

MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ HETEROEKLEM GÜNEŞ PİLİNİN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

97761

ABDÜLKADİR SERTAP KAVASOĞLU

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. HABİBE BAYHAN

EYLÜL, 2000

MUĞLA

MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ HETEROEKLEM GÜNEŞ PİLİNİN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ABDÜLKADİR SERTAP KAVASOĞLU

Fen Bilimleri Enstitüsü'nce

“Yüksek Lisans”

Diploması Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitü'ye Verildiği Tarih : 15 -09 -2000

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 01 -09 -2000

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Habibe BAYHAN

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Şener OKTİK

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Nadide KAZANCI

Yedek Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Murat BAYHAN

Enstitü Müdürü : Doç. Dr. Mustafa İŞİLOĞLU

Eylül, 2000

MUĞLA

YEMİN

Yüksek Lisans tezi olarak sunduğum “ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ Heteroeklem Güneş Pilinin Elektriksel Karakterizasyonu” adlı çalışmanın, tarafımdan bilimsel olarak ahlâk ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın yazıldığını ve yararlandığım eserlerin gösterilenlerden oluştuğunu, bunlara atıf yapılarak yararlandığımı belirtir ve bunu onurumla doğrularım.

01.. /09 /2000

A. Sertap KAVASOĞLU



TEZİN YAZILDIĞI DİL : Türkçe

TEZİN SAYFA SAYISI: 116

TEZİN KONUSU(KONULARI) :

ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ Heteroeklem Güneş Pilinin Elektriksel Karakterizasyonu

TÜRKÇE ANAHTAR KELİMELER


- 1) Pn Heteroeklem
- 2) Elektriksel Karakterizasyon
- 3) Eşdeğer Devre
- 4) Empedans, Admittans Ölçümü

İNGİLİZCE ANAHTAR KELİMELER

- 1) Pn Heterojunction
- 2) Electrical Characterization
- 3) Equivalent Circuit
- 4) Impedance, Admittance Measurement

- 1) Tezimden fotokopi yapılmasına izin vermiyorum.
- 2) Tezimden dipnot gösterilmek şartıyla bir bölümünün fotokopisi alınabilir.
- 3) Kaynak gösterilmek şartıyla tezimin tamamının fotokopisi alınabilir.

A. Sertap Kayasoğlu


Yazarın İmzası: 


Tarih: 01-09-2000


TUTANAK

Muğla Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 08.08/2000 tarih ve 16 sayılı toplantısında oluşturulan jüri, Lisansüstü Eğitim-Öğretim Yönetmeliği'nin 21. Maddesine göre, Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Öğrencisi A. Sertap Kavasoglu'nun "ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ Heteroeklem Güneş Pili'nin Elektriksel Karakterizasyonu" adlı tezini incelemiş ve aday 01/09/2000 tarihinde saat 14:00 da jüri önünde tez savunmasına alınmıştır.

Adayın kişisel çalışmaya dayanan tezini savunmasından sonradakikalık süre içinde gerek tez konusu, gerekse tezin dayanağı olan anabilim dallarından sorulan sorulara verdiği cevaplar değerlendirilerek tezin başarılı olduğuna. 07.09.2000 ile karar verildi.


Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr.
Habibe BAYHAN


Üye
Prof. Dr.
Şener OKTİK


Üye
Doç. Dr.
Nadide Kazancı

Yedek Üye
Yrd. Doç. Dr
Murat BAYHAN

ÖNSÖZ

Akademik hayata başlamamda büyük etkisi olan ve çalışmalarım da her zaman bilgilerinden yararlandığım bölüm başkanımız sayın hocam Prof. Dr. Şener OKTİK' e içten saygı ve şükranlarımı sunarım.

Kendisiyle çalışmaktan büyük mutluluk duyduğum, tez çalışmalarım da içten ilgi ve alâkasını benden esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerinden yararlanarak örnek aldığım, kendisinin tez danışmanım olmasını büyük bir şans olarak gördüğüm saygı değer hocam Yrd. Doç. Dr. Habibe Bayhan'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Karşılaştığım teknik sorunlarda gösterdiği çözüm yolları ve yardımlarıyla desteğini her zaman yanımda hissettiğim sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Murat Bayhan' a teşekkürü borç bilirim.

Karşılaştığım zorlukların aşılmasında beni sürekli cesaretlendirip sevgisiyle bana destek veren, kafamdaki problemlere her zaman çözüm yolu bulan, sevgisiyle ve yardımıyla yanımda olan canım eşime kalbimin içindeki en güzel duyguları sunuyorum.

Uzarlarda olmalarına rağmen, manevi desteklerini her zaman yüreğimde hissettiğim benim ve eşimin değerli ailelerimize sonsuz saygı ve şükranlarımı sunarım.

Tez çalışmalarım süresince manevi desteklerini esirgemeyen, zaman zaman bilgi, fikir ve yardımlarını aldığım değerli Araştırma Görevlisi arkadaşlarıma teşekkürler ederim.

ÖZET

ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ HETEROEKLEM GÜNEŞ PİLİNİN ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

KAVASOĞLU A. SERTAP

Yüksek Lisans Tezi, Fizik

Eylül, 2000

Bu çalışmada 'Stuttgart Üniversitesi, Fiziksel Elektronik Araştırma Enstitüsünde, Prof. Dr. Şener OKTİK' tarafından üretilen ve emici tabakasını oluşturan materyallerin göreceli ağırlık oranları ; % 22.26 Cu, % 19.46 In, % 7.27 Ga ve %51.02 Se olan n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pilin sıcaklık bağımlı akım-voltaj ve kompleks admittans analizleri sunulmuştur. %12 lik verime sahip güneş pilinin JV analiz sonuçları, karanlık akımının 1eV luk aktivasyon enerjisi ve 119meV luk karakteristik tünelleme enerjisi ile ara yüzeyde tünellemenin çoğalttığı yeniden birleşme akım iletim mekanizması ile kontrol edilebileceğini ortaya koymuştur. Heteroeklem yapının eşdeğer devresinin birbirlerine paralel bağlı kondansatör ve direnç ile yine bunlara seri bağlı olan bir dirençten meydana geldiği bulunmuştur. Kompleks admittans ölçümleri eklemde tek bir engel potansiyelinin varlığına işaret etmektedir. Sıcaklık bağımlı kapasitans frekans ölçümleri sonucunda aktivasyon enerjileri 30meV ve 90meV olan iki verici tuzak seviyesinin varlığı belirlenmiştir.

ABSTRACT**ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF
ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ HETEROJUNCTION SOLAR CELL****KAVASOĞLU A.SERTAP****M.Sc. in Physics****September, 2000**

In this study, temperature dependent current-voltage and complex admittance analysis of n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heterojunction solar cell with absorbing layer having the material compositions of; % 22.26 Cu, % 19.46 In, % 7.27 Ga ve %51.02 Se and prepared by “Prof. Dr. Şener OKTİK at University of Stuttgart IPE” was presented. Result of the JV analysis of the 12% efficient solar cell suggest that the dark current is controlled by the tunneling enhanced interface recombination with an activation energy of 1eV and characteristic tunneling energy of 119meV. The equivalent circuit of the heterojunction structure is found to equal a resistance connected in series with a paralelly connected resistance capacitance combination. The complex impedance measurements are indicated the existence of single junction in the structure. The frequency and temperature dependent capacitance-voltage studies are indicated the existence of two acceptor-like traps activation energies of 30 and 90meV.

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
ÖNSÖZ	I
ÖZET.....	II
ABSTRACT.....	III
TABLolar LİSTESİ	VII
ŞEKİLLER LİSTESİ	VIII
BÖLÜM 1 : GİRİŞ	1
BÖLÜM 2 TEORİK BİLGİLER.....	4
2.1 PN HETEROEKLEMLER.....	4
2.1.1 ENERJİ BANT PROFİLİ.....	4
2.1.2 PN HETEROEKLEMLERDE AKIM İLETİM MEKANİZMALARI.....	7
2.1.3 PN HETEROEKLEMLERDE EKLEM KAPASİTANSI.....	24

2.2 PN HETEROEKLEMİNİN YÜKSEK FREKANSLARDAKİ AC EŞDEĞER DEVRESİ.....	30
2.3 ADMİTTANS SPEKTROSKOPİSİ İLE PN HETEROEKLEM ARA YÜZEYİNİN KARAKTERİZASYONU.....	44
2.4 FOTOVOLTAİK ENERJİ ÇEVİRİMİ.....	46
2.4.1 FOTOVOLTAİK ETKİ	46
2.4.2 GÜNEŞ PİLİ PARAMETRELERİ	47
2.4.3 GÜNEŞ PİLİNİ OLUŞTURAN TABAKALAR.....	54
2.4.4 GÜNEŞ SPEKTURUMU VE OPTİMUM MATERYAL SEÇİMİ	55
BÖLÜM 3 GÜNEŞ PİLİNİN HAZIRLANMASI VE DENEYSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ.....	58
3.1 CdS/Cu(In,Ga)Se ₂ HETEROEKLEM GÜNEŞ PİLİNİN ÜRETİM AŞAMALARI.....	58
3.2 DÜŞÜK SICAKLIK SİSTEMİ.....	60
3.3 ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ.....	68
3.4 ADMİTTANS VE EMPEDANS ÖLÇÜM SİSTEMİ.....	72
BÖLÜM 4 DENEYSEL SONUÇLAR VE SONUÇLARIN TARTIŞILMASI.....	74
4.1 ODA SICAKLIĞINDA KARANLIK VE AYDINLIK AKIM – VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ.....	74
4.1.1 AYDINLIK AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ.	74

4.1.2	KARANLIK AKIM VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ.....	76
4.1.3.	KARANLIK VE AYDINLIK KARAKTERİSTİKLERDE ÇAKIŞMA ETKİSİ:	78
4.2	SICAKLIK BAĞIMLI KARANLIK AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ.....	80
4.3	KAPASİTANS, EMPEDANS VE ADMİTTANS ÖLÇÜMLERİ.....	88
4.3.1	Cu(In,Ga)Se ₂ TABANLI GÜNEŞ PİLİNİN EŞDEĞER DEVRESİNİN BELİRLENMESİ.	89
4.3.2	ODA SICAKLIĞINDA KARANLIK KAPASİTANS – VOLTAJ ÖLÇÜMLERİ.....	91
4.3.3	SICAKLIK BAĞIMLI KAPASİTANS – FREKANS VE KONDUKTANS – FREKANS ÖLÇÜMLERİ.....	95
BÖLÜM 5	SONUÇLARIN TARTIŞILMASI.....	103
KAYNAKLAR.....		108
SEMBOLLER		114

TABLULAR LİSTESİ

	SAYFA
Tablo 3.2.1 Bazı gazların sıvılaşıma koşulları	61
Tablo 4.1.1 CdS/Cu(In,Ga)Se ₂ heteroeklem güneş pilinin 730Watt/m ² ışınımı altındaki fotovoltatik parametreleri	74
Tablo 4.2.1 100 K-300 K sıcaklık aralığında belirlenen diyot parametreleri	82
Tablo 4.3.1 Seri ve şönt direnç değerleri	89
Tablo 4.3.2 Farklı sıcaklık değerlerinde tespit edilen alçak frekanslardaki kapasitans C _o ve kritik frekans değerleri (ω_1) ile dielektrik rölaksasyon süreleri(τ).....	98

ŞEKİLLER LİSTESİ

SAYFA

Şekil 2.1.1	Anderson modeline göre a) eklem oluşturulmadan önceki ve b) sonraki bir pn heteroeklem enerji bant diyagramı[27].....	6
Şekil 2.1.2	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[31].....	9
Şekil 2.1.3	Tek bir merkezin varlığında, yakalama ve ısısal uyarılma oluşumlarının yer aldığı Schockley-Read 'e göre yeniden birleşme modeli [29].....	10
Şekil. 2.1.4	Dolega'nın önerdiği keskin değişimli bir p-n heteroeklem yapıda ara yüzeyler boyunca doğrudan yeniden birleşme mekanizması için bir enerji bant diyagramı [29]	15
Şekil 2.1.5	Bir pn heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından (spayk) tünellemesi [29]	16
Şekil 2.1.6	Riben'in n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modeli [29,42]	17
Şekil.2.1.7	V İleri besleme durumundaki bir CdS/Cu (In,Ga)Se ₂ 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 tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme [14]	21

Şekil.2.1.8	Şekil 2.1.8 Verilen E_{00} değerlerine karşılık hesaplanan diyot idealite sabiti değerlerinin 100 K-300 K sıcaklık aralığındaki teorik değişimleri	22
Şekil 2.1.9	Isısal dengede bulunan bir pn eklemının yük dağılımı	25
Şekil 2.1.10	Keskin (abrupt) ve ii) doğrusal yük değişimli eklem modellerine göre (a) yüklerin, (b)elektrik alanın, (c) engel potansiyelinin ve (d) pn heteroeklem enerji bant diyagramının konum ile olan değişimi [49]	26
Şekil 2.1.11	Keskin ve lineer yük dağılımlı eklem modellerinde kapasitansın ekleme uygulanan potansiyel fark ile olan teoriksel değişimi ($\epsilon_{CIGS} = 10\epsilon_0$).....	29
Şekil 2.1.12	Keskin ve lineer yük dağılımlı eklem modellerine uygun hesaplanmış kapasitans değerlerinin C^{-2} -V değişimi.	30
Şekil 2.2.1	a.) Schotky engelinin derin tuzak seviyelerinin varlığı durumunda ac sinyal gerilimi altındaki davranışı, b.) bant kıyılarının titreşimi, c.) tüketim bölgesindeki yük yoğunluğu değişimi, d.) yük taşıyıcılarının uygulanan ac gerilimle birlikte bant kıyısında gösterdikleri değişim [49]	32
Şekil 2.2.2	a.) Birbirine paralel bağlı birer direnç ve kondansatör ile bunlara seri bağlı bir dirençten oluşan bir devre modeli, b.) Basitleştirilmiş eşdeğer devresi	33
Şekil.2.2.3	İncelenen devre modelinin empedans eşdeğer devresi	34
Şekil 2.2.4	İncelenen devre modelinde ac reaktansının frekansla olan değişimi	35
Şekil 2.2.5	İncelenen devre modelinde reaktansın frekansla olan değişimi..	37

Şekil 2.2.6	İncelenen devre modelinde kompleks empedans-empedans değişimi	37
Şekil 2.2.7	İncelenen devre modelinde kompleks empedans-empedans değişimi	38
Şekil 2.2.8	İncelenen devre modelinde konduktansın frekansla olan değişimi	38
Şekil 2.2.9	İncelenen devre modelinde kompleks admittans-admittans değişimi	39
Şekil 2.2.10	İncelenen devre modelinde kapasitansın frekansla olan değişimi	40
Şekil 2.2.11	İncelenen devre modelinde kapasitansının ve konduktansının frekansla olan değişimi [52].....	41
Şekil.2.2.12	Seri bağlı bir indüktörün etkisinde kompleks empedans-empedans değişimi	42
Şekil.2.2.13	Seri bağlı bir indüktörün etkisinde konduktansın frekansla olan değişimi.....	43
Şekil.2.2.14	Seri bağlı bir indüktörün etkisinde empedansın mutlak değeri ile olan frekans değişimi	43
Şekil 2.4.1	Bir pn heteroeklem güneş pilinde fotovoltajik etki	46
Şekil 2.4.2	İdeal bir güneş pilinin doğru akım eşdeğer devresi	49
Şekil 2.4.3	İdeal bir güneş pilinin, seri ve paralel direnç etkilerini kapsayan doğru akım eşdeğer devresi (R_L yük direncidir)	49

Şekil 2.4.4	a.) Seri direnç etkisindeki ve b.) Paralel direnç etkisindeki bir güneş pilinin ışık altındaki I-V karakteristiği [29].....	50
Şekil 2.4.5	Güneş spektrumunun foton enerjisine göre dağılımı [59]	56
Şekil 2.4.6	Heteroeklem güneş pillerinde yasak enerji aralığının teorik pil verimiyle olan değişim [56]	57
Şekil 3.1.1	Cu(In,Ga)Se ₂ tabanlı güneş pil yapısının kesit şeması.....	59
Şekil 3.1.2	MG414-72 kod numaralı Cu(In,Ga)Se ₂ tabanlı heteroeklem güneş pilinin fotoğrafı.....	59
Şekil 3.2.1	Helyumun faz geçişleri	60
Şekil 3.2.2	a.) Helyum pompasının açık blok diyagramı, ve b.) Helyum pompasının dış görünüşü	61
Şekil 3.2.3	Düşük sıcaklık sistemi.....	63
Şekil 3.2.4	OXFORD Object bench paket programı [62]	63
Şekil 3.2.5	Kreostatın yan kesit görünüşü	64
Şekil 3.2.6	Ek kompresörün basınç-hacim (pv) değişimi.....	65
Şekil 3.2.7	Elektronik basınç göstergesi.....	66
Şekil 3.2.8	Basınç sensörü.....	66
Şekil 3.2.9	Vakum pompasının kesit görünüşü.....	67
Şekil 3.2.10	Leybold vakum pompasının kesit görünüşü.....	68

Şekil 3.3.1	Deneysel ölçüm sistemi.....	69
Şekil 3.3.2	Keithley-236 akım-voltaj ölçüm cihazı.....	69
Şekil 3.3.3	Keithley-236 nın bilgisayar iletişiminin şematik gösterimi.....	70
Şekil 3.3.4	Ara yüzey kontrol kartı.....	70
Şekil 3.3.5	TestPoint yazılımıyla Keithley-236 nın kontrol edilmesi	72
Şekil 3.4.1	HP4192A .Empedans Analizörü.....	73
Şekil 3.4.2	a.) İstenmeyen indüktif ve kapasitif etkiler, b.) HP16047A Test kutusu.....	73
Şekil 4.1.1	Heteroeklem güneş pillerinin aydınlık akım-voltaj karakteristiği	75
Şekil 4.1.2	Güneş pilinin oda sıcaklığında ve karanlıktaki I-V karakteristiği.....	76
Şekil 4.1.3	a.) Paralel bağlı iki diyod için eşdeğer devre modeli b.) Teorik ve deneysel verilerin karşılaştırılması.....	77
Şekil 4.1.4	Karanlık ve aydınlık karakteristiklerinde çapraz çakışım etkisi	79
Şekil 4.2.1	100K-300K sıcaklık aralığındaki akım-gerilim karakteristiği	83
Şekil 4.2.2	a.)Log I_0 ın $1/T$ ile değişimi, b.)Log I_0 ın T ile değişimi	84
Şekil 4.2.3	$A \ln J_0 - 1/T$ Arrhenius gösterimi.....	86
Şekil 4.2.4	$1/A$ nın sıcaklıkla değişimi ve ara yüzeyde tünellemenin çoğalttığı yeniden birleşme modeli için teorik değişim.....	87

Şekil 4.2.5	1/A nın sıcaklıkla değişimi ve boşaltılmış bölgede tünellemenin çoğalttığı yeniden birleşme modeli için teorik değişim.....	88
Şekil 4.3.1	Kompleks empedansın a.) linear, b.) logaritmik değişimi	90
Şekil 4.3.2	Cu(In,Ga)Se ₂ tabanlı heteroeklem güneş pilinin eşdeğer devresi.....	91
Şekil 4.3.3	Güneş pilinin 250kHz ve 350kHz deki 1/ C ² -V değişimi	92
Şekil 4.3.4	Güneş pilinin 250kHz - 1MHz frekans aralığında, a.) C-V ve b.) C ⁻² -V karakteristikleri.....	93
Şekil 4.3.5	Devre modeline tükenmiş bölgesinden gelen kapasitansın katılımı.....	94
Şekil 4.3.6	Güneş pilinin a.) 100-320K sıcaklık aralığındaki C-f karakteristikleri b.) 300K deki karakteristiğin teorik eşdeğer devre modeliyle olan uyumu.....	96 97
Şekil 4.3.7	Güneş pilinin 100-320K sıcaklık aralığındaki G-f karakteristikleri	97
Şekil 4.3.8.	Kapasitansın farklı sıcaklıklar için diferansiyel spektrası.....	99
Şekil 4.3.9	Konduktansın 1/w ile olan değişimi	99
Şekil 4.3.10	Dielektrik röleksasyon zamanının 1/T ile olan değişimi.....	100
Şekil 4.3.11	Bükülme frekansının sıcaklığın tersiyle olan a.) 100-200K, b.) 240-320K aralığındaki Arrhenius gösterimi..	101

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Gün geçtikçe artan düşük maliyetli alternatif enerji kaynaklarına olan gereksinim ve dünyanın ekolojik dengesine verilen önem nedeniyle güneş enerjisinin doğrudan elektrik enerjisine fotovoltaik çevrimi güncelliğini koruyan bir araştırma konusu olmaya devam etmektedir. İlk silisyum tabanlı fotovoltaik pilin 1954 yılında üretilmesinden günümüze kadar geçen süre içerisinde, fotovoltaik materyaller ile bunların işleme teknolojilerinde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir [1-3]. Tek kristal GaAs [4] ve Si [5] tabanlı pillerde güneş enerjisinin % 24.4'ün üzerinde bir verimle elektrik enerjisine çevrimi mümkün olmasına karşın, tek kristal teknolojileri yüksek materyal maliyeti ile büyük alanlı seri üretim için gerekli donanımın yüksek sermaye gerektirmesi problemi ile karşı karşıyadır. Bunun yanı sıra polikristal ince film teknolojisi büyük alanlı, yüksek verimli fotovoltaik modüllerin düşük maliyette üretimine izin vermektedir. Güneş pili uygulamaları için değerlendirilen düşük maliyetli üretim teknolojisine sahip bir çok alternatif materyal arasından, ince film kalınlığının 1-2 μm olmasına olanak veren yüksek optiksel soğurma katsayısına ($\alpha = 10^4\text{-}10^5 \text{ cm}^{-1}$) sahip Cu(In,Ga)Se₂ (CIGS) [6] önemli soğurucu bir tabaka adayı olarak görünmektedir. Ayrıca, CIGS tabanlı ince film güneş pillerinin dış ortamdaki çalışmalarında oldukça kararlı ve radyasyona karşı dayanıklı oldukları bilinmektedir. Küçük alanlı pillerde %18 civarında [7] ve büyük alanlı modüllerde (1.2 kW) %11.8 [8]'e ulaşan çevirim verimliliğine düşük maliyetli fabrikasyon teknikleri yardımı ile ulaşılmasına olanak vermesi nedeniyle de günümüzde popüler bir çalışma konusu olmaktadır [3].

En iyi performans özelliklerini gösteren heteroeklem CIGS güneş pili yapısı, soğurucu Cu(In,Ga)Se₂ ve pencere ZnO tabakları arasında yer alan ve genellikle kalınlığı yaklaşık 50 nm olan CdS ara (tampon) tabakasını içermektedir. Cu(In,Ga)Se₂ sistemi, yasak enerji aralık değerlerinin CuInSe₂ için 1.04 eV ve CuGaSe₂ için 1.68 eV olacak şekilde değiştiği geniş bir aralıktaki soğurucu materyal kullanım olanağını fotovoltaik uygulamalar için sağlamaktadır. Ancak, verimi en yüksek olan güneş pil yapısı, yasak enerji aralığı 1.2 eV olan ve Ga/(Ga+In) oranı

0.25 olarak belirlenen $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ tabakasını temel almaktadır. Son yıllarda ele alınan dört önemli teknolojik adım $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ güneş pili verimliliğinin önemli derecede iyileşmesine neden olmuştur. Bu adımlar kısaca aşağıda verildiği gibi sıralanabilir [3];

a) Soğurucu tabakanın Cu_ySe ($y < 2$) yapısını içermesi kristal yapıyı daha düzleştirerek film kalitesinin daha çok iyileşmesine neden olmaktadır.

b) Sodyum (Na) içermeyen cam tutucu yerine Na içeren soda-lime cam tutucunun kullanımı, güneş pili verimliliği ve güvenilirliğinde önemli iyileşmelere neden olmaktadır. Na' un cam tutucudan soğurucu materyale doğru sızıp NaSe [9], Na_2O_2 [10] ve NaF [11] vb. gibi yapılar oluşturduğu ve bu sodyum içeren yapıların film morfolojisini iyileştirip iletkenliğini artırarak daha iyi güneş pili performans karakteristiğine [12] yol açtığı belirtilmektedir. Bunların yanı sıra sodyum ve oluşturduğu yapılar soğurucu materyalin kusur dağılımında değişikliklere neden olmaktadır [13].

c) İlk araştırmalarda üretilen güneş pillerinde soğurucu materyal tabaka olarak daha çok CuInSe_2 tercih edilmiş ancak daha sonra CuInSe_2 yapısında bulunan indiyumun bir kısmının galyum ile yer değiştirmesi sağlanarak üretilen $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ ile yasak enerji aralık değerinin 1.04 eV den en yüksek verimliliğin elde edildiği 1.2-1.3 eV değerine kolaylıkla artırılması sağlanılmıştır [14].

d) İlk pillerde, yaklaşık 2 μm kalınlığında olan pencere materyali CdS fiziksel buharlaştırma metodu kullanılarak soğurucu CuInSe_2 tabakası üzerine depolanmakta idi. Bu yapının yerini yüksek iletkenliğe sahip ZnO pencere materyali ile soğurucu $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ arasında yer alan ve kimyasal banyo depolama tekniği ile hazırlanan 50 nm lik kalınlığa sahip CdS ara (tampon) tabakadan oluşan güneş pili yapısı almıştır.

CIGS-tabanlı güneş pillerinin temel aygıt fiziksel özelliklerinin net olarak anlaşılabilmesi, aygıt parametrelerinin optimize edilip verimi yüksek aygıtların tasarım stratejisinin belirlenmesi açısından oldukça önemli olduğu bilinmektedir.

Yaklaşık son on yıldır devam eden araştırmaların büyük bir çoğunluğu CIGS soğurucu tabakanın yapısal, elektronik ve optiksel özellikleri [15-18] üzerine olup son yıllarda özellikle bu bilgilerin heteroeklem aygıtın elektriksel parametreleri üzerine olan etkileri aktif bir araştırma konusu olmaya devam etmektedir [3, 14, 19-26].

Bu tez çalışmasında Stuttgart Üniversitesi IPE laboratuvarlarında Prof. Dr. Şener Oktik tarafından hazırlanan ve emici tabakasını oluşturan materyallerin göreceli ağırlık oranları; % 22.26 Cu, % 19.46 In, % 7.27 Ga ve % 51.02 Se olan p-Cu(In,Ga)Se₂/n-CdS heteroeklem güneş pilin elektriksel karakterizasyonu gerçekleştirilmiştir. Tez aşağıda sıralanan formatı takip etmektedir; İkinci bölümde teorik bilgiler ana başlığı altında, pn heteroeklemlerin teorisi ve yüksek frekanslardaki eşdeğer devresi, admittans spektroskopisi ile pn heteroeklem ara yüzeyinin karakterizasyonu ve fotovoltaik enerji çevrimi ile ilgili teorik bilgiler kısaca anlatılmıştır. Üçüncü bölümde, Güneş pilinin hazırlanması ile ilgili kısa bilgiler ve kullanılan deneysel ölçüm sistemleri açıklanmıştır. Dördüncü bölümde sıcaklık bağımlı akım-gerilim ve admittans ölçümleri sonucunda elde edilen verilerin teorik yaklaşımlar altında incelenmesi ve elde edilen bulguların tartışılması üzerinde durulmuştur. Son beşinci bölümde ise elde edilen elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

BÖLÜM 2

TEORİK BİLGİLER

2.1 PN HETEROEKLEMLER

Farklı yarı-iletken materyallerin birleşmesiyle meydana gelen aygıtlara heteroeklem aygıtlar denir. Heteroeklem güneş pilleri çoğunlukla optiksel emilimin gerçekleştiği dar yasak enerji aralığına sahip p-tipi yarıiletken ile, pencere görevi gören geniş yasak enerji aralığına sahip n-tipi yarıiletken üretilirler. Bu bölümde sadece bu tip n-p heteroeklemlerin kısa teorisinden bahsedilecektir.

2.1.1 ENERJİ BANT PROFİLİ

Herhangi bir pn heteroeklemin ara yüzeye yakın bölgesindeki enerji bant profilinin şekli, eklemi oluşturan yarı-iletken materyallerin elektron düşkünlüğü (affinity; yarı-iletkenin iletkenlik bandının alt kısmında bulunan bir elektronu vakum seviyesine çıkarabilmek için gerekli olan enerji miktarı) değerlerine χ , iş fonksiyonu (yarı-iletkenin Fermi enerji seviyesinde bulunan bir elektronu vakum seviyesine çıkarabilmek için gerekli olan enerji miktarı) değerlerine ϕ ve E_g yasak enerji aralık değerlerine bağlı olarak değişmektedir. İş fonksiyonları ve Fermi enerji seviyeleri farklı olan iki yarı iletken bir biriyle kontak yapıldığında, n-tipi yarı iletken içerisinde eklem komşuluğunda yer alan elektronlar geride pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakarak p-tipi materyale doğru hareket ederken, p-tipi materyalin içerisinde eklem komşuluğunda bulunan deşikler de geride negatif yüklü alıcı (akseptör) iyonları bırakarak n-tipi materyale doğru hareket ederler. Bu olay, her iki yarı iletkendeki Fermi enerji seviyeleri eşitleninceye değin sürer. Sonuçta, eklem civarında serbest yüklerden boşaltılmış n ve p tipi bölgelerde bulunan verici ve alıcı iyonları, iletim ve değerlik bantlarının eğilmesine neden olurlar. Bantlardaki bu eğilme miktarı eklemi oluşturan her iki yarı iletken materyalin iş fonksiyonlarının farkına eşit olup engel potansiyeli V_{bi} adını alır. Her iki yarı iletken materyalin elektron ve deşik düşkünlük değerleri farklı olduklarından iletkenlik ve değerlik bandı kıyılarında ΔE_c ve ΔE_v adı

verilen enerji süreksizlikleri oluşur. Dar yasak enerji aralığına sahip p-tipi yarı-iletken ile geniş yasak enerji aralığına sahip n-tipi yarı-iletkenin, eklem oluşturulmadan önceki ve oluşturulduktan sonraki enerji bant profili sırasıyla Şekil 2.1.1.a ve b de gösterilmektedir. Anderson [27] tarafından önerilen modele uygun olarak çizilen bu enerji bant profilinde $\chi_p < \chi_n$, $\phi_p > \phi_n$ ve $E_{gp} < E_{gn}$ olacak şekilde seçilmiş olup ara yüzey durumlarının etkileri ihmal edilmiştir. Genişlikleri sırasıyla w_n ve w_p olan serbest yüklerden boşaltılmış n- ve p-tipi bölgelerdeki tüm verici N_D ve alıcı N_A yoğunlukların iyonize olduğu ve x konumu ile keskin bir biçimde (abrupt) değiştiği varsayıldığı durumunda, eklem merkezindeki ($x = 0$ konumunda) yük nötralizasyonu koşulu aşağıda verildiği gibidir.

$$N_A w_p = N_D w_n \quad (2.1.1)$$

Eklem bölgesindeki elektrik alan şiddeti Poisson denkleminin, $d\varepsilon/dx = \rho/\varepsilon_s$ yardımı ile belirlenebilir, burada ρ yük yoğunluğunu ε_s ise yarı iletkenin di-elektrik sabiti değerini ifade etmektedir. Verici yoğunluğunun n-tipi, alıcı yoğunluğunun ise p-tipi yarı iletkenin boşaltılmış bölge sınırları içerisinde sabit olduğu varsayıldığında, elektrik alan şiddeti $\varepsilon(x)$ konumun fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir,

$$\begin{aligned} \varepsilon(x) &= q N_A (x-w_p) / \varepsilon_p & 0 < x < w_p \text{ için,} \\ \varepsilon(x) &= -q N_D (x-w_n) / \varepsilon_n & -w_n < x < 0 \text{ için,} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

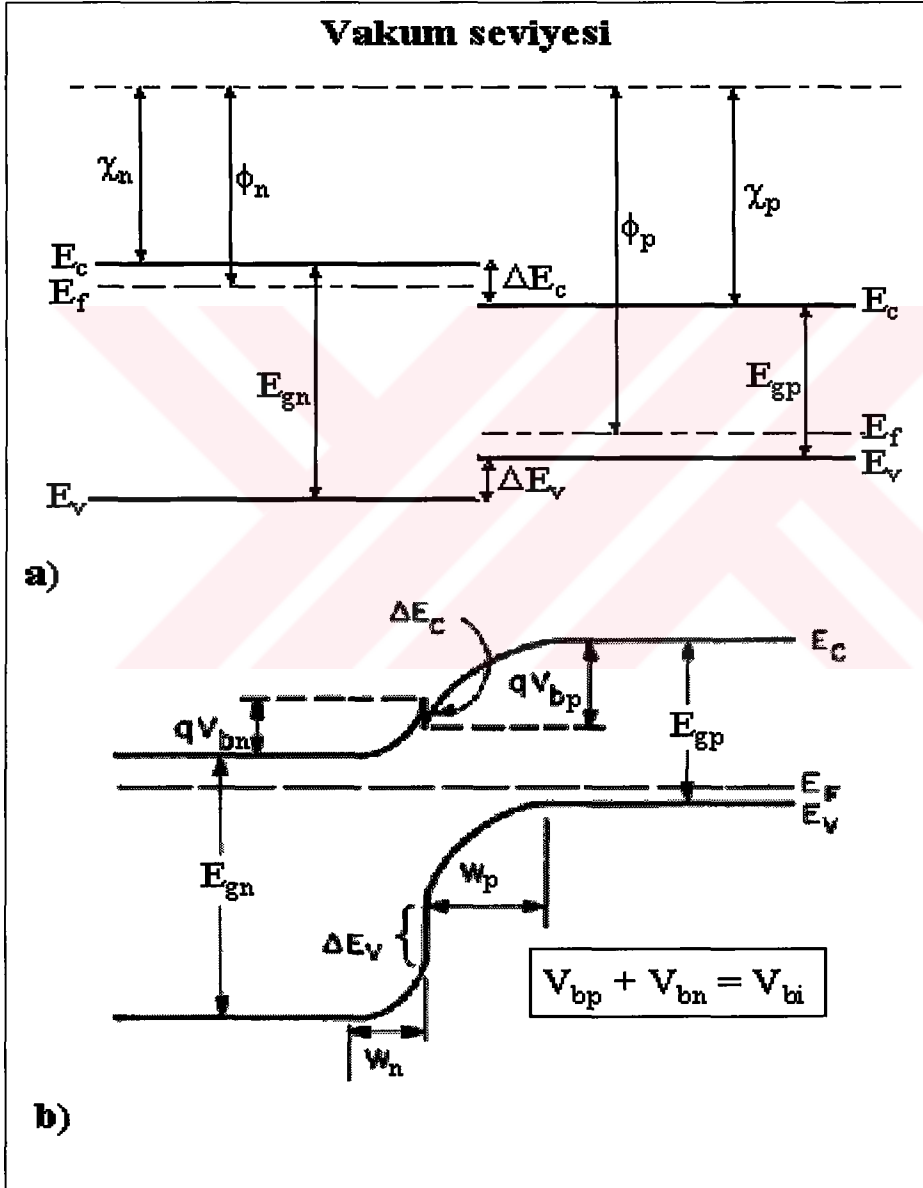
q birim yükü, ε_p ve ε_n ise sırasıyla p ve n tipi yarı iletken materyallerin di-elektrik sabiti değerleridir. Boşaltılmış bölge boyunca elektrostatik potansiyeldeki değişim, $dV/dx = \varepsilon(x)$ ile verildiğinden potansiyelin konum ile olan değişimi aşağıda verildiği gibi olur,

$$\begin{aligned} V(x) &= q N_D (x + w_n)^2 / 2\varepsilon_n & -w_n < x < 0 \text{ için,} \\ V(x) &= q N_A (2xw_p - x^2) / 2\varepsilon_p + q N_D w_n^2 / 2\varepsilon_n & 0 < x < w_p \text{ için} \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

Boşaltılmış bölge boyunca potansiyelde olan değişim toplam engel potansiyeli yada difüzyon potansiyeli olarak adlandırılır. Denklem 2.1.3 yardımı ile engel potansiyeli,

$$V_{bi} = q/2 (N_D w_n^2 / \epsilon_n + N_A w_p^2 / \epsilon_p) = V_{bn} + V_{bp} \quad (2.1.4)$$

burada V_{bn} ve V_{bp} Şekil 2.1.1.de gösterilen n ve p kısımlardaki engel potansiyel yükseklik değerleridir.



Şekil 2.1.1 Anderson modeline göre a) eklem oluşturulmadan önceki ve b) sonraki bir pn heteroeklem enerji bant diyagramı [27].

2.1.2 PN HETEROEKLEMLERDE AKIM İLETİM MEKANİZMALARI

Bir güneş pilinin ışık altındaki davranışının bilinmesi kadar, doluluk faktörü, açık devre gerilimi gibi aygıt verimliliğini etkileyen karanlık akım-iletim mekanizmalarının belirlenmesi de oldukça önemlidir. İleri besleme uygulanan bir pn (yada np) heteroeklem aygıtın eklem bölgesinde etkin olabilecek akım-iletim modellerinin en önemlileri aşağıdaki gibi sıralanabilir;

- A) ideal difüzyon ve emisyon,
- B) serbest yüklerden arınmış (boşaltılmış) bölgede yeniden birleşme-yaratılma,
- C) ara yüzeyler boyunca yeniden birleşme (recombination),
- D) tünelleme.

a-) İdeal Difüzyon ve Emisyon: Heteroeklemler için difüzyon akım iletim modeli ilk kez Anderson [27-29] tarafından Shockley' in difüzyon modeli temel alınarak geliştirilmiştir. Arayüzey ve dipol etkilerinin ihmal edildiği bu modelde, ara yüzeyde bant kenarlarındaki enerji süreksizlikleri nedeniyle difüzyon akımı tamamen elektron veya tamamen deşiklerden oluşmaktadır. Şekil 2.1.1.b de gösterilen bir p-n heteroeklem yapısı için elektronlar deşiklere nazaran daha küçük bir engel ile karşılaştığı için baskın olan akım taşıyıcıları elektronlar olmalıdır. Pearlman ve Feucht' un [30] geliştirdiği emisyon modeli ise Schottky metal-yarı iletken emisyon modelini temel almaktadır. Bu modellerin her ikisinde de ara yüzeyde, iletim bandı kenarlarında aşağı ve yukarı doğru yönelmiş birer çıkıntı (**spike** ve **notch**) şeklinde enerji engelleri (ΔE_c) bulunmaktadır. Bu çıkıntılar Şekil 2.1.2 a ve b de gösterildiği gibi negatif yada pozitif ters engel şeklinde olabilirler. Pozitif ters engel biçiminde bir çıkıntının varlığında (Şekil 2.1.2.b), 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. Isısal denge durumunda eklemde akan net akım sıfır olduğundan ters yönlere doğru akan elektron akıları eşit olmalıdır,

$$A_1 \exp [- (\Delta E_c - qV_{bp}) / kT] = A_2 \exp [- qV_{bn} / kT] \quad (2.1.5)$$

Burada A_1 ve A_2 katsayıları yarı iletken materyallerin katkı düzeyleri ile yük taşıyıcıların efektif kütlelerine bağlıdır. k Boltzman sabiti değeri, T ise Kelvin cinsinden saf sıcaklığı belirtmektedir. Ekleme V ileri besleme gerilimi uygulandığında eklemenin iki yanındaki n - ve p -tipi bölgelere düşen gerilimler bu kısımların birbirlerine göre olan katkı düzeylerine aşağıda ifade edildiği gibi bağlıdır,

$$V_n = K_n V, \quad K_n = [1 + (N_D \epsilon_n / N_A \epsilon_p)]^{-1} \quad (2.1.6)$$

$$V_p = K_p V, \quad K_p = 1 - K_n \quad (2.1.7)$$

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 [27,31],

$$I = A_{A,p} \exp(-q V_{bn}/kT) [\exp(q V_n/kT) - \exp(q V_p/kT)] \quad (2.1.8)$$

$A_{A,p}$ katsayısı, Anderson'un modeline göre,

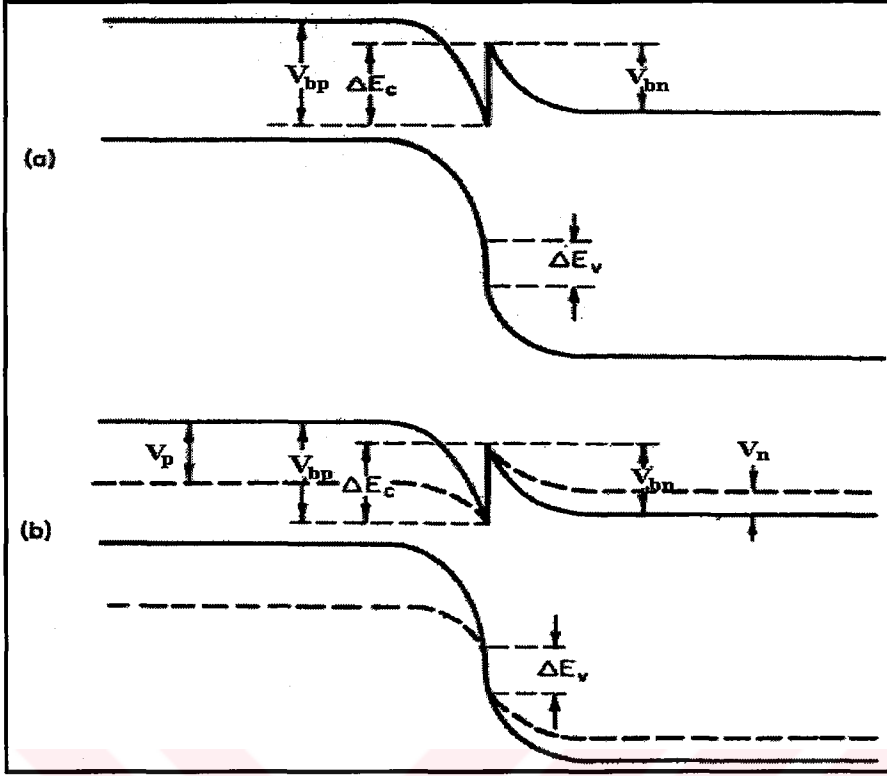
$$A_{A,p} = X_A q N_D (D_e / \tau_e) \quad (2.1.9)$$

olarak verilmektedir, burada D_e ve τ_e elektron için difüzyon uzunluğu ve yaşam süresini, X_A engeli geçebilecek enerjiye sahip olan yük taşıyıcı yüzdesini tanımlamaktadır. Bu modelde, ekleme ileri beslemenin uygulandığı ve $V_n = K_n V \gg kT$ durumunda Denklem 2.1.8 de ifade edilen akım, uygulanan gerilim ile aşağıda verildiği şekilde değişmektedir,

$$I = A_A \exp(-q V_{bn}/kT) \exp(q V_n/kT) \quad (2.1.10)$$

Pearlman ve Feucht'un [30] emisyon modelinde akım-gerilim bağıntısı,

$$I = \frac{1}{2} X_p q N_D \epsilon_{th} (-q V_{bn}/kT) [\exp(q V_n/kT) - \exp(q V_p/kT)] \quad (2.1.11)$$



Şekil 2.1.2 Bir p-n heteroeklem enerji bant diyagramında ($\chi_p > \chi_n$ ve $\phi_p > \phi_n$) negatif (sıfır besleme durumu) ve b) pozitif ters engel (spike) durumu. Kesikli çizgiler düz ön gerilim durumundaki eklemi göstermektedir. [31].

olarak verilmektedir, burada X_p ile X_A aynı anlamdadır ve ϑ_{th} n-tipi yarı iletkendeki serbest elektronlar için ortalama ısıl hızı ifade etmektedir.

Her iki modelde ifade edilen akım–gerilim bağıntısındaki ortak olan özellikler aşağıdaki gibi sıralanabilir;

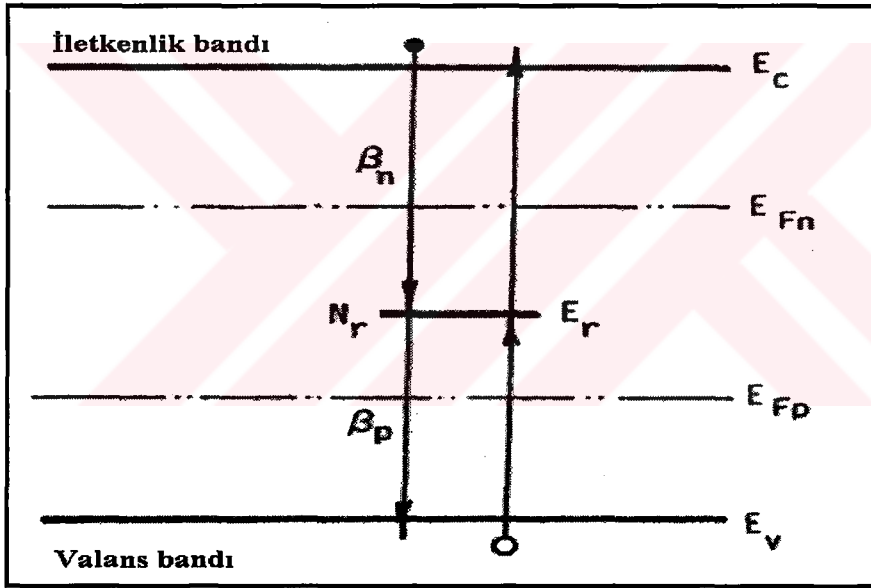
a) Sabit sıcaklıkta, ileri besleme durumunda akımının uygulanan gerilim ile olan değişimi,

$$I \propto \exp(qV/kT) \quad (2.1.12)$$

şeklinde olup negatif veya pozitif ters engel için $A = 1$ veya $A = 1/K_n$ dir.

b) Sabit gerilim altında, $\ln I$ ifadesi T^{-1} ile yaklaşık olarak doğrusal olarak değişmektedir.

b-) Serbest Yüklere Boşaltılmış Bölgede Yeniden Birleşme-Yaratılma (R/G): Heteroeklem yapılarıdaki, yeniden birleşme akım mekanizması [29], simetrik homoeklem yapılar için Sah, Noyce ve Schokley tarafından geliştirilen klasik modele oldukça benzemektedir. Aşağıda açıklanan Schokley-Read yeniden birleşme modeli, katkısızlık (intrinsic) enerji seviyesi (E_i) elektron (E_{Fn}) ve deşikler (E_{Fp}) için sözde(quasi) Fermi seviyelerinden eşit uzaklıkta ise yeniden birleşme oranının maksimum olduğunu göstermektedir. Şekil 2.1.3 de tek bir merkez üzerinde tasvir edilen Schokley-Read 'in klasik modelinde elektron ve deşiklerin yeniden birleşme merkezleri tarafından yakalanmasının yanı sıra bu merkezlerden ısısal olarak uyarılan elektronların iletim bandına, deşiklerin ise değerlik bandına olan geçişleri de dikkate alınmıştır.



Şekil 2.1.3. Tek bir merkezin varlığında, yakalama ve ısısal uyarılma oluşumlarının yer aldığı Schokley-Read 'e göre yeniden birleşme modeli [29]

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

$$dn_r / dt = n(N_r - n_r)\beta_n - nN_C\beta_n \exp\{-(E_C - E_r)/kT\} \quad (2.1.13)$$

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. Denklem 2.1.13 deki ilk terim boş bir merkezin serbest elektron yakalama oranını, ikinci terim ise dolu bir merkezde bulunan ısısal olarak uyarılmış elektronların iletim bandına geçme oranını ifade etmektedir. Benzer şekilde yeniden birleşme merkezleri tarafından net deşik yakalama oranı aşağıda verildiği gibidir,

$$d(N_r - n_r) / dt = pn_r \beta_p - (N_r - n_r) N_v \beta_p \exp\{-(E_r - E_v) / kT\} \quad (2.1.14)$$

Bu ifadedeki ilk terim elektron ile dolu bir merkezin değerlik bandından deşik yakalama oranını ikinci terim ise boş bir merkezden ısısal uyarılma sonucu yayımlanan deşiğin değerlik bandına geçme oranını göstermektedir. Durgun koşullarda her iki oran eşit olduğundan net yeniden birleşme oranı Denklem 2.1.13 ve 2.1.14 yardımı ile aşağıda verildiği gibi bulunabilir,

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{po}(n + n') + \tau_{no}(p + p')}, \quad (2.1.15)$$

burada n' (ve p') nicelikleri Fermi enerji seviyesi yeniden birleşme merkezi ile çakışmış durumda iken ki serbest elektron (deşik) 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.

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

olarak yazılabilir. Yeniden birleşme merkezinin E_i katıksız enerji düzeyinde olduğu durumda ($\tau_{no} = \tau_{po}$) Denklem 2.1.15 ile verilen Shockley-Read in yeniden birleşme ifadesi aşağıda verilen maksimum değer alır,

$$U_{mak} \cong \frac{n_i^2 \{ \exp[(E_{Fn} - E_{Fp}) / kT] - 1 \}}{\tau_{po} n_i \{ \exp[(E_{Fn} - E_i) / kT] + 1 \} + \tau_{no} n_i \{ \exp[(E_i - E_{Fp}) / kT] + 1 \}} \quad (2.1.16)$$

$$\cong \frac{n_i}{2\tau_{no}} \left[\exp\left(\frac{qV}{Akt}\right) - 1 \right]$$

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

$$J_{R/G} = q \int_{w_p}^{w_n} U_{mak} dw \cong \frac{n_i w_d kt}{2(V_d - V) \tau_{no}} \left[\exp\left(\frac{qV}{Akt}\right) - 1 \right] \quad (2.1.17)$$

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

Sah, Noyce ve Schokley, geliştirdikleri boşaltılmış bölge içerisinde yeniden birleşme/yaratılma akım iletim modelinde sözde (quasi) Fermi düzeylerinin bu bölge içerisinde sabit olduğunu, sadece katıksız Fermi enerji seviyesinde (E_i) tek bir düzeyde bulunan birleşme merkezlerin önemli olduğunu, eklemin her iki yanında bulunan bölgelerde azınlık yük taşıyıcı sayısının eşit olduğunu ve boşaltılmış bölge içerisindeki yeniden birleşme hızının yaklaşık sabit kaldığını varsayarak karanlık R/G akımının aşağıda verildiği gibi olduğunu ifade etmişlerdir.

$$I = \frac{qn_i w_d(V)}{(\tau_{no} \tau_{po})^{1/2}} \left\{ \frac{2 \sinh(qV / 2kT)}{q(V_{bi} - V) / kT} \right\} f(b) \quad (2.1.18)$$

V eklem üzerine etkiyen gerilimi, V_{bi} eklem bölgesinde bantlardaki eğilmeyi (engel potansiyelini) göstermektedir. Ayrıca,

$$f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{(z^2 + 2bxz + 1)} \quad (2.1.19)$$

$$\begin{aligned} b &= \exp(-qV/kT) \cosh\{[(E_r - E_i)/kT] + \ln(\tau_{po}/\tau_{no})\}^{1/2} \\ z_{1,2} &= (\tau_{no}/\tau_{po})^{1/2} \exp[\mp(qV_{bi} - E_{Fn} + E_{Fp})/2kT] \end{aligned} \quad (2.1.20)$$

Bu model, tuzak enerji düzeylerinin sadece yasak enerji aralığının ortasında yer almadığı farklı katkı düzeylerine sahip bölgelere sahip eklem yapılar için Choo [32] ve Smith [33] tarafından yeniden geliştirilmiştir. Yaklaşık simetrik olarak katkılanmış heteroeklem bir yapıda genellikle $N_D \gg N_A$ olduğu için yeniden birleşme akımının, n-tipi materyale nazaran küçük yasak enerji aralığına sahip p-tipi materyal içerisinde daha büyük olması beklenir. Choo $f(b)$ 'nin maksimum değerini $\pi/2$ olarak belirlemiştir. Denklem 2.1.18 de verilen R/G akımı aşağıda verilen denklemler de kullanılarak basitleştirilebilir.

$$n_i^2 = N_c N_v \exp(E_g/kT) \quad (2.1.21)$$

$N_D \gg N_A$ koşulunda tükenmiş bölgenin genişliği,

$$w = (2\varepsilon/N_A)^{1/2} (V_{bi} - V)^{1/2} \quad (2.1.22)$$

ve uygulanan gerilim $V \gg 2kT/q$ ise $\sinh(qV/2kT) \approx \exp(qV/2kT)$ olur. Bu durumda R/G akımı;

$$J = J_0 \exp(qV/2kT) \quad (2.1.23)$$

olur, burada

$$J_0 = J_{00} \exp(-E_g/2kT) \quad (2.1.24)$$

ve,

$$J_{00} = kT \sqrt{(2N_c N_v \varepsilon / qN_A \tau_{p0} \tau_{n0}) (V_{bi} - V)^2} \quad (2.1.25)$$

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

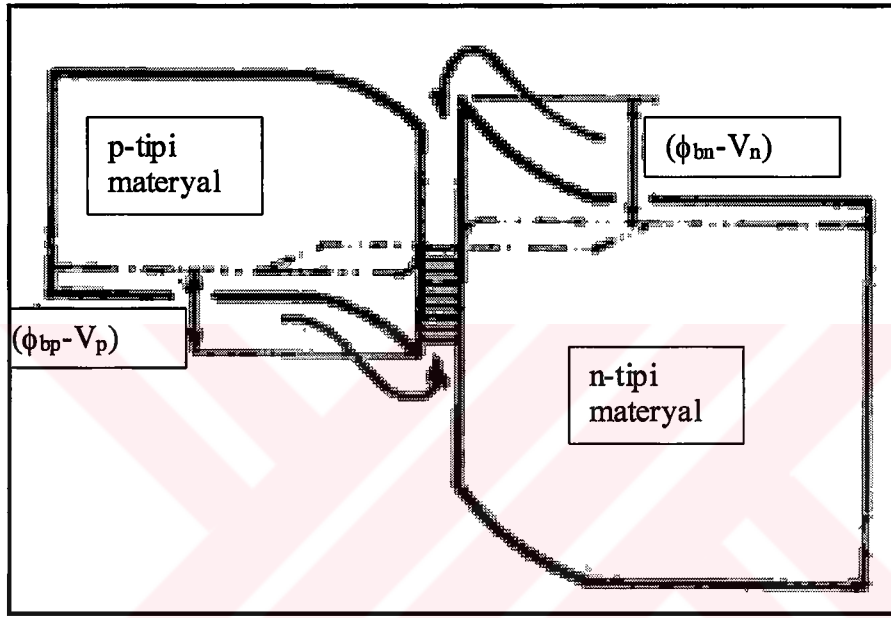
$$J_o \propto T^{2.5} \exp(-\Delta E / AkT) , \quad \Delta E \cong E_g / 2 \quad (2.1.26)$$

Bu modelde p-tipi materyalin içerisindeki yeniden birleşme merkezlerinin akım iletiminde etkin olduğu durumda $\ln J$ in $1/T$ ile olan değişiminden hesaplanan ΔE aktivasyon enerjisi yaklaşık olarak p-tipi materyalin yasak enerji değerinin yarısına eşit olur.

c-) 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 materyallerin 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 [34] p-n eklemi için (Şekil 2.1.4) ve Oldham ve Milnes [35] izotip eklem için 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 [36] tarafından geliştirilen ileri besleme durumundaki akım-gerilim denklemi,

$$\begin{aligned} J &= J_o [\exp(qV / AkT) - 1] \\ J_o &= J_{oo} \exp(-qV_{bi} / AkT) \end{aligned} \quad (2.1.27)$$

A'nın değeri $[1 + \epsilon_p N_A / \epsilon_n N_D]$ oranına bağlı olup 1 ve 2 değeri arasında değişebilmektedir ve J_{00} sıcaklıkla zayıf olarak bağlıdır [29]. Bu model temelinde, Sah, Noyce ve Schockley'in yeniden birleşme merkezlerinin düzenli dağıldığı durumun ele alındığı kısım b.) de anlatılan R/G modeline benzemesine karşın, bu modelde yeniden birleşme merkezleri sürekli bir enerji dağılımına sahiptir ve ara yüzeyde oldukça dar bir bölgede sınırlanmışlardır.



Şekil. 2.1.4 Dolega'nın önerdiği keskin değişimli bir p-n heteroeklem yapıda ara yüzeyler boyunca doğrudan yeniden birleşme mekanizması için bir enerji bant diyagramı [29].

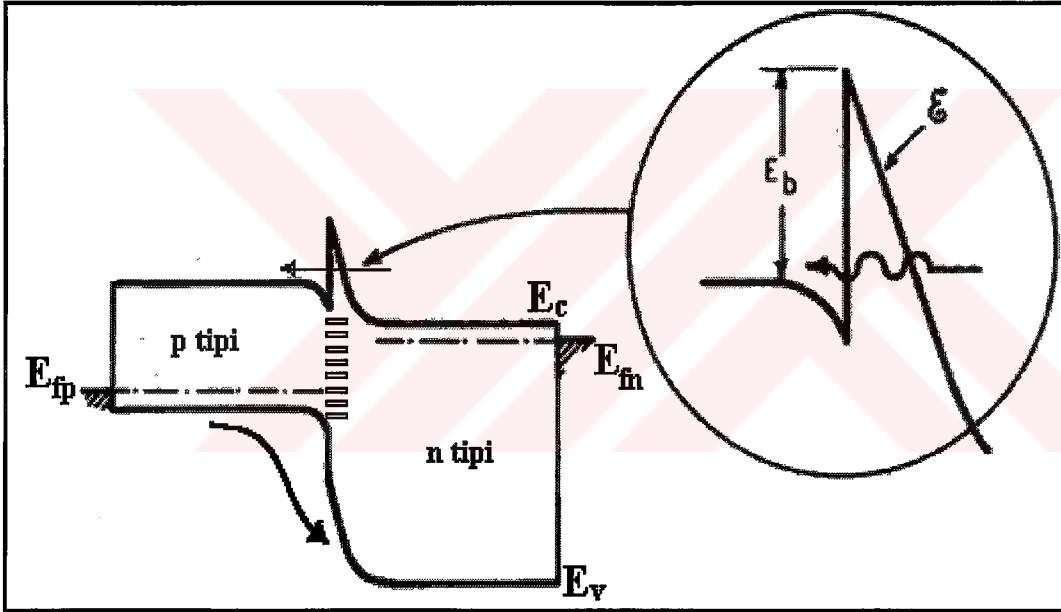
d-) Tünelleme: Bir çok heteroeklem yapıda gözlenen sıcaklıktan bağımsız $\text{Log}I-V$ karakteristik eğimlerinin varlığı ilk kez Rediker [37] tarafından tünelleme modeli yardımı ile açıklanabilmektedir. Bu modelde, Şekil 2.1.5 de gösterildiği gibi iletim bandının alt kısmında bulunan elektronların n-tipi materyalden p-tipi materyale doğru yüksekliği E_b olan engel içerisinden tünelleyerek geçtiği kabul edilmiştir. Eğer tünelleme mekanizması engelin üzerinden olan ısıl emisyonundan daha etkin olursa akım uygulanan gerilim ile aşağıda verildiği gibi değişmektedir [27],

$$J = J_0(T) \exp(V/V_0) \quad (2.1.28)$$

burada V_0 bir sabit olup $J_0(T)$ ise sıcaklıkla çok yavaş değişmektedir. Newman [38], Denklem 2.1.28 de verilen ifadeyi aşağıda verildiği gibi yeniden düzenlemiştir,

$$J = J_0 \exp(T/T_0) \exp(V/V_0) \quad (2.1.29)$$

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



Şekil 2.1.5 Bir pn heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından (spayk) tünellemesi [29].

i-) Çok Adımlı Tünelleme (Multistep Tunneling): Chynoweth'in [39] yeniden birleşme tünelleme modelini temel alan, Riben ve Feucht [40,41] çok adımlı tünelleme modelini geliştirmiştir. Şekil 2.1.6 da gösterilen A ve B yolları tek adımlı tünellemeyi, C yolu ise çok adımlı tünelleme olayını belirtmektedir. Bu modelde elektronlar n-tipi materyalin iletim bandından p tipi materyalin yasak enerji aralığında bulunan boş enerji düzeylerine tünelleleyebilir ve burada bulunan

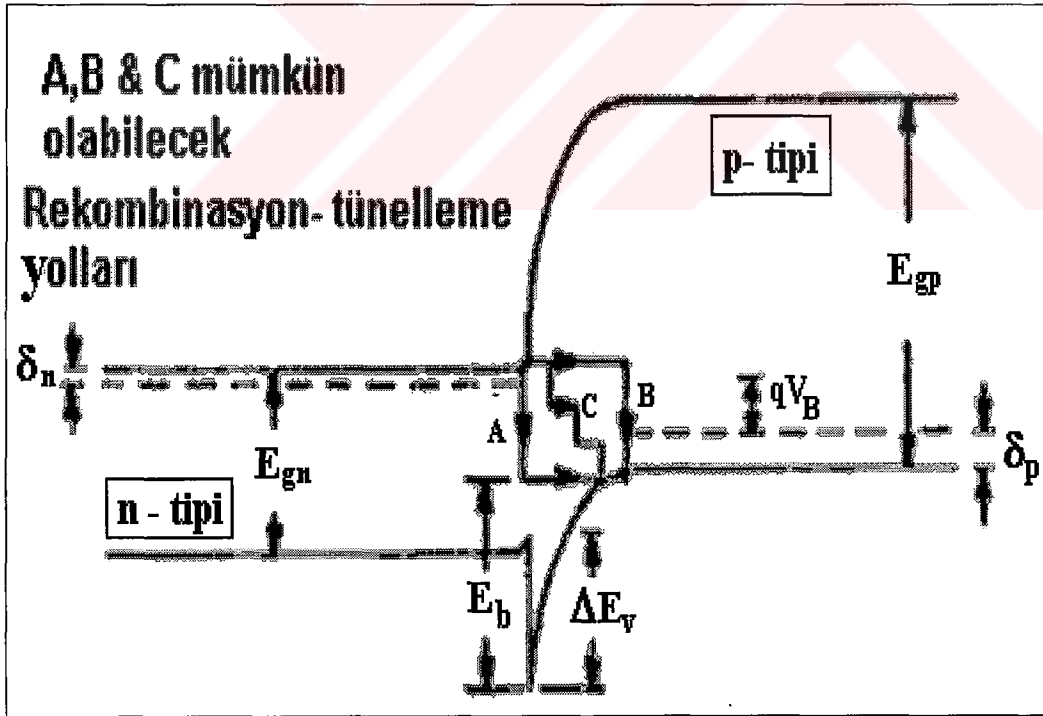
boşluklarla birleşebilirler yada p-tipi materyalden n-tipi materyalin dolu olan düzeylerine tünelleyen deşikler burada bulunan elektronlar ile birleşebilirler. Tükenmiş bölge içersindeki elektrik alan şiddetinin sabit olduğu, tuzak durumlarının yüksek yoğunlukta olup enerji ve uzay dağılımları açısından düzgün oldukları varsayıldığında ileri besleme durumunda akım [42,43],

$$J_{ileri} = B X N_t \exp[-\alpha R^{-1/2} (V_{bi} - KV)] \quad (2.1.30)$$

denklemleri ile verilmektedir. Burada ,

$$\alpha = \frac{\pi}{4\hbar} \left(\frac{m_n \epsilon_p}{N_a} \right)^{1/2} \quad (2.1.31)$$

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.



Şekil 2.1.6 Ribben'in n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modeli [29,42].

Tünellenenin ardından ara yüzey durumları yardımıyla yeniden birleşmenin gerçekleştiği akım iletim mekanizmasında akım-gerilim denklemi aşağıda verildiği gibi de ifade edilebilir [36],

$$J_{ileri} = J_o \exp(\beta T) \exp(\Lambda V) \quad (2.1.32)$$

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

ii-) Tünellenenin yükselttiği yeniden birleşme akımı (Tunneling assisted recombination): Hurkx ve gurubu [44] tarafından geliştirilen genelleştirilmiş yerel yeniden birleşme oranı,

$$R = \frac{np - n_i^2}{\gamma_p(n + n^*) + \gamma_n(p + p^*)} \quad (2.1.33)$$

olup burada ,

$$n^* = N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}, p^* = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{kT}} \quad (2.1.34)$$

dır, ve 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 efektif durum yoğunluklarını, n ve p serbest elektron ve deşik yoğunluklarını ve n_i katıksız (özden) yük yoğunluğunu belirtmektedir. Denklem 2.1.33, Şekil 2.1.7 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 kullanılabilir [26].

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

$$\gamma_{p,n} = [S_{p,n} (1 + \Gamma)]^{-1} \quad (2.1.35)$$

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

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

$$\gamma_{p,n} = \tau_{p,n} (1 + \Gamma)^{-1} \quad (2.1.36)$$

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

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \frac{|F|}{F_T} e^{-\frac{|F|^2}{F_T^2}} \quad (2.1.37)$$

ise ısısal uyarımlı tünelleme ile yükseltlen yeniden birleşme mekanizması için düzeltme faktörünü ifade etmektedir [44]. Burada ;

$$F_T = [24 m^* (kT)^3]^{1/2} (q\hbar)^{-1} \quad (2.1.38)$$

dır, $|F|$ tuzak etrafındaki yerel elektrik alan şiddeti ve m^* ise efektif tünelleme kütesini belirtmektedir.

x-koordinatına bağlı $V_b(x)$ parabolik bant eğilmesinin olduğu durumda (Şekil 2.1.7) elektrik alan şiddeti [26] ,

$$|F| = \sqrt{(2qN_A V_b(x) \epsilon_s)} \quad (2.1.39)$$

ve bu durumda,

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \frac{|F|}{F_T} \exp\left[\frac{qV_b(x)}{kT} - \frac{E_{oo}^2}{3(kT)^2}\right] \quad (2.1.40)$$

olur,

$$E_{oo} = \frac{q\hbar}{2(N_A / m^* \epsilon_s)^{1/2}} \quad (2.1.41)$$

burada E_{oo} karakteristik tünelleme enerjisini belirtmektedir [45].

a) Ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme:

Şekil 2.1.7 de verilen enerji bant diyagramında, emici ve geçiş ara (tampon) materyalleri arasındaki negatif bant değişimi (ofset) nedeniyle, tampon bölgedeki serbest elektron yoğunluğu, deşik yoğunluğundan çok fazla olmalıdır. Yeniden birleşme merkezlerinin iletim yada değerlik bandına yakın olmadıkları (yani $p^* \gamma_n / \gamma_p$, $n^* \ll n$ koşulunda) durumda Denklem (2.1.33) sadeleşerek,

$$R = p / \gamma_p \quad (2.1.42)$$

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

$$\begin{aligned} J_{adüz} &= qS_p(1 + \Gamma)p \\ &= qS_p(1 + \Gamma)N_v [\exp(qV / kT) - 1] \exp(-\phi_b^p / kT) \end{aligned} \quad (2.1.43)$$

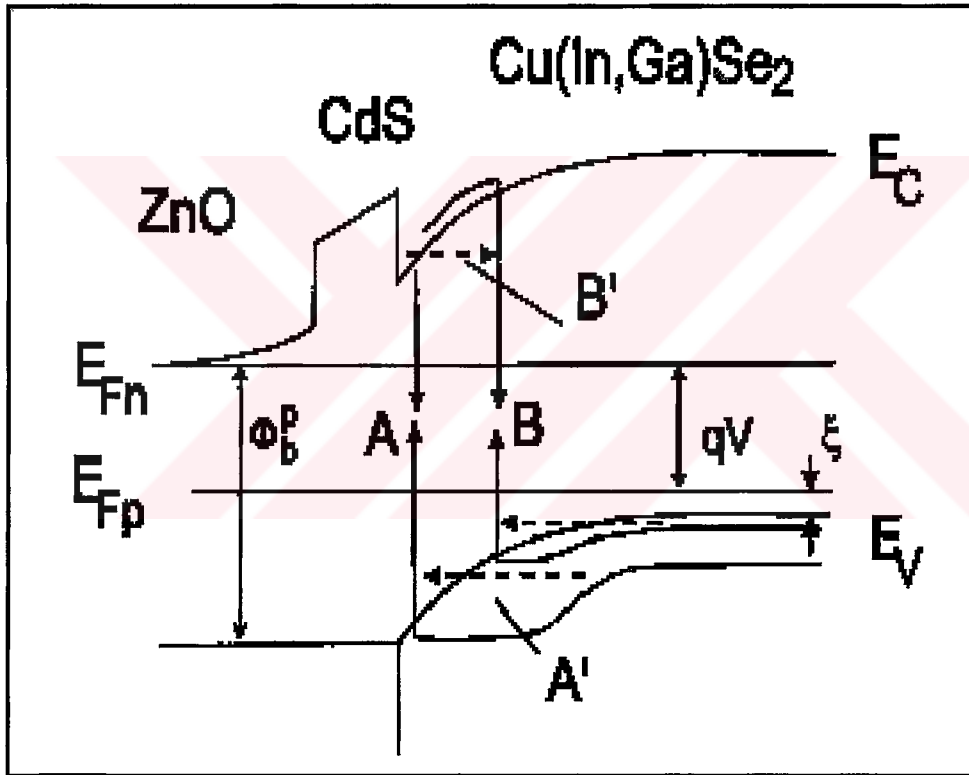
olarak bulunur. Burada V uygulanan gerilim değerini, ϕ_b^p ise n tipi materyalin sözde (quasi) Fermi seviyesi ile p tipi materyalin değerlik bandının üst kıyısındaki eğilmenin bitip düzleşmeye başladığı kısımlar arasında kalan enerji miktarını belirtmektedir (Şekil.2.1.7'ye bakınız). Denklem 2.1.43 aynı zamanda boşaltılmış bölge boyunca sözde Fermi enerji düzeylerinin düz olduğunu varsaymaktadır. 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 kontakları için geliştirilen ısısal emisyon (thermiyonik emisyon) akım ifadesi ile aynı olmaktadır [46]. Tünellemenin önemli olduğu durumda ($\Gamma \gg 1$), Denklem 2.1.43 yeniden düzenlendiğinde [26,14]

$$\begin{aligned} J_{adüz} &= qS_p N_v 2\sqrt{3\pi} \sqrt{\frac{\phi_b^p - V - \xi}{3kT} \frac{E_{oo}}{(kT)^2}} \\ & \times \exp(qV / AkT) \exp(-\phi_b^p / AkT) \exp(\xi / kT(1 / A - 1)) \end{aligned} \quad (2.1.44)$$

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

$$\frac{I}{A} = I - \frac{E_{oo}^2}{3(kT)^2} \quad (2.1.45)$$

Eklem ara yüzeyinde bantlardaki değişimin parabolik olup Denklem 2.1.40 da verildiği şekilde olduğu durumda yeniden birleşme akımı,



Şekil.2.1.7, V 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 tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme [14] .

$$J_{adüz} = qS_p N_v \sqrt{\frac{\pi q V_b(x) E_{oo}}{kT \cosh(E_{oo}/kT)}} \quad (2.1.46)$$

$$x \exp(qV/AkT) \exp(-\phi_b^p/AkT) \exp(\xi/kT(1/A-1))$$

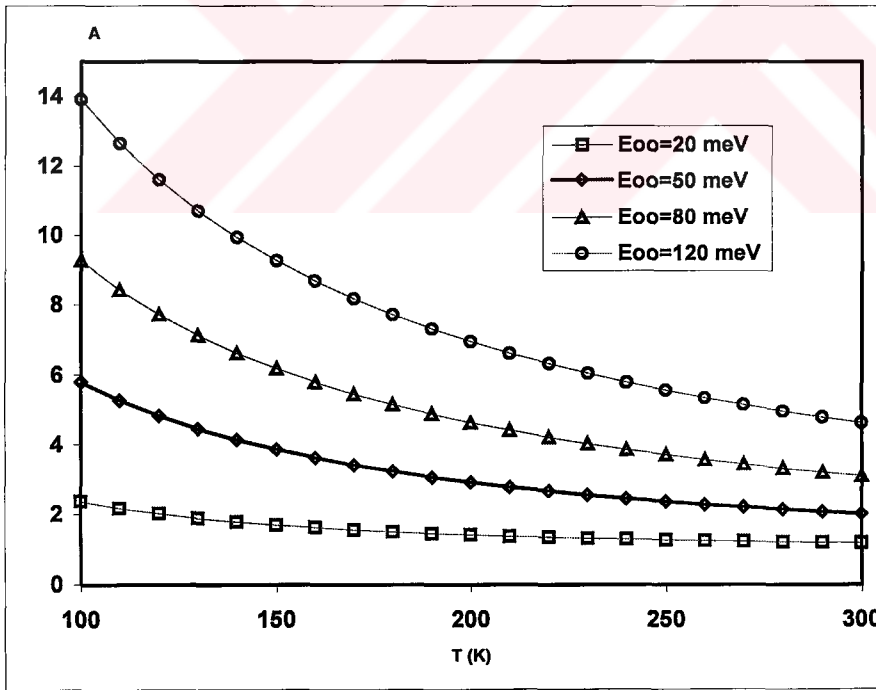
yada,

$$J_r = J_{oo} e^{\frac{-\phi_b^p}{AkT}} e^{\frac{qV}{AkT}} \quad (2.1.47)$$

Diyot ideallik faktörü ,

$$A = \frac{E_{oo}}{kT} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.1.48)$$

ile verilir. Denklem 2.1.46 ile ifade edilen CdS/Cu(In,Ga)Se₂ pn heteroeklem için geliştirilen ileri besleme durumundaki akım-gerilim denkleminin, Schottky kontaktlar için olan ısısal emisyon (thermionik emission) [47] yada ısısal alan emisyonu [45] (thermionic field emission) modeline oldukça benzer olduğu görülmektedir.



Şekil 2.1.8 Verilen E_{oo} değerlerine karşılık hesaplanan diyot ideallik sabiti değerlerinin 100 -300 K sıcaklık aralığındaki teorik değişimleri.

Denklem 2.1.48 incelendiğinde A'nın alabileceği olası değerlerin E_{00} karakteristik tünelleme enerjisine bağlı olduğu görülmektedir. Şekil.2.1.8 de E_{00} 'a verilen farklı değerlere karşın hesaplanan A değerleri çizilmiştir. E_{00} karakteristik tünelleme enerjisinin değeri arttıkça, sıcaklığın azalması ile birlikte A değerlerindeki değişiminin daha fazla olduğu görülmektedir.

b.) Serbest yüklerden boşaltılmış bölge içerisinde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme:

Denklem 2.1.37, boşaltılmış bölge içerisinde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme durumu için yeniden ele alındığında [14],

$$\Gamma = 2\sqrt{3\pi} \sqrt{\frac{qV_b(x)E_{00}^2}{3kT(kT)^2}} \exp\left[\frac{qV_b(x)E_{00}^2}{3kT(kT)^2}\right] \quad (2.1.49)$$

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

$$V_b(x) = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} (\omega - x)^2 = \frac{\epsilon_s}{2qN_a} |F(x)|^2 \quad (2.1.50)$$

Yeniden birleşme merkezlerinin dağılımının üstel olarak değiştiği kabul edildiğinde [48],

$$dN_T(\eta) = (kT^*)^{-1} e^{\frac{-\eta}{kT^*}} d\eta \quad (2.1.51)$$

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 2.1.33 ile verilen R oranının dN_T dağılımı üzerinden, boşaltılmış bölge boyunca entegrali alınırsa [47]

boşaltılmış bölgede eklem ileri beslemenin uygulandığı durumdaki yeniden birleşme akımı,

$$J_r = J_{oo} e^{\frac{-E_g}{AkT}} e^{\frac{-qV}{AkT}} \quad (2.1.52)$$

olmaktadır. Burada J_{oo} sıcaklıkla çok zayıfça değişmekte olup, ideallik sabiti A ise,

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} - \frac{E_{oo}^2}{3k^2 T^2} \right) \quad (2.1.53)$$

ile verilmektedir. Eğer yasak enerji aralığının ortasında yer alan tuzak durumları daha etkin rol oynuyorlar ise (yani $E_{oo} \rightarrow 0$)

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} \right) \quad (2.1.54)$$

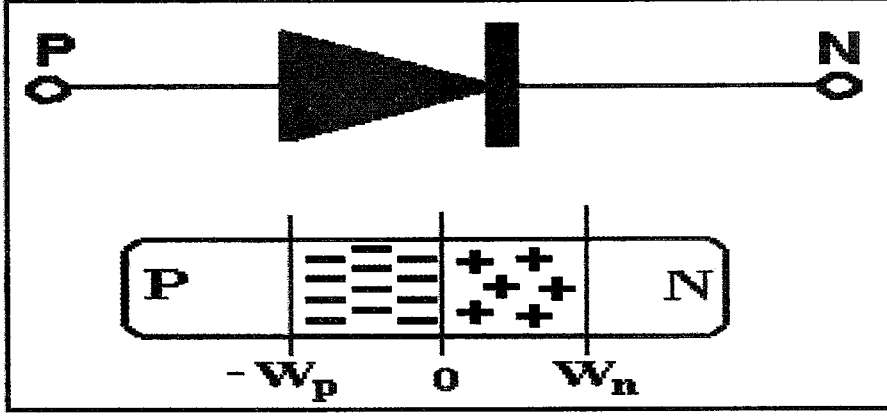
olur bu limit durumunda boşaltılmış bölgede üstel dağılımlı tuzak durumları yolu ile gerçekleşen yeniden birleşmenin açıklandığı klasik modele ulaşılmış olunur [14].

Rau ve gurubu [26,14,20] tarafından geliştirilen bu akım iletim modeli yüksek sıcaklıklarda tünelleme katkısının olmadığı yeniden birleşme ile ideallik sabitinin etkin olduğu düşük sıcaklıklardaki tünelleme modelleri arasında süreklilik sağlamıştır. Aksine, tuzak yardımcı (assisted) tünelleme modelinde yapılan daha önceki çalışmalarda ise tünelleme olayının varlığı diyot ideallik faktörü ile sıcaklık değerinin (AT) çarpımının sıcaklıktan bağımsız olması ile sınırlandırılmıştır.

2.1.3 PN HETEROEKLEMLERDE EKLEM KAPASİTANSI

Bir pn ekleminde, ısısal yük dengesinin kurulması sonucunda Şekil 2.1.9 da gösterildiği gibi birbirinden bağımsız üç farklı bölge oluşur. Bunlar, ortada $-w_p$ ile w_n arasında yer alan serbest yüklerden boşaltılmış bölge ve bunun her iki tarafında bulunan nötral n- ve p-tipi bölgeleridir. Boşaltılmış bölgenin n ve p tipi kısımlarında + ve - ile

gösterilen verici N_D^+ ve alıcı N_A^- denklelenmiş yüklerinin ayrışması, düzlem levhali bir kondansatörün levhalarında biriken + ve - yüklerin oluşturduğu kapasitans etkisine benzer bir kapasitans etkisinin pn eklemünde oluşmasına neden olur.



Şekil 2.1.9 Isısal dengede bulunan bir pn eklemının yük dağılımı.

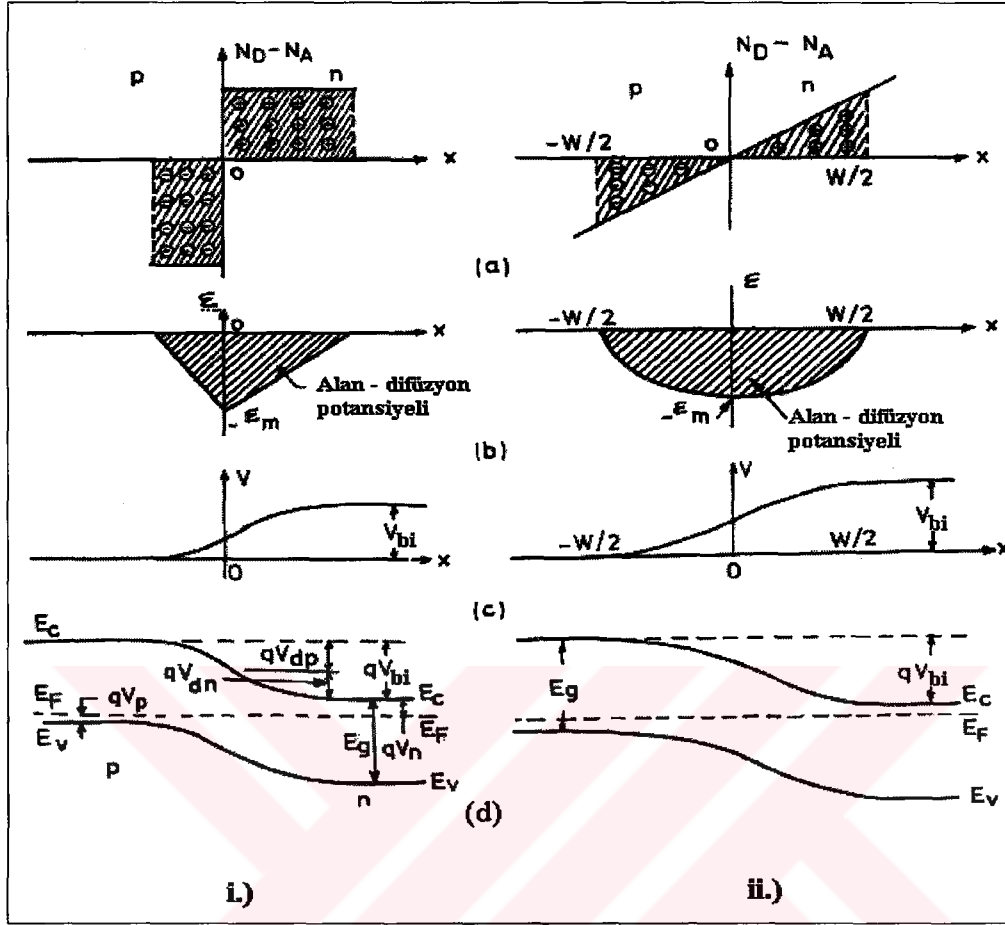
Pn eklem kapasitansının tespit edilebilmesi için boşaltılmış bölge içerisindeki yük dağılımının nasıl değiştiğinin belirlenmesi gerekir. Pratikte, boşaltılmış bölge içerisindeki safsızlık konsantrasyonunun dağılım profili Şekil 2.1.10.a ve b de gösterilen iki eklem yük modeli yaklaşımı ile ele alınabilir,

- keskin yük dağılımlı eklem modeli (abrupt):
- lineer yük dağılımlı eklem modeli (linearly graded).

Her iki modelde de boşaltılmış bölgenin kapasitansı, pn eklemine uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Poisson denkleminin yardımı ile pn eklemi içerisindeki yüklerin meydana getireceği potansiyel değişimi belirlenebilir. Şekil 2.1.10.a da verilen keskin yük dağılımlı bir pn eklemın boşaltılmış bölgesinin n ve p kısımlarındaki yük yoğunluğunu,

$$\rho(x) = qN_A^- \quad (2.1.55)$$

$$\rho(x) = qN_D^+$$



Şekil 2.1.10.i. Keskin (abrupt) ve ii) doğrusal yük değişimli eklem modellerine göre (a) yüklerin, (b) elektrik alanının, (c) engel potansiyelinin ve (d) pn heteroeklem enerji bant diyagramının konum ile olan değişimi [49].

olarak ifade etmek mümkündür. Isısal denge durumunda, eklemden uzakta bulunan nötral bölgelerdeki elektrik alan sıfır olduğundan Denklem 2.1.1. de verildiği gibi, p taraftaki birim alan başına olan toplam negatif yük, n-tipi kısımdaki birim alan başına olan pozitif yüke eşit olmalıdır. Poisson denkleminin yardımı ile ifade edilen boşaltılmış bölge içerisindeki elektrik alan ve elektrostatik potansiyeldeki değişimler ve toplam engel potansiyeli Bölüm 2.1.1 de Denklemler 2.1.2-4 yardımı ile açıklanmıştır. Ekleme V geriliminin uygulandığı durumda, boşaltılmış bölgenin p ve n-tipi kısımlardaki genişlikleri,

$$w_n = \left[\frac{2N_A \epsilon_n \epsilon_p (V_{bi} - V)}{qN_D (\epsilon_n N_D + \epsilon_p N_A)} \right]^{1/2}$$

$$w_p = \left[\frac{2N_D \epsilon_n \epsilon_p (V_{bi} - V)}{qN_A (\epsilon_n N_D + \epsilon_p N_A)} \right]^{1/2} \quad (2.1.55)$$

olur. Bu durumda toplam boşaltılmış bölge genişliği,

$$w = w_n + w_p = \left[\frac{2(N_A + N_D)^2 \epsilon_n \epsilon_p (V_{bi} - V)}{qN_D N_A (\epsilon_n N_D + \epsilon_p N_A)} \right]^{1/2} \quad (2.1.56)$$

olur. N ve p tipi yarı iletkenler üzerine düşen gerilimler arasındaki oran,

$$\frac{V_{bn} - V_n}{V_{bp} - V_p} = \frac{\epsilon_p N_A}{\epsilon_n N_D} \quad (2.1.57)$$

dır ve burada V_p ve V_n uygulanan V potansiyelinin eklem p ve n-tipi kısımlarına düşen kısımlarını, ϵ_n ve ϵ_p ise n ve p tipi yarı-iletkenlerin dielektrik sabiti değerlerini ifade etmektedir. Yarıiletken materyallerin dielektrik sabiti değerleri yaklaşık eşit kabul edildiğinde, en büyük gerilimin az katkılanmış olan kısma düştüğü görülmektedir. Heteroeklem yapının boşaltılmış bölge kapasitansı her iki kısımdaki kapasitansların seri birleşimi olarak düşünülebilir, bu durumda,

$$C_T^{-1} = C_n^{-1} + C_p^{-1}$$

$$C_n = \left| \frac{dQ_n}{d(V_{bn} - V_n)} \right| \quad \text{ve} \quad C_p = \left| \frac{dQ_p}{d(V_{bp} - V_p)} \right| \quad (2.1.58)$$

$Q_n = AqN_D w_n$ ve $Q_p = AqN_A w_p$ eklem n ve p kısımlarındaki net yük değerleridir, A ise eklem kesit alanını belirtmektedir. Ara yüzey durumlarının heteroeklem yapıda yer almadığı durumda boşaltılmış bölge kapasitansı aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$C/A = \sqrt{\frac{q\epsilon_n\epsilon_p N_A N_D}{2(\epsilon_p N_A + \epsilon_n N_D)(V_{bi} - V)}} \quad (2.1.59)$$

Ekleme V kadar bir ileri besleme potansiyeli uyguladığında engel potansiyeli V kadar azalacak, V kadar bir geri besleme potansiyeli uyguladığında ise V kadar artacaktır. Şekil 2.1.10 den de anlaşılacağı gibi pn eklemının boşatılmış bölge genişliği ileri besleme altında daralacak, ters besleme anında ise genişleyecektir. Boşatılmış bölgenin daralıp genişlemesi düzlem levhalı kondansatör modeliyle eşleştirilebilir. Bu durumda pn eklem kapasitansı boşatılmış bölgenin genişliğine bağlı olarak değişmektedir.

Şekil 2.1.10.b de gösterilen doğrusal yük dağılımlı eklem modeli için n ve p tipi materyallerin aynı dielektrik ϵ_{se} sabiti değerine sahip olduğu varsayıldığında Poisson denklemi,

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} (p - n + ax) \approx \frac{q}{\epsilon_s} ax \quad -w/2 \leq x \leq w/2 \quad (2.1.60)$$

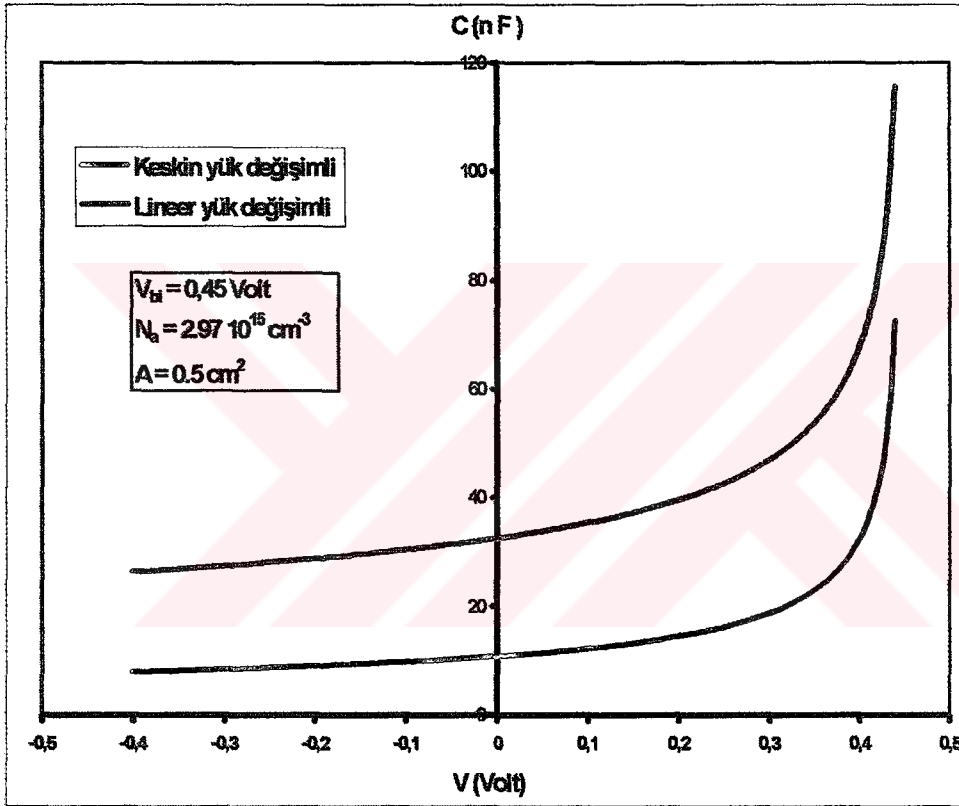
şeklinde olur, burada $a \text{ cm}^{-4}$ başına safsızlık yoğunluğundaki düşümü ifade etmektedir. Bu denklemin bir kez entegralinin alınması ile Şekil 2.1.10.b de gösterilen elektrik alan dağılım ifadesi ve ikinci kez entegralinin alınması ile engel potansiyel ifadesi yada eklem genişliğini veren ifade aşağıdaki gibi bulunabilir,

$$E(x) = -\frac{qa(w/2)^2 - x^2}{\epsilon_s 2}, \quad \text{ve} \quad V_{bi} = \frac{qaw^3}{12\epsilon_s} \quad (2.1.61)$$

Bu durumda eklem kapasitansı,

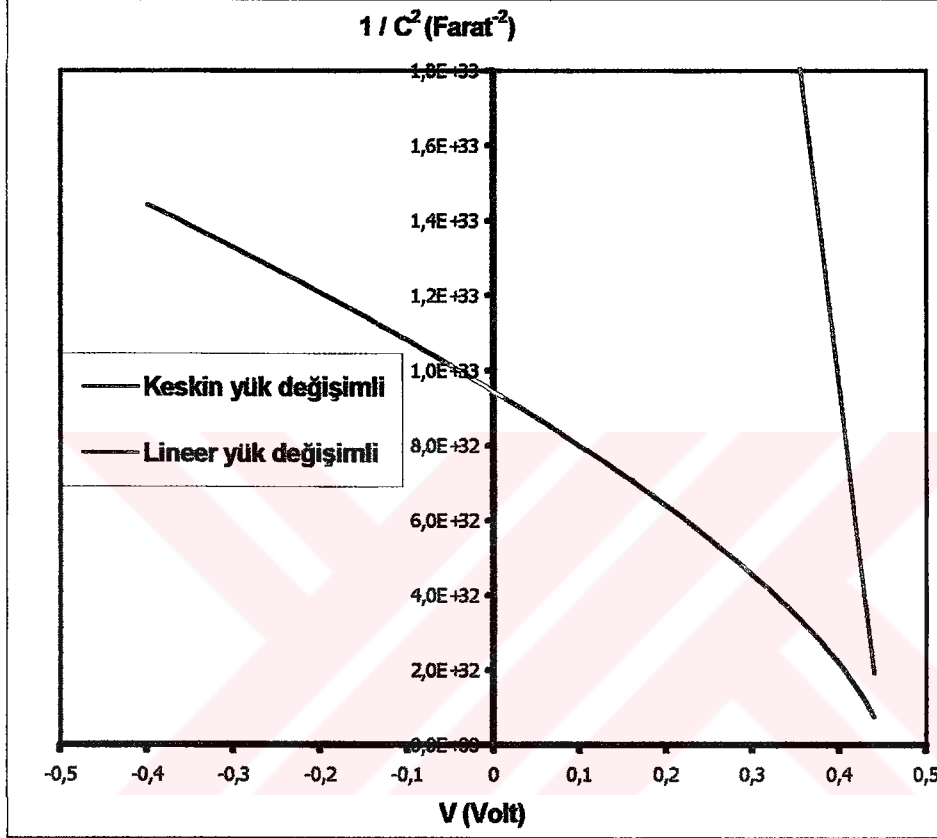
$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{Ae\epsilon^2 q N_A}{12(V_{bi} \pm V)} \right]^{1/3} \quad (2.1.62)$$

olarak ifade edilebilir. Bu tez çalışması kapsamında araştırılan heteroeklem yapıya uygun seçilen V_{bi} , N_A ve A değerlerini kullanarak, 0.5 ve 0.5 aralığındaki voltaj değerlerine karşılık, keskin ve lineer yük değişimli eklem modelleri için türetilen Denklem 2.1.59 ve Denklem 2.1.62 yardımı ile kapasitans değerleri hesaplanmış ve bu değerler aynı grafik üzerinde Şekil.2.1.11 çizilmiştir. Görüldüğü gibi ekleme uygulanan potansiyel fark kapasitans ile $\frac{1}{2}$ veya $\frac{1}{3}$ 'üncü kuvvet bağımlılığı ile değişmektedir. Aynı teorik parametreler ile, $C^2 - V$ değişimi Şekil 2.1.12 de çizilmiştir.



Şekil 2.1.11 Keskin ve lineer yük dağılımlı eklem modellerinde kapasitansın ekleme uygulanan potansiyel fark ile olan teoriksel değişimi. ($\epsilon_{\text{CuInGaSe}} = 10\epsilon_0$)

C^2-V değişimin voltaj eksenini kestiği nokta yardımı ile eklemin engel potansiyeli miktarını V_{bi} belirlemek mümkündür. Eklemin bir tarafındaki katkı yoğunluğu biliniyorsa, keskin yük değişimli pn bir ekleminde doğrusal C^2-V doğrusal yük değişimli bir pn ekleminde ise doğrusal C^3-V değişimin eğimi yardımı ile diğer bölgenin katkı yoğunluğu hesaplanabilir.



Şekil 2.1.12 Keskin ve lineer yük dağılımlı eklem modellerine uygun hesaplanmış kapasitans değerlerinin C^2-V değişimi.

2.2. PN HETEROEKLEMİNİN YÜKSEK FREKANSLARDAKİ AC EŞDEĞER DEVRESİ

Bir pn ekleminin en önemli fonksiyonu eklemin uçlarına uygulanan belirli bir frekanstaki ac sinyal voltajını doğru akıma çevirmesidir. Pn ekleminin eklem bölgesindeki tüketim bölgesinin dielektrik sabitinin artması sonucunda ortaya çıkan

kapasitif etkiler pn eklemının bu yeteneğini olumsuz yönde etkileyebilmektedir. Böyle bir durumda pn eklemının ac eşdeğer devre modelinin tespit edilmesi oldukça önemlidir. Ac eşdeğer devre modeli çoğu zaman kondansatör ve dirençlerden oluşmuş bir devre biçimindedir. Pn eklemındaki kontak noktaları ve nötral bölgelerden gelen dirençsel etkiler seri direnç etkisi olarak devreye katılmaktadır. Devredeki kapasitans etkileri ise tükenmiş bölge sınırlarında bulunan yük miktarlarının dalgalanmasından ve ortamın dielektriksel değişiminden kaynaklanmaktadır.

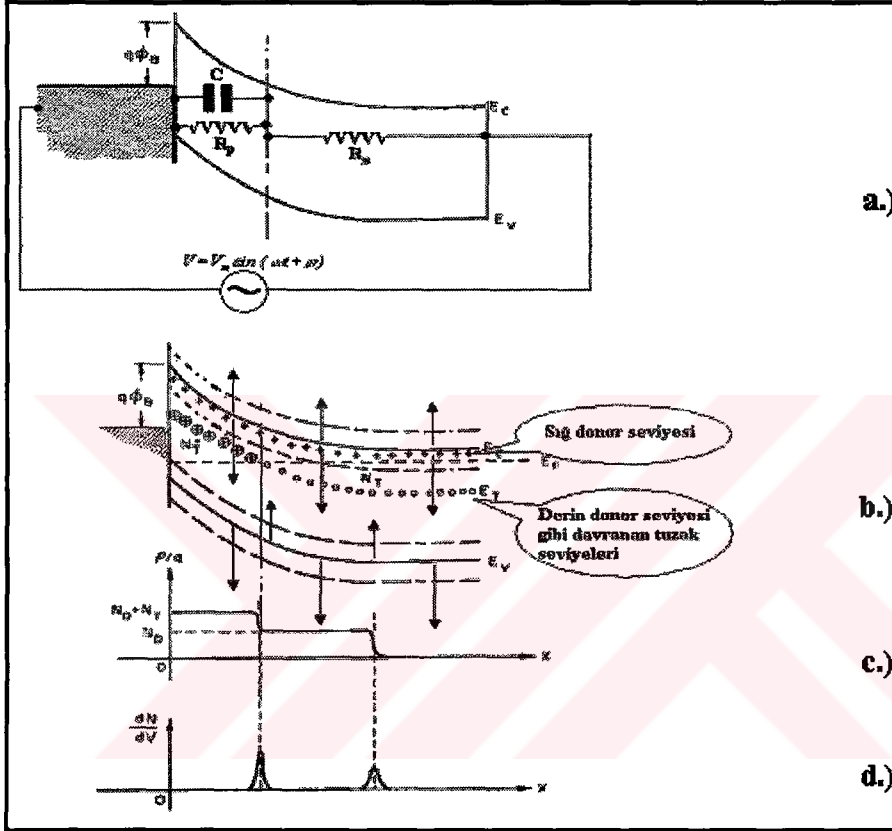
Bir n^+p heteroekleme yada Şekil 2.2.1 de verilen gibi tipik bir Schotky engeline uygulanacak küçük genlikli bir ac frekansı sonucunda, iletkenlik ve değerlik bantları aşağı yukarı hareket etmeye başlar. Nötral bölgenin direncinin uzay yükü bölgesinin direncinden çok daha düşük olması sonucu uygulanan ac sinyal voltajının büyük bir kısmı tükenmiş bölge üzerine düşeceğinden bant kıyısı bölgelerindeki hareketlenme daha belirgin olur. Besleme gerilimi uygulandığında, Fermi enerji seviyesi üstündeki bütün verici seviyeleri iyonize olur. Eklem doğru akım besleme voltajı altındayken küçük bir ac sinyali uygulandığında, derin seviyelerde bulunan tuzak seviyeleri verici seviyesi gibi davranarak ac sinyalini izlemeye başlar. Bunun sonucu olarak Şekil 2.2.1 de verildiği gibi yük dağılımında ek bir artış gözlenir [50].

Bir pn eklem güneş pilindeki, seri ve paralel direnç etkileri kompleks empedans veya admittans ölçüm metodu ile tespit edilebilir. Genellikle eşdeğer devre çözümlemesi amacıyla yapılan kompleks empedans analizinde ilk olarak, kompleks empedansa karşı gerçek empedans eğrisinin değişimi incelenmelidir. Devrenin genel yapısı hakkında genel bir tahmin yürüttükten sonra yapılacak ikinci işlem ise kompleks admittans çözümlemesi yapmaktır. Admittans, empedansın tersi olup kompleks empedans ifadesinden kompleks admittans ifadesine geçiş yapıldığında devredeki kapasitans ifadesi hakkında doğrudan bilgi veren suspektans ve konduktans ifadeleri ile karşılaşılır. Kondansatör, direnç ve indüktörden oluşmuş karmaşık bir devrenin empedans ve admittans ifadesi, aşağıda verildiği gibi gerçek (reel) ve sanal (kompleks) olmak üzere iki terim cinsinden ifade edilebilir.

Empedans,

$$Z=R+iX=Z'+iZ'' \quad (2.2.1)$$

Burada dc reaktans olarak tanımlanan $R=Z'$ empedans ifadesinin gerçek kısmı, ac reaktans olarak tanımlanan $X=Z''$ ise empedans ifadesinin sanal kısmıdır.

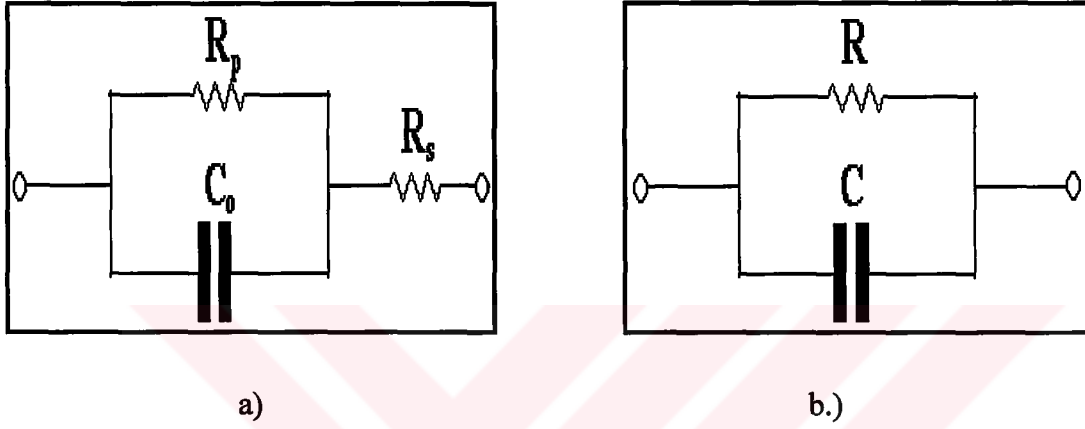


Şekil 2.2.1 a.) Schotky engelinin derin tuzak seviyelerinin varlığı durumunda ac sinyal gerilimi altındaki davranışı, b.) bant kıyılarının titreşimi, c.) tüketim bölgesindeki yük yoğunluğu değişimi, d.) yük taşıyıcılarının uygulanan ac gerilimle birlikte bant kıyısında gösterdikleri değişim [49].

Admitans ise;

$$Y=G+iB=Y'+iY'' \quad (2.2.2)$$

ifadesi ile belirtilir, burada, konduktans olarak tanımlanan $G = Y'$ admittansın gerçek kısmı, suspektans olarak tanımlanan $B = Y''$ admittans ifadesinin sanal kısmıdır. Şekil 2.2.2 de verilen devre için empedans ve admittans çözümlemesi yapıldığında, devredeki eleman sayısını en aza indirecek olan bir eşdeğer devre tasarlamak gerekir. Buna göre Şekil 2.2.2.a da verilen devrenin eşdeğeri Şekil 2.2.2.b de verilen devre modeliyle özetlenebilir. Şekil 2.2.2.b de verilen devrenin eşdeğer empedansı aşağıda verildiği gibi olur,



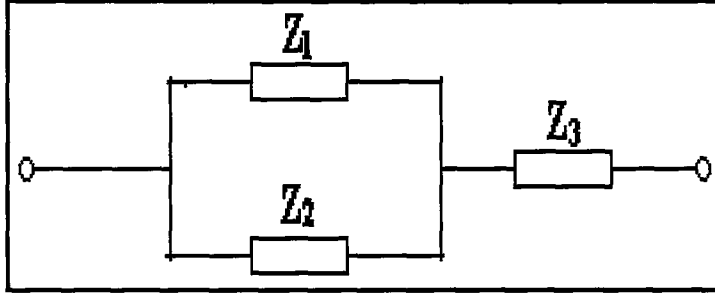
Şekil 2.2.2 a.) Birbirine paralel bağlı birer direnç ve kondansatör ile bunlara seri bağlı bir dirençten oluşan bir devre modeli, b.) Basitleştirilmiş eş değer devresi.

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + R^2 C^2 \omega^2}} \quad (2.2.3)$$

veya

$$|Z| = \frac{R}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}} \quad , (\tau = RC) \quad (2.2.4)$$

Şekil 2.2.2.a da verilen devrenin eşdeğer empedans ifadesi gerçek ve sanal terimlerine ayrıldığında, Şekil 2.2.3 de verilen empedans eşdeğeri olan devre elde edilir.



Şekil.2.2.3 İncelenen devre modelinin empedans eşdeğer devresi.

Böyle bir devrenin eşdeğer empedansı

$$\frac{1}{Z_{eş12}} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}, \quad (2.2.5)$$

$$Z_{eş} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} + Z_3 \quad (2.2.6)$$

formunu alır. Burada $Z_1 = \frac{-i}{\omega C_o}$, $Z_2 = R_p$, $Z_3 = R_s$ dir.

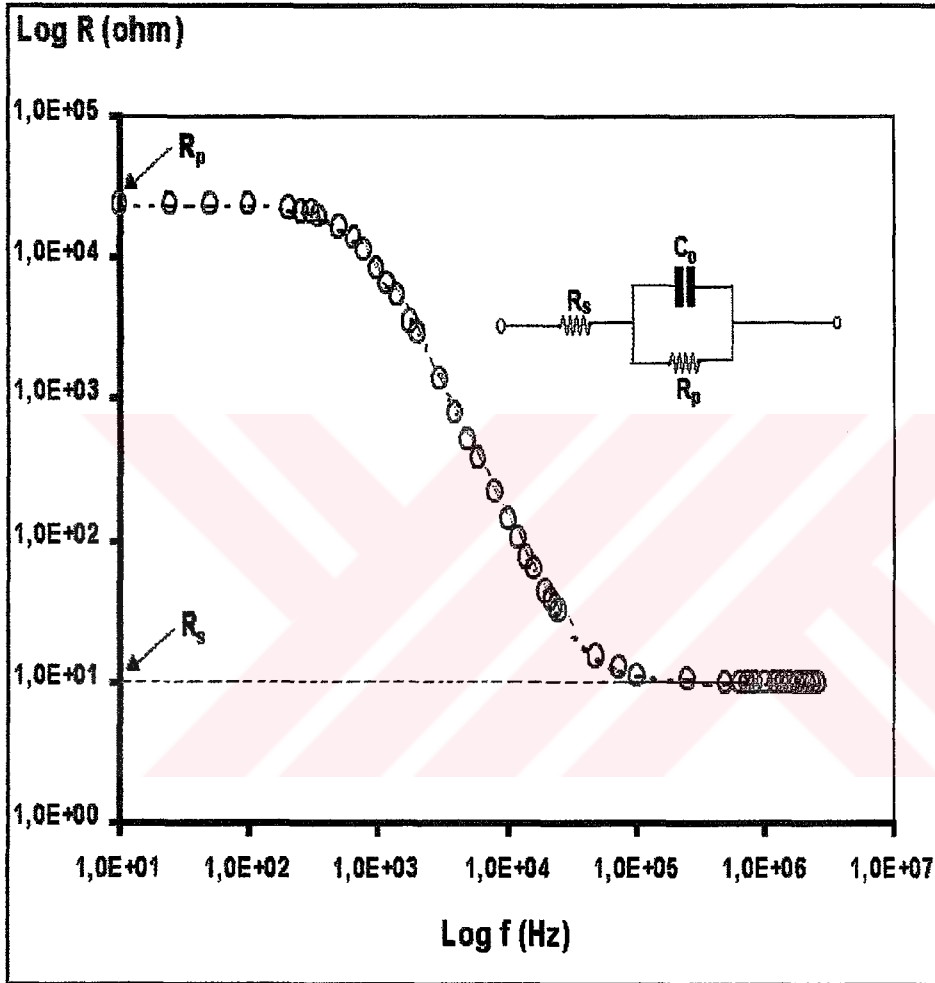
Z_1, Z_2, Z_3 değerleri yerine yerleştirip gerekli matematiksel işlemler yapıldıktan sonra $Z_{eş}$ ifadesi aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir,

$$Z_{eş} = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_o^2} \right) + i \left(\frac{R_p^2 \omega C_o}{1 + R_p^2 \omega^2 C_o^2} \right) \quad (2.2.7)$$

$$Z'(\omega) = R(\omega) = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_o^2} \right) \quad (2.2.8)$$

$$Z'' = X(\omega) = \left(\frac{R_p^2 \omega C_o}{1 + R_p^2 \omega^2 C_o^2} \right) \quad (2.2.9)$$

Bu teorik denklemlerdeki değişimleri incelemek için, $R_s = 10\Omega$, $R_p = 24k\Omega$, $C_o = 8.9nF$ olarak seçilen değerler için bu çalışma içerisinde yazılan simülatör programı yardımıyla Şekil.2.2.(4-10) aralığında gösterilen grafikler çizilmiştir.



Şekil 2.2.4 İncelenen devre modelinde ac reaktansının frekansla olan değişimi.

Denklem 2.2.8 ve 2.2.9 da verilen fonksiyonların farklı frekans değerleri için değişimi incelendiğinde, Şekil 2.2.4 ve 2.2.5 da verilen teorik değişimler elde edilir.

Denklem 2.2.7 de verilen empedans ifadesinden admittans ifadesine Kramers-Kronig transformasyonu [51] yardımıyla geçiş yapılabilir ve bulunan admittans ifadesi sonuçta Denklem 2.2.11 de verilen forma dönüşür. Denklem 2.2.16 de konduktans ve suspektans ifadeleri yerine koyup gerekli işlemler yapıldığında admittans ifadesi Denklem 2.2.17 de ki gibi ifade edilebilir.

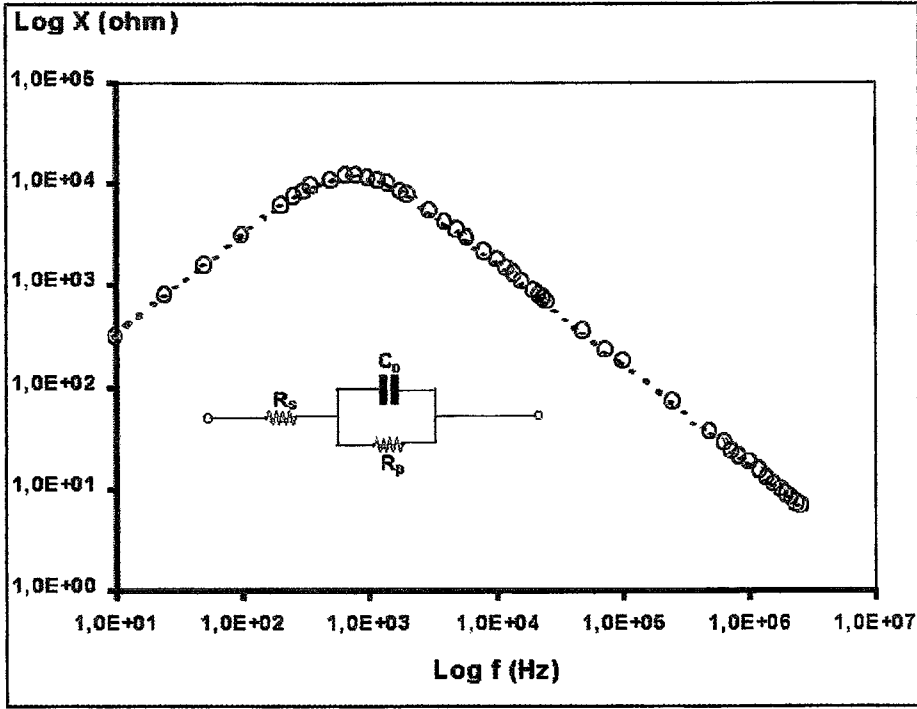
$$Y = \frac{1}{Z_{eş}} = \frac{1}{R(\omega) + iX(\omega)} = G(\omega) + iB(\omega) \quad (2.2.10)$$

$$Y_{eş} = \frac{R(\omega)}{R^2(\omega) + X^2(\omega)} - i \frac{X(\omega)}{R^2(\omega) + X^2(\omega)} \quad (2.2.11)$$

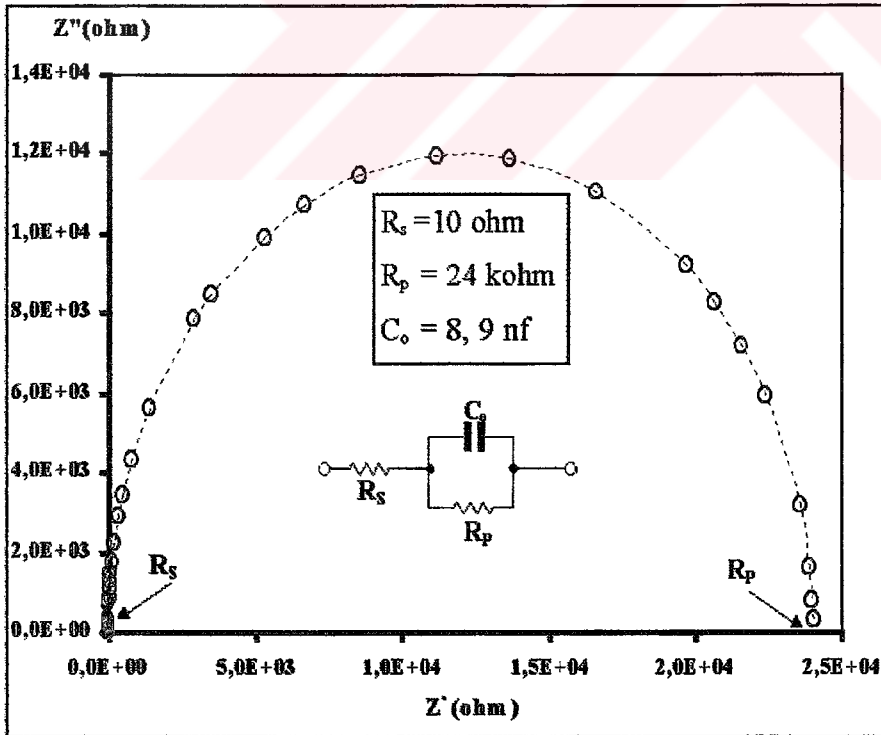
$$G(\omega) = \frac{R(\omega)}{R^2(\omega) + X^2(\omega)} \quad (2.2.12)$$

$$B(\omega) = \frac{X(\omega)}{R^2(\omega) + X^2(\omega)} \quad (2.2.13)$$

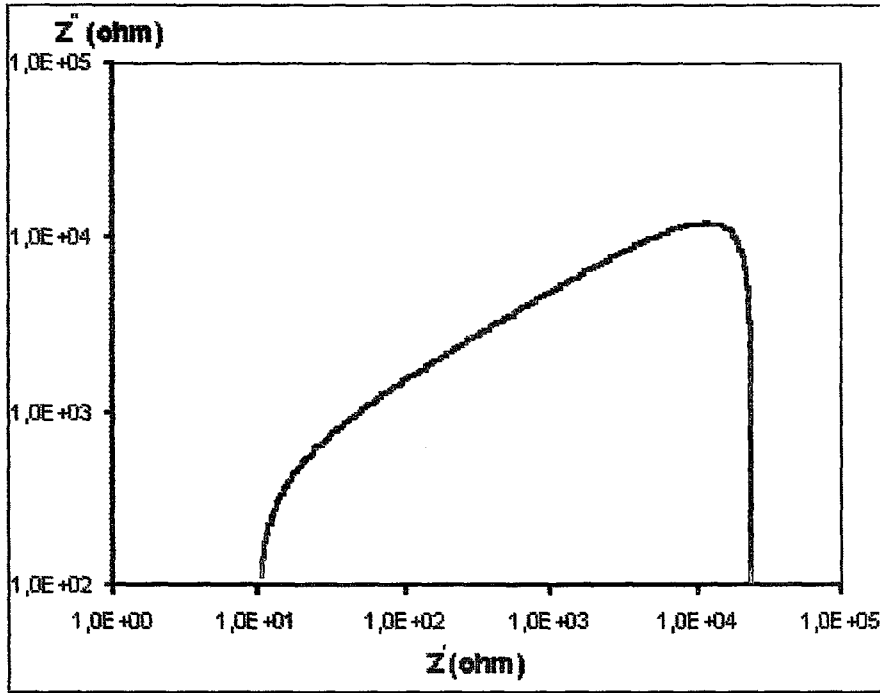
$$G(\omega) = \frac{1}{R_p} \frac{1 + \frac{\omega^2 R_s^2 C_o^2}{R_s / R_p}}{1 + \omega^2 R_s^2 C_o^2}, \quad \left(\frac{1}{R_p} = G_o \text{ ise} \right) \quad (2.2.14)$$



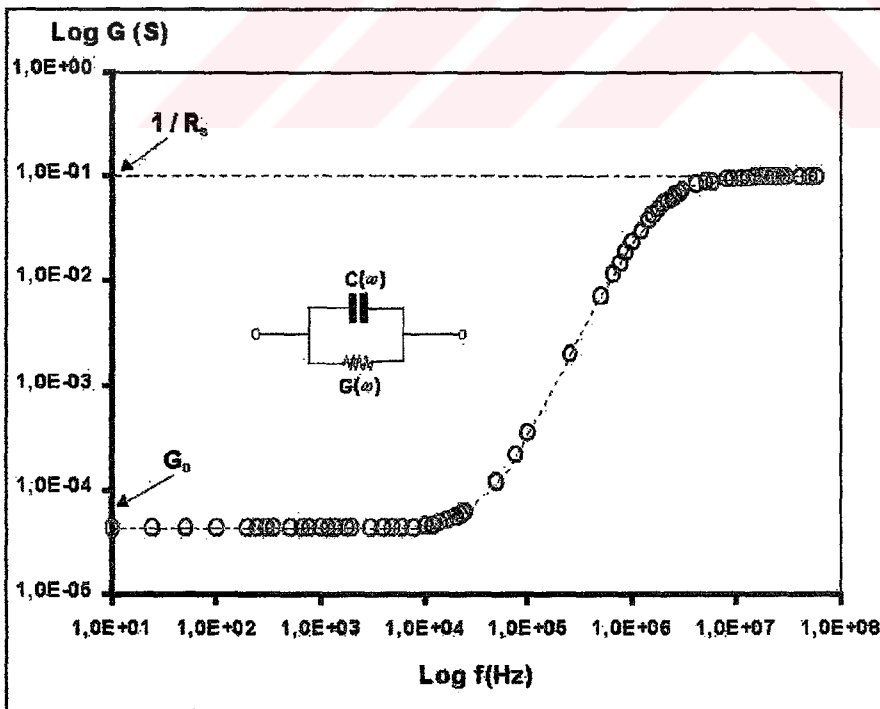
Şekil 2.2.5 İncelenen devre modelinde reaktansın frekansla olan değişimi.



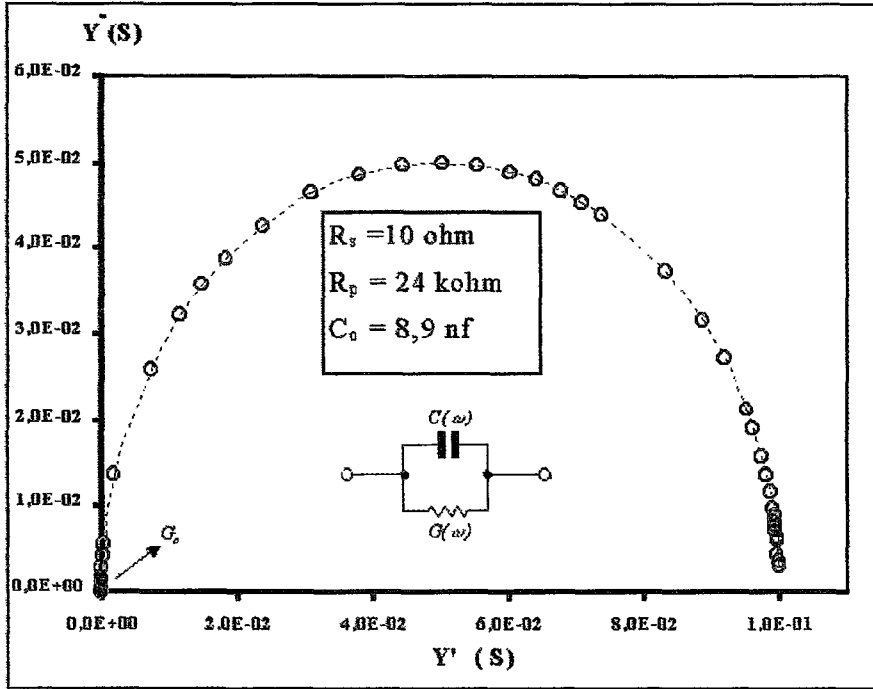
Şekil 2.2.6 İncelenen devre modelinde kompleks empedans-empedans değişimi.



Şekil 2.2.7 İncelenen devre modelinde logaritmik kompleks empedans-empedans değişimi.



Şekil 2.2.8 İncelenen devre modelinde konduktansın frekansla olan değişimi.



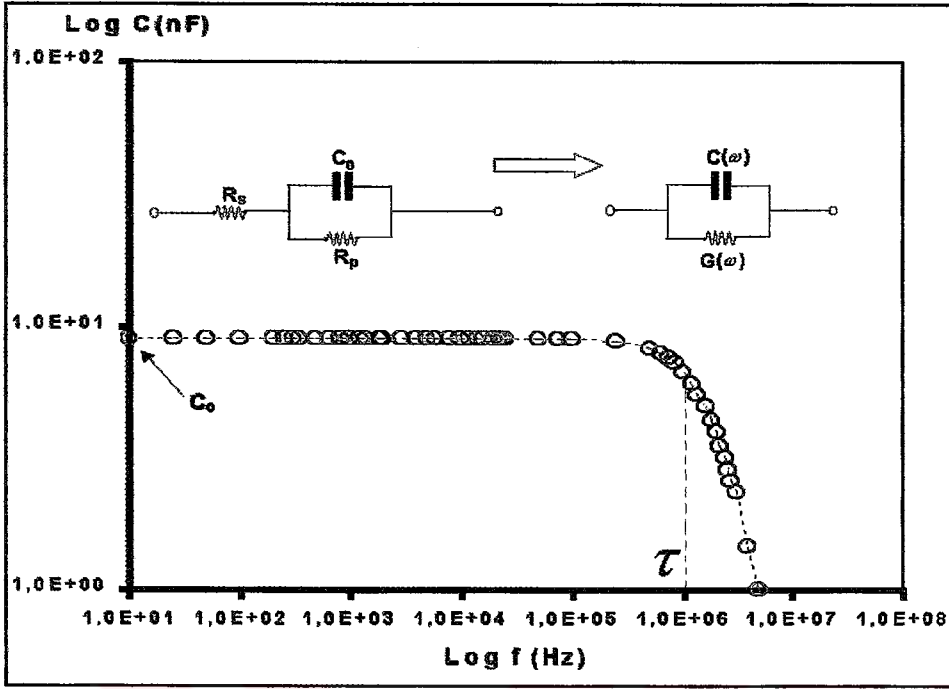
Şekil 2.2.9 İncelenen devre modelinde kompleks admittans-admittans değişimi.

$$B(\omega) = \frac{\omega C_o}{1 + \omega^2 R_s^2 C_o^2}, \quad (\tau = R_s C_o, \quad b = R_s / R_p) \text{ ise} \quad (2.2.15)$$

$$Y = G(\omega) + iB(\omega) = G_o \frac{1 + \omega^2 \tau^2 / b}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \omega \frac{C_o}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.2.16)$$

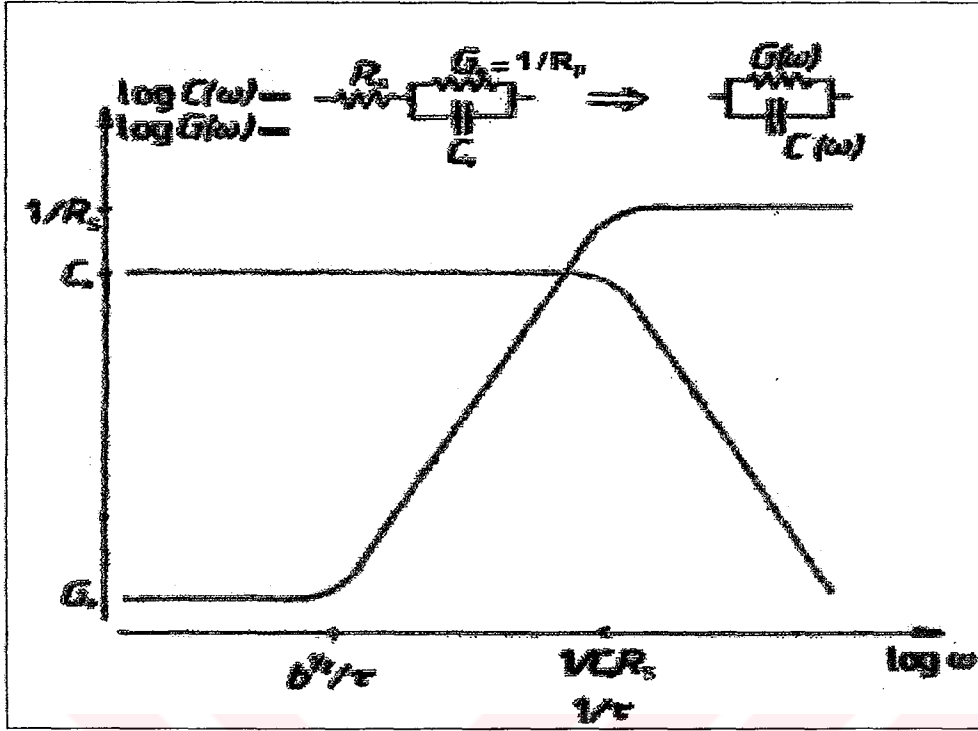
$$Y = G(\omega) + i \omega C(\omega) \quad (2.2.17)$$

$$C(\omega) = \frac{C_o}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.2.18)$$



Şekil 2.2.10 İncelenen devre modelinde kapasitansın frekansla olan değişimi.

Kramers-Kronig transformasyonu sonucunda elde edilen Denklem (2.2.14) ve Denklem (2.2.15) grafik üzerinde incelediğinde Şekil (2.2.8) ve Şekil (2.2.9) 'lerde verilen karakteristik eğriler elde edilmektedir. Denklem (2.2.9) da verilen ifade Z' cinsinden yazıldığında ve sonra Z'' ifadesi sıfıra eşlendiğinde iki kök elde edilir. Şekil (2.2.6) ve Şekil (2.2.9) aralığında da verilen grafiklerde görüldüğü gibi değişimlerin düşey ekseni kesen noktalar R_s ve R_p değerlerini vermektedir. Bu değerlerin daha doğru bir şekilde tespit edilmesi için Şekil (2.2.6) da verilen değişimin Şekil (2.2.7) de gösterilen logaritmik eksene taşınması gerekir. Şekil (2.2.4) de verilen eğri ele alındığında ise eğrinin doyuma gittiği iki bölge olduğu görülmektedir. Bu doyum noktalarından da R_s ve R_p değerini belirlemek mümkündür. Şekil 2.2.9 da ki tek yarım daire şeklindeki değişim aynı zamanda pn heteroeklem içerisindeki bir engelin varlığına işaret etmektedir [52]. Şekil 2.2.2.a da verilen devrenin a ve b uçları arasında gözlemlenmesi beklenen kapasitans ifadesinin frekansa göre olan değişimi ise denklem 2.2.18 ile ifade edilmekte olup Şekil 2.2.10 da gösterilmektedir. Aynı devre modeli için hem kapasitans ve hem de konduktansının frekansla olan değişimi ayrıca Şekil 2.2.11 de gösterilmiştir.



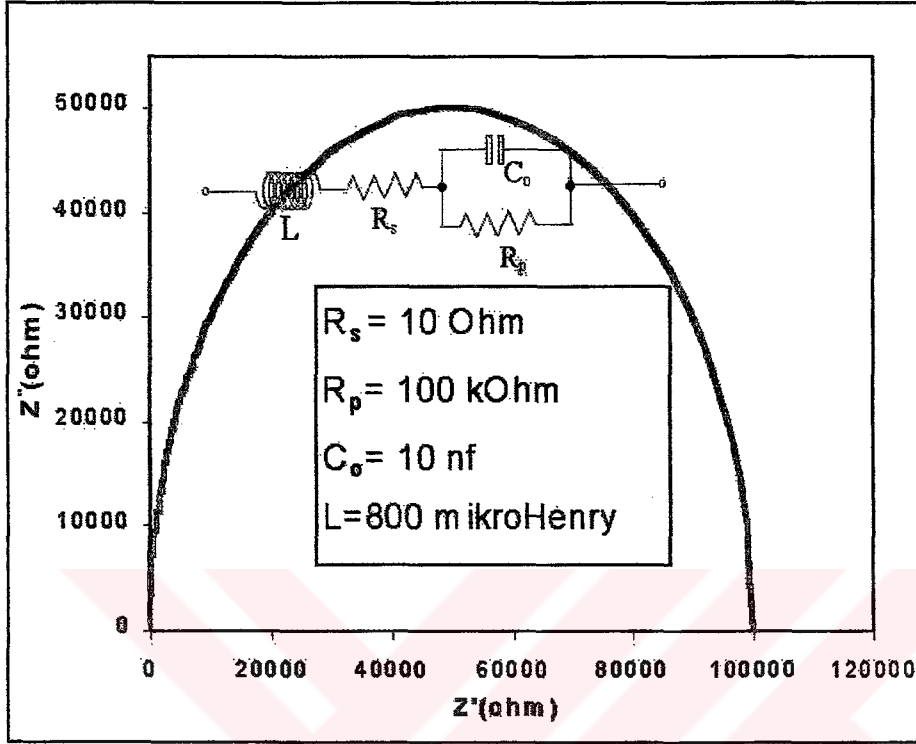
Şekil 2.2.11 İncelenen devre modelinde kapasitansının ve konduktansın frekansla olan değişimi [52].

Şekil 2.2.2 de verilen devreye seri bağlı olan bir indüktörün etkisinin incelenmesi istenildiğinde Denklem.2.2.7-9 da verilen ifadeler aşağıda verilen formlara dönüşür.

$$Z_{es} = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_o^2} \right) + i \left(\frac{R_p^2 \omega C_o}{1 + R_p^2 \omega^2 C_o^2} + \omega L \right) \quad (2.2.19)$$

$$Z'(\omega) = R(\omega) = \left(R_s + \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_o^2} \right) \quad (2.2.20)$$

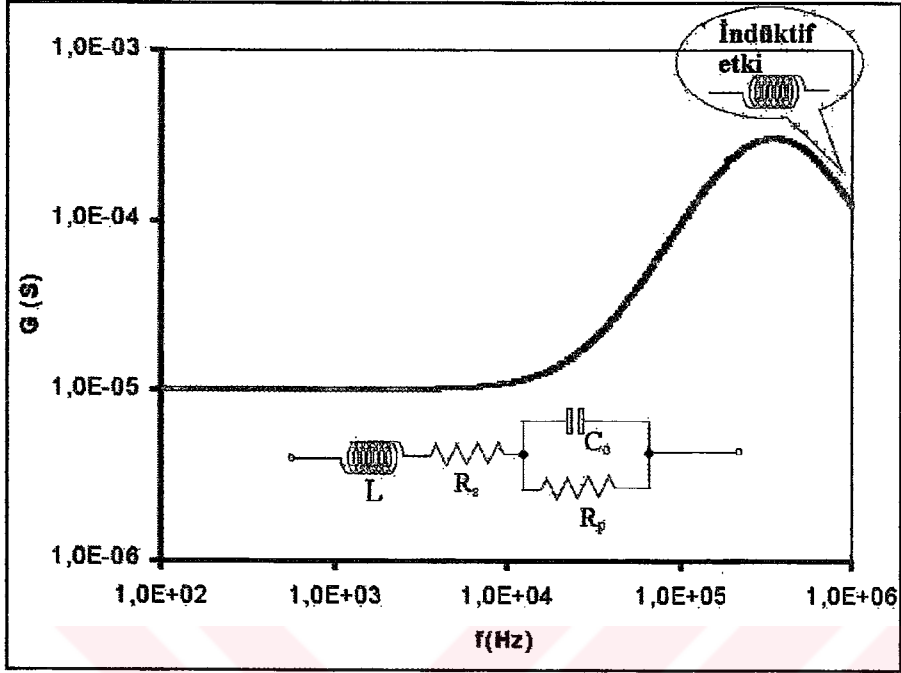
$$Z'' = X(\omega) = \left(\frac{R_p^2 \omega C_o}{1 + R_p^2 \omega^2 C_o^2} + \omega L \right) \quad (2.2.21)$$



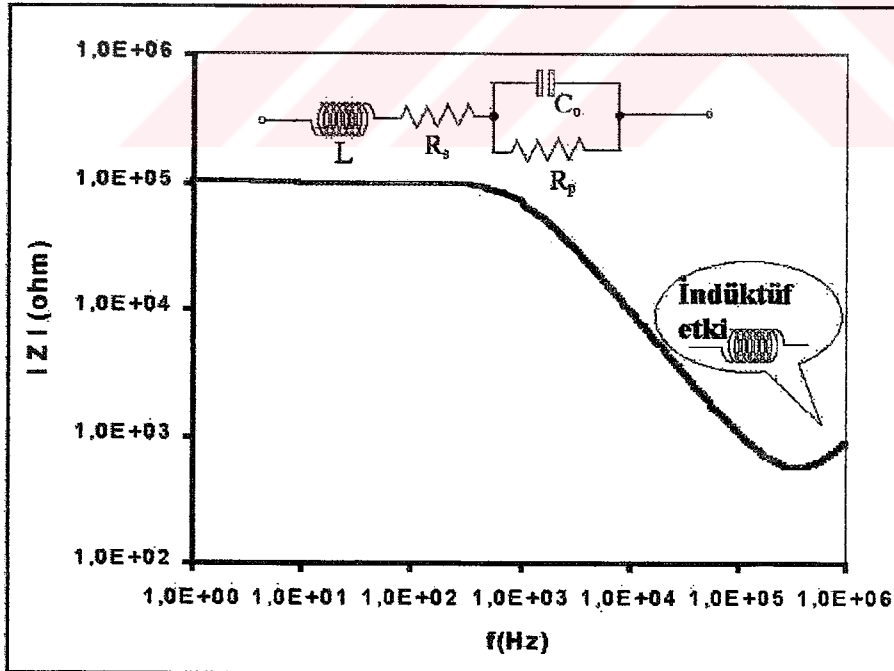
Şekil 2.2.12 Seri bağlı bir indüktörün etkisinde kompleks empedans-empedans değişimi.

Bu durum Şekil 2.2.12 de verilen kompleks empedans değişimi ile ifade edilmiştir. Bu şekilden de anlaşıldığı gibi yarım dairesel biçimindeki değişim artık eliptik bir görünüm almaktadır

İndüktif etkiler, Şekil 2.2.13 de gösterilen konduktan ile frekans ve Şekil 2.2.14 de gösterilen empedansın mutlak değeri ile frekans değişimlerinde kendilerini yüksek frekanslarda karakteristik bir bükülmeye göstermektedirler.



Şekil 2.2.13 Seri bağlı bir indüktörün etkisinde konduktansın frekansla olan değişimi



Şekil 2.2.14 Seri bağlı bir indüktörün etkisinde empedansın mutlak değeri ile olan frekans değişimi.

2.3. ADMİTTANS SPEKTROSKOPİSİ İLE PN HETEROEKLEM ARA YÜZEYİNİN KARAKTERİZASYONU

pn eklem admittans spektroskopisi, frekans ve sıcaklığın fonksiyonu olarak yapılan konduktans ve kapasitans ölçümlerini kapsamaktadır. Denklem 2.2.16 ve 17' de gerçek ve sanal kısımları 'Kramers-Kronig bağıntısı ile bağlı olarak ifade edilen admittansın hem kapasitansının hem de konduktansının frekans ve sıcaklık ile olan bağımlılıklarının incelenmesi ile aynı bilgiler edinilebilir.

Sadece sığ alıcı ve verici düzeylerini içeren bir pn eklem yapıda, ölçüm frekansının çoğunluk yük taşıyıcılarına cevap verebildiği durumda kapasitans C boşaltılmış bölgenin genişliğinin belirleyicisi olur [53]. Bu durumda çoğunluk yük taşıyıcıların cevap süreleri (relaksasyon zamanı) di-elektrik relaksasyon zamanı ile belirlenir,

$$\tau_{rel} = \varepsilon / \sigma \quad 2.3.1$$

burada σ iletkenlik ve ε di-elektrik sabitidir. Açısal modülasyon frekansının $\omega = 2\pi f$, τ_{rel}^{-1} 'den büyük olması durumunda çoğunluk yük taşıyıcıları uygulana frekansı takip edemezler. Yüksek frekanslarda, tüm yarı iletken bir di elektrik gibi davranır ve C eklem geometrik kapasitans değerine eşit olur. Eğer σ ısıl olarak aktif ise kritik frekans ta sıcaklıkla değişen bir kayma gösterir. Eklemde, boşaltılmış bölge içerisinde tuzak seviyelerinin varlığı durumunda, elektron (yada deşik) sözde (quasi) fermi düzeyi civarında bulunan elektron (yada deşik) tuzak seviyelerinin yüklenmesi yada yüklerini kaybetmesi aygıt kapasitansında değişime neden olur. Aygıt kapasitansına gelen bu katkının gerçekleşebilmesi için modülasyon ile serbest yükler ile tuzak seviyesinin doluluğu (occupation) arasında bir dengenin kurulması gerekir.

Eş-değer devre modelinin tanımlanması pn eklem ara yüzeyinde bulunan tuzak durumlarının dağılımlarının belirlenmesi açısından oldukça önemlidir. [52]. Birbirine paralel bağlı birer direnç ve kondansatör ile bunlara seri bağlı bir dirençten

oluşmuş olarak ele alınan bir pn eklem de tek bir tuzak durumunun varlığında, aygıt kapasitansına tuzak seviyesinden gelen katkının açılmal frekans ω ile olan değişimi aşağıda verildiği gibi olur.

$$C_{tuzak} \propto \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 + \omega^2)} \quad (2.3.2)$$

Kapasitansın büküldüğü frekans değerini ifade eden ω_0 bükülme frekansı tuzak seviyesinin relaksasyon süresi τ_{tuzak}^{-1} ile aşağıdaki gibi bağlıdır [53],

$$\omega_0 = 2 / \tau_{tuzak} = 2N_{C,V} \nu_{ısısal} \sigma_{n,p} \exp(-E_a / kT) \quad (2.3.3)$$

$N_{C,V}$ kapsanan bant için efektif durum yoğunluğu, $\nu_{ısısal}$ ısısal hız ve $\sigma_{n,p}$ elektron veya deşik için tuzak kapma (capture) kesit alanıdır. E_a enerji değeri tuzak seviyesinin değerlik yada iletkenlik bant kıyısına olan uzaklığını göstermektedir. $N_{C,V}$ ve $\nu_{ısısal}$ 'ın sıcaklıkla olan bağlılıkları nedeniyle bükülme frekansı aşağıdaki gibi formüle edilebilir,

$$\omega_0 = \zeta_o T^2 \exp(-E_a / kT) \quad (2.3.4)$$

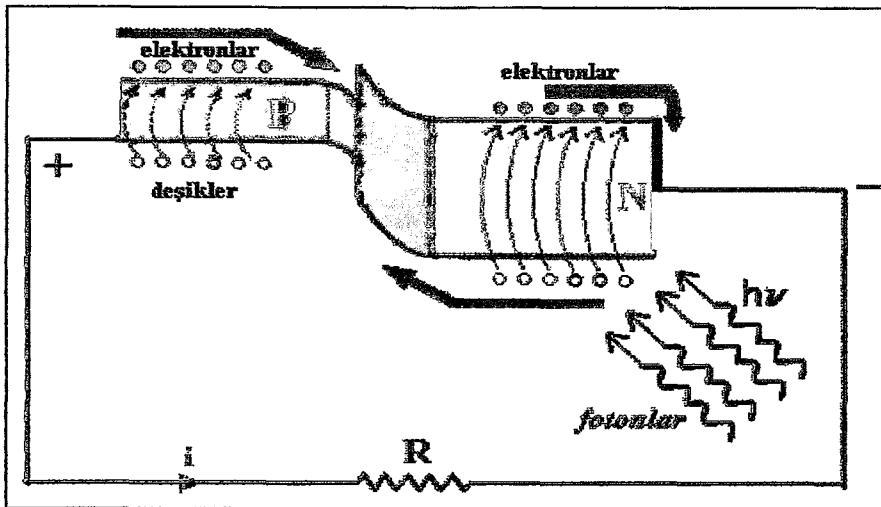
ζ_o faktörü tüm sıcaklıktan bağımsız parametreleri kapsamaktadır

Şekil 2.2.11 de kapasitans ve konduktansın frekans ile olan değişimleri ele alınan devre modeli için gösterilmiştir. C-F değişimlerindeki bükülme di elektrik relaksasyon zamanıyla doğrudan ilişkilidir. C-F değişimlerindeki bu kritik frekans değerinden sonra hızla azalan kapasitans değeri, pn eklemdeki tüketim bölgesinin konduktansının artmasına neden olur. Boşaltılmış bölgenin konduktansının artmasıyla birlikte öz direnci de hızla küçülmeye başlar. Öz direnç değerindeki bu düşüş, ara yüzeydeki ac sinyalinin takip edemeyen tuzak seviyelerinin serbest yük taşıyıcılarınınca boşaltılması sonucunda meydana gelmektedir.

2.4 FOTOVOLTAİK ENERJİ ÇEVİRİMİ

2.4.1 FOTOVOLTAİK ETKİ :

Bir yarı-iletken üzerine düşen güneş radyasyonunun soğurulması sonucu materyal içerisinde elektron-boşluk çifti meydana gelir ve bu elektron-boşluk çifti rahatsız edilmezlerse materyalin özelliklerine bağlı olarak belirlenen bir yaşam süresi sonucunda birleşerek yok olurlar. Eğer yarı-iletken materyal içerisinde homojen olmayan yük dağılımı sonucu oluşan yerel bir elektrik alan var ise, bu alan fotonun soğurulması sonucunda yaratılan elektron-deşik (e-h) çiftini ayırmak için kullanılabilir. Materyal içerisindeki bu yerel elektrik alanı, metal-yarıiletken kontağı (Schottky kontağı), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) aygıtı ile yada iki farklı tipte iletkenliğe sahip yarı iletken materyal/materyaller den oluşan pn- homoeklem (eklem aynı materyal içerisinde ise) veya heteroeklem (eklemi iki farklı materyalden oluşmuş ise) ile oluşturulabilir [54]. Yerel bir elektrik alanı etkisi ile ayrılan elektron ve deşik yük taşıyıcıları yarıiletken üzerinde gerilim düşmesine neden olur, bu gerilim foto voltaj olarak adlandırılır. Elektron ve deşiklerin, çoğunlukta oldukları bölgeye ulaştırılmaları sağlanırsa (yani, Elektronlar n-tipi bölgeye, deşikler de p tipi bölgeye) kontaklara ulaşan yük taşıyıcıları foto akıma katkıda bulunurlar. Şekil 2.4.1 de bir heteroeklemin n-tipi pencere materyali üzerine gelen fotonların oluşturduğu fotoelektrik etki şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.4.1 Bir pn heteroeklem güneş pilinde fotovoltaj etki

2.4.2 GÜNEŞ PİLİ PARAMETRELERİ :

Üzerine gerilim uygulanmayan ideal bir p-n eklemi, ısısal denge durumunda iken p-den n-tipi bölgeye yada n-den p-tipi bölgeye geçen azınlık ve çoğunluk yük taşıyıcısı konsantrasyonları birbirlerine eşit olduklarından aygıt içerisinde geçen net akım sıfır olur. Ekleme ters besleme gerilimin uygulandığı durumda, azınlık yük taşıyıcı akısı aynı kaldığı halde bir bölgeden diğerine geçen çoğunluk yük taşıyıcı sayısı önemli miktarda azaldığından yeniden birleşme akısı da oldukça azalır. Bu durumda akım, ters doyma akımı adı verilen negatif bir değerde kalır. Ters doyma akımı, her iki yarı iletken bölge içerisinde ısısal uyarımla yaratılan elektron-deşik oranına bağlı olup aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir,

$$J_o = p_n q \mathcal{G}_p + n_p q \mathcal{G}_n \quad (2.4.1)$$

burada, n_p ve p_n azınlık yük taşıyıcısı yoğunlukları, \mathcal{G}_p ve \mathcal{G}_n ise onların azınlık taşıyıcısı difüzyon uzunluğu (L_n, L_p) ile yaşam süreleri (τ_n, τ_p) cinsinden ifade edilen hızlarıdır. Bu durumda J_o ,

$$J_o = q(p_n L_p / \tau_p + n_p L_n / \tau_n) \quad (2.4.2)$$

olur.

İleri beslemenin uygulandığı durumda, ideal bir pn ekleminden geçen çoğunluk yük taşıyıcısı akışı artar ve toplam akım aşağıda verildiği gibi ifade edilebilir,

$$J_F = I_o \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.4.3)$$

Işık altında bulunan bir p-n eklemde, çoğunluk yük taşıyıcısı yoğunluğu çok az artar ve düz ön gerilim akımı fazla değişmez. Ancak, ışık altında azınlık yük taşıyıcısının yoğunluğu önemli miktarda değişir bu da ters doyma akımında önemli değişime neden olur [55].

$$\begin{aligned}
J_o(\text{ışık}) &= q\{(p_n + \Delta p)L_p / \tau_p + (n_p + \Delta n)L_n / \tau_n\} \\
&= J_o + J_L
\end{aligned} \tag{2.4.4}$$

J_L ise ışık ile yaratılan yük taşıyıcıların oluşturduğu akımı, Δp ve Δn denge durumunda (yaratılma ve yok olma hızlarının eşit olduğu) fotonun emilmesi sonucu birim hacim ve birim zamanda yaratılan ekstra deşik elektron yoğunluklarını ifade etmektedir.

$$\Delta p = (FQ\alpha\tau_p) / h\nu \quad \text{ve} \quad \Delta n = (FQ\alpha\tau_n) / h\nu \tag{2.4.5}$$

olarak yazılabilir, burada F birim alan başına düşen ışık enerjisini (radyasyon yoğunluğunu), α soğurma katsayısını, Q materyalin kuantum verimliliğini tanımlamaktadır. Işık altında ters yönde yaratılan J_L akımı,

$$J_L = \frac{Q\alpha Fq}{h\nu} (L_n + L_p) \tag{2.4.6}$$

olarak yazılabilir.

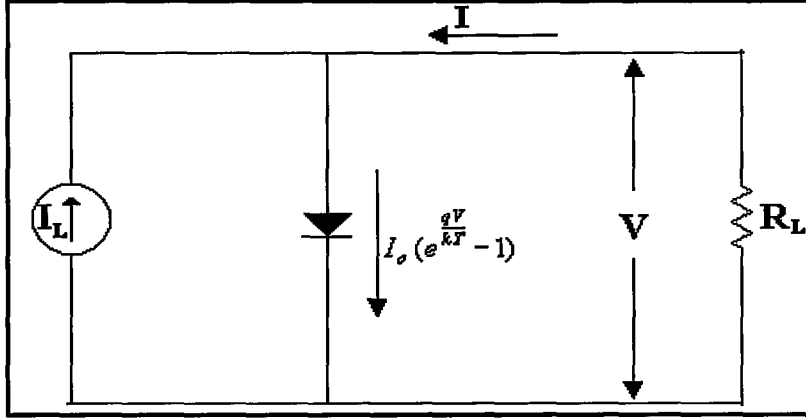
İdeal bir güneş pili, Şekil 2.4.2 de gösterilen V gerilimi etkisinde ideal diyot tan düz yönde akan akıma J_F paralel olarak ters yönde akan ışık akımını J_L sağlayan sabit akım kaynağından oluşan dc eşdeğer devresi ile belirtilebilir. R yük direnci üzerinden geçen akım bu durumda,

$$J = J_F - J_L \tag{2.4.7}$$

yada,

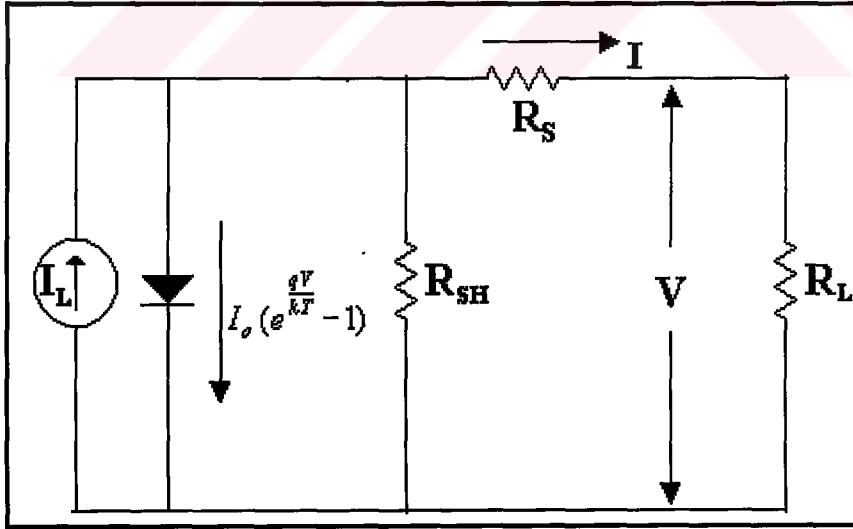
$$J = J_o [\exp(qV / kT) - 1] - J_L \tag{2.4.8}$$

olur. Burada k Boltzman sabiti ve q elektronun yüküdür.

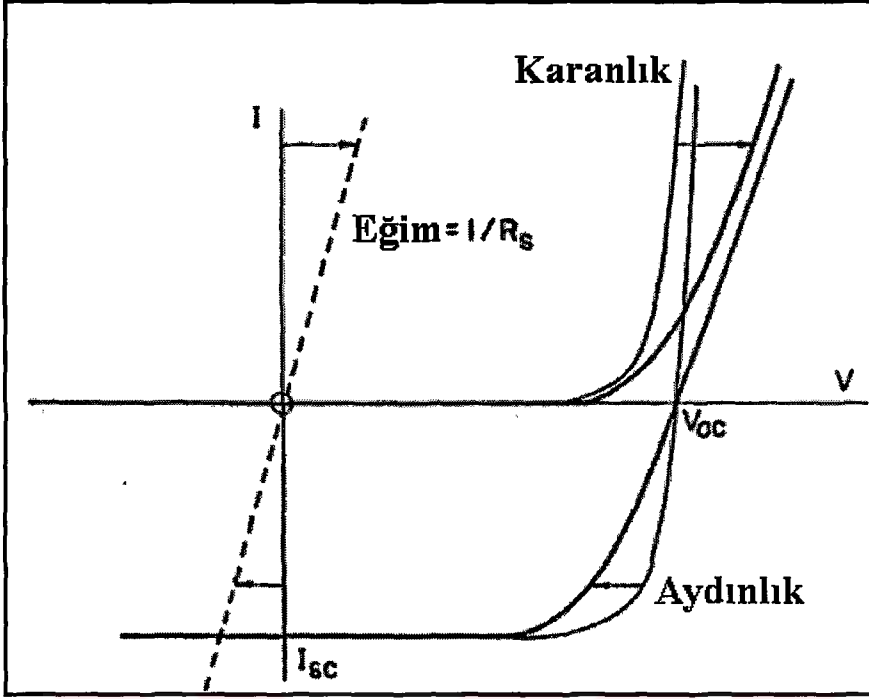


Şekil 2.4.2 İdeal bir güneş pilinin doğru akım eşdeğer devresi.

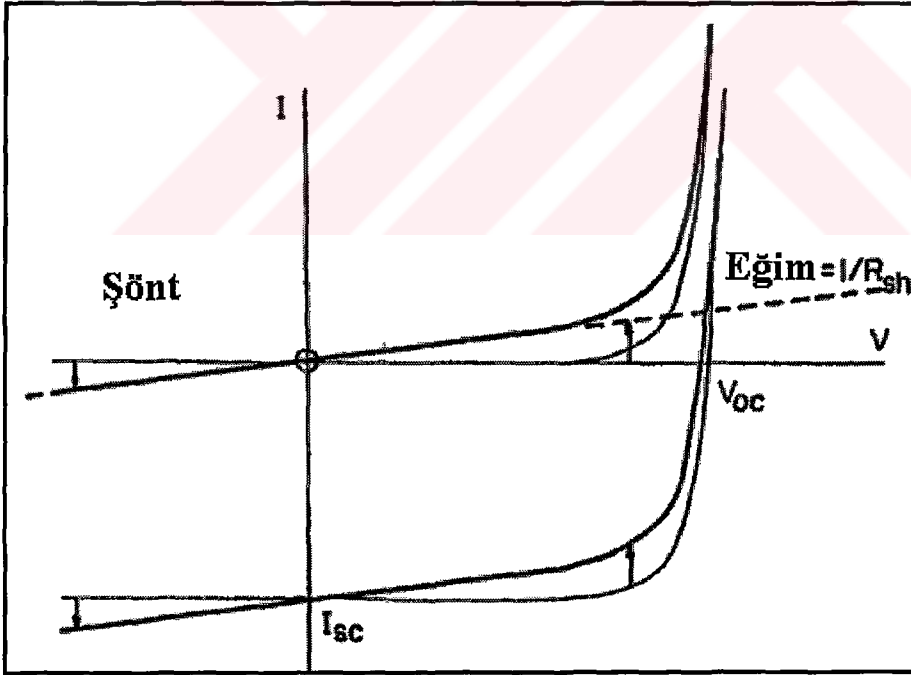
Kullanıma hazır durumda olan bir güneş pilinin, seri ve paralel direnç etkilerinin katılımı ile yeniden düzenlenen daha gerçekçi doğru akım eşdeğer devresi Şekil 2.4.3.de gösterilmiştir. Şekil 2.4.4.a ve b de ise seri ve paralel dirençlerinin akım-voltaj karakteristiği üzerine olan etkileri çizilmiştir.



Şekil 2.4.3 İdeal bir güneş pilinin, seri ve paralel direnç etkilerini kapsayan doğru akım eşdeğer devresi (R_L yük direncidir)



a)



b)

Şekil 2.4.4. a) Seri direnç etkisindeki ve b.) paralel direnç etkisindeki bir güneş pilinin ışık altındaki I-V karakteristiği [29].

Pilin kenarları boyunca olan yüzey akım kaçakları, damar sınırları (grain boundary), kristal kusurları veya yer değiştirme (dislocation) kusurları boyunca olan difüzyon çıkıntıları (spike) (R_{sh} ile gösterilen paralel (şönt) direnç etkisinin) oluşumuna neden olabilir. R_s ile gösterilen seri direnç etkisi, eklemi oluşturan materyallerin nötral bölge direncinden ve kontak dirençlerinden dolayı olabilir. İdeal bir güneş pilinde seri direnç etkileri $R_s = 0\Omega$ düzeyinde, paralel direnç etkisi ise $R_{SH} = \infty$ düzeyinde olmalıdır. Seri ve paralel direnç etkilerinin dikkate alındığı durumda ideal bir pn eklemindeki karanlık akım-gerilim denklemi aşağıdaki gibi yeniden düzenlenebilir,

$$J = \sum_i J_{oi} \left[\exp\left(\frac{q(V - JR_s)}{A_i kT}\right) - 1 \right] + \frac{V - JR_s}{R_{sh}} \quad (2.4.9)$$

burada J akım yoğunluğu, J_{oi} ve A_i i nci mekanizma için akım ve diyod faktörü değerleri, V aygıt üzerine düşen gerilim değeridir.

Genellikle bir güneş pili aşağıda sıralanan beş temel parametre ile tanımlanır ;

i) Kısa devre akımı; I_{sc} , sıfır ön gerilim durumunda, ışık altında eklemde akan akım olarak tanımlanır. İdeal bir güneş pilinde $I_{sc} = -I_L$ dır. Kısa devre akımı, ışık kaynağının spektrumu ile soğurucu materyalin kuantum verimliliğine (gelen foton başına yaratılan elektron-deşik çifti) bağlıdır. Spektral karşılık sırası ile, optiksel soğurma katsayısına, boşaltılmış bölge genişliğine, pencere materyalinin kalınlığına, yük taşıyıcıların yaşam sürelerine ve mobilite değerlerine, eklemin her iki yanındaki elektrik alanın şiddetine bağlıdır.

ii) Açık devre gerilimi: V_{oc} , ışık altında bulunan eklemde sıfır akımın geçtiği durumdaki gerilim değeri olarak nitelendirilir. Bir p-n ekleminin açık devre gerilimi eklemdeki enerji engel yüksekliği kanalı ile yarı iletkenin yasak enerji aralık değeri ile doğrudan ilintilidir. Genellikle kısa devre ışık akımı ve ters yöndeki doyma akımı ile aşağıda verildiği gibi ifade edilir,

$$V_{oc} = \left(\frac{AkT}{q}\right) \ln \left[\frac{I_L}{I_o} + 1 \right] \quad (2.4.10)$$

İdeal bir eklemede A, 1 e eşit olur ve V_{oc} en büyük değerine ulaşır, bunun yanı sıra A değerleri arttıkça V_{oc} de azalır. Ayrıca, Denklem (2.4.10) da verilen ifadenin logaritmik doğası ışığın fonksiyonu olarak V_{oc} nin sabit bir değere doğru gitmesine neden olur.

iii) Çıkış gücü: I_{sc} ve V_{oc} arasında kalan her hangi bir noktadaki çıkış gücü aşağıdaki gibi olur,

$$P = JV = J_o V [\exp(qV / AkT) - 1] - J_L V \quad (2.4.11)$$

Maksimum güç koşuluna $\partial P / \partial V = 0$ yardımı ile ulaşıla bilinir, bu durumda maksimum güç durumundaki maksimum akım,

$$J_m = (J_{sc} + J_o)(qV_m / AkT) / [1 + (qV_m / AkT)] \quad (2.4.12)$$

ve,

$$\begin{aligned} \exp(qV_m / AkT)[1 + (qV_m / AkT)] &= (J_L / J_o) + 1 \\ &= \exp(qV_{oc} / AkT) \end{aligned} \quad (2.4.13)$$

maksimum güç noktasındaki V_{oc} 'nin hesaplanmasına olanak verir. Maksimum çıkış gücü, $P_m = V_m j_m$ yardımı ile hesaplanabilir.

vi) Doluluk faktörü: FF, I-V karakteristik değişiminin kare şekline ne kadar yakın olup olmadığının bir ölçüsüdür ve,

$$\begin{aligned} FF &= \frac{V_m J_m}{V_{oc} J_{sc}} \\ &= V_m / V_{oc} \{ [1 - [\exp(qV_m / AkT) - 1]] / [\exp(qV_{oc} / AkT) - 1] \} \end{aligned} \quad (2.4.14)$$

denklemleri ile ifade edilebilir. J-V karakteristiğinin ve J_{sc} 'nin bilinmesi ile ideal bir güneş pilinin tüm parametrelerini belirlemek mümkün olabilir. Yukarıda verilen açıklamalar yardımı ile, eklemnin elektriksel özellikleri ile güneş pili verimliliği arasındaki bağlantıyı veren en önemli göstergelerin A diyot faktörü ile akım faktörünün J_0 olduklarını söyleyebiliriz. Denklem (2.4.10)-(2.4.14) aralığındaki tüm ifadelerde seri ve paralel direnç etkileri ihmal edilmiştir.

v) Verimlilik: Bir güneş pilinin verimi η , maksimum güç noktasında üretilen gücün, güneş piline gelen fotonların optiksel gücüne olan oranı olarak tanımlanabilir,

$$\eta = \frac{V_m J_m}{P_{giriş}} \quad (2.4.15)$$

Giriş gücü P_{in} ,

$$P_{in} = A \int_0^{\infty} F(\lambda) \frac{hc}{\lambda} d\lambda \quad (2.4.16)$$

Burada A güneş pilinin yüzey alanı, $F(\lambda)$, λ dalga boyunda birim alana birim zamanda gelen toplam foton sayısı ve hc / λ her bir fotonun enerjisidir. Maksimum çıkış gücü P_m ,

$$P_m = V_m J_m = V_{oc} J_{sc} FF \quad (2.4.17)$$

bu nedenle, bir güneş pilinin çevirim verimliliği,

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{in}} \times 100 = \frac{I_M V_M}{P_{in}} \times 100 \quad (2.4.18)$$

olarak tanımlanır.

2.4.3 GÜNEŞ PİLİNİ OLUŞTURAN TABAKALAR:

Heteroeklem güneş pili, iki farklı yarı iletkenin oluşturduğu bir p-n eklem aygıtı olup soğurucu, pencere, geçirgen kontak, mat kontak ve koruyucu isimlerini alan beş farklı tabakadan meydana gelmektedir;

Soğurucu (absorber) tabaka; en önemli tabakalardan birisi olup üzerine düşen güneş ışınlarını soğurup elektron – deşiklerin yaratılmasına neden olur. Bu tabakanın temel parametreleri, yasak enerji aralık değeri, soğurma katsayısı ile belirlenen uygun kalınlığı ve azınlık yük taşıyıcı difüzyon uzunluğudur. Maksimum verimlilik, optimum yasak enerji aralık değerine sahip soğurucu yarı-iletken materyal ile belirlenebilir. Enerjisi yasak enerji aralık değerine eşit yada büyük değerde olan fotonun soğurulması ile oluşan serbest yük taşıyıcıları eklemden geçen maksimum akımı belirler. İdeal bir güneş pilinde optimum yasak enerji aralık değeri 1-1.3 eV optimum bant aralığı yarı-iletken materyaller için 1.5-1.6 eV olarak değişmektedir [56,57]. Soğurucu tabakanın kalınlığı kullanılan materyalin soğurma katsayısına $\alpha(\lambda)$ bağlıdır. Soğurma katsayısının değerinin büyük olması hem teknolojik hem de ekonomik açıdan önemlidir. Genellikle, soğurucu tabakanın üzerine düşen güneş ışınımını etkin bir şekilde soğurabilmesi için kalınlığının 1-2 μm civarında yada $1/\alpha(\lambda)$ kadar olması gerekir. Yaratılan azınlık yük taşıyıcıların %90 ının eklem bölgesine iletimi için difüzyon uzunluğu değerlerinin soğurucu film kalınlığı kadar olması istenir. Difüzyon uzunluğu bir çok faktöre bağlıdır, örneğin, i) katkı ve kusur yoğunluğu, ii) materyalin kristallliği, iii) kristal döngüsü (oriyantasyonu) ve iv) ideal kristal yapının moleküller oranı ile olan uyumu (stoichiometry).

Pencere tabakası: Azınlık yük taşıyıcılarını toplayan pencere tabakasının zıt etkenlik tipine sahip olması gerekir. Çoğu durumda soğurucu tabaka p tipi, pencere tabaka n –tipi olarak seçilir. İki tabaka arasında örgü sabiti değerlerinin ve elektron düşkünlüğü değerlerinin uyumunun sağlanması oldukça önemlidir. Eğer pencere materyalinin elektron düşkünlüğü değeri soğurucu tabakanunkinden daha az ise fotovoltaj çevrim sonucunda üretilen açık devre gerilimi (pil verimliliği) azalır. Bunun tersi durumunda ise iletim bant kıyısında oluşan enerji çıkıntısı (spike)

eklemeden geçen akımın azalmasına bu da verimin azalmasına yol açar. Yaratılan fazlalık yük taşıyıcılarının yeniden birleşip yok olmalarına yol açabilecek kusurların azalması için materyallerin örgü sabit değerleri arasındaki uyum çok önemlidir.

Geçirgen kontak: Güneş ışınımının üzerine düştüğü pencere materyali üzerinde yer alan ohmik karakterde bir kontakır. Optiksel geçirgenliği genellikle %95 civarında olup toplam aygıtın seri direnç etkilerini minimize edecek kadar akım taşıyabilme özelliğine sahip olmalıdır. Bu tip kontaklara örnek; ZnO, indiyum tin oksit, tin oksit sayılabilir.

Arka kontak: Soğurucu materyale uygulanan ohmik karakterde düşük dirençli elektriksel bir kontak ır.

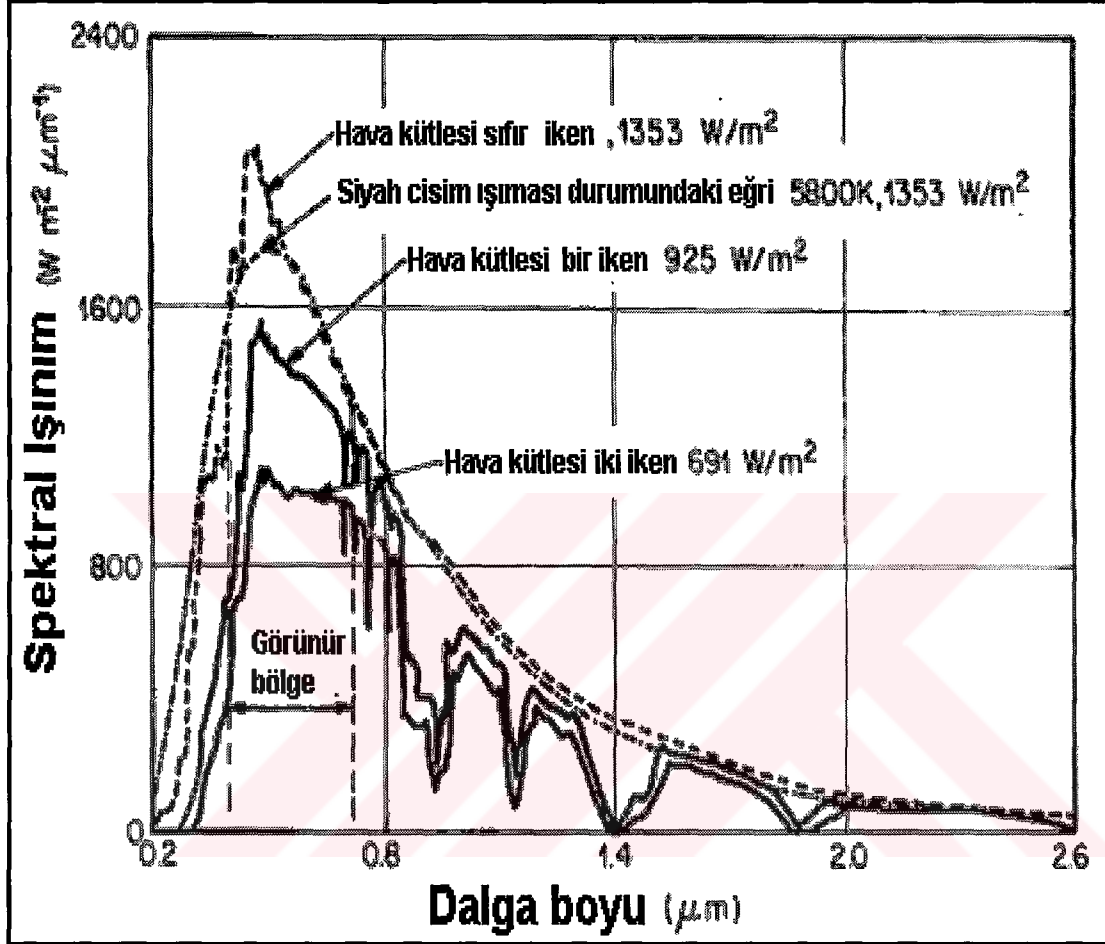
Koruyucu tabaka: Aygıtın en üst tabakası olup güneş pilini dış etkilerden korur. Optiksel olarak geçirgen olup yansımadan dolayı olan kayıpları da azaltıcı özelliğe sahiptir.

2.4.4 GÜNEŞ SPEKTURUMU VE OPTİMUM MATERYAL SEÇİMİ

Bir güneş pilinin performansının, üzerine düşen güneş ışınımının şiddeti ve spektral dağılımı ile sıkı bir ilişkisi bulunmaktadır. Güneşten yayımlanan enerjinin, atmosfer dışına ulaşan % 98 lik bir kısmı 0,25-3 μ m arasında değişen dalga boyu değerine sahiptir. Dünya atmosferinin üstüne düşen güneş ışınımının şiddetine güneş sabiti adı verilir ve uzay boşluğu içinde güneşten dünyaya olan ortalama uzaklığa dik olacak şekilde, birim yüzeye düşen enerji miktarı olarak tanımlanır. Bu sabitin en çok kabul edilen değeri 1,353kW/m² dir [56].

Güneş pili performansı çok kez, ışımının standart koşullarının sağlandığı şartlar altında ölçülür, özellikle AM0 (hava kütlesi sıfır), AM1 ve AM2 (AMn , n=1/cos θ) durumları dış uzay koşullarındaki güneş ışımmasını ifade etmektedir. AM1, standart atmosfer koşulları altında güneş zenite olduğu zamanki deniz seviyesindeki

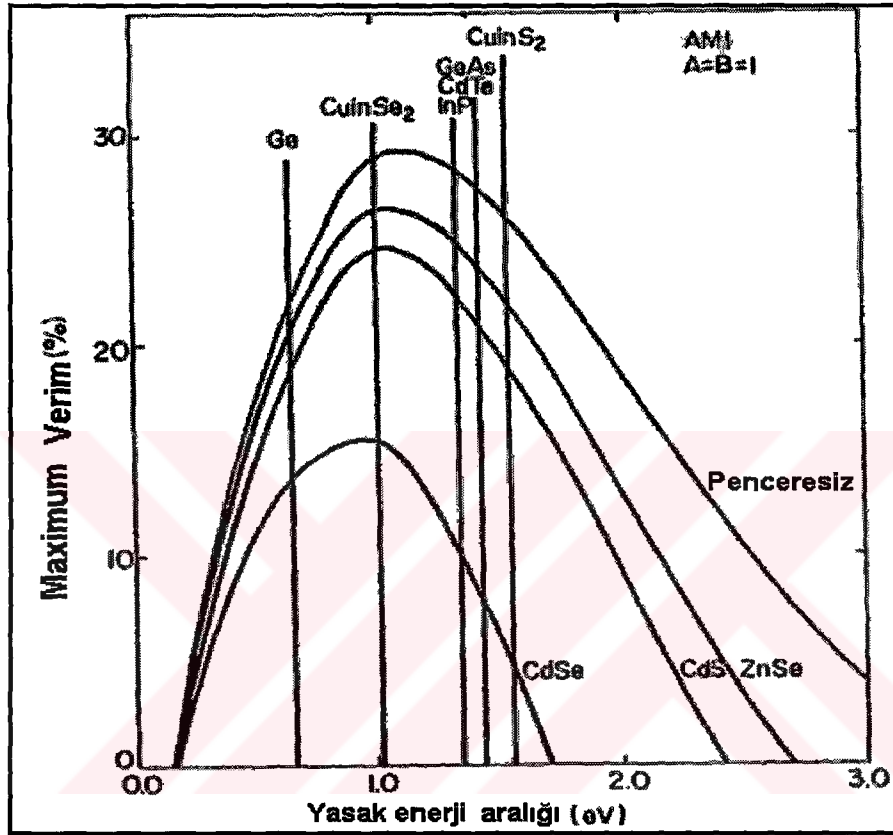
ışınma miktarıdır. AM2 ise, zenit ile güneş arasındaki açının 60° olduğu durumda dünya yüzeyindeki ortalama ışıma miktarıdır. Şekil 2.4.5 de güneş spektrumunun foton enerjisine göre dağılımı AM0, AM1 ve AM2 koşullarında gösterilmektedir.



Şekil 2.4.5 Güneş spektrumunun foton enerjisine göre dağılımı [59].

Güneş spektrumunu dikkate alınarak, fotovoltaik materyaller için gerekli olan teorik optimum bant aralığı yarı-iletken materyaller için 1.5-1.6eV olarak hesaplanmıştır [57]. Şekil 2.4.6 da, farklı pencere materyalleri için teorik olarak ulaşılabilecek maksimum güneş pili verimliliğinin soğurucu materyalin yasak enerji aralığı ile olan değişimi gösterilmektedir. Deneysel olarak tek kristal Si, InP, GaAs, CdSe, CuInSe₂ ve CdTe materyalleri yanında güneş pili üretiminde güçlü bir aday olmasına karşın, tek kristal Si güneş pili teknolojisi son yıllardaki araştırma geliştirme çalışmalarına karşın üretim maliyetinin yüksek olma problemi ile karşı

karşıyadır [58]. Bu bakımdan fotovoltaik uygulamalarda ekonomik açıdan ince film materyaller oldukça önem kazanmaktadır. Son on yıl içerisinde olan araştırmalarda bir çok materyal arasında ince film $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ tabanlı güneş pilleri oldukça popüler bir pil yapısı olmaktadır.



Şekil 2.4.6 Heteroeklem güneş pillerinde yasak enerji aralığının teorik pil verimiyle olan değişimi [56] .

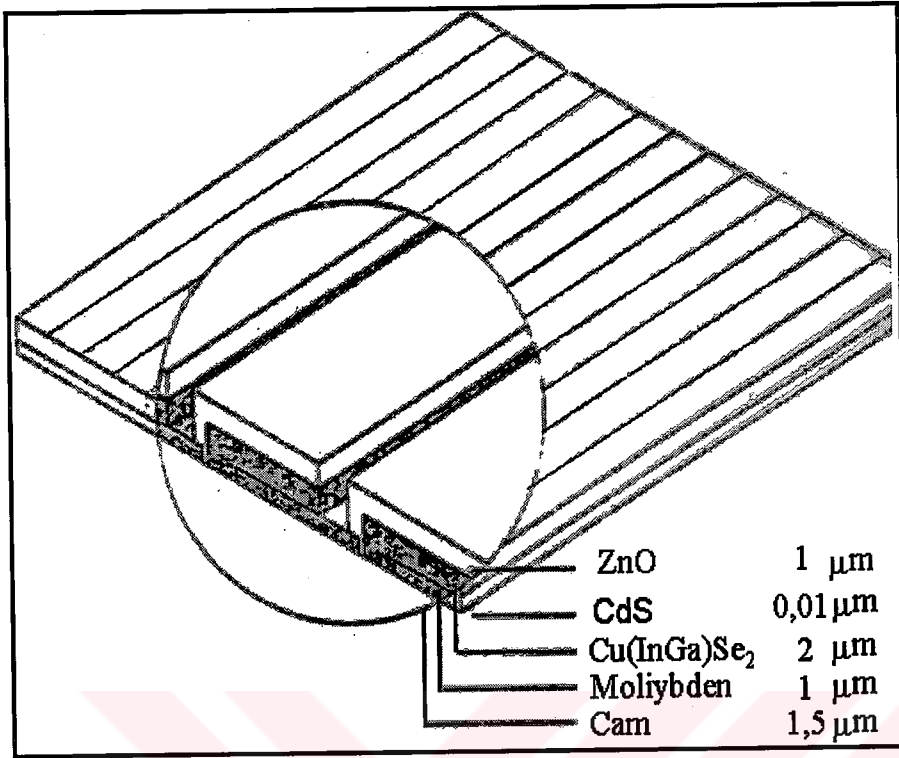
BÖLÜM 3

GÜNEŞ PİLİNİN HAZIRLANMASI VE DENEYSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ

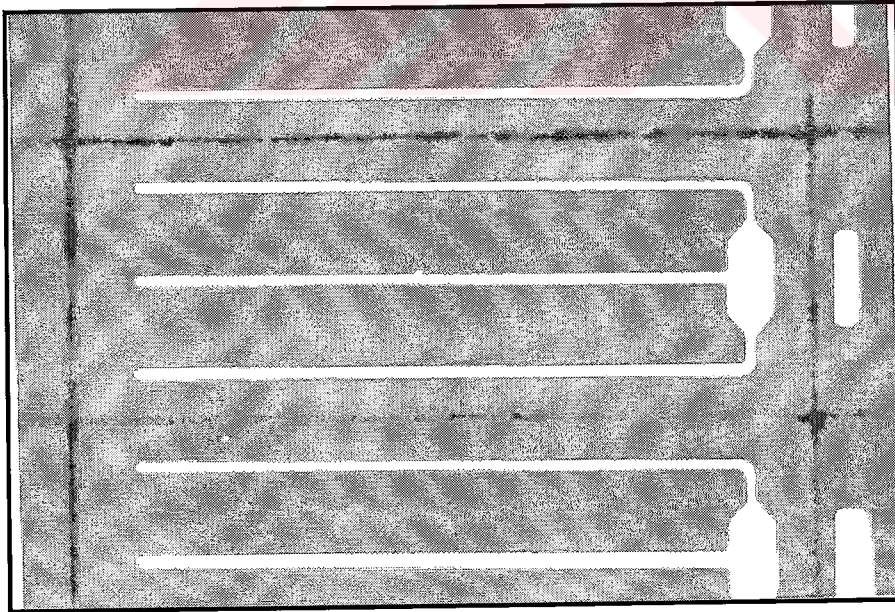
3.1 CdS/Cu(In,Ga)Se₂ HETEROEKLEM GÜNEŞ PİLİNİN ÜRETİM AŞAMALARI

Bu bölümde Stuttgart Üniversitesi Fiziksel Araştırma Enstitüsü (IPU) Laboratuvarında Prof. Dr. Şener Oktik ve ilgili laboratuvar gurubu tarafından hazırlanan MG414-72 kod numaralı Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı heteroeklem güneş pilinin üretim aşamaları kısaca sunulmuştur. Kesit şeması Şekil 2.3.1 de ve fotoğrafı Şekil 2.3.2 de verilen heteroeklem yapı, soda-lime cam tutucu üzerine hazırlanan sırasıyla Mo/ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ tabakalarından oluşmaktadır. Arka kontak materyali olan Molibden (Mo), cam tutucu üzerine yaklaşık 1 µm kalınlığında olacak şekilde elektron ışınımı tekniği kullanılarak hazırlanmıştır. Bu tabakanın tipik öz direnç değeri 0,15 - 0,25 µm arasında değişmektedir. Çökeltme işleminde, bir sonraki materyal p-tipi materyal olan Cu(In,Ga)Se₂ emici tabaka olup kalınlığı 2µm civarındadır. Bu tabaka materyal oranları %22,26 Cu, %19,46 In, %7,27 Ga, %51,02 Se olacak şekilde 550°C sıcaklık civarında tutulan tutucu üzerine yüksek vakum altında bireysel kaynaklardan toplu-buharlaştırma (coevaporation) tekniği kullanılarak hazırlanmıştır. Kimyasal banyo çökeltme tekniği kullanılarak hazırlanan tampon CdS tabakası 0.01µm kalınlığında olup bunu takip eden pencere ZnO tabakasının tipik kalınlığı 1µm civarında değişmektedir. Pencere materyali radyo frekansında salınım yapan magnetik alan içerisinde püskürtme tekniği ile oluşturulmuş olup, iletkenlik değeri 1,5 – 2 Ω⁻¹cm⁻¹ değeri civarında olacak şekilde Al ile katkılandırılmıştır.

Heteroeklem güneş pilinin verimlilik değerini arttırmak için aygıt 200°C sıcaklığında 1-2 dakika hava ortamı içerisinde tavlansmıştır. Alüminyum ızgaraların buharlaştırılması ile pil üretimi aşaması sona ermiştir. Üretim aşamaları ile ilgili olarak ayrıntılı bilgi ilgili referanslardan edinilebilir [14,22,60].



Şekil 3.1.1 Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı güneş pil yapısının kesit şeması.

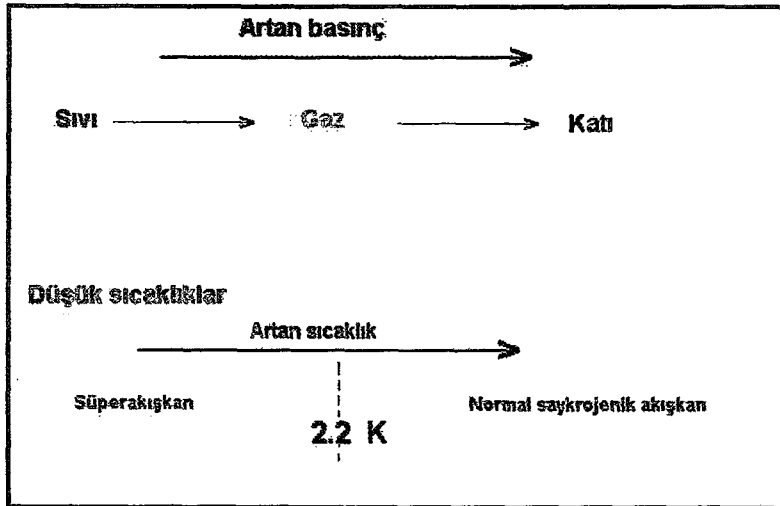


Şekil 3.1.2 MG414-72 kod numaralı Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı heteroeklem güneş pilinin fotoğrafı.

3.2 DÜŞÜK SICAKLIK SİSTEMİ

Helyum Pompası : Sıcaklıkları T_1 ve T_2 olan iki farklı sistem birbiriyle temas ettirildiğinde iki sistem arasında ısı alışverişi başlar. Eğer $T_2 > T_1$ ise T_1 sıcaklığına sahip olan sistem T_2 den, $T_1 > T_2$ ise T_2 sıcaklığına sahip olan sistem T_1 sıcaklığındaki sistemden den ısı soğurur. Dünya üzerinde ölçülebilmemiş en düşük değer olarak kaydedilen -66°C derece sıcaklığının altındaki sıcaklıklar saykrojenik (Cryogenics) sıcaklıklar olarak nitelenmekte olup, madde ve özellikleri üzerine yapılan çoğu bilimsel çalışmalar bu sıcaklığın altına inmeyi gerektirmektedir. Saykrojenik sıcaklık değerlerine inebilmek için, kaynama noktası çok düşük olan bir gaz örneğin 4,2 K lik kaynama noktasına sahip sıvı helyum kullanılabilir.

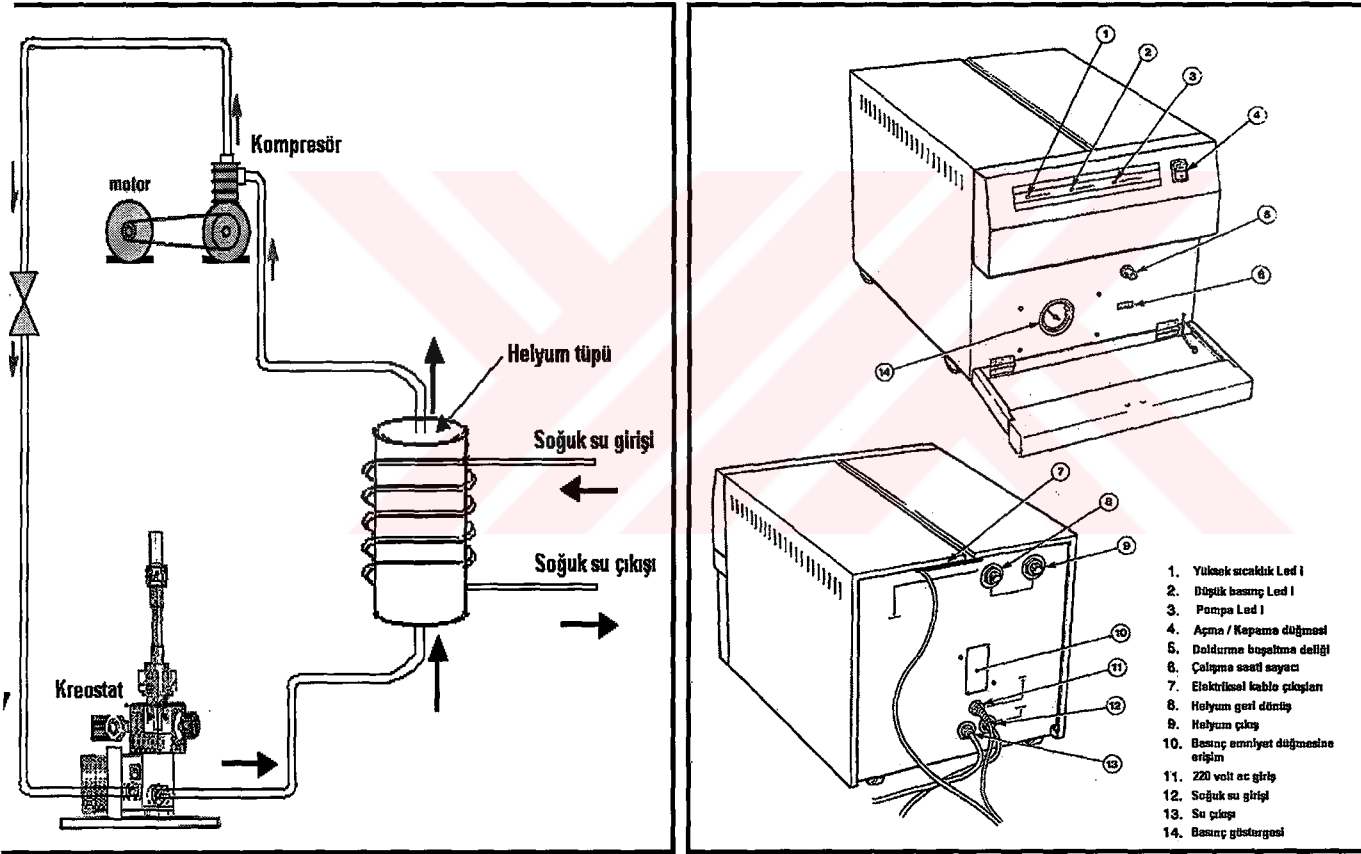
Helyum oda sıcaklığında gaz halinde bulunan bir maddedir ve en önemli özelliği üzerine basınç uygulandığında hemen sıvı hale geçebilmesidir. Temelde, herhangi bir gazın sıvılaştırılması için; a) gazın sıcaklığı düşürülmelidir, ve b) gaz, bu düşük sıcaklıkta yeterli derecede sıkıştırılmalıdır. Şekil 3.2.1 de helyumun artan basınç ve sıcaklıkla olan faz geçişleri gösterilmektedir ve Tablo 3.2.1 de bazı gazlar için kritik sıcaklık ve basınç değerleri sıralanmıştır.



Şekil 3.2.1 Helyumun faz geçişleri.

Gazlar	Kritik (°C)	Kritik Basınç (Atm)
Helyum	-268	2
H ₂	-241	19.5
O ₂	-119	51
CO ₂	+31.4	73
Su buharı	+374	225.2

Tablo 3.2.1 Bazı gazların sıvılaştırma koşulları.



a.)

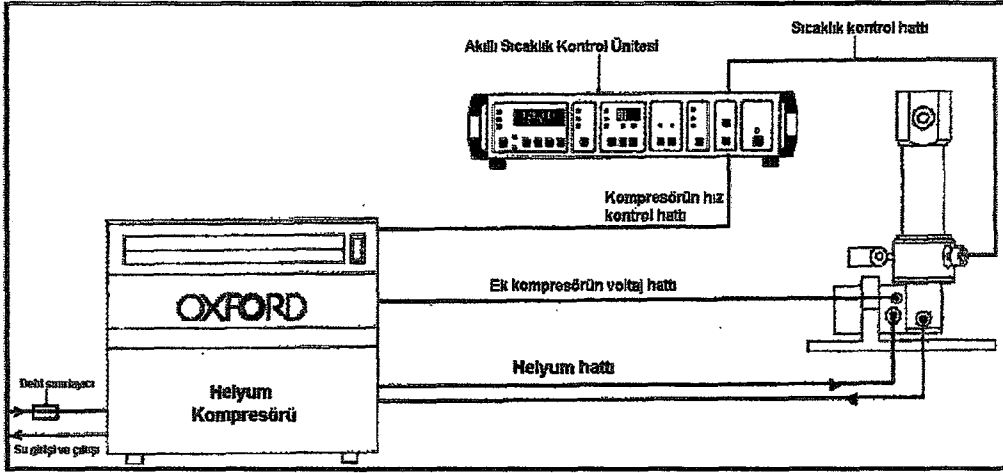
b.)

Şekil 3.2.2 a.) Helyum pompasının açık blok diyagramı, b.) Helyum pompasının dış görünüşü.

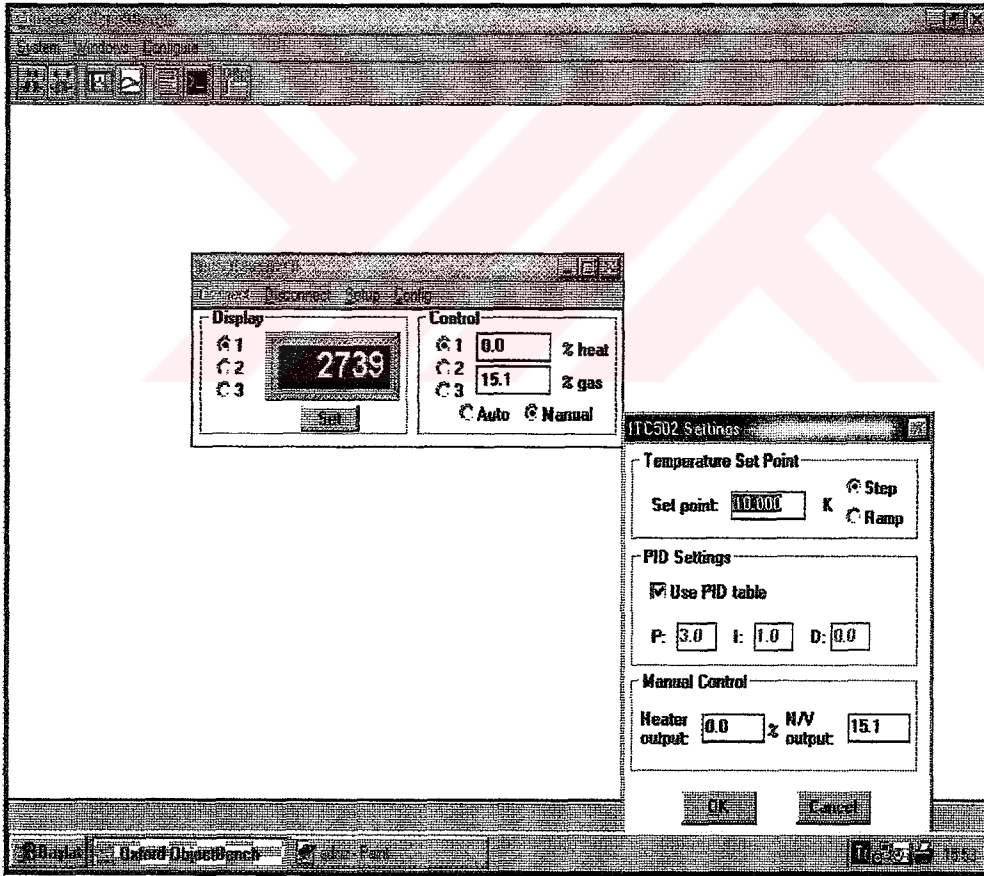
Helyumun buharlaşması için, çevreden ısı alması gerekir. Bu ısı, kreostatın imal edildiği materyalden ve oda sıcaklığında bulunan kreostatın ısı kaçakları yolu ile sağlanabilir. Şekil 3.2.2.a da helyum pompasının açık blok diyagramı, Şekil 3.2.2.b de ise dıştan görünümü görülmektedir. Şekilde gösterilen boruların içinde dolaşan He, kompresör tarafından sisteme sürülerek sıkıştırılır. Bu sırada ısınmış olan Helyum buharları, helyum tüpü etrafına sarılmış boruların içinden geçirilen soğuk su yardımı ile soğutularak sıvılaştırılır. Dönüş borularında bulunan He gazının basıncı azalır ve genişleme kapakçığından geçen sıvı helyum, bu düşük basınç altında hızla buharlaşır ve soğur. Soğuyan Helyum buharları, kreostat içerisine yerleştirilen numunenin hızla soğumasına neden olur [61].

ITC-502 (Akıllı sıcaklık kontrol ünitesi) : Kullanılan bu kontrol ünitesi aynı anda kreostat pompası ile helyum pompasını kontrol edebilmektedir. RS-232 ara yüzey haberleşme hattı üzerinden bilgisayarla doğrudan iletişim kurabilen bu cihaz, kreostat içindeki termo çiftten (termo pil) gelen elektriksel gerilimi sıcaklık değerine çevirip, kreostat içindeki sıcaklığa göre sistemdeki helyum akışını ve numune sıcaklığını kontrol edebilmektedir. Ayrıca, helyum pompasının ve kreostat içindeki ek kompresör motorunun uçlarındaki voltaj değerini değiştirmek suretiyle, kompresör motorlarının devrini kontrol edip gaz akışını sistem için doğru bir değerde sabit tutmaya çalışır. Tüm bunların yanında kreostat içinde bulunan ısıtıcı rezistans teline uygulanan gerilimin kontrolü ile içerideki sıcaklık yükselmesinin de kontrolü mümkündür.

Bu cihaz yardımı ile 10–330 K aralığındaki sıcaklıklarda ölçüm yapılabilmektedir. OXFORD firması tarafından dizayn edilip üretilen bu cihazın bilgisayar ile iletişimini sağlayan bir paket yazılım programı (ObjectBench) mevcuttur. Şekil 3.2.3 te akıllı sıcaklık kontrol ünitesinin, sistemi nasıl sürdüğü görülmektedir. Bu program sayesinde, kontrol ünitesinin ön panelindeki kontrol düğmelerini ve lambalarını bilgisayarın pencere (windows) ortamına taşıyarak, bu sistemi kontrol etmek oldukça kolay olmaktadır. Şekil 3.2.4 te akıllı sıcaklık kontrol ünitesi için kullanılan paket programı görülmektedir.

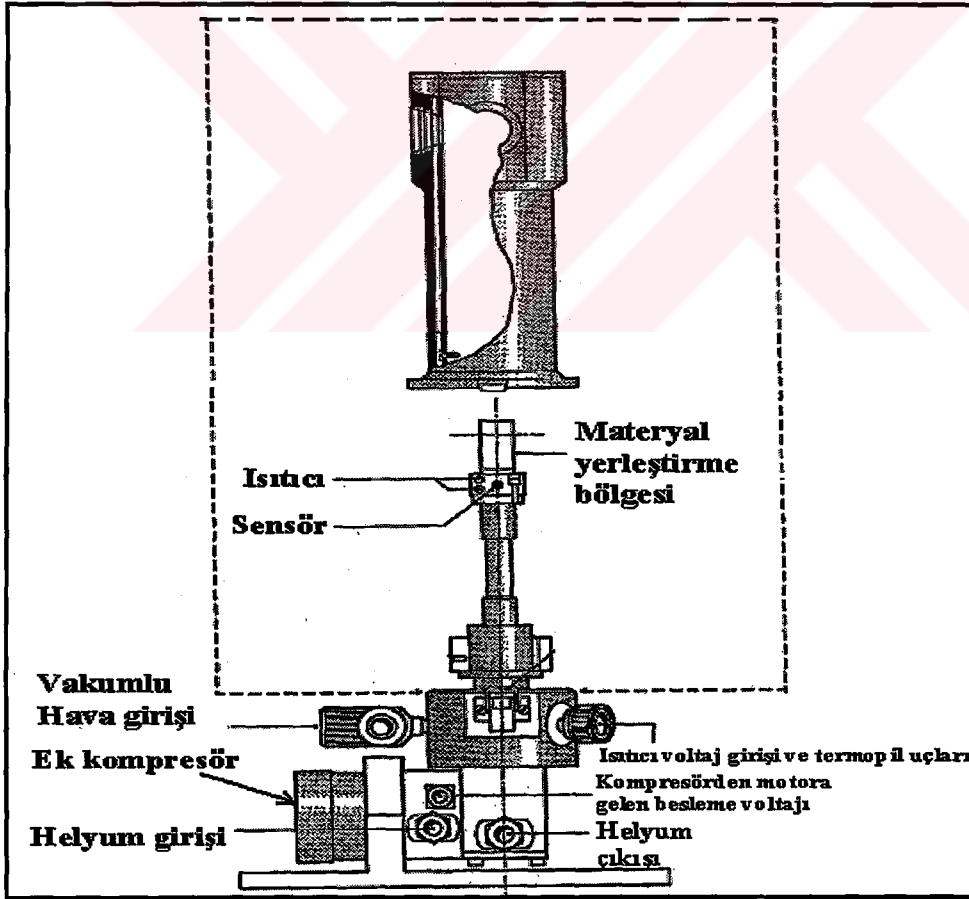


Şekil 3.2.3 Düşük sıcaklık sistemi.

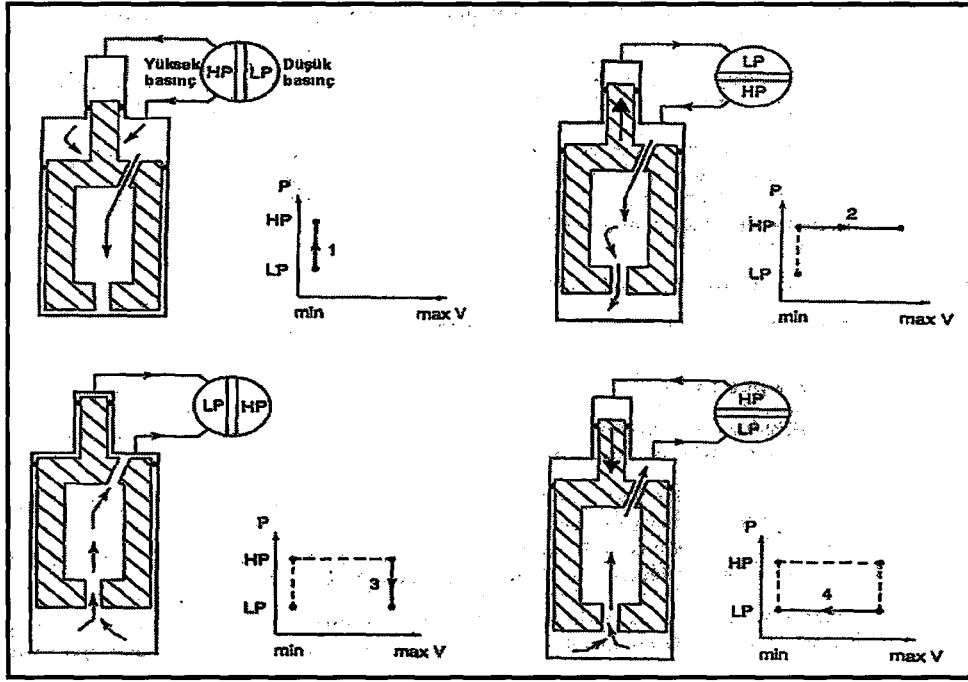


Şekil 3.2.4 OXFORD Object bench paket programı [62].

Kreostat : İndiyum ve alüminyum alaşımından dizayn edilen ana gövde üç ana bölümden oluşmaktadır. Bunlar, vakum bölgesi, ek kompresör ve helyum giriş çıkış hatlarıdır. Şekil 3.2.5 de kreostatın açık şeması gösterilmektedir. Vakum bölgesinde, vakum pompasının devreye girmesiyle 30 dakikalık bir zaman süreci sonucunda, yaklaşık 3.10^{-3} bar lık bir basınç oluşmaktadır. Kreostatın dış kapağının kapanması ile birlikte sistem dış ortamlarla izole olmakta ve sisteme bağlanan vakum pompası yardımıyla kreostatın ana gövdesiyle kapak arasında kalan bölge hızla vakumlanmaya başlamaktadır. Helyumun girdiği ve çıktığı hatlardaki basınç ve hacim değişimini ek kompresör kontrol etmektedir. Ek kompresör bir elektrik motoru ile çalışmakta olup, motora uygulanan voltaj ile motorun devri ayarlanabilmekte ve sonuçta kompresörün hızı kontrol edilebilmektedir. Basınçlı helyumun girdiği hat, yüksek basınç girişi olup, 22 barlık bir basınca gelmektedir. Helyumun çıktığı hat ise düşük basınç girişi olup 10bar lık bir değere karşı gelmektedir.



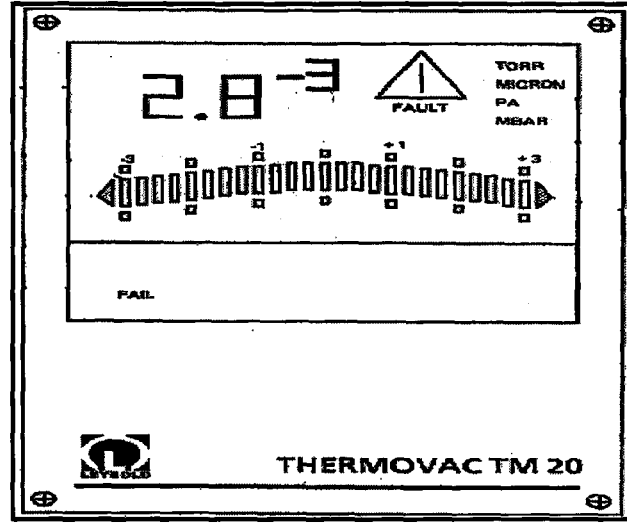
Şekil 3.2.5 Kreostatın yan kesit görünüşü.



Şekil 3.2.6 Ek kompresörün basınç-hacim (pv) değişimi

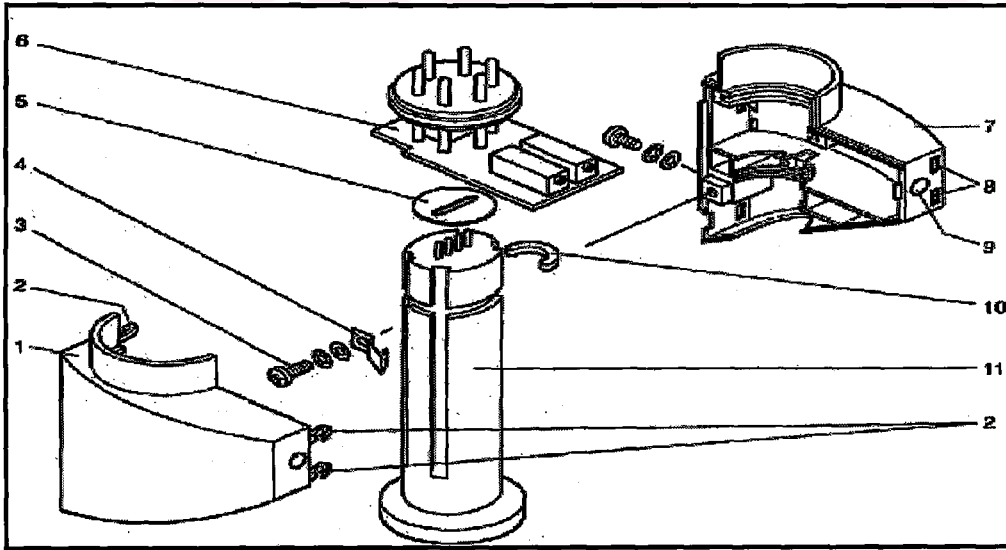
Şekil 3.2.6 de Basınç-Hacim diyagramı verilen ek kompresörün görevi, bir anlamda, giriş ve çıkıştaki 22 bar lık ve 10bar lık basınç değerlerini düzenlemektir [63].

Basınç Göstergesi ve Sensörü : Leybold firması tarafından üretilen bu cihaz, kreostatın içindeki vakum bölgesinin basıncını ölçmektedir. İki ana parçadan oluşan bu cihazın birinci parçası basınç sensörü, ikinci parçası ise elektronik göstergedir. Şekil 3.2.7 de gösterilen elektronik basınç göstergesi likit kristal olup 10^{-3} mbar dan 1000mbar a kadar bir ölçüm sınırına sahiptir ve basınç ölçümlerini aynı anda torr, pascal ve mbar cinsinden görüntüleyebilmektedir. PV sensöründen gelen elektriksel sinyalleri, basınç değerine kalibre edilmiş elektronik işlem yapıcı entegreler yardımıyla likit kristal göstergeye iletmektedir. Sensör bağlantısı veya sağlamlık test etme özeliğine sahip olan bu elektronik cihaz, deney sırasında çıkabilecek problemleri anında göstergeye yansıtmaktadır [64].



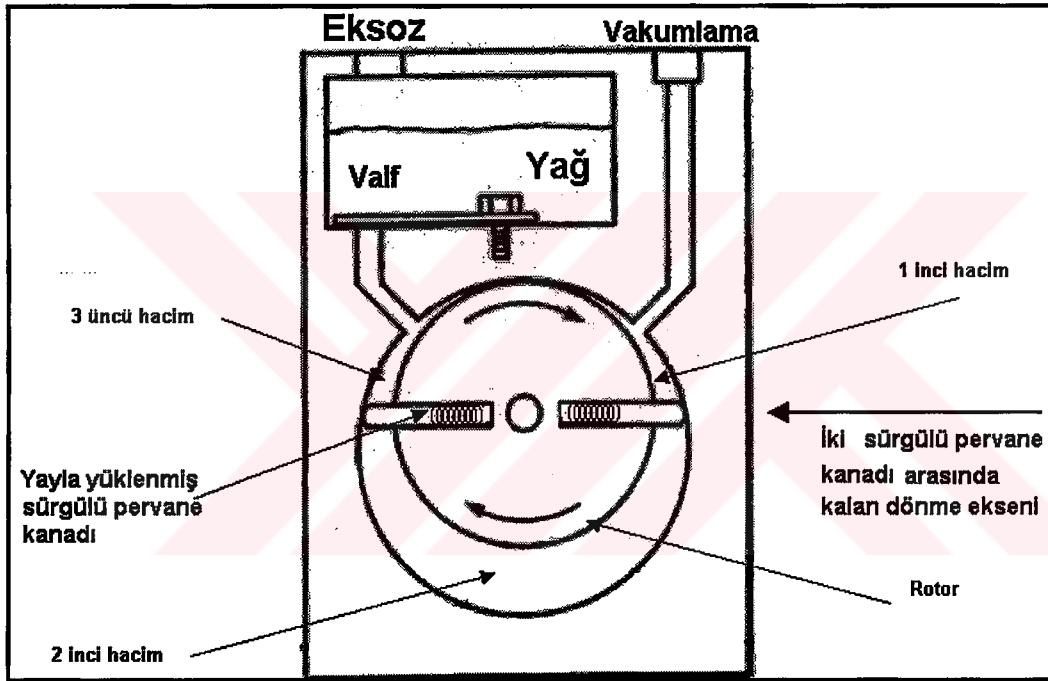
Şekil 3.2.7 Elektronik basınç göstergesi.

Basınç Sensörü : Leybold firması tarafından üretilen TR 211 modeli basınç sensörünün Şekil 3.2.8 açık şeması verilmektedir. İçinde hava bulunan bir tüpün içerisine yerleştirilmiş tungsten filamanttan oluşan basınç sensörünün ölçüm aralığı 0.5×10^{-3} mbar dan 1000mbar a kadar değişmekte olup bu sensörün maksimum filaman sıcaklığı 110°C dir. Çalışma sıcaklığı 0 ile 40°C arasındadır [65].



Şekil 3.2.8 Basınç sensörü.

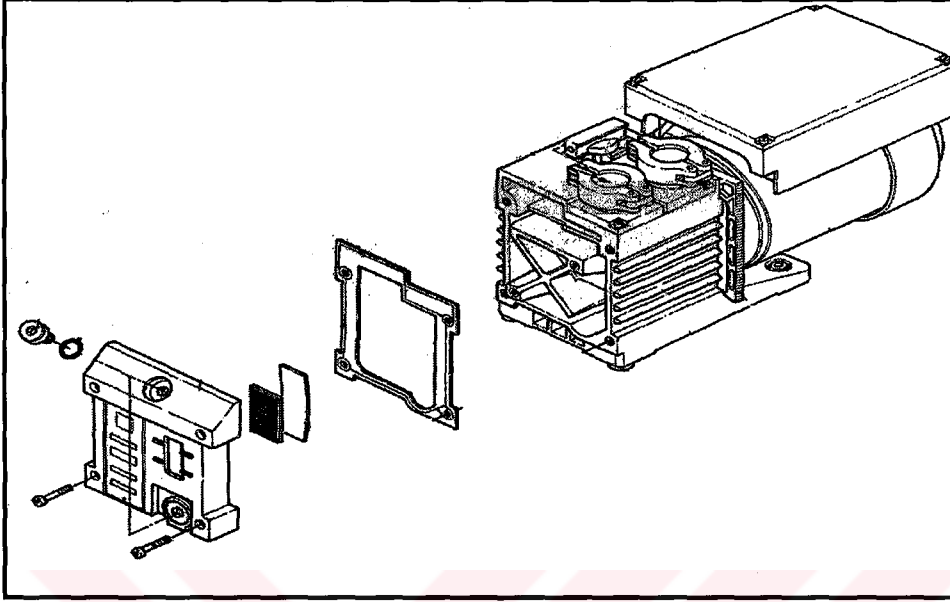
Vakum Pompası : Bu tür vakum pompaları Şekil 3.2.9 da gösterilen yağ kaplı bir ortam içinde dönen bir diskten oluşur. Disk şeklinde dönen rotorun karşılıklı iki kenarına yerleştirilmiş pervane kanatları biçimindeki silindir şeklindeki çubuklar sayesinde, dönen disk kenarları bir piston gibi esneme özelliği kazanmıştır. Diskin 90 derece döndüğü durumda, silindir şeklindeki çubuk, vakum yatağındaki yarıçapsal genişlemeden dolayı yay kuvveti altında uzar. Bu uzama birinci hacim bölgesinin genişlemesine neden olur ve diğer hacim bölgelerindeki yağı sıkıştırır. Pervane kanadı ikinci hacim bölgesine ulaştığında, üstte kalan diğer pervane kanadı, sıkışan ve az miktarda yanan gazın bir kısmının egzozdan dışarı atılmasını sağlar.



Şekil 3.2.9 Vakum pompasının kesit görünüşü.

Rotorun dönme süresince, yağ, bütün vakum yatağına yayılmış bir durumdadır. Üçüncü hacim bölgesine varan pervane kanadının görevi diğer pervane kanadıyla değiş tokuş olur. Vakum pompalarının dizaynında kullanılan dönen disk üzerindeki bu hareketli pervaneler yerini bazen, yağ dolu vakum yatağı içinde dönen yarım disk şeklindeki disklere de bırakabilir. Şekil 3.2.10 de Leybold firması tarafından üretilen, deneysel ölçümlerde kreostatı vakuma almak amacıyla kullanılan

maksimum vakumlama basıncı 4.10^{-6} mbar olan mekaniksel vakum pompasını görülmektedir.

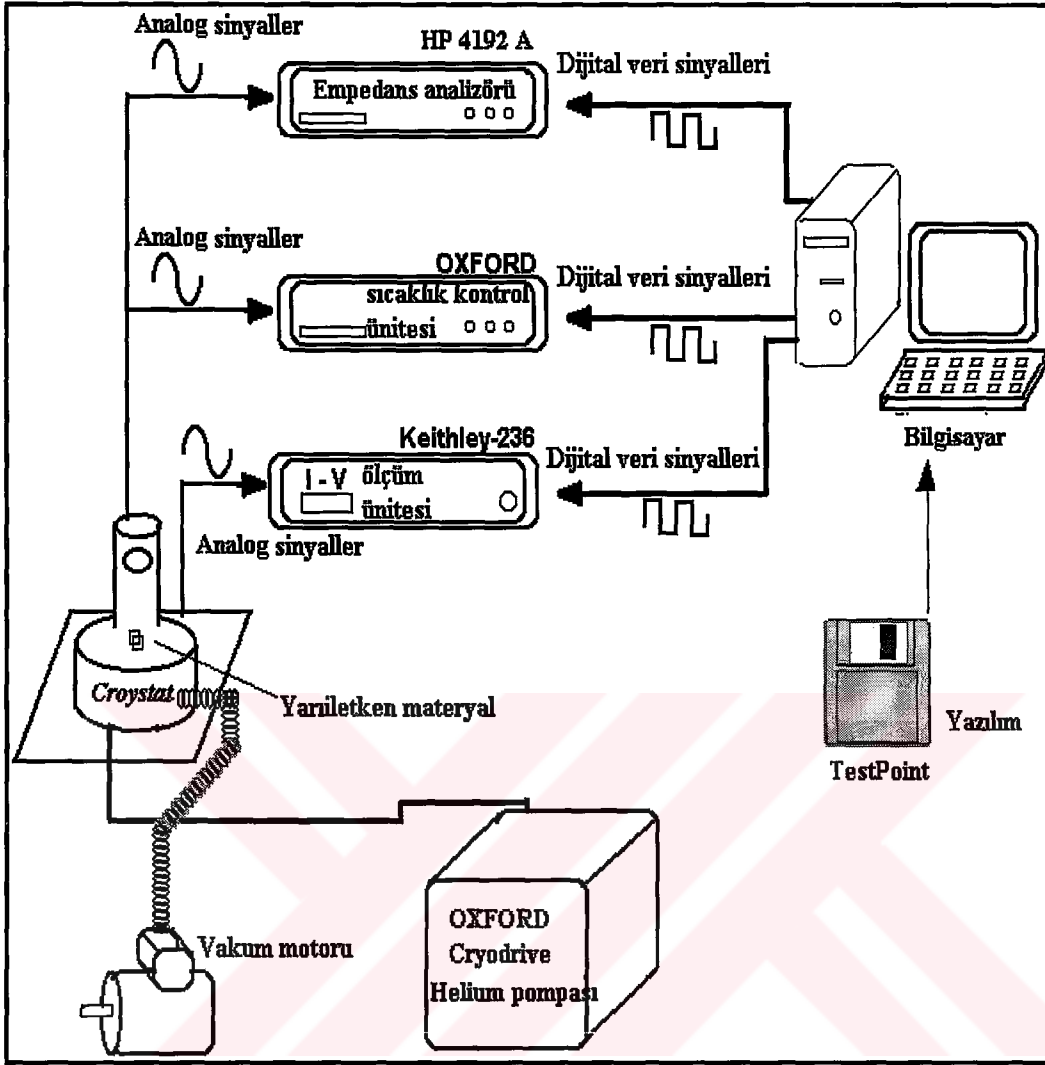


Şekil 3.2.10 Leybold vakum pompasının kesit görünüşü.

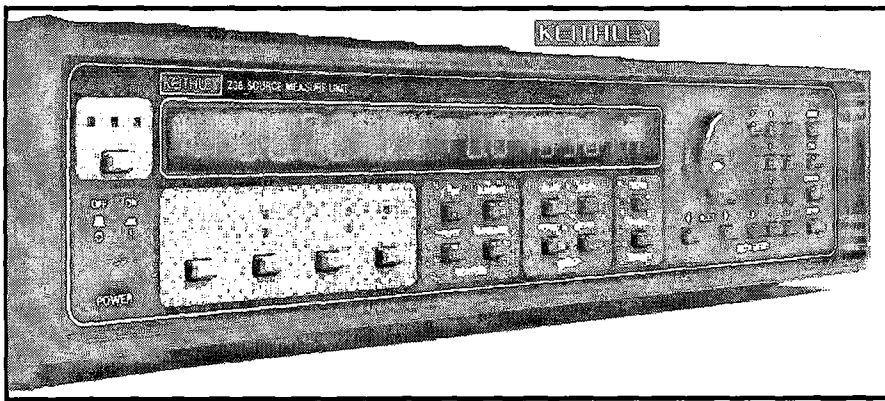
3.3 Elektriksel Ölçüm Sistemi

Bu bölümde, akım-voltaj analizinde ve empedans analizlerinde kullanılan deney düzenekleri ve cihazların teknik özellikleri üzerinde durulacaktır. Deneysel ölçümlerde kullanılan cihazların ölçüm aralıkları ve cihazların fiziksel ayarları aşağıdaki bölümlerde açıklanmıştır. Şekil 3.3.1 de bu tez çalışmasında kullanılan ölçüm sisteminin deneysel düzeneği verilmektedir

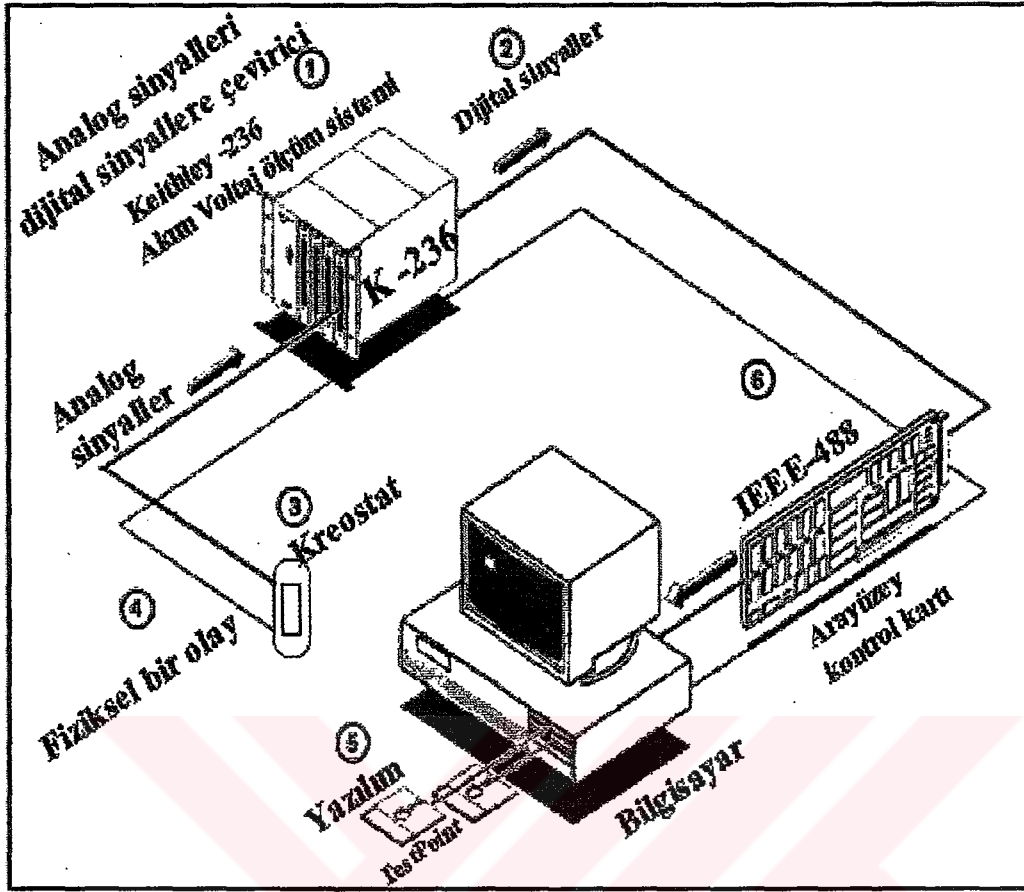
Keithley-236 Akım-Voltaj Ölçüm Sistemi: Şekil 3.3.2 de gösterilen Keithley 236 akım-voltaj ölçüm sistemi, hem akım kaynaklı voltaj, hem de voltaj kaynaklı akım ölçebilme özelliğine sahiptir. Maksimum voltaj çıkışı 110 Volt, maksimum akım çıkışı 100 mA olan akım voltaj ölçüm sistemi, GPIB IEEE-488 (Institute of Electrical and Electronic Engineers) interface veri yolu çıkışına sahiptir. Keithley-236 nın bilgisayar ile iletişiminin şematik diyagramı Şekil 3.3.3'te ve kullanılan ara yüzey (interface) kontrol kartın şematik resmi Şekil 3.3.4.'te gösterilmektedir.



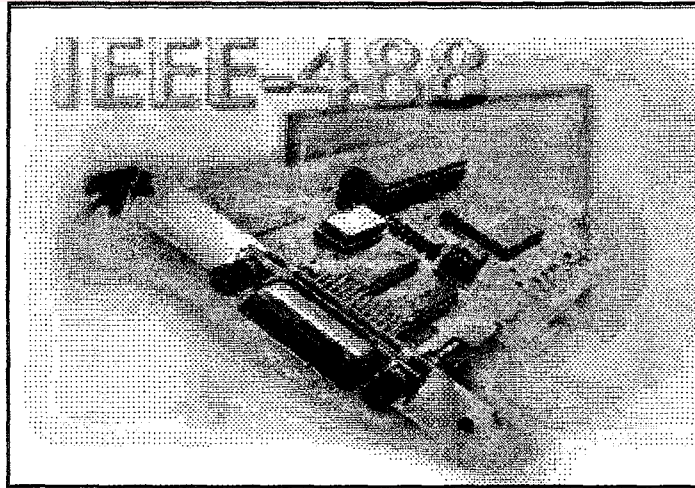
Şekil 3.3.1 Deneysel ölçüm sistemi.



Şekil 3.3.2 Keithley-236 akım-voltaj ölçüm cihazı.



Şekil 3.3.3 Keithley-236'nın bilgisayar iletişiminin şematik gösterimi.



Şekil 3.3.4 Ara yüzey kontrol kartı.

IEEE-488 veri yolu yardımıyla bilgisayarla direkt iletişim kurabilme özelliğine sahip olan bu sistem, ölçtüğü akım ve voltaj değerlerini saniyede 488 kilobaytlık bir transfer hızıyla bilgisayara aktarabilmektedir. RS-232 ara yüzey veri yolundaki veri transfer hızının maksimum 20 kilobayt olması nedeniyle bu veri yolu tercih edilmiştir. IEEE-488 ara yüzey kontrol kartı ile iletişim kuran bu cihaz, bilgisayar üzerindeki ana kartta 8 bitlik ISA veri yolunu kullanmaktadır.

Test çıkış uçlarına gelen potansiyel fark değerlerini logaritmik, üstel, basamak veya lineer aralıklarla gönderebilen akım-voltaj ölçüm sistemi, TestPoint yazılımıyla kontrol edilebilmektedir. TestPoint yazılımı, bilgisayarın iletişim hatları olan RS232, LPT1 veya GPIB veri yollarını kullanarak bilgisayara bağlı olan herhangi bir cihazın kontrolünü sağlayan, pencere ortamında çalışan bir paket programdır. Program kısaca aşağıda yazılı olan işlemleri yerine getirmektedir;

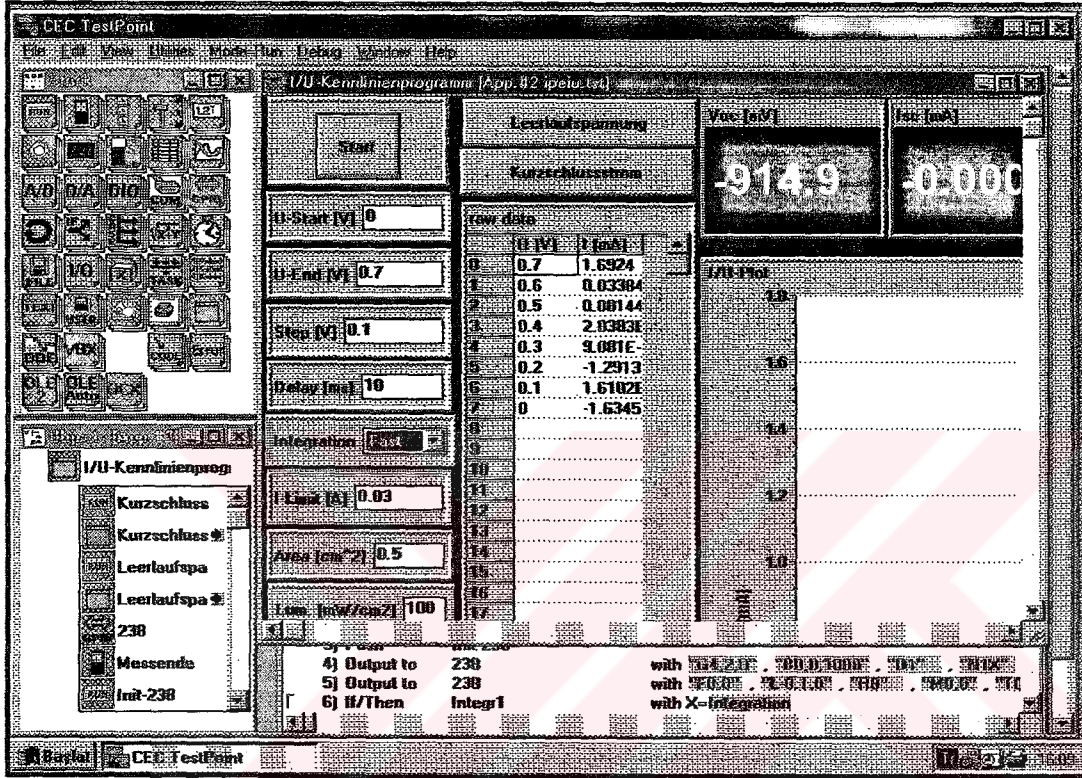
Remote 236 : K236 y1 bilgisayar ile kontrol;

- Source I, measure V : Kaynağı ve ölçülecek büyüklüğü seçme.
- Sweep mod : Tarama.
- Trigger konfigürasyonu : Tetikleme modunu seçme.
- Compliance range : Ölçüm aralığı belirleme.
- Data formatı: Bilgisayara gönderilecek verilerin veri formatının

ayarlanması (ASCII).

- SRQ mask : SRQ maskesinin ayarlanması.
- Suppress : Çalışmaya hazır.
- V start : Taranacak voltaj aralığının başlangıç değeri.
- V stop : Taranacak voltaj aralığının bitiş değeri.
- V step : Hangi aralıkta.
- Data delay : Data toplama hızı.
- Trigger run : Tetikleme.
- Data acquisition : Veri toplama.

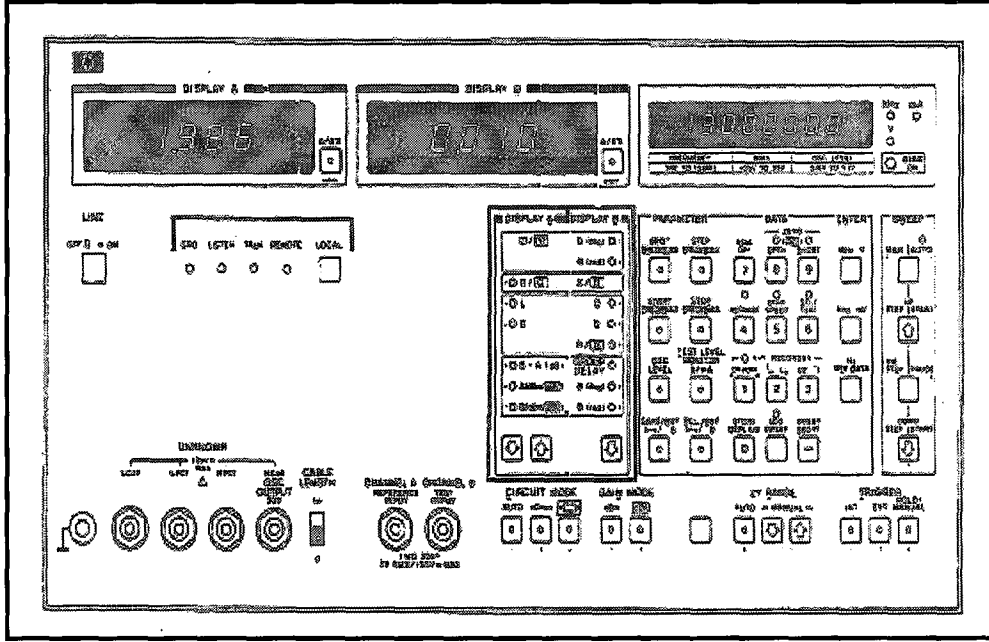
Ölçüm sonucunda elde edilen veriler ASCII veri formatında bilgisayara aktarılır. Elde edilen verilerin TestPoint yazılımı ile grafiğinin çizilerek istatistiksel hesaplamalarının yapılması mümkün olabilmektedir. Şekil 3.3.5 de TestPoint yazılımı ile Keithley 236 için programlanmış yazılımı görülmektedir.



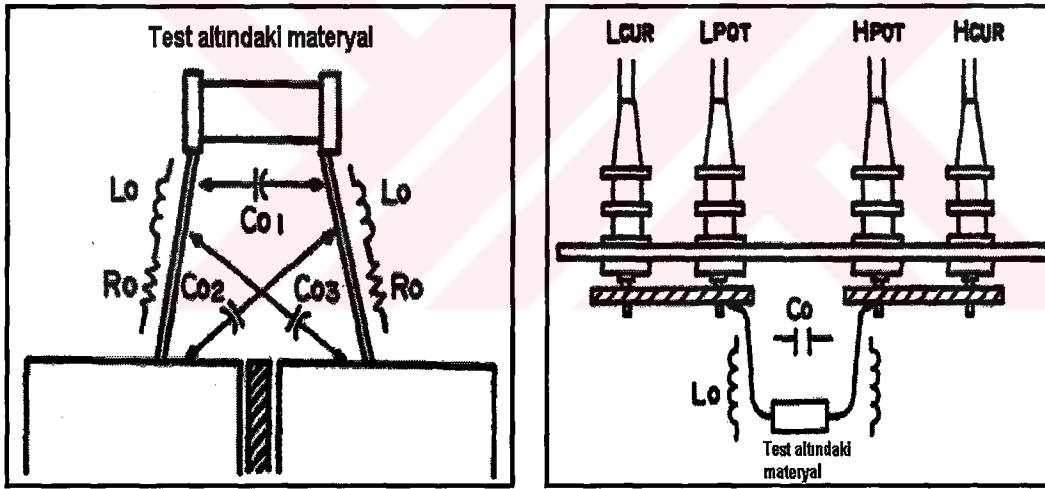
Şekil 3.3.5 TestPoint yazılımıyla Keithley-236'nın kontrol edilmesi.

3.4 Admittans ve Empedans Ölçüm Sistemi :

Şekil 3.4.1 admittans ve empedans ölçümlerinde kullanılan HP4192A ölçüm sistemi gösterilmektedir. Sistemin frekans ölçüm sınırları 5Hz-13MHz ve osilatör genlik sınırları 5mV – 1Volt aralığında değişmektedir. Doğru akım çıkışı, özelliği olan HP4192A sistemine -35Volt ve +35Volt aralığında gerilim üretebilmektedir. Bu cihaz aynı anda empedans, admittans, kapasitans, indüktans ve konduktans ölçebilmektedir. Test kutusuna yerleşiren aygıt üzerine, kontaklarının bulunduğu ortamın di-elektriksel özelliklerinden dolayı kapasitif ve indüktif etkiler söz konusu olabilir.



Şekil 3.4.1 HP4192A .Empedans Analizörü.



a.)

b.)

Şekil 3.4.2 a) İstenmeyen indüktif ve kapasitif etkiler, b) HP16047A Test kutusu.

Bu tip etkilerin minimuma indirilmesi amacıyla yapılan ölçümlerde HP 16047A tipinde test kutusu ve koaksiyel kablosu kullanılmıştır. Sıcaklık bağımlı kapasitans-frekans ölçümlerinde besleme voltajı 0 Volt ta ve osilatör sinyalinin genliği ise 20mV ta sabit tutulmuştur. Kapasitans-voltaj ölçümünde osilatör sinyal genliği aynı değerinde sabit tutularak doğru akım besleme voltajı $-0.4 / 0.7$ Volt aralığında farklı frekans değerleri için taranmıştır.

BÖLÜM 4

DENEYSEL SONUÇLAR VE SONUÇLARIN TARTIŞILMASI

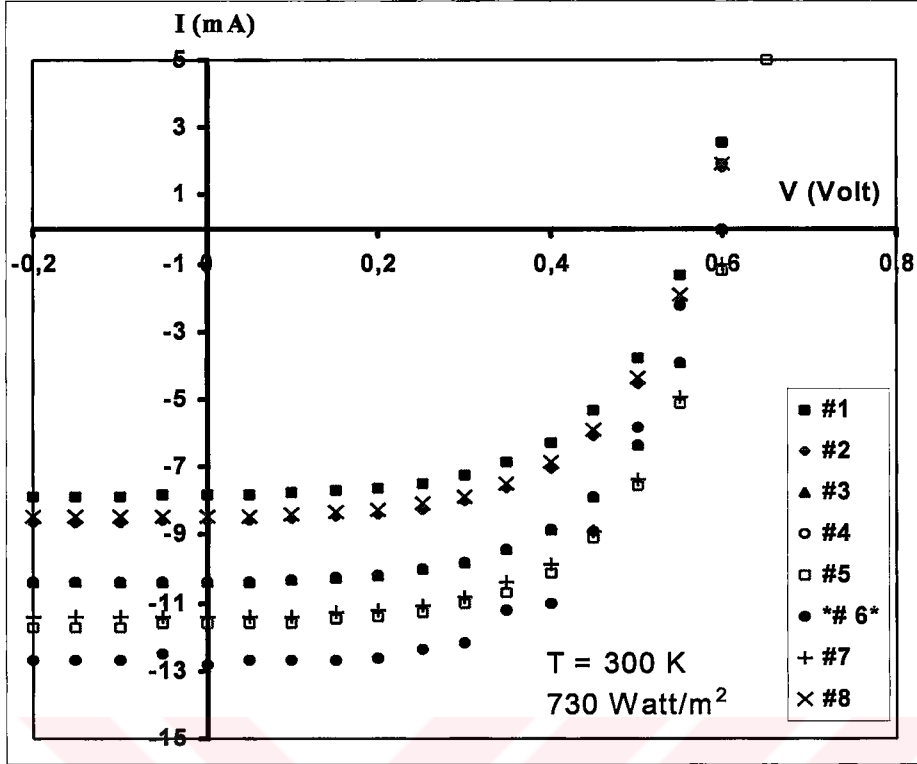
4.1 ODA SICAKLIĞINDA KARANLIK VE AYDINLIK AKIM – VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ

4.1.1 AYDINLIK AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ

Materyal oranları %22,26 Cu, %19,46 In, %7,27 Ga, %51,02 Se olan ve MG-414-72 kod numaralı modül üzerinde yer alan n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem aygıtların fotovoltaj performansları 730Watt/m² lık ışınım altında ölçülmüştür. Güneş pillerin belirlenen açık devre gerilimi V_{oc}, kısa devre akımı I_{sc} ve doluluk faktörü FF değerleri Tablo 4.1.1 de sıralanmıştır. Pillerin belirlenen doluluk faktörü değerleri 0.56 – 0.58 civarında olmasına karşın açık devre gerilim değerleri 0.570 V- 0.628 V ve kısa devre akım değerleri 7.84 mA – 12.8 mA aralıklarında değiştiği gözlenmiştir. Hesaplanan güneş pili verimlilik değerleri ise % 6.8- % 11.91 arasında değişmektedir. En yüksek verim, Tablo 4.1.1 ve Şekil 4.1.1 de görüldüğü gibi en iyi V_{oc} ve I_{sc} değerlerine sahip olan 6 numaralı pilden elde edilmiştir. Bu nedenle ilerideki bölümlerde, heteroeklem güneş pilinin elektriksel karakterizasyonu ile ilgili araştırma sonuçlarının sadece bu pil üzerine olan kısımları sunulmuştur.

Pil No	1	2	3	4	5	6	7	8
V _{oc} (mV)	570	580	600	590	610	628	610	578
I _{sc} (mA)	7,84	8,61	10,4	10,4	11,6	12,8	11,4	8,45
FF (%)	55,94	56,47	56,73	57,7	57,94	54,11	57,52	56,3
Verim (%)	6,8	7,7	9,7	9,7	11,23	11,91	10,96	7,53

Tablo 4.1.1 CdS/Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pillerin 730 Watt/m² ışınımı altındaki fotovoltaj parametreleri (aktif pil alanı 0.5cm²).

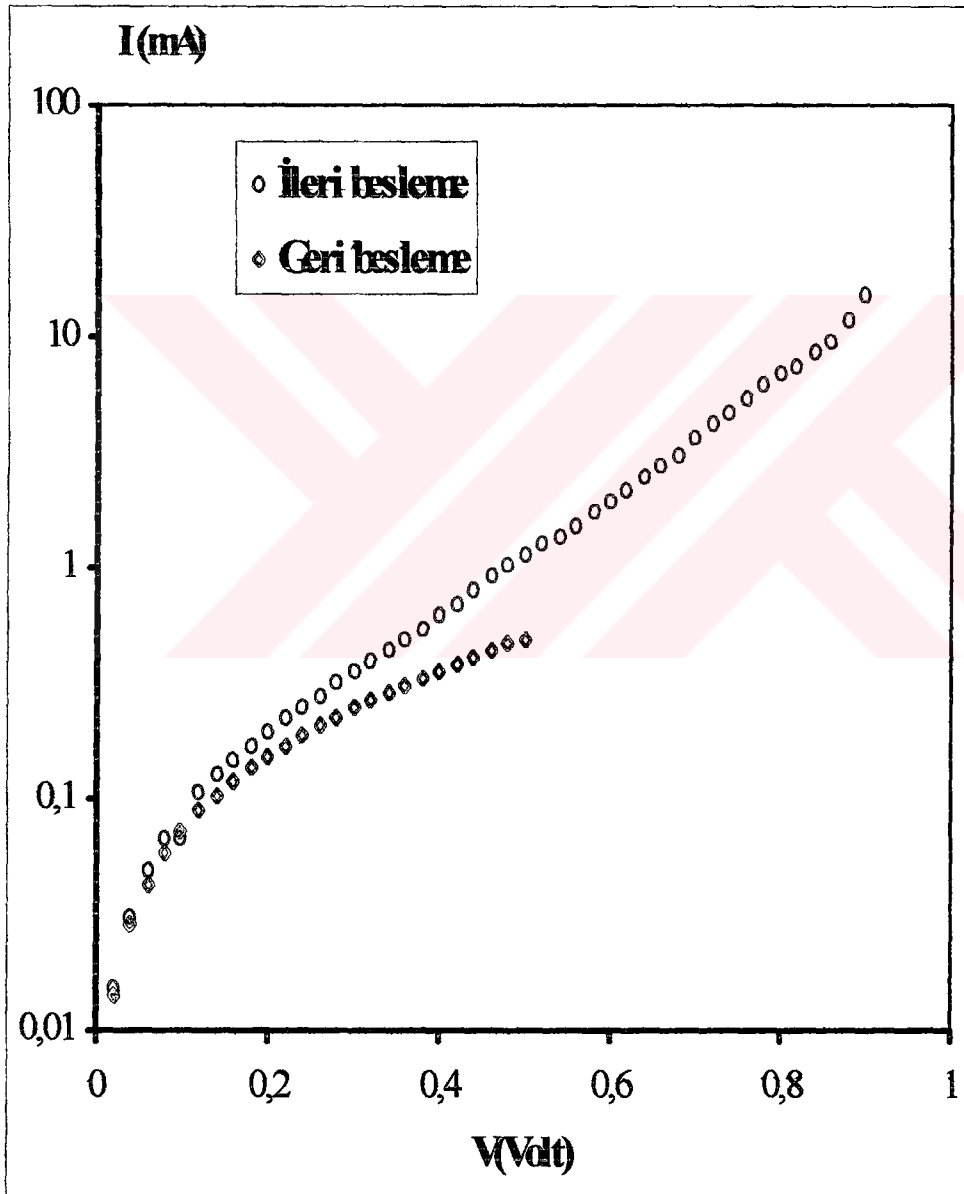


Şekil 4.1.1 Heteroeklem güneş pillerin aydınlık akım-voltaj karakteristiği.

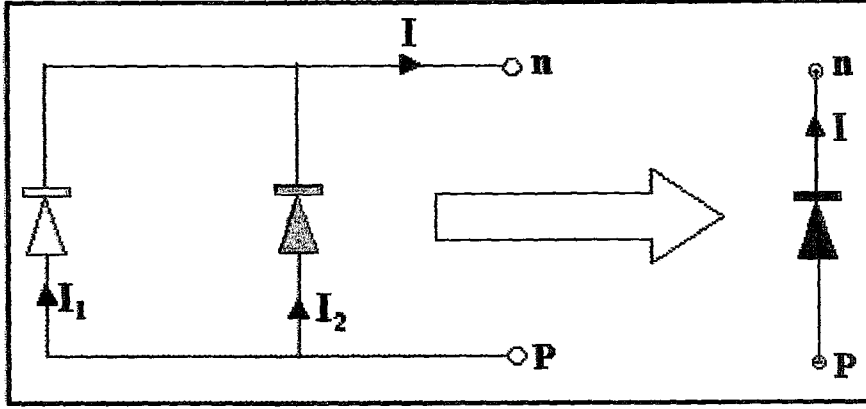
Literatürde, ince bir CdS tampon (buffer) tabakası içeren CIGS-tabanlı güneş pili yapıları için küçük alanlı aygıtlarda %12 - %17.7 civarında [23, 24, 60, 66-68] ve büyük alanlı modüllerde ise %11'i aşan [69,70] verimlilik değerleri rapor edilmektedir. Soğurucu $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ ' nin eklem ara yüzeyine yakın olan bölgelerindeki materyal kompozisyonunun ve kusur yoğunluğunun güneş pili çevirim verimliliğini oldukça etkilediği, homojen bir kompozisyona ve az kusur yoğunluğuna sahip soğurucu tabaka içeren aygıtlarda daha yüksek verimlilik değerlerinin ölçüldüğü belirtilmektedir [60,71]. Ayrıca, yüksek verime sahip CIGS pillerin $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ materyal oranı yaklaşık 0.25 olup bu değer yaklaşık 1.15 eV lik yasak enerji aralık değerine ve yaklaşık 600-650 mV luk açık devre voltaj değerine karşılık gelmektedir [68]. Ancak, Ga miktarındaki artış sonucu açık devre geriliminin yasak enerji değeri ile orantılı olarak artmadığı ve verimliliğin düştüğü de rapor edilmektedir.

4.1.2 KARANLIK AKIM VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ

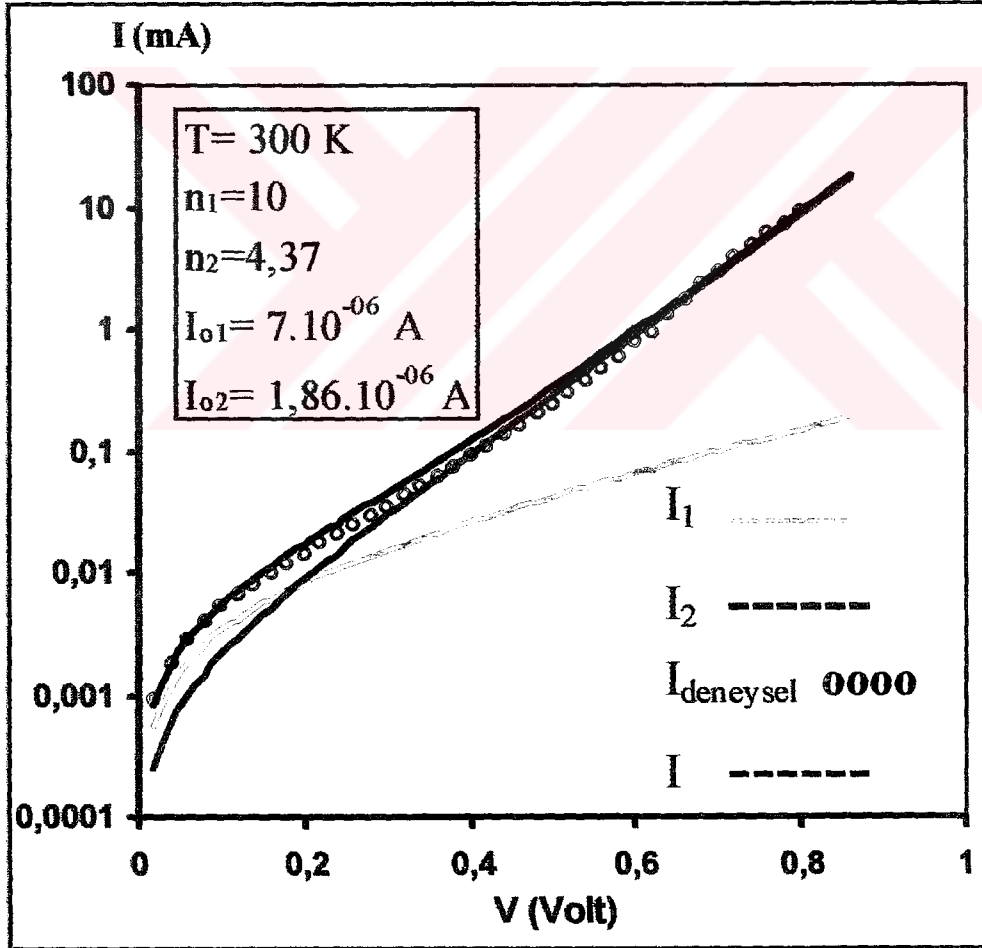
İleri ve ters besleme durumları için Şekil 4.1.2 de çizilen $\text{Log}I - V$ değişim karakteristiğinde, yaklaşık 0.15-0.6 ile 0.6-0.9 Volt değerleri arasında biraz farklı üstel davranış gösteren iki bölge belirlenmiştir. Bu deneysel gözlemler, heteroeklem aygıtın toplam diyot akımına farklı katkıları olan değişik kaliteye sahip paralel bağlı diyotlar dan oluşmuş olduğunu öne süren çok katlı diyot modeli ele alarak açıklanabilir [72].



Şekil 4.1.2 Güneş pilinin oda sıcaklığında ve karanlıktaki I-V karakteristiği.



Şekil 4.1.3 a.) Paralel bağlı iki diyot için eşdeğer devre modeli.



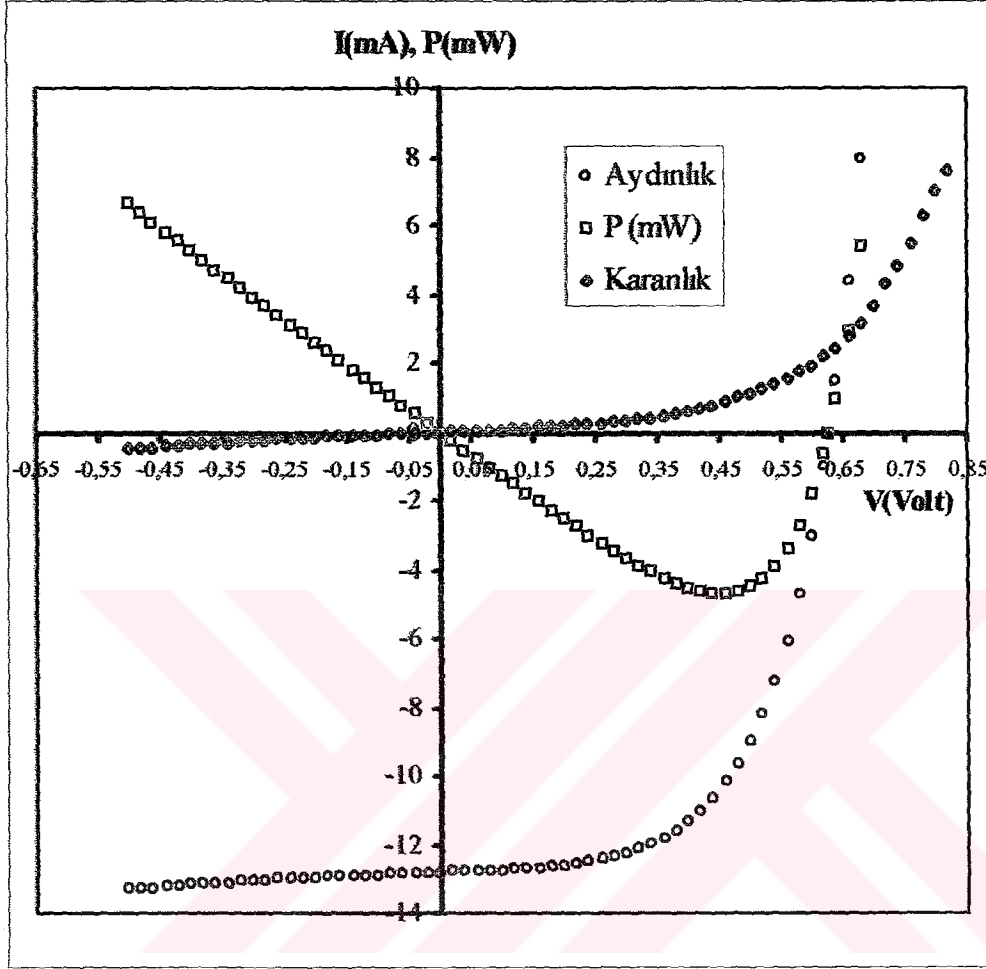
Şekil 4.1.3. b.) Teorik ve deneysel verilerin karşılaştırılması.

İncelenen güneş pili, paralel bağlı iki diyottan oluşmuş olarak ele alınmış ve eşdeğer devre modeli Şekil 4.1.3.a. da şematik olarak gösterilmiştir. Bu tip bir devreden geçen net akım Kirchoff yasası gereği her iki diyodun üzerinden geçen akımların toplamına eşittir. Uygulanan gerilime karşı ölçülen akım verileri ile iki katlı diyot yaklaşımı kullanılarak hesaplanmış teorik akım-gerilim verileri Şekil 4.1.3.b de gösterilen grafik üzerinde beraber çizilmişlerdir. İkinci diyod' un akım-gerilim karakteristiği ile deneysel verilerin oldukça iyi bir uyum içerisinde olduğu ve özellikle 0.2 V dan daha büyük değerler için neredeyse aynı oldukları belirlenmiştir. Birinci diyodun akım-gerilim karakteristiği ise 0.2 V tan düşük gerim değerlerinde deneysel veriler ile uyumlu olup yüksek gerilimlerde oldukça farklılaşmaktadır. Heteroeklem güneş pilinin elektriksel özelliklerinin belirlenmesi için yapılan hesaplamalarda 0.2 V tan daha büyük gerilim değerleri dikkate alındığından, ele alınan eşdeğer devre modelinin, uygulanan gerilime karşı baskın olarak ikinci diyodun özelliklerini sergilediği söylenebilir. Teorik olarak hesaplanan $I = I_1 + I_2$ toplam akımı ile deneysel olarak ölçülen I akım değerlerinin neredeyse aynı oldukları da belirlenmiştir.

4.1.3. KARANLIK VE AYDINLIK KARAKTERİSTİKLERDE ÇAKIŞMA ETKİSİ:

Şekil 4.1.4 de çizilen grafikte, karanlık ile aydınlık karakteristiklerin (J,V) düzlemi üzerinde bir noktada çapraz olarak çakıştıkları görülmektedir. Benzer teknikler kullanılarak üretilen bir çok CIGS tabanlı güneş pilinde gözlenen bu çapraz çakışım (cross-over), CdS tampon tabaka seri direncinin ışık altındaki değişimin bir etkisi olarak [73] veya eklemdeki elektrik alanın yük taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak gösterdiği değişiminin bir etkisi olarak [74-76] açıklanmaktadır. Niemegers ve grubu [22] geliştirdikleri model de , CIGS soğurucu materyalinin eklem ara yüzeyine yakın kısımlarında yer alan ince bir kusur tabakasının üzerine düşen gerilim değişimlerinin çapraz çakışma neden olabileceğini öne sürmüşlerdir. Bu modele göre ışık altında, hem CdS pencere materyali içerisinde hem de kusur tabakası içerisinde deşikler yaratılmaktadır. Çapraz çakışım etkisini açıklayabilmek için bu deşiklerin ara yüzey yakınlarında yer alan tuzaklarca tutulduğu ve bu pozitif fazlalık

yüklerin eklemdeki toplam elektron akışını yada toplam akımı arttırdığı kabul edilmiştir.



Şekil 4.1.4 Karanlık ve aydınlık karakteristiklerinde çapraz çakışım etkisi.

Eklem akımı ancak, CdS/ince kusur tabakası ara yüzündeki hem de CIGS' in boşaltılmış bölgesi içerisindeki yeniden birleşmelerle sınırlandırılmaktadır. Yüksek yoğunluktaki ($1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) alıcı-benzeri (acceptor-like) kusur durumlarının bulunduğu varsayılan ince kusur tabakası üzerine düşen gerilim (V_{ODC}) CdS ten CIGS içerisine enjekte olan elektronlara karşı bir engel meydana getirmektedir. Kusur tabakası ile CIGS'in değerlik bandının üst kıyası arasındaki farklılık nedeniyle oluşan düz çıkıntı şeklindeki enerji engeli,deşiklerin CIGS 'den kusur tabakasına doğru olan hareketine engel olarak kusur tabakası içerisindekideşik yoğunluğunun çok düşük olmasına neden olmaktadır. Işık altında, kusur tabakası içerisinde, foton

soğurulması sonucu yaratılan elektron-deşik çiftleri, burada deşik yoğunluğunun artmasına neden olmaktadır. Bu deşikler iyonize olmuş alıcı durumların boşalmasına neden olur ve bu nedenle V_{ODC} (ODC: Ordered Defect Compound) gerilimi azalır. Kusur tabakası üzerine düşen gerilimin ışık altında azalması, elektron akışına engel olan engel yüksekliğinin azalmasına neden olur. Bu modelde, verilen bir gerilim değerinde ışık altındaki toplam yeniden birleşme oranının karanlıktakine oranla daha fazla olmasının I-V karakteristiğinde bir çakışmaya neden olduğu öne sürülmektedir. Kylner [23], CdS tampon tabaka nötral bölgesi içersinde bulunan safsızlıklar ile kusurların n-CdS/CIGS heteroeklem yapınının ara yüzey bölgesinde doğru uzanan bir elektrik alan dağılımının oluşmasını sağlayıp oda sıcaklığındaki J-V karakteristiğinde çapraz çakışma neden olduğunu ve bu nedenle güneş pil performansının arttığını ifade etmiştir.

4.2 SICAKLIK BAĞIMLI KARANLIK AKIM-VOLTAJ KARAKTERİSTİĞİ

Üretim koşulları Bölüm (2.4.3) de açıklanan, CdS/Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem güneş pilinde baskın olan akım-iletim mekanizmasının belirlenmesi amacıyla 100 K ile 300 K sıcaklık aralığında karanlıkta I-V ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Heteroeklem yapılar da materyallerin özelliklerine, eklemdeki kusur yapılarının, ara yüzey ve tuzak düzeylerinin etkilerine bağlı olarak farklı akım mekanizmaları öne sürülmüştür. Bölüm (2.1.2) de verildiği gibi, eğer akım iletiminde ısısal uyarılma sonucu oluşan akım mekanizmaları etkin iseler, örneğin, enjeksiyon, ara yüzey yada tükenmiş bölgede yeniden birleşme gibi, $3 kT/q$ dan daha büyük düz ön gerilim değerleri için en genel formdaki akım-voltaj bağıntısı aşağıda verildiği gibi yazılabilir,

$$\begin{aligned} J &= J_o \exp(qV / AkT) \\ &= J_{oo} \exp(-E_a / AkT) \exp(qV / AkT) \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

burada E_a aktivasyon enerjisi iletim mekanizmasının tipine göre değişmektedir, örneğin; ideal emisyon ve difüzyon mekanizmasında eklemde geçen akımı belirleyen yük taşıyıcıların çoğunluk oldukları bölgeden azınlıkta oldukları bölgeye geçerken

karşılaştıkları enerji engelini ifade ederken, serbest yüklerden boşaltılmış bölgede yeniden birleşme-yaratılma (R/G) mekanizmasında boşaltılmış bölgenin çoğunlukla yer aldığı soğurucu materyalin yasak enerji aralık değerinin yarısını ($E_g / 2$ 'ye) ifade eder (Bölüm 2.1.2.b).

Genellikle, ısısal uyarılma sonucu oluşan iletim mekanizmalarının baskın olduğu durumda; a.) Sabit sıcaklıkta, ileri besleme akımı, voltaj ile $\text{Log} I \propto qV/AkT$ olarak değişir ve A değerleri baskın olan mekanizmanın tipine ve eklemi oluşturan materyallerin katkı yoğunluklarına bağlı olarak 1 ile 2 değerleri arasında değişebilmektedir. B.) Sabit gerilimde, $\text{Log} I$ ve $\text{Log} I_0$, T^{-1} ile doğrusal olarak değişmektedir.

Eğer akım iletiminde, banttın banda doğrudan tünelleme veya çok adımlı tünellenmenin ardından ara yüzey durumları yardımıyla yeniden birleşmenin gerçekleştiği akım iletim mekanizmaları etkin iseler, en genel akım-gerilim denklemi aşağıda verildiği gibi de ifade edilebilir,

$$J_{\text{ileri}} = J_0(T) \exp(\Delta V) \quad (4.2.2)$$

Burada Δ , $\text{In} I$ -V grafiğindeki doğrusal değişimin eğimi olup voltaj faktörü adını almaktadır.

Eğer tünelleme mekanizması daha baskın ise; a.) $\text{Log} I - V$ değişiminin eğimi sıcaklıktan bağımsız olur ve Δ neredeyse sabittir. B.) $\text{Log} I$ ve $\text{Log} I_0$, T ile doğrusal olarak değişir.

Eğer eklemdeki baskın akım iletim mekanizması, saf Schockley-Read-Hall' u temel alan eklemde yeniden birleşmenin klasik modeli [77] ile ısısal uyarılmanın olmadığı tuzak yardımcı tünelleme (*trap assisted tunneling*) [41] modelleri arasında kalan tünellenmenin yükselttiği yeniden birleşme (*tunneling enhanced recombination*) ise, bu durumda en genel formdaki akım-voltaj bağıntısı Denklem (4.2.1) de verildiği gibi yazılabilir. Bölüm (2.1.2.d..ii) de n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem yapısı için kısaca açıklanan bu modele göre eklemde etkin olan akım iletim mekanizmasının takip ettiği

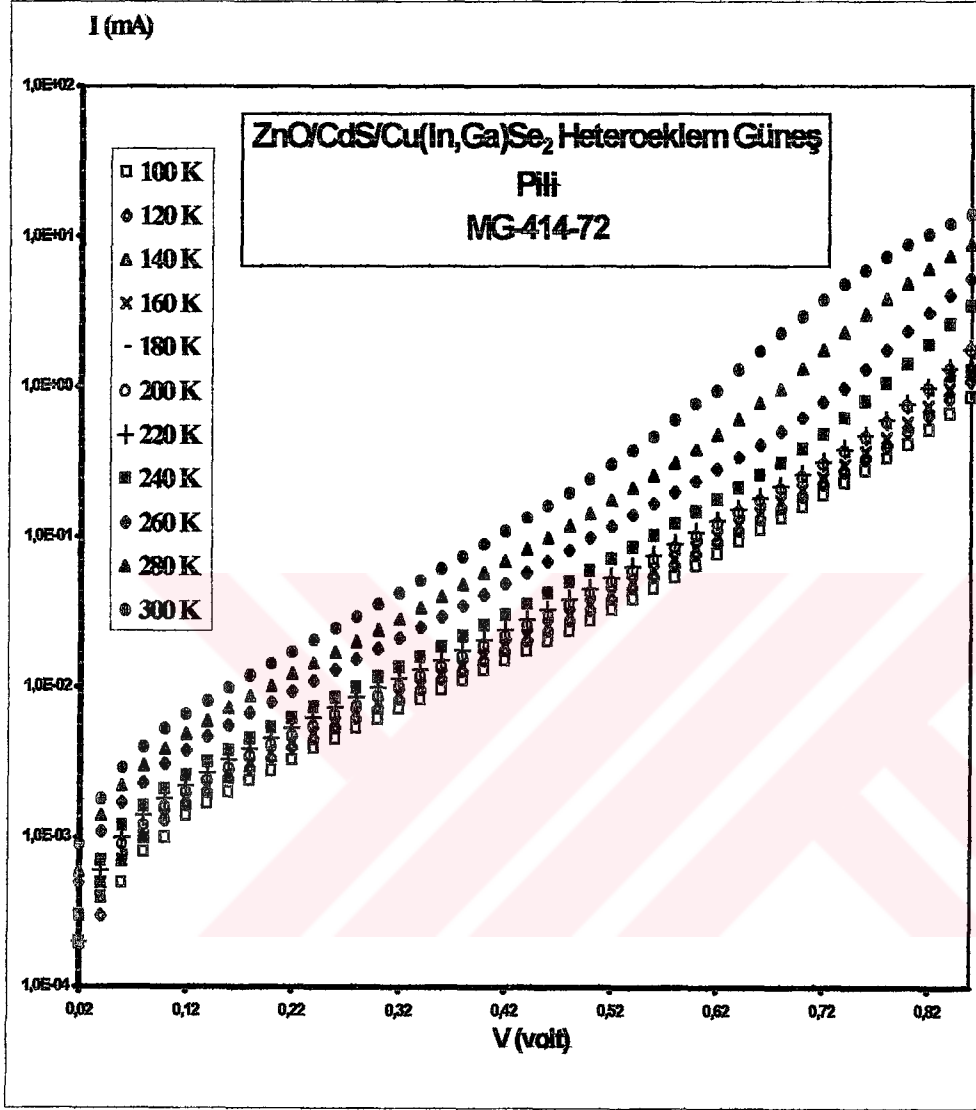
yol, aktivasyon enerjisinin aldığı değere göre değişmektedir [3]. Eğer, E_a Şekil 2.1.7 de gösterildiği gibi ZnO iletim bant alt kıyası ile Cu(In,Ga)Se₂ değerlik bandındaki eğrilmenin düzleşmeye başladığı noktalar arasında kalan ϕ_b^p enerji miktarına eşit ise ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizması etkin olabilir. Aktivasyon enerjisi CIGS 'ın yasak enerji aralık değerine eşit olduğu durumda, boşaltılmış bölge içerisinde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizması daha etkin olmalıdır. Her iki durumda da, J_{∞} sıcaklıkla çok zayıf bağlı olarak değişmektedir. Ara yüzeyde ve boşaltılmış bölgede tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme modelinde A diyot faktörü sırasıyla Denklem 2.1.48 ve Denklem 2.1.53 ile verilmekte ve genelde 2 den büyük değerler alabilmektedir.

T(K)	Eğim (q/AkT)	Diyot Faktörü A	I_0 (μ A)
100	7,66	15,13	0,56
120	7,77	12,44	0,67
140	7,87	10,52	0,70
160	7,98	9,08	0,71
180	8,09	7,96	0,73
200	8,21	7,06	0,80
220	8,33	6,33	0,90
240	8,45	5,72	1,05
260	8,58	5,20	1,25
280	8,70	4,76	1,52
300	8,84	4,37	1,86

Tablo 4.2.1 100 K-300 K sıcaklık aralığında belirlenen diyot parametreleri.

İncelenen heteroeklem güneş pilinin 100K – 300K sıcaklık aralığında ölçülen LogI-V karakteristiği Şekil 4.2.1 de gösterilmiştir. I-V değişimleri Denklem 4.2.1 de verilen diyot denkleminde uyarlanmıştır. Diyot ideallik faktörü A, ve ters doyma akımı I_0 , LogI – V değişiminin doğrusal olduğu bölgenin eğiminden ve 0 Volt a uzatılan kesim noktasından hesaplanmış ve sonuçlar Tablo 4.2.1 de sıralanmıştır. Sıcaklığın 100 K den 300 K değerine doğru artması ile birlikte, LogI-V değişim eğimlerinin oldukça yavaş

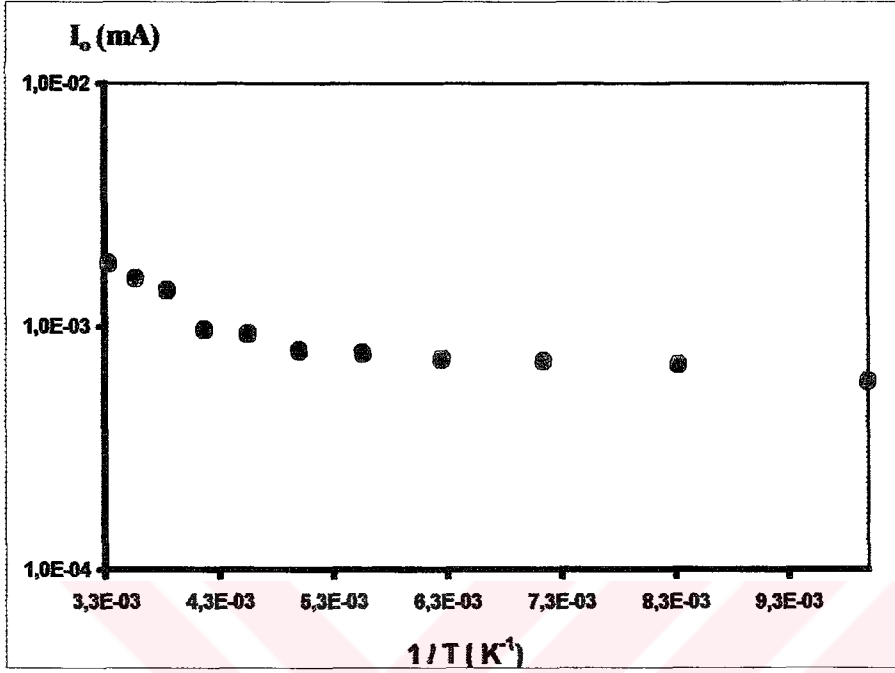
olarak arttığı ve 2 den oldukça büyük olan diyot ideallik faktörünün de 15.13 den 4.37 değerine doğru sistematik olarak azaldığı belirlenmiştir.



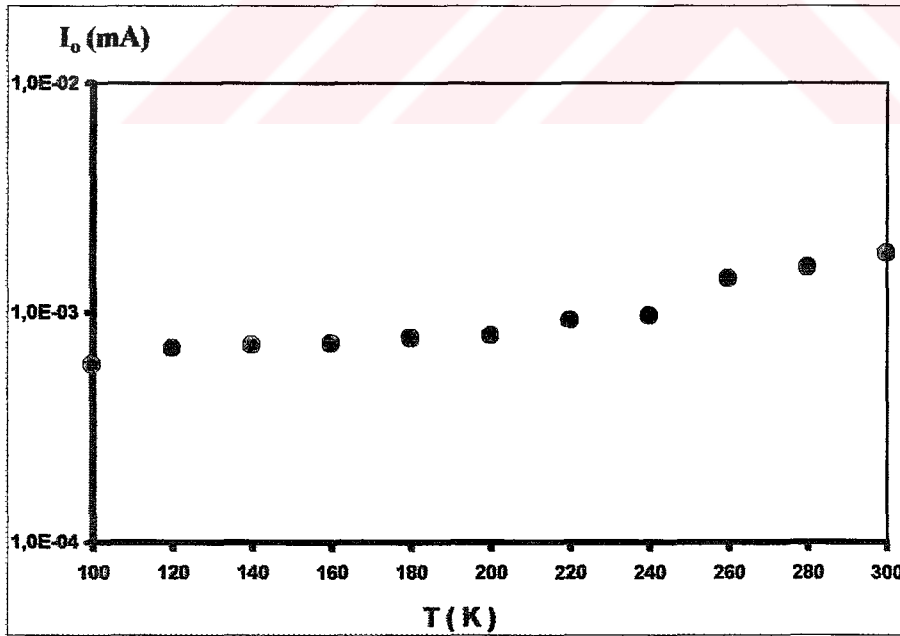
Şekil 4.2.1 100K-300K sıcaklık aralığındaki akım-gerilim karakteristiği.

Sıcaklığın, akım iletim mekanizmasına olan etkisini araştırmak amacıyla $\text{Log} I_0$ ın sıcaklık (T) ve sıcaklığın tersi ($1/T$) ile olan değişimleri incelenmiştir. Şekil 4.2.2.a da verilen $\text{Log} I_0 - T^{-1}$ grafiğinde, yaklaşık 100 K ile 250 K aralığında I_0 sıcaklıkla zayıf bir bağımlılık göstermesine karşın yüksek sıcaklıklarda değişimin biraz arttığı görülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda, yeteri kadar veri alınamamasına karşın, $\text{Log} I_0 - T^{-1}$ deki değişimin daha hızlı olması ve doğrusallığa yakın bir değişim göstermesi ve A değerlerinin giderek

azalması nedeniyle akım iletiminde ısıl uyarılmalı mekanizmaların önemli olmaya başlayabileceği düşünülmektedir.



a.)



b.)

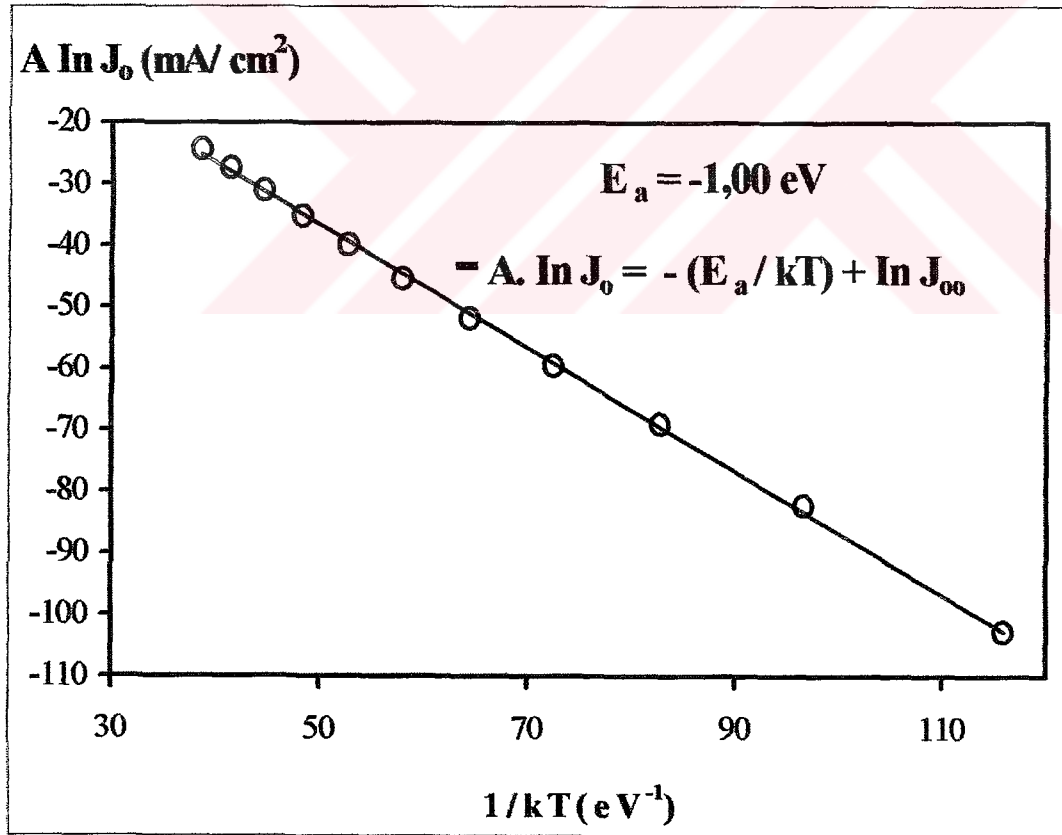
Şekil 4.2.2 a.) Log I₀ in 1/T ile olan değişimi, b.) Log I₀ in T ile olan değişimi.

Şekil 4.2.2.b de verilen Log I_0 - T grafiğinde, 100-250 K sıcaklık aralığındaki değişim doğrusallığa yakın bir karakterde olmasına karşın yüksek sıcaklıklarda doğrusallıktan uzaklaşmaktadır. 250 K den düşük sıcaklıklarda; Log I_0 - T değişiminin Log I_0 - T^{-1} değişimine oranla daha doğrusal karakterde olması ve Tablo 4.2.1 de sıralanan Log I-V değişim eğimlerinin oldukça yavaş olarak artması, tünellemenin varlığına işaret edebilir. Ancak Log I-V karakteristik eğimlerin artan sıcaklıkla düzgün olarak 7.66 dan 8.84 'e değişmesi doğrudan ya da çok adımlı tünellemenin bu pillerde etkin bir mekanizma olmadığını göstermektedir [40,41]. Diğer yandan diyot ideallik faktörünün sıcaklığın fonksiyonu olarak değişip 2 den çok büyük değerler alması nedeniyle boşaltılmış bölgede yada ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmasının [26,14] incelenen pilde etkin bir rol oynadığı düşünülebilir. Bu modele göre, ileri besleme durumundaki bir pn heteroeklem için en genel akım-gerilim bağıntısı Denklem 4.2.1. de verildiği gibidir. j_{00} ın sıcaklığa çok zayıf bağlı olduğu ve diyot faktörü A'nın sıcaklıkla değiştiği kabul edildiğinde, Denklem 4.2.1 yeniden düzenlenirse,

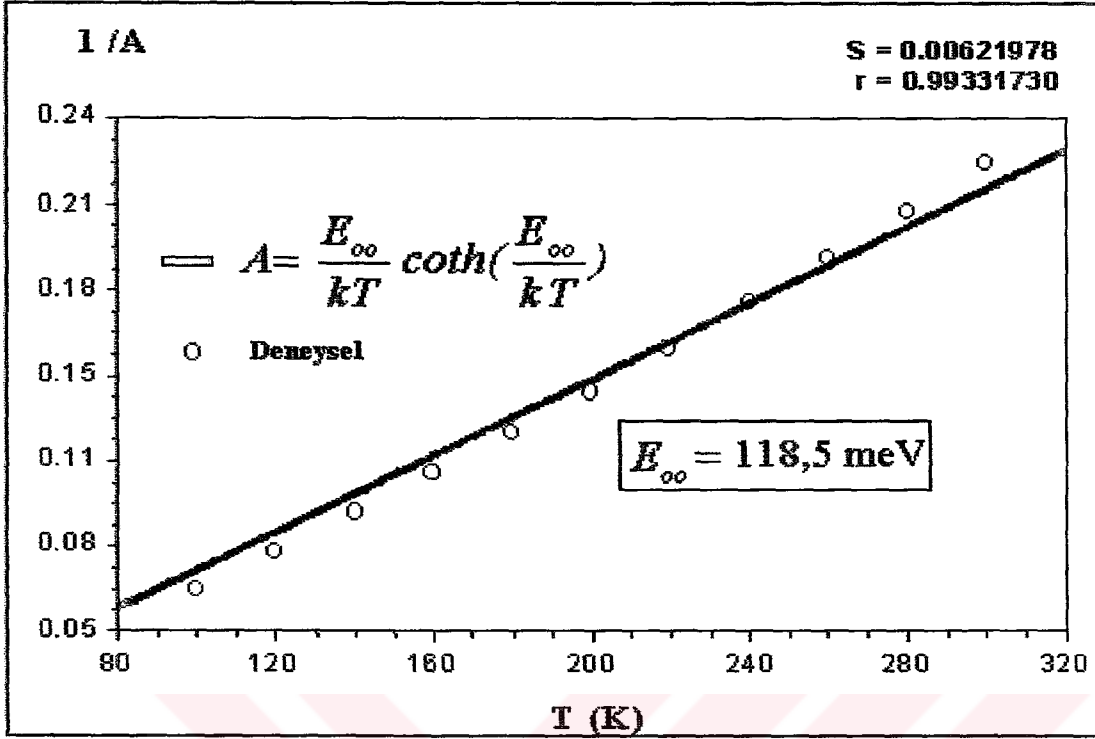
$$A \ln J_0 \approx \frac{-E_a}{kT} + \ln J_{00} \quad (4.2.3)$$

olur. Bu nedenle $A \ln J_0$ a karşılık $1/T$ grafiği çizildiğinde doğrusal karakterde olan eğimden E_a aktivasyon enerjisinin değeri belirlenebilir. [14]. Şekil 4.2.3 de gösterilen $A \ln J_0$ a karşılık $1/T$ Arrhenius çiziminde incelenen güneş pilinin aktivasyon enerjisi 1.00eV olarak hesaplanmıştır. Bu güneş pil yapısı %7.27 oranında Galyum içermesine rağmen, hesaplanan aktivasyon enerji değerinin neredeyse saf CuInSe_2 'un yasak enerji aralık değerine $E_{g(\text{CIS})} = 1.04 \text{ eV}$ eşit olduğu görülmektedir [3,20]. Bu çalışmada incelenen pil ile aynı laboratuarda benzer fabrikasyon koşullarında hazırlanmış n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ güneş pillerinde aktivasyon enerji değerleri genellikle 1.04-1.21 eV civarında olarak rapor edilmektedir [3,26]. Rau [3], ani ısısal işleme (RTP: rapid thermal processing) ile hazırlanan güneş pillerinde, neredeyse tüm Galyumun arka kontağa yakın yerlere doğru yerleştiğini ve boşaltılmış bölge yasak enerji aralığı değerinin yaklaşık olarak saf CuInSe_2 için verilen değere eşit olduğunu belirtmektedir.

Akım iletimi ile ilgili daha ayrıntılı bilgi elde edebilmek için A ideallik faktörünün sıcaklıkla olan değişimi incelenmiştir. Ara yüzey veya boşaltılmış bölgede tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmalarından hangisinin akım iletiminde daha etkin olduğunu belirlenebilmesi için deneysel ve teorik modellere uygun olarak belirlenen ters diyot ideallik faktörü değerlerinin sıcaklıkla olan değişimleri Şekil 4.2.4 ve Şekil 4.2.5 de gösterildiği gibi çizilmiştir. Ara yüzeyde gerçekleşen model için Denklem 2.1.48 ile ifade edilen A faktörünün teorik değişimi de Şekil 4.2.4 te verilen grafik üzerinde kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Deneysel verilerle teorik yaklaşımın oldukça iyi bir uyum içerisinde olması ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği akım iletim mekanizmasının toplam eklem akımına önemli katkıda bulunduğunu işaret etmektedir. Deneysel veriler ve Denklem 2.1.48 kullanılarak Şekil 4.2.4 te verilen grafikten karakteristik tünelleme enerjisi $E_{\infty}=118.5$ meV olarak hesaplanmıştır.



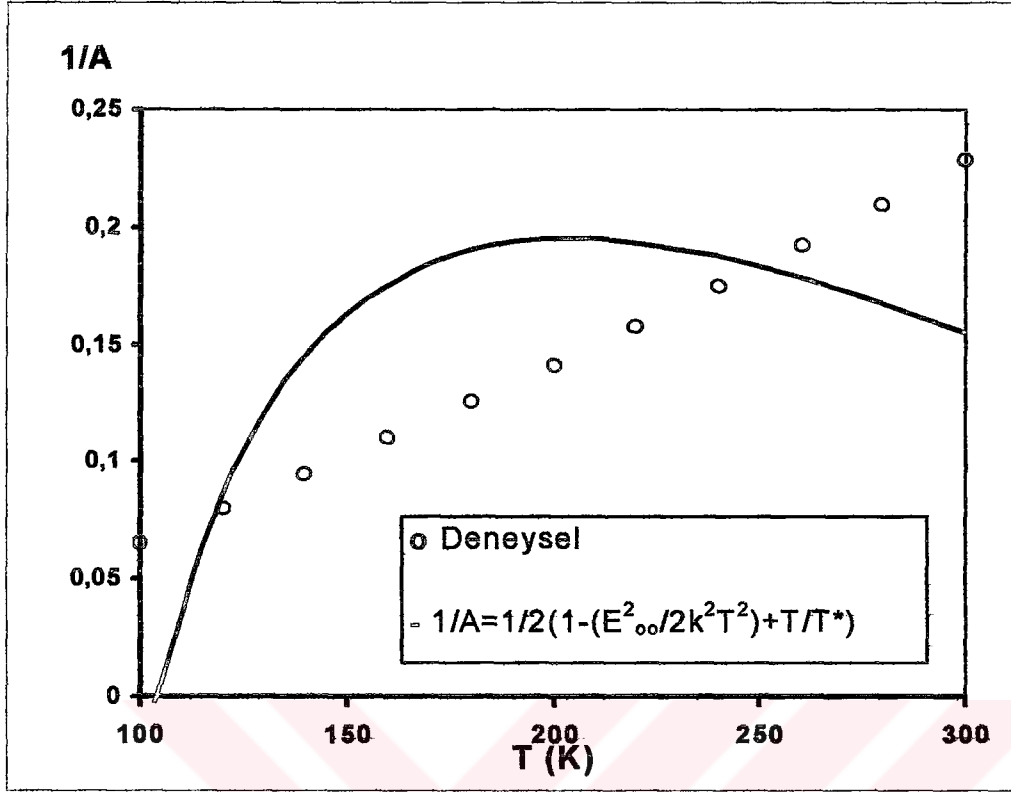
Şekil 4.2.3 $A \ln J_0 - 1/T$ Arrhenius gösterimi.



Şekil 4.2.4 $1/A$ nın sıcaklıkla değişimi ve ara yüzeyde tünellemenin çoğalttığı yeniden birleşme modeli için teorik değişim.

Boşaltılmış bölgede tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmasının toplam eklem akımına olan etkisinin araştırılması amacıyla deneysel A değerleri ve Denklem 2.1.53 ile verilen teorik değişim Şekil 4.2.5 da gösterilen grafikte beraber çizilmişlerdir. Her iki değişimin oldukça farklı olması, bu mekanizmanın toplam eklem akımına etkisinin olmadığını belirtmektedir.

Eğer boşaltılmış bölge içerisinde yasak enerji aralığının ortasında bulunan tuzak durumları kanalı ile olan tünellemenin yükselttiği mekanizma ihmal edilemeyecek miktarda olursa, Denklem 2.1.53 de verilen $1/A$ ifadesi $1/A = 1/2(T/T^*)$ 'a dönüşmektedir. Burada T^* tuzak durumları için karakteristik sıcaklığı belirtmektedir. [14]. Bu durumda $1/A$ ile T 'in değişimi grafiği y eksenini 0.5 de kesmelidir ancak deneysel değişimlerde böyle bir bulguya rastlanılmamıştır.



Şekil 4.2.5 $1/A$ 'nın sıcaklıkla değişimi ve boşaltılmış bölgede tünellemenin çoğalttığı yeniden birleşme modeli için teorik değişim.

4.3 KAPASİTANS, EMPEDANS VE ADMİTTANS ÖLÇÜMLERİ

Kapasitans ve admittans ölçümlerinin, eklem bölgesinin enerji bant yapısı, ara yüzey kusurları ve derin tuzak enerji düzeyleri ile ilgili bilgilerin edinilmesi açısından oldukça önemli olduğu bilinmektedir. Bu nedenle incelenen Cu(In,Ga)Se_2 tabanlı heteroeklem aygıt üzerinde karanlıkta, sıcaklık bağımlı kompleks admittans ve empedans ölçümleri, sabit gerilim altında ($V = 0$) sıcaklık bağımlı kapasitans frekans ölçümleri ve oda sıcaklığında frekans bağımlı kapasitans-gerilim ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

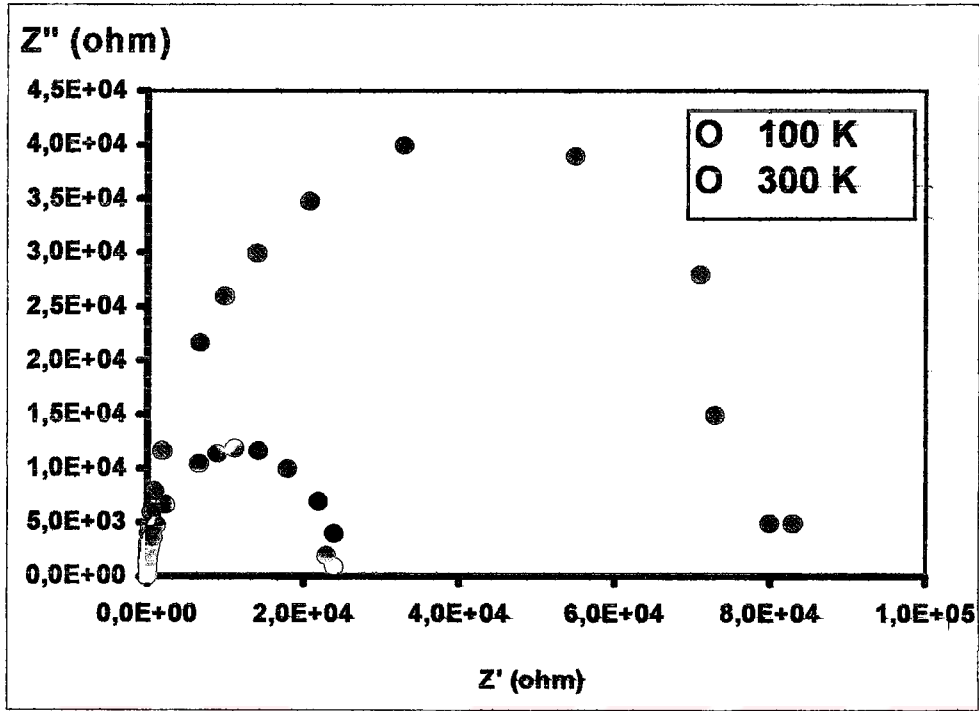
4.3.1 Cu(In,Ga)Se₂ TABANLI GÜNEŞ PİLİNİN EŞDEĞER EVRESİNİN BELİRLENMESİ.

İlk olarak, incelenen güneş pilinin alternatif sinyallere karşı gösterdiği tepkilerden faydalanarak ac eşdeğer devresinin belirlenmesi hedeflenmiştir. Bu nedenle empedans ölçümleri yapıp, heteroeklem yapı içerisindeki direnç ve kapasitansların kararlı oldukları bağlanma konfigürasyonları araştırılmıştır [78]. Ölçümler sadece 100K ve 300K sıcaklık değerlerinde yapılmış olup verilerin grafik üzerindeki değerlendirilmesi Şekil 4.3.1.a ve b de verilmiştir. Bölüm 2.2 de açıklandığı gibi gözlemlenen yarım daire şeklindeki değişim, eşdeğer devrenin birbirine paralel bağlı kapasitans ve direnç ile yine bunlara seri bağlı olan bir seri dirençten oluştuğunu göstermektedir [52]. Ayrıca tek yarım dairesel değişimin bulunması, pil içerisinde geri kontak etkisinin ölçülemeyecek kadar önemsiz olup sadece tek bir potansiyel engelinin var olduğunu göstermektedir [79]. Her iki sıcaklık değerinde de sadece bir yarım dairesel değişimin gözlenmesi, devre modelindeki bağlantı konfigürasyonunun sıcaklıkla değişmediğini ifade etmektedir.

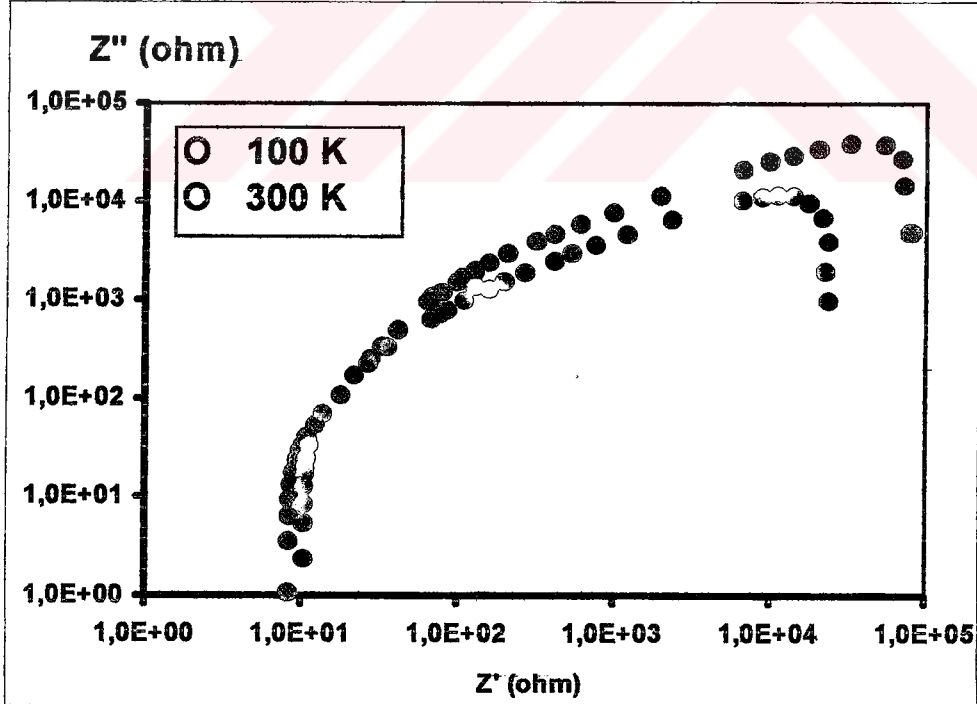
Kompleks empedans eğrilerinin düşey ekseni kestikleri noktalar doğrudan Şekil 4.3.2 de gösterilen devre modelindeki seri R_s ve paralel R_p direnç değerlerine karşılık gelmektedir. Tablo 4.3.1 de sıralanan R_s ve R_p değerlerinin sıcaklıkla değişmesi, heteroeklem yapıyı oluşturan yarı-iletken materyallerin iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değiştiğini göstermektedir.

Direnç Etkileri		T =100 K	T =300 K
Seri direnç etkisi	R_s	12 Ω	20 Ω
Şönt direnç etkisi	R_p	82 k Ω	23 k Ω

Tablo 4.3.1 Seri ve şönt direnç değerleri.

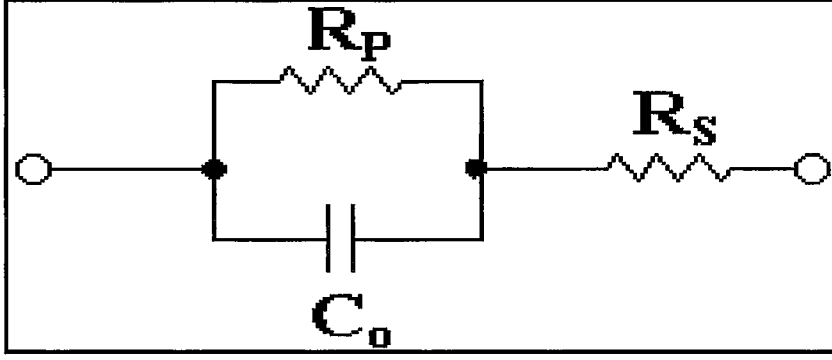


a.)



b.)

Şekil 4.3.1 Kompleks empedansın a.) lineer, b.) logaritmik değişimi.



Şekil 4.3.2 Cu(In,Ga)Se₂ tabanlı heteroeklem güneş pilinin eşdeğer devresi.

4.3.2 ODA SICAKLIĞINDA KARANLIK KAPASİTANS – VOLTAJ ÖLÇÜMLERİ

C^{-2} - V grafiğinin ters besleme değerlerindeki eğiminden faydalanarak yarı-iletken materyallerin tükenmiş bölge kıyısındaki katkı yoğunluğu hesaplanabilir. Doğrusal değişimin gerilim eksenini kestiği noktadan ise engel potansiyel değeri belirlenebilir. Ancak, derin tuzakların ve ara yüzey etkilerinin varlığı durumunda, C-V bağıntısının şekli etkilenebilir [80]. 1MHz ile 250kHz aralığında kapasitansın gerilim ile olan değişimi Şekil 4.3.4 a ve b de sırasıyla C-V ve C^{-2} -V grafiklerinde gösterilmektedir. Uygulanan geri beslemenin tüm değerleri için C^{-2} -V değişimlerinin genellikle doğrusal bir karakter göstermesi incelenen aygıtta keskin değişimli (abrupt) eklem tipi yapısının olduğunu göstermektedir.

Doğrusal değişimlerin voltaj eksenini kestiği noktalar Şekil 4.3.3 de gösterildiği gibi frekansın 250 – 350 kHz değerleri için 0.4 V ile 0.5 V arasında değişmekte ancak uygulanan frekansın artması ile birlikte engel potansiyelinin değeri (V_{bi}) artmaktadır. Engel potansiyel değerinin pn-eklemine veya ara yüzeye yakın yerlerde yerleşen kusur durumlarına, dipol ve tuzak merkezlerinin varlığına çok sıkı bağlı olduğu bilinmektedir. [72,81]. Genellikle CIGS-tabanlı [25] güneş pillerinde önemli miktarda ara yüzey durum yoğunluğunun olduğu bilinmektedir. Bu nedenle engel potansiyeli V_{bi} değerlerinin frekans arttıkça büyük değerlere doğru değişmesi, alçak frekanslarda uygulanan ac sinyalini izleyen önemli miktardaki ara yüzey durum yoğunluğunun yüksek frekanslarda giderek azaldığını ortaya koymaktadır.

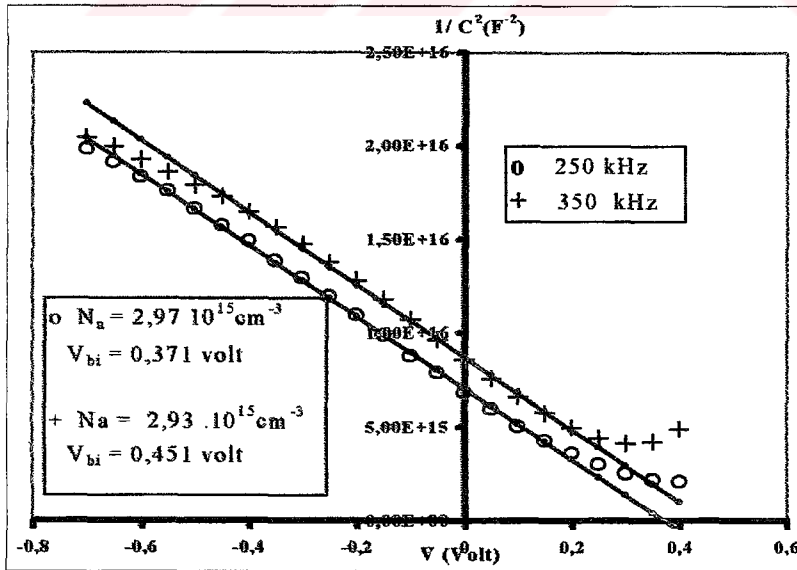
C-V ölçümü ile hesaplanacak eklem parametreleri, özellikle alçak frekanslardaki yüksek ara yüzey yoğunluğunun varlığı nedeniyle çok güvenilir olmadığından sadece 1MHz deki net alıcı yoğunluğu hesaplanmıştır. Keskin değişimli bir pn eklem yapısında ve $N_D \gg N_A$ olduğu kabul edildiğinde Bölüm 2.1.3 de verilen Denklem 2.1.59 aşağıda verildiği gibi sadeleştir.

$$C_{SCR} = \frac{\epsilon_p}{w} = \sqrt{\frac{\epsilon_p N_A q}{2V_{bi}}} \quad (4.3.1)$$

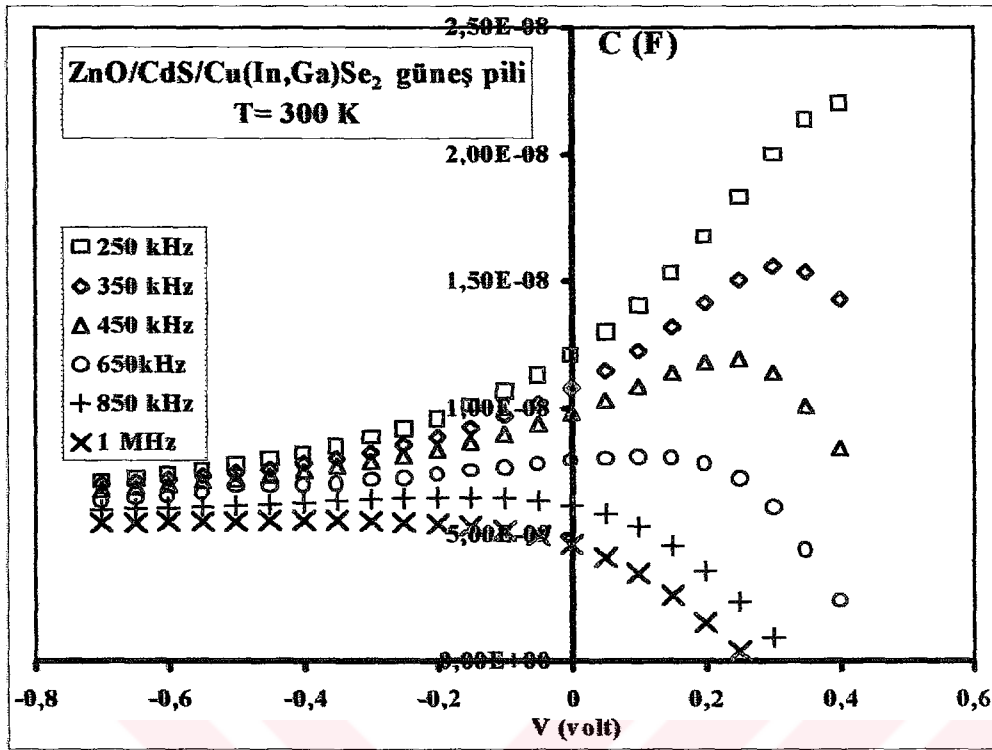
Eğer safsızlık profili düzgün dağılımlı değilse, belirli bir voltaj (örneğin V_0) değerindeki $C(V)^{-2} - V$ değişimi o gerilimdeki tükenmiş bölge genişliğinin fonksiyonu olarak ($w(V_0)$) aşağıda verildiği gibi yazılabilir [82],

$$\left. \frac{dC^{-2}}{dV} \right|_{V=V_0} = \frac{2}{q\epsilon N_A(w)} \quad (4.3.2)$$

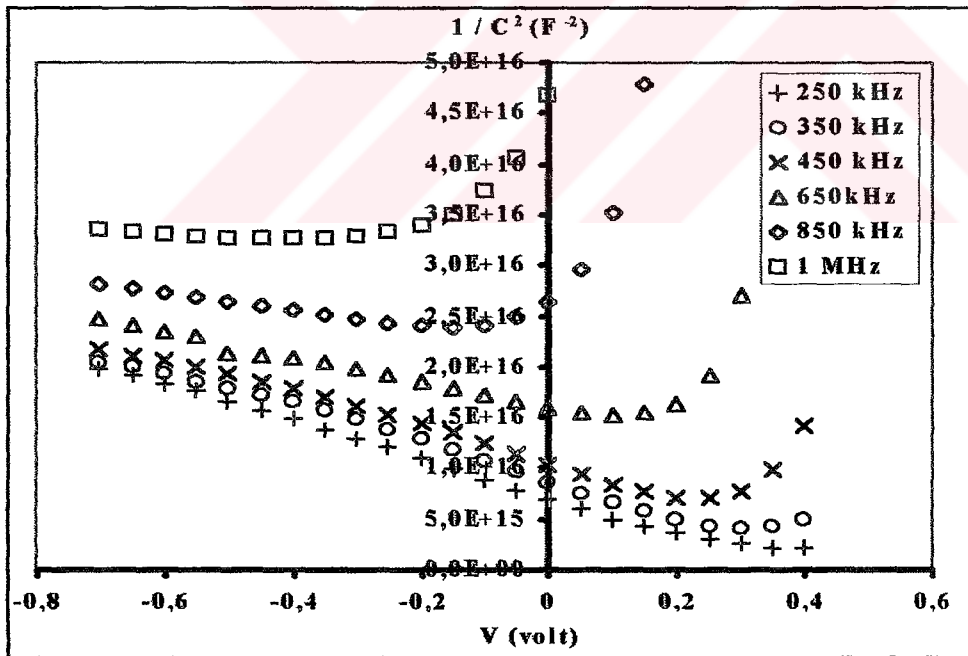
burada $w(V_0) = \epsilon/C(V_0)$ dir. $V_0 = -0.4$ V değerindeki , eğim yardımı ile ve $\epsilon_s = 10\epsilon_0$ olarak alıcı yoğunluğu yaklaşık $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak ve boşaltılmış bölge genişliği yaklaşık $0.8 \mu\text{m}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.3.3 Güneş pilinin 250kHz ve 350kHz deki $1/C^2 - V$ değişimi.



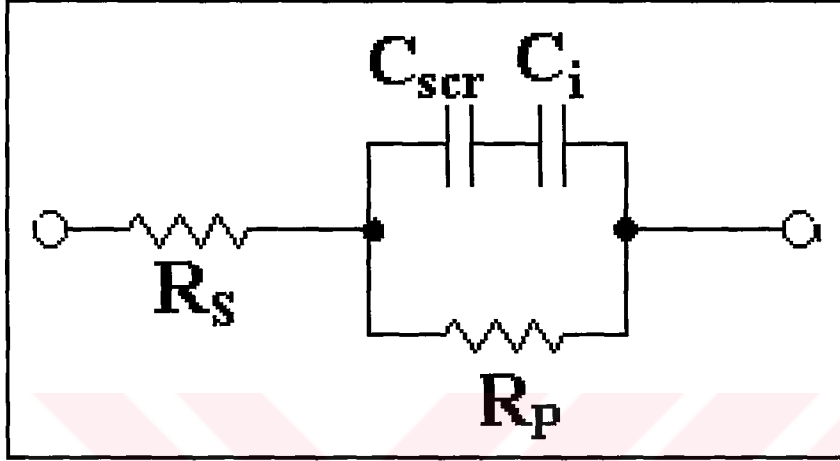
a.)



b.)

Şekil 4.3.4 Güneş pilinin 250kHz – 1MHz frekans aralığında, a.) C-V ve b.) C⁻²-V karakteristikleri

Boşaltılmış bölgeden gelen kapasitif etkiler Bölüm 4.3.1 de önerilen devre modeline katıldığında Şekil 4.3.2 de verilen eşdeğer devre Şekil 4.3.5 de verilen modele dönüşmektedir. Seri bağlı bir kapasitans etkisi ile devreye katılan bu kapasitansın eşdeğeri, geometrik kapasitans değeri hakkında kabaca bilgi vermektedir.



Şekil 4.3.5 Devre modeline tükenmiş bölgeden gelen kapasitansın katılımı.

Oda sıcaklığında, Fermi düzeyinde bulunan ara yüzey yoğunluğu yüksek ve alçak frekanslarda ölçülen kapasitans değerinin aşağıda verilen ifade kullanılması ile hesaplanabilir [83].

$$N_{IS} = \frac{C_{LF} - C_{HF}}{q} \quad (4.3.3)$$

Burada N_{IS} ara yüzey toplam sayısını, C_{LF} ve C_{HF} sırasıyla alçak ve yüksek frekanslarda ölçülen kapasitans değerlerini, q ise elektrik yükünü ifade etmektedir. Sıfır ileri besleme koşulunda oda sıcaklığında ara yüzey yoğunluğu yaklaşık $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ düzeyinde bulunmuş olup yaklaşık stokiyometrik CIS tipi güneş pili içinde benzer sonuçlar yayımlanmıştır [80].

4.3.3 SICAKLIK BAĞIMLI KAPASİTANS – FREKANS VE KONDUKTANS – FREKANS ÖLÇÜMLERİ

İncelenen güneş pilinin sabit sıfır besleme gerilimi altında ve 100K ile 320K sıcaklık aralığındaki frekans – kapasitans değişim karakteristikleri Şekil 4.3.6.a da ve frekans-konduktans değişim karakteristikleri Şekil 4.3.7 de çizilmiştir. Şekil 4.3.2 de gösterilen eşdeğer devre modeli için Bölüm 2.2 de açıklanan teorik yaklaşım, kapasitansın ve konduktansın uygulanan frekans ile aşağıda verildiği gibi değişmelerini öngörmektedir.

$$C(\omega) = \frac{C_o}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.3.4)$$

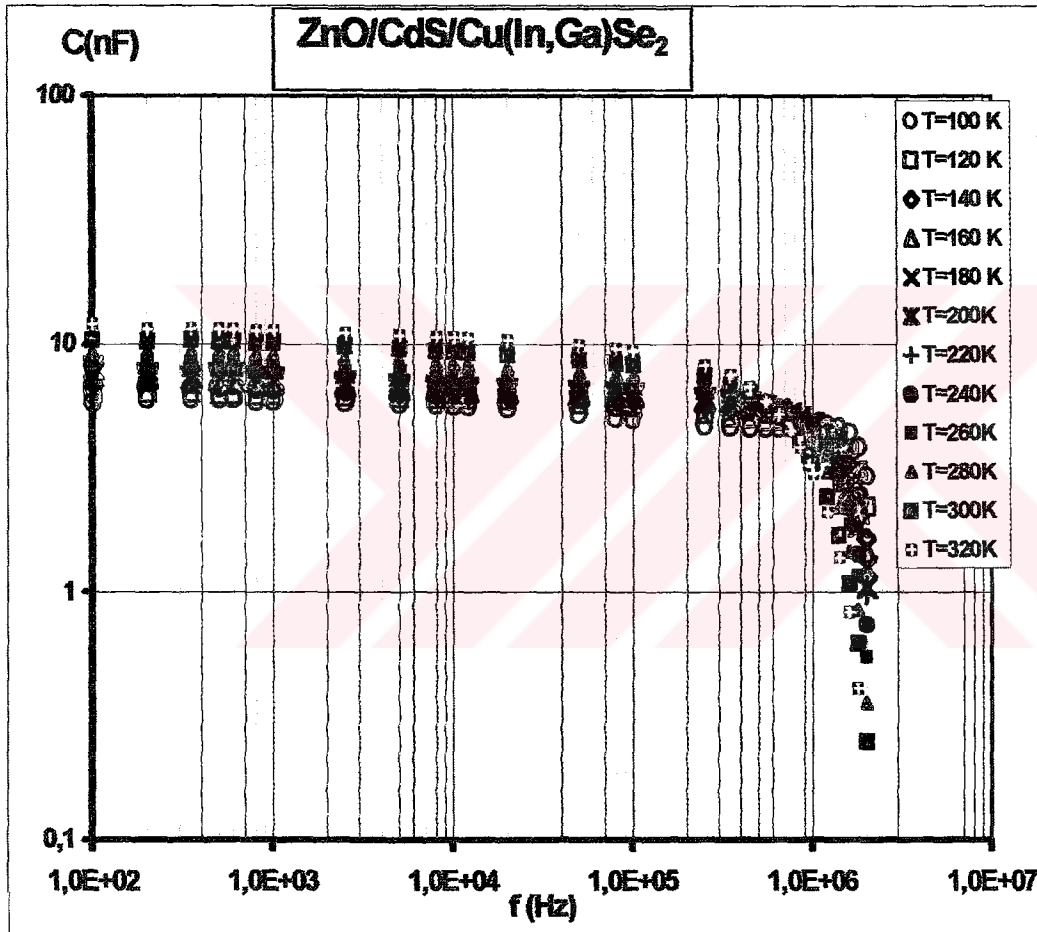
$$G(\omega) = G_o \frac{1 + \omega^2 \tau^2 / b}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

Bu nedenle tüm sıcaklık değerleri için deneysel verilerin beklenen teorik yaklaşım ile olan uyumu araştırılmıştır. Deneysel veriler ile Denklem 4.3.4 ile ifade edilen teorik C-f ve G-f karakteristik değişimlerinin tüm sıcaklık değerleri için oldukça benzer oldukları bulunmuştur. Tipik bir örnek olarak oda sıcaklığındaki teorik ve deneysel C-f karakteristik değişimi Şekil. 4.3.6.b de tekrar çizilmiştir.

Düşük frekanslarda, 10^3 - 10^4 Hz değerlerinde oldukça yavaş değişen konduktans, frekansın artması ile oldukça hızlı artmakta ve 10^6 Hz den büyük frekanslarda ise tekrar neredeyse sabit bir değere doğru bükülmektedir. 100K den 320K ne doğru sıcaklığın artması ile aynı frekansta ölçülen konduktans değerleri artmakta ve yüksek frekans değerlerinde gözlenen bükülmenin frekans eksenindeki değeri sıcaklıkla beraber kaymaktadır. Düşük frekanslarda neredeyse sabit olan kapasitans belli bir bükülme frekans değerinden sonra hızla azalmaktadır. Sıcaklığın 100K den 320K e doğru artması ile oldukça simetrik olan C-f karakteristiklerin bükülme frekansı değeri de değişmektedir.

Önemli ara yüzey durum yoğunluğunun varlığına [24, 84-87] işaret eden sıcaklık bağımlı kapasitans veya konduktanstaki karakteristik değişimlerin yardımı

ile boşaltılmış bölge içerisinde bulunan etkin tuzak seviyelerinin enerji derinlikleri belirlenebilir. ω_0 bükülme frekansı ara yüzey durumların karakteristik emisyon zamanı τ_{tuzak}^{-1} ile Denklem 2.3.3. de gösterildiği gibi bağlı olduğundan C-f veya G-f karakteristik değişimlerdeki bükülme frekansının belirlenmesi ile tuzak seviyelerin Denklem 2.3.4 ile ifade edilen aktivasyon enerjileri hesaplanabilir.



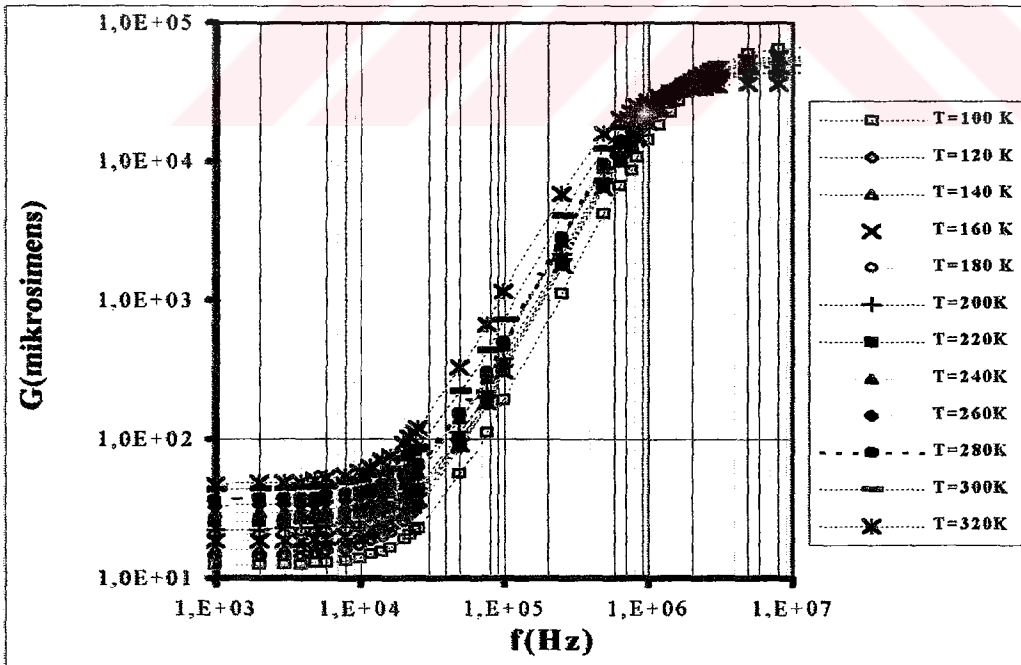
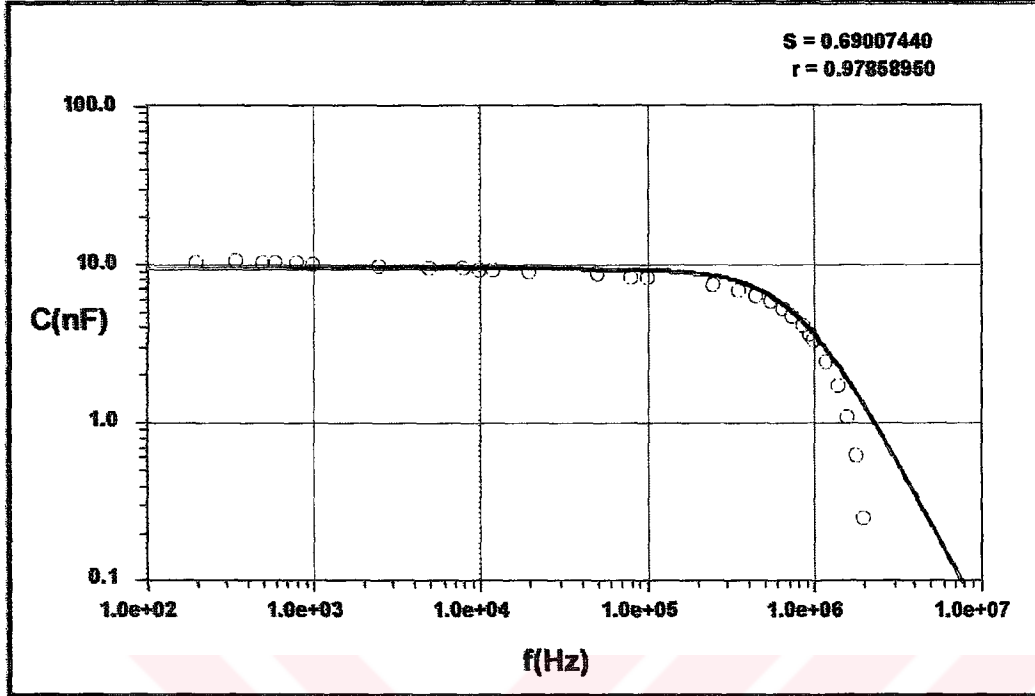
Şekil 4.3.6 a.) Güneş pilinin 100-320K sıcaklık aralığındaki C-f karakteristikleri.

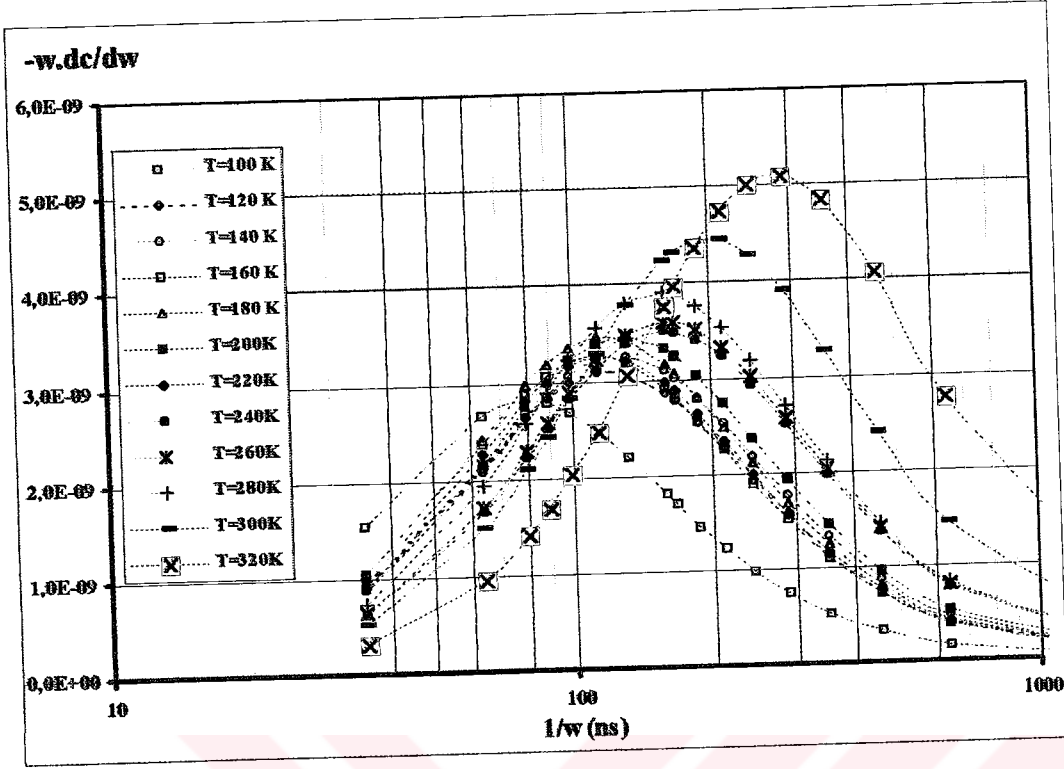
Farklı sıcaklıklardaki τ di elektrik rölaksasyon veya kritik bükülme zamanı değerleri Şekil 4.3.7.ve 4.3.8 de çizilen $\omega dC/d\omega$ 'ye veya G/ω 'ye karşılık $1/\omega$ değişimlerinin maksimum değer aldıkları noktalar yardımı ile belirlenmiştir. Yapılan hesaplamalarda her iki spektradan da , aynı sıcaklık değeri için kritik bükülme zamanlarının tamamen aynı değerlerde olduğu bulunmuştur. Tablo 4.3.2 de farklı sıcaklıklar için belirlenen alçak frekanslardaki yaklaşık sabit kapasitans C_o değeri, kritik frekans değerleri ω_1 ve $1/\omega_1 = \tau_d$ dielektrik rölaksasyon süreleri sıralanmıştır.

Aynı zamanda, $\tau_d = R_s C_o$ olduğundan, eşdeğer devre modelindeki seri direnç etkisi R_s bu formül yardımı ile de hesaplanmış ve kompleks empedans ölçümleri sonucunda belirlenen ve Tablo 4.3.1 de sıralanan değerler ile tamamen aynı değerlerde bulunmuştur. Tüm bunlar öne sürülen devre modelinin doğruluğunu bir kez daha kuvvetlendirmektedir.

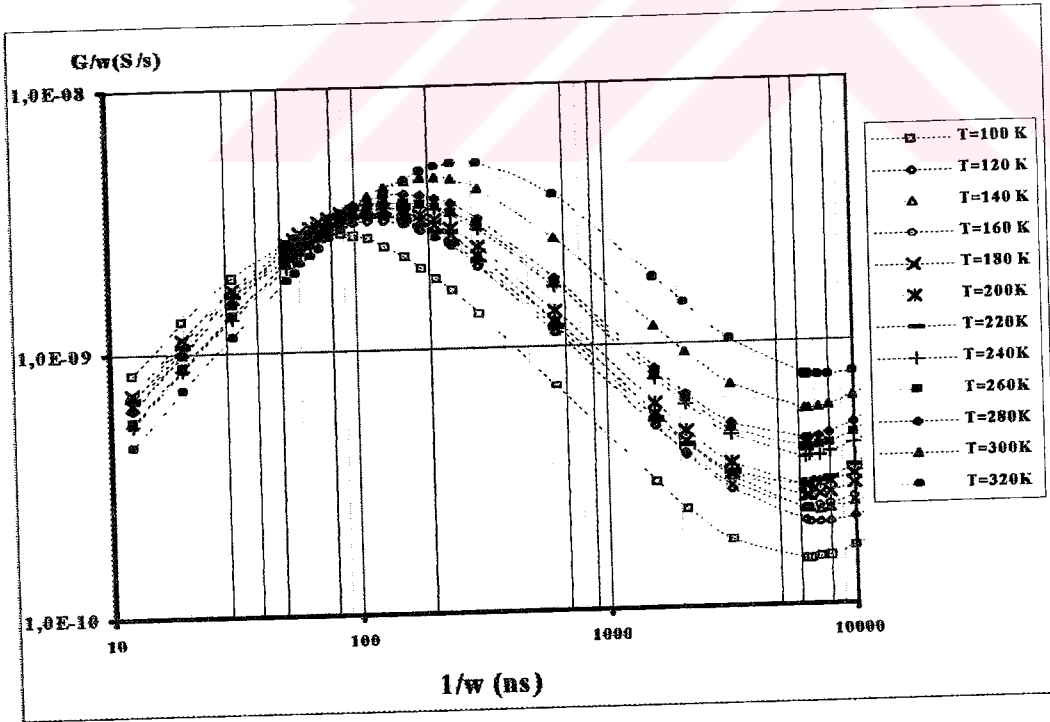
T (°K)	τ (ns)	$\omega_1 = 1 / \tau$ (rad s ⁻¹)	C_o (nF)	ω_1 / T^2 (s ⁻¹ K ⁻²)
100	80	$1,25 \cdot 10^7$	5,6	$1,25 \cdot 10^3$
120	120	$0,83 \cdot 10^7$	6,2	$5,79 \cdot 10^2$
140	127,3	$0,79 \cdot 10^7$	6,5	$4,08 \cdot 10^2$
160	113,7	$0,88 \cdot 10^7$	6,5	$3,44 \cdot 10^2$
180	117,9	$0,85 \cdot 10^7$	6,9	$2,62 \cdot 10^2$
200	130	$0,77 \cdot 10^7$	6,9	$1,92 \cdot 10^2$
220	117,9	$0,85 \cdot 10^7$	6,5	$1,75 \cdot 10^2$
240	160	$0,63 \cdot 10^7$	7	$1,09 \cdot 10^2$
260	160	$0,63 \cdot 10^7$	7,2	$9,25 \cdot 10^1$
280	155	$0,65 \cdot 10^7$	7,8	$8,23 \cdot 10^1$
300	200	$0,50 \cdot 10^7$	8,9	$5,55 \cdot 10^1$
320	280	$0,36 \cdot 10^7$	10,2	34,87

Tablo 4.3.2 Farklı sıcaklık değerlerinde tespit edilen alçak frekanslardaki kapasitans C_o ve kritik frekans değerleri (ω_1) ile dielektrik rölaksasyon süreleri (τ).





Şekil 4.3.8 Kapasitansın farklı sıcaklıklar için diferansiyel spektrası

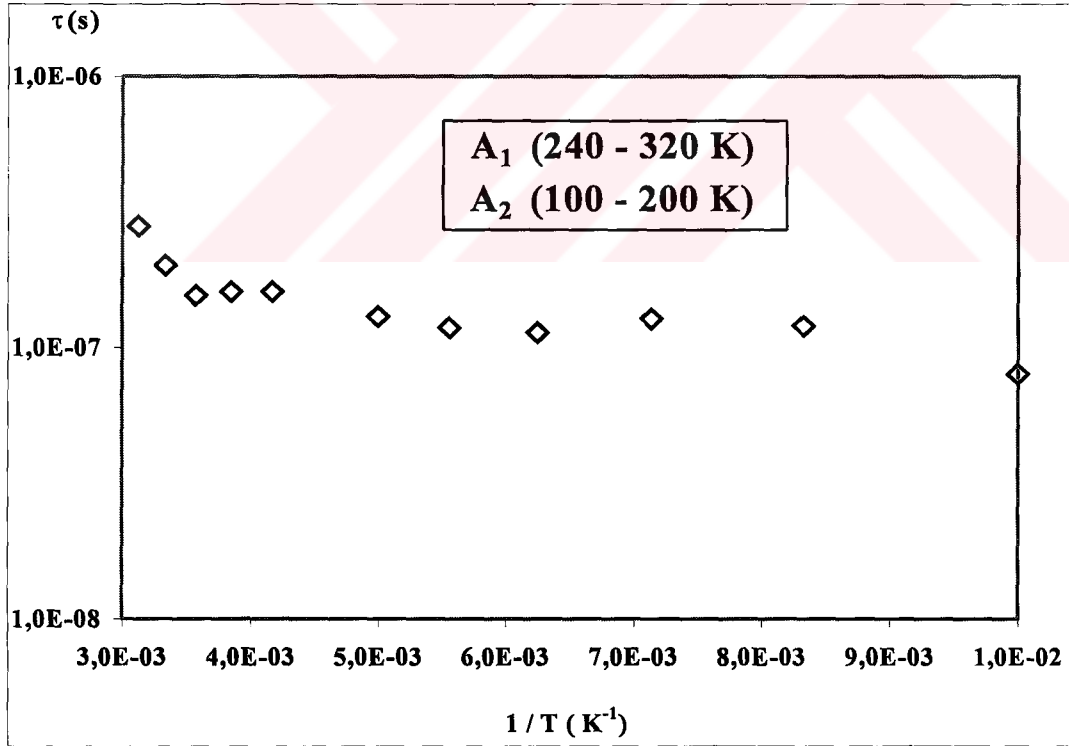


Şekil 4.3.9 Konduktansın 1/w ile olan değişimi

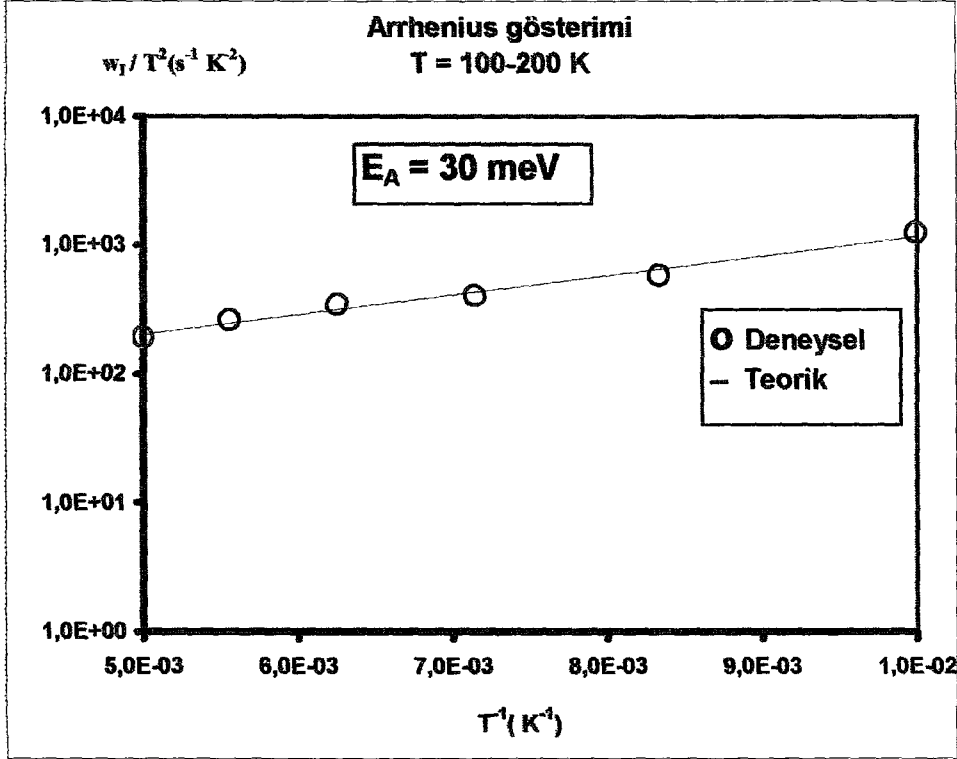
Dielektrik rölaksasyon süresinin $1/T$ ile olan değişimi Şekil 4.3.9 da gösterilmiştir. Yaklaşık 260K den düşük sıcaklıklarda daha yavaş olan değişimin sıcaklık arttıkça hızlandığı görülmektedir. İki ayrı bölgenin olması bu sıcaklık değerlerinde aktif olan iki farklı tuzak seviyesinin varlığı ile açıklanabilir. Bölüm 2.3 de kısaca açıklandığı gibi, tuzak durum yoğunluğunun alıcı seviye yoğunluğundan çok daha az olduğu durumda Denklem 2.3.4 de verilen ifadede T^2 eşitliğin diğer tarafına geçirip her iki tarafının \ln 'ni alındığında,

$$\ln \left[\frac{\omega_I}{T^2} \right] = \ln \xi_o - \frac{E_F - E_v}{kT} \quad (4.3.5)$$

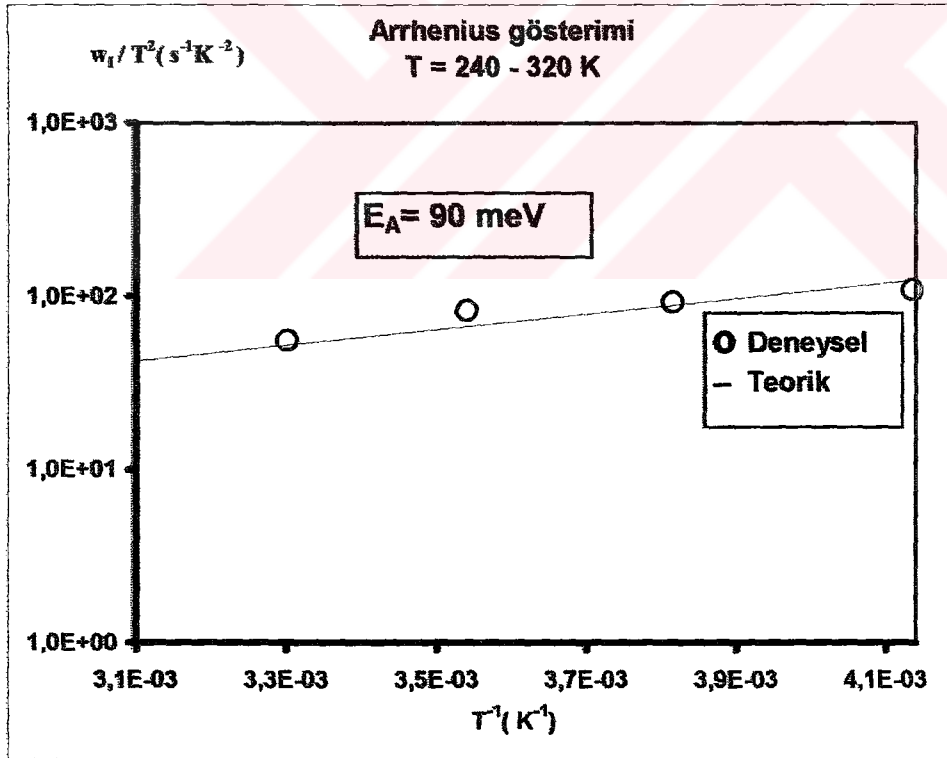
olur. Şekil 4.3.10.a ve b de verilen ω_I/T^2 'ye karşılık $1/T$ doğrusal değişimlerden sırasıyla 260-320K ve 100-260K sıcaklık aralıklarında aktivasyon enerjileri 90 meV ve 30 meV olan iki tuzak seviyesi tespit edilmiştir.



Şekil 4.3.10 Dielektrik rölaksasyon zamanının $1/T$ ile olan değişimi.



a.)



b.)

Şekil 4.3.11 Bükülme frekansının sıcaklığın tersiyle olan a) 100-200K ve b) 240-320K aralığındaki Arrhenius gösterimi

Değerlik bandının 30 meV yukarısında bulunan sığ tuzak seviyesi genellikle bakır boşluğu olarak (V_{Cu}) tanımlanmakta olup bakırca fakir olan p-tipi soğurucu materyal için baskın alıcı seviyesi olduğu belirtilmektedir [3]. 90 meV lik tuzak seviyesi ise kristal örgü içerisinde (In_{Se}) Selenyum atomunun bulunması gereken yerde İndiyum atomununun oturması nedeniyle oluştuğu rapor edilmektedir [3].



BÖLÜM 5

SONUÇ

Bu çalışmada, soğurucu tabakasının materyal oranları %22,26 Cu, %19,46 In, %7,27 Ga, %51,02 Se olan n-CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ ince film heteroeklem güneş pilinin akım-voltaj ve admittans ölçüm metotları kullanılarak elektriksel karakterizasyonu amaçlanmıştır.

MG-414-72 kod numaralı panel üzerinde yer alan ve aynı aktif pil alanına sahip güneş pillerin fotovoltaj performans değerleri 730Watt/m² lık ışınım altında ölçülmüştür. Verimi en yüksek olan pil için belirlenen aygıt parametreleri; Voc = 0.628 V, I_{sc} = 12.8 mA, FF = 0.54 ve η= 11.91% dir. Bu çalışmada, incelenen heteroeklem güneş pilinin elektriksel karakterizasyonu ile ilgili araştırma sonuçlarının sadece bu pil üzerine olan kısımların üzerinde durulmuştur.

Oda sıcaklığında, karanlık ile aydınlık karakteristiklerin (J,V) düzlemi üzerinde bir noktada çapraz olarak çakıştıkları görülmektedir. Bir çok CIGS tabanlı güneş pilinde gözlenildiği sıkça rapor edilen bu çapraz çakışım (cross-over) etkisi, genellikle CdS tampon tabakasının seri direncinin ışık altındaki değişimin bir etkisi olarak [73] veya eklemdeki elektrik alanın bu bölgedeki yük taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak gösterdiği değişiminin bir etkisi olarak açıklanmaktadır [74-76]. CIGS soğurucu materyalinin eklem ara yüzeyine yakın kısımlarında kusur yoğunluğunun yüksek olduğu bilinmektedir. İncelenen heteroeklem güneş pilinde gözlenen çapraz çakışım etkisi bu nedenle Cu(In,Ga)Se₂ tabakası içerisinde, eklem ara yüzeyine yakın bölgede bulunan ara yüzey (tuzak) durumlarının serbest yük yoğunluğuna bağlı olarak değişen elektrik alan dağılımının bir etkisi olarak açıklanabilir [22-23].

Sıcaklık bağımlı akım-voltaj karakteristiklerinde farklı iki exponansiyel davranış belirlenmiştir. İncelenen güneş pilin eşdeğer devresi paralel bağlı iki

diyottan oluşmuş olarak ele alınmış ve uygulanan gerilime karşı ölçülen akım verileri ile iki katlı diyot yaklaşımı kullanılarak hesaplanmış teorik akım-gerilim verileri karşılaştırıldığında elektriksel parametreleri baskın olan tek bir diyodun özelliklerini gösterecek şekilde eklemiden akımın geçtiği belirlenmiştir [72]. Benzer şekilde, sadece 100K ve 300K sıcaklık değerlerinde gerçekleştirilen kompleks empedans ölçümleri sonucunda belirlenen tek yarım daire şeklindeki değişim de incelenen aygıtın tek eklemli bir yapı olarak ele alınabileceği görüşünü kuvvetlendirmiştir ve ayrıca heteroeklemdeki geri kontak etkisinin ölçülemeyecek kadar önemsiz olduğunu göstermiştir.

İncelenen ince filim güneş pilinin 100K – 300K sıcaklık aralığında ölçülen akım-gerilim analizi sonucunda sıcaklığın 100K den 300K değerine doğru artması ile birlikte, LogI-V değişim eğimlerinin oldukça yavaş olarak arttığı ve 2 den oldukça büyük olan diyot ideallik faktörünün de 15.13 den 4.37 değerine doğru sistematik olarak azaldığı belirlenmiştir. Sıcaklığın, akım iletim mekanizmasına olan etkisini araştırmak amacıyla $\text{Log} I_0$ ın sıcaklık (T) ve sıcaklığın tersi (1/T) ile olan değişimleri incelenmiştir. $\text{Log} I_0 - T^{-1}$ grafiğinde, yaklaşık 100K ile 250K aralığında I_0 sıcaklıkla çok az değişmesine karşın yüksek sıcaklıklarda bu değişim artmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda, yeterli veri alınamamasına karşın, bu biraz daha hızlı $\text{Log} I_0 - T^{-1}$ değişiminin yanı sıra diyod ideallik faktörü A değerlerinin giderek azalması, akım iletiminde ısısız uyarılmalı yeniden birleşme mekanizmalarının önemli olmaya başlayabileceğini ifade edebilir. $\text{Log} I_0 - T$ değişiminin özellikle 100-250K sıcaklık aralığında daha doğrusal bir karakterde olduğu belirlenmiştir. Bunun yanı sıra 250K den düşük sıcaklıklarda Log I-V değişim eğimlerinin de oldukça yavaş olarak artması, tünellemenin varlığına işaret etmektedir. Ancak Log I-V karakteristik eğimlerin artan sıcaklıkla düzgün olarak artması doğrudan, banttan banda ya da çok adımlı tünelleme modellerinin bu pillerde etkin bir mekanizma olmadığını belirtmektedir [40,41]. Ancak diğer yandan, 2 den çok büyük olan diyot ideallik faktörünün sıcaklığın fonksiyonu olarak değişmesi, boşaltılmış bölgede yada ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmasının [26,14], akım iletiminde etkin bir rol oynayabileceği düşünülebilir. Bu nedenle diyod faktörü A nın sıcaklıkla olan değişimi incelenmiş ve $A \ln J_0$ a karşılık çizilen 1/T grafiğinin

doğrusal karakterde olan eğiminden E_a aktivasyon enerjisinin değeri 1.00eV olarak hesaplanmıştır. Bu değerin neredeyse saf CuInSe₂'un yasak enerji aralık değerine $E_{g(CIS)} = 1.04$ eV eşit olduğu görülmektedir. İncelenen heteroeklem aygıt ile aynı laboratuarda benzer koşullarda üretilen CIGS pillerde 1.02-1.21 eV civarında ölçülen küçük yasak enerji aralık değerlerinin nedeni olarak boşaltılmış bölge içerisindeki Ga miktarının önemsiz olup neredeyse tüm Galyumun arka kontağa yakın yerlere doğru yerleştiği öne sürülmektedir [3,26].

Boşaltılmış bölgede yada ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmalarından hangisinin akım iletiminde daha etkin olduğunu belirlenebilmesi için deneysel verilerin teorik modellerden hangisine daha uygun olduğunu araştırılmıştır. Ara yüzeyde gerçekleşen mekanizma için geliştirilen teorik ifade ile deneysel olarak belirlenen A değerlerinin oldukça iyi bir uyum içerisinde olması ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği akım iletim mekanizmasının toplam eklem akımına önemli katkıda bulunduğunu işaret etmektedir. Bu modele uygun olarak hesaplanan karakteristik tünelleme enerjisi $E_{\infty}=118,5$ meV dir. Boşaltılmış bölgede tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme mekanizmasının varlığı da araştırılmış ancak deneysel değişimin beklenen teorik yaklaşımdan oldukça farklı olması nedeniyle bu mekanizmanın toplam eklem akımına etkisinin olmadığı belirtilebilir. Ayrıca, boşaltılmış bölge içerisinde yasak enerji aralığının ortasında bulunan tuzak durumları yolu ile olabilecek tünellemenin yükselttiği mekanizmanın da eklem akımına etkisinin olmadığı belirlenmiştir.

Heteroeklem yapıdaki belirgin akım iletim mekanizmasına önemli etkisi olan ara yüzey durumlarının sıcaklık bağımlı kapasitans-frekans veya konduktans-frekans ölçümleri sonucu belirlenebilmesi sürecinde eşdeğer devre modelinin oluşturulması önemli bir yer tutmaktadır [78]. Bu nedenle 100K ve 300K sıcaklık değerlerinde kompleks empedans ölçümleri yapılmış ve gözlemlenen tek yarım daire şeklindeki değişim sonucunda eşdeğer devrenin birbirine paralel bağlı kapasitans ve direnç ile yine bunlara seri bağlı olan bir seri dirençten oluştuğu ve devre modelindeki bağlantı konfigürasyonunun sıcaklıkla değişmediği belirlenmiştir.

Oda sıcaklığında gerçekleştirilen frekans bağımlı C^2 -V analizleri incelenen aygıtta keskin değişimli (abrupt) eklem tipi yapısının olduğunu göstermiştir. Uygulanan frekansın 250 – 350 kHz aralığındaki değerleri için doğrusal değişimlerin voltaj eksenini kestiği noktalar 0.4 V ile 0.5 V arasında değişmekte ancak uygulanan frekansın artması ile birlikte engel potansiyelinin değeri (V_{bi}) artmaktadır. Genellikle CIGS-tabanlı güneş pillerinde önemli miktarda ara yüzey durum yoğunluğunun olduğu bilinmektedir [25]. Engel potansiyeli V_{bi} değerlerinin frekans arttıkça büyük değerlere doğru değişmesi, alçak frekanslarda uygulanan a.c. sinyali izleyen önemli miktardaki ara yüzey durum yoğunluğunun yüksek frekanslarda giderek azaldığını ortaya koymaktadır. Bu nedenle alçak frekanslar için C-V ölçümü yardımı ile hesaplanacak eklem parametreler güvenilir olmadığından sadece 1MHz deki net alıcı yoğunluğu $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve boşaltılmış bölge genişliği yaklaşık 0.8 μm olarak hesaplanmıştır. Oda sıcaklığındaki ara yüzey yoğunluğu yüksek ve alçak frekanslarda ölçülen kapasitans değerlerinden yaklaşık $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ düzeyinde hesaplanmıştır.

100K - 300K sıcaklık aralığında ölçülen kapasitans ve konduktansın frekans ile olan değişimlerinin belirlenen eşdeğer devre modeline uygun olan teorik yaklaşım ile oldukça iyi bir uyum içerisinde olduğu belirlenmiştir. Düşük frekanslarda, 10^3 - 10^4 Hz değerlerinde oldukça yavaş değişen konduktans, frekansın artması ile oldukça hızlı artmakta ve 10^6 Hz den büyük frekanslarda ise tekrar neredeyse sabit bir değere doğru bükülmektedir. 100K den 320K ne doğru sıcaklığın artması ile aynı frekansta ölçülen konduktans değerleri artmakta ve yüksek frekans değerlerinde gözlenen bükülmenin frekans eksenindeki değeri sıcaklıkla beraber kaymaktadır. Düşük frekanslarda neredeyse sabit olan kapasitans belli bir bükülme frekans değerinden sonra hızla azalmaktadır. Sıcaklığın 100K den 320K doğru artması ile oldukça simetrik olan C-f karakteristiklerinin bükülme frekansı değeri de değişmektedir. Önemli ara yüzey durum yoğunluğunun varlığına [24, 84-87] işaret eden bu sıcaklık bağımlı kapasitans veya konduktanstaki karakteristik değişimlerdeki bükülme frekans değerleri $\omega dC/d\omega$ 'ye veya G/ω 'ye karşılık $1/\omega$ değişimlerinin maksimum değer aldıkları noktalar yardımı ile belirlenmiştir. Yapılan hesaplamalarda her iki

metot için belirlenen kritik bükülme zamanları, aynı sıcaklık değerinde aynı mertebelerde bulunmuştur.

Dielektrik rölaksasyon süresinin $1/T$ ile olan değişim grafiğinde gözlenen iki ayrı bölgenin olması ilgili sıcaklık değerlerinde aktif olan iki farklı tuzak seviyesinin varlığı ile açıklanmıştır. ω_1/T^2 'ye karşılık çizilen $1/T$ grafiklerinden ile sırasıyla 260-320K ve 100-260K sıcaklık aralıklarında aktivasyon enerjileri 90 meV ve 30 meV olan iki tuzak seviyesi tespit edilmiştir. Değerlik bandının 30 meV yukarısında bulunan sığ tuzak seviyesi genellikle bakır boşluğu olarak (V_{Cu}) tanımlanmakta olup bakırca fakir olan p-tipi soğurucu materyal için baskın alıcı seviyesi olduğu belirtilmektedir [3]. 90 meV lik tuzak seviyesi ise kristal örgü içerisinde (In_{Se}) Selenyum atomunun bulunması gereken yerde İndiyum atomununun oturması nedeniyle oluştuğu rapor edilmektedir [3].

Aynı zamanda, düşük frekanslarda neredeyse sabit olan kapasitans C_0 ve bükülme frekansı değerleri bilindiğinden $\tau_d = R_s C_0$ ifadesi kullanılarak eşdeğer devre modelindeki seri direnç etkisi R_s de hesaplanmıştır. Bu değerler aynı sıcaklık değerinde kompleks empedans ölçümleri sonucunda belirlenen değerler ile tamamen aynı olarak bulunmuştur. Tüm bunlar öne sürülen devre modelinin doğruluğunu bir kez daha kuvvetlendirmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Bülent Başol Tr. J. of Pyhs., **16**, 107 (1992).
- [2] W. H. Bloss, F. Pfistere, M. Schubert ve T. Walte., Progress in Ptovoltaics: Research and Aplications., **3**, 3 (1995).
- [3] U. Rau, H.W.Schock, Appl. Phys., A **69**, 131 (1999).
- [4] S. P. Tobin, S. M. Vernon, S. J. Wujtczuc, C. Bajgar, M. M.M Sanfacan ve T. M. Dixon, Proc. 21 st. IEEE PVSC., New York, (1990).
- [5] J. Zhao, A. Wang, M. A. Green, A. Ferrazza., Apply. Phys. Lett., **73**, 1991 (1998).
- [6] R. Gay, M. Dietrich, C. Fredric, C. Jensen, K.Knapp, D. Tarrant, D. Willet. Proc. 12th European Photovoltaic Solar Energy Conf., Amsterdam, 1994, p.935.
- [7] M.A.Green, K. Emery, K. Bucher ve D.L.King, Prog. Photovoltaics, **4**, 59 (1996).
- [8] Siemens Solar Press Release, Camarillo, CA, Sept. **29**, (1998).
- [9] T. Nakada, D. Iga, H. Ohbbo, A. Kunioka. Jpn. J. Apply. Phys., **36**, 732 (1997).
- [10] M. Ruckh, D. Schmid, H.W.Schock, J. Appl. Phys., **76**,5945 (1994).
- [11] M.A. Contreras, B. Egaas, P. Dippo, J. Wedd, J.Granata, K.Ramanathan, S.Asher, A. Swartzlander, r. Noufi, In Proc. IEEE Photov. Spec. Conf. (IEEE, NewYork 1997) p.359.
- [12] B. M. Başol, V. K. Kapur, C.R. Leidholm, A. Minnick, A.Halani, Proc. 1 st World Conf. On Photovolt. Energy Conf. (IEEE, New York 1994) p. 148.
- [13] U. Rau, M. Schmitt, F. Engelhardt, O. Seifert, j. Parisi, W. Riedl, J.Rimmasch, F.Karg, Solid State Commun, **107**, 59 (1998).

- [14] V. Nadenau, U.Rau, A. Jasenek, and H.W. Schock *J.Appl. Phys*, **87**, 584 (2000)
- [15] F. Abou-Elfotouh, H. Moutinho, A. Bakry, T. J. Coutts ve L.L.Kazmerski, *Sol. Cells* **30**, 151 (1991).
- [16] J. Herrero ve C. Guillen, *J. Appl. Phys.* **69**, 429 (1991).
- [17] A.A. McDaniel, J.W.P.Hsu, A. M. Gabor, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3555 (1997).
- [18] S. Zott, K. Leo, M. Ruckh, ve H. W. Schock, *J. Appl. Phys.* **82**, 356 (1997).
- [19] B. Ohnesorge, R. Weigand, G. Bacher, A. Forchel, W. Riedl ve F. H. Karg *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1224 (1998).
- [20] U. Rau. *Applied Physics Letters*, **74** ,111(1999).
- [21] U. Rau, M. Schmitt, J. Parisi, W. Riedl ve F. Karg , *Appl. Phys. Lett.* **73** , 223 (1998).
- [22] A. Niemegeers, M. Burgelman, R. Herberholz, U. Rau, D. Hariskos, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **6**, 407 (1998)
- [23] A. Kylner, *J. Appl. Phys.* **85**, 6858 (1999).
- [24] U. Rau, D. Braunger, R. Herberholz, H. W. Schock, J. F. Guillemoles, L. Kronik ve D. Cahen, *J. Apply. Phys.* **86**, 497 (1999).
- [25] A. Jasenek, U.Rau, V. Nadenau, and H.W. Schock, *Journal of Appl. Phys.* **87**, 584 (2000).
- [26] U.Rau, A. Jasenek, H. W. Schock, F. Engelhardt and T. Meyer, *Thin Solid Films*, **298**, 361(2000).
- [27] B.L.Sharma ve R.K. Purohit, *Semiconductor Heterojunctions*, Pergamon Press Ltd., (1974).
- [28] T.L. Tansley, *Heterojunction Properties in Semiconductors and Semimetals*, Vol.7A, Academic Press,(19).
- [29] Alan, L. Fahrenbruch, R.H.Bube, *Fundamentals of Solar Cells*, Academic Press 1983.
- [30] S.S. Pearlman, D.L. Feuchts, *Solid State Electron.*, **7**, 911(1964)

- [31] A. G. Milnes., D.L.Feucht, Heterojunctins and Metal Semiconductor Junctions,
- [32] S.C. Choo Solid State Electronic 11, 1069(1968).
- [33] D.L. Smith Phys. State. Sol (A) 44, 381 (1977).
- [34] V. Dolega, Z.Naturforsch, Teil A 18, 653 (1963).
- [35] W.G. Oldham and A.G. Milnes, Solid State Electron, 7,153 (1964).
- [36] Kim Warner Mitchell, , Ph.D. Thesis, Stanford universitesi, (A.B.D.), (1979),
- [37] R.H. Rediker, S.Stopek and J.H.R. Ward, Solid State Electron, 7, 261 (1964).
- [38] P.C. Newman, Electronic Lett,1, 265 (1965).
- [39] A.G. Chynoweth,W.C. Feldman ve R.A.Logan, Phys. Rev.121, 684 (1961).
- [40] A.R. Riben and D.L. Feucht, Solid State Electron, 9, 1055(1966).
- [41] A.R.Riben and D.L. Feucht,Int. J. Electron,20, 583 (1966).
- [42] J.P. Donnelly ve A.G. Milnes, Proc. IEE, 113 ,1468 (1966).
- [43] S.S.Ou, O.M. Stafsudd and B.M. Basol, J.Appl. Phys.,55, 3769 (1984).
- [44] G.A.M. Hurkx, D.B.M. Klaasen ve M.P.G Knovers, IEEE Trans. Electron Devices, ED-39, 331 (1992).
- [45] F.A. Padovani ve R.Stratton, Solid State Electron 3, 695 (1966).
- [46] R.H.Bube, Photoelectronic Properties of Semiconductor, (Cambridge University Press, Cambridge, 1991) p,258.
- [47] E. H. Rhoderick ve R.H.Williams, Metal Semiconductor Contacts, 2nd ed. Clarendon Press, Oxford, 1988, p.96
- [48] T. Walter, R. Menner, Ch. Köble, H.W. Schock, in Proceedings of the 12th European Photovoltaic Energy Conference, edited by R.Hill, W.Palz, and P.Helm (Stephens, Bedford, Uk, 1994),p.1755.
- [49] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley and Sons Inc., New York 1969.
- [50] H. C. Card, E. S. Yang and P. Panayoetatos, "Peaked Schottky –Barrier Solar

Cells by Al-Si Metallurgical Reactions," *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 643 (1977).

- [51] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1975), p.311.
- [52] A. K. Jonscher, *Dielectric Relaxation in Solids*, Chelsea dielectrics Press, Londra, 1983.
- [53] R. Herberholz, M. Igalson ve H. W. Schock, *J. Apply Phys*, **83**, 318 (1998).
- [54] A. Rothwarf ve K. W. Böer, *Progress in Solid State Chemistry*, Pergamon Press, Vol. **10**, p.71-102 (1975).
- [55] T. J. Coutts, *Thin Solid Films*, **50**, 99 (1978).
- [56] L.L.Kazmerski, *Solar Material Science*, editör L. E.Murr, Academic press, (1980).
- [57] J.J.Loforsky, *Proc. IEEE*. **51**, 677 (1963).
- [58] J. Zhao, A.Wang, M.A. Green, A.Ferrazza, *Apply. Phys. Lett.* **73**, 1991 (1998).
- [59] M. P Thekaekara. "Data on Incident Solar Energy," *Suppl. Proc.20 th Annu. Meet Inst. Environ. Sci.*, 1974, p21.
- [60] U. Rau, H. W. Schock, *Apply. Phys. A*. **69**, 131 (1999).
- [61] EDWARDS Cryodrive Instruction Manuel, p6-7.
- [62] OXFORD ObjectBench System Control Software, p71.
- [63] Installation and Operation Manual ,EDWARDS, p8.
- [64] Thermovac tm 20, Piezovac pv 20 , LEYBOLD, p7.
- [65] Leybold Vacuum, Thermovac Gauge Head, Operating Instruction, p10.
- [66] J. R. Tuttle, J.S.Ward, A. Duda, T.A. Berens, M.A. Conrteras, K.R. Ramanathan, L. Tennant, J. Keane, E. D. Cole, K. Emery ve R. Noufi, *proc. Of the Spring 1996 MRS Symp. On Thin Films fot Photovoltaics and Related Dev. Appl.*, San Francisco, edited by D. Ginley, A. Catalano, H.W.Schock, C. Eberspacher, T. M. Peterson, ve T. Wada Vol. **426**, 143 (1996).

- [67] M. Nishitani, T. Negami, N. Kohora ve T. Wada, *J. Apply. Phys.* **82**, 3572 (1997).
- [68] William N. Shafarman, Reiner Klenk, and Brian E. McCandless *J. Appl. Phys.* **9**, 79 (1996).
- [69] B. Dimmler et al, *Proc. Of the 2nd Wold Conf. On Photovoltaic En. Conv.*, edited by J. Schmid, H. A. Ossenbrink, P Helm, H. Ehmman, E. D. Dunlop, Luxemburg, 419 (1998).
- [70] Siemens Solar Press Release, Camarillo, CA (Sempt. 29, 1998).
- [71] A. J. Nelson, A. M. Gabor, M. A. Contreras, J. R. Tuttle va R. Noufi, *J. Apply. Phys.* **78**, 269 (1995).
- [72] Şener Oktik, Ph. D. Thesis, 1982, Durham Üniversitesi, İNGİLTERE
- [73] M. Burgelman, F. Engelhardt, J. F. Guillemoles, R. Herberholz, M. Igalson, R. Klenk, M. Lampert, T. Meyer, v. Nadenau, J. A. Niemegers J. Parisi, U. Rau, H.W. Schock, M. Schmitt, O. Seifert, T. Walter ve S. Zott, *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, **5**, 121 (1997).
- [74] A. Rothwarf, in *Proc. Of the 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf. Washington, DC (IEEE, New York 1978)* p.1312.
- [75] M. Topic, F. Smole, J. Furlan, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **49**, 311 (1977).
- [76] M. Burgelman, et. Al., *Prog. Photovoltaics*, **5**, 121 (1997).
- [77] C. T. Sah, R. N. Noyce, W. Shocley, *Proc. IRE* **45**, 1228 (1957).
- [78] Complex impedance and ac conductance of CuInSe₂ by Manohar Lal, Parshant Kumar Batham*, Navdeep Goyal, *solar Energy Materials and Solar Cells* **36**, 111-119 (1995).
- [79] W.N. Shafarman, J.E. Phillips: In *Proc. 25th IEEE Photovolt. Spec. Conf.* (IEEE, New York 1996) p. 841.
- [80] J. Santamaria, G. Gonzalez Diaz, E Iborra, I. Martil, and F. Sanchez *J. Appl. Phys.* **8**, 65 (1989).

- [81] R.K. Ahrenkiel, Solar Cells **16**, 549 (1986).
- [82] Kim W. Mitchell, Ph. D. Thesis Stanford University, USA, 1976. P43
- [83] H. Tavakolian ve J. R. Sites, Proceedings of the '0 th Photovoltaic Spec. Conf., Las Vegas, Nevada (IEEE, New York, 1988) p.1608
- [84] Ji-Beom Yoo, a. L. Fahrenbruch ve R. H. Bube, J. Apply. Hys. **68** , 4694 (1990).
- [85] R.K.Ahrenkiel, Solar Cells, **16**, 521 (1986).
- [86] V. Ramanathan, R. Noufive R.C. Powell, J. Apply. Phys. **63**, 1203 (1988).
- [87] T. Walter, R. Herberholz, C. Müller ve h.W. Schock, J. Apply. Phys. **80**, 4411 (1996).



SEMBOLLER

ϕ : iş fonksiyonu.

E_g : yasak enerji aralığı.

E_f : Fermi enerji seviyesi.

E_c : iletkenlik bandı enerji seviyesi.

E_v : değerlik(valans) bandı enerji seviyesi.

N_A : alıcı (acceptor) konsantrasyonu.

N_D : verici (donor) konsantrasyonu.

w_p : p-tipi yarıiletkenin tüketilmiş (depletion width) bölge genişliği.

w_n : n-tipi yarıiletkenin tüketilmiş bölge genişliği.

q : elektronun yükü.

ϵ_p : p-tipi yarıiletkenin dielektrik sabiti.

ϵ_n : n-tipi yarıiletkenin dielektrik sabiti.

V_{bn} : n tipi yarıiletkenin potansiyel bant bükülme miktarı.

V_{bp} : p tipi yarıiletkenin potansiyel bant bükülme miktarı.

V_{bi} : pn eklemesindeki engel (built-in) potansiyeli.

ΔE_c : pn heteroeklemlerdeki spike enerji miktarı.

ΔE_v : pn heteroeklemlerdeki notch enerji miktarı.

D : atomik difüzyon sabiti.

τ_e : yük taşıyıcıların (elektronların) yaşam süresi.

k : boltzman sabiti.

Θ_{th} : ısısız hız.

E_i : yarıiletkenlerde katıksız (intrinsic) enerji düzeyi.

β_n : boş bir yeniden birleşme merkezinin elektron yakalama olasılık katsayısı.

ω : açısal frekans.

E_r : yasak enerji aralığında bulunan merkezin enerji değerinin ifade etmektedir.

n_i : katıksız (intrinsic) yük konsantrasyonu.

N_c : iletkenlik bandı kıyısındaki yük taşıyıcı konsantrasyonu.

N_v : değerlik bandı kıyısındaki yük taşıyıcı konsantrasyonu.

J_0 : pn eklemesinde ters beslemedeki sızıntı akım yoğunluğu.

- I_0 : pn eklemünde ters beslemedeki sızıntı akımı.
- J_{00} : sıcaklıktan bağımsız ters beslemedeki sızıntı akım yoğunluğu parametresi.
- I_{00} : sıcaklıktan bağımsız ters beslemedeki sızıntı akımı parametresi.
- A : diyot ideallik faktörü.
- R : yeniden birleşme oranı (recombination rate).
- E_{00} : karakteristik tünelleme enerjisi.
- m^* : etkin kütle.
- T^* : aktivasyon sıcaklığı.
- C : kapasitans.
- ρ : yük yoğunluğu.
- Y : admittans.
- Z : empedans.
- Z^I : empedans ifadesinin gerçel (real) kısmı.
- Z^{II} : empedans ifadesinin sanal (imaginary) kısmı.
- Y^I : admittans ifadesinin gerçel (real) kısmı.
- Y^{II} : admittans ifadesinin sanal (imaginary) kısmı.
- η : optiksel güç oranı.
- $R(\omega)$: reaktans.
- $X(\omega)$: ac reaktans.
- $G(\omega)$: ac konduktans.
- $B(\omega)$: ac suspektans.
- $|Z|$: empedansın mutlak değeri.
- R_p : paralel (şönt) direnç etkisi.
- R_s : seri direnç etkisi.
- C_0 : frekanstan bağımsız kapasitans.
- ω_1 : bükülme (inflection) frekansı.
- ω_0 : bükülme (kritik) frekansı.
- ζ_0 : sıcaklıktan bağımsız emisyon parametresi.
- $\sigma_{n,p}$: elektron veya deşik için tuzak kapma tesir kesiti.
- E_a : aktivasyon enerjisi.
- $L_{n,p}$: n ve p tipi yarıiletkenlerin difüzyon uzunluğu.
- J_L : güneş pilinin yük direnci üzerinden geçen akım yoğunluğu.

I_{sc} : güneş pilinin kısa devre akımı.

V_{oc} : güneş pilinin açık devre voltajı.

FF : güneş pilinin doluluk oranı.

V_m : güneş pilinin maksimum güç noktasındaki voltaj çıkışı.

I_m : güneş pilinin maksimum güç noktasındaki akım çıkışı.



KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : A. Sertap KAVASOĞLU
Doğum Yeri : Şanlıurfa
Doğum Yılı : 05. 02. 1972
Medeni Hali : Evli

EĞİTİM VE AKADEMİK BİLGİLER

Lise : İstanbul 50. Yıl Avcılar İnsa Lisesi, İstanbul
Lisans : 1990-1996, Fizik Bölümü, Trakya Üniversitesi
Fen ve Edebiyat Fakültesi
Yabancı Dil : İngilizce

MESLEKİ BİLGİLER

1996-1997 Öğretmen, Yatağan Katrancı Köyü İlkokulu, Muğla
1997- Araştırma Görevlisi, Fizik Bölümü, Muğla Üniversitesi.