



**CO KATKILI TLGAS₂ KRİSTALİNİN YAPISAL, ELEKTRİK VE
OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Bekir BOZ

**Ocak 2010
DENİZLİ**

**Co Katkılı TlGaS₂ Kristalinin Yapısal, Elektrik ve Optik Özelliklerinin
İncelenmesi**

**Pamukkale Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı**

Bekir BOZ

Danışman : Doç.Dr.Orhan KARABULUT

**Ocak 2010
DENİZLİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ ONAY FORMU

Bekir BOZ tarafından Doç. Dr. Orhan KARABULUT yönetiminde hazırlanan “Co Katkılı TIGaS₂ Kristalinin Yapısal, Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Veysel KUZUCU
Jüri Başkanı

Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN
Jüri Üyesi

Doç. Dr. Orhan KARABULUT
Jüri Üyesi (Danışman)

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
.../.../..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Halil KARAHAN
Müdür

TEŞEKKÜR

Bu çalışma esnasında zamanını, rehberliğini ve desteğini hiç esirgemeyen danışmanım Doç.Dr. Orhan KARABULUT' a en samimi duygularıyla ve minnetle teşekkür ederim. Yüksek lisans öğretimim boyunca sohbetini, güler yüzünü ve yol göstericiliğini esirgemeyerek moral ve motivasyon olarak beni hep cesaretlendiren Prof.Dr. Veysel KUZUCU' ya; yardımlarından dolayı Yrd.Doç.Dr. Koray YILMAZ' a; derslerini aldığım ve üzerimde emekleri bulunan tüm Pamukkale Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerine; SEM ve XRD ölçümlerinde yardımcı olan ODTÜ Fizik Bölümü Arş.Gör. Hakan KARAAĞAÇ' a çok teşekkür ederim.

Her zaman yardımlarını cömertçe sunan, dertlerimi paylaşan, güler yüzü ile hep moral veren dönem arkadaşım ve meslektaşım sevgili Asım AKGÖZ' e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Yüksek lisans öğretimim boyunca sıkışık zamanlarımda ve ders programı hazırlanmasında anlayış gösteren, öğretmen olarak görev yaptığım Buldan Ali Tunaboş Anadolu Lisesi idarecileri Ömer ÖZÇELİK ve Halil İbrahim ÜNLÜ' ye teşekkür ederim.

Hiçbir fedakarlığı benden sakınmayan, yüksek lisans öğretimine başlamam için beni cesaretlendiren, pes ettiğim zamanlarda beni tekrar ayağa kaldıran sevgili eşim Medine BOZ' a sonsuz şükranlarımı sunarım.

Bu çalışma, Pamukkale Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi tarafından 2009FBE002 proje numarasıyla finanse edilmiştir. Bu destek olmasa tez içeriği çok sınırlı olacaktı. Katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Bu tezin tasarımı, hazırlanması, yürütülmesi, araştırmalarının yapılması ve bulgularının analizlerinde bilimsel etiğe ve akademik kurallara özenle riayet edildiğini; bu çalışmanın doğrudan birincil ürünü olmayan bulguların, verilerin ve materyallerin bilimsel etiğe uygun olarak kaynak gösterildiğini ve alıntı yapılan çalışmalara atfedildiğini beyan ederim.

İmza :
Öğrenci Adı Soyadı : Bekir BOZ

ÖZET

Co Katkılı TlGaS₂ Kristalinin Yapısal, Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Boz, Bekir

Yüksek Lisans Tezi, Fizik ABD

Tez Yöneticisi: Doç.Dr. Orhan KARABULUT

Ocak 2010, 66 Sayfa

Bu çalışmada, A^{III}B^{III}X₂^{VI} sınıfına ait Co katkılı TlGaS₂ tek kristali; XRD, karanlıkta ve ışıkta sıcaklığa bağımlı iletkenlik, sınırlı boşluk yükü akımı ve soğurma ölçümleri ile araştırıldı.

Kristalin stokiyometrisi, EDAX üniteli taramalı elektron mikroskobu ile incelendi. İncelenen külçenin stokiyometrik olduğu ve X-ışını kırınımı verileri ile bu kristalin monoklinik yapıda olduğu gözlemlendi.

İletim mekanizması ve tuzak seviyeleri hakkında bilgi edinmek için 100 – 400 K sıcaklık aralığında; sıcaklığa bağımlı iletkenlik, foto-iletkenlik ve sınırlı boşluk yükü akımı ölçümleri yapıldı. Oda sıcaklığındaki iletkenlik ve elektron yoğunluğu değerleri yaklaşık olarak sırasıyla 10⁻⁸ (Ω.cm)⁻¹ ve 5x10¹³ cm⁻³ olarak belirlendi. Sıcaklığa bağımlı iletkenlik ölçümlerinden; yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde 270 ve 12 meV aktivasyon enerjili iki tuzak seviyesi belirlendi. 270 meV' luk tuzak seviyesi hem karanlıkta alınan sıcaklık bağımlı iletkenlik ölçümü ile hem de sınırlı boşluk yükü akımı ölçümü ile doğrulandı.

Tuzak seviyeleri ve yeniden birleşme mekanizmaları, sıcaklığa bağımlı fotoiletkenlik ölçümleri ile belirlendi. Fotoakım ve aydınlatma şiddeti arasındaki ilişki incelendi ve bağımlılığın $I_{pc} \propto \varphi^n$ güç kanunu ile uyum içinde olduğu gözlemlendi. Farklı sıcaklık değerlerinde n' nin 1.3 ve 1.7 aralığında değerler aldığı görüldü.

Temel soğurma kenarında Co Katkılı TlGaS₂ tabakalı yarıiletkeninin soğurma katsayısının foton enerjisi ile ilişkisi oda sıcaklığında incelendi. Soğurma ölçümleri, tabakalı bileşiğin doğrudan ve dolaylı bant aralığı değerlerinin sırasıyla 2.56 ve 2.49 eV olduğunu gösterdi.

Anahtar Kelimeler: Üçlü Bileşik, TlGaS₂, Elektriksel Karakterizasyon, Optik Karakterizasyon

ABSTRACT**Investigation of Structural, Electrical and Optical Properties of Co Doped TlGaS₂ Crystal**

Boz, Bekir

M. Sc. Thesis in Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Orhan KARABULUT

January 2010, 66 Pages

In this study, Co doped TlGaS₂ single crystal belong to the class of A^{III}B^{III}X₂^{VI} have been investigated by means of XRD, temperature dependent dark and illuminated conductivity, Space Charge Limited Currents and Absorption measurements.

The stoichiometry was examined using scanning electron microscope equipped with EDAX unit. It was observed that the resulting ingot was stoichiometric and the x-ray diffraction patterns showed that this crystal has monoclinic structure.

In order to determine the conduction mechanisms and trap centers, temperature dependent conductivity, photo conductivity and Space Charge Limited Currents measurements have been carried out in the temperature range of 100-400 K. The room temperature conductivity and electron concentration values were about $10^{-8} (\Omega.cm)^{-1}$ and $5 \times 10^{13} cm^{-3}$, respectively. From the temperature dependent conductivity measurements, two activation energies namely 270 and 12 meV have been determined in the high and low temperature range. The trap level named 270 meV determined by the dark temperature dependent conductivity measurement has also been verified by Space Charge Limited Currents.

Trapping centers and recombination mechanisms have been determined from the temperature dependent photoconductivity measurements. The relation between photocurrent and illumination intensity have been investigated and it was observed that this dependence in obeys the power law, $I_{pc} \propto \varphi^n$ with n between 1.3 and 1.7 for various temperatures.

The dependence of the absorption coefficient on the photon energy near the fundamental absorption edge has been investigated for Co doped TlGaS₂ layered semiconductor crystals at the room temperature. The absorption measurements have showed that the layered compound has direct and indirect band gaps and the values were determined to be 2.56 and 2.49 eV, respectively.

Keywords: Ternary Compound, TlGaS₂, Electrical Characterization, Optical Characterization

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
Tez Onay Formu	I
Teşekkür	II
Bilimsel Etik Sayfası	III
Özet	IV
Abstract	V
İçindekiler	VI
Şekiller Dizini	VII
Simge ve Kısaltmalar Dizini	IX
1.GİRİŞ	1
1.1.TlGaS ₂ ' nin Yapısı.....	2
1.2.Literatür Taramaları ve Önceki Çalışmalar	5
2.KURAMSAL BİLGİLER	9
2.1 Yarıiletkenlerin Bant Yapısı.....	9
2.2Yapısal Karakterizasyon	12
2.3.Soğurma	13
2.3.1.Temel Soğurma Olayı	14
2.3.1.1.Doğrudan bant geçişleri.....	15
2.3.1.2.Dolaylı bant geçişleri.....	17
2.3.1.3.Bant kuyrukları arasında geçişler	21
2.4.Fermi-Dirac Dağılımı ve Taşıyıcı Yoğunluğu	24
2.5.Elektriksel İletkenlik	27
2.6.Hoplama ve Değişken-Mesafe Hoplama Mekanizması	28
2.7.Sınırlı Boşluk-Yükü Akımı	30
2.8.Foto-İletkenlik.....	32
3.MATERYAL VE METOT	34
3.1.Kristal Yapı	34
3.2.Soğurma Ölçümleri	35
3.3.Elektriksel İletkenlik Ölçümleri.....	36
3.4.Boşluk-Yükü Sınırlı Akım Ölçümleri	37
4.DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA.....	39
4.1.Kompozisyon ve Kristal Yapı Analizi Sonuçları.....	39
4.2.Elektriksel Ölçüm ve Sonuçları	41
4.3.Fotoiletkenlik Ölçümleri Analizleri	46
4.4.Soğurma Ölçümleri ve Analizleri	48
5.SONUÇ	52
KAYNAKLAR	54
ÖZGEÇMİŞ	57

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1 TlGaS ₂ nin atomlar arasındaki koordinasyonu gösteren birim hücre diyagramı.....	3
Şekil 1.2 Dört GaS ₄ tetrahedra için köşelere doğru bağlanmış adamantin Ga ₄ S ₁₀ Birimleri	4
Şekil 1.3 [010] yönündeki tabakaların görünümü.....	4
Şekil 2.1 Bir kristalde ayrı atomik enerji seviyelerinden Enerji Bandı oluşumu.....	10
Şekil 2.2 Yarıiletkenlerin bant yapısı.....	11
Şekil 2.3 <i>n</i> -tipi yarıiletkenlerden fosfor katkılı silisyum kristali	12
Şekil 2.4 <i>p</i> -tipi yarıiletkenlerden boron katkılı silisyum kristali.....	12
Şekil 2.5 Bir yarıiletkende temel soğurma olayı.....	15
Şekil 2.6 Yarıiletkenlerde izinli doğrudan geçiş.....	16
Şekil 2.7 Bir yarıiletkende dolaylı kenarlar arası dolaylı bant geçişleri	19
Şekil 2.8 α_n ve α_p ' nin bir yarıiletkende sıcaklık bağımlı değişimleri.....	20
Şekil 2.9 Çok katkılılandırılmış bir yarıiletkende iletim bandı içerisinde bulunan fermi seviyesi	20
Şekil 2.10 Bir yarıiletkende doğrudan kıyıları arasında dolaylı geçişler	21
Şekil 2.11 Oda sıcaklığındaki GaAs'in soğurma çizgisi.....	22
Şekil 2.12 <i>p</i> -tipi bir yarıiletkende iletim bandı kuyruğunun nasıl etkilediğini araştırmak için çizilmiş bir enerji diyagramı	23
Şekil 2.13 E_0 parametresinin taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimi	23
Şekil 2.14 Fermi fonksiyonu ile T değeri arasındaki değişim grafiği.....	25
Şekil 2.15 Hoplama iletim mekanizması. İşgal edilmiş A durumundan B 'ye ve B durumundan C 'ye olmak üzere iki sıçrama gösterilmiştir	29
Şekil 2.16 Omik kontak yapılmış malzemelerin;(a) dış alan uygulanmamış, (b) dış alan uygulanmış enerji-seviye diyagramları	31
Şekil 3.1 UNICO marka SQ-2802 model UV/VIS spektrofotometre cihazının iç yapısı	35
Şekil 3.2 Sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümlerinin alındığı deney Düzenegi	36
Şekil 3.3 Gümüş pasta ile kontak yapılmış numune ve bağlantı uçları	37
Şekil 3.4 Gümüş pasta ile sandviç şeklinde kontak yapılmış numune ve bağlantı Uçları.....	38
Şekil 4.1 Co katkılı TlGaS ₂ yarıiletkeninin EDAX analizi.....	40
Şekil 4.2 Co katkılı TlGaS ₂ kristalinin XRD sonuçları.....	40
Şekil 4.3 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin öz direncinin sıcaklık ile değişimi.....	41
Şekil 4.4 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin 360 K deki I-V değişimi.....	43
Şekil 4.5 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin 360 K deki I-V değişimi.....	44
Şekil 4.6 a)Co katkılı TlGaS ₂ ' nin farklı sıcaklıklardaki <i>I-V</i> değişimleri, b) aynı örnek için $\ln(I_{TFL}T^{-3/2} - 1/kT)$ değişimi	46
Şekil 4.7 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin (a) yüksek sıcaklık bölgesinde karanlık ve aydınlıkta iletkenliğin sıcaklık ile değişimi ve (b) farklı sıcaklık değerlerinde aydınlatma şiddetinin fonksiyonu olarak fotoakımın değişimi	47

Şekil 4.8 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin optik soğurma spektrumunun dalga boyu ile Değişimi	49
Şekil 4.9 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin $(\alpha E)^2$ - E değişimi	51
Şekil 4.10 Co katkılı TlGaS ₂ ' nin $(\alpha E)^{1/2}$ - E değişimi	51

SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ

- EDÇ Elektron-deşik çiftleri
- SCLC Sınırlı boşluk-yükü akımları (space-charge limited current)
- TFL Dolu tuzak sınırı (trap-filled limit)
- XRD X-ışını kırınımı (X-ray diffraction)
- TSC Isısal uyarma akımı (thermally stimulated current)
- EDAX Enerji dispersif X-ışını analizi (Energy dispersion X-ray spectroscopy)
- SEM Taramalı elektron mikroskobu

1. GİRİŞ

Elektrik akımını iletme bakımından maddeler; yalıtkanlar, iletkenler ve yarıiletkenler olarak üç ana sınıfa gruplandırılabilirler. Yarıiletkenler, elektrik akımı iletimi bakımından iletkenler ve yalıtkanlar arasında olan bir gruptur. Bu malzemeler sıcaklık, optik uyarılma ve katkılama ile iletkenlik özelliği gösterirler. Bu özellikler, yarıiletken maddeleri elektronik devre uygulamalarında çekici hale getirmektedir [Streetman 1995].

Bir yarıiletkenin en önemli özelliği, enerji bant aralığıdır ve bu özelliği onu iletkenlerden ve yalıtkanlardan ayrı kılar. Bu aralık, yarıiletkenin soğuracağı ya da yayımlayacağı ışığın dalga boyunu belirler. Yarıiletkenlerin bant aralığı değerleri değişkenlik gösterdiğinden, spektrumun kızılötesi ve görülebilir değerlerine yakın aralıklarda çalışan ışık yayımlayan diyotlar ve lazerler üretilebilmektedir.

Yarıiletken maddeler periyodik tablonun IV. ve komşu gruplarında bulunurlar. IV. grubu yarıiletkenleri tek cins atomlardan oluştuğu için elemental yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Bunlar transistör, diyot ve doğrultucuların üretiminde; kızılötesi ve nükleer radyasyon detektörlerin üretiminde kullanılırlar. Elemental yarıiletkenlere ilaveten III-V, II-VI ve III-VI gruplarındaki elementlerin farklı stokiometrik oranlarda hazırlanmış karışımları değişik yöntemlere tabi tutularak, bileşik yarıiletkenler elde edilir. Eğer; bileşik yarıiletkeni meydana getiren elementler III-V gibi iki grubun atomlarından meydana gelmiş ise, ikili yarıiletken; II, III ve V grubundaki elementlerin karışımından meydana gelmiş ise üçlü yarıiletken olarak adlandırılırlar. Tıpkı elemental yarıiletkenler gibi, bu karışımda düşük sıcaklıklarda yalıtkan gibi davranırken, yüksek

sıcaklıklarda iletken özelliği gösterirler. Yüksek sıcaklıklarda iletkenlik özelliği görülmesinin sebebi; sıcaklığın yükselmesiyle elektronların elektronik bağları koparıp iletim bandına geçmesidir.

Son yıllarda ikili ve üçlü tabakalı yarıiletkenlere olan ilgi bunların yapısal, optik ve elektriksel özellikleri nedeniyle artmıştır. Özellikle; III-VI gruplarından elde edilen, kimyasal formülü $TlBX_2$ ($B = Ga$ ya da In ve $X = S, Se$ ya da Te) olan tabakalı üçlü yarıiletkenler yapısal özellikleri, opto-elektronikteki potansiyel uygulamaları nedeniyle dikkat çekicidir. Yarı-iki-boyutluluğu, yapısal anizotropisi, faz geçişi, optik ve fotoiletkenlik özellikleri ile diğer özellikleri, bu yarıiletken karışımların fiziksel dünyaları hakkında daha iyi bir fikir edinmek için araştırmacıların yoğun ilgisini çekmektedir [Abay vd 2001, Delgado vd 2001, Kato vd 2003, Gürbulak vd 2004, Mustafaeva 2004, Qasrawi ve Gasanly 2005, 2005].

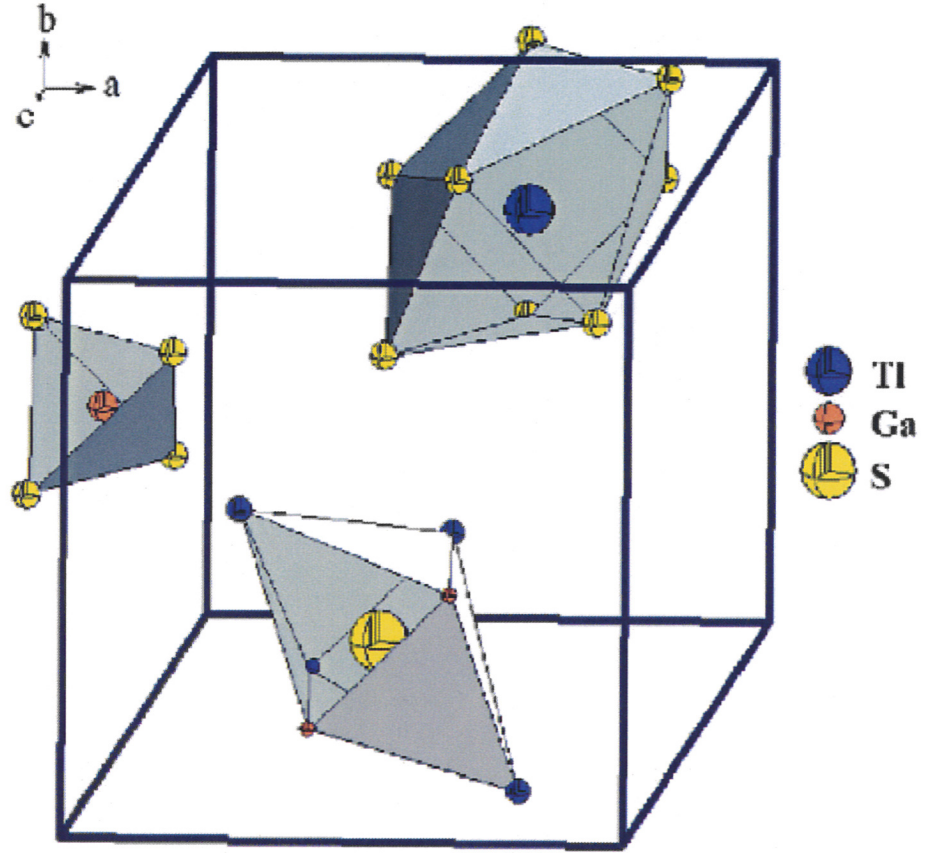
Bu çalışmanın amacı; Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülmüş Co katkılı tabakalı üçlü $TlGaS_2$ yarıiletken kristalinin kristal yapısını, bant aralığını ve elektriksel davranışlarını incelemektir. Bu nedenle çalışma; giriş bölümünde $TlGaS_2$ 'nin kristal yapısı ve literatür bilgisi, 2. bölümde kuramsal bilgiler, 3. bölümde deneysel teknikler ve kullanılan materyaller, 4. bölümde ölçüm sonuçları ve analizleri, 5. bölümde de sonuçları ihtiva edecek şekilde organize edilmiştir.

1.1. $TlGaS_2$ ' nin Yapısı

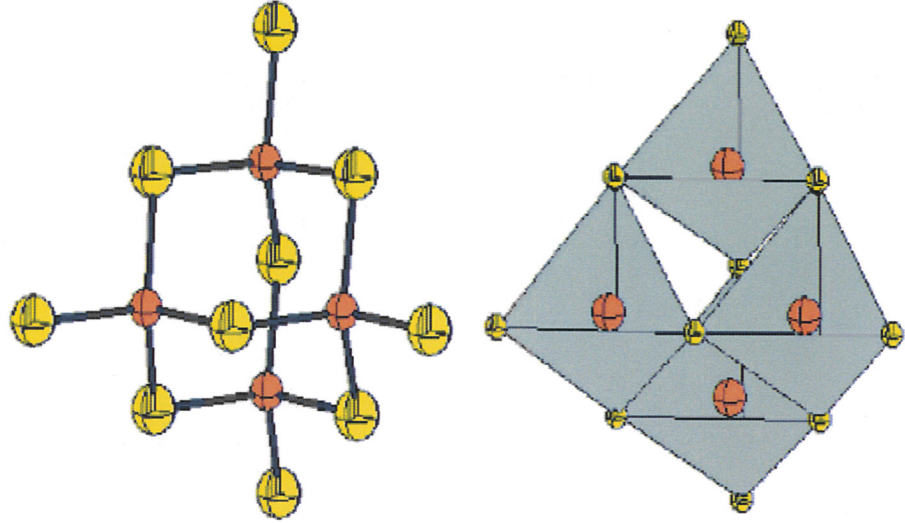
Tabakalı kristaller; tabaka içinde birbirine güçlü kovalent ve iyonik bağlarla bağlı atomlardan oluşan ayrı tabakalardan meydana gelmiştir. Tabakalar ise birbirine daha zayıf olan Van der Waals bağlarla bağlıdır [Gürbulak vd, 2004]. Kristal yapıda her anyon (S) dört talyum ve iki galyum atomuyla bir oktahedron oluşturur. Ga^{+3} katyonları bir tetrahedron oluşturmak için dört ve Tl^{+1} katyonları trigonal prizmatik koordinasyon oluşturmak için sekiz sülfür atomuyla çevrilidir [Delgado vd 2006].

Sonuçta; $TlGaS_2$ kristalinin Şekil 1.1 de gösterildiği gibi, değiştirilmiş TlS_8 ve GaS_4 polihedronları ile düzenlenmiş üç boyutlu bir yapısı vardır. Dört GaS_4 tetrahedra, $[100]$

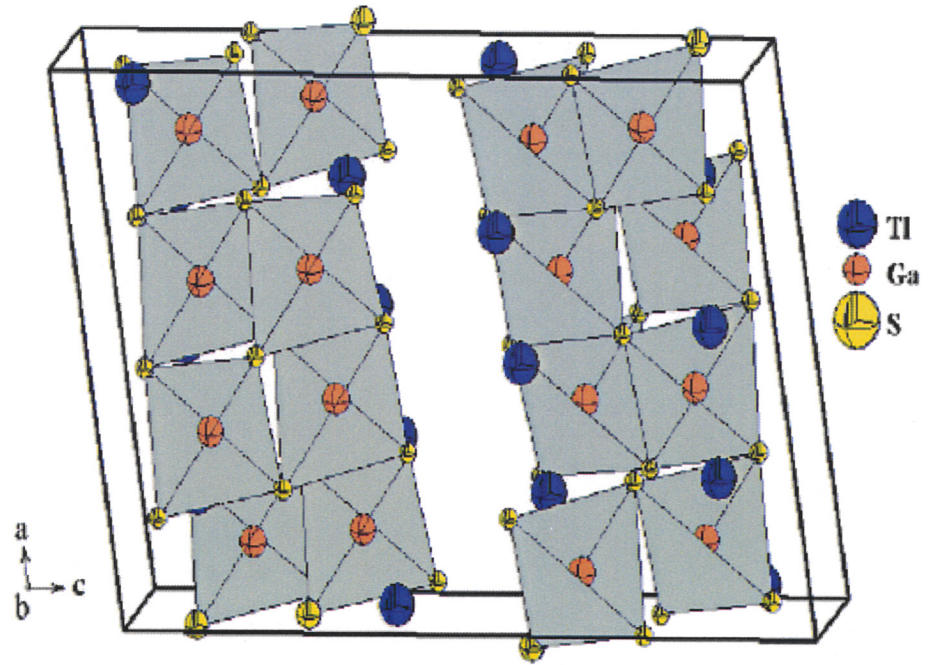
yönünde uzanan tabakalar oluşturmak için sırayla köşelere doğru bağlanmış GaS_{10} tipinde adamantin benzeri birimler oluşturur (Şekil 1.2 ve 1.3) [Delgado vd 2006].



Şekil 1.1 TlGaS_2 nin atomlar arasındaki koordinasyonu gösteren birim hücre diyagramı [Delgado vd 2006].



Şekil 1.2 Dört GaS_4 tetrahedra için köşelere doğru bağlanmış adamantin Ga_4S_{10} birimleri [Delgado vd 2006].



Şekil 1.3 $[010]$ yönündeki tabakaların görünümü [Delgado vd 2006].

1.2. Literatür Taramaları ve Önceki Çalışmalar

Yakın geçmişte araştırmacılar tarafından katkılı ve katkısız bazı ikili, üçlü ve dördü tabakalı yarıiletkenlerin büyütme teknikleri [Micocci vd 1997, Sanchez vd 1998, Gürbulak 1999, Abay vd 2001, Kato vd 2003, Mustafaeva 2004, Gürbulak vd 2004, Yüksek vd 2004, Qasrawi ve Gasanly 2005, 2005, 2007, 2008, 2008, Delgado vd 2006, Karabulut vd 2006,2008, El-Nahass vd 2008] kristal yapıları [Sanchez vd 1998, Delgado vd 2006, Karabulut vd 2006,] optik ve fotoiletkenlik özellikleri [Gürbulak 1999, Abay vd 2001, Gorban ve Okhrimenko 2002, Kato vd 2003, Mustafaeva 2004, Qasrawi ve Gasanly 2005, 2005, 2006, 2008, Karabulut vd 2006, 2008, El-Nahass vd 2008], enerji bant aralıkları [Gürbulak 1999, 2004, Qasrawi ve Gasanly 2005, El-Nahass vd 2008] ve elektriksel davranışları [Micocci vd 1997, Sanchez vd 1998, Qasrawi ve Gasanly 2005, 2005, 2006, 2008, 2008, Karabulut vd 2006] ile ilgili kapsamlı çalışmalar yapılmıştır.

Tek kristal elde etmek için yaygın olarak kullanılan yöntemlerden ve bu çalışmaya konu olan kristalin büyütüldüğü teknik, Dikey Bridgman-Stockbarger metodudur. Bu teknik, basit bir şekilde büyütülecek yarıiletkeni oluşturan elementlerin uygun büyütme potalarına yerleştirilmesi ve erime sıcaklığının üzerindeki bir noktadan erime sıcaklığının altındaki bir noktaya doğrudan katılaştırılması şeklinde özetlenebilir. Bu metotla yapılan büyütme işleminde değişik ampul şekilleri, sıcaklık profilleri ve fırın tipleri kullanılarak tabakalı, tek kristal yapıda numuneler elde edilmiştir [Qasrawi ve Gasanly 2005, Delgado vd 2006, El-Nahass vd 2008,].

Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülen Sn katkılı GaSe yarıiletkeninde boşluk-yükü sınırlı akım ölçümleri yapılarak, 0.36 ve 0.53 eV enerji seviyelerinde iki adet tuzak seviyesi bulunmuştur [Micocci vd 1997]. Sn katkılı GaSe tek kristali ile yapılan çalışmada, düşük katkılamada 155 ve 310 meV seviyelerinde çift alıcı tuzak seviyesi görülmüş; artan katkılama ile ise, verici seviyeleri elde edilmiştir. Ama tüm çalışma boyu numunenin *p*-tipi özelliğini koruduğu belirtilmiştir [Sanchez vd 1998]. Katkısız ve nitrojen aşılansız GaSe kristali üzerinde yapılan çalışmada, nitrojen aşılansızının

artmasıyla eksiton fotolimünesans yoğunluğunun azaldığı gözlenmiştir [Karabulut vd 2008].

Aynı büyütme tekniği ile hazırlanan tabakalı dörütlü Tl_2InGaS_4 kristalinin elektriksel iletkenliği, boşluk-yükü sınırlı akım (SCLC) ve sıcaklık bağımlı fotoiletkenlik ölçümleri sırasıyla 220-350 K, 300-400 K ve 200-350 K aralığında yapılmıştır. SCLC ölçümleri ile 0.44 eV' ta tekil bir tuzak seviyesinin varlığı gösterilmiştir. Elektriksel iletkenlik ölçümleri; 300 K üstünde ve altında baskın olarak sırasıyla 0.32 ve 0.60 eV, fotoiletkenlik ölçümleri de, yüksek ve düşük sıcaklık değerlerinde sırasıyla 0.28 ve 0.19 eV enerji seviyelerinin varlığı belirlenmiş ayrıca sıcaklığın maksimum 330 K' e kadar artmasıyla fotoakımın arttığı görülmüştür [Qasrawi ve Gasanly 2006]. Bu çalışmadan bir yıl sonra aynı numune ve yine Qasrawi ile Gasanly tarafından yapılan çalışmada; XRD tekniği Tl_2InGaS_4 kristalinin monoklinik yapıda bir tek faz kristali olduğunu göstermiş, verilerden hesaplanan birim hücre örgü parametreleri $a = 0.77244 \text{ nm}$, $b = 0.64945 \text{ nm}$, $c = 0.92205 \text{ nm}$, $\beta = 95.03^\circ$ olarak bulunmuştur. Sıcaklığa bağımlı optik bant aralığı 290-500 K aralığında araştırılmış, 1.60-2.10 eV aralığında gerçekleştirilen soğurma ölçümlerinden soğurma katsayısı hesaplanmış, soğurma sınırının sıcaklığın yükselmesiyle düşük enerji seviyelerine kaydığı gözlenmiş ve dolaylı izinli geçiş enerji aralığı 1.86 eV olarak ölçülmüştür [Qasrawi ve Gasanly 2007].

Gürbulak (1999), $TlGaS_2$ ile benzer yapıda olan p -tipi $Tl_{(1-x)}GaPr_xSe_2$ ve $TlGaSe_2$ kristallerinin optik soğurma kenarlarını, sıcaklığa bağımlı soğurma ölçümleri ile araştırmıştır. Brigman-Stockbarger metoduyla büyüttüğü söz konusu numunelerin soğurma ölçümlerini 10-320 K aralığında 10 K sıcaklık aralıkları ile ölçmüştür. 300 K' de p - $TlGaSe_2$, p - $Tl_{0.999}GaPr_{0.001}Se_2$ ve p - $Tl_{0.995}GaPr_{0.005}Se_2$ numunelerinin doğrudan bant aralıklarını sırasıyla 2.165 eV, 2.164 eV ve 2.155 eV; dolaylı bant aralıklarını ise, 2.110 eV, 2.122 eV, ve 2.128 eV olarak ölçmüştür. p - $TlGaSe_2$ için 230-250 K, p - $Tl_{0.999}GaPr_{0.001}Se_2$ ve p - $Tl_{0.995}GaPr_{0.005}Se_2$ için 195-215 K sıcaklık aralığında doğrudan, diğer taraftan 215-235 K sıcaklık aralığında p - $Tl_{0.999}GaPr_{0.001}Se_2$ ve p - $Tl_{0.995}GaPr_{0.005}Se_2$ için dolaylı enerji pikleri gözlemiştir. Yine, 2008 yılında $TlGaS_2$ gibi tabakalı üçlü tek kristal yapıda olan Ga_4Se_3S ile iki ve $TlInS_2$ ile bir çalışma yapılmıştır. Üç çalışmada da numuneler Brigman-Stockbarger metoduyla büyütülmüştür. $TlInS_2$ kristalinin tayf ve optik parametreleri 200-2500 nm dalga boyu aralığında soğurma ölçümleri ile belirlenmiş, ince tabakalarının soğurma tayfları üzerinde, enerji aralıkları

2.0-2.4 eV enerji bölgesinde bileşiğin bant geçişleri çalışılmış, doğrudan ve dolaylı enerji aralıkları sırasıyla 2.340 eV ve 2.258 eV olarak belirlenmiştir [El-Nahass 2008]. Diğer iki çalışma da, Ga_4Se_3S kristallerinin 170 K üstünde ve altında yüklenmiş taşıyıcıların değişken-mesafe hoplama mekanizması elde edilmiş, bu bağlamda Fermi seviyesinin yakınlarındaki durumların yoğunlukları ve karanlıkta bu kristalin ortalama hoplama mesafesi sırasıyla $7.20 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ ve $7.56 \times 10^{-6} \text{ cm}$ bulunmuştur [Qasrawi ve Gasanly 2008]. Aynı numunenin elektriksel iletkenliği ve sıcaklık bağımlı fotoiletkenliği 100-350 K aralığında araştırılmış, elektriksel iletkenliği 170 K üstünde ve altında baskın olarak sırasıyla 310 ve 60 meV seviyesinde iki, fotoiletkenlik ölçümleri de 230 K üstünde ve altında sırasıyla 209 ve 91 meV seviyesinde başka iki enerji seviyesinin varlığı belirlenmiştir [Qasrawi ve Gasanly 2008]. $TlGa(S_xSe_{1-x})_2$ karışık kristallerinin XRD analizleri, bu bileşiğin her kompozisyonda farklı yapısal modifikasyonlar gösterdiğini belirtmiştir. Mümkün olan yük transferi mekanizmaları, sıcaklık bağımlı elektriksel iletkenlik ölçümleri ile farklı x değerleri 100-400 K sıcaklık aralığında araştırılmıştır [Karabulut 2006].

2001-2006 yılları arasında Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülmüş $TlGaS_2$ kristali üzerinde yapılmış birçok çalışmaya rastlanmıştır. $TlGaS_2$ üçlü yarıiletkenin kristal yapısı tek kristal XRD yöntemiyle araştırılmıştır. Bu malzemenin monoklinik sistemde C2/c (No.15) uzay grubu, $Z=16$ ve $a = 10.2990(8)\text{Å}$, $b = 10.2840(8)\text{Å}$, $c = 15.1750(18)\text{Å}$, $\beta = 99.603(4)^\circ$ birim hücre parametreleri ile kristallendiği belirlenmiştir [Delgado vd 2006]. Abay tarafından yürütülen çalışmada temel soğurma kenarı yakınlarındaki soğurma kenarları 10-340 K sıcaklık aralığında gözlenmiş ve bunların karakteristik Urbach parametrelerine uyan Urbach-Martienssen kenarları olduğu belirlenmiş ve bu uçların termal düzensizlikten kaynaklandığı sonucuna ulaşılmıştır. Deneysel verilerle enerji aralığı, 2.550 eV olarak bulunmuştur [Abay vd 2001]. Numunenin eksiton soğurma parametreleri, Gorban ve Okhrimenko (2002) tarafından çalışılmıştır. Eksiton soğurma pik anomalileri, Raman çizgi yarılmaları numunenin faz geçişinin 180-190 K ve 230-260 K sıcaklık civarında meydana geldiğini göstermiştir [Kato vd 2003]. Kızılötesi fotolimünesans çalışmaları, 500-1400 nm dalga boyu ve 15-115 K sıcaklık aralığında yapılmıştır [Yüksek vd 2004]. Numunenin optik soğurmasının incelenmesiyle doğrudan ve dolaylı bant aralıkları 10 K' de ise, bu aralıklar sırasıyla $TlGaSe_2$ için 2.294 ve 2.148 eV, $TlGaS_2$ için 2.547 ve 2.521 eV olarak ölçülmüştür. Bazı sıcaklık aralıklarında beklenmedik değişimler gözlenmiş, bu

değişimlerin faz geçişlerinden kaynaklanmış olabileceği şeklinde yorumlanmıştır. Dik parametreler ve Urbach enerjisinin 10-320 K sıcaklık aralığında arttığı belirtilmiştir [Gürbulak vd 2004]. 2005 yılında Qasrawi ve Gasanly tarafından yapılan çalışmada; numunenin elektriksel iletkenliği, SCLC ve sıcaklık bağımlı fotoakım ölçümleri sırasıyla 100-350 K, 200-290 K ve 100-350 K sıcaklık aralığında yapılmış, numunenin 315 K sıcaklığında *p*- den *n*-tipine geçtiği belirlenmiş, sıcaklık bağımlı elektriksel iletkenlikleri ile aktivasyon enerjileri yüksek ve düşük sıcaklıklarda sırasıyla 0.360 ± 0.005 eV ve 0.240 ± 0.005 eV olarak ölçülmüştür. SCLC analizleri 0.240 ± 0.005 eV enerji seviyesinin $(2.2-3.9) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ yoğunluklu bir tuzak seviyesi olduğunu göstermiştir. Sıcaklık bağımlı fotoakım veri analizleri de, 290-350 K ve 220-280 K aralıklarında aktivasyon enerjilerini sırasıyla 0.660 ± 0.005 eV ve 0.360 ± 0.005 eV olarak göstermiştir. 200-300 K sıcaklık aralığında yapılan araştırmada da, optik veriler doğrudan ve dolaylı izinli geçişler için bant aralıklarının 2.45 ve 2.51 eV olduğunu göstermiş ve fotoakımın sıcaklık azalmasıyla düştüğü gözlenmiştir.

Mustafaeva (2004) tarafından yapılan çalışmada ise; TlGaS₂ kristaline iterbiyum (Yb) katkılmasıyla elektriksel dirençte bir artış, katkısız fotoakımın maksimum değerinde bir kayma, spektral duyarlılık aralığında dikkate değer bir genişleme ve katkılı fotoakımın değerinde bir artış gözlenmiştir.

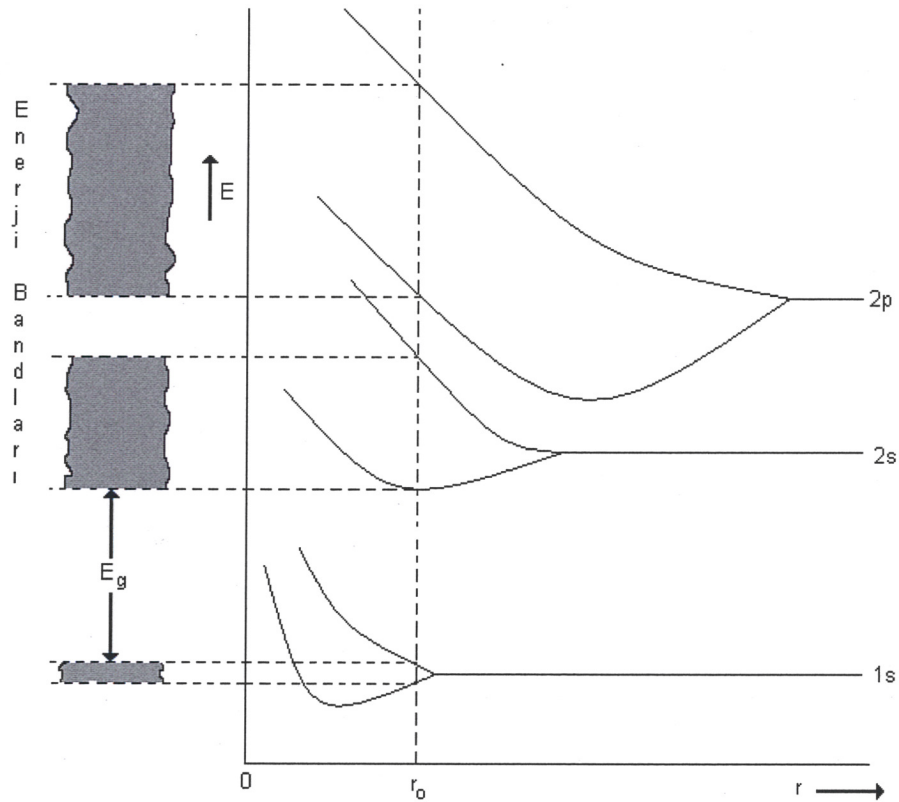
2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Yarıiletkenlerin Bant Yapısı

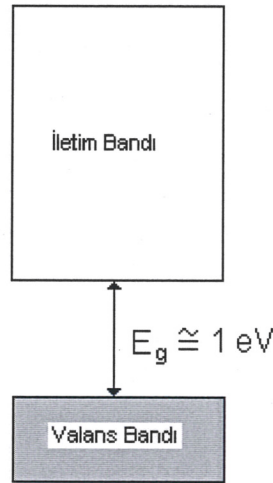
Yarıiletkenleri daha iyi tanımak için, önce katı maddelerin bant yapısını incelemek faydalı olacaktır. Atomlar birbirlerini etkilemeyecek kadar uzak mesafelerde ise bağımsızdırlar ve atomik enerji seviyelerine sahiptirler. Atomlar birbirlerine yaklaştırıldıklarında ise, elektronlar ve çekirdeklerin etkisiyle elektronlar kendi enerji düzeylerini değiştireceklerdir. Bu yer değiştirmeler, Pauli Dışarlama İlkesine göre olacaktır. Bu ilkeye göre; nasıl bir atomda aynı kuantum sayılarına sahip iki elektron bulunamaz ise, katı içindeki elektronlardan da aynı kuantum sayılarına sahip iki elektron bulunamaz. Dolayısıyla atomun enerji seviyeleri arasında belli yarılmalar meydana gelecektir. Yani; izole edilmiş atomların bulunduğu tek enerji seviyeleri, katı molekülü için birbirine çok yakın aralıklı çok sayıda enerji düzeyine genişleyecektir. Bu sürekli enerji seviyelerine enerji bantları denir. Yani, atomlardaki enerji düzeylerine karşılık katılarda da enerji bantları oluşmaktadır. Yarı iletkenlerdeki enerji bantlarının oluşumu şematik olarak Şekil 2.1' de verilmiştir. Enerji bantları birbirlerinden yasak enerji aralığı (E_g) ile ayrılır ve bu yasak aralığında elektron bulunamaz. Atomların dış kabuk elektronlarının bulunduğu en üst dolu bant, valans bandı olarak adlandırılır. Valans bandından sonraki boş bant ise, iletim bandı olarak adlandırılır ve elektronların geldiklerinde yerleşebilecekleri enerji seviyelerini içerir [Streetman 1995].

Yarıiletken maddeler; elektriksel özellikleri yalıtkanlar ile iletkenler arasında bulunan üçüncü bir madde sınıfıdır. Valans bantları tamamen dolu ve iletim bantları ise, tamamen boştur. Bu durum yalıtkanlarıki ile aynıdır. Dolayısıyla, iletim bandı tamamen boş olduğundan elektriği iletmeyeceklerdir. Aradaki fark ise, valans bandı ile iletim bandı arasındaki yasak enerji aralığının yarıiletkenlerde çok daha küçük olmasıdır (Şekil 2.2). Bu sebeple elektrona yasak enerji aralığını aşacak yeterli enerji verildiğinde, elektron iletim bandına geçecek ve böylece elektriği iletmeye başlayacaktır. Elektronlara yasak enerji aralığını aşacak enerji de, ısı ile verilir. Yani, yarıiletkenler mutlak sıfırda (0° K) yalıtkanlardır fakat oda sıcaklığında iletkenlik özelliği kazanabilmektedirler [Streetman 1995].

Bir yarıiletkene yeterli enerji verildiğinde, valans bandından iletim bandına elektron sıçrayışı görülecektir. Bu sıçramanın sonucunda iletim bandında bir iletim elektronu oluşurken valans bandında da bir elektron boşluğu oluşacaktır. Bu boşluklara “deşik” ya



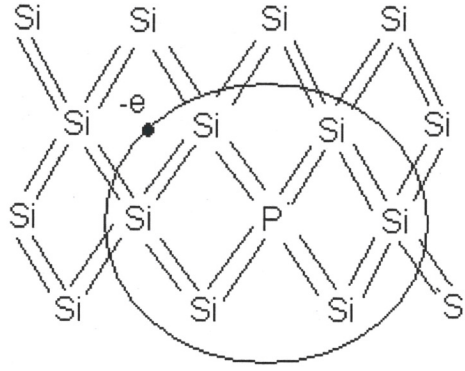
Şekil 2.1 Bir kristalde ayırık atomik enerji seviyelerinden Enerji Bandı oluşumu.



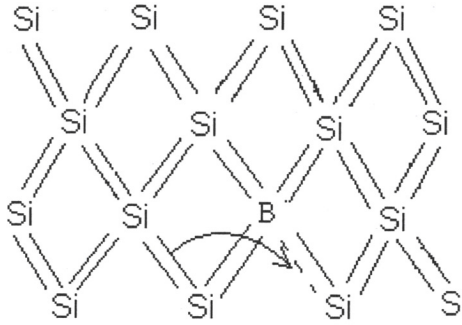
Şekil 2.2 Yarıiletkenlerin şematik bant yapısı

da “hol” denir. Valans bandında oluşan bir boşluğa yine valans bandındaki başka bir elektron yerleşebilir ve yine elektronun en son bıraktığı yerde yine bir deşik oluşacaktır. Eğer elektronları izlemeyip sadece deşikler izlenecek olursa, sanki elektronun hareket yönüne zıt yönde hareket eden bir parçacık görülmüş olunur. Gerek valans bandından iletim bandına geçen elektronlar; gerekse valans bandında oluşan deşikleri doldurmaya çalışan elektronlar sayesinde bir iletim gözlenir. Bu iletim; iletim bandına geçen elektron sayısına, dolayısıyla sıcaklığa bağlı olarak değişir. Yarıiletkenlerde elektriksel iletkenlik, taşıyıcıların enerji olarak yasak enerji aralığını aşmaları şeklinde meydana geliyorsa ve valans bandındaki deşik yoğunluğu ile iletim bandındaki elektron yoğunluğu birbirine eşit olduğu durumundaki yarıiletkenlere, ya da pratik olarak katkısız yarıiletkenlere Özgün (has) Yarıiletkenler denir [Zor 1991].

Bazı katkı maddeleri ve örgü bozuklukları bir yarıiletkenin elektriksel özelliklerini önemli derecede etkileyebilir. Bu sebeple; yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliklerini değiştirmek için, içlerine yabancı atomlardan çok düşük miktarlarda katkılama yapılır. Bu işlem, yabancı atomların kimyasal yollar ile eklenmesi veya aşılama şeklinde olabilmektedir. Bu tür katkılanmış yarıiletkenlere katkılı yarıiletkenler denir, n ve p tipi olmak üzere iki çeşit katkılı yarıiletken vardır. n -tipi yarıiletkenler; taşıyıcıları çoğunlukla elektronlar (Şekil 2.3); p -tipi yarıiletkenler de taşıyıcıları çoğunlukla deşikleri olan katkılı yarıiletkenlerdir (Şekil 2.4) [Streetman 1995].



Şekil 2.3 *n*-tipi yarıiletkenlerden fosfor katkılı silisyum kristali



Şekil 2.4 *p*-tipi yarıiletkenlerden boron katkılı silisyum kristali

2.2. Yapısal Karakterizasyon

Büyütülmüş bir kristalin yapısının belirlenmesi, üç ana adımdan oluşur. Bunlar; kırılan ışınların açısal pozisyonlarından birim hücrenin şeklinin ve ölçülerinin belirlenmesi, birim hücrenin şekil ve ölçülerinden atom sayılarının hesaplanması ve kırılan ışınların ilgili şiddetlerinden atomların birim hücredeki pozisyonlarının belirlenmesi şeklindedir.

Büyütülmüş kristallerin yapısını belirlemede X-ışını ölçümleri kullanılır. Çünkü, atomlar arası mesafeler ancak birkaç angstrom (10^{-10} m) mertebesindedir. Dolayısıyla görünür ışık ve optik mikroskopik tekniklerle kristal yapı görüntülenemez. X-ışını birkaç angstrom dalga boylu bir elektromagnetik dalgadır ve bu nedenle kristal yapı belirlenmesinde kullanışlıdır.

X-ışını analizleri ile kristal yapı belirlenmesinde Laue Metodu, Dönen Kristal Metodu ve Toz Metodu (ya da Debye-Scherer Metodu) olmak üzere üç önemli yöntem kullanılır [Ashcroft ve Mermin 1976]. Bu çalışmada, kristal yapı belirlenmesinde Toz Metodu kullanılmıştır. Bu metotta kırınım piklerinin pozisyonları ve aralarındaki ilişki numunenin yapısını belirlemede kullanılır. Kırınım piklerinin pozisyonlarının analizi birim hücrenin parametreleri hakkında bilgi verir. Bu yöntemde; tek renkli bir X-ışını demeti toz haline getirilmiş kristal numune üzerine gönderilir. Toz numune döndürülür ve uygun açılarda (θ) kırınım demetleri elde edilir. Atomik yüzeylerden sağlanan kırınım demetlerinin maksimum şartları Bragg denklemi

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (2.1)$$

ile verilir. n bir tam sayıdır ve maksimum yansıma mertebesini gösterir, λ X-ışınlarının dalga boyudur, d atomik düzlemler arasındaki mesafe ve θ hem atomik düzlemler ile normal hem de atomik düzlem ile gelen ve yansıyan ışınlar arasındaki açıdır. Anlaşıldığı üzere, bu metotta λ sabit, θ ise değişkendir [Ashcroft ve Mermin 1976, Karabulut 2003].

2.3. Soğurma

Yarıiletkenlerin bant yapılarını araştırmak için en yaygın ve basit yöntem, soğurma spektrumlarını ölçmektir. Soğurma işleminde, enerjisi bilinen bir foton numune üzerine gönderilir. Enerjisi, kristalin enerji aralığından büyük olan fotonlar soğurulurken küçük olanlar iletilir [Streetman 1995]. Bu foton kristal tarafından soğurulduğunda, düşük enerji seviyesindeki bir elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Bu sayede gönderilen foton ile iletilen fotonların enerjileri arasındaki farklar bize yarıiletkenin bant aralıkları hakkında bilgi verir [Pankove 1971].

Kalınlığı l olan numuneye I_0 şiddetli ışın gönderilirse, bu ışın I şiddeti ile numuneyi geçecektir. I ve I_0 arasındaki ilişki Lambert-Beer [Vij 1998] yasasıyla,

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (2.2)$$

ile verilir. Burada α soğurma katsayısıdır. Soğurmanın maksimum olduğu durumda, numuneyi geçen ışının şiddeti sıfır olur [Ilıcan vd 2005].

Yarıiletken maddenin yapısı gereği gelen ışının soğurulması farklı şekillerde, bazen de farklı soğurma olayları aynı anda gerçekleşmektedir. Burada sadece temel soğurma hakkında bilgi verilecektir.

2.3.1. Temel soğurma olayı

Temel soğurma olayı; banttan banda geçişi temsil eder (Şekil 2.5), soğurmada hızlı bir artışla kendisini gösterir, valans bandındaki bir elektronun kristale gelen ışıdan bir foton soğurarak iletim bandına geçmesi olarak adlandırılabilir ve yarıiletkenin yasak enerji aralığını belirlemede kullanılabilir. Bunun için, fotonun enerjisinin yasak enerji aralığına eşit veya ondan daha büyük olması gerekir. Ayrıca; fotonun momentumu kristal momentumuna göre kıyaslanamayacak derecede küçük olacağından, foton soğurma işleminde elektronun momentumu korunmalıdır. Gelen fotonun frekansı ν ise;

$$h\nu \geq E_g \quad (2.3)$$

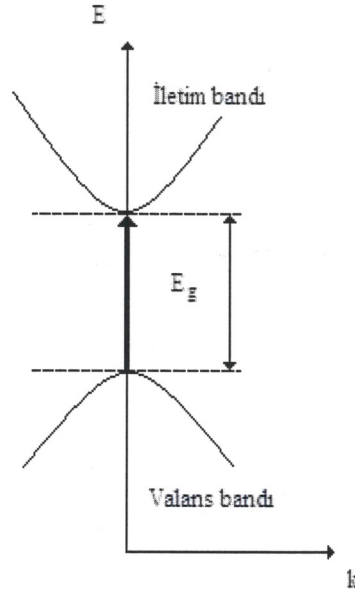
yazılabilir. Gelen fotonun dalga boyu λ_g ise;

$$\lambda_g \leq hc / E_g \quad (2.4)$$

olmalıdır. Burada; h Planck sabitini, c ışık hızını göstermektedir. Soğurma katsayısı;

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f \quad (2.5)$$

olarak verilir. Burada A bir sabit, P_{if} ilk seviyeden son seviyeye olan geçişlerin olasılığı, n_i ilk durumdaki, n_f son durumdaki elektron yoğunluğudur [Pankove 1971].



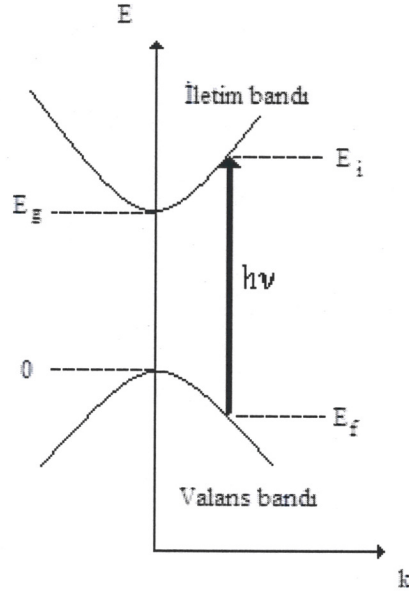
Şekil 2.5 Bir yarıiletkende temel soğurma olayı [Pankove 1971]

Temel soğurma olayında, yarıiletken malzemenin yapısına bağlı olarak farklı geçişler görülebilir. Bu farklı geçişler; izinli doğrudan geçişler, yasaklanmış doğrudan geçişler, dolaylı kenarlar arasında dolaylı geçişler, doğrudan kenarlar arası dolaylı geçişler ve bant kuyrukları arası geçişlerdir.

2.3.1.1. Doğrudan bant geçişleri

İletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı k değerinde ise, bu tür geçişlere doğrudan bant geçişi denilmektedir. Doğrudan bant geçişi; izinli doğrudan geçişler ve yasaklanmış doğrudan geçişler olmak üzere iki çeşittir.

İzinli doğrudan geçişler; iki doğrudan kenar arasında yani aynı k değerinde mümkün olan ($\Delta k = 0$) tüm momentum korunumlu geçişlerdir ve P_{if} den bağımsızdır (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Yarıiletkenlerde izinli doğrudan geçiş [Pankove 1971]

İzinli geçişlerde her E_i ilk durumu, E_f son durumu ve gelen fotonun $h\nu$ arasındaki ilişki;

$$E_f = h\nu - |E_i| \quad (2.6)$$

ile verilir. Parabolik bantlarda ise,

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.7)$$

ve

$$E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.8)$$

dir [Pankove 1971]. (2.6) ve (2.7) denklemleri (2.5) denkleminde yerine yazılırsa,

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.9)$$

elde edilir. Soğurma katsayısı α ile gelen fotonun enerjisi arasındaki ilişki

$$\alpha(h\nu) = A^*(h\nu - E_g)^n \quad (2.10)$$

dir. Buradaki A^* değeri,

$$A^* \approx \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{3/2}}{nch^2 m_e^*} \quad (2.11)$$

ile verilir. n değeri izinli doğrudan geçişler için 1/2 değerini alan bir sabittir [Pankove 1971].

Yasaklanmış doğrudan geçişlerde ise durum daha farklıdır. Bazı malzemeler $k = 0$ da geçişlere izin vermezken, $k \neq 0$ da geçişlere izin verir ve geçiş olasılığı P_{if} , k^2 ile artar.

Yani; Şekil 2.6' da ki geçiş olasılığı $(h\nu - E_g)$ ile doğru orantılı olarak artar. Fakat, yasaklanmış geçişlerde n , 3/2 değerini alır. Dolayısıyla soğurma katsayısı ifadesi;

$$\alpha(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2} \quad (2.12)$$

ile verilir ve A' ,

$$A' \approx \frac{4}{3} \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{5/2}}{nch^2 m_e^* m_h^* h\nu} \quad (2.13)$$

değerini alır [Pankove 1971].

2.3.1.2. Dolaylı bant geçişleri

Yarıiletkende iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı k değerine karşılık gelmiyorlarsa ($\Delta k \neq 0$), bu tür geçişlere dolaylı bant geçişi denir. Bu geçişler; dolaylı kenarlar arası dolaylı geçişler ve doğrudan kenarlar arası dolaylı geçişler olmak üzere iki çeşittir.

Dolaylı kenarlar arası dolaylı geçişler; hem enerji hem de momentum korunumunu gerekli kılar. Bu nedenle, geçiş iki adımda gerçekleşir (Şekil 2.7). Momentum korunumu için de, bir fonon salınımı ya da soğurulması gereklidir.

E_p enerjili bir fononun salınımı ya da soğurulması gerçekleştiğinde, E_i durumundan E_f durumuna geçiş tamamlanmış olacaktır. Bu iki işlem;

$$v_e = E_f - E_i + E_p \quad (\text{fonon salınımı için}) \quad (2.14)$$

$$hv_a = E_f - E_i - E_p \quad (\text{fonon soğurulması için}) \quad (2.15)$$

ile verilir (Şekil 2.7) [Pankove 1971].

Soğurma katsayısı; valans ile iletim bandındaki durumların yoğunlukları ve etkileşen fonon sayısının çarpımı ile doğru orantılıdır. Etkileşen fonon sayısı Bose-Einstein istatistiğine göre;

$$N_p = \frac{1}{\frac{E_p}{e^{kT}} - 1} \quad (2.16)$$

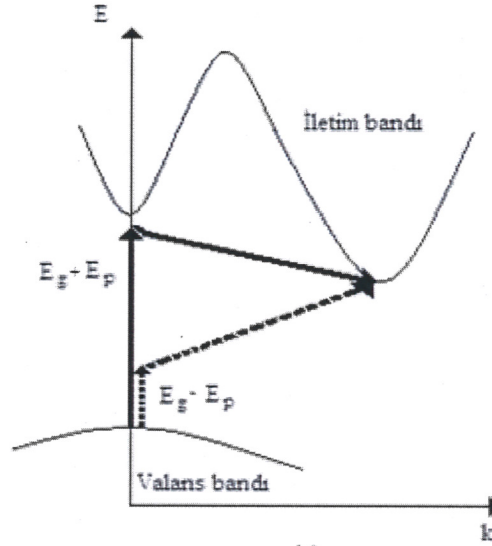
ile verilir. Bu durumda; fonon soğurmalı geçiş için soğurma katsayısı ($hv > E_g - E_p$ durumu için),

$$\alpha_a(hv) = \frac{A(hv - E_g - E_p)^n}{\frac{E_p}{e^{kT}} - 1} \quad (2.17)$$

ve fonon salınımlı geçiş için soğurma katsayısı ($hv > E_g + E_p$ durumu için),

$$\alpha_e(hv) = \frac{A(hv - E_g + E_p)^n}{1 - e^{-\frac{E_p}{kT}}} \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada, dolaylı kenarlar arası dolaylı geçişler için $n = 2$ alınır. $hv > E_g + E_p$ durumunda hem fonon salınımı hem de fonon soğurulması mümkün ise soğurma katsayısı;



Şekil 2.7 Bir yarıiletkende dolaylı kenarlar arası dolaylı bant geçişleri [Pankove 1971]

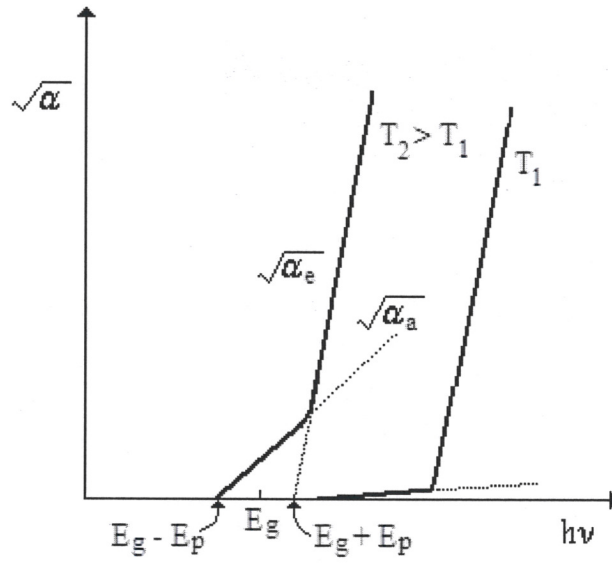
$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu) \quad (2.19)$$

olarak yazılır [Pankove 1971].

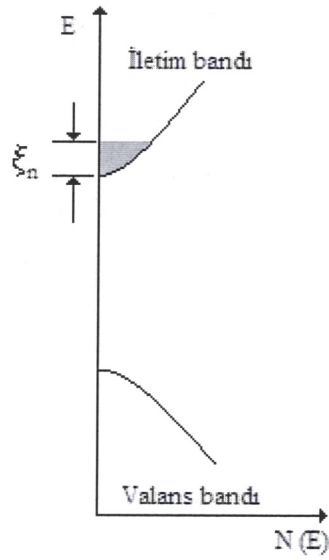
Düşük sıcaklıklarda N_p fonon sayısı çok küçüktür, dolayısıyla soğurma katsayısı α_a da küçük olacaktır. α_a ve α_e için sıcaklık bağımlı değişimleri Şekil 2.8' te gösterilmiştir. Bu nedenle, çok katkılandırılmış dolaylı yarıiletkenlerde momentum korunumu kirlilik saçılmaları sayesinde de sağlanabilir. Burada, saçılma ihtimali saçılma sayısı N ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla, bir fonon soğurulması ya da saçılmasına ihtiyaç duyulmaz. Bu durumda soğurma katsayısı;

$$\alpha(h\nu) = AN(h\nu - E_g - \xi_n)^2 \quad (2.20)$$

halini alır. Burada ξ_n ; çok katkılandırılmış bir yarıiletkende iletim bandı içerisinde bulunan Fermi seviyesinin değeridir (Şekil 2.9) [Pankove 1971].



Şekil 2.8 α_a ve α_e ' nin bir yarıiletkende sıcaklık bağımlı değişimleri [Pankove 1971]



Şekil 2.9 Çok katkılandırılmış bir yarıiletkende iletim bandı içerisinde bulunan Fermi seviyesi [Pankove 1971]

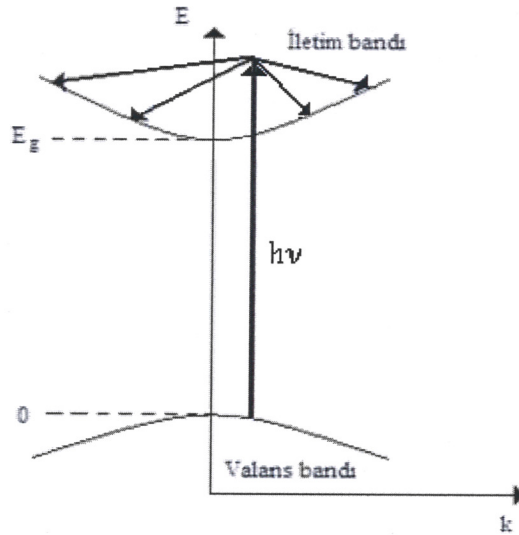
Doğrudan kenarlar arası dolaylı geçişler; dolaylı kenarlar arası geçişlere çok benzemektedir. Momentum yine bir fonon salınımı ya da soğurulması ile korunur ve valans bandından iletim bandına geçiş sağlanır (Şekil 2.10). Soğurma katsayısı; momentum korunumu için fonon kullanılırsa (2.17) denklemi, momentum korunumu için fonon kullanılmazsa, (2.20) denklemine eşittir. Fakat, bu denklemlerde $n = 3$ alınır.

2.3.1.3. Bant kuyrukları arasında geçişler

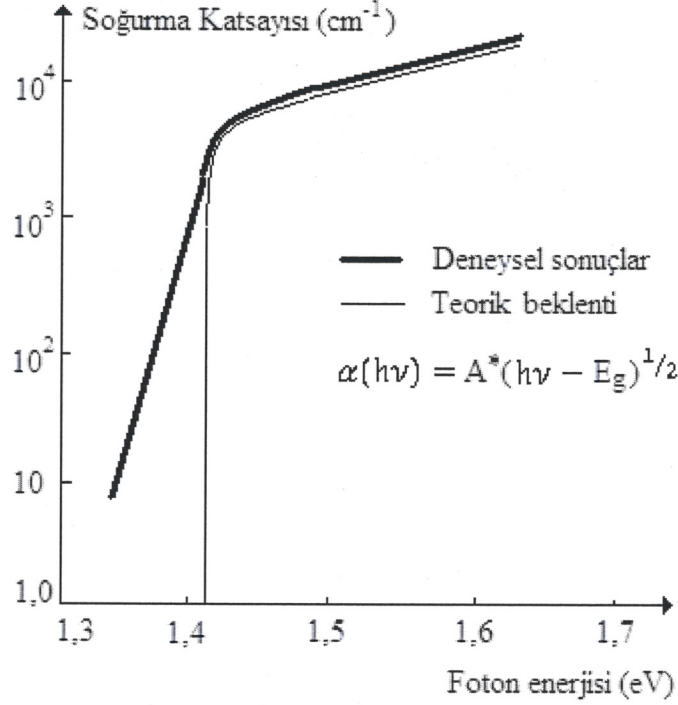
Parabolik bantlar arasında gerçekleşen momentum korunumlu geçişler (2.10) denklemine uyan ($n = 1/2$) soğurma gerçekleştirmek zorundadır. Teorik olarak, doğrudan geçişlerde yasak enerji aralığının altında hiç soğurma beklenmez fakat deneysel sonuçlar burada üstel olarak artan bir soğurma olduğunu gösterir (Şekil 2.11). Birçok malzemede;

$$d(\ln\alpha) / d(h\nu) = 1/kT \quad (2.21)$$

bulunmuştur ki, bu Urbach Kuralı olarak bilinir [Pankove 1971].



Şekil 2.10 Bir yarıiletkeninde doğrudan kenarlar arasında dolaylı geçişler [Pankove 1971]



Şekil 2.11 Oda sıcaklığındaki GaAs'in soğurma çizgisi [Pankove 1971]

Üstel dağılımlarının soğurma katsayısını nasıl etkilediği *p*-tipi bir malzeme üzerinde şöyle açıklanabilir. Şekil 2.12' de gösterildiği gibi, Fermi seviyesi valans bandının içine çekilsin. Böylece; ilk durumların yoğunluğu N_i , ilk durumların enerjisi E_v ile orantılı olur. Son durumlar, iletim bandında bir kuyruk oluştururlar ve bir E enerjisindeki yoğunlukları;

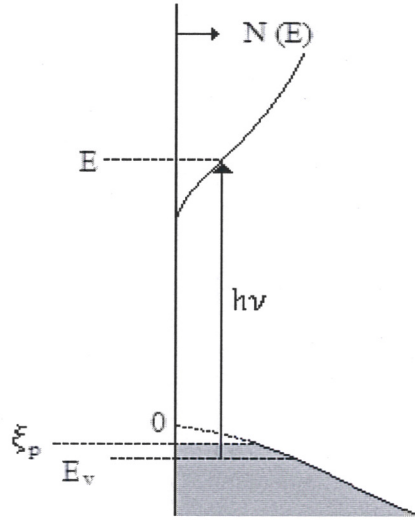
$$N_f = N_0 e^{E/E_0} \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada; E_0 , enerji birimlerine sahip durumların dağılımlarını belirten fakat enerjileri hakkında bilgi vermeyen deneysel bir parametredir. Şekil 3.11' deki deneysel sonucun eğimi;

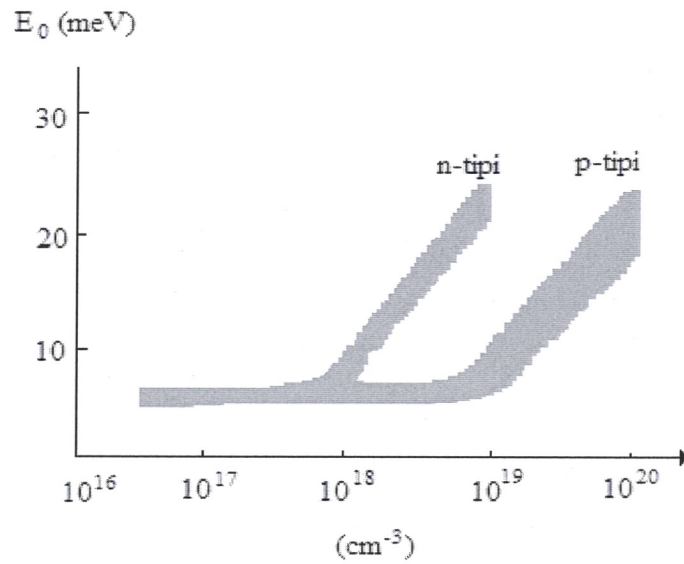
$$E_0 = \left[\frac{d(\ln \alpha)}{d(h\nu)} \right]^{-1} \quad (2.23)$$

sonucunu verir. Şekil 2.13' da E_0 ' in kirlilik yoğunluğuna bağlılığı görülmektedir.

Katkılama işlemi, hem iletim hem de valans bandını bozar. Geçişler parabolik bant ile karşı bandın kuyruğu arasında gerçekleşecektir. Ölçülen bu kuyruk; n -tipi bir yarıiletkende valans, p -tipi bir yarıiletkende iletim bandındır [Pankove 1971].



Şekil 2.12 p -tipi bir yarıiletkende iletim bandı kuyruğunun nasıl etkilendiğini araştırmak için çizilmiş bir enerji diyagramı [Pankove 1971]



Şekil 2.13 E_0 parametresinin taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimi [Pankove 1971]

2.4. Fermi-Dirac Dağılımı ve Taşıyıcı Yoğunluğu

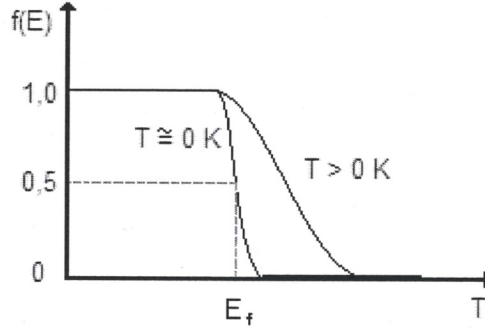
Sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik yarıiletkenlerin iletim mekanizmaları, tuzak seviyeleri ve bant yapıları hakkında geniş bilgiler vermektedir. Yarıiletken malzemelerde teorik olarak 0 K de hiç yük taşınımı yoktur. Bir yarıiletkenin sıcaklığı 0 K' den yükselirken, valans bandındaki bazı elektronlar ısı enerjisi olarak iletim bandına uyarılırlar [Zor 1991]. Bu işlem, elektron-deşik çiftleri (EDÇ) olarak adlandırılan iletim bandındaki bazı elektronlarla ve valans bandındaki bazı deşiklerin karşılıklı uyum içinde oluşması sonucunu doğurur ve bu sayede elektriksel iletimin gerçekleşmesi için uygun ortam oluşmuş olur.

Hiçbir kirlilik (safsızlık) atomu içermeyen saf yarıiletken katkısız (has) yarıiletken olarak adlandırılır. Bu tür yarıiletkenlerde iletim elektronlar ve deşikler tarafından gerçekleştirilir, dolayısıyla iletim sıcaklığa bağlıdır. İçerisinde kirlilik atomu bulunduran yarıiletken kristallere katkılı yarıiletkenler denir. Bir yarıiletkenin iletkenliği az sayıda katkı atomları ile büyük ölçüde değiştirilebilir.

Sıcaklığın artırılmasıyla valans bandından iletim bandına uyarılan elektronların ve oluşan deşiklerin sayısı; başka bir deyişle taşıyıcı yoğunluğu matematiksel olarak Fermi dağılım fonksiyonu ile ifade edilebilir. Fermi-Dirac istatistiğine göre ve termal dengede bulunan bir katıdaki elektronun E enerjili durumda bulunma ihtimali;

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}} \quad (2.24)$$

ile verilir [Putley 1960]. Burada E_f Fermi enerji seviyesidir. Şekil 2.14' de Fermi fonksiyonunun T' ye bağlı değişimi görülmektedir. Düşük sıcaklıklara inildikçe, fonksiyonun 1' den 0' a gidişi keskinleşir. Bu da, teorik olarak 0 K' de iletim olmadığını gösterir. Diğer taraftan yüksek sıcaklıkla fonksiyon eğrileşir ki, bu da yük taşıyıcılarının bulunma ihtimalinin arttığını gösterir [Pankove 1971].



Şekil 2.14 Fermi fonksiyonu ile T değeri arasındaki değişim grafiği.

Bir izinli bantta E ve $E+dE$ aralığında birim hacim başına düşen durumların sayısı; bu aralığın k uzayındaki hacminin, yine k uzayındaki tek bir durumun hacmine bölünmesiyle hesaplanabilir [Bube, 1960]. Eğer E ve $E+dE$ arasındaki izinli enerji aralığı yoğunluğuna $N(E)dE$ denirse; iletim bandındaki elektron yoğunluğu,

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} f(E)N(E)dE \quad (2.25)$$

olarak yazılabilir. Bu integral,

$$n_0 = N_c f(E_c) \quad (2.26)$$

şeklinde daha basit bir forma indirgenebilir. Burada N_c etkin durum yoğunluğu olarak adlandırılır. Böylece, iletkenlik bandı elektron yoğunluğu; E_c 'deki etkin durum yoğunluğu ile doldurulma ihtimalinin çarpımı olarak ifade edilir.

İletim ve valans bandındaki kenar durumların etkin yoğunlukları;

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.27)$$

$$N_p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.28)$$

şeklinde verilir [Bube 1960]. Fermi seviyesi E_f ' nin iletim bandının en az birkaç kT altında bulunduğunu varsayarak ($(E_f - E_v) > kT$); Fermi fonksiyonu,

$$f(E) \approx e^{-(E_c - E_f) / kT} \quad (2.29)$$

şeklinde yazılabilir. (2.26) denklemini kullanarak iletim bandındaki elektron yoğunluğu,

$$n_0 = N_c e^{-(E_c - E_f) / kT} \quad (2.30)$$

olur. Benzer şekilde valans bandındaki deşik yoğunluğu,

$$p_0 = N_v e^{-(E_f - E_v) / kT} \quad (2.31)$$

olur. Bu elde edilen elektron ve deşik yoğunlukları (n_0 ve p_0) termal dengenin sağlandığı varsayıldığında, katkılı ve katkısız yarıiletkenlerde geçerlidir. Katkısız yarıiletken malzemeler için E_f , bant genişliğinin ortasına yakın yerde bulunan gerçek E_i seviyesi ile aynı yerde bulunur. Dolayısıyla; gerçek elektron ve deşik yoğunlukları,

$$n_i = N_c e^{-(E_c - E_i) / kT} \quad (2.32)$$

$$p_i = N_v e^{-(E_i - E_v) / kT} \quad (2.33)$$

şeklinde yazılabilir [Bube 1960].

Denge durumundaki n_0 ve p_0 çarpımı belli bir malzeme ve sıcaklık için bir sabittir ve uygun olarak,

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (2.34)$$

şeklinde ifade edilebilir [Putley 1960].

2.5. Elektriksel İletkenlik

Bir yarıiletkendeki elektriksel iletkenlik valans bandından iletim bandına uyarılmış elektronlar ve bu elektronların valans bandında bıraktıkları boşluklar ile oluşur. Bu iletkenlik σ ile gösterilir ve

$$\sigma = q(\mu_n n_i + \mu_b p_i) \quad (2.35)$$

ile verilir [Schroder 1990]. Burada sırasıyla q elektronik yük, n_i ve p_i serbest elektronların ve boşlukların gerçek yoğunluğu, μ_n ve μ_b de elektron ve boşluk mobilitesidir. Eğer n -tipi bir yarıiletken düşünüp elektron yoğunluklarını (2.30) ve (2.31) eşitliklerinin yerine kullanırsak, iletkenliği;

$$\sigma = N_c q \mu e^{-(E_c - E_i)/kT} \quad (2.36)$$

olarak elde ederiz. Burada μ elektron mobilitesidir. (2.27) eşitliğinden $N_c \propto T^{3/2}$ olduğu görülür. Burada, μ ' nun T ile değişimi de vardır. Eğer; μ üzerindeki etki sadece fononun etkileşmesinden ileri geliyorsa, o zaman yüksek sıcaklıklarda, saçılma teorisine göre, mobilitenin sıcaklıkla değişimi $\mu \propto T^{-3/2}$ şeklindedir [Putley 1960]. Bu nedenle, iletkenlik ifadesi;

$$\sigma = C e^{-(E_c - E_i)/kT} \quad (2.37)$$

olarak yazılabilir. Burada, C bir sabittir. Eğer; $\ln \sigma$ nun $1/T$ ' ye göre grafiği çizilirse, elde edilen grafiğin eğiminden aktivasyon enerjisi hesaplanabilir.

İletkenlik, sıcaklığın fonksiyonu olarak taşıyıcıların valans bandından iletim bandına uyarılmasıyla, yasak enerji aralığında bulunan tuzak seviyelerindeki taşıyıcıların termal uyarılmasıyla ve izinli seviyelerdeki serbest elektronların yakalanmasıyla gerçekleşmektedir [Bube 1960].

2.6. Hoplama ve Değişken-Mesafe Hoplama Mekanizması

Düşük sıcaklıklarda ve kirlilik derecesi yüksek olan oldukça dejenere yapıya sahip katılarda görülen diğer bir iletim mekanizması *hoplama* (sıçrama, hopping)' dir. Bu iletim mekanizması; Fermi enerjisi yakınlarında bulunan elektronların termal aktivasyonu ile gerçekleşir. Mekanizma Fermi seviyesinin altında (*A*) bulunan bir elektronun termal aktivasyon vasıtasıyla Fermi seviyesinden yukarıda (*B*) bulunan bir duruma sıçraması şeklinde çalışır (Şekil 2.15) [Mott 1979] .

Birim zamandaki hoplama ihtimali (*P*) Boltzmann çarpanı [$e^{-W/kT}$], maksimum fonon frekansı ($v_{ph} = 10^{12}-10^{13} \text{ s}^{-1}$) ve bir durumdan başka bir duruma sıçrayan elektronun atlama ihtimalinin çarpımına eşittir. Bundan dolayı hopping ihtimali;

$$P = v_{ph} e^{\left[-2\alpha R - \frac{W \pm eRF}{kT}\right]} \quad (2.38)$$

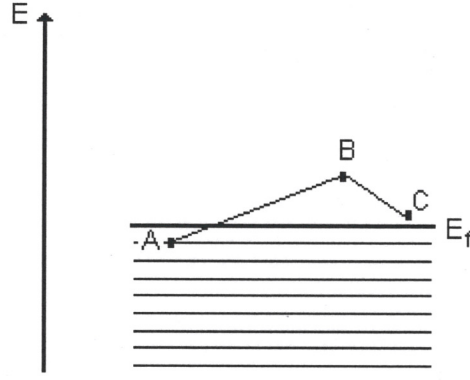
olarak yazılabilir. Burada; *R* ortalama hoplama mesafesi, *W* Fermi seviyesi yakınlarındaki durumlar arasındaki aralık, *F* elektrik alan ve α dalga fonksiyonunun azalma oranını temsil eden bir değerdir [Mott 1979]. Bu düzensiz katılardaki akım;

$$J = 2eRkT(E_f)v_{ph} e^{\left[-2\alpha R - \frac{W}{kT}\right]} \sinh\left(\frac{eRF}{kT}\right) \quad (2.39)$$

ile verilir. Zayıf alanlar için; $eRF \ll kT$; iletkenlik

$$\sigma = \frac{J}{F} = 2e^2 R^2 v_{ph} N(E_f) e^{\left[-2\alpha R - \frac{W \pm eRF}{kT}\right]} \quad (2.40)$$

dir. Burada $2e^2 R^2 v_{ph} N(E_f)$ terimi, hoplama iletkenliğini için bir sabittir (σ_{ho}). Eğer $\alpha R > 1$ ve $W > kT$ ise, değişken mesafe hoptaması her zaman beklenir. Bu iletim mekanizmasında, hopping mesafesi *R*, sıcaklığın azalmasıyla artar. Bu davranış ilk defa



Şekil 2.15 Hoplama iletim mekanizması. İşgal edilmiş A durumundan B 'ye ve B durumundan C 'ye olmak üzere iki sıçrama gösterilmiştir [Mott 1979]

Mott tarafından fark edilmiş olup, düşük sıcaklıklardaki dejenere malzemelerin iletkenlik-sıcaklık ilişkisi $\sigma \sim \exp(-T_0 / T)^{1/4}$ olarak verilmiştir [Mott 1979]. Böylece, yüksek ve düşük sıcaklıklardaki iki muhtemel iletkenlik mekanizması;

$$\sigma = \sigma_0 e^{(-\Delta E/kT)} + \sigma_{ho} e^{[-(T_0/T)^{1/4}]}$$
 (2.41)

olarak yazılabilir. Burada $T_0 = 16\alpha^3 / kN(E_f)$ ifadesi düzensizliğin derecesidir. Fermi seviyesinin yakınlarındaki durumlar arası ortalama enerji aralığı,

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_f)}$$
 (2.42)

ve hoplama mesafesi,

$$R = \left[\frac{9}{8\pi\alpha N(E_f)kT} \right]^{1/4}$$
 (2.43)

olarak yazılır [Mott 1979].

2.7. Sınırlı Boşluk-Yükü Akımı (SCLC)

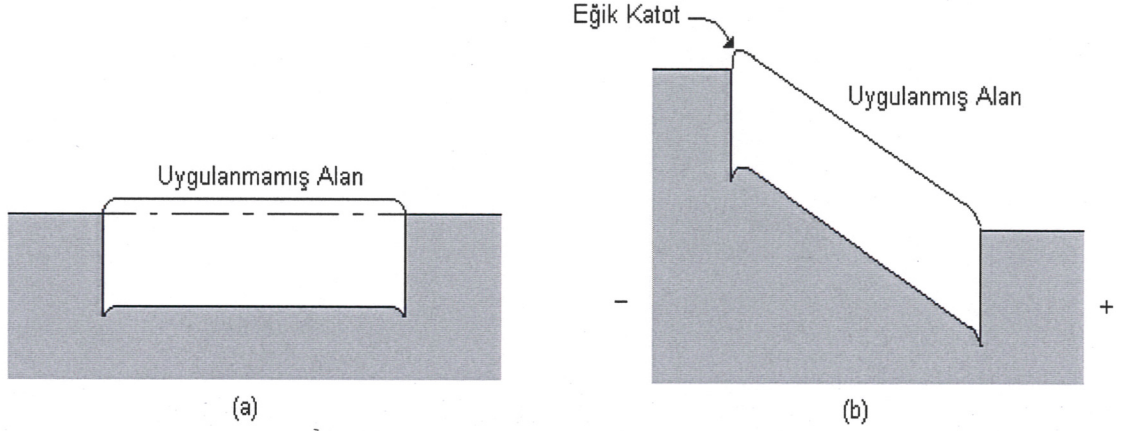
Sınırlı boşluk-yükü akım ölçümleri katıların kirlilik seviyelerini araştırmada çok kullanışlı bir yöntemdir. Akım-voltaj karakteristiği çalışmaları yasak aralıktaki tuzakların yerleri ve yoğunlukları hakkında bilgi verir. Bu yöntemle omik kontak yapılmış bir yarıiletken bir dış elektrik alan uygulanır ve bu kontakten geçen akım ölçülür [Karabulut 2003].

Şekil 2.16(a)' da bir yalıtkan ya da yarıiletken için tipik bir enerji-bant diyagramı görülmektedir. Dış bir alan uygulandığında, eğik bir katot elde edilir (Şekil 2.16(b)). Eğer alan yeterince büyükse, elektronlar malzemenin külçe halindeki numunesine enjekte edilir. Bu elektronlar sayesinde de boşluk yükleri (space-charge) ile sınırlı (limited) bir akım elde edilir [Bube 1960]. Eğer numunede yeterince tuzak mevcut ise, birçok boşluk yükü bu tuzaklara sıkışacaktır. Dolayısıyla, uygulanan voltaj ile numuneye dahil edilmiş yüzey yüklerinin küçük bir kısmı akıma neden olacaktır [Karabulut 2003]. Bu sayede, kristalin tuzak seviyeleri hakkında bilgi edinilebilir.

Eğer; malzemenin yasak aralığında tuzaklar mevcut ise, Mathur ve Dahiya (1974) tarafından önerilen model ile bu tuzakların yoğunluğu ve yerleri belirlenebilir. Bu teoriye göre; $I-V$ karakteristiği düşük voltaj değerlerinde omik bir davranış gösterir. Artan voltaj için bu bölgeyi süperlineer bir bölge izler. Bu bölgedeki akım yoğunluğu;

$$J_s = \left(\frac{2l+1}{l+1}\right)^{l+1} \left(\frac{l}{1+l}\right)^l \left(\frac{\epsilon}{N_t}\right) e^{(1-l)} \mu_e N_c \exp(-E_t/kT) \frac{V^{l+1}}{d^{2l+1}} \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada $l = T_t/T$ ve T_t tuzak dağılımının karakteristik sıcaklığı, T mevcut sıcaklık, ϵ statik dielektrik sabiti, μ_e c eksenine paralel elektron mobilitesi, d elektrotlar arasındaki mesafe, N_c iletim bandındaki etkin durumların yoğunluğu, V uygulanan voltaj, N_t tuzakların toplam yoğunluğu ve E_t iletim bandının alt sınırından itibaren ki tuzakların derinliğidir. Kuvadratik bölgede ($l = 2$), akım yoğunluğu,



Şekil 2.16 Omik kontak yapılmış malzemelerin; (a) dış alan uygulanmamış, (b) dış alan uygulanmış enerji-seviye diyagramları [Bube 1960]

$$J = \frac{9}{8} \frac{S \epsilon \mu_e \theta V^2}{d^3} \quad (2.45)$$

ile tanımlanır. Burada; S , kontakların alanı; θ , serbest elektron yoğunluğu n ile tuzaklanmış elektron yoğunluğu n_t nin oranıdır ve

$$\theta = \frac{N_c}{\beta N_t} \exp(-E_t/kT) \quad (2.46)$$

şeklinde verilir. Burada; β , dejenerelik faktörüdür. Süper lineer bölgeden sonra akım beklenmedik şekilde ani bir artış gösterir ve bu bölgeye tuzakların dolduğu sınır (trap-filled limit) denir. Bunun nedeni, tuzak seviyelerinin tamamının dolmasından ve voltajı başlatmalarından dolayıdır. Bu tuzakların dolduğu voltaj;

$$V_{TFL} = \frac{ed^2 N_t}{2\epsilon} \quad (2.47)$$

ile verilir. (2.47) eşitliğinde, deneysel V_{TFL} değeri kullanılarak tuzak yoğunluğu elde edilebilir. Tuzak pozisyonu E_t de (2.45) ve (2.46) eşitliklerinin yardımı ile bulunabilir.

Özellikle; tabakalı yarıiletkenlerde, c eksenindeki taşımaların ölçülmesi zordur. Bu nedenle, tuzak seviyesi E_t ' yi bulmak yerine sabit bir voltajdaki sıcaklık değerinin bir

fonksiyonu olarak I_{TFL} ölçülür [Micocci 1974]. E_t' yi bulmak için bir diğer güvenilir teknik de, θ' yı süperlineer bölgede sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçmektir. Bunun üzerine $\ln \theta - 1/kT$ grafiği çizildiğinde, düz bir çizgi elde edilir. Bu çizginin eğimi tuzak pozisyonunu verir. (2.46) eşitliği düzenlendiğinde, bu eğimin aynı zamanda $\ln N_c/\beta N_t$ eşit olduğu görülür ve eğim değerinden tuzak yoğunluğu N_t hesaplanabilir [Karabulut 2003].

2.8. Foto-İletkenlik

Elektriksel iletkenlik bölümünde, bir yalıtkanın ya da yarıiletkenin iletkenliği (2.35) eşitliği ile verildi. Bu eşitlikteki elektron (n) ve deşik (p) taşıyıcı yoğunlukları arttırılırsa, malzemenin iletkenliği de artar. Eğer; taşıyıcı yoğunluklarındaki artış optik uyarılma ile gerçekleştiriliyorsa, elde edilen bu iletkenlik artışına *foto-iletkenlik* denir [Bube 1960].

Fotoiletkenlik ifadesi; n ve p' nin düzgün dağıldığı homojen bir malzeme de;

$$\Delta\sigma = q(\mu_n\Delta n + \mu_b\Delta p) \quad (2.48)$$

ile verilebilir. Burada q elektronik yük, μ_n ve μ_b sırasıyla elektron ve deşik mobiliteleri, Δn ve Δp ise sırasıyla elektron ve deşik yoğunluklarındaki artışlardır.

Homojen olmayan ve n ile p' nin düzgün dağılmadığı malzemelerde foto-iletkenlik, ikinci bir mekanizma tarafından gerçekleştirilebilir. Bu mekanizma malzemenin engel direnç radyasyonunun azalmasından kaynaklanır. Örneğin; karanlıkta yüksek iletkenlik bölgeleri ve dar düşük iletkenlik bölgeleri ile ayrılmış bir malzemeyi göz önüne getirdiğimizde; malzemedan geçen akım, düşük iletkenlik bölgelerinin bir engel gibi davranmasıyla sınırlanır. Soğurulan ışık; bu bariyerlerin direncini azaltıp, daha büyük bir akımın malzeme üzerinden geçişini mümkün kılar. Engellerin bu etkisi etkin mobilite olarak tanımlanır ve $\mu *_b$ ile gösterilir. Eğer bariyerli bir malzeme, serbest taşıyıcı yoğunluğu yüksek iletkenlik bölgesindeki taşıyıcı yoğunluğu ile aynı olup homojen ise ölçülecek iletkenlik, homojen malzemedeki taşıyıcıların mobilitesi olan

$\mu *_{b}$ değeri olacaktır. Bu nedenle; bariyer tipli fotoiletkenlik ifadesi, homojen fotoiletkenlik ifadesine benzer olarak;

$$\Delta\sigma = q(\mu *_{bn} \Delta n + \mu *_{bp} \Delta p) \quad (2.49)$$

şeklinde ifade edilebilir [Bube 1960].

Optik uyarılmış taşıyıcıların ortalama ömrü fotoiletkenliğin anlaşılmasında bir anahtardır. Eğer; fotoiletkenin üzerine düşürülen ışık, fotoiletkenin birim hacminde saniyede f tane EDC meydana getiriyorsa;

$$f\tau_n = \Delta n \quad (2.50)$$

$$f\tau_p = \Delta p \quad (2.51)$$

eşitlikleri yazılabilir. Burada; τ_n bir elektronun, τ_p bir deşğin serbest ömrü ve Δn ile Δp soğurulan ışığın sonucu olarak, sırasıyla serbest elektron ve deşik yoğunluklarıdır. O zaman (2.48) eşitliği,

$$\Delta\sigma = fq(\mu_n\tau_n + \mu_b\tau_p) \quad (2.52)$$

olarak yazılabilir.

Fotoiletkenliğin birim uyarılma yoğunluğu ya da optik uyarılma neticesinde iletkenlikte meydana gelen deşişimin uyarılma yoğunluğuna bölümü foto-duyarlılık olarak tanımlanır. Fotoiletkenlik, gerilim ve ışık şiddeti ile lineer olarak deşiyorsa duyarlılık, uygulanan gerilim ya da ışık şiddetinden bağımsızdır. Aynı zamanda duyarlılık, serbest taşıyıcıların ömrü ile serbest taşıyıcı mobilitesinin çarpımıyla doğru orantılı olup malzemenin yapısından kaynaklanan bir özelliktir [Bube 1960].

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Kristal Yapı

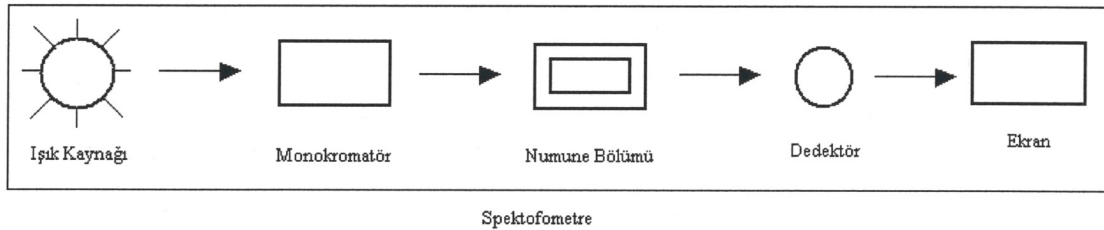
Bu çalışmada, Bridgman-Stockbarger yöntemi [Karabulut 2003] ile büyütme fırınında eriyikten katılaştırma tekniği ile büyütülen ve tek kristal yapıda bulunan tabakalı Co katkılı TlGaS₂ yarıiletken numunesi araştırılmıştır. Kristalin stokiyometrisi EDAX ünitesine sahip taramalı elektron mikroskobu ve yapısal parametreleri ise X-ışını kırınımı kullanılarak elde edilmiştir.

Ölçümler, kristalin havanda dövülmek sureti ile elde edilen tozların kullanılması ile gerçekleştirilmiştir. Elde edilen kristalin yapısal analizleri için CuK_α radyasyonu ($\lambda = 1,54059 \text{ \AA}$) kullanılarak, $2\theta = 5^\circ - 80^\circ$ arasında X-ışını difraksiyon ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Kristalin yapısını belirlemek için elde edilen kırınım piklerinin şiddet ve pozisyonlarından faydalanılmıştır. X-ışını difraksiyon ölçümlerinden elde edilen pik pozisyonlarının TREOR90 bilgisayar programında kullanılması sureti ile kristal parametreleri belirlenmiştir.

3.2. Soğurma Ölçümleri

Soğurma spektrumu ölçümleri, dalga boyu 190 – 1100 nm arasında tarama bölgesi olan UNICO marka SQ-2802 model UV/VIS spektrofotometre cihazı ile gerçekleştirildi. Kullanılan spektrofotometre; ışık kaynağı olarak halojen ya da döteryum lamba, dalga boyunu çevresel etkenlerden ve istenmeyen ikincil radyasyondan izole etmek için bir monokromatör; numunenin konacağı bir yuva; iletilen ışığı alan ve onu elektriksel sinyale çeviren bir dedektör ve soğurulan ya da geçen ışığı göstermek için bir dijital gösterge olmak üzere, beş bölümden oluşmaktadır (Şekil 3.1). Elde edilen ölçüm sonuçları, spektrofotometrenin yazılımının yüklü olduğu bilgisayara aktarılmıştır.

Soğurma ölçümleri için; Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülmüş olan külçe halindeki Co katkılı TlGaS₂ tek kristalinden bir jilet yardımıyla incelenecek olan numune kesilmiştir. Ölçümler için kullanılan yaklaşık 50 µm kalınlığındaki parça, tabakalara paralel olarak alındı. Gelen ışığın tabaka yüzeyine dik (yani c-eksenine paralel) gelecek şekilde siyah fon kartonundan hazırlanan numune tutucuya cımbızla yerleştirildi. Ölçüm almadan önce boş siyah fon kartonun ölçümü alındı. Akabinde numune spektrofotometre yuvasına yerleştirilip karanlık ortam için kapağı kapatılarak oda sıcaklığında 190 – 1100 nm dalga boyu aralığında 0,5 nm aralıklarla ışık gönderilerek soğurma ölçümleri alındı.

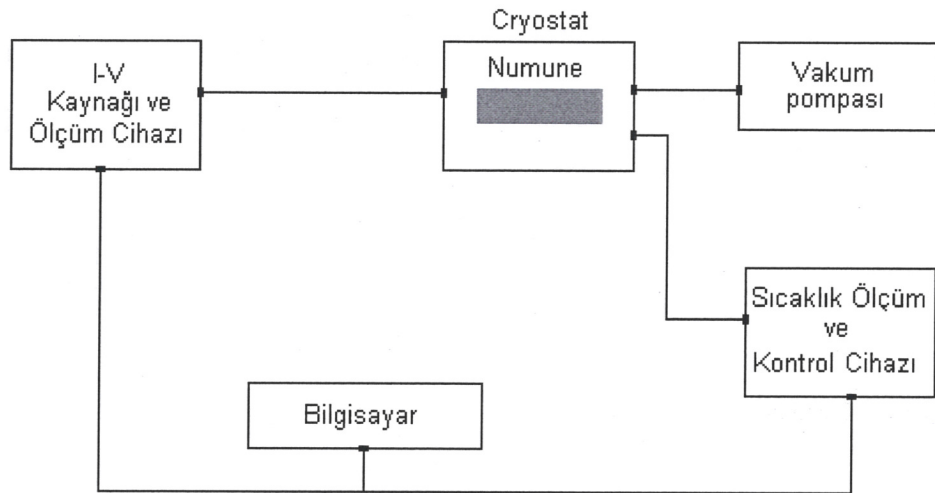


Şekil 3.1 UNICO marka SQ-2802 model UV/VIS spektrofotometre cihazının iç yapısı.

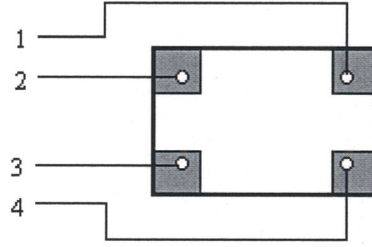
3.3. Elektriksel İletkenlik Ölçümleri

Sıcaklık bağımlı elektriksel iletkenlik ölçümleri; JANIS RESEARCH marka VPF-700 model Cryostad, LAKESHORE marka 331 model sıcaklık kontrol ünitesi, KEITHLEY 2400 model *I-V* kaynak-ölçüm cihazı, PFEIFFER marka D-35614 model bir vakum pompası ve bilgisayar kullanılarak, şematik gösterimi Şekil 3.2' de verilen deney düzeneği ile gerçekleştirilmiştir.

İncelenecek olan numune bir jilet yardımıyla çok ince bir tabaka şeklinde külçe halindeki kristalden ayrılmıştır. Gümüş pasta ile her köşesinden Van der Pauw [Qasrawi ve Gasanly 2005] geometrisine uygun bir biçimde kontak alınmıştır (Şekil 3.3). Kontak yapılmış numune cryostat içine yerleştirildi. Numunenin çevresel şartlardan etkilenmemesi için vakum pompası cryostada bağlanarak, numunenin bulunduğu ortamın havası yaklaşık 10^{-4} torr' a kadar vakuma alınmıştır. Sıvı azot kullanılarak numune ortamı 230 K sıcaklığa kadar düşürülmüştür. Örneğin; yüksek dirence sahip olması sebebi ile daha düşük sıcaklıklarda güvenilir ölçüm alınmadığı için ölçümler,



Şekil 3.2 Sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümlerinin alındığı deney düzeneği.



Şekil 3.3 Gümüş pasta ile kontak yapılmış numune ve bağlantı uçları.

230-450 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. $I-V$ kaynak-ölçüm cihazı ile kontak yapılmış numunenin 1 ve 3 uçlarından akım verilerek 2 ve 4 uçlarından gerilim değerleri, 230-450 K sıcaklık aralığında 5 K artışlarla manuel olarak alınmıştır. Numunenin geometrik yapısından bir hata kaynaklanmaması için akım ve gerilim uçları değiştirilerek belirtilen aralıklarda tekrar ölçüm alınmıştır.

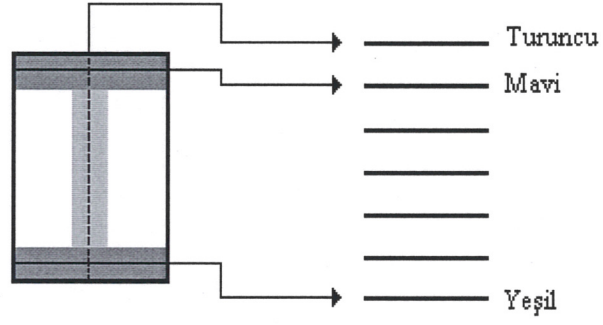
Foto-iletkenlik ölçümlerinde ise; örnek yüzeyi 20, 35, 55, 80 ve 115 mW/cm^2 lik şiddetler ile aydınlatılarak, sıcaklık bağımlı iletkenlik ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Foto-iletkenlik ve foto-akım değerleri, karanlıkta ölçülen iletkenlik ve akım değerlerinden çıkartılarak hesaplanmıştır.

3.4. Sınırlı Boşluk-Yükü Akım Ölçümleri

Sınırlı boşluk-yükü akım ölçümleri de bir önceki bölümde de kullanılan Şekil 3.3 gösterilen deney düzeneği ile gerçekleştirildi.

İncelenecek olan numune bir jilet yardımıyla çok ince bir tabaka şeklinde külçe halindeki kristalden ayrılmıştır. Gümüş pasta ile sandviç modeli kontak alınmıştır (Şekil 3.4). Kontak yapılmış numune cryostat içine yerleştirildi. Numunenin çevresel şartlardan etkilenmemesi için vakum pompası cryostada bağlanarak numunenin bulunduğu ortamın havası boşaltılmıştır. Turuncu-yeşil uçlardan bağlantı yapılarak oda sıcaklığında (293 K) 0,1-210 V; turuncu-mavi ve turuncu-yeşil uçlardan bağlantı

yapılarak ayrı ayrı 325 K sıcaklıkta 1-150 V; turuncu-yeşil uçlardan bağlantı yapılarak 350 K sıcaklık aralığında 1-100 V gerilim uygulanarak akım değerleri manuel olarak okunmuştur.



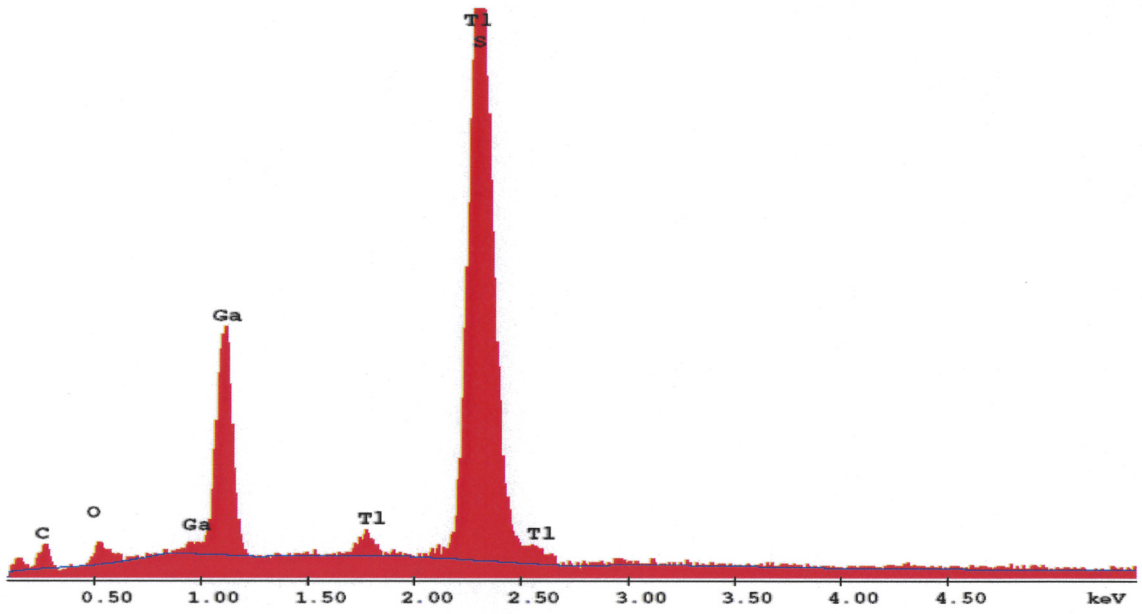
Şekil 3.4 Gümüş pasta ile sandviç şeklinde kontak yapılmış numune ve bağlantı uçları.

4. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA

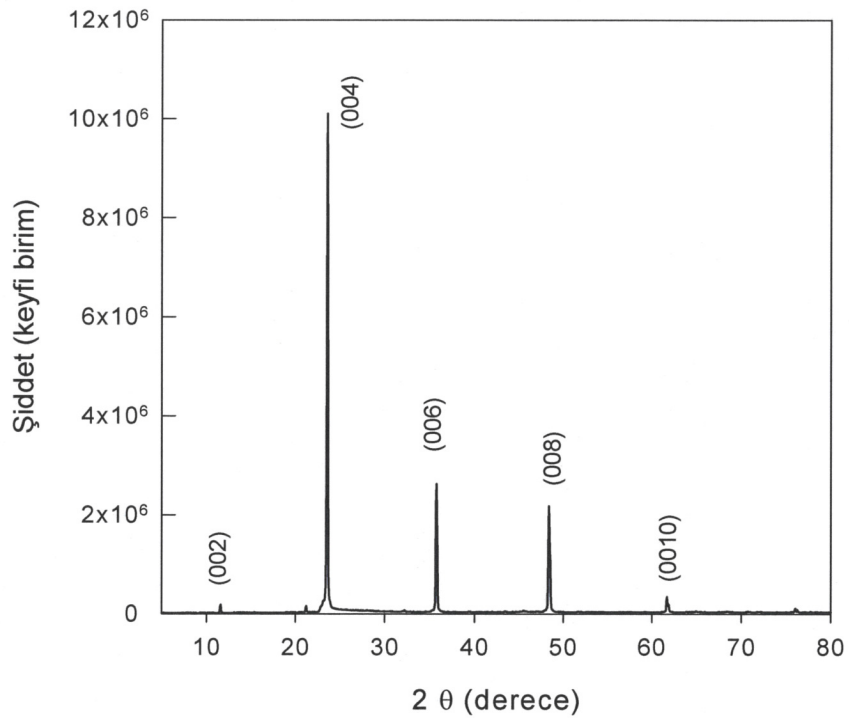
4.1. Kompozisyon ve Kristal Yapı Analizi Sonuçları

Numunenin matrisinden alınan EDAX ölçüm sonuçları Şekil 4.1' de görülmektedir. Bu ölçüm sonuçlarından, matristeki Tl, Ga ve S oranları sırasıyla %12,77, %15,26 ve %28,33 olarak tespit edildi. Co katkı oranı (%0,01) çok düşük olduğundan, EDAX ölçümlerinden Co oranını belirlemek mümkün olmadı. Matristeki karbon ve oksijen oranları ise sırasıyla %35,65 ve %7,99 olarak belirlendi. Karbon ve oksijenin bütün yapılarda kendini gösterdiği bilinmektedir. Elementlerin yüzde oranlarından, numunenin TlGaS₂ bileşiğinden oluştuğu tespit edildi. Sarı renkteki numunenin jilet veya neşter gibi kesici aletler yardımıyla tabakalar halinde kolayca ayrılabilmesi onun tabakalı bir yapıya sahip olduğunu gösterir.

Numunenin XRD toz difraksiyonu Şekil 4.2' de verildi. Bilinmeyen örneklerin kristal yapısının belirlenmesinde sıkça kullanılan TREOR90 adlı bir bilgisayar programı [Eriksson ve Westdahl 1985] kullanılarak XRD kırınım (difraksiyon) pikleri indislendi ve numunenin kristal yapısını belirleyen örgü parametreleri $a=10.31 \text{ \AA}$, $b=10.43 \text{ \AA}$, $c=15.07 \text{ \AA}$ ve $\beta=99.6^\circ$ olarak hesaplandı. Bu sonuçlar numunenin kristal yapısının monoklinik olduğunu gösterir. Kırınım piklerinin (*hkl*) Miller İndislerinin (*00l*) şeklinde olması, kristal yöneliminin *c*-eksenine paralel olduğunu gösterir.



Şekil 4.1: Co katkılı TlGaS₂ yarıiletkeninin EDAX analizi

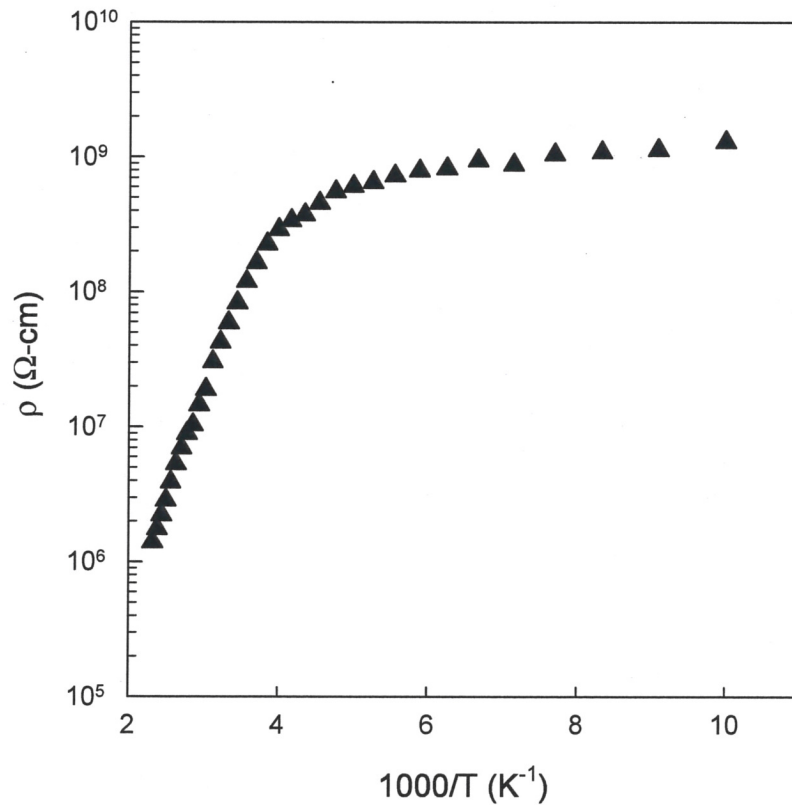


Şekil 4.2: Co katkılı TlGaS₂ kristalinin XRD sonuçları.

4.2. Elektriksel Ölçüm ve Sonuçları

Co katkılı TlGaS₂ yarıiletkeninin öz direncinin sıcaklık ile değişimini belirlemek için 100-400 K sıcaklık aralığında elektriksel ölçümler yapılmıştır. Elektriksel iletkenlik ölçümleri *c*-eksenine dik yani tabaka boyunca yapılan Van der Pauw tipi elektriksel kontaklar yapılmak sureti ile karanlıkta gerçekleştirilmiştir.

Numunenin öz direncinin sıcaklık ile değişimi Şekil 4.3' te verilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi; öz direnç değeri artan sıcaklık ile üstel düşüş göstermekte olup, ölçülen sıcaklık aralığında bu düşüş yaklaşık olarak $10^3 \Omega \cdot cm$ mertebesinde dir. Öz direncin sıcaklığa bu şekildeki bağımlılığı, tipik yarıiletken davranışı şeklinde olup, artan



Sekil 4.3: Co katkılı TlGaS₂' nin öz direncinin sıcaklık ile değişimi.

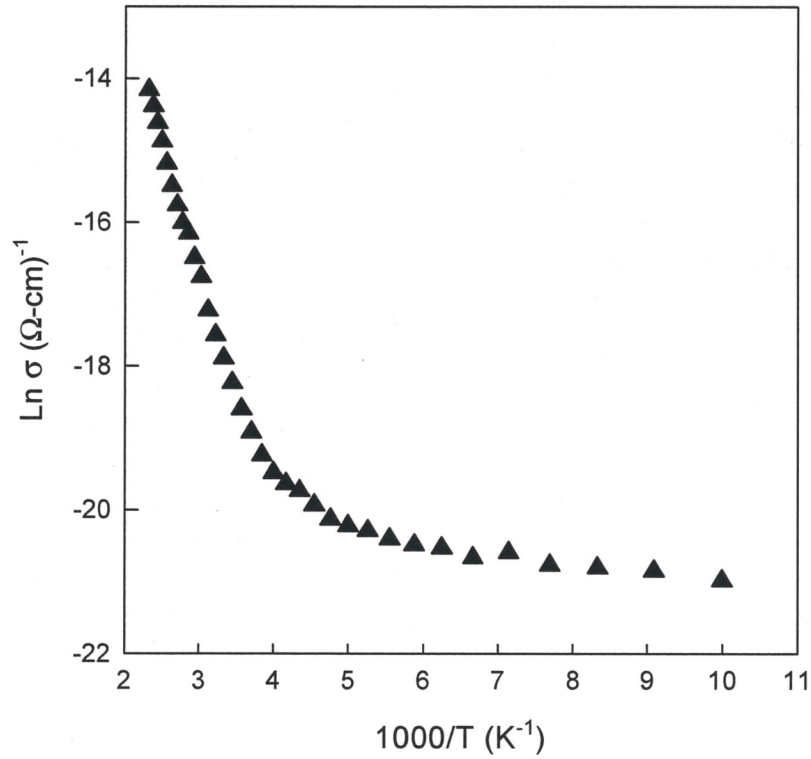
sıcaklık ile birlikte termal olarak aktive olan taşıyıcıların elektriksel iletkenliğe katkıda bulunduğunu gösterir. Özdirencin sıcaklığa duyarlılığının özellikle 240-400 K sıcaklık aralığında çok yüksek olduğu, bu sıcaklık aralığından daha düşük sıcaklık bölgelerinde duyarlılığın daha zayıf olduğu görülmektedir. Hot probe tekniği ile oda sıcaklığında *n*-tipi yarıiletkenlik tespit edilen bu üçlü yapıya benzer katkısız TlGaS₂ örneklerinde Hall ölçümleri ile 315 K altında *n*-tipi iletkenlik gösterdiği, bu sıcaklığın üzerinde ise *n*-tipinden *p*-tipine döndüğü rapor edilmiştir [Qasrawi ve Gasanly 2005]. 300 K' de özdirenci $6 \times 10^7 \Omega.cm$ olarak tespit edilen bu yarıiletkenin katkısız örneklere göre Co katkısının özdirençte bir düşmeye sebep olduğu görülmektedir. Daha önceki bir çalışmada katkısız TlGaS₂ yarıiletkeninin özdirenci $10^9-10^{11} \Omega.cm$ civarında olduğu rapor edilmiştir [Darvish 1977].

Numunenin iletim mekanizmalarının tespiti ve tuzak seviyelerinin belirlenmesi için 100-400 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Elektriksel kontaklar ve ölçümlerin nasıl gerçekleştirildiği deneysel kısım olan Bölüm 3' te detaylı olarak anlatılmıştır. Sabit bir sıcaklıkta yapılan *I-V* ölçümleri gümüş pasta ile yapılan kontakların omik kontak olduğunu ve *I-V* karakteristiğinin uygulanan voltajın polaritesinden bağımsız olduğunu gösterdi.

100-400 K sıcaklık aralığında yapılan elektriksel iletkenlik ölçümleri Şekil 4.4' te gösterilmiştir. Yapılan iletkenlik ölçümlerinden Co katkılı TlGaS₂ yarıiletkeninin 300 K' de karanlıkta elektriksel iletkenliği $1,15 \times 10^{-8} (\Omega.cm)^{-1}$ olarak bulundu. Katkısız TlGaS₂ kristali için oda sıcaklığında karanlıkta iletkenlik değeri $1,7 \times 10^{-8} (\Omega.cm)^{-1}$ olarak rapor edilmiştir [Qasrawi ve Gasanly 2005]. Bu değerlerden görüleceği gibi oda sıcaklığındaki iletkenlik değerinde büyük bir fark gözlenmemiştir. Ölçüm yapılan sıcaklık aralığında iletkenliğin sıcaklığa üstel olarak bağımlı olduğu şekilden görülmektedir. Bu sebeple, iletkenliğin sıcaklık ile değişimi;

$$\sigma = \sigma_0 \exp(E_a/kT) \quad (4.1)$$

ifadesi ile analiz edilmiştir. Burada; σ_0 sabit bir katsayı, E_a iletkenlik aktivasyon enerjisi ve k ise Boltzman sabitidir. Şekil 4.4' ten de görüldüğü gibi, $\ln(\sigma) - 1000/T$ grafiği iki farklı eğime ve dolayısı ile iki farklı aktivasyon enerjisine sahiptir. Düşük sıcaklık bölgelerinde iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı oldukça zayıf iken 240 K' in üzerindeki

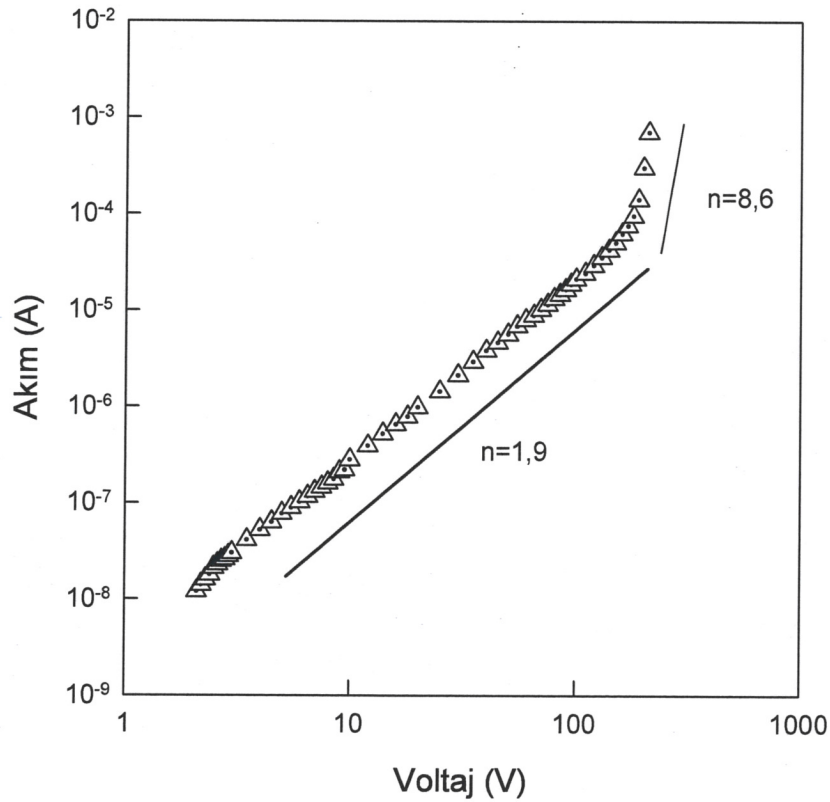


Sekil 4.4: Co Katkılı TlGaS₂ ' nin elektriksel iletkenliğinin sıcaklık ile değişimi.

sıcaklıklarda iletkenlik sıcaklık ile birlikte hızlı bir artış göstermektedir. Grafiğin eğiminden hesaplanan aktivasyon enerjileri sırası ile düşük sıcaklık bölgesinde (100-240 K) 12 meV, yüksek sıcaklık bölgesinde ise (240-400 K) 270 meV olarak bulundu. Aktivasyon enerjilerinin farklı sıcaklık bölgelerinde farklı değerlere sahip olması, elektriksel iletkenliğin katkılama ve kusurlardan kaynaklanmasının bir sonucudur. Daha önceki katkısız TlGaS₂ yarıiletkeni üzerine yapılan çalışmalarda genellikle 210 K üzerinde ve çok geniş bir sıcaklık aralığında 365-370 meV civarında tek bir aktiflik merkezi tespit edilmiştir [Qasrawi ve Gasanly 2005, Haniyas vd 1991]. Bu aktiflik merkezleri genellikle bu tür tabakalı yapılarda sık olarak gözlenen Tl, Ga ve/veya S atomlarının araya girmeleri veya boşluklara sebep olmaları sonucunda meydana gelebilir. Katkısız tabakalı yapılarda bile büyütme esnasında yapıda meydana gelen bozukluklar, birden fazla tuzak seviyesine sebep olmakla birlikte; özellikle yüksek sıcaklık bölgesinde meydana gelen derin tuzak seviyesi Co katkılamasının bir sonucu olarak açıklanabilir.

Sınırlı boşluk yükü akımı (SCLC) ölçünleri katılardaki tuzak seviyelerinin belirlenmesinde çok etkili bir yöntemdir. Katı için $I-V$ değişiminden tuzak seviyelerinin pozisyonlarını ve yoğunluklarını hesaplamak mümkündür. Bu ölçümlerde sandviç şeklinde yapılan kontaklar boyunca dış bir elektrik alan uygulanır ve aynı kontaklar üzerinden malzemedan geçen akım ölçülerek $I-V$ değişimi belirlenir. Katıdaki tuzakların varlığı enjekte edilen boşluk yüklerinin büyük bir kısmının tuzaklanmasına sebep olur. Uygulanan elektrik alan yeterince büyük olur ise tuzaklar kararlı hale geçer ve katıya enjekte edilen elektronlar yüksek bir akıma sebep olur.

Şekil 4.5, Co katkılı $TlGaS_2$ ' nin 360 K' deki $I-V$ değişimini göstermektedir. Akım-voltaj ölçümleri yaklaşık $50 \mu m$ kalınlığında ve $1 cm^2$ boyutlarına sahip bir tabakaya c -ekseni boyunca omik kontaklar üzerinden geniş bir aralıkta dış bir elektrik alan uygulanarak yine aynı kontaklar üzerinden geçen akımların ölçülmesi ile gerçekleştirildi. Sandviç geometride gümüş pasta ile yapılan elektriksel kontakların düşük voltajlarda omik olduğu gözlemlendi. Artan voltaj değerleri için ölçülen akım



Sekil 4.5: Co katkılı $TlGaS_2$ ' nin 360 K' deki $I-V$ değişimi

değerlerinden I - V değişiminin $I \propto V^n$ şeklinde olduğu gözlenmektedir. Şekil 4.5' ten de görüleceği gibi, omik bölgeyi yaklaşık olarak $n = 2$ olan bir bölge takip etmektedir. Voltajın belirli bir değerinden sonra ise; akım, keskin bir şekilde artış göstermektedir. Artışın başladığı bu bölge tuzakların dolduğu bölgedir ve bu bölgenin başladığı voltaj tuzakları dolduran voltaj V_{TFL} olarak bilinir [Bube 1960]. Bu bölgede $n = 8,6$ olarak belirlenmiştir. Akım-voltaj arasındaki bu değişim, Lampert ve Mark' ın bölgesel yaklaşımı ile açıklanabilir [Lampert ve Mark 1970]. Bu yaklaşıma göre, tek bir tuzak seviyesi olduğu kabul edilir. I - V ölçümlerinden deneysel V_{TFL} değeri ve

$$V_{TFL} = \frac{ed^2N_t}{2\varepsilon} \quad (4.2)$$

ifadesi kullanılarak, tuzak yoğunluğu N_t $7,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Bu ifadede e elektriksel yük, d kontaklar arası mesafe, ε ise statik dielektrik sabitidir. Katkısız örnekler için bu değer, oda sıcaklığında $3,9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur [Qasrawi ve Gasanly 2005].

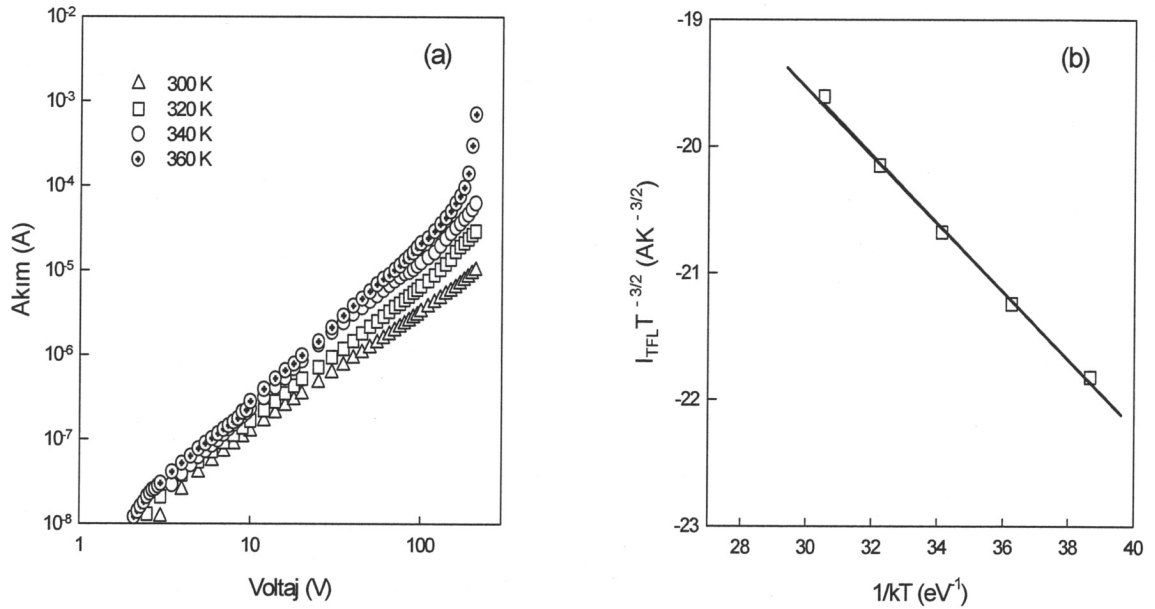
Şekil 4.6 (a)' da Co Katkılı TlGaS₂ yarıiletkeninin farklı sıcaklıklarda I - V değişimi verilmiştir. Malzemenin yüksek özdirenç değerinden dolayı ancak yüksek sıcaklıklarda süper lineer bölge yani, tuzakların dolduğu voltaj açık bir şekilde görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi; I - V değişimleri benzer davranış göstermekte olup, yüksek sıcaklık bölgesinde n değeri 2' nin üzerine çıkmaktadır. SCLC ölçümlerinden tuzak seviyesini belirlemenin birçok yolu vardır. Bu yollardan biri de $\ln(I_{TFL}T^{3/2}) - 1/kT$ değişimini sabit bir voltaj değerinde çizmektir. Şekil 4.6 (b)' de 100 Voltluk sabit voltaj altında okunan I_{TFL} değerleri kullanılarak bu değişim çizilmiştir. Lineer değişimin eğimi doğrudan tuzak seviyesinin pozisyonunu vermektedir ki; bu değer 271 meV olarak hesaplanmıştır. SCLC ölçümleri ile hesaplanan tuzak seviyesinin bu değeri; aynı sıcaklık bölgelerinde sıcaklık bağımlı iletkenlik ölçümlerinden elde edilen 270 meV' lik seviye ile uyum içerisinde olup, aktifliğin aynı seviyeden kaynaklandığı görülmektedir. Daha önce katkısız örnekler üzerinde ısıl uyarma akımı (TSC) yöntemi ile gerçekleştirilen bir çalışmada iletkenlik bandının altında 180 ve 230 meV seviyelerinde ve valans bandın üzerinde 360 ve 660 meV seviyelerinde elektron ve boşluk tuzak seviyeleri belirlenmiştir [Song vd 1993]. Benzer derin tuzak seviyeleri yine katkısız örnekler için başka ölçümler ile doğrulanmıştır [Song vd 1995]. Bu çalışmada, hem sıcaklık bağımlı iletkenlik hem de SCLC ölçümlerinden elde edilen valans bandın

altındaki 270 meV lik tuzak seviyesi muhtemelen Co katkısının bir sonucudur ve bu tuzak seviyesinin varlığı büyütme esnasında meydana gelen Tl, Ga ve S boşlukları ve/veya Co atomlarının araya girmesi ile açıklanabilir.

4.3. Fotoiletkenlik Ölçümleri ve Analizleri

Co Katkılı TlGaS₂' nin fotoiletkenlik özelliklerinin araştırılması için aynı örnek üzerinde 100-400 K sıcaklık aralığında farklı aydınlatma şiddetleri altında sıcaklığın fonksiyonu olarak fotoiletkenlik ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Şekil 4.7 (a)' da yüksek sıcaklık bölgesinde karanlık ve 115 mW/cm² aydınlatma şiddeti altında ölçülen iletkenliklerin sıcaklık ile değişimleri verilmektedir. Ölçümün gerçekleştirildiği tüm sıcaklık bölgesinde karanlık ve aydınlıktaki iletkenliklerin sıcaklık ile değişimleri benzer davranış göstermekle birlikte; şekilden de anlaşılacağı

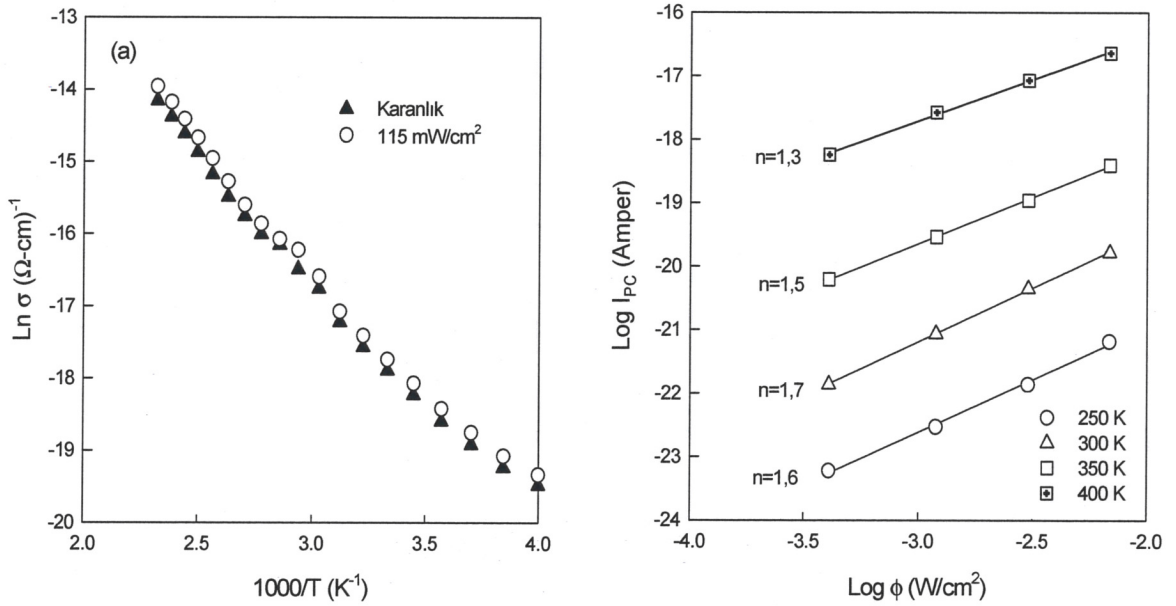


Şekil 4.6: a) Co katkılı TlGaS₂' nin farklı sıcaklıklardaki $I-V$ değişimleri, b) aynı örnek için $\ln(I_{TFL} T^{-3/2} - 1/kT)$ değişimi.

üzere, ölçülen örneğin ışığa duyarlılığının zayıf olduğu gözlenmiştir. Fotoiletkenlik ölçümlerinden tuzak seviyelerinin karakterini ve birleşim mekanizmalarını tespit etmek için, sırası ile 20, 35, 55, 80 ve 115 mW/cm² lik aydınlatma şiddetleri altında aydınlatma şiddetinin fonksiyonu olarak fotoakımlar ölçülmüştür. Sabit elektrik alan altında ölçülen fotoakımlar; aydınlatma şiddetinin fonksiyonu olarak, Şekil 4.7 (b)' de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi; fotoakım artan aydınlatma şiddeti ile artmakta olup, aydınlatma şiddetine bağımlılığının $I_{pc} \propto \phi^n$ şeklinde olduğu gözlenmiştir.

Işık altında malzemede fazladan meydana gelen elektron ve boşluklar iletkenlikte ve akımda bir artışa sebep olup, fotoakımı meydana getirmektedirler. Bu önemli özellik yarıiletken malzemelerin analizlerinde önemli katkıda bulunmaktadır. Fotoiletkenliğin aydınlatma şiddeti ile değişimi aydınlatma şiddeti ile orantılı olup;

$$\Delta\sigma = q\mu_0\tau_n\phi \quad (4.3)$$



Şekil 4.7: Co Katkılı TlGaS₂ ' nin (a) yüksek sıcaklık bölgesinde karanlık ve aydınlıkta iletkenliğin sıcaklık ile değişimi ve (b) farklı sıcaklık değerlerinde aydınlatma şiddetinin fonksiyonu olarak fotoakımın değişimi.

şeklinde verilir [Bube 1960]. Bu ifadede; $\Delta\sigma$ aydınlanmanın sebep olduğu iletkenlikteki artış, q yük, μ_0 karanlıkta taşıyıcıların mobilitesi, τ_n elektron için ortalama ömür ve φ ise aydınlatma şiddetidir. Sabit ortalama ömür için $\log\Delta\sigma - \log\varphi$ değişimi doğrusal olup, grafiğin eğimi 1' i vermektedir ($n = 1$). Eğer; ortalama ömür artan aydınlatma şiddeti ile azalıyor ise, n değeri 1' den daha küçük değere sahiptir. Buradaki n değeri, $I_{pc} \propto \varphi^n$ değişiminden hesaplanabilir. Eğer $0,5 < n < 1,0$ aralığındaki değerlere sahip ise, birleşim mekanizmaları tek bir tuzak seviyesi üzerinden gerçekleşmektedir. Bir-merkezli yeniden birleşim mekanizması bu bağımlılığı açıklamakta olup, $n < 1$ değeri bimoleküler yeniden birleşim mekanizmalarına karşı gelmektedir. Tuzakların artması ile birlikte n değeri, 0,5' ten 1' e doğru artış göstermektedir. $n > 1$ değeri ise, davranışın süper lineer olduğunu gösterir ki; buna sebep ise, yapıdaki fazla sayıdaki kusurlardır.

Bu çalışmada, 250 K üzerinde farklı sıcaklıklarda n değerlerinin yaklaşık 1,7-1,3 civarında olduğu tespit edilmiştir. $n > 1$ değeri, artan uyarma şiddeti ile ortalama ömrün arttığını gösterir ve bu davranış süper lineer olarak adlandırılır. Bu durumda yapıdaki kusurlar ve katkılar daha büyük ortalama ömre sebep olur ve yüksek aydınlatma şiddeti altında malzemenin ışığa duyarlılığının artması anlamına gelir.

4.4. Soğurma Ölçümleri ve Analizleri

Yarıiletkenlerin bant yapılarının araştırılmasında optik soğurma ya da geçirgenlik ölçümleri de yaygın olarak kullanılan karakterizasyon yöntemlerinden biridir. Bu ölçümler esnasında malzeme ile doğrudan etkileşme olmadığı için, hem malzemeye zarar verme ihtimali daha az olduğundan hem de kesin sonuçlar vermesi bakımından çok yaygın bir şekilde tercih edilmektedir. Bu ölçümler; yarıiletkenin optik soğurma katsayısı, bant yapısı ve tuzak seviyeleri gibi önemli parametreler hakkında bilgi vermektedir. Bu ölçümlerde, ışık malzeme üzerine düşürüldükten sonra geçen ışık dalga boyunun fonksiyonu olarak ölçülür. Optik soğurma katsayısı;

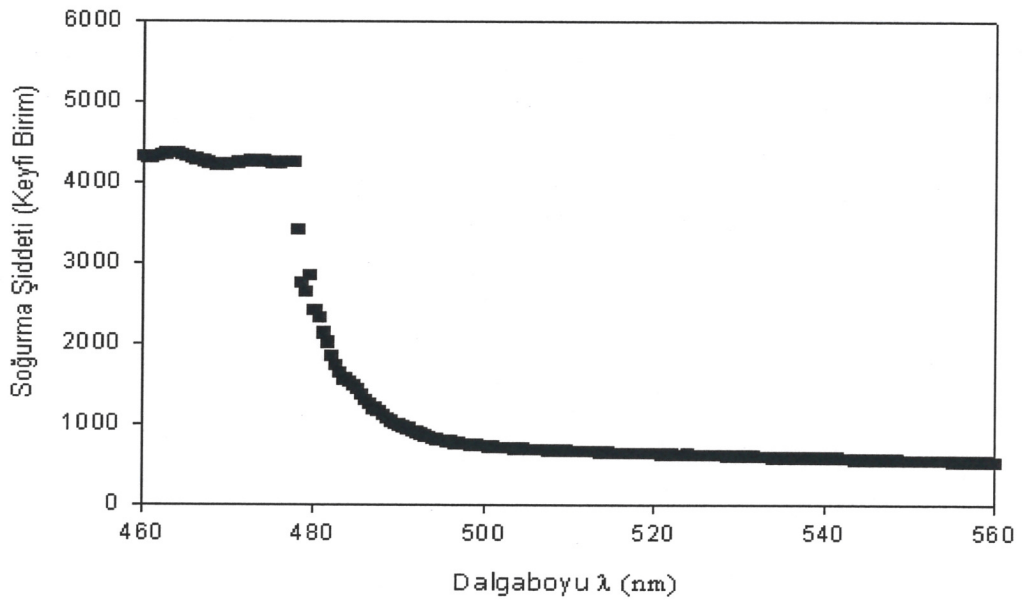
$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{T} \right) \quad (4.4)$$

ifadesi kullanılarak bulunur. Burada; d malzemenin kalınlığı, T ise geçirgenliktir. Foton enerjisi ile soğurma katsayısı arasındaki ilişki;

$$\alpha h\eta = A[h\eta - E_g \pm E_p]^n \quad (4.5)$$

şeklinde verilmektedir. Bant aralığı E_g ' yi tespit etmek için genellikle kullanılan yöntem; $(\alpha E)^n$ e karşılık foton enerjisi E ' nin grafiğini çizmektir. Grafiğin lineer olduğu kısma karşı gelen doğrunun $h\nu$ eksenini kestiği noktanın $((\alpha h\nu)^n = 0)$ enerji değeri, o numunenin yasak enerji aralığı değerini verir. Buradaki n katsayısı elektronik geçişlerin tipini belirleyen bir katsayı olup, $1/2$, $3/2$, 2 ve 3 değerlerine sahip olabilmektedir. $1/2$ ve $3/2$ izinli ve yasaklanmış doğrudan geçişleri, 2 ve 3 ise izinli ve yasaklanmış dolaylı geçişlere karşı gelmektedir [Pankove 1971]. Şekil 4.8 incelenen Co katkılı TlGaS₂ yarıiletkeninin dalga boyunun fonksiyonu olarak soğurma değişimini vermektedir. Soğurma ölçümleri oda sıcaklığında gerçekleştirildiği için yapıda görülmesi muhtemel eksiton pikleri grafikten görülmemektedir.

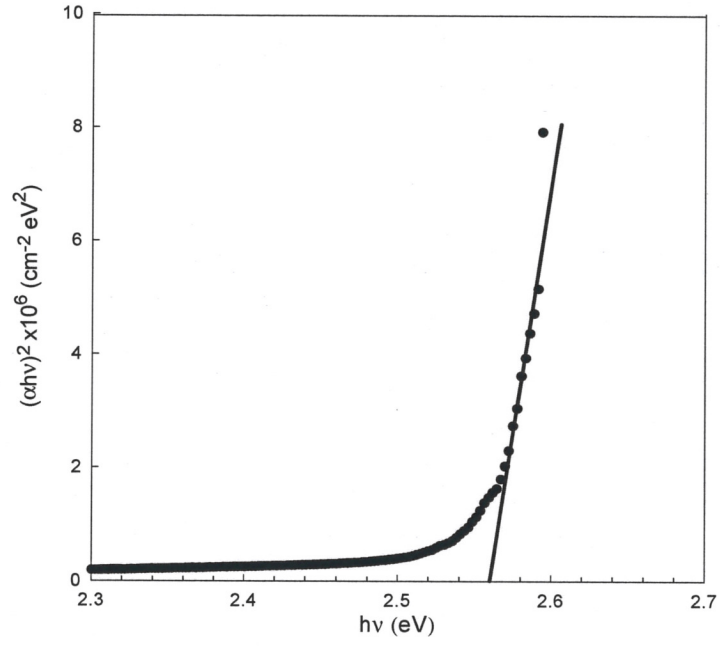
İncelenen malzemenin gelen fotonu soğurması sonucunda meydana gelen geçişleri ve dolayısı ile bant yapısını belirlemek için elde edilen ölçümler kullanılarak $(\alpha E)^2$ ve



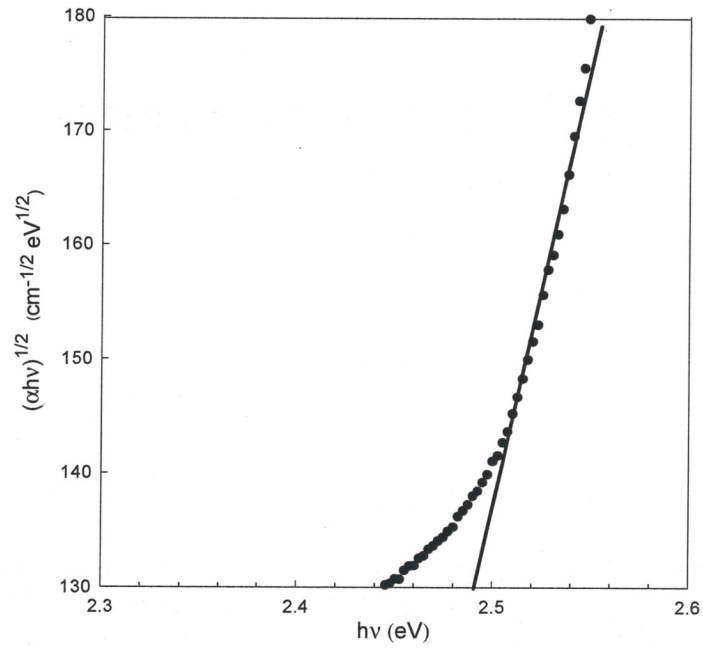
Sekil 4.8: Co katkılı TlGaS₂' nin optik soğurma spektrumunun dalga boyu ile değişimi

$(\alpha E)^{1/2}$ ' nin foton enerjisine karşılık grafikleri Şekil 4.9 ve Şekil 4.10' da çizilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi iki grafik için de değişim doğrusal olup enerji eksenini kestiği noktalar yarıiletkenin bant aralığına karşı gelmektedir. İncelenen yarıiletkenin hem doğrudan hem de dolaylı bant aralığına sahip olduğu görülmektedir. $(\alpha E)^{1/2} - E$ değişiminden hesaplanan dolaylı bant aralığı 2,49 eV, $(\alpha E)^2 - E$ değişiminden hesaplanan doğrudan bant aralığı ise 2,56 eV olarak bulundu.

Daha önce yapılan çalışmalarda katkısız TlGaS₂ kristalinin dolaylı bant aralığı deneysel olarak 2,45 eV ve doğrudan bant aralığı ise 2,51 eV olarak bulunmuştur [Qasrawi ve Gasanly 2005]. Başka bir çalışmada ise yine katkısız örneklerin dolaylı ve doğrudan bant aralıkları 2,38 ve 2,53 eV olarak tespit edilmiştir [Hanas vd 1991]. Optik soğurma ve fotoiletkenlik ölçümleri ile dolaylı bant aralığının 293 K de 2,45-2,46 eV olarak tespit edilen katkısız TlGaS₂ yarıiletkeninin doğrudan bant aralığı ise yine soğurma yöntemleri ile 2,544 eV olarak bulunmuştur [Madelung vd 1998]. Bu çalışmada incelenen Co katkılı TlGaS₂ yarıiletken için bulunan dolaylı ve doğrudan bant aralıkları katkısız örneklerle uyum göstermekle birlikte yüksek enerji değerlerine doğru küçükte olsa bir kayma gözlenmiştir. Büyütme şartlarının kristalin bazı parametrelerini değiştirdiği bilinmekle birlikte özellikle dolaylı bant aralığında ki bu kayma, Co katkısının bir sonucu olarak yorumlanabilir.



Şekil 4.9: Co katkılı TlGaS₂' nin $(\alpha E)^2$ - E değişimi.



Şekil 4.10 : $(\alpha E)^{1/2}$ - E değişimi.

5. SONUÇ

Bu çalışmada Bridgman yöntemi ile doğrudan eriyikten büyütülen $A^{III}B^{III}X_2^{VI}$ gurubuna ait Co katkılı TlGaS₂ bileşiğinin kristal yapı, elektrik, fotoelektrik ve optik özellikleri, EDAX, XRD, sıcaklığa bağlı iletkenlik, sınırlı boşluk yükü akımı (SCLC), sıcaklığa bağlı fotoiletkenlik ve oda sıcaklığında soğurma yöntemleri ile araştırılmıştır.

Co katkılı TlGaS₂ kristalinin stokiometrisi EDAX ünitesine sahip taramalı elektron mikroskobu ile belirlenmiş olup, belirlen değerlerden üçlü bileşiğin TlGaS₂ yapısında olduğu doğrulanmıştır. XRD ölçümlerinden elde edilen pik şekil ve pozisyonlarından yapının tek kristal olduğu ve kristal yapının monoklinik yapıda olduğu tespit edilmiştir.

Sıcaklığa bağımlı iletkenliğin değişiminden katının tipik yarıiletken davranışı gösterdiği ve iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığının üstel olduğu gözlenmiştir. Oda sıcaklığında *n*-tipi iletkenlik gösterdiği tespit edilen malzemenin sıcaklığa bağımlı iletkenlik ölçümlerinden yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde iletkenlik bandının altında 270 ve 12 meV' lik seviyelerde iki elektron tuzak seviyesi tespit edilmiştir. Oda sıcaklığının üzerinde gerçekleştirilen sınırlı boşluk-yükü akımı tekniği ile katının bu sıcaklık bölgesinde tek bir tuzak seviyesine sahip olduğu ve pozisyonunun ise, yaklaşık olarak aynı seviyede olduğu (271 meV) doğrulanmıştır.

Sıcaklığa bağımlı fotoiletkenlik ölçümleri ile malzemenin ışığa duyarlılığı araştırılmış olup, ışığa duyarlılığın zayıf olduğu gözlenmiştir. Işığın ürettiği fotoakım ile aydınlatma şiddeti arasındaki ilişkinin $I_{pc} \propto \varphi^n$ şeklinde olduğu Co katkılı TlGaS₂

yarıiletkeni için n değerinin yaklaşık olarak 1,5 civarında olduğu tespit edilmiştir. n 'nin bu değeri yapının bir-merkezli yeniden birleşim mekanizmasına sahip olduğunu ve yaşam süresinin yapıdaki kusurlar ve katkıları dolayısıyla arttığını ve yüksek aydınlatma şiddeti altında malzemenin ışığa duyarlılığının arttığı gözlenmiştir.

Co katkıli üçlü yarıiletkenin bant yapısının araştırılması için oda sıcaklığında gerçekleştirilen soğurma ölçümlerinden, yarıiletkenin hem doğrudan hem de dolaylı bant aralığına sahip olduğu belirlenmiştir. Soğurma ölçümünün $(\alpha E)^{1/2} - E$ değişiminden hesaplanan dolaylı bant aralığının 2,49 eV ve $(\alpha E)^2 - E$ değişiminden hesaplanan doğrudan bant aralığının ise, 2,56 eV olduğu bulunmuştur.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Güder, H. S., Efeoğlu, H. and Yoğurtçu, Y.K., (2001) Urbach-Martienssen Tails in the Absorption Spectra of Layered Ternary Semiconductor TlGaS₂, **Phys. Stat. Sol.**, 227: (2) 469-476
- Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D. (1976) Solid State Physics, **Brooks Cole**; the U.S.A., 848s
- Bube, R.H. (1960) Photoconductivity of Solids, **Jhon Wiley & Sons**, New Jersey, 460s
- Darvish, A. M., Bakhyshev, A. E. and Tagirov, V. I., (1977) Mechanism of Conduction in TlGaS₂ and TlGaSe₂, **Sov. Phys. Semicond.**, 11: (4) 458-459
- Delgado, G. E., Mora, A. J., Perez, F. V. and Gonzalez, J., (2006) Crystal Structure of the Ternary Semiconductor Compound Thallium Gallium Sulfide, TlGaS₂, **Physica B**, 391: 385-388
- El-Nahass, M. M., Sallam, M. M. and Abd Al-Wahab, A. H. S., (2008) Optical and Photoelectric Properties of TlInS₂ Layered Single Crystals, **Current Applied Physics**, 9: 311-316
- Eriksson, L. and Westdahl, M., (1985) Treor, a Semi-Exhaustive Trial-and-Error Powder Indexing Program For All Symmetries, **J. Appl. Cryst.**, 18: 367-370
- Gorban, I. S. and Okhrimenko, O. B., Exciton Absorption Parameters in TlGaS₂ Crystals, **Physics of the Solid State**, 43: (11) 2044-2047
- Gürbulak, B., Duman, S. and Ateş, A., (2004) The Urbach Tails and Optical Absorption in Layered Semiconductor TlGaSe₂ and TlGaS₂ Single Crystals, **Czechoslovak Journal of Physics**, 55: 93-103
- Gürbulak, B., (1999) The Optical Absorption Edge of p-type Tl_(1-x)GaPr_xSe₂ and TlGaSe₂, **Physica Scripta**, 60: 584-588
- Hanias, M. P., Anagnostopoulos, A. N., Kambas, K. and Spyridelis, J., (1991) Electrical and Optical Properties of As-grown TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂ Single Crystals, **Mat. Res. Bull.**, 27: 25-38
- Hyde, F. J. (1965) Semiconductors, **Macdonald**, London, 324s
- Ilıcan, S., Çağlar, Y. ve Çağlar, M., (2005) CdZnS ve ZnO Yarıiletken Filmlerinin Yasak Enerji Aralıkları, **SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi**, 9 (1): 48-55
- Jin, M. S. and Song, H. J., (2003) Photoconductivity of TlGa_{0.8}Sb_{0.2}S₂ Single Crystals, **Current Applied Physics**, 3: 409-411
- Karabulut, M., Bilir, G., Mamedov, G. M., Seyhan A. and Turan, R., (2008) Photoluminescence Spectra of Nitrogen Implanted GaSe Crystals, **Journal of Luminescence**, 128: 1551-1555

- Karabulut, O., Parlak, M. and Mamedov, G. M., (2006) Structural and Electrical Properties of $TlGa(S_xSe_{1-x})_2$ Mixed Crystals, **Journal of Alloys and Compounds**, 429: 50-55
- Karabulut, O. (2003) Structural, Electrical and Optical Characterization of N- and SI-Implanted Gase Single Crystal Grown by Bridgman Method, Doktora Tezi, **Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 119s
- Kato, A., Nishigaki, M., Mamedov N., Yamazaki, M., Abdullayeva, S., Kerimova, E., Uchiki, H. and Iida, S., (2003) Optical Properties and Photo-induced Memory Effect Related with Structural Phase Transition in $TlGaS_2$, **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, 64: 1713-1726
- Lampert, M. A. and Mark, P., (1970) Current Injection in Solids, **Academic**, New York, 342s
- Madelung, O., Rössler, U. and Schulz, M., (1998) Non-Tetrahedrally Bonded Elements and Binary Compounds I, **Springer-Verlag**, Berlin, 256s
- Mathur, V. K. and Dahiya, R. P., (1974) Space-charge-limited Currents in Insulators Containing Traps Distributed in Energy, **Solid State Electronics**, 17: 61-70
- Micocci, G., Serra, A. and Tepore, A., (1997) Impurity Levels in Sn-Doped GaSe Semiconductor, **Phys. Stat. Sol.**, 162: 649-659
- Mott, N. F. and Davis, E. A. (1979) Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, **Clarendon Press**, Oxford, 590s
- Mustafaeva, S. N., (2004) Photoelectric and X-Ray Dosimetric Properties of Yb Doped $TlGaS_2$ Single Crystals, **Physics of the Solid State**, 47: 2015-2019
- Pankove, J. I. (1971) Optical Processes in Semiconductors, **Prentice-Hall**, New Jersey, 422s
- Putley, E. H. (1960) The Hall Effect and Semi-Conductor Physics, **Dover Publications**, New York, 263s
- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2008) Hopping Conduction in Ga_4Se_3S Layered Single Crystals, **Solid State Communications**, 148: 190-193
- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2008) Dark Electrical Conductivity and Photoconductivity of Ga_4Se_3S Layered Single Crystals, **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, 69: 2719-2722
- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2007) Crystal Data and Indirect Transitions in $Tl_2InGaSe_2$ Crystals, **Materials Research Bulletin**, 43: 1497-1501
- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2006) Photoelectronic and Electrical Properties of Tl_2InGaS_4 Layered Crystals, **Solid State Communications**, 141: 117-121
- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2005) Temperature Effect on Dark Electrical Conductivity, Hall Coefficient, Space Charge Limited Current and Photoconductivity of $TlGaS_2$ Single Crystals, **Semiconductor Science and Technology**, 20: 446-452

- Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., (2005) Optoelectronic and Electrical Properties of TlGaS₂ Single Crystal, **Phys. Stat. Sol.**, 202 (13): 2501-2507
- Sanchez, J. F., Errandonea, D., Segura, A., Roa, L. and Chevy, A., (1998) Tin-related Double Acceptors in Gallium Selenide Crystals, **Journal of Applied Physics**, 83 (9): 4750-4755
- Schroder, D. K. (1990) Semiconductor Material and Device Characterization, **Jhon Wiley & Sons**; New York, 779s
- Seeger, K. (1999) Semiconductor Physics, **Springer-Verlag**, Berlin, 521s
- Song, H. J., Yun, S. H. and Kim, W. T. (1995) Deep Levels in TlGaS₂ Single Crystal, **Solid State Communications**, 94: 225-229
- Song, H. J., Yun, S. H., Kim, W. T. and Yoon, C. S., (1993) Photoluminescence and Thermally Stimulated Current of TlGaS₂ Single Crystal, **Jour. of the Korean Pyh. Soc.**, 26: 617-621
- Streetman, B. G. (1995) Solid State Electronic Devices, **Prentice Hall**, New Jersey, 462s
- Vij, D. R. (1998) Luminescence of Solids, **Plenum Press**, New York, 427s
- Yüksek, N. S., Gasanly, N. M., Aydınli, A., Özkan, H. and Açıkgöz, M., (2004) Infrared Photoluminescence from TlGaS₂ Layered Single Crystals, **Cryst. Res. Technol.**, 39: (9) 800-806
- ZOR, M., (1991) Maddenin Elektriksel İletkenlik Özellikleri, Fizik, Özdaş K., **Anadolu Üniversitesi Yayınları No: 1060 Açıköğretim Fakültesi Yayınları No: 586**, Eskişehir, 91-104

ÖZGEÇMİŞ

Bekir BOZ, 1974 yılında Almanya' da doğdu. İlköğretimine Almanya' da başlayıp Denizli'de bitirdi. Ortaöğretimi için İzmir'e gitti. Yükseköğretimini 1992 yılında Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği (İng.) bölümünde başladı ve 1997 yılında Fizik Öğretmeni olarak mezun oldu. Bir yıl özel sektörde çalıştıktan sonra 1998 yılında Milli Eğitim Bakanlığı kurumlarında İngilizce Öğretmeni olarak göreve başladı. 2006 yılında branş değişikliği ile Fizik Öğretmeni kadrosuna geçti ve aynı yıl Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Başkanlığında yüksek lisans öğretimine başladı. Halen Buldan Anadolu Lisesi' nde Fizik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır, evli ve üç çocuk babasıdır.

