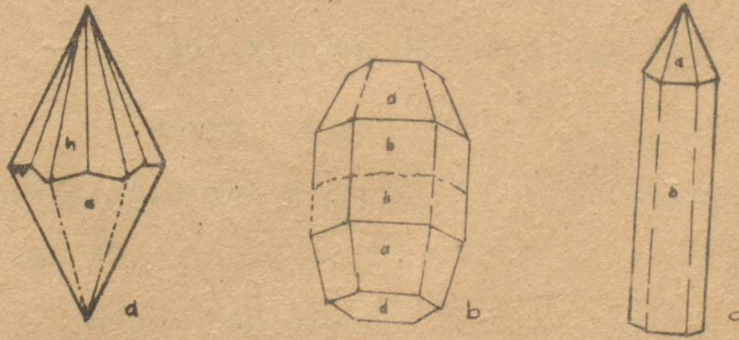
Berilyum Oksit (Berillia) [60] doğada mevcut beril denilen ve formülü  $3 \text{ BeO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6 \text{ SiO}_2$  olan mineralden elde edilmiştir. Beril kristali di hegzagonal bipiramidaldır. Rengi mavi, yeşil veya sarıdır. Birçok memleketlerde özellikle Arjantin, Brezilya, Afrika, Hindistan ve Rusya'da bulunur.

Beril, asil beril ve bayağı beril olarak ikiye ayrılır.

1. Asil beril; Saydam ve güzel renkli olup. mücevher olarak kullanılır. Zümrüt, güzel yeşil renkli asil bir berildir. Rengi  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  den gelmiştir. Akuva marin denilen cinsi ise deniz suyu renginde yeşilimsi, mavimsi veya sarımsı renkleri olan asil bir berildir.

2. Bayağı beril; Bulanık ve saydam olmıyan berildir. Berilyum oksit bu berilden elde edilmiştir.

Berilden berilyum oksit elde etmek için birçok yollar vardır. Fakat bunlardan ancak ikisi sanayide geniş olarak kullanılmaktadır. Birincisi sülfat işlemleri, ikincisi ise kompleks florit işlemlidir. Bu işlemlerin prensip olarak amacı berili parçalamaktır. Sülfat işleminde beril parçası eritilir ve suda soğutulur.



ŞEKİL 4.1 : BeO'nin kristal şekilleri.



kırılır. Kompleks florit kırma işleminde ise beril, sodyum siliko floritle beraber kavrulur. Kavrulan karışıma su dökülür. Böylece çözeltiye alınmış olur.

Her iki işlem neticesinde ürün berilyum hidroksittir. Bununla % 99,95 den daha saf berillia tozu elde edilir.

Toz berilliadan, birkaç yolla katı halde berilyum oksit elde edilir.

Kullanılan BeO in özellikleri :

1. Granülometri, 30 - 50  $\mu$

2. İhtiva ettiği safsızlık,

|                    |   |      |     |
|--------------------|---|------|-----|
| - Bor              | : | 0.3  | ppm |
| - Kadmiyum         | : | 0.3  | ppm |
| - Nadir top.alkali | : | 0.05 | ppm |
| - Alüminyum        | : | 40.  | ppm |
| - Silisyum         | : | 75.  | ppm |
| - Demir            | : | 20.  | ppm |
| - Kalsiyum         | : | 30.  | ppm |
| - Magnezyum        | : | 5.   | ppm |
| - Mangan           | : | 1.   | ppm |

3. Fizik, elektrik, ve mekanik özellikleri

|                     |   |                  |                                 |
|---------------------|---|------------------|---------------------------------|
| - Yoğunluk          | : | 2.85 - 2.95      | gr/cm <sup>3</sup>              |
| - Termik iletkenlik | : | 200 °C ye kadar  | 0.4 cal/cm/cm <sup>2</sup> /sn  |
|                     |   | 1000 °C ye kadar | 0.05 cal/cm/cm <sup>2</sup> /sn |
| - 20 °C de direnç   | : | 10 <sup>14</sup> | ohm-cm den fazla                |
| 1000 °C de direnç   | : | 10 <sup>8</sup>  | ohm-cm.                         |



Kullanılan kristal bir Fransız firmasından temin edilmiştir.

Berilyum oksitin özellikleri :

|                                         |                                |
|-----------------------------------------|--------------------------------|
| Teorik yoğunluğu .....                  | 3.01 gr/cm <sup>3</sup>        |
| Erime noktası .....                     | 2570 °C                        |
| Faz değişimi .....                      | 2050 °C                        |
| Termik lineer uzama kat sayısı 20 °C... | 8.5 x 10 <sup>6</sup> cm/cm/°C |
| den 1000 °C ye kadar                    |                                |
| Termik iletkenlik .....                 | 100 °C - 2 Watt/cm/°C          |
|                                         | 400 °C - 0,7 Watt/cm/°C        |
|                                         | 800 °C - 0.25 Watt/cm/°C       |
| Termik spesifik ısı .....               | 6.07 cal/g.mol                 |
| Elektriksel direnç .....                | 10 <sup>18</sup> ohm. cm       |
| Dielektrik sabiti .....                 | 7.0                            |
| Elektrik dayanımı .....                 | 12 kV/mm                       |

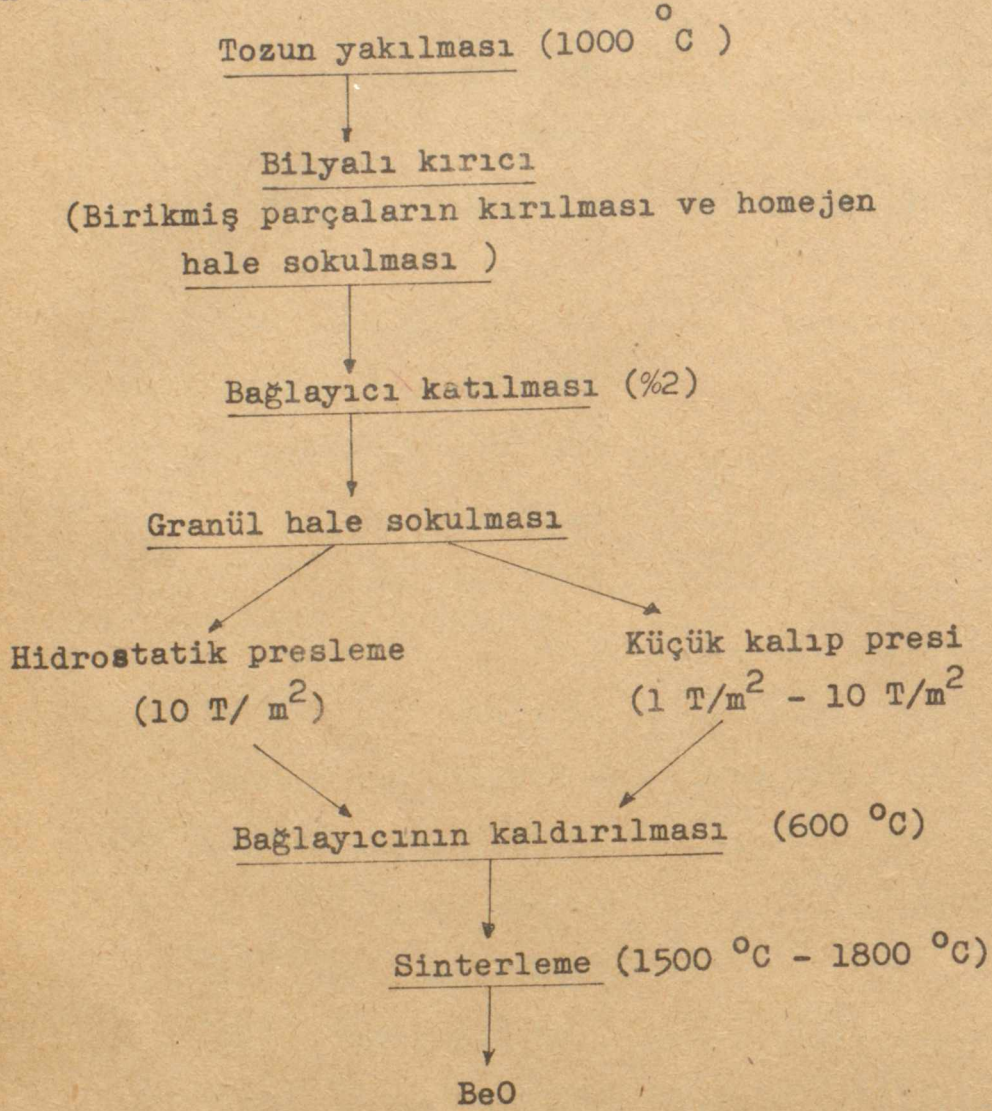
Toz halindeki berilyum oksit çok zehirli bir maddedir.

|                                |                          |
|--------------------------------|--------------------------|
| Bağlanma enerjisi Be - O ..... | 124 8 Kilo kalori / O °K |
| Kristal iyonik yarıçapı .....  | -1 yük için 1,95 °A      |
|                                | 2 yük için 0,31 °A       |
| Kovalent yarıçapı .....        | 0,98 °A (-1 yük için)    |
| Formül ağırlığı .....          | 25.01                    |

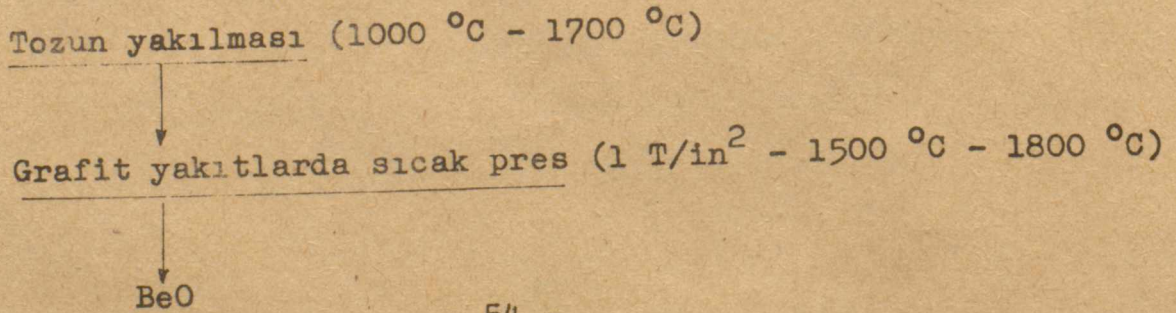


## BeO in Fabrikasyonu

### A- Presleme ve sinterleme:

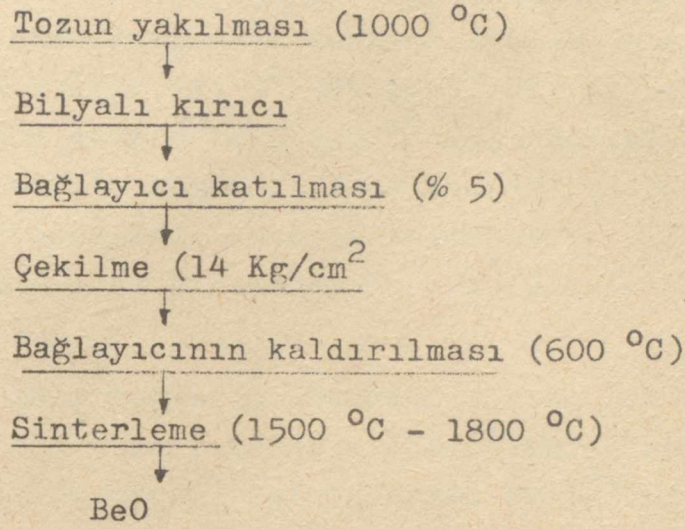


### B - Sıcak Presleme

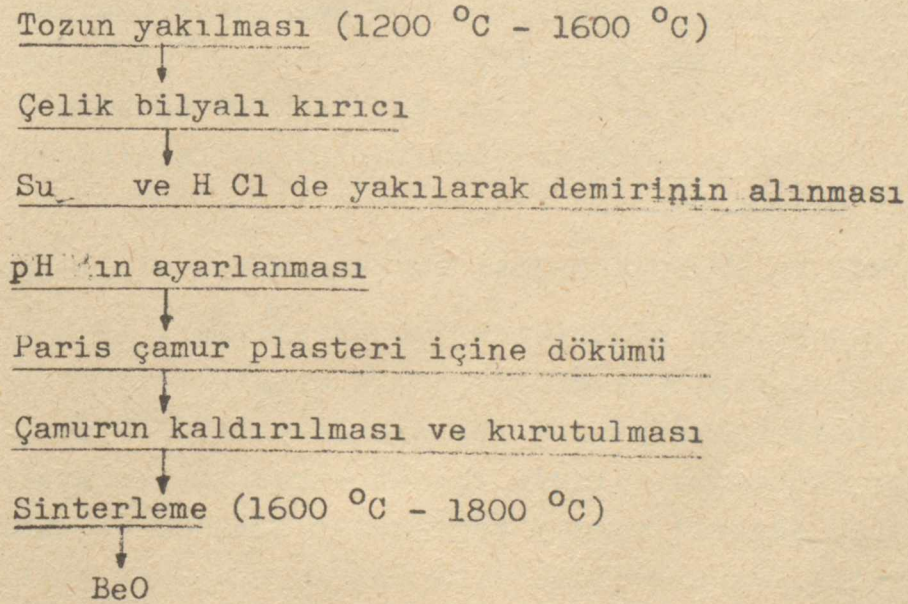




C - Çekme ve sinterleme :



D - Yassı kalıplama ve sinterleme :





#### 4.1.2. Işıma-Sıcaklık, Işıma-Zaman, Doz-Cevap Eğrileri

BeO'in ışıma sıcaklık eğrisi, TLD olarak kullanılan LiF (TLD-100) kristalleriyle beraber aynı şartlarda çizilmiştir. Grafik 4.1. BeO'in 180 °C ve 280 °C iki pikine karşılık LiF (TLD-100) kristalinde 160 °C ile 190 °C arasında 5 pikinin olduğu görülmüştür. Yüksek sıcaklıklarda pik değerlerinin olması kristalin artan sıcaklığından etkilenmediğini ve tuzaklardan elektronların çıkması zamanının uzun olmasını ifade etmektedir.

Grafik 4.2 ise ışımanın zamana göre değişimini göstermektedir. Bu grafikten faydalanılarak yazı genişlik yöntemiyle tuzak derinliği ve parametreleri tayin edilmiştir.

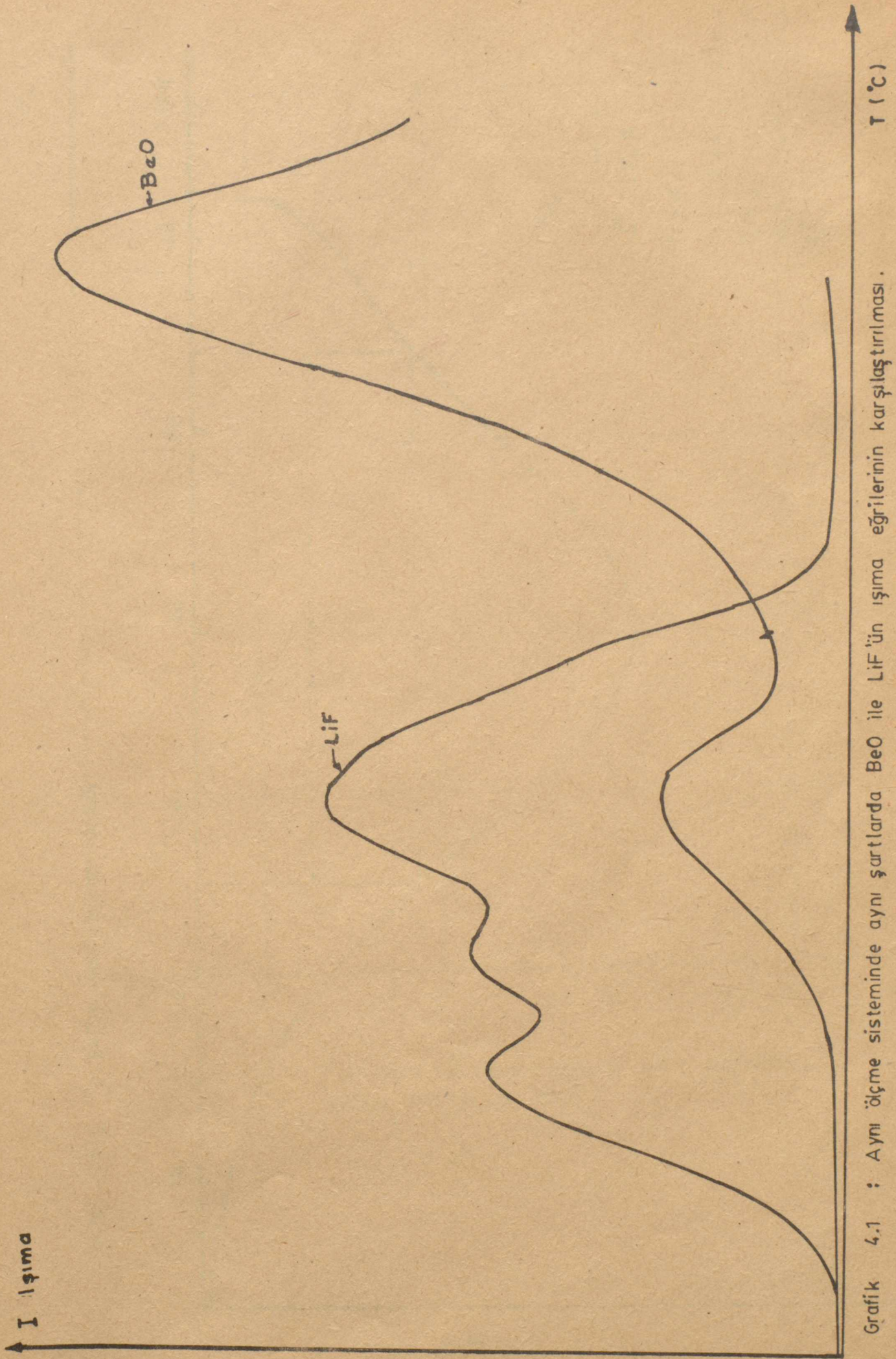
Grafik 4.3 BeO in doz-cevap eğrisini göstermektedir. Yaklaşık olarak  $5 \times 10^3$  R'e kadar çok güzel lineer bir özellik göstermiştir. Doyum  $5 \times 10^3$  R dan sonra başlamıştır. Bu doza kadar ışınlama hızı 289 R/dak dır.  $10^4$  den sonraki ışınlama hızı ise 5800 R/dak dır. Birden bire eğrinin lineerliğinin bozulmasının sebeplerinden birini de ışınlamanın hızlı yapılmış olduğundandır.

#### 4.2. BeO in Tuzak Enerjisi ve Parametrelerinin Tayini

Deneylerde kullanılan BeO kristalleri 13 x 0,4 mm boyutunda disk şeklinde sinterlenmiş kristallerden meydana gelmiştir. Kullanılan kristaller ilk önce 1150 °C de 2 saat kadar açık havada ısıtılarak imalat sırasında kristalin geçirmiş olduğu çeşitli termik değişimler ortadan kaldırılmaya çalışılmıştır. Herbir ölçme 5 er diskin okunması şeklinde yapılarak bunların ortalama değerleri herbir yöntem için grafiklerde gösterilmiştir.

BeO çok zehirli bir madde olduğu için daha önceden herkes tarafından çalışılmamıştır. Bununla ilgili diğer bilgiler ek 1 de verilmiştir.





Grafik 4.1 : Aynı ölçme sisteminde aynı şartlarda BeO ile LiF'ün ısıma eğrilerinin karşılaştırılması.



I Işıma

$$\mu_g = \frac{\delta}{\omega}$$

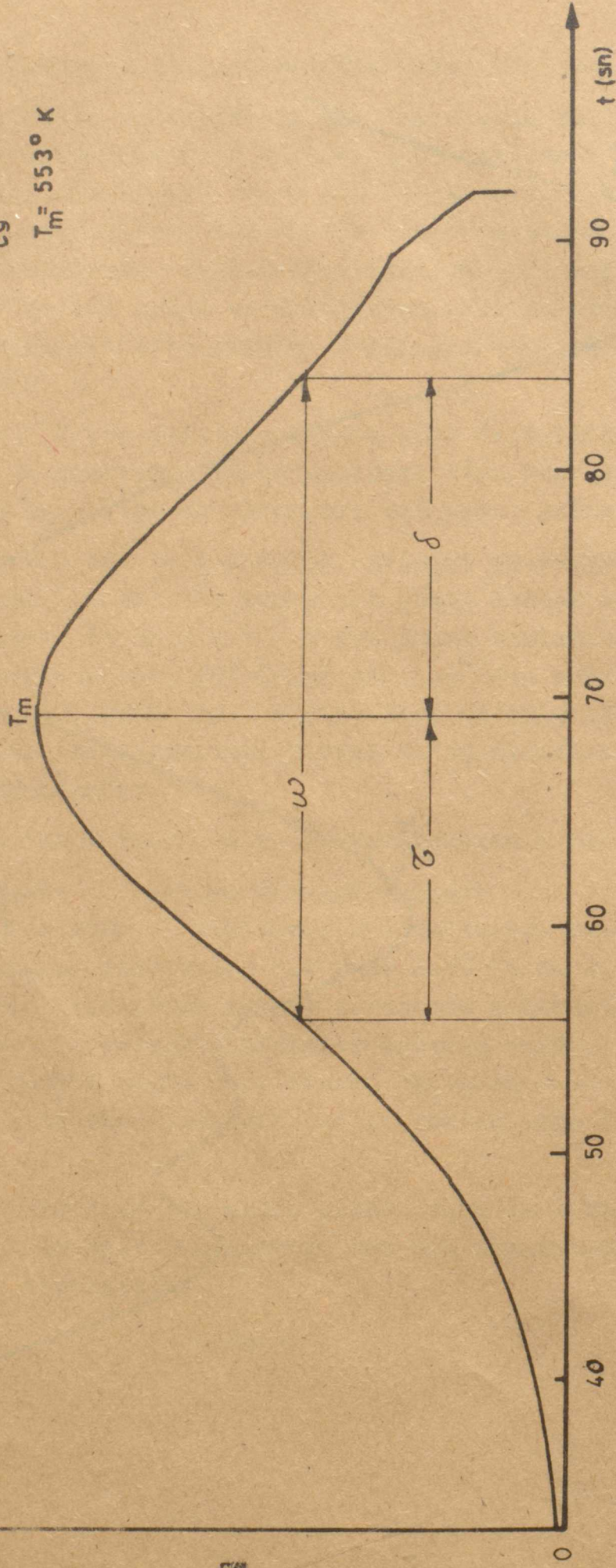
$$\tau = 51 \text{ mm} \dots\dots 21.25^\circ\text{C}$$

$$\delta = 57 \text{ mm} \dots\dots 24.75^\circ\text{C}$$

$$\omega = 108 \text{ mm} \dots\dots 45.00^\circ\text{C}$$

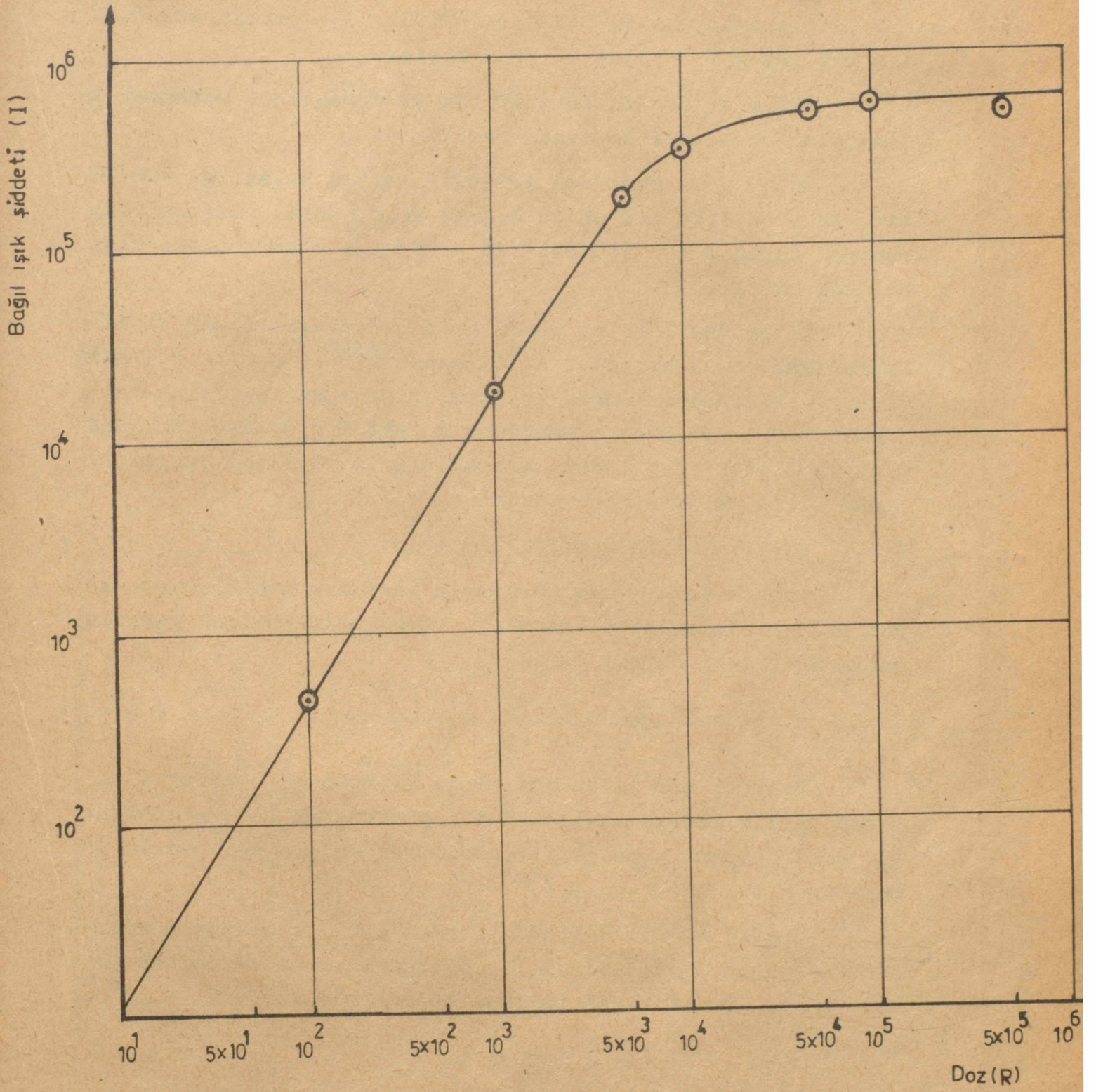
$$\mu_g = 0.53$$

$$T_m = 553^\circ\text{K}$$



Grafik 4.2 : BeO'ın ışıma - zaman grafiği.





Gratik 4.3 : BeO diskin  $^{60}\text{Co}$  gama ışınlarına karşı göstermiş olduğu doz- cevap eğrisi.



$$\ln \frac{\beta}{T^2} = - \frac{E}{T k} - \ln \frac{E}{k s} \quad 4.2$$

$$\frac{E}{k} = \frac{2.30}{0,096 \times 10^{-3}} \quad 4.3$$

$$E = 2.06 \text{ eV} \quad 4.4$$

$$\ln \frac{\beta}{T_m^2} = 1.3 \times 10^{-5} \text{ ve } \frac{1}{T_m} = 1.808 \times 10^3$$

noktası için

$$\ln \frac{E}{k s} = - \frac{E}{T_m k} - \ln \frac{\beta}{T_m^2} \quad 4.5$$

$$\ln \frac{E}{k s} = - \frac{2,06}{(553) \times 0,86 \times 10^{-4}} - \ln \frac{4}{(553)^2} \quad 4.6$$

$$\frac{E}{k s} = 1,18 \times 10^{-14} \quad 4.7$$

$$S = \frac{E}{1,18 \times 10^{-14} \times k} \quad 4.8$$

$$S = \frac{2,06}{1,18 \times 10^{-14} \times 0,86 \times 10^{-4}} \quad 4.9$$

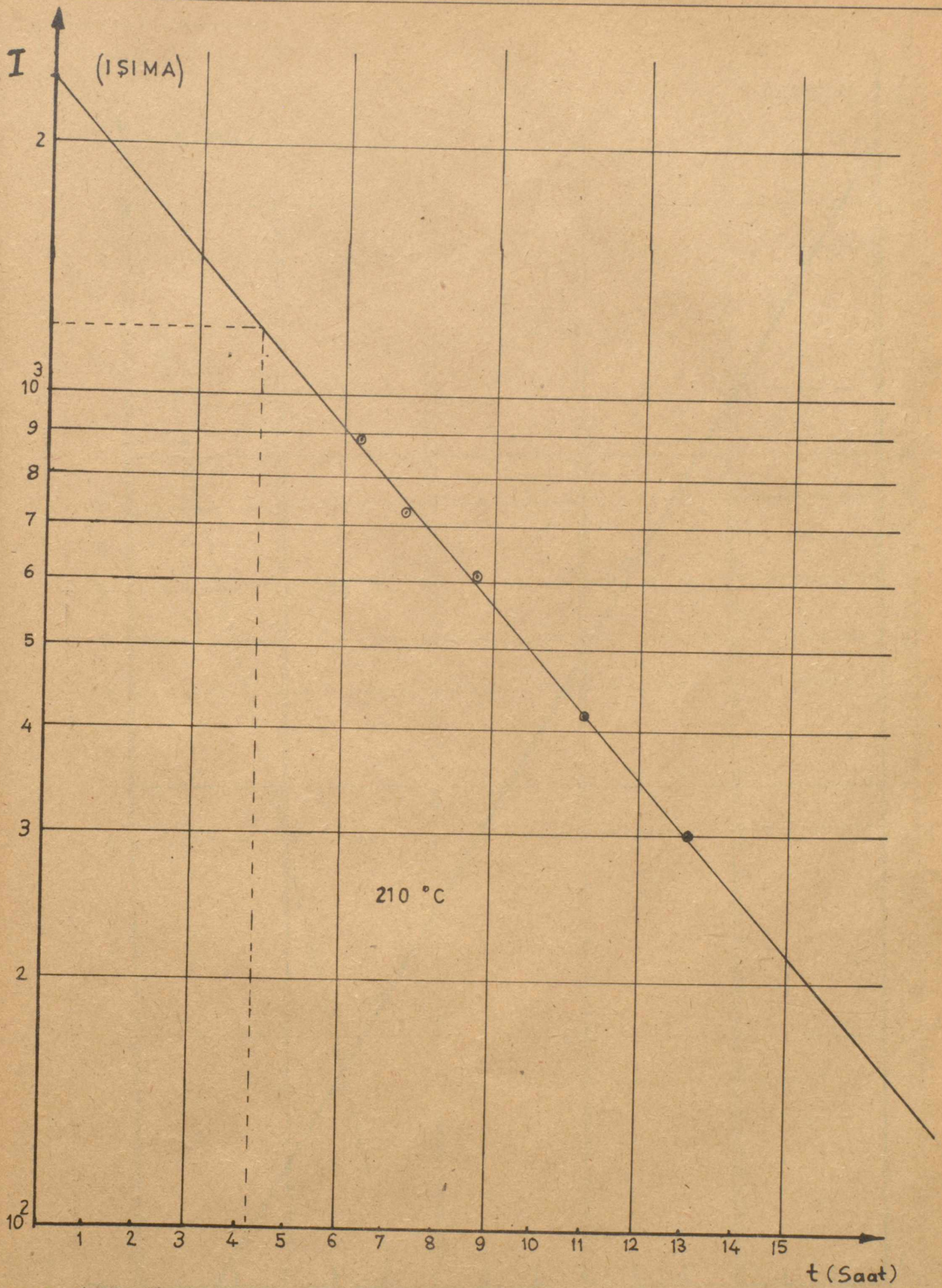
$$S = 2.02 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1} \quad 4.10$$

#### 4.2.2. İzotermal Bozunma Yöntemi

Kristaller Co - 60 kaynağında 250 Rad lık gama ışınlarına tabi tutulmuş, ışınlamadan sonra 210 °C , 230 °C ve 250 °C sıcaklıklardaki fırınlarda aşağıda verilen tablolar-daki, zaman aralıklarında bekletilmişlerdir. Ölçmeler okuna-rak değerleri grafik (4.5 , 4.6 , 4.7) de çizilmiştir.

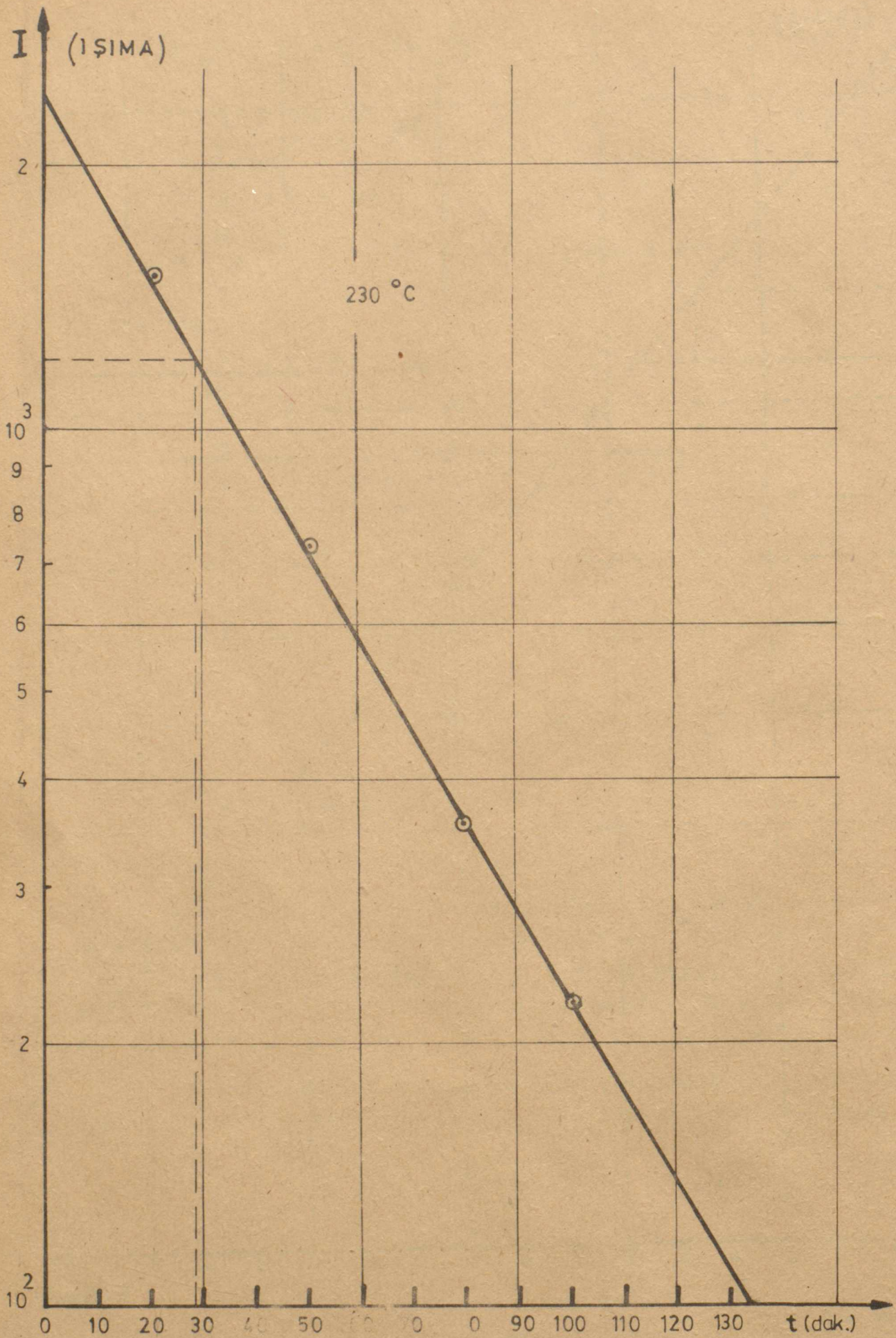
Randall-Wilkins teorisine göre elektronların tuzaklar-dan çıkması veya kurtulma hızı -  $\frac{dn}{dt}$  olarak kabul edilirse





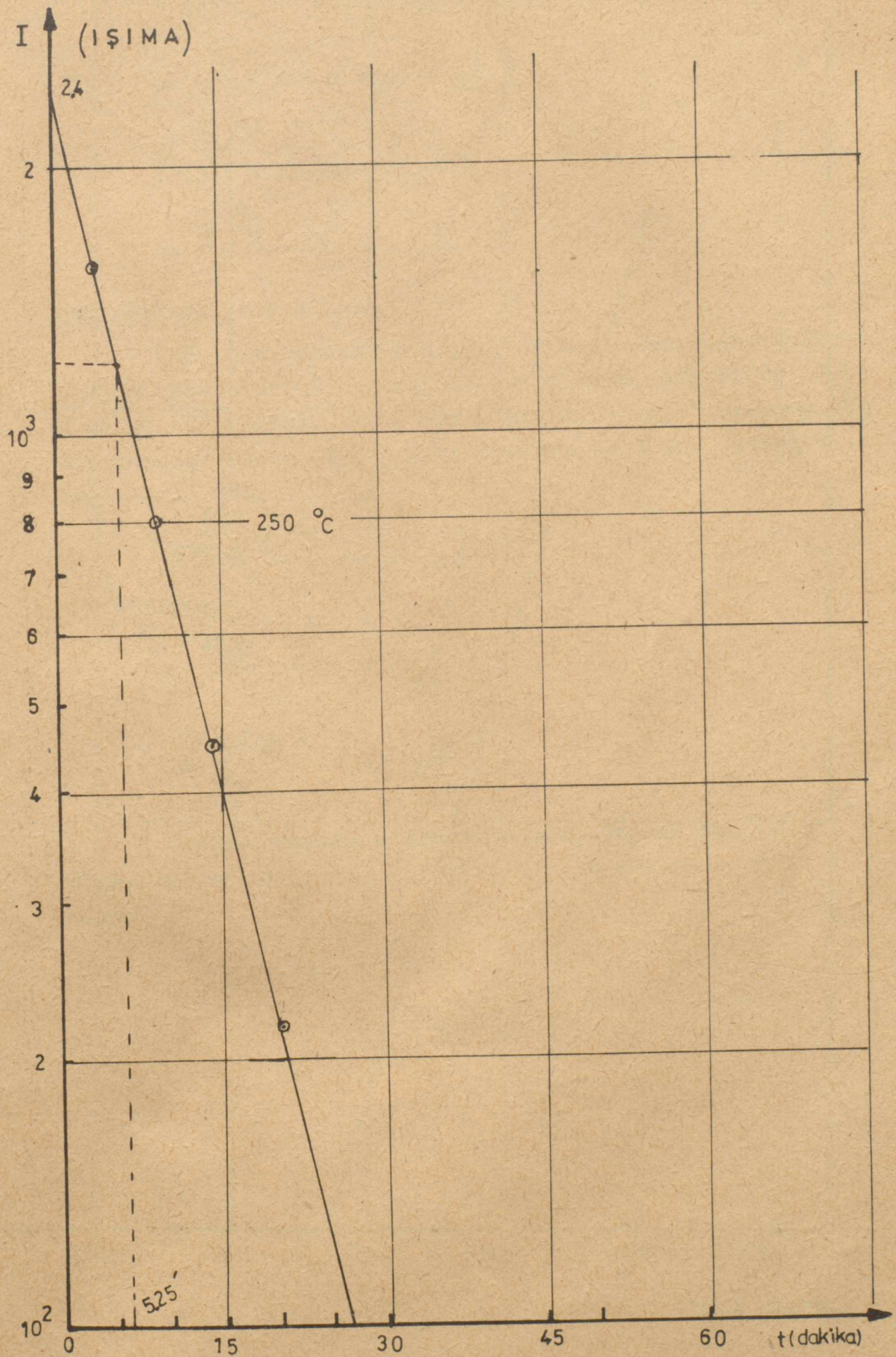
Grafik 4.5





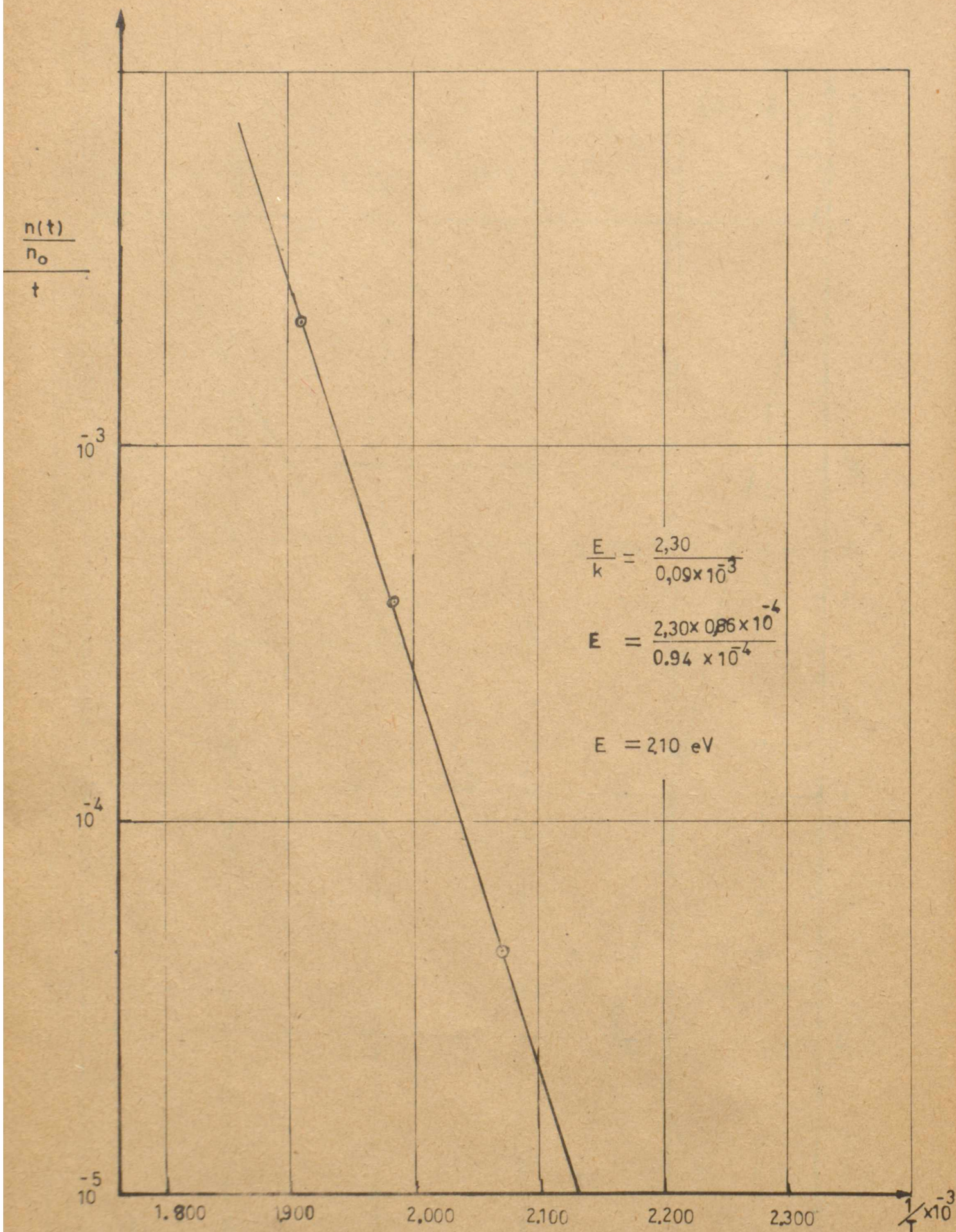
GRAFİK. 4.6





Grafik 4.7





Grafik 4.8



$$- \frac{dn}{n} = sx \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) dt \quad 4.11$$

$$\ln \frac{n_0}{n} = sxt \times \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 4.12$$

$$\frac{\ln \frac{n_0}{n}}{t} = sx \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 4.13$$

$$\ln \frac{\ln \frac{n_0}{n}}{t} = \ln s - \frac{E}{kT} \quad 4.14$$

bağıntıları elde edilir.

Herbir sıcaklık için çizilen doğruların, grafiklerin ordinat eksenlerini kestikleri noktalar  $n_0$  değeridir.  $n$  değerleri  $\frac{n_0}{2}$  olarak alınıp tuzaklardaki elektronların yarısının boşalma zamanı  $t_{1/2}$  grafiklerden bulunur. O zaman 4.14 bağıntısı

$$\ln \frac{\ln \frac{n_0}{\frac{n_0}{2}}}{t_{1/2}} = \ln s - \frac{E}{kT} \quad 4.15$$

$$\ln \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \ln s - \frac{E}{kT} \quad 4.16$$

$$\ln \frac{0.693}{t_{1/2}} = \ln s - \frac{E}{kT} \quad 4.17$$

Herbir bozunma doğrusunun yarı ömrüne isabet eden değer bulunarak grafik 4.8 çizilir. Bu doğrunun eğimi  $-\frac{E}{k}$  olur.



|                 |                       |                        |
|-----------------|-----------------------|------------------------|
| T = 210 °C için | <u>t Zaman (Saat)</u> | <u>I(Sayma)</u>        |
|                 | 6.30 .....            | 8.85 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 7.25 .....            | 7.20 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 8.70 .....            | 6.10 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 10.80 .....           | 4.20 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 13.00 .....           | 3.00 x 10 <sup>2</sup> |

|                 |                      |                        |
|-----------------|----------------------|------------------------|
| T = 230 °C için | <u>t Zaman (dak)</u> | <u>I(Sayma)</u>        |
|                 | 20 .....             | 1,50 x 10 <sup>3</sup> |
|                 | 50 .....             | 7.40 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 80 .....             | 3.60 x 10 <sup>2</sup> |
|                 | 100 .....            | 2.25 x 10 <sup>2</sup> |

|            |                      |                        |
|------------|----------------------|------------------------|
| T = 250 °C | <u>t Zaman (dak)</u> | <u>I(Sayma)</u>        |
|            | 4 .....              | 1.55 x 10 <sup>3</sup> |
|            | 8 .....              | 8.00 x 10 <sup>2</sup> |
|            | 14 .....             | 4.50 x 10 <sup>2</sup> |
|            | 20 .....             | 2.50 x 10 <sup>2</sup> |

Grafik 4.8 deki doğrunun eğimi

$$-\frac{E}{k} = -\frac{2,30}{0,09 \times 10^{-3}} \quad 4.18$$

$$E = 2.10 \text{ eV} \quad 4.19$$

(4.14) bağıntısından (4.20) bağıntısı yazılabilir.

$$\ln s = \frac{E}{kT} + \ln \frac{0,693}{t^{1/2}}$$

grafik (4.8) de doğrunun apsis eksenini kestiği noktanın koordinatlarını alıp bağıntı 4.20 de yerine konursa



$$\ln s = \frac{2,10}{0,86 \times 10^{-4}} \times 2,130 \times 10^{-3} + \ln 10^{-5} \quad 4.21$$

$$\ln s = 52.01 - 11.51 \quad 4.22$$

$$\ln s = 40.50 \quad 4.23$$

$$s = 3.89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1} \quad 4.24$$

elde edilir.

#### 4.2.3. Yarı Genişlik Yöntemi

A.Halperin ve A.A.Braner [26] tuzak derinliğini

$$E = (q/\delta) k T_m^2 \quad 4.25$$

olarak vermişlerdir.  $q$  değeri ısıma eğrisinin şeklinden elde edilir.  $q \ll 1$  ise işlem monomoleküler,  $1 \ll q \ll 2$  ise bimoleküler işlemdir. Bu sebepten yöntem kinetik mertebesini de vermektedir.

Birinci mertebe için

$$q_1 = [1.72 \mu_g / (1 - \mu_g)] (1 - 1,58 \Delta) \quad 4.26$$

İkinci mertebe için ise

$$q_2 = 2 \mu_g / (1 - \mu_g) (1 - 2 \Delta) \quad 4.27$$

olarak verilmiştir [27]

Grafik 4.2 ve 4.9 dan alınan değerler aşağıda verilmiştir.

$$T_m = 553 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\zeta = 51 \text{ mm} \rightarrow 21.25 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\delta = 57 \text{ mm} \rightarrow 23.75 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\omega = 108 \text{ mm} \rightarrow 45.00 \text{ } ^\circ\text{C}$$



$$\mu_g = \frac{\delta}{\omega}$$

2.47

$\mu_g$  : Simetri faktörüdür.

$\mu_g \leq e^{-1}(1+\Delta)$  ise birinci merteye

$\mu_g > e^{-1}(1+\Delta)$  ise ikinci merdebedendir.

$$\mu_g = \frac{23.75}{45.00} \quad \therefore \mu_g = 0,53$$

$$\Delta = 2k \frac{T_m}{E}$$

4.28

$$\Delta = 2 \times 0,86 \times 10^{-4} \times \frac{5.53}{2.15}; \Delta = 0,044$$

4.29

$\mu_g = 0,53$ ,  $\Delta = 0,044$  ve  $e^{-1}(1+\Delta) = 0,38$  olduğundan.

$\mu_g > e^{-1}(1+\Delta)$  dir. Yani ikinci mertebeden kinetiklik vardır.

$$q_2 = \frac{2 \times 0,527}{1 - 0,527} (1 - 2 \times 0,044)$$

4.30

$$q_2 \approx 1,95$$

4.31

o halde  $q_2$  değeri  $1 \leq q_2 \leq 2$  dir.

Yani ikinci merteye şartı doğrulanmıştır. O halde

$$E_2 = (2/\mathcal{C}) k T_m^2 (1 - 3\Delta)$$

4.32

$$E_2 = 2,15 \text{ eV.}$$

Ayrıca Grossweiner [37] ,2.61 bağıntısını vermiştir. Bu bağıntıya göre işlem yapıldığında

$$E_2 = 1.51 k T_m T_1 / \mathcal{C}$$

2.61

$$E_2 = 1.51 \times 0,86 \times 10^{-4} 553 \times 531.75 / 21.25$$

4.35

$$E_2 = 1.80 \text{ eV}$$

4.36

bulunur. Halbuki 1.51 yerine sonradan 1.41 olması gerektiğini belirtmiştir [38]



$$E = 1.41 k T_m T_1 / \epsilon$$

4.37

1.41 katsayısı için işlem yapılırsa  $E = 1.68$  bulunur.

Grossweinerin 2.61 bağıntısını birinci mertebe kinetik için ve teorik bazı kabullere dayanarak vermiştir. Halbuki BeO ikinci mertebeden kinetik durumuna sahiptir. 4.27 bağıntısı bunu vermektedir. BeO in incelenen pik değeri 2.61, 4.37 bağıntılarında yerine konduğunda  $E = 1.80$  eV ve 1.68 eV bulunmuştur. Halbuki Halperin ve Braner in yarı genişlik yöntemiyle  $E = 2.15$  eV olarak bulunmuştur. Bağıntı 2.61-4.37 deki 1.51 ve 1.41 katsayıları yerine 1.80 katsayısı konarak  $E = 2.14$  eV elde edilmiştir.

$$E = 1.80 \times k T_m T_1 / \epsilon$$

4.38

$$E = 1.80 \times 0.86 \times 10^{-4} \times 553 \times 531.75 / 21.25$$

4.39

$$E = 2.14 \text{ eV}$$

4.40

Böylece bu tezde ikinci mertebe termoluminesan kinetiğe sahip olan BeO kristalinin 2.80 °C lik piki için  $\xi = 1.80$  katsayısı deneysel olarak çıkarılmış bulunmaktadır.

Yarı genişlik yöntemiyle 180 °C deki pik için yukarıdaki uygulamalar grafik 4.10'a göre yapılarak aşağıdaki neticeler elde edilmiştir.



$$T_m = 180^\circ\text{C} = 453^\circ\text{K}$$

$$\frac{1}{T_m} = 2.207 \times 10^{-3}$$

$$T_c = 21.5^\circ\text{C}$$

$$\Delta = 2k \frac{T_m}{E}$$

$$T_s = 12.5^\circ\text{C}$$

$$\Delta = 2 \times 0.68 \times 10^{-4} \times \frac{453}{1.20}$$

$$\omega = 34.0^\circ\text{C}$$

$$\Delta = 0.065$$

$$\mu_g = \frac{\delta}{\omega}$$

$$2.47$$

$$\mu_g \leq e^{-1}(1+\Delta)$$

$$\mu_g = \frac{12.5}{34.0} = 0.37 \text{ ve } e^{-1}(1+\Delta) = 0.39 \text{ olduğundan}$$

$\mu_g \leq 0.39$  dur yani aşağıdaki bağıntı geçerlidir.

$$q_1 = \frac{1.72 \mu_1}{1 - \mu_1} (1 - 1.58 \Delta) \quad 4.41$$

$$q_1 = \frac{1.72 \times 0.37}{1 - 0.37} (1 - 1.58 \times 0.065) \quad 4.42$$

$q_1 = 0.90$  olduğundan 4.37 bağıntısı uygulanabilir 27

$$E_1 = \frac{1.72}{T_c} \times k \times T_m^2 (1 - 2.58 \Delta) \quad 4.43$$

$$E_1 = \frac{1.72}{21.5} \times 0.86 \times 10^{-4} \times (453)^2 (1 - 2.58 \times 0.065) \quad 4.44$$

$$E_1 = 1.17 \text{ eV} \quad 4.45$$

Birinci merteye için 4.37 bağıntısı uygulandığında:

$$E_1 = 1.41 \times k \times T_m \times T_1 / T_c \quad 4.37$$

$$E_1 = 1.42 \times 0.86 \times 10^{-4} \times 453 \times 431.5 / 21.5 \quad 4.46$$

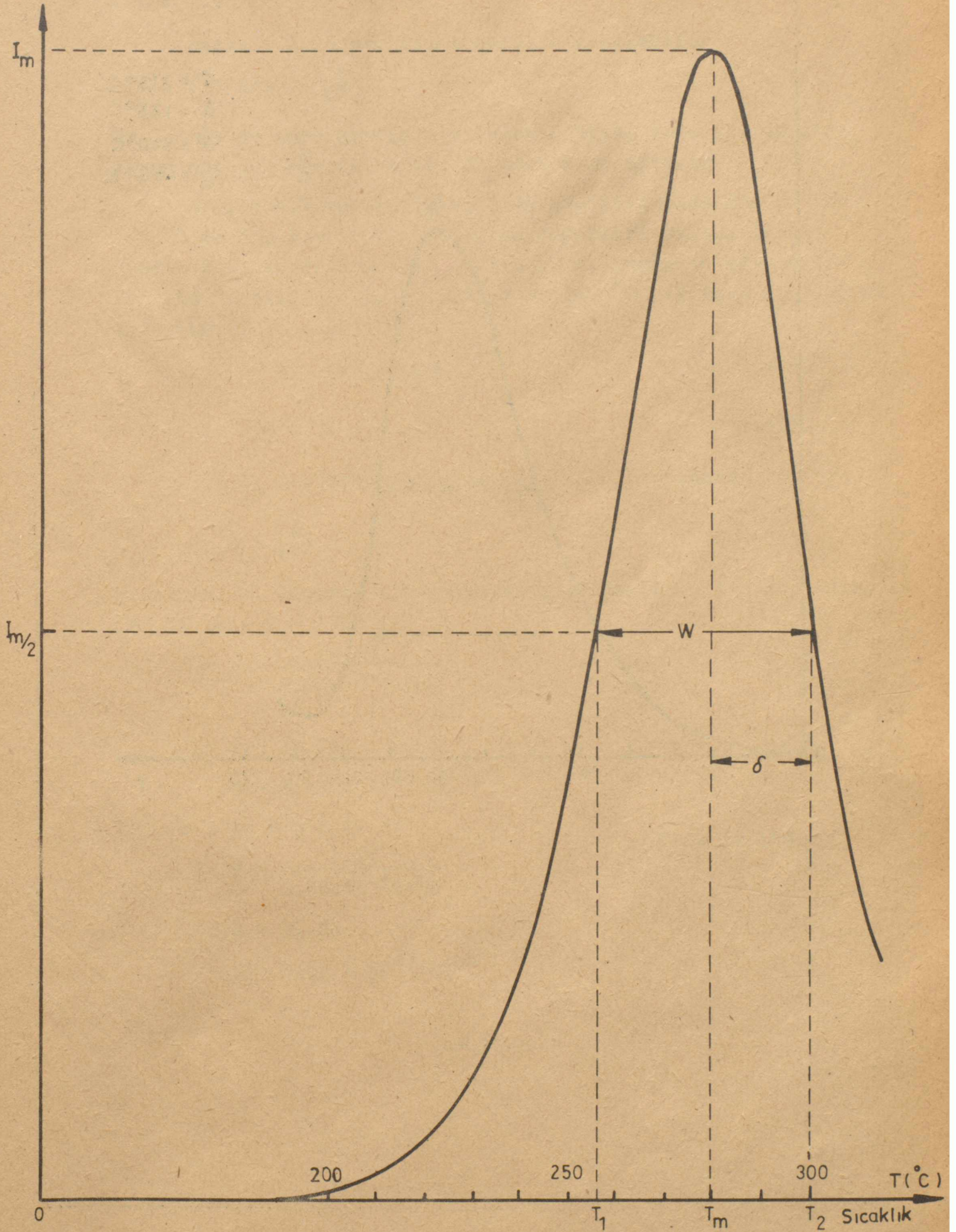
$$E_1 = 1.10 \text{ eV} \quad 4.47$$

ve 1.51.katsayısı içinde

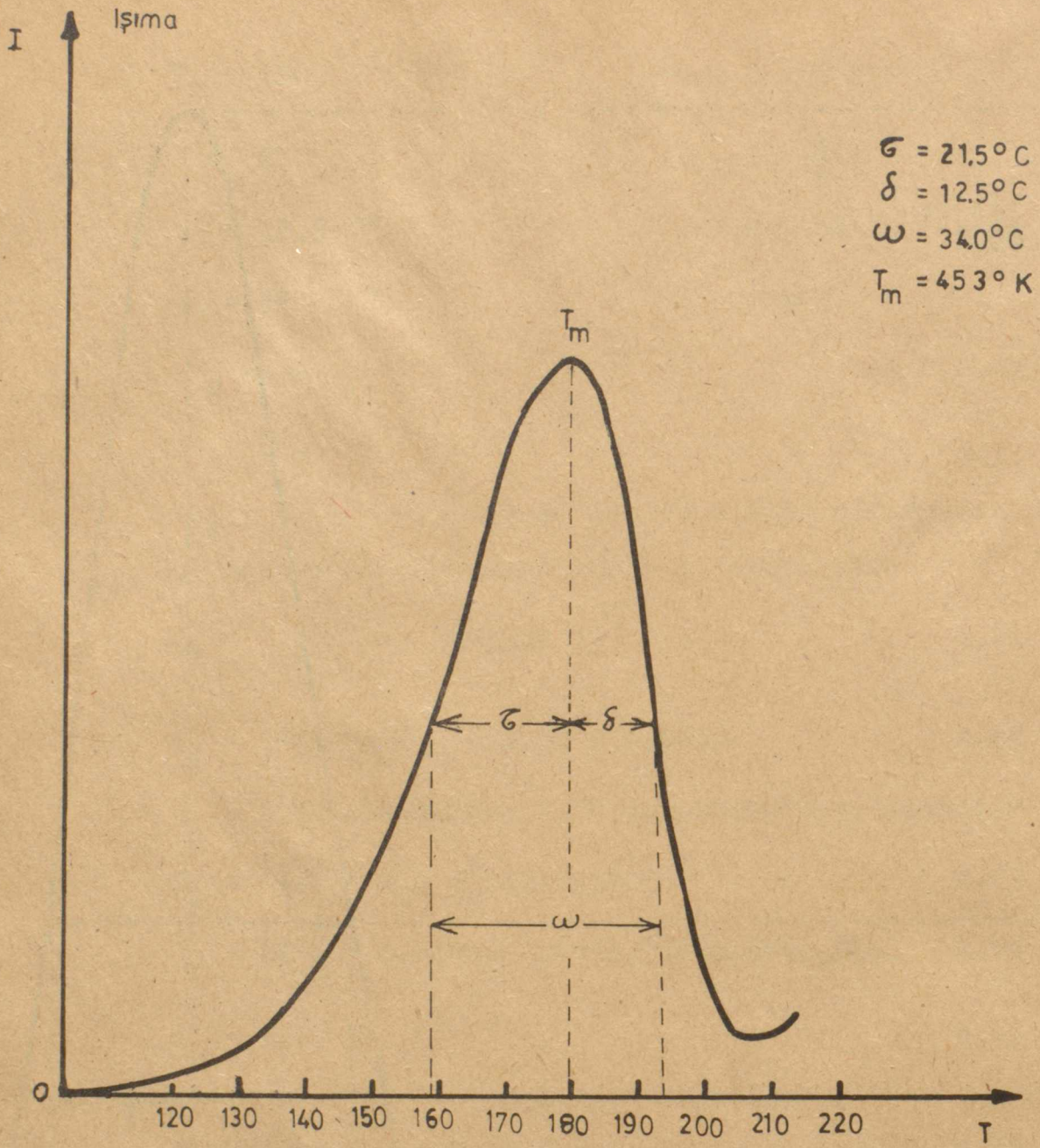
$$E_1 = 1.18 \text{ eV}$$

olarak bulunur.









GRAFIK. 4.10



#### 4.2.4 İlk Yükselme Yöntemi :

Bağındı 2.16 aşağıdaki şekilde yazılabilir ;

$$I \propto \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 4.48$$

$\ln I$ ,  $\frac{1}{T}$  ye göre grafik çizilecek olursa, elde edilen doğrunun eğimi  $-\frac{E}{k}$  yı verir. Buradan E hesaplanır.

Grafik 4.9 ve Grafik 4.10 da çizilmiş olan 280 °C ve 180 °C deki piklerin ilk yükselme değerleri kullanılarak Grafik 4.11 ve Grafik 4.12 çizilmiştir. Bunların eğimlerinden 180 °C pik için  $E_1 = 1.24$  eV ve 280 °C pik için  $E_2 = 1.65$  eV değerleri bulunmuştur.

$$\frac{I}{I_0} = s \cdot \exp \left( - \frac{E}{kT} \right) \quad 4.49$$

$$\ln \frac{I}{I_0} = \ln s - \frac{E}{kT} \quad 4.50$$

$I = I_0$  noktasında ise  $\ln \frac{I}{I_0} = 0$  olduğundan

$$\ln s = \frac{E}{kT} \quad 4.51$$

yazılabilir. Böylece s ön exponansiyel faktörleri hesaplanır. 280 °C için  $E = 1.65$  eV.

$$\ln s = \frac{1.65}{0.86 \times 10^{-4} \times 553} \quad 4.52$$

$$\ln s = 53.21 \quad 4.53$$

$$s = 6.43 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1} \quad 4.54$$

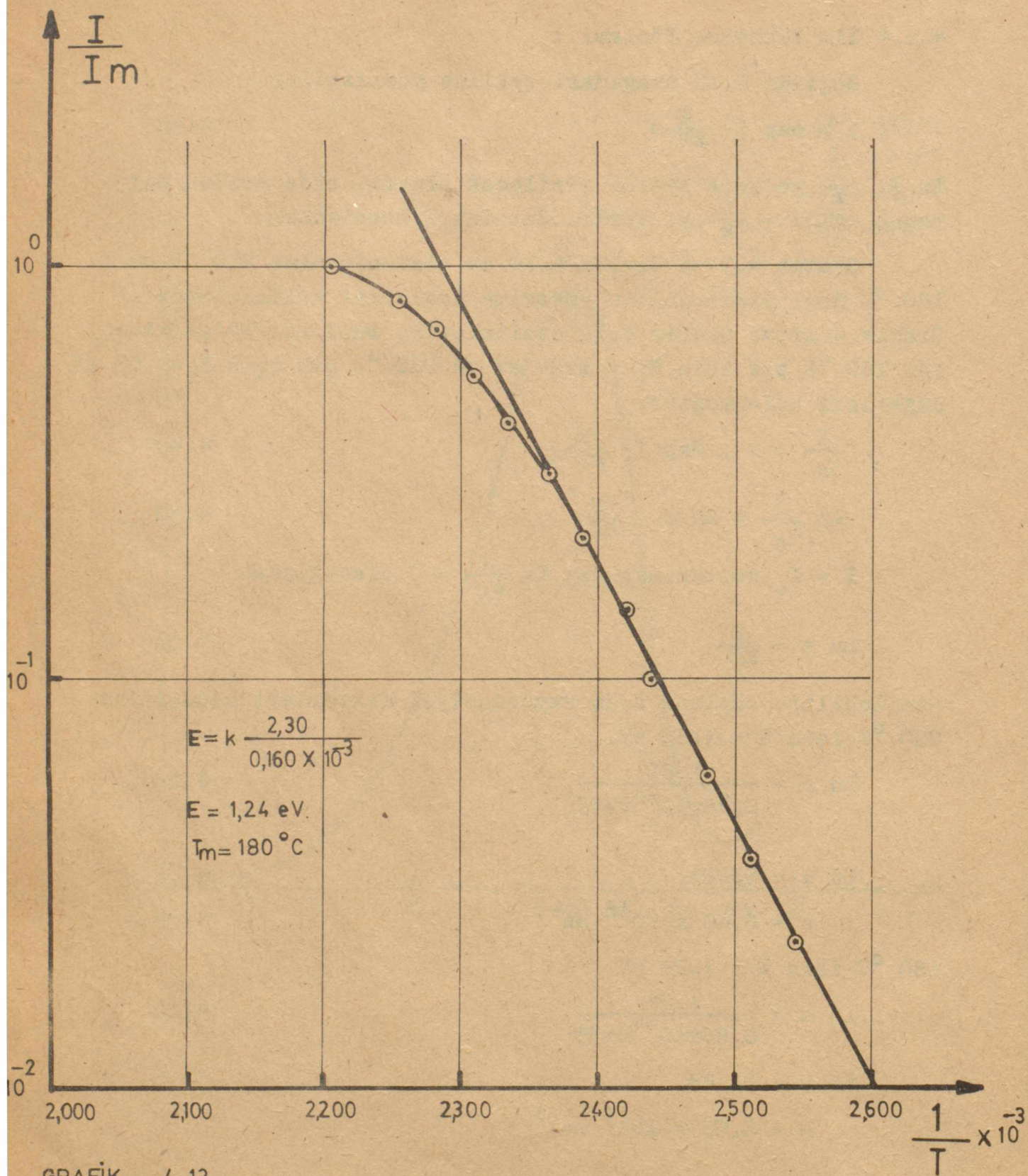
180 °C için  $E = 1.24$  eV

$$\ln s = \frac{1.24}{0.86 \times 10^{-4} \times 453} \quad 4.55$$

$$\ln s = 31.83 \quad 4.56$$

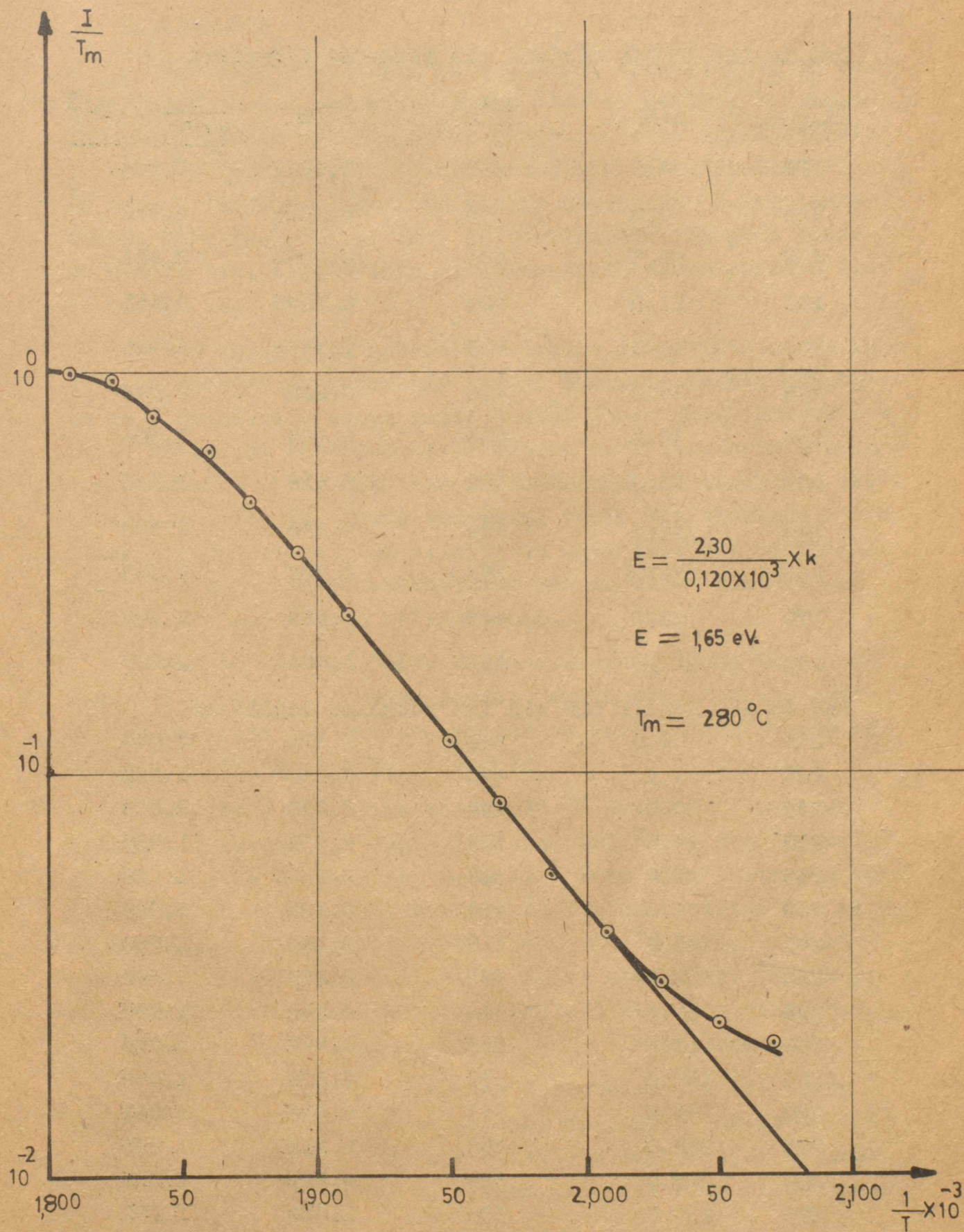
$$s = 6.65 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1} \quad 4.57$$





GRAFIK. 4.12





GRAFIK. 4.11



BeO in 180 °C lik pikinin ilk yskelme değerleri

| <u>T(°C)</u> | <u>I(mm)</u> | <u>T(°K)</u> | <u>I/I<sub>m</sub></u> | <u><math>\frac{1}{T(^{\circ}K)} \times 10^{-3}</math></u> |
|--------------|--------------|--------------|------------------------|-----------------------------------------------------------|
| 120          | 2,5          | 393          | 0,0227                 | 2,544                                                     |
| 125          | 4,0          | 398          | 0,0363                 | 2,512                                                     |
| 130          | 6,5          | 403          | 0,0591                 | 2,481                                                     |
| 135          | 11.0         | 408          | 0,1000                 | 2.451                                                     |
| 140          | 16.0         | 413          | 0,145                  | 2.421                                                     |
| 145          | 24.0         | 418          | 0,218                  | 2.392                                                     |
| 150          | 34.0         | 423          | 0,309                  | 2.364                                                     |
| 155          | 46.0         | 428          | 0,418                  | 2.336                                                     |
| 160          | 59.0         | 433          | 0,536                  | 2.309                                                     |
| 165          | 77.0         | 438          | 0,700                  | 2.283                                                     |
| 170          | 97.0         | 443          | 0,882                  | 2.257                                                     |
| 180          | 110.0        | 453          | 1.000                  | 2.207                                                     |

BeO in 280 °C lik pikinin ilk yükselme değerleri

|     |       |     |       |       |
|-----|-------|-----|-------|-------|
| 210 | 6.0   | 488 | 0,024 | 2,049 |
| 220 | 7,5   | 493 | 0,030 | 2.028 |
| 225 | 10.0  | 498 | 0,040 | 2.008 |
| 230 | 14.0  | 503 | 0,056 | 1.988 |
| 235 | 21.0  | 508 | 0.084 | 1.968 |
| 240 | 30.0  | 513 | 0.120 | 1.949 |
| 245 | 45.0  | 518 | 0.180 | 1.930 |
| 250 | 62.5  | 523 | 0.250 | 1.912 |
| 255 | 88.0  | 528 | 0.352 | 1.893 |
| 260 | 118.0 | 533 | 0.472 | 1.876 |
| 265 | 155.0 | 538 | 0.620 | 1.859 |
| 270 | 194.0 | 543 | 0.776 | 1.841 |
| 275 | 228.0 | 548 | 0.912 | 1.825 |
| 280 | 245.0 | 553 | 0.980 | 1.808 |
| 285 | 250.0 | 558 | 1.000 | 1.792 |



## 5. İRDELEME

Deneyler yapılırken karşılaşılan zorluklardan en önemlilerinden birisi BeO kristalinin oldukça zehirli bir madde olduğudur. Zehirlenmenin hemen belli olmaması 9 yıl sonralara kadar gitmesi ve ilk alınan dozun çok fazla olması halinde hemen öldürücü olması, kristalle çalışmayı güçleştirmektedir. Daha fazla bilgi Ek 1 de verilmiştir. Bu güne kadar kristalde bazı ölçülerinin alınamamasının sebeplerinden birisi de budur.

BeO küçük atom numaralı moleküle sahiptir.İşamaya karşı doku eşdeğerine yakın bir değere sahiptir.Termik nötronlara ve  $\gamma$  ışınlarına karşı tesir kesiti fazla hızlı nötronlara karşı azdır. Bu sebepten hızlı nötron ve  $\gamma$  ışınlarının bulunduğu yerlerde  $\gamma$  ışınlarının sayılmasında çok emniyetle kullanılırlar. Termik nötronlara karşı tesir kesitlerinin fazla olması, (n,2n) reaksiyonu vermesi ve bazı fiziksel özelliklerinin olması nükleer reaktörlerde BeO in moderatör olarak kullanılmasında tercih edilmektedir.

BeO dozimetre olarak kullanıldığında bunun tuzaklardaki elektronların tutulma zamanı, ortam sıcaklığının tesiri, gelen ışıma hızı ve doz miktarına göre verdiği cevap eğrilerinin bilinmesine gerek vardır.

Bu tezde BeO ışıma eğrisi 20 °C den 350 °C ye kadar düzgün bir ısıtma ile değiştirilerek 180 °C ve 280 °C lerde pikler elde edilmiştir. Dozimetre için 280 °C lik pik seçilmiş bu sebepten özellikle 280 °C lik pikin tuzak derinliği bulunmaya çalışılmıştır. Bu arada 180 °C pikin birinci mertebe (monomleküler) kinetiğe sahip olduğu 280 °C lik pikin ise ikinci mertebeden (bimoleküler) kinetiğe sahip olduğu bulunmuş, ön eksponansiyel faktörleri hesaplanmıştır.

Bu hesaplamalar sırasında Grossweiner'in [37] yarı genişlik yöntemi için vermiş olduğu 4.37 nolu bağıntıda 1.41 katsayısı yerine  $\xi = 1.80$  katsayısı, ikinci mertebe (bimoleküler)kinetik için deneysel olarak çıkarılmış ve birinci mer-



tebe (monomoleküler) kinetik için ise 1.41 katsayısının uygun netice verdiği gösterilmiştir.

Teorik olarak 6 yöntem verilmiş, deneysel olarak 4 yöntemle ayrı ayrı parametreler bulunmaya çalışılmıştır. Altı yöntemden birisi olan " sayısal değerler vererek ısıma eğrisinin elde edilme yöntemi "ön yargılar ve komputer hesaplamalarına dayanıp, teorik neticeler vereceğinden tercih edilmemiştir. Bir diğer ise " ısıma şiddedinin en yüksek değerine isabet eden sıcaklık " yöntemidir. Bu yöntemle ısıtma hızı en fazla  $(1 - 2)^{\circ}\text{C/sn}$  lik hızlarla deneylerin yapılması gerektiğinden, kullanılan ölçme sisteminde buna müsait olmadığından yöntem uygulanamamıştır.

Farklı ısıtma yöntemine göre  $E_2 = 2.06 \text{ eV}$ ,  $S_2 = 2.02 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{K}^2/\text{cm}^3$  bulunmuştur. Bu yöntem ısıtma hızı lineer olmadığı zamanda geçerlidir. Bununla ilgili hata hesabı Ek-1 de verilmiştir.

İzotermal bozunma yöntemi ile  $E_2 = 2.10 \text{ eV}$ ,  $S_2 = 3.89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1} \text{ K}^2 \text{ cm}^3$  olarak bulunmuştur. Bu yöntemle ölçme yapıldığında ısıtma fırınının hatasının çok az olması gereklidir. Aksi takdirde yapılan hata büyük olur. Tuzak enerji derinliği, bulunan grafikteki doğrunun eğimi <sup>ile</sup> aynı olmakla beraber, bir kayma yapabilir. Bu da s ön eksponansiyel faktörünün farklı olarak bulunmasına sebep olur.

Yarı genişlik yöntemi ise oldukça somut bir yöntemdir. Yalnız burada s. eksponansiyel faktörü hesaplanamaz. Mevcut alınmış olan eğrilere göre  $180^{\circ}\text{C}$  lik pikin de tuzak enerji değeri birkaç yöntem bağıntılarına göre hesaplanmış ve  $E_1 = 1.17 \text{ eV}$ ,  $E_1 = 1.18 \text{ eV}$  ve  $E_1 = 1.10 \text{ eV}$  olarak bulunmuştur. 4.37 bağıntısındaki 1.41 katsayı yerine ikinci mertebe kinetiğe sahip olan  $280^{\circ}\text{C}$  lik pik için  $\gamma = 1.80$  almakla bundan önceki yöntemlerde bulunan değer deneysel olarak bu tezde elde edilmiş olmaktadır.



Bu yöntemde en önemli özellik kristalin ışımayla doyuma varması yani tuzakların tamamen dolmuş olması gereklidir. 1000 Rad lık bir dozla ölçüler alınmış 180 °C lik pikin doğru sonuç verdiği ve 280 °C lik pikin ise tam dolu olmadığı için düşük değer verdiği görülmüştür.

PRIOR.ve SABINE'e [62] göre Debye maksimum frekans spektrumu akustik moda göre  $S_D = 2.36 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1}$  ve Einstein'ın tek frekansın optik moda göre değeri  $S_A = 3.78 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1}$  dir. Bu değerlerin ortalama değeri  $S_0 = 1.77 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1}$  olarak kabul edilirse bağıntı 2.38'e göre "a" değeri 1.60 olarak bulunur ki bu da  $-2 \leq a \leq +2$  şartına uygundur [23] [24]

"a" terimi aşağıdaki şekilde elde edilir:

S ön eksponansiyel faktörünün birimi, bağıntı 2.35'e göre  $\text{cm}^3 \cdot \text{sn}^{-1}$  dir. Fakat 2.38 bağıntısına göre de  $S = S_0 T^a$  şeklinde sıcaklığın da bir fonksiyonudur. Bu takdirde birim  $\text{cm}^3 \text{ sn}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{(a)}$  dır. Hesaplama ve neticelerde herhangi bir karışıklığa meydan vermiş olmamak için s'nün birimi  $\text{sn}^{-1}$  olarak ifade edilmiştir.

$$S = S_0 T^a \quad 5.1$$

$$T^a = \frac{S}{S_0} \quad 5.2$$

$$S_{\text{ort}} = \frac{2.02 \times 10^{18} + 3.89 \times 10^{17}}{2} \quad 5.3$$

$$S_{\text{ort}} = 8.00 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1} \quad 5.4$$

$S_0 = 1.77 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1}$  ve  $T = 553 \text{ } ^\circ\text{K}$  olduğundan 5.2 de yerlerine konursa

$$T^a = \frac{8.00 \times 10^{17}}{1.77 \times 10^{13}} \quad 5.5$$



$$T^a = 4.52 \times 10^4 \quad 5.6$$

$$a \ln T = \ln 4.52 \times 10^4 \quad 5.7$$

$$a = \frac{\ln 4.52 \times 10^4}{\ln 553} \quad 5.8$$

$$a = \frac{10.72}{6.31} \quad 5.9$$

$$a = 1.69 \quad 5.10$$

Bulunan bu değer 4.49 bağıntısında s yerine 6.1 bağıntısı yazılıp yerine konursa 4.51 bağıntısı aşağıdaki şekilde olur.

$$T^a s_0 = e^{-\frac{E}{kT}} \quad 5.11$$

$$a \ln T + \ln s_0 = -\frac{E}{kT} \quad 5.12$$

Bağıntı E'ye göre düzenlenip değerler yerine konursa

$$E = kT (a \ln T + \ln s_0) \quad 5.13$$

$$E = 0.86 \times 10^{-4} \times 553 (1.61 \ln 553 + \ln 3.07 \times 10^{13}) \quad 5.14$$

$$E = 1.96 \text{ eV} \quad 5.15$$

elde edilir.

Bulunan bu değer hata sınırları içerisinde ve "a" sayısının doğruluğunu da ifade etmektedir.

Işıma eğrisinin analizinde bazı zorluklar bulunmaktadır. Herhangi bir kristalde genel olarak birkaç tip kusur ve safsızlık görülmüştür. Bu sebeplerden kristal çeşitli tuzak ve merkezlerle sahip olmakta, tuzak ve merkezler ise bazı ışıma eğrilerinin meydana gelmesine sebep olmaktadır. Işıma eğrileri birbirlerinden uzakta meydana gelirlerse problem yok, eğer iki veya daha fazla pikler birbirlerinin üzerine kaplıyacak şekilde iseler durum çok zor olmaktadır. Bu



durum, piki termik temizlemeye tabi tutarak kısmen düzeltilebilmektedir. Temizleme numune belirli bir sıcaklığa kadar diğer pikler yok edilecek şekilde ısıtılarak yapılır. Pikler le okuma yapıldıktan sonra numuneler tekrar ısıtılarak yenisinden tuzaklanmış elektromların olup olmadığı kontrol edilir.

Belirli sıcaklıklarda rekombinasyona uğrıyan elektronlarla beraber, ışımasız geçişlerle kararlı duruma geçen elektronlar, birlikte Wintle [29] tarafından verilmiş olan bir formülle incelenmektedirler.

W, ışımasız geçiş yapan enerji derinliği ise,

$$A_m \propto \exp (W / kT) \quad 2.53$$

bağıntısı, ısıma formülü ile beraber aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$I = K s n_0 \left[ \exp (W-E)/kT \right] \cdot \exp \left[ -(s/\beta) \int_{T_0}^{T_1} \exp(-E/kT) dT \right] \quad 2.54$$

Bağıntının türevi alınıp sıfıra eşitlenirse,

$$\frac{\beta (E-W)}{kT_m^2} = s \exp \left( -\frac{E}{kT_m} \right) \quad 5.16$$

$$E - W = \frac{k T_m^2}{\beta} \cdot s \cdot e^{-\frac{E}{kT_m}} \quad 5.17$$

Bu bağıntıya aşağıda bulunan ortalama değerler konarak W ışımasız geçiş ortalama enerjisi elde edilir.

$$\left. \begin{array}{l} E_2 = 2.06 \text{ eV} \\ E_2 = 2.10 \text{ eV} \\ E_2 = 2.15 \text{ eV} \end{array} \right\} E_{\text{ort}} = 2.10 \text{ eV} \quad 5.18$$

$$\left. \begin{array}{l} s_2 = 2.02 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1} \\ s_2 = 3.89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1} \end{array} \right\} s_{\text{ort}} = 8.00 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1} \quad 5.19$$



$$E - W = \frac{0.86 \times 10^{-4} \times (553)^2}{4} \times 8.00 \times 10^{17} \times e^{\frac{2.10}{0.86 \times 10^{-4} \times 553}} \quad 5.20$$

$$= 6.57 \times 8.00 \times 10^{17} \times e^{-44.15} \quad 5.21$$

$$= 5.25 \times 10^{18} \times 6.70 \times 10^{-20} \quad 5.22$$

$$= 3.51 \times 10^{-1} \quad 5.23$$

$$= 0.35 \text{ eV} \quad 5.24$$

$$W = (2.10 - 0.35) \text{ eV} \quad 5.25$$

$$W = 1.75 \text{ eV} \quad 5.26$$



## 6.SONUÇ

Bu çalışma sonunda bulunan neticeler genel olarak 5 grupta toplanabilir.

1. BeO in ısıtma grafiğinde elde edilen 180 °C ve 280 °C deki piklerin kinetiklik mertebelerinin sırasıyla birinci ve ikinci mertebeden oldukları bulunmuştur.

2. Ön eksponansiyel faktörü  $s_1$  ve  $s_2$  her iki pik için hesaplanmış ve sıcaklığın fonksiyonu olma derecesi ( $T^a$ ) terimindeki  $a$  ifadesi bulunmuştur.

3. Grossweiner'in yarı genişlik yöntemi için vermiş olduğu birinci mertebe kinetiklik katsayısı 1.41 yerine, 280 °C lik pike isabet eden ikinci mertebe katsayısının  $\xi = 1.80$  olması gerektiği deneysel olarak çıkarılmıştır.

4. 180°C lik pik için tuzak enerji derinliği 2 yöntemle 280°C lik pik için ise 4 yöntemle hesaplanmıştır.

5. Işımasız geçiş enerjisi 280 °C lik pik için tayin edilmiştir.

Bulunān sonuçlar aşağıdaki şekilde özetlenebilir.

Burada (1) numaralı indisler 180 °C lik piki, (2) numaralı indislerime 280 °C lik piki ifade etmektedirler.

1. Farklı ısıtma hızı yöntemi ile,

$$E_2 = (2.06 \pm 0.15) \text{ eV} \quad s_2 = 2.02 \times 10^{18}$$

2. İzotermal bozunma yöntemi ile,

$$E_2 = 2.10 \text{ eV} \quad s_2 = 3.89 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1}$$

3. Yarı genişlik yöntemi ile ,

$$E_1 = \frac{1.72}{2} kT_m^2 (1-2.58 \Delta) \text{ ya göre} \quad E_1 = 1.17 \text{ eV}$$

$$E_2 = \frac{2.00}{2} kT_m^2 (1-3\Delta) \text{ ya göre} \quad E_2 = 2.15 \text{ eV}$$



$$E_1 = 1.41 kT_m T_1 / \zeta \quad \text{ya göre} \quad E_1 = 1.10 \text{ eV}$$

$$E_2 = 1.41 kT_m T_1 / \zeta \quad \text{ya göre} \quad E_2 = 1.68 \text{ eV}$$

$$1.41 \text{ yerine } \zeta = 1.80 \text{ konduğunda } E_2 = 2.14 \text{ eV}$$

4. İlk yükselme yöntemi ile

$$E_1 = 1.24 \text{ eV} \quad \text{ve} \quad s_1 = 6.65 \times 10^{13} \text{ sn}^{-1}$$

$$E_2 = 1.65 \text{ eV} \quad \text{ve} \quad s_2 = 6.43 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1}$$

$$a = 1.69$$

elde edilmiştir.



Berilyum, saf metal, oksit bileşikleri veya tuzlar şeklinde son derece tehlikeli maddedir. Katod ışınları tüplerinin floresan kaplamalarında, floresan tüplerde bulunmaktır. İlk tehlikesi kazara tuzlarının veya dumanlarının solunum yoluyla alındığında tüberkuloz hastalığına benzer şekilde ciğerlerde semptomlar gösterir. Floresan tüplerdeki cam parçalarında bulunan berilyumlu maddelerin elle dokunulması veya göze gelmesi de oldukça tehlikelidir. Küçük bir Berilyum tozu veya dumanı ile zehirlenme 9 yıl sonra bile meydana çıkabilir. Ölüm oranı oldukça fazladır. Tedavisi zordur ve henüz iyi bilinmemektedir. Çok az dahi olsa bu gibi zehirlenmelere mani olmak için aşağıdaki önlemlere dikkat edilmesi gerekmektedir.

1. BeO ile çalışan kimsenin lastik eldiven giymesi ve solunum için maske takması gereklidir. Bu maske aynı zamanda gözleride korumaktadır. Çalışılan yerde sigara içmemeli yiyecek ve içecek bulundurmamalıdır. Çalışılan yer sonradan toz kalmıyacak şekilde temizlenmelidir.

2. Eğer devamlı çalışılacak bir durum varsa çalışma yerinin havasını temizliyecek aspiratör sistemi konmalıdır. Havalandırma sisteminde mikro filtre olmalı ve diğer havalandırma cihazlarının da beraber çalıştırılmalıdır.

3. Temizleme tozlarını radyoaktif madde artıkları gibi ayırıp toplamalıdır. Diğer tozlara karışması tehlikeler meydana getirir. Örneğin tozları, bulunduğu yerin havasını kirletebilir.

4. Radyoaktif bir maddeyle çalışıyormuş gibi özel ayakkabı ve özel elbise giyilmelidir.

Amerika'da kabul edilen müsaade edilebilir miktar, çalışma sahasında 2 mikro gram/m<sup>3</sup>, çalışma sahası dışında ise 0.01 mikro gram/m<sup>3</sup> dür.



## EK - II

### Farklı Isıtma Hızları İçin Hata Hesabı

a) E nin bulunması ;

Grafik 4.4'e göre

$$-\frac{E}{k} = + \frac{\ln 10^{-4} - \ln 10^{-5}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad 2.1$$

yazılabilir.

$$-\frac{E}{k} = + \frac{-4 \ln 10 + 5 \ln 10}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad 2.2$$

$$\frac{E}{k} = \frac{(5-4) \ln 10}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad 2.3$$

$$\frac{E}{k} = \frac{2.30}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad 2.4$$

$$A = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \quad 2.5$$

yazılarak

$$\frac{E}{k} = \frac{2.30}{A} \quad 2.6$$

bulunur.

2.5 bağıntısının tam diferansiyeli  $T_1$  ve  $T_2$  ye göre alınır.

$$\Delta A = - \frac{\Delta T_1}{T_1^2} + \frac{\Delta T_2}{T_2^2} \quad 2.7$$

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\frac{\Delta T_1}{T_1^2} + \frac{\Delta T_2}{T_2^2}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad 2.8$$



$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{T_2^2 + T_1^2}{T_2 - T_1} \times \frac{\Delta T}{T_1 T_2} \quad 2.9$$

$T_1 = 578^\circ\text{K}$  ,  $T_2 = 550^\circ\text{K}$  olduğundan ve  $T = 5^\circ\text{K}$  kabul edilerek 2.9 bağıntısında yerine konursa

$$\frac{\Delta A}{A} = 0.073 \quad 2.10$$

elde edilir.

2.6'nın tam differansiyeli alınarak

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{\Delta A}{A} \quad , \quad 2.11$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.072 \quad 2.12$$

$E = 2.10 \text{ eV}$  olduğundan

$$\Delta E = 0.072 \times 2.10 \text{ eV} \quad 2.13$$

$$\Delta E = 0.15 \text{ eV} \quad 2.14$$

bulunur.

b)  $s$  nin bulunması :

$$\ln \frac{\beta}{T_m^2} = -\frac{E}{T_m^k} + \ln \frac{E}{ks} \quad 4.2$$

bağıntısı yazılır.

$$\ln -2 \ln T_m = -\frac{E}{T_m^k} + \ln E - \ln k - \ln s \quad 2.15$$

$$\ln s = -\frac{E}{T_m^k} + \ln E - \ln k - \ln \beta + 2 \ln T_m \quad 2.16$$

$$\frac{\Delta s}{s} = -\frac{1}{k} \cdot \frac{\Delta E \cdot T_m - E \cdot \Delta T}{T_m^2} + \frac{\Delta E}{E} - \frac{\Delta \beta}{\beta} + 2 \frac{\Delta T_m}{T_m} \quad 2.17$$

Hata hesaplarında daima mutlak değerler alındığından



$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{1}{k} \frac{\Delta E \cdot T_m + E \cdot \Delta T}{T_m^2} + \frac{\Delta E}{E} + \frac{2 \Delta T}{T_m} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \quad 2.18$$

yazılır.  $k = 0,86 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ ,  $s_{\text{ort}} = 8.00 \times 10^{17} \text{ sn}^{-1}$ ,  $E = 0,15 \text{ eV}$ ,  
 $E = 2.10 \text{ eV}$

$\Delta \beta = 0,5 \text{ } ^\circ\text{K/sn}$   $\beta = 4 \text{ } ^\circ\text{K}$ ,  $\Delta T = 5 \text{ } ^\circ\text{K}$  ve  $T_m = 553 \text{ } ^\circ\text{K}$  olduğundan, 2.17 de yerine konarak

$$\frac{\Delta s}{s} = 3.08 \quad 2.19$$

$$\Delta s = 3.08 \times 8.00 \times 10^{17} \quad 2.20$$

$$\Delta s = 2.46 \times 10^{18} \text{ sn}^{-1} \quad 2.21$$

elde edilir.



#### FAYDALANILAN KAYNAKLAR

1. PRZIBRAM, K., Irradiation Colour and Luminescence, Pergamon Press, London (1956). BOYLE.
2. ELSHOLTZ, J.F., Thermoluminescence of Fluorite, Gmelins Handbook of Inorganic Chemistry, Part A-L(1677), p 62, Almanca
3. OLDENBERG, H., Thermoluminescence of fluorites, Phil. Trans Abrdg 3 (1705) 345.
4. PEARSALL, T.J., On the effects of electricity upon minerals.
5. BECQUEREL, E., Spectroscopic studies of solids rendered phosphorescent by action of light or by electric discharge, C. R. Acad. Sci., Paris 101 (1885) 205, Fransızca.
6. WIEDEMAN, E. ve SCHMIDT, G.C., Luminescence, Wied. Ann. 54 (1895) 604, Almanca.
7. STEINMETZ, H ve GISSER, A., The spectrum of thermoluminescence in Fluorite, Naturwissenschaften 24 (1936) 172, Almanca.
8. FRISH, O.R., On the effect of slow cathode rays on rocksalt, S.B. Akad. Wiss. Wien 11a 136 (1927) 57, Almanca.
9. GOLDSMIDT, V.M., The pyroluminescence of quartz, Forsh. Vidensk. selsk, Krist. 5 (1906), Almanca.
10. HEADDEN, W.P., Phosphorescence and luminescence in calcites, Amer. J. Sci. 5 (1923 a) 314.
11. MCKAY Irradiation Colour and Luminescence, Pergamon Press, London (1956).
12. SPURNY, Z. ve NOVOTNY, J., Effect of ionizing radiation on glasses. The relation between optical absorption and T.L. of borate glasses, J. Phys. Chem. Solids.
13. BONFIGLIOLI, G., BROVETTO, P. ve VOIGT, J. On the theory of glow curves, Z. Naturf 13 a (1958) 544.



14. SCHULMAN, J.H ve COMPTON W.D.  
Colom Centers in Solids, International series of Monographs in solid state physics. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris 1962.
15. CURIE, D.ve GARLICK, G.F.J. Luminescence in Crystals London: Methuen and Co Ltd. New York : John Wiley and Sons Inc. 1963.
16. Schön, M., Z. Physik 119 (1942) 463.
17. MOTT, N.F. ve GURNEY, R.W. Electronic Processes in Ionic Crystals, (1950) Clarendon Press, Oxford.
18. SEITZ, F., Trans. Faraday Soc. 35 (1939) 79.
19. RANDALL J.T. ve WILKINS, M.H.F. Proceedings of The Royal Society A - 184 (1945).
20. WILLIAMS, F.E. and JOHNSON, P.D., J. Chem. Phys. 20 (1952) 124.
21. BOOTH, A.H. Calculation of Electron trap depth from T.L Maxima Can. J. Chem. 32 (1954) 214.
22. GARLICK, G.F.J. ve GIBSON A.F., Proc. Phys. Soc. 60 (1948) 574.
23. FLEMING, R.J. Journal of Material science 46 (1968) 1569.
24. KEATING, P.N., Proc. Phys Soc. 78 (1961) 1408.
25. RAZDAN, K.N. ve WIATROWSKY G.W. ve BRENNAN, W.O.J. Appl Phys. 44 (1973) 5483.
26. HALPERIN A. ve BRANER, A.A. Phys. Rev 117 (1960) 408.
27. CHEN, R.J. Electro chem. Soc. 116 (1969) 1254.
28. CHEN, R ve SHENKER, D.J. Compt. Phys. 10 (1972) 272.
29. WINTLE, A.G.J. Mater. Sci 9 (1974) 2059.
30. URBAH, F. Winer Ber. 139 (1930) 363.



31. GOBRECHT, H. ve HOFMANN, D. J. Phys. Chem. Solids 27(1966)509.
32. HALPERIN, A., BRANER, A. A., BENZVI, A. ve KRISTIANPOLLER, N.,  
Phys. Rev. 117(1960)416.
33. NAHUM, J. ve HALPERIN, A. J. Phys. Chem. Solids 24(1963)823.
34. HAAKE, J. J. Opt. Soc. Amer. 47(1957)649.
35. ARAMU, F., BROVETTO, P. ve RUCCI, A. Phys. Letters 23(1966)308.
36. BRAUNLICH, P. J. Appl. Phys. 38(1967)2516.
37. GROSSWEINER, L. I., J. Appl. Phys. 24(1953)1306.
38. CHEN, R. J. Appl. Phys. 40(1969)570.
39. LUSHCHIK, C. B. Sov. Phys. JETP 3(1956)390.
40. CHEN, R. ve HABER, G. A. Chem. Phys. Letters 2(1968)5227.
41. COWELL, T. A. T, ve WOODS, J, Brit. J. Appl. Phys 18(1967)1045.
42. KEMMEY, P. J., TOWNSEND, P. D. ve LEVY, P. W. Phys. Rev. 155(1967)917.
43. MOHAN, N. S. ve CHEN, R., J. Phys. D. Appl. Phys. 3(1970)243.
44. BOHUN, A. Czech. J. Phys. 4(1954)91.
45. PARFIANOVITCH, A. I. J. Exp. Theor. Phys. SSSR 26(1954)696.
46. HOOGENSTRAATEN, W. Philips, Res. Repts. 13(1958)515.
47. OSADA, K., J. Phys. Soc. Japan 15(1960)145.
48. HAFRING, R. R. ve ADAMS, E. N. Phys. Rev. 117(1960)451.
49. BÖER, S., OVERLANDER, S. ve VOIGT, T. Ann. Phys 1k 2(1958)130.
50. CHEN, R. ve WINER, A. A. S. J. Appl. Phys. 41(1970)5227.
51. TOWNSEND, P. D. CLARK, C. D. ve LEVY, P. W. Phys. Rev. 155(1967)908.
52. LAND, P. L., J. Phys. Chem. Solids 30(1969)1681, 1693.
53. MAXIA, V., ONNIS, S. ve RUCCI, A., J. Lumin 3(1971)378.
54. ONNIS, S. ve RUCCI, A. J. of Materials science. 6(1973)404.
55. KELLY, P. ve BRAUNLICH, P. Phys. Rev 131(1970)1587.



56. BIRKS, J.B. Scintillation Counters, Mc Graw-Hill Book Company Inc. New York 1953.
57. CURRAN, C. Luminescence and The Scintillation Counter. Academic Press Inc. New York 1953.
58. PRICE, W.J. Nuclear Radiation Detection Mc Graw Hill Company. Inc. ( 1958 )
59. SHARPE, J. Nuclear Radiation Detectors. Methuens Monographs on Physical Subjects.
60. LIVEY, D.T., Beryllium Oxide, The Engineer (1967)347.
61. SMITH, H. ve HOWE, J.P. Beryllium Oxide, Proceedings of the first international conference on beryllium oxide (1963).
62. PRYOR, A.W. ve SABINE, T.M.. Thermal vibrations in BeO. Journal of Nuc. Mat. 14(1964)275-281.
63. HOLZAPFEL, G. Analysis of exoelectron glow curves Phys. stat. sol. 33, (1969)235.
64. RABE, J.G., Decay kinetics of thermoluminescence. remarks on a recent paper by Charlesby, Gupta and Sarup Int. J. Radiat. Phys. chem 6(1974)275-278.
65. ARAMU, F ve MAXIMA, V., A simplified procedure for the thermoluminescent glow spectra analysis. Journal of Luminescence 10(1975)77-84..
66. KIVITS, P. ve HAGEBEUK, H.J.L. journal of luminescence Evaluation of the model for thermally stimulated luminescence and conductivity; reliability of trap depth determinations 15(1977)1-27.
67. KATHURIA, S.P ve SUNTA, C.M. Kinetics and trapping parameters of thermoluminescence in LiF TLD-100 dependence on dose J. Phys D: Appl. Phys., 12(1979)1573-87.



## BİYOĞRAFI

İlk,Orta,Lise tahsilimi Elazığ'da yaptıktan sonra 1957 yılında A.Ü.Fen Fakültesi Fizik Yük.Mühendisliği Bölümüne girdim.1963 Şubat döneminde mezun oldum. 1962 Eylül den itibaren D.S.İ.Araştırma Daire Reisliği Hidrolik Model Laboratuvarında çalışmaya başladım.

30 Mart 1965 yılında askerlik görevi için ayrıldım. 1 Nisan 1967 yılında terhisimi müteakip Atom Enerjisi Komisyonu Genel Sekreterliği Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezinde (ANAEM) Araştırmacı olarak çalışmaya başladım. ANAEM de Milli Savunma Bakanlığı Araştırma Geliştirme Dairesi Projelerinden olan Radyasyon sayaçları üzerine çalışmaya başladım.Bir İngiliz Elektronikci olan Mr.D.R.Cockbain ile muhtemel bir nükleer savaşta kullanılabilecek olan bir iyonizasyon odası geliştirdik. 1969 yılında UNESCO'dan aldığım bir bursla Cenevre'de Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) Radyasyon sağlık Fiziki Laboratuvarında Termolüminesans Dozimetreler üzerinde çalışmaya başladım.

1969 yılı Temmuz ayında İngiltere'de Imperial College' de açılmış bulunan 10.Sağlık Fiziki yaz okuluna devam ettim.

1 Ocak 1970 yılında tekrar Türkiye'ye döndüm.Türkiye'de mevcut olan doğal Kalsyum Florür Kristalini ( $\text{CaF}_2$ ) kullanarak Sivil Savunma ve Milli Savunma Bakanlığı ARGE Dairesi için Termolüminesans dozimetre yapım çalışmalarında bulundum.

Mayıs 1977 tarihinden beride E.D.M.M.Akademisi Elektrik Bölümünde Öğretim Görevlisi olarak çalışmaktayım.Doktora tez çalışmama Ocak 1979 tarihinde başladım.Ankara Nükleer Araştırma Merkezi ve 1979 Ağustos ayında,daha önceden bu Termolüminesans konusunda araştırmalarda bulunduğum CERN Araştırma Merkezine tez yöneticim Prof.Dr.Uğur Büget'in önerisi ve Kürsü Yöneticisi



Profesör Dr.Asaf Günhan'ın uygun mütalaları ile Akademi Yönetim Kuruluna verilmiş ve Akademi Yönetim Kurulunun oluru alınmış tezle ilgili çalışma programı gereğince,gittim.

Sosyal Aktivitelerim :

1. Türkiye Nükleer Enerji Kurumu,Türkiye Güneş Enerjisi Kurumu,Türkiye Buluş Atomları Derneği,Fizik Mühendisleri Odası Üyesiyim.

2. Sanayi ve Teknoloji Bakanlığından Trafik kazalarını önlemek için iki arkadaşla birlikte yaptığımız bir cihazdan dolayı verilen bir patentimiz var.Bu sebepten sanayi ve Teknoloji Bakanlığının 50.Yıl takdirnamesini aldık.

3. 1977 yılında İstanbul'da yapılan X Dünya Enerji Konferansı İşletme Komitesinde görev aldım.



