



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



Yüksek Lisans Tezi

**TlInSe₂ BİLEŞİĞİNİN DC İLETKENLİK MEKANİZMALARININ
İNCELENMESİ**

Günay PARLANZADA

Fizik Anabilim Dalı

Genel Fizik Programı

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Nevin KALKAN**

Aralık, 2022

İSTANBUL

Bu çalışma, 29.12.2022 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Genel Fizik Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Nevin KALKAN(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Çetin Taşseven
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi

Doç. Dr. H. Kemal Ulutaş
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

İntihal Programı Beyanı

20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Proje Destekleri

Bu tez, İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin numaralı projesi ile desteklenmiştir.

Bu tez, numaralı projesi ile desteklenmiştir.

Tezden Üretilmiş Yayınların Künye Bilgileri

--

ÖNSÖZ

Yüksel lisans öğrenimin boyunca tüm bilgi ve deneyimlerinden tereddütsüz faydalanabildiğim, bilimsel katkılarını gördüğüm, tez çalışmam sırasında her türlü destek ve yardımıyla yanımda olan, karşılaştığım tüm zorlukları aşarken her zaman beni ileri götürmeye çalışan çok kıymetli hocam Prof. Dr. Nevin KALKAN'a en içten dileklerle teşekkürümü bildiririm.

TlInSe₂ malzemesini hazırlayan Prof. Dr. Mehmet ÖZER'e teşekkür ederim.

Ayrıca gerektiğinde desteğini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Şahin YAKUT'a teşekkürlerimi bildiririm.

Bu günlere gelmemi sağlayan ve yardımlarını esirgemeyen çok sevgili Babam ve Anneme teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca, çalışmam süresinde gösterdiği sabır için de kızım Günnur'a teşekkürlerimi sunarım.

Aralık 2022

Günay PARLANZADA

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ	ix
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	x
ÖZET	xii
SUMMARY	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1. YARIİLETKENLER	3
2.1.1. Asal Yarıiletkenler	4
2.1.2. Asal Olmayan Yarıiletkenler	7
2.2. ELEKTRİKSEL İLETKENLİK VE MOBİLİTE	11
2.2.1. İletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı:	13
2.2.2. Mobilitenin Sıcaklığa Bağlılığı:	14
2.3. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR.....	15
2.3.1. Schottky veya Doğrultucu Kontak.....	16
2.3.2. Omik Kontak	17
2.4. METAL-YARIİLETKEN-METAL YAPILARDA DC İLETKENLİK MEKANİZMALARI.....	18
2.4.1. Elektrot sınırlı iletim mekanizmaları	19
2.4.1.1. Termiyonik Emisyon	19
2.4.1.2. Schottky Etkisi	21
2.4.1.3. Doğrudan tünelleme ve Fowler-Nordheim tünelleme	23
2.4.2. Bulk sınırlı iletkenlik mekanizmaları	25
2.4.2.1. Poole-Frenkel emisyonu	25
2.4.2.2. Hopping iletkenlik mekanizması	27
2.4.2.3. Omik iletkenlik mekanizması	29
2.4.2.4. Uzak yükü sınırlayan akımlar (SCLC) iletkenlik mekanizması	30

2.4.2.5. İyonik iletkenlik mekanizması.....	34
2.5. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ.....	34
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	37
3.1. MALZEMENİN HAZIRLANMASI	37
3.2. ÖLÇÜM AŞAMASI.....	37
4. BULGULAR	38
4.1. İLETKENLİK MEKANİZMA TAYİNİ.....	38
4.2. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ.....	45
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	48
5.1. İLETKENLİK MEKANİZMALARI	48
5.2. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ.....	49
KAYNAKLAR	50
ÖZGEÇMİŞ.....	54

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: Yarıiletkenin bant yapısı	4
Şekil 2.2: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu	5
Şekil 2.3: Elektron konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimi	7
Şekil 2.4: a) Asal Si yarıiletkeni, b) P katkılı Si yarıiletkeni, c) B katkılı Si yarıiletkeni	8
Şekil 2.5: Yarıiletkende donör enerji seviyesi	8
Şekil 2.6: Yarıiletkende akseptör enerji seviyesi	9
Şekil 2.7: Oda sıcaklığında Fermi enerji seviyeleri, a) Asal yarıiletken, b) n-tipi yarıiletken, c) p-tipi yarıiletken.....	10
Şekil 2.8: Bir elektrik alanının varlığında elektronların ve hollerin sürüklenmesi	12
Şekil 2.9: İletkenliğin sıcaklıkla değişimi	13
Şekil 2.10: Mobilitenin sıcaklıkla değişimi	15
Şekil 2.11: a) Schottky kontakta önceki enerji bant diyagramı, b) Kontakta sonraki enerji bant diyagramı.....	16
Şekil 2.12: n-tipi metal-yarıiletken omik kontak için, a) kontakta önceki durum, b) kontakta sonraki durum	17
Şekil 2.13: Metal-Yarıiletken-Metal yapılarında Schottky emisyonunun şematik enerji bant diyagramı.....	21
Şekil 2.14: Schottky etkisi.....	23
Şekil 2.15: Doğrudan tünelleme (D-T) için enerji bant diyagramı	24
Şekil 2.16: Fowler-Nordheim tünelleme (F-N) için enerji bant diyagramı	24
Şekil 2.17: Metal-Yarıiletken-Metal yapılarında Poole-Frenkel emisyonunun şematik enerji bant diyagramı.....	25
Şekil 2.18: Enerji bant aralığındaki lokalize seviyeden iletkenlik bandına hoplama	27
Şekil 2.19: Tuzaklar arasındaki fonon absorpsiyonu veya emisyonu	28
Şekil 2.20: Sığ tuzakların varlığında SCLC için J - V karakteristiği	31
Şekil 2.21: Derin tuzakların varlığında SCLC için J - V karakteristiği	32

Şekil 2.22: Tabaka yapılı asıl bileşiğin normal tabakaları(ince düzlemler) arasındaki bileşimsel kusurlar(kalın düzlemler)	34
Şekil 2.23: Kalınlığı h ve yüksekliği H olan N stokiometrik kusur tabakası tarafından oluşturulan potansiyel engeller	34
Şekil 3.1: Elektriksel ölçüm düzeneği.....	36
Şekil 4.1: TlInSe_2 bileşiğinin 293-373 K sıcaklık aralığında I-V karakteristiği.....	37
Şekil 4.2: TlInSe_2 bileşiğinin farklı voltaj değerleri için akım yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi	38
Şekil 4.3: TlInSe_2 bileşiğinin öz direncinin sıcaklığa bağlılığı	39
Şekil 4.4: TlInSe_2 bileşiğinin iletkenliğinin sıcaklığa bağlılığı.....	40
Şekil 4.5: TlInSe_2 bileşiğinin farklı sıcaklıklarda $\log I$ - $\log V$ karakteristiği.....	41
Şekil 4.6: TlInSe_2 bileşiğinin $\log I$ - $\log V^{1/2}$ grafiği.....	41
Şekil 4.7: TlInSe_2 bileşiğinin farklı sıcaklıklardaki $\ln(I/V)$ - V karakteristikleri.....	42
Şekil 4.8: TlInSe_2 bileşiğinin tuzak yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı	42
Şekil 4.9: TlInSe_2 bileşiğinin $\ln n_0 \mu - 10^3/T$ grafiği.....	43
Şekil 4.10: Tabakalara paralel ve dik kontak durumu için öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.....	44
Şekil 4.11: Tabakalara paralel ve dik kontak durumu için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi.....	44
Şekil 4.12: Anizotropi faktörünün sıcaklıkla değişimi.....	45

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 4.1: Aktivasyon enerjisinin uygulanan voltaja bağlı değişimi	38
---	----



SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
Q_{sc}	: Schottky mekanizması alan azaltma katsayısı.
Q_{PF}	: Poole-Frenkel mekanizması alan azaltma katsayısı.
s	: Statik dielektrik sabiti.
s_0	: Boşluktaki geçirgenlik.
s_r	: Dinamik dielektrik sabiti.
μ_n	: Elektron mobilitesi.
μ_h	: Hol mobilitesi.
ϕ_B	: Schottky engel yüksekliği.
ϕ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu.
ϕ_T	: Tuzak aktivasyon enerjisi.
ϕ_m	: Metalin iş fonksiyonu.
r	: Elektronun ortalama ömrü.
r_h	: Hollerin ortalama ömrü.
A	: Richardson sabiti.
a	: Tuzak konumları arasındaki uzaysal ayrılma.
C_B	: İletkenlik bandı.
D_n	: Elektron için difüzyon katsayısı.
$\vec{E}$	: Elektrik alan vektörü
E	: Enerji seviyesi.
E_F	: Fermi enerji seviyesi.
E_g	: Yasak enerji aralığı.
e	: Hollerin yükü.
F_S	: Yarıiletken için Fermi-dirac dağılım fonksiyonu.
$f(E)$	: Fermi dağılım fonksiyonu.
$g(E)$	: Durum yoğunluğu.
ΔH	: İletkenlik bandı sınırından ortalama tuzak derinliği.
h	: Planck sabiti.
J	: Akım yoğunluğu.
J_0	: Orantısal sabit.
k	: Dalga vektörü.

k_B	: Boltzman sabiti.
L	: Kontaklar arası mesafe.
m_e	: Elektron kütlesi.
m_e^*	: Elektronun efektif kütlesi.
m_h^*	: Holün efektif kütlesi.
m_T^*	: Malzemede elektron tünelleme etkin kütlesi.
N_c	: İletkenlik bandındaki efektif durum yoğunluğu.
N_v	: Valans bandındaki efektif durum yoğunluğu.
n	: Elektron konsantrasyonu.
n_e	: İletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu.
$n(E)$	: Birim enerji ve birim hacim başına elektron yoğunluğu.
n_t	: Tuzaklanmış taşıyıcı konsantrasyonu.
$n + n_t$	: Toplam taşıyıcı konsantrasyonu.
p	: Elektron konsantrasyonu.
T	: Mutlak sıcaklık.
$T(E)$	: Tünelleme olasılığı.
V	: Uygulanan voltaj.
ν	: Frekans faktörü.
V_B	: Valans bandı.
ν_{TAH}	: Tuzaktaki elektronların termal titreşim frekansı.
V_{TFL}	: Tuzakların dolmasına karşı gelen voltaj.
V_{tr}	: Ohmik akımdan SCL akımına geçiş voltajı.
$v_x(E)$	: x yönündeki elektronların hızı.
q_e	: Elektron yükü.
$(1-F_m)$	: Metal için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu.

Kısaltmalar

Açıklama

D-T	: Doğrudan tünelleme.
F-N	: Fowler Nordheim Tünelleme
P-F	: Poole-Frenkel emisyonu.
SCLC	: Uzay yükü sınırlayan akımlar (SCLC).

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TlInSe₂ BİLEŞİĞİNİN DC İLETKENLİK MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ

Günay PARLANZADA

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Nevin KALKAN

Bu tez çalışmasında, Tl^{III} B^{III} C₂^{VI} (B=As, Sb, Bi, In C=S, Se, Te) tipi üçlü yarıiletkenler grubuna ait Bridgman-Stockbarger metoduyla hazırlanmış olan TlInSe₂ yarıiletken malzemesi kullanıldı. Bu örneğin akım ve voltaj karakteristikleri 1-13 Volt voltaj aralığında ve 293 K - 373 K sıcaklık aralığında analiz edildi. İletim aktivasyon enerjisi, incelenen sıcaklık aralığında hesaplandı. İletim aktivasyon enerjisi, incelenen sıcaklık aralığında bir tür iletim mekanizmasının varlığını gösteren tek bir değere sahipti. Örneğin elektriksel iletkenliğinin termal olarak aktive edilen bir mekanizma tarafından kontrol edildiği bulundu. Araştırmamızda, mevcut ve baskın DC iletkenlik mekanizmalarını ve elektriksel anizotropi gösterip göstermediğini belirledik. DC çalışmaları, omik olmayan iletim tipini ortaya çıkardı. Bu örneklerdeki baskın iletim mekanizmasının uzay yükü sınırlı akımlar iletim tipi olduğu bulundu. Ayrıca aktivasyon enerjileri de farklı voltajlarda hesaplandı ve uygulanan voltajın artmasıyla aktivasyon enerjisinin azaldığı görüldü.

Aralık 2022, 63. sayfa.

Anahtar kelimeler: Poole-Frenkel Emisyonu, Schottky Emisyonu, SCLC, TlInSe₂.

SUMMARY

M.Sc. THESIS

INVESTIGATION OF DC CONDUCTIVITY MECHANISMS OF TlInSe_2 COMPOUND

Gunay PARLANZADA

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Nevin KALKAN

In this thesis, semiconductor material TlInSe_2 was used related with $\text{TI}^{\text{III}} \text{B}^{\text{III}} \text{C}_2^{\text{VI}}$ ($\text{B}=\text{As, Sb, Bi, In, C}=\text{S, Se, Te}$) ternary type semiconductor group which were grown by the using Bridgman-Stockbarger technique. The current and voltage characteristics for these samples were analyzed with a voltage range of 1-13 Volts and a temperature range between 293 K- 373 K. The conduction activation energy has a single value indicating the existence of one type of conduction mechanism in the investigated temperature range. The electrical conductivity of the sample was found to be controlled by a thermally activated mechanism. In our research, we determined the existing and dominant DC conductivity mechanisms and whether it shows electrical anisotropy. The DC studies revealed the non-ohmic type of conduction. It was found that the dominant conduction mechanism in these samples is space charge limited current type. Activation energies were also calculated at different voltages and it was observed that the activation energy decreased with the increase of the applied voltage.

December 2022, 63. pages.

Keywords: Poole-Frenkel Emission, Schottky Emission, SCLC, TlInSe_2 .

1. GİRİŞ

Yarıiletken malzemelerde iletim mekanizmaları, bu malzemelerin başarılı uygulamaları için çok önemlidir. Bu tür malzemelerde elektrotla sınırlı iletkenlik mekanizması ve hacim (bulk) sınırlı iletkenlik mekanizması olmak üzere iki tür iletkenlik mekanizması vardır. Elektrotla sınırlı iletim mekanizması, elektrot-yarıiletken arayüzündeki elektriksel özelliklere bağlıdır. Bu tip iletim mekanizmasına dayanarak elektrot-yarıiletken arayüzündeki bariyer yüksekliği ve taşıyıcılarının etkin kütlesi hakkında bilgi sahibi olunabilir. Hacim sınırlı iletim mekanizması yarıiletken malzemenin kendi elektriksel özelliklerine bağlıdır. Hacim sınırlı iletim mekanizmalarının analizlerine göre, tuzak seviyesi, tuzak yoğunluğu, taşıyıcı mobilitesi ve iletim bandındaki durumların yoğunluğu dahil olmak üzere birçok önemli fiziksel parameter elde edilebilir. Bu tez çalışmasında TlInSe₂ bileşiklerinde geçerli olan iletim mekanizmaları araştırıldı.

TlInSe₂ bileşiği, A^{III}B^{III}C^{VI}₂ tipi üçlü yarıiletkenler grupuna aittir ve D¹⁸_{4h} -I4/mcm grup simettrili, a=8.075 Å, c=6.847 Å parametrelerine sahip tetragonal latis olarak üçlü tabaka yapılı bir yarıiletkendir [1]. TlInSe₂ yarıiletken bileşikler, onları optoelektronik cihaz uygulamaları için iyi malzemeler yapan ilginç optik ve elektriksel özelliklere sahiptir ve bu nedenle çok dikkat çekmiştir [1- 4]. TlInSe₂ bileşiğinin elektriksel, optik ve elektro-termal özellikleri daha önce incelenmiştir [5-18]. Ayrıca TlInSe₂-AgInSe₂ sistemleri, TlGaSe₂-TlInSe₂ karışık kristalleri, TlInSeS, TlIn (S_{1-x}Se_x)₂ ve Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe₂ bileşikleri ilginç özelliklerinden dolayı birçok araştırmaya konu olmuştur [19-23]. EbnaIwaled ve diğ. tarafından TlInSe₂ kristallerinin DC ve AC iletkenlik mekanizması üzerine yapılan bir çalışmada Mott'un değişken aralık atlama mekanizmasının düşük sıcaklık bölgesinde (184-211 K) ve termiyonik emisyon mekanizmasının da yüksek sıcaklık (369-455 K) bölgesinde baskın olduğu bulunmuştur. F. Qasrawi ve diğ. Ag/TlInSe₂/Ag için oda sıcaklığında uzay yükü sınırlı akım (SCLC) mekanizması için tuzak seviyesini ve tuzak yoğunluğunu elde ederlerken In kontak için bu değerler bulunmamıştır. Son yıllarda yapılan bazı çalışmalar ise; TlInSe₂ kalkojenit kristalinin iletim mekanizmaları, moleküler modellemesi ve mikro-Raman çalışmaları [24], TlInSe₂'nin basınç altında elektronik yapısı ve etkin kütleleri [25], TlInSe₂ üçlü bileşiğinin dielektrik özellikleri [26], TlInSe₂-CuInSe₂ ve TlInSe₂-AgInSe₂ sistemlerinin faz diyagramları [27], X-Işını Soğurma ince yapısı ile incelenen TlInSe₂ termoelektrik malzemede latis bozulmaları [28],

TlInSe₂ kristallerinin akustik anizotropi ve termal genleşme özellikleri [29] TlInSe₂ kristallerinde ışıkla uyarılmış voltaj etkileri [30] TlInSe₂'nin yüksek basınçta yapısal ve elastik özellikleri [31].

Bu çalışmanın amacı TlInSe₂ bileşiğinde geçerli olan DC iletkenlik mekanizmalarını araştırmakdı. Tuzak yoğunluğu, aktivasyon enerjisi gibi önemli fiziksel parametreler tayin edildi. Bu çalışmanın yeniliği, 293-373K sıcaklık aralığında SCLC iletkenlik mekanizması için tuzak yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığının belirlenmesidir. Çalışmamız, bu örneklerde uzay yükü sınırlı akımlar iletim mekanizmasının baskın olduğunu ortaya koymuştur. Uzay yükü, akımın akışına etkisi nedeniyle fotoelektrik hücrelerde, termiyonik tüplerde parçacık hızlandırıcılarında önemlidir. Ayrıca katılarda elektriksel iletkenlikte de önemli rol oynamaktadır. Yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerde uzay yükü sınırlı akımlar teknolojik potansiyelleri nedeniyle ilgi çekicidir [32]. Ek olarak tabakalı yapıya sahip bu malzemelerde tabakalara dik ve paralel kontak durumuna ait iletkenlik ölçümlerinin farklı olduğu görülmüş ve elektriksel anizotropi özellikleri de incelenmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. YARIİLETKENLER

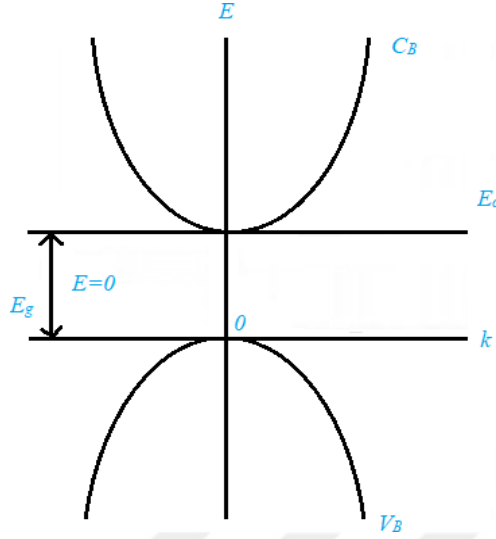
Katılar iletkenler ve yalıtkanlar olmak üzere iki ana sınıfa ayrılır. İletken, elektrik alanının uygulanması altında elektrik akımının aktığı bir katıdır. Bunun aksine, elektrik alanının uygulanması bir yalıtkanda akım üretmez. Enerji bandı teorisine göre iki sınıf arasında ayırım yapmak için basit bir kriter vardır. Bu kriter; tamamen dolu olan bir bantta, elektrik alan uygulansa bile taşıyıcılar elektrik akımı taşımaz. Bu nedenle, bir katı sadece bazı bantların kısmen dolu olduğu durumlarda iletken olarak davranır. Bir yarıiletken, en yüksek işgal edilen enerji bandının yani valans bandının $T=0$ K'de tamamen dolu olduğu, ancak bu bandın üzerindeki enerji aralığının küçük olduğu bir katı olarak tanımlanır. Böylece, elektronlar oda sıcaklığında termal olarak valans bandından iletkenlik bandına uyarılabilir. Genel olarak, enerji aralığı 2 eV dan daha az olduğunda uyarılmış elektronların sayısı fark edilir değerdedir. Enerji aralığı daha büyük olduğunda, elektron sayısı ihmal edilebilir düzeydedir ve madde bir yalıtkan olarak adlandırılır.

Elektronlar enerji aralığı boyunca uyarıldığında, iletim bandının (C_B) alt kısmı elektronlar tarafından ve valans bandının (V_B) üst kısmı holler tarafından işgal edilir. Sonuç olarak, her iki bant da sadece kısmen doludur ve elektrik alanı uygulanırsa bir akım taşınacaktır. Yarıiletkenin iletkenliği, metallerin iletkenliğine oranla daha küçüktür, ancak bu iletkenlik yine de pratik amaçlar için yeterince büyüktür.

Bir yarıiletkenin en basit bant yapısı Şekil 2.1 'de verilmiştir. İletkenlik bant enerjisi,

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.1)$$

şeklinde yazılır. Burada, k ; dalga vektörü, m_e^* ; elektronun efektif kütesidir. E_g ; yasak enerji aralığını temsil eder. Sıfır enerji seviyesi, V_B 'nin üst kısmında yer alacak şekilde seçilir.



Şekil 2.1: Yarıiletkenin bant yapısı [33].

valans bant enerjisi ise,

$$E_v(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.2)$$

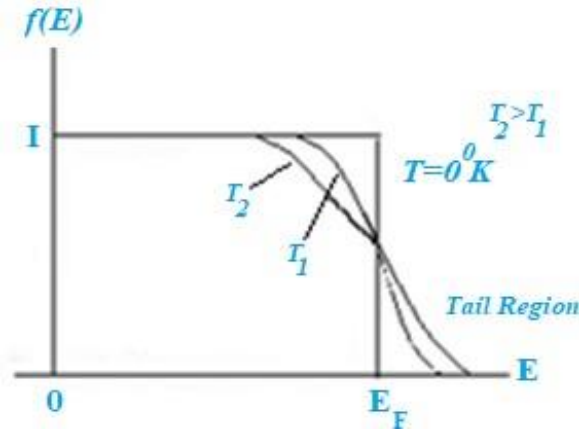
ile verilmektedir. Burada, m_h^* ; holün efektif kütesidir [33].

2.1.1. Asal Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerde elektrik akımını taşımaktan sorumlu olan elektronlar ve holler genellikle serbest taşıyıcılar ya da sadece taşıyıcılar olarak adlandırılırlar. Taşıyıcı sayısı, elektriksel iletkenliğini belirlediği için yarıiletkenin önemli bir özelliğidir. Taşıyıcı sayısını belirlemek için bazı istatistiksel sonuçlara ihtiyaç vardır. Bu sonuçlardan en önemlisi Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. Bu fonksiyon,

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \quad (2.3)$$

şeklinde verilir. Burada E_F ; Fermi enerjisi, k_B ; Boltzman sabitidir. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu sistem T sıcaklığında iken E enerji seviyesinin elektronlar tarafından işgal edilme olasılığını verir. Bu fonksiyonun E enerjisine göre değişimi Şekil 2.2.'de verilmiştir.



Şekil 2.2: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu [33].

Şekil 2.2'den de görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça yüksek enerjili durumların işgal edilme olasılığı artmaktadır. $E=E_F$ de olasılık, $f(E) = 1/2$ 'dir. Yani Fermi enerji seviyesinin işgal edilme olasılığı $1/2$ 'dir. Denklem (2.3) de $E-E_F \gg k_B T$ olduğunda fonksiyon Maxwell dağılım fonksiyonu,

$$f(E) = e^{(E_F - E)/k_B T} \quad (2.4)$$

olur. $(E, E+dE)$ enerji aralığındaki durumların sayısı $g_e(E)dE$ olmak üzere iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu,

$$n = \int_{E_{c1}}^{E_{c2}} g_e(E) f(E) dE \quad (2.5)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, $g_e(E)$; elektron durum yoğunluğu, $f(E)$; bu durumların her birinin işgal edilme olasılığıdır. E_{c1} ve E_{c2} ; sırasıyla iletkenlik bandının alt ve üst enerji değerleridir. İletkenlik bandındaki durum yoğunluğu,

$$g_e(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_F)^{1/2} \quad (2.6)$$

bağıntısı ile verilir. Bu ifadeyi ve dağılım fonksiyonunu (2.5)'de yazarsak, iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu,

$$n = 2 \left(\frac{m k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{(E_F - E_C)}{k_B T}} \quad (2.7)$$

$$n = N_C e^{\frac{(E_F - E_C)}{k_B T}} \quad (2.8)$$

şeklinde elde edilir. N_C ; iletkenlik bandındaki efektif durum yoğunluğu, m_e ; elektronun efektif kütlesi ve $\hbar$; Planck sabitidir.

Benzer şekilde hol konsantrasyonu,

$$p = \int_{-\infty}^0 f_h(E) g_h(E) dE \quad (2.9)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, $f_h(E) = 1 - f_e(E)$ olup, holler için dağılım fonksiyonudur. Holler için durum yoğunluğu, $g_h(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h}{\hbar^2}\right)^{3/2} (-E)^{1/2}$, olmak üzere hol konsantrasyonu,

$$p = 2 \left(\frac{m_h k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} e^{\frac{(E_V - E_F)}{k_B T}} \quad (2.10)$$

$$p = N_V e^{\frac{(E_V - E_F)}{k_B T}} \quad (2.11)$$

bağıntısı ile verilir. N_V ; valans bandındaki efektif durum yoğunluğu, m_h ; holün efektif kütlesidir.

Bir yarıiletkende valans bandındaki elektronun ısı olarak uyarılmasıyla iletkenlik bandında elektron valans bandında ise hol oluşur. Bu durumda elektron ve hol konsantrasyonları eşit olacaktır. Bu yarı iletkenler asal yarıiletkenler olarak adlandırılır.

$$n = p \quad (2.12)$$

olup, Fermi enerjisi,

$$E_F = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} k_B T \log \left(\frac{m_h}{m_e}\right) \quad (2.13)$$

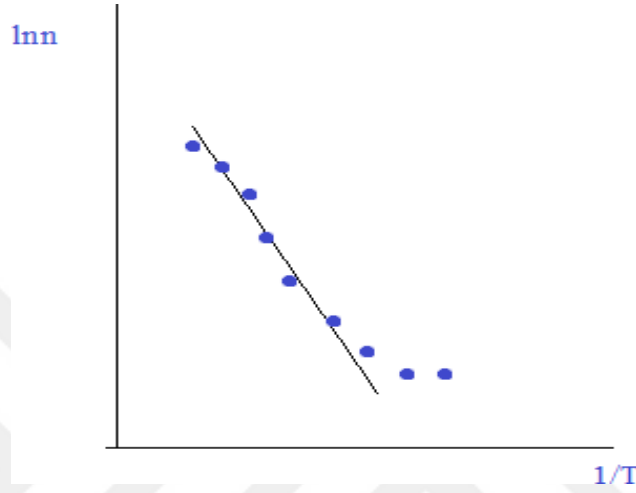
olarak elde edilir. $k_B T \ll E_g$ olduğu, (2.13)de ikinci terim ilkinde kıyasla çok küçüktür ve Fermi enerjisi seviyesi enerji aralığının ortasında yer alır.

Elektron konsantrasyonu yukarıdaki E_F değeri kullanılarak,

$$n = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_e m_h)^{3/2} e^{-E_g/2k_B T} \quad (2.14)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadenin önemli bir özelliği, n 'nin, özellikle üstel faktör nedeniyle, sıcaklık ile çok hızlı bir şekilde artmasıdır.

Böylece, sıcaklık yükseldikçe, çok daha fazla sayıda elektron uyarılır. Şekil 2.3'de, $1/T$ 'ye karşı $\ln n$ 'nin grafiği verilmiştir. Lineer kısmın eğimi $(E_g/2k_B)$ 'ye eşittir.



Şekil 2.3: Elektron konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimi [33].

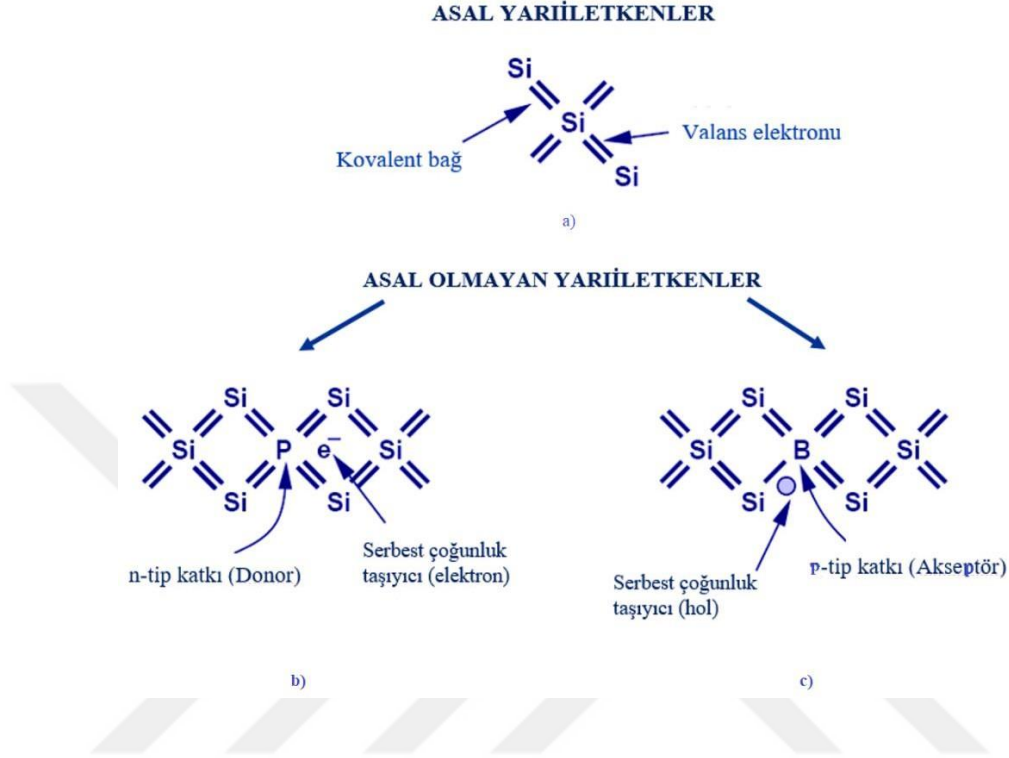
Yarıiletken saf olmadığında elektronların ve hollerin konsantrasyonu artık eşit değildir ve her birinin miktarı mevcut safsızlığın türüne bağlıdır [33].

2.1.2. Asal Olmayan Yarıiletkenler

Saf bir yarıiletken, eşit elektron ve hol konsantrasyonuna sahiptir. Ancak bugün pek çok uygulamada tek tip taşıyıcının yer aldığı yarıiletkenler daha etkin olarak kullanılmaktadır. Yarıiletkenlerin elektronik ve optik özellikleri, hassas bir şekilde kontrol edilen miktarlarda eklenebilen safsızlıklardan büyük ölçüde etkilenir. Bu tür yarıiletkenler asal olmayan yarıiletkenler olarak bilinir. Katkılandırma işlemi de (doping) dop etme olarak bilinir.

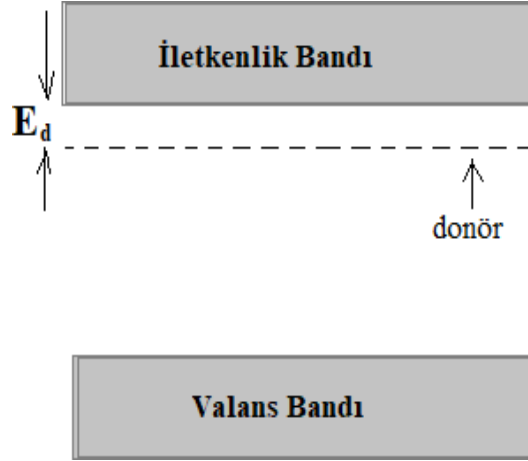
Katkı atomlarının IV. grup elementlerinden Si (Silisyum) atomunun etkilerini inceleyelim. Si atomunun dört valans elektronu olup her atom komşu dört atomla kovalent bağ yapar. V. grup elementlerinden P (Fosfor) atomu beş valans elektronuna sahiptir. P atomunun beş elektronundan dördü Şekil 2.4.'deki gibi Si atomunun dört elektronu ile kovalent bağ tamamlar. Beşinci elektron ise bağ yapmaz ve iletkenlik elektronu olarak kristal içinde serbest hareket eder. Katkı atomu P bir elektronunu kaybettiği için pozitif P^+ iyonudur ve hareketsizdir.

Şekil 2.4.b 'de kristaline P atomunun katkılanması görülmektedir. Böylece, bu kristallere elektron konsantrasyonu hol konsantrasyonundan fazla olduğundan n-tipi yarıiletken denir.



Şekil 2.4: a) Asal Si yarıiletkeni, b) P katkılı Si yarıiletkeni, c) B katkılı Si yarıiletkeni [34].

Sonuç olarak P atomu yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron katkıda bulunduğundan bu tür katkılar elektron verici anlamında donör olarak adlandırılırlar. Elektronlar hol oluşumu olmadan yaratılmaktadır.



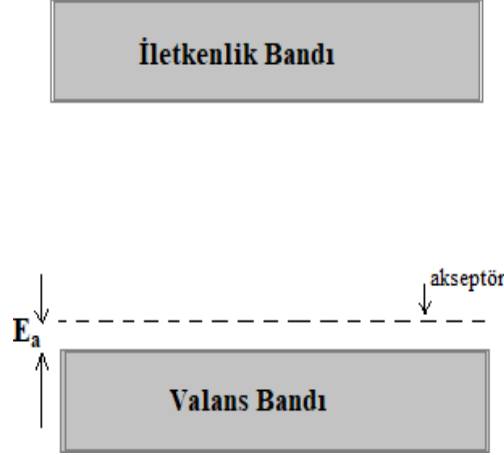
Şekil 2.5: Yarıiletkende donör enerji seviyesi [33].

Donör seviyesi, Şekil 2.5 'te gösterildiği gibi, enerji aralığında iletim bandının altında uzanmaktadır. Seviye iletkenlik bandına çok yakın olduğu için, donörler oda sıcaklığında hemen hemen iyonize olarak, elektronlar iletkenlik bandına uyarılır. (oda sıcaklığında termal enerji $k_B T = 0,025$ eV 'dir).

Donörlerin hemen hemen tamamı iyonize olacağından, elektron konsantrasyonu donör konsantrasyonuna neredeyse eşittir.

Diğer bir katkılandırılma ise Si kristaline III. grup elementlerinden B (Bor) katkılandırılması ile elde edilir. B atomu üç valans elektronuna sahiptir ve Silisyuma katkılanmasıyla elektron bağlarından biri boş kalır, bu durum Şekil 2.4.c 'de görülmektedir. Katkı atomu bağını tamamlamak için elektron kabul ettiğinden alıcı anlamına gelen akseptör olarak adlandırılır. Elektron kabul ettiklerinden negatif yüklüdürler.

Akseptör seviyesi, Şekil 2.6 'da gösterildiği gibi, enerji aralığında ve valans bandının tepesine yakın yer almaktadır. Bir akseptör iyonize olduğunda elektronun uyarılmasıyla valans bandının tepesinde hol oluşur ve bu durumda hol serbest bir taşıyıcıdır [33].



Şekil 2.6: Yarıiletkende akseptör enerji seviyesi [33].

Asal bir yarı iletken de elektron ve hol konsantrasyonları eşit olduğundan çarpımları bir sabite eşittir.

$$np = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e m_h)^{3/2} e^{-E_g / k_B T} \quad (2.15)$$

$$np = n_i^2 \quad (2.16)$$

Böylece elektron konsantrasyonu arttığında hol konsantrasyonu azalır ve terside geçerlidir.

Donör katkılandırmada $n \cong N_d$ olacağından, (2.16) eşitliğine göre hol konsantrasyonu,

$$p = \frac{n_i^2}{N_d} \quad (2.17)$$

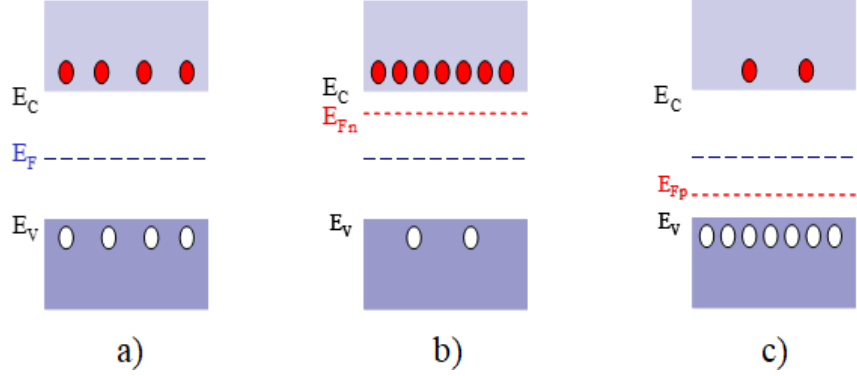
olarak elde edilir. Bu yarıiletken n-tipi yarıiletken olarak adlandırılır. Tüm akseptörlerin iyonize olduğu durum söz konusu ise yani $p \cong N_a$ ise elektron konsantrasyonu benzer şekilde,

$$n = \frac{n_i^2}{N_a} \quad (2.18)$$

olarak elde edilir. Hol konsantrasyonun daha fazla olduğu bu tür yarı iletken de p-tipi yarıiletken olarak adlandırılır. Her ikisi de asal olmayan yarıiletkendir.

Asal olmayan yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi asal olan durumdan farklı olup yeri katkı atomlarının konsantrasyonuna ve cinsine bağlıdır. N-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerjisinin yeri

iletkenlik bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına yakındır. Asal ve asal olmayan yarıiletkenler için Fermi enerji seviyesi Şekil 2.7 'de gösterilmektedir.



Şekil 2.7: Oda sıcaklığında Fermi enerji seviyeleri. a) Asal yarıiletken, b) n-tipi yarıiletken, c) p-tipi yarıiletken [34].

2.2. ELEKTRİKSEL İLETKENLİK VE MOBİLİTE

Yarıiletkenlerde hem elektronlar, hem de holler elektrik akımına katkıda bulunur. Sadece bir tür taşıyıcı içeren bir n-tipi yarıiletken örneğini ele alalım.

Bu örneğe bir elektrik alanı uygulandığında, elektronlar alanın etkisi altında sürüklenir ve net bir elektrik akımı taşır. Elektriksel iletkenlik,

$$\sigma_e = \frac{ne^2\tau_e}{m_e} \quad (2.19)$$

ifadesi ile verilir. Burada, τ_e ; elektronun ortalama ömrü, n ; elektron konsantrasyonu, e ; elektron yükü ve m_e ; elektron kütlesidir.

σ 'nın yarıiletkenlerde küçük olmasının nedeni, elbette elektron konsantrasyonunun n 'nin küçük olmasından ileri gelmektedir. Bu değer genellikle metallerde yaklaşık 10^{28} m^{-3} olmasına rağmen, yarıiletkenlerde 10^{21} m^{-3} tür [33].

Yarıiletkenlerde önemli bir başka fiziksel büyüklük ise mobilitedir. Elektrik alandaki elektron sürüklenme hızı

$$v_e = -\frac{e\tau_e}{m_e} \mathcal{E} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Elektron mobilitesi μ_e , v_e ve ε oranı, yani birim alan başına hız olarak tanımlanır. Bu nedenle,

$$\mu_e = \frac{e c_e}{m_e} \quad (2.21)$$

ile ifade edilir. Artık elektriksel iletkenliği mobilité cinsinden ifade edebiliriz. (2.19) ve (2.21) ifadelerinden,

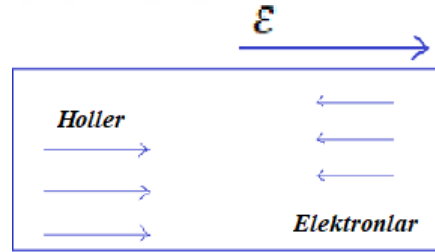
$$\sigma_e = n e \mu_e \quad (2.22)$$

şeklinde verilir.

n-tipi bir yarıiletkende elektronlar için yazdığımız ifadeler p-tipi bir yarıiletkende holler için de yazılabilir. Hollerin iletkenliği şu şekilde verilir,

$$\sigma_h = \frac{p e^2 c_h}{m_h} = p e \mu_h \quad (2.23)$$

Burada, r_h ; hollerin ortalama ömrü, p ; hol konsantrasyonu, e ; hollerin yükü ve m_h ; kütlesidir.



Şekil 2.8: Bir elektrik alanının varlığında elektronların ve hollerin sürüklenmesi.

Elektron ve hollerin mevcut olduğu bir durum ele alalım. Bir elektrik alanının varlığında elektronlar uygulanan alan ters holler ise alan yönünde sürüklenirler (Şekil 2.8). Her iki taşıyıcısında katkıda bulunduğu iletkenlik ifadesi,

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h \quad (2.24)$$

ile verilir. İfade mobilité cinsinden de,

$$\sigma = n e \mu_e + p e \mu_h \quad (2.25)$$

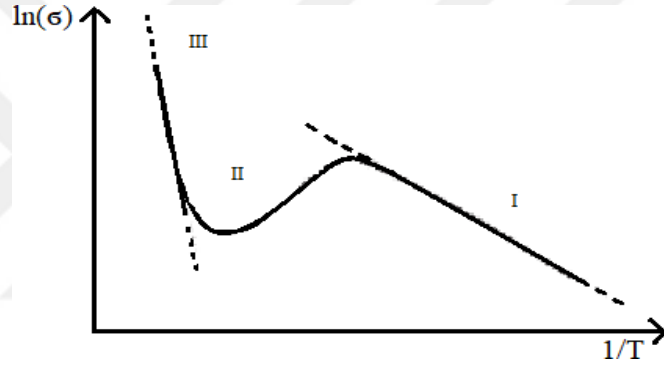
şeklinde yazılır. Yarıiletkenin n veya p tipi olmasına bağlı olarak taşıyıcılardan biri veya diğeri hakim olabilir. Bununla birlikte, asal bir yarıiletkende $n=p$ olduğundan iletkenlik,

$$\sigma = ne(\mu_e + \mu_h) \quad (2.26)$$

bağıntısı ile verilir [33].

2.2.1. İletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı:

Asal bölgede bir yarıiletkenin iletkenliği (2.26) ile ifade edilir. Ancak, bu durumda n konsantrasyonu, (2.14)' dan hatırlanabileceği gibi, sıcaklığa bağlıdır ve sıcaklık ile artmaktadır [33]. Genel olarak iletkenliğin sıcaklıkla değişimi Şekil 2.9 'da gösterilmiştir.



Şekil 2.9: İletkenliğin sıcaklıkla değişimi [35].

Birinci bölgede sıcaklık düşük olduğundan valans bandından iletkenlik bandına elektron geçiş olasılığı çok azdır. Bu durumda donör seviyesinden iletkenlik bandına veya valans bandından akseptör enerji seviyesine elektron geçişi olacaktır. İletkenlikteki artış katkı atomlarından dolayı olacağından bu bölge katkılı bölge olarak bilinir.

İkinci bölgede sıcaklık arttıkça donörler ve akseptörler tamamen iyonize olacaktır. Fonon sayısı arttığından dolayı taşıyıcı mobilitesi azalacak ve iletkenlikte de bir azalma gözlenecektir.

Üçüncü bölgede ise sıcaklık yeterince arttığından valans bandından iletkenlik bandına geçen elektron sayısı artacaktır. Bu bölge yarıiletkenin yapısal özelliğine bağlı olduğundan asal bölge olarak adlandırılır [36].

Asal bölgede iletkenlik

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E_g/2k_B T} \quad (2.27)$$

ifadesi ile verilir. Burada, σ_0 ; taşıyıcıların mobilité ve etkin kütesine bağılı bir sabittir. Böylece iletkenlik, (2.27) deki üstel ifade nedeniyle sıcaklık ile artmaktadır. Bu davranış, Şekil 2.9'daki eğri ile doğrulanır. (2.27) ifadesi yarıiletkenlerde enerji aralığını hesaplama da kullanılmaktadır.

Elektriksel iletkenlik katkılı yarıiletkenlerde ise,

$$\sigma_k = \sigma_{0k} e^{-E_k/k_B T} \quad (2.28)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, E_k ; katkı atomlarının aktivasyon enerjisidir. Herhangi bir yarıiletken için toplam elektriksel iletkenlik,

$$\sigma_t = \sigma_0 e^{-E_g/2k_B T} + \sigma_{0k} e^{-E_k/k_B T} \quad (2.29)$$

ifadesi ile verilir. İfadedeki birinci terim yüksek sıcaklıklarda, ikinci terim ise düşük sıcaklıklarda etkin olmaktadır [33].

2.2.2. Mobilitenin Sıcaklığa Bağlılığı:

Elektronların (veya hollerin) mobilitesi sıcaklığa göre değişir. Bu (2.21) ifadesinden kolaylıkla görülebilir. Şöyle ki elektronun ortalama ömrü veya çarpışma süresi sıcaklığa bağılı olarak değiştiğinden, mobilitesi de sıcaklığa bağılı olarak değişir. Sıcaklık yükseldikçe hem ömür hemde mobilité azalır. Ortalama serbest yol ve rastgele hıza bağılı ortalama ömür ifadesi,

$$r_e = \frac{l_e}{v_r} \quad (2.30)$$

ile verilir. Ortalama serbest yol tüm elektronlar için aynı iken hızlı hareket eden elektronlar yavaş hareket edenlerden daha kısa ömre sahiptir. Saçılma mekanizmaları; fononlar, yüklü kusurlar, yüksüz kusurlar, dislokasyonlar olmak üzere her bir saçılma mekanizması mobilitenin onun kendi sıcaklığına bağılılığı ile karakterize edilir. Yarıiletkenlerde mobilité,

$$\mu^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_I^{-1} \quad (2.31)$$

ifadesi ile verilmektedir. İlk terim fononlarla saçılma ikinci terim ise kusurlarla saçılmadan ileri gelmektedir. Ortalama serbest yol T^{-1} ile rastgele hız ise $T^{1/2}$ ile orantılı olduğundan mobilite,

$$\mu_L \propto r \propto T^{-3/2} \quad (2.32)$$

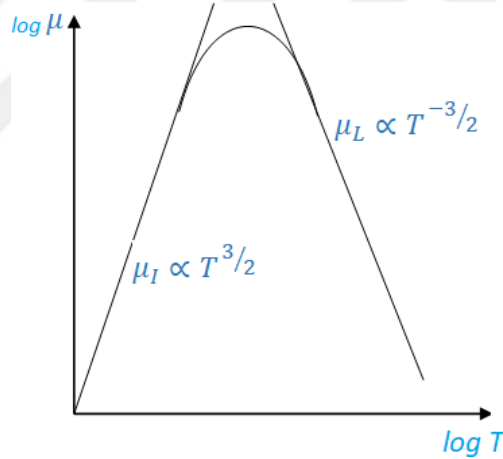
şeklinde yazılabilir. Yüklü kusurlar tarafından saçılma mekanizmasında ortalama ömür,

$$\tau^{-1} = N_I S_I v \quad (2.33)$$

ifadesi ile verilir. Burada, N_I ; kusur konsantrasyonu, S_I ; saçılma tesir kesitidir. S_I ; saçılma tesir kesiti T^{-2} ile rastgele hız ise $T^{1/2}$ ile orantılı olduğundan mobilite,

$$\mu_I \propto r \propto T^{3/2} \quad (2.34)$$

şeklinde yazılabilir [33, 37]. Mobilitenin sıcaklıkla değişimi Şekil 2.10 'da verilmiştir.



Şekil 2.10: Mobilitenin sıcaklıkla değişimi [33].

Şekilden de görüleceği gibi yüksek sıcaklıklarda fononlarla saçılmanın düşük sıcaklıklarda ise kusurlarla saçılmanın daha etkindir [33].

2.3. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR

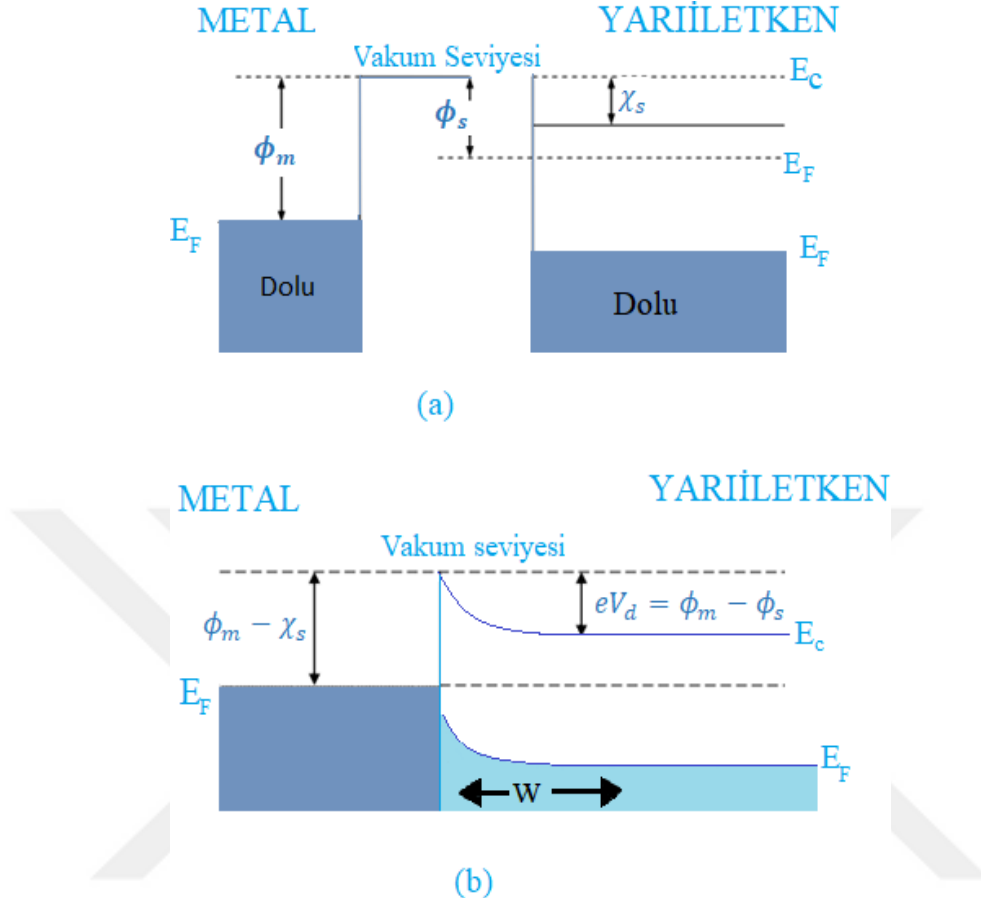
Metal-yarıiletken-metal yapıların oluşturulması ile yarıiletken materyellerin akım-voltaj karakteristikleri incelenir ve bunun sonucunda yarıiletkenin iletim özelliği belirlenebilir.

Belirlenen iletim özelliğine bağlı olarak yarıiletkenin serbest taşıyıcı yoğunluğu, taşıyıcı mobilitesi, iletkenliği, tuzak enerji seviyesi ve tuzak yoğunluğu hakkında bilgi sahibi olunur.

Bu yapılarda altın, gümüş, bakır ve indiyum gibi farklı iş fonksiyonlarına sahip metaller kullanılarak yarıiletken üzerinde elektrotlar hazırlanır. Kontak-yarıiletken arayüzeyinin karakteri ile bağlantılı olarak oluşturulan kontakların davranışı Schottky (doğrultucu) kontak ve Omik kontak olmak üzere iki şekilde gerçekleşmektedir. Oluşturulan kontaklarda elektronların hareketi kontak durumlarını da belirler. Taşıyıcı hareketinin bir yönde diğerine göre çok daha büyük olduğu Schottky kontak, taşıyıcıların bir maddeden diğer maddeye kolayca geçebildiği Omik kontak. Yani, bir yöndeki elektron hareketi potansiyel engelin artması sonucunda oldukça zorlaşıyor “doğrultucu kontak” durumu, her iki yönde de elektronlar serbest hareket edebiliyor ise “omik kontak” durumu meydana gelmektedir [38].

2.3.1. Schottky veya Doğrultucu Kontak

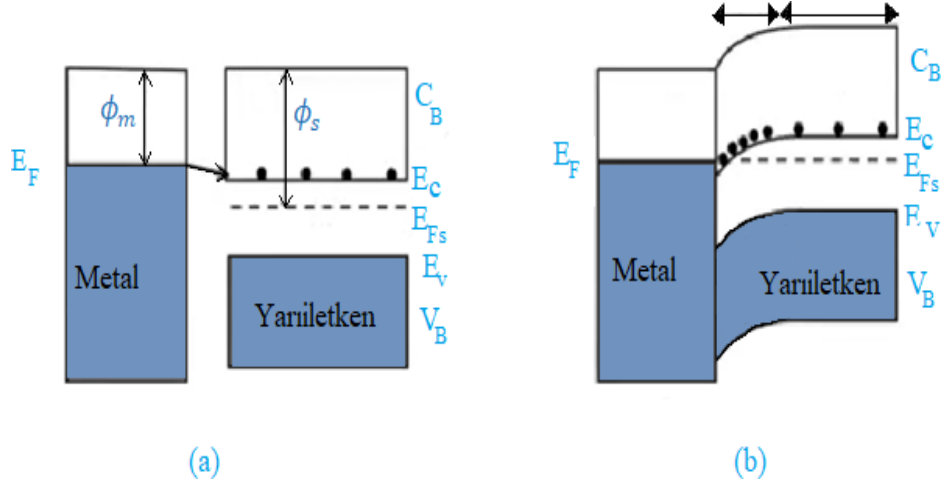
Metalin iş fonksiyonu n-tip yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük ($\phi_m > \phi_s$) olduğunda oluşan kontak Schottky kontak olarak adlandırılır. Kontak oluşturmada önce metal ile yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri arasında ($\phi_m - \phi_s$) kadar fark vardır. Metal ve yarıiletken bir araya getirildiğinde yarıiletkenden metale Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar (termal denge) elektron geçişi olur. Dengede eşit sayıda elektron zıt yönde ara yüzeyin karşısına geçer. Net bir yük geçişi olmadığından elektron akımı sıfırdır. Bu durumda uzay yük bölgesi veya tüketim bölgesi olarak adlandırılan serbest yüklerden arınmış pozitif ve negatif uzay yüklerinin var olduğu bir kısım yani bir elektrik alan (built-in-field) oluşur [39]. Schottky kontağa ait enerji bant diyagramı Şekil 2.11 'de gösterilmiştir.



Şekil 2.11: a) Schottky Kontaktan önceki enerji bant diyagramı, b) Kontaktan sonraki enerji bant diyagramı [39].

2.3.2. Omik Kontak

Metal n-tipi yarıiletken kontak oluşumu için ($\phi_m < \phi_s$) ve metal p-tipi yarıiletken kontak oluşumu için ise ($\phi_m > \phi_s$) şartı sağlanırsa omik kontak oluşur [40, 41]. Kontak oluşturmadan önce metal ile yarıiletkenin Fermi enerjileri arasında ($\phi_s - \phi_m$) kadar fark vardır. Omik kontak, uygulanan gerilim polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir kontak türüdür. Yani omik kontak serbest taşıyıcı geçişine engel olmayacaktır. Akım-gerilim karakteristikleri Ohm kanununa uygun bir davranış sergiler. Kontaktan önceki ve sonraki enerji-bant diyagramı Şekil 2.14 'de görülmektedir [38].



Şekil 2.12: Metal-n-tipi yarıiletken omik kontak için a) Kontakdan önceki durum, b) Kontakdan sonraki durum [38].

Kontak sırasında elektronlar metalden yarıiletkene geçerken arkada pozitif yüzey yükleri bırakırlar. Metalden yarıiletkene geçişte yarıiletken tarafında elektron yoğunluğunun arttığı bir yığılma bölgesi oluşur. Bu durum Fermi seviyeleri eşit hale gelene kadar devam etmektedir. Denge haline ulaşıldığı zaman yarıiletken tarafında yer alan Fermi enerji düzeyi ($\phi_s - \phi_m$) kadar üste bükülmektedir (Şekil 2.12 (b)). Burada, metal üzerinde pozitif, yarıiletken üzerinde negatif yüzey yükleri oluşmaktadır. Omik kontakta, metalden yarıiletkene geçen serbest yüklerin biriktiği bükülme bölgesine biriktirme (akümülayon) bölgesi denir [38].

Bu tür kontaklar ileri ve geri beslem durumunda elektronların her iki yönde de kolaylıkla hareket etmesine imkan vermektedir.

2.4. METAL-YARIİLETKEN-METAL YAPILARDA DC İLETKENLİK MEKANİZMALARI

Metal-yarıiletken-metal yapılarda elektrot sınırlı ve bulk sınırlı iletim mekanizması olmak üzere iki tip iletim mekanizması vardır. Elektrot sınırlı iletim mekanizmasında en önemli parametre ara yüzeydeki engel yüksekliği ve ayrıca taşıyıcıların efektif kütlesidir. Bu mekanizmaya, 1. Schottky veya termiyonik emisyonu, 2. Fowler-Nordheim tünelleme, 3. Doğrudan tünelleme, 4. Termiyonik-alan emisyonu dahildir.

Bulk sınırlı iletim mekanizmasında ise en önemli parametre malzemedeki tuzak enerji seviyeleridir. Burada ise, 1. Poole-Frenkel emisyonu, 2. Hoplama iletkenlik mekanizması, 3. Omik iletkenlik, 4. Uzay yükü sınırlayan akımlar (SCLC) iletkenlik mekanizması, 5. İyonik iletkenlik mekanizmaları yer almaktadır [42]. Verilen bir yarıiletken için hangi mekanizmanın daha üstün olduğu sıcaklık ve uygulanan voltaj aralığına bağlıdır. Bu tezde iletim mekanizmalarından Schottky, Poole-frenkel, Tünelleme, Hoplama ve Uzay yükü sınırlayan akımlar (SCLC) iletim mekanizmaları daha ayrıntılı yer alacaktır [34].

2.4.1. Elektrot sınırlı iletim mekanizmaları

2.4.1.1. Termiyonik Emisyon

Termiyonik emisyon, özellikle nispeten yüksek sıcaklıklarda, en sık gözlenen iletim mekanizmalarından biridir. Bu modele göre akım akışı yalnızca engel yüksekliğine bağlıdır. Yeterince yüksek sıcaklıklarda, metalde Fermi enerjisine yakın enerjiye sahip elektronların bazılarının potansiyel engelini aşmaları mümkün olur.

x yönündeki q yüklü elektronlar için akım yoğunluğu;

$$J_x = \int qn(E)v_x(E)dE \quad (2.35)$$

ile verilir. Burada, q; elektron yükü, n(E); birim enerji ve birim hacim başına elektron yoğunluğu, $v_x(E)$; x yönündeki elektronların hızıdır. Elektron yoğunluğu

$$n(E) = g(E)f(E) \quad (2.36)$$

olup T sıcaklığındaki metalde enerjileri E ile E+dE arasında birim hacim başına elektron sayısını göstermektedir. $g(E)$; durum yoğunluğu, E ile E+dE; enerji aralığında birim hacim başına enerji durum sayısı, $f(E)$; Fermi dağılım fonksiyonu, elektronun E enerji seviyesini işgal etme olasılığıdır.

$\frac{4\pi}{3}k^3$ hacimli küre içindeki toplam orbital sayısı: $N = 2 \frac{\frac{4\pi}{3}k^3}{(\frac{2\pi}{L})^3}$ olmak üzere durum yoğunluğu:

$$g(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{8\sqrt{2\pi}}{h^3} m^{3/2} \sqrt{E} \quad (2.37)$$

ile verilir.

Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ise,

$$f(E) = [1 + \exp(\frac{E-E_F}{kT})]^{-1} \quad (2.38)$$

bağıntısına sahiptir. Burada, h; Planck sabiti, k; Boltzman sabitidir. $E \gg E_F$ durumunda elektronlar metalden kaçabilir. Bu durumda Boltzman dağılımı,

$$f(E) = \exp(-\frac{E-E_F}{kT}) \quad (2.39)$$

olmak üzere elektron yoğunluğu için

$$n(E)dE = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{3/2} \sqrt{E} \exp(-\frac{E-E_F}{kT}) dE \quad (2.40)$$

elde edilir. Elektronlardan sadece hızları metal yüzeye dik olanlar termiyonik emisyon için önemli olduğundan enerjiyi elektron hızı cinsinden yazarsak,

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \Rightarrow \sqrt{E} dE = \frac{1}{\sqrt{2}} m^{3/2} v^2 dv \quad (2.41)$$

ifadesini kullanarak,

$$n(v)dv = \frac{8\pi}{h^3} m^3 \exp(-\frac{E-E_F}{kT}) v^2 dv \quad (2.42)$$

şeklinde yazılır.

Bu ifade hacim biriminde hızları v , $v+dv$ arasında bulunan elektron sayısını verir. x eksenine dik olan birim yüzeyden birim zamanda geçen elektron sayısını dikkate alalım. Bu elektronların y ve z eksenleri doğrultusundaki hızları $-\infty$ ile $+\infty$ arasında her değerde olabilir. Fakat bunlar x yönünde metal yüzeyinden çıkan elektron sayısını etkilemez.

Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J_x = q \frac{2}{h^3} m^3 \exp(\frac{E_F}{kT}) \int v_x(E) \exp(-\frac{E}{kT}) 4\pi v^2 dv \quad (2.43)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade hız uzayında kalınlığı dv olan bir küre kabuğu içinde bulunan bütün elektronları kapsamakta olup hız yönleri göz önüne alınmıştır. İfade dv_x , dv_y , dv_z hacim

elemanındaki elektron sayısını verecek şekilde değiştirilmelidir. v hızında dv kalınlıklı küre kabuğunun hacmi $= 4\pi v^2 dv$ 'dir. İfade hacime bölünüp, $dv_x dv_y dv_z$ ile çarpılır.

Metalin x eksenine dik kenarını birim zamanda geçen elektronların minimum bir değerin üzerinde hızları olmalıdır. Bu hız,

$$E = \frac{1}{2} m v_{x,min}^2 = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (2.44)$$

ifadesinden yararlanarak x doğrultusundaki akım yoğunluğu,

$$J_x = \frac{2qm^3}{h^3} \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \int_{v_{x,min}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) dv_x \quad (2.45)$$

şeklinde yazılır. Bağlıdaki integral hesaplanarak x yönünde metalden ayrılan elektronlar için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_x = \frac{4\pi qmk^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right) \quad (2.46)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadede,

$$A = \frac{4\pi qmk^2}{h^3} = 1.2 \times 10^6 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2 \quad (2.47)$$

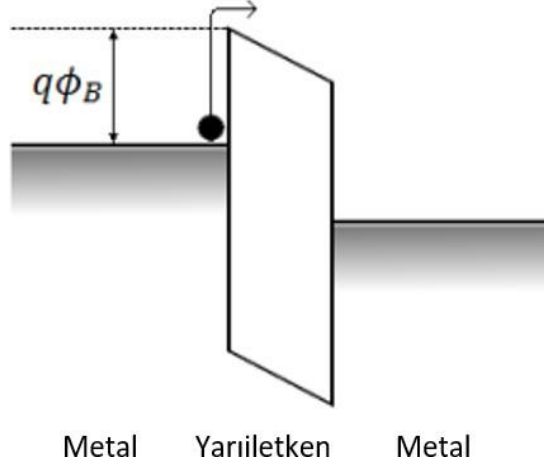
olmak üzere sonuç olarak Richardson-Dushman akım yoğunluğu,

$$J_x = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.48)$$

bağıntısı elde edilir. Burada, A ; Richardson sabiti olarak bilinir.

2.4.1.2. Schottky Etkisi

Elektrottan yarıiletken elektron akışı, ara yüzeydeki potansiyel engeli tarafından engellenir. Bu potansiyel engel yüksekliği, uygulanan bir elektrik alan ve elektrottaki yüklerden kaynaklanan görüntü kuvveti ile azaltılabilir, bu da yüzeyden elektron emisyonunu artırır. Uygulanan alan elektronların malzemenin yüzeyinden çıkması için gereken en küçük enerjinin (iş fonksiyonu) azaltılmasına ve böylece termiyonik akımın artmasına neden olur.



Şekil 2.13: Metal-Yarıiletken-Metal yapılarında Schottky emisyonunun şematik enerji bant diyagramı [43].

Metal içinde bulunan bir elektrona etki eden diğer elektronlar ve iyonların eV_0 bir potansiyel (bağlantı) enerjisi ile bağlandıklarını kabul edebiliriz. Bu elektronu metalden dışarı çıkarmak ve uzaklaştırmak için bir iş yapmak gerekir. Metalin yüzeyine dik doğrultuda elektronu x kadar uzağa götürürsek pozitif kalan metal bu elektronu

$$F_{image} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (2.49)$$

kuvveti ile çeker. Potansiyel ise,

$$V_{image} = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.50)$$

ifadesine eşittir. Engel yüksekliği görüntü yüklerinin etkisi ile azalır ve eğer elektrik alan da uygulanırsa bu durumda toplam engel yüksekliği,

$$V_0 = \phi_B - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eE_x x \quad (2.51)$$

ile verilir. Burada,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E_x}} \quad (2.52)$$

olmak üzere potansiyel,

$$V_{max} = \phi_B - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE_x}{\pi\epsilon_0}} \quad (2.53)$$

olarak bulunur. Bu durumda Schottky emisyonu için akım yoğunluğu ifadesi ise,

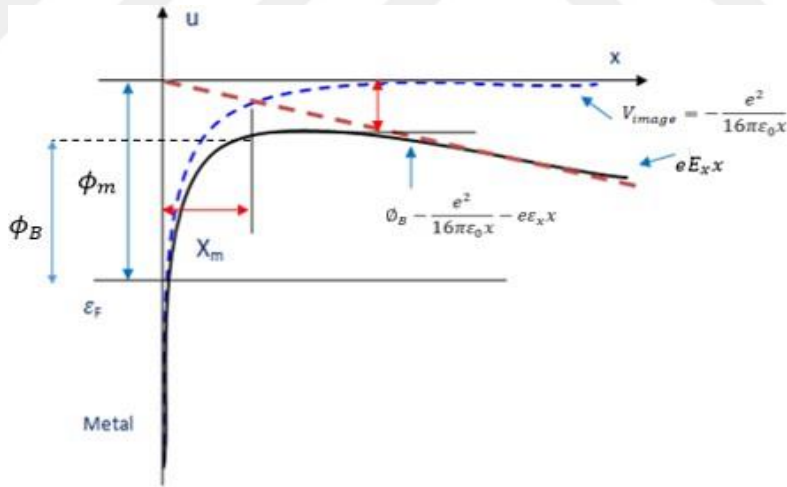
$$J = AT^2 \exp \left[\frac{-e(\phi_B - \sqrt{eE_x/4\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{k_B T} \right] \quad (2.54)$$

şeklinde elde edilir. Burada, A ; Richardson sabiti, T ; mutlak sıcaklık, ϕ_B ; Schottky engel yüksekliği, E ; Elektrik alan, k_B ; Boltzman sabiti, ϵ_0 ; boşluktaki geçirgenlik, ve ϵ_r ; dinamik dielektrik sabitidir [34, 42].

(2.54) ifadesinde alan azalma katsayısı,

$$\beta_{SC} = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (2.55)$$

ile verilir. Şekil 2. 14 de Schottky etkisi gösterilmektedir.



Şekil 2.14: Schottky etkisi [39].

2.4.1.3. Doğrudan tünelleme ve Fowler-Nordheim tünelleme

Klasik fiziğe göre gelen elektronun enerjisi potansiyel engelinden daha az ise elektron yansıtacaktır. Fakat kuantum mekaniğine göre eğer engel yeterince ($<100\text{\AA}$) ince ise electron dalga fonksiyonu potansiyel engelinden geçecektir. Düşük sıcaklıklarda Fowler-Nordheim ve Direkt tünelleme olmak üzere iki tür tünelleme söz konusudur [34, 42]. Tünel emisyonu metal Fermi enerjisinden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektronların tünellemesine neden olur.

Tünelleme akımı çok katkılı veya düşük sıcaklıklarda daha önemlidir. Uygulanan elektrik alana kuvvetli olarak bağlı fakat sıcaklıktan bağımsızdır. Yarıiletkeninden metale tünelleme akımı, $J_{s \rightarrow m}$ kuvantum geçiş katsayısının (tünelleme olasılığı), yarıiletkende işgal etme olasılığı, metalde işgal edilmeme olasılığının çarpımı ile orantılıdır. Tünelleme akımı,

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^{**} T^2}{kT} \int_{E_{Fn}}^{q\phi_{Bn}} F_s T(E) (1 - F_m) dE \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, F_s ; yarıiletken için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, $T(E)$; tünelleme olasılığı (engel genişliğine bağlı), $(1 - F_m)$; metal için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. Sonuç olarak bu mekanizmaya ait akım yoğunluğu

$$J_{DT} \approx \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2q}}{3h}\right] (m^* \phi_B)^2 \kappa \cdot t \quad (2.57)$$

olarak elde edilir [42, 43]. m^* ; elektronun efektif kütlesi, h ; Planck sabiti, Φ_B ; bariyer yüksekliği, κ ; yarıiletkenin bağlı dielektrik sabiti ve t ; kalınlıktır.

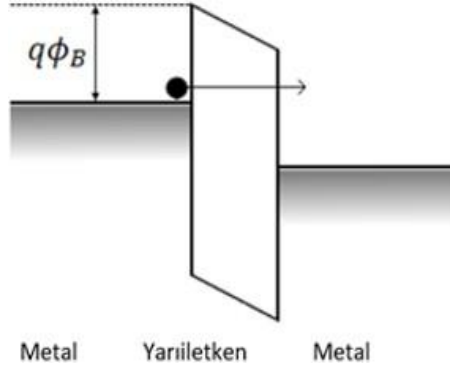
Fowler-Nordheim tünelleme mekanizmasında yüksek elektrik alanının varlığında elektron dalga fonksiyonu potansiyel engelinin üçgen kısmından geçebilir. Bu mekanizma için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = \frac{q^3 E^2}{8\pi h q \phi_B} \exp\left[\frac{-8\pi(2qm_T^*)^{1/2}}{3hE} \phi_B^{3/2}\right] \quad (2.58)$$

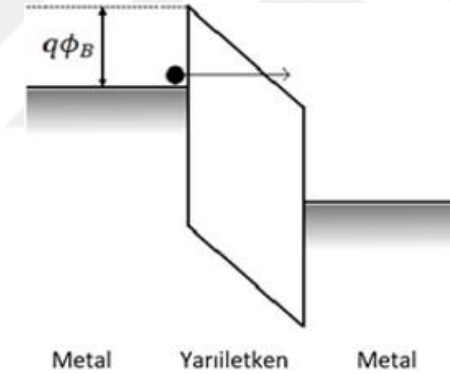
ile verilmektedir. Burada, m_T^* ; malzemede elektron tünelleme etkin kütlesi, h ; Planck sabiti ve ϕ_B ; engel yüksekliğidir. Yeterince büyük kalınlık için tünelleme etkin kütlesi elektron etkin kütlesine eşit varsayılabilir [43]. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J_{FN} = \frac{q^2}{8\pi h \phi} E^2 \exp\left(\frac{-8\pi\sqrt{2qm^*}}{3hE} \phi^{3/2}\right) \quad (2.59)$$

bağıntısı ile verilir [42, 43]. Şekil 2.15 ve 2.16'da sırasıyla F-N ve D-T için enerji bant diyagramını göstermektedir.



Şekil 2.15: Doğrudan (D-T) tünelleme için enerji bant diyagramı [43].



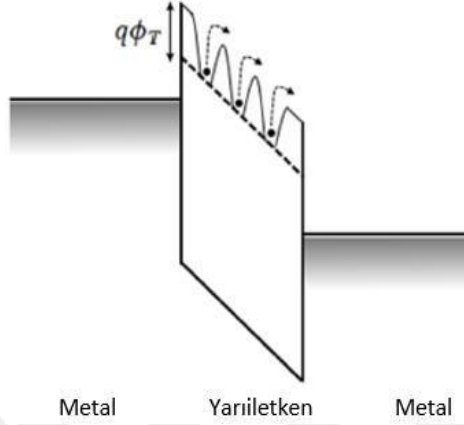
Şekil 2.16: Fowler-Nordheim (F-N) tünelleme için enerji bant diyagramı [43].

2.4.2. Bulk sınırlı iletkenlik mekanizmaları

2.4.2.1. Poole-Frenkel emisyonu

Poole-Frenkel (PF) emisyonu Schottky emisyonuna çok benzer olup elektronun tuzaklardan yariletkenin iletkenlik bandına termal eksitasyonudur. Tuzaklanmış bir elektronu düşündüğümüzde uygulanan elektrik alan elektronların Coulomb potansiyel bariyerini azaltır. Bu azalma elektronun tuzaktan yariletken veya yalıtkanın iletkenlik bandına termal olarak eksitasyon olasılığını artırır. PF emisyonu elektrik alan etkisinde gerçekleşen bir termal aktivasyon olduğundan çoğu zaman yüksek elektrik alan ve yüksek sıcaklıkta gözlenir. Engel yüksekliği tuzak potansiyel kuyusunun derinliğidir [42, 43]. Şekil 2.17 'de Poole-Frenkel

emisyonunun enerji bant diyagramı gösterilmiştir. Tuzaklanma merkezlerinin varlığında akım yoğunluğu ve elektrik alan arasındaki ilişki etkilenecektir.



Şekil 2.17: Metal-Yarıiletken-Metal yapılarında Poole- Frenkel emisyonunun şematik enerji bant diyagramı [43].

Poole-Frenkel emisyonuna ait akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{PF} = q\mu N_c \exp \left[-\frac{e(\phi_T - \sqrt{eE/\pi\epsilon_0\epsilon_r})}{kT} \right] \quad (2.60)$$

şeklinde verilir. Burada, μ ; elektron mobilitesi, N_c ; iletim bandındaki durumların yoğunluğudur, ϕ_T ; tuzak enerji seviyesidir ve diğer gösterimler daha önce tanımlananlarla aynıdır. Bu iletim mekanizmasında alan azaltma katsayısı,

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (2.61)$$

ifadesine eşittir. Hareketsiz pozitif yükten dolayı Schottky ve Poole-Frenkel alan azaltma katsayısı arasında,

$$\beta_{PF} = 2\beta_{SC} \quad (2.62)$$

şeklinde bir ilişki vardır.

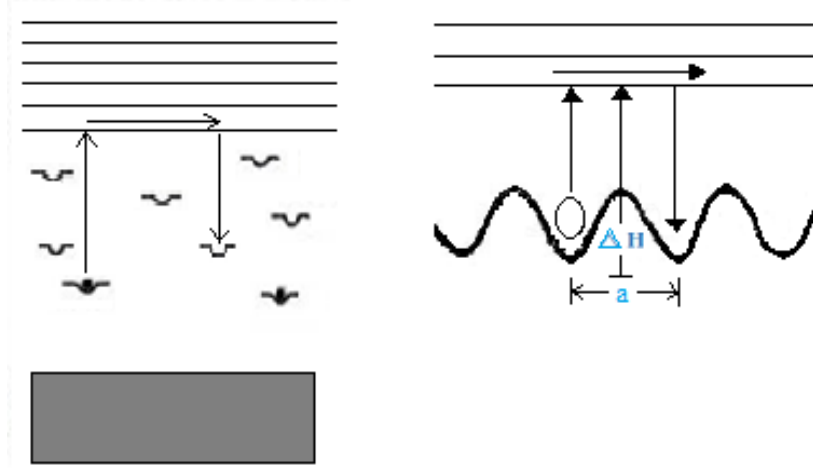
Poole-Frenkel etkisi yalnızca doldurulduğunda nötr ve boş olduğunda pozitif yüklenmiş tuzaklar için geçerlidir.

Poole-Frenkel ve Schottky emisyonlarında iletkenliğin uygulanan alanın kuvvetine olan fonksiyonel bağıllık aynıdır. $\ln \sigma - V^{1/2}$ değişiminin eğiminden β değeri bulunur. Bu değer teorik olarak hesaplanan β_{SC} ve β_{PF} değerleri ile karşılaştırılır hangi değere yakınsa mekanizma hakkında karar verilir [34].

2.4.2.2. Hopping iletkenlik mekanizması

Yapısal bozukluklar ve safsızlıklar enerji bant aralığında serbest taşıyıcılar için tuzak olarak etkin olan lokalize enerji seviyeleri yaratır. Elektronların geniş bant aralığını geçmesi zor olsa da iletkenlik bandının altındaki lokalize durumlar arasındaki potansiyel engelini aşma veya tünelleme olasılığı vardır. Uyarılmış elektronların enerjisi, potansiyel engelinin şekli ve tuzaklar arası mesafe, tuzak durumları arasındaki geçiş türünü belirleyebilir.

Termal destekli hoplama: Taşıyıcı termal eksitasyonla tuzak potansiyel engelini aşarak iletkenlik bandına geçebilir ve çok kısa bir zaman sonra tekrar tuzaklanabilir. Taşıyıcının tekrar yakalanmadan önce iletkenlik bandında harcadığı zaman $\sim 10^{-14}$ sn'dir. Termal enerjideki artma taşıyıcının kaçma yeteneğini artırır. Böylece taşıyıcı bir tuzaktan diğer bir tuzığa direkt tünelleme ile hareket edebilir [42]. Taşıyıcı hoplaması fonon absorpsiyonu ile iletkenlik bandında daha yüksek enerjili bir duruma veya daha yüksek enerjili başka bir lokalize duruma da gerçekleşebilirken, fonon emisyonu ile enerjisi daha düşük olan derin bir duruma da gerçekleşebilir. Oda sıcaklığında termal destekli hoplama üstün yük transfer mekanizmasıdır.



Şekil 2.18: Enerji band aralığındaki lokalize seviyeden iletkenlik bandına hoplama [34].

$E=0$, olduğunda elektron rastgele termal titreşimler yolu ile enerji kazanarak lokalize bir durumdan iletkenlik bandına kaçabilir. Kaçma olasılığı,

$$\Gamma = v \exp\left(-\frac{oH}{k_B T}\right) \quad (2.63)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, v ; frekans faktörü, $o H$; iletkenlik bandı sınırından ortalama tuzak derinliğidir.

Tuzaktan kurtulmak için gereken enerji alan yönünde $= -q_e E_a$ olup, elektronun kaçma olasılığı,

$$\Gamma = v \exp\left(\frac{q_e \mathcal{E}}{k_B T} - \frac{\Delta H}{k_B T}\right) \quad (2.64)$$

ifadesi ile verilmektedir.

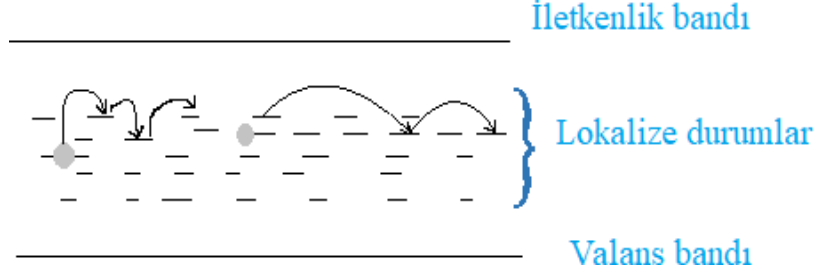
Bu mekanizmaya ait akım yoğunluğu ise,

$$J = n_e q_e v_{TAH} \exp\left[\frac{q_e a E}{k_B T} - \frac{\Delta H}{k_B T}\right] \quad (2.65)$$

bağıntısı ile verilir [42]. Burada, n_e ; iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu, q_e ; elektron yükü, a ; tuzak konumları arasındaki uzaysal ayrılma (hoplama mesafesi), v_{TAH} ; tuzaktaki elektronların termal titreşim frekansıdır.

Değişebilir aralıklı hoplama; Lokalize seviyeler arasındaki hoplama hem seviyeler arasındaki mesafeye hem de seviyeler arasındaki enerji farkına bağlıdır. Bu nedenle taşıyıcı için enerjik

olarak uygun olduğu zaman daha yakın komşu seviye yerine daha uzak bir seviyeye hoplama durumları olabilir. Bu durum Şekil 2.19 'da gösterilmiştir.



Şekil 2.19: Tuzaklar arasındaki fonon absorpsiyonu veya emisyonu [34].

Düşük alanlarda σ alandan bağımsız ve σ a $\exp(1/T)$ ifadesi ile değişirken sıcaklık azaldıkça, σ a $\exp(T^{-1/4})$ ifadesine bağlı olarak değişir. Sıcaklığın azalmasıyla geçerli olan değişken aralıklı hoplama (tünelleme) akım iletim mekanizmasında iletkenlik,

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (2.66)$$

bağıntısı ile verilir [43]. Burada,

$$T_0 = \frac{16\alpha^3}{k_B N(E_F)} \quad (2.67)$$

ifadesi ile tanımlanır. Burada, $N(E_F)$; Fermi seviyesindeki durum yoğunluğu, α ; lokalize durum dalga fonksiyonlarının Bohr yarıçapı, k_B ; Boltzman sabitidir [42].

2.4.2.3. Omik iletkenlik mekanizması

Omik iletim, iletim bandındaki hareketli elektronların ve valans bandındaki hollerin hareketinden kaynaklanır. Bu iletim mekanizmasında akım yoğunluğu ile elektrik alanı arasında doğrusal bir ilişki vardır [42].

Yarıiletkenlerde elektronlar valans bandından veya safsızlık seviyesinden iletim bandına termal olarak uyarılabilir. Omik iletimin akım yoğunluğu iletkenlik bandındaki elektron sayısı,

$$n = N_c \exp \left[- (E_c - E_F) / kT \right] \quad (2.68)$$

olmak üzere

$$J = \sigma E = q\mu EN_c \exp[-(E_c - E_F)/kT] \quad (2.69)$$

şekilde ifade edilebilir [43]. Burada, σ ; elektriksel iletkenlik, μ ; elektron mobilitesi ve N_c ; iletim bant durumlarının efektif yoğunluğudur. Bu akım genellikle akım-voltaj (I - V) karakteristiklerinde çok düşük voltajda gözlemlenebilir[42]. Akım yoğunluğu ve elektrik alan arasında eğimin bir olduğu doğrusal ilişki omik iletkenlik ile uyum içindedir.

2.4.2.4. Uzay yükü sınırlayan akımlar (SCLC) iletkenlik mekanizması

Bu iletim mekanizması denge yük konsantrasyonunun sızan yük konsantrasyonu ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir olduğunda oluşur. Katı bir malzamede, uzay yükü sınırlı akım, omik kontakta elektronların injeksiyonundan kaynaklanır.

Taşıyıcıların elektron olması halinde akım yoğunluğu,

$$J = J_d + J_s = -eD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_n nE \quad (2.70)$$

ifadesi ile verilir. Burada, D_n ; elektron için difüzyon katsayısı, μ_n ; elektron mobilitesi, n ; elektron konsantrasyonu, E ; elektrik alanıdır.

Omik kontakta yapıya giren yük ile elektrik alan arasındaki bağıntı, Poisson denklemi,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} = -\frac{ne}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.71)$$

ile verilir.

Yapı boyunca taşıyıcı yoğunluğunun değişmediğini kabul edersek, akım yoğunluğu,

$$J = e\mu_n nE \quad (2.72)$$

olur ve Poisson denkleminden elektrik alan ve potansiyel farkı bulunarak akım yoğunluğu ifadesi olarak,

$$J = \frac{9}{8} \epsilon\epsilon_0 \mu_n \frac{V^2}{L^3} \quad (2.73)$$

elde edilir [37]. Burada, V ; uygulanan voltaj, L ; kontaklar arası mesafe, ϵ ; statik dielektrik sabitidir. Bu ifade tek taşıyıcı durumu için Mott-Gurney kare kanunu olarak bilinir. Materyalde tuzakların olmadığı veya tamamen dolu olduğu durumu tanımlar.

Uygulanan alan düşük olduğunda, termal olarak yaratılan yük yoğunluğu uzay yük taşıyıcılarından daha büyük olacağından omik iletkenlik geçerli olacaktır.

Omik iletkenlikten uzay yükü sınırlayan akım iletkenliğe geçiş voltaj değeri,

$$J_{\Omega} = J_{SCLC} \quad (2.74)$$

ifadesinden kare kanununa geçiş voltajı,

$$V_{tr} = \frac{8}{9} \frac{e n d^2}{\epsilon \epsilon_0} \quad (2.75)$$

olarak elde edilir.

Elektrik alanın uygulanmasıyla yükler termiyonik emisyon veya alan emisyonu ile elektrottan yarıiletken içine sızabilir ve tuzaklarda yakalanabilirler.

Kristalde kusurlar sebebiyle boş enerji seviyeleri ortaya çıkar. Bu seviyeler iletkenlik bandının altında olduğundan akım taşıyıcıları için tuzak olarak davranır. Fermi seviyesinin üstünde olan boş tuzaklar tarafından taşıyıcıların yakalanması akımı azaltırken Fermi seviyesinin altında olan tuzak seviyeleri dolu olacağından iletme katkıda bulunmazlar. Termik denge halinde tuzak seviyeleri E_{F0} seviyesine kadar doludur. Uygulanan voltaj artarken belli bir değerden sonra tuzaklar dolar. Tuzaklar dolmaya başlayınca akım SCLC olur ve V^2 kanununa uyar. Voltaj arttırılmaya devam ettirilirse akımın ani olarak arttığı görülür. Bu tuzakların tamamen dolduğunu işaret eder. Metal-yarıiletken sınırındaki potansiyel engeli düşük ise sızan elektronların hepsi iletkenlik bandında akar. N-tip yarıiletkende iletkenlik bandının dibinden ve valans bandının tepesinden uzakta normalde boş olan lokalize enerji seviyeleri elektron yakalama olasılığı büyük olduğundan elektron tuzağı olarak davranır [42]. İşgal edilmemiş herhangi bir enerji seviyesi elektron tuzağı olarak davranabilir. Fakat valans bant tepesine yakın olan ve genellikle dolu olan akseptör seviyeleri elektron tuzağı değildir.

p-tip yarıiletkende iletkenlik bandının dibinden ve valans bandının tepesinden uzakta normalde dolu olan lokalize enerji seviyeleri hol yakalama olasılığı büyük olduğundan hol tuzağı

davranır. İşgal edilmemiş herhangi bir enerji seviyesi hol tuzağı olarak davranabilir. Fakat iletkenlik bant dibine yakın olan ve genellikle boş olan donör seviyeleri hol tuzağı değildir.

Fermi seviyesi üzerinde ve boş olan tuzaklara sığ tuzaklar denir. Taşıyıcılar buralarda tuzaklandıklarından akımın azalmasına neden olurlar.

Sığ tuzakların varlığında tuzak faktörü,

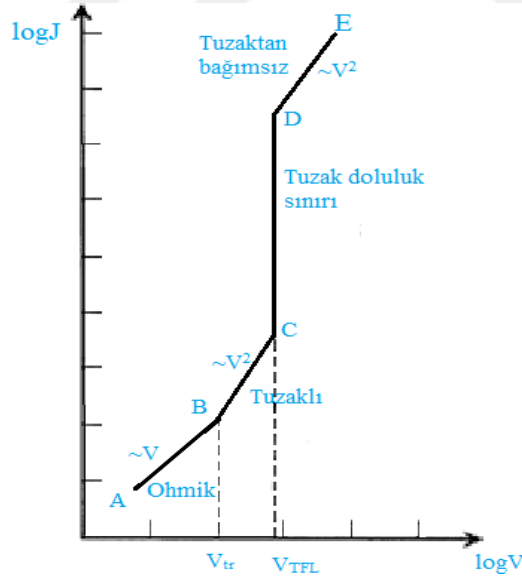
$$\theta_0 = \frac{n}{n+n_t} \quad (2.76)$$

ile verilir. Burada, n ; serbest taşıyıcı konsantrasyonu n_t ; tuzaklanmış taşıyıcı konsantrasyonu olmak üzere $n+n_t$ toplam taşıyıcı konsantrasyonudur [42]. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu_n \theta_0 \frac{V^2}{L^3} \quad (2.77)$$

bağıntısı ile verilir.

Uzay yük sınırlı akım için tipik bir J - V karakteristiği Şekil 2.20 'de gösterilmektedir.



Şekil 2.20: Sığ tuzakların varlığında SCLC için J - V karakteristiği [42].

Eğrinin AB kısmında örnek içine sızan serbest taşıyıcı yoğunluğu ihmal edilebilir düzeyde olup akım ohm kanununa uyar. BC de sızan serbest taşıyıcı yoğunluğu hacimde oluşturulan taşıyıcı yoğunluğundan fazladır. Tuzaklar etkili olup serbest taşıyıcılar boş tuzaklar tarafından

yakalanır. CD de ise SCLC akımındaki artışla beraber tuzaklar dolmaya başlar. Uygulanan voltajın belli bir değerinde tüm tuzaklar doludur. DE kısmında ise Fermi seviyesi tuzak enerji seviyesine yaklaşır ve tuzaktan bağımsız kare kanunu geçerli olur. Tuzakların tamamen dolu olduğu durumda yani $N_t \gg n$ iken Poisson denkleminde,

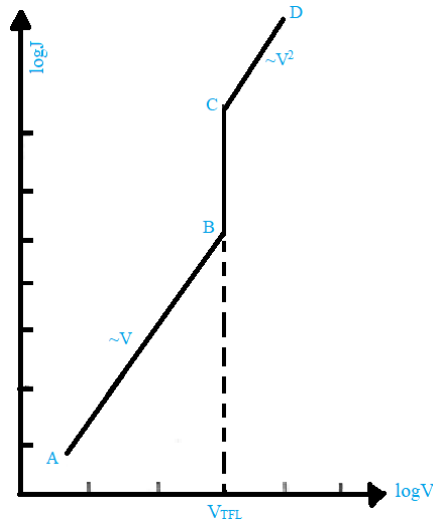
$$V_{TFL} = \frac{eN_t d^2}{2\epsilon_r \epsilon_0} \quad (2.78)$$

Tuzak doluluk sınırı geçiş voltajı elde edilir.

Fermi enerji seviyesinde ya da Fermi enerji seviyesinden daha aşağıda olan derin tuzakların varlığında ise omik bölgeden sonra tuzak doluluk sınırı (TFL) bölgesi gelir. Tuzaklar dolduktan sonra Fermi seviyesi iletkenlik bandına yaklaşır [42, 45]. Derin tuzaklı SCL iletimi söz konusu olduğunda V_{TFL} voltajı, sıfır tuzaklı SCLC iletimine benzer şekilde, $N_t - n_0 \gg n$ olmak üzere,

$$V_{TFL} = \frac{q(N_t - n_0)d^2}{2\epsilon_r \epsilon_0} \quad (2.79)$$

olarak elde edilir [45]. Şekil 2.21 'de Derin tuzaklı SCLC iletimi için J - V karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 2.21: Derin tuzakların varlığında SCLC iletimi için J - V karakteristiği [44].

Tuzak seviyelerinin eksponansiyel dağılımına sahip n-tip bir yarıiletken SCLC iletim mekanizmasına ait akım yoğunluğu ifadesi

$$J = q \mu_n \frac{N_c}{e N_t} \left(\frac{S_T S_0}{e N_t} \right)^{l+1} V^{l+1} / d^{2l+1} \quad (2.80)$$

ile verilir. Burada N_c , iletkenlik bandındaki efektif yoğunluk, N_t , eksponansiyel dağılımda tuzak seviyelerinin toplam yoğunluğu, $l = T_t/T$ olmak üzere T_t tuzak dağılımını karakterize eden sıcaklık parametresidir. Eksponansiyel tuzak dağılımı için $N(E)$, iletkenlik bandının E kadar aşağısındaki birim enerji bölgesi başına düşen tuzak yoğunluğu

$$N(E) = \frac{N_t}{kT_t} \exp\left(-\frac{E}{kT_t}\right) \quad (2.81)$$

ile verilir [46]. Tuzak dağılımı eksponansiyel ise omik iletkenlik bölgesini tuzakların dolmaya başladığı voltaj bağıllığı V^n olan ve $1 < n < 2$ olduğu SCLC iletkenlik bölgesi izler. Bu bölgeden sonra ise tuzakların tamamen dolması nedeniyle $2 \ll n$ olacaktır [47].

2.4.2.5. İyonik iletkenlik mekanizması

İyonik iletim, uygulanan bir elektrik alanı altında iyonların hareketinden kaynaklanır. İyonların hareketi, yapıdaki latis kusurlarının varlığından ileri gelebilir. Kusurlar yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerini büyük ölçüde etkilemekte olup difüzyon ve iyonik iletimde önemli rol oynar. Dış elektrik alanının, etkisi ile iyonlar bir kusur bölgesinden diğerine potansiyel engelinin üzerinden atlayarak geçebilir [39, 42, 43, 48].

İyonik iletim akım yoğunluğu,

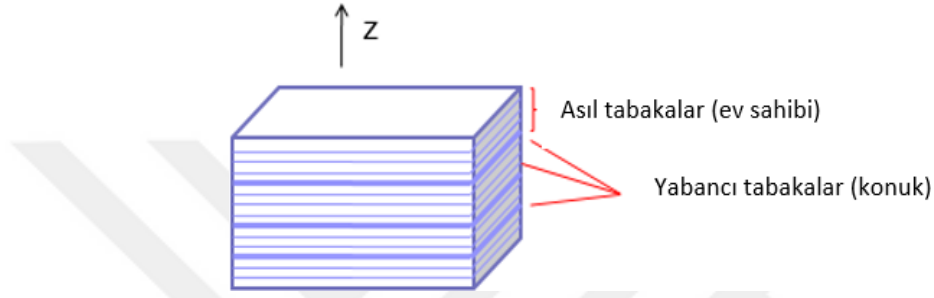
$$J = J_0 \exp\left[-\left(\frac{q\phi_B}{kT} - \frac{Eqd}{2kT}\right)\right] \quad (2.82)$$

ifadesi ile verilir. Burada, J_0 ; orantısal sabit, $q\phi_B$; potansiyel engel yüksekliği, E ; uygulanan elektrik alan, d ; iki yakın sıçrama yeri aralığıdır [42, 49].

2.5. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ

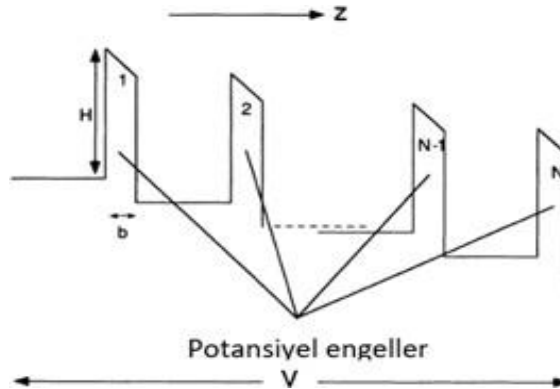
Tabakalı yarıiletken bileşiklerde, tabakalara dik olan elektriksel iletkenlik genellikle ya bir-birini takip eden tabakaların kayması, dönmesi ile veya asıl bileşikden farklı bir stokiometriye sahip tabakaların varlığı ile şiddetli bir şekilde etkilenir. Şekil 2.22'de böyle bir durum, ince

düzlemler şeklinde çizilmiş asıl bileşiğin katmanları arasında kalın düzlemler şeklinde çizilmiş farklı tabakalarla gösterilmiştir. Yabancı tabakalar genellikle asıl düzlemlerden farklı bir yapıya sahiptir. Bu düzlemsel kusurlardan dolayı latis periyodikliği bozulur ve bunlar serbest taşıyıcıların hareketini sınırlayan potansiyel engeller olarak davranırlar. Yabancı tabakaların engeller olarak gösterildiği böyle bir şema Şekil 2.22'de verilmiştir. Engeller, yükseklikleri H ve kalınlıkları b ile karakterize edilir [50].



Şekil.2.22: Asıl bileşiğin normal tabakaları (ince düzlemler) arasındaki bileşimsel kusurlar (kalın düzlemler).

Orta ve yüksek sıcaklık aralığındaki elektriksel iletkenlik, serbest taşıyıcıların termal aktivasyonu ile elde edilir, yani, H 'den daha yüksek bir termal enerjiye sahip olan taşıyıcılar, engelleri aşabilir, böylece elektriksel iletkenliğe katkıda bulunurlar. Düşük sıcaklık bölgesinde engelleri aşmak için yeterli termal enerjiye sahip değildirler. Bu durumda, engelleri aşmanın ana mekanizması kuantum mekaniksel tünellemedir.



Şekil 2.23: Kalınlığı h ve yüksekliği H olan N kusur tabakası tarafından oluşturulan potansiyel engeller [50].

Bu iki mekanizma arasındaki temel fark, termal aktivasyon üssel olarak T'ye bağlı iken tünellemenin T sıcaklığına bağlı olmadığıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde, sadece tünelleme elektrik iletkenliğine katkıda bulunur. Tabakalara paralel ve dik iletkenliğin birbirinden farklı olması yani elektriksel anizotropi, anizotropi faktörü olarak bilinen $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ oranı ile verilir. Burada, $\sigma_{\parallel}$, tabakalara paralel, $\sigma_{\perp}$, ise tabakalara dik iletkenliği ifade etmektedir. Ayrıca anizotropi faktörünün sıcaklıkla olan ilişkisi

$$\alpha = A \exp\left(\frac{H}{k_B T}\right) \quad (2.83)$$

bağıntısı ile verilir. Burada A sıcaklıktan bağımsız sabit olmak üzere H engel yüksekliğidir. Anizotropik iletkenliğin gözlemlendiği bileşikler, yüksek anizotropik elektrik iletiminin gerekli olduğu uygulamalar için potansiyel olabilir. Bu çalışmamızda elektriksel iletkenliğini incelediğimiz örneğimizde tabaka yapıya sahip olduğundan elektriksel anizotropi yönünden de incelemeler yaptık.

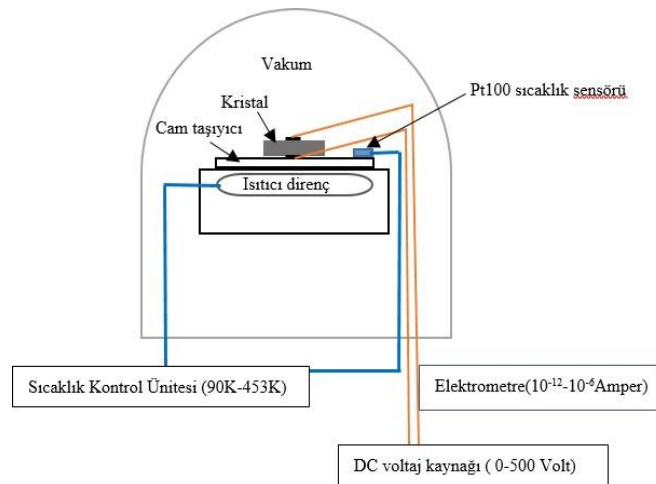
3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. MALZEMENİN HAZIRLANMASI

Bu çalışmada M. Özer tarafından Bridgman-Stockbarger büyütme yöntemi kullanılarak hazırlanmış olan TlInSe_2 kristalleri kullanıldı. Elektrotlar, dikdörtgenler prizması şeklinde kesilerek elde edilen kristal örnekleri üzerinde, dik ve paralel kontaklar hazırlanabilmesi için uygun maskeler kullanılarak, termal buharlaştırma yöntemiyle oluşturuldu. Buharlaştırma işlemi rotatif ve difüzyon pompalardan oluşan Edwards Model 6E vakum ünitelerinde $\sim 10^{-5}$ Torr vakum altında gerçekleştirildi. Buharlaştırma için %99,999 saflıkta Au kullanıldı. İşlem sonucunda $\sim 3000 \text{ Å}$ kalınlığında altın elektrotlar elde edildi. Au elektrotlar üzerine indiyum (In) yardımıyla bakır (Cu) teller tutturularak kontaklar ölçüm alma işlemi için hazır hale getirildi. Tabakalara dik potansiyel farkı uyguladığımız örneğin boyutları $1.3 \times 6.8 \times 0.74 \text{ mm}^3$ ve tabakalara paralel potansiyel farkı uyguladığımız örneğin boyutları ise $1.7 \times 7.9 \times 0.69 \text{ mm}^3$ idi.

3.2. ÖLÇÜM AŞAMASI

Hazırlanan örneklerin elektriksel ölçümleri $\sim 10^{-5}$ Torr vakum altında Itron 32 model sıcaklık kontrol cihazıyla 293-373 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. DC voltaj kaynağı ve akımölçer olarak Keithley 2410-C model cihaz kullanıldı ve 1-13 Volt aralığında gerilim uygulandı.

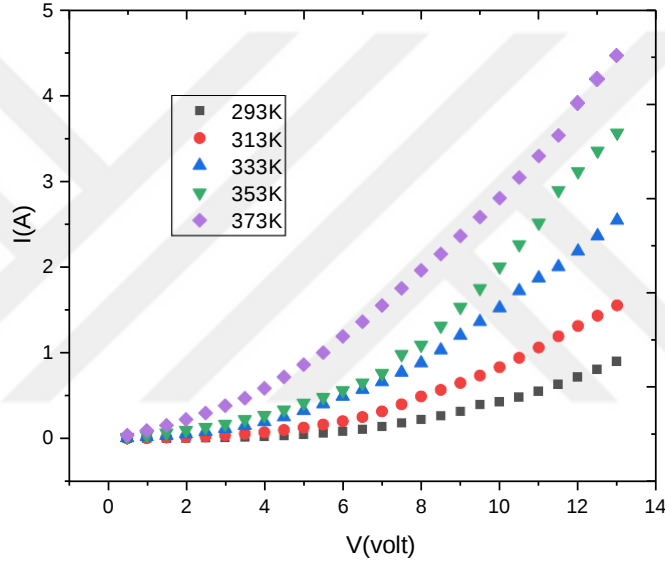


Şekil 3.1: Elektriksel ölçüm düzeneği.

4. BULGULAR

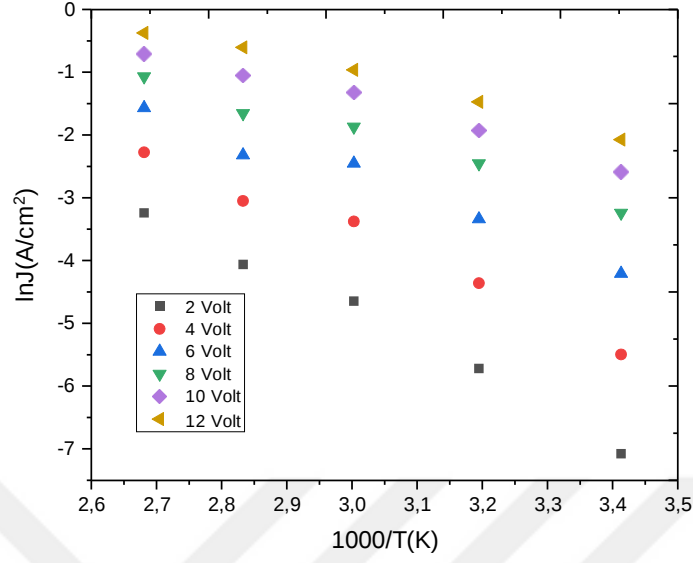
4.1. İLETKENLİK MEKANİZMA TAYİNİ

TlInSe₂ bileşiğinin I-V karakteristikleri 293-373 K sıcaklık aralığında, 0-13 V voltaj değerleri uygulanarak elde edildi. Düşük voltaj bölgesinde akımdaki artışın lineer, yüksek voltajlarda ise lineer olmadığı gözlemlendi. Tüm sıcaklık değerlerinde bu davranışın değişmediği görüldü (Şekil 4.1).



Şekil 4.1: TlInSe₂ bileşiğinin 293-373 K sıcaklık aralığında I-V karakteristiği.

Ayrıca uygulanan farklı voltaj değerleri için sıcaklıkla akım yoğunluğu değişimi (Şekil 4.2) grafiğinden yararlanarak aktivasyon enerjileri hesaplanmış ve sonuçlar Tablo 4.1`de verilmiştir. Uygulanan voltaj değeri arttıkça aktivasyon enerjisi değerinin azaldığı görülmüştür.

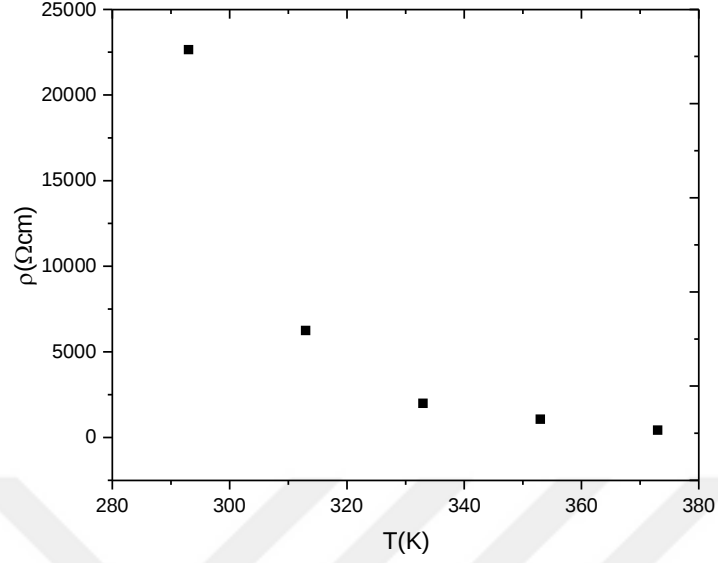


Şekil 4.2: TlInSe₂ bileşiğinin farklı voltaj değerleri için akım yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.

Tablo 4.1: Aktivasyon enerjisinin uygulanan voltaja bağlı değişimi.

Voltaj (Volt)	Aktivasyon enerjisi(eV)	Sıfır Voltaj Aktivasyon enerjisi (eV)
2	0.443	
4	0.368	
6	0.298	0.476
8	0.244	
10	0.221	
12	0.203	

TlInSe₂ üçlü bileşiğinin özdirenç (ρ)- sıcaklık (T) grafiği Şekil 4.3`de verilmiştir. Elektriksel özdirenç artan sıcaklık ile azalmaktadır.

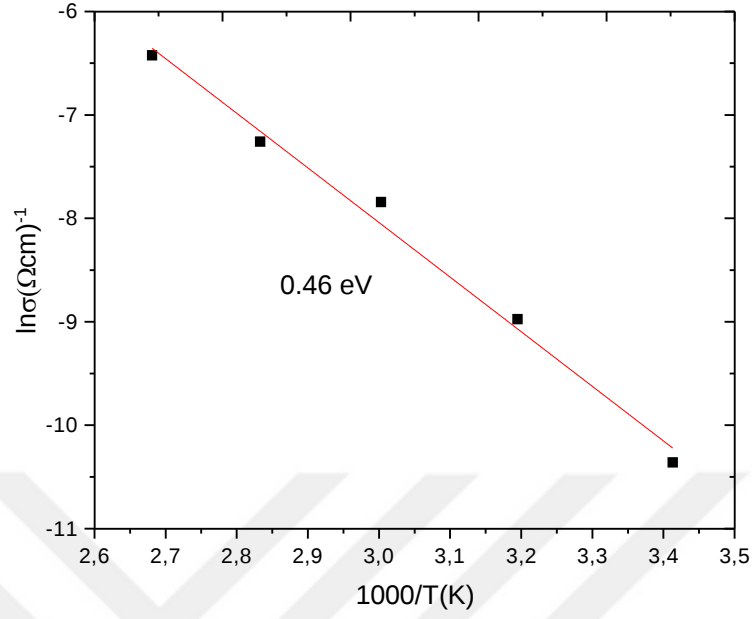


Şekil 4.3: TlInSe₂ bileşiğinin öz direncinin sıcaklığa bağlılığı.

Tüm sıcaklık değerleri için I-V karakteristiklerinin omik bölgesinde, iletkenlik hesaplanmış ve $\ln\sigma-1000/T$ değişimi Şekil 4.4’de verilmiştir. TlInSe₂ bileşiğinin elektriksel iletkenliği, iyi bilinen

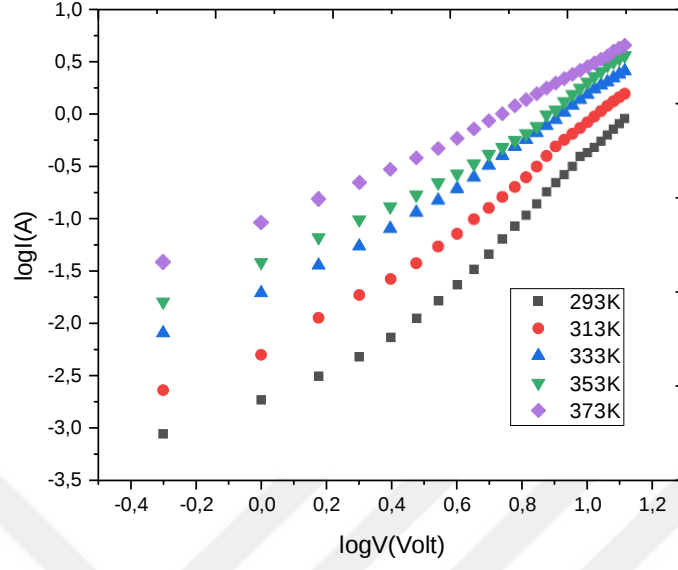
$$\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta E/k_B T} \quad (4.1)$$

ilişki ile analiz edilebilir. ΔE değeri, Denk.4.1’e göre Şekil 4.4 doğrusunun eğiminden hesaplanarak 0.46 eV olarak bulundu.



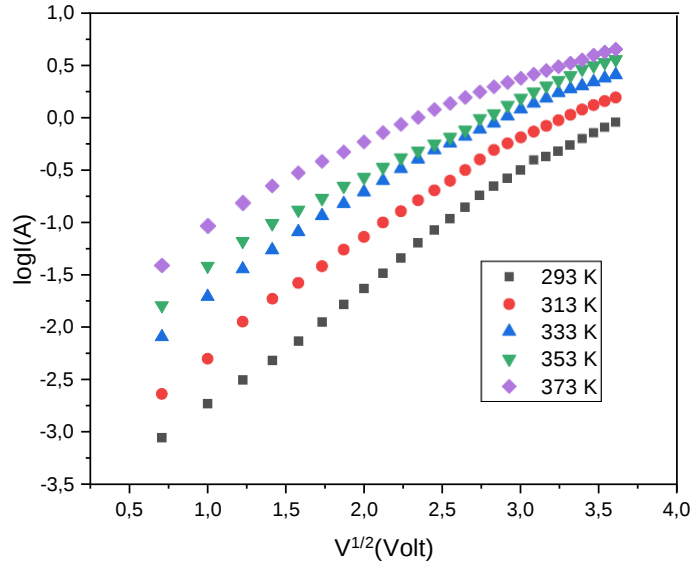
Şekil 4.4: TlInSe₂ bileşiğinin iletkenliğinin sıcaklığa bağılılığı.

Araştırmamız, örneğin uygulanan alana bağılılığı çalışmalarının omik olmayan bir yapı olduğunu, yüksek voltaj değerleri için 1'den büyük olduğu $I \sim V^n$ formunun geçerli voltaj bağılılığını gösterdiğini ortaya koymaktadır. Şekil 4.5'de verilen logI-logV grafiğinden farklı eğim bölgeleri için eğimler hesaplandığında düşük voltaj değerlerinde $n=1$, yüksek voltaj değerlerinde ise $n \cong 2$ olarak elde edildi.

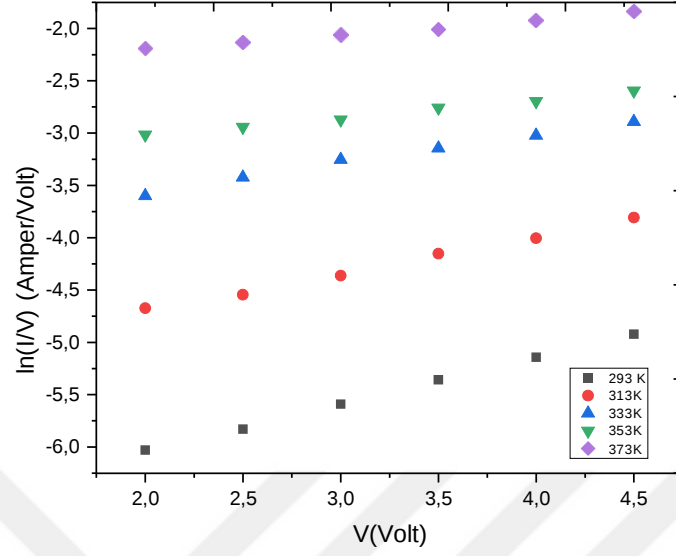


Şekil 4.5: TlInSe₂ bileşiğinin farklı sıcaklıklarda logI-logV karakteristiği.

Mümkün mekanizmalardan Schottky ve Poole-Frenkel mekanizmalarını analiz etmek için logI- $V^{1/2}$ değişimi çizildi ve değişimin doğrusal olmadığı görüldü (Şekil 4.6).

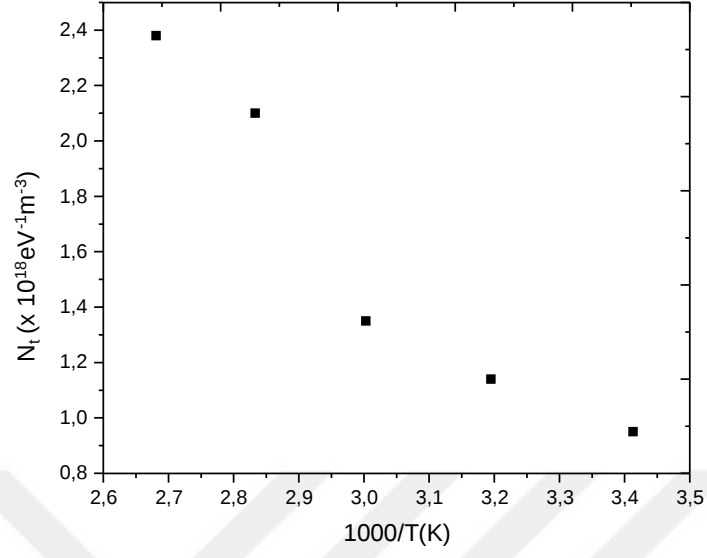


Şekil 4.6: TlInSe₂ bileşiğinin logI- $V^{1/2}$ grafiği.



Şekil 4.7: TlInSe₂ bileşiğinin farklı sıcaklıklardaki ln(I/V)-V karakteristikleri.

Şekil 4.7 grafiği kullanılarak ve $\frac{J}{V} = \frac{en_0\mu}{d} \exp\left(\frac{Vs_0K}{eN_tk_BTd^2}\right)$ [46] ifadesinden yararlanarak doğruların eğimlerinden N_t , tuzak yoğunlukları ve doğruların y-eksenini kestiği noktalardan da $n_0\mu$ değerleri hesaplandı. Şekil 4.8 de tuzak yoğunluklarının sıcaklıkla değişimi verilmiş olup sıcaklık arttıkça arttığı gözlenmiştir.



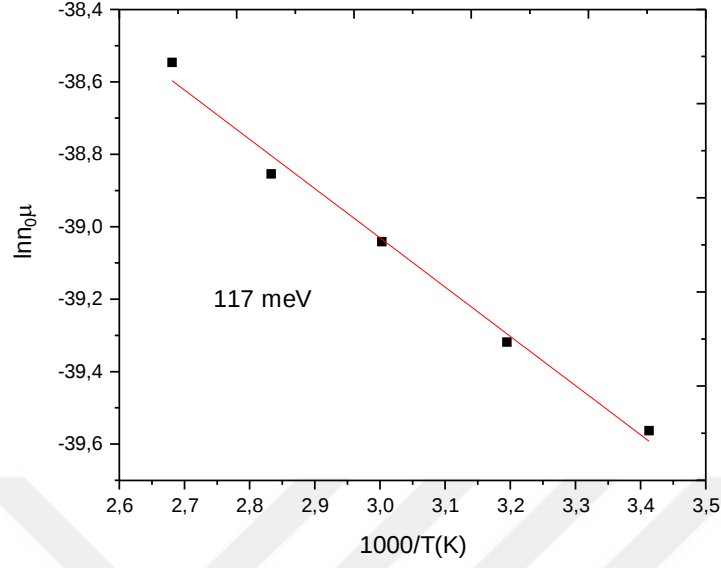
Şekil 4.8: TlInSe₂ bileşiğinin tuzak yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı.

E_t tuzak aktivasyon enerjisi olmak üzere taşıyıcı mobilitesi ile sıcaklık arasında

$$\mu = \mu_0 e^{-E_t/k_B T} \quad (4.2)$$

bağıntısı vardır[51].

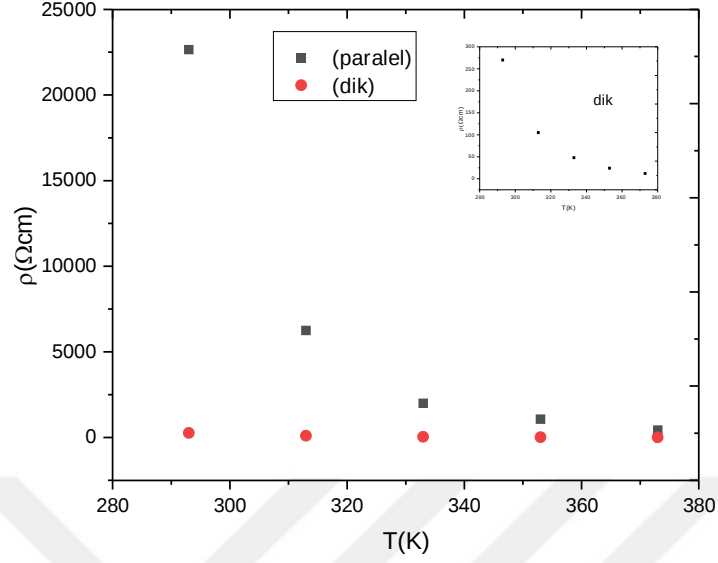
Bu bağıntıdan yararlanarak (n₀μ)-10³/T değişiminin eğiminden E_t tuzak enerjisi 117 meV olarak elde edildi (Şekil 4.9).



Şekil 4.9: TIInSe₂ bileşiğinin $\ln n_0 \mu - 10^3/T$ grafiği.

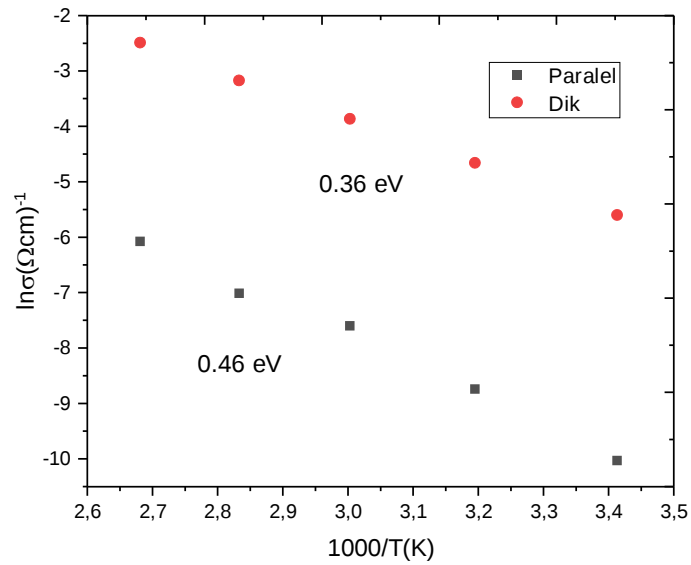
4.2. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ

Tabakalara dik ve paralel kontak durumlarının I-V grafiklerinin omik bölge eğimlerinden faydalanarak her iki durum için örneğin direnç ve öz direnç değerleri hesaplandı. Şekil 4.10`da görüldüğü gibi her iki durumda davranış aynı olup tüm sıcaklık değerlerinde tabakalara paralel kontaklarla yapılan ölçümlerden elde edilen öz direnç değerlerinin, tabakalara dik kontak için elde edilen değerlere göre daha büyük olduğu gözlemlendi. Ayrıca tipik yarıiletken davranışı olarak öz direnç değerlerinin artan sıcaklıkla eksponensiyel olarak azaldığı görüldü.



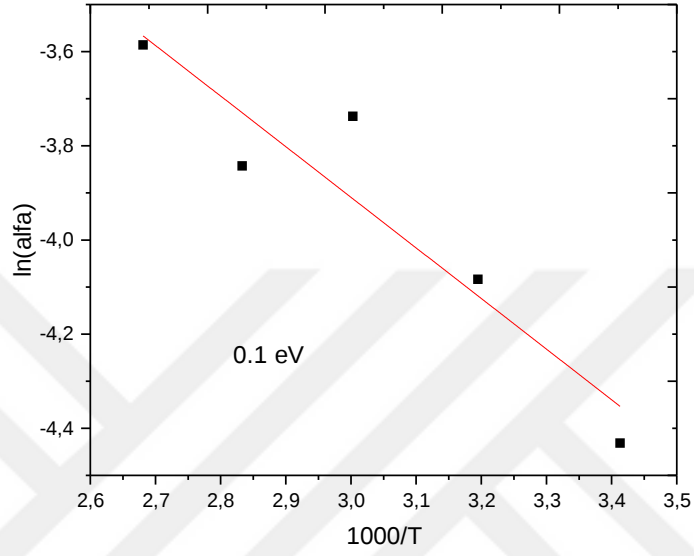
Şekil 4.10: Öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.

Hesaplanan iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değişimi incelendiğinde iletkenlik değerinin her iki kontak durumu için artan sıcaklıkla arttığı görüldü. Her iki yöndeki elektriksel iletkenliğin termal olarak aktive edilen mekanizma tarafından kontrol edildiği görülmüştür. Değişimlerin eğimlerinden iletkenlik aktivasyon enerjileri hesaplandı (Şekil 4.11).



Şekil 4.11: Tabakalara dik ve paralel kontak durumları için iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Elektriksel anizotropi faktörü $\alpha = \sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ bağıntısını kullanarak her sıcaklık için anizotropi faktörü değerleri hesaplandı ve $\ln \alpha - 10^3/T$ grafiğinin eğiminden H engel yüksekliği bulundu (Şekil 4.12). Anizotropi faktörünün sıcaklıkla arttığı gözlemlendi.



Şekil 4.12: Anizotropi faktörünün sıcaklıkla değişimi.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

5.1. İLETKENLİK MEKANİZMALARI

TlInSe₂ örneğinin farklı sıcaklıklardaki I-V grafiklerine bakıldığında (Şekil 4.1) düşük voltaj değerlerinde omik olan davranışın yüksek voltajlarda omik olmadığı görülmüştür. Bu voltaj değerlerinde farklı bir iletim mekanizmasının da geçerli olduğuna işaret etmektedir. Şekil 4.2’de verilen grafikten yararlanarak hesaplanan aktivasyon enerjilerinin, uygulanan voltajın artmasıyla azaldığının görülmüş olması dış bir elektrik alanının varlığında potansiyel engelini azaltıldığını gösterir. Bu durumda artan sıcaklıkla daha fazla yük taşıyıcı potansiyel engelini aşar ve elektrik iletimine katkıda bulunur. I-V karakteristiğinin omik bölgesinden yararlanarak hesaplanan öz direncin sıcaklıkla azalması (Şekil 4.3) tipik bir yarıiletken davranışına ait olarak görüldü.

Şekil 4.4’deki grafiğin eğiminden hesaplanan iletkenlik aktivasyon enerjisinin farklı üçlü bileşikler için elde edilmiş değerlerle uyum içinde olduğu görüldü [49, 50].

Aktivasyon enerjisinin tek bir değere sahip olması iletkenliğe katkıda bulunan tek bir iletim mekanizma tipinin geçerli olduğunu açıkça göstermektedir.

Şekil 4.5 uygulanan voltajın düşük değerlerinde eğimin bir civarında olduğu omik bölge ve daha yüksek voltaj değerlerinde onu takip eden ve eğimi birden büyük yaklaşık iki olan bölge görüldü. Omik bölgenin varlığı, basitçe, sızan taşıyıcıların konsantrasyonunun, serbest taşıyıcı konsantrasyonundan daha az olması şeklinde yorumlanabilir. Öte yandan, n ’nin ($I_a V^n$) değerine bağlı olarak, SCLC, Schottky ve Poole-Frenkel tipi iletim olmak üzere üç tip iletim mekanizmasının mümkün olabileceği bilinmektedir. Bu mekanizmalardan biri belirli bir örnekte baskındır [54, 55]. (2.54) ve (2.60) denklemlerine göre $\ln J-V^{1/2}$ grafiğinde değişim doğrusal olmalı ki Schottky veya Poole-Frenkel mekanizmalarından herhangi biri geçerli olsun. Bizim çalışmamızda Şekil 4.6’dan görüldüğü gibi değişim doğrusal değildir. Böylece iletim mekanizmasının Schottky veya Poole-Frenkel olamayacağı sonucuna vardık. Bu nedenle, ölçümlerimiz omik bölgeden sonraki bölgede eğimin yaklaşık iki olduğunu gösterdiğinden SCLC mekanizmasının lineer olmayan bölgede elektronik iletkenliğe hakim olduğunu doğrulamaktadır. Bu mekanizma tuzaklardan etkilenir. Uygulanan voltaj arttıkça, örneğe güçlü bir taşıyıcı sızması gerçekleşir. Uygulanan voltaj daha da artırıldıkça, çok güçlü yük taşıyıcı

enjeksiyonu gerçekleşir, örnekteki tüm tuzaklar dolar ve kare kanunu davranışı ortaya çıkar. Şekil 4.7`da eğrilerin eğimlerinin sıcaklığa bağlı olduğu, sıcaklık arttıkça eğimlerin hafifçe azaldığı görülmektedir. Akım yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı ifadesinden [46] yararlanarak elde edilen tuzak yoğunluğunun sıcaklık arttıkça artması kristallerdeki Tl, In veya Se atomlarının boşluklarına atfedilebilir [15]. Oda sıcaklığında tuzak yoğunluğu $1.0 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ elde edilmiş olup tuzak aktivasyon enerjisi ise 117 meV olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar aynı malzemenin düşük sıcaklık aralığında In ve Ag kontaklar kullanılarak yapılan çalışmanın sonuçları ile uyum içindedir [15]. Benzer davranış ve değerler TlGaS₂ tabaka yapıları kristallerde de gözlenmiştir [56].

Biz biliyoruz ki yarıiletken yüzeyler, kırılmış bağlar ve safsızlıklar tarafından oluşturulan çok sayıda kusur durumuna sahiptir. Daha önce TlInSe₂ kristalleri üzerine Qasrawi ve diğ. tarafından Ag ve In kontaklar kullanılarak yapılan çalışmada, indiyum kontak durumu için elde edilen enerji değerini indiyum difüzyonunun TlInSe₂ yüzeyi boyunca In miktarını arttırdığını ve bunun da örnekteki kırık bağların sayısını azalttığı ve böylece sığ tuzaklara yol açtığı şeklinde yorumlanmıştır [15]. Öte yandan aynı çalışmada Ag metal difüzyonunun, yarıiletken enerji aralığında derin bir tuzak seviyesi oluşturduğu, çünkü yüzeyin kopmuş bağlarında daha az belirgin bir role sahip olduğu şeklinde yorumlanmıştır. Bizde bu yorumlardan yararlanarak Au metal difüzyonunun, yarıiletken enerji aralığında derin bir tuzak seviyesi oluşturduğunu ileri sürebiliriz.

5.2. ELEKTRİKSEL ANİZOTROPİ

Elektriksel anizotropi incelemelerimiz de iletkenlik değerinin her iki kontak durumu için artan sıcaklıkla artması çok daha fazla yük taşıyıcısının termal olarak aktive olması ile engeli aşarak elektriksel iletkenliğe katkıda bulunduğunu göstermektedir.

Tabakalara dik ve paralel kontak durumları için iletkenlik değerlerinin farklı olması elektriksel iletkenliğin anizotropik olduğu görülmüştür. Sıcaklıkla artan anizotropi faktörü, taşıyıcıların tabakalara dik doğrultuda engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olmadığı şeklinde yorumlandı. Benzer davranış TlGaS₂ üçlü bileşiğinde de gözlenmiştir [57].

KAYNAKLAR

- [1]. Badr, A. M., Ashraf, I. M., 2012, Spectral photoelectronic features of TlInSe₂ single crystals, *Phys. Scr.* 86, 035704, 1-7.
- [2]. Gasanly, N. M., Yildirim, T., 2011, Thermally Stimulated Currents Study of Shallow Traps in As-grown TlInSe₂ Chain Crystals, *Acta Phys. Pol. A* 119, 437-441.
- [3]. Qasrawi, A. F., Gasanly, N. M., 2011, Transient and steady state photoelectronic analysis in TlInSe₂ crystals, *Mater. Res. Bull.* 46, 1227-1230.
- [4]. Hosokawa, S., Kamimura, K., Ikemato, H., et. al., 2015, Structural studies on TlInSe₂ thermoelectric material by X-ray fluorescence holography, XAFS, and X-ray diffraction, *Phys. Status Solidi B* 252, 1225-1229.
- [5]. Alekperov, O. Z., Aljanov, M. A., Kerimova, E. M. A., J. 1998, Low-Temperature Phase Transition in TlInSe₂ Crystals, *J. Phys.* 22, 1053-1058.
- [6]. Abay, B., Gurbulak, B., Yildirim, M., Efeoglu, H., Yogurtcu, Y. K., 1995, Electrothermal investigation of the switching phenomena in p-type TlInSe₂ single crystals, *Phys. Status Solidi A* 153, 145-151.
- [7]. Gojaev, E. M., Allakhyarov, E. A. , Osmanova, S. S. , 2005, Phase Relations and Electrical Properties of Alloys in the TlInSe₂–TlGdSe₂ System, *Inorganic Materials*, 41, 930-933.
- [8]. Elshaikh, H. A., 1996, Transport Properties of TlInSe₂ Single Crystals, *Cryst. Res. Technol.* 31, 903-909.
- [9]. Karkotsou, Ch., Anagnostopouls, A. N., 1996, Crisis in electrical behavior of the TlInSe₂ semiconducting compound, *Physica D.* 93, 157-164.
- [10]. Hantias, M., Anagnostopouls, A. N., Kambas, K., Spyridelis, J., 1991, I-U dependence of TlInX₂ (X=Se, Te) single crystals: The Ohmic and S-type regions, *Phys. Rev. B* 43, 4135-4140.
- [11]. Kilday, D. G., Niles, D. W., Margaritondo, G., 1987, Electronic structure of the “chain” chalcogenide TlInSe₂, *Phys. Rev. B* 35, 660-663.
- [12]. Bakhyshov, A. E., Agaeva, M. F., Darvish, A. M., 1979, Electrical and optical properties of TlInSe₂ single crystals, *Phys. Status Solidi B*, 91, K31-K34.
- [13]. Madatov, R. S., Najafov, A. I., Mustafayev, Yu. M., et. al., 2015, Features of the electrical conductivity of TlInSe₂ under photoexcitation and X-ray excitation, *Semicond.* 49, 1166-1169.
- [14]. Ebnalwaled, A. A., Al-Orainy, R. H., 2013, Anisotropic properties and conduction mechanism of TlInSe₂ chain semiconductor, *Appl. Phys. A* 112, 955-961.

- [15]. Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., 2011, Characterization of Ag/TlInSe₂/Ag structure, *Phys. Status Solidi A* 208, 1688-1692.
- [16]. Matiyev, A. Kh., Georgibiani, A. N., Kodin, V. V., Matiyev, M. A., 2010, Effect of Pressure on the Electrical Conductivity of p - TlInSe₂ Single Crystals, *Ferroelectrics* 397,198-203.
- [17]. Grigas, J., Talik, E., Adamiec, M., Lazauskas, V., Nelkinas, V., 2007, XPS and electronic structure of TlInSe₂ crystals, *Lithuanian J. Phys.* 47, 87-95.
- [18]. Alekseev, I. V., 2005, Lithium Intercalation into TlInSe₂ Crystals, *Inorg. Mater.* 41, 796-799.
- [19]. Myronchuk, G. L., Zamurueva, O. V., Ozga, K., et. al., 2015, Photoinduced Optical Properties Of Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe₂ Single Crystals, *Archives Metallurgy and Mater.* 60, 1051-1055.
- [20]. Rosul, R. R., Guranich, P. P., Gomonnai, O. O., et. al., 2012, Dielectric properties of TlIn(S_{1-x}Se_x)₂ polycrystals near phase transitions, *Semicond. Phys., Quantum Elect. & Optoelect.* 15, 35-37.
- [21]. Al Garni, S. E., 2011, Study of Electrical Properties of TlInSe₂ Layered Single Crystal, *Life Sci. J* 8, 560-563.
- [22]. Gasanly, N. M., 2006, Effect of Isomorphic Atom Substitution on Lattice Parameters and Optical Absorption Edge of TlGaSe₂-TlInSe₂ Mixed Crystals., *Korean J. Phys. Soc.* 48, 914-918.
- [23]. Georgobiani, A. N., Matiev, A. Kh., Khamkhoev, B. M., Evloev, A. M., 2005, Phase equilibria in the TlInSe₂-CuInSe₂ and TlInSe₂-AgInSe₂ systems, *Inorg. Mater.* 41, 224-228.
- [24]. Kalkan, N., Çelik S., Baş, H., Özel. A. E., 2017, Conduction mechanisms, molecular modelling and micro-Raman studies of TlInSe₂ chalcogenide crystal, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 19, No. 3-4, 234-245.
- [25]. Orudzhev, G. S., Ismaylova, N. A., Jafarova, V. N., 2017, Electronic structure and effective masses of TlInSe₂ under pressure, *Materials Science-Poland*, 35(4), 857-860.
- [26]. Yakut, Ş., Kalkan, N., Baş, H., Ulutaş, K., Değer, D., 2018, Dielectric properties of TlInSe₂ ternary compound, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* 20(11-12):657-660.
- [27]. Matiev A. Kh., Uspazhiev R. T., Khamkhoev V. M., et. al., 2019, Phasing Diagrams of TlInSe₂ - CuInSe₂ and TlInSe₂ - AgInSe₂ Systems, *Atlantis Highlights in Material Sciences and Technology (AHMST)*, 1, 249-252.
- [28]. Shinya, H., Stellhorn, J., Ikemoto, H., Mimura, K., 2017, Lattice Distortions in TlInSe₂ Thermoelectric Material Studied by X-Ray Absorption Fine Structure, *Physica Status Solidi a*, 215, Issuel, 1-8.

- [29]. Martynyuk-Lototska, I., Mys, O., Say, A., et. al., 2019, Anisotropy of acoustic and thermal expansion properties of TlInSe₂ crystals, *Phase Transitions*, 92, no. 1, 23-35.
- [30]. Umarov, S. H., Gasanov, N., Z., Khamroev, R. R., 2022, Photostimulated Tension Effects in TlInSe₂ Crystal, *Texas journal of multidisciplinary studies*, 8, 99-105.
- [31]. Jabarov, S. H., Ismayilova, N. A., Konlenko, D. P., 2021, Structural and elastic properties of TlInSe₂ at high pressure, *Solid State Sciences*, 111, 1-6.
- [32]. Mukolu, A. I., 2001, Space Charge Limited Current at High Fields in Al-Ge-Al Surface Barrier Devices, *Turk J. Phys.* 25, 385-392.
- [33]. Omar, M., A., 1993, *Elementary Solid State Physics: Principles and Applications*, Lowell Technological Institute, 257-278.
- [34]. Kalkan, N., 2021, *DC iletkenlik mekanizmaları*, Ders Notları, Istanbul Universitesi.
- [35]. Solymar L., Walsh D., 1979, *Lectures on the electrical properties of materials*, Oxford University Press, Great Britain.
- [36]. Rhoderick, E., H., and Williams R., H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed., Oxford: Clarendon Press.
- [37]. Jason Alexander Rohr, October 19, 2018, *Measurements and Modelling of Space-Charge-Limited Current Transport in Organic Single-Carrier Devices*, Doktora tezi.
- [38]. Ziel, A., 1968, *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc. London. Inc., Minnesota.
- [39]. Sze, S., M., 1981, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Willey, NewYork.
- [40]. Brillson L. J., 1983, Advances in understanding Metal-Semiconductor interfaces by surface science techniques, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 44:(8), 703-733.
- [41]. Neamen, D. A., 1992, *Semiconductors Physics and Devices*. R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney, 326-359.
- [42]. Fu-Chien Chiu, 2014, A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films, *Hindawi Publishing Corporation Advances in Materials Science and Engineering*, 1-18.
- [43]. Survey, A., Ee Wah Lim and Razali Ismail, 2015, Conduction mechanism of valance change resistive Switching Memory, *Electronics*, 4, 586-613.
- [44]. Çağlar, M., 2002, *Püskürtme yöntemiyle elde edilen In katkılı ZnO filmlerinin DC ve Optik özellikleri*, Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- [45]. Çağlar, Y., 2001, *CdZnSSe Yarıiletken Filmlerin bazı Elektriksel ve Optik özellikleri*, Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- [46]. Lampert, M. A. and Mark, P., 1970, *Current Injection in Solids*, Academic Press, New York.

- [47]. Zor, M. and Hogarth, C. A., 1987, High-Field Electrical Conduction in Thin Films of Polyethylene, *Phys. Stat. Sol. (a)*. 99, 513-519.
- [48]. Sze, S.M., Ng, K.K. 2007, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed., John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, NJ, USA.
- [49]. Zor, M., 1977, *Some Electronic Properties of Thin Films of Polyethylene*, Doktora Tezi, Brunel University, England.
- [50]. Gallos, L. K., Anagnostopoulos, A. N., and Argyrakis, P., 1994, Conduction anisotropy in layered semiconductors, *Physical review B*, 50, no 19, 14643-14646.
- [51]. Solomon, I., Benferhat, R., and Tran-Quoc, H., 1984, Space-charge-limited conduction for the determination of the midgap density of states in amorphous silicon: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* 30, 3422-3429.
- [52]. Bakhysov, A. E., Natig, B. A., Safuat, B., Semedov, S. R., and Abbasov, Sh., M., Sov. 1990, Electronic-Properties of TlGaSe₂ and TlInS₂ crystals under Transient conditions, *Phys. Semicond.* 2, 44, 828-829.
- [53]. Baş, H., Kalkan, N., ve Değer, D., 2016, Anisotropic and dielectric properties of TlSbSe₂ chalcogenide compounds, *Mater Sci: Mater Electron* 27:7518-7523.
- [54]. Mathaia, C. J., Saravanan, S., Jayalekshmia, S., Venkitachalamb, S., Anantharaman, M. R., 2003, Conduction mechanism in plasma polymerized aniline thin films, *Materials Letters* 57, 2253-2257.
- [55]. Kalkan, N., Çelik, S., Baş, H., Özel, A. E., 2017, Conduction mechanisms, molecular modelling and micro-Raman studies of TlInSe₂ chalcogenide crystal, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* vol. 19, No. 3-4, 234-245.
- [56]. Qasrawi, A. F. and Gasanly, N. M., 2005, Temperature effect on dark electrical conductivity, Hall coefficient, space charge limited current and photoconductivity of TlGaS₂ single crystals, *Semicond. Sci. Technol.* 20, 446-452.
- [57]. Hantias, M. P., Anagnostopoulos, A. N., Kambas, K., and Spyridelis, S., 1992, Electrical and optical properties of as-grown TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂ single crystals, *Mat. Res. Bull.*, 2_Z, 25-38.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Günay PARLANZADA
Doğum Yeri	
Doğum Tarihi	
Uyruğu	☐ T.C. ☒ Diğer:
Telefon	
E-Posta Adresi	
Web Adresi	

Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Azerbaycan Devlet Pedagoji Üniversitesi
Fakülte	Fizik Bölümü
Bölümü	Fizik Öğretmenliği
Mezuniyet Yılı	Tarih girmek için tıklayın veya dokununuz.

Yüksek Lisans	
Üniversite	Istanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik
Programı	Genel Fizik