

T. C.  
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

34544

# TI In S<sub>2</sub> TEK KRİSTALLERİNİN FOTOİLETKENLİK ÖZELLİKLERİ

DOKTORA TEZİ

Nevin KALKAN

Genel Fizik Anabilim Dalı  
İnce Tabaka Fiziği Programı

Danışman : Prof. Dr. Emine RIZAOĞLU

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANI TASLAMA MERKEZİ

AĞUSTOS-1994

## ÖNSÖZ

Bu çalışmada  $TlInS_2$  tek kristallerinin fotoiletkenlik özellikleri incelenmiştir. Çalışma Selanik Aristotle Üniversitesi Katihal Fiziği Laboratuvarlarında yapılmıştır.

Araştırmalarım sırasında her zaman yardım ve desteğini gördüğüm danışman hocam Prof.Dr.Emine Rızaoğlu ve Prof.Dr. Yani Skarlatos 'a şükranlarımı sunarım.

Bu çalışmayı yöneten ve çalışmamın her aşamasında öneri ve bilgilerinden yararlandığım hocam Prof.Dr. A. N. Anagnostopoulos ve tüm Selanik Aristotle Üniversitesi Katihal Fiziği Bölümü elemanlarına saygı ve teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Araştırmalarımı yapabilmek için bana bu ortamı sağlayan hocam Prof.Dr.K.Gediz Akdeniz'e, çalışmamı yurt dışında yapabilmem için gerekli izni veren Fakülte Dekanımız sayın Prof. Dr.Çetin Bolcal ve Bölüm Başkanımız sayın Prof. Dr.Şehsuvar Zebitay'a saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında benden destek ve yardımlarını esirgemeyen tüm araştırma görevlisi arkadaşlarıma, çalışmamın hazırlanmasında manevi katkıları ile beni destekleyen aileme, sevgili Madam Anna'ya teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZ.....	V
ABSTRACT.....	V
I. GİRİŞ.....	1
II. MATERYAL VE METOD.....	5
2.1 Kusurlar.....	5
2.2 Kusur Kinetiği-Kusurların Sınıflanması-Demarcation Seviyeleri.....	8
2.3 Fotoiletkenliğin Dalgaboyuna Bağlılığı.....	20
2.4 Fotoiletkenliğin Oluşma Hızı PCG) - Eğrilerine Bağlılığı.....	23
2.5 Fotoiletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı.....	26
2.6 Değişken Işık Metodu.....	28
2.6.1 Genel Bilgi.....	28
2.6.2 Metodun Genel Tarifi.....	30
2.7 Kristal Büyütme ve Örnek Hazırlanması.....	39
III. BULGULAR.....	41
3.1 Dalgaboyuna Bağlı Olarak Fotoakım Ölçümleri.....	41
3.1.1 Deneysel Düzenek.....	41
3.1.2 Monokromatör ile Aydınlatma Düzeninin Tarifi.....	42
3.1.3 Ölçümler.....	43
3.2 Sıcaklığa ve Oluşma Hızına Bağlı Olarak Fotoakım Ölçümleri.....	53
3.3 Değişken Şiddet Eksitasyonu Altında Fotoakımın Reel ve İmajiner Kısmının Ölçülmesi.....	58
3.3.1 Genel Bilgi.....	58
3.3.2 Deneysel Düzenek.....	59
3.3.3 Ölçümler.....	60
IV. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	65
V. ÖZET.....	70

SUMMARY.....	71
VI. KAYNAKLAR.....	72
VII. EKLER.....	77
VIII. ÖZGEÇMİŞ.....	97



## ÖZ

"TlInS<sub>2</sub> tek kristallerinin fotoiletkenlik özellikleri"

Bu çalışmada 300 K ve 90 K sıcaklıklarında uygulanan voltajın fonksiyonu olarak TlInS<sub>2</sub> kristalinin karanlıkta ve aydınlatma altındaki elektrik iletkenliği ve serbest taşıyıcı yoğunluğu p, gelen ışığın farklı dalgaboyları için incelenmiştir. Ayrıca G oluşma hızının, p yoğunluğuna bağlılığı araştırılmıştır. Diğer taraftan TlInS<sub>2</sub> kristalinin valans bandı üzerinde 0.028 ve 0.050 eV da hol tuzakları olarak aktif olan ve iki alt aralık şeklindeki iki enerji seviyesi, modüle edilmiş ışık şiddetinin neden olduğu modüle edilmiş fotoakımların analizi ile tayin edilmiştir. 300 K sıcaklığındaki yakalama katsayıları sırasıyla 10<sup>-13</sup> ve 10<sup>-15</sup> cm<sup>3</sup>sn<sup>-1</sup> mertebesinde dir.

## ABSTRACT

"On the photoconductive properties of TlInS<sub>2</sub> single crystals"

In this work, electrical conductivity both in dark and under illuminating of TlInS<sub>2</sub> was investigated as a function of the applied voltage and the free carriers concentration p was studied for different wavelengths of the incident light at 300 and 90 K. Further, the dependence of the concentration p on the generation rate G was investigated. On the other hand, two energy levels forming two subbands and acting as hole traps at 0.028 and 0.050 eV above the valance band edge of TlInS<sub>2</sub> were determined by an analysis of modulated photocurrents induced by an intensity modulated light beam. Their capture coefficients were of the order of magnitude 10<sup>-13</sup> and 10<sup>-15</sup> cm<sup>3</sup> sn<sup>-1</sup> at 300 K, respectively.

## I. GİRİŞ

"Selenyum çubukları ışık almayan sürme kapaklı bir kutu içine konduğunda, dirençleri çok yüksek ve sabitti. Kutunun kapağı aniden açıldığında iletkenlik kutunun üzerine düşen ışık şiddetine göre % 15 den % 20 ye yükseldi."

Telgraf inşaat şirketinde çalışan elektrik teknisyeni Willoughby Smith'in "Effect of light on selenium during the passage of an elektric current" Nature 7, 303 (1873) bilimsel yayınındaki bu ifadesi ile fotoiletkenlik alanı açılmıştır [1].

Fotoiletkenliğin modern araştırması, katıhal fiziği ve kimyanın ilgili tüm dallarındaki hızlı büyümeden oldukça yararlanmıştır. Artan araştırma temposunun sonucu olarak fotoiletken materyaller laboratuvar raflarında önemsiz şeyler olmaktan çıkıp gelecekte ümit verici gelişmeler gösteren değişik kullanımlar için yerlerini almışlardır. Işık dedektörleri, fototransistörler, fotodiyotlar, fotoelektrik otomatik sistem cihazları, doğru ve alternatif akım devreleri ölçüm aletlerinde kullanılan fotorezistörler, uzay mühendisliği ve fotometri alanlarında kullanılan fotopiller (güneş pilleri) yarıiletkenlerin ışıkla etkileşmelerinden yararlanan uygulamalardır. Ayrıca fotoiletken malzemeler Vidicon olarak bilinen televizyon kamera tüpü, Xerografi ve elektrofaks olarak bilinen elektrofotografik işlemlerinde ve hesap makineleri alanında da kullanılmışlardır.

Willoughby Smith 1873 de gerçek fotoiletkenlik olayını selenyumda gözlemiş ve ilk selenyum fotopil Adams ve Day tarafından 1876 da üretilmiştir.

1916 da Pfund bakır oksitte fotoiletkenlik olayını gözlediğini rapor etmiştir [2]. 1917 de Case 162 mineral örneğini incelemiş ve altı yeni materyali fotoduyarlı materyal olarak açıklamıştır. Bunlar bizmut sesquisülfid, molib-

denyum sülfid, gümüş sülfid, kurşun sülfid, gümüş iyodit ve gümüş oksittir. Birkaç yıl sonra 1920 de Case talyum sülfidin de fotoduyarlı bir materyal olduğunu bildirmiştir [3].

Fotoiletkenlik metodunun incelenmesi 1920 lerde Gudden, Pohl ve çağdaşları tarafından çinkosülfid, elmas ve alkali halidelerde yapılarak fotoiletkenliğin ilk sistematik etkileri saptanmıştır. Fotoiletkenliğin ve lüminesensin katılarda çoğu kez beraber bulunduğunu ve materyalin dielektrik sabitinin aydınlatma altında arttığını göstermişlerdir. Ayrıca Gudden ve Pohl ZnS deki Fe gibi bazı katkıların materyalin fotoduyarlılığını azalttığını da bulmuşlardır.

Daha önce de söylendiği gibi fotoiletkenlik alanında ilk araştırma önce selenyumda yoğunlaşmıştır. 1907 ve 1927 yılları arasında selenyum ile ilgili tüm çalışmalar 1927 de Piersol tarafından bibliyografya olarak yayınlanmıştır [4]. Bu bibliyografyada F.C.Brown ve arkadaşları tarafından yapılan 24 yayında fotoiletkenliğin selenyumda ışık tarafından meydana getirilen alotropik değişimlerinin sonucu olduğu belirtilmiştir. Yalıtkan içindeki elektronların hareketi Gudden ve Pohl tarafından 1920 de ilk olarak elmasta gösterilmiş ve 1927 de selenyumda fotoiletkenliğin kristal içindeki elektronların serbest kalmasından dolayı meydana geldiği saptanmıştır. Böylece selenyum, bakır oksit ve talyum sülfid 1940 lara kadar başlıca ticari fotopiller olarak kullanılmıştır.

Gudden ve Pohl'un ilk incelemeleri uygulanan alanın, ışık dalgaboyunun, ışık şiddetinin ve zamanın fotoiletkenliğe bağlılığının ve fotoiletkenlikte yük taşıyıcıların rolünün araştırılmasına yönelmiştir. Daha sonra 1920 lerdeki çalışmalarında çok geniş araştırmaların yapıldığı çinkosülfid, kadmiyum sülfid, elmas ve alkali halideler fotoduyarlı materyaller adı altında toplanmıştır. Gözlemler bu materyallerin çoğunda iletkenlikteki artmanın sadece ışık absorpsiyonunun sonucu değil x-ışınları veya yüksek hızlı elektronlar gibi diğer iyonize olmuş ışınların sonucu da olabileceğini göstermiştir.

H. Rose 1921 de civa sülfitte fotoiletkenlik olayını gözlemiş ve 1922 de ise Sheldon ve Geiger gümüş sülfit ve bakır arasındaki kontakta fotovoltik olayı açıklamışlardır. İki yeni fotoefekt de 1930 larda keşfedilmiştir. 1931 de Dember çok kuvvetli ışık absorplandığında bakır oksitte ışık yönünde bir potansiyel farkının meydana çıktığını gözlemiştir. Böyle bir potansiyel farkının ışık tarafından serbest bırakılan hol ve elektronların eşit olmayan dağılma katsayısından dolayı homojen olmayarak oksite olan materyallerde meydana geldiği 1935 de Frenkel tarafından elmas ve ZnS de gözlenmiştir. 1934 de Kikoin ve Noskov bakır oksitte oluşan potansiyel farkının uygulanan magnetik alan ve absorplanan ışığa dik olduğunu açıklamışlardır. Bu olay hol ve elektronların her ikisinin hareketlerine de bağlıdır ve PME ( Fotomagnetoelektrik olay) olarak bilinmektedir. Böylece 1930 ların ortalarında fotoiletkenlik, fotovoltik efekt, fotodielektrik efekt, PME efekt gibi tüm temel fotoefektler keşfedilmiştir.

Daha sonraki yıllarda R.H.Bube da [5,6,7,8] ZnS, CdS ve ZnTe materyallerindeki fotoiletkenlik olayını incelemiştir. F.Stöckmann [9,10] kuvvetli eksitasyon üzerine fotoakımların bağıllığını ve süperlineer fotoiletkenlik olaylarını araştırmış ve K.Heinz [11] ile birlikte bakır katkılı CdS kristalini kullanarak fotoiletkenlikte tuzak parametrelerinin bulunması konusunu incelemiştir. H.Oheda [12] modüle edilmiş fotoakımın faz - kayması analizi, R.Brüggemann [13] ve arkadaşları bu analizin değerlendirilmesi üzerine çalışmalar yapmışlardır. P. Kounavis ve E. Mytilineou [14] modüle edilmiş akımların faz - kayması analizini kullanarak  $Ge_{25}Se_{75-x}Bi_x$  filmlerinin seviye yoğunluklarını tayin etmişlerdir. G. Aktaş ve Y. Skarlatos [15] aynı metotla amorf silikon filmlerinde aralık seviye yoğunluğunu saptamışlardır. Yine G. Aktaş ve arkadaşları [16] modüle edilmiş fotoakım metodunun sensitivite analizi üzerine çalışma yapmışlardır. A. D. Karoutis ve A. N. Anagnostopoulos [17] fotoiletkenlik ölçümleri ile CdInGaS<sub>4</sub> tek kristallerinde yerleşik (lokalize) seviye parametrelerini tayin etmişlerdir.



Bu çalışmada  $TlInS_2$  tek kristallerinin fotoiletkenlik özellikleri incelenmiştir. O nedenle  $TlInS_2$  kristali üzerinde son birkaç yılda yapılan çalışmalardan bazıları da aşağıda verilmiştir.

B. N. Mavrin ve arkadaşları [18], A. M. Akhmedov ve arkadaşları [19] tarafından  $TlInS_2$  tabaka kristalinin optiksel ve elektrik iletkenlik özellikleri incelenmiştir. M. F. Agaeva ve grubu [20] tarafından asimetrik Ag - In kontaklı  $TlInS_2$  tek kristallerinin elektrik iletkenliği ve karakteristikleri üzerinde aydınlatmanın etkisi, M. Ya. Bakirov [21] ve arkadaşları tarafından  $TlInS_2$  de elektroabsorpsiyon olayı, G. I. Abutalybov, S. G. Abdullaeva ve N. M. Zeinalov [22] tarafından  $TlInS_2$  kristalinin optiksel özellikleri, R. Baltrameyunas ve arkadaşları [23] tarafından  $TlInS_2$  tek kristallerinde ışığın kırılması ve dc şartları altında fotoiletkenlik olayı araştırılmıştır ve yine R. Baltrameyunas ve arkadaşları [24] tarafından  $TlInS_2$  kristalinde lüminesens olayı incelenmiştir. A. E. Bakhyshev ve grubu [25]  $TlInS_2$  kristalinin elektronik özelliklerini araştırmış ve TSC (Thermally stimulated current) metodu ile fotoiletkenlik ve karanlık iletkenliğin sıcaklığa bağlılığını incelemişler. G. B. Abdullaev ve arkadaşları [26]  $TlInS_2$  kristalinde serbest ve bağlı eksitonlar üzerine bir çalışma yapmışlardır.  $TlInS_2$  kristal ailesinde yapısal faz geçişleri ve ferroelektrik olaylar, R. A. Aliev ve arkadaşları [27] tarafından araştırılmıştır. Hexagonal yapıdaki  $TlInS_2$  kristalinde Raman çalışmaları H. D. Hochheimer ve grubu [28] tarafından ve  $TlInS_2$  kristalinin yüksek basınç Raman çalışmaları ise Henkel ve arkadaşları [29] tarafından yapılmıştır.

M. Haniyas ve grubu [30] tarafından ise  $TlInS_2$  kristalinin elektriksel ve optiksel özellikleri, optiksel geçirgenlik metodu ile incelenerek farklı sıcaklıklarda foton enerjisinin fonksiyonu olarak absorpsiyon katsayısı, direkt ve indirekt aralıklar için sıcaklık katsayısı tayin edilmiştir.

## II. MATERYAL VE METOD

### 2.1 Kusurlar

Kusurlar kristalin periyodik potansiyelinden olan yerel ayrılmalardır. Ne çeşit olursa olsun, kristal şebekesinin bir noktasındaki kusur, o noktada kristalin periyodik alanında bir değişiklik yaratarak bir yerel (lokal) enerji seviyesinin doğmasına neden olur. Bu yerleşik (lokalize) seviye, çoğu kere yasak bant içinde kendini gösterir. Kusur seviyeleri çoğunlukla kusur civarında bulunan küçük uzay bölgesinde mevcuttur. Bu sebeptendir ki düz-bant diyagramında kusur seviyeleri kısa çizgilerle gösterilirler. Eğer kusur seviyesi derin ise seviye çok fazla lokalizedir. Bu durumda kusura bağlı elektronun dalga fonksiyonu sadece çok yakın komşularına kadar yayılır ve konumundaki  $\Delta x$  belirsizliği küçüktür. Dolayısıyla  $k$  değerindeki  $\Delta k$  belirsizliği de Heisenberg belirsizlik prensibine göre büyük olmalıdır. Sığ kusurlar için  $\Delta x$  belirsizliği büyük,  $\Delta k$  belirsizliği ise küçüktür.

Kusurlar üç genel tip veya bu tiplerin bileşimi olabilirler. Bunlar;

i-) Kristale ait atomların yanlış yerde bulunması veya eksik olmasından dolayı oluşan kusurlar, bunlar asal kusurlar olarak bilinir.

ii-) Kristale ait olmayan yabancı atomlardan dolayı oluşan kusurlar ki bunlar da kirlilik veya katkı kusurlar olarak adlandırılır.

iii-) Son olarak yerlerine oturmamış atom grupları gibi çok büyük yapısal kusurlar ki bunlara da yayılmış kusurlar denir.

Kusurlar için absorpsiyon katsayısı

$$\alpha = S_{opt} N_I$$

$$(2.1)$$

ifadesi ile verilir [31]. Burada  $S_{opt}$  kusurun optiksel tesir kesiti ve  $N_I$  kusur yoğunluğudur.  $S_{opt}$  büyüklüğü, kusurun iyonizasyon enerjisi  $E_I$  ya eşit foton enerjisi için sıfırdan başlayarak hızla yükselir ve spesifik kusura bağlı olarak  $hw \gg E_I$  için  $10^{-15}$  ve  $10^{-17}$   $cm^2$  değerleri arasındadır. Kusur yoğunlukları ise çoğunlukla  $10^{14}$  -  $10^{18}$   $cm^{-3}$  arasındadır ve böylece kusurlardan dolayı absorpsiyon katsayısı  $\alpha$  nın değeri de  $10^{-3}$  -  $10^3$   $cm^{-1}$  arasında değişir.

Pekçok yarıiletkenkte elektriksel iletkenlik, materyalin bant aralığına karşılık gelen termal eksitasyon ile değil kusurlardan olan termal eksitasyon ile kontrol edilir. Eğer kusurların valans elektronlarının sayısı kusur olarak yerine geçtikleri atomunkinden daha fazla ise kusurlar iletkenlik bandına elektron verirler (elektron donörleri). Eğer onların valans elektronları yerine geçtikleri atomunkinden daha az ise kusurlar valans bandından elektron kabul ederler (elektron akseptörleri).

Bir donör, elektron ile işgal edildiğinde nötr, işgal edilmediğinde ise pozitifdir. Donörün iyonizasyonu

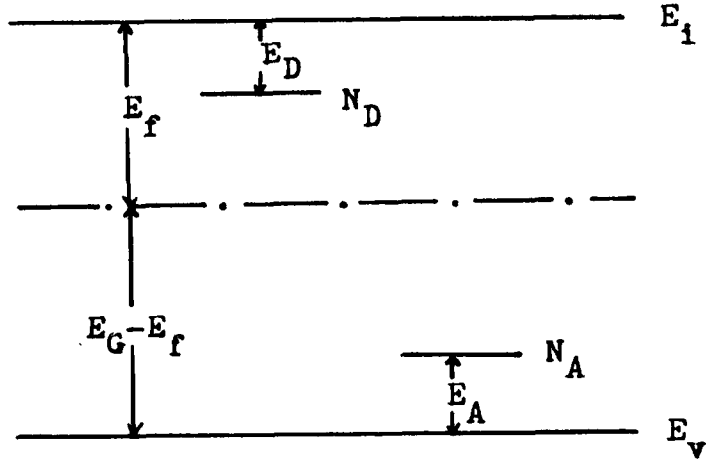


şeklinde gösterilebilir.  $D^0$  kusurundan elektronun serbest bırakılması için gereken enerji miktarına donörün iyonizasyon enerjisi denir. Donör enerji seviyesi, şekil 2.1 de gösterildiği gibi, iletkenlik bandının altında donör iyonizasyon enerjisi  $E_D$  ye karşılık gelen mesafede bulunmaktadır.

Akseptör hol ile işgal edildiğinde nötr, elektron tarafından işgal edildiğinde ise negatiftir. Akseptör iyonizasyonu



ile verilir.



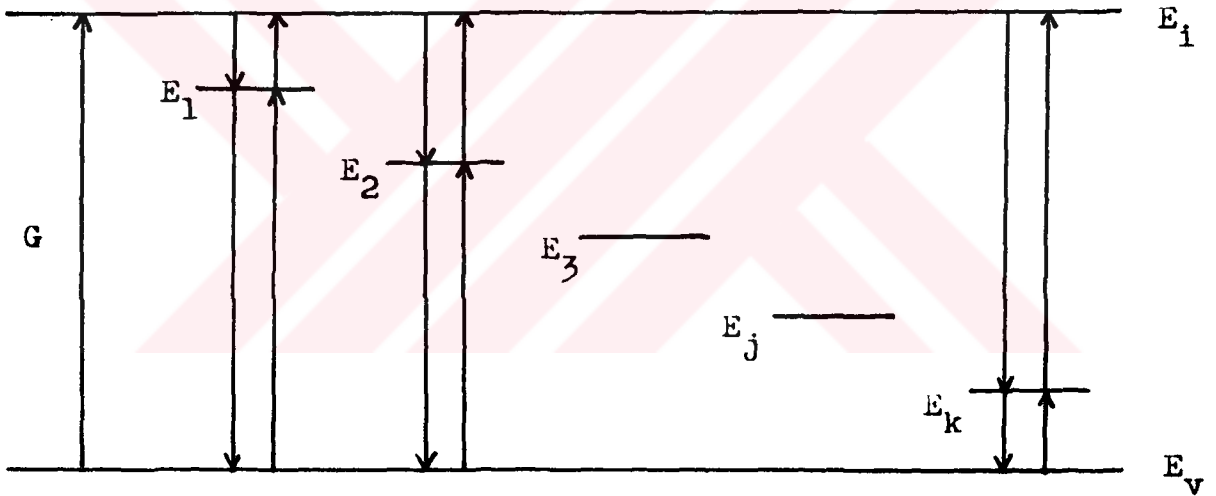
Şekil 2.1- Bir yarıiletkende lokalize olmuş donör ve akseptör seviyeleri.  $E_D$  donör iyonizasyon enerjisini,  $E_A$  ise akseptör iyonizasyon enerjisini göstermektedir.

$A^0$  kusurundan holün serbest kalabilmesi için gereken enerji miktarına akseptörün iyonizasyon enerjisi denir ve akseptör enerji seviyesi valans bandının üzerinde akseptör iyonizasyon enerjisi  $E_A$  ya karşılık gelen mesafede bulunur (Şekil 2.1).

Donör ve akseptörler aynı bir yarıiletkende eş zamanlı olarak bulunduğunda donörler tarafından verilen elektronlar akseptörler tarafından  $E_C$  ve  $E_V$  bantları yoluyla kabul edilebilirler. Eğer donör ve akseptörlerin yoğunlukları tamamen eşit ve herikisi de tek ise, serbest hol ve serbest elektron yoğunluğunda artmanın olmamasıyla,  $D^+$  ve  $A^-$  yoğunlukları eşittir. Böyle bir durumda donör ve akseptörlerin tamamen kompanse edildiği söylenir. Donör ve akseptörlerin yoğunlukları tamamen eşit olmasa bile bir miktar kompanseasyon meydana gelecektir. Yani donörlerin yoğunluğu  $N_D$ , akseptörlerin yoğunluğu  $N_A$  dan daha büyükse donörlerin  $N_A$  kadarı kompanse olacağından dolayı toplam serbest elektron yoğunluğu  $(N_D - N_A)$  dir.

## 2.2. Kusur Kinetiği-Kusurların Sınıflanması- Demarcation Seviyeleri

Yarıiletkenler ve yalıtkanlardaki kusurlar donörler veya akseptörlerdir. Termal dengede bu kusur seviyelerinin işgali ve serbest taşıyıcı yoğunlukları Fermi istatistiğinden bulunur. Diğer yandan dengede olmayan şartlar altındaki kusurlar, serbest taşıyıcılar için rekombinasyon merkezi veya tuzak olarak da aktiftirler. Bir yarıiletkende serbest taşıyıcı yoğunlukları  $n$  ve  $p$ ,  $G$  vasıtasıyla değiştirilirse lokalize olan kusurlardaki taşıyıcı yoğunlukları da değişir.



Şekil 2.2- Shockley-Read tipi kusur seviyeleri. Elektronik dengenin,  $G$  hızındaki serbest elektron-hol çiftlerinin optiksel oluşmasıyla değiştirildiği varsayıldı.

Farklı türdeki kusurların keyfi olarak  $k$  tanesinin materyalin elektronik özelliklerine katkıda bulunduğunu farzettik. Şekil 2.2 de oklarla gösterilen her türden kusur Shockley-Read tipidir [32,33]. Homojen optiksel eksitasyon,  $G$  ( $\text{cm}^{-3}\text{sn}^{-1}$ ) hızında serbest elektron-hol çiftinin oluşması

olarak varsayıldı. Her tür kusurun, yoğunluğu  $Z_j$ , enerji seviyesi  $E_j$ , yakalama katsayıları

$$r_{jp} = v_{th,p} \sigma_{jp} \quad \text{ve} \quad r_{jn} = v_{th,n} \sigma_{jn} \quad (2.4)$$

den ibaret dört parametresinin tanımlanması gerekir. Burada  $r_{jp}$  serbest holler ve  $r_{jn}$  ise serbest elektronlar için yakalama katsayısıdır.  $v_{th,p}$ ,  $v_{th,n}$  taşıyıcıların termal hızları ve  $\sigma_{jp}$ ,  $\sigma_{jn}$  ise serbest taşıyıcılar için kusurların yakalama tesir kesitidir.  $r_{jp}$  ve  $\sigma_{jp}$ , işgal edilmiş kusurlar ( $Z_{jn}$ ) yoluyla serbest hollerin yakalanmasını,  $r_{jn}$  ve  $\sigma_{jn}$  ise boş olan kusurlar ( $Z_{jp}$ ) yoluyla serbest elektronların yakalanmasını göstermektedir. Her çeşit  $Z_j$  kusuru için aşağıdaki ilişkiler daima geçerlidir.

$$Z_{jp} + Z_{jn} = Z_j = \text{sabit} \quad (2.5)$$

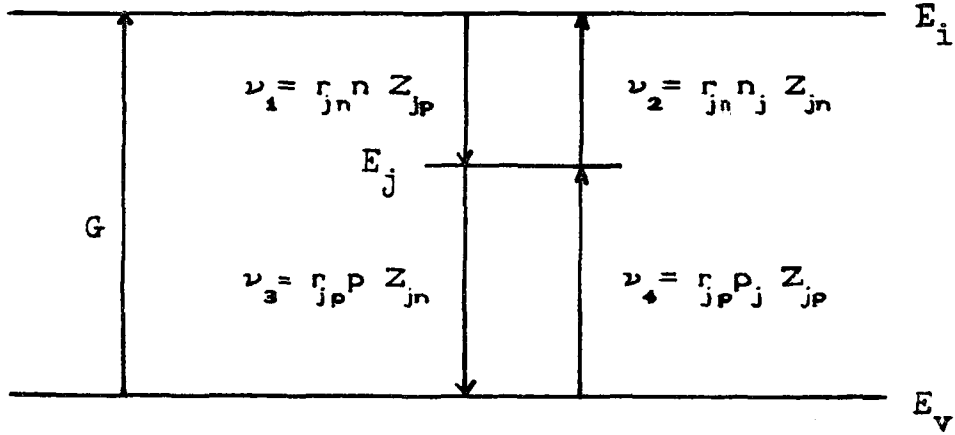
$Z_{jp}$  ve  $Z_{jn}$  için analitik ifadeler transcendental den ziyade cebirsel olur.

$$n_j \equiv g_j N_c \exp [ - ( E_c - E_j ) / kT ]$$

$$p_j \equiv 1 / g_j N_v \exp [ - ( E_j - E_v ) / kT ] \quad (2.6)$$

$$n_j p_j = n_i^2 \quad \text{asal yoğunluk}$$

Burada  $g_j = ( Z_{jp} \text{ nin istatistiksel ağırlığı} ) / ( Z_{jn} \text{ nin istatistiksel ağırlığı} )$  olup  $Z_j$  kusurlarının dejenerelik faktörüdür.  $n_j$  ve  $p_j$  ise termal dengede Fermi seviyesinin,  $E_j$  enerji seviyesine rastladığında serbest taşıyıcı yoğunluklarıdır.



Şekil 2.3- Shockley-Read tipi  $Z_j$  kusurlarındaki  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ ,  $\nu_4$  geçiş hızları.

Rekombinasyon katsayısı  $r$  ve emisyon katsayısı  $\gamma$  arasındaki  $\gamma_{jn} = r_{jn} n_j$  ve  $\gamma_{jp} = r_{jp} p_j$  ilişkileri, termal dengede istatistik ve kinetik yollarla aynı sonuçların elde edilmesi şartından bulunmuştur. Elektron yakalama hızları

$$\nu_1 = r_{jn} n Z_{jp} \quad (2.7a)$$

$$\nu_3 = r_{jp} p Z_{jn} \quad (2.7b)$$

ve elektron emisyon hızları

$$\nu_2 = r_{jn} n_j Z_{jn} \quad (2.8a)$$

$$\nu_4 = r_{jp} p_j Z_{jp} \quad (2.8b)$$

ifadeleri ile verilir.

Dinamiksel denge şartından

$$\frac{dn}{dt} = G - \nu_1 + \nu_2 = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{dp}{dt} = G - \nu_3 + \nu_4 = 0 \quad (2.10)$$

ile verilir. İşgal edilmiş ve boş  $Z_j$  kusurlarının,  $Z_{jn}$ ,  $Z_{jp}$  kararlı durum yoğunlukları hız denklemlerinden kolayca bulunur (Şekil 2.3).

$$\frac{dZ_{jn}}{dt} = - \frac{dZ_{jp}}{dt} = \nu_1 - \nu_2 - \nu_3 + \nu_4 = 0 \quad (2.11)$$

(2.7ab) ve (2.8ab) ifadelerini kullanarak

$$\frac{dZ_{jn}}{dt} = - \frac{dZ_{jp}}{dt} = r_{jn}(nZ_{jp} - n_j Z_{jn}) - r_{jp}(p_j Z_{jn} - p_j Z_{jp}) = 0 \quad (2.12)$$

veya

$$\frac{dZ_{jn}}{dt} = - \frac{dZ_{jp}}{dt} = (r_{jn} n + r_{jp} p_j) Z_{jp} - (r_{jn} n_j + r_{jp} p_j) Z_{jn} = 0 \quad (2.13)$$

şeklinde tekrar yazılabilir ve  $Z_{jp} + Z_{jn} = Z_j = st$  ifadesi ile denklem (2.12) den

$$Z_{jn} = \frac{r_{jn} n + r_{jp} p_j}{r_{jp} (p_j + p_j) + r_{jn} (n + n_j)} Z_j \quad (2.14a)$$



$$Z_{jp} = \frac{r_{jp} p + r_{jn} n_j}{r_{jp} (p + p_j) + r_{jn} (n + n_j)} Z_j \quad (2.14b)$$

ifadeleri elde edilir. (2.14ab) denklemleri aşağıda tanımlanan  $\tau_j$  "relaksasyon zamanı" ifadesi kullanılarak

$$Z_{jn} = (r_{jn} n + r_{jp} p_j) \tau_j Z_j \equiv Z_{jn} f_{jn} \quad (2.15a)$$

$$Z_{jp} = (r_{jp} p + r_{jn} n_j) \tau_j Z_j \equiv Z_{jp} f_{jp} \quad (2.15b)$$

olarak tekrar yazılabilir. Buradaki

$$\tau_j = [r_{jp} (p + p_j) + r_{jn} (n + n_j)]^{-1} \quad (2.16)$$

ifadesi  $n$  ve  $p$  serbest taşıyıcıları ile kararlı durum şartlarının saptanması için gereken,  $Z_j$  kusurlarının relaksasyon zamanıdır ve denklem (2.12)

$$\frac{dZ_{jn}}{dt} = - \frac{dZ_{jp}}{dt} = - \frac{1}{\tau_j} [Z_{jn} - (r_{jn} n + r_{jp} p_j) \tau_j Z_j] \quad (2.17)$$

$$\frac{dZ_{jp}}{dt} = \frac{1}{\tau_j} [Z_{jp} - (r_{jp} p + r_{jn} n_j) \tau_j Z_j] \quad (2.18)$$

şeklinde tekrar yazılabilir.

Rekombinasyon merkezleri için

$$R_j = \nu_1 - \nu_2 = \nu_3 - \nu_4 \quad (2.19)$$

dir. Sonuçta denklem (2.7ab), (2.8ab) ve (2.16) ifadelerinden yerleşik durum vasıtasıyla tekrar birleşme hızı

$$R_j = r_{jp} r_{jn} (p_n - p_j n_j) \tau_j Z_j \quad (2.20)$$

olarak ifade edilebilir.

Denklem (2.15ab) de  $f_{jn}$  ve  $f_{jp}$  dağılım fonksiyonlarını tanıttık. Genelde bunlar herbir  $Z_j$  kusuru için tek fonksiyonlardır [34]. Elektron tuzakları için  $f_{jn}$  ve  $f_{jp}$  quasi Fermi fonksiyonları

$$f_{jn} = f(E_j - E_{Fn}) = \frac{n}{n + n_j} = [1 + \exp(E_j - E_{Fn} / kT)]^{-1} \quad (2.21)$$

$$f_{jp} = 1 - f(E_j - E_{Fn})$$

ile verilir. Hol tuzakları için

$$f_{jp} = f(E_{Fp} - E_j) = \frac{p}{p + p_j} = [1 + \exp(E_{Fp} - E_j / kT)]^{-1} \quad (2.22)$$

$$f_{jn} = 1 - f(E_{Fp} - E_j)$$

dir. Denklem (2.21) ve (2.22) deki  $E_{Fn}$  ve  $E_{Fp}$  serbest elektron ve serbest holler için quasi Fermi enerjileridir.

Burada elektriksel nötr olma (neutrality) şartı geçerlidir ve aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$n + \sum_j Z_{jn} = p + D \quad (2.23)$$

Yukarıdaki toplam tüm kusurları içermektedir ve D ile örnekte tüm donörlerin toplam yoğunluğunu göstermektedir.

$E_j$  enerjili ve  $r_{jn}$ ,  $r_{jp}$  yakalama katsayılı  $Z_j$  kusur seviyesinin elektron tuzakı gibi davranması için aşağıdaki şartlar sıra ile yerine gelmelidir.

$$\nu_1 \approx \nu_2 \gg \nu_3 > \nu_4 \quad (2.24)$$

Denklem (2.7ab) ve (2.8ab) den

$$r_{jn} n Z_{jp} \approx r_{jn} n Z_{jn} \gg r_{jp} p Z_{jn} > r_{jp} p Z_{jp} \quad (2.25)$$

yazılabilir. Yukarıdaki eşitsizlikten

$$r_{jn} n \gg r_{jp} p_j \quad (2.26a)$$

ve

$$r_{jn} n_j \gg r_{jp} p \quad (2.26b)$$

ifadeleri alındığında ve  $n \equiv N_c \exp [ - ( E_i - E_{Fn} ) / kT ]$ ,  $p \equiv N_v \exp [ - ( E_{Fp} - E_v ) / kT ]$  ve (2.6) ifadeleri kullanıldığında

$$E_{Fn} > E_i + E_v - E_j - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.27a)$$

ve

$$E_{Fp} > E_i + E_v - E_j - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.27b)$$

olarak bulunur. Burada  $kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}}$  faktörü çoğunlukla ihmal edilir. Bundan dolayı, daima  $E_{Fn} > E_{Fp}$  olduğundan denklem (2.27b)

$$E_j > E_i + E_v - E_{Fp} \equiv E_{Fp}^* \quad (2.28)$$

şeklinde yazılabilir.

$E_j$  enerjili ve  $r_{jn}$ ,  $r_{jp}$  yakalama katsayılı  $Z_j$  kusur seviyelerinin hol tuzağı olarak davranması için de aşağıdaki şartlar yerine gelmelidir.

$$r_{jp} p Z_{jn} \approx r_{jp} p_j Z_{jp} \gg r_{jn} n Z_{jp}, r_{jn} n_j Z_{jn} \quad (2.29)$$

Elektron tuzakları için yapılan aynı işlemlerle

$$E_{Fn} < E_i + E_v - E_j - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.30a)$$

ve

$$E_{Fp} < E_i + E_v - E_j - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.30b)$$

$E_{Fn} > E_{Fp}$  ve  $kT \ln (N_c r_{jn} / N_v r_{jp}) \ll E_i, E_v, E_{Fp}$  den dolayı

$$E_j < E_i + E_v - E_{Fn} \equiv E_{Fn}^* \quad (2.31)$$

bulunur. Son olarak

$$r_{jn} n Z_{jp} \approx r_{jp} p Z_{jn} \gg r_{jn} n_j Z_{jn}, r_{jp} p_j Z_{jp} \quad (2.32)$$

ifadesinden

$$r_{jn} n Z_{jp} \gg r_{jp} p_j Z_{jp} \quad (2.33)$$

eşitsizliği ve  $n, p$  ifadeleri kullanılarak

$$E_j > E_i + E_v - E_{Fn} - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.34)$$

ve

$$r_{jp} p Z_{jn} \gg r_{jn} n_j Z_{jn} \quad (2.35)$$

eşitsizliği ve  $p$ ,  $n_j$  ifadeleri kullanılarak

$$E_j < E_l + E_v - E_{Fp} - kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}} \quad (2.36)$$

elde edilir. (2.34) ve (2.36) ifadelerindeki  $kT \ln \frac{N_c r_{jn}}{N_v r_{jp}}$

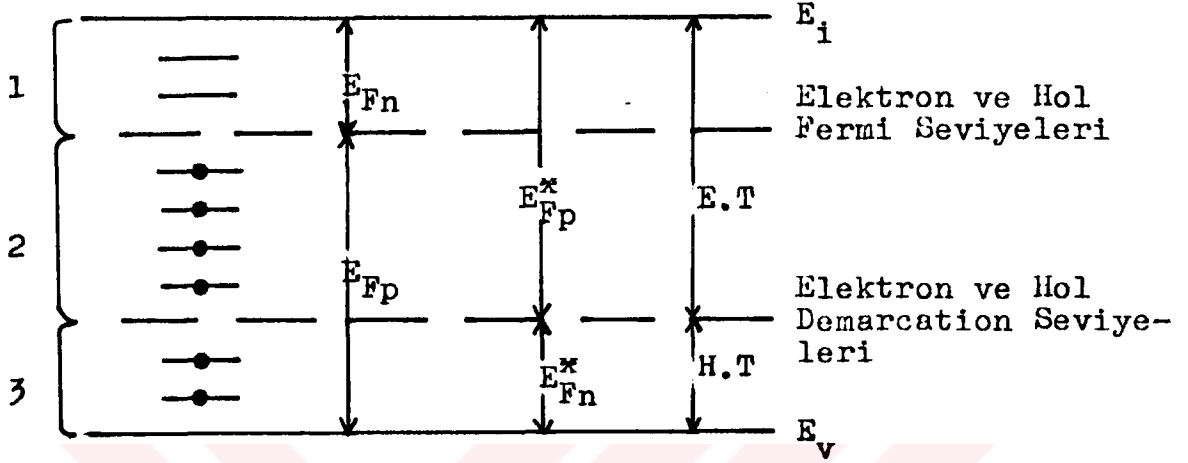
faktörü ihmal edilerek

$$E_{Fn}^* < E_j < E_{Fp}^* \quad (2.37)$$

yazılabilir. Burada  $E_{Fp}^*$  elektron demarcation ve  $E_{Fn}^*$  hol demarcation seviyeleridir. Eğer elektron (hol) demarcation seviyeleri, kusur seviyelerinde yerleşmişse bu seviyelerin elektronlarının (hol) serbest hol (elektron) larla birleşme ve iletkenlik (valans) bandına termal olarak çıkma olasılıkları eşittir. Elektron demarcation seviyesinin üzerinde uzanan seviyelerin işgal durumu, iletkenlik bandı ve bu seviyeler arasındaki termal denge şartlarından tayin edilir. Benzer şekilde hol demarcation seviyesinin altında uzanan seviyelerin işgal durumu ise valans bandı ile bu seviyeler arasındaki termal denge şartıyla belirlenir. Elektron demarcation seviyesi ve hol demarcation seviyesi arasında uzanan seviyelerin işgal durumları da materyalin rekombinasyon kinetikleri yoluyla tayin edilir.

Şekil 2.4 de aydınlatma olmaksızın termodinamik dengedeki bir yarıiletken için Fermi seviyeleri ve demarcation seviyeleri gösterilmiştir. Burada 1. bölgede bulunan seviyeler iyonize elektron tuzakları, 2. bölgede bulunan seviyeler ise

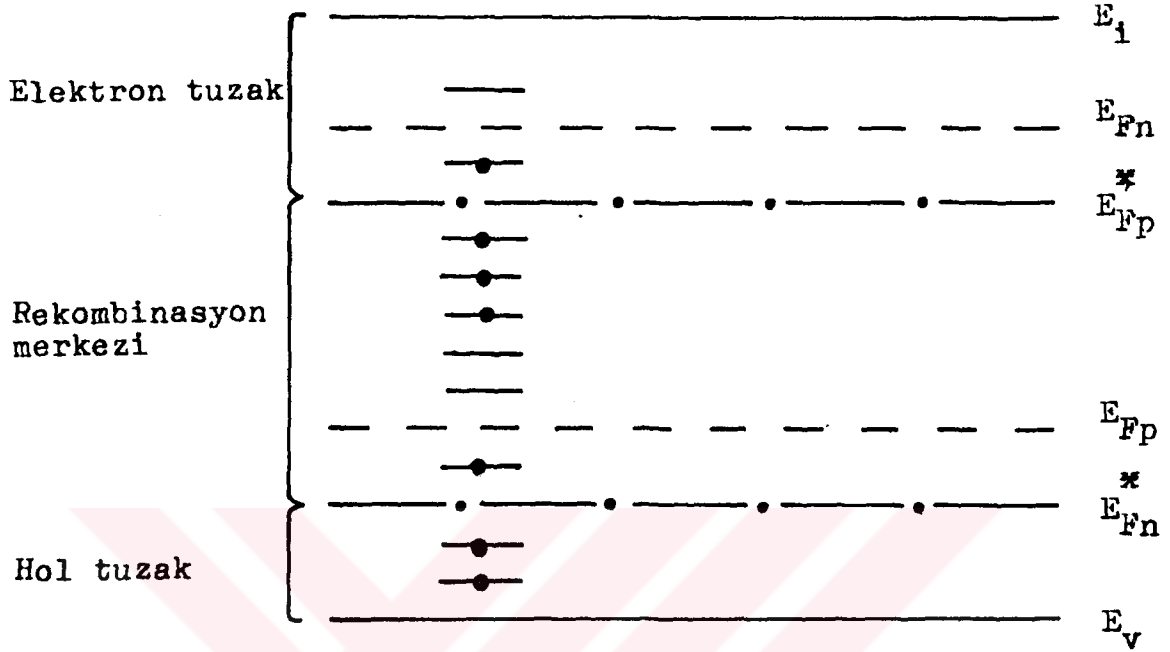
işgal edilmiş elektron tuzaklarıdır ve 2. bölge Fermi seviyesinden demarcation seviyesine kadar uzanır. 3. bölgedeki seviyeler iyonize hol tuzaklarıdır [35].



Şekil 2.4- Aydınlatma olmaksızın bir yarıiletken için Fermi ve demarcation seviyeleri.

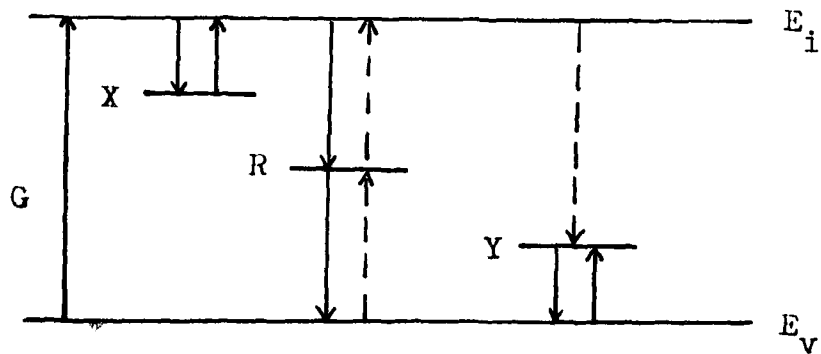
Şekil 2.5 de  $E_{Fn}^*$  ve  $E_{Fp}^*$  demarcation seviyeleri arasındaki seviyelerin serbest elektron ve hol yakalama ve (veya) elektronun  $E_i$  ve holün  $E_V$  bandına çıkma olasılığı aynıdır. Bundan dolayı bu seviyeler rekombinasyon merkezleri olarak aktiftir. Ayrıca  $E_{Fp}^*$  da uzanan seviyeler, bu seviyelerin birindeki elektronun hol yakalaması ve iletkenlik bandına termal olarak çıkması eşit olasılıklı olduğundan tuzak olarak veya rekombinasyon merkezi olarak eşit olasılığa sahiptir. Valans bandı ve  $E_{Fn}^*$  arasında uzanan seviyeler hol tuzakları olarak etkindirler.

Yukarıdaki açıklamalardan görüldüğü üzere iletkenlik bandı ile  $E_{Fp}^*$  arasındaki ve valans bandı ile  $E_{Fn}^*$  arasındaki seviyelerin işgal durumları onların kararlı durum Fermi seviyeleriyle belirlenir ve buradaki seviyeler tuzak karakterindedir. Ayrıca  $E_{Fn}^*$  ve  $E_{Fp}^*$  arasında uzanan seviyelerin işgali serbest elektron ve hollerin yakalama kinetik işlemleri ile belirlenir ve işgal durumu uniformdur. Şöyle ki  $E_{Fn}^*$  ve  $E_{Fp}^*$  arasındaki tüm enerjilerde aynıdır.



Şekil 2.5- Dinamik denge durumunda bir yarıiletken için Fermi ve demarcation seviyeleri.

Şekil 2.6 da çoğunlukla kullanılan tek bir elektron tuzaklı X, tek bir hol tuzaklı Y ve tek bir rekombinasyon merkezli bir fotoiletken modeli verilmiştir. Burada elektron tuzaktan valans bandına olan geçiş çoğunlukla ihmal edilebilir.



Şekil 2.6- Tek bir elektron tuzak X, hol tuzak Y ve tek bir rekombinasyon merkezi içeren fotoiletken modeli.

Elektron yakalama ve elektron emisyon hız ifadelerini kullanarak elektron tuzakları için

$$X_n = \frac{n}{n + n_x} X = n \tau_x X \quad (2.38a)$$

ve

$$X_p = X - X_n = \frac{n_x}{n + n_x} X = n_x \tau_x X \quad (2.38b)$$

elde edilir. Benzer işlemler yapılarak hol tuzakları için ise

$$Y_p = \frac{p}{p + p_y} Y = p \tau_y Y \quad (2.39a)$$

$$Y_n = Y - Y_p = \frac{p_y}{p + p_y} Y = p_y \tau_y Y \quad (2.39b)$$

ifadeleri bulunur. Ve son olarak rekombinasyon merkezleri için

$$R_n = r_{nR} \frac{n}{r_{nR} n + r_{pR} p} R = r_{nR} n \tau_R R \quad (2.40a)$$

ve

$$R_p = R - R_n = r_{pR} \frac{p}{r_{nR} n + r_{pR} p} R = r_{pR} p \tau_R R \quad (2.40b)$$

dir [36]. Burada  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  ve  $\tau_R$  X, Y ve R seviyelerinin



relaksasyon zamanıdır ve

$$\tau_x = (n + n_x)^{-1} \quad (2.41a)$$

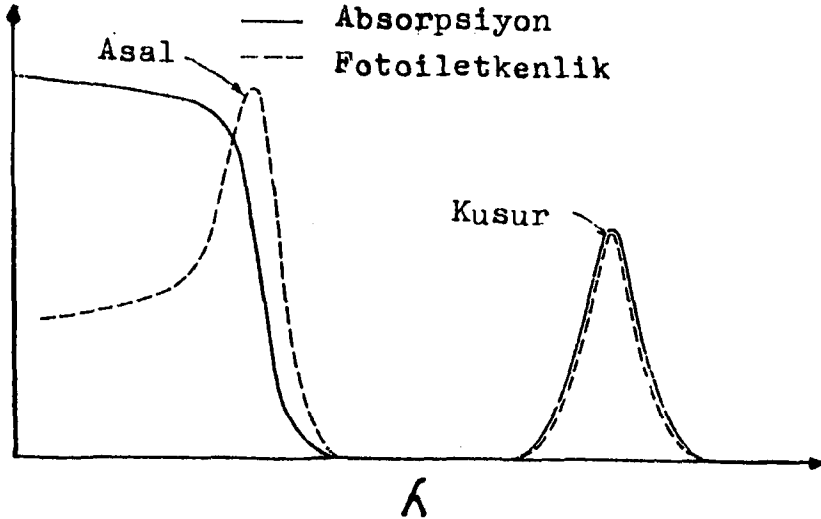
$$\tau_y = (p + p_y)^{-1} \quad (2.41b)$$

$$\tau_R = (r_{nR}n + r_{pR}p)^{-1} \quad (2.41c)$$

ifadeleri ile verilirler.

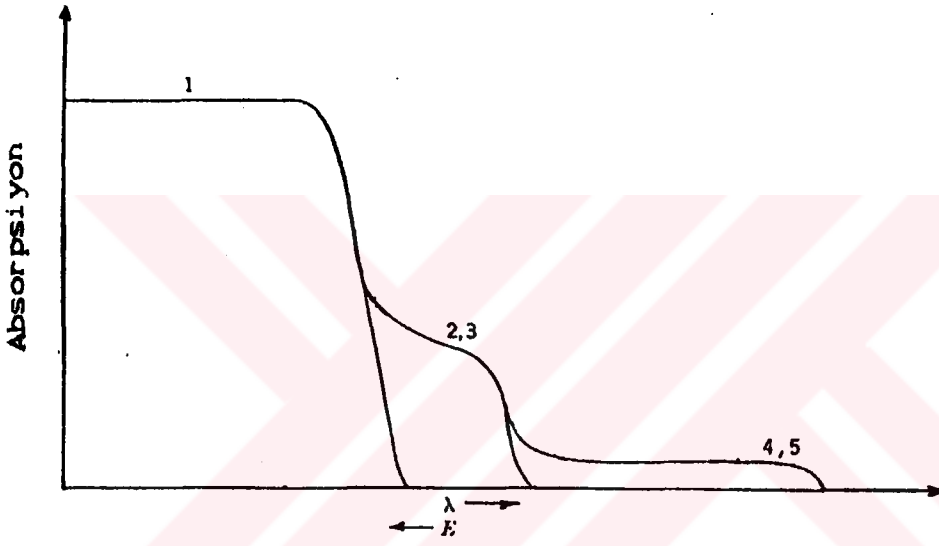
### 2.3. Fotoiletkenliğin Dalgaboyuna Bağlılığı

Gudden ve Pohl fotoiletken materyalleri 1-) idiokromatik ve 2-) allokromatik olmak üzere iki gruba ayırmıştır. İdiokromatik materyaller saf şartlarda fotoiletkenlik gösterirler. Fotoiletkenlik materyalin kendi asal özellikleri ile doğrudan ilgilidir [35]. Böyle materyallerde kristal tarafından enerji absorplandığında fotoiletkenlik gözlenir. Fakat genelde serbest elektron üretimine gereken minimum enerjiye karşılık gelen dalgaboyunda maksimum fotoduyarlık gösterirler.



Şekil 2.7- İdiokromatik (asal) efekt ve allokromatik (kusur) efekt için fotoiletkenliğin ve absorpsiyonun dalgaboyuna bağlılığı.

Allokromatik materyallerde fotoiletkenlik, boşluklar gibi kristal kusurları veya kirliliklerle doğrudan ilgilidir. Bugün idiokromatik materyaller asal fotoiletkenler ve allokromatik materyaller ise kusurlu fotoiletkenler olarak bilinirler. Şekil 2.7 den de açıkça görüleceği gibi bir materyal asal ve kusur fotoiletkenliğinin herikisini birden gösterebilir.



Şekil 2.8- Absorpsiyon spektrasi. (1) Valans bandından iletkenlik bandına absorpsiyon geçiş, (2,5) Kusur seviyesinden iletkenlik bandına absorpsiyon geçiş, (3,4) Valans bandından kusur seviyesine absorpsiyon geçiş.

İdealize bir absorpsiyon spektrumu şekil 2.8 de gösterilmiştir. Geçiş için gerekli minimum enerjide absorpsiyon kesintisi vardır. Bu minimum enerji 1. geçiş için bant aralığına karşılık gelir ve buna karşılık gelen dalgaboyu absorpsiyon sınırı olarak adlandırılır. Gereken minimum enerjiden daha büyük enerjili bir ışık için absorpsiyon sürekli ve valans bandının dibinden iletkenlik bandının tepesine olan bir geçişe karşılık gelen belirli bir

maksimum enerjinin üzerinde sabittir. Pekçok gerçekte yüksek enerjili izin verilmiş bantlarla üst üste gelen bir iletkenlik bandı ve absorpsiyon için maksimum enerji bulunmaz. Bu ilk yaklaşımla fotoiletkenlik absorpsiyon gibi dalga boyu ile aynı bağıllığa sahiptir. Bir fotoiletkenin duyarlılığı, fotoiletken içinde akım taşıyıcılarının uyartılması, üzerine düşürülen ışığın önce absorplanabilmesine bağlı olduğundan doğal olarak ışık dalga boyuna bağıllık gösterir. Fotoiletkenlik için en önemli absorpsiyon, sınır absorpsiyonu veya temel absorpsiyon denilen yasak band enerjisi civarındaki ışık absorpsiyonudur.

Fotoiletkenliğin foton enerjisi ile olan değişimi fotoiletkenin spektral responsu olarak adlandırılır [37]. Materyalin bant aralığının karşısına eksitasyon ile ilgili olan fotoiletkenliğe asal fotoiletkenlik denir. Spektral respons eğrileri, absorpsiyon sınırına karşılık gelenden biraz daha uzun dalga boylarında oldukça şiddetli bir maksimum gösterirler. Maksimumdan daha uzun dalga boyları için, absorpsiyon ürünü serbest taşıyıcıların azalmasından dolayı eksitasyon azalır. Maksimumdan daha kısa dalga boyları için, ışık kuvvetli olarak absorplanır ve eksitasyon sadece yüzey yakınındadır. Genelde yüzeyde hacimden daha çok kusur bulunduğu için yüzeydeki taşıyıcı ortalama ömrü genel olarak çok küçüktür ve bundan dolayı fotoiletkenlik azalır. Eğer hacimli materyal, materyalin bant aralığı içindeki yerleşik seviyelere katkıda bulunan yeterince yüksek kusur yoğunluğu içeriyorsa, işgal edilmiş kusur seviyesinden iletkenlik bandına veya valans bandından işgal edilmemiş kusur seviyesine olan optiksel eksitasyona karşılık gelen fotoiletkenlik gözlemek sık sık mümkündür. Bu fotoiletkenlik bant aralığından daha küçük foton enerjileri için meydana gelir ve katkılı fotoiletkenlik olarak adlandırılır.

Bant aralığına karşılık gelen eksitasyondan daha az enerji gerektiren, bant aralığındaki kusurlardan olan direkt eksitasyondan dolayı, spektral respons daha uzun dalga boylarını kapsar.

#### 2.4. Fotoiletkenliğin Oluşma Hızı P(G) - Eğrilerine Bağlılığı

Bölüm 2.3 de söylendiği gibi  $p(\lambda)$  eğrisinin maksimumu aşağıdaki ifade ile verilen  $\lambda = \lambda_g$  ye karşılık gelmektedir.

$$\lambda \approx \frac{hc}{E_g} \quad (2.42)$$

Bu durumda bu dalgaboyundaki foton enerjisi materyalin enerji aralığına eşittir. Bu ışığa, sadece bant-bant eksitasyonunun mümkün olduğu diğer eksitasyonlar hariç  $p(G)$  eğrilerinin gözlenmesinde kullanılır.

Oluşma hızı  $G$ , bir dış uyarmadan dolayı birim zamanda materyalin birim hacminde oluşan serbest elektron ve hol sayısı olarak tanımlanır. Materyal  $\lambda_g$  dalgaboylu bir ışıkla aydınlatıldığında, materyal üzerine gelen foton serbest bir elektron ve hol yaratır. Şekil 2.9 da gösterilen örneğin  $x$  miktarında uyarıcı ışık şiddeti  $I(x)$  dir ve ( $y, z = \text{sabit}$ ;  $x, x + dx$ ) düzleminde oluşma hızı hakkındaki varsayıma göre

$$g(x) = - \frac{d}{dx} \left[ \frac{I(x)}{hc / \lambda} \right] \quad (2.43)$$

dir [36]. Burada ışık şiddeti, birim zamanda örneğin birim yüzeyine düşen herbiri  $hc / \lambda$  enerjili foton sayısıdır.

Beer'in absorpsiyon kanununa göre

$$I(x) = I_0 \exp [- \alpha(\lambda) x ] \quad (2.44)$$

şeklinde verilir. Denklem (2.43) ise

$$g(x) = \frac{\alpha(\lambda) \lambda I_0}{hc} \exp [- \alpha(\lambda) x ] \quad (2.45)$$

şeklinde tekrar yazılabilir. Burada aydınlatma ışık enerjisinin mümkün olduğu kadar çok kullanılması ile ilgilenilmiştir. Bundan dolayı örneğin aydınlatılmamış yüzeyinin oluşma hızı daha düşüktür.

$$g(0) \gg g(d) \quad (2.46)$$

ve denklem (2.45) ile

$$d > \frac{1}{\alpha(\lambda)} \quad (2.47)$$

dır. Ortalama oluşma hızı

$$G = \frac{1}{d} \int_0^d g(x) dx \quad (2.48)$$

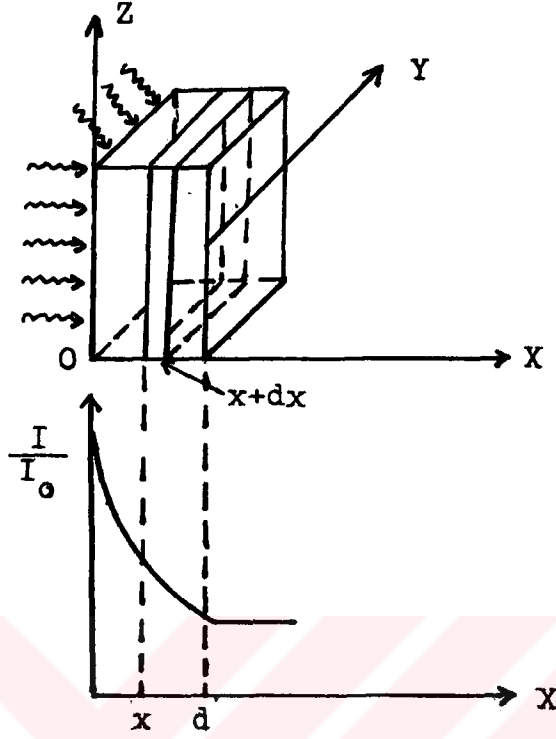
ile verilir. Denklem (2.45) ifadesini kullanarak

$$G = \frac{\lambda I_0}{d h c} \{1 - \exp [- \alpha(\lambda) d ]\} \quad (2.49)$$

şeklinde yazılır. Denklem (2.47) dan dolayı sadeleştirme yapılarak

$$G \approx \frac{\lambda I_0}{d h c} \quad (2.50)$$

elde edilir.



Şekil 2.9- a) Örneğin aydınlatılması, b) Işık şiddetinin örneğin içinde ve heriki tarafındaki dağılımı.

Farklı sıcaklıklarda  $p(G)$  eğrileri ile kusur çalışmasında rekombinasyon mekanizmasının bu kusurlar yoluyla olduğu varsayılmıştır. Bundan dolayı  $p(G)$  bağıntısı

$$p \sim G^\nu \quad (2.51)$$

olarak tekrar yazılır ve  $G$  değerlerinin her bölgesinde eksponent  $\nu$  tayin edilmiştir. Fakat serbest hol yoğunluğu bilinmeyen olarak kalır ve o elektron tarafsızlık (neutrality) denklemi ile hesaplanır. Bu şartlar altında

$$p \sim n^{\nu*} \quad (2.52)$$

Denklem (2.51) ve denklem (2.52) den

$$\nu = \frac{G}{p} \frac{dp}{dG} = \frac{d \ln p}{d \ln G} \quad (2.53)$$

ve

$$\nu^* = \frac{n}{p} \frac{dp}{dn} = \frac{d \ln p}{d \ln n} \quad (2.54)$$

heriki ifadeden dolayıda

$$\frac{\nu}{\nu^*} = \frac{d \ln n}{d \ln G} \quad (2.55)$$

ve son olarakta

$$n \sim G^{\nu/\nu^*} \quad (2.56)$$

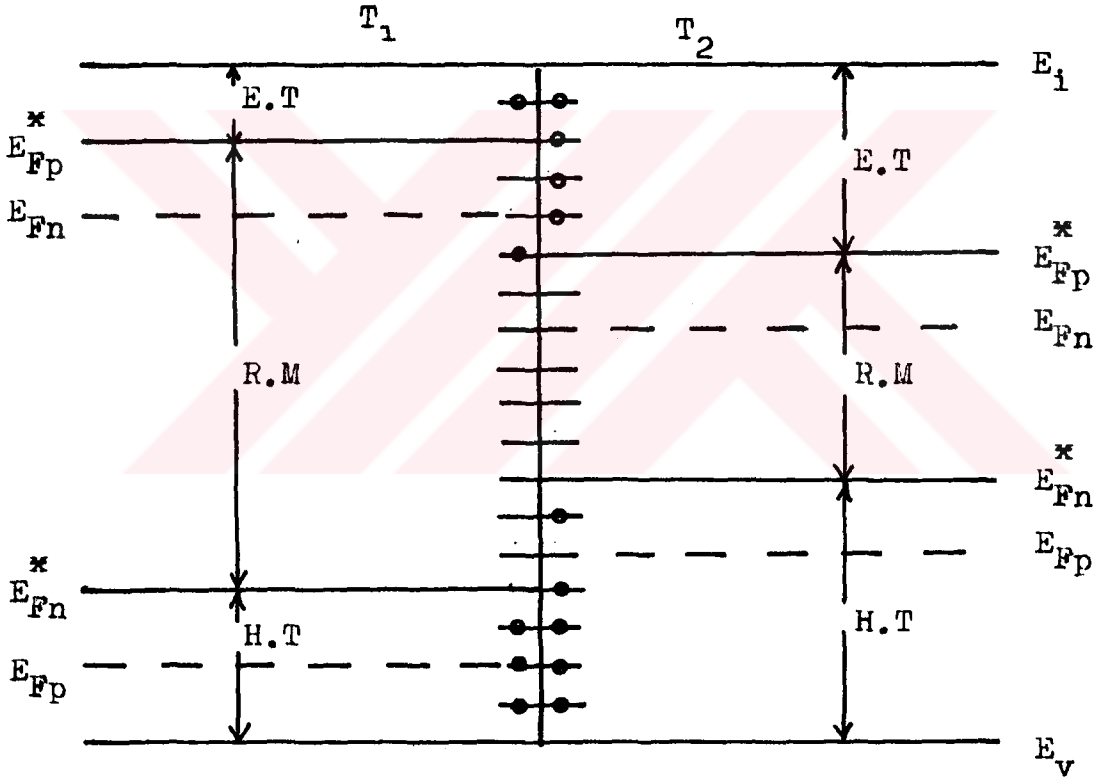
yazılabilir.

## 2.5. Fotoiletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı

Fotoiletkenlik olayında sıcaklığın değiştirilmesi ile yerleşik seviyelerin hem davranışları hem de işgal durumları değişmektedir. Şekil 2.10 da p-tip bir yarıiletkende sıcaklığın  $T_1$  den  $T_2$  ye artırılmasıyla yerleşik seviyelerde meydana gelen değişiklikler gösterilmiştir.

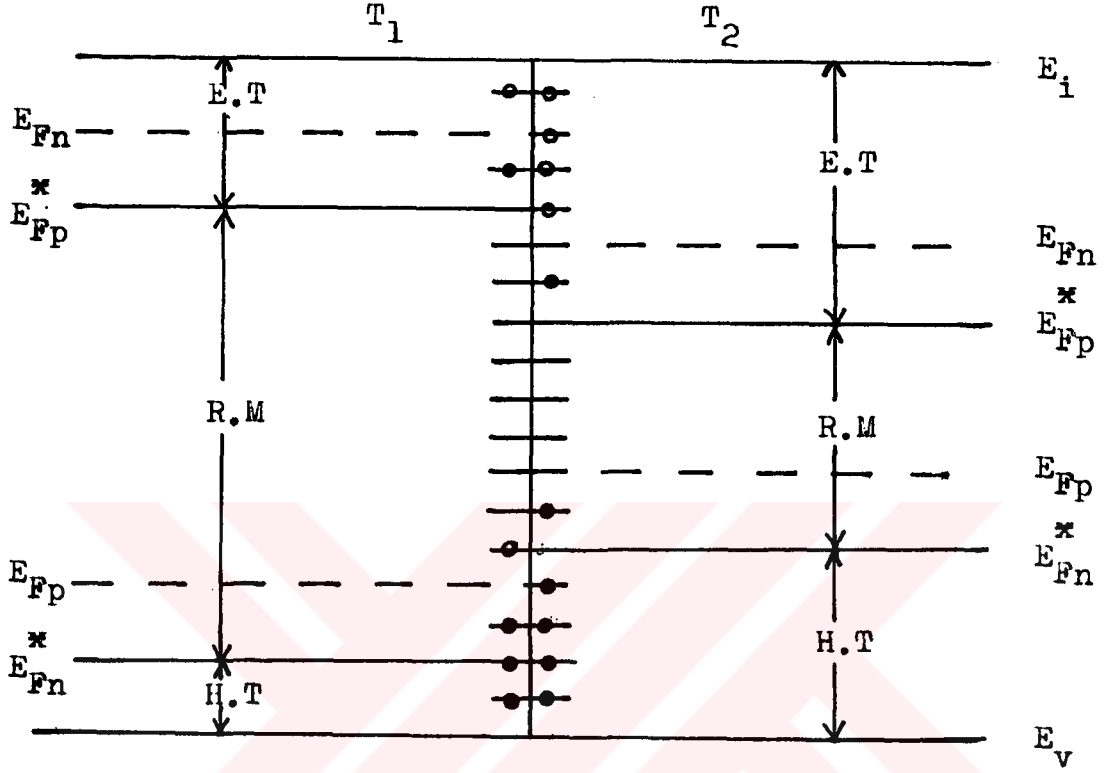
Şekil 2.10 da  $E_{Fn}$  ve  $E_{Fp}$  elektron-quasi Fermi seviyesi ve hol-quasi Fermi seviyesini göstermektedir.  $E_{Fp}^*$  ve  $E_{Fn}^*$  ise elektron demarcation ve hol demarcation seviyeleridir. Sıcaklık  $T_1$  den  $T_2$  sıcaklığına yükseltildiğinde yerleşik seviyelerin durumlarında değişiklikler meydana gelmektedir.

İlk durumda bazı rekombinasyon merkezleri sıcaklık arttıktan sonra elektron ve hol tuzakları olur ve aynı zamanda bazı yerleşik seviyelerin işgal durumları da değişir. Örneğin işgal edilmemiş hol tuzaklar, elektronlarla işgal edilmiş hol tuzaklar olur. Ayrıca ikinci durumda yani  $T_2$  sıcaklığında rekombinasyon olasılığı ilk durumdan daha azalır ve serbest taşıyıcı yoğunluğu  $n$  ve  $p$  de değişmektedir. Şekil 2.11 de ise n-tipi bir yarıiletken için farklı sıcaklıklardaki yerleşik seviyelerin durumu gösterilmektedir.



Şekil 2.10- p-tip yarıiletken için  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklığındaki elektron - hol<sup>quasi</sup> Fermi ve elektron - hol demarcation seviyeleri.





Şekil 2.11- n-tip yarıiletken için  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklıklarındaki ( $T_1 < T_2$ ) elektron-hol<sup>quasi</sup> Fermi ve demarcation seviyeleri.

## 2.6. Değişken Işık Metodu

### 2.6.1. Genel Bilgi

Fotoiletken bir malzemenin yapısındaki bozukluklar p-tip yarıiletkenlerde  $p(G)$ , n-tip yarıiletkenlerde ise  $n(G)$  eğrilerini doğrusallıktan saptırma şeklinde bir etki yapar. Bu sapmalar, lineeraltı (sublinear) veya lineerüstü (hyperlinear) olabilir. Burada uyarma şiddetinin ölçmeden önce ve ölçme sırasında malzeme dinamik dengede bulunacak şekilde sabit kaldığı varsayılmaktadır. Ancak bir takım yapı kusurlarının karakteristik büyüklükleri düşük olduğundan bunlar  $n(G)$  veya  $p(G)$  karakteristik eğrilerinde doğrusallıktan his-

sedilir bir sapma oluşturmazlar. Bu tip yapı kusurları bir modülasyon metodu ile keşfedilebilir [34]. Değişken ışık metodu böyle bir metottur.

Değişken ışık metodu ilk defa 1949 da Fassbender ve Lehmann [38] tarafından ilkel bir şekilde ortaya atılmıştır. Burada kullanılacak en yüksek frekanslar, n-tipi yarıiletkenler için yapı kusurlarında iletkenlik bandına elektron geçiş faktörlerinden çok daha küçük olmalıdır. Ancak Fassbender-Lehmann metodu çok düşük frekanslarda uygulanamaz. Böylece uygulanabilen modülasyon frekansları

$$\frac{1}{\tau_{resp}} \ll \omega_m \ll \gamma_{jn} \quad j = 1, 2, \dots \quad (2.57)$$

şartı ile sınırlıdır. Bu yoldan bant aralığındaki elektron tuzaklarının dağılım yoğunluğu serbest taşıyıcıların ömrü, mobilitesi ve deeksitasyon sırasındaki malzemenin cevap hızı hesaplanabilir. Ancak bütün bunlar çok sınırlı bir frekans aralığında yapılabilirdi. Birkaç yıl sonra Niekisch [39,40] tarafından frekans aralığının genişliği, yüksek frekanslar yönünde artırılmış ve bu sayede yapı kusurlarının elektron yakalama kesitleri hesaplanabilmiştir. Ancak bütün hesaplar yalnız tuzaklar için mümkün olup, taşıyıcı rekombinasyon merkezleri hakkında herhangi bir şey söylenemiyordu. Ayrıca düşük frekans sınırı hala (2.57) eşitsizliği ile saptanmaktaydı.

Taşıyıcıların kusur seviyelerinden gerek iletkenlik gerekse valans bandına geçiş ve geri dönüş hızlarının tayini için diğer bir teşebbüs Adirovic [41] tarafından yapılmıştır. Burada dikkate alınan nokta örnek üzerine düşen zamana göre sinüzoidal şiddetteki ışığın foton enerjisi, örnek malzemesinin enerji aralığına eşit olmayıp, incelenmekte olan kusur ile valans bandı tepesi arasındaki enerji aralığına eşit olduğu, ışık şiddetinin sabit bileşeninin ise örnek malzemesinin enerji aralığına eşit enerjili fotonlardan oluştuğudur.

Bu çalışmada kullanılan ışık modülasyon metodu ref.[34] de izah edilmektedir. Bu metodun seçilmesinin ana sebebi, enerji bant aralığındaki yapı bozukluklarına ait karakteristik büyüklüklerin ölçülmesidir. Diğer sebep ise, örnek üzerine düşen ışık modülasyon frekansında sınırlamaların olmamasıdır. Ölçüm esnasındaki ışık enerjisi, mümkün mertebe malzemenin enerji aralığına yakın ve sabit tutulmuştur. Böylece örneğin  $p(\lambda)$  karakteristik eğrisinde en yüksek fotoakımı verecek eksitasyon ışığı verilmiştir.

### 2.6.2. Metodun Genel Tarifi

Aydınlatma ışığının dalgaboyu tespit edildikten sonra ışık şiddetinin bütün zaman aralıklarında örneğin iki elektrodu arasındaki bölgede sabit olduğu varsayılmaktadır. Şiddetin zamana bağlılığı

$$I(t) = I_{st} + \tilde{I} \exp(i\omega_m t), \quad \tilde{I} \ll I_{st} \quad (2.58)$$

ifadesi ile verilir. Burada bağımsız değişken  $\omega_m$  frekansıdır. Böylece, serbest taşıyıcı oluşma hızının zamana bağlılığı  $G$  de (2.58) e benzer olacaktır.

$$G(t) = G_{st} + \tilde{G} \exp(i\omega_m t) \quad (2.59)$$

Burada  $G_{st}$  zamandan bağımsız terim ve  $\tilde{G}$  ise  $G_{st}$  ile üst üste gelerek ( $\omega_m$  frekansı ile modüle edilmiş) eklenen küçük terimlerin genliğidir ve yarı-kararlı durum (quasi steady state) şartının sağlanması için

$$\tilde{G} \ll G_{st} \quad (2.60)$$

yerine getirilmelidir. Şimdi,  $\tilde{G} \ll G_{st}$  olduğuna göre gerek serbest gerekse yerleşik taşıyıcıların sayılarının, bu taşıyıcıların dinamik denge durumundaki sayılarına hemen hemen eşit oldukları düşünülürse, hız denklemlerine lineer

ekstrapolasyon uygulanarak durumun yarı-kararlı olduğu varsayılır. Şekil 2.3 ye göre hız denklemleri şöyle verilir.

$$\dot{n} = G(t) + \sum_j (\nu_{j2} - \nu_{j1}) = G(t) + \sum_j (r_{jn} n_j Z_{jn} - r_{jn} n_j Z_{jp}) \quad (2.61a)$$

$$\dot{Z}_{jn} = \nu_{j1} - \nu_{j2} - \nu_{j3} + \nu_{j4}$$

$$\dot{Z}_{jn} = r_{jn} n_j Z_{jp} - r_{jn} n_j Z_{jn} - r_{jp} p_j Z_{jn} + r_{jp} p_j Z_{jp} = -\dot{Z}_{jp} \quad (2.61b)$$

$$\dot{p} = G(t) + \sum_j (\nu_{j4} - \nu_{j3}) = G(t) + \sum_j (r_{jp} p_j Z_{jp} - r_{jp} p_j Z_{jn}) \quad (2.61c)$$

Burada parametrelerin üzerindeki noktalar zamana göre türev anlamına gelmektedir.

(2.61a,b,c) denklemlerinde  $n, Z_{jn}, Z_{jp}$  ve  $p$  yerine

$$n(t) = n_{st} + \Delta n(t) \quad (2.62a)$$

$$Z_{jn}(t) = Z_{jn,st} + \Delta Z_{jn}(t) \quad (2.62b)$$

$$Z_{jp}(t) = Z_j - Z_{jn}(t) = Z_{jp,st} + \Delta Z_{jp}(t) \quad (2.62c)$$

$$p(t) = p_{st} + \Delta p(t) \quad (2.62d)$$

$\max(\Delta n(t)) \ll n_{st}$ ,  $\max(\Delta p(t)) \ll p_{st}$ ,  $\max(\Delta Z_{jn}(t)) \ll Z_{jn,st}$   
 $\max(\Delta Z_{jp}(t)) \ll Z_{jp,st}$  konursa

$$[\Delta n(t)]' = \Delta G(t) - \Delta n(t) \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} - \sum_j r_{jn} (n_{st} + n_j) \Delta Z_{jp}(t) \quad (2.63a)$$

$$[\Delta Z_{jn}(t)]' = - [\Delta Z_{jp}(t)]' = - [r_{jp}(p_{st} + p_j) + r_{jn}(n_{st} + n_j)] \Delta Z_{jn}(t) + r_{jn} Z_{jp,st} \Delta n(t) - r_{jp} Z_{jn,st} \Delta p(t) \quad (2.63b)$$

$$[\Delta p(t)]' = \Delta G(t) - \Delta p(t) \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} - \sum_j r_{jp}(p_{st} + p_j) \Delta Z_{jn}(t) \quad (2.63c)$$

ifadeleri elde edilir. (2.59) a göre (2.62a,b,c,d) ifadeleri

$$n(t) = n_{st} + \tilde{n} \exp(i\omega_m t) \quad (2.64a)$$

$$Z_{jn}(t) = Z_{jn,st} + \tilde{Z}_{jn} \exp(i\omega_m t) \quad (2.64b)$$

$$Z_{jp}(t) = Z_j - Z_{jn}(t) = Z_{jp,st} + \tilde{Z}_{jp} \exp(i\omega_m t) \quad (2.64c)$$

$$p(t) = p_{st} + \tilde{p} \exp(i\omega_m t) \quad (2.64d)$$

şeklinde yazılırsa (2.63a,b,c) ifadeleri

$$i\omega_m \tilde{n} = \tilde{G} - \tilde{n} \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} - \sum_j r_{jn}(n_{st} + n_j) \tilde{Z}_{jp} \quad (2.65a)$$

$$i\omega_m \tilde{Z}_{jn} = - \frac{\tilde{Z}_{jn}}{\tau_j} + r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p} = -i\omega_m \tilde{Z}_{jp} \quad (2.65b)$$

$$\tilde{Z}_{jn} = \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} (r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p}) = - \tilde{Z}_{jp}$$

$$i w_m \tilde{p} = \tilde{G} - \tilde{p} \sum_j r_{jp} Z_{jn,at} - \sum_j r_{jp} (p_{at} + p_j) \tilde{Z}_{jn} \quad (2.65c)$$

olur. Burada  $\tau_j$  serbest ve yerleşik taşıyıcıların kararlı duruma dönme zamanı olup (2.16) ile verilmektedir.

(2.65a,c) ifadelerinde  $\tilde{Z}_{jn}$  ve  $\tilde{Z}_{jp}$  yerine (2.65b) ifadesi kullanılırsa aşağıdaki bağıntılar elde edilir.

$$G = [ i w_m (1 + A) + B ] \tilde{n} + D \tilde{p} \quad (2.66a)$$

$$G = [ i w_m (1 + C) + D ] \tilde{p} + B \tilde{n} \quad (2.66b)$$

Buradan

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = (1 + C) \left[ i w_m + \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right] \quad (2.67a)$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = (1 + A) \left[ i w_m + \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right] \quad (2.67b)$$

ifadeleri elde edilir. A, B, C, D ifadeleri ise şöyle verilir [42].

$$A = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} ; \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} = r_{jn} \tau_j Z_{jp} \quad (2.68a)$$

$$B = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial R_j}{\partial n} ; \frac{\partial R_j}{\partial n} = r_{jn} r_{jp} (p_{at} + p_j) \tau_j Z_{jp} \quad (2.68b)$$

$$C = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p} ; \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p} = r_{jp} \tau_j Z_{jn} \quad (2.68c)$$

$$D = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial R_j}{\partial p} ; \frac{\partial R_j}{\partial p} = r_{jn} r_{jp} (n_{st} + n_j) \tau_j Z_{jn} \quad (2.68d)$$

Hemen hemen kararlı durumlarda  $w_m \rightarrow 0$  olup [34] ün (4.3) ifadesi

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \left[ \frac{1}{\tau_n(w_m)} \right] + i w_m (1 + A) \quad (2.69)$$

olur. Ayrıca [34] ün 3.15 ifadesi ve (2.68a-d) den  $w_m \rightarrow 0$  için

$$\frac{1}{\tau_{resp}} = \lim_{w_m \rightarrow 0} \left[ \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right] \quad (2.70)$$

elde edilir. (2.67a,b) ve (2.70) ifadeleri (2.57) e uygun sinüzoidal modülasyonlu ışık için

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = i w_m (1 + A) \quad (2.71a)$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = i w_m (1 + C) \quad (2.71b)$$

olur. Böylece Fermi seviyesinin ( $E_{Fn}$ ) bant aralığına yakın olduğu boş elektron tuzaklı p-tipi yarıiletkenler için (2.71b) ifadesi şöyle yazılabilir. ( $Z = Y$  alınarak)

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = w_m^2 \sum_j \frac{r_{jp} \tau_j^2 Y_{jn}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} + i w_m \left[ 1 + \sum_j \frac{r_{jp} \tau_j Y_{jn}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \right] \quad (2.72)$$

Bu durumda

$$\text{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \sum_j \frac{(w_m / w_j)^2}{1 + (w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} p_j Y_j}{p_{st} + p_j} \quad (2.73a)$$

ve

$$\text{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = w_m + \sum_j \frac{(w_m / w_j)}{1 + (w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} p_j Y_j}{p_{st} + p_j} \quad (2.73b)$$

dir. Burada

$$w_j \equiv \frac{1}{\tau_j} \equiv r_{jp} (p_{st} + p_j) \quad \text{ve} \quad Y_{jn} = \frac{p_j}{p_{st} + p_j} Y_j \quad (2.74)$$

eşittir [17].

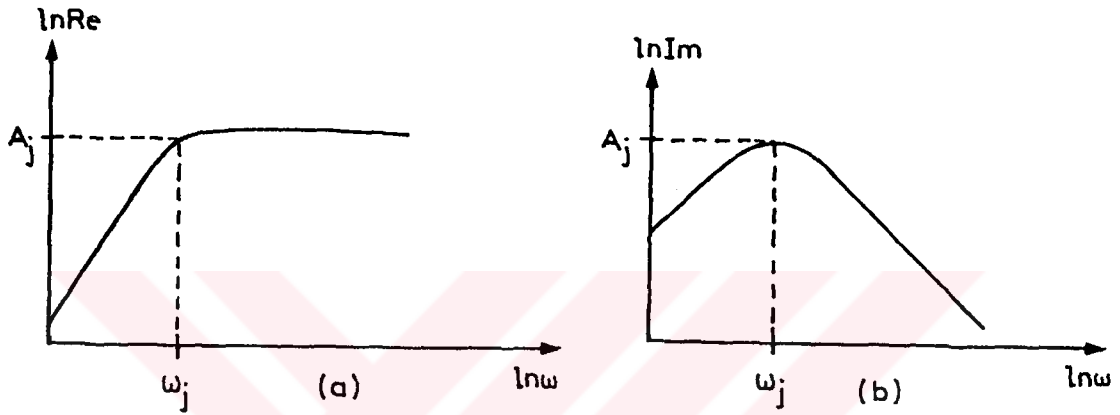
Buna benzer bağıntılar Fermi seviyesi ( $E_{FP}$ ) yarıiletken bant aralığının ortasına oldukça yakın olduğu elektron tuzaklarının kısmen elektron kısmen de hollerle dolu, hol tuzaklarının ise tamamen elektronlarla dolu olduğu n-tipi bir yarıiletken içinde geçerlidir. Sadece bu durumda p ve Y yerine n ve X konmalıdır.

Denklem (2.73a) ve (2.73b) deki  $r_{jp}$ , yoğunluğu  $Y_j$  olan j.inci seviyenin hol yakalama katsayısıdır. Toplam  $\text{Re} [\tilde{G} / \tilde{p}]$  ve  $\text{Im} [\tilde{G} / \tilde{p}]$  ye katkıda bulunan tüm seviyeleri içermektedir. Sürekli tuzak durumunda toplamın yerine integral geçmektedir. (2.73ab) ifadeleri ref. [12,13] de de kullanılmış ve "Ağırlık fonksiyonları" (weighting functions)



olarak isimlendirilmişlerdir. Şekil 2.13  $\text{Re} [ \tilde{G} / \tilde{p} ]$  ve  $\text{Im} [ \tilde{G} / \tilde{p} ]$  ye sadece bir tek seviyenin katkıda bulunduğunu gösterir.

Dip not:  $\text{Re} [ \tilde{G} / \tilde{p} ]$  ve  $\text{Im} [ \tilde{G} / \tilde{p} ]$  nin hesaplanmasına ait işlemler ek'te verilmiştir.



Şekil 2.13 - a)  $\tilde{G} / \tilde{p}$  nin sadece tek seviye katkılı reel kısmı ve b) imajinel kısmı. Heriki eğrinin de polleri  $w_m = w_j$  de meydana geliyor ve  $(1/2) r_{jp} p_j Y_j / (p_{st} + p_j)$  değeri ne eşittir.  $w_m \ll w_j$  için eğriler sırasıyla 2 ve 1 eğimli doğrular,  $w_m \gg w_j$  için de sırasıyla 0 ve -1 eğimli doğrulardır.

Bu durumda  $w_m = w_j$  için denklem (2.73ab) aşağıdaki ifadelere indirgenir.

$$\begin{aligned} \text{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] &= \text{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \frac{1}{2} r_{jp} \frac{p_j Y_j}{p_{st} + p_j} \\ &= \frac{1}{2} w_j \frac{p_j Y_j}{(p_{st} + p_j)^2} \end{aligned} \quad (2.75)$$

$w_m \ll w_j$  için denklem (2.73a,b)

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \left( \frac{w_m^2}{w_j} \right) \frac{p_j Y_j}{(p_{st} + p_j)^2} \quad (2.76a)$$

$$\operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = w_m \frac{p_j Y_j}{(p_{st} + p_j)^2} \quad (2.76b)$$

şeklinde yazılır. Şekil 2.13 de  $\operatorname{Re} (\tilde{G} / \tilde{p})$  ve  $\operatorname{Im} (\tilde{G} / \tilde{p})$  nin  $w_m$  ile logaritmik değişiminde denklem (2.76a) ve (2.76b) sırasıyla 2 eğimli doğru ve 1 eğimli doğruyu verir.

$w_m \gg w_j$  için denklem (2.73 a,b)

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \frac{w_j p_j Y_j}{(p_{st} + p_j)^2} \quad (2.77a)$$

$$\operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = w_m + \frac{w_j^2 p_j Y_j}{w_m (p_{st} + p_j)^2} \quad (2.77b)$$

olur. Yine şekil 2.13 deki değişimde denklem (2.77a) ve (2.77b) sırasıyla yatay doğruyu ve -1 eğimli doğruyu vermektedir.

Yüksek sıcaklıklarda  $(E_F - E_v > E_j - E_v)$  geçerli olan  $p_j \gg p_{st}$  ise denklem (2.75)

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \frac{1}{2} r_{jP} Y_j \quad (2.78)$$

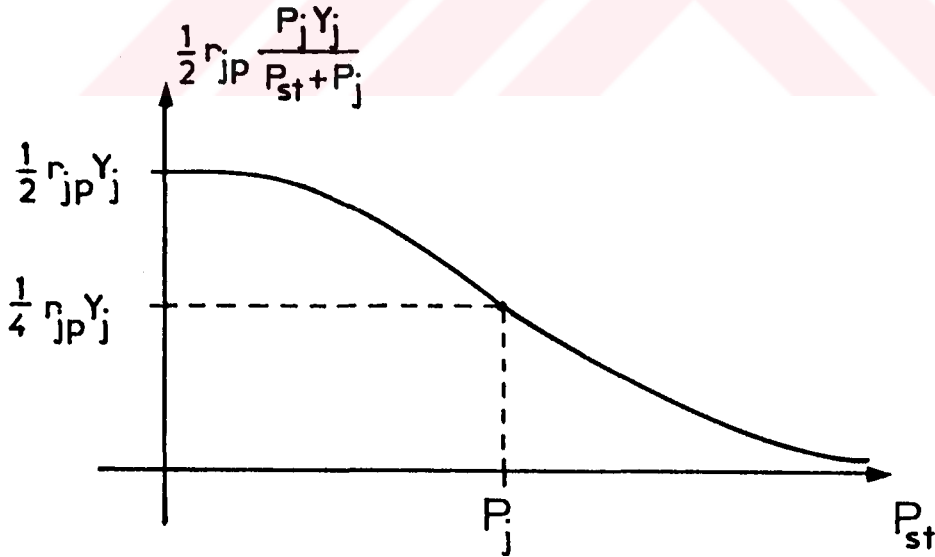
şeklını alır. Düşük sıcaklıklarda ( $E_F - E_V < E_j - E_V$ ),  $p_j \ll p_{st}$  ise (2.75) ifadesi

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \frac{1}{2} r_{jP} Y_j \frac{p_j}{p_{st}} \quad (2.79)$$

şeklinde yazılır ve eğer  $p_j = p_{st}$  ( $E_F = E_j$ ) ise

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \frac{1}{4} r_{jP} Y_j \quad (2.80)$$

olarak yazılır.  $\operatorname{Re} (\tilde{G} / \tilde{p})$  ve  $\operatorname{Im} (\tilde{G} / \tilde{p})$  nin bu davranışları da şekil 2.14 de verilmiştir.



Şekil 2.14-  $p_{st}$  değişimi için  $w_m = w_j$  deki  $\operatorname{Re} (\tilde{G} / \tilde{p})$  ve  $\operatorname{Im} (\tilde{G} / \tilde{p})$  davranışı.  $p_{st} = p_j$  için başlangıç değerinin yarısına indirgenir.

## 2.7. Kristal Büyütme Ve Örnek Hazırlanması

TlInS<sub>2</sub> tek kristali vakum altında (  $\approx 10^{-6}$  Torr ) kapatılmış silis tüp içinde herbir bileşenin stoikiometrik miktarlarının direkt olarak eritilmesiyle büyütülmüştü ve elde edilen TlInS<sub>2</sub> kristalleri parlak turuncu renkte tabakalardan oluşmuş plakalar halinde idi. Şekil 2.15 de Jeol JSM - 840A Tarama (Scanning) mikroskoptan alınan TlInS<sub>2</sub> kristaline ait yüzey fotoğrafında da bu tabakalar görülmektedir.

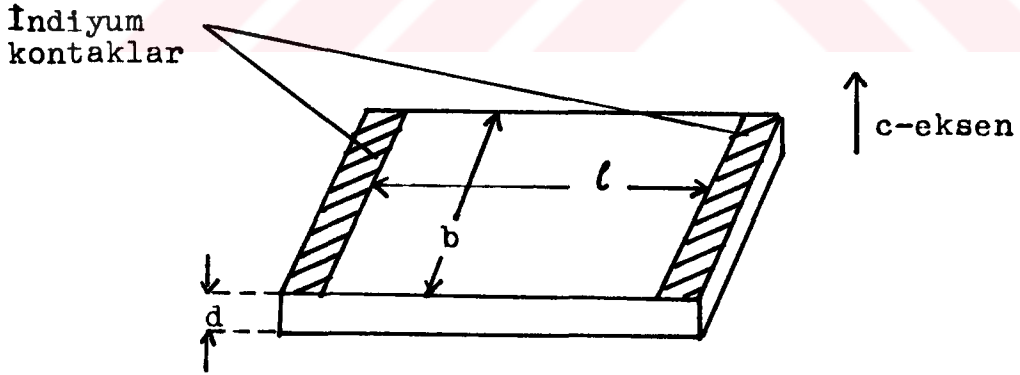


Şekil 2.15- Scanning mikroskoptan alınan TlInS<sub>2</sub> kristalinin yüzey fotoğrafı.

Karanlık iletkenlik ve fotoiletkenlik ölçümleri için kullanılan örnek, ampul içinde büyütülmüş tabaka kristallerden ayrılmıştı. In, Au, Ag ve Cu gibi farklı metallerin

TlInS<sub>2</sub> materyali ile düşük dirençli omik kontaklar oluşturduğu bulunmuştu ve bu çalışmada TlInS<sub>2</sub> ile düşük dirençli In omik kontaklar vakum buharlaştırma metodu ile kaplandı. Kontaklar farklı kalınlıklardaki örneklerin direnç ölçümleri dört nokta metodu ile kontrol edilmiş ve bundan [20,23,30,43] literatürlerinde bahsedilmiştir. TlInS<sub>2</sub> kristallerinin kalınlıkları 0.01 ve 0.5 mm arasında değişirken yüzeyleri 5 x 5 mm<sup>2</sup> idi. Bu çalışmada kullanılan örneklerin tipik boyutları ise 2 x 2 x 0.05 mm<sup>3</sup> ve tüm örnekler p-tip yarıiletkenlerdir. Bu termoelektrik voltaj ölçümleri ile ispatlanmıştır.

Kullanılan örneklerin sistematik gösterimi şekil 2.16 da verilmiştir. Paralel iki In kontak arasındaki  $l$  mesafesi, kontaklar arasına uygulanan voltajın sonucu olarak, kristalin içindeki elektrik alanın üniform dağılması için örneğin  $d$  kalınlığından birkaç mertebe daha büyüktü.



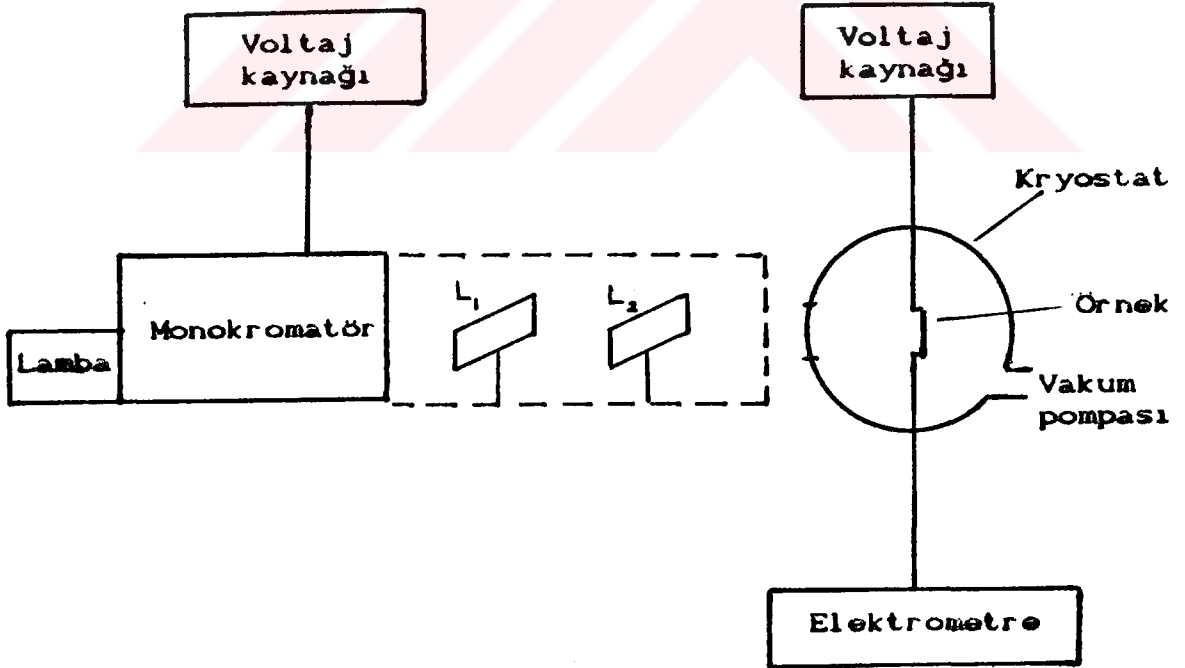
Şekil 2.16- Kullanılan örneğin sistematik gösterilişi.

### III. BULGULAR

#### 3.1. Dalgaboyuna Bağlı Olarak Fotoakım ölçümleri

##### 3.1.1. Deneysel Düzenek

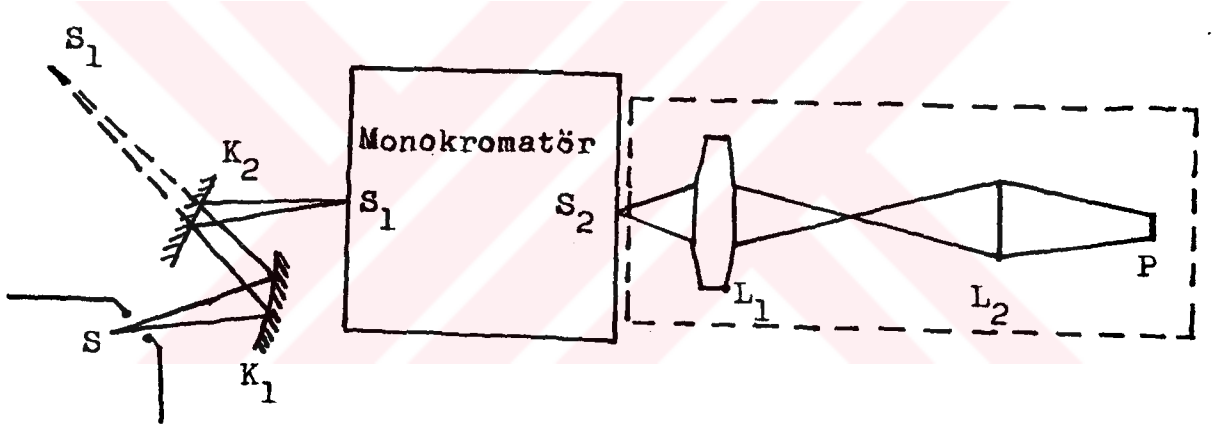
Fotoakım ölçümü için kullanılan düzeneğin blok diyagramı Şekil 3.1 de gösterilmiştir. — Örnek Air Products kryostat model CSA-102 içine yerleştirilerek, mirror monokromatör SPM 2 (Zeiss Jena) monokromatör ile aydınlatıldı ve ölçümler 6110 A DC power supply ( Hewlett- Packard ), 602 solid state elektrometer ( Keithley Instruments ) ve Edward vakum ünitesi kullanılarak vakum altında yapıldı.



Şekil 3.1- Fotoiletkenlik ölçümleri için kullanılan düzeneğin blok diyagramı.  $L_1$ ,  $L_2$  mercekleri göstermektedir.

### 3.1.2. Monokromatör İle Aydınlatma Düzeninin Tarifi

Örneğin monokromatör ile aydınlatma düzeni şekil 3.2 de verilmektedir. Bu düzen  $S_1$  monokromatör girişi öncesi, ışınların monokromatör içinde ilerleyişi ve  $S_2$  monokromatör çıkışı sonrası olmak üzere üç kısımdan oluşmaktadır. Düzenin ana gayesi  $S_2$  yarığından çıkan monokromatik ışık demetinin en az kayıpla örnek yüzeyini homojen bir şekilde aydınlatmasıdır.



Şekil 3.2- Monokromatör ile aydınlatma düzeneği. S ışık kaynağını,  $S_1$  ve  $S_2$  monokromatör giriş yarığı ve monokromatör çıkış yarığını, P ise örneği göstermektedir.  $K_1$  düz aynalar,  $L_1$  dışbükey ve  $L_2$  ince merceklerdir.

Düzenin birinci kısmı, esas itibarıyla elektromagnetik spektrumun görünür ışık ile beraber yakın kızılaltı ve morötesi bölgelerinde yayın yapan ışık kaynağını (S) kapsar. Işık kaynağı halojen atmosfer içinde 30 w gücündeki bir akkor filemanlı ampul olup 6 voltluk doğru akım ile bes-

lenmektedir. Işık kaynağından sonra bir diyaframdan geçen ışık prizmanın toplam alanını aydınlatmakta ve bu şekilde kayıplar minimize edilmektedir. Kullanılabilir ışık akısını içbükey  $K_1$  ve düz  $K_2$  aynalar sistemi tayin eder. Bu iki ayna şekil 3.2 de görüldüğü gibi S kaynağından çıkan ışığı  $S_1$  yarığına yansıtır. Bu düzenin amacı örneğin homojen bir şekilde aydınlatılması olduğundan bunu sağlayabilmek için ışık düz bir yüzeyden çıkıp örnek üzerine düşmektedir. Bu yüzeyde  $K_2$  aynasıdır.  $K_1$ 'in eğim merkezine S ışık kaynağı yerleştirilirse  $K_2$  homojen ışığı alıp yansıtır.

Düzenin üçüncü kısmında monokromatör çıkışından sonra  $L_1$  bir dışbükey mercek toplayıcı görevi yapmakta ve  $L_2$  daha ince bir toplayıcı mercekten sonra soğurucu filtre takmak için yuvalar bulunmaktadır. Monokromatörün  $S_2$  çıkışı yarığı ile beraber bütün üçüncü kısım aletleri optik bir ray üzerine çizgisel düzende monte edilmiştir.  $K_1$  ayna yüzeyinin asgari ışık kaybı ile P örneği üzerinde görüntülenmesi amacıyla aydınlatılmış  $K_1$  yüzeyi üzerine ışık geçirmeyen bir ibre yerleştirilerek görüntüsü P noktasına düşecek şekilde  $L_2$  merceğinin yeri ayarlandı. Düzenin bu bölümü siyah duvarlı dikdörtgen bir kutunun içindedir. Böylece monokromatörden gelenin dışında örnek üzerine çevreden gelen ışık en aza indirilmiş olur.

### 3.1.3. Ölçümler

En son çalışmalardan [30] de  $TlInS_2$ ,  $TlGaSe_2$  ve  $TlGaS_2$  in bazı elektriksel ve optiksel özellikleri incelenmiştir. Özellikle [21,43] çalışmalarında  $TlInS_2$  kristalinin özellikleri araştırılmış ve bu çalışmalarda ortaya çıkan en ilginç sonuç,  $TlInS_2$  kristalinin 300 K de 2.33 ve 2.28 eV ye eşit direkt ve indirekt iki enerji aralığına sahip olmasıdır. Bu bilgiyi birbirinden bağımsız deneylerle kontrol etmek ilginç olacaktır. Bu amaçla önceki sonuçlar için diğer bilgiler arasında gerekli kontrolleri de sağlayabildiğinden bu materyalin fotoiletkenlik çalışması tercih edildi.

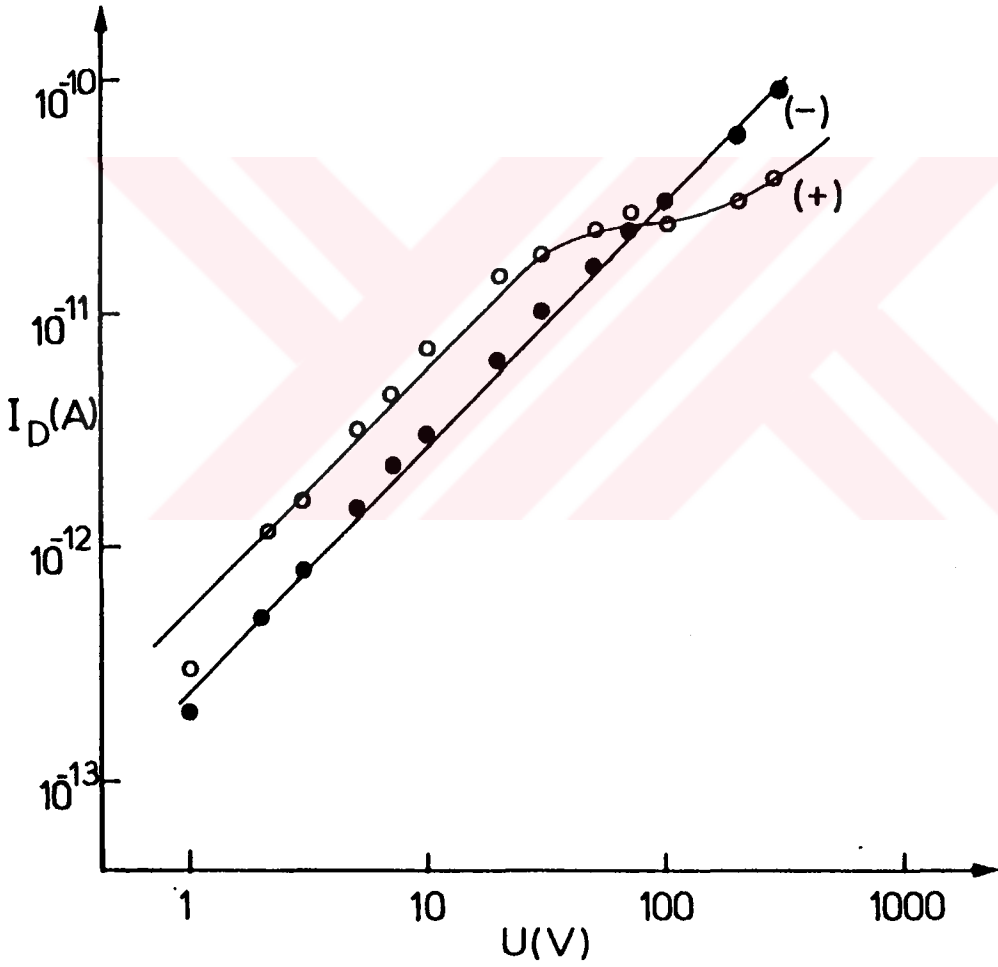


Materyalin homojen olmayan hacim aydınlatılmasından kaçınmak için d kalınlığı Beer absorpsiyon kanununa uygun olarak seçildi.

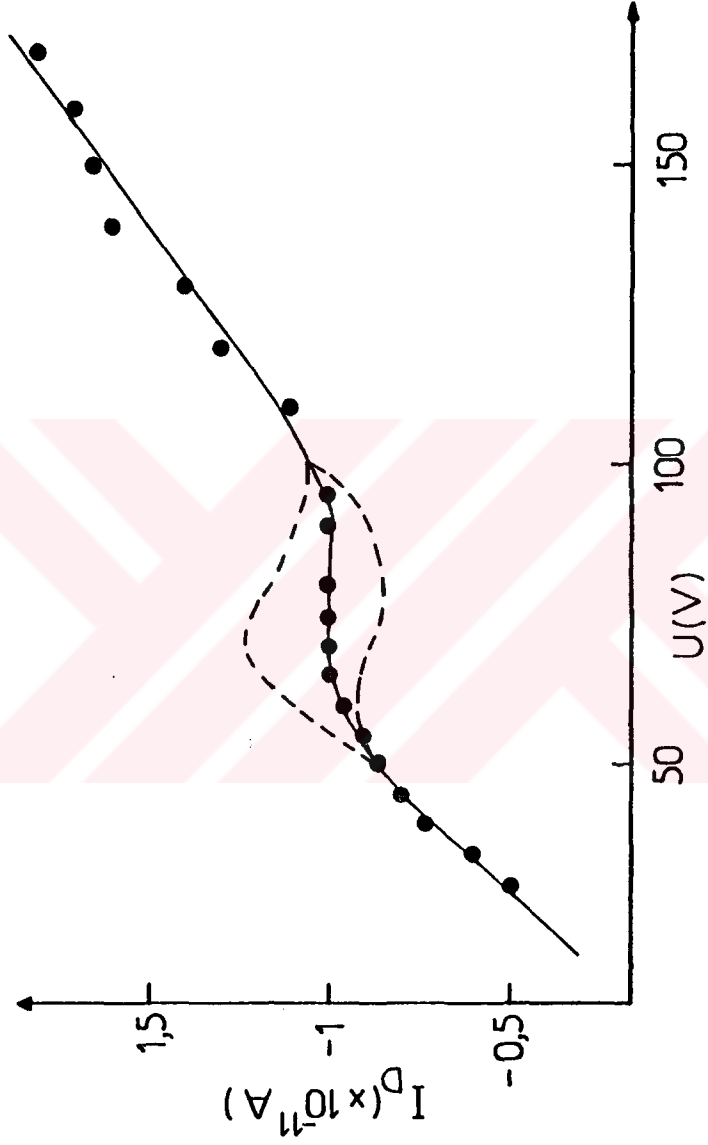
$$J = J_0 e^{-\alpha d} \quad (3.1)$$

Burada  $J_0$  ışığın materyal içinden geçmeden önceki,  $J$  ise materyalin içinden geçtikten sonraki şiddetidir.  $\alpha$ ,  $J/J_0 \approx 1/e$  şartına uyan absorpsiyon katsayısıdır. Ayrıca numune yüzeyinin inhomojen olarak aydınlatılmamasına dikkat edildi.

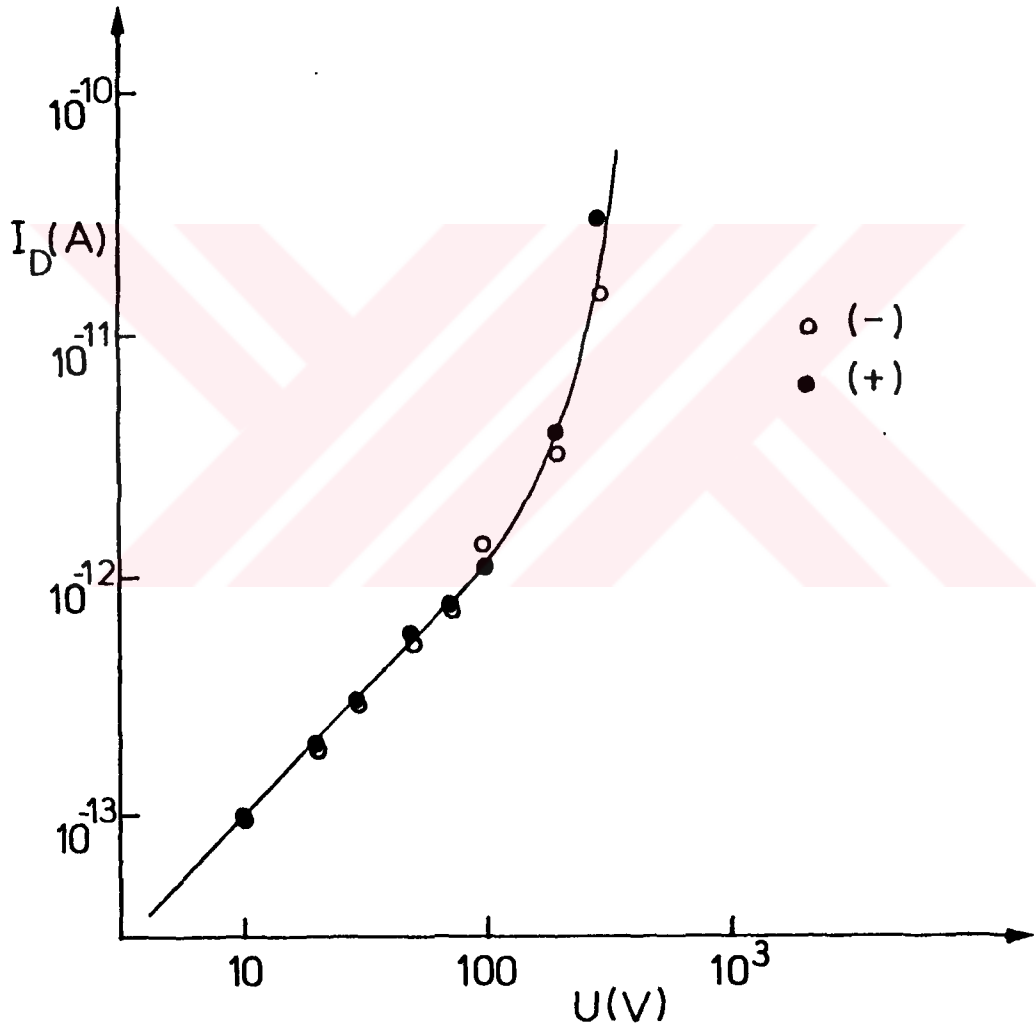
Öncelikle 300 K ve 90 K sıcaklıklarında numunenin karanlıkta ve aydınlatma altında akım-voltaj değişimi incelendi ve bu ölçümler sonucu elde edilen I-U değişimleri şekil 3.3, 3.4, 3.5, 3.6 ve 3.7 de verildi. Karanlıktaki ölçümlerde 90 K de I-U değişimi 100 V a kadar lineer kalırken 300 K deki I-U değişimi 1-30 V aralığında lineerdi. 50-100 V aralığı tekrar incelendiğinde değişimde lineer, negatif diferansiyel direnç (NDR) ve sublineer olmak üzere üç bölge gözlemlendi. Şekil 4.4 den de görüldüğü gibi 50-100 V bölgesinde bir tür saturasyon ve çok zayıf bir negatif diferansiyel direnç (NDR) göstermektedir ve bu bölgedeki akım osilasyonları 5 ve 15 pA genlikleri arasında değişmektedir. Aynı şekilde bu osilasyonların genlik limitleri kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Daha sonra monokromatör kullanılarak aydınlatılan materyalin 300 K ve 90 K sıcaklığında I-U değişimi incelendi ve heriki sıcaklıkta da 1-1000 V aralığında değişimin simetrik ve lineer olduğu görüldü. Tüm ölçümler  $\sim 10^{-5}$  Torr vakum altında yapıldı.



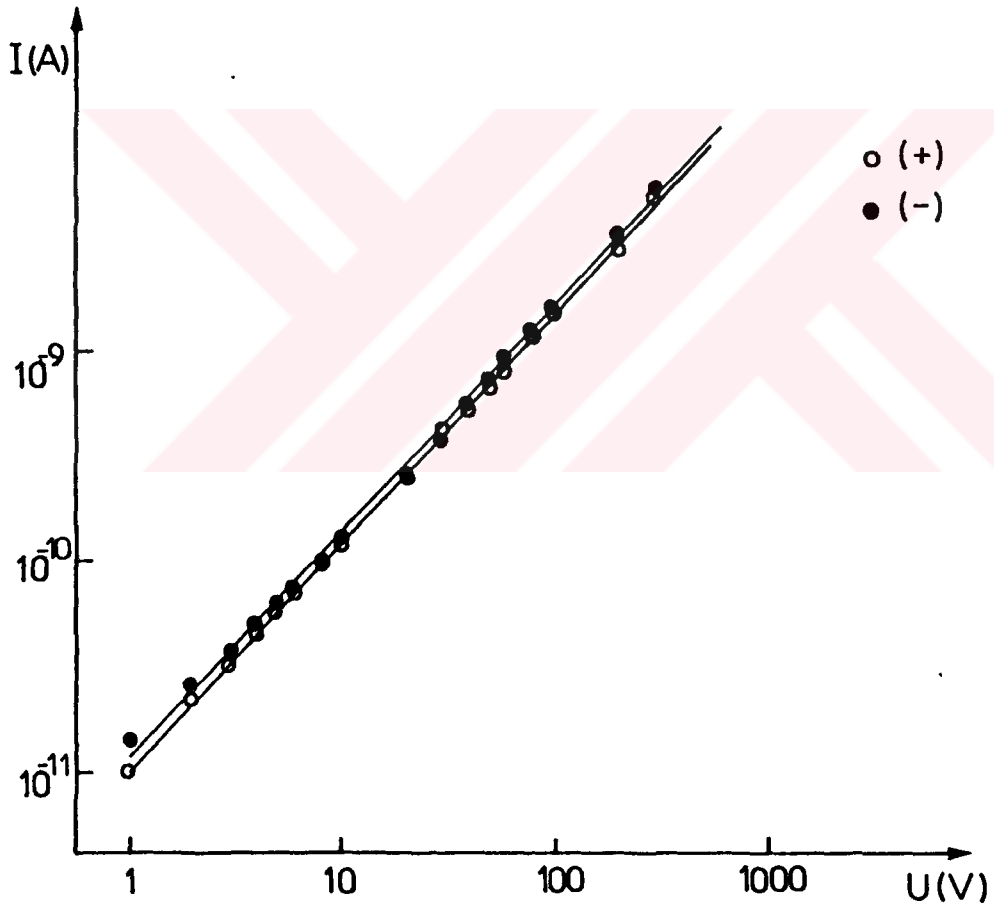
Şekil 3.3-  $T = 300$  K sıcaklığında karanlık  $I_D - U$  karakteristiği.



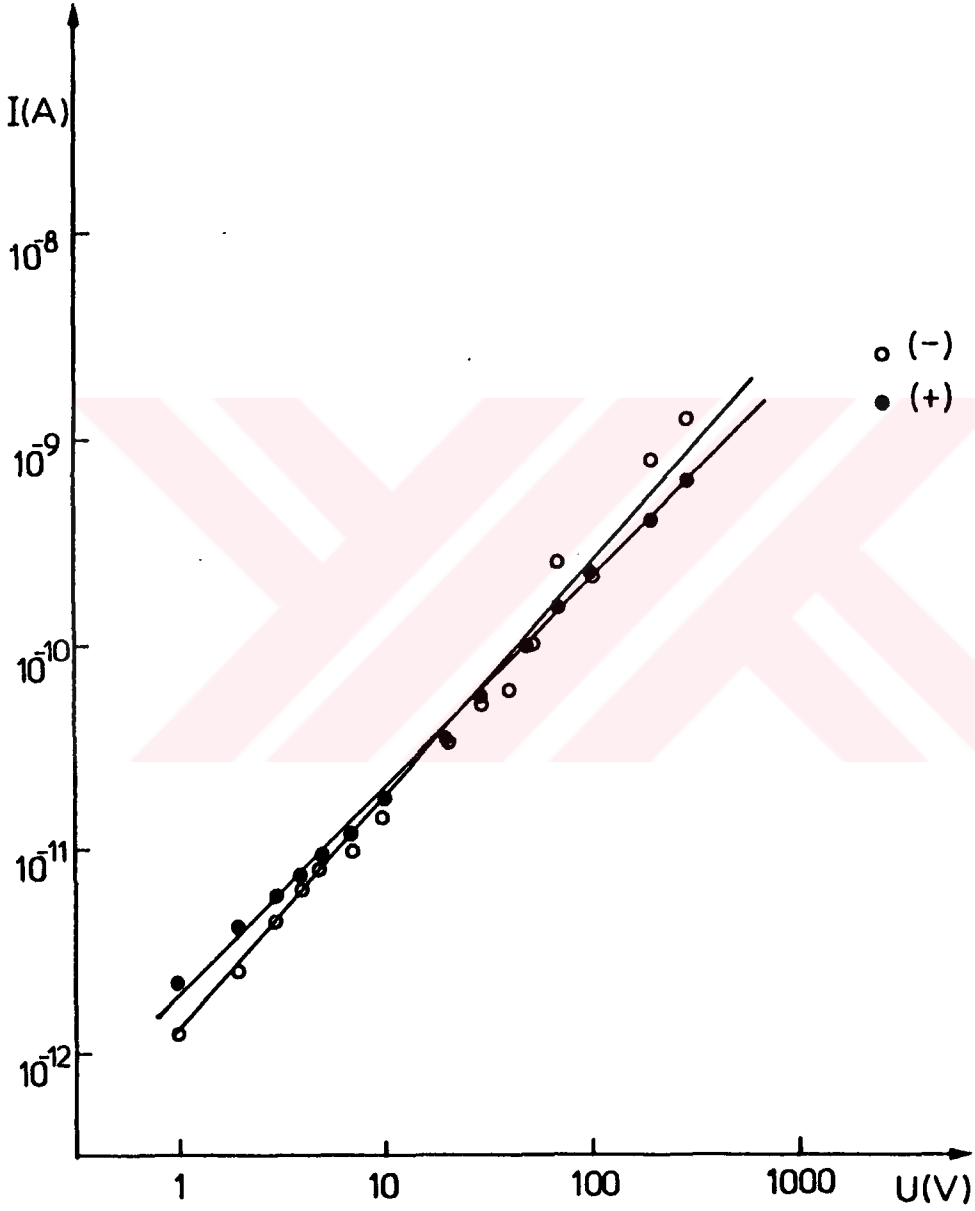
Şekil 3.4-  $T = 300$  K sıcaklığında 50-100 V bölgesinde NDR'nın gözlemlendiği karanlık  $I_D$ - $U$  karakteristiği.



Şekil 3.5-  $T = 90$  K sıcaklığında karanlık  $I_D$ - $U$  karakteristiği.



Şekil 3.6- T=300 K sıcaklığında aydınlatma altında I-U karakteristiği.



Şekil 3.7-  $T = 90$  K sıcaklığında aydınlatma altında I-U karakteristiği.

Numunenin 300 K ve 90 K sıcaklıklarında dalgaboyu 300-800 nm arasında değiştirilerek fotoakım ölçümleri yapılip

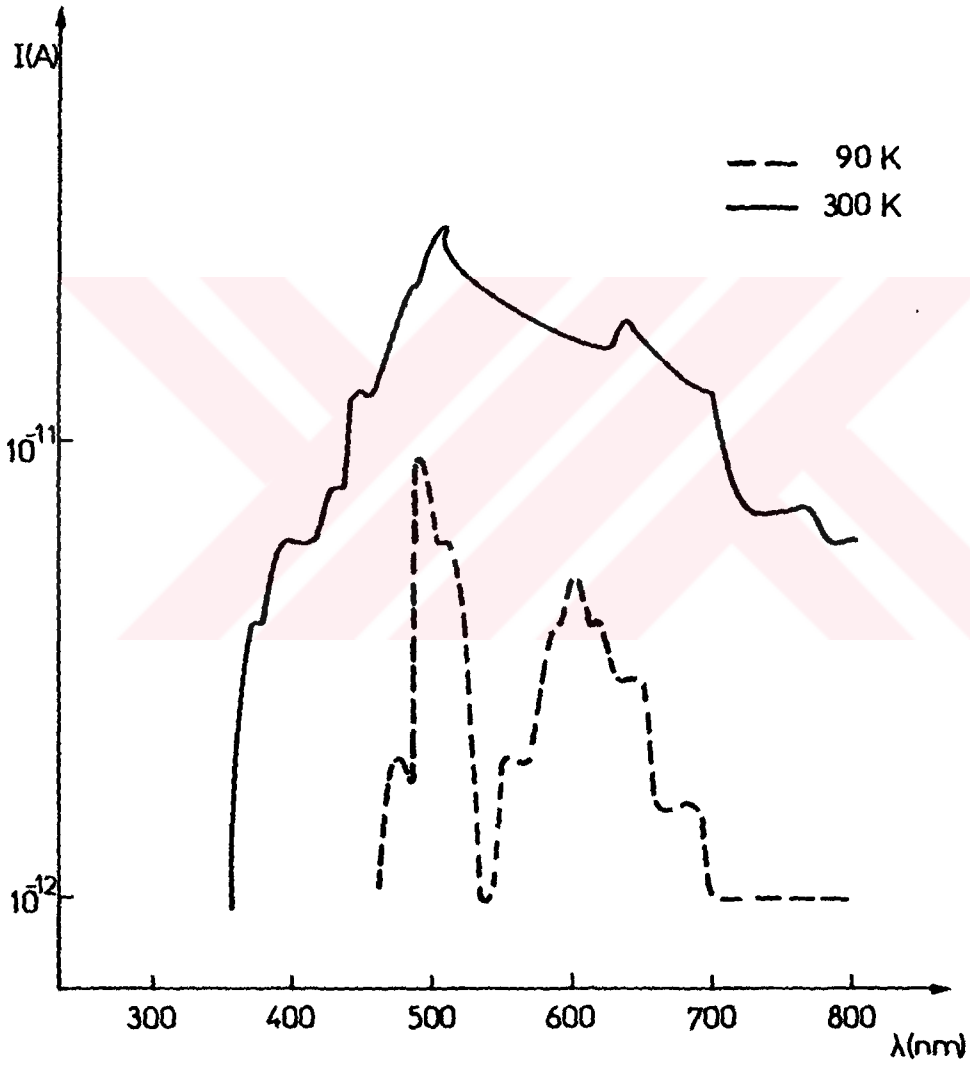
$$e = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1243}{\lambda(\text{nm})} \quad (3.2)$$

(3.2) ifadesi kullanılarak farklı dalgaboylarında foton enerjileri ve (3.3) ifadesinden serbest taşıyıcı yoğunluğu p hesaplandı.

$$p = \frac{I l}{U e \mu b d} \quad (3.3)$$

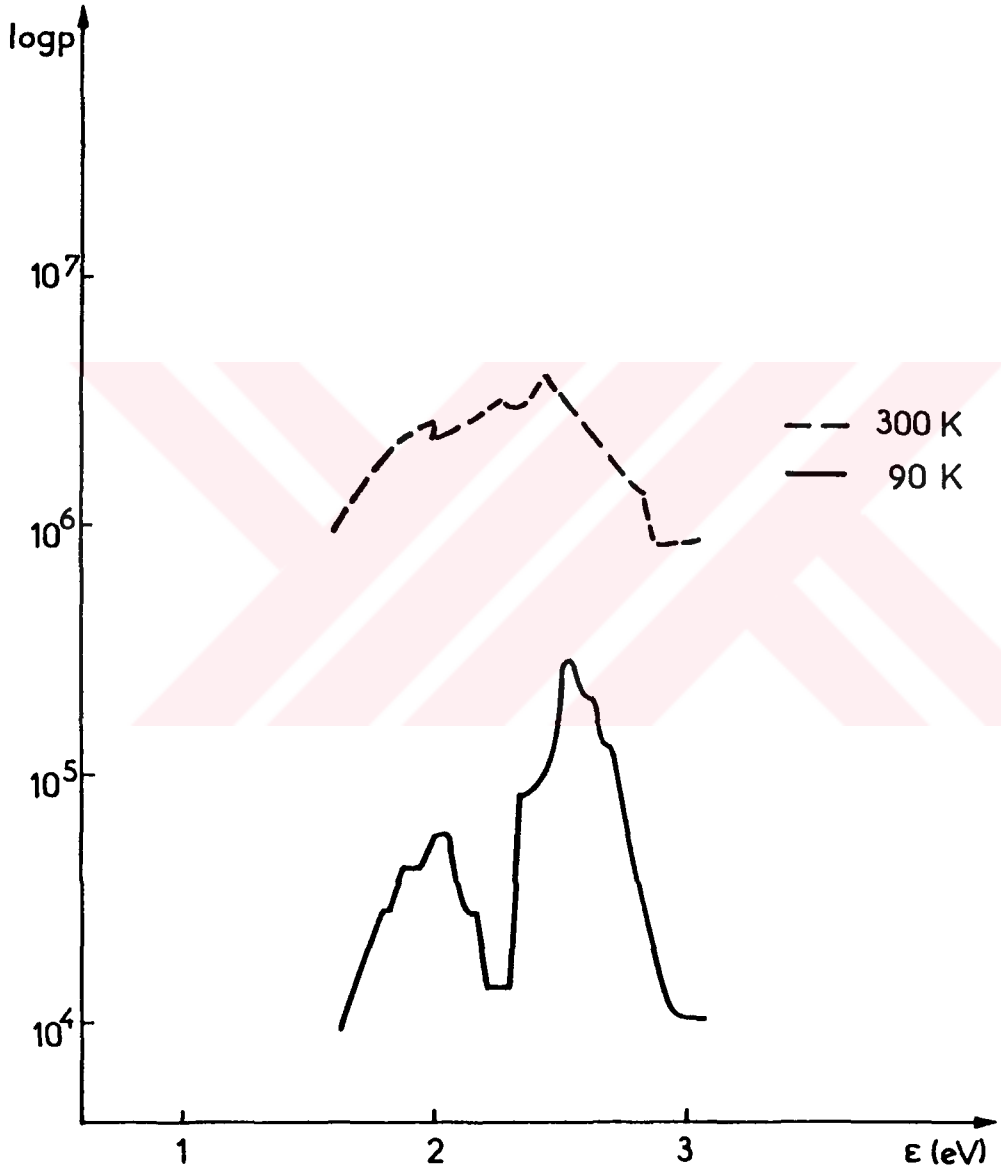
Burada l kristalin boyu, b genişliği, d kalınlığı, e elektron yükünü ve  $\mu$  de mobiliteyi göstermektedir. Ayrıca U uygulanan voltaj ve I ölçülen fotoakımdır. Ölçümler sırasında uygulan voltaj değeri 20 V idi.

Fotoakımın dalgaboyu ile ve p serbest taşıyıcı yoğunluğunun foton enerjisi ile değişimi Şekil (3.8), (3.9) da verildi ve 90 K sıcaklığına ait değişimlerde 600 ile 490 nm veya 2.1 ile 2.46 eV ta iki maksimum gözlemlendi. Litaratürde  $\text{TlInS}_2$  kristalinin 2.28 eV eşit indirekt ve 2.33 - 2.40 eV a eşit direkt olmak üzere iki enerji aralığına sahip olduğu daha önceden söylenmişti.



Şekil 3.8- 300 K ( — ) ve 90 K ( ---- ) de  $\lambda$  dalgaboyu ile fotoakım değişimi.





Şekil 3.9- 300 K (—) ve 90 K (----) sıcaklığında  $\log(p)$  ile  $\epsilon$  foton enerjisi değişimi.

### 3.2 Sıcaklığa ve Oluşma Hızına Bağlı Olarak Fotoakım Ölçümleri

Deneyin bu bölümünde yine şekil 3.1 de verilen deney düzeneğinde G oluşma hızını değiştirmek için farklı geçirgenliklere sahip yedi neutral filtre kullanılarak materyalden geçen fotoakım ölçüldü. Kullanılan 1.5 mm yarık aralığı için birim zamanda birim alan başına numunenin üzerine gelen foton sayısı herbir dalgaboyu için belirlenmişti. Bu değerlerden yararlanarak ve

$$G = \alpha \phi \quad (3.4)$$

ifadesi kullanılarak [44] herbir filtre için oluşma hızı hesaplandı. Burada  $\alpha$  absorpsiyon katsayısı,  $\phi$  ise birim zamanda bir alan başına numunenin üzerine gelen foton sayısıdır. Herbir filtre için ölçülen fotoakım ve hesaplanan G ve p değerleri Tablo 3.1 ve Tablo 3.2 de verildi. Ayrıca 510 nm ve 490 nm dalgaboylu ışıkla 300 K ve 90 K sıcaklıklarında gözlenen  $\log(p)$  ile  $\log(G)$  karakteristikleri şekil 3.10 da gösterildi. 300 K sıcaklığındaki değişim lineer fakat 90 K sıcaklığındaki değişimde düşük oluşma hızlarında süperlineer değişim, yüksek oluşma hızlarında ise lineer olarak gözlemlendi. Ayrıca 700-1400 nm aralığında farklı dalgaboylu ışıkla numune aydınlatılarak quench fotoiletkenliği ni denedik. Şöyle ki 90 K sıcaklığında filtre kullanılarak yapılan fotoakım ölçümlerinde geçirgenliği  $\sim 7\%$  olan filtreden sonraki filtrelerde akımın çok düştüğü ve ölçülemediği gözlemlendi. Bunun üzerine materyali beyaz ışıkla aydınlatarak  $\log(p) - \log(G)$  değişimini tekrar inceledik ve beyaz ışığın önüne yerleştirdiğimiz infrared filtre ile tespit ettiğimiz yaklaşık 900 nm civarında ve sadece 90 K sıcaklığındaki süperlineer kısımda quenching fotoiletkenlik gözlemledik. Bu kısma ait sonuçlar ise Tablo 3.3 de verildi.

TABLO 3.1

300 K sıcaklığında neutral filtre kullanılarak elde edilen fotoakım, taşıyıcı yoğunluğu ve oluşma hızı değerleri.

T = 300 K				
Neutral filtre	T(%)	I(A)	$p$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$G$ ( $\text{cm}^{-3}\text{sn}^{-1}$ )
$F_1$	51	$5.4 \times 10^{-11}$	$7.51 \times 10^6$	$2.12 \times 10^{16}$
$F_2$	13.49	$3.5 \times 10^{-11}$	$4.87 \times 10^6$	$5.62 \times 10^{15}$
$F_3$	6.74	$2.55 \times 10^{-11}$	$3.55 \times 10^6$	$2.81 \times 10^{15}$
$F_4$	2.99	$2.08 \times 10^{-11}$	$2.89 \times 10^6$	$1.24 \times 10^{15}$
$F_5$	2.64	$1.00 \times 10^{-11}$	$1.39 \times 10^6$	$1.1 \times 10^{15}$
$F_6$	1.41	$1.03 \times 10^{-11}$	$1.43 \times 10^6$	$5.9 \times 10^{14}$
$F_7$	0.18	$5.5 \times 10^{-12}$	$7.5 \times 10^5$	$7.5 \times 10^{13}$

TABLO 3.2

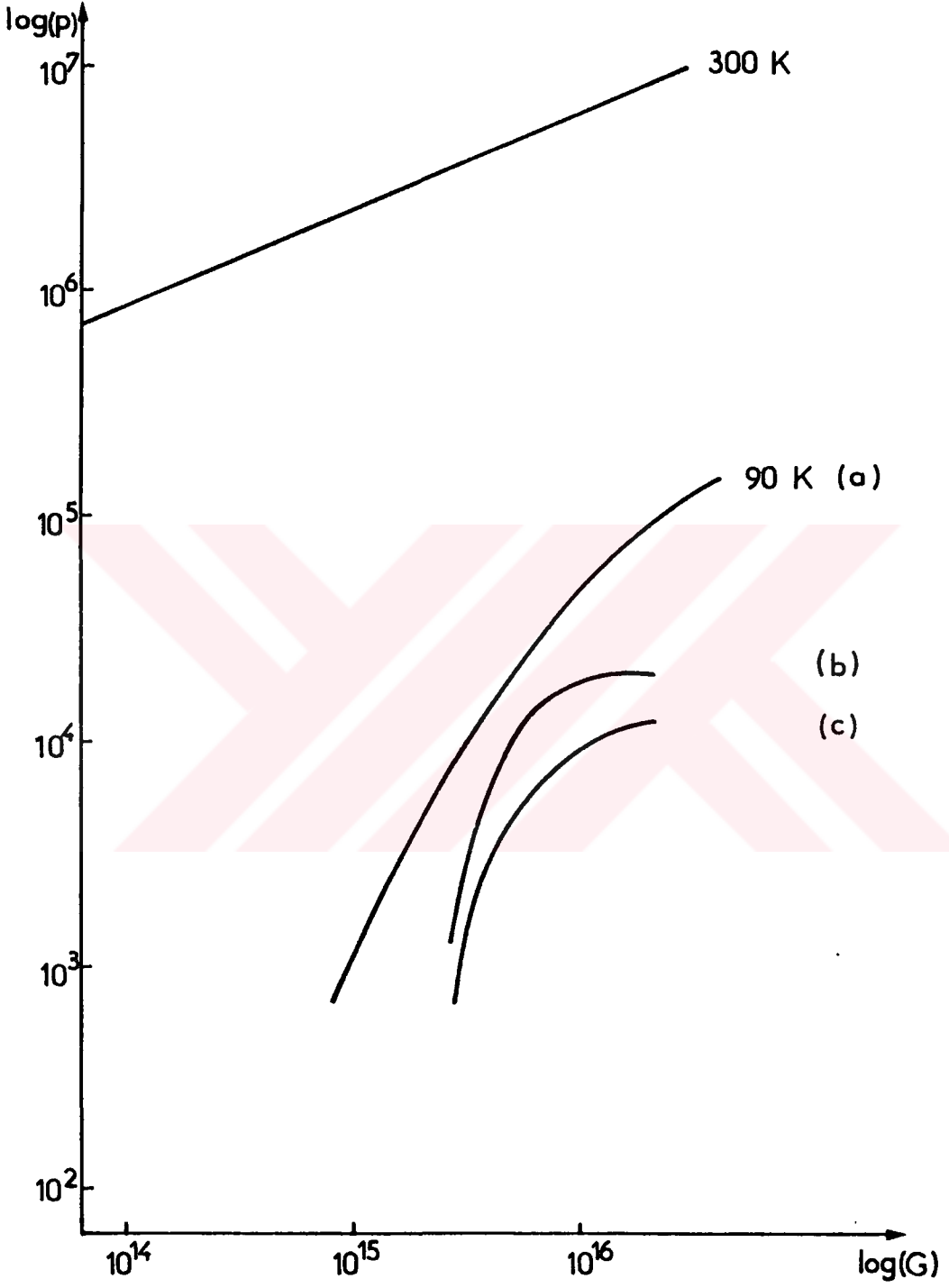
90 K sıcaklığında neutral filtre kullanılarak elde edilen fotoakım, taşıyıcı yoğunluğu ve oluşma hızı değerleri.

T = 90 K				
Neutral filtre	T (%)	I (A)	P (cm <sup>-3</sup> )	G (cm <sup>-3</sup> sn <sup>-1</sup> )
F <sub>1</sub>	51	4.8 x 10 <sup>-13</sup>	6.67 x 10 <sup>4</sup>	1.41 x 10 <sup>16</sup>
F <sub>2</sub>	13.49	8.00 x 10 <sup>-14</sup>	11.12 x 10 <sup>3</sup>	3.74 x 10 <sup>15</sup>
F <sub>3</sub>	6.74	4.00 x 10 <sup>-14</sup>	5.56 x 10 <sup>3</sup>	1.87 x 10 <sup>15</sup>
F <sub>4</sub>	2.99	5.00 x 10 <sup>-15</sup>	6.95 x 10 <sup>2</sup>	8.3 x 10 <sup>14</sup>

TABLO 3.3

90 K sıcaklığındaki filtresiz ve infrared filtre kullanılarak elde edilen değerler.

T = 90 K						
Neutral filtre	TC(%)	I <sub>CA</sub> D Infrared filtresiz	I <sub>λ</sub> CA Infrared filtreli	G(cm <sup>-3</sup> sn <sup>-1</sup> )	P(cm <sup>-3</sup> )	P <sub>λ</sub> (cm <sup>-3</sup> )
F <sub>1</sub>	51	1.4 x 10 <sup>-13</sup>	8. x 10 <sup>-14</sup>	2.12 x 10 <sup>16</sup>	1.95 x 10 <sup>4</sup>	1.11 x 10 <sup>3</sup>
F <sub>2</sub>	13.49	8. x 10 <sup>-14</sup>	4. x 10 <sup>-14</sup>	5.62 x 10 <sup>15</sup>	11.1 x 10 <sup>3</sup>	5.56 x 10 <sup>3</sup>
F <sub>3</sub>	6.74	1. x 10 <sup>-14</sup>	5. x 10 <sup>-15</sup>	2.81 x 10 <sup>15</sup>	1.39 x 10 <sup>3</sup>	6.95 x 10 <sup>2</sup>



Şekil 3.10- 300 K ve 90 K sıcaklığında  $\log(p)$  -  $\log(G)$  değişimi. a-) quenching olmayan b-) ve c-) Farklı iki oluşma hızında quenching.

Quenching fotoiletkenlik mekanizmasının ilk önceleri 1955 de Stöckmann [45] tarafından sözü edilmiş , Bube [35] ve Rose [46] un kitaplarında da bu konudan bahsedilmiştir. P-tip bir materyal için, yarıiletkenin enerji aralığındaki bazı seviyelerden iletkenlik bandına kadar olan enerjiye karşılık gelen enerjili infrared ışıkla aydınlatıldığında çoğunluk taşıyıcıların yoğunluğu azaltılabilir. Bizim durumumuzda maksimum quenching olayına sebep olan infrared ışık dalgaboyu 900 nm idi. Bu demektir ki quenching fotoiletkenliğinin meydana geldiği seviye iletkenlik bandının 1.4 eV altında veya valans bandının 1.1 eV üzerinde uzanıyor. Bu değer  $TlInS_2$  kristalinde tespit edilen tuzaklar için ref. [25] de verilmiş 1.1 eV değerine tamamen uymaktadır.

### 3.3 Değişken Şiddet Eksitasyonu Altında Fotoakımın Reel Ve İmajiner Kısımının Ölçülmesi

#### 3.3.1 Genel Bilgi

Yarıiletkenlerin enerji aralığındaki yerleşik seviyelerin yoğunluğunun tayini için modüle edilmiş fotoiletkenliğe dayanan metotlara literatür [33,47] de geniş olarak yer verilmiştir. Modüle olmuş fotoakımların faz kayması analizi [12,15,16], doğruluğu ve sınırlamaları ref. [13] de incelenmiştir. Bu çalışmada 1979 yılında Stöckmann ve grubu [34] tarafından önerilen, Brüggemann ve grubu [13], Oheda [12] tarafından kullanılan ve yakın zamanda B. J. Ploss [42] un CdTe da, Karoutis ve arkadaşlarının [17]  $CdInGaS_4$  da uyguladıkları yorumu izledik.

Örneğin iki kontak arasındaki yüzeyi üzerinde üniform eksitasyon, aydınlatmanın yapıldığı laser ışınının tesir kesiti ile karşılaştırmada yeterince küçük yüzeyli örneğin kullanılması ile sağlandı. Örneğin tüm hacmi üzerinden üniform eksitasyon,  $\alpha d$  ( absorpsiyon katsayısı ) çarpımının bir olduğu uygun d kalınlıklı örnek seçimi ile garanti edildi. Bu durumda Beer'in absorpsiyon kanunu (4.1) kristalin hacmi üzerinden üniform eksitasyonu garantilemektedir.

### 3.3.2 Deneysel DüzeneK

Modüle edilmiş fotoakım ölçümleri için kullanılan deney düzeneği şekil 3.11 de verildi. Örneğin aydınlatılması Akustooptiksel modülatör (model 3200 of Crystal Technology, Inc) kullanılarak şiddetin sadece ~ %10 un modüle edildiği, Ar-laser ( type 165 of Spectra Physics ) ile sağlandı. Işık şiddeti

$$J(t) = J_{st} + \tilde{J} \exp(i\omega_m t) \quad (3.5)$$

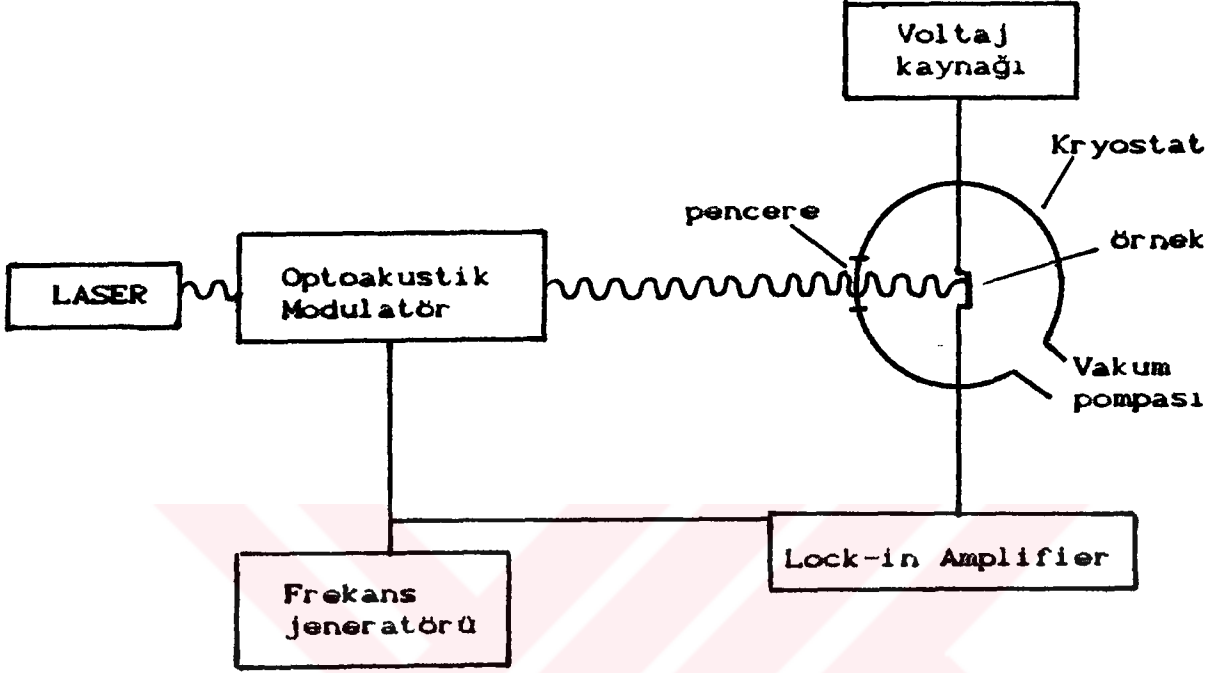
şeklinde yazılır. Bundan dolayı oluşma hızı (2.59) ifadesi verildi ve fotoakımda aynı formda

$$I_{ph}(t) = I_{st} + \tilde{I} \exp(i\omega_m t) \quad (3.6)$$

ifadesi ile verilir. Fotoakım ölçümleri için hazırlanan deney düzeneğinde bir lock-in amplifier ( model SR 530 of Stanford Research Systems Inc ), bir frekans jeneratörü (model 410 of Systron-Donner, Corp.) ve 6110A DC Power supply ( Herwlett-Packard ) kullanıldı.

Daha öncede bahsedildiği gibi ışık modülasyonu gerçekten sinüzoidal olan optoakustik modülatör ile sağlandı. Ref.[13, 15] de olduğu gibi ışık kiyıcı ( mekaniksel copper) veya ışık kaynağının modülasyonunun kullanılması, bu durumlarda lock-in amplifier tarafından da ölçülen  $\omega_m$  in yüksek harmoniklerinin oluşumunu engellemez. Tüm ölçümler  $< 10^{-5}$  Torr vakum altında farklı sabit sıcaklıklarda ölçüm sağlayan bir kryostat içinde gerçekleştirildi.





Şekil 3.11- Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümleri için deney düzeneği blok diyagramı.

### 3.3.3 Ölçümler

Ölçümlerin bu bölümünde 514,5 nm dalgaboylu Ar-laser kullanılarak frekans jeneratörü vasıtasıyla farklı frekanslarda fotoakım ölçüldü.  $I_{ph}(t)$ ,  $p(t)$  ve  $G(t)$ ,  $J(t)$  aşağıdaki

$$I_{ph}(t) = p(t) e \mu_p b d \frac{V}{l} \quad (3.7)$$

$$G(t) = \lambda J(t) \frac{1 - \exp[-\alpha(\lambda) d]}{d h c} \quad (3.8)$$

ifadeler ile ilişkili olduğundan dolayı istenen  $Re(\tilde{G}/\tilde{p})$   $Im(\tilde{G}/\tilde{p})$  büyüklükleri  $Re(\tilde{J})$ ,  $Im(\tilde{J})$ ,  $Re(\tilde{I}_{ph})$  ve  $Im(\tilde{I}_{ph})$  den birinin ölçülmesinden elde edilebilir. Yukarıdaki ifadelerde  $e$  elektron yükü,  $V$  uygulanan dc voltaj,  $h$  Planck sabiti ve  $c$  ışık hızını göstermektedir. Böylece  $w_m$  frekansı değiştirilerek fotoakım ölçüldükten sonra  $Re(\tilde{G}/\tilde{p})$  ve  $Im(\tilde{G}/\tilde{p})$  değerleri hesaplandı. Ölçümler sonunda bu değerlerin  $w_m$  ile değişimi 300 K ve 90 K sıcaklıklarında şekil 3.12 ve 3.13 de verildi.  $Re(\tilde{G}/\tilde{p})$  ve  $Im(\tilde{G}/\tilde{p})$  nin  $w_m$ ' e bağlılığı teorik tahminlerle iyi bir uyuma içindedir.

Eğer 300 K deki Fermi seviyesi  $E_{Fp}$ ,  $E_{Fp}(300)$  durumunda ve 90 K de  $E_{Fp}(90)$  da yerleşmişse aşağıdaki üç durum mümkündür.

$$a- E_{Fp}(300) - E_v > E_{Fp}(90) - E_v > E_j$$

$$b- E_{Fp}(300) - E_v > E_j > E_{Fp}(90) - E_v$$

$$c- E_j > E_{Fp}(300) - E_v > E_{Fp}(90) - E_v$$

Burada  $E_j$  fotoiletkenlik ölçümlerini gerektiren enerji seviyesidir. (2.79) ve (2.80) ifadelerini kullanarak, diğer iki durumun olası olmamasından sadece (a) durumunun anlamlı olduğu sonucunu kolayca bulabiliriz.

(a) durumu için (2.79) ifadesi geçerlidir. Bizim ölçümlerimiz için bu ifadeler uygulandığında iki tuzak seviyesi için aşağıdaki değerler elde edildi.

$$E_1 - E_2 = 0.028 \text{ eV}$$

$$r_{p_1}(300) = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$$

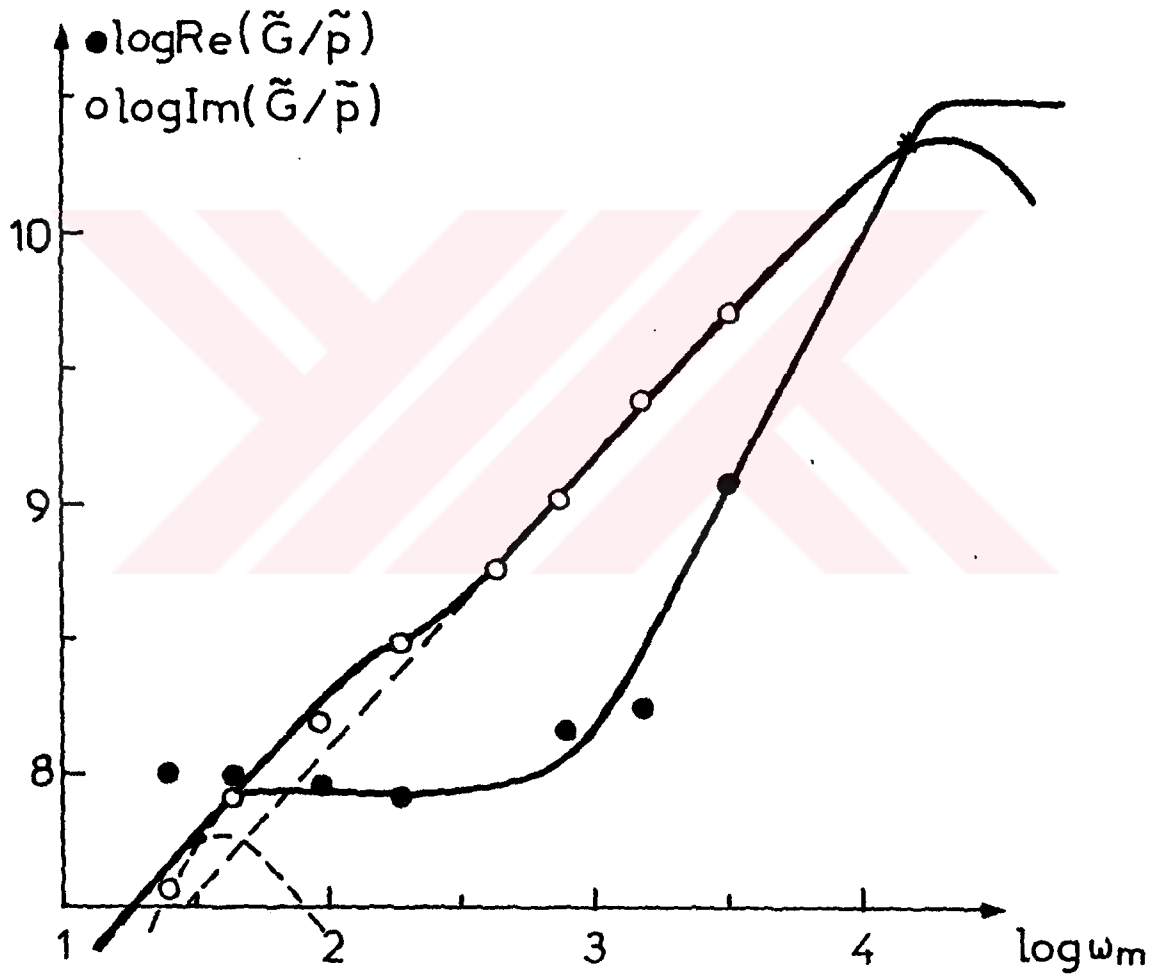
$$r_{p_1}(90) = 5.6 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$$

$$E_1 - E_2 = 0.050 \text{ eV}$$

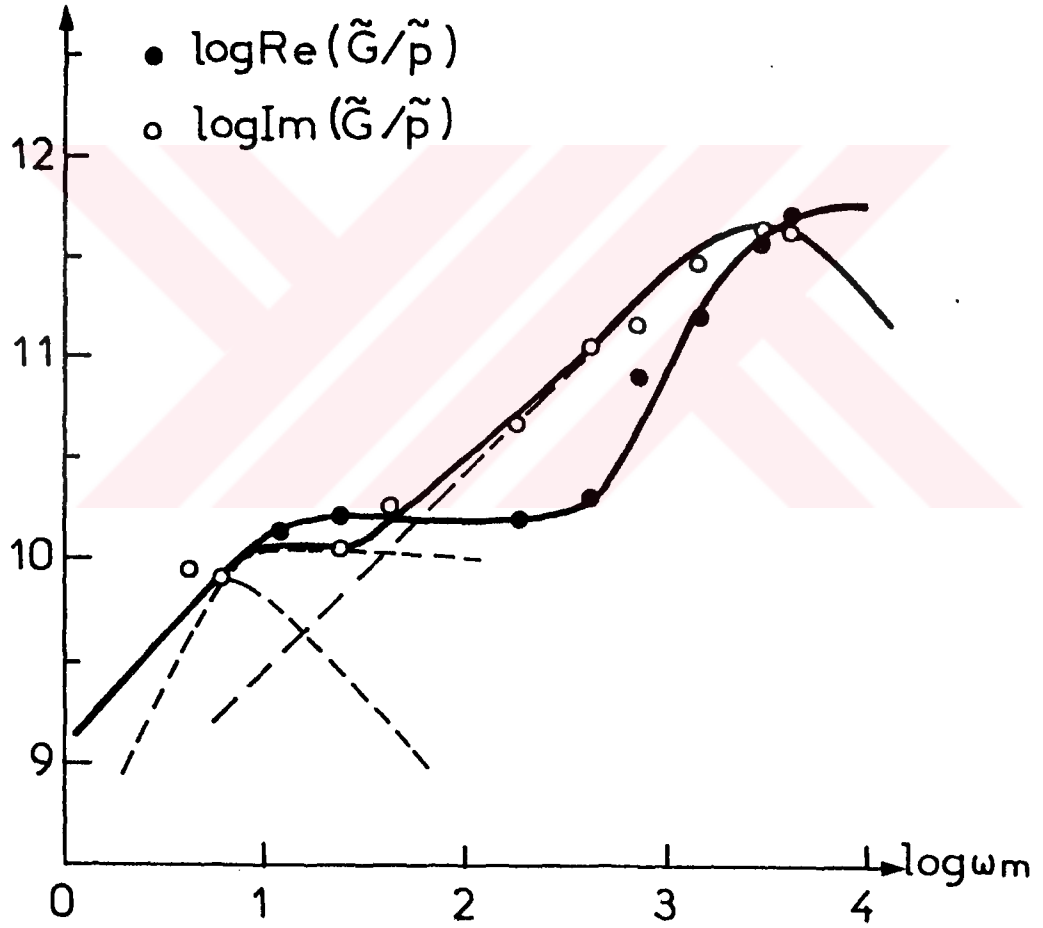
$$r_{p_2}(300) = 2.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$$

$$r_{p_2}(90) = 2.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$$





Şekil 3.12- 300 K sıcaklığında deneysel olarak elde edilen  $\text{Re}(\tilde{G}/\tilde{p})$  ve  $\text{Im}(\tilde{G}/\tilde{p})$ .



Şekil 3.13- 90 K sıcaklığında deneysel olarak elde edilen  $\text{Re}(\tilde{G}/\tilde{p})$  ve  $\text{Im}(\tilde{G}/\tilde{p})$ .

#### IV. TARTIŞMA VE SONUÇ

TlInS<sub>2</sub> kristalinin fotoiletkenlik özelliklerinin başlanğıç niteliğinde olan sonuçlar Bölüm 3.1 ve Bölüm 3.2 de verilmiştir. Bu çalışmada özellikle söndürme (quenching) fotoiletkenliğe infrared ek aydınlatmanın etkisine ilave olarak kararlı durum fotoiletkenliğin ışık şiddetinin G oluşma hızına ve hν foton enerjisine bağıllığı incelendi. Bu bileşikte mevcut olan iki enerji aralığı optiksel ölçümler tarafından ortaya çıkarılmış [43] ve fotoiletkenlik ölçümleri ile de doğrulanmıştır [50]. Ayrıca TlInS<sub>2</sub> kristalinin enerji aralığında bulunan bazı yerleşik seviyeler, modüle edilmiş fotoiletkenlik yoluyla bu bileşiğin enerji aralığındaki yerleşik seviye çalışmasının eksik olduğu [22,25,43,50] literatürlerinde incelenmiştir. Bu nedenle yerleşik durumların enerji seviyeleri, yoğunlukları ve onların yakalama katsayıları [12,13,15,16,34] arasında diğer bilgileri de sağladığından modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerini yapmayı tercih ettik.

Optiksel ölçümlerle [43] elde edilen sonuçları doğrulamak için, E<sub>d</sub> ve E<sub>i</sub> nin çevre sıcaklığa bağıllığını gösteren analitik ifade ile onların yorumlanması denenmiştir. İlk kez Varshni [48] tarafından önerilen ve pekçok durumda başarıyla uygulanan böyle bir ilişki aşağıda verilmiştir.

E<sub>d</sub> ve E<sub>i</sub> nin çevre sıcaklığa bağıllığı için ref [43] deki veriler kullanılarak (4.1) ilişkisi [48,49] ile deneysel veriler fit edilmiştir.

$$E = E(0) - \frac{b T^2}{(T + \theta)} \quad (4.1)$$

Burada E(0) 0 K de extrapole edilmiş enerji aralığının

değeridir.  $b$  termal katsayı ve  $\vartheta$  ise Debye sıcaklığıdır. Hanyas ve arkadaşları tarafından yapılan en iyi fit şu parametreler ile elde edilmiştir.

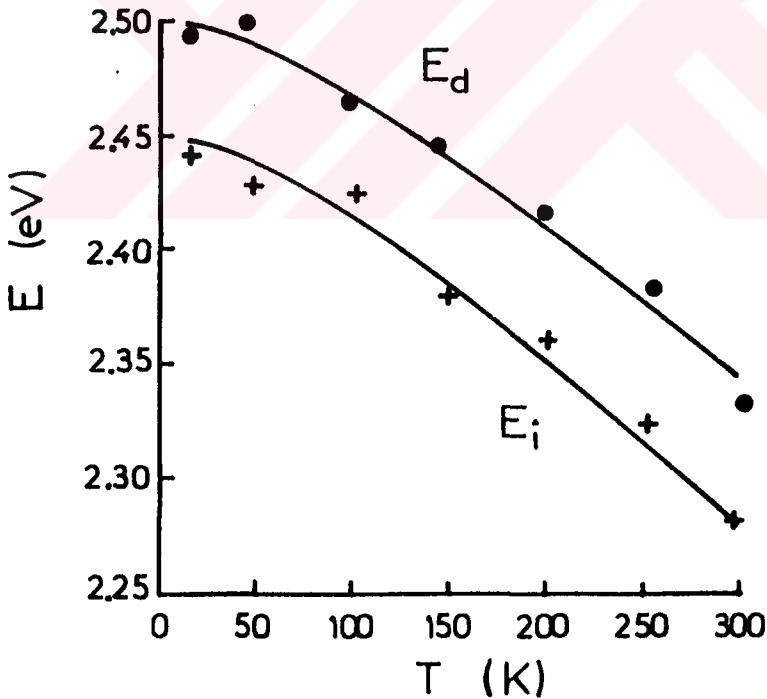
Direkt enerji aralığı için ;

$$E_d(0) = 2.5 \text{ eV} \quad b = - 7.68 \times 10^{-4} \text{ ( eV / K )} \quad \vartheta = 140 \text{ K}$$

İndirekt enerji aralığı için ;

$$E_i(0) = 2.45 \text{ eV} \quad b = - 8.40 \times 10^{-4} \text{ ( eV / K )} \quad \vartheta = 140 \text{ K}$$

Heriki enerji aralığı için uygun fit işlemi şekil 4.1 de verilmiştir.



Şekil 4.1- Sıcaklığın fonksiyonu olarak indirekt ve direkt enerji aralıkları. Kalın çizgiler denklem (4.1) kullanılarak yapılan fitting işlemi göstermektedir.

(4.1) ifadesi kullanılarak 90 K sıcaklığında direkt ve indirekt aralık değerleri

$$T = 90 \text{ K} \quad E_d = 2.473 \text{ eV}$$
$$E_i = 2.42 \text{ eV}$$

olarak bulunmuştur.

Tablo 4.1 de Haniias ve arkadaşları [43] tarafından yapılan optiksel geçirgenlik ve bu çalışmadaki fotoiletkenlik ölçümleri ile tayin edilen enerji aralıklarına ait değerler karşılaştırılmıştır. Aynı tabloda ayrıca TSC ( Termally stimulated currents ) ölçümleri ve karanlıktaki iletkenlik ölçümlerinin Arrhenious değişimleri tarafından elde edilen akseptör seviyelerine ait değerler de verilmiştir. Tablo 4.1 den de görüleceği gibi farklı metotlar arasında enerji aralıklarına ait değerler bir uyuşma içindedir. Yine bu çalışmada quenching olayı sonucunda valans bandının 1.1 eV üzerinde bulunan tuzak seviyesi ref. [25] de verilmiş değere tamamen uymaktadır.



TABLO 4.1

Farklı metotlarla elde edilen enerji aralıklarına ait değerler.

Metot	$E_d$ (eV)	$E_i$ (eV)	$E_j - E_v$ (eV)
Optiksel geçirgenlik	2.35	2.28	
	2.2-2.3[23]	T=300K	
	2.47	T=300K T=90K	
Fotoiletkenlik	2.2-2.3[23]	2.42	
	2.46	T=300K	1.1
		T=300K T=90K	
Karanlık iletkenlik Arrhenious plots		2.1	0.237 [45]
T. S. CCThermally Stimulated Currents) ölçümleri			0.31 [26]
			0.42 "
			0.49 "
			1.12 "
			0.51 "

Materyalin modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümleri ile elde edilen başlıca sonuçları şu şekilde özetlenebilir;  $\text{TlInS}_2$  kristali 300 K sıcaklığında  $10^{-13}$  ve  $10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$  mertebelerinde yakalama katsayıları ile valans bandının üzerinde 0.028 ve 0.050 eV de yerleşik iki enerji seviyesine sahiptir ve yoğunlukları katı madde atomlarının yoğunluğu mertebesinde dir. Bu sonuç çok kuvvetli bir şekilde ima etmektedir ki tayin edilen seviyeler ayrı tuzak seviyeleri değil fakat sürekli altbantlar (subband) şeklindedir.

$\text{TlInS}_2$  bir fotoiletken olarak çok iyi özellikler gösteren tabaka yarıiletken dir ve spektrumun görülür bölgesinde uygun enerji aralığına sahiptir. Ayrıca  $\text{TlInS}_2$  kristali çok yüksek olmayan sıcaklıklarda ( 870 K ) oldukça basit bir metot ile hazırlanabilir. O nedenle bu bileşik, mümkün fotoiletkenlik ve / veya fotovoltik uygulamalar için ümit vericidir.

Bileşiklerin fotoduyarlık özelliklerinin değiştirilmesi için onlardaki yerleşik seviyelerin dağılımı ve enerji aralığı çok önemlidir. Bu sebeplerden dolayı mevcut direkt ve indirekt enerji aralıklarını doğruladık ve fotoiletkenlik ölçümleri ile yerleşik seviyeleri tayin ettik. Bu bileşiğin ince filmleri, mekaniksel özelliklerin daha üstün olmasından dolayı gelecekteki uygulamalar için tek kristallerden çok daha ümit verici olabilirler.

## V. ÖZET

TlInS<sub>2</sub> tek kristalleri bileşenlerinin doğrudan eritilmesiyle nispeten kolay büyütülebilen fotoduyarlı bir bileşiktir. Fotoiletken ve fotovoltik cihazlardaki mümkün uygulamaları, kristalin performansını büyük ölçüde etkileyen farklı enerji aralıklarının ve yerleşik düzeylerin dağılımlarının önceden bilinmesini gerektirir. Bu nedenle TlInS<sub>2</sub> kristalinin karanlıkta ve aydınlatma altında elektrik iletkenliği uygulanan potansiyel farkının fonksiyonu olarak araştırılmıştır. Serbest yük taşıyıcıların yoğunluğu  $p$ , 300 ve 90 K de gelen ışığın farklı dalgaboyları için incelenmiştir. Ayrıca taşıyıcı yoğunluğu  $p$  nin,  $G$  oluşma hızına bağlılığı da araştırılmıştır. Örneklerin aynı anda seviyeleri boşaltma (quenching) ışığı ile aydınlatılması  $\log(p) - \log(G)$  karakteristiklerini önemli ölçüde etkilemektedir.

Diğer yandan TlInS<sub>2</sub> kristalinin valans bandının 0.028 ve 0.050 eV yukarıdaki delik (hol) tuzakları olarak davranan ve iki alt aralığı oluşturan iki enerji düzeyi, şiddeti modüle edilmiş bir ışığın uyandırdığı fotoakımın modülasyonu incelenerek belirlenmiştir. Bu iki düzeyin yakalama katsayıları 300 K de sırasıyla  $10^{-13}$  ve  $10^{-15}$  cm<sup>3</sup>sn<sup>-1</sup> mertebesindedir.

## SUMMARY

"On the photoconductive properties of  $\text{TlInS}_2$  single crystals"

$\text{TlInS}_2$  is a photosensitive compound, single crystals of which can be grown relatively easily from a direct melt of their constituents. Possible applications in photoconductive and photovoltaic devices require a previous knowledge of the different energy gaps and the distribution of the localized levels in them, which greatly influences the performance of the crystals in this direction. For this reason their electrical conductivity both in dark and under illuminating was investigated as a function of the applied voltage; the free carriers concentration  $p$  was studied for different wavelengths of the incident light, at 300 and 90 K; further, the dependence of the concentration  $p$  on the generation rate  $G$  was investigated. The simultaneous illumination of the samples with quenching light proved to influence severely the  $\log(p)$  vs  $\log(G)$  characteristics.

On the other hand, two energy levels forming two subbands and acting as hole traps at 0.028 and 0.050 eV above the valance band edge of  $\text{TlInS}_2$  were determined by an analysis of modulated photocurrents induced by an intensity modulated light beam. Their capture coefficients were of the order of magnitude  $10^{-13}$  and  $10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sn}^{-1}$  at 300 K, respectively.

## VI. KAYNAKLAR

- 1- SMITH, W. (1873): " Effect of Light on Selenium During the Passage of an Electric Current " Nature 7, 303-305.
- 2- PFUND, A. H. (1916): " The Light Sensitiveness of Copper Oxide " Phys. Rev. 7, 289-302.
- 3- CASE, T. W. (1920): " Thalofide Cell- A New Photo-electric Substance " Phys. Rev. 15, 289-297.
- 4- PIERSOL, R. J. (1927): " Photoelectric Conduction in Selenium " Phys. Rev. 30, 664-673.
- 5- BUBE, R. H. (1951): " A Comparative Study of Photoconductivity and Luminescence " Phys. Rev. 83 (2), 393-396.
- 6- BUBE, R. H. (1956): " Comparison of Surface - Excited and Volume-Excited Photoconduction in cadmium Sulfide Crystals" Phys. Rev. 101 (6), 1668-1676.
- 7- BUBE, R. H. and DREEBEN, A. B. (1959): " Dependence of the Hole Ionization Energy of Imperfections in Cadmium Sulfide on the Impurity Concentration " Phys. Rev. 115 (6), 1578-1582.
- 8- BUBE, R. H. and LIND, E. L. (1957): "CdS -Type Photoconductivity in ZnTe Crystals " Phys. Rev. 105 (6), 1711- 1712.
- 9- STÖCKMANN, F. (1969): " On the Dependence of Photocurrents on the Excitation Strength " Phys. stat. sol. 34, 741-749.
- 10- STÖCKMANN, F. (1969): " Superlinear Photoconductivity " Phys. stat. sol. 34, 751-757.
- 11- HEINZ, K. and STÖCKMANN, F. (1973): " A Direct Method to Measure Trap Parameters in Photoconductors " Phys. stat. sol. (a) 20, 469-475.
- 12- OHEDA, H. (1981): " Phase - Shift Analysis of Modulated Photocurrent: Its Application to the Determination of the Energetic Distribution of Gap States " J. Appl. Phys. 52 (11), 6693-6700.
- 13- BRÜGGEMANN, R., MAIN, C., BERKIN, J. and REYNOLDS, S.

- (1990): " An Evaluation of Phase- Shift Analysis of Modulated Photocurrents " Philosoptical Magazine B, 62 (1) 29-45.
- 14- KOUNAVIS, P. and MYTILINEOU, E. (1991): " Gap- State Distribution in  $\text{Ge}_{25} \text{Se}_{75-x} \text{Bi}_x$  Sputtered Films by Phase - Shift Analysis of Modulated Photocurrents " J. Non-Crys. sol. 137, 955-958.
- 15- AKTAŞ, G. and SKARLATOS, Y. (1984): " Determination of the Gap Density of States in Amorphous Silicon by Phase - Shift analysis of the Modulated Photocurrent " J. Appl. Phys. 55 (10), 3577-3581.
- 16- AKTAŞ, G., ÇİL, C. Z. and AKTULGA, E. (1989): " Sensitivity Analysis of the Modulated Photocurrent method " Appl. Phys. A 48, 237-240.
- 17- KAROUTIS, A. D. and ANAGNOSTOPOULOS, A. N. (1991): " Localized Levels Parameters in  $\text{CdInGaS}_4$  Single Crystals as Determination by Photoconductivity Measurements " Mat. Res. Bull. 26, 675-691.
- 18- MAVRIN, B. N., STERIN, Kh., GASANLY, N.M., KHALAFOV, Z. D. Z. D., SALAEV, E. Yu., ALLAKHVERDIEV, K. R. and SADARLY, R. M. (1977) : " Optical Phonons in Layer Crystals of  $\text{TlGaS}_2$ ,  $\beta\text{-TlInS}_2$  and  $\text{TlGaSe}_2$  " Sov. Phys. Sol. State, 19 (10), 1734-1736.
- 19- AKHMEDOV, A. M., BAKHYSHOV, A. E., LEBEDEV, A. A. and YAKOBSON, M. A., (1978): " Optical and Photoelectric Properties of  $\text{TlInS}_2$  layer Crystals " Sov. Phys. Semicond. 12, 299.
- 20- AGAEVA, M. F., BAKHYSHOV, A. E., KHOMUTOVA, M. D. and TAGIROV, V. I., (1979): " Behavior of the electrical Conductivity of  $\text{TlInS}_2$  and  $\text{TlInSe}_2$  Single Crystals With Asymmetric Ag - In Contacts " Sov. Phys. Semicond. 13 (3) 351-352.
- 21- BAKIROV, M. Ya., ZEINALOV, N. M., ABDULLAYEVA, S. G., GAJIEV, V. A. and GOJAYEV, E. M. (1982): " Electroabsorption in  $\text{TlInS}_2$  " Sol. Stat. Commun. 44 (2), 205-207.
- 22- ABUTALYBOV, G. I., ABDULLAEVA, S. G. and ZEINALOV, N. M.

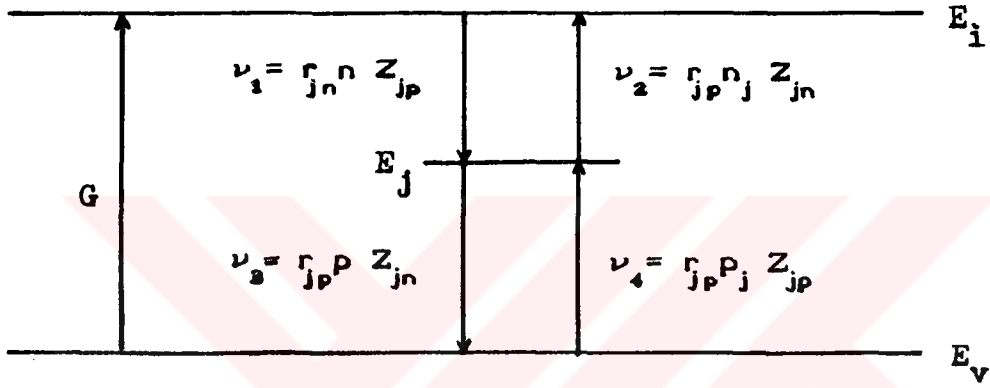
- (1982): " Optical Properties of  $\text{TlInS}_2$  Single Crystals Near the Fundamental Edge " Sov. Phys. Semicond. 16 (11), 1348-1349.
- 23- BALTRAMEYUNAS, R., VELETSKAS, D., ZEINALOV, N. and KAPTURAUSKAS, I. (1982): " Photoconductivity and Diffraction of Light in  $\text{TlInS}_2$  Single Crystals " Sov. Phys. Semicond. 16 (9) 1085-1086.
- 24- BALTRAMEYUNAS, R., ZHUKAUSKAS, A., ZEINALOV, N. and KUOKSHTIS, E. (1983): Luminescence of  $\text{TlInS}_2$  Single Crystals Under Laser Excitation Conditions " Sov. Phys. Semicond. 17 (10), 1215-1216.
- 25- BAKHYSHOV, A. E., NATIG, B. A., SAFUAT, B., SAMEDOV, S. R., ABBASOV, Sh. M. (1990): " Electronic Properties of  $\text{TlGaSe}_2$  and  $\text{TlInS}_2$  Crystals Under Transient Conditions " Sov. Phys. Semicond. 24 (7), 828-829.
- 26- ABDULLAEV, G. B., ABUTALYBOV, G. I., ALIEV, A. A., LARIONKINA, L. S., NEIMANZADE, I. K. and SALAEV, E. Yu. (1983): " Free and Bound Excitons in  $\text{TlInS}_2$  Crystals " JETP Lett. (USA) 38 (11), 632-634.
- 27- ALIEV, R. A., ALLAKHVERDIEV, K. R., BARANOV, A. I., IVANOV, N.R. and SARDARLY, R. M. (1984): " Ferroelectricity and Structural Phase Transitions in Crystals of the  $\text{TlInS}_2$  Family " Sov. Phys. Solid State 26 (5), 775-778.
- 28- HOCHHEIMER, H. D., GMELIN, E., MENSING, Ch., VICZIAN, L., KREUER, K. D. and SCHNERING, H. G. V. (1985): " AC Conductivity, Calorimetric, X-Ray and Raman Study of the Hexagonal Phase  $\text{TlInS}_2$  - III " Phys. Stat. Sol. (a) 88, 43-48.
- 29- HENKEL, W., HOCHHEIMER, H. D., CARLONE, C., WERNER, A., VES, S. and SCHNERING, H. G. V. (1982): " High - Pressure Raman Study of the Ternary Chalcogenides  $\text{TlGaS}_2$ ,  $\text{TlGaSe}_2$ ,  $\text{TlInS}_2$  and  $\text{TlInSe}_2$  " Phys. Rev. B 26 (6), 3211-3221.
- 30- HANIAS, M. P., ANAGNOSTOPOULOS, A. N., KAMBAS, K. and SPYRIDELIS, J. (1992): " Electrical and Optical Properties of As-Grown  $\text{TlInS}_2$ ,  $\text{TlGaSe}_2$  and  $\text{TlGaS}_2$  Single Crystals " Mat. Res. Bull. 27, 25-38.

- 31- BUBE, R. H. (1981): " Electrons in solids " Academic Press
- 32- MÜLLER, R. (1934): " Grundlagen der Halbleiter-Elektronik Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo.
- 33- SHOCKLEY, W. and READ, W. T. (1952):# " Statistics of the Recombination of Holes and Electrons " Phys. Rev. 87, 835-843.
- 34- HOFFMANN, H. J. and STÖCKMANN, F. (1979): " Imperfection and Photoconductivity " in Festkörperprobleme ( Advances in Solid State Physics ) XIX, 271-301 J. Treusch (ed) Vieweg, Braunschweig.
- 35- BUBE, R. H. (1960): " Photoconductivity of solids " John Wiley and Sons, Inc. New York, London.
- 36- KAROUTIS, A. D. (1990): " Photoconductivity of layered crystals " doktora tezi , Selanik.
- 37- PARKER, S. P. (1987): " Solid State Physics Source book " Mc Graw. Hill Book Company, New York.
- 38- FASSBENDER, J. and LEHMANN, H. (1949): " Berechnung von Elektronenbeweglichkeiten in Cadmium Sulfid-Einkristallen aus Wechsellichtmessungen " Ann. Physik (6) 6, 215-229.
- 39- NIEKISCH, E. A. (1955): " Wechsellichtmessungen an Photoleitenden CdS als Methode zur Bestimmung von Beweglichkeit und Haftstellenverteilung " Ann. Physik (6) 15, 279-287.
- 40- NIEKISCH, E. A. (1955): " Wechsellichtmessungen an Photoleitenden CdS II " Ann. Physik (6) 15, 288-301.
- 41- ADIROVIC, E. I. (1960): " Reaktionskinetik von elektronischen Prozessen " in Festkörperperm. 115, Academic Verlag, Berlin.
- 42- PLOSS, B. J. (1987): " Modulierte Photoleitung und modulierter photo-hall-effekt an bipolarem CdTe zur Störermanalyse " doktora tezi, Karlsruhe.
- 43- HANIAS, M. P., ANAGNOSTOPOULOS, A. N., K. KAMBAS and SPYRIDELIS, J. (1989): " On the Non - Linear Properties of  $TlInX_2$  ( X = S, Se, Te ) Ternary Compounds " Physica B 160, 154-160.
- 44- ORTON, J. W. and BLOOD, P. ( 1990 ) : " The Electrical characterization of semiconductors : Measurement of minor-



- rity carrier properties " Academic Press. London (1990)
- 45- STÖCKMANN, F. (1955): " Negative Photoeffekte in Halbleitern " Z. Physik, 143, 348-356.
- 46- ROSE, A. (1962): " Concept in Photoconductivity and Allied problems " Interscience Tracts on Physics and Astronomy, 19.
- 47- RYVKIN, S. M. (1964): " Photoelectric Effects in Semiconductors " Consultants Bureau, New York.
- 48- VARSHNI, Y. P. (1967): " Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors " Physica 34, 149-154.
- 49- PANKOVE, J. (1971): " Optical processes in semiconductors " Dover Publ., New York.
- 50- KALKAN, N., HANIAS, M. P. and ANAGNOSTOPOULOS, A. N. (1992): " On the Photoconductive Properties of Thallium-Indium-Sulfide Single Crystals " Mat. Res. Bull. 27, p. 1329-1337.

VII. EKLER



Şekil Ek.1- Shockley - Read tipi  $Z_j$  kusurlarındaki geçiş hızları.

$$\nu_1 = r_{jn} n Z_{jp} \quad (\text{Ek. 1})$$

$$\nu_2 = r_{jn} n_j Z_{jn} \quad (\text{Ek. 2})$$

$$\nu_3 = r_{jp} p Z_{jn} \quad (\text{Ek. 3})$$

$$\nu_4 = r_{jp} p_j Z_{jp} \quad (\text{Ek. 4})$$

(Ek.1,2,3,4) ifadelerinden yararlanarak

$$\dot{n} = G(t) + \sum_j (\nu_{j2} - \nu_{j1}) = G(t) + \sum_j (r_{jn} n_j Z_{jn} - r_{jn} n Z_{jp}) \quad (\text{Ek. 5})$$

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{jn} &= \nu_{j1} - \nu_{j2} - \nu_{j3} + \nu_{j4} \\ &= r_{jn} n_j Z_{jp} - r_{jn} n_j Z_{jn} - r_{jp} p_j Z_{jn} + r_{jp} p_j Z_{jp} = -\dot{Z}_{jp} \end{aligned} \quad (\text{Ek. 6})$$

$$\dot{p} = G(t) + \sum_j (\nu_{j4} - \nu_{j3}) = G(t) + \sum_j (r_{jp} p_j Z_{jp} - r_{jp} p_j Z_{jn}) \quad (\text{Ek. 7})$$

ifadeleri elde edilir.

$$G(t) = G_{st} + \Delta G(t) = G_{st} + \tilde{G} \exp(i\omega_m t) \quad \tilde{G} \ll G_{st} \quad (\text{Ek. 8a})$$

$$n(t) = n_{st} + \Delta n(t) \quad (\text{Ek. 8b})$$

$$Z_{jn}(t) = Z_{jn,st} + \Delta Z_{jn}(t) \quad (\text{Ek. 8c})$$

$$Z_{jp}(t) = Z_j - Z_{jn}(t) = Z_{jp,st} + \Delta Z_{jp}(t) \quad (\text{Ek. 8d})$$

$$p(t) = p_{st} + \Delta p(t) \quad (\text{Ek. 8e})$$

$$\Delta Z_{jp}(t) = Z_j - \Delta Z_{jn}(t) \quad (\text{Ek. 9a})$$

$$\Delta Z_{jn}(t) = Z_j - \Delta Z_{jp}(t) \quad (\text{Ek. 9b})$$

(Ek.5,6,7) ifadeleri (Ek.8a,b,c,d,e) ve (Ek.9a,b) ifadeleri kullanılarak tekrar yazılabilir.

$$\begin{aligned} [\Delta n(t)]' &= \Delta G(t) + \sum_j [r_{jn} n_j (Z_j - Z_{jp}(t)) - \\ &\quad r_{jn} (n_{st} + \Delta n(t)) (Z_{jp,st} + \Delta Z_{jp}(t))] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \Delta G(t) + \sum_j [ r_{jn} n_j ( Z_j - Z_{jp, st} - \Delta Z_{jp}(t) ) \\
&\quad - r_{jn} ( n_{st} + \Delta n(t) ) ( Z_{jp, st} + \Delta Z_{jp}(t) ) ] \\
&= \Delta G(t) - \sum_j r_{jn} n_j \Delta Z_{jp}(t) - \sum_j r_{jn} n_{st} \Delta Z_{jp}(t) \\
&\quad - \Delta n(t) \sum_j r_{jn} Z_{jp, st}
\end{aligned}$$

$$[\Delta n(t)]' = \Delta G(t) - \Delta n(t) \sum_j r_{jn} Z_{jp, st} + \sum_j r_{jn} (n_{st} + n_j) \Delta Z_{jp}(t) \quad (\text{Ek. 10})$$

$$\begin{aligned}
[\Delta Z_{jn}(t)]' &= - [\Delta Z_{jp}(t)]' = r_{jn} ( n_{st} + \Delta n(t) ) ( Z_{jp, st} + \Delta Z_{jp}(t) ) \\
&\quad - r_{jn} n_j ( Z_{jn, st} + \Delta Z_{jn}(t) ) - r_{jp} ( p_{st} + \Delta p(t) ) ( Z_{jn, st} + \Delta Z_{jn}(t) ) \\
&\quad + r_{jp} p_j ( Z_{jp, st} + \Delta Z_{jp}(t) ) \\
&= r_{jn} n_{st} \Delta Z_{jp}(t) + r_{jn} \Delta n(t) Z_{jp, st} - r_{jn} n_j \Delta Z_{jn}(t) \\
&\quad - r_{jp} p_{st} \Delta Z_{jn}(t) - r_{jp} \Delta p(t) Z_{jn, st} + r_{jp} p_j \Delta Z_{jn}(t)
\end{aligned}$$

(Ek. 9a) ifadesi kullanılarak

$$\begin{aligned}
[\Delta Z_{jn}(t)]' &= -r_{jn} n_{st} \Delta Z_{jn}(t) + r_{jn} \Delta n(t) Z_{jp, st} - r_{jn} n_j \Delta Z_{jn}(t) \\
&\quad - r_{jp} p_{st} \Delta Z_{jn}(t) - r_{jp} \Delta p(t) Z_{jn, st} - r_{jp} p_j \Delta Z_{jn}(t)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[\Delta Z_{jn}(t)]' &= - [ r_{jp} ( p_{st} + p_j ) + r_{jn} ( n_{st} + n_j ) ] \Delta Z_{jn}(t) \\
&\quad + r_{jn} Z_{jp, st} \Delta n(t) - r_{jp} Z_{jn, st} \Delta p(t) \quad (\text{Ek. 11})
\end{aligned}$$

$$[\Delta p(t)]' = \Delta G(t) + \sum_j [ r_{jp} p_j ( Z_j - \Delta Z_{jn}(t) ) - r_{jp} ( p_{st} + \Delta p(t) ) ( Z_{jn,st} + \Delta Z_{jn}(t) ) ]$$

$$= \Delta G(t) + \sum_j [ - r_{jp} p_j \Delta Z_{jn}(t) - r_{jp} p_{st} \Delta Z_{jn}(t) - r_{jp} \Delta p(t) Z_{jn,st} ]$$

$$= \Delta G(t) - \Delta p(t) \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} - \sum_j r_{jp} ( p_{st} + p_j ) \Delta Z_{jn}(t)$$

$$[\Delta p(t)]' = \Delta G(t) - \Delta p(t) \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} - \sum_j r_{jp} ( p_{st} + p_j ) \Delta Z_{jn}(t) \quad (\text{Ek.12})$$

$$n(t) = n_{st} + \tilde{n} \exp(i\omega_m t) \quad (\text{Ek.13a})$$

$$Z_{jn}(t) = Z_{jn,st} + \tilde{Z}_{jn} \exp(i\omega_m t) \quad (\text{Ek.13b})$$

$$Z_{jp}(t) = Z_j - Z_{jn}(t) = Z_{jp,st} + \tilde{Z}_{jp} \exp(i\omega_m t) \quad (\text{Ek.13c})$$

$$p(t) = p_{st} + \tilde{p} \exp(i\omega_m t) \quad (\text{Ek.13d})$$

(Ek.10,11,12) ifadelerinde (Ek.13a,b,c,d) ifadeleri kullanılarak

$$i\omega_m \tilde{n} \exp(i\omega_m t) = \tilde{G} \exp(i\omega_m t) - \tilde{n} \exp(i\omega_m t) \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} - \sum_j r_{jn} ( n_{st} + n_j ) \tilde{Z}_{jp} \exp(i\omega_m t)$$

$$i\omega_m \tilde{n} = \tilde{G} - \tilde{n} \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} - \sum_j r_{jn} ( n_{st} + n_j ) \tilde{Z}_{jp} \quad (\text{Ek.14})$$

$$\tau_j = [ r_{jp} ( p_{st} + p_j ) + r_{jn} ( n_{st} + n_j ) ]^{-1} \quad (\text{Ek.15})$$

olmak üzere

$$i w_m \tilde{Z}_{jn} = - \frac{\sum_j \tilde{Z}_{jn}}{\tau_j} + r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p} = -i w_m \tilde{Z}_{jp}$$

$$\left( i w_m + \frac{1}{\tau_j} \right) \tilde{Z}_{jn} = r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p}$$

$$\tilde{Z}_{jn} = \frac{\tau_j}{1 + i w_m \tau_j} ( r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p} ) = - \tilde{Z}_{jp} \quad (\text{Ek.16})$$

ifadeleri elde edilir. Benzer işlemler yapılarak

$$i w_m \tilde{p} = \tilde{G} - \tilde{p} \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} - \sum_j r_{jp} ( p_{st} + p_j ) \tilde{Z}_{jn} \quad (\text{Ek.17})$$

şeklinde bulunur. (Ek.14) ifadesinde (Ek.16) ifadesi kullanılarak

$$\tilde{G} = [ i w_m + \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} ] \tilde{n} + \sum_j r_{jn} ( n_{st} + n_j ) \tilde{Z}_{jp}$$

$$\tilde{G} = [ i w_m + \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} ] \tilde{n} - \sum_j r_{jn} ( n_{st} + n_j ) \frac{\tau_j}{1 + i w_m \tau_j} ( r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p} )$$

$$\tilde{G} = \left[ i\omega_m + \sum_j r_{jn} Z_{jp,st} - \sum_j r_{jn}^2 (n_{st} + n_j) \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} Z_{jp,st} \right] \tilde{n} \\ + \sum_j r_{jn} r_{jp} (n_{st} + n_j) \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} Z_{jn,st} \tilde{p}$$

$$\tilde{G} = \left[ i\omega_m + \sum_j r_{jn} \left[ 1 - r_{jn} (n_{st} + n_j) \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} \right] Z_{jp,st} \right] \tilde{n} \\ + \sum_j r_{jn} r_{jp} (n_{st} + n_j) \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} Z_{jn,st} \tilde{p}$$

ifadesi elde edilir. (Ek.15) ifadesinden

$$r_{jn} (n_{st} + n_j) = \frac{1}{\tau_j} - r_{jp} (p_{st} + p_j)$$

yazılarak

$$\tilde{G} = \left\{ i\omega_m + \sum_j r_{jn} \left[ 1 - \left( \frac{1}{\tau_j} - r_{jp} (p_{st} + p_j) \right) \frac{\tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} \right] Z_{jp,st} \right\} \tilde{n} \\ + \left\{ \sum_j r_{jn} \frac{(n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn,st} \right\} \tilde{p}$$

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m + \sum_j r_{jn} \left[ 1 - \frac{1}{1 + i\omega_m \tau_j} + \frac{r_{jp} (p_{st} + p_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} \tau_j \right] Z_{jp, st} \right\} \tilde{n}$$

$$+ \left\{ \sum_j r_{jn} \frac{(n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn, st} \right\} \tilde{p}$$

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m + \sum_j r_{jn} \left[ \frac{1 + i\omega_m \tau_j - 1}{1 + i\omega_m \tau_j} \right] Z_{jp, st} + \right.$$

$$\left. \sum_j r_{jp} \frac{(p_{st} + p_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp, st} \right\} \tilde{n} + \sum_j r_{jn} \frac{(n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn, st} \tilde{p}$$

↓  
D

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m \left[ 1 + \sum_j \frac{r_{jn} \tau_j}{1 + i\omega_m \tau_j} Z_{jp, st} \right] \right.$$

↓  
A

$$+ \left. \sum_j r_{jp} \frac{(p_{st} + p_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp, st} \right\} \tilde{n} + D \tilde{p}$$

↓  
B



$$\tilde{G}^z = [ i w_m ( 1 + A ) + B ] \tilde{n} + D \tilde{p} \quad (\text{Ek.18})$$

şeklinde elde edilir. (Ek.17) ifadesinde (Ek.15) ve (Ek.16) bağıntıları kullanılarak

$$\tilde{G}^z = \left[ i w_m + \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} \right] \tilde{p} + \sum_j r_{jp} ( p_{st} + p_j ) \tilde{Z}_{jn}$$

$$\tilde{G}^z = \left[ i w_m + \sum_j r_{jp} Z_{jn,st} \right] \tilde{p} + \sum_j r_{jp} ( p_{st} + p_j ) .$$

$$\begin{aligned} & \frac{\tau_j}{1 + i w_m \tau_j} ( r_{jn} Z_{jp,st} \tilde{n} - r_{jp} Z_{jn,st} \tilde{p} ) \\ \tilde{G}^z = & \left\{ i w_m + \sum_j r_{jp} \left[ 1 - r_{jp} \frac{( p_{st} + p_j )}{1 + i w_m \tau_j} \tau_j \right] Z_{jn,st} \right\} \tilde{p} \\ & + \left\{ \sum_j r_{jp} \frac{( p_{st} + p_j )}{1 + i w_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp,st} \right\} \tilde{n} \\ \tilde{G}^z = & \left\{ i w_m + \sum_j r_{jp} \left[ 1 - \left( \frac{1}{\tau_j} - r_{jn} ( n_{st} + n_j ) \right) \frac{\tau_j}{1 + i w_m \tau_j} \right] Z_{jn,st} \right\} \tilde{p} \\ & + \left\{ \sum_j r_{jp} \frac{( p_{st} + p_j )}{1 + i w_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp,st} \right\} \tilde{n} \end{aligned}$$

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m + \sum_j r_{jp} \left[ 1 - \frac{1}{1 + i\omega_m \tau_j} + \frac{r_{jn} (n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} \tau_j \right] Z_{jn, st} \right\} \tilde{p}^z$$

$$+ \left\{ \sum_j r_{jp} \frac{(p_{st} + p_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp, st} \right\} \tilde{n}^z$$

↓  
B

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m + \sum_j r_{jp} \left[ \frac{1 + i\omega_m \tau_j - 1}{1 + i\omega_m \tau_j} \right] Z_{jn, st} \right.$$

$$\left. + \sum_j r_{jn} \frac{(n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn, st} \right\} \tilde{p}^z + B \tilde{n}^z$$

$$\tilde{G}^z = \left\{ i\omega_m \left[ 1 + \sum_j \frac{1}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn, st} \right] \right.$$

↓  
C

$$\left. + \sum_j r_{jn} \frac{(n_{st} + n_j)}{1 + i\omega_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn, st} \right\} \tilde{p}^z + B \tilde{n}^z$$

↓  
D

$$\tilde{G} = [ i\omega_m (1 + C) + D ] \tilde{p} + B \tilde{n} \quad (\text{Ek.19})$$

ifadesi bulunur. (Ek.18) bağıntısı -B ile (Ek.19) bağıntısı

ise  $(i\omega_m (1 + A) + B)$  ile çarpılarak taraf tarafa toplanır

$$-B \tilde{G} = -B [ i\omega_m (1 + A) + B ] \tilde{n} - B D \tilde{p}$$

$$[ i\omega_m (1 + A) + B ] \tilde{G} = [ i\omega_m (1 + A) + B ] B \tilde{n} +$$

$$[ i\omega_m (1 + A) + B ] [ i\omega_m (1 + C) + D ] \tilde{p}$$

$$[ i\omega_m (1 + A) + B - B ] \tilde{G} = \left\{ [ i\omega_m (1 + A) + B ] [ i\omega_m (1 + C) + D ] - B D \right\} \tilde{p}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = \frac{[ i\omega_m (1 + A) + B ] [ i\omega_m (1 + C) + D ] - B D}{i\omega_m (1 + A)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = \frac{i\omega_m \cdot i\omega_m (1 + A)(1 + C) + i\omega_m (1 + A)D + i\omega_m (1 + C)B}{i\omega_m (1 + A)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = i\omega_m (1 + C) + D + \frac{(1 + C)B}{(1 + A)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = (1 + C) \left[ i\omega_m + \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right] \quad (\text{Ek. 20})$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca (Ek.19) ifadesini  $-D$  ile (Ek.18) ifadesini ise  $(i\omega_m (1 + C) + D)$  ile çarpıp taraf tarafa toplandığında

$$-D \tilde{G} = -D B \tilde{n} - D [ i\omega_m (1 + C) + D ] \tilde{p}$$

$$[i\omega_m C(1+C) + D] \tilde{G} = [i\omega_m C(1+C) + D] [i\omega_m C(1+A) + B] \tilde{n} + [i\omega_m C(1+C) + D] D \tilde{p}$$

$$[i\omega_m C(1+C) + D - D] \tilde{G} = \left\{ [i\omega_m C(1+C) + D] [i\omega_m C(1+A) + B] - DB \right\} \tilde{n}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \frac{[i\omega_m C(1+C) + D] [i\omega_m C(1+A) + B] - DB}{i\omega_m C(1+C)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \frac{i\omega_m \cdot i\omega_m C(1+C)(1+A) + i\omega_m C(1+C)B + i\omega_m C(1+A)D}{i\omega_m C(1+C)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = i\omega_m C(1+A) + B + \frac{C(1+A)D}{C(1+C)}$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = C(1+A) \left[ i\omega_m + \frac{B}{1+A} + \frac{D}{1+C} \right] \quad (\text{Ek. 21})$$

şeklinde elde edilir. Burada A, B, C, D katsayıları aşağıdaki ifadelerle verilir.

$$A = \sum_j \frac{1}{1 + i\omega_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} ; \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} = r_{jn} \tau_j Z_{jp} \quad (\text{Ek. 22a})$$

$$B = \sum_j \frac{1}{1 + i\omega_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} ; \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} = r_{jn} r_{jp} (p_{st} + p_j) \tau_j Z_{jp} \quad (\text{Ek. 22b})$$

$$C = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p}; \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p} = r_{jp} \tau_j Z_{jn} \quad (\text{Ek. 22c})$$

$$D = \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p}; \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p} = r_{jn} r_{jp} (n_{st} + n_j) \tau_j Z_{jn} \quad (\text{Ek. 22d})$$

Sabit bir oluşma hızlı yeterince uzun bir aydınlatma ile sağlanmış olan kararlı durum şartlarındaki gerçek bir fotoiletken düşünelim. Oluşma hızı

$$G(t) = G_{st} + \Delta G(t) \quad |\Delta G(t)| \ll G \quad (\text{Ek. 23})$$

şeklinde sadece çok küçük miktarlarda değişsin. Tarafsızlık şartının türevi alındığında

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( n + \sum_j Z_{jn} \right) \frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\partial}{\partial p} \left( p + \sum_j Z_{jp} \right) \frac{d\Delta p}{dt} \quad (\text{Ek. 24})$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca zamandaki bu değişim rekombinasyon hızı  $\bar{R}$  ve oluşma hızı  $G$  nin  $(\Delta G - \Delta \bar{R})$  farkıdır. Burada

$$\bar{R} = \sum_j \bar{R}_j \text{ ve } \bar{R}_j = r_{jn} r_{jp} (n_p - n_i^2) \tau_j Z_j$$

olmak üzere  $Z_j$  kusurları yoluyla rekombinasyon hızıdır.

$$\Delta \bar{R} = \sum_j \Delta \bar{R}_j = \sum_j \left[ \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p} \Delta p \right]$$

$\frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n}$  ve  $\frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p}$  yine kararlı durum değerleridir. O halde

$$\frac{\partial}{\partial n} \left[ n + \sum_j Z_{jn} \right] \frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\partial}{\partial p} \left[ p + \sum_j Z_{jp} \right] \frac{d\Delta p}{dt}$$

$$= \Delta G - \sum_j \left[ \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p} \Delta p \right] = \Delta G - \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dn} \Delta n$$

$$= \Delta G - \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dp} \Delta p \quad (\text{Ek. 26})$$

(Ek.23) ifadesindeki  $\Delta G$  sadece yeterince küçük değil fakat yeterince yavaş da değişmelidir. En elverişli deneysel metot yeterince küçük  $w_m$  modülasyon frekanslı sinüzoidal oluşma hızı ile modüle etmektir. Yani

$$G(t) = G_{st} + \tilde{G} \exp(i w_m t) \quad | \tilde{G} | \ll G_{st} \quad (\text{Ek. 27})$$

ve buradan

$$n(t) = n_{st} + \tilde{n} \exp(i w_m t) \quad | \tilde{n} | \ll n_{st} \quad (\text{Ek. 28})$$

yazılır ve böylece (Ek.24) ifadesi

$$\frac{\partial}{\partial n} \left[ n + \sum_j Z_{jn} \right] i w_m \tilde{n} = \frac{\partial}{\partial p} \left[ p + \sum_j Z_{jp} \right] i w_m \tilde{p} \quad (\text{Ek. 29})$$

$$= \tilde{G} - \sum_j \left( \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} \tilde{n} + \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p} \tilde{p} \right) = \tilde{G} - \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dn} \tilde{n} = \tilde{G} - \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dp} \tilde{p}$$

Buradan

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( n + \sum_j Z_{jn} \right) i w_m \tilde{n} = \tilde{G} - \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dn} \tilde{n}$$

yazılarak

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dn} + i w_m \cdot \frac{\partial}{\partial n} \left( n + \sum_j Z_{jn} \right)$$

ve

(Ek. 30)

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dp} + i w_m \cdot \frac{\partial}{\partial p} \left( p + \sum_j Z_{jp} \right)$$

ifadeleri elde edilir.

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \frac{1}{\tau_n(w_m)} + i w_m \left( 1 + \sum_j \frac{\partial' Z_{jn}}{\partial n} \right)$$

(Ek. 31)

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = \frac{1}{\tau_n(w_m)} + i w_m \left( 1 + \sum_j \frac{\partial' Z_{jp}}{\partial p} \right)$$

Yukarıdaki ifadelerde  $\tau_n = \left( \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dn} \right)^{-1}$  ve  $\tau_p = \left( \sum_j \frac{d\bar{R}_j}{dp} \right)^{-1}$

ayrıca

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial' Z_{jn}}{\partial n} &= \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} \\
 \frac{\partial' Z_{jp}}{\partial p} &= \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p} \\
 \frac{\partial' \bar{R}_j}{\partial n} &= \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n} \\
 \frac{\partial' \bar{R}_j}{\partial p} &= \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \frac{\partial' Z_{jn}}{\partial n} \\ \frac{\partial' Z_{jp}}{\partial p} \\ \frac{\partial' \bar{R}_j}{\partial n} \\ \frac{\partial' \bar{R}_j}{\partial p} \end{aligned}} \right\} \text{(Ek. 32)}$$

şeklinde tanımlanmıştır. Böylece (Ek.31) ifadeleri bu tanımlar kullanılarak

$$\begin{aligned}
 \frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} &= \frac{1}{\tau_n(w_m)} + iw_m \left( 1 + \sum_j \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} \right) \quad \text{(Ek. 33)} \\
 &= \frac{1}{\tau_n(w_m)} + iw_m + \sum_j \frac{iw_m}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n}
 \end{aligned}$$



$$= \frac{1}{\tau_n(w_m)} + iw_m + \sum_j \frac{iw_m + w_m^2 \tau_j}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n}$$

ifadenin reel ve imajiner kısımları ise

$$\text{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} \right] = \text{Re} \left[ \frac{1}{\tau_n(w_m)} \right] + \sum_j \frac{w_m^2 \tau_j}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n}$$

(Ek. 34)

$$\text{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} \right] = \text{Im} \left[ \frac{1}{\tau_n(w_m)} \right] + w_m + \sum_j \frac{w_m}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n}$$

olarak elde edilir. (Ek.33) ifadesi (Ek.22a,b,c,d) ifadeleri kullanılarak

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \frac{1}{\tau_n(w_m)} + iw_m (1 + A)$$

şeklinde yazılabilir. (Ek.21) ifadesinde  $w_m \rightarrow 0$  için

$$\frac{1}{\tau_{\text{resp}}} = \lim_{w_m \rightarrow 0} \left[ \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right]$$

yazıldığında

$$\frac{1}{\tau_{resp}} = \lim_{w_m \rightarrow 0} \frac{\sum_j \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n}}{1 + \sum_j \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} + \frac{\sum_j \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p}}{1 + \sum_j \frac{1}{1 + iw_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p}}}$$

(Ek. 35)

$$\frac{1}{\tau_{resp}} = \frac{\sum_j \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial n}}{1 + \sum_j \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n}} + \frac{\sum_j \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial p}}{1 + \sum_j \frac{\partial Z_{jp}}{\partial p}}$$

ifadesi elde edilir [34]. Modülasyon frekansı çok büyük olduğundan

$$\frac{1}{\tau_{resp}} = \lim_{w_m \rightarrow 0} \left[ \frac{B}{1 + A} + \frac{D}{1 + C} \right] \ll w_m$$

(Ek.20) ve (Ek.21) ifadeleri

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = (1 + A) iw_m$$

(Ek. 36)

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = (1 + C) i w_m$$

(Ek.37)

şeklinde yazılır. A ve C katsayılarının kullanılmasıyla da

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{n}} = \left[ 1 + \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} \frac{\partial Z_{jn}}{\partial n} \right] i w_m$$

$$= \left[ 1 + \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} r_{jn} \tau_j Z_{jp} \right] i w_m$$

$$= w_m \left[ 1 + \sum_j \frac{i(1 - i w_m \tau_j)}{1 + w_m^2 \tau_j^2} r_{jn} \tau_j Z_{jp} \right]$$

$$= i w_m + \sum_j \frac{i w_m + w_m^2 \tau_j}{1 + w_m^2 \tau_j^2} r_{jn} \tau_j Z_{jp}$$

$$= w_m^2 \sum_j \frac{r_{jn} \tau_j^2 Z_{jp}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} + i w_m \left[ 1 + \sum_j \frac{r_{jn} \tau_j Z_{jp}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \right]$$

$$\tau_j = \frac{1}{w_j}$$

$$Z_{jp} = \frac{n_j}{n_{st} + n_j} Z_j$$

ifadelerini kul-

lanarak [9]

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = \sum_j \frac{C w_m / w_j)^2}{1 + C w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} n_j Z_j}{n_{st} + n_j} \quad (\text{Ek. 38})$$

$$\operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} \right] = w_m + \sum_j \frac{C w_m / w_j)}{1 + C w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} n_j Z_j}{n_{st} + n_j} \quad (\text{Ek. 39})$$

ifadeleri elde edilir. p-tipi materyaller için (Ek.37) ifadesi kullanılarak aynı işlemlerin tekrarlanmasıyla aşağıdaki  $\operatorname{Re}(\tilde{G} / \tilde{p})$  ve  $\operatorname{Im}(\tilde{G} / \tilde{p})$  ifadeleri bulunur.

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = (1 + C) i w_m$$

$$\frac{\tilde{G}}{\tilde{p}} = \left[ 1 + \sum_j \frac{1}{1 + i w_m \tau_j} r_{jp} \tau_j Z_{jn} \right] i w_m$$

$$= w_m \left[ i + \sum_j \frac{i(1 - i w_m \tau_j)}{1 + w_m^2 \tau_j^2} r_{jp} \tau_j Z_{jn} \right]$$

$$= i w_m + \sum_j \frac{i w_m + w_m^2 \tau_j}{1 + w_m^2 \tau_j^2} r_{jp} \tau_j Z_{jn}$$

$$= w_m^2 \sum_j \frac{r_{jp} \tau_j^2 Z_{jn}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} + i w_m \left[ 1 + \sum_j \frac{r_{jp} \tau_j Z_{jn}}{1 + w_m^2 \tau_j^2} \right]$$

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\hat{G}_z}{\hat{p}_z} \right] = \sum_j \frac{C w_m / w_j)^2}{1 + C w_m / w_j)^2} r_{jp} Z_{jn} \quad (\text{Ek. 40})$$

$$\operatorname{Im} \left[ \frac{\hat{G}_z}{\hat{p}_z} \right] = w_m + \sum_j \frac{C w_m / w_j)}{1 + C w_m / w_j)^2} r_{jp} Z_{jn} \quad (\text{Ek. 41})$$

$Z_{jn} = \frac{p_j}{p_{st} + p_j} Z_j$  ifadesinden yararlanarak

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{\hat{G}_z}{\hat{p}_z} \right] = \sum_j \frac{C w_m / w_j)^2}{1 + C w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} p_j Z_j}{p_{st} + p_j} \quad (\text{Ek. 42})$$

$$\operatorname{Im} \left[ \frac{\hat{G}_z}{\hat{p}_z} \right] = w_m + \sum_j \frac{C w_m / w_j)}{1 + C w_m / w_j)^2} \frac{r_{jp} p_j Z_j}{p_{st} + p_j} \quad (\text{Ek. 43})$$

olarak bulunur.

## VIII. ÖZGEÇMİŞ

17.4.1963 yılında Ankara'da doğan Nevin Kalkan ilk, orta ve liseyi İstanbul'da bitirdikten sonra 1986 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik-Matematik bölümünden mezun olmuştur. Daha sonra aynı fakültenin Fizik Bölümü Genel Fizik Anabilim Dalında "İndiyum İnce Filmlerinin Elektrik Özellikleri" konulu yüksek lisans çalışmasını 1989 yılında tamamlamış ve 1987 yılında aynı anabilim dalında araştırma görevlisi olarak çalışmaya başlamıştır.

Katıldığı bilimsel toplantılar:

TFD-12 Ulusal Fizik Kongresi (1990,İzmir) (Bildirili)

III. International Bodrum School of Physics (1990,Bodrum) (Bildirili)

13 th Greek-Bulgarian Symposium on Semiconductor and Solid State Physics (1992,Sofya-Bulgaristan) (Bildirili)

TFD-9 Ulusal Fizik Kongresi (1987,Bursa)

Trends in Quantum Electronics (1988,Bükreş-Romanya)

I.Ulusal Bodrum Yaz Okulu (1988,Bodrum)

TFD-10 Ulusal Fizik Kongresi (1988,İstanbul)

II. Trakya Teorik Fizik Seminerleri (1989,Edirne)

II. International Bodrum School of Physics (1989,Bodrum)

Spring College in Condensed Matter on Physics of Low-Dimensional Semiconductor Structures (1990,Trieste-İtalya)

Phase Transitions in Surface Films (1990,Erice-İtalya)

Research Workshop in Condensed Matter Atomic and Molecular Physics (1990,Trieste-İtalya)

Semiconductor Superlattices and Interfaces (1991,Trieste-İtalya)

International School of Physics "Enrico Fermi" (1991,Varena-İtalya)

Ist General Conference of the Balkan Physical Union (1991,  
Selanik-Yunanistan)

Selanik Aristatle Üniversitesi Katihal Fiziği Bölümünde Bi-  
limsel araştırma (1.11.1991-1.11.1992,Yunanistan)

