

T.C
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**AMORF InTe YARIİLETKEN MALZEMESİNİN
FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

Handan BOSTANCI

Tez Yöneticisi:
Doç. Dr. Fahrettin YAKUPHANOĞLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

ELAZIĞ, 2006

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**AMORF InTe YARIİLETKEN MALZEMESİNİN
FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI**

Handan BOSTANCI

Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı

Bu tez, 04/08/2006 tarihinde aşağıda belirtilen jüri tarafından oybirliği /oyçokluğu ile başarılı / başarısız olarak değerlendirilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Fahrettin YAKUPHANOĞLU

Üye: Prof. Dr. Mehmet ŞEKERCİ

Üye: Prof. Dr. Yusuf ATICI

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

TEŞEKKÜR

“Amorf InTe Yarıiletken Malzemesinin Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması” adlı Yüksek Lisans tezimin hazırlanmasında maddi ve manevi her türlü yardımlarını esirgemeyen saygıdeğer hocam Doç. Dr. Fahrettin YAKUPHANOĞLU’ na,

Tez çalışmalarına FÜBAP – 1170 nolu proje kapsamında maddi destek sağlayan Fırat Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi’ne,

Unutulmaz destekleri için eğer yeterse sevgili aileme ‘teşekkür ederim’.

Handan BOSTANCI

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

İÇİNDEKİLER	I
ŞEKİLLER LİSTESİ	III
TABLOLAR LİSTESİ	V
SİMGELER LİSTESİ	VI
ÖZET	VII
ABSTRACT	VIII
1. GİRİŞ.....	1
2. KRİSTAL VE AMORF MALZEMELER.....	3
2.1. Elektronik Yapı ve Band Modelleri.....	4
3. AMORF YARIİLETKEN MALZEMELERİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	8
3.1. Amorf Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik Mekanizmaları.....	10
3.1.1. Mott İletkenlik Modeli.....	10
3.2. Fotoiletkenlik Özellikleri.....	12
3.2.1. Kısa Süreli Fotoakım Özellikleri.....	14
3.3. Dielektrik ve Alternatif Akım İletkenlik Özellikleri.....	19
3.3.1. Dielektrik Özellikler.....	19
3.3.2. Alternatif Akım İletkenlik Özellikleri.....	22
4. OPTİK ÖZELLİKLER.....	27
4.1. Optik geçirgenlik.....	27
4.2. Optik Soğurma Katsayısı.....	29
4.3. Optik Geçişler.....	33
4.3.1. Doğrudan Geçişler.....	33
4.3.2. Dolaylı Geçişler.....	36
4.4. Urbach Kuralı.....	41
4.5. Ayrılım (Dispersiyon) Bağıntısı.....	43
4.6. Sellmeier Bağıntısı.....	44
4.7. Optik Sabitler.....	46
5. MATERYAL VE METOT.....	48
5.1. Numunenin Hazırlanması.....	48
5.2. X-Işını Difraksiyon Ölçümleri.....	48
5.3. İletkenlik Sıcaklık Ölçümleri.....	48
5.4. Optik Soğurma Ölçümleri.....	49
5.5. Fotoiletkenlik Ölçümleri.....	49

5.6. Dielektrik Ölçümleri.....	49
6. ÖLÇÜM SONUÇLARI.....	50
6.1. Numunelerin Kristal Yapılarının Belirlenmesi.....	50
6.2. Elektrik ve İletkenlik Özellikleri.....	50
6.2.1. Numunelerin İletkenlik Mekanizmalarının Belirlenmesi.....	50
6.3. Optik Soğurma Özellikleri.....	51
6.4. Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları.....	57
6.5. Dielektrik Ölçüm Sonuçları.....	59
7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	66
KAYNAKLAR.....	67
ÖZGEÇMİŞ.....	72

Şekil 2.1. Bir katının kristal ve amorf yapısı a) Kristal b) Amorf.....	3
Şekil 2.2. a) Kristal örgü için potansiyel kuyusu b) Anderson örgüsü için potansiyel kuyusu.....	5
Şekil 2.3. Anderson modelinde dalga fonksiyonun şekli a) $L \approx a$ durumu b) Yerleşik olmayan durumlar ($E > E_c$) c) Yerleşikliğin oluşumu ($E < E_c$) d) Kuvvetli yerleşiklik.....	7
Şekil 4.1. Örnek bir optik geçirgenlik spektrumu.....	27
Şekil 4.2. İyi kalitede bir a-Si:H örneğinin soğurma spektrumu.....	28
Şekil 4.3. Spektroskopik sistemler ve enerji bağımlılıkları.....	30
Şekil 4.4. Optiksel soğurma işlemi.....	32
Şekil 4.5. Şekil 4.4’de verilen durumlara karşılık gelen optik soğurma spektrumu.....	33
Şekil 4.6. Bantlar arası doğrudan geçiş.....	34
Şekil 4.7. Bantlar arası doğrudan ve dolaylı geçişler.....	38
Şekil 4.8. Dolaylı geçişlerin oluşumu.....	38
Şekil 4.9. $\alpha_i^{1/2}$ nin sıcaklık ile değişimi.....	41
Şekil 4.10. Farklı saflıktaki numuneler için soğurma kıyısı eğrileri.....	47
Şekil 5.1. Deney Düzeneği.....	49
Şekil 6.1. InTe ince filmi X-ışını difraksiyon deseni.....	50
Şekil 6.2. InTe numunesinin $\ln\sigma-1000/T$ grafiği.....	51
Şekil 6.3. InTe numunesinin optik soğurma spektrumu.....	52
Şekil 6.4. InTe numunesinin $(\alpha h\nu)^2 -E$ grafiği.....	52
Şekil 6.5. InTe numunesinin $\ln\alpha-E$ grafiği.....	53
Şekil 6.6. InTe numunesinin optik geçirgenlik spektrumu.....	53
Şekil 6.7. InTe numunesinin optik yansıma spektrumu.....	54
Şekil 6.8. InTe numunesi için kırılma indisinin dalga boyuna bağıllılığı.....	54
Şekil 6.9. InTe numunesinin $(n^2 -1)^{-1} - (h\nu)^2$ grafiği.....	55
Şekil 6.10. InTe numunesinin $\epsilon_1 -E$ grafiği.....	55
Şekil 6.11. InTe numunesinin $\epsilon_2 -E$ grafiği.....	56
Şekil 6.12. InTe numunesinin $\sigma_1 -E$ grafiği.....	56
Şekil 6.13. InTe numunesinin $\sigma_2 -E$ grafiği.....	57
Şekil 6.14. InTe ince filminin farklı ışık şiddetlerinde akımın zaman ile değişimi.....	58
Şekil 6.15. InTe ince filminin farklı ışık şiddetlerinde I-V grafiği.....	58
Şekil 6.16. InTe ince filminin I-G grafiği.....	59

Şekil 6.17. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda AC iletkenlik grafiği	60
Şekil 6.18. InTe ince filminin AC iletkenlik grafiği	60
Şekil 6.19. InTe numunesi için farklı sıcaklıklarda s-T değişimi	61
Şekil 6.20. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda ε' -lnf grafiği.....	61
Şekil 6.21. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda ε'' -lnf grafiği.....	62
Şekil 6.22. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda M' -lnf grafiği.....	62
Şekil 6.23. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda M'' -lnf grafiği.....	63
Şekil 6.24. InTe numunesinin $\ln\tau$ -1000/T grafiği.....	64
Şekil 6.25. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda Z-lnf grafiği.....	64
Şekil 6.26. InTe ince filminin $\tan\delta$ -lnf grafiği.....	65

Tablo 6.1. InTe numunesinin optiksel parametreleri.....	57
--	-----------

SİMGELER LİSTESİ

<u>Simge</u>		<u>Birim</u>
σ	: elektriksel iletkenlik	(S / cm)
ρ	: elektriksel özdirenç	$(ohm.cm)$
J	: akım yoğunluğu	(A / cm^2)
μ	: hareketlilik (mobilité)	$(cm^2 / V.s)$
ΔE	: aktivasyon enerjisi	(eV)
E_g	: yasak enerji aralığı	(eV)
E_c	: iletim bandı minimum enerji seviyesi	(eV)
E_v	: valans bandı maksimum enerji seviyesi	(eV)
n	: elektron konsantrasyonu	(cm^{-3})
E_F	: Fermi enerjisi	(eV)
N_a	: alıcı atomların konsantrasyonu	(cm^{-3})
N_d	: verici atomların konsantrasyonu	(cm^{-3})
$N(E_F)$	: Fermi seviyesindeki durum yoğunluğu	$(eV^{-1}.cm^{-3})$
R	: sıçrama mesafesi	(Å)
α	: soğurma katsayısı	(cm^{-1})
T	: mutlak sıcaklık	(K)
m^*	: etkin kütle	(g)
E_u	: Urbach enerjisi	(eV)
ϵ_0	: serbest uzayın geçirgenliği	(F/m)
E_0	: tek-osilatörün enerjisi	(eV)
τ	: relaksasyon (Gevşeme) zamanı	(s)

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

AMORF InTe YARIİLETKEN MALZEMESİNİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Handan BOSTANCI

**Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
2006, Sayfa : 80**

Bu çalışmada, InTe amorf yarıiletken malzemenin, X ışını difraksiyonu, elektriksel iletkenliği, optik ve dielektrik özellikleri araştırıldı. X-ışını difraksiyon sonuçları InTe numunesinin amorf yapıya sahip olduğunu gösterir. Numunenin elektriksel iletkenliğinin sıcaklığa bağlılığı araştırıldı ve bulunan sonuçlar numunenin bir amorf yarıiletken olduğunu doğrular. InTe numunesi fotoiletkenlik özellik gösterir. Numunenin optik band aralığı ve optik sabitleri geçirgenlik ve yansıma spektrumları kullanılarak hesaplandı. Numunede doğrudan optik geçişler meydana geldi. Numunenin kırılma indisi dispersiyon eğrisi tek osilatör modeline uydu. Numunenin dielektrik özellikleri frekansın ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak araştırıldı. Dielektrik parametrelerin sıcaklık ve frekansla değiştiği bulundu. Elektrik modulus eğrileri dielektrik relaksasyon olayını analiz etmek için kullanıldı.

Anahtar Kelimeler: InTe, Elektriksel İletkenlik, Amorf Yarıiletken, Dielektrik Sabiti

ABSTRACT
MASTER THESIS

**INVESTIGATING OF PHYSICAL PROPERTIES OF AMORPHOUS InTe
SEMICONDUCTOR MATERIAL**

Handan BOSTANCI

Firat University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

2006, Page: 80

In this study, X-ray diffraction, electrical conductivity, optical and dielectrical properties of the InTe amorphous semiconductor material have been investigated. X-ray diffraction results show that InTe sample has an amorphous structure. Temperature dependence of electrical conductivity of the sample has been investigated and the obtained results confirm that InTe is an amorphous semiconductor. The InTe sample shows photoconductivity behavior. The optical band gap and optical constants of the sample were calculated using transmittance and reflectance spectra. In the sample, the direct optical transitions take place. The refractive index dispersion curve of the sample obeys the single oscillator model. The dielectrical properties of the sample have been investigated as a function of frequency and temperature. It was found that the dielectrical parameters were changed with temperature and frequency. The electrical modulus curves were used to analyze the dielectrical relaxation processes.

Keywords: InTe, Electrical Conductivity, Amorphous Semiconductour, Dielectric constant

1. GİRİŞ

Son yıllarda, amorf yarıiletkenler güneş pili, ince film transistör, elektrofotografik yazıcı, fotodedektör, elektronik anahtar ve bellek birimi gibi pek çok alanda yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Yapılan çalışmalar kristal yarıiletkenlerle, uygun koşullarda hazırlanan amorf yarıiletkenlerin elektrik ve optik özelliklerinin birbirine benzediğini göstermiştir. Amorf yarıiletken malzemeleri elde etmek, kristal yarıiletken malzemeleri elde etmekten daha kolay ve maliyeti daha ucuz olduğu için bu konuda yapılan çalışmalar giderek artmaktadır [1]. Amorf yarıiletken filmlerin mikroelettronik teknolojisinde uygulama alanları gün geçtikçe artmıştır [2]. Amorf filmler, genelde öz dirençleri yüksek olan As, Se, Te, S, Si ve Ge gibi elementlerle hazırlanırlar [3-4]. Amorf yarıiletkenlerin elektrik ve optik özelliklerinin kristal yarıiletkenlerin özelliklerine benzerlik gösterdiği ilk olarak amorf Selenyum ile kristal Selenyum karşılaştırılması ile ortaya çıkarılmıştır [5]. Amorf Selenyum, 20. yüzyılın ilk yarısında Selenyum doğrultucularının fabrikasyonunda teknolojik olarak öneminin artmasının yanı sıra ilk fotokopyalama yöntemi kalkojen camlarla gerçekleştirilmiştir ve “xerography” adı verilen bu tekniğin ilk uygulaması 1956 yılında fotoiletken malzeme olarak Selenyum kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu malzemeler halen fotokopi makinelerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bir süre sonra amorf kalkojen camların anahtarlama ve bellek özellikleri bu alanda çalışan Ovshinsky tarafından 1968 yılında tespit edilmiştir.

Doğru akım (DC) ve alternatif akım (AC) iletkenlik ölçümleri, cam sistemlerinde kusur etkileri ve iletkenlik mekanizmasını anlayabilmek için yaygın olarak kullanılırlar. Çok iyi bilinen $\sigma_{AC} = A\omega^S$ bağıntısı AC iletkenlik mekanizmasının türünü açıklamak için kullanılmaktadır. AC iletim mekanizmasını tanımlamak için Kuantum Mekaniksel Tünelleme (QMT) modeli [6,7], Bariyer Sıçrama (CBH) modeli [8,9] ve Büyük Polaron Tünelleme (QLPT) modeli [10] gibi birçok model önerilmiştir.

Son zamanlarda amorf yapıda dielektrik davranış gösteren ferroelektrik malzemeler geliştirilmektedirler [11,12]. Çünkü bunların optoelektronik özellikleri İndiyum kalkojenlerinin araştırmalarında büyük önem kazandı [13]. In_2Te_3 çok ilginç elektriksel ve optiksel özelliklere sahip bir $A_2^III X_3^{VI}$ bileşiği [14,15] ve çinko sülfür yapısına sahiptir [16,17]. Birçok araştırmacı In_2Te_3 ince filmlerinin elektriksel özelliklerini araştırmıştır [18]. AC iletkenlik ölçümleri kalkojen yarıiletkenlerin dielektrik özelliklerini ve elektriksel iletkenlik mekanizmalarını açıklamak için yaygın olarak kullanılmaktadırlar.

Bu çalışmada, hazırlanan InTe ince filminin elektriksel iletkenlik, optik ve dielektrik özellikleri araştırılmıştır. Elektriksel iletkenlik ölçümlerinden numunenin elektronik parametreleri hesaplanarak, elektriksel iletkenlik mekanizması belirlenmiştir. Numunenin fotoiletkenlik özellikleri farklı aydınlanma şiddetleri altında belirlenmiştir.

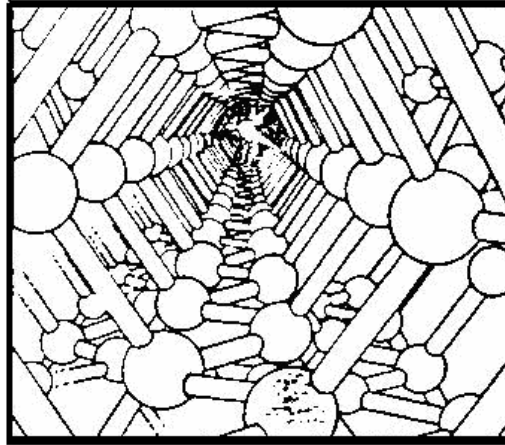
Optik geçirgenlik ve optik yansıma spektrumlarından numunenin optik band aralığı ve optik sabitleri hesaplanmıştır. Kırılma indisi dispersiyon özellikleri tek osilatör modeli ile açıklanmıştır [19].

Dielektrik ölçümlerde ise, InTe ince filminin dielektrik sabitleri ve dielektrik relaksasyonu mekanizması belirlenmiřtir.

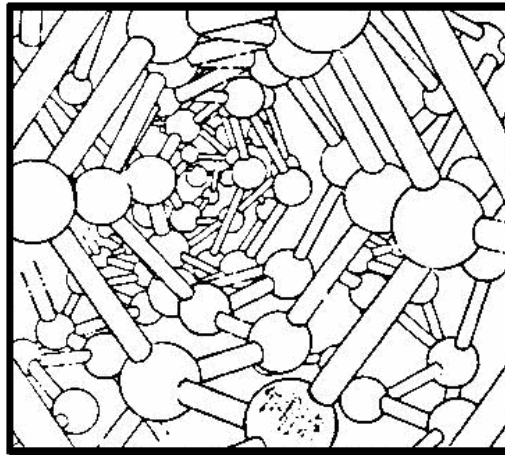
2. KRİSTAL ve AMORF MALZEMELER

Malzemeler, yapısal olarak en genel halde kristal ve kristal olmayan olarak ikiye ayrılırlar. Modern Katılal Fiziğı bütün katıları incelemek yerine, konu olarak yapılarında gözlenen simetriden dolayı daha kolay incelenebilen kristal özelliğı sahip olan katıları ele alır. İdeal kristaller, atomların üç boyutlu uzayda periyodik dizilmeleri sonucu oluşan düzenli yapılardır (Şekil 2.1a). Gerçek bir kristalde ise kusursuz örgü yapısı içinde yabancı atomlar, boşluklar, vs. gibi kusurlara rastlanmaz. Kusursuz bir kristalde, periyodik düzen olduğundan potansiyel kuyuları da periyodiktir. Kristal içindeki bir elektronun hareketi serbest elektronunkinden farklıdır.

Kristal olmayan katılar, amorf katılar olarak adlandırılırlar ve amorf katılarda uzun mesafe düzeni ve simetri olmayıp (Şekil 2.1b), kısa mesafeli bir düzene sahip sistemlerdir.



(a)



(b)

Şekil 2.1 Bir katının kristal ve amorf yapısı a) Kristal b) Amorf [20].

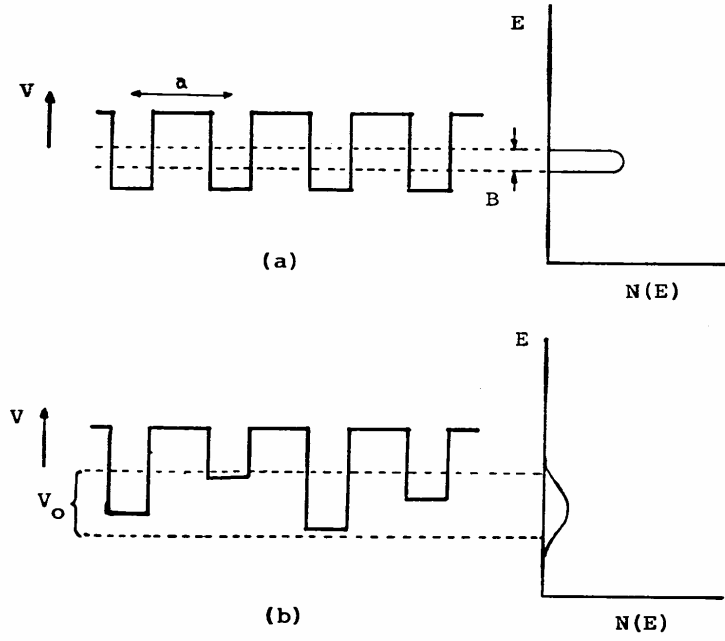
Amorf katıları hazırlamak için iki yöntem vardır. Birinci yöntem, erimiş maddenin hızla soğutularak katılaştırılmasıdır. Bu yöntemle farklı kimyasal kompozisyona sahip malzemeler hazırlanır ve bu amorf malzemeler camsı malzemeler olarak bilinirler. İkinci yöntem ise, yüksek vakumda ısıtıl buharlaştırma, argon atmosferinde püskürtme, plazma biriktirme yöntemleridir. Bu metotlarda, hazırlanan malzemeler, buhar fazında soğuk taban üzerine yoğunlaştırılmaktadırlar.

2.1. Elektronik Yapı ve Band Modelleri

Fonon etkilerinin düşünülmediği mükemmel bir kristalde düzgün periyodik bir potansiyelin etkisi altındaki elektronun, Bloch dalga fonksiyonu,

$$\tilde{\Psi}(k) = U(r) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.1)$$

bağıntısı ile tanımlanır. Burada, $\vec{k}$ elektronun dalga vektörüdür. $U(r)$ ise örgünün periyodikliğini tanımlayan bir fonksiyondur. Bloch dalga fonksiyonu ile belirlenen elektron bant içinde hareketlidir. Gerçek kristallerde, fononlar veya çeşitli kristal kusurlarından kaynaklanan saçılmalar nedeniyle, periyodik potansiyel bozulmaktadır. Periyodik potansiyelin kristal içinde bozulması sonucunda ortalama serbest yol, L , tanımlanır. Bu tanıma göre, L yolu sonunda saçılma nedeniyle elektronun dalga vektörü $\vec{k}$ değişecektir. Dalga vektörünün değişmesiyle de faz faktörü ($e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}$) değişecektir. Böylelikle ortalama serbest yol, fazın değişmediği uzaklık olarak tanımlanabilir. Dalga fonksiyonları $kL \gg 1$ koşulunda, potansiyel değişimleri küçük olacağından, mükemmel kristaldeki dalga fonksiyonlarına benzerdir. Bu nedenle, $kL \gg 1$ koşulu sağlandığı sürece elektron Bloch fonksiyonu ile tanımlanır ve bir dizi atom boyunca faz değişmez. L , kuvvetli saçılmalar sonucu küçülür. Eğer ortalama serbest yol atomlar arası uzaklık mertebesinde olursa ($L \approx a$) bir atomdan diğerine geçerken faz faktörü değişeceğinden, elektron Bloch dalga fonksiyonu ile temsil edilemez. Amorf yapıda, uzun mesafe düzenin olmaması nedeniyle, kristal yapı için düşünülen mükemmel periyodik potansiyel geçerli olamaz. Bunun sonucu olarak da ortalama serbest yolun sınırlı bir değere sahip olması ve elektronu da Bloch fonksiyonu ile tanımlanamaması geçerli olur.



Şekil 2.2 a) Kristal örgü için potansiyel kuyusu b) Anderson örgüsü için potansiyel kuyusu [20].

Düzgün periyodik potansiyele oranla potansiyel değişimleri V_0 büyüklüğü ile belirlenebilen, periyodikliğe yakın bir potansiyelin etkisi altındaki elektronun hareketi Anderson tarafından incelenmiştir (Şekil 2.2). Anderson, bu durumda,

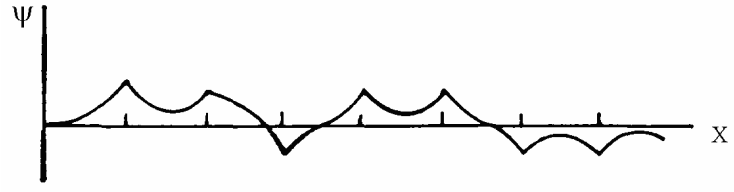
$$P = V_0 / B \quad (2.2)$$

ile gösterilen ve amorf yarıiletkenlere de uygulanabilen bir düzensizlik parametresi tanımlamıştır. İfadede B bant genişliğidir. Düzensizlik derecesi artarsa, potansiyel dalgalanmaları daha şiddetli hale gelir ve ortalama serbest yol küçülür. Anderson, P 'nin belli bir sınır değerinden daha büyük olması durumunda, $kL \ll 1$, serbest enerji düzeylerinden oluşan enerji bandı yerine, lokalize olmuş bir bandın söz konusu olduğunu göstermiştir. Potansiyelin periyodik durumundan ayrılmasının sonucu olan bu yerleşikliğe Anderson yerleşikliği (lokalizasyonu) denir [21]. Şekil 2.3'de Anderson modelinde dalga fonksiyonlarının şekli gösterilmiştir. Ortalama serbest yolun, $L \approx a$ olduğu küçük V_0 değerleri için, bir atomdan diğerine geçerken, dalga fonksiyonlarının fazı değişmektedir. Ancak dalga fonksiyonlarının büyüklüğü $|\Psi|^2$ sabittir. Bu nedenle dalga fonksiyonu süreklidir, ancak Bloch fonksiyonu değildir (Şekil

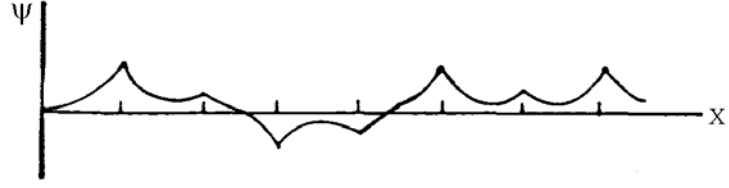
2.3a). V_0 artarsa, dalga fonksiyonlarının büyüklüğü de değişmektedir (Şekil 2.3b). Yeterince büyük potansiyel dalgalanmaları için, dalga fonksiyonunda uzaklıkla üstel azalma gözlenir ve bu durumda elektron lokalize olur. Yerleşik (lokalize) durumlar için dalga fonksiyonu,

$$\Psi = r^{-\beta} e^{-\alpha r} \quad (2.3)$$

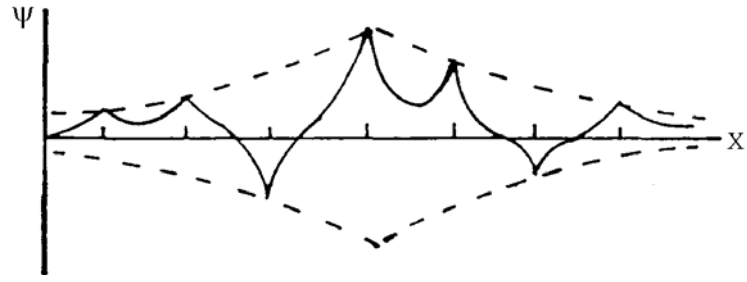
şeklinde tanımlanır. Denklemden, α^{-1} yerelleşme (lokalizasyon) uzunluğudur, yani yerleşik dalga fonksiyonlarının uzaysal yayılımının bir ölçüsüdür ve serbest durumlarda sonsuz, yerleşik durumlarda sonlu bir değere sahiptir. Elektriksel iletkenlik yerleşik enerji düzeylerinin etkin olması durumunda, bir yerleşik durumdan diğerine tünelleme ile olur ve bu tür iletkenlik sıçrayış iletkenliği olarak bilinir.



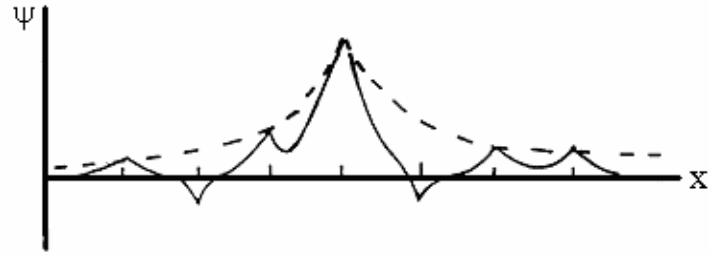
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 2.3. Anderson modelinde dalga fonksiyonun şekli **a)** $L \approx a$ durumu **b)** Yerleşik olmayan durumlar ($E > E_c$) **c)** Yerleşikliğin oluşumu ($E < E_c$) **d)** Kuvvetli yerleşiklik [21].

3. AMORF YARIİLETKEN MALZEMELERİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

Amorf yarıiletken malzemelerin band yapısı, kristal malzemelerin band yapısından farklıdır. Amorf yarıiletkenlerin band yapısının tanımlanması için en temel deneysel yöntem, X-ışını difraksiyonu veya elektron saçılmasıdır. Amorf yarıiletkenler, kristallerdeki kadar belirgin olmasa da bir saçılma deseni vermektedirler. Bu saçılma deseninden yararlanılarak radyal dağılım fonksiyonu $g(r)$ hesaplanabilir. Radyal dağılım fonksiyonu deneysel olarak ölçülen açığa bağlı saçılma deseninin Fourier dönüşümüdür. r , herhangi bir atomdan başlayarak ölçülen radyal uzaklıktır. Radyal dağılım fonksiyonu bilinen yarıiletken bir malzemenin elektronik parametreleri hesaplanabilir. Amorf bir yarıiletken malzeme için iletkenlik en genel durumda,

$$\sigma(E) = e \int g(E) \mu(E) f(E) dE \quad (3.1)$$

eşitliği ile verilir [21]. Burada, $g(E)$ E enerjisindeki durum yoğunluğu, $\mu(E)$ mobilite değişimi, $f(E)$ düzeylerin doluluk değeridir. Amorf yarıiletkenlerde, elektriksel iletkenlik üç ayrı bölgede incelenebilir. Çok düşük sıcaklıklarda, Fermi düzeyinin altındaki tüm düzeyler doludur ve üst düzeylere geçiş mümkün değildir. Düşük sıcaklıklarda ısı olarak uyarılan elektronlar sadece Fermi enerji düzeyi, E_f 'nin hemen üstündeki boş yerelleşmiş enerji düzeylerine sıçrama yolu ile uyarılarak iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu tür iletkenlik, değişken aralıklı sıçrama iletkenliği olarak bilinir ve sıcaklığa bağlılığı,

$$\sigma = A \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (3.2)$$

ifadesi ile verilir [21]. Burada A ve T_0 ; birer sabittir. İletim bandına, E_c uyarılan elektronların konsantrasyonu,

$$n = \int_{E_c}^{\infty} g(E) \exp \left[- (E - E_f) / kT \right] dE \quad (3.3)$$

bağıntısıyla belirlenir. Eğer $g(E)$ ve $\mu(E)$, E_c enerjisinden daha yüksek değerlerde kT 'ye bağlı olarak çok hızlı değişmiyorsa, bunların ortalama değerleri μ_c ve $g(E_c)$ kullanılabilir, bu durumda konsantrasyon,

$$n = g(E_c)kT \exp\left[-(E_c - E_f)/kT\right] \quad (3.4)$$

şeklinde tanımlanır [21]. Sıcaklık arttıkça quasi Fermi düzeylerinin E_{qf} bant uzantısı yerleşmiş enerji düzeyleri içerisine doğru hareket eder. Isıl geçiş sadece Fermi düzeyinden (E_f) iletkenlik bandı E_c 'nin altındaki bant uzantısı yerleşmiş enerji düzeylerine olur. Elektronlar bu durumda en yakında bulunan boş enerji düzeylerine sıçrama yoluyla hareket ederler. Böylece iletkenlik,

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left[-(E - E_f + W)/kT\right] \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır. Burada, W , yerleşmiş enerji düzeylerindeki ortalama enerjidir. Oda sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda, elektriksel iletkenlik mobilite kenarları E_c ve E_v civarında meydana gelir ve iletkenlik,

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left[-(E_c - E_f)/kT\right] \quad (3.6)$$

bağıntısı ile verilir. Burada σ_1 bir sabittir ve hazırlama koşullarına bağlıdır. İletkenlik bandı ve Fermi düzeyi arasındaki enerji farkı aktivasyon enerjisi, $E_a = |E_c - E_f|$ olarak tanımlanır. Bu durumda aktivasyon enerjisi kullanılarak iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı,

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-E_a / kT) \quad (3.7)$$

şeklinde verilir [21].

3.1. Amorf Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik Mekanizmaları

3.1.1. Mott İletkenlik Modeli

Mott, değişken aralıklı sıçrama iletkenliği bağıntısını türetirken, Miller ve Abrahams gibi, yerleşik durumları kısmen dolu olarak düşünmüş ve bu durumda olasılık ifadesini,

$$p = \nu_{ph} \exp\left(-2\alpha R - \frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad E_2 > E_1 \quad (3.8)$$

$$p = \nu_{ph} \exp(-2\alpha R) \quad E_2 < E_1 \quad (3.9)$$

şeklinde vermiştir [21]. Burada ν_{ph} fonon frekansıdır. Bu denklemlere göre ihtimaliyet,

$$p = \nu_{ph} \exp\left(-2\alpha R - \frac{W}{kT}\right) \quad (3.10)$$

şeklinde tanımlanır. Mott, bu olasılığı maksimum yapacak R değerini, diğer bir deyişle en olası sıçrama uzaklığını aşağıdaki şekilde bulmuştur. Dolu bir yerleşik durum merkez olmak üzere $(4\pi R^3 / 3)$ küresel hacmi düşünüldüğünde, belirli bir atomdan R uzaklığı içinde enerjisi E ile $E + \Delta E$ arasındaki durumların sayısı,

$$n = N(E_f) \frac{4}{3} \pi R^3 \Delta E \quad (3.11)$$

ile verilir [21]. Burada, $N(E_f)$, birim hacimde birim enerji başına durum yoğunluğudur. Fermi düzeyindeki durumlar arasındaki enerji farkı,

$$W = \frac{\Delta E}{n} \quad (3.12)$$

olarak ifade edilir. Fermi düzeyindeki durum yoğunluğu sabit alınırsa, yani $N(E) = N(E_f)$ olması durumunda, sıçrama aktivasyon enerjisi,

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_f)} \quad (3.13)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda denklem (3.10)'daki olasılık ifadesi,

$$p = \nu_{ph} \exp \left[- \left(2\alpha R - \frac{3}{4\pi R^3 N(E_f)} \right) \right] \quad (3.14)$$

olarak yazılır. Denklem (3.14) ile verilen sıçrama olasılığını en büyük yapan uzaklıklar, en olası sıçrama uzaklığı olarak tanımlanmaktadır. Böylelikle,

$$\frac{dp}{dR} = 0 \quad (3.15)$$

işlemi sonucunda en olası sıçrama uzaklığı,

$$R = \left(\frac{9}{8\pi\alpha N(E_f)kT} \right)^{1/4} \quad (3.16)$$

olarak bulunur [21]. Bu değer (3.13) ve (3.14) denklemlerinde kullanılırsa,

$$W = \frac{3}{4\pi} N(E_f)^{1/4} \left(\frac{8\pi\alpha kT}{9} \right)^{3/4} \quad (3.17)$$

ve

$$p = \nu_{ph} \exp \left[- \left(\frac{18\alpha^3}{N(E_f)kT} \right)^{1/4} \right] \quad (3.18)$$

elde edilir. Sonuçta $\mu = eR^2 p / 6$ ve $\sigma = eN(E_f)kT\mu$ tanımları kullanılarak iletkenlik,

$$\sigma = \frac{e^2 N(E_f) R^2}{6} \nu_{ph} \exp \left[- \left(\frac{18 \alpha^3}{N(E_f) k T} \right)^{1/4} \right] \quad (3.19)$$

olarak bulunur [21]. Bu denklemde,

$$T_0 = \frac{18 \alpha^3}{N(E_f) k} \quad \sigma_0 = \frac{e^2}{2(8\pi)^{1/2}} \nu_{ph} \left(\frac{N(E_f)}{\alpha k T} \right)^{1/2} \quad (3.20)$$

olarak alınırsa denklem (3.19),

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (3.21)$$

şekline indirgenir [21].

3.2. Fotoiletkenlik Özellikleri

Fotoiletkenlik yarıiletken bir malzemenin ışık etkisi ile çift oluşum (generation) ve yeniden birleşim (recombination) mekanizmaların aktif duruma geçmesi ile iletkenliğin büyük ölçüde artması olarak tanımlanır. İletkenlikteki bu artış ışık şiddetine, taşıyıcıların ömür sürelerine, optik bant aralığına ve bant aralığı içinde yer alan tuzakların yoğunluğuna bağlıdır [1]. Taşıyıcıların ısıl dengedeki dağılımlarının foto uyarma yolu ile değişmesi fotoiletkenlik (σ_p) adı verilen daha yüksek bir iletkenliği ortaya çıkarır [22]. Fotoiletkenlik foto uyarma ile fazlalık foto taşıyıcılarının yaratılması, tekrar birleşmesi ve taşınmasını içeren karmaşık bir işlemdir. Fotoiletkenlik fazlalık taşıyıcılarının yaratılması optik soğurma katsayısı α , yaratılan elektron/boşluk'ların kuantum verimliliğine (η), serbest taşıyıcıların ömür süresine (τ_1) ve serbest taşıyıcıların mobilitesine (μ_0) bağlıdır. Gelen fotonun enerjisi optik bant aralığından büyük olduğu durumlarda genellikle kuantum verimliliği $\eta \approx 1$ alınır [23]. Belli bir G elektron-boşluk üretim hızı,

$$G = F(1 - R) \frac{1 - e^{-\alpha d}}{d} \eta \quad (3.22)$$

ifadesi ile verilir. İletkenlik bandında ve değerlilik bandında yaratılan taşıyıcı yoğunluğu,

$$n = G \tau_n \quad (3.23)$$

$$p = G \tau_p \quad (3.24)$$

bağıntıları ile verilir. Burada τ_n ve τ_p elektron ve boşlukların ömür süreleri olarak tanımlanır. τ_n ve τ_p , fotoiletkenlikteki tuzaklara ve yeniden birleşme merkezlerine bağlı olup ve aynı zamanda sınır ve Fermi'nsi enerji düzeylerinin, yani G 'nin birer fonksiyonudur [24]. Genel olarak $\tau_n \neq \tau_p$ ve $n \neq p$ şeklindedir. Bu durumda fotoiletkenlik,

$$\begin{aligned} \sigma_p &= ne\mu_n + pe\mu_p \\ &= Ge(\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \end{aligned} \quad (3.25)$$

olarak yazılır. μ_n ve μ_p elektronların ve boşlukların mikroskobik mobilitesi olarak tanımlanır [23]. Amorf yarıiletkenlerde fotoiletkenlik,

$$\sigma_p = Ge\tau\mu \quad (3.26)$$

olarak tanımlanır [25].

Yarıiletkenlerde ısı denge durumunda iletkenlik bandı taşıyıcı yoğunlukları Fermi enerjisi konumuna göre verilir. Kararlı aydınlatma altında, elektron ve boşluk yoğunlukları artar. Kurulan yeni dengede, artan elektron ve boşluk yoğunlukları, elektron ve boşlukların sözde Fermi düzeyleri ile temsil edilir. Sözde Fermi enerji düzeyleri arasında kalan düzeyler etkin yeniden birleşme merkezleridir. Elektronlar için sözde Fermi enerji düzeyi sıcaklık arttırıldıkça iletkenlik bandından uzaklaşır. Malzemeyi aydınlatan foton akısı arttırıldıkça sözde Fermi enerji düzeyi iletkenlik bandına yaklaşacaktır [25].

3.2.1. Kısa Süreli Fotoakım Özellikleri

Kararlı fotoiletkenlik ve fotoiletkenlik sönüm zamanı verilerinden yararlanarak iletkenlik bandı uzantısının genişliği ve elektronların sürüklenme mobilitesinin sıcaklıkla değişimi hakkında bilgi elde edilebilir [26]. İletkenlik bandına uyarılmış bir elektron, yeniden birleşmeye uğramadan önce iletkenlik bandı uzantısındaki tuzak düzeyleri tarafından birçok kez yakalanıp bırakılır. Elektronların sürüklenme mobilitesi,

$$\mu_d = \mu \frac{t_{serbest}}{t_{tuzak} + t_{serbest}} \quad (3.27)$$

bağıntısı ile verilir [25]. İfadede, elektronun tuzakta kalma süresi t_{tuzak} ve elektronun iki tuzaklanma arasında yaygın düzeylerde geçirdiği süre $t_{serbest}$ olarak tanımlanmaktadır. Bu ifadeyi daha kolay kullanılabilir hale getirmek için, bant uzantısı yeniden birleşme zamanı için, τ_{TB} kısaltması yapılır. Band uzantısı yeniden birleşme zamanı, elektronların iletkenlik bandına uyarılmasından yeniden birleşmeye uğramasına kadar geçen zamanda, serbest ve yerleşmiş düzeylerde geçirdiği toplam ortalama zaman olarak tanımlanabilir. Bu tanımlama kullanılırsa mobilite,

$$\mu_d = \mu \frac{\tau}{\tau_{BT}} \quad (3.28)$$

olarak yazılabilir [25]. Bundan dolayı amorf yarıiletkenlerde fotoiletkenlik,

$$\sigma_p = Ge\tau_{BT}\mu_d \quad (3.29)$$

olarak tanımlanır. Denklem (3.26) ve (3.29) dan da anlaşılacağı gibi, fotoiletkenlik hem $\tau\mu$ hem de $\tau_{BT}\mu_d$ çarpımı ile verilebilir. n_t , iletkenlik bandı uzantısı yerleşmiş düzeylerinde bulunan elektron yoğunluğunu göstermek üzere,

$$(n + n_t) = G\tau_{BT} \quad (3.30)$$

eşitliği yazılabilir. $(n + n_t)$ ifadesi iletkenlik bandına uyarılmış, serbest ya da yerleşmiş düzeylerdeki elektron yoğunluğunu verir. Tuzaklanmış düzeylerdeki elektron yoğunluğu, durum yoğunluğunun çok büyük olması nedeniyle, serbest düzeylerdeki elektron yoğunluğundan çok daha büyüktür $(n_t \gg n)$ [27]. Denklem (3.30) kullanılarak sürüklenme mobilitesi,

$$\mu_d = \mu \frac{n}{n + n_t} \quad (3.31)$$

şeklinde bulunur [27]. Deneysel olarak ölçülebilen nicelik fotoiletkenlik sönüm zamanı τ_s parametresidir. Yeniden birleşme serbest düzeylerde gerçekleşiyorsa ve yeniden birleşme tek bir zaman sabiti ile tanımlanabiliyorsa, fotoiletkenlik sönüm zamanı, bant uzantısı yeniden birleşme zamanına eşittir. Böylelikle sönüm zamanı,

$$\tau_s = \tau_{BT} = \tau \left(1 + \frac{n_t}{n} \right) \quad (3.32)$$

ile verilir [24]. Eğer yeniden birleşme tek bir zaman sabiti ile meydana geliyorsa, fotoakım ifadesi,

$$I_p = I_{p0} e^{\frac{\tau}{\tau_s}} \quad (3.33)$$

bağıntısı ile verilir. Fotoiletkenlik sönüm zamanı τ_s , fotoiletkenliğin zaman göre türevinin $t \rightarrow 0$ durumu için aldığı değerden bulunabilir. Buradan fotoiletkenlik sönüm zamanı,

$$\frac{1}{\tau_s} = - \frac{1}{I_{p0}} \left. \frac{dI_p}{dt} \right|_{t=0} \quad (3.34)$$

biçiminde verilebilir. Elektronların mobilitesi ise,

$$\mu_d = \frac{\mu \tau}{\tau_s} = \frac{\sigma_p}{eG} \frac{1}{\tau_s} \quad (3.35)$$

şeklinde verilir. Eğer elektron-boşluk yaratılma hızı biliniyorsa sürüklenme mobilitesi bulunabilir. Fotoiletkenlik elektron-boşluk üretim hızının bir kuvvetiyle orantılı olup,

$$\sigma_c \propto G^\gamma \quad (3.36)$$

ifadesi ile verilir [28]. İfadede γ bir sabit ve ifade,

$$\mu\tau = \frac{\sigma_p}{eG} \propto G^{\gamma-1} \quad (3.37)$$

olarak yazılabilir. Fotoiletkenlik sönüm zamanı [29],

$$\tau_s \approx G^{-\beta} \quad (3.38)$$

şeklinde verilir. Eşitlikte β bir sabittir ve ifadesi,

$$\beta = 1 - \gamma \quad (3.39)$$

ile verilir. Aydınlatma kaldırıldığında iletkenlik bandındaki elektronların yoğunluğu [29],

$$n_t = n_0 \exp \left[(\nu_0 t)^\alpha \ln \left(1 + \frac{\tau_c}{\tau} \right) \right] \quad (3.40)$$

biçiminde verilmiştir. Burada τ_c , elektronların iki tuzaklanma arasında geçirdiği zaman olup ve serbest taşıyıcı ömür süresinden çok küçüktür. ν_0 ise kaçış sıklığı olarak tanımlanır [25]. Bant uzantısı durum yoğunluğu,

$$g(E) \propto e^{\frac{E}{kT_c}} \quad (3.41)$$

ifadesi ile verilir. T_c , sıcaklık cinsinden iletkenlik bandı uzantısını verir. Denklem (3.40) daki α ise,

$$\alpha = \frac{T}{T_C} \quad (3.42)$$

olarak tanımlanır. Ayrıca elektron sürüklenme mobilitesi [29],

$$\mu_d \propto G^{2\gamma-1} \quad (3.43)$$

şeklinde tanımlanır. Fotoiletkenlik zaman sönüm sabiti, band uzantısı yeniden birleşme zamanına (τ_{BT}) eşit olursa,

$$\beta = \gamma \quad (3.44)$$

şeklinde olur. Bu denklem sağlandığında, fotoiletkenlik ve fotoiletkenlik sönüm zamanı deneylerinden, elektronların sürüklenme mobilitesi, denklem (3.35) kullanılarak bulunabilir. Fotoiletkenlik sönüm zamanı, sıcaklığın ve fazlalık taşıyıcı üretim hızının bir fonksiyonudur. Dersh, Schweitzer ve Stuke (1983), amorf silisyum filmler için fotoiletkenlik sönüm zamanının sıcaklığa bağlılığı için bir model önermişlerdir [30]. Bu öneriye göre fotoiletkenliğin sönümünde yeniden birleşme kesik bağlar üzerinden olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda serbest elektronların kesik bağlar tarafından yakalanması, düşük sıcaklıklarda ise elektronların tuzak düzeylerde bulunma olasılığı yüksek olduğundan tünelleme ile kesik bağ düzeylerine geçmesi yoluyla yeniden birleşme gerçekleşir. Bu iki işleyişi kullanarak Hoheisel ve Fuhs (1988), fotoiletkenlik sönüm zamanı için bir ifade türetmiştir [27]. Buna göre serbest düzey elektron yoğunluğunun zaman göre değişimi,

$$\frac{dn}{dt} = G - \nu_0 \frac{N_t}{N_c} n + \nu_0 n_t e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} - \frac{n}{\tau} \quad (3.45)$$

biçimindedir. Serbest düzey elektron yoğunluğunun, üretim hızı ile artıp, yeniden birleşmesiyle azalması doğal bir sonuçtur. Benzer şekilde, tuzak yoğunluğu ile kaçış sıklığı çarpımı elektron yoğunluğunu azaltıcı ve tuzak düzeylerinin iletkenlik bandına enerjice uzak olması ise artırıcı etkide bulunur.

Hoheisel ve Fush (1988) tarafından önerilen ikinci denklem [27], aydınlatmaya son verildikten sonra, tuzaklanmış elektron yoğunluğundaki değişimi,

$$\frac{dn_t}{dt} = \nu_0 \frac{N_t}{N_c} n - \nu_0 n_t e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} - \frac{n_t}{\tau_t} \quad (3.46)$$

şeklinde verilir. n_t / τ_t terimi, elektronların kesik bağlara tünellenmesi ile tuzaklanan elektron yoğunluğunu azaltır. Denklem (3.45) ve (3.46) taraf tarafa toplanırsa,

$$\frac{d(n + n_t)}{dt} = G - \frac{n}{\tau} - \frac{n_t}{\tau_t} \quad (3.47)$$

ifadesi elde edilir. Aydınlatma kesildiğinde, fotoiletkenliğin üstel olarak azaldığı varsayılırsa sönüm sabiti,

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau} \frac{n}{n + n_t} + \frac{1}{\tau_t} \frac{n_t}{n + n_t} \quad (3.48)$$

şeklinde bulunur [27]. Tuzaklanmış elektron yoğunluğu cinsinden yazılırsa,

$$\tau_s \cong \tau \frac{n_t}{n} \cong \tau \frac{N_t}{N_c} e^{-\frac{E_D - E_T}{kT}} \quad (3.49)$$

şeklinde elde edilir. Düşük sıcaklıklarda, tuzaklanmış elektronların tünelleyerek yeniden birleşmesi etkin olduğundan, $\tau_t \ll \tau$ yaklaşımı yapılabilir. Bu durumda denklem (3.48),

$$\tau_s \cong \tau_t \frac{n + n_t}{n} \cong \tau_t \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir [25].

3.3. Dielektrik ve Alternatif Akım İletkenlik Özellikleri

3.3.1. Dielektrik Özellikler

Metal olmayan katılar, yüksek sıcaklıklarda heteropolar difüzyon hızı büyük olduğunda iyonik iletim gösterebilir ve elektriksel iletkenlik yarıiletkenlerde olduğu gibi, sıcaklıkla üstel olarak artar. Ancak bu tür katılar, düşük sıcaklıklarda ve zayıf alanlarda yalıtkan veya dielektrik özellik gösterirler. Dielektrikler içinde, elektrik alan etkisi ile hareket edebilen serbest yükler yok denecek kadar azdır. Bu tür katılar bir elektriksel alana girdiklerinde, bir akım oluşmaz ancak, elektriksel alan, atomik veya elektriksel yapıları ile elektriksel durumlarda bir takım değişikliklere sebep olur. Bu değişiklikler elektriksel polarizasyon olarak tanımlanır. Polarizasyon $\mathbf{P}$, birim hacimdeki dipol momentlerin toplamı,

$$\mathbf{P} = \sum \mathbf{p}_i \quad (3.51)$$

olarak ifade edilir [31]. $\mathbf{p}_i$, maddenin parçacıklarının temel elektriksel momentleridir. Dielektrik özellikleri, ϵ dielektrik sabiti ile gösterilir. Dipol moment yoğunluğu (kutuplanma) $\mathbf{D}$,

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P} \quad (3.52)$$

eşitliği ile verilir ve dielektrik sabiti,

$$\epsilon = 1 + 4\pi P / E = 1 + 4\pi\chi \quad (3.53)$$

eşitlik ile verilir ve χ , dielektrik alınganlık olarak tanımlanır [32].

Dielektrik malzemelerde, serbest elektron yoktur. Yasak enerji aralığı $4eV$ dan daha büyüktür. Elektriği iletmemelerine rağmen uygulanan elektrik alanından etkilenirler. Elektrik alan etkisinde atomlar ve elektronlar yer değiştirirler. Dolayısıyla elektrik yük merkezleri kayar. Bunun sonucu olarak elektriksel kutuplanma oluşur. Oluşan elektriksel kutuplar, malzeme yüzeyinde elektriksel yük birikimi sağlar. Bu nedenle dielektrik malzemeler kapasitör üretiminde elektrik yalıtım malzemesinde ve mikrodalga ısıtıcıların üretiminde kullanılırlar [31].

Düzlem levhalı bir kondansatörün sığası,

$$C_0 = (\varepsilon_0 \cdot A) / d \quad (3.54)$$

eşitliği ile verilir ve eşitlikte ε_0 boşluğun dielektrik sabiti, A kullanılan levhaların alanı, d iletken levhalar arası uzaklık, C_0 , aralarında boşluk bulunan kondansatörün sığasıdır [31]. Düzlem levhalı kondansatörün levhaları arasında bir dielektrik malzeme konulduğunda kapasite,

$$C = \varepsilon_r \varepsilon_0 (A / d) \quad (3.55)$$

ifadesiyle verilir [31]. Bağlı dielektrik sabiti, dielektrik sabitinin boşluktaki dielektrik sabitine oranı ve

$$\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0 = C / C_0 \quad (3.56)$$

şeklinde verilir. Dielektrik sabitinin sanal kısmı,

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \tan \delta \quad (3.57)$$

şeklinde tanımlanır. Burada, $\tan \delta$ kayıp tanjantıdır ve ε'' dielektrik kayıp olarak da adlandırılır. δ terimi, malzeme üzerinde AC gerilim etkisi nedeniyle, dielektrik bir malzemenin davranışında ifade edilmiş olan periyodik elektrik alan ile onunla aynı fazda olmayan elektrik yer değiştirme arasındaki *faz kayması* olarak tanımlanır. $\tan \delta$ ise, sığasal olarak malzemede depolanan enerjinin bir period kayıp miktarı biçiminde *dielektrik kayıp* ya da *kayıp faktörü* olarak ifade edilir. Ölçüm esnasında, akımın dirençsel bileşeninin sığasal bileşene oranı olarak,

$$\tan \delta = \frac{|I_R|}{|I_C|} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (3.58)$$

şeklinde ifade edilir [33].

Bir dielektrik alternatif bir elektrik alana konulursa, dielektrik sabiti, kompleks bir büyüklük olarak,

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (3.59)$$

şeklinde tanımlanır [31]. Dielektrik malzemelerin elektriksel özellikleri genellikle dielektrik sabitleri cinsinden ifade edilir. Çoğu malzemelerde bu değer, elektrik alan şiddetinden bağımsızdır, ancak değişken elektrik alan etkisinde frekansa bağlı olur. Bununla beraber, malzemenin durumu ile ilgili olarak sıcaklık gibi parametrelere de bağlı olabilir [34].

Bazı dielektrik malzemeler, elektriksel alan içerisine konulduğunda malzemede pozitif ve negatif yük merkezleri birbirinden ayrılarak dipoller oluşur. Elektriksel alan etkisi kaldırıldığında yükler tekrar eski yerlerine dönerler ve net dipol moment tekrar sıfır olur. Bu tür malzemeler ferroelektrik özelliğe sahiptirler. Bazı dielektrik malzemeler ise elektrik alan içerisine konmadan bu yük ayrışımı vardır. Bu malzemeler kendiliğinden net bir dipol momente sahiptir veya kutuplanarak kalıcı net bir dipol momente sahip olmaları sağlanabilir [34].

Dielektriklerin, dışarıdan uygulanan elektrik alana duyarlı olması onların elektriksel özelliklerini araştırmada önemli bir faktör olarak görülür. Bu nedenle bir dielektrik malzeme, bir elektriksel devre ile özleştirilir. Dielektrik malzeme ile doldurulmuş bir paralel plakalı kondansatör yapısı, admittans ile karakterize edilebilir [34]. Admittans,

$$Y = G_{dc} + j\omega C^* \quad (3.60)$$

şeklinde ifade edilir. G_{dc} , iletkenlik, ω uygulanan gerilimin açısal frekansı, C^* ise toplam sığadır. Bu ifade,

$$Y = G_{dc} + j\omega(C_0\varepsilon_r^*) \quad (3.61)$$

olarak da yazılabilir. C_0 kondansatörün dielektrik malzeme yok iken sahip olduğu sığa, ε_r^* ise dielektrik malzemenin boşluğa göre sahip olduğu bağlı dielektrik geçirgenlik sabitidir. Bağlı dielektrik geçirgenlik, denklem (3.59) ile ifade edilir ve admittansı,

$$Y = G_{dc} + j\omega C_0(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \quad (3.62)$$

$$Y = (G_{dc} + \omega\varepsilon_r''C_0) + j\omega C_0\varepsilon_r'$$

şeklinde bulunur [34]. Buna göre admittansın gerçel ve sanal bileşenleri elde edilmiş olur. Bir dielektrik malzemeye AC gerilim uygulandığında, malzemeden geçen akım,

$$I = (\varepsilon^* C^*) \frac{dV}{dt} \quad (3.63)$$

ifadesi ile verilir ve malzemeden geçen akım,

$$I = I_R + jI_C \quad (3.64)$$

$$I = (\omega C_0 V \varepsilon'') + j(\omega C_0 V \varepsilon')$$

olarak ifade edilir [34]. Denklemden I_R ; sürücü gerilim ile aynı fazda olan, gerçel ya da dirençsel bileşen olarak adlandırılır. I_C ; sürücü gerilim ile farklı fazda olan, sanal ya da sığasal bileşen olarak adlandırılır.

3.3.2. Alternatif Akım İletkenlik Özellikleri

Dielektrik bir madde alternatif alan içerisine konulduğunda yerdeğiştirme vektörü,

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \quad (3.65)$$

ile verilir. Denklemden $\vec{P}$ polarizasyondur. $\vec{D}$ ve $\vec{P}$ vektörleri elektrik alanı bir faz gecikmesi ile izlediklerinden ortamın dielektrik sabiti denklem (3.59) da kompleks bir sayı ile ifade edilir. ε' kompleks dielektrik sabitinin reel kısmı, ε'' ortamın elektriksel alandaki polarizasyonu ile ilgilidir. Alan etkisi altında bulunan ortama ait atom ve moleküller polarize olurlar veya ortamda polar moleküller varsa alan doğrultusunda yönelime uğrarlar. Bu olaylar alanın frekansa bağlılığını gösterir [35].

Alan frekansı artınca ortamda bulunan polar moleküller alanı izleyemezler. Dipolar polarizasyonun toplam polarizasyona katkısı ortamdan kalkınca dielektrik sabiti küçülür [35].

Debye tipi elektrik dispersiyon gevşeme (bozunma) sıcaklığı ile karakterize edilir [36,37]. Kompleks alternatif akım iletkenliği,

$$\sigma^* = \sigma' + i\sigma'' \quad (3.66)$$

ifadesi ile verilir ve ifadede σ' AC iletkenliğin reel kısmı ve,

$$\sigma'(\omega) = \omega\epsilon_0(\epsilon'' - \epsilon_x) \quad (3.67)$$

şeklinde tanımlanır. σ'' ise iletkenliğin sanal kısmı olup,

$$\sigma''(\omega) = \omega\epsilon_0(\epsilon' - \epsilon_x) \quad (3.68)$$

ifadesi ile verilir [38] ve ϵ_x yüksek frekanslarda, ϵ_0 ise statik dielektrik sabitidir. ϵ^* dielektriği Debye tipi relaksasyon yöntemiyle ifade edilir ve kompleks dielektrik sabiti,

$$\epsilon^* = \epsilon_\alpha + (\epsilon_0 - \epsilon_x)/(1 + j\omega\tau) \quad (3.69)$$

ifadesi ile verilir ve Debye tipinde f_0 relaksasyon frekansı,

$$f_0 = 1/2\pi\tau \quad (3.70)$$

ifadesi ile verilir. Alternatif akım iletkenliklerinin frekansa bağımlılığı,

$$\sigma_{AC} = A\omega^s \quad (3.71)$$

ifadesi ile verilir ve ifadedeki A parametresi,

$$A = (\pi^2 N^2 \epsilon' \epsilon / 24) (8e^2 / \epsilon' \epsilon / W_M)^6 (1/\tau^{1-s}) \quad (3.72)$$

eşitliği ile verilir. Bu denklem, genelde düşük hareketli polimerler ve kristal materyaller içinde geçerlidir [21].

Bir ω frekansında bir taşıyıcı yük için sıçrama mesafesi,

$$R = e^2 / \pi\epsilon\epsilon_0 [W_M - kT \ln(1/\omega\tau_0)] \quad (3.73)$$

bağıntısı ile tanımlanır [31]. Burada W_M maksimum engel yüksekliği, τ_0 karakteristik gevşeme zamanıdır. e elektron yükü, k Boltzman sabiti ve T sıcaklıktır.

Dielektrik kayıp faktörü adı verilen ε'' düşük frekanslarda iki ayrı nedenle ortaya çıkar. Dipollerin alternatif periyodik yönelimleri sonucu alan enerjiye dönüşür. Alan frekansının belirli bir ω_r değeri için dipolar kayıp maximum olur. Bu ω_r frekansına relaksasyon frekansı denir. Relaksasyon frekansı dolaylarında ε' dielektrik sabiti frekansla küçülür ve frekans artınca dipoller alanı izleyemezler [35].

Zamanla değişen alanlarda dielektrik sabiti ε'' frekansla değişmektedir. Dipol, bir elektrik alanda yöneldiğinden alan doğrultusunda titreşir ve çevresi ile etkileşir. Dipolün orijinal konuma dönüşü gecikir. Bu durumda çevreye aktarılan enerji hızı $e^{-t/\tau}$ ile verilir ve ifadede τ relaksasyon zamanıdır ve dipol ile sistem arasındaki etkileşmesinin şiddetinin bir ölçüsüdür.

Uygulanan alanın titreşim periyodu τ mertebesinde veya daha yüksek olduğunda dipol alanı takip edemez ve yeni bir problem ortaya çıkar. Debye ve daha sonra geliştirilen teorilere göre, dielektrik sabitler,

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty}' + \frac{\varepsilon_s' - \varepsilon_{\infty}'}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.74)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s' - \varepsilon_{\infty}')(\omega \tau)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.75)$$

Debye ifadeleriyle verilir [35] ve ifadelerde ε_s ve ε_{∞} sırasıyla düşük ve yüksek frekans dielektrik sabitleridir.

Dielektrik relaksasyon zamanı, dielektrik içinde polarizasyon zamanının üstel bozulmadan dış alan uygulandığında relaksasyon zamanı polarizasyonun değerinin 1/e sine düşmesi için geçen zamanı olarak tanımlanır.

Katıların alternatif akım iletkenlik mekanizmaları literatürdeki farklı teorik modellerle analiz edilmektedir. Klasik bariyer sıçrama (CBH) mekanizmasında AC iletkenlik [39-45],

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^3}{24} N(E_F)^2 \varepsilon \varepsilon_0 \omega R_{\omega}^6 \quad (3.76)$$

eşitliğiyle verilir. Eşitlikte $N(E_F)$ durum yoğunluğu ve R_ω sıçrama mesafesi ise [39–41,44,45],

$$R_\omega = \frac{e^2}{\pi \epsilon \epsilon_0 [W_M - kT(1/\omega \tau_0)]} \quad (3.77)$$

şeklinde tanımlanır ve ifadede W_M maksimum engel yüksekliği ve s bir sabittir ve CBH modelinde,

$$s = 1 - \frac{6kT}{W_M - kT \ln(1/\omega \tau_0)} \quad (3.78)$$

şeklinde tanımlanır [41,44–46]. Denklemden τ_0 karakteristik relaksasyon zamanı ve k Boltzman sabitidir. Frekans arttırıldığında taşıyıcı yüklerin ortalama yerdeğiştirmesi azalır ve bu şekilde bir malzemenin AC iletkenliği $\sigma_{AC} \approx \omega^s$ kanununa uyar. Dielektrik sabit AC alanın etkisi altında malzemenin polarizasyonu ile birleştirilir. Arayüzey polarizasyonunun iletkenlikle açıklanması güçtür ve dielektrik sabiti düşük frekanslarda çok yüksektir [42]. Bu durumu açıklamak için dielektrik modülüs kullanılır. Kompleks elektrik modülüs M^* ,

$$M^* = \frac{1}{\epsilon^*} = \frac{\epsilon'}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + i \frac{\epsilon''}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} \quad (3.79)$$

şeklinde tanımlanır [47]. Elektriksel modülüsün sanal kısmı elektrik alan altında malzemedeki enerji kayıplarının göstergesidir. Elektrik modülüs eğrilerindeki modülüs piki,

$$\phi(t) = \exp(-t/\tau)^\beta \quad (3.80)$$

fonksiyonu olarak elde edilir [48] ve formülde β bir sabittir. Kompleks elektriksel modülüs [42],

$$M^*(\omega) = M_\infty \left[1 - \int_0^\infty \exp(i\omega t) (-d\phi(t)/dt) dt \right] \quad (3.81)$$

şeklinde tanımlanır. Denklemden M_{∞} modülusun gerçekte kısmının yüksek frekans bölgesindeki sınır değeridir, $\phi(t)$ relaksasyon fonksiyonudur. Relaksasyon zamanının sıcaklığa bağılılığı ise,

$$\tau = \tau_0 \exp(E_R / kT) \quad (3.82)$$

olarak ifade edilir. İfadede E_R relaksasyon yönteminin aktivasyon enerjisi, τ_0 sonsuz sıcaklıktaki relaksasyon zamanı, k Boltzman sabiti ve T sıcaklıktır. Relaksasyon zamanı sıcaklıkla değişir [49].

Empedans spektroskopisi malzeme-elektrod etkileri, hacim arayüzey etkileri, tane sınır hakkında önemli bilgileri verir [50]. Bir katı malzeme için empedans,

$$Z = Z' + iZ'' \quad (3.83)$$

olarak ifade edilir. Burada Z' ve Z'' empedansın reel ve sanal kısımlarıdır ve

$$\text{Re}(Z) = |Z| \cos \phi \quad (3.84)$$

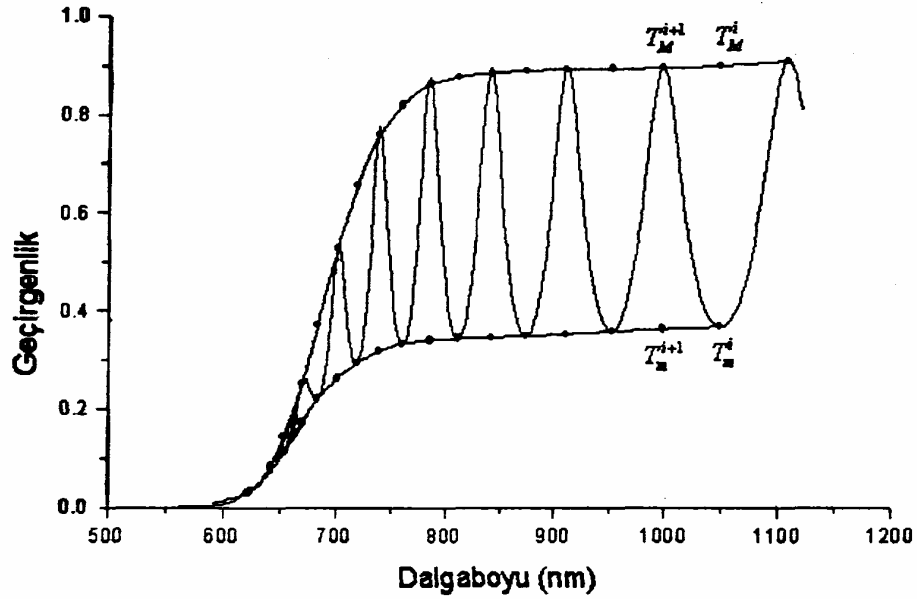
$$\text{Im}(Z) = |Z| \sin \phi$$

şeklinde verilirler.

4. OPTİK ÖZELLİKLER

4.1. Optik Geçirgenlik

Yarıiletken ince filmlerin kalınlığı, optik bant aralığı, dalgaboyuna bağlı kırılma indisi ve optik sabitleri, optik soğurma ve geçirgenlik spektrumlarından bulunabilir. αd çarpımının 1' den büyük olduğu foton enerjileri için optik geçirgenlik ve yansıma ölçümlerinden gidilerek, incelenen malzemelerin karakterizasyonu yapılabilir. Eğer optik geçirgenlik ölçümü yapılan örneğin yüzeyi pürüzsüz ise, Swanepoel tarafından önerilen yöntem, büyük bir doğrulukla filmin özelliklerinin hesaplanmasında kullanılabilir [51]. Bir a-Si:H ince film için ölçülen optik geçirgenlik spektrumu şekil 4.1'de verilmiştir. Şekilde ince film-hava ve ince film-cam arayüzeylerinden gerçekleşen çoklu yansıma sonucu oluşan yapıcı ve yıkıcı girişim saçakları görülmektedir. Swanepoel tarafından önerilen yöntemle önce bu spektrumun tepe ve çukur noktalarından geçen ve şekil 4.1'de gösterilen zarf eğrileri çizilir. Girişim deseninin her tepe ve çukur noktalarının zarf eğrilerine teğet geçtiği noktalar belirlenir. Her bir teğet noktasının diğer zarf eğrisi için karşılığı bulunur. Bu noktaların hangi mertebeden girişim koşulunu sağladığı bulunur ve bunun yardımıyla ince filmin, kalınlığı hesaplanır. Film kalınlığı kullanarak dalgaboyuna bağlı kırılma indisi değerleri hesaplanır.



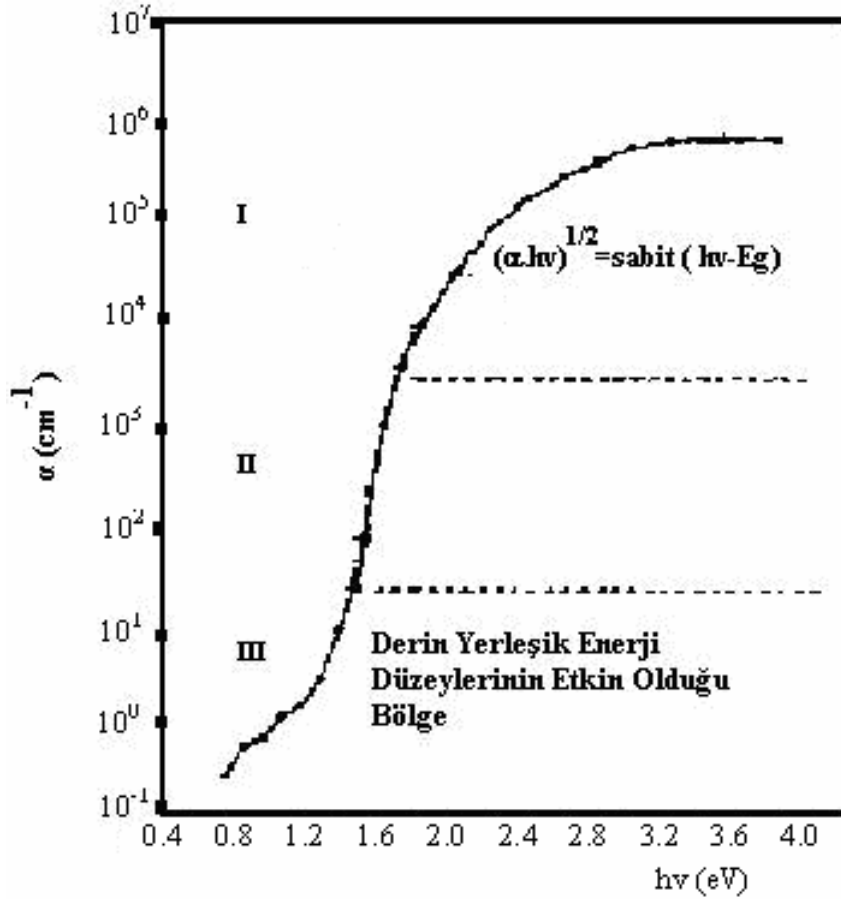
Şekil 4.1. Örnek bir optik geçirgenlik spektrumu [25].

Kırma indisinin dalgaboyuna bağılılığı,

$$n(\lambda) = \alpha \frac{1}{\lambda^2} + n_{KA} \quad (4.1)$$

ifadesi ile verilir [51]. İfadede α , bir katsayı ve n_{KA} , uzun dalga boyları için kırma indisinin ulaştığı değeri veren katsayıdır. Kırılma indisi bulunduktan sonra, alt ya da üst zarf eğrileri kullanılarak serbest enerji düzeylerine ait soğurma spektrumu hesaplanabilir.

Kaliteli bir hidrojenlendirilmiş amorf silisyum malzemesi için soğurma spektrumu şekil 4.2’de görülmektedir. Amorf silisyumun soğurma spektrumu üç farklı bölgeye ayrılarak incelenebilir.



Şekil 4.2. İyi kalitede bir a-Si:H örneğinin soğurma spektrumu [25].

Birinci bölge optik geçirgenlik verisinden hesaplanan soğurma katsayısı verileridir. Burada soğurma katsayısı,

$$\alpha \propto (h\nu - E_g)^m \quad (4.2)$$

ile verilir. m sayısı, iletkenlik bandı kenarının doğrusal yada parabolik olması yaklaşımına göre farklı bir değer alır [52]. Tauc optik aralık yaklaşımı parabolik iletkenlik bandı yaklaşımını öngördüğünden m sayısı 2 olarak alınmalıdır. İkinci bölge için, soğurmanın foton enerjisine bağlılığı üsteldir ve

$$\alpha(h\nu) = Ce^{\frac{h\nu}{E_u}} \quad (4.3)$$

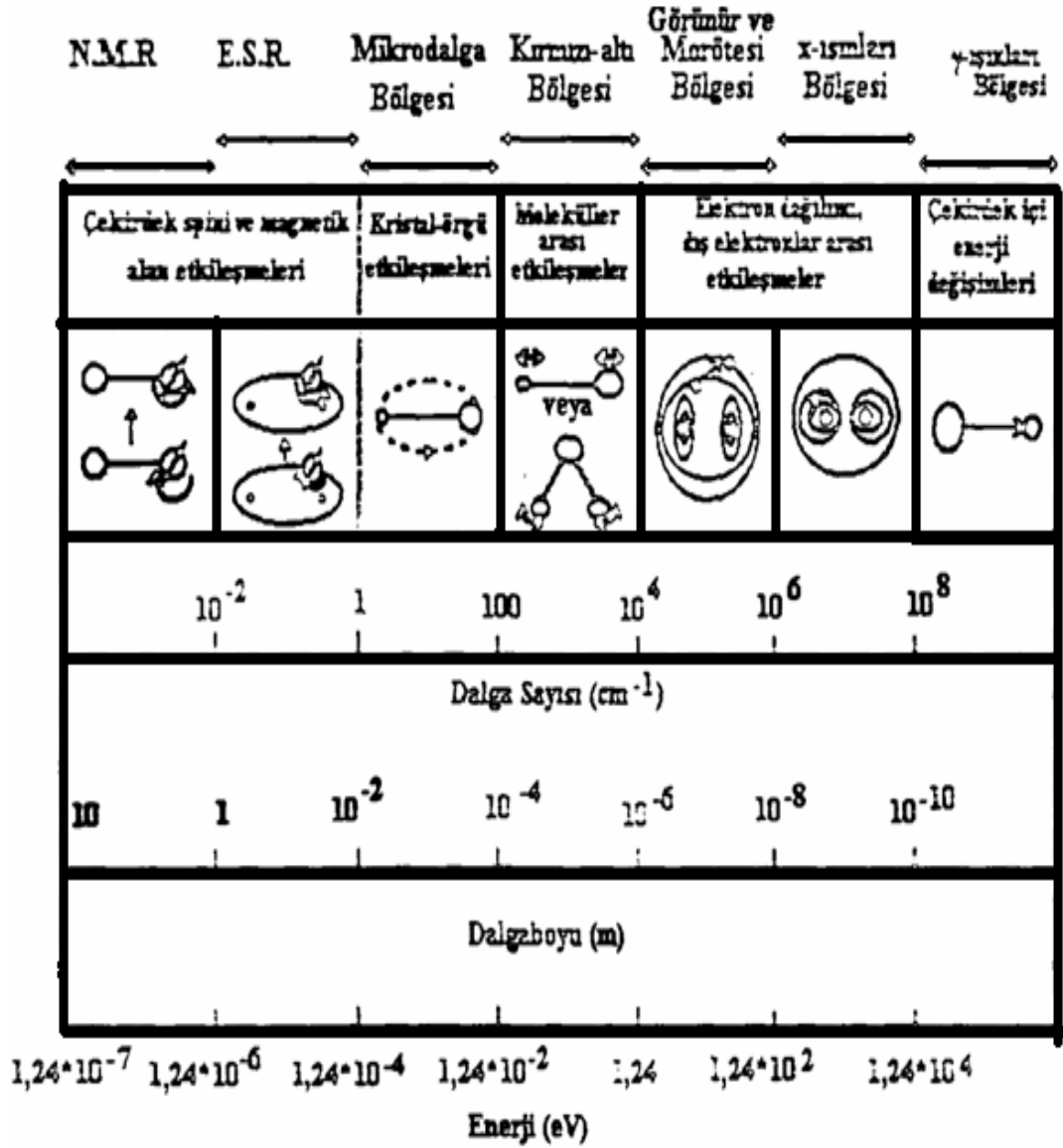
ifadesiyle verilir [53,54]. Denklemden C, bir sabittir. E_u Urbach parametresi olarak bilinir. Üçüncü bölge, kesik bağların neden olduğu derin yerelleşmiş enerji düzeylerden kaynaklanan soğurma bölgesidir [55]. Hidrojenlendirilmiş amorf silisyum ve alaşımlarının sözde enerji aralığında sürekli yerelleşmiş enerji düzeylerinin varlığı nedeniyle optik bant aralığı, kristallerde olduğu gibi kolayca tanımlanamaz. Buna karşı malzemenin karakterizasyonu yapmak amacıyla optik geçirgenlik veya yansıma ölçümleri kullanılarak optik bant aralığı, belli kabuller altında tanımlanabilir.

4.2. Optik Soğurma Katsayısı

Spektroskopi, genel olarak moleküllerin, iyonların ve çekirdeklerin kuantumlanmış enerji düzeylerini belirleyen bir yöntemdir. Deneysel olarak frekans ölçümü içeren bu yöntem ile elektromagnetik spektrum bölgelerine göre (şekil 4.3) atomlar, moleküller ya da çekirdekler arasındaki kuvvetler, etkileşmeler ve yapıları hakkında nitel veya nicel bilgiler alınabilir. Bu spektroskopik yöntem katılar için pek uygun değildir. Çünkü görünür bölgedeki fotonik uyarma ile bant içerisindeki birbirine çok yakın enerji düzeylerinin ayırt edilmesi mümkün değildir.

Şekil 4.4’de bant durumları, hem kristal hem de kristal olmayan maddeler için kuantum istatistiği uygulanarak bant uzantısı durumları ve bant arası durumlarının birbirlerine göre büyüklüklerini göstermek için logaritmik ölçekte çizilen bant modeli görülmektedir. Bu durumda E_f ile gösterilen Fermi enerji seviyesinin altında bulunan durumlar, elektronlar tarafından doldurulmuştur. Soğurulan fotonun enerjisi, E_v değerlik bandındaki bir elektronu

E_f enerji düzeyinin üzerindeki boş durumlara veya E_f 'nin yukarısındaki dolu durumlardan E_c iletkenlik bandına çıkaracak kadar yeterli enerjisi olmadığı takdirde optik soğurma meydana gelmez. Fotoiletkenlik için belli bir eşik enerjisinde bant arası durumlardan banda olan (G-B) geçişler başlar. Daha büyük foton enerjilerinde ise bant uzantısı durumlardan banda (T-B) ve hatta çok daha yüksek foton enerjilerinde de banttan banda (B-B) geçişler başlar.



Şekil 4.3. Spektroskopik sistemler ve enerji bağımlılıkları [23].

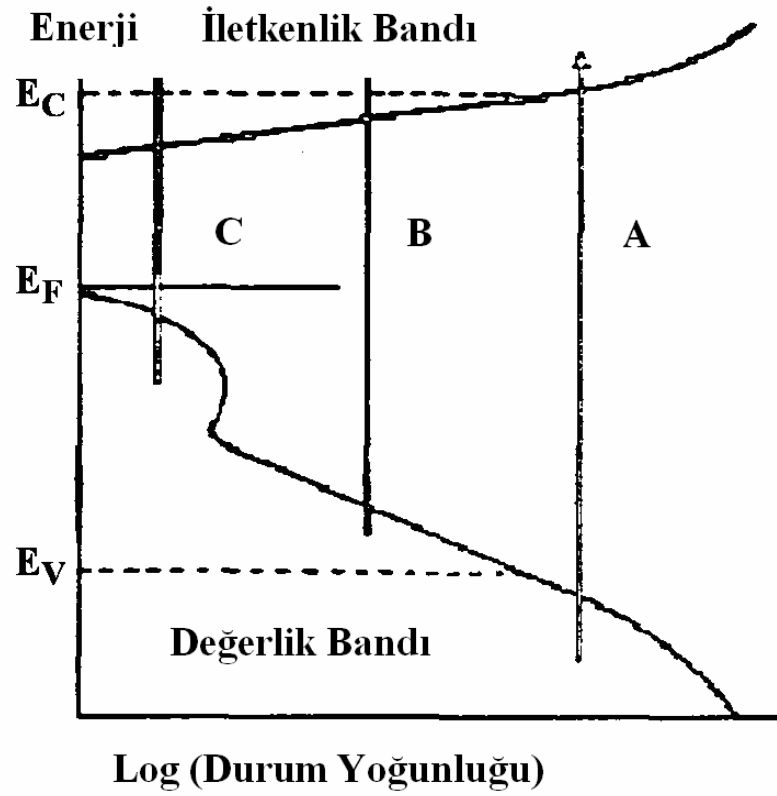
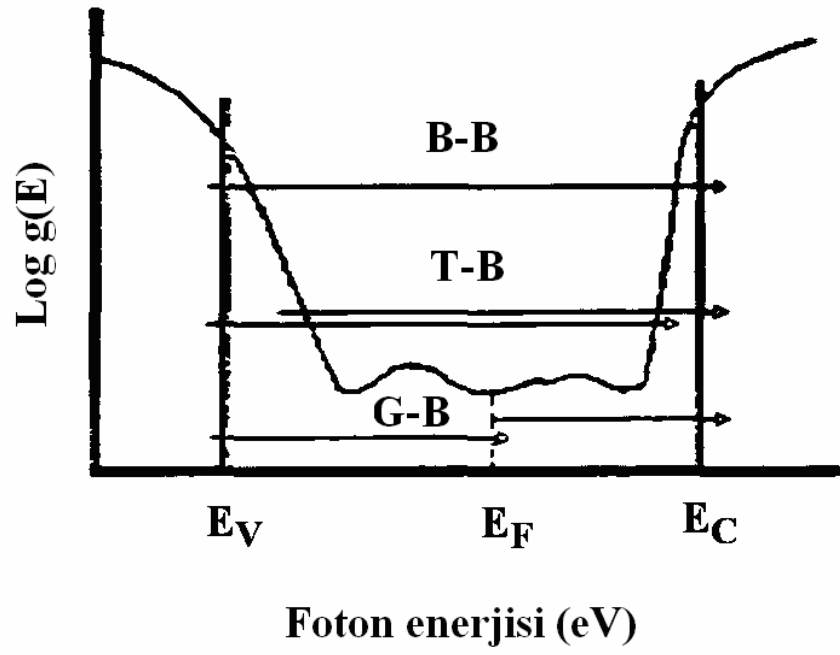
Bant uzantısı ve bant arası durum yoğunluğu $g(E)$ birbirinden oldukça farklı olarak değiştiği için Şekil 4.5'deki gibi üç bölgeli bir soğurma spektrumu beklenebilir [56]. B-B geçişleri (A) kuvvetli soğurmadan kaynaklanır. Optik geçişlerin banttan banda olduğu bu bölgede, optik soğurma katsayısının foton enerjisine bağlılığı,

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = B(h\nu - E_g) \quad (4.4)$$

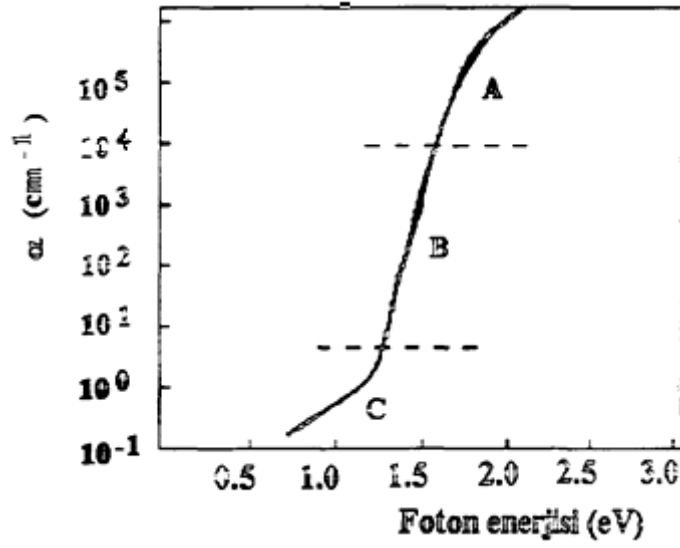
eşitliği ile verilir [57]. Bu bölgede, $\alpha(h\nu)$ değişimi, film kalınlığının 1-3 μm ve optik soğurma katsayısının $\alpha > 10^3 cm^{-1}$ değerleri için, optik geçirgenlik ve yansıma spektrumu kullanılarak elde edilebilir. Bant uzantısı yerleşik enerji düzeylerinin varlığı nedeniyle, bir amorf yarıiletkenin *yasak enerji aralığı* (E_g) tam olarak tanımlanamaz. Buna karşı (4.4) denklemi esas alınarak bir E_g hesaplanabilir. Bu şekilde bulunan E_g , *optik aralığı* veya *Tauc optik band aralığı* olarak tanımlanır ve mobilite aralığından biraz daha küçük bir değerdir [28]. Bant uzantısı durumlar için üstel bir değişim kabul edilirse T-B geçişleri de hemen hemen üstel olarak değişir (B). Bu bölgede, optik soğurma katsayısı foton enerjisine üstel olarak bağlı olur ve

$$\alpha(h\nu) = B e^{h\nu/E_u} \quad (4.5)$$

ifadesiyle verilir [57].



Şekil 4.4. Optiksel soğurma işlemi [23].



Şekil 4.5. Şekil 4.4’de verilen durumlara karşılık gelen optik soğurma spektrumu [23].

4.3. Optik Geçişler

4.3.1. Doğrudan Geçişler

Bir optik soğurma işleminde ($k_{\min} = k_{\max}$) için, toplam enerji ve elektron-foton sisteminin momentumu korunmalıdır. Gelen foton tarafından kristale verilen P_p momentumu $(h/\lambda)i$ ifadesine eşittir. Burada λ gelen radyasyonun dalgaboyudur, i fotonun soğurulmadan önceki yayılma doğrultusundaki birim vektördür. Böylece momentumun korunum ifadesi [58],

$$P_2 - P_1 = (h/\lambda)i \quad (4.6)$$

bağıntısı ile verilir. İfadede P_1 ve P_2 , soğurmadan önce ve sonra elektron tarafından işgal edilen durumla ilgili kristal momentumlarıdır. Bir F pertürbasyon potansiyeli altında meydana gelen bir geçişin ihtimaliyeti $|M_{if}|^2$ matris elemanı ile orantılıdır ve M_{if} ,

$$M_{if} = \int \psi_i F \psi_f^* dr \quad (4.7)$$

ile verilir. ψ_i ve ψ_f ilk ve son hal dalga fonksiyonlarıdır. Banttan banda geçişlerde yalnızca dikey geçişler **izinli** geçişlerdir ve geçiş için seçim kuralı $\Delta k = 0$ şeklindedir. Bu durum şekil 4.6’da gösterilmiştir. Dolu bantta kristal momentumunun P_1 olduğu bir haldeki elektron, geride bir boşluk bırakarak iletkenlik bandında kristal momentumunun yine P_1 olduğu bir hale geçer. Elektron ve boşluk zıt yönlerde hareket ederler ve boşluğun hızı $-P_1 / m_p$ değerine sahiptir. Bu durumda, dikey bir geçişin olabilmesi için minimum frekans [58],

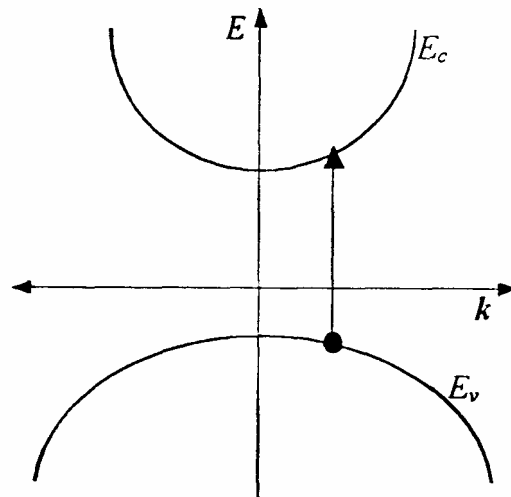
$$V_0 \geq (E_g / h) \quad (4.8)$$

eşitliği ile verilir. Bu frekans bölgesinde başka bir geçiş yoksa soğurma sınırı (4.8) ile verilen frekansta başlar ve sınırın hemen kısa dalgaboylu kenarında soğurma eğrisinin şekli, geçişin izinli veya izinsiz oluşuna bağlıdır.

İzinli bir geçiş için, iki durum arasındaki geçişin P_k ihtimaliyeti hemen hemen k ’ dan bağımsızdır. Valans bandından k ile $k + dk$ aralığındaki durumlardan kaynaklanan geçişleri oluşturmak için gerekli bir fotonun enerjisi,

$$h\nu = E_c(k) - E_v(k) \quad (4.9)$$

ile verilir.



Şekil 4.6. Bantlar arası doğrudan geçiş [58].

Bu durumda $d\nu$ frekans aralığındaki bir enerjinin soğurulma ihtimaliyeti göz önüne alınarak, $k = 0$ yakınında iletkenlik bandı düz, yani $E_c(k) = (\text{sabit})$ olduğunda, doğrudan izinli geçişin soğurma katsayısı [58],

$$\begin{aligned}\alpha_d &= A' P_k (h\nu - E_g)^{1/2} & , h\nu > E_g \\ \alpha_d &= 0 & , h\nu \leq E_g\end{aligned}\tag{4.10}$$

şeklinde yazılabilir, burada A' bir sabittir. Eğer iletkenlik bandı düz değilse,

$$hd\nu = \frac{\partial E_c}{\partial k} dk - \frac{\partial E_v}{\partial k} dk\tag{4.11}$$

olacağı için, bu durumun etkisi soğurma katsayısının bir sabitle çarpımı olacaktır. Bu durumda, izinli geçişler için B bir sabit göstermek üzere,

$$\begin{aligned}\alpha_d &= B (h\nu - E_g)^{1/2} & , h\nu > E_g \\ \alpha_d &= 0 & , h\nu \leq E_g\end{aligned}\tag{4.12}$$

yazılır. Bu ifade ancak $(h\nu - E_g)$ değerlerinin sınırlı bir aralığı için geçerlidir.

Valans bandı dalga fonksiyonları her bir atomun s hallerinden meydana gelirken, iletkenlik bandı dalga fonksiyonları p hallerinden meydana geldiğinde **izinli geçişler**, d hallerinden meydana geldiğinde ise **izinsiz geçişler** oluşur. İzinsiz geçiş durumunda, $k = 0$ olduğunda $P_k = 0$ olur, fakat k değeri sıfırdan uzaklaştığında geçiş ihtimaliyeti k^2 ile, yani $(h\nu - E_g)$ ile orantılı olur. Böylece geçiş ihtimaliyeti,

$$P_k = C \times (h\nu - E_g)\tag{4.13}$$

olarak yazılır. C bir sabit olmak üzere, doğrudan izinsiz geçişin soğurma katsayısı,

$$\alpha_d' = C (h\nu - E_g)^{3/2} \quad (4.14)$$

ifadesi ile verilir. İzinli ve izinsiz geçişlere karşılık gelen B ve C sabitlerinin değerleri, kuantum mekaniği yardımıyla [58],

$$B = \frac{\pi e^2 (2m_r)^{3/2}}{nc\hbar^2 m \epsilon_0} f_{cv} \quad (4.15)$$

$$C = (2/3)B(2m_r/m)f_{cv}'/h\nu \quad (4.16)$$

şeklinde bulunur. Burada $m_e = m_h = m$, n kırılma indisinin reel kısmı, m_r ise değeri,

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \quad (4.17)$$

eşitliği ile verilen indirgenmiş kütle ve f_{cv} geçişin osilatör şiddeti olarak bilinen 1 mertebesinde bir çarpandır [59].

İletkenlik bandındaki en düşük enerji seviyesi valans bandındaki en yüksek enerji seviyesi ile aynı k değerine sahip değilse ($k_{\min} \neq k_{\max}$), doğrudan geçişler yine meydana gelebilir, fakat bu geçişler en düşük $h\nu$ değerine sahip bantlar arası geçişler değildir. Bu durum şekil 4.7'de $k_{\max}$ değeri $k=0$ ' da, $k_{\min}$ değeri ise kristalde özel bir doğrultuda, birinci Brillouin bölgesinin kenarında olacak şekilde gösterilmiştir. İletkenlik bandının tabana karşı gelen E_c değeri $k=0$ ' daki bant aralığından küçükse, doğrudan (A) geçişe dahil olan enerji dolaylı (B) geçişe dahil olandan biraz daha büyük olacaktır.

4.3.2. Dolaylı Geçişler

Geçişten önceki ve sonraki kristal momentumları P_1 ve P_2 olan bir elektron için, ($k_{\min} \neq k_{\max}$) olduğunda, soğurulan fotonun momentumunu ihmal edilince, ($P_1 - P_2$) momentumu kristal örgüsü tarafından sağlanmalıdır. Bu durum momentumu $-(P_1 - P_2)$ olan bir fonon soğurarak veya ($P_1 - P_2$) olan bir fonon yayınlarak başarılabılır.

Şekil 4.7'deki gibi B tipi bir geçiş için, $\hbar\Omega_p$ fonon enerjisini göstermek üzere, minimum frekans, fonon soğurulması durumunda,

$$\hbar\nu = E_g - \hbar\Omega_p \quad (4.18)$$

ve fonon yayınlanması durumunda,

$$\hbar\nu = E_g + \hbar\Omega_p \quad (4.19)$$

şeklinde verilir. Bu tip bir geçiş için, çoklu fonon soğurma durumu hariç, en düşük $\hbar\nu$ değeri, temel soğurma bandı kuyusunu tanımlayan (4.18) denklemi ile verilir.

Fonon yayınlanması ya da soğurulması için şekil 4.8'de gösterildiği gibi bir ikili geçiş olmaktadır. Önce bir elektron valans bandının tepesinden k dalga vektörü değişmeksizin ve $k = 0$ ' da geride bir boşluk bırakarak iletkenlik bandında aynı k değerine sahip bir hale uyarılır (geçiş 1). Bu hal iletkenlik bandının minimumundan biraz daha yüksek enerjili olduğu için, momentumu hemen hemen $k_{\min}$ olan bir fononun yayınlanması veya soğurulması ile elektron derhal bandın minimumu yakınındaki bir hale geçiş yapar (geçiş 2). Alternatif olarak, bir elektron uyarılarak valans bandının derinliğinden geride bir pozitif boşluk bırakarak iletkenlik bandında $k \approx k_{\min}$ olan bir hale dikey bir geçiş yapabilir (geçiş 3). Valans bandındaki bu boşluk bir fononun yayınlanması veya soğurulması ile bandın maksimumu yakınındaki $k \approx 0$ olan bir hale geçiş yapar (geçiş 4). Bu durumda soğurma katsayısı her iki geçişi de ihtiva eder, fakat (4.18) ve (4.19) denklemlerinden görüleceği gibi, fonon yayınlanması ve soğurulmasının katkıları farklı uzun dalgaboyu sınırlarına sahip olacaktır. α_e ve α_a fonon yayınlanması ve soğurulmasının katkılarını göstermek üzere, dolaylı geçişlerin soğurma katsayısı,

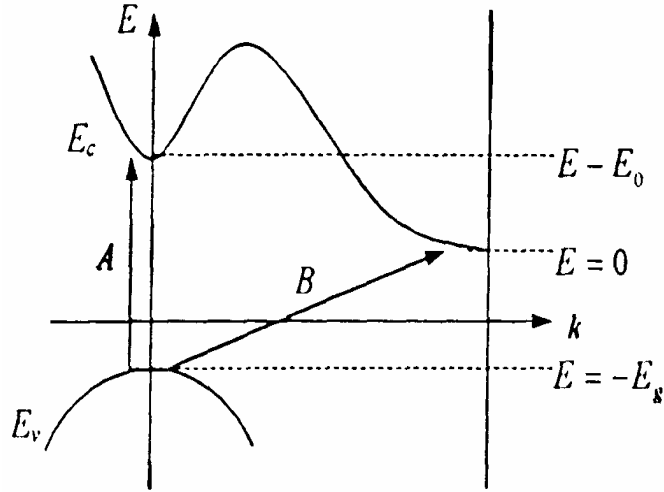
$$\alpha_i = \alpha_e + \alpha_a \quad (4.20)$$

şeklinde verilir. Dolaylı geçişte soğurma eğrisinin şekli basit yaklaşımlarla belirlenebilir. İletkenlik bandının tabanı sabit alındığında, soğurma katsayısı geçişin olduğu hallerin yoğunluğu ve fonon yayınlanması veya soğurulmasının bağlı ihtimaliyetine bağlıdır.

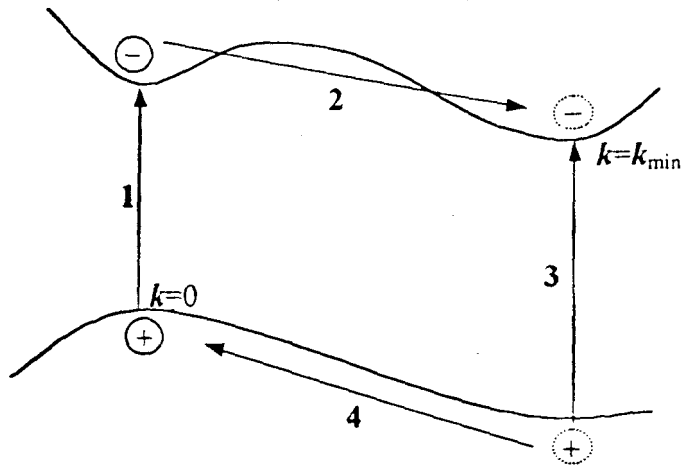
Doğrudan geçişler için, ilk halin k değeri sabitse son halin k değeri de sabittir. Dolaylı geçişler için durum doğru değildir ve k' değişebilir. Böylece enerjinin korunumu şartından,

$$h\nu = E_g \pm \hbar\Omega_p + E + E' \quad (4.21)$$

ifadesi elde edilir. Burada E elektronun iletkenlik bandında son haldeki enerjisi ve $-E_g - E'$ valans bandında ilk haldeki enerjisidir. Fonon soğurulmasıyla meydana gelen geçişler için soğurma katsayısı $(h\nu - E_g + \hbar\Omega_p)^2$ ile orantılı olur.



Şekil 4.7. Bantlar arası doğrudan ve dolaylı geçişler [60].



Şekil 4.8. Dolaylı geçişlerin oluşumu [59].

Soğurma katsayısı aynı zamanda $\hbar\Omega_p$ enerjili mevcut fononların sayısı ile de orantılı olup, fonon sayısı,

$$N_p = \frac{1}{\exp(\hbar\Omega_p / k_B T) - 1} \quad (4.22)$$

ifadesiyle verilir. Böylece soğurma katsayısına fonon soğurulmasından gelen katkı,

$$\alpha_a = \frac{A(h\nu - E_g + \hbar\Omega_p)^2}{\exp(\hbar\Omega_p / k_B T) - 1}, \quad (h\nu > E_g - \hbar\Omega_p) \quad (4.23)$$

$$\alpha_a = 0, \quad (h\nu \leq E_g - \hbar\Omega_p)$$

şeklinde olup burada A , ν ile yavaşça değişen bir fonksiyondur. Fonon yayınlanma ve soğurulma ihtimaliyetlerinin oranı $(N_p + 1)/N_p$ değerine eşittir. Bu durumda, soğurma katsayısına fonon yayınlanmasının katkısı [58],

$$\alpha_e = \frac{A(h\nu - E_g - \hbar\Omega_p)^2}{1 - \exp(-\hbar\Omega_p / k_B T)}, \quad (h\nu > E_g + \hbar\Omega_p) \quad (4.24)$$

$$\alpha_e = 0, \quad (h\nu \leq E_g + \hbar\Omega_p)$$

ile verilir. $A' = AE_g^2$ olmak üzere, dolaylı geçişler için soğurma katsayısı [58],

$$\alpha_i = \frac{A'}{E_g^2} \left\{ \frac{(h\nu - E_g - \hbar\Omega_p)^2}{1 - \exp(-\hbar\Omega_p / k_B T)} + \frac{(h\nu - E_g + \hbar\Omega_p)^2}{\exp(\hbar\Omega_p / k_B T) - 1} \right\}, \quad (h\nu > E_g + \hbar\Omega_p)$$

$$\alpha_i = \frac{A'(h\nu - E_g + \hbar\Omega_p)^2}{E_g^2 [\exp(\hbar\Omega_p / k_B T) - 1]}, \quad (E_g - \hbar\Omega_p < h\nu \leq E_g + \hbar\Omega_p)$$

$$\alpha_i = 0, \quad (h\nu \leq E_g - \hbar\Omega_p) \quad (4.25)$$

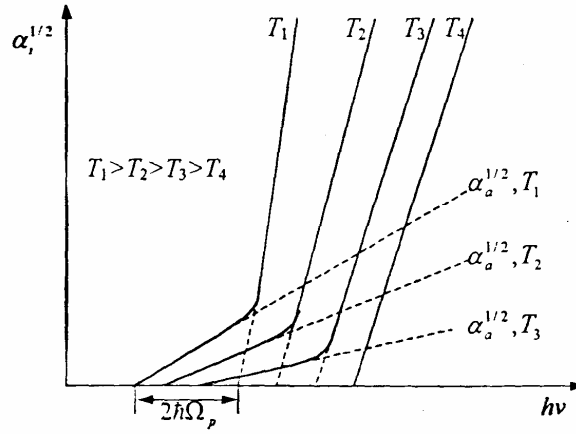
ifadeleriyle verilir. Bu ifadeler için hem boyuna hem de enine akustik ve optik modlar dikkate alındığında, soğurma katsayısı,

$$\alpha_i = \alpha_{el} + \alpha_{al} + \alpha_{et}\alpha_{at} \quad (4.26)$$

şeklinde yazılabilir. Burada A yerine A_l, A_t ve $\hbar\Omega_p$ yerine $\hbar\Omega_{pl}, \hbar\Omega_{pt}$ yazılırsa, α_{el} ve α_{et} ifadeleri (4.24), α_{al} ve α_{at} ifadeleri ise (4.23) ifadesinin benzeri denklemlerle verilebilir. Bu durumda soğurma eğrisi $(E_g - \hbar\Omega_{pl}), (E_g - \hbar\Omega_{pt}), (E_g + \hbar\Omega_{pl})$ ve $(E_g + \hbar\Omega_{pt})$ ile verilen $h\nu$ değerleri için dört farklı kısma ayrılır [59].

Yalnızca tek bir fonon var olduğunda, $\alpha_a^{1/2} - h\nu$ grafiği çizildiğinde, $h\nu$ eksenine $h\nu = E_g - \hbar\Omega_p$ değerinde kesişen düz bir çizgi elde edilir ve bu çizginin eğimi $A^{1/2}[\exp(\hbar\Omega_p / k_B T) - 1]^{-1/2}$ ifadesine eşittir. Çok düşük sıcaklıklar için $\hbar\Omega_p / k_B T \gg 1$ ve eğimin sıfıra yaklaşmakta olduğu şekil 4.9'da düşük sıcaklıklarda T sıfıra yaklaşmakta olduğu için, α_a katkısı da sıfıra yaklaşır. $\alpha_e^{1/2} - h\nu$ grafiğinden $h\nu$ eksenine kesişen ve eğimi $A^{1/2}[1 - \exp(-\hbar\Omega_p / k_B T)]^{-1/2}$ olan düz bir çizgi elde edilir. Düşük sıcaklıklarda eğim $A^{1/2}$ sabit değerine meyillidir ve sıcaklık arttıkça yavaşça artar.

$\alpha_e^{1/2}$, ye karşı gelen doğru çizgiler şekil 4.9'da kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Verilen bir sıcaklık için $\alpha_e^{1/2}$ ve $\alpha_a^{1/2}$ değerlerini temsil eden çizgilerin $h\nu$ eksenine kesiştiği noktalar arasındaki fark $2\hbar\Omega_p$ değerine eşittir ve E_g , ye karşı gelen $h\nu$ değeri kesim noktasının ortasıdır. Şekilde tam çizgilerle verilen eğriler $\alpha_i^{1/2}$ değerlerini temsil eder. Eğer valans bandının en yüksek hali ile iletkenlik bandı arasındaki geçiş müsaadesiz ise, $\hbar\Omega_p = 0$ için doğrudan geçişlerde α_e ve α_a ifadelerine ekstra bir $(h\nu - E_g \pm \hbar\Omega_p)$ çarpanı gelecektir.



Şekil 4.9. $\alpha_i^{1/2}$ nin sıcaklık ile değişimi [59].

4.4. Urbach Kuralı

Pek çok amorf ve camsı yarıiletkenlerin temel soğurma eğrisi üç farklı bölgeye ayrılabilir: (I) Uzun dalga boylu kuyruk, (II) $10^4 \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ mertebesinde ve eğimi hemen hemen sıcaklıktan bağımsız olan orta üstel bölge ve (III) $\alpha = (\hbar\nu - E_g)^n / \hbar\nu$ şeklinde bir kuvvet kanununa uyan yüksek soğurma bölgesi.

Yüksek soğurma bölgesi (III. bölge), valans bandı üzerindeki genişlemiş hallerden iletkenlik bandı altındaki genişleşmiş hallere dolaylı geçişlerden kaynaklanır. $(\alpha\hbar\nu)^{1/2} - \hbar\nu$ grafiğinin lineer kısmının ekstrapolasyonundan optik bant aralığı (E_g) belirlenir. II. bölge, valans bandı üzerindeki genişlemiş hallerden iletkenlik bandı altındaki lokalize olmuş hallere ve valans bandı üzerindeki lokalize olmuş hallerden iletkenlik bandı altındaki genişlemiş hallere geçişlerden kaynaklanır.

Uzun dalga boylu kuyruk bölgesinde (I.bölge) soğurma, malzemenin hazırlanışıyla oldukça değişirken diğer bölgelerde değişim çok küçüktür. Bu durum, uzun dalga boylu kuyruğun dahili etkiler yanında harici etkilere bağlı olarak da değiştiğini ifade eder. Bu kuyruklanma kristal örgünün zorlanmalar tarafından bozulmasına, dolaylı geçişlerde geçişe dahil olan fononlara ve amorf malzemeler ve yarıiletkenlerde çok çeşitli mekanizmalara atfedilmektedir [59,61].

Temel soğurma kıyısının uzun dalga boylu kenarında gözlenen bu üstel azalma, amorf ve camsı yarıiletkenler yanında bileşik yarıiletkenleri de içine alan iyonik veya kısmen iyonik

malzemelerden kovalent kristallere kadar çok çeşitli malzemelerde gözlenen bir durumdur [62]. Bu durumda, soğurma katsayısı belirli bir sıcaklıkta foton enerjisinin üstel bir fonksiyonudur ve deneysel olarak [58],

$$\alpha(E, T) = \alpha_0 \exp \left[\frac{\sigma(T)}{k_B T} (E - E_0) \right] \quad (4.27)$$

ifadesiyle verilir. Burada E foton enerjisi, T sıcaklık, k_B Boltzmann sabitidir. α_0 ve $E_0 \ln \alpha(T)$ eğrilerinin lineer kısım ekstrapolasyonlarının ara kesim noktasını tanımlayan malzemeye bağlı karakteristik parametreler, $\sigma(T)$ ise diklik parametresidir. Bu denklem, temel soğurma kıyısından daha düşük enerjilerde $\ln(\alpha)$ -E grafiklerinin lineer olduklarını ve genellikle farklı sıcaklıklarda, bu lineer kısımların ekstrapolasyonlarının **birleşim noktası** adı verilen bir noktada (E_0, α_0) birleşimini ifade eder.

Bu deneysel kural, ilk olarak Urbach (1953) tarafından gümüş tuzlar için Martienssen (1957) tarafından geliştirilmiştir. Bu nedenle, soğurma kıyısının foton enerjisine üstel bağımlılığı **Urbach kuralı** veya **Urbach-Martienssen kuralı** olarak isimlendirilir ve bu kurala uyan soğurma kuyruklarına **Urbach kuyruğu** denilir.

Diklik parametresi $\sigma(T)$, soğurma kıyısı yakınında dikliği veya lineer kısmın genişliğini karakterize eder [58] ve

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left[\frac{2k_B T}{\hbar \Omega_p} \right] \tanh \left[\frac{\hbar \Omega_p}{2k_B T} \right] \quad (4.28)$$

ifadesi ile verilir. Burada σ_0 sıcaklıktan bağımsız, fakat malzemeye bağımlı bir parametredir ve eksiton-fonon eşleşme şiddetiyle ters orantılıdır. $\hbar \Omega_p$ soğurma kıyısının oluşumunda etkili olan fonon enerjisine karşılık gelir. Urbach enerjisi Cody ve diğerleri. (1981) tarafından fononların katkısı dikkate alınarak [58],

$$E_c(T) = \left(\frac{k_B \theta_E}{\sigma_0} \right) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\exp(\theta_E / T) - 1} \right] \quad (4.29)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada θ_E Einstein karakteristik sıcaklığıdır ve bu sıcaklığa sahip bir Einstein osilatörü Debye sıcaklığı ile $\theta_D = 4\theta_E / 3$ şeklinde ilişkilidir.

4.5. Ayrılım (Dispersiyon) Bağıntısı

Yarıiletken malzemeler için kompleks kırılma indisi,

$$n(E) = n(E) + ik(E) \quad (4.30)$$

eşitliği ile tanımlanır. Kırılma indisinin gerçel kısmı n kırılma indisi ve sanal kısmı k ise sönüm katsayısı olarak adlandırılır. Sönüm katsayısı ile optik soğurma katsayısı arasındaki ilişki,

$$I = I_0 e^{-\alpha / x} \quad \text{ve} \quad \alpha = 4\pi k / \lambda \quad (4.31)$$

şeklinde verilir. Burada α film yüzeyine gelen ışık şiddeti I_0 ve x konumundaki ışık şiddeti I yardımıyla belirlenir.

Kırılma indisini ve sönüm katsayısını gelen elektromanyetik dalganın dalgaboyuna bağlayan (4.30) denklemi ayrılım bağıntısıdır.

Alttaban olarak kullanılabilen ve (Kuartz, Flint vb.) değişik maddelerden yapılan camların kırılma indislerinin dalgaboyu ile değişimi için A, B ve C malzemeye ait karakteristik sabitler olmak üzere Cauchy,

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (4.32)$$

eşitliği ile verilir [19,63]. Bu denklem yardımı ile kırılma indisinin görünür bölgedeki değişimi elde edilebilir. Buradaki üç sabitin değerinin belirlenmesi için gerekli olan en az üç farklı λ değerinde kırılma indisinin bilinmesidir. Ayrılım $n(\lambda)$ bağıntısının doğrudan belirlenebilmesi için alaşımın üzerine gönderilen ışığın dalgaboyu ve film kalınlığının (d) dikkate alınarak görünür (VIS) ve yakın infrared (NIR) bölgede elde edilen optik geçirgenlik veya yansıma spektrumları kullanılır [51,64–66]. Optik geçirgenlik veya yansıma spektrumlarından elde edilen $n(\lambda)$ değerleri ile yarısaydam alaşımların kalınlıkları belirlenebilir.

4.6. Sellmeier Bağntısı

Cauchy eşitliği ayrılım eğrisinin anormal ayrılım bölgesindeki davranışını açıklayamamaktadır. Bununla beraber saydam madde içinden geçen ışık parçacıklara periyodik bir kuvvet uygular ve bu kuvvet ile titreşime zorlar. Eğer ışığın frekansı ν rezonans frekansı ν_0 ile uyuşmuyorsa, çok küçük genlikli ve ν frekanslı titreşimler oluşur. Fakat $\nu = \nu_0$ olduğu, rezonans anında en büyük genlikli titreşimler olur. Bu titreşimler ışık dalgasının hızını değiştirir. Bu mekanizmanın matematiksel bağntısı ilk olarak Sellmeier (1871) tarafından [23],

$$n^2 = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad (4.33)$$

şeklinde verilmiştir. Bu eşitliğin seri açılımı ile

$$n^2 = 1 + \frac{A_0\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \dots = 1 + \sum_i \frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (4.34)$$

ifade edilir. $\lambda_0, \lambda_1, \dots$ olası doğal frekanslara karşı gelen dalgaboyları, A_i sabitleri de bu frekanslarda titreşim yapabilecek olan osilatörlerin sayıları ile orantılı sabitlerdir [23]. Kırılma indisi (n)' nin dalgaboyu ile değişimini açıklamak için iki model kullanılır. Bunlardan ilkinde, yerel alan düzeltmesinin olmadığı durumda ayrılım bağntısı,

$$n^2 - 1 = \sum_i \frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (4.35)$$

Sellmeier eşitliği ile verilir ve bu eşitlik,

$$n^2 = 1 + A_k \left(1 - \frac{\lambda_k^2}{\lambda^2} \right) \quad (4.36)$$

şeklinde yazılır ve seri açılımı yapılırsa,

$$n^2 = 1 + A_k + A_k \frac{\lambda_k^2}{\lambda^2} + A_k \frac{\lambda_k^4}{\lambda^4} + \dots \quad (4.37)$$

ifadesi elde edilir. Burada,

$$\begin{aligned} A &= 1 + A_k, \\ B &= A_k \lambda_k^2 \\ C &= A_k \lambda_k^4 \end{aligned} \quad (4.38)$$

olarak kısaltılırsa, Sellmeier eşitliği,

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (4.39)$$

Cauchy eşitliği ile özdeş olur [19].

Ayrıca, dalgaboyunun oldukça küçük olduğu bölgelerde, kırılma indisine titreşim geçişlerinin katkısını karakterize eden terimin katkısı optik bant geçişlerini karakterize eden terim ile karşılaştırıldığında çok küçüktür ve bu nedenle ihmal edilebilir. Bu sınırlar içindeki bölgede tek osilatör modelini kullanarak kırılma indisi,

$$n^2 - 1 = \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \quad (4.40.a)$$

$$3 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{A_1' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1'^2} \quad (4.40.b)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (4.40.a) yeniden düzenlenerek [23,67-69],

$$n^2(\nu) = 1 + \frac{E_d E_0}{E_0^2 - (h\nu)^2} \quad (4.41)$$

ifadesi elde edilir [68,69]. Bu bağıntıda E_0 ve E_d değerleri tek-osilatörün enerjisi ve büyüklüğünü tanımlayan sabitlerdir. Osilatör enerjisi E_0 ile ‘ortalama’ bant aralığı E_g arasında bir bağıntı kurulabilir ve bu bağıntıdan yararlanılarak optik bant aralığı hesaplanabilir [70-73].

İnce film için kırılma indisi S_o osilatör büyüklüğü, λ_o ortalama osilatör dalgaboyu ve n_∞ uzun dalgaboylu kırılma indisi hesaplamalarından da analiz edilebilir. Bu değerleri hesaplamak amacıyla tek osilatör modeli kullanılır ve osilatör parametreleri,

$$\frac{(n_\infty^2 - 1)}{(n^2 - 1)} = 1 - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda} \right)^2 \quad (4.42)$$

denkleminde hesaplanabilir [69]. Çizilen $(n^2 - 1)^{-1} - \lambda^{-2}$ grafiğinin lineer kısmından n_∞ ve λ_o değerleri hesaplanarak tablo 1’ de verildi. Denklem (4.42) yeniden düzenlenirse,

$$n^2 - 1 = \frac{S_o \lambda_o^2}{1 - \lambda_o^2 / \lambda^2} \quad (4.43)$$

şeklinde bulunur [74]. Burada $S_o = (n_\infty^2 - 1) / \lambda_o^2$ şeklindedir. İnce film için hesaplanan S_o değeri tablo 1 de verildi.

4.7. Optik Sabitler

Yarıiletkenler, elektromagnetik spektrumun görünür ya da orta kızılötesi bölgesinde genellikle metaller gibi iyi birer soğurucudurlar ve 10^5 cm^{-1} mertebesinde soğurma katsayılarına sahip olurlar. Daha uzun dalga boylarında ise malzeme iyi bir geçirgen olmaktadır. Bir malzemenin optik özelliklerini tanımlamak için kullanılan kompleks kırılma indisi,

$$n^* = \sqrt{\epsilon^*} \quad (4.44)$$

şeklinde verilir. Faz hızının $v = c / n$ ve dalgaboyunun $\lambda = c / \nu$ olduğu dikkate alınır,

$$\alpha = 4\pi k / \lambda \quad (4.45)$$

soğurma katsayısı şeklinde verilir. Bir malzemede x doğrultusunda yayılan ν frekanslı bir düzlem dalga,

$$\psi = A \exp\{-\alpha x / 2\} \exp\{2\pi i \nu(1 - x / \nu)\} \quad (4.46)$$

şeklinde tanımlanır. İfadede ν frekans, k tükenim katsayısı ve α soğurma katsayısıdır.

Kompleks dielektrik sabiti,

$$\varepsilon^*(E) = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E) \quad (4.47)$$

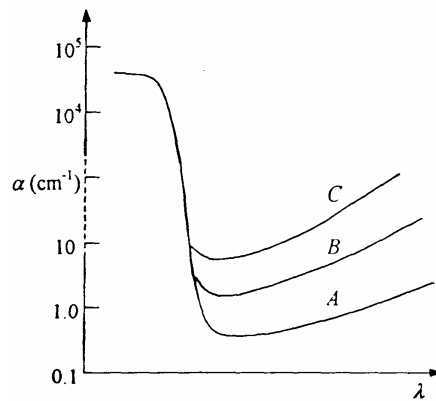
eşitliğiyle verilir. Denklem (4.47) de reel ve sanal kısımları [38,63,75–79],

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (4.48)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk$$

şeklinde bulunur [38].

Yarıiletken üzerine gelen radyasyon, elektronları valans bandından iletkenlik bandına uyardığında soğurmada büyük bir artış beklenir. Bu durumda dalgaboyunun fonksiyonu olarak soğurmanın şekli genellikle şekil 4.10'da görüldüğü gibidir. Şekilden görüldüğü gibi, soğurma katsayısının değeri kirlilik konsantrasyonuna bağlı olarak bir minimum değerden geçer. Şekildeki en düşük eğri ise en saf numuneye aittir [59].



Şekil 4.10. Farklı saflıktaki numuneler için soğurma kıyısı eğrileri [58].

5. MATERYAL VE METOT

5.1. Numunenin Hazırlanması

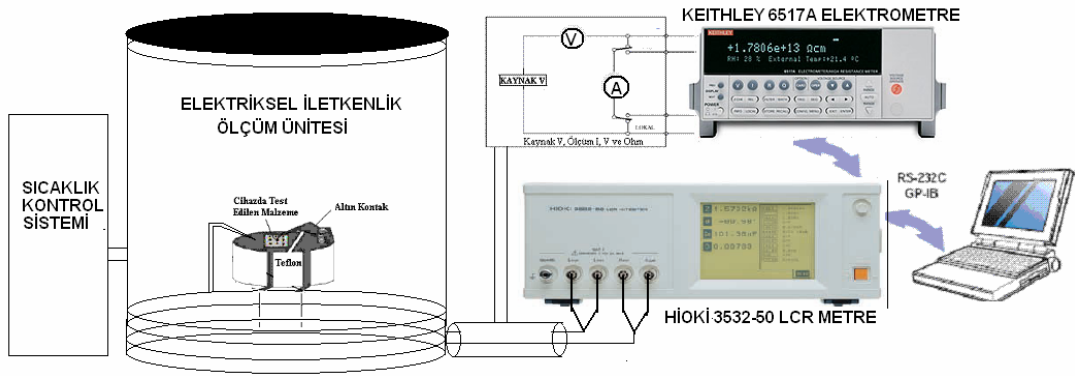
İndiyum ve Teleryum tozları uygun ağırlıklarda (%99 saflıkta) karıştırıldı ve daha sonra 10^{-5} Torr'luk bir vakumda bir quartz tüpe yerleştirildi ve tüpün ağzı kapatıldı. Kapatılan quartz tüp, bir fırına yerleştirildi ve sıcaklık 1073 K olarak ayarlandı. Numune 24 saat bu sıcaklıkta bekletildi ve daha sonra bileşik yavaşça oda sıcaklığına kadar soğutuldu. InTe külçesi tüp içerisinde çıkarıldı. Daha sonra elde edilen InTe külçesinden bir parça alınarak termal buharlaştırma sistemine yerleştirildi ve 2×10^{-5} Torr vakumda bir cam üzerine buharlaştırıldı. Filmin kalınlığı Multiple Beam Interference (MBI) tekniği kullanılarak ölçüldü ve hazırlanan filmin kalınlığı 270 nm olarak bulundu.

5.2. X-Işını Difraksiyon Ölçümleri

İnce filmin X-ışını spektrumu, Rigaku Geigerflex spektrometresi kullanılarak alındı.

5.3. İletkenlik Sıcaklık Ölçümleri

Yüksek dirençli malzemelerin elektriksel iletkenlik ölçümleri yapıldığında, ortamın akımları ölçümlerde hatalara neden olabilir. Ortam akımları statik veya piezoelektrik etkilerle malzemelerde yük depolanmasına neden olabilir. Ortam akımları uygulanan voltajla uyarılmış akımdan büyük veya eşit olmalıdır. Bu problem Değişken Polarite Metoduyla giderebilmektedir. Değişken Polarite Metodunda pozitif polariteli bir voltaj malzemeye uygulanır, daha sonra akım, belirlenmiş bir gecikmeden sonra ölçülür. Sonra voltajın polaritesi ters çevrilir ve akım aynı gecikme kullanılarak tekrar ölçülür. Bu işlem sonunda malzemenin iletkenliği belirlenir. İletkenlik ölçümleri değişken polarite metoduyla bilgisayar kontrollü olarak yapıldı. İletkenlik ölçümleri için şekil 5.1'de verilen deney düzeneği kullanılarak yapıldı.



Şekil 5.1. Deney düzeneği.

5.4. Optik Soğurma Ölçümleri

InTe filminin yasak enerji aralığının belirlemek için bilgisayar kontrollü ve dalgaboyu 200–1100 nm aralığında olan UV-Vis Shimadzu 1240 spektrometresi kullanıldı. Numunenin optik soğurma spektrumu oda sıcaklığında UV-Vis spektrometresi ile alındı.

5.5. Fotoiletkenlik Ölçümleri

Fotoiletkenlik ölçümleri 6517A KEITHLEY elektrometresi ile yapıldı. InTe filmi iletkenlik ölçüm düzeneğine yerleştirildi. Elektrometre ve dijital kart yardımıyla farklı aydınlanmalar altında 200 Watt'lık bir beyaz ışık kullanılarak akım-zaman ve akım-voltaj ölçümleri yapıldı.

5.6. Dielektrik Ölçümleri

Dielektrik ölçümleri HIOKI 3532-50 LCR cihazıyla farklı sıcaklıklarda yapıldı. Otomatik olarak datalar bilgisayara aktarıldı. Elde edilen verilerle InTe filminin dielektrik özellikleri analiz edildi.

6. ÖLÇÜM SONUÇLARI

6.1. Numunelerin Kristal Yapılarının Belirlenmesi

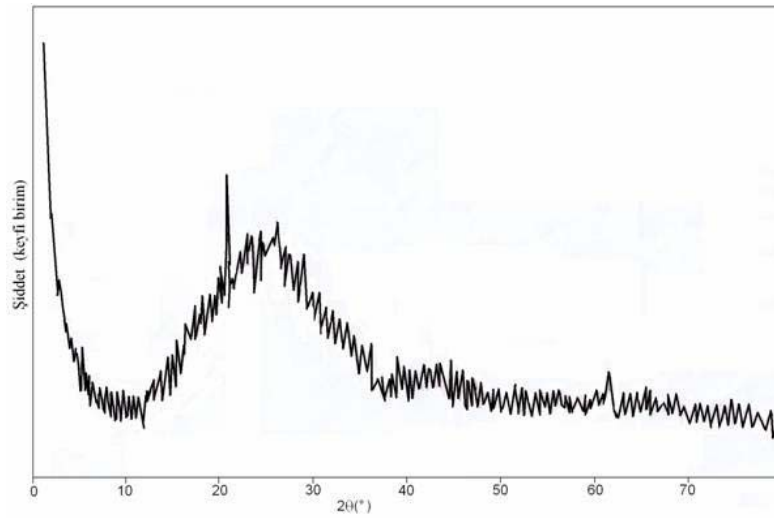
InTe ince filminin X-ışını difraksiyon deseni şekil 6.1’de gösterilmiştir. Şekildeki spektrum geniş bir yayvan pik vermektedir. Bu pik numunenin amorf yapıya sahip olduğunu gösterir.

6.2. Elektrik ve İletkenlik Özellikleri

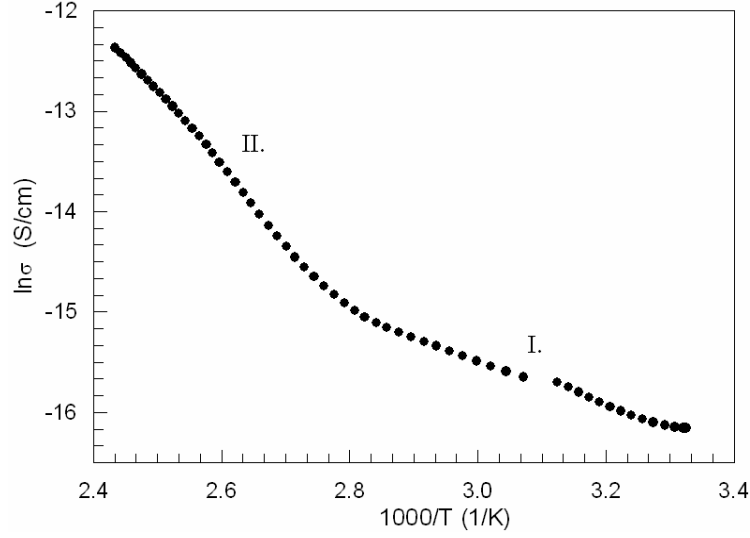
6.2.1. Numunelerin İletkenlik Mekanizmalarının Belirlenmesi

InTe ince filmin elektriksel iletkenliğinin sıcaklığa bağılılığı şekil 6.2’de verildi. Grafik yardımıyla ince filmin elektronik parametreleri ve iletkenlik mekanizması belirlendi.

InTe numunesinin elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağılılığı grafiğinden görüldüğü gibi numunede tek bir iletkenlik mekanizması meydana gelmemekte ve numune farklı iki iletkenlik bölgesi (I. ve II.) göstermektedir. Numunenin iletkenlik mekanizması taşıyıcı yüklerin termal uyarılmasıyla meydana gelmektedir [44]. I ve II iletken bölgeler için aktivasyon enerjisi I. ve II. bölgelerin eğiminden hesaplanarak tablo 1’ de verildi. InTe filminin 27.6°C sıcaklığındaki elektriksel iletkenliği $9.6 \times 10^{-8} \text{S/cm}$ olarak bulundu. İletkenlik sonuçları InTe filminin yarıiletken yapıya sahip olduğunu göstermektedir.



Şekil 6.1. InTe ince filmi X-ışını difraksiyon deseni.



Şekil 6.2. InTe numunesinin $\ln\sigma$ -1000/T grafiği.

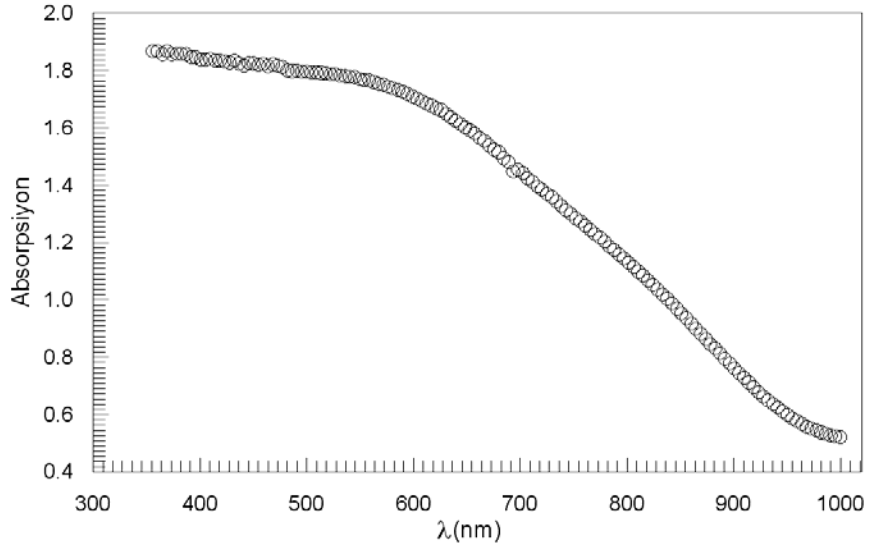
6.3. Optik Soğurma Özellikleri

İnce filmin soğurma spektrumu oda sıcaklığında 200-1100 nm dalgaboyu aralığında alındı ve soğurma spektrumu şekil 6.3’de verildi. Elde edilen soğurma spektrumundan filmin yasak enerji aralığını hesaplamak için denklem (4.12) kullanıldı. Yapılan analizler sonucunda, numunenin band yapısı $(\alpha h\nu)^2 - f(E)$ ilişkisine uymaktadır (şekil 6.4). Bu grafiğin eğiminden yasak enerji aralığı hesaplanarak tablo 1’ de verildi. InTe filminin doğrudan band yapısına sahip olduğu görüldü [54]. Yani $k = 0$ durumunda valans bandının maksimumu, iletim bandının minimumuna karşılık gelmektedir [21,80,81].

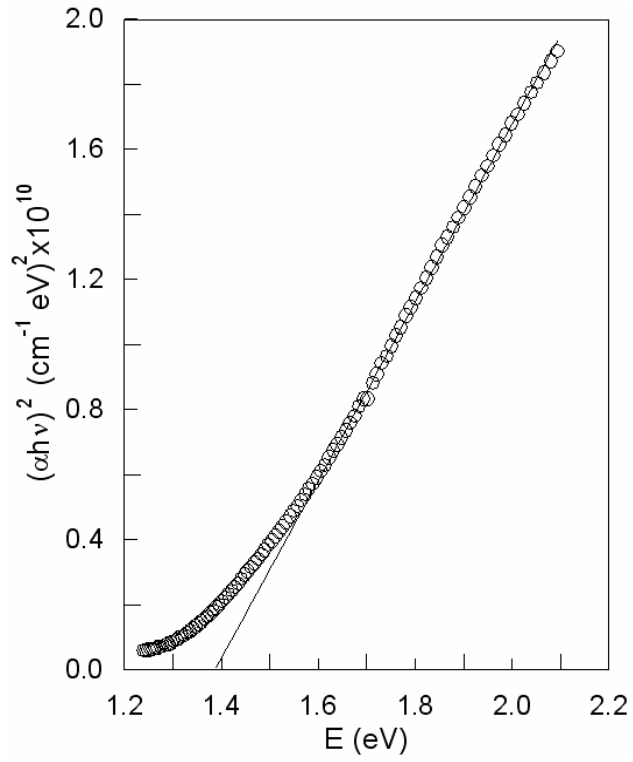
Amorf malzemelerde düzensizlik ve uygulanan elektrik alan sonucunda filmlerin enerji bandlarında, bükülmeler yani band kuyruklanması oluşur.

Band kuyruklanması özellikle amorf yarıiletkenlerde meydana gelir ve bu da tuzak seviyelerinin genişliğine karşılık gelir. Soğurma spektrumundan yararlanarak InTe filminin $\ln\alpha - f(E)$ grafiği çizildi (şekil 6.5) ve çizilen grafiğin eğimlerinden, ince film için Urbach enerjisi hesaplandı ve tablo 1’ de verildi.

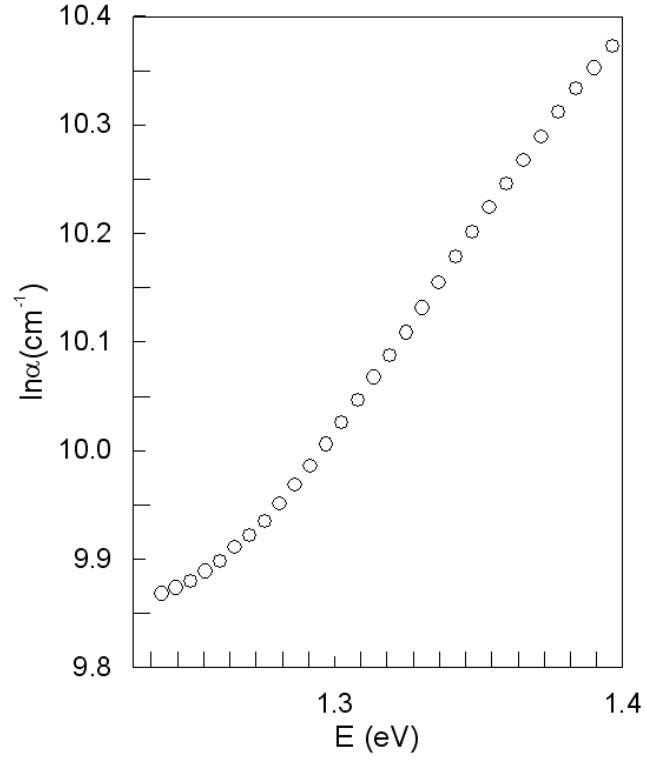
Optik soğurma ölçümleri genel olarak kimyacılar tarafından kimyasal bileşik içinde bulunan bileşenleri belirlemek için kullanılırken yarıiletken endüstrisinde, optik bant aralığı hakkında bilgi edinmek için kullanılır. Yalnız optik geçirgenlik ölçümlerinden (T) yararlanarak [57] veya optik yansıma ölçümlerinden R yararlanarak [65] yarıiletkenin optik soğurma katsayısının dalgaboyu (veya foton enerjisi) ile değişimi belirlenebilir. Numune için elde edilen geçirgenlik ve yansıma spektrumları şekil 6.6 ve 6.7’de verildi.



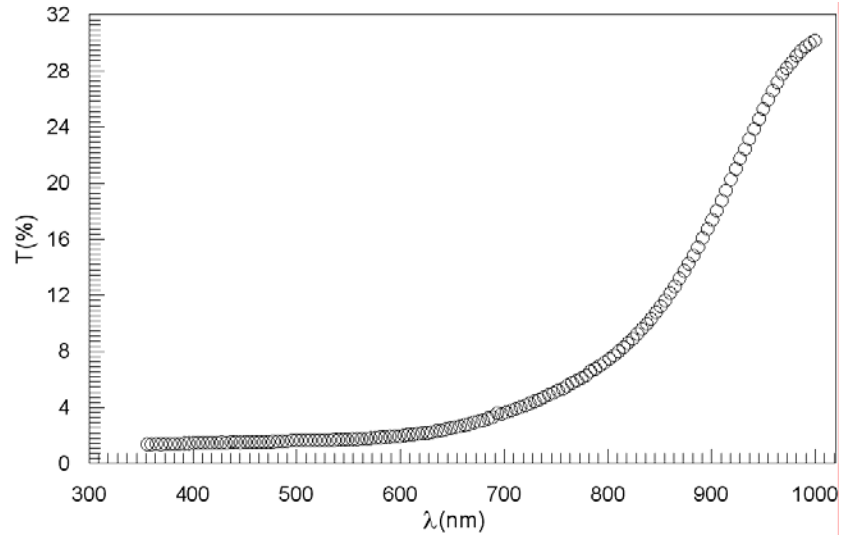
Şekil 6.3. InTe numunesinin optik soğurma spektrumu.



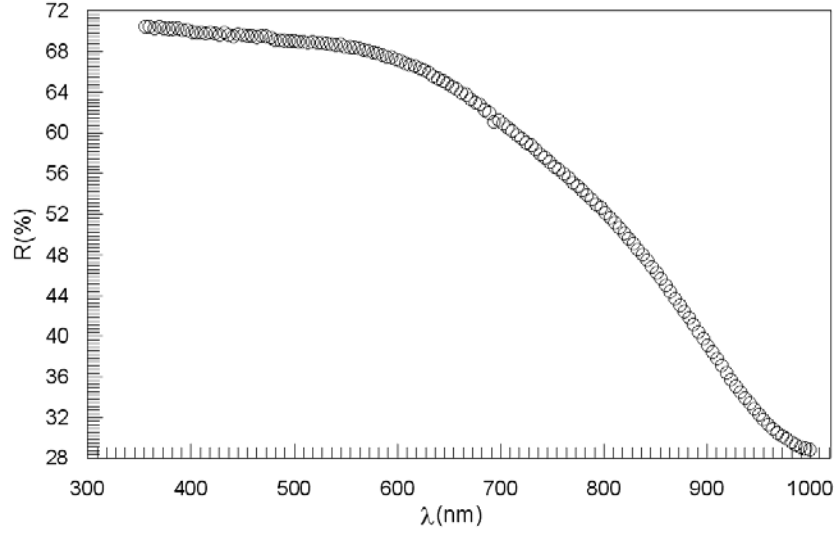
Şekil 6.4. InTe numunesinin $(\alpha h\nu)^2$ -E grafiği.



Şekil 6.5. InTe numunesinin $\ln\alpha$ -E grafiği.

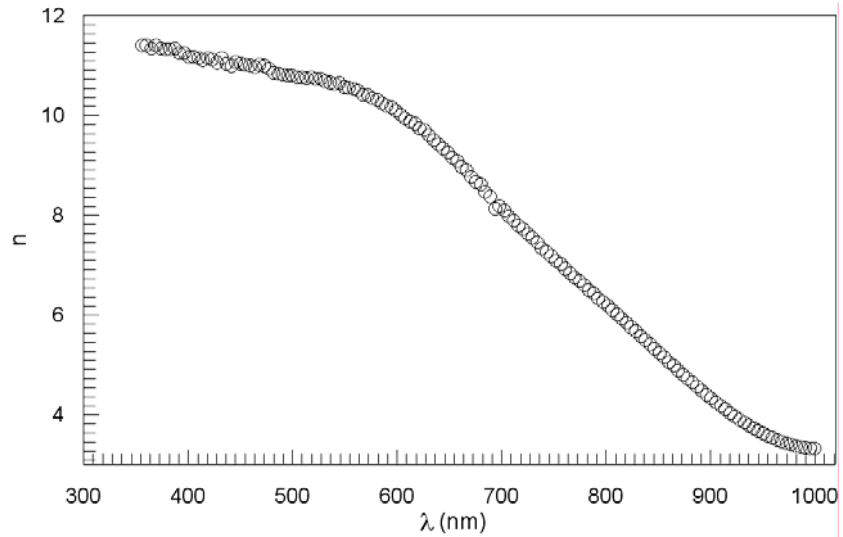


Şekil 6.6. InTe numunesinin optik geçirgenlik spektrumu.

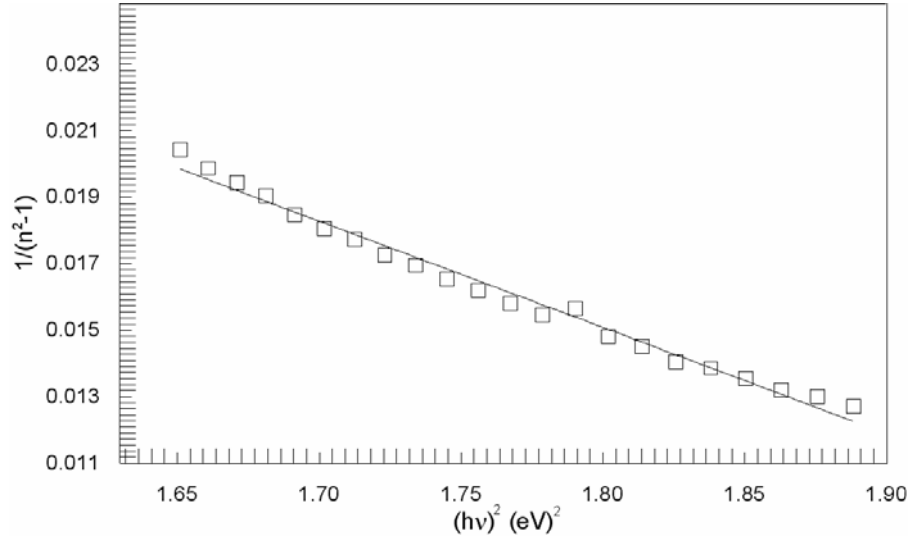


Şekil 6.7. InTe numunesinin optik yansımaya spektrumu.

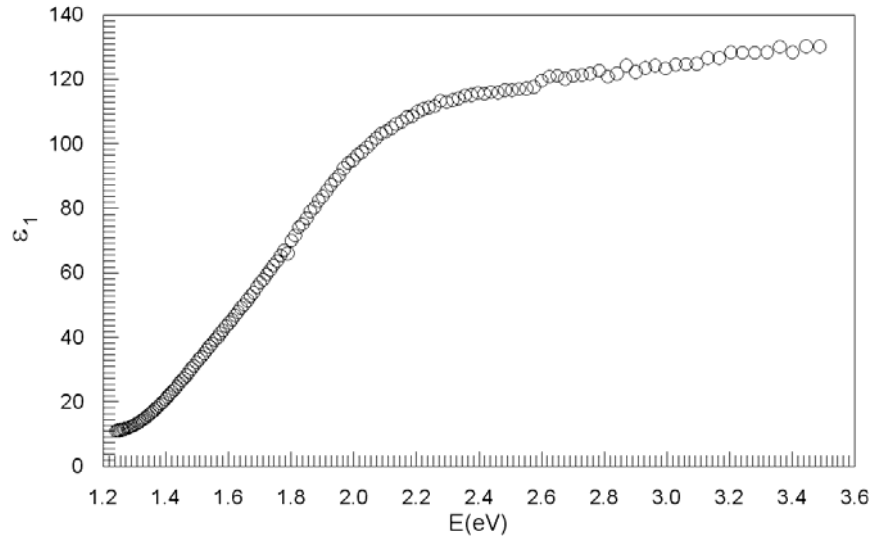
Bu spektrumlardan yararlanılarak numune için kırılma indisinin dalgaboyuna bağılılığı elde edildi ve şekil 6.8’de gösterildi. Kırılma indisi artan dalgaboyu ile azalmakta yani normal dispersiyon özelliği sergilemektedir. InTe filminin kırılma indisinin dispersiyon özelliğini analiz etmek için tek osilatör modeli kullanıldı. Bunun için InTe ince filminin $(n^2 - 1)^{-1} - (h\nu)^2$ grafiği çizildi (şekil 6.9). Bu grafikten yararlanılarak E_0 osilatör enerjisi ve dispersiyon enerjisi değerleri hesaplandı ve tablo 1’de verildi.



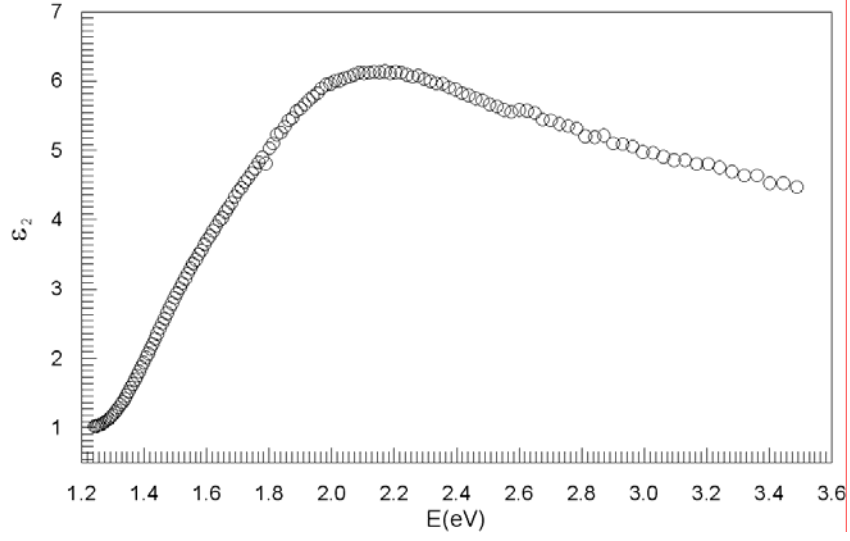
Şekil 6.8. InTe numunesi için kırılma indisinin dalgaboyuna bağılılığı.



Şekil 6.9. InTe numunesinin $(n^2-1)^{-1}-(hv)^2$ grafiği.

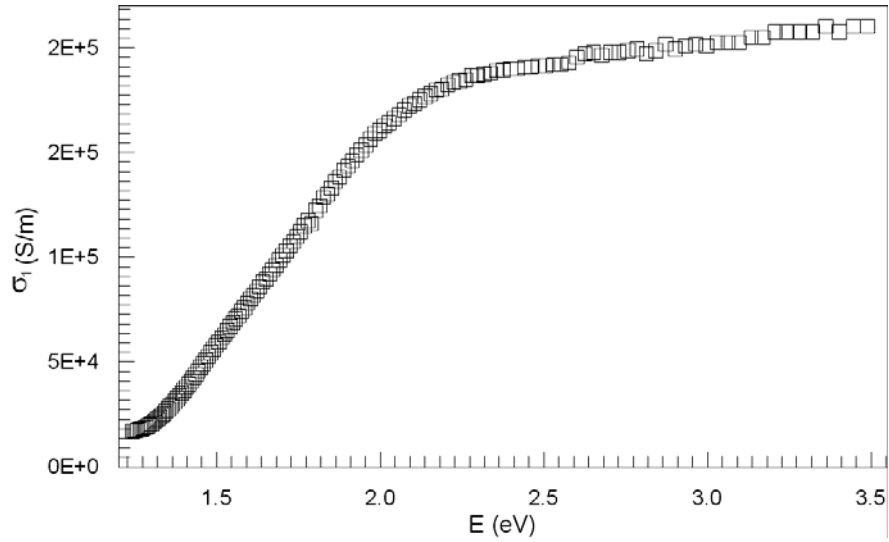


Şekil 6.10. InTe numunesinin ϵ_1-E grafiği.

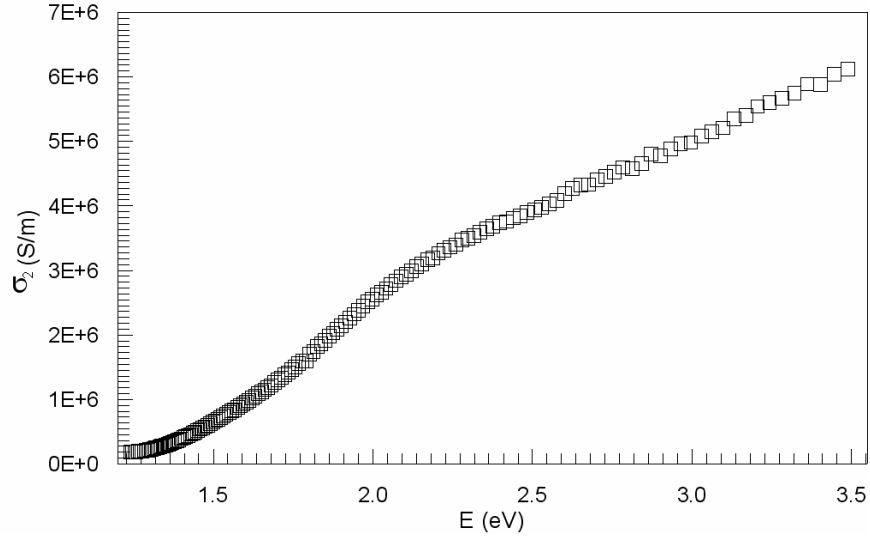


Şekil 6.11. InTe numunesinin ϵ_2 –E grafiği.

InTe filminin optik dielektrik sabiti hesaplandı. Kompleks dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları şekil 6.10 ve 6.11’de verildi. Şekil 6.10’da görüldüğü gibi ϵ_1 foton enerjisiyle artmaktadır. Şekil 6.11’de ise dielektrik sabitinin sanal kısmı foton enerjisiyle artmakta ve belirli bir enerji değerinden sonra azalmaktadır. InTe numunesi için kompleks iletkenliğin reel ve sanal kısımlarının enerjiye bağlılığı şekil 6.12 ve 6.13’de gösterilmektedir. Optik iletkenlik enerjisiyle artmaktadır [75] .



Şekil 6.12. InTe numunesinin σ_1 –E grafiği.



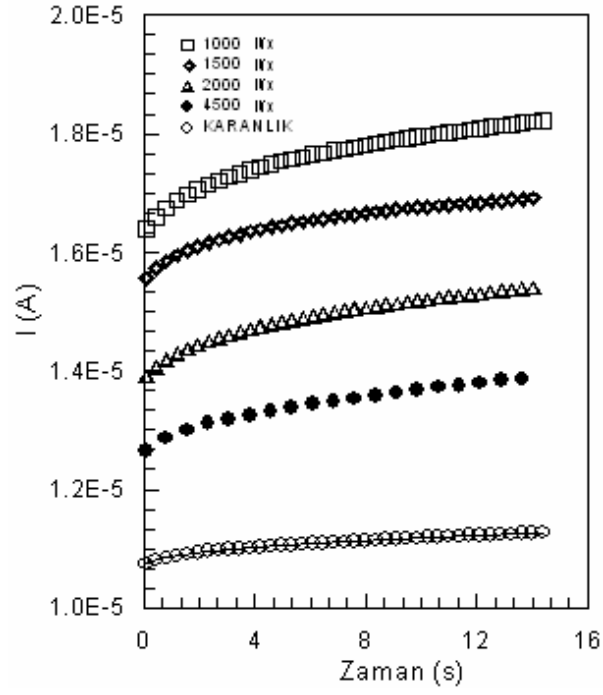
Şekil 6.13. InTe numunesinin σ_2 –E grafiği.

Tablo 6.1. InTe numunesinin optiksel parametreleri

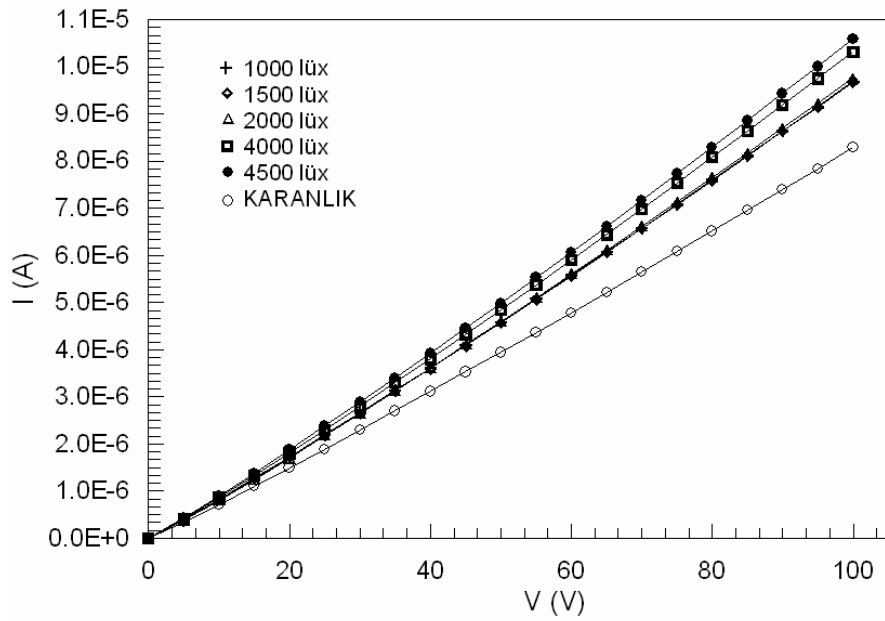
	E_g (eV)	E_0 (eV)	E_d (eV)	E_u (eV)	ΔE_1 (eV)	ΔE_2 (eV)	n_∞	λ_0 (nm)	S_0 (m^{-2})
InTe	1.38	1.50	19.93	0.27	0.19	0.64	3.78	826.6	1.94×10^{13}

6.4. Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları

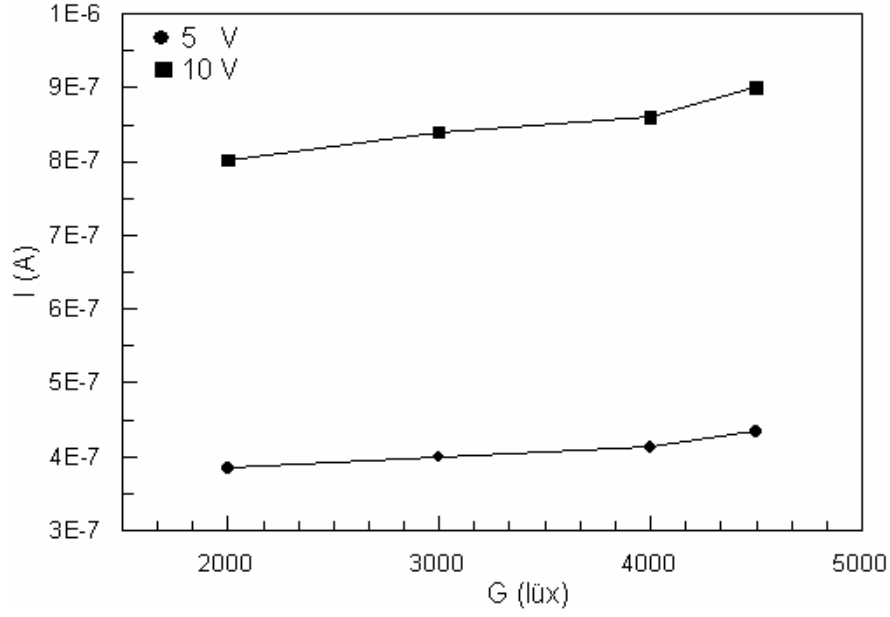
InTe ince filminin akım-zaman ve akım-voltaj grafikleri şekil 6.14 ve 6.15’de gösterilmiştir. Karanlık ve farklı aydınlanmalar altında ölçümler yapıldı. Kısa süreli akım grafiklerinde akım artan aydınlanma şiddeti ile artmaktadır. Grafiklerde kısa süreli akımlardaki yükseliş bölgesi verilmektedir. Akımdaki artış numunenin yasak enerji aralığındaki tuzak seviyelerindeki değişimi göstermektedir.



Şekil 6.14. InTe ince filminin farklı ışık şiddetlerinde akımın zaman ile değişimi.



Şekil 6.15. InTe ince filminin farklı ışık şiddetlerinde I-V grafiği.

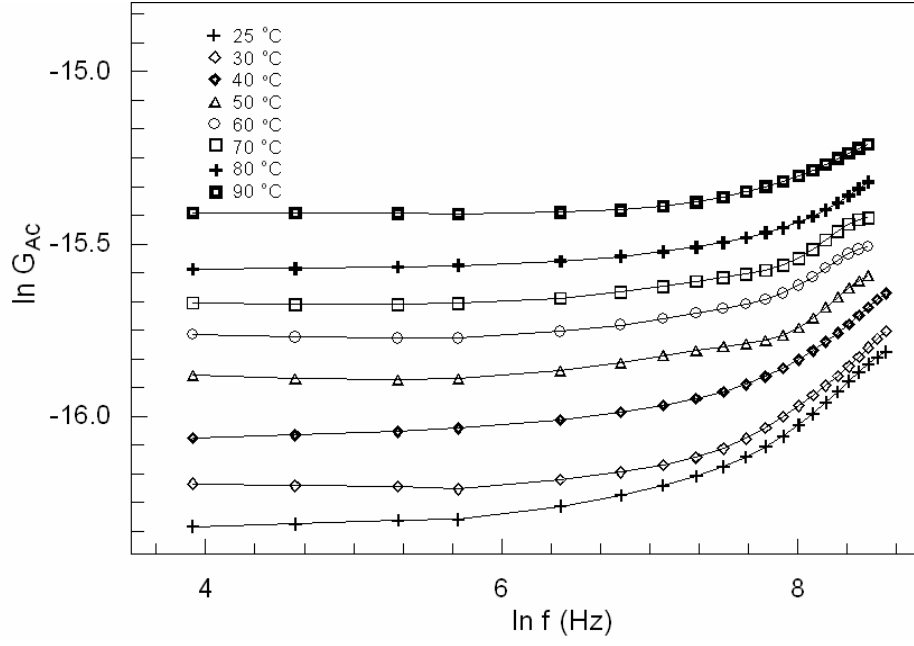


Şekil 6.16. InTe ince filminin I-G grafiği.

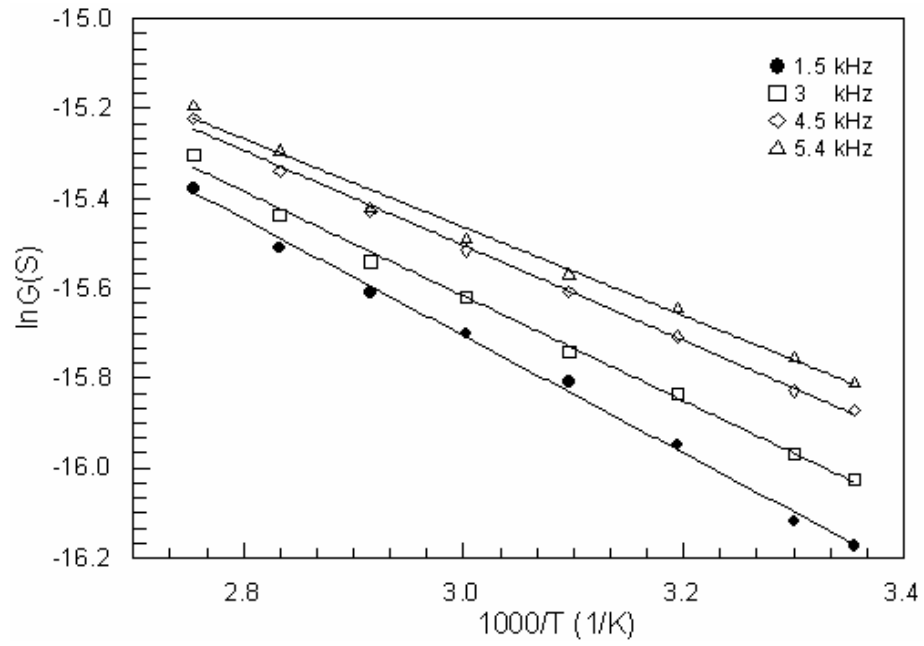
Akım-voltaj grafiklerinde ise, akım artan aydınlanma ile artmakta yani numune foto iletkenlik özelliği sergilemektedir (şekil 6.15). Akım-aydınlanma şiddetine bağlılığı ise farklı voltaj için şekil 6.16’da verildi. Akım aydınlanma şiddetinin bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Akımın aydınlanma şiddetiyle değişimi $I \propto G^{0.128}$ ve $I \propto G^{0.136}$ şeklinde bulundu.

6.5. Dielektrik Ölçüm Sonuçları

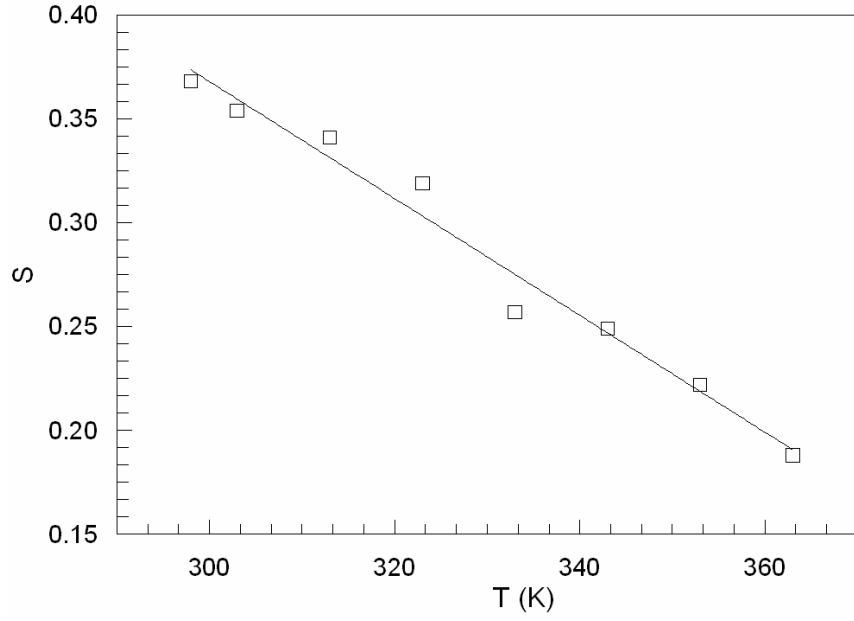
InTe ince filminin alternatif akım (AC) iletkenliğinin frekansla ve sıcaklıkla değişimi şekil 6.17 ve 6.18’de gösterilmiştir. Şekil 6.17’den görüldüğü gibi düşük frekanslarda iletkenlik frekansla değişmemektedir. Bu değişim numune için doğru akım iletkenliğine karşı gelmektedir. Yüksek frekanslarda ise numunenin AC iletkenliği $\sigma \propto \omega^s$ bağıntısına uymaktadır. Şekil 6.18’de görüldüğü gibi AC iletkenlik sıcaklıkla artmakta ve frekansla termal aktivasyon enerjisini değeri değişmektedir. Numunenin AC iletkenlik mekanizmasını belirlemek için şekil 6.17’deki eğrilerin eğiminden s değeri hesaplandı. s’nin sıcaklığa bağlılığı şekil 6.19’da verildi. s değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Bu da numunede CBH iletkenlik mekanizmasının meydana geldiğini gösterir [45].



Şekil 6.17. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda AC iletkenlik grafiği.

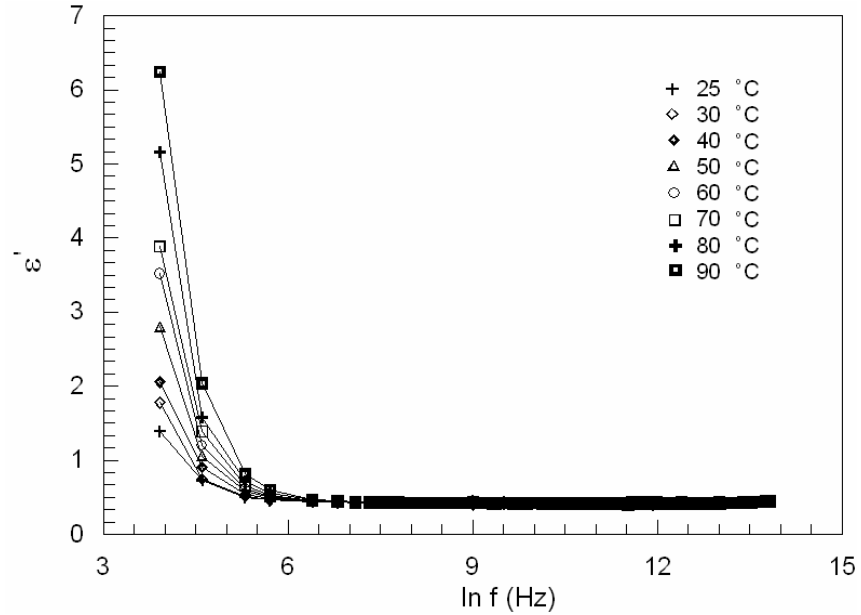


Şekil 6.18. InTe ince filminin AC iletkenlik grafiği.

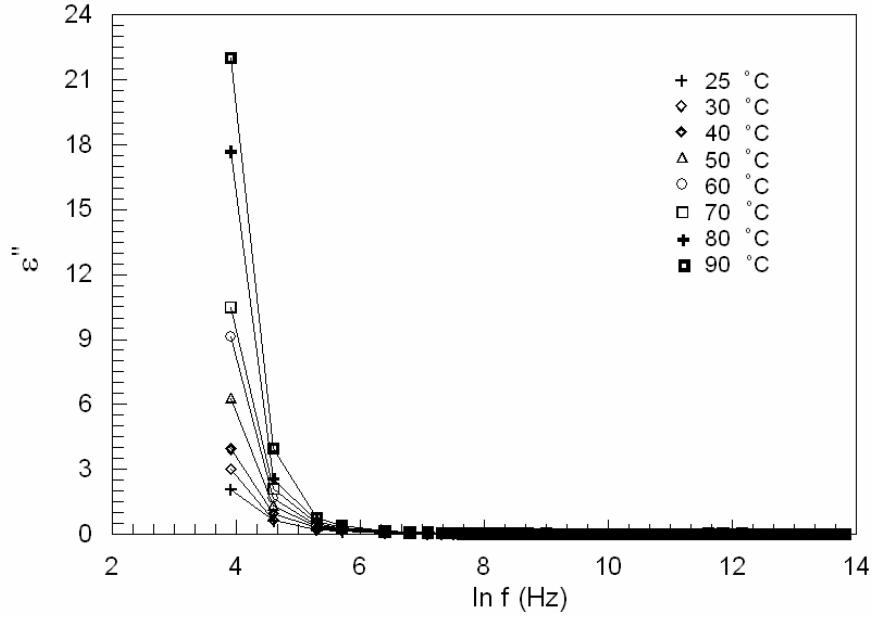


Şekil 6.19. InTe numunesi için farklı sıcaklıklarda s-T değişimi.

Dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları, farklı sıcaklıklarda frekansa bağlı olarak elde edilmiştir. Bunların frekansla ve sıcaklıkla değişimleri şekil 6.20 ve 6.21’de gösterilmiştir. Numunenin dielektrik sabiti frekansla azalmakta ve sıcaklıkla ise artmaktadır. Dielektrik sabitinin reel kısmında benzer davranışı göstermektedir.

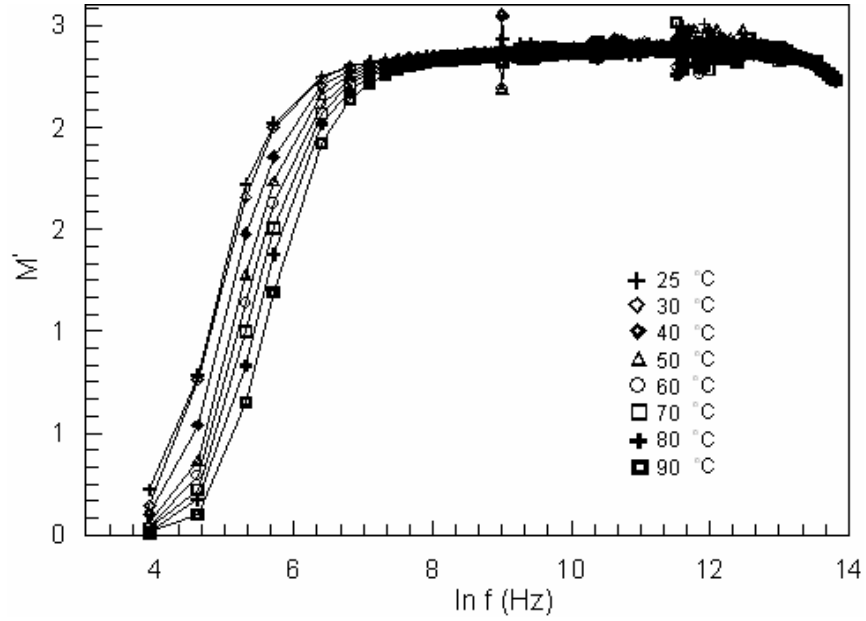


Şekil 6.20. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda ϵ' -lnf grafiği.

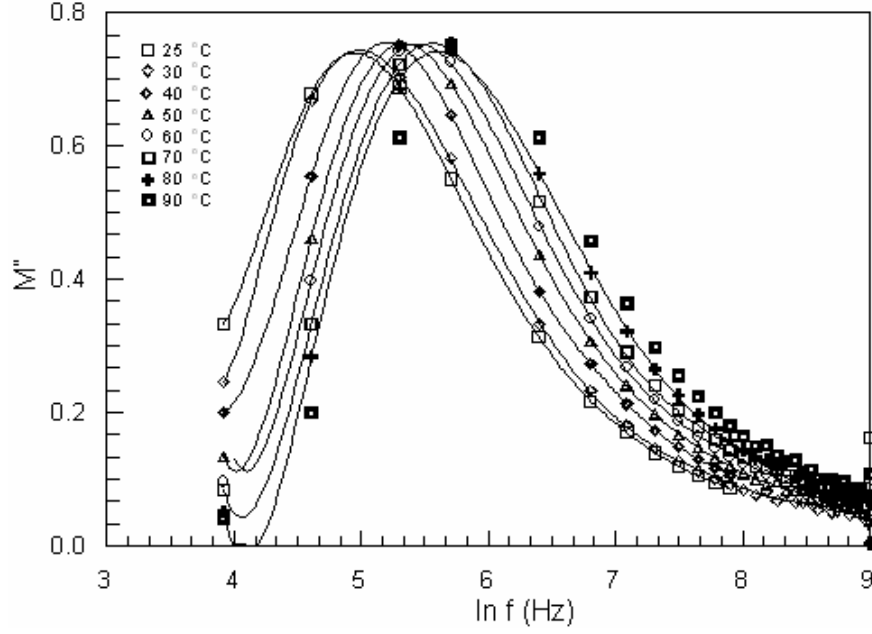


Şekil 6.21. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda ϵ'' -lnf grafiği.

Elektrik modulusun gerçel ve sanal kısımları, farklı sıcaklıklarda frekansa bağlı olarak elde edildi. Bu parametrelerdeki değişimler şekil 6.22 ve 6.23’de gösterilmiştir. Şekil 6.22’den görüldüğü gibi M' frekansla artmakta ve yüksek frekans bölgesinde sabit bir değere ulaşmaktadır.



Şekil 6.22. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda M' -lnf grafiği.



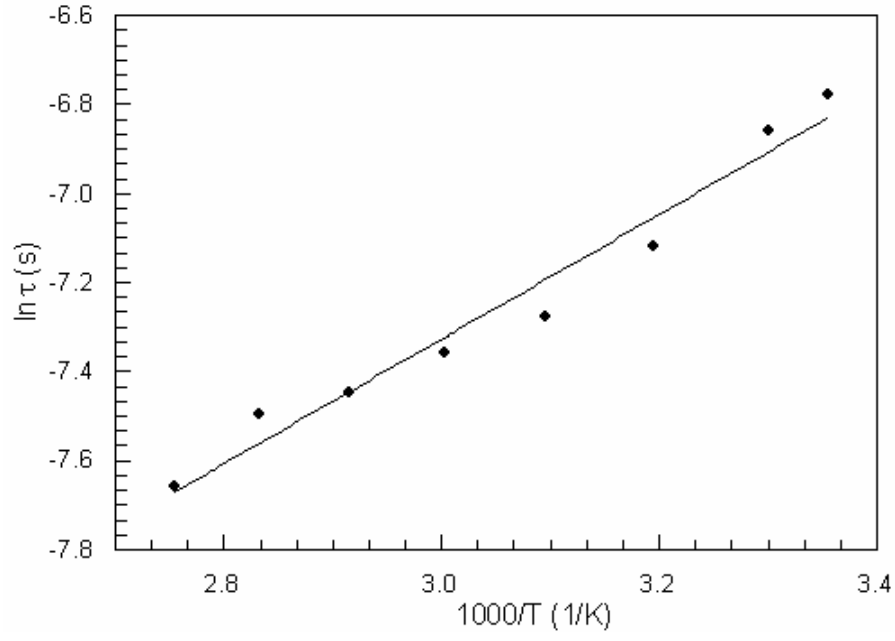
Şekil 6.23. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda M'' -lnf grafiği.

Numunenin M'' -lnf grafiği ise bir pik göstermekte ve bu pikin pozisyonu sıcaklıkla değişmektedir. Bu değişimde numunede sıcaklığa bağlı bir relaksasyon olayının meydana geldiğini göstermektedir. Bu piklerden yararlanarak, relaksasyon zamanı farklı sıcaklıklar için hesaplandı.

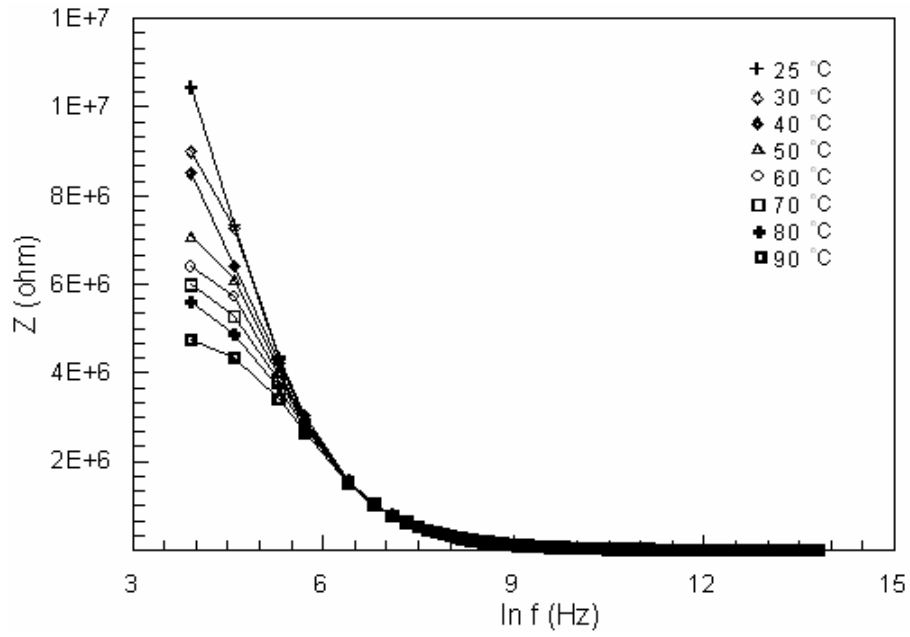
Relaksasyon zamanının sıcaklığa bağlılığı Şekil 6.24'de verildi ve bu grafiğin eğiminden relaksasyon olayının aktivasyon enerjisi değeri hesaplandı ve 0.12 eV olarak bulundu.

Numunenin empedansının frekansa ve sıcaklığa bağlılığı araştırıldı ve elde edilen grafik Şekil 6.25'de verildi. Şekilden görüldüğü gibi düşük frekans bölgesinde empedans sıcaklıkla azalmaktadır.

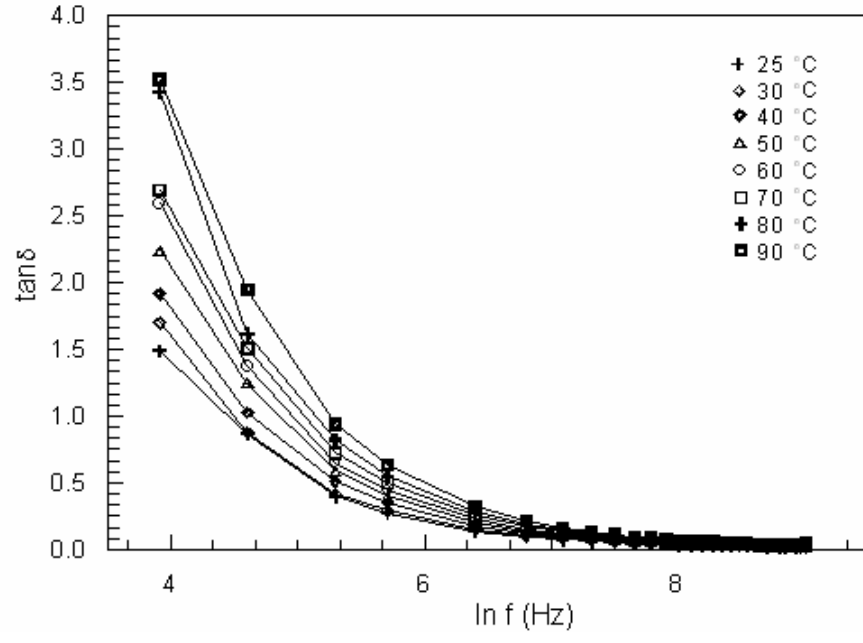
Farklı sıcaklıklarda dielektrik kayıp faktörünün $\tan\delta'$ nın frekansla değişimi Şekil 6.26'da gösterildi. Dielektrik kayıp değeri frekansla azalmakta olup, fakat sıcaklıkla artmaktadır.



Şekil 6.24. InTe numunesinin $\ln \tau$ - $1000/T$ grafiği.



Şekil 6.25. InTe ince filminin farklı sıcaklıklarda Z - $\ln f$ grafiği.



Şekil 6.26. InTe ince filminin $\tan\delta$ -lnf grafiği.

7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada InTe ince filminin elektriksel iletkenlik, fotoiletkenlik, optik ve dielektrik özellikleri araştırıldı. Numunenin kristal yapısı X-ışını difraksiyonu ölçümüyle belirlendi ve X-ışını ölçümlerinden numunenin amorf yapıya sahip olduğu görüldü. Numunenin elektriksel iletkenliği sıcaklığa bağlı olarak araştırıldı. Elektriksel ölçümler sonucunda numunenin yarıiletken özellik sergilediği görüldü. Elektriksel iletkenlik eğrisi iki farklı iletkenlik bölgesi gösterdi ve numunede termal uyarımlı iletkenlik mekanizmasının baskın olduğu görüldü.

InTe ince filminin optik özellikleri optik soğurma metoduyla araştırıldı. Numunenin optik band aralığı ve lokalize enerji seviyelerinin genişliği soğurma spektrumunda belirlendi ve numunenin doğrudan band yapısına sahip olduğu görüldü. Yapılan optik ölçümler sonucunda, InTe ince filminin yasak enerji aralığı 1.38 eV ve Urbach enerjisi de 0.27 eV olarak bulundu.

Numunenin optik sabitleri, geçirgenlik ve yansıma spektrumlarından hesaplandı ve optik sabitlerin dalgaboyuna ve frekansa bağlılığı araştırıldı. Numunenin kırılma indisi normal dispersiyon özelliği göstermekte ve kırılma indisi dispersiyonu tek osilatör modeline uymaktadır. Numunenin optik iletkenliği hesaplandı ve kompleks iletkenliğin reel ve sanal kısımlarının foton enerjisiyle arttığı görüldü.

InTe ince filminin fotoiletkenlik ölçümleri farklı ışık şiddetlerinde yapıldı. Akım-voltaj ve akım-zaman karakteristikleri numunenin fotoiletkenlik özelliğe sahip olduğunu gösterdi.

İnce filmin alternatif akım iletkenliği (AC) farklı sıcaklıklarda frekansa bağlı olarak araştırıldı ve AC iletkenlik sonuçları numunede CBH iletkenlik mekanizmasının meydana geldiğini göstermektedir.

Numunenin dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları frekans ve sıcaklıkla değişmektedir. Dielektrik sabiti sıcaklıkla artmaktadır. Çünkü sıcaklık arttığında elektrik dipollerin yönelimi kolaylaşır ve bunun sonucunda dielektrik sabiti artar. Dielektrik sabitinin sanal kısmının frekansa bağlılığı herhangi bir relaksasyon piki göstermedi. Böylelikle dielektrik relaksasyon (gevşeme) işlemini analiz etmek için elektrik modulus sonuçları kullanıldı. Elektrik modulusun reel kısmı frekansla artmakta ve yüksek frekanslarda sabit bir değere ulaşmakta, fakat düşük frekanslarda ise sıfıra yaklaşmaktadır. Elektrik modulusun sanal kısmının frekansa bağlılığı bir dielektrik relaksasyon piki göstermektedir. Bu pik sıcaklık artışıyla yüksek frekans bölgesine kaymakta yani numunede sıcaklığa bağlı bir dielektrik relaksasyon meydana gelmektedir.

Sonuçta hazırlanan InTe ince filmi amorf bir yarıiletken malzemedir ve fiziksel özellikleri sıcaklıkla ve frekansla değişmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Gündem, E.Ü., Electrical and Optical Properties of Amorphous Semiconducting a-Si:/A-SiN_x : H Multilayer Films, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi.
- [2] Machenzie, J.D., 1970, J. Non-Cryst. Solids 2, 16.
- [3] Howard and Rockstad, K., 1970, J. Non-Cryst. Solids 2, 192.
- [4] Masuda, A., Yonezawa, Y., Morimoto, A., Kumeda, M., and Shimizu, T., 1997, J. Non-Cryst. Solids 217, 21.
- [5] Stuke, J., 1953, Z. Phys. 134, 194p.
- [6] Pollak M., and Geballe, T.H., 1961, Phys. Rev. 122, 1742.
- [7] Austin, I.G., and Mott, N.F., 1969, Adv. Phys. 18,41.
- [8] Pike, G.E., 1972, Phys. Rev. B6, 1572.
- [9] Elliott, S.R., 1977, Philos. Mag. B 36, 291.
- [10] Long, A.R. , 1982, Adv. Phys. 31, 553.
- [11] Mitsuyu. T. , Wasa, K., 1981, Jpn. J. Appl. Phys. 20 L 48.
- [12] Easwaran, N., Balasubramanian, C., Narayandass, S.A.K., Mangalaraj, D., 1992, Phys. Stat. Sol. 129, 443.
- [13] Shang, G., Kunze, K., Handen, M.J., 1996, Smith. Chem. Vapor. Electron Depos. 2, 242.
- [14] Julien, C., Chevy, A., Siapkias, D., 1990, Phys stat Sol A 118: 553.
- [15] Yudasaka, M., Matasyoka, T., Nakanishi, K., 1987, Thin Solid Films 146, 65.
- [16] Zaslavskii, A.I. , Sergeeva, V.M., 1961, Sov. Phys. Solid state 2, 2556.
- [17] Bleris, G.L. , Karakostas, T., Economov, N.A., De Ridder, R., 1973, Phys. Stat. Sol. A 50, 579.
- [18] Afifi, M.A., Abd. El-Wahabb, E., Bekheet, A.E., Atyia, H.E., 2000, Acta Phys. A 28, 403.
- [19] Jenkins, F.A., White, H.E., 1957, Fundamentals of Optics, McGraw-Hill, New York.
- [20] Eray, A., 1988, Amorf Germanyum Filmlerinin Elektriksel İletim Özellikleri, Hacettepe Üniversitesi, Doktora Tezi, İstanbul.
- [21] Mott, N. F., Davis, E.A., 1979, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials: Clarendon Pres- Oxford, 595p.
- [22] Mott, LeComber., 1972, Electronic and Structural Properties of Amorphous Semiconductours, Academic Press, New York, 493.

- [23] Güngör, T., 2001, Hidrojenlendirilmiş Amorf Silisyum Filmlerin Optik Katsayılarını Belirlemede Kullanılan Deneysel Yöntemlerin Karşılaştırılması, Hacettepe Üniversitesi, Doktora Tezi.
- [24] Rose, A., 1963, "Concepts in Photoconductivity and Allied Problems", (New York: Interscience).
- [25] Bacioğlu, A., 2002, Hidrojenlendirilmiş Amorf Silisyum–Oksijen ($a - SiO_x : H$ x(1)) Alaşımının Elektronik ve Optik Özellikleri, Hacettepe Üniversitesi, Bilim Uzmanlığı Tezi, Ankara.
- [26] Fritzsche, H., Yoon, B., G., Chi, D.Z. and Tran, M. Q., 1992, Some Observations on the Photoconductivity of Amorphous Semiconductors, J. Of Non- Cryst. Solids, 141, 123–132.
- [27] Hoheisel, M. and Fuhs, W., 1988, Drift mobility in n- and p-conducting a-Si:H, Phil. Mag. B, 57 (3), 411–419.
- [28] Street, R.A., 1991, Hydrogenated Amorphous Silicon, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- [29] Adriaenssens, G.J., Baranovskii, S. D., Fuhs, W., Jansen, J. and Öktü, Ö., 1995, Photoconductivity Response Time in Amorphous Semiconductors, Phys. Rev. B, 51(15), 9661–9667.
- [30] Dersch, H., Schweitzer, L. and Stuke, J., 1983, Recombination Processes in a-Si:H: Spin-Dependent Photoconductivity, Phys. Rev. B. 28, 4678–4684.
- [31] Özmen, D., 2001, Polimerlerin Dielektrik Özellikleri ve EPR Spektrometresi, Doktora Semineri, Fırat Üniversitesi.
- [32] Durlu T.N., 1992, Katıhal Fiziğine Giriş, Set Ofset LTD.
- [33] Daniel, V.V., 1967, Dielectric Relaxation, Academic Press, London.
- [34] Altıntaş, E., 1998, Pyroelektrik İnce Filmlerde Pyroelektrik Sabit ve Dielektrik Katsayı Ölçümü, Hacettepe Üniversitesi, Bilim Uzmanlığı Tezi.
- [35] Özşin, S., 1988, Dielektrik Sistemlerin Alternatif Alanlardaki Davranışları, Gazi Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi.
- [36] Cde, K.S., Cole, R.H., 1941, Journal Chem. Phys. 9, 341
- [37] Fröhlich, H., 1958, Theory of Dielectrics, Oxford Universty Pres, London.
- [38] Wiktorezyk, T., 2002, Thin Solid Films 405, 238.
- [39] Austin, I.G., Mott, N.F., 1969, Adv. Phys. 18 41.
- [40] Moynihan, C.T., Boesch, L.B., Laberge, N.L., 1973, Phys. Chem. Glasses 14 122–126

- [41] Yakuphanoglu F., Evin, E., Okutan, M., 2006, The dielectrical and alternating current conductivity properties of $40\text{Cu}+20\text{Co}+40\text{Y}_2\text{O}_3$ ceramic, *Physica B* 382, 258-289.
- [42] Elliott, S.R., 1987, *Adv. Phys.* 2, 135.
- [43] Elliott, S.R., 1978, *Philos. Mag.* 37, 553.
- [44] Okutan, M., Basaran, E., Bakan, H.I., Yakuphanoglu, F., 2005, AC conductivity and dielectric properties of Co-doped TiO_2 . *Physica B* 364, 300–305.
- [45] Yakuphanoglu, F., Aydoğdu, Y., Schatzschneider, U., Rentschler, E., 2003, *Solid State Communications*. 128, 63-67.
- [46] Afifi, M.A., Hegab, N.A., Bekheet, A.E., 1995, *Vacuum* 46, 335-339.
- [47] Suzhu, Yu., Hing, P., Xiao, Hu., 2000, *J. Appl. Phys.* 88, 398.
- [48] Dixon, R.K., 1990, *Phys. Rev. B* 42 8179–81785.
- [49] Psarras, G. C., Manolakaki, E., Tsangaris, G.M., 2003, *Composites: Part A* 34 1187.
- [50] Padma Suvana, R., Raghavendra Rao K. and Subbarangaiah, K., 2002, *Bull. Mater. Sci.*, 25, 647.
- [51] Swannepoel, R., 1983, Determination of the Thickness and Optical Constants of Amorphous Silicon, *J. Phys. E; Sci. Instrum.*, 16, 1214-1222.
- [52] Meessen, C., 1988, Physical Interpretation of the optical parameters, Ph. D. Thesis, Universiteit Utrecht-Holland.
- [53] Urbach, F., 1953, *Phys. Rev.* 92, 1324.
- [54] Yakuphanoglu, F., Arslan, M., Yıldız, S.Z., 2005, Determination and analysis of the dispersive optical constants of the 2,9,16,23-tetraneopentoxypthalocyaninatozinc (II) charge transfer complex with 2,3-dichloro-5,6-dicyano- *p* -benzoquinone thin film.
- [55] Kocka, J., 1987, The Density of Statets in Undoped and Doped Amorphous Hydrogenated Silicon, *J. of Non-Cryst. Solids*, 90, 91–98.
- [56] Adler, D., Schwartz, B.B., Steele, C.M., 1985, *Physical Properties of Amorphous Materials*, Plenum Pres.
- [57] Cody, G.D., 1984, A Comparison of the Optical Absorption edge of Crystalline and Amorphous Silicon, *Semiconductors and Semimetals* (Academic Press, Orlando), Vol.21B, p.11.
- [58] Güder, H.S., GaTe, GaTe:Er ve GaTe:Cu Yarıiletkenlerinin Büyütülmesi, Elektriksel ve Optik Karakterizasyonu, Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
- [59] Smith, R.A., 1978, *Semiconductors*, Cambridge Uni. Pres, London (2^{nd} ed).
- [60] Eliot, R.J., and Gibson, A.F., 1976, *Solid State Physics*, The Macmillan Pres Ltd., Great Britain (Reprinted).

- [61] Klingshirn, C.F., 1995, Semiconductor Optics, Springer-Verlag, Berlin.
- [62] Capizzi, M., Frova, A. and Dunn, D., 1972, Solid State Commun., 10, 1165.
- [63] Yakuphanoglu, F., Sekerci, M., 2005, Determination of the optical constants of Co(II) complex of schiff base obtained from 1,8-diaminonaphthalene thin film by infrared spectra. Journal of Molecular Structure 751, 200–203.
- [64] Güngör, T., 1998, Optik geçirgenlik Spektrofotometresi, Türk Fizik Derneği 17. Kongresi, Alanya, (Poster).
- [65] Minkov, D.A., 1989, Calculation of the Optical Constants of Thin Layer Upon a Transparent Substrate from the Reflection Spectrum, J. Phys. D: Appl. Phys., 22, 1157-1161.
- [66] Öktü, Ö., Lauwerens, W., Usala, S., Adriaenssens, G. J., and Verbeke, O.B., 1992, Optical Absorption Coefficients in a $a - Si_{1-x}C_x : H$, Material Science and Engineering, B11, 47-50.
- [67] Yakuphanoglu, F., Cukurovali, A., Yilmaz, İ., 2004, Single-oscillator model and determination of optical constants of some optical thin film materials. Physica B 353, 210–216.
- [68] Didomenico, M., Wemple, S.H., 1969, j. Appl. Phys. 40, 720.
- [69] Wemple, S.H., Didomenico, M., 1971, Phy. Rev B. 1338.
- [70] Jenkins, A.F., White, E. H., 1976, Fundamentals of Optics, McGraw-Hill.
- [71] Burckhardt, W., 1987, Refractive index dispersion and Structure of Chalcogenide Glasses, Disordered Semiconductors, edited by M.A. Kastner, G.a. Thomas, and S.R. Ovshinsky (Ptenium Pres), p317–326.
- [72] Nowak, M., 1995, Determination of Optical Constants and Average Thickness of Inhomogeneous- Rough Thin Films Using Spectral Dependence of Optical Transmittance, Thin Solid Films, 254, 200–210.
- [73] Marquez, E., Ramirez-Malo, J.B., Villares, P., Jimenez-Gray, R. and Swanepoel, R., 1995, Optical Characterization of Wedge-Shaped Thin Films of Amorphous Arsenic Based Only on Their Shrunk Transmission Spectra, Thin Solid Films, 254, 83.
- [74] Lee, P.A., Said, G., Davis, R., Lim, T.H., 1969, J. Phys. Chem. Solids 30, 2719.
- [75] Yakuphanoglu, F., Cukurovali, A., Yilmaz, İ., 2005, Refractive index and optical absorption properties of the complexes of a cyclobutane containing thiazolyl hydrazone ligand. Optical Materials 27, 1363–1368.
- [76] Yakuphanoglu, F., Sekerci, M., Balaban. A., 2005, The effect of film thickness on the optical absorption edge and optical constants of the Cr(III) organic thin films. Optical Materials 27, 1369–1372.

- [77] El-Korashy, A., El-Zahed, H., Radwan, M., 2003, Physica B 334, 75.
- [78] Wakad, M.M., Shokr, E. Kh., Mohammed, S.H., 2000, J. Non-Cryst. Solids 265, 157.
- [79] Yakuphanoglu, F., Arslan, M., 2004, The fundamental absorption edge and optical constants of some charge transfer compounds. Optical Materials 27, 29–37.
- [80] Oumous, H. ve Hadiri, H., 2001, Optical and Electrical Properties of Annealed CdS Thin Films Obtained From a Chemical Solution, Thin Solid Films, 386, 87-90.
- [81] Pankove, J.I., 1971, Optical Processes in Semiconductors, Prentice-Hall, Inc. Englewood cliffs, New Jersey.

ÖZGEÇMİŞ

Handan BOSTANCI

Fırat Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi
Fizik Bölümü

Tel: (424) 2370000 / 3569
Faks: (424) 2330062
e-posta:
handanbostanci@yahoo.com

23169, ELAZIĞ

Kişisel Bilgiler:

Doğum Tarihi : 13.04.1982
Doğum Yeri : Elazığ
Uyruğu : T.C.
Medeni Hali : Bekar

Eğitim:

İlköğretim:

1988–1993 Elazığ Dumlupınar İlköğretim Okulu

Ortaöğretim:

1993–1996 Elazığ Mezre Ortaokulu

Lise:

1996–1999 Elazığ Balakgazi Lisesi

Lisans:

2000–2004 Fırat Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Elazığ

Yüksek Lisans:

2004–2006 Fırat Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ
Amorf InTe Yarıiletken Malzemesinin Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması
Danışman: Doç. Dr. Fahrettin YAKUPHANOĞLU