

T.C

167836

MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

SİLİKON P – I – N FOTODİYOTLARIN

ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ŞADAN ÖZDEN

MUĞLA 2005

Yrd.Doç.Dr. Habibe BAYHAN danışmanlığında Şadan ÖZDEN tarafından hazırlanan bu çalışma 20/09/2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans/~~doktora tezi~~ olarak oybirliği / oyeokluğu ile kabul edilmiştir.

Başkan : Yrd.Doç.Dr. Habibe BAYHAN

İmza : *H. Bayhan*

Üye : Doç.Dr. Mehmet GÜNEŞ

İmza : *Mehmet Güneş*

Üye : Yrd.Doç.Dr. Atilla ÇOŞKUN

İmza : *Atilla Çoşkun*



ÖNSÖZ

Bu çalışmada BPW 34 ve BPW 41 p-i-n fotodiyot aygıtlar ile ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pillerin, sıcaklığa bağımlı karanlık akım-gerilim ve admittans spektroskopisi analiz yöntemleri kullanılarak bazı elektriksel özelliklerinin belirlenmesi hedeflenmiştir.

Çalışmalarım sırasında bana her tür konuda yardımcı olan, teorik ve deneysel konulardaki değerli bilgi ve tecrübelerinden faydalanma imkanı bulduğum saygıdeğer hocam Habibe BAYHAN'a teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışması kapsamında üzerinde deneysel araştırmalar yaptığım Cu(InGa)Se₂ güneş pillerinin temininin yanı sıra pek çok konuda yardımlarını esirgemeyen sevgili hocam Murat BAYHAN'a, deneysel çalışmalarımnda her zaman desteklerini gördüğüm Sertap KAVASOĞLU ve Osman PAKMA hocalarıma teşekkür ederim. Eğitim yaşantımda değerli bir konuma sahip olan sayın Şener OKTİK başta olmak üzere tüm hocalarıma, yarıiletkenler üzerindeki tartışmalarımız başta olmak üzere değerli katkıları bulunan sevgili dostlarım Cem TOZLU ile deneysel çalışmalarımnda yardımcı olan Nejmettin AVCI, Volkan ŞİMŞEK ve diğer tüm araştırma görevlisi arkadaşlarıma şükranlarımı sunarım.

Şadan ÖZDEN

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	XIII
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	4
2.1 P-N EKLEMİ.....	4
2.1.1 Keskin Değişimli Eklem Modeli.....	5
2.1.2 Eklem Sığası.....	7
2.2 P-I-N EKLEMİ.....	9
2.3 AKIM İLETİM MEKANİZMALARİ.....	11
2.3.1 P-N Heteroeklem.....	11
2.3.2 P-i-n Eklemi.....	24
2.4 İŞİK ALTINDA PN EKLEMİ.....	30
2.5 P-N EKLEM AC EŞDEĞER DEVRESİ.....	33
2.6 ADMİTANS SPEKTROSKOPİSİ.....	39
3. MATERYAL YÖNTEM.....	42
3.1 DÜŞÜK SICAKLIK SİSTEMİ.....	42
3.2 ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ.....	47
3.2.1 Keithley 236 Akım – Voltaj Ölçüm Sistemi.....	48
3.2.2 HP 4192 A Empedans Analizörü.....	49
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	50
4.1 P-I-N FOTODİYOTLAR.....	50
4.1.1 BPW P-i-n Fotodiyotların Bazı Fiziksel Özellikleri.....	50
4.1.2 Aydınlık Akım Voltaj Karakteristikleri.....	54
4.1.3 Karanlık Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri.....	54
4.1.3.1 ODA SICAKLIĞINDA I-V KARAKTERİSTİKLERİ.....	54
4.1.3.2 Sıcaklık Bağımlı I-V Karakteristikleri.....	56
4.1.3.2 A Düz Besleme Durumu.....	56
4.1.3.2 B TERS BESLEME DURUMU.....	64
4.1.4 KAPASİTANS-VOLTAJ (C-V) Karakteristikleri.....	70

4.1.5 EMPEDANS ÖLÇÜMLERİ VE ANALİZİ.....	74
4.1.5.1 Voltaj Bağımlı empedans ölçümleri ve analizi.....	74
4.2 CIGS GÜNEŞ PİLLERİ.....	84
4.2.1 Güneş Pilinin Üretim Aşamaları.....	84
4.2.2 Akım voltaj ölçümleri.....	85
4.2.2.1 Aydınlık Akım Voltaj Ölçümleri.....	85
4.2.2.2 Sıcaklık Bağımlı Karanlık akım voltaj ölçümleri.....	86
4.2.3 Sığa Ölçümleri.....	90
4.2.4 Empedans Ölçümü ve Analizi.....	93
5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	95
5.1 P-İ-N FOTODİYOT.....	95
5.2 CIGS GÜNEŞ PİLİ.....	98



SİLİKON P – I – N FOTODİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

(Yüksek Lisans Tezi)

Şadan ÖZDEN

MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

2005

ÖZET

Bu çalışmada, BPW 34 ve BPW 41 silikon p-i-n fotodiyot aygıtlar ile tipik bir ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin elektriksel özellikleri sıcaklık bağımlı karanlık akım-gerilim ve admittans spektroskopisi ölçüm teknikleri kullanılarak araştırılmıştır.

BPW34 ve BPW41 fotodiyotların verimlilik değerleri sırayla yaklaşık 5% ve 12% olup doğrultma oranları ise yaklaşık 10^6 - 10^7 civarındadır. Pin fotodiyotların akım iletim mekanizmaları, LogI-V karakteristiklerinde iki farklı voltaj bölgesi ele alınarak incelenmiştir. Tipik bir fotodiyot için, I. bölgede (düşük besleme gerilimi); sıcaklığın 200K den büyük değerleri için p/i ara yüzeyi civarında i-tabaka yasak enerji aralığı ortalarına yakın kısımlarda bulunan elektron vedeşik yerel tuzak durumları arasındaki yeniden birleşme mekanizmasının toplam akıma önemli katkı yaptığı saptanmıştır. I. bölgede düşük sıcaklıklarda ($T < 200$ K) ve II. bölgede tüm sıcaklık aralığında ise, toplam akımın tünellemenin yükselttiği i/p ara yüzeyde yeniden birleşim mekanizması ile kontrol edildiği tespit edilmiştir. Bu i/p ara yüzeyindeki yerleşmiş tuzak (donor ve akseptör) durumlarının, ters besleme durumunda Richardson-Schottky/klasik Poole-Frenkel teorik yaklaşımına uygun bir enerji engeli biçiminde davrandığı tespit edilmiştir.

Frekans ve sıcaklık bağımlı kapasitans karakteristikleri pin aygıtlarda tuzak durumlarının varlığına işaret etmektedir. Tipik bir p-i-n fotodiyot eşdeğer devre modeli; paralel bağlı direnç, kapasitör sistemi ve bu ikisine seri bağlı bir dirençten oluşmaktadır. Devre elemanlarının değerleri yüksek frekanslı sinyaller tarafından etkilenmektedir (Warburg empedansı).

ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem aygıtın verimlilik değeri %7.4 civarındadır. İleri besleme akımının, düşük voltaj ($V < 0.3$ V) değerlerinde gözlenen $I = V^m$, $m < 1.2$ biçimindeki davranışı, uzay yükü ile sınırlı akım (space charge limited current, *SCLC*) mekanizması veya tünelleme mekanizmasının varlığı ile açıklanmıştır. $V > 0.3$ V için ise soğurucu tabaka tükenmiş bölgesi içinde meydana gelen yeniden birleşmenin toplam akım iletiminde etkin mekanizma olduğu belirlenmiştir. Admitans spektroskopisi tekniği ile aktivasyon enerjisi $E_a = 1.49$ eV ve durum yoğunluğu yaklaşık $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ olan bir tuzak durumu belirlenmiştir. Empedans verilerinin analizi, eşdeğer devre modelinin birbirine paralel bağlı kapasitans, direnç elemanına seri bağlı olan bir dirençten oluştuğunu göstermiştir.

Anahtar Kelimeler: Foto diyot, Güneş Pili, Elektriksel Karakterizasyon, Akım İletim Mekanizmaları, Admitans ve Empedans Spektroskopisi.

Sayfa adedi: 103

Tez Yöneticisi: Yrd. Doç. Dr. Habibe BAYHAN

**ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF
SILICON P – I – N PHOTODIODES**

(Ph. M. Thesis)

Şadan ÖZDEN

**MUGLA UNIVERSITY
INSTITUTE of SCIENCE and TECHNOLOGY**

2005

ABSTRACT

In this study, the electrical properties of silicon based BPW34 and BPW 41 photodiodes and a typical ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ solar cell have been investigated using temperature dependent current-voltage and admittance spectroscopy measurement techniques.

The efficiencies of BPW34 ve BPW41 photodiodes are measured as 4.9% and 11.95%, respectively and the rectification ratio for both devices is about 10^6 - 10^7 . The conduction mechanism in pin photodiodes are analysed by dividing the LogI–V characteristics into two distinct voltage regions. For a typical photodiode, in region I. and for temperatures above than 200K, the recombination between localised acceptor and donor states located at about the mid gap of i-layer and near the p/i interface was found to have an important contribution to the total current. At low temperatures ($T < 200$ K) in region I and for the whole temperature scale in region II, the current is found to be controlled by the tunneling enhanced interface recombination mechanism. In the reverse bias case, these interface trap states (donor and acceptor) are found to behave as an energetic barriers as given in theoretical Richardson-Schottky/classic Poole-Frenkel approach.

Both, frequency and temperature dependent capacitance characteristics indicate the presence of trap states in the photodiodes. The equivalent circuit of a typical pin photodiode has been found to be represented by a single parallel resistor and capacitor network connected with a series resistance. It was also found that, the value of the circuit components changes at high frequencies (Warburg impedance).

The efficiency of the ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ heterojunction device is about %7.4. At low voltages (< 0,3 V), the forward current can be satisfactorily described by $I \sim V^m$ with $m:1.2$, which indicates the presence of the tunnelling and/or space charge limited current (SCL) mechanisms. For voltages greater than 0.2, the tunneling enhanced bulk recombination mechanism dominates the junction current. A single dominant trap level with an activation energy and trap concentration of about $E_a=1.50$ eV and $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ respectively, is identified by admittance spectroscopy technique. The analysis of the impedance data reveal that the simplified equivalent circuit model is simply consist of a parallel resistor R_p and capacitor C network connected in series with a resistor R_s .

Key Words: Photodiode, Solar Cell, Electrical Characterization,, Current Transport Mechanisms , Admittance and Impedance Spectroscopy

Page Number: 103

Adviser: Yrd. Doç. Dr. Habibe BAYHAN

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil No</u>	<u>Sayfa No.</u>
Şekil 1.1 Bell Laboratuvarlarında ilk güneş pilini elde eden Gerald Pearson, Daryl Chapin, and Calvin Fuller.....	2
Şekil 2.1 Tipik bir pn-eklem enerji bant diyagramının şematik gösterimi...	4
Şekil 2.2 Keskin yük dağılımına sahip p-n eklem için (a) yük yoğunluğunu (b) elektrik alanın (c) potansiyelin ve (d) enerji bant profilinin konuma göre değişimi.....	6
Şekil 2.3 P-i-n yapı için konuma bağlı olarak yük yoğunluğu, potansiyel ve elektrik alanın değişimi.....	10
Şekil 2.4 Bir p-n heteroeklem enerji bant diyagramında ($\chi_p > \chi_n$ ve $\phi_p > \phi_n$) a) negatif (0 besleme durumu) ve b) pozitif ters engel (spike) durumu.....	12
Şekil 2.5 Tek bir merkezin varlığında, yakalama ve ısısal uyarılma oluşumlarının yer aldığı Schockley-Read 'e göre yeniden birleşme modeli.....	14
Şekil 2.6 Bir pn heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından (spayk) tünellemesi.....	18
Şekil 2.7 Riben'in n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modeli.....	19
Şekil 2.8 İleri besleme durumundaki bir CdS/Cu (In,Ga)Se ₂ heteroeklem yapıda olası yeniden birleşme kanallarının enerji bant diyagramında şematik gösterimi.....	22
Şekil 2.9 Düz besleme altında bulunan ve w kalınlığında i-tabakasına sahip bir pin diyot yapısı için enerji bant diyagramı.....	25
Şekil 2.10 Işık altındaki bir p-n eklemde elektron-deşik çiftlerinin oluşumu.....	30
Şekil 2.11 Işık altındaki bir p-n eklem için eşdeğer devre modeli.....	32

Şekil 2.12 Pn eklem için seri ve paralel dirençlerle eklem kapasitansından oluşan eşdeğer devre modeli.....	33
Şekil 2.13 Pn eklem için seri ve paralel dirençlere ve eklem kapasitansına ek olarak indüktif bir etkinin olması durumunda eşdeğer devre modeli.....	35
Şekil 2.14 $Y'-Y''$ Cole – Cole grafiği ($R_s = 150$, $R_p=30k$, $C_o=250nF$).....	36
Şekil 2.15 $\text{Log}Y'-\text{Log}Y''$ Cole – Cole grafiği ($R_s = 150$, $R_p=30k$, $C_o=250nF$).....	36
Şekil 2.16 Konduktans-Log frekans değişimi ($R_s = 150$, $R_p=30k$, $C_o=250nF$).....	37
Şekil 2.17 Suspektans-Log frekans değişimi ($R_s = 150$, $R_p=30k$, $C_o=250nF$).....	37
Şekil 2.18 $Z'-Z''$ Cole – Cole grafiği ($R_s = 50$, $R_p=23k$, $C_o=50nF$).....	38
Şekil 2.19 $\text{Log} Z'-\text{Log} Z''$ karakteristiği ($R_s = 50$, $R_p=23k$, $C_o=50nF$).....	38
Şekil 2.20 CdS/Cu(In,Ga)(Se,S) ₂ heteroeklem aygıtta tuzak durumlarının enerji band diyagramında şematik gösterimi.....	41
Şekil 3.1 Düşük sıcaklık sisteminin blok şeması.....	42
Şekil 3.2 Helyum pompasının fotoğrafı.....	43
Şekil 3.3 Kreostatın (a) fotoğrafı ve (b) blok şeması.....	44
Şekil 3.4 ITC 502 Sıcaklık Kontrol Ünitesinin fotoğrafı.....	45
Şekil 3.5 Thermovac TM 20 basınç göstergesinin fotoğrafı.....	46
Şekil 3.6 Thermovac TR 211 Basınç sensörünün fotoğrafı.....	46
Şekil 3.7 Leybold Trivac B vakum pompasının fotoğrafı.....	47
Şekil 3.8 Keithley 236 Akım – Voltaj ölçüm cihazı.....	48
Şekil 3.9 HP 4192 A Empedans Analizörü.....	49
Şekil 4.1 (a) BPW 34 ve (b)BPW 41 p-i-n fotodiyotlar.....	50
Şekil 4.2 BPW 34 ve BPW 41 fotodiyotların şematik yapısı.....	51
Şekil 4.3 Fotodiyotların ters besleme akımının (a) karanlık ve (b) aydınlıkta ortam sıcaklığına bağımlılığı.....	52
Şekil 4.4 Fotodiyotların (a) ışık altında ters besleme akımının aydınlatma şiddetine ve (b) diyot kapasitansının ters besleme voltajına bağımlılığı.....	52

Şekil 4.5 (a) BPW 34 ve (b) BPW 41 fotodiyot için spektral hassaslığın dalga boyuna karşı değişimi.....	53
Şekil 4.6 Fotodiyotların (a) farklı aydınlatma şiddetlerinde ters yöndeki akımının ters besleme voltajına karşı değişimi. (b) Hassaslığın aydınlatma açısına bağlı değişimi.....	53
Şekil 4.7 Pin fotodiyotların aydınlık akım-voltaj karakteristikleri.....	54
Şekil 4.8 BPW34 ve 41 pin fotodiyotların karanlık ters ve düz yönde I-V Karakteristikleri.....	55
Şekil 4.9 BPW-34 için sıcaklık bağımlı doğrusal I-V karakteristiği.....	58
Şekil 4.10 BPW-34 için sıcaklık bağımlı yarı-logaritmik I-V karakteristiği.....	58
Şekil 4.11 BPW34 için 80 K-300 K sıcaklık aralığında (a) $\text{Log } I_o - T$ ve (b) $\text{Log } I_o - 1/T$ karakteristikleri.....	60
Şekil 4.12 BPW34 için $n \ln J_0 - 1/T$ Arrhenius karakteristiği.....	62
Şekil 4.13 BPW34 için diyot idealite sabitinin sıcaklıkla olan değişimi.....	62
Şekil 4.14 BPW34 diyot idealite sabitinin sıcaklıkla olan değişiminin van Berkel modeline göre çizimi.....	63
Şekil 4.15 BPW34 foto diyot'un 100K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme $I_R - V$ karakteristiği.....	64
Şekil 4.16 BPW34'ün 160K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme $J^2 - V$ karakteristiği.....	65
Şekil 4.17 BPW34'ün 100K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme $\text{Log} I - \text{Log} V$ karakteristiği.....	66
Şekil 4.18 BPW34 foto diyot'a ait farklı voltaj değerleri için çizilen $\text{Log} I - 1000/T$ (Arrhenius) karakteristiği.....	66
Şekil 4.19 BPW34 için $\text{Log} I_R - V_R^{1/2}$ karakteristiği.....	69
Şekil 4.20 Richardson-Dushman denkleminde göre $\text{Ln } I_{so} T^{-2} - 1/T$ karakteristiği.....	69
Şekil 4.21 Şekil 4.21 (a) BPW34 ve (b) BPW-41 p-i-n diyotların frekans bağımlı $1/C^2 - V$ karakteristikleri.....	70

Şekil 4.22 BPW34 p-i-n diyotun frekans bağımlı C-T karakteristikleri.....	71
Şekil 4.23 BPW34 p-i-n diyotun sıcaklık bağımlı C-f karakteristiği.....	73
Şekil 4.24 BPW34 p-i-n diyotun kusur spektrumu.....	73
Şekil 4.25 P-i-n diyotlar için varsayılan eşdeğer devre modeli.....	74
Şekil 4.26 Sıfır besleme geriliminde BPW 41 ve BPW 34 fotodiyotlar için kompleks empedansın gerçel empedansa karşı değişimi.....	75
Şekil 4.27 BPW 41 Pin fotodiyotlar için ileri beslemede [(a) 0 V (b) 0,2 V (c) 0,4 V (d) 0,6 V (e) 0,8 V] ölçülen gerçel empedansın kompleks empedansa karşı değişimi.....	78
Şekil 4.28 BPW 34 Pin fotodiyotlar için ileri beslemede [(a) 0 V (b) 0,2 V (c) 0,4 V (d) 0,6 V (e) 0,8 V] ölçülen gerçel empedansın kompleks empedansa karşı değişimi.....	80
Şekil 4.29 (a) BPW 34 ve (b) BPW 41 Pin fotodiyotlar için hesaplanan difüzyon kapasitansının voltajla değişimi.....	83
Şekil 4.30 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin fotoğrafı.....	84
Şekil 4.31 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin 100 mWatt/cm ² lik ışınım altında ölçülen fotovoltaj performansı.....	85
Şekil 4.32 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin karanlık akım-voltaj karakteristiği.....	86
Şekil 4.33 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin düşük ileri besleme değerlerindeki I-V Karakteristiği.....	87
Şekil 4.34 Cu(In,Ga)Se ₂ heteroeklem güneş pili için, J_o doyma akımının Arrhenius çizimi.....	88
Şekil 4.35 Cu(In,Ga)Se ₂ heteroeklem güneş pili için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi ve teorik yaklaşım ile olan uyumu.....	89
Şekil 4.36 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin kapasitans spektrası.....	90
Şekil 4.37 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pilinin $dC/d\omega - f$ karakteristiği.....	91
Şekil 4.38 Bükülme frekans değerlerinin Arrhenius çizimi.....	91
Şekil 4.39 Tuzak yoğunluğunun enerji ile olan değişimi.....	92
Şekil 4.40 CIGS güneş pili için farklı besleme değerlerinde gerçel empedansın sanal empedansa karşı değişimi.....	94

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo No</u>	<u>Sayfa No.</u>
Tablo 4.1. BPW34 ve 41 için oda sıcaklığında ölçülen bazı temel parametreler.....	51
Tablo 4.2 BPW34 için 80 K-300 K sıcaklık aralığında belirlenen diyot parametreleri.....	59
Tablo 4.3 (a) BPW 34 ve (b) BPW (41) için farklı besleme voltaj değerlerinde belirlenen seri ve dinamik dirençle, difüzyon kapasitansı değerleri.....	81
Tablo 4.4 Cu(In,Ga)Se ₂ güneş pili için Şekil 5.3 kullanılarak hesaplanan I_o , q/nkT ve n değerleri.....	88

SEMBOLLER DİZİNİ

J	Akım
q	Yük
μ	Mobilite
ε	Elektrik alan
p, n	Yük yoğunlukları
k	Boltzmann sabiti
T	Sıcaklık
V	Gerilim
D	Difüzyon sabiti
N_a, N_d	Alıcı, verici katkı yoğunlukları
x	Konum
ρ	Yük yoğunluğu
W	Boşaltılmış bölge kalınlığı
C	Kapasitans
A	Alan
E	Enerji seviyesi
K	Kelvin
τ	Yaşam süresi
\bar{v}_{th}	Ortalama ısısal hız
n	İdealite faktörü
U	Yeniden birleşme oranı
β	Taşıyıcı yakalama olasılık katsayısı
n_i	Katkısız yük yoğunluğu
J_0	Doyma akımı
E_v	Değerlik bandının en üst enerji seviyesi
E_c	İletkenlik bandının en alt enerji seviyesi
E_g	Yasak band aralığı
E_F	Fermi enerji seviyesi
V_{bi}	Termal dengedeki iç potansiyel engeli
V_R	Ters besleme voltajı

\vec{E}	İç elektrik alan
V_a	Besleme voltajı
m	Kütle
m^*	Etkin kütle
h	Planck sabiti
R	Yeniden birleşme oranı
S	Yeniden birleşme hızı
T^*	Karakteristik sıcaklık
L	Difüzyon uzunluğu
I_L	Foto akım
R_L	Yük direnci
ν	Frekans
I_{sc}	Güneş pili kısa devre akımı
V_{oc}	Güneş pili açık devre voltajı
P_m	Güneş pili maksimum gücü
I_m	Güneş pili maksimum akımı
V_m	Güneş pili maksimum voltajı
R_s	Güneş pili seri direnci
R_{sh}	Güneş pili paralel direnci
I_{sr}	Rekombinasyon akımı
FF	Doldurma faktörü (Fill factor)
η	Verimlilik
P_{in}	Güneş pili üzerine düşen ışınım gücü
Z	Empedans
Y	Admitans
X	Difüzyon uzunluğu
R	Direnç
X	Reaktans
G	Kondüktans
Ri	Amorf silisyum
Si	Silikon
$CIGS$	Bakır indiyum galyum diselenyum

<i>CdTe</i>	Kadmiyum Tellür
<i>CIS</i>	Bakır İndiyum Diselenid
V_T	Termal voltaj
w	Açısal frekans
ϵ_s	Dielektrik sabiti
σ	İletkenlik
<i>DC</i>	Doğru akım
<i>IPE</i>	Fiziksel Elektronik Enstitüsü



1. GİRİŞ

Geride bıraktığımız yüzyıl bilim ve teknolojiye büyük ilerlemelere tanık olmuştur. Günlük hayatımızda kullandığımız televizyondan bilgisayarlara, telefondan uydulara kadar pek çok cihaz bu gelişmelerin ürünüdür. Şüphesiz bu ilerlemedeki en büyük pay yarıiletken malzeme ve aygıt teknolojisindeki gelişmelerdir.

Michael Faraday tarafından 1833'te gümüş sülfürün artan sıcaklıkla direncinin düşmesi olayının gözlenmesiyle başlayan yarıiletken malzemeler üzerindeki araştırmalarda; W. Smith'in 1873'te selenyumun foto iletken özelliğini bulması, F. Braun'un 1874'te kurşun sülfürün doğrultma etkisini gözlemlemesi ve 1948'te J. Bardeen ile W. H. Brattain germanyumdan transistörü üretmesi önemli kilometre taşlarıdır (M. Balkanski and R. F. Wallis, 1999).

Bu çalışmanın içeriğini oluşturan ışıldiyotlar (photodiode) ve güneş pillerinin temel elemanlarından olduğu optoelektronik, yarıiletken aygıt teknolojisinin önemli bir bölümünü oluşturmaktadır. Işık ise bu teknolojinin diğer önemli parçasıdır. Işığın doğal yapısı ve sahip olduğu yüksek hız her geçen gün değişik alanlarda kullanımını arttırmaktadır.

Değişik dalga boylarına sahip ışığın algılanmasını ve elektriksel sinyale çevrilmesini sağlayan ışıldiyotlar tıptan uzaktan kontrol sistemlerine, güvenlikten görüntüleme cihazlarına kadar hemen hemen günlük hayatımızın her aşamasında karşımıza çıkarken, parçacık hızlandırıcılarında, spektrometrelerde ve nükleer detektörlere kadar değişik alanlarda çeşitli bilimsel çalışmalarda da kullanılmaktadır.

Değişik eklem şekillerinde elde edilebilen ışıldiyotların yaygın tiplerinden biride p-i-n yapısıdır. Burada p-n eklem arasında katkısız bir ara tabaka kullanılarak bu aygıtların hassasiyetinde ve tepki verme süresinin kısaltılmasında gelişme sağlanmıştır. Silisyum bu aygıtların yapısında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Diğer bir optoelektronik eleman da güneş enerjisinin doğrudan elektrik enerjisine çevrimini sağlayan güneş pilleridir. Günümüzde gittikçe artan enerji ihtiyacı ve hali hazırda bulunan enerji kaynaklarının doğaya etkisi bu aygıtların önemini arttırmakta ve bu konudaki araştırmaları yoğunlaştırmaktadır. İlk güneş pili 1950'lerin başlarında Bell laboratuvarlarında Gerald Pearson, Daryl Chapin ve Calvin Fuller

tarafından silisyumdan üretilmiştir. Daha sonra uzay araştırmaları bu konudaki çalışmalara yön vermiştir.



şekil 1.1 Bell Laboratuvarlarında ilk güneş pilini elde eden Gerald Pearson, Daryl Chapin, and Calvin Fuller. (ATT Bell Labs,1953)

İlk aşamada düşük olan aygıt verimlilikleri gittikçe arttırılmış ve % 24 civarında verimlere ulaşılmıştır. Fakat kullanılan tek kristal silisyumun üretimindeki zorluklar ve maliyetin fazla oluşu çok kristalli malzemelerin ve ince film teknolojilerinin doğmasına yol açmıştır. Amorf silisyum (a-Si), kadmiyum tellür (CdTe) ve bakır indiyum galyum diselenyum (CuInGaSe_2) güneş pilleri ince film yapıların en önemlileridir.

Kısaca CIGS olarak adlandırılan (CuInGaSe_2) ince film güneş pilleri; oldukça yüksek soğurma katsayıları ($\alpha = 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-1}$) ve güneş spektrumuna uygun (1,0 – 2,4 eV) yasak enerji band aralıkları ile %18,8 gibi yüksek verimliliklere ulaşabilen aygıtlardır (Rau ve Shock, 1999).

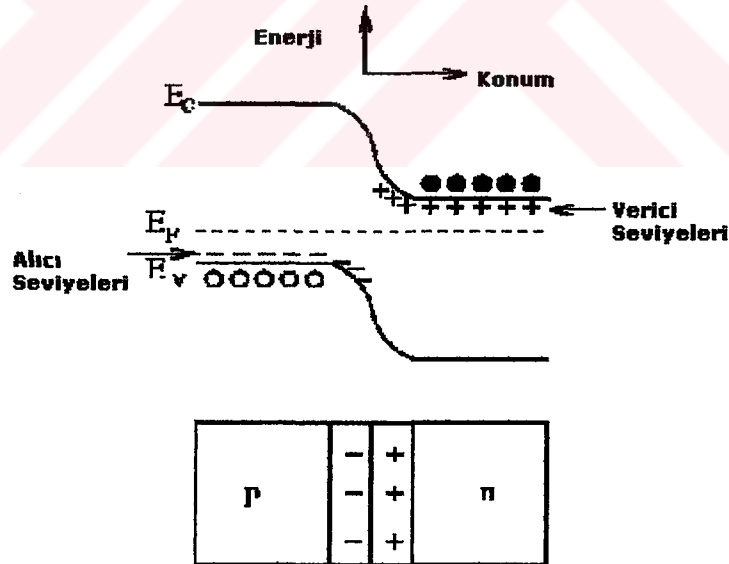
Yukarıda sözü edilen tüm aygıtların performansları, yapılarında bulunan olası kusur durumları tarafından ve çevresel değişkenlerden etkilenmektedir. Bu nedenle bu aygıtlarının elektriksel karakterizasyonu yapılarak; sıcaklık bağımlı akım gerilim ölçümlerinden etkin akım iletim mekanizmaları, admitans ve empedans ölçümlerinden enerji bant yapıları ve olası kusur durumları ile ilgili bilgilerin yanı sıra aygıtın eşdeğer devre modeli de elde edilebilir. Tüm bu veriler işıldiyot ve güneş pillerinin kalitelerinin arttırılmasında ve verimlerinin yükseltilmesinde oldukça önemlidir.

Bu tez çalışmasında geniş bir kullanım alanına sahip p-i-n silisyum BPW 34 ve 41 ışıldiyotlar ve Stuttgart Üniversitesi IPE laboratuvarları tarafından sağlanan tipik bir Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin elektriksel karakterizasyonu gerçekleştirilmiştir. Tez aşağıda sıralanan formatı takip etmektedir; İkinci bölümde kaynak özeti ana başlığı altında, p-n ve p-i-n eklemlerin teorisi ve yüksek frekanslardaki eşdeğer devresi, admittans spektroskopisi ile pn heteroeklem ara yüzeyinin karakterizasyonu ve aydınlatma altındaki p-n eklemi ile ilgili teorik bilgiler kısaca anlatılmıştır. Üçüncü bölümde kullanılan deneysel ölçüm sistemleri açıklanmıştır. Dördüncü bölümün ilk kısmında p-i-n ışıldiyotların sıcaklık bağımlı akım-gerilim, sığa-voltaj ve admittans, empedans ölçümleri sonucunda elde edilen verilerin teorik yaklaşımlar altında incelenmesi ve elde edilen bulguların tartışılması üzerinde durulmuştur. Dördüncü bölümün ikinci kısmı ise Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin sıcaklık bağımlı akım-gerilim ve admittans, empedans ölçümleri ve sonuçlarını içermektedir. Son beşinci bölümde ise her iki aygıt için elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

2.1. P-N EKLEMİ

Neredeyse tüm yarıiletken aygıtların temelini p-n eklemi oluşturur. Eğer, p tipi katkılanmış bir yarıiletkenle n tipi katkılanmış bir yarıiletken birleştirilirse; n tipi yarıiletkende çoğunluk yük taşıyıcısı olan elektronlar geride pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakarak azınlıkta oldukları p bölgesine, aynı zamanda p bölgesindeki çoğunluk yük taşıyıcısı boşluklarda (hole), negatif yüklü alıcı (acceptor) iyonları bırakarak n tipi bölgeye doğru yayılmaya başlarlar. Bu yayılma hareketi sonucu eklem bölgesi civarında serbest yüklerden boşaltılmış bir bölge oluşur ve verici ve alıcı iyonlarından dolayı n tipi bölgeden p tipi bölgeye doğru bir elektrik alan meydana gelir. Bu elektrik alan, n ve p tip bölge çoğunluk yük taşıyıcıların azınlıkta oldukları bölgelere doğru olan yayılımına (diffusion) engel olacak şekildedir. Şekil 2.1 de görüldüğü gibi ısısal denge durumunda; p ve n tipi bölgelerdeki Fermi enerji seviyeleri eşitlenir ve elektrik alan etkisi ile tükenmiş bölge boyunca enerji bantları bükülür. Bu durumda eklemenden geçen net yük akışı sıfır olur.



Şekil 2.1. Tipik bir pn-eklem enerji band diyagramının şematik gösterimi.

Eklemden geçen net boşluk (p) ve elektron (n) akım yoğunlukları,

$$J_{p,n}(\text{suruklenme}) + J_{p,n}(\text{difüzyon}) = 0 \quad (2.1)$$

$$J_p(x) = q \left[\mu_p p(x) \varepsilon(x) - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right] = 0 \quad (2.2)$$

şeklinde ve bu denklem tekrar düzenlenirse,

$$\frac{\mu_p}{D_p} \varepsilon(x) = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.3)$$

olur. Elektrik alan $\varepsilon(x) = -dV(x)/dx$ olduğundan, Einstein denklemi ($D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$)

kullanılarak yukarıdaki ifade aşağıdaki gibi olur.

$$-\frac{q}{kT} \frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.4)$$

Bu denklem uygun sınır koşulları kullanılarak çözüldüğünde, eklem engel potansiyeli, V_b , n ve p bölgelerinin boşluk yada elektron yoğunlukları cinsinden aşağıdaki gibi bulunur (B. G. Streetman ve S. Banerjee, 2000; S. M. Sze, 1981).

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) \quad (2.5)$$

2.1.1 Keskin Değişimli Eklem Modeli

Katkı yoğunluğunun eklemde keskin değiştiği yaklaşımı (Şekil 2.2) göz önüne alınıp yük eşitliği koşulu $N_a x_p = N_d x_n$ kullanıldığında Poisson denkleminde,

$$-\frac{d^2V}{dx^2} \equiv \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} [p(x) - n(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x)] \quad (2.6)$$

elde edilir. Tükenmiş bölge içinde serbest yük taşıyıcılarının olmadığı ve tüm katkı atomlarının iyonize olduğu kabul edildiğinde denklem (2.6) aşağıdaki gibi yazılır,

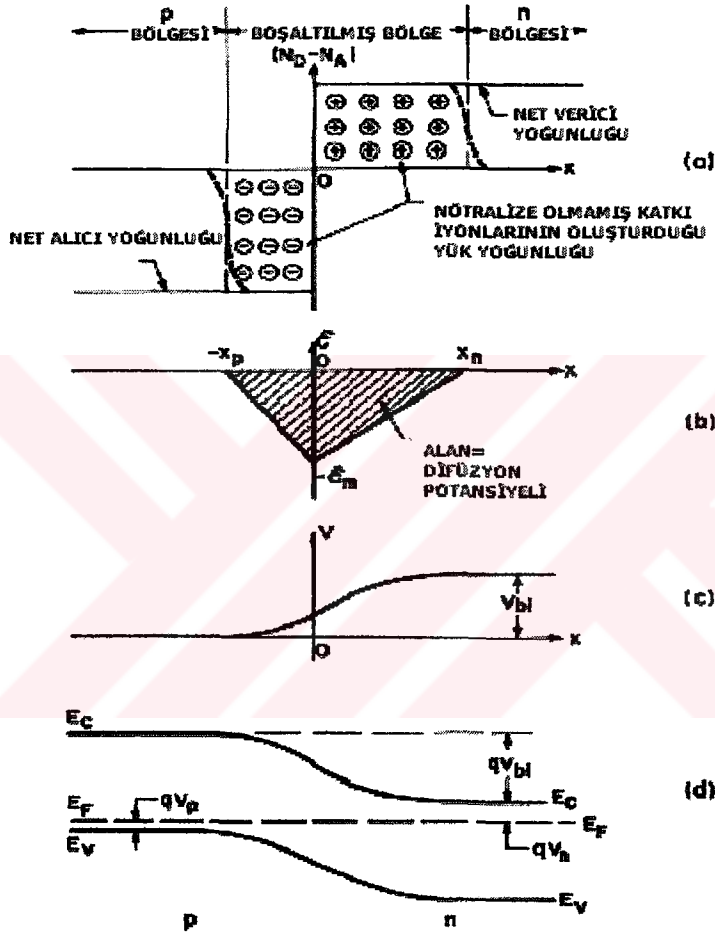
$$\frac{d\varepsilon}{dx} \approx \frac{q}{\varepsilon_s} N_d \quad ; \quad 0 < x \leq x_n \text{ de} \quad (2.7)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dx} \approx -\frac{q}{\varepsilon_s} N_a \quad ; \quad -x_p \leq x < 0 \text{ de}$$

bu denklemlerin çözümü eklem civarındaki elektrik alan değişimini verir;

$$\varepsilon(x) = -\frac{qN_a(x+x_p)}{\epsilon_s} ; -x_p \leq x < 0 \text{ için} \quad (2.8)$$

$$\varepsilon(x) = \frac{qN_d(x-x_n)}{\epsilon_s} = -\varepsilon_{\max} + \frac{qN_dx}{\epsilon_s} ; 0 < x \leq x_n \text{ için}$$



Şekil 2.2. Keskin yük dağılımına sahip p-n eklem için (a) yük yoğunluğunun (b) elektrik alanın (c) potansiyelin ve (d) enerji bant profilinin konuma göre değişimi.

$x=0$ da ki elektrik alan şiddeti ε_{\max} , maksimum olup aşağıda verildiği gibidir;

$$|\varepsilon_{\max}| = \frac{qN_d x_n}{\varepsilon_s} = \frac{qN_a x_p}{\varepsilon_s} \quad (2.9)$$

$\varepsilon(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$ olduğundan, eklem engel potansiyeli;

$$V_b = \frac{1}{2} \frac{q}{\varepsilon_s} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} W^2 \quad (2.10)$$

olarak bulunur. Burada $W = x_p + x_n$ tükenmiş bölge genişliğidir.

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right) V_b} \quad (2.11)$$

Eğer, katkı yoğunluklarından biri diğerinden büyükse bu ifade (örneğin $N_d \ll N_a$)

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_b}{qN_d}} \quad (2.12)$$

biçimine indirgenir (B. G. Streetman ve S. Banerjee, 2000; S. M. Sze, 1981).

2.1.2 Eklem Sığıması

Pn eklem tükenmiş bölgenin n ve p tipi bölge kısımlarında verici N_D^+ ve alıcı N_A^- denklemlenmemiş yüklerinin ayrışması, düzlem levhali bir kondansatörün levhalarında biriken + ve - yüklerin oluşturduğu sığa etkisine benzer bir etkinin pn eklemine oluşmasına neden olur. Eklem bölgesinin iki tarafında da Q yükü uygulanan voltajla doğrusal olarak değişmediğinden sığa,

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| \quad (2.13)$$

biçiminde yazılabilir.

Keskin değişimli bir pn eklem aygıt için ısı denge durumundaki tükenmiş bölge genişliği, W , denklem (2.11) ile verilmekte idi. Eğer eklem doğru yönde bir dış voltaj besleme (V) uygulanır ise eklem engel potansiyeli ($V_b - V$) kadar azalır.

Bu durumda eklem bölgesi genişliği de uygulanan voltajla,

$$W = \left[\frac{2\varepsilon_s (V_b - V)}{q} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

şeklinde azalır. Ters yönde bir gerilim uygulanırsa, eklem engel potansiyeli ($V_b + V$) kadar değişir ve tükenmiş bölgenin genişliği artar. Eklem bölgesi genişliğinde meydana gelen bu değişim, eklemdeki iki taraftaki iyonize olmuş yük dağılımında da farklılığa yol açar. Eklemdeki, n ve p-tipi bölge tükenmiş bölge genişlikleri ve katkı yoğunlukları cinsinden Q yükü,

$$|Q| = qAx_{n0}N_d = qAx_{p0}N_a \quad (2.15)$$

olarak ifade edilir. Sırasıyla n ve p tipi boşaltılmış bölge genişlikleri x_{n0} ve x_{p0} eklem bölgesi genişliği cinsinden,

$$x_{n0} = \frac{N_a}{N_a + N_d}W \quad \text{ve} \quad x_{p0} = \frac{N_d}{N_a + N_d}W \quad (2.16)$$

olduğundan,

$$|Q| = qA \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} W = A \left[2q \epsilon_s (V_b - V) \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade yardımıyla eklem sığası,

$$C_j = \left| \frac{dQ}{d(V_b - V)} \right| = \frac{A}{2} \left[\frac{2q \epsilon_s}{(V_b - V)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

olarak elde edilir. Eşitlik tekrar düzenlenirse,

$$C_j = \epsilon_s A \left[\frac{q}{2 \epsilon_s (V_b - V)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s A}{W} \quad (2.19)$$

olur. Eğer W paralel plakalı kondansatörün plakaları arasındaki mesafe ise, yukarıda verilen denklemin bilinen sığa ifadesine eşdeğer olduğu görülür.

Eklem bölgesindeki katkı yoğunluğunun doğrusal değiştiği durum göz önüne alındığında ise eklem sığası aşağıdaki gibi olur (B. G. Streetman ve S. Banerjee, 2000; S. M. Sze, 1981).

$$C_j = \left[\frac{Aqa \epsilon_s^2}{12(V_b - V)} \right]^{1/3} \quad (2.20)$$

2.2 P-I-N EKLEMİ

P-i-n diyot yapısı normal pn eklemi yapısının p ve n bölgeleri arasında göreceli olarak geniş (i) katkısız (intrinsic) bir bölge bulunacak şekilde üretilmiş halidir. Pratikte ise i bölgesi az katkılanmış yüksek dirençli bir p bölgesi (π) veya yüksek dirençli bir n bölgesi (ν) kullanılarak elde edilir. Pin ve $p-\nu-n$ eklem yapısı için katkı yoğunluklarının, boşaltılmış bölgenin ve eklemdeki elektrik alanın değişimi Şekil 2.3 de gösterilmiştir. Pratikte p ve n bölgelerindeki katkı yoğunlukları bu şekilde gösterildiğinden daha az keskinlikte değişir. i- bölgesinin az katkılanmış olmasından dolayı uygulanan besleme geriliminin çoğu bu bölge üzerine düşer.

Boşaltılmış bölgedeki yük yoğunluğu ifadesini göz önüne alırsak,

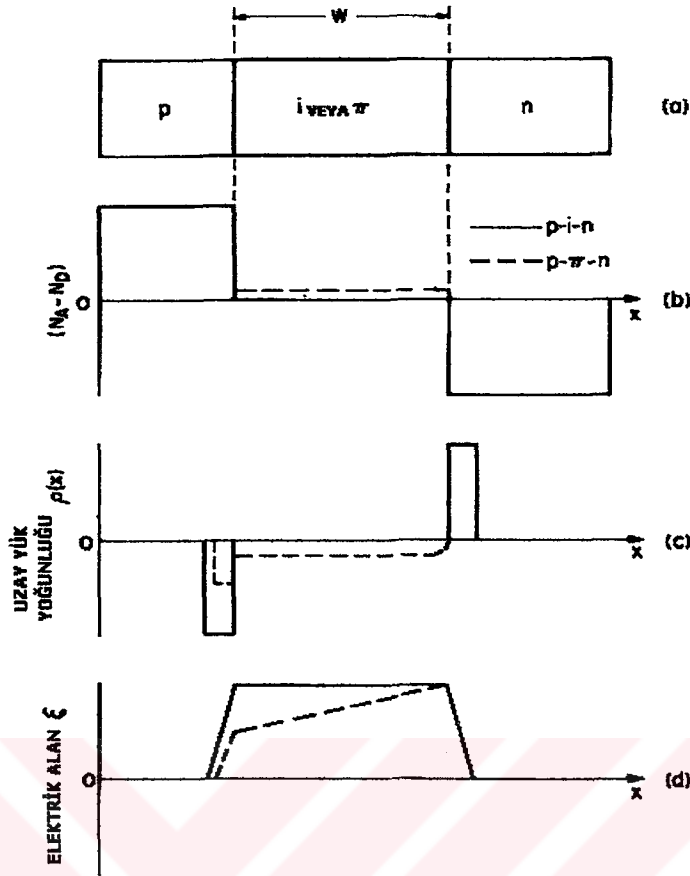
$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & , x < -x_p \\ -qN_a & , -x_p < x < 0 \\ 0 & , 0 < x < W \\ qN_d & , W < x < W + x_n \\ 0 & , x > x_n \end{cases} \quad (2.21)$$

Gauss yasası $\frac{\partial}{\partial x} \epsilon = \rho = 0$ kullanıldığında,

$$\frac{d}{dx} \epsilon(x) = \begin{cases} 0 & , x < -x_p \\ -qN_a / \epsilon_p & , -x_p < x < 0 \\ 0 & , 0 < x < W \\ qN_d / \epsilon_d & , W < x < W + x_n \\ 0 & , x > x_n \end{cases} \quad (2.22)$$

Elektrik alan aşağıdaki gibi olur.

$$\epsilon(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a}{\epsilon_p}(x + x_p) & , -x_p < x < 0 \\ -\frac{qN_a}{\epsilon_i} x_p = \text{sabit} & , 0 < x < W \\ +\frac{qN_d}{\epsilon_n}(x - (W + x_n)) & , W < x < W + x_n \end{cases} \quad (2.23)$$



Şekil 2.3. P-i-n yapı için konuma bağlı olarak yük yoğunluğu, potansiyel ve elektrik alanın değişimi.

Sınır koşulları, $\epsilon_i \varepsilon(0_+) = \epsilon_n \varepsilon(0_-)$ ve $N_a x_p = N_d x_n$ kullanıldığında, elektrostatik potansiyel,

$$V(x) = \left. \begin{cases} 0 & , x < -x_p \\ \frac{qN_a}{2\epsilon_p} (x+x_p)^2 & , -x_p < x < 0 \\ \frac{qN_a}{\epsilon_i} x_p x + \frac{qN_a}{2\epsilon_p} x_p^2 & , 0 < x < W \\ -\frac{qN_d}{2\epsilon_n} (x-(W+x_n))^2 + \frac{qN_a}{\epsilon_i} x_p W + \frac{qN_a}{2\epsilon_p} x_p^2 + \frac{qN_d}{2\epsilon_n} x_n^2 & , W < x < W+x_n \\ V_b & , x > x_n \end{cases} \right\}$$

(2.24)

olur. Burada eklem engel potansiyeli,

$$V_b = \frac{qN_a}{\epsilon_i} x_p W + \frac{qN_a}{\epsilon_p} x_p^2 + \frac{qN_d}{\epsilon_n} x_n^2 \quad (2.25)$$

şeklindedir. Tüm bu denklemler $p - \pi - n$ yapısı için de benzer olarak elde edilir (B. G. Streetman ve S. Banerjee, 2000; S. M. Sze, 1981; J. Y. Wah ve C. J. Hepburn, 2000).

2.3 AKIM İLETİM MEKANİZMALARI

2.3.1 P-N Heteroeklem

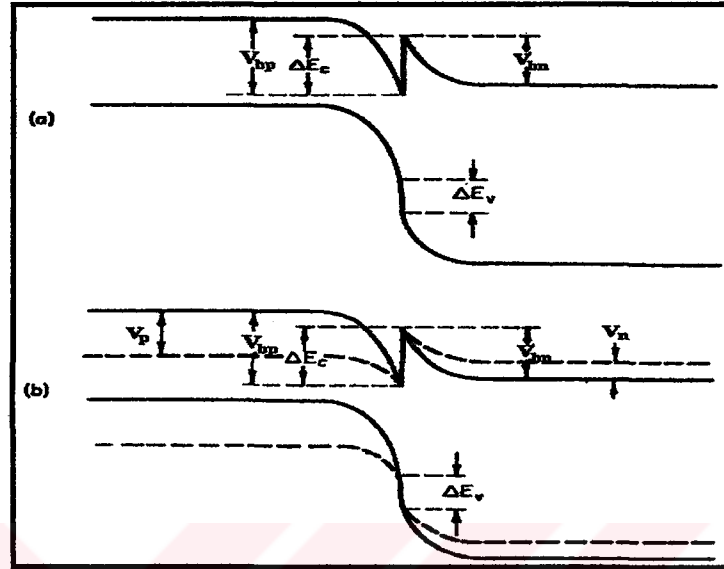
İleri besleme uygulanan bir pn (yada np) heteroeklemde karanlık altında etkin olabilecek akım-iletim modellerinin en önemlileri aşağıdaki gibi sıralanabilir;

- İdeal yayılma ve yayınım
- Boşaltılmış bölgede yeniden birleşme ve yaratılma
- Ara yüzeyler boyunca yeniden birleşme
- Tünelleme

İdeal Yayılma ve Yayınım: Heteroeklemler için yayılma akım iletim modeli Shockley'in yayılma modelini temel alan Anderson tarafından geliştirilmiştir. Arayüzey ve dipol etkilerinin ihmal edildiği bu modelde, ara yüzeyde bant kenarlarındaki enerji süreksizlikleri nedeniyle yayılma akımı tamamen elektron veya tamamen boşluklardan oluşmaktadır.(B. L. Sharma ve R. K. Purohit, 1974; T. L. Tansley, 1971; A. L. Fahrenbruch ve R. H. Bube, 1983) Pearlman ve Feucht' un geliştirdiği yayınım modeli ise Schottky metal-yarı iletken yayınım modelini temel almaktadır.(S. S. Pearlman ve D. L. Feuchts, 1964) Bu modellerin her ikisinde de ara yüzeyde, iletim bandı kenarlarında aşağı ve yukarı doğru yönelmiş birer çıkıntı (**spike** ve **notch**) şeklinde enerji engelleri bulunmaktadır. Pozitif ters engel biçiminde bir çıkıntının varlığında (Şekil 2.4), n tipi bölgeden p-tipi bölgeye doğru hareket eden elektronlar qV_{bn} engeli ile p-tipi bölgeden n-tipi bölgeye hareket eden elektronlar ise $\Delta E_c - qV_{bp}$ engeli ile karşılaşırlar. Isıl denge durumunda eklemde akan net akım sıfır olduğundan ters yönlere doğru akan elektron akımları eşit olmalıdır,

$$A_1 \exp [- (\Delta E_c - qV_{bp}) / kT] = A_2 \exp [- qV_{bn} / kT] \quad (2.26)$$

burada A_1 ve A_2 katsayıları yarı iletken malzemenin katkı düzeyleri ile yük taşıyıcıların etkin kütlelerine bağlıdır. k Boltzman sabiti değeri, T ise Kelvin cinsinden mutlak sıcaklığı belirtmektedir.



Şekil 2.4 Bir p-n heteroeklem enerji bant diyagramında ($\chi_p > \chi_n$ ve $\phi_p > \phi_n$)

- a) negatif (0 besleme durumu) ve b) pozitif ters engel (spike) durumu.
 b) Kesikli çizgiler düz ön gerilim durumundaki eklemi göstermektedir
 (A. G. Milnes ve D. L. Feucht).

Uygulanan ileri besleme geriliminin etkisinde, enerji engelleri, $q(V_{bn}-V_n)$ ve $[\Delta E_c - q(V_{bp} - V_p)]$ kadar azalır. Bu durumda her iki modelde de akım gerilim ifadesi aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir (B. L. Sharma ve R. K. Purohit, 1974; A. G. Milnes ve D. L. Feucht),

$$I = A_{A,P} \exp(-q V_{bn}/kT) [\exp(qV_n/kT) - \exp(qV_p/kT)] \quad (2.27)$$

$A_{A,P}$ katsayısı, Anderson'un modeline göre $A_A = X_A q N_D (D_e / \tau_e)$ biçimindedir, burada D_e ve τ_e elektron için yayılma uzunluğu ve yaşam süresini, X_A engeli geçebilecek enerjiye sahip olan yük taşıyıcı yüzdesini tanımlamaktadır. Bu modelde, eklem ileri beslemenin uygulandığı ve $V_n = K_n V \gg kT$ durumunda Denklem 2.27 de ifade edilen akım, uygulanan gerilim ile aşağıda verildiği gibi değişmektedir,

$$I = A_A \exp(-q V_{bn}/kT) \exp(qV_n/kT) \quad (2.28)$$

Pearlman ve Feucht'un yayının modelinde akım-gerilim bağıntısı,

$$I = \frac{1}{2} X_p q N_D \vartheta_{th} (-q V_{bn}/kT) [\exp (qV_n/kT) - \exp (qV_p/kT)] \quad (2.29)$$

olarak verilmektedir, burada X_p ile X_A aynı anlamdadır ve ϑ_{th} n-tipi yarı iletkendeki serbest elektronlar için ortalama ısısal hızı ifade etmektedir. Her iki modelde ifade edilen akım-gerilim bağıntısındaki ortak olan özellikler aşağıdaki gibi sıralanabilir;

- Sabit sıcaklıkta, ileri besleme durumunda akımının uygulanan gerilim ile olan değişimi,

$$I \propto \exp (qV/nkT) \quad (2.30)$$

şeklinde olup negatif veya pozitif ters engel için $n = 1$ veya $n = 1/K_n$ dır.

- Sabit gerilim altında, LnI ifadesi T^{-1} ile yaklaşık olarak doğrusal olarak değişmektedir.

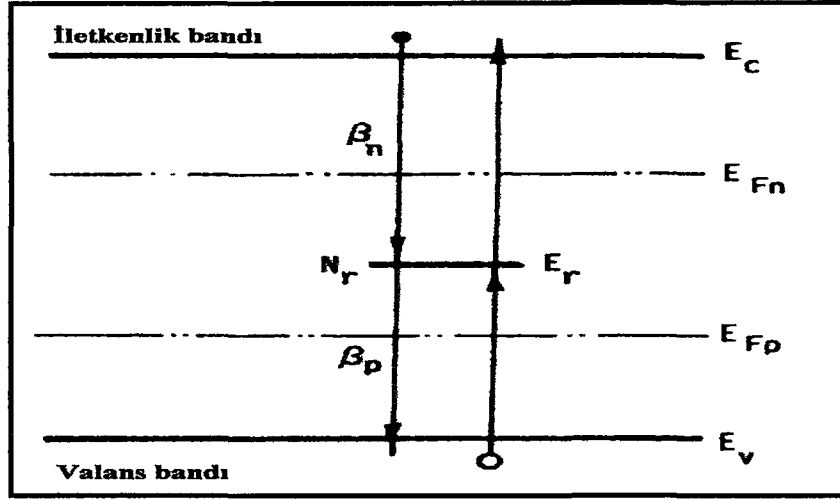
Serbest Yüklerden Boşaltılmış Bölgede Yeniden Birleşme-Yaratılma (R/G):

Bu kısımda açıklanan Schockley-Read yeniden birleşme modeli, saf (intrinsic) enerji seviyesi (E_i), elektron (E_{Fn}) ve boşluklar (E_{Fp}) için sözde (quasi) Fermi seviyelerinden eşit uzaklıkta ise yeniden birleşme oranının maksimum olduğunu göstermektedir. Şekil 2.5 de tek bir merkez üzerinde tasvir edilen Schockley-Read' in klasik modelinde elektron ve boşlukların yeniden birleşme merkezleri tarafından yakalanmasının yanı sıra bu merkezlerden ısısal olarak uyarılan elektronların iletim bandına, boşlukların ise değerlik bandına olan geçişleri de dikkate alınmıştır.

Bu modele göre, merkezler tarafından net elektron yakalama oranı aşağıda verildiği gibidir,

$$dn_r / dt = n(N_r - n_r)\beta_n - nN_c\beta_n \exp\{-(E_c - E_r)/kT\} \quad (2.31)$$

N_r yeniden birleşme merkezlerinin yoğunluğunu, n_r elektron tarafından doldurulan merkezlerin yoğunluğunu, n serbest elektron yoğunluğunu, β_n boş bir yeniden birleşme merkezinin elektron yakalama olasılık katsayısını ve E_r ise yasak enerji aralığında bulunan merkezin enerji değerini ifade etmektedir. Denklemdaki ilk terim boş bir merkezin serbest elektron yakalama oranını, ikinci terim ise dolu bir merkezde bulunan ısısal olarak uyarılmış



Şekil 2.5. Tek bir merkezin varlığında, yakalama ve ısısal uyarılma oluşumlarının yer aldığı Schockley-Read'e göre yeniden birleşme modeli (A. L. Fahrnbruch ve R. H. Bube, 1983).

elektronların iletim bandına geçme oranını ifade etmektedir. Benzer şekilde yeniden birleşme merkezleri tarafından net boşluk yakalama oranı aşağıda verildiği gibidir,

$$d(N_r - n_r)/dt = pn_r\beta_p - (N_r - n_r)N_v\beta_p \exp\{-(E_r - E_v)/kT\} \quad (2.32)$$

Bu ifadedeki ilk terim elektron ile dolu bir merkezin değerlik bandından boşluk yakalama oranını ikinci terim ise boş bir merkezden ısısal uyarılma sonucu yayımlanan değişim değerlik bandına geçiş oranını göstermektedir. Durgun koşullarda her iki oran eşit olduğundan net yeniden birleşme oranı Denklem 2.31 ve 2.32 yardımı ile aşağıda verildiği gibi bulunabilir,

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{po}(n + n') + \tau_{no}(p + p')} \quad (2.33)$$

burada n' (ve p') nicelikleri Fermi enerjisi yeniden birleşme merkezi ile çakışmış durumda olduğu andaki serbest elektron (boşluk) yoğunluğunu, n_i katıksız (intrinsic) yük taşıyıcı yoğunluğunu, τ_{no} ve τ_{po} nicelikleri eklemin n ve p bölgelerindeki azınlık yüklerinin yaşam sürelerini ifade etmektedirler.

$$\begin{aligned}
n' &= n_i \exp\{(E_r - E_i)kT\} \\
p' &= n_i \exp\{-(E_r - E_i)/kT\} \\
\tau_{no} &= 1/\beta_n N_r \\
\tau_{po} &= 1/\beta_p N_r
\end{aligned}$$

Shockley-Read in yeniden birleşme oranı (Denklem 2.33), yeniden birleşme merkezinin E_i katıksız enerji düzeyinde olduğu durumda ($\tau_{no} = \tau_{po}$) maksimum değer alır,

$$U_{mak} \cong \frac{n_i}{2\tau_{no}} [\exp(\frac{qV}{Akt}) - 1] \quad (2.34)$$

V ileri besleme gerilimin uygulandığı durumda, eklemdeki yeniden birleşme/yaratılma (R/G) akımı yaklaşık olarak,

$$J_{R/G} = q \int_{w_p}^{w_n} U_{mak} dw \cong \frac{n_i w_d kt}{2(V_d - V)\tau_{no}} [\exp(\frac{qV}{Akt}) - 1] \quad (2.35)$$

olur, burada w_d tükenmiş bölgenin genişliğidir. A parametresinin değeri, eklem simetrisine olduğu kadar yasak enerji aralığındaki tuzak enerji düzeylerinin dağılımına da bağlı olarak 1 ile 2 arasında değişebilmektedir.

Sah, Noyce ve Schokley'in tükenmiş bölge içerisinde yeniden birleşme/yaratılma akım iletim modelinde, sözde (quasi) Fermi düzeylerinin bu bölge içerisinde sabit olduğu, sadece katıksız Fermi enerji seviyesinde (E_i) tek bir düzeyde bulunan birleşme merkezlerin önemli olduğu, eklem her iki yanında bulunan bölgelerde azınlık yük taşıyıcı sayısının eşit olduğu ve boşaltılmış bölge içerisindeki yeniden birleşme hızının yaklaşık sabit kaldığını varsayılmış ve karanlık R/G akımı aşağıda verildiği gibi ifade edilmiştir.

$$I = \frac{qn_i w_d(V)}{(\tau_{no} \tau_{po})^{1/2}} \left\{ \frac{2 \sinh(qV/2kT)}{q(V_{bi} - V)/kT} \right\} f(b) \quad (2.36)$$

V eklem üzerine etkiyen gerilimi, V_{bi} eklem bölgesinde bantlardaki eğilmeyi (engel potansiyelini) göstermektedir. Diğer parametreler aşağıda verilmiştir.

$$f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{(z^2 + 2bxz + 1)} \quad (2.37)$$

$$b = \exp(-qV / kT) \cosh\{[(E_r - E_i) / kT] + \ln(\tau_{po} / \tau_{no})\}^{1/2} \quad (2.38)$$

$$z_{1,2} = (\tau_{no} / \tau_{po})^{1/2} \exp[\mp(qV_{bi} - E_{Fn} + E_{Fp}) / 2kT]$$

Bu model, tuzak enerji düzeylerinin sadece yasak enerji aralığının ortasında yer almadığı farklı katkı düzeylerine sahip bölgelere sahip eklem yapılar için Choo ve Smith tarafından yeniden geliştirilmiştir (S. C. Choo, 1968; D. L. Smith, 1977). Yaklaşık simetrik olarak katkılanmış heteroeklem bir yapıda genellikle $N_D \gg N_A$ olduğu için yeniden birleşme akımının, n-tipi yarıiletken nazarın küçük yasak enerji aralığına sahip p-tipi yarıiletken içerisinde daha büyük olması beklenir. Choo $f(b)$ 'nin maksimum değerini $\pi/2$ olarak belirlemiştir. Denklem 2.36'da verilen R/G akımı aşağıda verilen denklemler de kullanılarak basitleştirilebilir.

$$n_i^2 = N_c N_v \exp(E_g / kT) \quad (2.39)$$

$N_D \gg N_A$ koşulunda tükenmiş bölgenin genişliği, $w = (2\epsilon / N_A)^{1/2} (V_{bi} - V)^{1/2}$ ve uygulanan gerilim $V \gg 2kT / q$ ise $\sinh(qV / 2kT) \approx \exp(qV / 2kT)$ olur. Bu durumda R/G akımı;

$$J = J_0 \exp(qV / 2kT) \quad (2.40)$$

olur, burada

$$J_0 = J_{00} \exp(-E_g / 2kT) \quad (2.41)$$

ve,

$$J_{00} = kT \sqrt{(2N_c N_v \epsilon / qN_A \tau_{po} \tau_{no})} (V_{bi} - V)^{1/2} \quad (2.42)$$

olduğundan R/G ters doyma akımı kısaca aşağıdaki gibi verilebilir,

$$J_0 \propto T^{2.5} \exp(-\Delta E / kT) , \quad \Delta E \cong E_g / 2 \quad (2.43)$$

Bu modelde p-tipi yarıiletkenin içerisindeki yeniden birleşme merkezlerinin akım iletiminde etkin olduğu durumda $\ln J$ 'nin $1/T$ ile olan değişiminden hesaplanan ΔE aktivasyon enerjisi yaklaşık olarak p-tipi yarıiletkenin yasak enerji değerinin yarısına eşit olur.

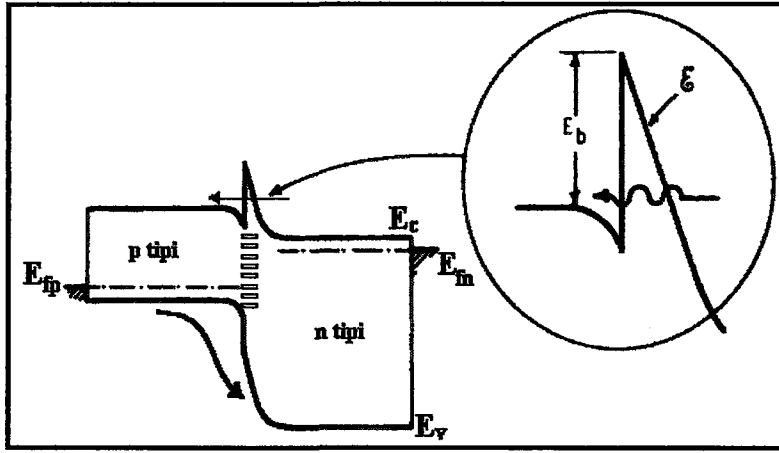
Ara yüzeyler Boyunca Yeniden Birleşme: Ara yüzeyler boyunca doğrudan yeniden birleşme akım mekanizması eklem ara yüzeyindeki enerji süreksizliklerinin

ve ara yüzey durumlarının varlığı nedeniyle birçok heteroeklem yapı için oldukça önemli bir geçiş mekanizmasıdır. Ayrıca p-n eklemi oluşturan yarıiletkenlerin örgü sabiti değerlerinin farklı olması bu mekanizmada etkin bir rol almaktadır. Bir p-n heteroeklem yapıda yeniden birleşme akımının ara yüzey durumları yolu ile yada boşaltılmış bölge boyunca etkin olması eklem bölgesindeki bant profilinin yapısı ile doğrudan ilişkilidir. Dolega p-n eklemi için (V. Dolega, v.d., 1963) ve Oldham ve Milnes izo-tip eklem için (W.G. Oldham ve A.G. Milnes, 1964) ara yüzey enerji durumları yolu ile doğrudan yeniden birleşme modelini önermişlerdir. Her iki modelde de heteroeklem yapı, sınırda bulunan yük taşıyıcı yoğunlukları uygulanan gerilime bağlı olarak değişen seri bağlı iki Schottky diyottan oluşmuş olarak ele alınmıştır. Dolega'nın teorisini kullanarak, Van Opdorp tarafından geliştirilen ileri besleme durumundaki akım-gerilim denklemleri (K. W. Mitchell, 1979),

$$\begin{aligned} J &= J_o [\exp(qV / nkT) - 1] \\ J_o &= J_{oo} \exp(-qV_{bi} / nkT) \end{aligned} \quad (2.44)$$

A'nın değeri $[1 + \epsilon_p N_A / \epsilon_n N_D]$ oranına bağlı olup 1 ve 2 değerleri arasında değişebilmektedir ve J_{oo} sıcaklıkla zayıf olarak bağlıdır (A. L. Fahrenbruch, R. H. Bube, 1983). Bu model temelde, Sah, Noyce ve Schockley'in yeniden birleşme merkezlerinin düzenli dağıldığı durumun ele alındığı bir önceki kısımda anlatılan R/G modeline benzemesine karşın, bu modelde yeniden birleşme merkezleri sürekli bir enerji dağılımına sahiptir ve ara yüzeyde oldukça dar bir bölgede sınırlanmışlardır.

Tünelleme: Bir çok heteroeklem yapıda gözlenen sıcaklıktan bağımsız $\text{Log}I-V$ karakteristik eğimlerin varlığı tünelleme modeli yardımı ile açıklanmaktadır (R. H. Rediker, 1964). Bu modele göre, iletim bandının alt kısmında bulunan elektronların n-tipi yarıiletkenden p-tipi yarıiletkene doğru yüksekliği E_b olan engel içerisinden tünelleyerek geçtiği kabul edilir (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Bir pn heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından (spayk) tünellemesi (Fahrenbruch ve Bube, 1983).

Eğer tünelleme mekanizması engelin üzerinden olan ısıl yayınımdan daha etkin olursa akım uygulanan gerilim ile aşağıda verildiği gibi değişmektedir (Sharma ve Purohit, 1974),

$$J = J_0(T) \exp(V/V_0) \quad (2.45)$$

burada V_0 bir sabit olup $J_0(T)$ ise sıcaklıkla çok yavaş değişmektedir. Newman (Newman, 1965), Denklem (2.45)'i yeniden düzenlemiştir,

$$J = J_0 \exp(T/T_0) \exp(V/V_0) \quad (2.46)$$

burada, J_0 , V_0 ve T_0 bir sabitlerdirler. Bu modele göre tünelleme akımı, tünellemenin gerçekleştiği enerji seviyesinin değerine bağlı olarak sıcaklıkla bağımlı yada bağımsız bir karakteristik göstermektedir.

i-) Çok Adımlı Tünelleme (Multistep Tunneling): Chynoweth'in (Chynoweth vd., 1961) yeniden birleşme tünelleme modelini temel alan, Riben ve Feucht (Riben ve Feucht, 1966) çok adımlı tünelleme modelini geliştirmiştir. Şekil 2.7'de gösterilen A ve B yolları tek adımlı tünellemeyi, C yolu ise çok adımlı tünelleme olayını belirtmektedir. Bu modelde elektronlar n-tipi yarıiletkenin iletim bandından p tipi yarıiletkenin yasak enerji aralığında bulunan boş enerji düzeylerine tünellerebilir ve burada bulunan boşluklarla birleşebilirler yada p-tipi yarıiletkenden n-tipi yarıiletkenin dolu olan düzeylerine tünellereyen boşluklar burada bulunan elektronlar ile birleşebilirler. Tükenmiş bölge içersindeki elektrik alan şiddetinin sabit olduğu,

tuzak durumlarının yüksek yoğunlukta olup enerji ve uzay dağılımları açısından düzgün oldukları varsayıldığında ileri besleme durumunda akım (Donnelly ve Milnes, 1966)

$$J_{ileri} = B X N_t \exp[-\alpha R^{-1/2}(V_{bi} - KV)] \quad (2.47)$$

denklemleri ile verilmektedir. Burada ,

$$\alpha = \frac{\pi}{4\hbar} \left(\frac{m_n \epsilon_p}{N_a} \right)^{1/2} \quad (2.48)$$

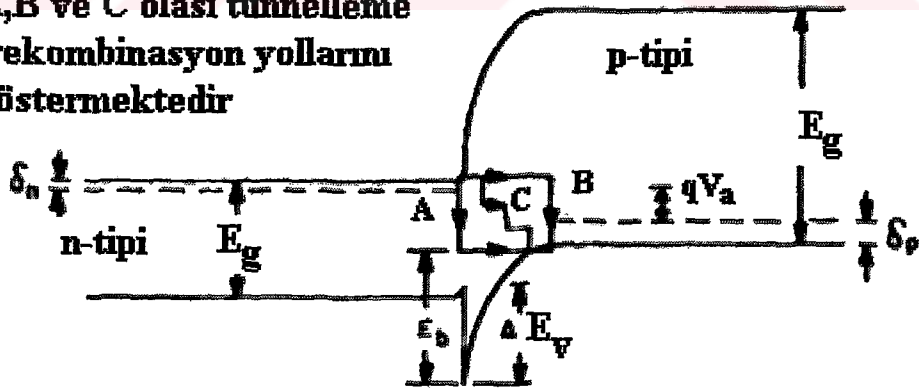
olup, N_t tünelleme/yeniden birleşme merkez yoğunluğu, X ara yüzeyden geçen elektronların iletim katsayısı, m_n elektronun efektif kütlesi, R ise tükenmiş bölgeyi geçmek için gereken adım sayısı ve $K=[1+(N_D \epsilon_n N_A \epsilon_p)]$ dir.

Tünellenmenin ardından ara yüzey durumları yardımıyla yeniden birleşmenin gerçekleştiği akım iletim mekanizmasında akım-gerilim denklemi aşağıda verildiği gibi de ifade edilebilir (Mitchell, 1979),

$$J_{ileri} = J_o \exp(\beta T) \exp(\Delta V) \quad (2.49)$$

burada β , engel potansiyeli V_{bi} nin sıcaklıkla olan değişimini ifade etmektedir.

**A, B ve C olası tünelleme
-rekombinasyon yollarını
göstermektedir**



Şekil 2.7 Riben'in n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modeli (Fahrenbruch ve Bube, 1983; Donnelly and Milnes, 1966).

ii-) **Tünelleme yardımcı yeniden birleşme akımı (Tunneling assisted recombination):** Hurkx ve gurubu (Hurkx vd., 1992) tarafından geliştirilen genelleştirilmiş yerel yeniden birleşme oranı,

$$U = \frac{np - n_i^2}{\gamma_p(n + n^*) + \gamma_n(p + p^*)} \quad (2.50)$$

olup burada ,

$$n^* = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}, p^* = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} \quad (2.51)$$

olup, E_c , E_v , E_f ve kT sırasıyla iletim, değerlik bant enerjilerini, Fermi enerjisini ve ısısal enerjiyi, N_c ve N_v iletim ve değerlik bantlarındaki etkin durum yoğunluklarını, n ve p serbest elektron ve boşluk yoğunluklarını ve n_i katıksız (özden) yük yoğunluğunu belirtmektedir. Denklem 2.50, Şekil 2.8 de gösterilen

n -CdS/ p -Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem yapının ara yüzeyinde gerçekleşen yeniden birleşme mekanizmasını hem de gövdesi içerisinde yer alan tuzak durumları yardımı ile meydana gelen yeniden birleşme mekanizmasını açıklamak için kullanılmaktadır (Rau vd., 1992).

Ara yüzeyde yeniden birleşmenin etkin olduğu durumda, R oranı $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ biriminde olup $\gamma_{p,n}$ aşağıda verildiği gibi tanımlanmaktadır,

$$\gamma_{p,n} = [S_{p,n} (1 + \Gamma)]^{-1} \quad (2.52)$$

$S_{p,n}$ boşluk veya elektronlar için ara yüzeyde yeniden birleşme hızını ifade etmektedir.

Gövde içerisinde tünelleme yardımcı yeniden birleşme mekanizmasının etkin olduğu durumda ise R oranı $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ biriminde olup $\gamma_{p,n}$,

$$\gamma_{p,n} = \tau_{p,n} (1 + \Gamma)^{-1} \quad (2.53)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada $\tau_{n,p}$ elektron veya boşluk yaşam süresidir.

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \frac{|F|}{F_T} e^{\frac{|F|^2}{F_T^2}} \quad (2.54)$$

ise ısısal uyarımlı tünelleme yardımcı yeniden birleşme mekanizması için düzeltme faktörünü ifade etmektedir (Hurkx vd., 1992). Burada; $F_r = [24 m^* (kT)^3]^{1/2} (q\hbar)^{-1}$ olup, $|F|$ tuzak etrafındaki yerel elektrik alan şiddeti ve m^* ise efektif tünelleme kütlelerini belirtmektedir. x-koordinatına bağlı $V_b(x)$ parabolik bant eğilmesinin olduğu durumda (Şekil 2.8) elektrik alan şiddeti (Rau vd., 1992)

$$|F| = \sqrt{(2qN_A V_b(x) \epsilon_s)} \quad \text{ve} \quad \Gamma = 2\sqrt{3\pi} \frac{|F|}{F_r} \exp\left[\frac{qV_b(x)}{kT} - \frac{E_{\infty}^2}{3(kT)^2}\right] \text{ olur, burada } E_{\infty}$$

karakteristik tünelleme enerjisini belirtmektedir (Rau vd., 2000).

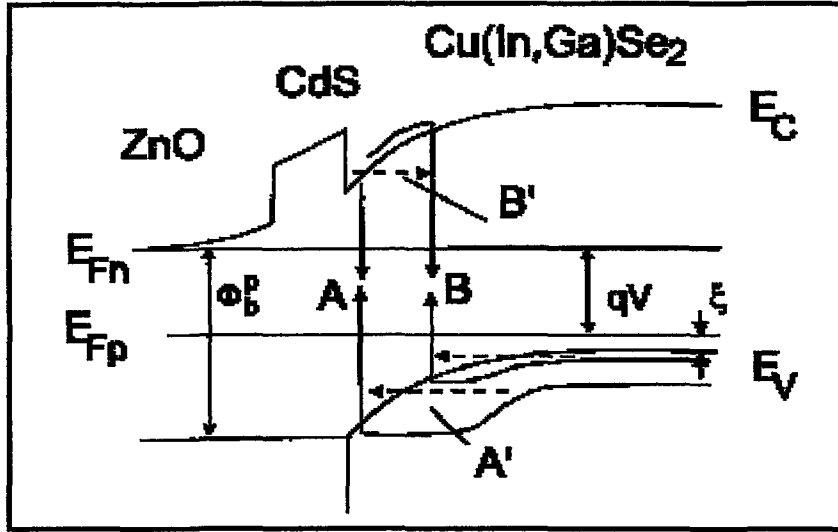
a) Ara yüzeyde tünelleme yardımcı yeniden birleşme: Şekil 2.8 de verilen enerji bant diyagramında, emici ve geçiş ara (tampon) yarıiletkenleri arasındaki negatif bant değişimi (ofset) nedeniyle, tampon bölgedeki serbest elektron yoğunluğu, boşluk yoğunluğundan çok fazla olmalıdır. Yeniden birleşme merkezlerinin iletim yada değerlik bandına yakın olmadıkları (yani $p^* \gamma_n / \gamma_p$, $n^* \ll n$) durumda Denklem (2.50) sadeleşerek,

$$U = p / \gamma_p \quad (2.55)$$

olur. Bu durumda ileri besleme durumunda ara yüzeydeki yeniden birleşme akımı,

$$\begin{aligned} J_{adiz} &= qS_p (1 + \Gamma) p \\ &= qS_p (1 + \Gamma) N_v [\exp(qV / kT) - 1] \exp(-\phi_b^p / kT) \end{aligned} \quad (2.56)$$

olarak bulunur. Burada V uygulanan gerilim değerini, ϕ_b^p ise n tipi yarıiletkenin sözde (quasi) Fermi seviyesi ile p tipi yarıiletkenin değerlik bandının üst kısmındaki eğilmenin bitip düzleşmeye başladığı kısımlar arasında kalan enerji miktarını belirtmektedir (Şekil.2.8).



Şekil.2.8 İleri besleme durumundaki bir CdS/Cu (In,Ga)Se₂ heteroeklem yapıda olası yeniden birleşme kanallarının enerji bant diyagramında şematik gösterimi: (A) klasik ara yüzeyde yeniden birleşme, (A') ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme, (B') boşaltılmış bölgedeki yeniden birleşme, (B) boşaltılmış bölgede tünelleme yardımlı yeniden birleşme (Nadenau vd., 2000) .

Tünellemenin çok önemsiz olduğu ($\Gamma \ll 1$) ve maksimum yeniden birleşme hızının ısısal hıza eşit olduğu ($S_p = v_{th}$) durumda yeniden birleşme akımı Schottky kontaktları için geliştirilen ısısal yayınım (thermoiyonik emision) akım ifadesi ile aynı olmaktadır (Bube, 1991). Tünellemenin önemli olduğu durumda ($\Gamma \gg 1$), Denklem 2.56 yeniden düzenlendiğinde (Rau, 2000; Nadenau, 2000)

$$J_{adiz} = qS_p N_v 2\sqrt{3\pi} \sqrt{\frac{\phi_b^p - V - \xi}{3kT} \frac{E_{oo}}{(kT)^2}} \quad (2.57)$$

$$x \exp(qV/nkT) \exp(-\phi_b^p/nkT) \exp(\xi/kT(1/n-1))$$

olur, $V_b(x) = V_b(0) = \phi_b^p - V - \xi$ dir. Burada ξ eklemenden uzak nötral bölge içersinde p-tipi yarıiletkenin Fermi düzeyi ile değerlik bandı arasındaki enerji farkıdır. Tünelleme için diyot idealite faktörü aşağıda verildiği gibi olur,

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{E_{oo}^2}{3(kT)^2} \quad (2.57)$$

Eklem ara yüzeyinde bantlardaki değişimin parabolik olduğu bu durumdaki yeniden birleşme akımı,

$$J_{adiz} = qS_p N_v \sqrt{\frac{\pi q V_b(x) E_{oo}}{kT \cosh(E_{oo}/kT)}} \quad (2.58)$$

$$x \exp(qV/nkT) \exp(-\phi_b^p/nkT) \exp(\xi/kT(1/n-1))$$

şeklinde ifade edilir. Diyot idealite faktörü ,

$$n = \frac{E_{oo}}{kT} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.59)$$

ile verilir. Denklem (2.58) ile ifade edilen CdS/Cu(In,Ga)Se₂ pn heteroeklem için geliştirilen ileri besleme durumundaki akım-gerilim denkleminin, Schottky kontaklar için olan ısısal yayılım (thermionik emission) (Rhoderick ve Williams, 1988) yada ısısal alan yayılımı (Padovani ve Stratton, 1966) (thermionic field emission) modeline oldukça benzer olduğu görülmektedir.

b.) Serbest yüklerden boşaltılmış bölge içerisinde tünelleme yardımcı yeniden birleşme: Boşaltılmış bölge içerisinde tünelleme yardımcı yeniden birleşme durumu için yeniden ele alındığında (Nadenau vd., 2000),

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \sqrt{\frac{q V_b(x) E_{oo}^2}{3kT(kT)^2}} \exp\left[\frac{q V_b(x) E_{oo}^2}{3kT(kT)^2}\right] \quad (2.60)$$

olmaktadır. Burada da bantlardaki eğilme parabolik olup x koordinatına bağlı olarak aşağıdaki gibi değiştiği kabul edilmiştir.

$$V_b(x) = \frac{q N_a}{2 \epsilon_s} (\omega - x)^2 = \frac{\epsilon_s}{2q N_a} |F(x)|^2 \quad (2.61)$$

Yeniden birleşme merkezlerinin dağılımının üstel olarak değiştiği kabul edildiğinde (Walter vd., 1994),

$$dN_T(\eta) = (kT^*)^{-1} e^{\frac{-\eta}{kT^*}} d\eta \quad (2.62)$$

yazılabilir, burada kT^* dağılım için karakteristik enerjiyi belirtmektedir, $\eta = E_v - E_T$ veya $\eta = E_T - E_c$ ise dağılımın değerlik veya iletim bandı kıyısındaki maksimum olduğu durumları göstermektedir. Tünelleme mekanizmasının yeniden birleşme akımına olan etkisinin önemli olduğu durumda ($\Gamma \gg 1$) Denklem (2.50) ile verilen R

oranının dN_T dağılımı üzerinden, boşaltılmış bölge boyunca integrali alınır (Rhoderick ve Williams, 1988) boşaltılmış bölgede eklemeye ileri beslemenin uygulandığı durumdaki yeniden birleşme akımı,

$$J_r = J_{oo} e^{\frac{-E_g}{nkT}} e^{\frac{-qV}{nkT}} \quad (2.63)$$

olmaktadır. Burada J_{oo} sıcaklıkla çok zayıfça değişmekte olup, idealite sabiti n ise,

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} - \frac{E_{oo}^2}{3k^2 T^2} \right) \quad (2.64)$$

ile verilmektedir. Eğer yasak enerji aralığının ortasında yer alan tuzak durumları

daha etkin rol oynuyorlarsa (yani $E_{oo} \rightarrow 0$) $\frac{1}{n} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} \right)$ olmaktadır.

2.3.2 P-i-n Eklemi

Silisyum (Si) P-i-n yapısında karanlık altında etkin olabilecek akım iletim modelleri düz ve ters besleme koşulları ele alınarak incelenebilir.

Ters Besleme Durumu : Literatürde Si pin diyotlarının karanlık ve ters besleme durumundaki akım-gerilim karakteristikleri çoğunlukla yayılma ve yaratılma (generation) akım bileşenleri cinsinden açıklanmaktadır (Sze, 1981; Ruzin ve Marunko, 2002);

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qn_i w}{\tau_e} \quad (2.65)$$

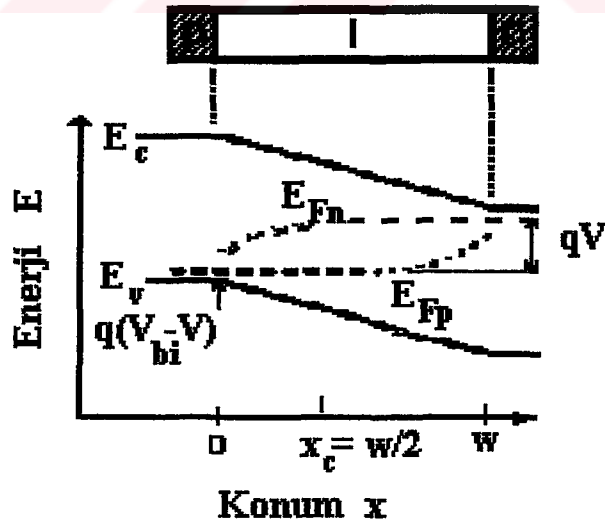
burada D_p yayılma katsayısını, τ_p azınlık yük taşıyıcısı yaşam süresini, w tükenmiş bölge genişliğini ve $1/\tau_e$ tükenmiş bölgede yaratılma hızını göstermektedir. Yayılma akımı nötral bölgede yaratılan azınlık yük taşıyıcıların tükenmiş bölge kuyusuna yayılmaları sonucu meydana gelir ve uygulanan gerilimden bağımsızdır. Eğer yaratılma (generation) merkezleri tükenmiş bölge boyunca homojen bir dağılıma sahiptirler, yaratılma akımı denklemin ikinci kısmında görüldüğü gibi tükenmiş bölge kalınlığı ile doğrudan bağımlı olur.

Düz Besleme Durumu: Silisyum Pin yapıların karanlık akım voltaj (J-V) karakteristiklerinin açıklanması için yapılan çalışmalar arasından, Wagemann ve

Eschrich (Wagemann ve Eschrich, 1994), $V = 0$ civarındaki besleme voltaj değerlerini kapsayan kapalı formda bir denklem önermişlerdir. Crandall'ın (Crandall, 1983) amorf silisyum (a-Si) güneş pilleri için geliştirdiği modelde ise yayılma akımı ihmal edilmiştir. Okamoto ve grubu (Okamoto vd., 1983), yayılma ve sürüklenme akımlarının ikisini de göz önüne alarak a-Si pin güneş pilleri için daha genel bir model geliştirmişlerdir. Bununla birlikte, bu çalışmada da elde edilen I-V denklemi kapalı bir formda değildir ve çözümler nümerik olarak bulunmaktadır.

Son yıllarda Taretto, Rau ve Werner (Taretto vd, 2003), pin diyotların J-V karakteristiklerini açıklayan kapalı formda yeni bir model öne sürmüşlerdir. Bu modelde yayılma ve sürüklenme akımları göz önüne alınmış, saf i-tabaka üzerindeki elektrik alanın düzgün olduğu, elektron ve boşlukların yayılma uzunluklarının eşit ve homojen yaratılım oranına sahip oldukları varsayılmıştır. Bu modelde göz önüne alınan temel yaklaşımlar ;

- (1) intrinsic bölge üzerindeki elektrik alan her yerde aynıdır,
- (2) $J < J_{CR}$ koşulu sağlanır (J_{CR} : kritik akım yoğunluğu, aşağıda açıklanmaktadır),
- (3) i- tabakadaki foto-yaratıma hızı homojendir,
- (4) serbest yük taşıyıcı mobilitesi (μ) ve yarı ömrü (τ) elektron ve holler için yakın değerlere sahiptir.



Şekil 2.9 Düz besleme altında bulunan ve w kalınlığında i-tabakasına sahip bir pin diyot yapısı için enerji band diyagramı.

Şekil 2.9 da bu modelde ele alınan pin yapının V düz-besleme etkisindeki enerji bant diyagramı çizilmiştir (Taretto vd, 2003). N ve p-tip bölgeler arasındaki potansiyel fark, engel potansiyeli V_{bi} olarak tanımlanır ve katkılanmış bölgelerin taşıyıcı yoğunluklarına bağlı olarak aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir,

$$V_{bi} = \frac{2kT}{q} \ln(N_d / n_i) \quad (2.66)$$

burada N_d n ve p tip bölgelerin katkı yoğunluğunu (her iki tabaka için de aynı), n_i ise saf yük yoğunluğunu ifade etmektedir. Yukarıda belirtilen (1) ci varsayım uyarınca eğer elektrik alan i-tabaka içerisinde sabit ise, bu elektrostatik potansiyel enerjinin bu tabaka içerisinde doğrusal olarak değiştiği anlamına gelir. Denge durumunda elektrik alan şiddeti $F = -\frac{V_{bi}}{W}$ değerindedir ve uygulanan doğru yöndeki

besleme voltajı V ile $F = \frac{(V - V_{bi})}{W}$ olarak azalır. Şekil 2.9 da görüldüğü gibi, ileri yönde besleme etkisinde meydana gelen taşıyıcı enjeksiyonu, Fermi enerji seviyesinin aralarında qV kadar fark olan boşluk E_{fp} ve elektron E_{fn} quasi Fermi seviyelerine ayrılması ile ifade edilmektedir.

Bu modelde, eğer $n > p$ ise E_{fn} ve $p > n$ ise E_{fp} quasi Fermi enerji seviyelerinin i-tabaka boyunca sabit oldukları varsayılmıştır. Sah, Noyce ve Williams' a (Sah vd, 1957) göre, çoğunluk taşıyıcı quasi Fermi seviyeleri düz ise $J < J_{CR}$ dir ve koşul (2) sağlanır. Elektronların çoğunluk taşıyıcısı olduğu durum için J_{CR} (Rhoderick ve Williams, 1988);

$$J_{CR} = \frac{kT\mu_n N_c}{\int_{x=0}^{x=W/2} \exp\left(\frac{E_c(x)}{kT}\right) dx} \quad (2.67)$$

olarak yazılabilir. Burada μ_n elektron mobilitesini, N_c iletim bandındaki efektif durum yoğunluğunu ve $E_c(x)$ iletim bandı kıyısındaki enerjiyi ifade etmektedir. Bu modeldeki durum için elektrik alan sabit olduğundan $E_c(x)$ x'e doğrusal olarak bağlıdır. Kritik akım yoğunluğu ifadesi denklem (2.67) yardımı ile;

$$J_{CR} = q\mu_n N_d \frac{F}{\exp\left(\frac{qFW}{kT}\right)} \quad (2.68)$$

olarak elde edilir.

İ-bölgesindeki toplam elektriksel akım, n ve p bölgelerinden gelen katkılar ihmal edilerek (elektron ve hole akım yoğunlukları quasi Fermi seviyelerinin eğimi ile orantılı olduğundan (Sze, 1981)), quasi Fermi seviyelerinin düz olmadığı bölgelerden kaynaklanan tüm akım katkıların toplamından elde edilebilir. Bu durumda, şekilden de görüldüğü gibi, toplam akım sadece azınlık taşıyıcılarının quasi Fermi seviyeleri yardımıyla belirlenir. Her iki seviye E_{Fp} ve E_{Fn} 'in belirgin eğimlere sahip oldukları da Şekil 2.9 da görülmektedir.

Azınlık akım taşıyıcılarının süreklilik denklemi kullanılarak akım yoğunlukları hesaplanabilir (Sze, 1981).

$$G - \frac{n(x) - n_0(x)}{\tau} + D \frac{d^2 n(x)}{dx^2} + \mu \varepsilon \frac{dn(x)}{dx} = 0 \quad (2.69)$$

Burada D , yayılma sabiti, τ , yeniden birleşme yarı ömrüdür. Ele alınan modele göre yaratılma oranı G sabittir ve x in bir fonksiyonu değildir. Neredeyse sabit yeniden yaratılma oranının varlığı, ışık enerjisinin yarıiletken bant aralığından az miktar fazla olduğu durumlar için iyi bir yaklaşımdır. Bununla beraber, güneş ışığı ile aydınlatılan pilin yeterince ince olduğu durumda da aygıtın i-tabakası içindeki G hızı yaklaşık sabit alınabilir.

Son varsayıma (4) göre, elektron ve holler için μ ve τ değerlerinin eşit olduğu kabul edilirse bu iki tür serbest yük taşıyıcısı için yayılma uzunlukları L 'de eşit olacaktır ($L = \left(\frac{kT}{q}\mu\right)^{1/2}$). Sabit elektrik alanın yanı sıra, değerlik ve iletim bandı kıyılarındaki efektif durum yoğunluklarının da eşit olduğu kabul edilirse, $n=p$ koşulu Şekil 2.9 da gösterilen x_c koordinatını tanımlar. Tüm bu sadeleştirmeler, $x = x_c = W/2$ noktası etrafında simetrik bir azınlık taşıyıcısı profili elde edilmesine yol açar. Denklem (2.69)'ın çözülebilmesi için gerekli sınır koşullarından birisi $x = x_c$ deki elektron taşıyıcı yoğunluğu n 'in belirlenmesidir. Bu kritik konumdaki n aşağıda verildiği gibi gösterilebilir (Sze, 1981).

$$n(W/2) = n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.70)$$

İkinci sınır koşulu, $x = 0$ da, p/i ara yüzeyinde yeniden birleşme akımının toplam akıma önemli katkıda bulunduğunu kabul etmektir. Eğer S efektif yeniden birleşme hızı ise, elektron için yeniden birleşme akımı aşağıdaki biçimde verilmektedir (Sze, 1981).

$$J_n(x=0) = qS(n(0) - n_{p0}) \quad (2.71)$$

Burada n_{p0} ısısal denge durumunda p tipi tabakadaki elektron yoğunluğunu vermektedir. S p/i ve i/n ara yüzeylerindeki yeniden birleşme hızını ifade eder.

Süreklilik denklemi (2.69)'nın $n(x)$ için genel çözümü B, C_1, C_2 sabitleri cinsinden (Taretto vd, 2003),

$$n(x) = B + C_1 \exp(\lambda_1 x/W) + C_2 \exp(\lambda_2 x/W) \quad (2.72)$$

ve boyutsuz öz değerler,

$$\lambda_{1,2} = -q \frac{V - V_b}{2kT} \pm \sqrt{\left(\frac{W}{L}\right)^2 + \left(q \frac{V - V_b}{2kT}\right)^2} \quad (2.73)$$

dir. Yaratılma-yeniden birleşme oranının $x=0$ dan $x=W/2$ aralığında değerlendirilen integrali, ohmik kontaklarda ki yeniden birleşme akım bileşenine eklendiğinde toplam akım yoğunluğu aşağıdaki gibi bulunur,

$$J = 2J(x=0) + 2 \int_0^{W/2} \frac{n(x) - n_0(x) - G}{\tau} dx \quad (2.74)$$

Karanlıkta yaratılma hızı G sıfırdır ve $0 < V < V_{bi}$ aralığında akım aşağıdaki gibi bulunur (Taretto vd, 2003).

$$J(0 < V < V_{bi}) = \frac{2qn_i W}{\tau} \left[\frac{1}{\lambda_1} + \frac{S\tau/W}{1 + SW/D\lambda_1} \exp\left(-\frac{\lambda_1}{2}\right) \right] \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.75)$$

Bu denklemde uygulanan voltaj sıfır civarında iken ve $L/W > 10^{-2}$ koşulu kullanılırsa;

$$J(V \rightarrow 0) = \frac{2n_i kT}{\tau F_0} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.76)$$

şeklinde basitleşir. Bu denklem yayılma parametreleri içermediğinden ve elektrik alanla (E) ters orantılı olduğundan düşük voltajlarda ana iletim mekanizmasının sürüklenme olduğunu göstermektedir. Ayrıca bu denklem yüzey yeniden birleşme hızından da (S) bağımsızdır. Denklemdaki negatif terim ters doyma akımını belirler,

$$J_0 = \frac{2n_i kT}{\tau F_0} \quad (2.77)$$

Bu denklemden yola çıkarak da idealite faktörü için;

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d}{dV} \ln\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad (2.78)$$

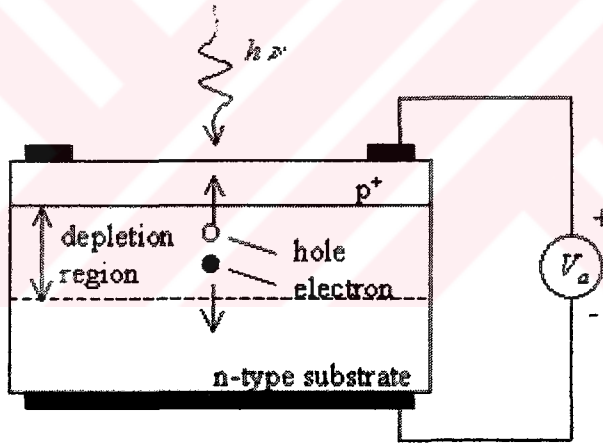
ifadesi elde edilir. Küçük yayılma uzunlukları için ($L < W$), idealite faktörü V 'den bağımsız olarak $n \approx 2$ ye yakın değerler almakta ve sürüklenme ana iletim mekanizması olmaktadır. $L > W$ olduğu zaman ise yayılma mekanizması da iletim mekanizması içinde yer almaya başlamakta ve yüksek voltaj değerleri için $n_{id} \approx 1,2$ civarı değerler almaktadır.

2.4 IŞIK ALTINDA PN EKLEMİ

Işıldiyotlar ve güneş pilleri ışık altında çalışan aygıtlardır. Şekil 2.10 da gösterildiği gibi, bir p-n eklem aygıt ışık kaynağı tarafından aydınlatıldığında, üzerine düşen fotonların enerjisi n ve p tip tabakaların yasak enerji aralık değerlerine eşit veya büyükse, fotonların soğurumu sonucu elektron-boşluk çiftleri meydana gelir. Tükenmiş bölgenin elektrik alanı etkisi ile ayrılan serbest elektron ve boşluk çiftleri, yarıiletken üzerinde bir gerilim düşmesine neden olur, bu gerilim foto voltaj olarak adlandırılır. Eğer elektronların n-tipi ve boşlukların p-tipi bölgelerine ulaştırılmaları sağlanırsa kontaklara ulaşan yük taşıyıcıları yarıiletkende foto-akımını meydana getirirler. Eğer pn eklemine bir R_L yük direnci bağlanırsa dış devreden geçen toplam akım bu durumda aşağıdaki gibi olur.

$$I = I_d + I_L \quad (2.79)$$

Burada I_L foto akımını, I_d ise karanlıktaki akımı ifade eder (Bölüm 2.3).



Şekil 2.10 Işık altındaki bir p-n eklemde elektron-boşluk çiftlerinin oluşumu.

Işık altında bulunan bir p-n eklemde oluşan akım ileri yönde besleme uygulanmış bir diyottan geçen akım gibidir. Eğer p-n eklem bir foto-detektör (ışıldiyot) olarak kullanılacaksa eklem ters yönde bir besleme (anoda negatif katoda pozitif) uygulanır ve eklemde ters yönde geçen akım aydınlatma şiddetiyle orantılı olur.

Bir ışıldiyotu karakterize eden temel parametreler, responsivite (uygulanan sinyale cevap verme duyarlılığı), karanlık akımı ve bant genişliğidir. Işıldiyotun

cevap duyarlılığı oluşan foto – akımın gelen optik güce bölümüdür. Bir ışıldiyotun maksimum foto – akımı,

$$I_{ph-max} = \frac{q}{h\nu} P_{in} \quad (2.80)$$

dir. Burada P_{in} ışıldiyota gelen optiksel gücü göstermektedir. I_{ph-max} , ışıldiyot üzerine gelen her bir foton soğurumu sonucu bir elektron – boşluk çifti oluşturulursa meydana gelir. Eğer yaratılan bu elektron-boşluk çiftleri çoğunlukta oldukları bölgelere sürüklenmeden önce yeniden birleşime uğrarlarsa bu foto-akımı azaltır.

Tipik bir silisyum tabanlı ışıldiyot ta karanlık akımı, serbest yük taşıyıcıların boşaltılmış bölgede içerisindeki yeniden birleşmesi ve yüzey kaçakları nedeniyle oluşur. Bu da ışıldiyot minimum algılayabileceği sinyal seviyesini belirler. Karanlık akımından düşük değerde, foto-akım oluşturan sinyaller algılanamayacaktır.

Işık altında çalışan bir diğer p-n eklem uygulaması güneş pilleridir. Bu aygıtlar güneşten gelen ışık enerjisini doğrudan elektrik enerjisine çevirirler. Güneş pilinde ışık altında üretilen ve yerel elektrik alanla birbirlerinden ayrılan yükler dış devreye bir güç aktarırlar. Güneş pilinde önemli parametrelerden ikisi V_{oc} (açık devre voltajı) ve I_{sc} (kısa devre akımı) dır. Işık altında eklem uçlarında dış devre bağlantısı olmaksızın ($I=0$) görülen potansiyel fark; açık devre voltajı, ve eklem uçları birleştirildiğinde ($V=0$) üzerinden geçen akım; kısa devre akımı olarak isimlendirilir. Bu iki değer arasındaki bir bölgede güç $P=V.I$ ifadesinden hesaplanabilir. Maksimum güç ise $P_{max} = V_m . I_m$ olacaktır. I-V değişiminin ne kadar kareye yakın olduğunu gösteren doluluk faktörü (FF; Fill Factor) parametresi,

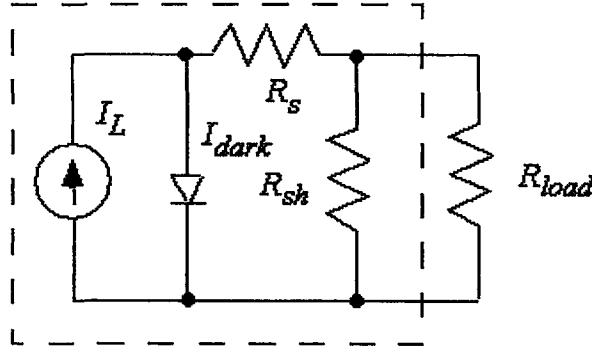
$$FF = \frac{V_m I_m}{V_{oc} I_{sc}} \quad (2.81)$$

ifadesinden hesaplanır. Güneş pilinin verimliliği ise,

$$\eta = \frac{V_m J_m}{P_{giris}} \quad (2.82)$$

ile ifade edilir.

Işık altındaki bir p-n eklemnin eşdeğer devre modeli Şekil 2.11’de görüldüğü gibi ışık kaynağını gösteren bir akım kaynağı ve ideal bir diyottan oluşan bir devre ile ifade edilebilir.



Şekil 2.11 Işık altındaki bir p-n eklemnin eşdeğer devre modeli.

R_{sh} ile gösterilen paralel (şant) direnç etkisi, pilin kenarları boyunca olan yüzey akım kaçakları, damar sınırları (grain boundry), kristal kusurları veya yer değiştirme (dislocation) kusurları boyunca olan yayılma çıkıntıları (spike) bu direnç etkisinin oluşumunda etkilidir. R_s ile gösterilen seri direnç etkisi, eklemi oluşturan yarıiletkenlerin nötral bölge direncinden ve kontak dirençlerinden dolayı olabilir. İdeal bir güneş pilinde seri direnç etkileri $R_s = 0\Omega$ düzeyinde, şant (paralel) direnç etkisi ise $R_{SH} = \infty$ düzeyinde olmalıdır (Siemens, Vishay).

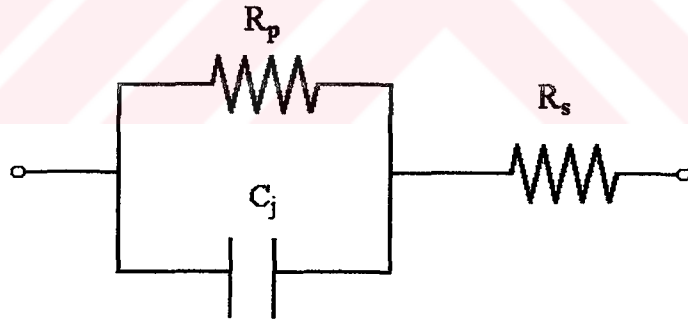
2.5 P-N EKLEM AC EŞDEĞER DEVRESİ

Pn eklem ucuna alternatif bir sinyal uygulanması durumunda vereceği tepki değişik kapasitif, direnç ve indüktif etkilerden dolayı doğru akım uygulandığı durumdan farklı olur. Genelde, bir pn eklem ac sinyal altındaki davranışı Şekil 2.12 de gösterilen direnç ve kondansatörlerden oluşan bir eşdeğer devre modeliyle ifade edilebilir. Ohmik kontak ve nötral bölge dirençleri seri direnç (R_s), boşaltılmış bölge ise paralel direnç (R_p), etkilerine neden olmaktadır. Uygulanan frekansa bağımlı olarak değişen dielektrik katsayısı ve eklem kenarlarındaki yük yoğunluklarının dalgalanması kapasitif etkileri oluşturmaktadır.

Eklem değişik frekanslı alternatif sinyaller altında incelenerek eşdeğer devre modelinin çıkarılması aygıt yapısıyla ilgili önemli bilgiler verir. Şekil 2.12 de gösterilen tipik bir devrenin alternatif sinyal etkisinde gösterdiği empedans gerçek ve sanal iki terim cinsinden,

$$Z = R + iX = Z' + iZ'' \quad (2.83)$$

biçiminde ifade edilir. Burada Z' (R) frekansa bağılı olmayan direnç etkilerini, Z'' (X) ise uygulanan sinyalin frekansına bağılı olarak oluşan reaktansı temsil etmektedir.



Şekil 2.12 Pn eklem için seri ve paralel dirençlerle eklem sığasından oluşan eşdeğer devre modeli.

Şekil 2.12 de gösterilen devrenin eş değer empedansı $Z_{eş}$ aşağıda verildiği gibi olur.

$$Z_{eş} = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_j^2} \right) + i \left(\frac{R_p^2 \omega C_j}{1 + R_p^2 \omega^2 C_j^2} \right) \quad (2.84)$$

$$Z'(\omega) = R(\omega) = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_j^2} \right) \quad Z'' = X(\omega) = \left(\frac{R_p^2 \omega C_j}{1 + R_p^2 \omega^2 C_j^2} \right)$$

Empedansın tersi olan admittans ise,

$$Y = G + iB = Y' + iY'' \quad (2.85)$$

dır. Burada Y' admittansın gerçek kısmı G (iletkenlik), Y'' ise sanal kısmına karşılık gelen B (saseptansı) ifade eder. Denklem 2.84 ve Kramers-Kronig transformasyonu (Jackson, 1975) kullanılarak admittans ifadesine geçiş yapılabilir.

$$Y_{eş} = \frac{1}{Z_{eş}} = \frac{1}{R(\omega) + iX(\omega)} = G(\omega) + iB(\omega) \quad (2.86)$$

burada,

$$G(\omega) = \frac{1}{R_p} \frac{1 + \frac{\omega^2 R_s^2 C_j^2}{R_s / R_p}}{1 + \omega^2 R_s^2 C_j^2}, \quad \left(\frac{1}{R_p} = G_o \right); \quad B(\omega) = \frac{\omega C_j}{1 + \omega^2 R_s^2 C_j^2}, \quad (\tau = R_s C_j, \\ b = \frac{R_s}{R_p})$$

$$Y = G(\omega) + iB(\omega) = G_o \frac{1 + \omega^2 \tau^2 / b}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \omega \frac{C_j}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

(2.87)

$$Y = G(\omega) + i\omega C(\omega)$$

biçiminde elde edilir.

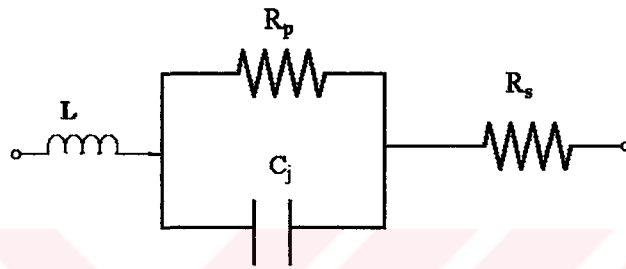
Eğer, devrede Şekil 2.13'de gösterilen seri bir indüktör etkisi var ise empedans,

$$Z_{es} = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_j^2} \right) + i \left(\frac{R_p^2 \omega C_j}{1 + R_p^2 \omega^2 C_j^2} + \omega L \right)$$

$$(2.88) \quad Z'(\omega) = R(\omega) = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_j^2} \right);$$

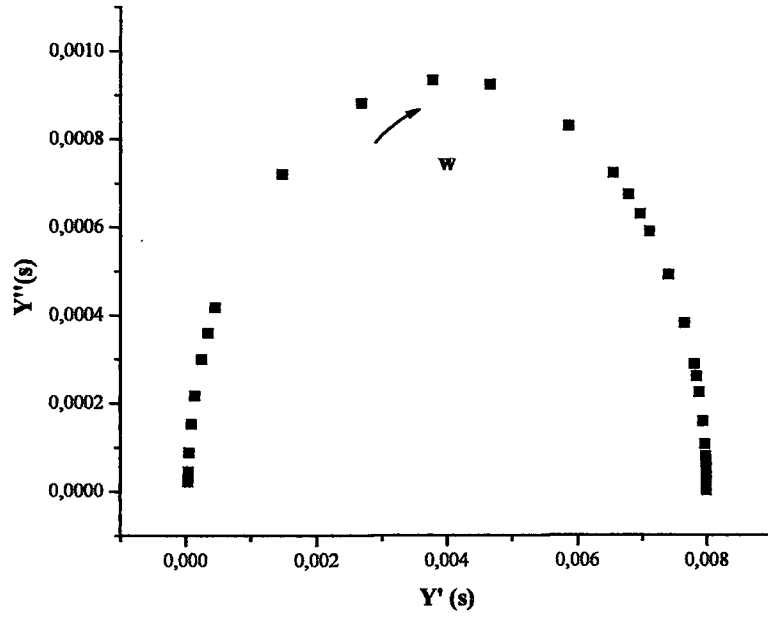
$$Z'' = X(\omega) = \left(\frac{R_p^2 \omega C_j}{1 + R_p^2 \omega^2 C_j^2} + \omega L \right)$$

şeklini alır.

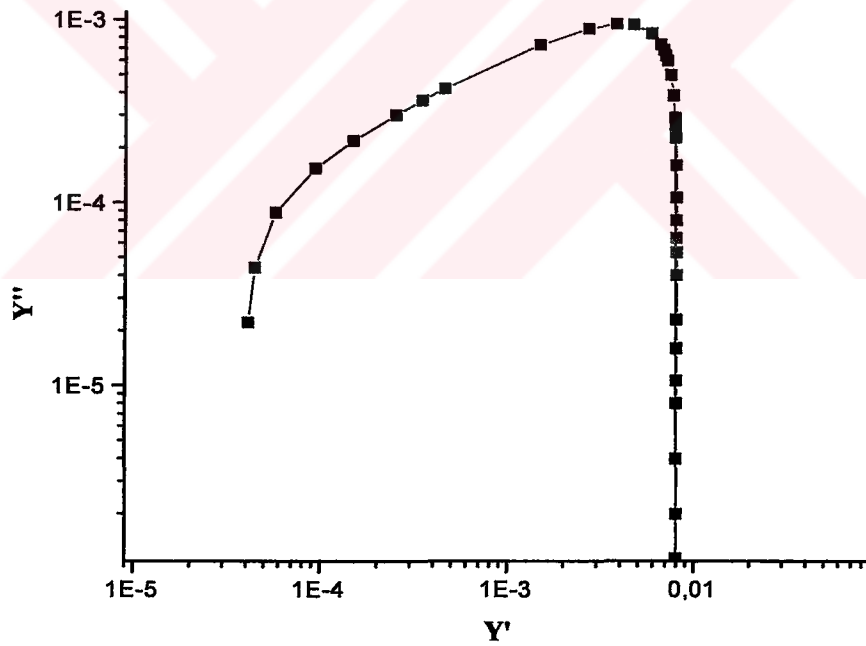


Şekil 2.13 Pn eklem için seri ve paralel dirençlere ve eklem sığasına ek olarak indüktif bir etkinin olması durumunda eşdeğer devre modeli.

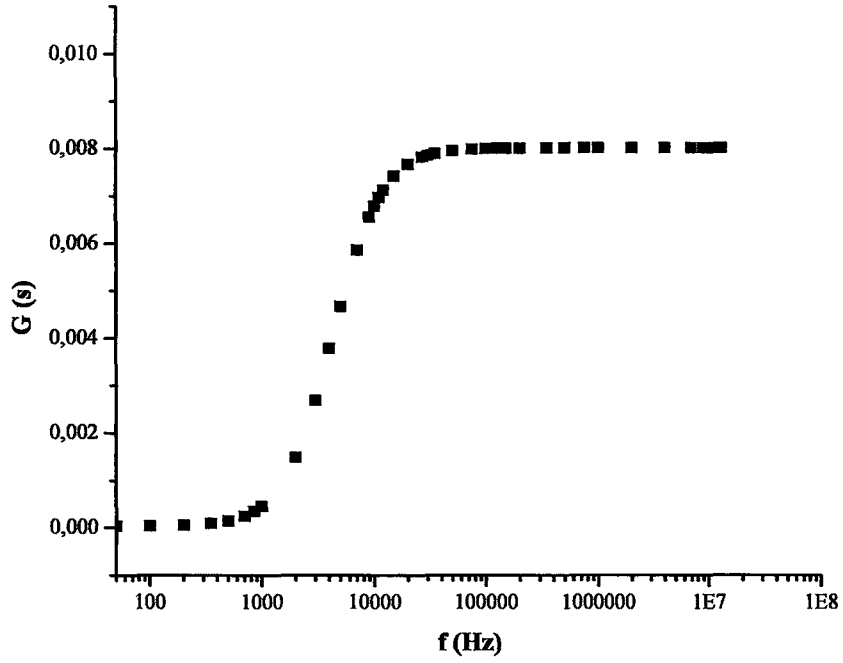
Deneysel olarak uygun frekans aralığında, seçilen tipik seri ve paralel direnç ile sığa değerleri kullanılarak hesaplanan doğrusal ve logaritmik (Z' - Z'') ve (Y' - Y'') örnek çizimleri aşağıdaki grafiklerde gösterilmiştir.



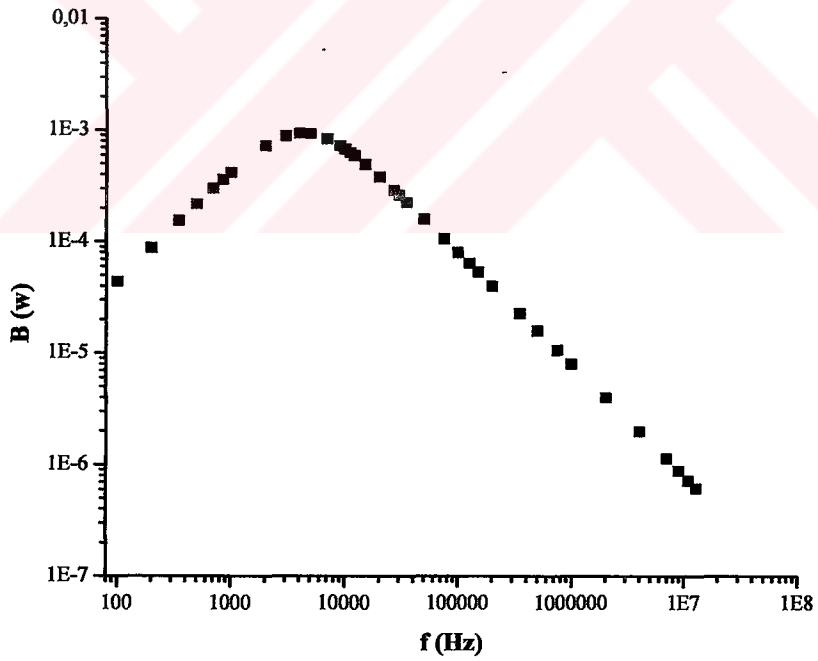
Şekil 2.14. Y' - Y'' Cole – Cole grafiği ($R_s = 150\Omega$, $R_p = 30k\Omega$, $C_j = 250nF$).



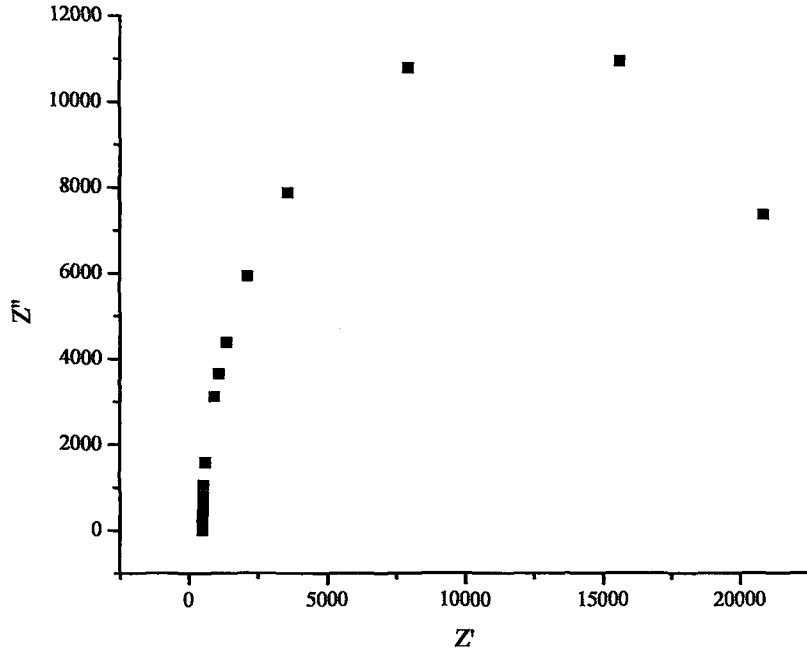
Şekil 2.15 $\text{Log}Y'$ - $\text{Log}Y''$ Cole – Cole grafiği ($R_s = 150\Omega$, $R_p = 30k\Omega$, $C_j = 250nF$).



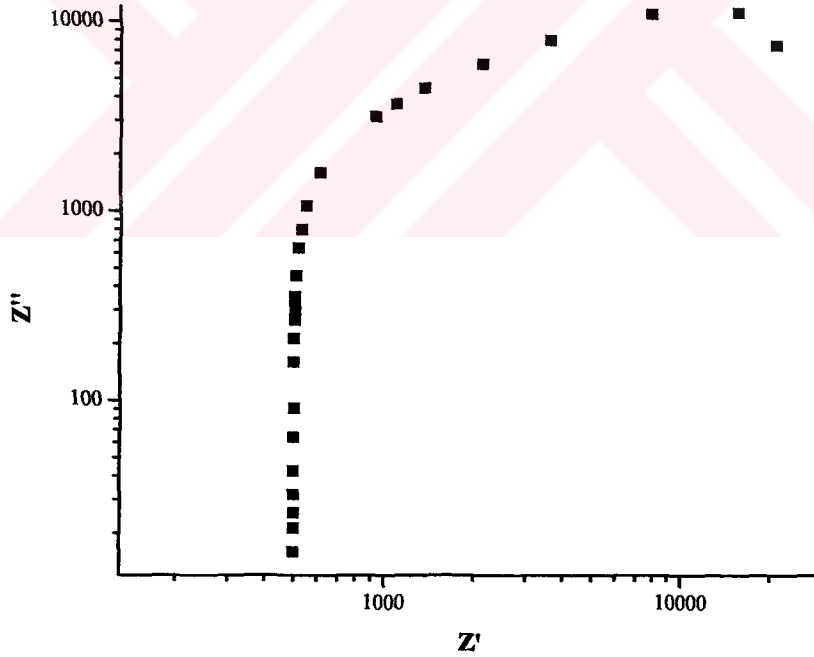
Şekil 2.16 İletkenlik - Log frekans değişimi ($R_s = 150\Omega$, $R_p=30k\Omega$, $C_j=250nF$).



Şekil 2.17 Saseptans - Log frekans değişimi ($R_s = 150\Omega$, $R_p=30k\Omega$, $C_j=250nF$).



Şekil 2.18 Z' - Z'' Cole – Cole grafiği ($R_s = 50\Omega$, $R_p = 23k\Omega$, $C_j = 50nF$).



Şekil 2.19 Log Z' -Log Z'' karakteristiği ($R_s = 50\Omega$, $R_p = 23k\Omega$, $C_j = 50nF$).

2.6 ADMİTTANS SPEKTROSKOPİSİ

Admittans spektroskopisi, doğrultucu karakterdeki bir aygıtta gerçekleştirilen sıcaklık ve frekans bağımlı sığa (C) ve iletkenlik (G) ölçümlerini kapsayan bir tekniktir. Kompleks admittans denklem 2.84-87'de ifade edilmiştir. $Y(\omega)$ 'ın hem sanal hem de gerçek kısmı Kramers-Kronig denklemi ile bir birine bağlı olduğundan $C(\omega, T)$ ve $G(\omega, T)$ aynı fiziksel bilgiyi taşırlar. Yalnızca sığa alıcı ve verici durumlar içeren tipik bir n⁺p eklem için boşaltılmış bölge sığası,

$$C_{dep} = \frac{\epsilon_s}{\omega} = \left(\frac{\epsilon_s q N_a}{2V_b} \right) \quad (2.89)$$

dır. Burada ω ; boşaltılmış bölge genişliği, ϵ_s ; dielektrik sabiti, V_b ; engel potansiyeli, N_a ; alıcı yoğunluğudur. Çoğunluk taşıyıcılarının uygulanan sinyale tepkisi dielektrik gevşeme (relaxation) zamanıyla sınırlıdır,

$$\tau_{rel} = \frac{\epsilon_s}{\sigma} \quad (2.90)$$

burada σ öziletkenlik dir. Eğer, uygulanan sinyalin açısal frekansı $\omega = 2\pi f$, τ_{rel}^{-1} değerini aşarsa çoğunluk yük taşıyıcıları ölçüm frekansına tepki vermezler. Eğer doğrultucu karakterdeki aygıtta, boşaltılmış bölgede elektronik olarak aktif olan tuzak durumları bulunuyorsa, bu durumda elektron (boşluk) quasi Fermi seviyesi $E_F^n (E_F^p)$ civarındaki tuzakların doluluğu uygulanan a.c. sinyalle değişir. Bu durumda, bir çoğunluk tuzak seviyesinin eklem sığasına olan ek katkısı (Zohta 1973),

$$C = C_{dep}(\omega) + \frac{C_f - C_{dep}}{1 + \omega^2 \tau^{*2}} \quad (2.91)$$

dir. Bu formülde C_f ; düşük frekanslardaki sığadır ve tuzak yoğunluğu (N_T) ve p tip malzeme için alıcı yoğunluğuna (N_a) bağlıdır. τ^* ; zaman sabiti de bu iki değere (N_T ve N_a) ve frekansa (ω) bağlıdır. Eğer, $N_T \ll N_a$ ise zaman sabiti $\tau^* = 1/\omega_0$ değerine yaklaşır. ω_0 , sığanın ani değişime uğradığı bükülme frekansdır ve frekansın $\omega \frac{dC}{d\omega}$ - ω çizgesindeki minimum değerine karşılık gelir. Bükülme frekansı aşağıdaki gibi sıcaklık ve tuzak durum enerjisi ile bağlıdır (Jasenek vd, 2000; Herberholz vd, 1998).

$$\omega_o(T) = 2N_V v_{th} \sigma_p \exp(-E_a / kT) = \xi_0 T^2 \exp(-E_a / kT) \quad (2.92)$$

Bu eşitlikte σ_p : boşluklar için yakalama tesir kesitini, v_{th} : ısı hızı, N_V : değerlik (valans) bandındaki efektif durum yoğunluğunu, E_a : kusurun bant kıyısına göre aktivasyon enerjisini ifade eder. ξ_0 ise yayının faktörü olup sıcaklıktan bağımsız tüm parametreleri içerir.

Walter ve grubu (Walter, 1996) tarafından öne sürülen modele göre, düşük tuzak yoğunluğa sahip $N_T < N_A$ doğrultucu karakterdeki bir eklem üzerinde farklı sıcaklıklarda frekansa bağımlı olarak ölçülen sığa spektrumu kullanılarak enerji ve konum da sürekli ve homojen dağılımlı kusur (tuzak) durumlarının yoğunlukları ve enerjileri hakkında bilgi edinilebilir. Eğer uygulanan ac sinyalin frekansı bükülme frekansından küçük ise ($\omega < \omega_o$), tuzak durumu uygulanan sinyali takip edebilir ve tuzak durumundaki yük değişimi, aygıtın toplam sığasına aşağıda verilen kadar katkıda bulunur.

$$C_{tuzak} \propto \frac{\omega_o^2(T)}{(\omega_o^2(T) + \omega^2)} \quad (2.93)$$

Bu modele göre, sürekli dağılıma sahip tuzak durumlar bu denkleme benzer katkıda bulunurlar, tüm tuzaklardan gelen etkiler ele alındığında enerjinin fonksiyonu olarak tuzak durum yoğunluğu,

$$N_T(E_\omega) = c(E_\omega) \frac{\omega}{kT} \frac{dC(\omega)}{d\omega} = \frac{c(E_\omega)}{kT} \left(\frac{dC(\omega)}{d \ln \omega} \right) \quad (2.94)$$

burada $c(E_\omega)$ tuzak durumlarının katkısını ifade etmekte olup, aygıt enerji band diyagramına ve tuzak durumlarını derinliğine bağlıdır. Eğer denklem 2.92 kullanılarak frekans ekseninden enerji eksenine geçilirse,

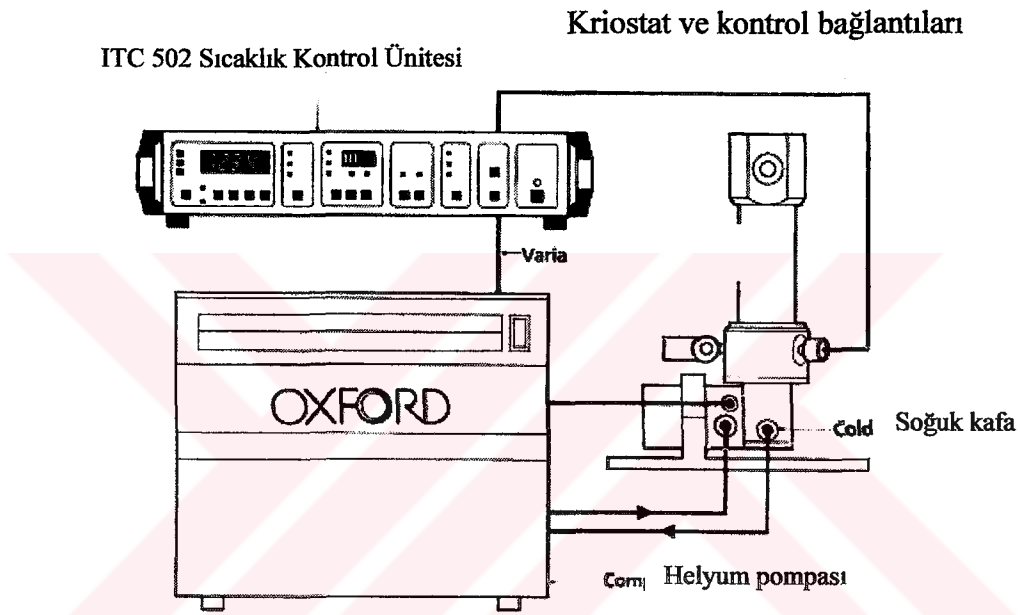
$$E_\omega = E_a(\omega) = kT \ln(2\xi_0 T^2 / \omega) \quad (2.95)$$

olur. Burada bahsedilen aktivasyon enerjisi, Şekil 2.20'de konum ve enerjide süreklilik gösteren, kesikli çizgi E_A ile tanımlanan ve E_F düzeyi altında kalan kısmın yani N_2 ile gösterilen tükenmiş bölge içinde kalan tuzak durumlarını göstermektedir.

3.MATERYAL YÖNTEM

3.1. DÜŞÜK SICAKLIK SİSTEMİ

Yarıiletken malzemelerin ve aygıtların fiziksel özelliklerinin araştırılmasında sıcaklık bağımlı ölçümlerin önemli bir yeri vardır. Bu nedenle *cryogenic* sıcaklıklar olarak nitelendirilen ve dünya üzerinde ölçülebilen en düşük sıcaklık olan $-66\text{ }^{\circ}\text{C}$ altındaki sıcaklıklarda da ölçümler yapılmaktadır. Bu çalışmada kullanılan düşük sıcaklık ölçüm sisteminin blok şeması Şekil 3.1’de görüldüğü gibidir.



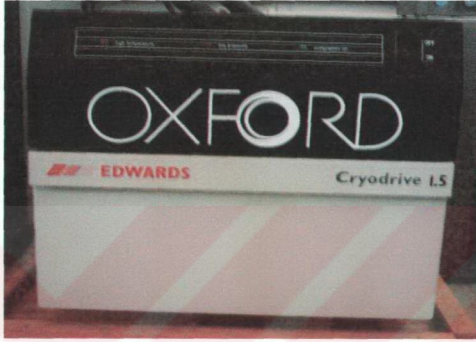
Şekil 3.1 Düşük sıcaklık sisteminin blok şeması.

Sistemin önemli bir parçası olan helyum pompasının çalışma prensibi termodinamik yasalara dayanmaktadır. Buna göre T_1 ve T_2 gibi farklı sıcaklıklara sahip iki sistem birbirine temas ettiğinde sıcaklığı az olan sistem diğerinden ısı soğurarak sıcaklığını artırırken diğer sistemin sıcaklığı azalır ve bu durum ikisinin sıcaklığı eşitleninceye kadar devam eder.

Oda sıcaklığında gaz halinde bulunan helyum $4,2\text{ K}$ gibi çok düşük bir kaynama noktasına sahiptir. Temel olarak gazları sıvılaştırmak için sabit basınç altında sıcaklığının düşürülmesi yada düşük sıcaklıkta sıkıştırılması gerekir.

Şekil 3.2 fotoğrafı görülen helyum pompası içerisinde sıvı halde helyum ve kontrol sistemi aracılığıyla kumanda edilen bir kompresör bulunmaktadır. Helyum

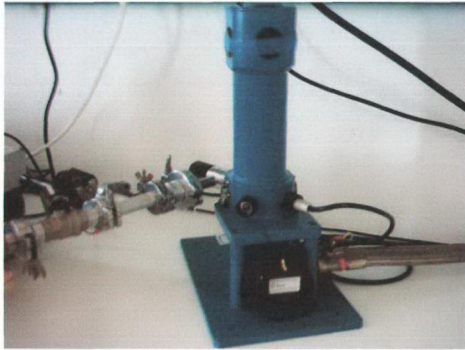
pompasının devreye girmesiyle kriostat sistemine pompalanan helyum buradaki borularda basıncı düşürerek gaz haline geçmekte ve çevresinden ısı soğurarak kriostatı ve içindeki örneği soğutmaktadır. Kriostat içersinden geçen helyum gazı daha sonra kompresör aracılığı ile tekrar sisteme dönmekte ve burada helyum tüpü etrafındaki borulardan geçen su aracılığı ile soğutulup sıvılaştırılmaktadır.



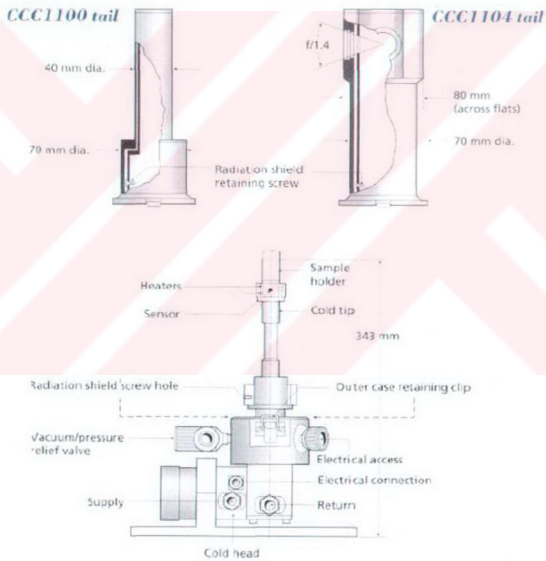
Şekil 3.2 Helyum pompasının fotoğrafı.

Kriostat, Şekil 3.3 (a) ve (b)'de sırayla fotoğrafı ve değişik başlıklar için çizilen blok şemasından da görüldüğü gibi, üzerinde ölçüm yapılacak örneğin yerleştirildiği bir bölümdür. Sıcaklık ve basınç etkileri göz önüne alınarak alüminyum ve indiyum alaşımından imal edilmiştir. Kriostat başlıca üç bölümden oluşmaktadır. İlk bölüm, içerisine üzerinde elektriksel yada optiksel ölçümün gerçekleştirileceği numunenin yerleştirildiği kısım olup yaklaşık 30 dakika içersinde 3×10^{-3} barr değerine kadar vakumlanabilmektedir. Numune aygıt, taşıyıcı düzenek üzerine ısıyı oldukça iyi ileten ve elektriksel olarak yalıtılan kimyasal yapıştırıcı ile yerleştirilmektedir. Bu bölümde ayrıca örnek aygıtın kontak uçlarını dışarıdaki ölçüm sistemine taşıyan bağlantı uçları bulunur. Kriostatın ikinci bölümü helyumun giriş ve çıkışlardaki basınç ve hacim değişimlerini kontrol eden ve sıcaklık kontrol ünitesi tarafından kumanda edilen bir elektrik motoru olan ek kompresördür.

Üçüncü bölüm ise helyumun giriş çıkış hatlarıdır ve kayıplara karşı yalıtılmıştır. Kriostata helyum girişi 22 bar yüksek basınçta çıkış ise 10 bar düşük basınçta.



(a)



(b)

Şekil 3.3 Kriostatın (a) fotoğrafı ve (b) blok şeması.

ITC 502 Sıcaklık Kontrol Ünitesi, helyum pompasını ve kriostat üzerinde bulunan ek kompresörü eş zamanlı olarak kontrol etmektedir, Şekil 3.4. Kriostat

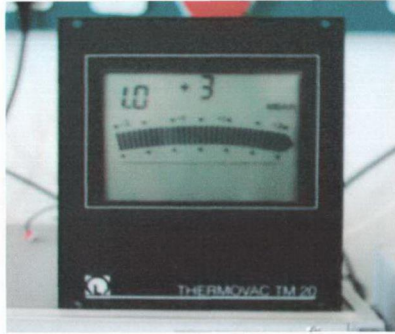
içerisindeki sıcaklık bir termo-çift (thermocouple) sensör aracılığıyla elektriksel sinyale dönüştürülüp kontrol ünitesine gelmekte ve üzerindeki led göstergede dijital olarak gösterilmektedir. ITC kontrol ünitesi kriostat içerisindeki sıcaklığı 10 K ve 330 K arasında kontrol edebilmektedir bunun için helyum pompasını ve ek kompresörü kumanda etmekte sistemi önceden belirlenen sıcaklıkta sabit tutmaktadır. Kontrol ünitesi aynı zamanda kriostat içerisinde bulunan ve örnek sıcaklığının değişimini sağlayan ısıtıcı (heater) rezistansı da kumanda etmektedir.

Kontrol edicinin ayarları ve istenilen sıcaklık değerinin belirlenmesi cihazın üzerindeki tuş takımı yardımıyla yada seri veya GPIB arabirimi aracılığıyla sisteme bağlı bir bilgisayarla yapılmaktadır. Bunun için Object Bench (Oxford) programı kullanılmaktadır. Bu program sistemle ilgili tüm kontrolleri bilgisayar ekranına taşımakta ve buradan da gerekli ayarlamalar yapılabilmektedir.



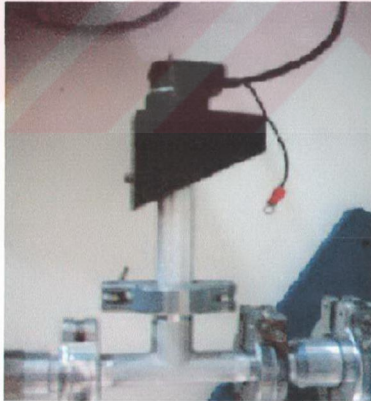
Şekil 3.4 ITC 502 Sıcaklık Kontrol Ünitesinin fotoğrafı.

Thermovac TM 20 Basınç Göstergesi, Leybold firması tarafından üretilmiş olup kriostat içerisindeki vakumlanan bölgenin basıncını göstermektedir. Basınç göstergesinin çalışır durumdaki fotoğrafı Şekil 3.5'teki gibidir. Ölçüm bölgesindeki basınç bilgisi basınç sensörü ile algılanmakta ve elektriksel sinyal olarak thermovac cihazına iletilmektedir. Basınç göstergesi sıvı kristal bir göstergeye sahiptir ve basınç değeri hem grafiksel hem de rakamsal olarak mbar, pascal veya Torr cinsinden görüntülenmektedir. Cihazın ölçüm aralığı 10^{-3} ve 1000 mbar arasındır. Ayrıca cihaz çalışma ve sensör sağlıklı testlerini yapıp ölçüm sırasındaki olası sorunları ekranda görüntüleyebilmektedir.



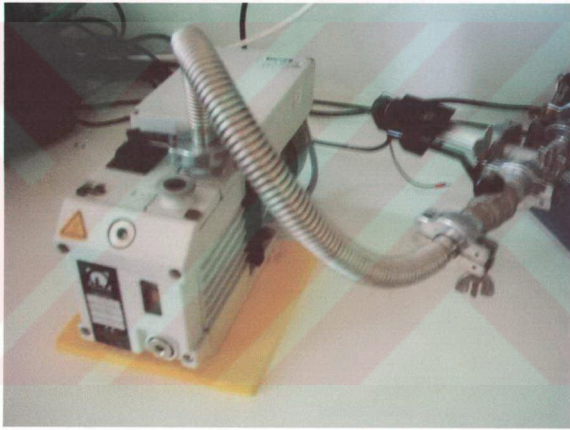
Şekil 3.5 Thermovac TM 20 basınç göstergesinin fotoğrafı.

Şekil 3.6 da görülen Thermovac TR 211 Basınç Sensörü, Leybold firmasının bir türünü olup vakum pompası ile kriostatın vakum bölümü arasına yer almaktadır. Yapısı, içerisinde hava bulunan bir tüpe yerleştirilmiş tungsten bir filamandan oluşmaktadır. Bu algılayıcının ölçüm aralığı $0,5 \cdot 10^{-3}$ mbar ile 1000 mbar arasında değişmekte olup filaman sıcaklığı $110 \text{ }^\circ\text{C}$ dir



Şekil 3.6 Thermovac TR 211 basınç sensörünün fotoğrafı .

Trivac Vakum Pompası, Leybold firmasının üretimi olan vakum pompası, Şekil 3.7'de görüldüğü gibi içinde yağ bulunan kapalı bir odada egzantirik bir mil etrafında dönen bir diskten oluşmakta ve kriostatın vakumlanmasında kullanılmaktadır. Bu disk kenarlarında karşılıklı yerleştirilmiş iki kanada sahiptir ve dönüş periyodu sırasında bulunduğu bölümü çeşitli hacimlere ayırmaktadır. Vakumlanacak bölümden gelen hava bir filtreden geçer ve daha sonra geri dönüşsüz bir vana üzerinde vakum odasına girer. Burada diskin dönüş periyodunun bir kısmında sıkıştırılan hava diğer periyotta yanan az miktar yağla beraber egzoz bölümünden dışarı atılır. Trivac vakum pompası aracıyla maksimum 4.10^{-6} mbara kadar vakumlama yapılabilmektedir (Oxford, 1995).



Şekil 3.7 Leybold Trivac B vakum pompasının fotoğrafı.

3.2. ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ

Düşük sıcaklık sistemi içerisine yerleştirilen Pin (BPW 34 ve 41) ve pn ($n\text{-CdS/p-Cu(In,Ga)Se}_2$) eklem tipi aygıtlar üzerinde bazı elektriksel ölçümler yapılmıştır. Bu kısımda, bilgisayar yada el ile yapılan ve akım-gerilim ölçümlerinin gerçekleştirildiği Keithley 236 ile admitans – empedans ölçümlerinin yapıldığı Hewlety Packard 4192 A empedans analizörü ile ilgili bilgiler sunulmaktadır.

3.2.1 Keithley 236 Akım – Voltaj Ölçüm Sistemi

Şekil 3.8 de çalışır durumda resmi görünen Keithley akım – voltaj ölçüm cihazı, voltaj kaynağı olarak çalışıp örnek üzerinden geçen akımı veya akım kaynağı olarak çalışıp örnek üzerinden geçen bu akıma karşılık gelen voltaj değerini ölçebilmektedir.



Şekil 3.8 Keithley 236 Akım – Voltaj ölçüm cihazı.

Üzerinde ölçüm yapılmak için kriostata yerleştirilen örneğin kontak uçları lehimlenerek kriostat dışındaki terminallere bağlanmaktadır. Bu terminaller aracılığı ile örnek Keithley ölçüm sistemine bağlanır. Ölçüm sistemi ile elle üzerindeki tuş takımıyla girilen değerlere karşılık gelen ölçüm değerleri yada GBIP IEEE 488 veya RS 232 seri port aracılığıyla bilgisayardan verilen değerlere karşılık gelen ölçümler görülebilmekte ve kaydedilebilmektedir. Tüm girilen ve ölçülen değerlerin yada olası hata mesajlarının görüntülenmesi için cihaz alfa nümerik bir ekrana sahiptir. Ayrıca verilen belli bir ölçüm aralığında elde edilen veriler bilgisayara aktarılabilir. IEEE 488 veri yolu için data aktarım hızı saniyede 488 kilobayt ve RS 232 seri port için bu hız saniyede 20 kilobayttır.

Keithley 236 için maksimum çıkış voltajı 100 V ve maksimum çıkış akımı 100 mA dir. Cihaz değişik hassaslık seviyelerinde 1nA ve 1 μ V düzeylerine kadar ölçüm yapabilmektedir. Ölçüm aralığının ve hassasiyetinin seçimi kullanıcı tarafından (manual olarak) yada cihazın kendisi tarafından otomatik olarak yapılabilir (auto range). Diğer bir kullanıcı seçeneği de ölçüm yapılan zamanın ve aralıklarının seçilebilmesidir.

Cihaz ayrıca diğerk kaynak ve ölçüm cihazlarıyla aynı anda çalışabilmek için bağlantı uçlarına da sahiptir (Keithley, 1989).

3.2.2 HP 4192 A Empedans Analizörü

Bu çalışmada incelenen örnekler üzerinde sığa, empedans ve admittans ölçümlerinin yapıldığı HP 41912A empedans analizörü Şekil 3.9'da çalışır haldeyken görülmektedir. İlgili örnekler üzerinde gerçekleştirilen admitans ölçümleri için sıcaklıklar 90K ile 320 K aralığında, frekans değerleri ise 100 Hz ile 1MHz aralığında değiştirilmiştir. Sıcaklık ve frekans bağımlı olarak yapılan bu sığa ve iletkenlik ölçümlerinde ac sinyalin genliği 10-20 mV civarında tutulmuş olup cihaz paralel eş değer devre modunda çalıştırılmıştır (HP, 1996).



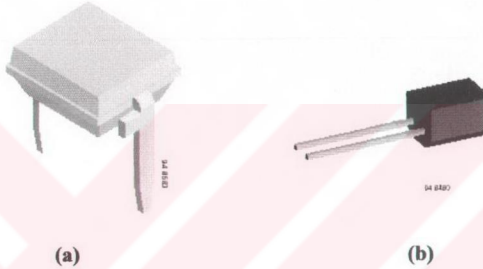
Şekil 3.9 HP 4192 A Empedans Analizörü.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1 PIN FOTODİYOTLAR

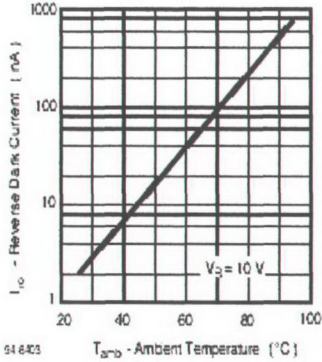
4.1.1 BPW P-i-n Işıldiyotların Bazı Fiziksel Özellikleri

Bu çalışmada, yüksek tepki süresine (20 ns) ve yüksek hassalığa (80 nA/lx) sahip Vishay firmasınınca üretilen BPW 34 ve 41 pin foto-diyotları kullanılmıştır. Aynı fiziksel özelliklere sahip silikon tabanlı bu pin ışıldiyotlar, aynı kod numarasıyla çeşitli yarıiletken firmalarınca da (Siemens, Temic v.s.) üretilmektedirler.

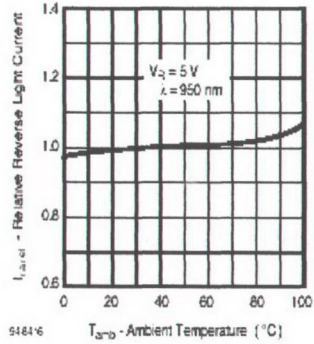


Şekil 4.1 (a) BPW 34 ve (b) BPW 41 p-i-n ışıldiyotlar.

Her iki fotodiyodun ticari ve şematik elektronik yapıları Şekil 4.1 ve 4.2'de görüldüğü gibidir. N tipi Si alttabaka üzerinde epitaksiyel büyütme yöntemiyle az katkılı (intrinsic) i-tabaka oluşturulmuştur. Bu i-tabaka üzerinde ise Boron ile katılanmış p tipi Si tabaka yer almaktadır. Üst (anot) ve alt (katot) kontaklar sırasıyla alüminyum ve altın antimoni (AuSb) ile oluşturulmuştur. Pin yapı, pencere bölgesi hariç SiO_2 yalıtım tabakasıyla çevrenilmiş ve pencere bölgesinde yansımaya önleyici (anti-reflective) tabakanın eklenmesiyle tamamlanmıştır. Her iki ışıldiyot da plastik bir koruyucu içerisinde bulunmaktadır. BPW 34 daha çok görünür ışıkta uygulamalar için geliştirildiğinden şeffaf bir kılıf içerisinde, BPW 41 ise kızıl ötesi bölge için dizayn edildiğinden görünür ışığı engelleyen bir plastik bir filtre içersindedir. İki örnek içinde aktif alan $7,5 \text{ mm}^2$ 'dir ve detektörler geniş bir açı aralığında ($\pm 60^\circ$ yarım açı) algılama duyarlılığı sahiptir. BPW34 ve 41 için oda sıcaklığında ölçülen bazı temel parametreler aşağıdaki tabloda sıralanmıştır. İki ışıldiyot için çeşitli parametrelerin ortam değişkenlerine bağımlılıkları da aşağıda

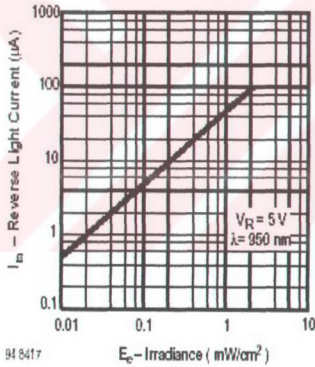


(a)

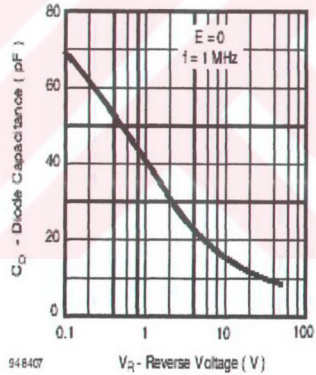


(b)

Şekil 4.3 Işıldiyotların ters besleme akımının (a) karanlık ve (b) aydınlıkta ortam sıcaklığına bağlılığı.

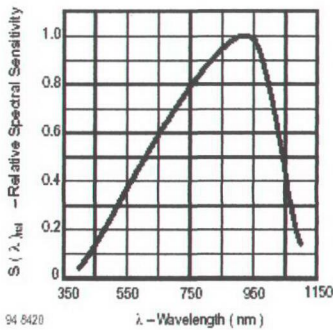


(a)

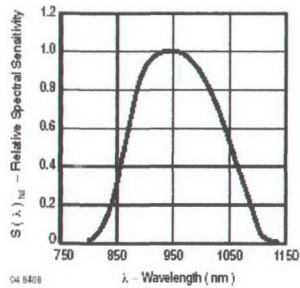


(b)

Şekil 4.4 Işıldiyotların (a) ışık altında ters besleme akımının aydınlatma şiddetine ve (b) diyot sığasının ters besleme voltajına bağlılığı.

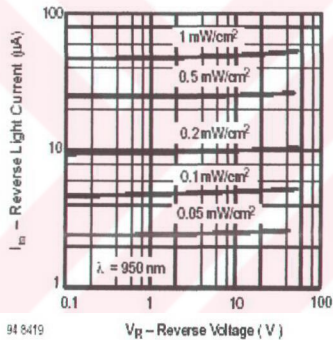


(a)

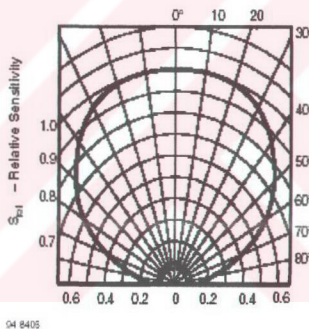


(b)

Şekil 4.5 (a) BPW 34 ve (b) BPW 41 ışıldiyot için spektral hassaslığın dalga boyuna karşı değişimi



(a)

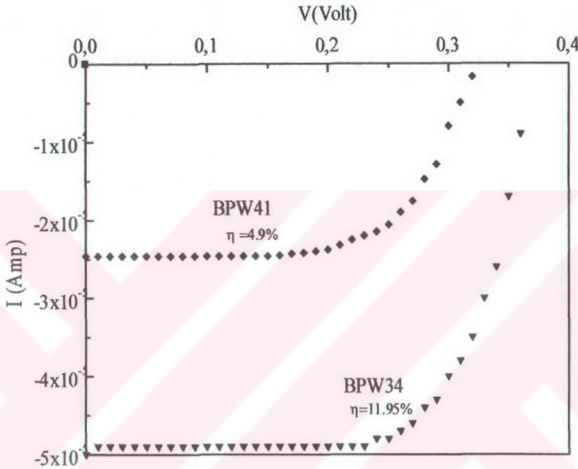


(b)

Şekil 4.6 Işıldiyotların (a) farklı aydınlatma şiddetlerinde ters yöndeki akımının ters besleme voltajına karşı değişimi. (b) Hassaslığın aydınlatma açısına bağlı değişimi.

4.1.2 Aydınlık Akım Voltaj Karakteristikleri

BPW34 ve BPW41 pin ışıldiyotların fotovoltaik performansları oda sıcaklığında ve (1000 lüks) $1,389 \text{ mWatt/cm}^2$ lık ışınım şiddeti altında ölçülmüştür. Şekil 4.7 de görüldüğü gibi aygıt verimlilik değerleri BPW 41 ve 34 için sırasıyla 4.9 % ve 11.9 % olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.7 Pin ışıldiyotların aydınlık akım-voltaj karakteristikleri (aktif alan $A = 7.7 \text{ mm}^2$).

4.1.3 Karanlık Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

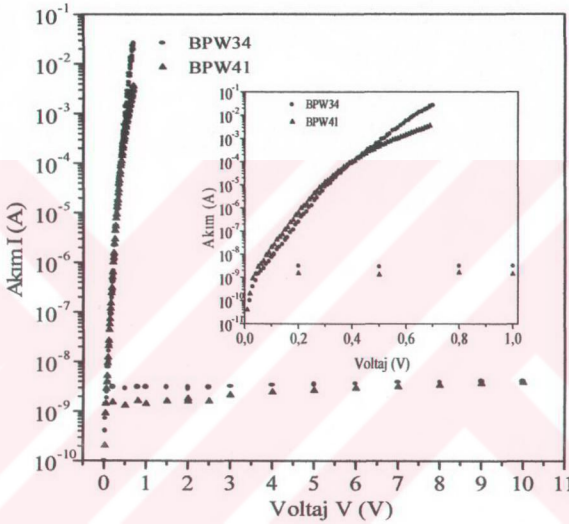
4.1.3.1 Oda Sıcaklığında I-V Karakteristikleri

BPW34 ve 41 pin ışıldiyotların karanlıkta ve oda sıcaklığında ölçülen düz ve ters besleme Log I-V çizimleri Şekil 4.8'de gösterilmiştir. Her iki aygıtın ters ve düz besleme karakteristikleri arasındaki doğrultma oranları (0.6 V değerinde) yaklaşık $10^6 - 10^7$ civarında olup düz besleme durumundaki karakteristikler yaklaşık 0.4 Volt civarına kadar üstel davranış göstermektedir. Daha yüksek düz besleme voltaj değerlerinde ise seri direnç etkilerine bağlı olarak üstel davranıştan sapmalar

meydana gelmektedir. Bu nedenle incelenen ışıldiyotların düz besleme akım-gerilim karakteristikleri seri direnç etkilerinin olmadığı bölgede standart diyot denklemi ile gösterilebilir.

$$J = J_o [\exp(qV / nkT) - 1] \quad (4.1)$$

Burada n diyot idealite faktörünü, J_o ise ters doyma akımını ifade etmektedir.



Şekil 4.8 BPW34 ve 41 pin ışıldiyotların karanlık ters ve düz yönde I-V karakteristikleri.

Şekil 4.8'de görüldüğü gibi her iki ışıldiyot için, ters besleme durumunda yaklaşık 10 - 100 V gerilim aralığında, akım $2-3 \times 10^{-9}$ A civarında neredeyse sabit kalmaktadır. Her iki pin diyotun düz ve ters besleme I-V karakteristikleri oldukça benzer olduğundan sadece BPW 34 için sıcaklık bağımlı I-V araştırma sonuçları üzerine olan kısımlar bir sonraki bölümde sunulmuştur

4.1.3.2 Sıcaklık Bağımlı I-V Karakteristikleri

4.1.3.2 A Düz Besleme Durumu

Silisyum pin ışıldiyot aygıtlarda etkin olan akım iletim mekanizmalarının anlaşılabilmesi için tipik bir BPW34 örnek üzerinde karanlıkta ve 80 K ile 300 K sıcaklık aralığında akım-voltaj (I-V) ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Literatürde, pin ışıldiyotlar için yarıiletken özellikleri, p/i ve i/n eklem ara yüzey kusur durumlarının varlığı ele alınarak farklı iletim mekanizmaları önerilmektedir. Akım iletiminde, ısı uyarılma sonucu oluşan akım mekanizmaları etkin ise, örneğin, yayılım (diffusion), sürüklenme (drift) ve yeniden birleşme (recombination) gibi, $3kT/q$ 'dan daha büyük düz ön gerilim değerleri için en genel formdaki I-V bağıntısı Denklem 4.1 de verildiği gibi yazılabilir (Matsuura vd, 1985; Berkel vd, 1993; Kron vd, 2001; Mott vd, 1932; Lee ve Lim, 1999).

Pin aygıt yapısında, tükenmiş bölgenin tamamen i-tabakasını kapsadığı dikkate alındığında, i-tabaka boyunca meydana gelen sabit elektrik alan nedeniyle eğer sürüklenme ve yayılım akımları etkin iseler, Mott'un (Mott vd, 1932) modeline göre akım,

$$J = J_{ddo} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (4.2)$$

biçimindedir. Burada J_{ddo} , i-tabakanın sabit elektrik alanı ile orantılı bir parametredir.

Eğer akım iletiminde, i-tabaka içerisinde (Matsuura vd, 1985; Berkel vd, 1993) veya p/i ara yüzeyinde (Kron vd, 2001) yasak enerji aralığı ortaları yakınlarındaki tuzak durumları aracılığıyla meydana gelen yeniden birleşme (recombination) mekanizması sürüklenme (drift) ve yayılım (diffusion) mekanizmalarına kıyasla daha etkin ise toplam akım aşağıda verildiği gibi olur

$$J \propto [(\exp(-E_g/2kT))(\exp(-qV_a/2kT))(kT^* \exp(qV_a/2kT^*))] \quad (4.3)$$

burada E_g , yasak enerji aralığını, T^* karakteristik sıcaklığını V_a ise uygulanan besleme gerilimini göstermektedir. Eğer (4.3) denklemi, denklem (4.2) ve (4.1) ile kıyaslanırsa, diyot idealite sabiti bu modelde

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{2} + \frac{T}{2T^*} \quad (4.4)$$

biçimindedir.

Eğer tükenmiş bölge yasak enerji aralığı içerisinde ve p/i ara yüzeyinde sürekli dağılıma sahip tuzak durumları varsa, ısıt uyarımlı yayılım (thermionic emission), değişken erimli sekme (variable range hopping, VRH) veya nicem mekaniksel tünelleme mekanizmaların akım iletiminde önemli katkıları olabilir (Lee ve Lim, 1999). Bu durumda, denklem (4.1) de verilen ters doyma akımı aşağıdaki biçimleri alır;

* ısıt uyarımlı yayılım akımı için,

$$J_o \propto T^2 \exp(-q\Phi_b / kT) \quad (4.5)$$

burada Φ_b , Schottky engel yüksekliğini göstermektedir.

* değişken erimli sekme mekanizması etkin ise,

$$J_o \propto \exp(-(T_o / T)^{1/4}) \quad (4.6)$$

burada T_o , elektron dalga fonksiyonuna ve Fermi seviyesi civarındaki durumların durum yoğunluğuna bağlı bir parametredir.

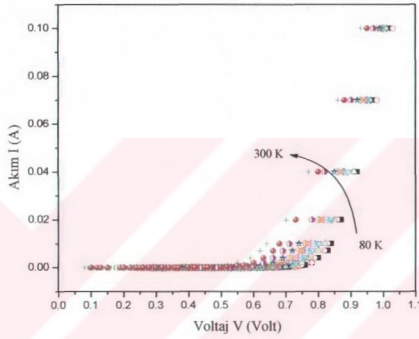
* tünelleme mekanizması etkin ise, genel akım-gerilim denklemi aşağıda verildiği gibi olur,

$$J_{ileri} = J_o(T) \exp(AV) \quad (4.7)$$

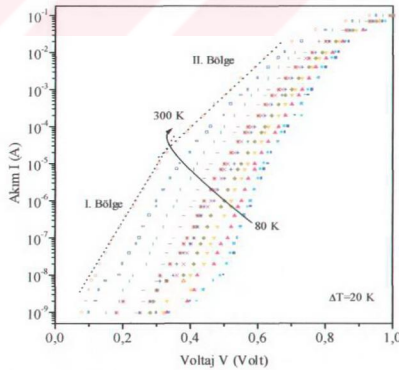
burada A , InI-V grafiğindeki doğrusal değişimin eğimi olup, voltaj faktörü adını alır.

Karanlıkta ve ileri besleme durumunda, 80 K den başlayarak oda sıcaklığına (300 K) kadar 20 K aralıklarla ölçülen doğrusal ve yarı logaritmik akım-voltaj (I-V) karakteristikleri Şekil 4.9 ve 10'da çizilmişlerdir. Şekil 4.10'da görüldüğü gibi, akımın uygulanan voltajla üstel olarak değiştiği iki farklı bölge bulunmakta olup I. ve II. bölge olarak tanımlanan bu doğrusal kısımların bulunduğu voltaj aralıkları artan sıcaklıkla düşük voltaj değerlerine doğru kaymaktadır.

Her iki bölge de etkin olan akım iletim mekanizmalarının belirlenebilmesi için, Log I-V çizgelerinin doğrusal oldukları kısımlardaki eğimler q/nkT (V^{-1}) kullanılarak diyot idealite sabitleri n hesaplanmış ve doğrusal değişimlerin 0 Volta uzatılan kesim noktaları kullanılarak ters doyma akımı I_0 değerleri belirlenmiştir. 80 K – 300 K sıcaklık aralığında I. ve II. bölgeler için belirlenen tüm değerler Tablo 4.2’de sıralanmışlardır.



Şekil 4.9 BPW-34 için sıcaklık bağımlı doğrusal I-V karakteristiği.



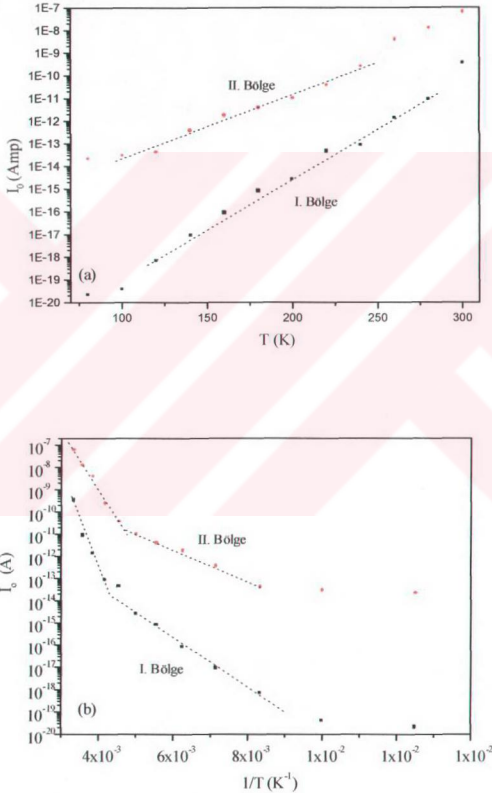
Şekil 4.10 BPW-34 için sıcaklık bağımlı yarı-logaritmik I-V karakteristiği.

Tablo 4.2 BPW34 için 80 K-300 K sıcaklık aralığında belirlenen diiyot parametreleri.

T (K)	I-Bölge			II-Bölge		
	$I_{o1} (A)$	$q/n_1kT (V^{-1})$	n_1	$I_{o2} (A)$	$q/n_2kT (V^{-1})$	n_2
80	2,2E-20	48,647	2,979	2,2E-14	27,909	5,192
100	3,9E-20	48,393	2,395	3.0E-14	28,426	4,078
120	6,8E-19	46,905	2,059	4,2E-14	28,252	3,419
140	9,2E-18	45,748	1,810	4.0E-13	26,288	3,150
160	8,8E-17	45.0	1,610	2.0E-12	24,625	2,942
180	8,26E-16	43,52	1,480	4.0E-12	25,583	2,517
200	2,63E-15	41,331	1,402	1.0E-11	23,583	2,458
220	4,5E-14	41,19	1,284	3,8E-11	22,716	2,319
240	8,6E-14	39,94	1,211	2,5E-10	21,419	2,255
260	1,4E-12	37,341	1,194	4.0E-9	20,932	2,130
280	8,9E-12	35,979	1,150	1,25E-8	20,022	2,068
300	3,5E-10	33,372	1,158			

Her iki bölge için de $A = q/nkT$ ve n değerlerinin artan sıcaklıkla düzgün olarak azaldığı görülmektedir. II. bölgede ele alınan sıcaklık aralığında 5,19'dan 2,08 değerine doğru değişen n değerleri I. bölgede, yaklaşık 180 K'den yüksek sıcaklıklarda 1,4 den 1,1 değerine doğru azalmaktadır. Şekil 4.11 (a) ve (b)'de sırayla $\log I_o$ 'ın T ve $1/T$ ile olan karakteristik değişimleri çizilmiştir. Şekil 4.11.(a)'dan görüldüğü gibi yaklaşık 120 K-280 K sıcaklıkları arasında her iki bölge için de

$\text{Log } I_o - T$ karakteristikleri neredeyse doğrusal olarak değişmektedir. Bu değişimlerin, aygıtta denklem 4.7 ile gösterilen tünelleme mekanizmasının önemli olduğuna işaret etmesine karşın Şekil 4.11 (b)'de $T > 240$ ve $200 > T > 120$ sıcaklık aralıklarında gözlenen doğrusal karakteristiklerin yanı sıra Tablo 4.2'de verilen, q/nkT (V^{-1}) değerlerinin de ele alınan sıcaklık aralığında sabit kalmayıp düzgün bir biçimde azalması ısıl uyumlu mekanizmaların varlığına da işaret etmektedir.



Şekil 4.11 BPW34 için 80 K-300 K sıcaklık aralığında (a) $\text{Log } I_o - T$ ve (b) $\text{Log } I_o - 1/T$ karakteristikleri.

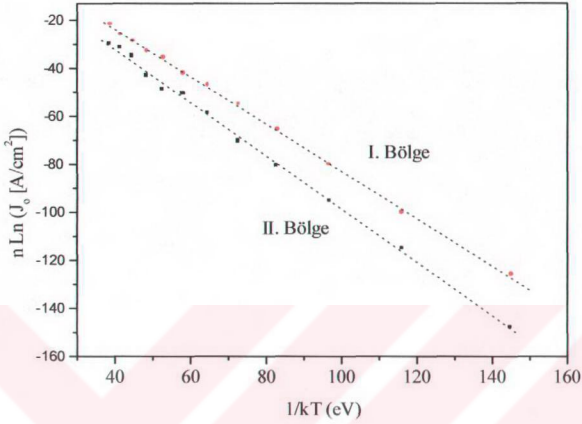
Genel olarak, I. ve II. bölgeler için diyot idealite faktörünün sıcaklığın fonksiyonu olarak değişip 2'den büyük değerler aldığı sıcaklık aralıklarında, i/p ara yüzeyinde yada i-bölgede tünelleme yardımcı yeniden birleşme akım iletim mekanizmasının (Nadenau vd, 2000; Rau vd, 2000) etkin bir rol oynadığı düşünülebilir. Bu modele göre (Bölüm 2.3.1.), j_{00} ın sıcaklığa çok zayıf bağlı olduğu ve diyot faktörü n'in artan sıcaklıkla düzgün azaldığı kabul edildiğinde, denklem 4.74 yeniden düzenlenirse,

$$n \ln J_0 \approx \frac{-E_0}{kT} + \ln J_{00} \quad (4.8)$$

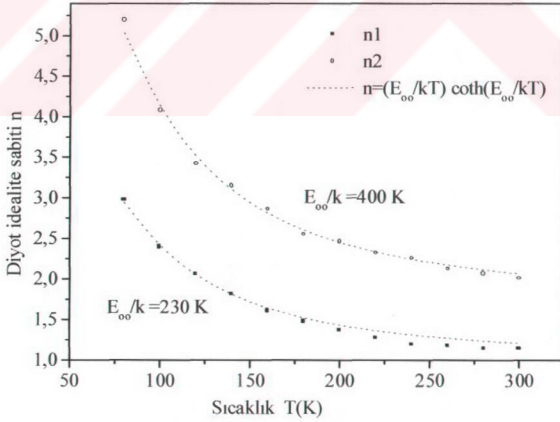
olur. Şekil 4.12'de gösterilen $n \ln J_0$ 'a karşılık çizilen $1/T$ Arrhenius karakteristikleri yardımıyla sırayla I. ve II. bölgeler için aktivasyon enerjileri 1,00 ve 1.091eV olarak hesaplanmıştır. Bu değerlerin, pin ışıldiyot üretiminde kullanılan silisyum tabakaların yasak enerji aralık değerleri ile kıyaslandığında daha küçük olduğu görülmektedir. Bu nedenle, muhtemelen i tip tabaka içerisinde bulunan tuzak durumları yardımıyla tünelleyerek i/p ara yüzeyine ulaşan serbest yük taşıyıcıları burada yeniden birleşmeye uğramakta ve yukarıda hesaplanan aktivasyon enerjisi de ara yüzey engel yüksekliğini vermektedir (Rau vd, 2000). Bu görüşü denetlemek için I. ve II. bölgelerdeki diyot idealite sabitlerinin sıcaklık bağımlı karakteristikleri Şekil 4.13'de çizilmiştir.

Genel olarak, deneysel verilerin denklem 2.75 ile verilen teorik yaklaşım ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Karakteristik tünelleme enerjileri I. ve II. bölgeler için sırayla 230 K ve 400 K olarak belirlenmiştir. Bu değerler CdTe ve CIGS tabanlı pn eklem aygıtlar ile karşılaştırıldığında tünellemenin ele alınan pin aygıtta önemli olduğu öne sürülebilir (Bayhan ve Kavasoğlu, 2005). Şekilden de görüldüğü gibi sadece I. bölge de sıcaklığın 200 K'den büyük olduğu durumlarda teorik yaklaşımdan az bir sapma görülmektedir. Bu sıcaklık değerlerinde diyot idealite sabiti 2'den küçük ($n < 1,5$) olduğundan tünellemenin etkin olmadığı düşünülmelidir (Fahrenburg ve Bube, 1983). Bu sıcaklık aralığındaki ($T > 200$ K) akım iletim mekanizması C. van Berkel ve grubunun a-Si:H p-i-n ve n-i-p diyotlar için geliştirdikleri model (denklem 4.3) göz önüne alınarak tekrar araştırılmıştır (Berkel vd, 1993). Şekil 4.14'de, sıcaklığın fonksiyonu olarak çizilen idealite sabiti

deneysel verilerin denklem 4.4 ile ifade edilen teorik yaklaşım ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.

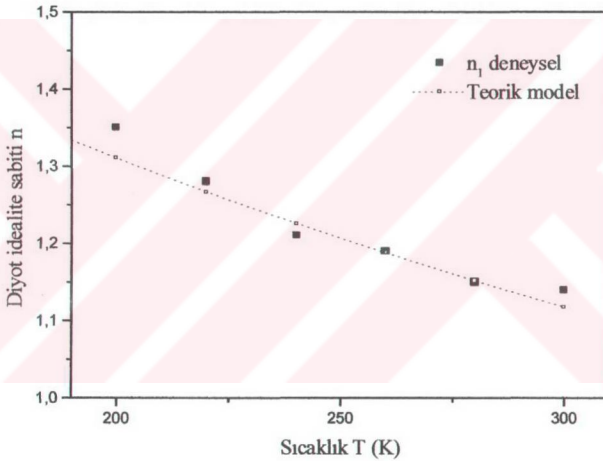


Şekil 4.12 BPW34 için $n \ln J_0 - 1/T$ Arrhenius karakteristiği.



Şekil 4.13 BPW34 için diyot idealite sabitinin sıcaklıkla olan değişimi.

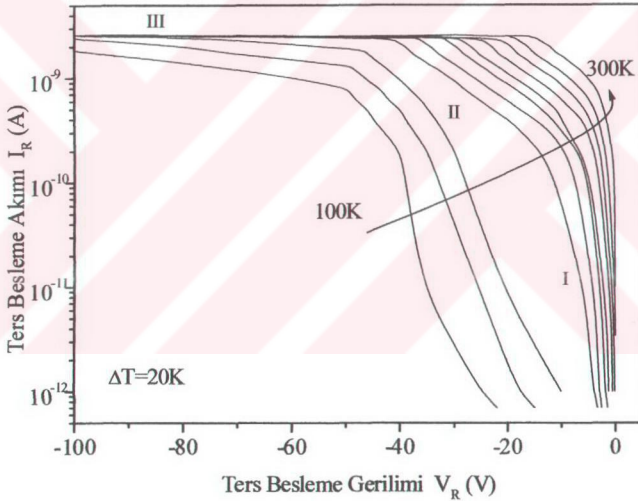
Ele alınan BPW 34 pin aygıtta karanlıkta ve düz besleme durumunda akım iletiminde iki ayrı bölgenin bulunduğu belirlenmiştir. Göreceli olarak daha düşük gerilimler için tanımlanan I. bölgede, sıcaklığın 200 K'den büyük değerleri için i tabaka içinde yasak enerji aralığı ortalarına yakın kısımlarda bulunan elektron ve boşluk yerel tuzak durumları arasındaki yeniden birleşme mekanizmasının etkin olduğu belirlenmiştir. I. bölgede düşük sıcaklıklarda ($T < 200$ K) ve II. bölgede tüm sıcaklık aralığında ise, serbest yük taşıyıcıların i/p ara yüzeyine yakın kısımlarında bulunan tuzak durumları boyunca tünelleyerek i/p ara yüzeyine ulaşır burada bulunan yerel elektron ve boşluk tuzak durumları arasında meydana gelen yeniden birleşim mekanizmasının akım iletiminde etkin olduğu belirlenmiştir.



Şekil 4.14 BPW34 diyot idealite sabitinin sıcaklıkla olan değişiminin van Berkel modeline göre çizimi (Berkel vd, 1993).

4.1.3.2 B Ters Besleme Durumu

BPW 34 ışıldiyot aygıtın 0 ve -100 V besleme voltajı ile 100 K ve 300 K sıcaklık aralıklarında ölçülen $\text{Log} I - V$ karakteristikleri Şekil 4.15'de çizilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi ters besleme akımının I_R , ters besleme gerilimi V_R ile olan değişimi üç farklı bölge ele alınarak incelenmiştir. Düşük gerilim değerlerinde (I. Bölge) I_R , hem uygulanan gerilim hem de sıcaklıkla ani bir artış göstermektedir. Göreceli olarak ara gerilim değerlerinde (Bölge II) ise I_R , ters besleme gerilimi ile neredeyse üstel olarak değişmektedir. Yeterince yüksek gerilim değerlerinde ise (Bölge III), I_R neredeyse sabit değerler etrafında kalmaktadır.

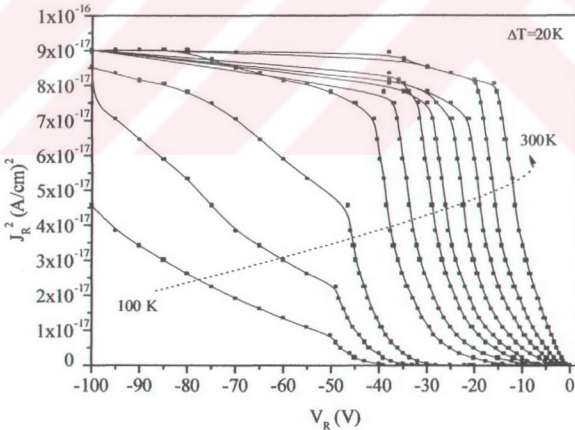


Şekil 4.15 BPW34 ışıldiyot'un 100K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme I_R - V karakteristiği.

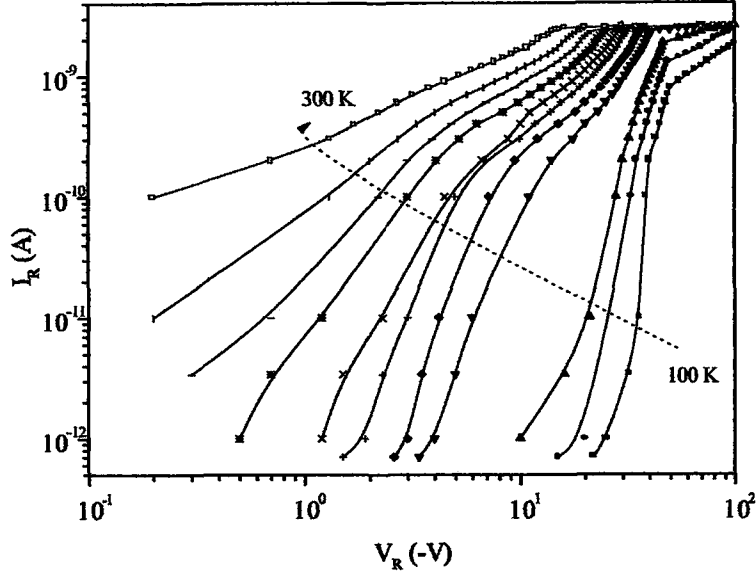
Genellikle, güneş pili ve ışık algılama uygulamaları için kullanılan hidrojenlendirilmiş amorf silisyum (a-Si:H) tabanlı ve yüksek dirençli silisyum

tabaka üzerine farklı teknolojiler kullanılarak oluşturulan pin aygıtlarda ters besleme durumundaki akım iletiminde, gövde içi yasak enerji-aralığı ortalarındaki elektronik kusurlardan (midgap states) kaynaklanan ısı-yaratılım (thermal generation) mekanizmasının etkin olduğu belirtilmektedir (Horvath vd, 2004; Street, 1994; Arch ve Fonash, 1992; Tachakarov vd, 2003). Hidrojenlendirilmiş polymorphous silisyum (pm-Si:H) pin aygıtlarda ise, ısı yaratılım akımı daha etkin olarak p/i arayüzündeki kusur durumlarınca düzenlenmektedir (Tachakarov vd, 2003). Ancak, incelenen BPW34 pin ışıldiyotun tüm bölgeler için Şekil 4.16'da çizilen davranışı $J^2 \propto V$ bağıntısına uymamaktadır. Bu da, BPW34 de akım iletiminde tüm bölgelerde ısı yaratılım (generation) mekanizmasının etkin olmadığını göstermektedir.

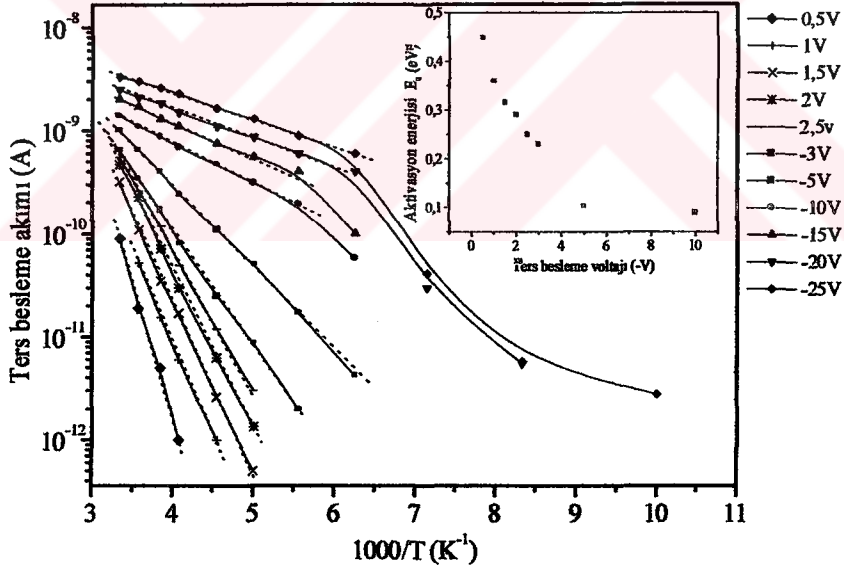
Şekil 4.17'de çizilen ters besleme Log I -Log V karakteristiklerinin, neredeyse ele alınan tüm sıcaklık ve voltaj aralığı için I, II ve III bölgelerinde doğrusal olmaktan oldukça uzak olduğu görülmektedir. Ters besleme akımının uygulanan gerilim ile $I \propto V^m$ tip bir davranış göstermemesi nedeniyle incelenen pin aygıtta uzay yükü sınırlı (space-charge limited current), SCL yada (double injection) DI tip mekanizmaların etkin olmadığı ifade edilebilir (Jafar, 2003; Dimitriadis vd, 1988)



Şekil 4.16. BPW34'ün 160K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme J^2 -V karakteristiği.



Şekil 17. BPW34'ün 100K-300K sıcaklık aralığındaki ters besleme LogI-LogV karakteristiği.



Şekil 18. BPW34 ışıldiyot'a ait farklı voltaj değerleri için çizilen LogI -1000/T (Arrhenius) karakteristiği. İçteki şekilde, grafiğin yaklaşık doğrusal biçim gösterdiği ($\sim 160\text{K}-300\text{K}$) kısımlarının $I(V, T) \propto \exp[-E_a / k_B T]$ denkleminde uygun olarak hesaplanan aktivasyon enerjilerin E_a ters besleme voltajı ile olan değişimi gösterilmiştir.

Ters besleme akımının, uygulanan farklı besleme gerilim değerlerinde ölçülen sıcaklık bağımlılığı, $\text{Log}I-1000/T$ (Arrhenius-çizimi) karakteristiği biçiminde Şekil 4.18'de çizilmiştir. Karakteristikler, yaklaşık 160 K ile 300 K sıcaklık aralığında Arrhenius davranışı göstermektedir. Yani ters besleme akımın sıcaklıkla olan değişimi $I(V,T) \propto \exp[-E_a/k_B T]$ biçimindedir. Karakteristiklerin, doğrusal davranış gösterdiği ve yukarıda belirtilen sıcaklık aralığındaki aktivasyon enerjileri, E_a hesaplanmıştır ve grafik içinde çizilen çizgede E_a 'nın uygulanan ters besleme gerilimi ile olan değişimi gösterilmiştir. Bu grafik yardımı ile, E_a 'nın V_R ile olan değişimine fiziksel olarak anlamlı bir yorum yapılması güç olsa da -0,5 ile -5 V voltaj aralığında yaklaşık $V^{1/3}$ biçiminde bir bağımlılık olduğu söylenebilir.

Ters beslenme akımının sıcaklıkla benzer değişimi, Si tabanlı p-p (Jafar, 2003), pn (Czerwinski vd, 2003) ve pin (Tachakarov, 2003; McPherson vd, 1997) tipi eklem aygıtlarda rapor edilmiş ve eğer aygıtta yayılım mekanizması etkin ise $E_{aDif} \approx E_g$ ve eğer yaratılım mekanizması etkin ise $E_{aDif} \approx E_g/2$ olduğu bilinmektedir (Czerwinski vd, 2003). Ancak, incelenen pin aygıtta E_a değerlerinin uygulanan elektrik alan ile azalıyor olması tükenmiş bölge yasak enerji aralığı içerisinde sürekli ve düzgün dağılımlı olası tuzak durumlarının varlığına işaret etmektedir (Czerwinski vd, 2003). Buna ek olarak, Şekil 4.15'de gösterilen I-V karakteristiği II. bölgesi için tüm sıcaklık aralığında, akımın uygulanan ters besleme ile üstel olarak değişiyor olması ve bu bölge için hesaplanan $\text{Log } I_R-V_R$ grafiklerinin eğimlerinin 0,09 civarında neredeyse sabit kalması ters besleme akımında diğer mekanizmaların, örneğin çok adımlı tünelleme-yeniden birleşme veya Frenkel-Poole/Schottky tipi (Marsal vd, 1998) mekanizmaların etkin olabileceğine de işaret edebilir. Ancak, ters besleme geriliminin -0,5V ile -25 V değerleri için çizilen $\text{Log}I-T$ karakteristiklerinin doğrusallıktan uzak olmaları nedeniyle çok adımlı tünelleme-yeniden birleşme mekanizmasının bu aygıtta etkin olmaması belirlenir.

Poole-Frenkel mekanizması, serbest yük taşıyıcıların elektrik alan destekli ısı uyarım sonucu yarıiletken yasak enerji aralığındaki dolu (elektron) yada boş tuzak durumlarından sağlanması temeline dayanır (Sze, 1981). Tuzak durumlarının tipi (alıcı yada verici), tuzak durumların dolması/boşaltılmasını belirleyen mekanizmalar, uygulanan elektrik alanın yönü ve büyüklüğü Poole-Frenkel akımını etkilemektedir.

Richardson-Schottky/klasik Poole-Frenkel akımı aşağıdaki gibi verilmektedir (Jafar, 2003).

$$I(V,T) = BV^\gamma \exp\left[-\frac{e\Phi(V)}{kT}\right], \quad (4.9)$$

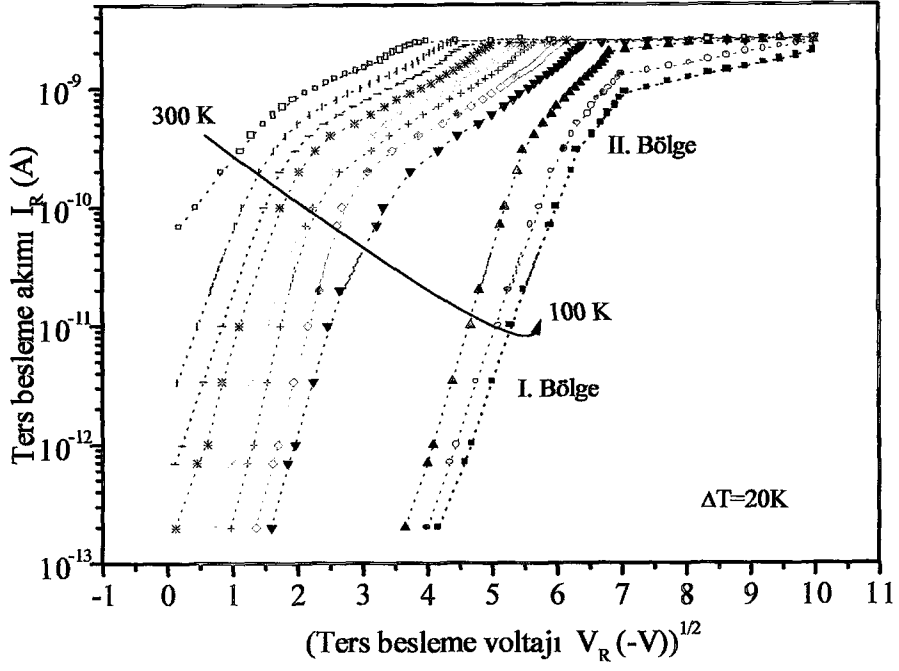
$$\Phi(V) = \phi_o - n\left(\frac{e\eta}{4\pi\epsilon_o\epsilon_r\chi d}\right)^{1/2} V^{1/2}$$

Burada, $\Phi(V)$ uygulanan elektrik alana bağlı Schottky engelini veya tuzak durum enerjisini ve ϕ_o engel yada tuzak durum iyonizasyon enerjisinin sıfır alandaki değerini, ϵ_o ve ϵ_r sırayla boş uzayın ve yarıiletkenin dielektrik sabitini göstermektedir. Schottky yayılım modeline göre, $n = \eta = 1, \gamma = 0$ ve $B = SA^{**}T^2$ 'dir. Burada S etkin kontak alanını, A^{**} efektif Richardson sabitini göstermektedir. Bu durumda akım-gerilim denklemi,

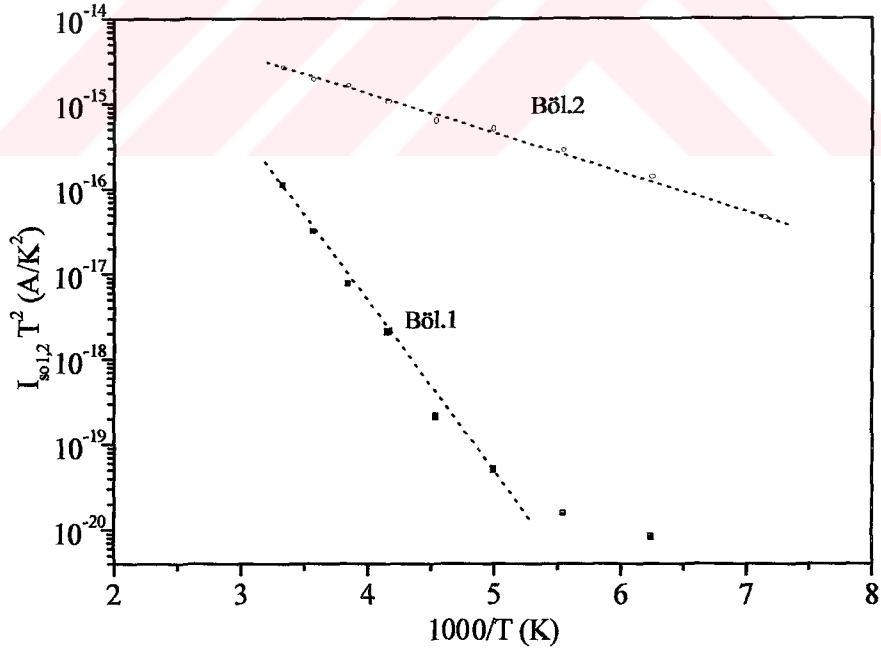
$$I(V,T) = SA^{**}T^2 \exp\left[-\frac{\phi_o}{kT}\right] \exp\left[\frac{e\beta_s V^{1/2}}{kT W^{1/2}}\right] \quad (4.10)$$

olur.

Bu modellerin varlığı Şekil 4.19 ve 20'de çizilen karakteristikler yardımıyla araştırılmıştır. Şekil 4.19 da görüldüğü gibi $\text{Log}I_R - V_R^{1/2}$ karakteristiğinin doğrusal değiştiği iki bölge belirlenmiştir. 1. ve 2. bölge doğrusal kısımlarının x eksenine olan kestirimleri yardımıyla I_{so} katsayıları belirlenmiş ve Şekil. 20'de gösterilen $\text{Ln} I_{so}T^{-2} - 1/T$ karakteristikleri çizilmiştir. Şekilde görülen doğrusal değişimlerin eğimleri kullanılarak ϕ_o engel yüksekliği I. ve II. bölgeler için sırayla 0,40 eV ve 0,10 eV olarak belirlenmiştir. Bu bilgiler ışığında, tanımlı sıcaklık aralıklarında (~300-200 K, 1. Bölge; ~300-140 K, 2. Bölge) sıfır-alan Schottky engeli benzeri engelin sabit değerde kaldığı söylenebilir. Pin aygıtın tam olarak enerji band yapısını bilinmese de, düz besleme durumunda da önemli olduğu hissedilen i/p ara yüzeyinde bulunan yerleşmiş tuzak (verici ve alıcı) durumlarının bu tip bir enerji engeline neden olabileceğini ifade edebiliriz (Jafar, 2003).



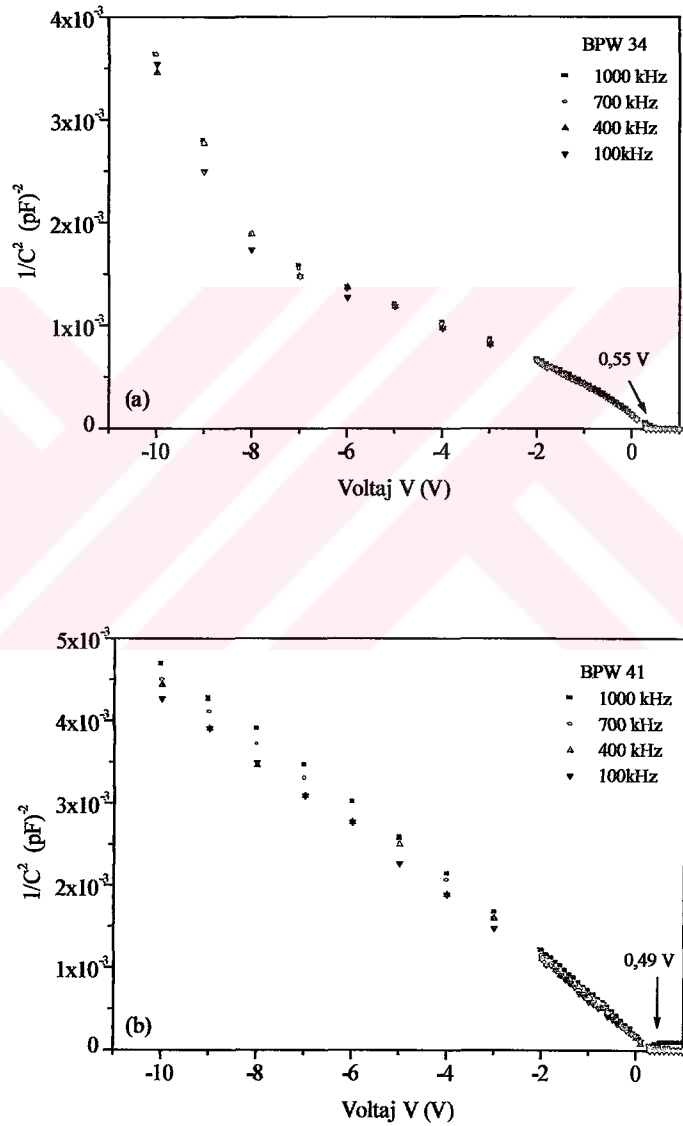
Şekil 4.19 BPW34 için $\text{Log} I_R - V_R^{1/2}$ karakteristiği.



Şekil 4.20 Richardson-Dushman denkleminde göre $\text{Ln} I_{so} T^{-2} - 1/T$ karakteristiği.

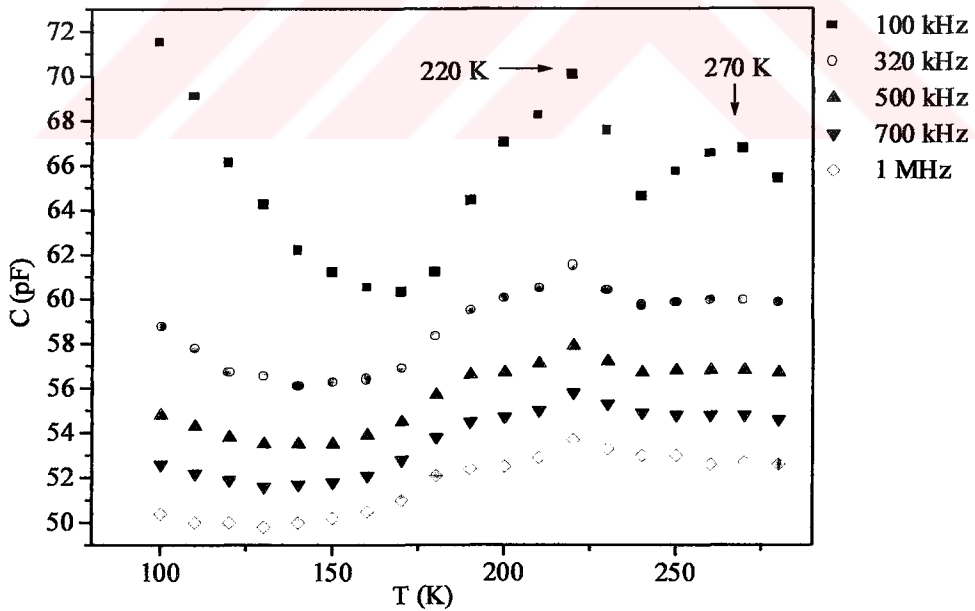
4.1.4 SIĞA - VOLTAJ (C-V) KARAKTERİSTİKLERİ

Sığa bazlı ölçümler eklem bölgesindeki enerji bant yapısının ve derin tuzak ile ara yüzey durumlarına ilişkin etkilerin anlaşılabilmesi için oldukça önemlidir. PW 34 ve 41 pin aygıtların sıcaklık ve frekans bağımlı sığa-voltaj ölçümleri Bölüm 3.2’de açıklandığı gibi gerçekleştirilmiştir. Oda sıcaklığında ve farklı frekans değerinde ölçülen sığa-voltaj verileri Şekil 4.21’de $1/C^2$ -V biçiminde çizilmiştir.



Şekil 4.21 (a) BPW34 ve (b) BPW-41 p-i-n diyotların frekans bağımlı $1/C^2 - V$ karakteristikleri.

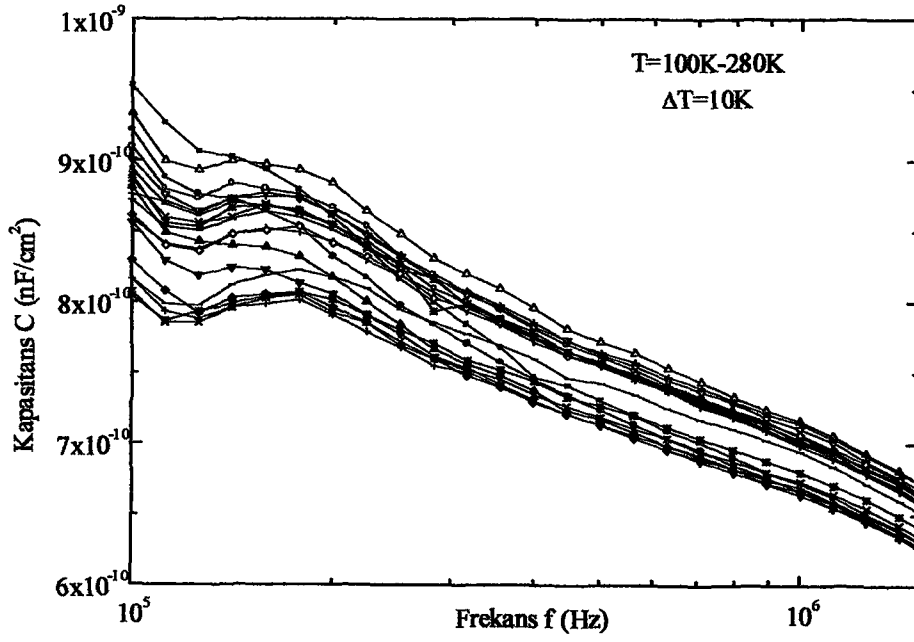
C^{-2} - V karakteristiklerinin oldukça doğrusal biçimde olmaları, incelenen her iki pin aygıt için de keskin değişimli eklem yapısının uygun bir yaklaşım olduğunu göstermektedir. Benzer yapı, pin aygıtlar için literatürde de rapor edilmektedir (Konofaos, 2000). Tükenmiş bölge yük yoğunlukları, C^{-2} - V karakteristiklerinin 0 V besleme gerilimine yakın olan doğrusal kısımların eğimlerinden (denklem 2.21 ve $\epsilon_r = 11,8$) ve eklem engel potansiyelleri ise aynı doğrusal kısımların x eksenini kestiği voltaj değerinden belirlenmiştir. Oda sıcaklığında ve 1 MHz de BPW 34 ve 41 için belirlenen katkı yoğunlukları ve eklem engel potansiyeli değerleri sırayla $8,172 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ - $4,261 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve 0,55 V - 0,49 V'dur. Şekil 4.21'de ayrıca görüldüğü gibi, katkı yoğunlukları uygulanan frekans ile az bir değişim gösterse de eklem engel potansiyeli değerleri neredeyse sabittir. Sıfır besleme de, tükenmiş bölge genişlikleri ölçüm frekansının 1 MHz değeri için denklem 2.20 kullanılarak hesaplanmış ve BPW 34 ve 41 için sırayla yaklaşık 9.21 μm ve 10.44 μm olarak bulunmuştur. İncelenen aygıtlar için, bu değerlerin i-tabaka genişliklerine eşit olduğunu söyleyebiliriz. Hesaplanan değerler BPW 34 ve 41 için rapor edilen değerler ile uyum içindedir.



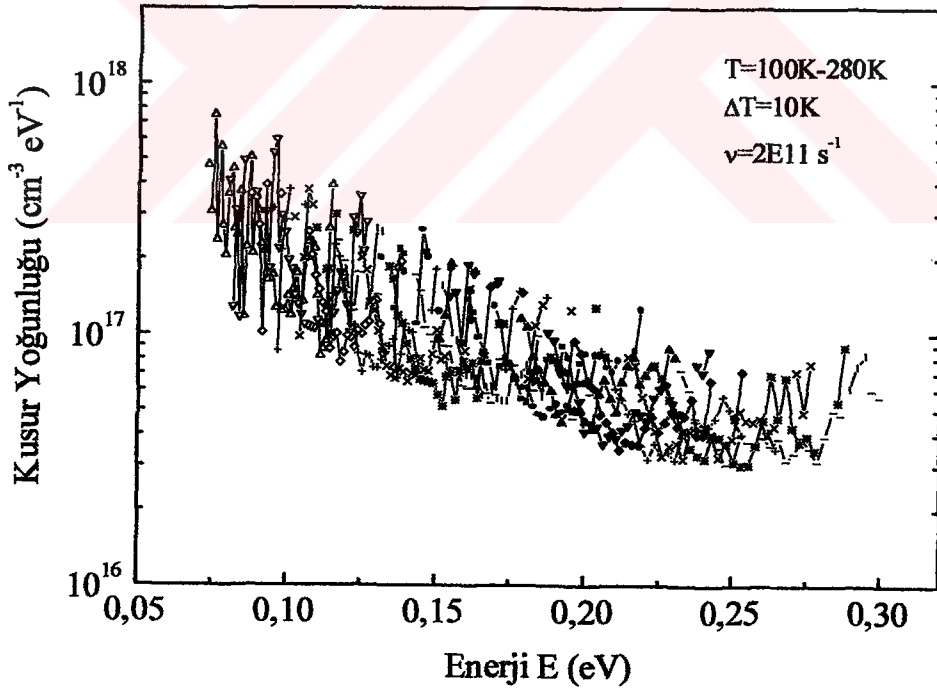
Şekil 4.22 BPW34 p-i-n diyotun frekans bağımlı C-T karakteristikleri.

BPW 34 ve 41'ün farklı frekanslarda ölçülen C-T karakteristikleri oldukça benzer olup Şekil 4.22'de sadece BPW 34 için alınan veriler çizilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, tüm çizgeler 100 kHz-1 MHz frekans aralığında yaklaşık 220 K de maksimum olacak biçimde bir değişim göstermektedir. Nispi olarak daha düşük frekans değerlerinde ($300 < \text{kHz}$) yaklaşık 270 K civarında da benzer bir davranış gözlenmektedir. Sığa değerlerindeki bu tepe biçimi değişimler, tükenmiş bölge yasak enerji aralığı içerisinde bulunan tuzak durumlarının varlığına işaret edebilir.

Var olduğu düşünülen bu tuzak durumlarının daha iyi anlaşılması için 100 K – 300 K sıcaklık ve 100 kHz - 1 MHz frekans aralığında sığa-frekans ölçümleri gerçekleştirilmiş ve sonuçlar Şekil 4.23'de gösterilmiştir. Sığa spektrumunda, yaklaşık 1-2 KHz frekans aralığında bir sığa basamağı gözlenirse de çizilen $dC/d\omega$ -f grafiğinden (bölüm 2.6) anlamlı veri analizi yapmak mümkün olmamıştır. CIGS güneş pili aygıtlar için kusur durum yoğunluğunun enerjinin fonksiyonu olarak hesaplanmasında kullanılan program (Orijin 4.0-IPE-Stuttgart) BPW 34 pin aygıtın kusur durum yoğunluğun belirlemek için kullanılmış ve sonuç Şekil 4.24'de çizilmiştir. Bu şekle göre, belli bir tuzak durumunun aygıt yapısında etkin olduğu belirtilemezse de kusur durum yoğunluğunun ortalama 10^{17} cm^{-3} düzeyi civarında olduğu ifade edilebilir.



Şekil 4.23 BPW34 p-i-n diyotun sıcaklık bağımlı C-f karakteristiği.



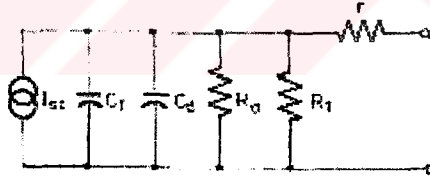
Şekil 4.24 BPW34 p-i-n diyotun kusur spektrumu.

4.1.5 EMPEDANS ÖLÇÜMLERİ VE ANALİZİ

BPW 34 ve BPW 41 p-i-n ışıldiyotların eşdeğer devre modellerinin belirlenmesi amacıyla frekans bağımlı empedans ve admitans ölçümleri yapılmıştır. Deneyle sırasında besleme geriliminin ve sıcaklığın, devre modeli ve bu modeldeki elemanlar üzerindeki etkilerinin bulunması amacıyla ölçümler, farklı besleme voltajlarında ve sıcaklıklarda Bölüm 3'de açıklanan kriostat ve HP 4192A empedans analizörü kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Tüm ölçümlerde uygulanan sinüs tipi ac (alternatif) sinyalin genliği literatürdeki örneklere uygun olarak 10 mV'ta (oda sıcaklığındaki termal voltaj, $V_T = kT/q \approx 26mV$ dan küçük olmak üzere) sabit tutulmuş ve frekansı 50 Hz'den 13 Mhz'e kadar değiştirilmiştir (Suresh, 1996; Kumar vd, 2005).

4.1.5.1 Voltaj Bağımlı empedans ölçümleri ve analizi

Pn eklemler ve özellikle güneş pilleri için ele alınan eşdeğer devre modelleri Şekil 4.25'de görüldüğü gibi kısa devre akımını gösteren bir akım kaynağı (I_{SC}) ve ona paralel iki kapasitör (geçiş (transition) sığasını gösteren; C_T ve yayılım (diffusion) sığasını ifade eden; C_d) ve iki direnç (dinamik direnci sembolize eden; R_d ile paralel direnci ifade eden R_p) ile tüm bunlara seri bir dirençten (r) oluşmaktadır.



Şekil 4.25 P-i-n diyotlar için varsayılan eşdeğer devre modeli (Suresh, 1996).

C_T ve C_d paralel olduklarından eşdeğer devre tek bir zaman sabitine sahiptir ve değeri,

$$t = \left(\frac{R_d R_p}{R_d + R_p} \right) (C_T + C_p) \quad (4.11)$$

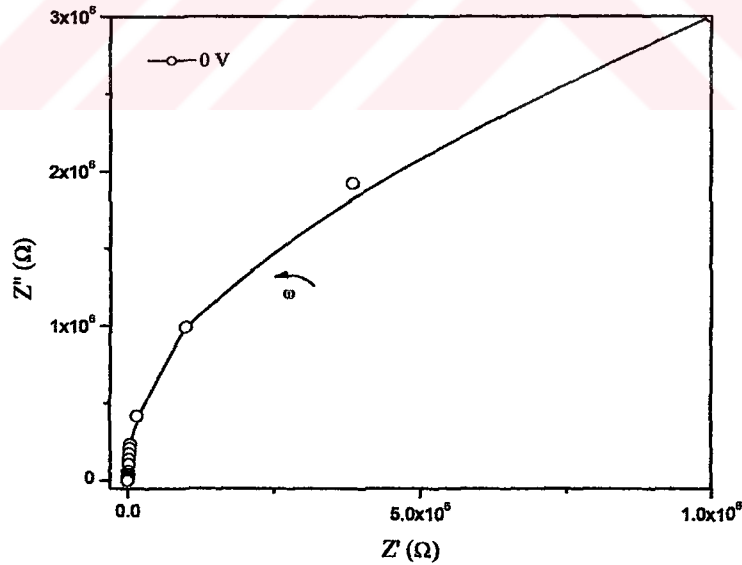
ye eşittir. Bu eşdeğer devre modeli için empedans spektrumu (gerçel empedansın sanal empedansa karşı Cole-Cole diyagramı) çapı

$$\frac{R_d R_p}{R_d + R_p} \quad (4.12)$$

olan bir yarım daire şeklinde ve gerçel ekseninde, orijinden r kadar uzakta olacaktır.

Şekil 4.26-28'de BPW 34 ve BPW 41 için farklı besleme voltajlarında empedans spektrumları görülmektedir. Grafiklerde x eksenini gerçel empedansı, y eksenini sanal empedansı göstermekte her bir nokta ise farklı frekanslarda alınan verileri ifade etmektedir. Gerçel ekseninde büyük değerlerden orijine doğru gidildikçe frekans değerleri de artmaktadır.

Şekil 4.26'de her iki pin diyot için çizilen, 0 V besleme durumundaki $Z'-Z''$ karakteristiklerde çeyrek daire şeklinde bir değişim gözlenmektedir. Işıldiyotlar için -0,8 V'a kadar ters besleme voltajlarında da aynı değişim izlenmiştir. Buradaki durum p-i-n yapıdaki katkısız (yüksek dirençli) bölgenin bir sonucu olarak değerlendirilmiştir. Yüksek direnç etkisiyle düşük frekanslı sinyaller için empedans verisi alınamamakta ve değişimin bu bölümü görülememektedir. Ayrıca ters beslemenin eşdeğer devre ve parametrelerini belirgin şekilde değiştirmedeği görülmektedir.

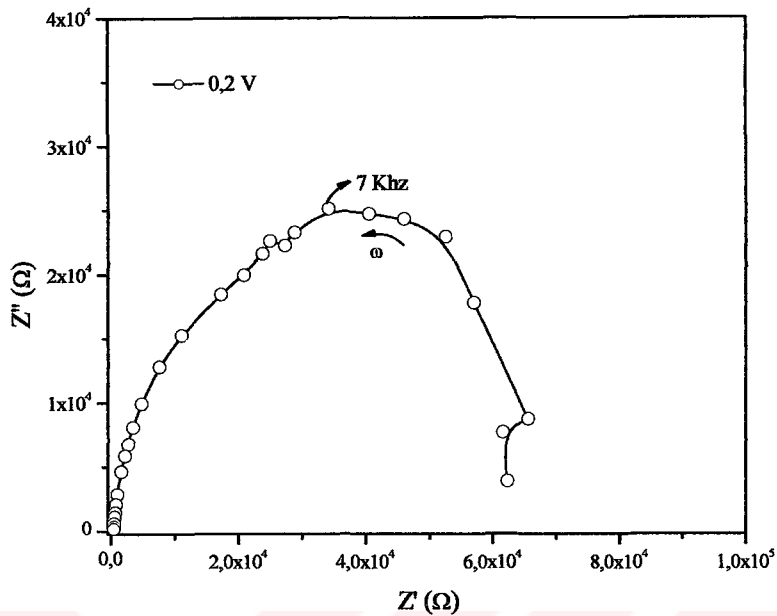


Şekil 4.26 Sıfır besleme geriliminde BPW 41 ve BPW (34) ışıldiyotlar için kompleks empedansın gerçel empedansa karşı değişimi.

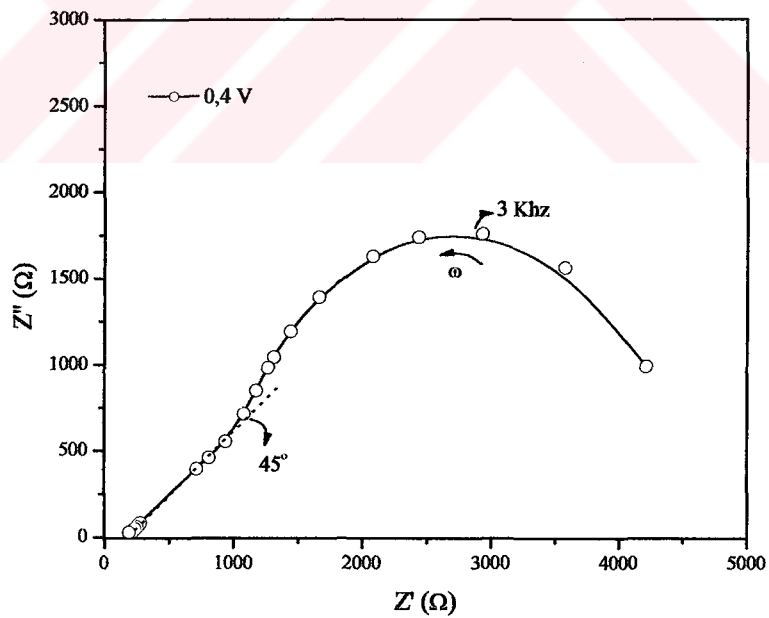
Şekil 4.25’de çizilen eşdeğer devre bir dirence paralel bir kapasitör ve bu ikisine seri bir dirençten oluşan basit bir eşdeğer devreye indirgenebilir.

Şekil 4.26 ve 4.27’te sırayla BPW 41 ve 34 için, 0,2 - 0,8 V ileri besleme voltaj aralığında ölçülen empedans spektrumları görülmektedir. Tüm grafiklerde yarım daire şeklindeki değişim açıkça görülebilmektedir. Paralel direnç etkilerini gösteren bu yarı dairenin çapı, artan ileri besleme gerilimi ile birlikte 100-200 K Ω dan 150 Ω ’a kadar azalmaktadır. Ayrıca, besleme geriliminin 0,4 V’tan büyük değerlerde seri direnç etkisini gösterecek şekilde gerçel ekseninde sağa doğru kaymaktadır.

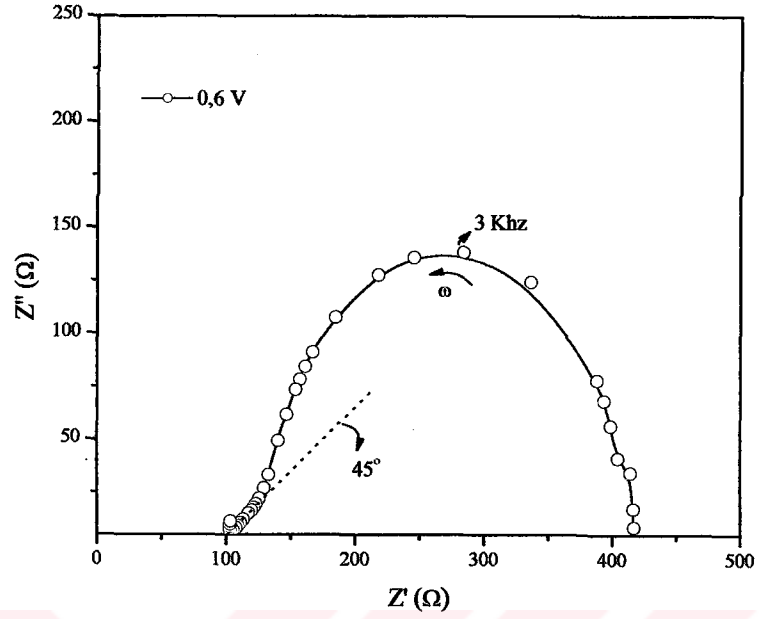
Grafiklerde gözlemlenen bir diğer durum ise özellikle artan ileri besleme değerlerinde, yüksek frekanslarda spektrumun yaklaşık 45°’lik doğrusal bir değişim göstermesidir. Empedans spektroskopisinde bu durum Warburg empedansı olarak bilinir ve devre modelindeki pasif R ve C elemanlarının artık frekans bağımlı elemanlar olduğunun göstergesidir. Benzer değişimler silisyum güneş pilleri üzerindeki çalışmalarda da rapor edilmiştir (Suresh, 1996; Kumar vd, 2006; Kumar vd, 2003; Garcia-Belmonte, 1998; Vladikova, 2000).



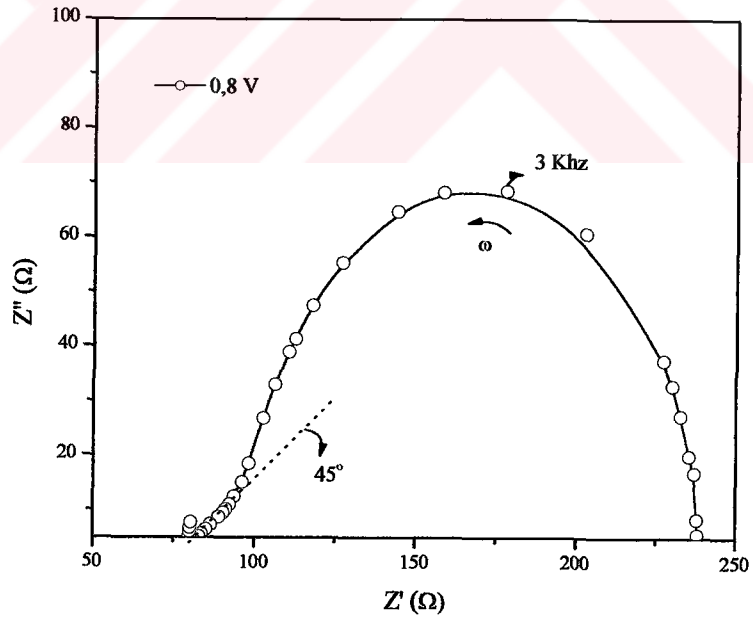
(a)



(b)

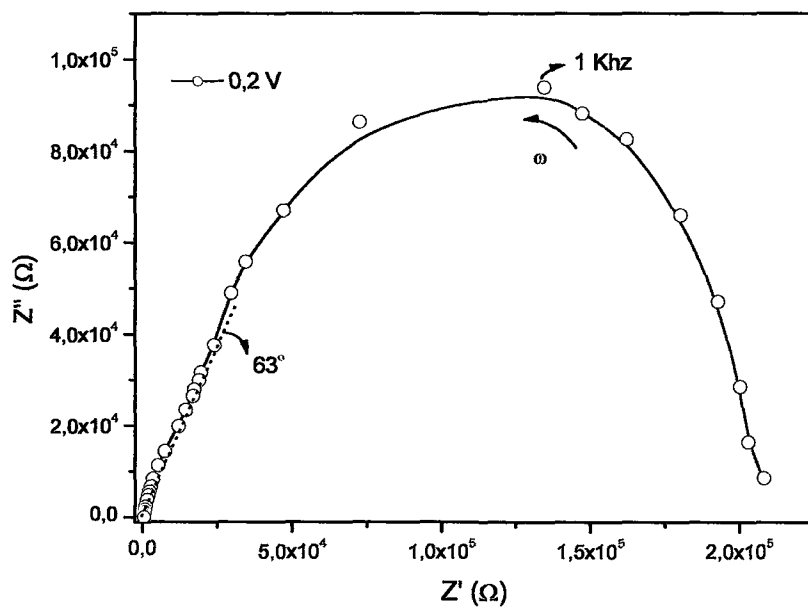


(c)

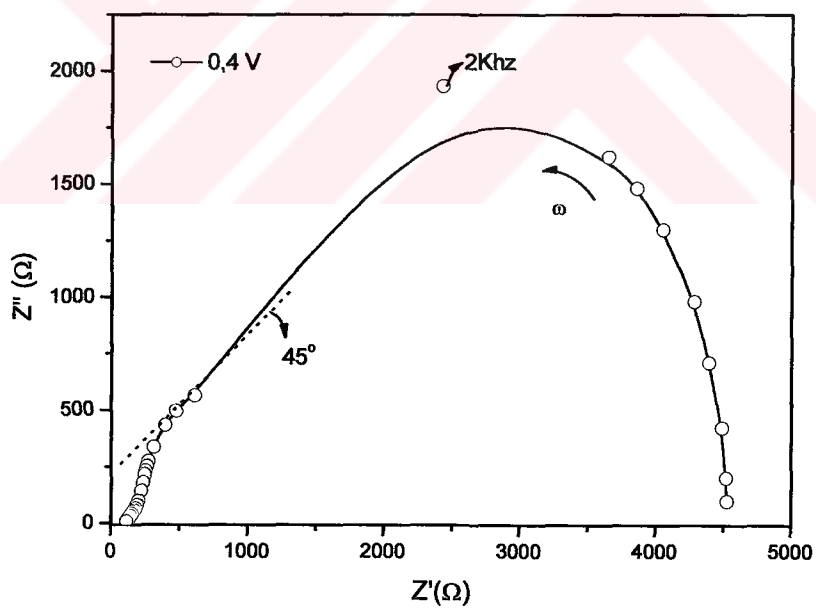


(d)

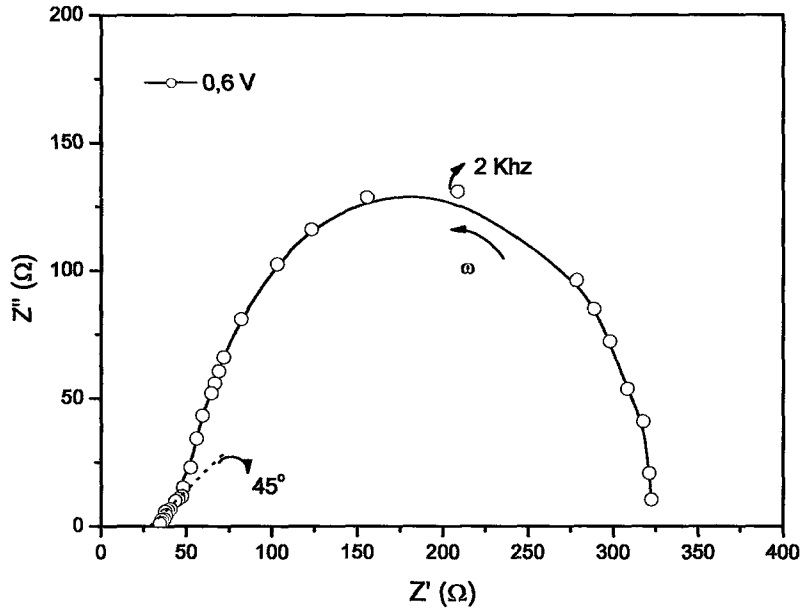
Şekil 4.27 BPW 41 Pin ışıldiyotlar için ileri beslemede [(a) 0 V (b) 0,2 V (c) 0,4 V (d) 0,6 V (e) 0,8 V] ölçülen gerçel empedansın kompleks empedansa karşı değişimi.



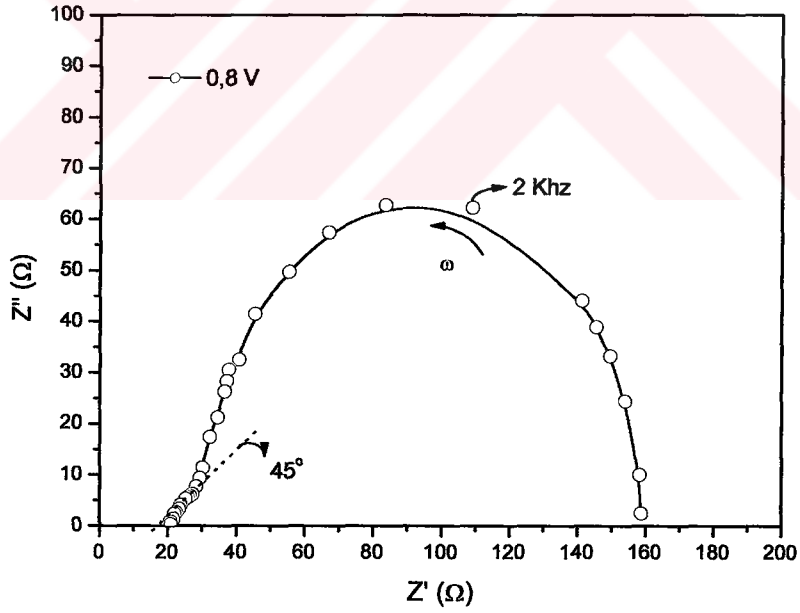
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 4.28 BPW 34 Pin ışıldiyotlar için ileri beslemede [(a) 0 V (b) 0,2 V (c) 0,4 V (d) 0,6 V (e) 0,8 V] ölçülen gerçel empedansın kompleks empedansa karşı değişimi.

Her iki ışıltiyot için, ileri besleme durumundaki empedans spektrumlarından elde edilen r, R_d, C_d değerleri de Tablo 4.3'te sıralanmışlardır.

Tablo 4.3 (a) BPW 34 ve (b) BPW (41) için farklı besleme voltaj değerlerinde belirlenen seri ve dinamik dirençle, yayılma sığası değerleri.

V (Volt)	r (Ω)	R_d (Ω)	C_d (μF)
0	-	-	3×10^{-5}
0,1			$1,2 \times 10^{-4}$
0,2	340	207000	$1,69 \times 10^{-3}$
0,3			0,015
0,4	100	4467	0,04
0,5			0,24
0,6	36	286	0,4
0,7			0,624
0,8	20	138	0,856

(a)

V (Volt)	r (Ω)	R_d (Ω)	C_d (μF)
0	-	-	$3,3 \times 10^{-5}$
0,1			$1,18 \times 10^{-4}$
0,2	500	68500	$1,28 \times 10^{-3}$
0,3			0,011
0,4	210	4150	0,032
0,5			0,228
0,6	100	300	0,383
0,7			0,577
0,8	80	147	0,773

(b)

Seri direnç değerleri kontak, nötral ve bölge dirençlerinden oluşmaktadır ve yarım daire şeklindeki empedans spektrumunun gerçel eksenindeki orijine olan uzaklığından elde edilmiştir. Eşdeğer devrede bulunan dinamik direnç ifadesi ideal diyot davranışından sapmayı ifade etmektedir. İleri beslemede paralel direnç R_p , dinamik dirence göre çok yüksek değerde olduğundan (M Ω düzeyinde), (2) ifadesi yaklaşık olarak R_d 'ye eşit olur ve dinamik direnç değerleri yarı daire şeklindeki spektrumun çapından hesaplanmıştır.

Yayılm sığasının hesaplanmasında ise,

$$C_d = \frac{1}{2\pi f Z''}$$

ifadesi kullanılmış ve kompleks empedansın maksimum olduğu yarı dairenin en üst noktasındaki frekans değerleri kullanılmıştır.

Şekil 4.28 (a) ve (b)'de her iki ışıldiyot için ilgili empedans spektrumlarından belirlenen sığa değerlerinin voltaj ile olan değişimleri çizilmiştir. Grafiklerde sığanın logaritmasının voltajla sabit olduğu ve doğrusal olarak değiştiği iki ayrı bölge gözlenmektedir. Eşdeğer devre modelindeki geçiş sığası, C_T ; boşaltılmış bölge ve çevresindeki yük yoğunluklarının oluşturduğu eklem sığasını ifade etmektedir ve ters beslemeden, ileri beslemenin küçük değerlerine kadar baskın karakterdedir. Yayılm sığa ise ileri beslemede eklem enjekte edilen azınlık taşıyıcılarının uygulanan ac sinyale tepkisini göstermekte ve

$$C_d = \frac{\tau q}{kn} I_0 e^{\frac{qV}{nkT}}$$

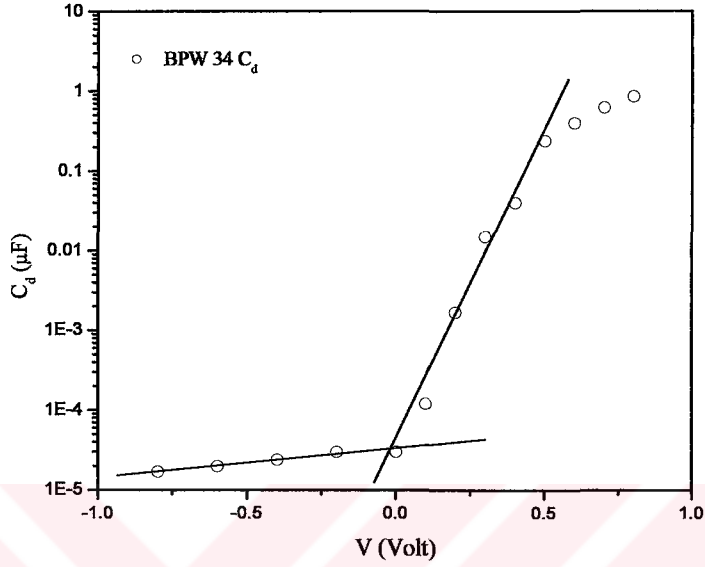
ile verilmektedir. Bu ifadenin logaritması alınırca,

$$\log[C_d] = \log(1/2q\tau I_0 / nk) + (q/2,3kTn)V$$

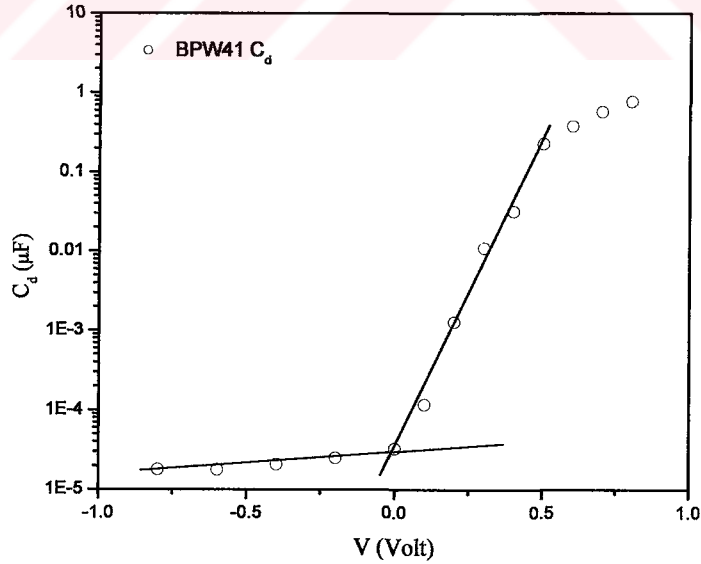
elde edilir. Görüldüğü gibi yayılım sığası voltaja üstel olarak bağlıdır ve $\log C - V$ grafiği doğrusal karakterde olmalıdır (Sureh, 1996; Singh, 1995).

Her iki ışıldiyot için çizilen $C - V$ grafiklerinde ters besleme ve düşük ileri besleme voltajlarında geçiş sığasının baskın olduğu ve artan ileri besleme voltajlarında yayılım sığasının baskın hale geldiği açıkça görülebilmektedir.

BSF ve BSRF silisyum güneş pilleri ile yapılan daha önceki çalışmalarda da benzer voltaj bölgelerinde geçiş ve yayılma sığasının baskın karakterde olduğu gösterilmiştir (Suresh, 1996; Kumar, 2005).



(a)



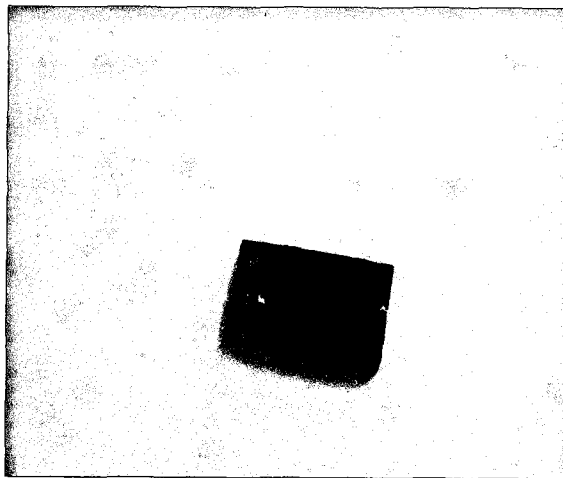
(b)

Şekil 4.29 (a) BPW 34 ve (b) BPW 41 Pin ışıldiyotlar için hesaplanan yayılım sığasının voltajla değişimi.

4.2 CIGS GÜNEŞ PİLLERİ

4.2.1 Güneş Pilinin Üretim Aşamaları

Bu bölümde incelenen Cu(In,Ga)Se_2 tabanlı heteroeklem güneş pili Stuttgart Üniversitesi Fiziksel Araştırma Enstitüsü (IPU) tarafından sağlanmıştır. Fotoğrafi Şekil 4.30'da verilen heteroeklem yapı ile ilgili üretim aşamaları hakkında bilgi Stolt tarafından rapor edilmiştir (Stolt vd, 1995). Kısaca heteroeklem güneş pili, soda-lime cam tutucu üzerine hazırlanan sırasıyla $\text{Mo/ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se}_2$ tabakalarından oluşmaktadır. Arka kontak malzemesi olan Molibden (Mo), cam alt tabaka üzerine yaklaşık $1 \mu\text{m}$ kalınlığında olacak şekilde elektron ışınımı tekniği kullanılarak hazırlanmaktadır. Çökeltme işleminde, bir sonraki yarıiletken p-tipi yarıiletken olan Cu(In,Ga)Se_2 emici tabaka olup kalınlığı $2 \mu\text{m}$ civarındadır. Bu tabaka farklı yarıiletken oranlarına sahip olacak şekilde $550 \text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklık civarında tutulan tutucu üzerine yüksek vakum altında bireysel kaynaklardan toplu-buharlaştırma (coevaporation) tekniği kullanılarak hazırlanmaktadır. Kimyasal banyo çökeltme tekniği kullanılarak hazırlanan tampon CdS tabakası $0.01 \mu\text{m}$ kalınlığında olup bunu takip eden pencere ZnO tabakasının tipik kalınlığı $1 \mu\text{m}$ civarında değişmektedir. Pencere yarıiletkeni radyo frekansında salınım yapan magnetik alan içerisinde püskürtme tekniği ile oluşturulmuş olup, Al ile katkılanmıştır. Alüminyum ızgaraların buharlaştırılması ile pil üretimi aşaması sona ermiştir.



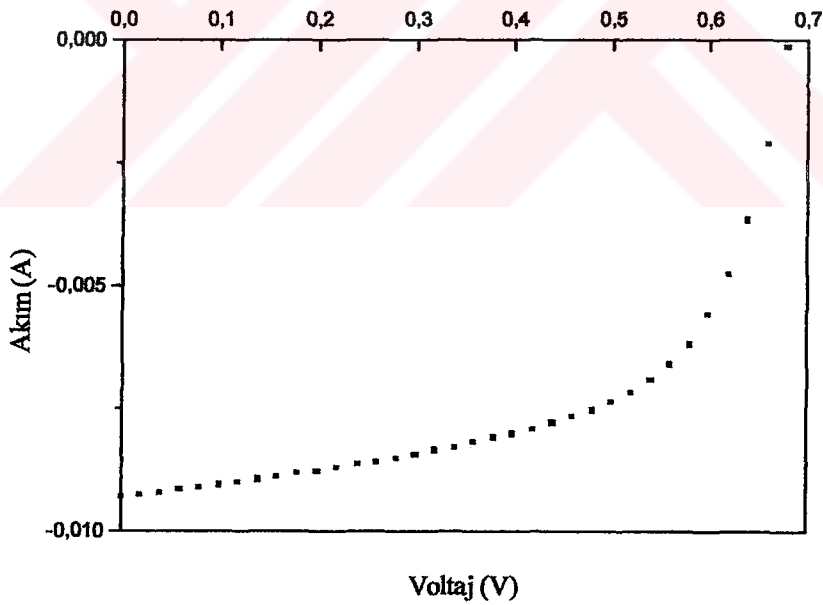
Şekil 4.30 Cu(In,Ga)Se_2 güneş pilinin fotoğrafı.

4.2.2 Akım voltaj ölçümleri

Bu kısımda, tipik bir ince film n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pili üzerinde gerçekleştirilen aydınlık ve karanlık akım-gerilim ölçüm sonuçları sunulmuştur. Aydınlık altındaki ölçümler 100 mW/cm² lik aydınlatma altında ve oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık bağımlı akım-gerilim ölçümleri ise, Bölüm 3.1'de açıklanan düşük sıcaklık ölçüm sistemi ile Bölüm 3.2'de hakkında bilgi verilen Keithley akım voltaj sistemleri kullanılarak karanlıkta ve 100 K-300 K sıcaklık aralığında yapılmıştır.

4.2.2.1 Aydınlık Akım Voltaj Ölçümleri

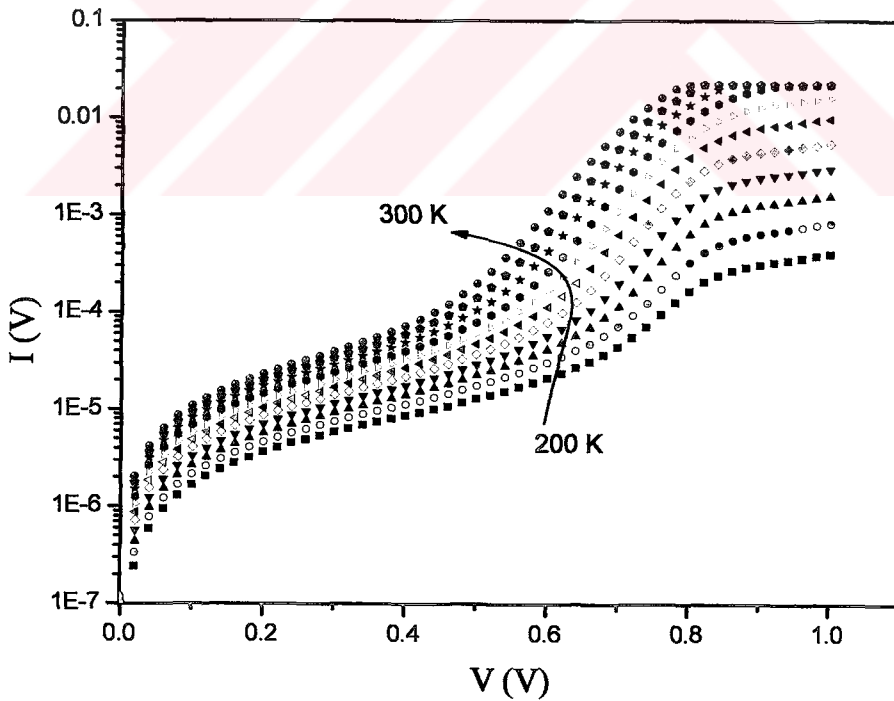
İncelenen n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem aygıtın 100 mWatt/cm² lik ışınım altında ölçülen fotovoltaiik performansı Şekil 4.31'de çizilmiştir. Aygıtın belirlenen dolgu faktörü değeri 0.595 civarında olup açık devre gerilim ve kısa devre akım yoğunluğu değerleri sırayla 0,68 V ve 18,4 mA/cm². Hesaplanan güneş pili verimlilik değeri ise % 7.4 civarındadır.



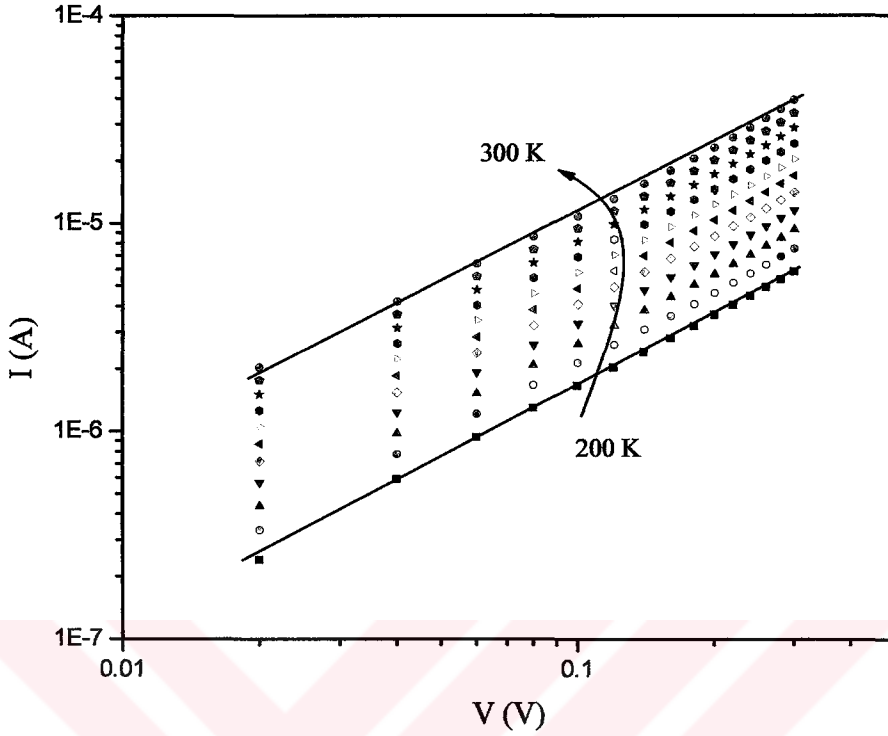
Şekil 4.31 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin 100 mWatt/cm² lik ışınım altında ölçülen fotovoltaiik performansı.

4.2.2.2 Sıcaklık Bağımlı Karanlık akım voltaj ölçümleri

Tipik bir CIGS güneş pili için 100 K ile 300 K sıcaklık aralığında ölçülen sıcaklık bağımlı akım-gerilim karakteristiği Şekil 4.32’de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi, karakteristikler farklı voltaj bölgelerine ayrılmaktadır. Uygulanan gerilimin $0 < V < 0.3$ V olduğu bölge için, Şekil 4.33’de gösterilen $\log I - \log V$ grafiği tekrar çizilmiştir. Bu şekilde görüldüğü gibi, karakteristikler ele alınan tüm sıcaklık aralığı için $I = V^m$ denkleminde uygun olarak doğrusal bir değişim göstermektedirler. Hesaplanan eğim değerleri ise, sıcaklık 200 K’ den 300 K’ e artarken 1,16 dan 1,12’ ye kadar değişmektedir. Heteroeklem aygıtlar için $I = V^m$ ve $m < 1.2$ biçimindeki davranış, genelde uzay yükü ile sınırlı akım (space charge limited current, *SCLC*) mekanizması ile veya tünelleme mekanizmasının varlığı ile açıklanmaktadır (Hernandez, 1998). CIGS piller üzerinde, benzer ölçüm voltaj aralıkları ($< 0,2$) için yapılan diğer çalışmalarda, aynı mekanizmaların varlığı rapor edilmektedir (Tan ve Anderson, 2003).



Şekil 4.32 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin karanlık akım-voltaj karakteristiği.



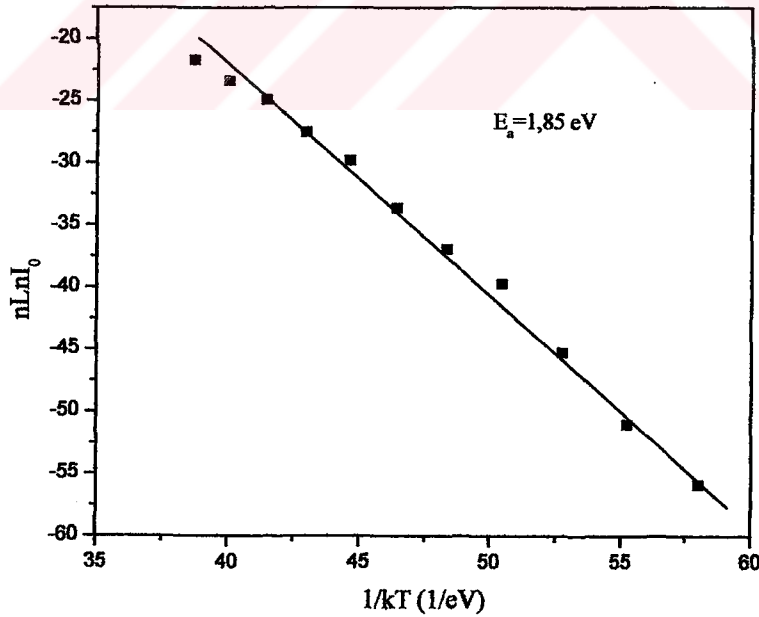
Şekil 4.33 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin düşük ileri besleme değerlerindeki I-V karakteristiği.

Besleme voltajının 0.3 V'tan büyük değerleri için çizilen I-V karakteristikleri Bölüm 2.3.1'de verilen denklem (2.74) kullanılarak değerlendirilmiştir. Bu denkleme uyarlanan deneysel veriler yardımıyla hesaplanan I-V grafiğinin eğimi (A), doyma akımı (I_0) ve idealite faktörü (n) değerleri Tablo 4.4'de sıralanmışlardır.

Tablodan görüldüğü gibi, eğim değerlerinin i.e., A sıcaklığın artması ile birlikte genel bir artış göstermesi, incelenen güneş pilinde doğrudan yada çok adımlı tünelleme mekanizmalarının önemli olmadığına işaret etmektedir (Ribben ve Feucht, 1966). Ancak diyot idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla bağımlı olup 2 den büyük değerler alması nedeniyle ($n=n(T)>1$), Rau ve grubu tarafından (Rau vd, 2000; Nadenau vd, 2000) önerildiği bir biçimde tünellemenin yeniden birleşme (recombination) mekanizmasına katkıda bulunduğu düşünülebilir.

Tablo 4.4 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pili için Şekil 5.3 kullanılarak hesaplanan I_0 , q/nkT ve n değerleri.

T (K)	I_0 (A)	A (V ⁻¹)	n
200	2.2x10 ⁻⁷	15.91	3.64
210	4.1x10 ⁻⁷	15.91	3.47
220	7.1x10 ⁻⁷	16.51	3.19
230	1.0x10 ⁻⁶	17.54	2.87
240	1.7x10 ⁻⁶	17.38	2.78
250	2.8x10 ⁻⁶	17.63	2.63
260	4.2x10 ⁻⁶	18.52	2.40
270	6.6x10 ⁻⁶	18.60	2.31
280	1.1x10 ⁻⁵	18.95	2.18
290	1.7x10 ⁻⁵	18.72	2.13
300	2.7x10 ⁻⁵	18.70	2.06

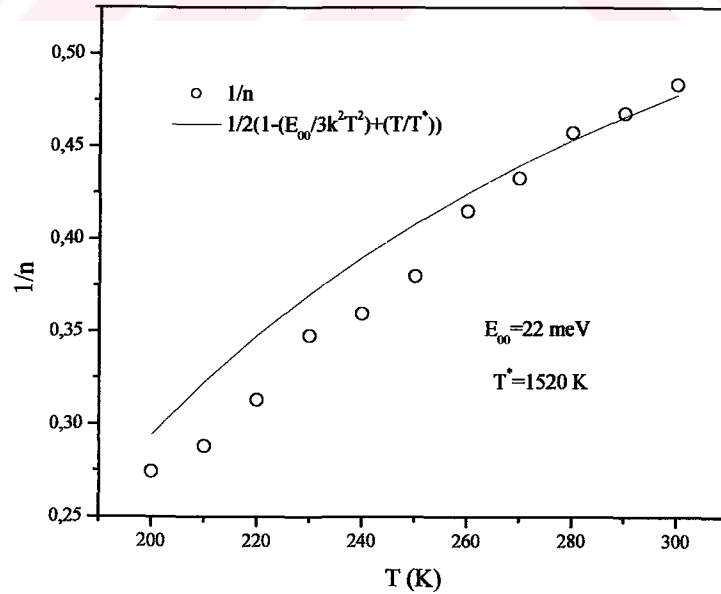


Şekil 4.34 Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pili için, J_0 doyma akımının Arrhenius çizimi.

Şekil 4.34 de çizilen $n \ln J_0 - 1/T$ grafiğinin eğimi yardımıyla aktivasyon enerjisi $E_a=1,85 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır. Bu değer farklı yarıiletken oranlarına sahip CIGS soğurucu tabakalar için literatürdeki rapor edilen tipik enerji bant aralığı değerlerinden ($E_g = 1,04-1,2 \text{ eV}$) oldukça büyüktür (Turcu, 2002). Ancak benzer biçimde, soğurucu tabaka yasak enerji aralığından daha büyük aktivasyon enerji değerleri, CIGS güneş pilleri üzerinde olan çeşitli çalışmalarda da gözlenmiştir (Rusu, 2003). Bu olay, soğurucu tabaka yüzeyinin bakırca daha fakir olması nedeniyle soğurucu tabakanın yüzeyine yakın kısımlardaki yasak enerji aralık değerinin daha büyük olabileceği biçiminde açıklanmaktadır.

Yeniden birleşme mekanizmasının etkin olduğu bölgenin belirlenmesi amacıyla, varolan modeller göz önüne alınarak (Bölüm 3.2.1) idealite faktörünün sıcaklıkla olan değişimi incelenmiştir.

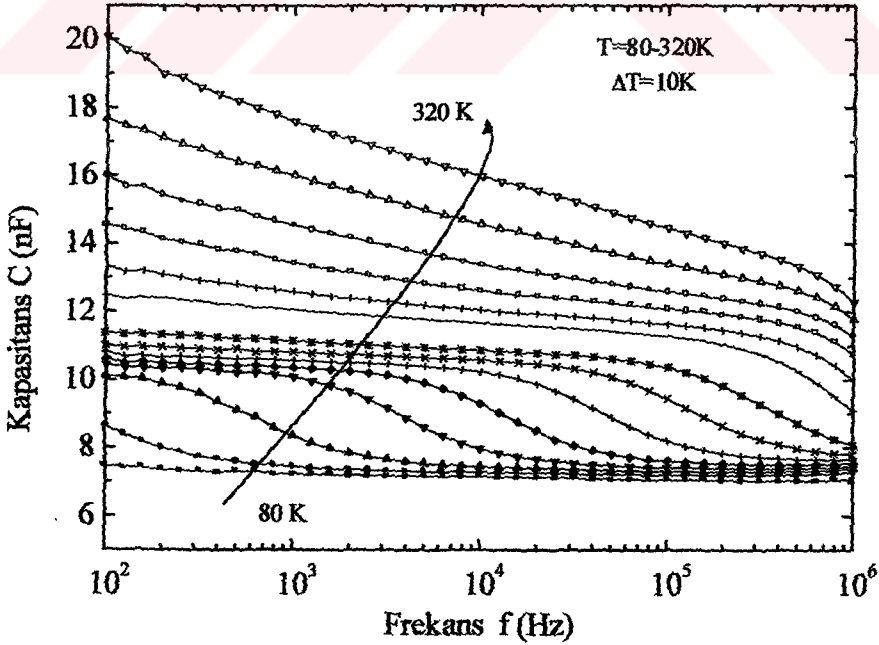
Deneysel olarak elde edilen n değerlerinin, denklem (2.80) ile ifade edilen ve soğurucu tabaka tükenmiş bölgesi içinde etkin olabilecek yeniden birleşme mekanizması için olan teorik yaklaşım ile daha çok uyumlu olduğu ifade edilebilir (Şekil 4.35).



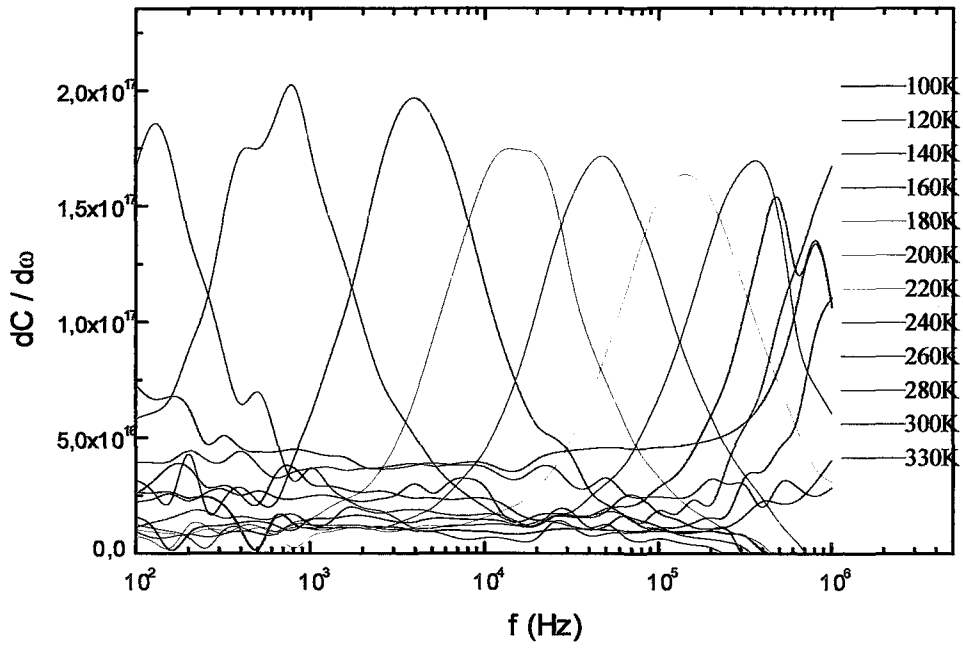
Şekil 4.35 Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pili için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi ve teorik yaklaşım ile olan uyumu.

4.2.3 Sığa Ölçümleri

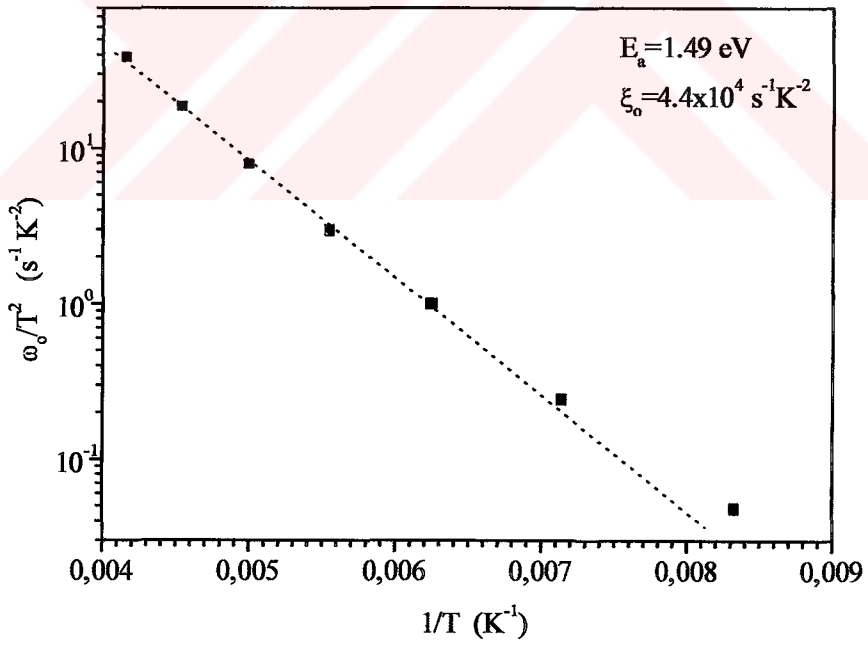
Sığa ölçümleri, 100 Hz ile 1 MHz frekans ve 80 K ile 320 K sıcaklık aralığında 10'ar K aralıkla gerçekleştirilmiştir ve elde edilen spektra Şekil 4.37'de çizilmiştir. 80 K'de ölçülen sığa uygulanan frekans ile neredeyse sabit kalmaktadır. Ancak sıcaklığın artışı ile beraber yaklaşık 100 K ile 260 K sıcaklık aralığında basamak biçimi bir sığa değişimi gözlenmektedir. Bu tip davranış tuzaklanmış yük taşıyıcıların bu sıcaklık ve frekans aralığında yayınlanması olarak açıklanmaktadır (Jasenek vd, 2000; Herberholz vd, 1998; Walter vd, 1996). Tuzak durumu ile ilgili bilgi edinmek için, sığanın frekans ile olan değişimi (IPE araştırmacıları tarafından yazılan hazır program yardımı ile) hesaplanarak Şekil 4.37'de görülen $dC/d\omega - f$ karakteristiği çizilmiştir. Bu şekil yardımı ile, her bir sıcaklık değeri için karakteristiklerin maksimum oldukları bükülme frekans değerleri ω_0 , belirlenmiştir. Tuzak durumunun aktivasyon enerjisi E_a ve yayılım faktörü ξ_0 değerleri, Bölüm 2'de denklem (2.111) ile verilen ifade kullanılarak Şekil 4.38'de gösterilen Arrhenius çizimi sonucu 1,49 eV ve $4.4 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır.



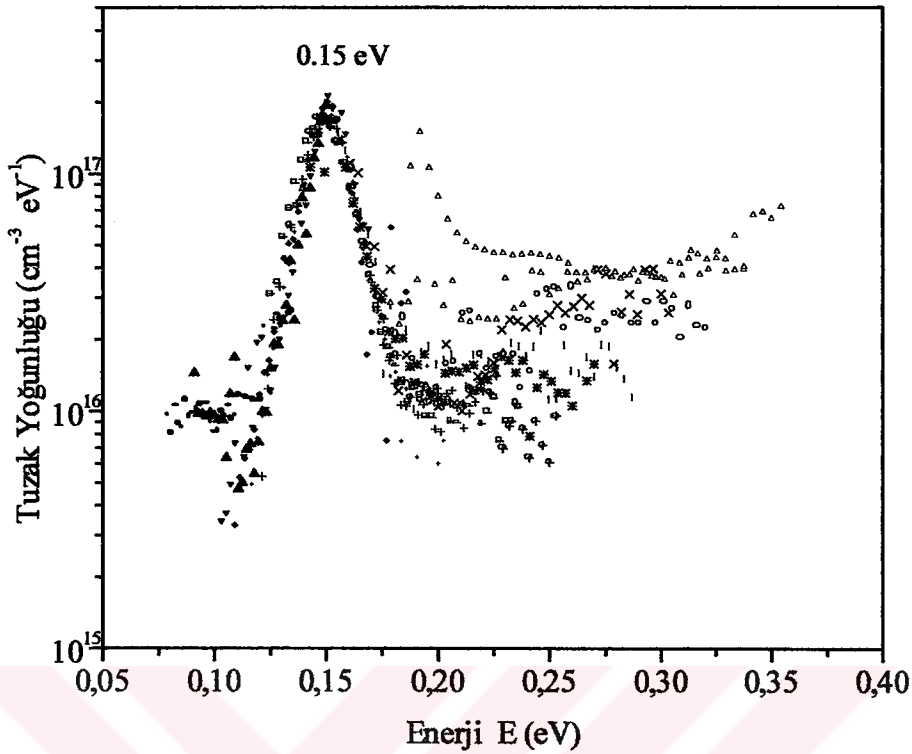
Şekil 4.36 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin sığa spektrasi.



Şekil 4.37 Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin $dC/d\omega - f$ karakteristiği.



Şekil 4.38 Bükülme frekans değerlerinin Arrhenius çizimi.



Şekil 4.39 Tuzak yoğunluğunun enerji ile olan değişimi.

Tuzak durum yoğunluğunun N_T enerji E üzerindeki dağılımın belirlenmesi amacıyla, önce denklem (2.114) ve ξ_0 değeri ($4.4 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$) kullanılarak frekans eksenini enerji eksenine çevrilmiştir. Daha sonra Şekil 4.36'da görülen sığa spektra verileri ve denklem (2.113) kullanılarak (N_T değerlerini hesaplayan ilgili program) hesaplanmıştır. Tüm bu hesaplamalar, 100 K ile 140 K sıcaklık aralığındaki tüm sığa verileri için yapılmış ve tüm sonuçlar Şekil 4.39'da görülen grafikte üst üste çizilmişlerdir. Şekil 4.38'de belirlenen tuzak derinliği ile neredeyse aynı ve yaklaşık 150 meV değerinde bir keskin dağılım gözlenmiştir. Bu aktivasyon enerjisi değerindeki kusur durum yoğunluğu ise yaklaşık $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ değerindedir.

Daha önce IPE araştırmacıları tarafından yayımlanan makalelerde de görüldüğü gibi, Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı heteroeklem aygıtların elektronik performans özellikleri soğurucu tabaka tükenmiş bölgesi içindeki ve CdS/CIGS ara yüzeyinde bulunan tuzak durumlarından önemli ölçüde etkilenmektedir (Jasenek, vd, 2000; Rau

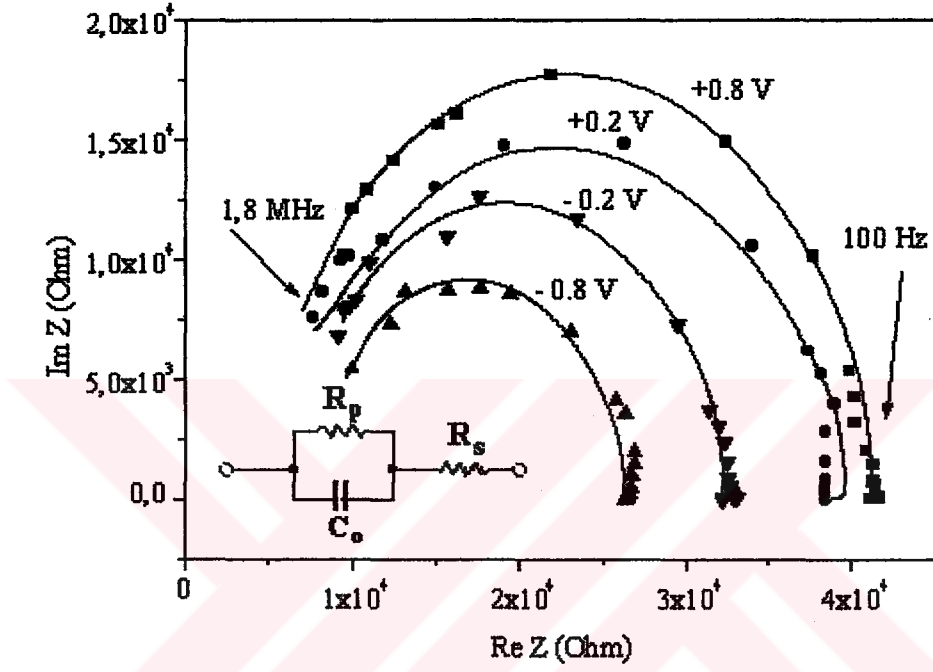
vd, 2001; Turcu, 2004; Siebentritt, 2002; Nyguen, 2003). Tuzak durumlarının enerji aralığı içindeki dağılımı ele alındığında CIGS tabanlı aygıtlarda iki farklı bölgenin varlığı dikkat çekmektedir. N1 ve N2 olarak nitelendirilen bu bölgeler Şekil 2.20'de gösterilen CdS/CIGS enerji band diyagramında işaretlenmişlerdir. N1 ile gösterilen geçiş durumları için aktivasyon enerji değerleri 10 ile 200 meV aralığında olup daha çok eklem ara yüzeyinde yer alan Se boşlukları (vacancy) ile birbirinden ayrı dağılıma sahip verici durumlarınca meydana gelmektedir. N1 düzeylerinin aktivasyon enerjileri, Fermi düzeyi ile iletim bandı aralığında kalan durumların enerjilerini belirtmektedir. N2 tip durumlar ise, CIGS tükenmiş bölgesi içinde kalan homojen dağılımlı durumları ifade etmektedir. Tipik aktivasyon enerji değerleri ise ~280 –300 meV aralığında olarak belirlenmektedir.

4.2.4 Empedans Ölçümü ve Analizi

n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin a.c. eşdeğer devresinin belirlenmesi için oda sıcaklığında farklı ters ve düz besleme voltaj değerlerinde empedans ölçümleri yapılmış ve sonuçlar Şekil 4.40'da verilen grafikte çizilmiştir. Bölüm 2.5'de açıklandığı gibi, CIGS aygıt için gözlemlenen bu yarım daire şeklindeki Cole-Cole karakteristiği, eşdeğer devrenin birbirine paralel bağlı sığa ve direnç ile yine bunlara seri bağlı olan bir seri dirençten oluştuğunu göstermektedir (Jonscher, 1983). Ayrıca tek yarım dairesel değişimin bulunması, pil içersinde geri kontak etkisinin ölçülemeyecek kadar önemsiz olup sadece tek bir potansiyel engelinin var olduğunu göstermektedir. Tüm besleme gerilim değerlerinde de sadece bir yarım dairesel değişimin gözlenmesi, devre modelindeki bağlantı konfigürasyonunun uygulanan gerilim ile değişmediğini ifade etmektedir.

Şekil 4.40'da görülen karakteristiklerin düşey ekseni kestikleri noktalar doğrudan Şekil 2.12'de gösterilen devre modelindeki seri R_s ve paralel R_p direnç değerlerine karşılık gelmektedir. Yaklaşık R_s ~6-8x10³ Ω düzeylerinde olan seri direnç etkisi, Mo kontak ve ZnO pencere tabakalarının dirençlerinin düşük değerlerde olması nedeniyle, daha çok CIGS tabaka direncinden kaynaklanmalıdır. Paralel direnç değerlerinin (R_p ~ 3-2x10⁴ Ω) uygulanan voltaj ile azalması ise fiziksel olarak daha çok tükenmiş bölge içindeki yaratılm-yeniden birleşme akımlarından dolayı meydana gelen kaçak akımlara bağlanmaktadır (Strifler ve Bates, 1992). Aynı

şekilde görüldüğü gibi, çizgi ile gösterilen teorik yaklaşım deneysel veriler ile oldukça iyi bir uyum göstermektedir. Düşük frekans değerlerinde görülen farklılığın önemli oranda CdS/CIGS eklem ara-yüzeyinde bulunan kusur durumlarının etkisi nedeniyle meydana geldiği düşünülmektedir.



Şekil 4.40 CIGS güneş pili için farklı besleme değerlerinde gerçel empedansın sanal empedansa karşı değişimi.

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, elektronik uygulamalarda sıkça kullanılan BPW 34 ve BPW 41 kodlu p-i-n ışıldiyot aygıtlar ile fotovoltaiik araştırmaların önemli ve güncel bir konusu olan n-ZnO/n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pillerin, sıcaklığa bağımlı karanlık akım-gerilim ve admittans spektroskopisi analiz yöntemleri kullanılarak etkin akım iletim mekanizmalarının, ara yüzey durumlarının ve eş değer devre modellerinin belirlenmesi hedeflenmiştir. Bu çalışmada incelenen p-i-n aygıtlar piyasadan satın alınmıştır ve Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı heteroeklem aygıt ise Stuttgart Üniversitesi Fiziksel Araştırma Enstitüsü (IPE) tarafından sağlanmıştır.

5.1 P-İ-N İŞİLDİYOT

BPW34 ve BPW41 pin ışıldiyotların oda sıcaklığında ve 1,389 mWatt/cm²lik ışınım şiddeti altında ölçülen aygıt verimlilik değerleri sırasıyla 4.9 % ve 11.95 % olarak belirlenmiştir. Her iki aygıtın ters ve düz besleme karakteristikleri arasındaki doğrultma oranları (0.6 V da) yaklaşık 10⁶ -10⁷ civarında olarak belirlenmiştir.

Tipik bir BPW34 örnek üzerinde karanlıkta, 80 K - 300 K sıcaklık aralığında düz besleme durumunda ölçülen akım-voltaj (I-V) karakteristikleri standart diyot denklemi kullanılarak analiz edilmiştir. Karakteristiklerde, akımın uygulanan voltajla üstel olarak değiştiği iki farklı bölge tespit edilmiş, I. ve II. bölge olarak isimlendirilmişlerdir. Göreceli olarak daha düşük gerilimler için tanımlanan I. bölgede, sıcaklığın 200 K'den büyük değerleri için i – tabaka içinde yasak enerji aralığı ortalarına yakın kısımlarda bulunan elektron ve boşluk yerel tuzak durumları arasındaki yeniden birleşme mekanizmasının toplam akıma önemli katkı yaptığı saptanmıştır. I. bölgede düşük sıcaklıklarda (T<200 K) ve II. bölgede tüm sıcaklık aralığında ise, serbest yük taşıyıcıların i/p ara yüzeyine yakın kısımlarda bulunan tuzak durumları boyunca tünelleyerek i/p ara yüzeyine ulaşp burada bulunan yerel elektron ve boşluk tuzak durumları arasında meydana gelen yeniden birleşim mekanizmasının toplam akım iletimde etkin olduğu tespit edilmiştir.

BPW 34 ışıldiyot aygıtın sıcaklık bağımlı (100 K-300 K) ve ters besleme (0 -100 V) durumunda ölçülen LogI_R - V_R karakteristiklerinde üç farklı bölge tanımlanmıştır. Düşük gerilim değerlerinde (I. Bölge) I_R, hem uygulanan gerilim hem de sıcaklıkla ani bir artış göstermektedir. Ara gerilim değerlerinde (Bölge II) ise I_R, ters besleme

gerilimi ile neredeyse üstel olarak değişmektedir. Yeterince yüksek gerilim değerlerinde ise (Bölge III), I_R neredeyse sabit değerler etrafında kalmaktadır. Bu bölgeler içindeki karakteristikler, farklı teorik yaklaşımlar ele alınarak araştırılmıştır. Akım ve gerilim verilerinin ele alınan sıcaklık aralığında $J^2 \propto V$ ve $I \propto V^m$ gibi tip davranışlar göstermemesi, aygıtta sırasıyla ısıl yaratılım (generation) ve aygıtta uzay yükü sınırlı (space-charge limited current), SCL yada (double injection) DI tip mekanizmaların etkili olmadığına işaret etmektedir.

Ters besleme akımının sıcaklık bağımlılığı $I(V_R, T) \propto \exp[-E_a/k_B T]$ denklemi ile ifade edilmiş ve yaklaşık -0,5 ile -5 V voltaj aralığında aktivasyon enerjisinin uygulanan ters besleme gerilimi ile $E_a \propto V_R^{1/3}$ biçiminde bir bağımlılığı olduğu belirlenmiştir. Hesaplanan E_a değerlerinin silisyum yasak enerji aralığı ile $E_{aDif} \neq E_g$ (yayılm mekanizması) ve $E_{aDif} \neq E_g/2$ (yaratılım mekanizması) biçiminde bir bağı olmayıp, uygulanan alan ile azalıyor olmasının tükenmiş bölge yasak enerji aralığı içerisinde sürekli ve düzgün dağılımlı tuzak durumlarının varlığına işaret ettiği bilinmektedir. Buna ek olarak, II. bölge için tüm sıcaklık aralığında, akımın uygulanan ters besleme ile üstel olarak değişip $\log I_R - V_R$ grafiklerinin eğimlerinin 0,09 civarında neredeyse sabit kalması ters besleme akımında diğer mekanizmaların örneğin çok adımlı tünelleme-yeniden birleşme veya Frenkel-Poole/Schottky tipi mekanizmaların etkin olabileceğine kuvvetle işaret etmektedir. Ancak, $\log I - T$ karakteristiklerinin doğrusal olmaması çok adımlı tünelleme-yeniden birleşme mekanizmasının bu aygıtta etkin olmadığına bir göstergesidir.

Richardson-Schottky/klasik Poole-Frenkel yaklaşımına uygun olarak çizilen $\log I_R - V_R^{1/2}$ karakteristiklerinin doğrusal olduğu iki farklı bölge belirlenmiş ve ϕ_0 ile ifade edilen sıfır-alan Schottky engeli benzeri bir engelin varlığı tespit edilmiştir. Hesaplanan engel yüksekliği değerleri; 0,40 eV (1. Bölge) ve 0,10 eV (2. Bölge) dir. Pin aygıtın tam olarak enerji band yapısı bilinmese de, düz besleme durumunda da önemli olduğu hissedilen i/p ara yüzey yerleşmiş tuzak (donor ve akseptör) durumlarının, ters besleme durumunda bir enerji engeli olarak davrandığı düşünülmüştür.

BPW 34 ve 41 pin aygıtların $C^{-2} - V$ karakteristiklerinin oldukça doğrusal biçimde olmaları, incelenen her iki pin aygıt için de keskin değişimli eklem yapısının uygun

bir yaklaşım olduğunun göstermiştir. BPW 34 ve 41 için, oda sıcaklığında ve 1 MHz frekans değerinde belirlenen yük yoğunlukları ve eklem engel potansiyeli değerleri sırayla $8,17 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ - $4,26 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve $0,55 \text{ V}$ - $0,49 \text{ V}$ 'dur. Yük yoğunluğu değerlerinin uygulanan frekans ile az bir değişim göstermekte ve eklem engel potansiyeli değerleri ise neredeyse sabit kalmaktadır.

BPW 34'ün farklı frekans değerleri için ölçülen C-T karakteristiklerinde yaklaşık 220 K'de gözlenen tepe biçimindeki sığa değişiminin, tükenmiş bölge yasak enerji aralığı içerisinde bulunan tuzak durumlarının varlığına işaret ettiği düşünülmüştür. Bu tuzak durumlarının daha iyi anlaşılması amacıyla sıcaklık bağımlı (100 K – 300 K) C-f ölçümleri yapılmıştır. Sığa spektrumunda, yaklaşık 1-2 KHz frekans aralığında bir sığa basamağı gözlenirse de çizilen $dC/d\omega$ -f grafiğinden anlamlı veri analizi yapmak mümkün olmamıştır. Bununla beraber yapılan analizler sonucu, kusur durum yoğunluğunun ortalama 10^{17} cm^{-3} düzeyi civarında olduğu kestirilmiştir.

Empedans ölçümleri sonucunda, p-i-n ışıldiyotların eşdeğer devre modellerinin, paralel bağlı direnç ve kapasitör ile bu ikisine seri bir direnç ile ifade edilebileceği anlaşılmıştır. Cole-Cole çizimlerinde, özellikle artan ileri besleme değerlerinde ve yüksek frekanslarda yaklaşık 45° lik doğrusal bir değişim gözlenmiştir. Bu davranış Warburg empedans olarak tanımlanmakta olup, eş değer devre modelindeki pasif R, C elemanlarının frekans ile bağımlı olduğunun göstermektedir.

5.2 CIGS GÜNEŞ PİLİ

n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem aygıtın 100 mWatt/cm² lik ışınım altında ölçülen pil verimlilik değeri % 7.4 olarak hesaplanmıştır. Sıcaklık bağımlı akım-gerilim verilerinin analizi sonucu, düşük voltaj değerlerinde ($V < 0.3$ V) gözlenen $I = V^m$, $m < 1.2$ biçimindeki davranış uzay yükü ile sınırlı akım (space charge limited current, SCLC) mekanizması veya tünelleme mekanizmasının varlığı ile açıklanmıştır. $V > 3.3$ V için; $\text{Log} I - V : T$ karakteristikleri kullanılarak n değerleri hesaplanmış ve J_0 değerleri belirlenmiştir. Yeniden düzenlenmiş Arrhenius $n \ln J_0 - 1/T$ grafiğinin eğimi yardımıyla aktivasyon enerjisi $E_a = 1,85$ eV olarak hesaplanmıştır. Bu değer farklı malzeme oranlarına sahip CIGS soğurucu tabakalar için literatürdeki rapor edilen tipik enerji bant aralığı değerlerinden ($E_g = 1,04-1,2$ eV) oldukça büyüktür. Ancak, bu olay genellikle soğurucu tabaka yüzeyinin bakırca daha fakir olması nedeniyle soğurucu tabakanın yüzeyine yakın kısımlardaki yasak enerji aralık değerinin daha büyük olabileceği biçiminde açıklanmaktadır. Yeniden birleşme mekanizmasının etkin olduğu bölgenin belirlenmesi amacıyla, idealite faktörünün sıcaklıkla olan bağımlılığı incelenmiştir. Deneysel n değerlerinin, soğurucu tabaka tükenmiş bölgesi içinde etkin olan yeniden birleşme mekanizmasının teorik yaklaşımı ile daha çok uyumlu olduğu belirlenmiştir.

Sığa ölçümleri, 100 Hz ile 1 MHz frekans ve 80 K ile 320 K sıcaklık aralığında 10'ar K aralıkla gerçekleştirilmiştir. 80 K'de ölçülen sığa verileri uygulanan frekans ile neredeyse sabit kalmaktadır. Ancak, yaklaşık 100K ile 260K sıcaklık aralığında gözlenen basamak biçimi sığa değişimi tuzaklarda tutulan yük taşıyıcıların bu sıcaklık ve frekans aralığında yayınlanması olarak açıklanmıştır. Tuzak durumunun enerji derinliğinin belirlenmesi için, $dC/d\omega - f$ karakteristiği çizilmiştir. Bu grafik yardımı ile, her bir sıcaklık değeri için karakteristiklerin maksimum oldukları bükülme frekans değerleri ω_0 , belirlenmiştir. Bükülme frekans değerlerinin Arrhenius çizimi sonucu, tuzak durumunun aktivasyon enerjisi $E_a = 1,49$ eV ve yayılım faktörü $\xi_0 = 4.4 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Aynı tuzak durumunun varlığı, sığa spektra verileri ve deneysel ξ_0 verisi kullanılarak hesaplanan tuzak durum yoğunluğunun N_T enerji E üzerindeki dağılımının çizilmesi ile de

saptanmıştır. Bu analiz sonucu yaklaşık 0.15 eV'daki tuzak durumunun kusur yoğunluğu yaklaşık $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ olarak belirlenmiştir.

n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ güneş pilinin a.c. eşdeğer devresinin belirlenmesi için oda sıcaklığında farklı ters ve düz besleme voltaj değerlerinde empedans ölçümleri yapılmış ve eşdeğer devrenin birbirine paralel bağlı sığa ve direnç ile yine bunlara seri bağlı olan bir seri dirençten oluştuğunu belirlenmiştir. Tüm besleme gerilim değerlerinde de sadece bir yarım dairesel değişimin gözlenmesi, devre modelindeki bağlantı konfigürasyonun uygulanan gerilim ile değişmediğini göstermiştir.

6. KAYNAKLAR

Balkanski M., Wallis R. F. 1999. *Semiconductor Physics and Applications*, Oxford University Pres, 600 p.

Rau U., Shock H.W., 1999. Electronic properties of Cu(In,Ga)Se₂ heterojunction solar cells-recent achievements, current understanding, and future challenges, *Applied Physics A*, 69: 131-147

Streetman B. G., Banerjee S., 2000. *Solid State Electronic Devices*, Pearson Professional, 558 p.

Sze S. M., 1981. *The Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons.

Wah J. Y., Hepburn C. J., 2000. <http://britneyspears.ac/physics/pin/pin.htm>

Sharma B.L., ve Purohit R.K. 1974. *Semiconductor Heterojunctions*, Pergamon Pres Ltd.

Tansley T.L. 1971. *Heterojunction Properties in Semiconductors and Semimetals*, Vol.7A, Academic Press.

Fahrenbruch A. L., Bube R.H., 1983. *Fundamentals of Solar Cells*, Academic Pres.

Pearlman S.S., Feucht D.L., 1964. P-n heterojunctions *Solid State Electron.*, 7:911-923

Milnes A. G., Feucht D.L., 1972. *Heterojunctins and Metal Semiconductor Junctions*, Academic Pres.

Choo S.C., 1968. Carrier generation-recombination in the space-charge region of an asymmetrical p-n junction, *Solid State Electron.*, 11:1069-1077

Smith D.L., 1977. *State. Sol (A)* 44:381.

Dolega V, Naturforsch Z., 1963. 18A:809 Oldham W. G., Milnes A. G., 1964. Interface states in abrupt semiconductor heterojunctions, *Solid State Electron.*, 7:153-165.

Mitchell K. W., 1979. Ph.D. Thesis, Stanford Üniversitesi.

Rediker R.H., Stopek S., Ward J.H.R., 1964. Interface-alloy epitaxial heterojunctions, *Solid State Electron.*, 7:621-629 (1964).

Newman P. C, 1965. *Electronic Lett.*, 1:265

Chynoweth A. G., Feldman W.C., Logan R.A., 1961. Excess Tunnel Current in Silicon Esaki Junctions, *Phys. Rev.*, 121:684-694

Riben A. R., Feucht D.L., 1966. *nGe-pGaAs* Heterojunctions , *Solid State Electron*, 9:1055-1065

Riben A. R., Feucht D. L. 1966. Electrical transport in n-germanium p-gallium-arsenide heterojunctions, *Int. J. Electron*, 20:583-599

Donnelly J. P., Milnes A. G., 1966. *Proc. IEE*, 113:1468

Ou S. S., Stafsudd, O. M., Basol B. M., 1984. Optical properties of electrochemically deposited CdTe films, *J.Appl. Phys.*, 55:3769-3772

Hurkx G. A. M., Klaasen D. B. M. ve Knovers M. P .G. , 1992. *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-39:331

Rau U., Jasenek A., Schock H. W., Engelhardt F., Meyer T., 2000. *Thin Solid Films*, 298:361

Padovani F. A., Stratton R., 1966. *Solid State Electron*, 3:695

Bube R. H., 1991. Photoelectronic Properties of Semiconductor, Cambridge University Pres, 258 p.

Nadenau V, Rau U., Jasenek A, Schock H. W., 2000. *J.Appl, Phys.*, 87:584

Rhoderick E. H., Williams R. H., 1988. Metal Semiconductor Contacts Clarendon Press, Oxford, 1988, 96 p.

Walter T., Menner R., Köble C., Schock H. W., 1994. *Proceedings of the 12th European Photovoltaic Energy Conference*, p 1755.

Nadenau V., Rau U., Jasenek A., Schock H. W., 2000. *J.Appl, Phys*, 87:584.

Rau.U., 1999. *Applied Physics Letters*, 74:111.

S. M. Sze, 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, 600p.

Ruzin A., Marunko S., 2002. Nuclear Instruments and Met. In *Phys. A*: 492

Wagemann H. G., Eschrich H. *Grundlagen der Photovoltaischen Energiewandlung* (Teubner, Stuttgart 1994) p.112.

Crandall R., 1983. *J. Appl. Phys.* 54:7176

Okamoto H., Kida H., Nomomura S., Fukumoto K, Hamakawa Y., 1983. *J. Appl. Phys.*, 54:3236

Taretto K., Rau U., Werner J. H., 2003. *Appl. Phys. A*, 77:865
 Sah C., R. Noyce, W. Shockley: *Proc. IRE* 45, 1228 (1957).

Rhoderick E., Williams R., 1988. *Metal–Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford.

Siemens, General IR and Photodetector Information Appnote 37.

Vishay, Physics and Technology, App. Note.

Jackson J. D., 1975. *Classical Electrodynamics*, 2nd ed., Willey, 311 p.

Zohta Y., 1973. *Solid State Electron*, 16 (1973) 1029.

Jasenek A., Rau U., Nadenau V., Schock H. W., 2000. *J. Appl. Phys.* 87:594

Herberholz R., Igalson M., Schock H. W., 1998. *J. Appl. Phys.* 83:318

Walter T., Herberholz, R., Muller C., Schock H. W., 1996. *J. Appl. Phys.*, 80:4411

Oxford, 1990. *Operator's Handbook*

Keithley, 1989. *236 Source Measure Unit Operator's Manual*

Hawlet Packard, 1996. *HP 4192 A Operation and Service Manual*

Temic, 1996. *BPW 34 Silicon PIN Photodiode Data Sheet*

Osram, 2000. *Silicon PIN Photodiode BPW 34*

Vishay, 1999. *Silicon PIN Photodiode BPW 41N*

Matsuura H., Matsuda A., Okushi H., Tanaka K., 1985. *J. Appl. Phys.* 58:1578

Van Berkel C., Powell M. J., Franklin A. R., French I. D., 1993. *J. Appl. Phys.* 73:5264

Kroon M. A., Van Swaaij R. A., 2001. *J. Appl. Phys.*, 90:994

Mott N. F., 1932. *Proc. R. Soc.* 171:27

Lee C. H., Lim K. S., 1999. *Appl. Phys. Lett.*, 75:569

Horvath Z. J., Adam M., Szabo I. L., Orlov L. K., Potapov A. V., Tolomasov A. V., 2004. *App. Surface Sci.* 234:54

Street R. A., 1990. *Appl. Phys. Lett.* 57:1334

- Arch J. K., Fonash S. J. 1992. *J. Appl. Phys.* 72:4483
- Tachakarov S., Cabarrocas P., Dutta U., Chatterjee P., Equer B., 2003. *J. Appl. Phys.*, 94:7317.
- Jafar M. M. A. G., 2003. *Semicond. Sci. Techn.*, 18:7-22
- Dimitriadis C. A., Papadimitriou L., Dozsa L.ve P., Coxon P. A., 1988. *Semicond. Sci. Tech.*, 3:558
- Czerwinski A., Simoen E., Poyai A., Claeys C., 2003. *J. Appl. Phys.* 94:1218
- McPherson M., Jones B. K., Sloan T., 1997. *Semicond. Sci. Tech.*, 12:1187
- Marsal L. F., Pallares J., Correig X., Orpella A., Bardes D., Alcubilla R., 1998. *Semicond. Sci. Tech.* 13:1148
- Konofaos N., Evangelou E. K., Scholz S. C., Zieger K., Aperathitis, E., 2000. Electrical characterization and carrier transport mechanisms of GaAs p/i/n devices for photovoltaic applications, *Materials Sci. & Eng. B.*, B80:152-155
- Bayhan H., Kavasoglu A. S., 2005. *Solid State Electronics*
- Suresh M. S., 1996. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 43:21
- Kumar R. A., Suresh M. S., Nagaraju J., 2005. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 85:397
- Kumar R. A., Suresh M. S., Nagaraju J., 2001. *Review of Scient. Instrum.*, 72:3422
- Garcia-Belmonte G., Bisquert J., Caselles V, 1998. *Solid-State Electronics*, 42:939
- Vladikova D., 2000. "a,b,c" Impedance, *IEEE BAS*.
- Singh J., 1995. *Semiconductor Optoelectronics*, McGraw Hill, 314 p.
- Stolt L., Granath K., Niemi E., Bodegaard M., Hedstroem J., Bocking S., Carter M., Burgelman M., Dimmler B., Menner R., Powalla M., Rühle U., Schock H. W., 1995. *Proc. 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference (Nice, France)*, p 1451
- Hernandez, 1998. *Cryst. Res. Tech.*, 32:285-289
- Tan J. H., Anderson W. A., 2003. *Solar Energy Mat. And Solar Cells* 77:283-292
- Turcu M, Kötschau I. M., Rau U., 2002. *J. Appl. Phys.* 91:1391
- Jasenek A., Rau U., Nadenau V, D. Tiess D., Schock H. W., 2000. *Thin Solid Films.*, 361:415

Rau U., Schmidt M, Jasenek A., Hanna G., Schock H. W., 2001. *Solar Energy Mat. And Sol. Cells.*, 67:137

Turcu M., Rau U., 2003. *Thin Solid films.*, 158:431-432

Siebentritt S., 2002. *Thin Solid Films.*, 1:403-404

Nyguen Q., Orgassa K., Koetschau I., Rau U., Schock H. W., 2003. *Thin Solid Films.*, 330:431-432

Jonscher A. K., 1983. *Dielectric Relaxation in Solids*, Chelsea Dielectrics Pres. London.

Strifler W. A., Bates C. W., 1992. *J. Appl. Phys.*, 71:4358



7. ÖZGEÇMİŞ

1976 yılında Muğla'da doğdu. İlköğrenimini Döğüşbelen Köyü İlkokulunda, orta ve lise eğitimini Köyceğiz Naip Hüseyin Lisesinde tamamladı. 1995 yılında girdiği Akdeniz Üniversitesi Teknik Bilimler Meslek Yüksekokulu Endüstriyel Elektronik bölümünü 1997'de tamamladı. Aynı yıl Muğla Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde lisans eğitimine başladı ve 2001 yılında mezun oldu. 2001 yılında Muğla Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı. Aralık 2002' den itibaren Muğla Üniversitesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.

