

**CuInSe₂ YARIİLETKENİNİN ELEKTROKİMYASAL
YÖNTEMLE BÜYÜTÜLMESİ ve Au/CuInSe₂/p-Si/Al
SCHOTTKY YAPISININ *I*-*V* (AKIM-GERİLİM)
ve *C*-*V* (KAPASİTE- GERİLİM) ÖLÇÜMLERİYLE
KARAKTERİZASYONU**

Adem AKDAĞ

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Cevdet COŞKUN
2013
Her hakkı saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**CuInSe₂ YARIİLETKENİNİN ELEKTROKİMYASAL
YÖNTEMLE BÜYÜTÜLMESİ ve Au/CuInSe₂/p-Si/Al
SCHOTTKY YAPISININ *I*-*V* (AKIM-GERİLİM) ve *C*-*V*
(KAPASİTE- GERİLİM) ÖLÇÜMLERİYLE
KARAKTERİZASYONU**

Adem AKDAĞ

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM
2013

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

CuInSe₂ Yarıiletkeninin Elektrokimyasal Yöntemle Büyütülmesi ve Au/CuInSe₂/p-Si/Al Schottky Yapısının I-V(Akım-Gerilim) ve C-V(Kapasite Gerilim) Ölçümleri İle Karakterizasyonu

Prof.Dr.Cevdet COŞKUN danışmanlığında, Adem AKDAĞ tarafından hazırlanan bu çalışma 25/04/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak **oybirliği/oy çokluğu (.../...)** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof.Dr.Cevdet COŞKUN

İmza :

Üye : Prof.Dr.Şakir AYDOĞAN

İmza :

Üye : Prof.Dr.Süleyman GÖKSU

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

CuInSe₂ YARIİLETKENİNİN ELEKTROKİMYASAL YÖNTEMLE BÜYÜTÜLMESİ ve Au/CuInSe₂/p-Si/Al SCHOTTKY YAPISININ *I-V* (AKIM- GERİLİM) ve *C-V* (KAPASİTE- GERİLİM) ÖLÇÜMLERİYLE KARAKTERİZASYONU

Adem AKDAĞ

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Cevdet COŞKUN

Bu çalışmada, [100] doğrultusunda büyütülmüş, 270 µm kalınlığına ve 1-10 Ω-cm öz direncine sahip *p*-tipi Si kristali kullanıldı. Omik kontak için kristalin mat yüzeyine termal buharlaştırma ile Al metali diğer yüzeyine bir adımda elektrokimyasal olarak CuInSe₂ büyütüldü ve üzerine de 10⁻⁵ Torr basınçta Au metali buharlaştırıldı. Böylece elde edilen Au/CuInSe₂/p-Si/Al yapının oda sıcaklığından başlayarak yaklaşık 400 K sıcaklığına kadar 20 K adımlarla sıcaklığa bağlı (300K-400K) *I-V* ve *C-V* ölçümleri alındı. Sıcaklığa bağlı bu ölçümlerden elde edilen deneysel veriler yardımıyla *I-V* grafiklerinden engel yükseklikleri, idealite faktörleri bulundu. Yine *I-V* karakteristikleri yardımıyla Cheung ve Norde fonksiyonları kullanılarak sıcaklığa bağlı idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri hesaplandı. Seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı görüldü. Elde edilen *I-V* karakteristikleri yardımıyla engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı görüldü. Bu durum arayüzey hallerine atfedildi. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun 500 kHz ve 1000 kHz frekans değerlerinde, sıcaklığa bağlı *C-V* ölçümleri alındı ve difüzyon potansiyelleri, Fermi enerji seviyesi değerleri ve engel yükseklikleri değerleri elde edildi.

2013, 73 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky Kontak, CuInSe₂, Elektrokimyasal Büyütme

ABSTRACT

Master Thesis

GROWTH OF THE CuInSe₂ SEMICONDUCTOR WITH ELECTROCHEMICAL DEPOSITION TECHNIQUE and CHARACTERIZATION OF THE Au/CuInSe₂/p-Si/Al SCHOTTKY STRUCTURE *I-V* (CURRENT-VOLTAGE) and *C-V* (CAPACITANCE-VOLTAGE) MEASUREMENTS

Adem AKDAĞ

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

Supervisor: Prof. Dr. Cevdet COŞKUN

In this study, *p*-Si wafer with [100] orientation, 270 µm thickness and 1-10 Ω-cm resistivity was used. Al metal was evaporated onto the mat face of *p*-Si as ohmic contact electrode. CuInSe₂ was electrodeposited onto the bright face of the wafer and at 10⁻⁵ Torr in one-step and then Au was evaporated onto the semiconductor thin film. And then, the *I-V* and *C-V* measurements of the Au/CuInSe₂/*p*-Si/Al structure were obtained from 300 K to 400 K in step of 20 K. Using experimental data, required graphics were plotted dependent on temperature. Barrier heights and ideality factors were calculated from *I-V* characteristics. It was seen that the ideality factors were decreased and the barrier heights were increased with increasing temperature. This finding was attributed to the barrier interface states. Beside, barrier heights, ideality factors and series resistances calculated from Cheung and Norde functions using *I-V* characteristics dependent on temperature. It was seen that, the value of series resistance decreased with increasing temperature. *C-V* measurements of the Au/CuInSe₂/*p*-Si/Al were performed at all temperatures at 500 kHz and 1MHz. *C-V* graphics were plotted dependent on temperature and frequency. The diffusion potentials, Fermi levels and barrier heights were calculated from *C-V* characteristics.

2013, 73 Pages

Keywords: Schottky contact, CuInSe₂, Electrochemical Growth.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Yüksek lisans tez konumu belirlemede bana yardımcı olan, tezi hazırladığım süre boyunca her türlü desteğini, engin bilgisini ve yardımını benden esirgemeyen tez danışman hocam Giresun Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Dekanı Sayın Prof. Dr. Cevdet COŞKUN'a en içten dileklerle teşekkürlerimi sunarım.

Laboratuvar çalışmalarım süresince yardımlarını esirgemeyen Sayın Dr. Kübra ÇINAR'a, Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim elemanı Sayın Arş. Gör. Dr. Harun GÜNEY'e ve Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim elemanı Sayın Arş. Gör. Dr. Süleyman TEKMEKİ'e teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca çalışmam boyunca bana her türlü desteği sağlayan Erzurum Atatürk Üniversitesi Horasan Meslek Yüksek Okulu Öğretim Görevlisi Sayın Oğuzhan ÖZAKIN'a, Sayın Ahmet TAŞER'e, Sayın Fatma YILDIRIM'a içten teşekkür ederim.

Fizik Bölümü laboratuvarlarında çalışma imkânı sağladığı için başta bölüm başkanımız olmak üzere tüm Fizik Bölümü elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında destek ve teşviklerini gördüğüm aileme de sonsuz teşekkür ederim.

Adem AKDAĞ

Nisan 2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1. CuInSe ₂	4
2.2. Elektrokimya	7
2.3. Elektrotlar	10
2.3.1. Çalışma elektrodu (İndikatör elektrot)	10
2.3.2. Karşıt elektrot	11
2.3.3. Referans elektrotlar	11
2.4. Potansiyometri Uygulamaları.....	16
2.4.1. Kontrollü potansiyel cihazının çalışma prensibi	17
2.4.2. Faraday yasası	18
2.5. Yapısal Karakterizasyon ve XRD Tekniği.....	18
2.5.1. X-ışınları.....	18
2.5.1.a. X-ışınlarının üretilmesi.....	18
2.5.1.b. X-ışınlarının kırınımı (XRD).....	19
2.6. Atomik Kuvvet Mikroskobu	21
2.6.1. Uç ve denge çubuğu	23
2.6.2. Titreşim modu işlemi.....	23
2.6.3. Taramalı prop mikroskoplarının bazı tipik uygulamaları.....	24
2.7. Metal/Yarıiletken Kontaklar.....	25
2.7.1. Doğrultucu (Schottky) kontaklar	25
2.7.1.a. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar.....	25
2.8. Omik Kontaklar	27

2.8.1. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken omik kontaklar	28
2.9. Omik Kontak Elde Etme Yolları	29
2.10. Tünelleme Eklemleri	30
2.11. Metal (Omik)/ <i>p</i> -tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı	31
2.12. Cheung ve Norde Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi.....	33
2.13. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi	36
2.14. Kontaklarda Isının Etkisi.....	40
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	42
3.1. Giriş	42
3.2. ITO Altlık Malzemesinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması.....	42
3.3. CuInSe ₂ 'nin Elektrokimyasal Olarak Büyütülmesi.....	43
3.4. X-Işınımı Kırınımı İle Tanecik Büyüklüğünün Hesabı.....	44
3.5. <i>p</i> -Si Altlığın Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması	45
3.6. (I-V) Akım-Voltaj karakteristiği	46
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	49
4.1. Giriş	49
4.2. CuInSe ₂ /(ITO)	49
4.3. CuInSe ₂ /(p-Si)	50
4.4. I-V (Akım-Gerilim) Ölçümleri: Cheung ve Norde Fonksiyonlarının Kullanılması.....	52
4.5. C-V (Kapasite-Gerilim) Ölçümleri ve Yapılan Hesaplamalar	57
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	65
KAYNAKLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	74

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

A	Numunenin Yüzey Alanı
A^*	Richardson Sabiti
A^0	Angstrom(10^{-8} cm)
c	Işık Hızı (3×10^8 m/s)
C	Kapasite
cm	Santimetre
d	Kristal Düzlemler Arası Mesafe
d	Tabaka Kalınlığı
e	Elektronun Yüğü ($1,6 \times 10^{-19}$ C)
E_v	Valans Bant Enerjisi
E_c	İletkenlik Bant Enerjisi
E_f	Fermi Enerjisi
E_{fm}	Metal Tarafında İletkenlik Bandındaki Elektronların Fermi Seviyesi
E_{fs}	Yarıiletken Tarafında İletkenlik Bandındaki Elektronların Fermi Seviyesi
E_g	Yasak Enerji Aralığı
eV	Elektron Volt
$f_e(E)$	Elektronlar İçin Fermi-Dirac Dağılımı
f_s	Femtosaniye (10^{-12} sn)
g	Özdirenç
$g_c(E)$	İletkenlik Bandındaki Hall Yoğunluğu
h	Fotonun Enerjisi
h	Planck Sabiti
I	Akım
I_0	Satürasyon Akımı
k	Boltzman Sabiti
k	Fotonun Dalga Vektörü
m	Elektrotlardan Ayrılan Madde Miktarı(gram)

M	Molarite
m_e^*	Elektronun Etkin Kütlesi
m_e	Elektron Kütlesi
n	İdealite Faktörü
n	Yansıma Derecesi
N_a	Akseptör Konsantrasyonu
n_i	Asal Elektron Konsantrasyonu
nm	Nanometre
n_s	Tabaka Taşıyıcı Yoğunluğu
N_v	İletkenlik Bandındaki Elektron Yoğunluğu
Q	Elektrik Yük Miktarı (C)
R	Direnç
R_s	Seri Direnç
t	Zaman
V	Gerilim
V_c	İletkenlik Potansiyeli
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli
w	Uzay Yüğü Bölgesinin Genişliğı
ϵ_i	Yarıiletkenin Dielektrik Sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin Elektron İlgisi
θ	Örgüye Düşen X-ışınları İle Örgünün Yüzeyi Arasındaki Aç
λ	Işığın Dalgaboyu
ρ	Hacimsel Elektrik Direnci
Φ_m	Metalin İş Fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu
ν	Gelen Fotonun Frekansı
$(\Omega.cm)^{-1}$	Metalik İletkenlik

Kısaltmalar

AFM	Atomik Kuvvet Mikroskobu
PL	Fotolüminesans
SEM	Taramalı Elektron Spektroskopisi
TE	Termoiyonik Emisyon
TEM	Elektron İletim Mikroskopisi
TFE	Termoiyonik Alan Emisyonu
XRF	X-Işını Floresanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Bir Galvanik Hücre.....	9
Şekil 2.2. Bir Elektrolitik Hücre	10
Şekil 2.3. Karşıt elektrot	11
Şekil 2.4. (a) İdeal polarize (b) ideal polarize olmayan elektrotlar için akım potansiyel diyagramları	12
Şekil 2.5. Standart hidrojen elektrot	13
Şekil 2.6. Doygun Klomel Elektrot.....	14
Şekil 2.7. AgCl referans elektrotlar	14
Şekil 2.8. Ag/AgCl referans elektrotu	15
Şekil 2.9. İki elektrotlu hücre.....	15
Şekil 2.10. Üç- Elektrotlu Hücre ve farklı elektrotlar için gösterimi.....	16
Şekil 2.11. Potansiyometre	17
Şekil 2.12. Faraday Yasasının şematik gösterimi	18
Şekil 2.13. X-ışınlarının üretilmesi	19
Şekil 2.14. Bir kübik kristalden x-ışını saçılması	21
Şekil 2.15. Bir optik demet sapma dedektörünün yandan görünüşü.	22
Şekil 2.16. Atomik kuvvet mikroskobu için blok şema.....	22
Şekil 2.17. (a) Bir SiO ₂ denge çubuğunun ve ucunun ve (b) bir SiO ₂ ucun mikrografı .	24
Şekil 2.18. Metal/ <i>p</i> - tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontakta önce, b) kontakta sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ durumunda.....	27
Şekil 2.19. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c) $V \neq 0$ durumunda.....	29
Şekil 2.20. <i>n</i> -tipi Silisyum'da tünelleme ile omik kontak oluşumu.....	31
Şekil 2.21. P+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	32
Şekil 2.22. Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı	36
Şekil 3.1. Tavlama işleminin yapıldığı fırın	42
Şekil 3.2. Elektrokimyasal ince film büyütme sistemi	43

Şekil 3.4. Buharlaştırma ünitesi	48
Şekil 4.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ ince filminin XRD grafiği.....	49
Şekil 4.2. p-Si altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ ince filminin XRD grafiği.....	50
Şekil 4.3. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ ince filminin AFM görüntüsü.	51
Şekil 4.4. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı I 'nın V 'ye karşı değişimi. .	54
Şekil 4.5. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi	55
Şekil 4.6. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi	55
Şekil 4.7. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait Norde fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi	56
Şekil 4.8. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait oda sıcaklığında iki farklı frekansta düz beslem durumunda C 'nin V 'ye karşı değişimi	60
Şekil 4.9. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait (50°C) 323K sıcaklığında iki farklı frekansta düz beslem durumunda C 'nin V 'ye karşı değişimi.....	61
Şekil 4.10. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait (75°C) 348K sıcaklığında iki farklı frekansta düz beslem durumunda C 'nin V 'ye karşı değişimi.....	61
Şekil 4.11. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait (100°C) 373K sıcaklığında iki farklı frekansta düz beslem durumunda C 'nin V 'ye karşı değişimi.....	62
Şekil 4.12. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait (125°C) 398K sıcaklığında iki farklı frekansta düz beslem durumunda C 'nin V 'ye karşı değişimi	62
Şekil 4.13. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta oda sıcaklığında $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi	63
Şekil 4.14. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta (50°C) 323 K de $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi	63
Şekil 4.15. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta (75°C) 348 K de $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi	64

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ yarıiletkeninin büyütme parametreleri	43
Çizelge 4.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri	50
Çizelge 4.2. p-Si altlık üzerine büyütülen CuInSe ₂ filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri	51
Çizelge 4.3. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait temel parametreler	56
Çizelge 4.4. Au/CuInSe ₂ /p-Si/Al diyoduna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri	64

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler iletkenlik bakımından iletkenler ile yalıtkanlar arasında yer alırlar. Ancak ısı, ışık ve manyetik etki altında bırakıldığında veya gerilim uygulandığında bir miktar valans elektronu serbest hale geçer, yani iletkenlik özelliği kazanır. Bu şekilde iletkenlik özelliği kazanması geçici olup, dış etki kalkınca elektronlar tekrar atomlarına dönerler. Yarıiletkenler tabiatta elementel halde bulundukları gibi laboratuarda bileşik şeklinde de sentezlenebilirler. Yarıiletkenler kristal yapıya sahiptirler. Yani atomları kübik kafes sistemi denilen belirli bir düzende sıralanmıştır. Bu tür yarıiletkenler, yukarıda belirtildiği gibi ısı, ışık, etkisi ve gerilim uygulanması ile belirli oranda iletken hale geçirildiği gibi, içlerine bazı özel maddeler katılarak da iletkenlikleri arttırılmaktadır. Son yıllarda $A^I B^{III} X_2^{VI}$ ($A=Cu, Ag$; $B= Al, Ga, In$ ve $X=S, Te, Se$) gibi üçlü kalkojenit (Ch) yarıiletkenler ayrı optoelektronik devre elemanları için ilgi çeken materyaller olmaya başladı (Moharram 2002). Ayrıca bu bileşikler ile üçlü hatta dördü bileşikler de oluşturulmaktadır. Geniş yasak enerji aralığına sahip olduklarından dolayı bunlar teknolojiye ve bilimsel çalışmalarda oldukça fazla kullanılmaktadırlar. Bunlar, kızılötesi (Infrared) detektörlerin görüntü sistemleri, yüksek enerjili radyasyon detektörleri, televizyon kamera tüplerindeki fotoiletken görüntü dedektörleri, güneş pilleri, lazerler, elektrolüminesans diyotlardır.

Elektriğin keşfinin bir sonucu, metallerin iyi iletkenler olduğu ve yalıtkanların iletkenliklerinin zayıf olmasıdır. Genel olarak metalik iletkenlik $10^6 - 10^4 (\Omega.cm)^{-1}$ arasındaki değerlere sahip olmasıyla beraber yalıtkanlarda bu değer $10^{-10} (\Omega.cm)^{-1}$ 'den azdır. Bazı katı maddelerin iletkenlik değeri ise $10^4 - 10^{-10} (\Omega.cm)^{-1}$ arasında değişmektedir ki bunlar yarıiletkenler olarak adlandırılmaktadır (Seeger 1990). Yarıiletkenleri elektronik teknolojisinde kullanmaya uygun kılan da bu özelliğidir. Yani iletkenliğin 10^{14} gibi çok geniş bir aralıkta değiştirilebilir olmasıdır. Bu noktada yarıiletkenlerle yarı-metaller arasında bir ayırım yapmak gerekmektedir. Yarıiletkenlerde taşıyıcı konsantrasyonu $10^{17} - 10^{18}$ elektron/cm³ ve $10^{14} - 10^{16}$ elektron/cm³ arasında bir değere sahip iken yalıtkanlarda bu değer 10^{14} elektron/cm³'den azdır.

Yarıiletken malzeme ve aygıtların karakterizasyonu genel olarak üç ana grupta yapılmaktadır (McGuire 1989). Bunlar;

- Elektriksel karakterizasyon
 - Optiksel karakterizasyon
 - Fiziksel ve kimyasal karakterizasyon
- gibi gruplarda yapılır.

Optiksel karakterizasyon metotları içinde;

- Optiksel mikroskopi
- Fotoluminesans (PL)
- İletim spektroskopisi (FTIR)
- Soğurma spektroskopisi
- Raman spektroskopisi

gibi metotlar yer alırken, fiziksel ve kimyasal karakterizasyon metotları içinde;

- Taramalı elektron mikroskopisi (SEM)
- Elektron iletim mikroskopisi (TEM)
- X - ışını kırınımı
- X - ışını floresanı (XRF)

gibi metotlar yer alır.

Elektriksel karakterizasyon metotları içinde ise

- Özdirenç
- Taşıyıcı konsantrasyonu
- Mobilite
- Yaşam süresi

- Derin seviye kirlilikleri ölçümleri gibi metotlar yer alır (McGuire 1989).

Yirminci yüzyılın ortalarında ilk transistörle birlikte elektronik endüstrisinde bir devrim gerçekleşmiştir. Daha önceki yıllarda kullanılan tüplü devrelerin yerine, bununla aynı görevi yapabilecek, düşük maliyetli ve çok küçük hacimli yarıiletken tabanlı aygıtlar geliştirildi. Yarıiletkenin tüplü aygıtlara göre avantajları;

- Daha küçük ve hafif olmaları,
 - Isıtıcı gereksinimi veya ısıtıcıdan dolayı kayıpların olmaması,
 - Daha sert yapıda olmaları,
 - Daha verimli olmaları,
 - Isınma süresine gereksinim duymamaları,
 - Daha ucuza mal edilmeleri
- olarak sıralanabilir (Rosenberg 2000).

Yarıiletkenlerin ucuz ve daha basit yöntemlerle büyütülmeleri kolaylaştıkça bunlara olan ilgi arttı ve bunların değişik oranlarda büyütülmelerine ve istenilen yasak enerji aralığına göre bileşikler elde edilmeleri başarıldı. Büyütme teknikleri içerisinde en hesaplı ve oksitlerin büyütülmesinin iyi sonuçlar vermesi nedeniyle elektrokimyasal büyütme tekniği son yıllarda hem kimyacılar hem de fizikçilerin ilgisini çekmiş ve bu teknik üzerine çalışmalarda artış gerçekleşmiştir. Elektrokimyasal büyütmenin diğer metotlara üstünlüğü şu şekilde sunulabilir (Lee and Tak 2001).

- I) Elektrokimyasal büyütmede etkili ve kontrol edilebilir parametreler olan akım ya da potansiyel değiştirilerek filmin yüzeyi morfolojisi ve kalınlığı değiştirilebilir,
- II) Nispeten ince filmin yapısı ve özellikleri altlığın şekli ve materyalin cinsine bağlıdır,
- III) Geleneksel büyütmelemlerden daha yüksek büyüme oranı gözlenebilir,
- IV) Yüksek vakum ve yüksek reaksiyon sıcaklığına gereksinim olmadığından ekipmanlar pahalı değildir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. CuInSe₂

Son zamanlarda I-III-VI grup bileşiklerinden CuInSe₂ ile birlikte ince film güneş pili uygulamaları artmaktadır. CIS (CuInSe₂) tabanlı güneş pillerinin, üretim maliyeti daha yüksek olmasına rağmen dönüştürme (ışık-enerji) verimliliğinin %18' den daha fazla olmasından dolayı polikristal Si tabanlı üretilen güneş pilleri ile kıyaslanabilir. CIS materyal sisteminin önemli avantajları vardır: Yüksek soğurma katsayısı ($1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$), alaşım oluşturarak yasak enerji aralığının kontrol edilebilmesi, uzun süren optoelektronik sabitliliği, püskürtme tekniği, buharlaştırma tekniği, kimyasal banyo tekniği, RF sputter tekniği, MBE, elektrokimyasal büyütme tekniği gibi birçok çeşitli yöntem ile üretilibilmeleri bunlardan birkaçıdır. Bunlar yüksek dönüştürme verimliliği ve düşük üretim maliyetli üretimliklerinden dolayı Si tabanlı malzemelere rakip olurlar. CIS tabanlı güneş pillerine esas ilgi ticari açıdan düşük maliyetle geliştirilebilmeleri ve geniş alanda üretim teknolojilerine sahip olmalarından kaynaklanır. O yüzden, düşük maliyetli işlem olan CIS tabanlı güneş pillerinin potansiyel kullanımlı elektrokimyasal fabrikasyonu büyük ilgi görür. Elektrokimyasal sistemin çeşitli avantajları vardır (Hyung Kang 2006). Bunlar;

- i) düşük maliyeti
- ii) geniş üretim alanları
- iii) vakum sisteme ihtiyaç duyulmaması
- iv) yüksek büyütme hızı
- v) zehirli (toksik) gaz kullanılmamasıdır.

Bu yüzden, CuInSe₂ materyalinin geliştirilmesi ve yarıiletken devre elemanlarını kolayca başarmak için bu teknik kullanılabilir. Ayrıca CIS filmlerinin temel özelliklerini, büyütme parametrelerine bağımlılıklarını, bileşimini, optiksel ve yapısal

özelliklerini anlayabilmek için yaygın olarak çalışma girişiminde bulunulmuştur (Hyung 2006).

p-, i-, n-, tipi olmak üzere flor katkılı indiyum oksit (FTO) altlık üzerine CuInSe₂ ince film tabakaları büyütülmüştür. Ayrıca p⁺, p, i, n, ve n⁺, olacak şekilde CuInGaSe₂ tabakaları da cam/TCO/n-CdS altlıklar üzerine tek adımda elektrokimyasal banyo sistemi ile büyütülebilmektedir. Ancak en iyi veri yine ITO üzerine büyütülen ince filmlerden alınmıştır (Kaupmess 2007).

Mo altlık üzerine elektrokimyasal sistemde CIS büyütülmüştür (Zhongwei 2010).

Geniş dalga boylarında optik özelliklerin değişmediği bilgisi materyallerde yansıtıcı tabaka, optik fiberler, engel filtreler gibi optiksel uygulamaların kullanılmasını gerektirdi. Bütün materyallerin optiksel özellikleri onların atomik yapıları, elektronik bant yapıları ve elektronik özelliklerini anlatabilir. Optiksel sabitlerin frekansa bağlı olarak değişimlerinin çalışılması ile diğer metotlarla türetilen bant yapısıyla ilişkilendirilmeyi sağlar. Termal buharlaştırma tekniği ile elde ettiği CuInSe₂ ince filmleri güneş pili olarak ideale yakın aday olarak dikkate alınmalıdır (Moharram 2002). Çünkü bu materyal güneş enerjisi dönüştürme aralığında olup 1,02 eV civarında direkt bant aralığına sahiptir. Ayrıca Cu/In oranı arttığında soğurma katsayısının arttığı ve direk optik enerji aralığı değerinin azaldığı bulunmuştur (Kavcar 1998).

Kindyak *et al.* (1994) lazerle buharlaştırma yöntemi ile elde edilen CIS ince filmlerinin soğurma spektrumlarına bakarak enerji bant aralığı değerinin 0.99-2,8 eV gibi birkaç farklı bölgede olduğunu bulmuşlardır.

XRD grafiğinden CuInSe₂'nin değişik sıcaklıklarda tavlanması ile farklı yönelimlerde büyüdüğü görülmüştür. Tavlama süresini arttırdıkça optiksel aralığının (enerji band aralığı) da exponansiyel olarak yakın bir değerde arttığı gözlenmiştir. Örneğin enerji band aralığı yaklaşık olarak 1,04 eV olan CIS materyalini kademeli olarak 5 saate kadar

tavlandığında enerji band aralığının 5 saat sonunda 2,1 eV civarına kadar arttığı gözlenmiştir. Tavlama sıcaklığı 573 K olarak belirlenmiştir (Moharram 2002).

Güneş pilleri konusunda gelecek vaat eden CuInSe₂ materyali manyetik sputter metodu ile Vassilev *et al.* (2003) tarafından da çalışılmıştır. Bu çalışmada CIS cam, KCl ve Mo üzerine büyütülmeye çalışılmıştır. Bu çalışmada öncelikli olarak oda sıcaklığında her üç altlık (substrate) üzerine büyütülen materyalin XRD grafikleri verilmiş, ardından da 1 saat boyunca 400 °C’de tavlama sonucundaki materyalin XRD grafikleri verilip karşılaştırılmıştır.

Mo taban malzeme için; oda sıcaklığında CIS materyalinde (311) yönünde yönelim var iken, tavlamadan sonra (311), (220), (111) ve (422) yönlerinde de bir yönelim olduğu saptanmıştır.

KCl taban malzeme için; oda sıcaklığında CIS materyalinde (311) yönünde zayıf şiddette bir yönelim var iken, tavlamadan sonra (311) yönelimindeki şiddet artarken (200) ve (422) yönelimleri de belirginleşmiştir.

Cam için; oda sıcaklığında CIS materyalinde zayıf şiddette (220) ve (111) yönelimleri gözlenirken, tavlamadan sonra özellikle (200) yönelimindeki şiddetin az da olsa arttığı (111) yönelimine ek olarak (311) yöneliminin de eklendiği gözlenmiştir.

Elektriksel özelliklerine gelince van der Pauw metodu ile Hall etkisine bakılmıştır. Bunun sonucunda materyalin öz direncinin aralığı $\rho = (2-4) \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ bulunmuş, öz direncin sıcaklığa bağlı olup sıcaklıktaki az bir artışın aynı oranda öz dirence yansıdığı ve bu değişimin lineer olduğu sonucuna varılmıştır. Yine bu lineerlikten termal iletkenlik katsayısı $3,2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ olarak ölçülmüştür. Uygulanan 0,6 T lık manyetik alan ile Hall voltajı 1 mV veya 10^{-5} den daha az bulunup normalden daha yüksek olarak 10^{22} cm^{-1} Hall taşıyıcıları bulunmuştur. Bunlarla birlikte Hall mobilitesi de $0,2 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ den daha az bulunmuştur. Etkin kütle değeri $m^* = 0,2m_0$ olarak elde edilmiştir. Taşıyıcıların

durulma (relaxation) zamanı da Boltzmann eşitliğine göre 10^{-15} s olarak elde edilmiştir (Vassilev 2003).

2.2. Elektrokimya

Kimyasal reaksiyonların elektrik üretiminde, elektriğin de kimyasal reaksiyon oluşturmada kullanımıyla ilgili olan kimyanın dalına elektrokimya denir. (Atkins and Jones 1998). Fizikokimyanın önemli bir dalı olan elektrokimya içinde elektrolit çözeltilerin termodinamiği ve iletkenliği yanında kimyasal ve elektriksel enerjilerinin birbirine dönüşümü de incelenmektedir (Sarıkaya 1993). Elektrokimyasal teknikler, kimyasal bir sistemden elektrik sinyali üretme yolunu sağladıkları için derişimin izlenmesinde elektronik aletleri kullanmamızı sağlarlar (Atkins and Jones 1998). Elektrokimyanın pratik uygulamaları pek çoktur. Bu uygulamalar elektrik güç kaynakları olarak yakıt hücreleri ve pillerin yapımı, başlıca kimyasalların üretimi, metallerin arıtımı ve korozyon kontrolünün düzenlenmesi gibi geniş bir alana yayılmıştır. Elektrokimyanın kuramsal uygulamaları da önemlidir. Çünkü elektrik bir elektron akışını gerektirdiğinden, kimya ile elektrik arasındaki ilişkiyi incelemek, elektronların aktarıldığı yükseltgenme-indirgenme tepkimelerinin içyüzünü kavramamıza yardımcı olur (Petrucci and Harwood 2005).

a) İndirgenme Reaksiyonu: Bir metal iyonu, M^{n+} , elektrotla çarpışarak n tane elektron kazanıp bir metal atomu, M ye dönüşebilir. Bu durumda iyon aşağıdaki reaksiyona göre indirgenir (Petrucci and Harwood 2005).



b) Yükseltgenme reaksiyonu: Elektrottaki bir metal atomu, M , n tane elektron kaybeder ve M^{n+} iyonu olarak çözeltiliye geçebilir. Bu durumda metal atomu aşağıdaki reaksiyona göre yükseltgenir (Petrucci and Harwood 2005).



Yükseltgenme ve indirgenme reaksiyonları iki şekilde oluşmaktadır.

Uygun kap içerisinde yükseltgen ve indirgen arasında doğrudan temas ile reaksiyon gerçekleşir. Örnek olarak gümüş nitrat ($AgNO_3$) çözeltisine bir bakır (Cu) çubuğun batırılmasıdır. Gümüş iyonları metale doğru akar ve indirgenir;



aynı zamanda eşdeğer miktarda bakır iyonları da yükseltgenir;



Gümüş yarı-reaksiyonunu iki ile çarparak, bu şekilde iki reaksiyonu toplarsak

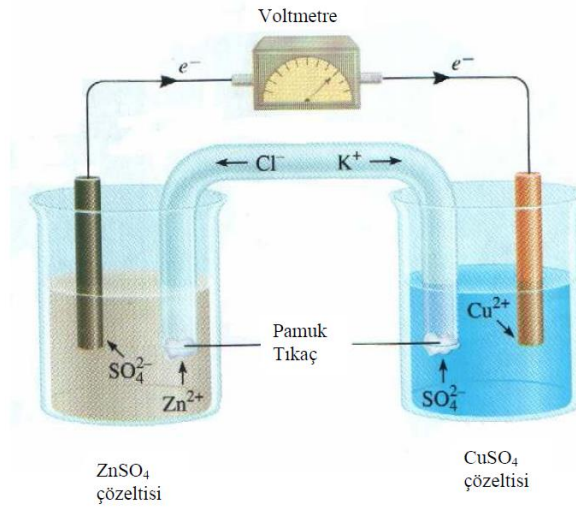


Şeklinde yükseltgenme ve indirgenme reaksiyonları oluşur. Bu reaksiyonların gerçekleşmesi ile $AgNO_3$ çözeltisi içerisindeki Ag^{+} iyonları Cu çubuğun batırılması neticesinde, Cu çubuk üzerine $Ag_{(k)}$ (katı gümüş) haline gelir ve bir gümüş ağacı oluşturur (Neaman 1992).

Reaksiyona giren maddelerin birbirlerine doğrudan temas etmediği bir elektrokimyasal hücrede olduğu reaksiyondur. Yükseltgenme ve indirgenme reaksiyonlarının en önemli yönü, elektron aktarımının ve böylece de net reaksiyonun, indirgenin ve yükseltgenin fiziksel olarak birbirinden ayrı olduğu bir elektrokimyasal hücrede gerçekleşmesidir. Bir elektrokimyasal hücre her biri elektrot olarak adlandırılan elektrolit çözeltisine daldırılmış iki iletken içerir. Bir elektrokimyasal hücrelerde katot indirgenme reaksiyonunun olduğu elektrot, anot ise yükseltgenmenin olduğu

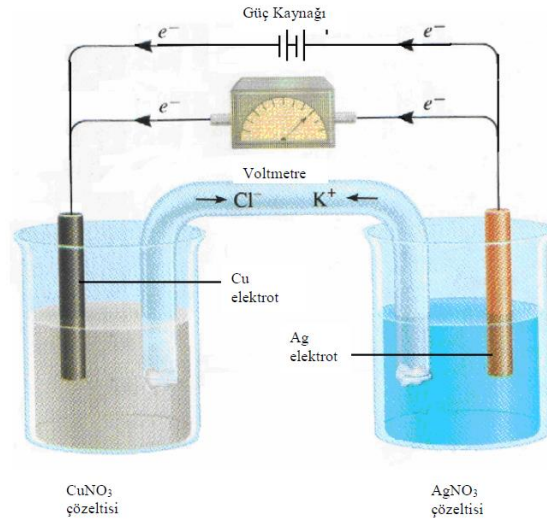
elektrottur. Dıştaki metalik bir iletken ise dıştan elektron akışını sağlar. İki elektrotun daldırıldığı çözeltiler farklıdır ve reaktifler arasında doğrudan teması önlemek için birbirinden ayrılmalıdır. Karışmayı önlemenin en yaygın yolu çözeltiler arasına tuz köprüsü koymaktır. Tuz köprüsü; elektrokimyasal hücreleri oluşturan iki elektrolit çözeltisinin karışmasını önlemek için elektrokimyada yaygın olarak kullanılır. Hücreler arasında çözelti bağlantısını koparır fakat elektriksel teması sağlar (Asıl 2010).

Elektrokimyasal hücreler ise; galvanik ve elektrolitik olarak ikiye ayrılır. Galvanik hücreler elektrik enerjisi depolayan pillerdir. Böyle hücrelerde iki elektrottaki reaksiyonlar kendiliğinden oluşmaya meyillidir ve anottan katoda bir dış iletken yardımı ile elektron akışı olur (Şekil 2.1).



Şekil 2.1. Bir Galvanik Hücre

Elektrolitik hücrelerde ise tam tersi durum söz konusudur. Ayrıca dışarıdan bir potansiyel uygulanır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Bir Elektrolitik Hücre

Elektrolitik hücrenin çalışması için, bir elektrik enerji kaynağı gereklidir. Bu hücrede akımın yönü terstir ve elektrotlardaki akımların yönü ters yöne doğrudur. Böylece gümüş anotta yükseltgenme ve bakır katotta indirgenme olur.

2.3. Elektrotlar

2.3.1. Çalışma elektrodu (İndikatör elektrot)

Bu elektrotlar esas olarak 3 sınıfa ayrılır: Metalik (Pt, Au, ...), Membran (Cam elektrot, Sıvı, Kristalin, Gaz duyarlı...) ve ISFET (İyon Seçici Alan Etkili Transistorler). Çalışma elektrodu, üzerinde elektrokimyasal reaksiyonların meydana geldiği elektrottur. Analit bu elektrot üzerinde yükseltgenir veya indirgenir. Potansiyometrik ölçümlerde her zaman katot olarak işlem görür (Skoog *et al.* 2003). İdeal bir çalışma elektrodu, analit iyon aktivitesindeki değişimlere hızlı ve tekrarlanabilir cevaplar verir. Çalışma elektrodu seçilirken aktivitesi ve yüzey morfolojisi göz önünde bulundurulmalıdır. Çalışma elektrodu olarak genellikle altın, platin, gümüş ve bazı metaller tercih edilir. Yaptığımız deneylerde hazırladığımız numuneler çalışma elektrodu olarak kullanıldı.

2.3.2. Karşıt elektrot

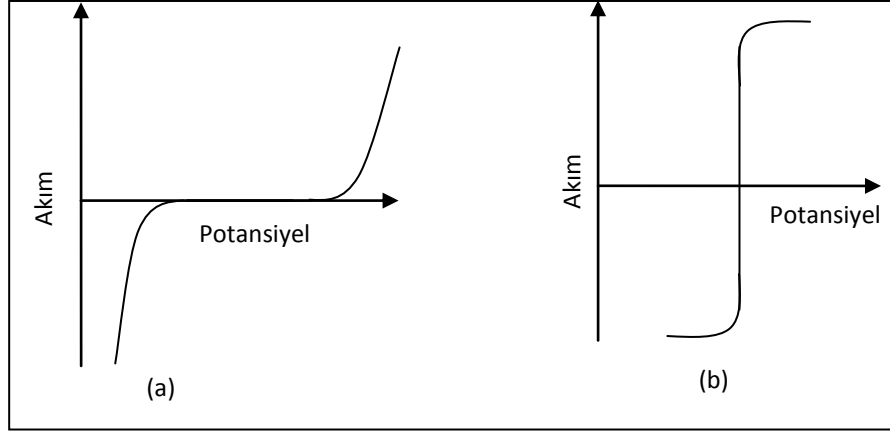
Helezon, düz plaka veya sadece tel formundaki karşıt elektrot elektriğin kaynaktan gelerek çözelti içinden çalışma elektrotuna aktarılmasını sağlayan elektrottur. Karşıt elektrotun çalışma elektrotundaki reaksiyona etkisi olmaz, sadece onu elektronlarla besler (Skoog *et al.* 2003). Karşıt elektrotun görevi devreyi tamamlamaktır. Elektrokimyasal reaksiyonlarda karşıt elektrot olarak genelde, altın, platin, grafit, karbon ve çeşitli metal oksitler kullanılmaktadır. Pt tel, karşıt elektrot olarak deneylerimizde kullanıldı.



Şekil 2.3. Karşıt elektrot

2.3.3. Referans elektrotlar

Referans elektrot, elektrot potansiyeli (E_{ref}) tam olarak bilinen bir yarı-hücredir ve potansiyeli, incelenen çözeltide bulunan analitin veya diğer iyonların konsantrasyonundan bağımsızdır. Potansiyometrik ölçümlerde daima anot olarak işlem görür. Referans elektrotlar, yarı hücre potansiyeli sabit, çalışılan çözeltinin bileşiminden bağımsız ve potansiyel değeri bilinen elektrotlardır. Referans elektrot, çalışma elektrotunun potansiyelini belirlemekte kullanılır, reaksiyon ile hiçbir ilgisi yoktur. İndirgenme ve yükseltgenme potansiyellerinin tam olarak belirlenebilmesi, bağlantılardaki ve çözelti içindeki potansiyel kaybının ve ayrıca çözelti direncinin giderilmesi için referans elektrot kullanılmalıdır. Şekil 2.4’de ideal polarize ve polarize olmayan elektrotlar için akım-potansiyel diyagramları verilmektedir. Genellikle referans elektrotlar polarize olmayan elektrotlardan seçilir (Alanyalıoğlu 2006).

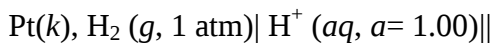


Şekil 2.4. (a) İdeal polarize (b) ideal polarize olmayan elektrotlar için akım potansiyel diyagramları

Referans elektrotlar; potansiyeli, daldırıldığı çözeltinin içeriğinden etkilenmeyen ve sıcaklık değişmediği sürece sabit kalan elektrotlardır. Çünkü sıcaklık yükselmesi potansiyelin düşmesine neden olur. İdeal bir referans elektrot, tam olarak bilinen, sabit ve analit çözeltinin bileşiminden etkilenmeyen potansiyele (standart hidrojen elektroda karşı) sahiptir. Ayrıca referans elektrotun hazırlanması kolay olmalıdır ve küçük akımlar geçerken sabit bir potansiyel oluşmamalıdır. Üç tür referans elektrot vardır. Bunlar;

i: Standart Hidrojen Elektrot (SHE)

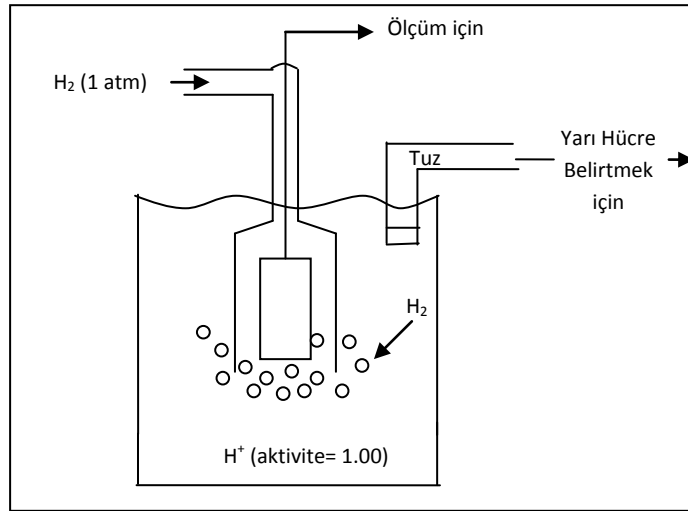
Standart Hidrojen Elektrot alışılmış analitik çalışmalarda nadiren kullanılır, fakat yarı reaksiyonlar için standart durum potansiyellerini tayin etmek için referans elektrot kullanılması önemlidir. SHE H₂ gazının 1 atm basınçta ve hidrojen iyon aktivitesinin 1,00 olduğu çözeltiye daldırılan Pt elektrottan oluşur (Şekil 2.5). Standart hidrojen elektrot aşağıdaki şekilde gösterilir (Harvey 2000).



Reaksiyonu



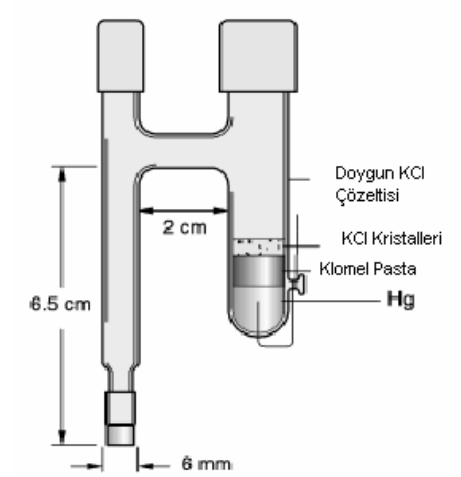
şeklinde gerçekleşir.



Şekil 2.5. Standart hidrojen elektrot

ii: Kalomel Referans Elektrot

Doygun kalomel elektrot oldukça kolay hazırlandığından en çok kullanılan elektrottur. Fakat diğer iki referans elektrota göre dezavantajı; oldukça büyük sıcaklık katsayısına sahip olmasıdır. Yani büyük sıcaklık değişimlerinde önem arz etmektedir. Bu elektrot Şekil 2.6'da gösterildiği gibi 5–10 cm boyunda, 0,5 cm ile 1,0 cm çapındadır. İçteki tüpte doymuş potasyum klorürdeki $Hg/Hg (1)$ klorür pastası vardır ve bu küçük delik vasıtası ile dış tüpte bulunan doymuş potasyum klorür çözeltisi ile temas halindedir. Bir inert metal elektrot iç tüpteki karışıma daldırılmıştır. Analit çözelti ile temas ise, dıştaki tüpün dibinde bulunan gözenekli bir disk ile sağlanır. Bu elektrotun elektrot potansiyeli $250^{\circ}C$ 'de 0,2444 V'dur.



Şekil 2.6. Doygun Kloromet Elektrot

iii: Gümüş/Gümüş Klorür Referans Elektrot

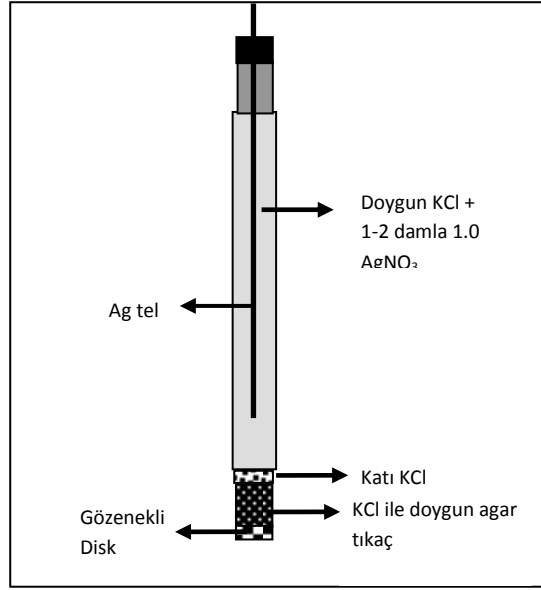
Diğer bir referans elektrot gümüş-gümüş klorür elektrottur ve potansiyeli SHE'ye göre 0,197 V'dur. Literatürde Ag/AgCl referans elektrotu potansiyel belirlemede yaygın olarak kullanılır (Bard and Faulkner 2001).

Ag/AgCl/KCl (suda doymuş)



Şekil 2.7. AgCl referans elektrotlar

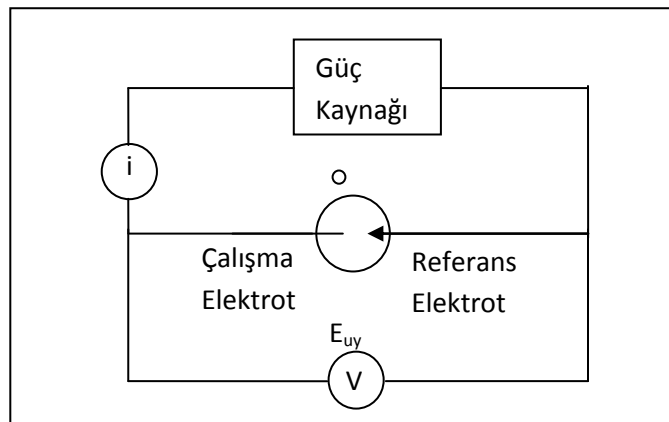
60°C'nin üzerindeki sıcaklıklarda kullanılabilmeleri gümüş-gümüş klorür referans elektrotların, standart kalomel elektrotlara göre bir avantajıdır.



Şekil 2.8. Ag/AgCl referans elektrotu

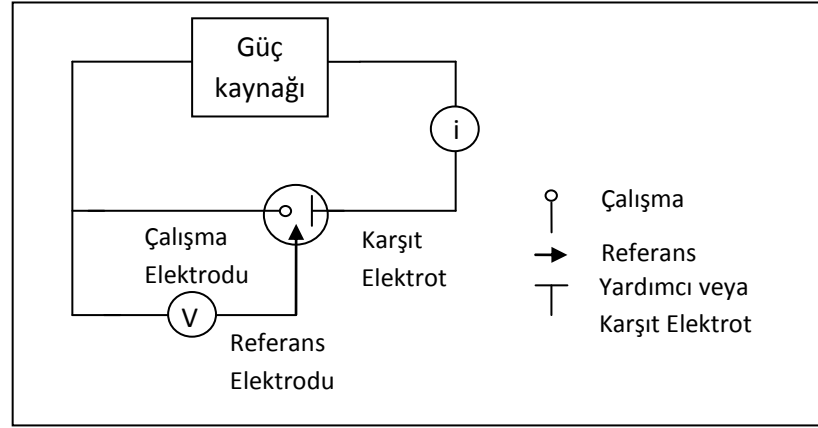
Elektrokimyasal hücreler elektrot sayısına göre ikiye ayrılır. İki elektrotlu ve Üç elektrotlu elektrokimyasal hücreler.

1. İki Elektrotlu Elektrokimyasal Hücreler: Bu tip hücrelerde karşıt elektrot ve çalışma elektrotu bulunur. Akım bu elektrotlar arasında uygulanır ve potansiyel fark ikisi arasındaki potansiyel farkıdır (Şekil 2.9).



Şekil 2.9. İki elektrotlu hücre (Bard and Faulkner 2001)

2. Üç Elektrotlu Elektrokimyasal Hücreler: Hücrede çalışma elektrotu, karşıt elektrot ve referans elektrot olmak üzere üç elektrot vardır. Bu tip hücrede potansiyel çalışma elektrotu ile referans elektrot arasında ölçülür ve akımda çalışma elektrotuyla karşıt elektrot arasından okunur (Şekil 2.10).



Şekil 2.10. Üç- Elektrotlu Hücre ve farklı elektrotlar için gösterimi (Bard and Faulkner 2001)

2.4. Potansiyometri Uygulamaları

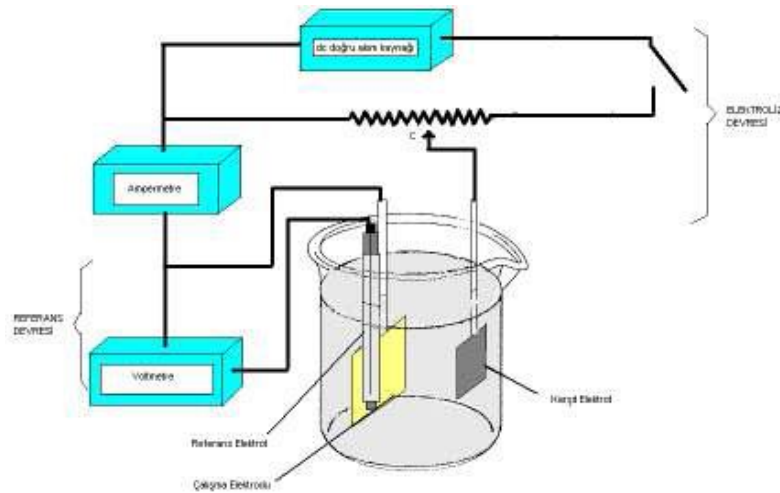
Bu tip uygulamalarda hücrelerin çoğu oldukça yüksek elektriksel dirence sahiptir. Böyle yüksek dirençli devrelerin potansiyellerini doğrudan ölçmek için, ölçüm yapılan hücrenin direncinden birkaç mertebe daha büyük elektrik direncine sahip bir voltmetre kullanmak gereklidir. Voltmetrenin direnci çok düşük ise, hücreden akım çekilir, bu da voltmetrenin çıkış potansiyelini düşürme etkisi yapar ve böylece negatif bir yükleme hatası ortaya çıkar.

Potansiyel farkı ölçmede voltmetrenin varlığı devreyi bozar ve bir yükleme hatasına sebep olur. Bu durum sadece potansiyel ölçümlerine özgü değildir. Aslında bu, herhangi bir fiziksel ölçümde karşılaşılabilen bir örnektir. Yani, ölçüm işlemi ölçülen büyüklüğün ölçümden önceki değerinden farklı olmasına sebep olacak şekilde sistemi etkiler. Bu tip hata hiçbir zaman tam olarak yok edilemez. Ancak ihmal edilebilecek oranda azaltılabilir.

2.4.1. Kontrollü potansiyel cihazının çalışma prensibi

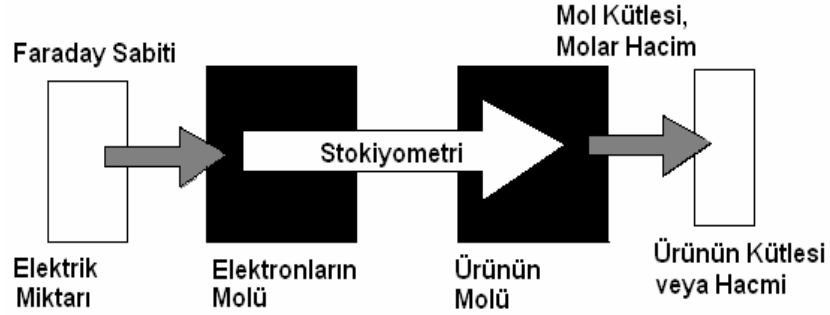
Elektrot potansiyelleri bir voltun onda birkaçı kadar farklı olan türlerin ayrılması için, sabit potansiyel kaynağı gereklidir. Eğer potansiyel kontrol edilmezse katodun elektrot potansiyeli, analitin (katot üzerine biriken maddenin) çökmesi tamamlanmadan önce diğer mevcut türlerin birlikte çökmesine neden olacaktır.

Kontrollü potansiyel cihazı Şekil 2.11’de gösterildiği gibi bağımsız iki elektrik devresinden yapılmıştır ve analitin üzerinde biriktiği çalışma elektrotu her iki devre tarafından paylaşılmaktadır. Elektroliz devresi bir D.C. kaynağı, çalışma elektrotuna uygulanan potansiyelin devamlı değişmesini sağlayan bir potansiyel bölücüsü, karşıt elektrot ve ampermetreden ibarettir. Kontrol devresi bir referans elektrot, yüksek dirençli dijital bir voltmetre ve çalışma elektrotundan yapılmıştır. Kontrol devresinin görevi, çalışma elektrotu ve referans elektrot arasındaki potansiyeli devamlı olarak ayarlamaktır. Bu potansiyel, bozucu türlerin de birlikte çökmeye başladığı bir değere geldiğinde, çalışma elektrotu ve karşıt elektrot arasındaki potansiyel, C anahtarı sola hareket ettirilerek azaltılır. Karşıt elektrotun potansiyeli bu değişim esnasında sabit kaldığından, katot potansiyeli daha küçük olur. Böylece birlikte çökme sonucu bozucu etkiler önlenir.



Şekil 2.11. Potansiyometre

2.4.2. Faraday yasası



Şekil 2.12. Faraday Yasasının şematik gösterimi

Faraday'ın Elektroliz Kanunu:

Elektrik akımıyla oluşan ürünün mol sayısı, stokiyometrik olarak gerekli olan elektronların mol sayısına eşdeğerdir. Yani, oluşan ürünün mol sayısı bilinirse ürünlerin kütlelerini veya gaz iseler hacimlerini hesaplayabiliriz (Atkins and Jones 1998).

$$m = kQ = k.I.t \quad (2.8)$$

m = Elektrotlarda ayrılan madde miktarı (g)

Q = Elektrik yük miktarı (C)

I = Akım (A)

t = Zaman (s)

2.5. Yapısal Karakterizasyon ve XRD Tekniği

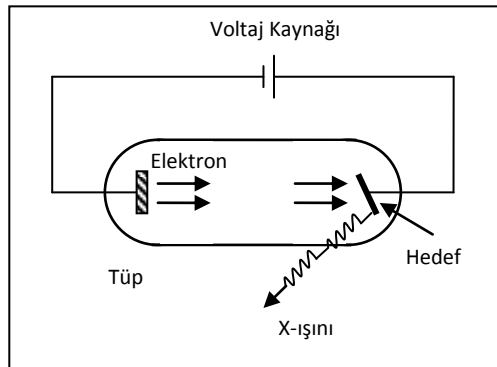
2.5.1. X-ışınları

2.5.1.a. X-ışınlarının üretilmesi

X-ışınları görünen ışığa kıyasla çok küçük dalga boyuna sahip elektromagnetik

dalgalarıdır. Bir vakum ortamında elektronlarla bombardıman edilen bir hedef metalden çeşitli dalga boylarında elektromagnetik dalgalar yayınlanır. Bu dalgalardan bir kısmı beyaz radyasyon olarak açığa çıkarken, aynı hedeften çok küçük dalga boyunda ve yüksek şiddete sahip X-ışınlarının üretimi de mümkün olur. Bu şekilde elde edilen vakumlanmış özel ünitelere X-ışını tüpü adı verilir. Elde edilen X-ışınları özel filtrelerden geçirilerek beyaz radyasyon tutulur ve sadece yüksek enerjili karakteristik ışınların geçirilmesine izin verilerek monokromatik X-ışınları üretilir.

X-ışınları dalga boyu yaklaşık $1\text{\AA}$ olan elektromanyetik dalgalarıdır. X-ışınlarının dalga boyu kristalin örgü sabitinin büyüklüğü ile hemen hemen aynı olduğu için kristal yapının analizinde kullanılır. X-ışını foton enerjisi Einstein bağıntısı $E=h\nu$ ile verilir (h Planck sabiti, ν frekans). $h=6,6 \cdot 10^{-27}$ erg-s ve $\lambda=1\text{\AA}$ yerine yazılırsa enerji değeri $E=10^4$ eV olur. X-ışını üretiminin deneysel düzeni Şekil 2.14’de gösterilmiştir. Vakum tüpünün katodundan yayılan elektronlar tüpün içindeki büyük potansiyelle hızlandırılır. Yüksek kinetik enerjili elektronlar metalik hedefe çarparken, tüpün sonundaki anotta oluşan x-ışınları hedeften yayılır (Omar 1993).



Şekil 2.13. X-ışınlarının üretilmesi

2.5.1.b. X-ışınlarının kırınımı (XRD)

Gelen ve yansıyan ışınların kristal yüzeyinde veya içinde kat ettikleri yol, farklı dalga boyunun tam katlarına eşitse kırınım meydana gelmektedir. Aksi takdirde ışınlar

birbirini sönümleyerek kaybolacaktır. Kırınım demetlerinin şiddetleri birim hücre içindeki atomların mevkilerini tayin eder ve atomların yerleri hakkında bilgi verir. Kırınım doğrultuları ise yalnız birim hücrenin şekli ve büyüklüğü ile belirir. İlk bakışta X-ışınlarının kristalden kırınımı ile görünür ışığın aynadan yansımaları çok benzer görünmektedir. Çünkü her iki olayda da geliş açısı yansıma açısına eşit olmaktadır. Fakat kırınım ve yansıma birbirinden çok farklıdır.

Bir kristalin verdiği kırınım demeti gelen demetin yolu üzerinde bulunan bütün kristal atomlarının saçtığı ışınlar tarafından teşkil edilir. Görünür ışığın yansıması herhangi bir geliş açısında meydana gelmektedir ve bir aynadan yansıması hemen hemen yüzde yüz verimli olmaktadır. Kırınıma uğramış X-ışını demetinin şiddeti gelen demetin şiddetine nazaran çok zayıftır. Monokromatik X-ışınlarının kırınımı yalnız Bragg kanununu gerçekleyen özel açılarda meydana gelir (Gül 2002).

Bragg kanununa göre, örgünün atomik tabakalardan yansıyan ve sonra karışan ışın şiddetinin güçlenme şartı

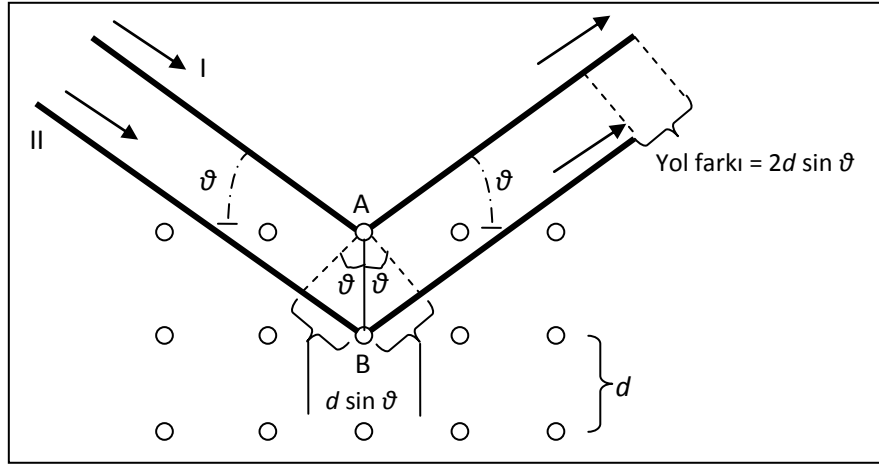
$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2.9)$$

şeklinde verilir. Burada λ kristal örgüsüne düşen X-ışınlarının dalga boyu, θ örgüye düşen X-ışınları ile örgünün yüzeyi arasındaki açı, d kristaldeki atomlar arası mesafe ve n yansıma derecesini göstermektedir (Şekil 2.14).

Bragg yasasını iki şekilde kullanmak mümkündür:

1- Dalga boyu bilinen bir monokromatik X-ışını kullanarak bilinmeyen bir numuneden kırınım meydana getirmek, θ açılarını ölçmek suretiyle bilinmeyen düzlemler arası mesafesini hesaplamak ve malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi sahibi olmak.

2- İkinci bir kullanım alanı, bilinen bir kristalden ve bilinmeyen bir malzemeden gelen x-ışınlarını geçirmek suretiyle belli açılarda kırınımına uğrayan dalga boyunu saptamak ve bu sayede bilinmeyen numunedeki elementlerin kalitatif veya kantitatif analizlerini gerçekleştirmek (Gül 2002).

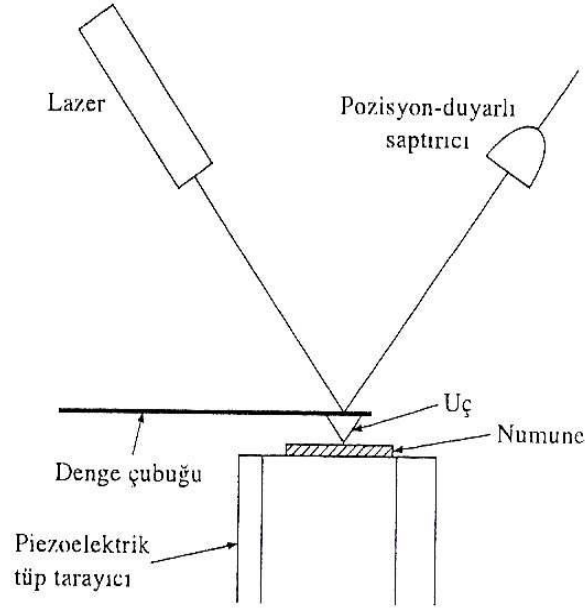


Şekil 2.14. Bir kübik kristalden x-ışını saçılması

2.6. Atomik Kuvvet Mikroskobu

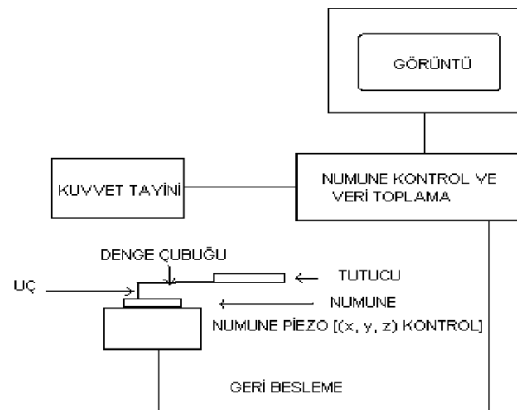
1986 yılında geliştirilen atomik kuvvet mikroskobu, hem iletken hem yalıtkan yüzeylerdeki atomların tek tek ayrılmasını sağlar. Bu sistemde kuvvete karşı duyarlı, bir ucu iğneli pikap koluna benzer denge çubuğu tüm numune yüzeyi üzerinde raster düzeninde taranır. Denge çubuğu ile numune arasında oluşan kuvvet, denge çubuğunda küçük oynamalara neden olur ve bu küçük oynamalar optik araçlarla tayin edilir. Taramalı tünelleme mikroskopta olduğu gibi, ucun veya bazen numunenin hareketi bir piezoelektrik tüple sağlanır. Tarama sırasında uçta oluşan kuvvet, ucun aşağı ve yukarı hareketiyle sabit tutulur ve bu topografik bilgi sağlar. Atomik kuvvet mikroskobun avantajı iletken olmayan numunelere uygulanabilmesidir. Ucun numune yüzeyini taraması sırasında sistem 0,01mm'ye duyarlıdır.

Şekil 2.15 ucu tutan denge çubuğunun sapmasının tayininde kullanılan en yaygın yöntemi şematik olarak göstermektedir. Bir lazer demeti denge çubuğu üzerindeki bir noktadan yansıtılarak, hareketi tayin eden parçalara ayrılmış bir fotodiyoda ulaşır.



Şekil 2.15. Bir optik demet sapma dedektörünün yandan görünüşü.

Daha sonra fotodiyod çıkışı, uca uygulanan kuvveti kontrol ederek kuvvetin sabit kalmasını sağlar. Başka bir deyişle optik kontrol sistemi, taramalı tünelleme mikroskopunda tünel akımını kontrol eden sisteme benzer.



Şekil 2.16. Atomik kuvvet mikroskobu için blok şema

Şekil 2.16 atomik kuvvet mikroskobunun genel şemasını göstermektedir. Hareket ettirici tüplü piezoelektrik sistem, ucun altındaki numunenin x, y ve z yönlerinde hareket etmesini sağlar. Lazer demet dedektöründen alınan sinyal, daha sonra numune kontrolünü sağlayacak piezoelektrik dönüştürücüye geri besleme şeklinde ulaşarak numune ile uç arasında sabit bir kuvveti korumak için numunenin aşağı yukarı hareket etmesine neden olur.

2.6.1. Uç ve denge çubuğu

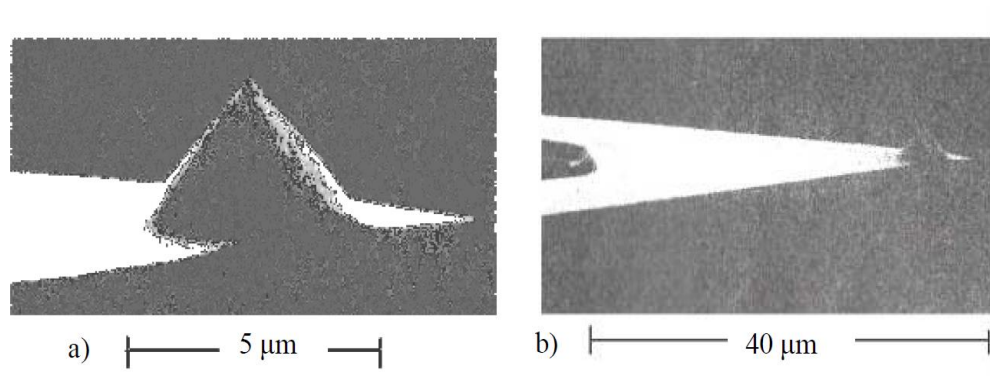
Bir atomik kuvvet mikroskobunun performansı, denge çubuğunun ve ucun fiziksel niteliklerine çok bağlıdır. İlk AFM’lerde denge çubukları metal folyodan kesilmekteydi. Uçlar kırılmış elmas parçalarından yapılmaktaydı. Uçlar çok zahmetli bir şekilde elle denge çubuklarına yapıştırılırdı. Günümüzde bu kaba yöntem yerine yarı iletken üretim yöntemleri uygulanmaktadır. Bu yöntemde denge çubuğu/uç sistemi silisyum, silisyum oksit veya silisyum nitrür tek çiplerinin aşındırılmasıyla bir bütün olarak elde edilmektedir. Denge çubukları ve uçlar hayli küçük ve hassastır. Denge çubukları ortalama olarak on, yirmi mikrometre uzunluğunda, on mikrometreden daha az genişlikte ve yaklaşık bir mikrometre kalınlığındadır. Piramit ve koni şeklindeki uçların yüksekliği ve taban genişliği birkaç mikrometredir.

2.6.2. Titreşim modu işlemi

Tarama işleminin dezavantajlarından biri, ucun numune yüzeyi ile sabit temas halinde olması nedeniyle uca aşağı doğru uygulanan kuvvetin yeteri kadar zayıf olmaması durumunda yüzeyin hasar görmesi ve bunun sonucunda görüntünün bozulmasıdır. Bu problem özellikle biyolojik numuneler ve polimerler gibi yumuşak malzemelerde önemlidir (Şekil 2.17).

Yüzeyin hasar görmesini önlemek için uygulanan bir süreçte, uç yüzeye sadece çok kısa sürelerle periyodik olarak temas edip sonra tekrar yüzeyden uzaklaşmaktadır. Titreşimli (tapping) mod adı verilen bu teknikte denge çubuğu birkaç yüz kilohertz’lik bir

frekansla salınım yaparak yüzeye çarpar. Bu salınım hareketi sabit bir sürücü kuvvetle sağlanır ve genlik sürekli olarak izlenir. Denge çubuğu, her salınım döngüsünde yüzeye değecek şekilde yerleştirilmiştir. Bu teknik sabit temas modunda görüntüsü alınamayan veya çok zor alınan çeşitli malzemenin görüntüsünü başarılı bir şekilde elde etmek için kullanılır.



Şekil 2.17. (a) Bir SiO₂ denge çubuğunun ve ucunun ve (b) bir SiO₂ ucun mikrofrafı

2.6.3. Taramalı prop mikroskoplarının bazı tipik uygulamaları

Taramalı prop mikroskopları bilim adamlarına ve mühendislere bu güne kadar hiç ulaşılmamış ayırcılıkta yüzey yapılarını görme olanağını sağlar. Bu nedenle bu teknikler birçok alanda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Örneğin yarıiletkenlerde silikon yüzeylerin karakterizasyonunda, bunların yüzey hatalarının tespitinde ve manyetik merkezlerin görüntülenmesinde: biyoteknoloji alanında DNA, kromatin, protein/enzim etkileşiminde, membran virüslerin vb. görüntülenmesinde kullanılır. Yumuşak numunelerde genellikle uç/yüzey ara kesitinde oluşan bir mikro su damlası nedeniyle şekil bozukluğu meydana gelir. Bu damladan oluşan kapiler kuvvetler, genellikle uçla numune arasındaki normal kuvvetlerden daha büyük olur ve yüzey ayrıntılarını engeller. Eğer numune su içinde ise şekil bozulması olmaz, çünkü ucun üstündeki ve altındaki su nedeniyle yukarı ve aşağı yöndeki kapiler kuvvetler birbirini yok eder (Skoog 1992).

2.7. Metal/Yarıiletken Kontaklar

2.7.1. Doğrultucu (Schottky) kontaklar

İki iletken, kontak haline getirildiğinde aralarındaki yük alışverişinden sonra, yeni denge durumu meydana gelir ve her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Bu kural sadece iki iletken arasındaki kontak durumunda değil, bir iletken ve bir yarıiletken (n -tipi ya da p -tipi) arasındaki kontak durumunda da meydana gelir. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında yapılan kontak durumunda, bu dipol tabakası kontağın her iki tarafındaki yüzey yükleri nedeniyle meydana gelir. Oluşan bu kontak, elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır. Şayet, kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik ya da doğrultucu olabilir. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir (Ziel 1968). Metal yarıiletken aygıtlar çağdaş elektronikte önemli bir rol oynamaktadır (Türüt and Köleli 1992). Bu aletlerin verimliliğinin arttırabilmesi için, kontak teorisinin en iyi şekilde bilinmesiyle mümkündür.

2.7.1.a. Metal/ p -tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Bu olayı açıklamak için bir metal ve bir p -tipi yarıiletken dikkate alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün akseptörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve $\Phi_m < \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.18’de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakta sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur. Bunun sonucu olarak, yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yük geçişi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.19’da görüldüğü

gibi $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yükselmiştir. Sonuç olarak, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $(\Phi_s - \Phi_m)$ ve metal tarafındaki yüksekliği ise $\Phi_m - \chi_s$ kadardır. Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden

$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m$$

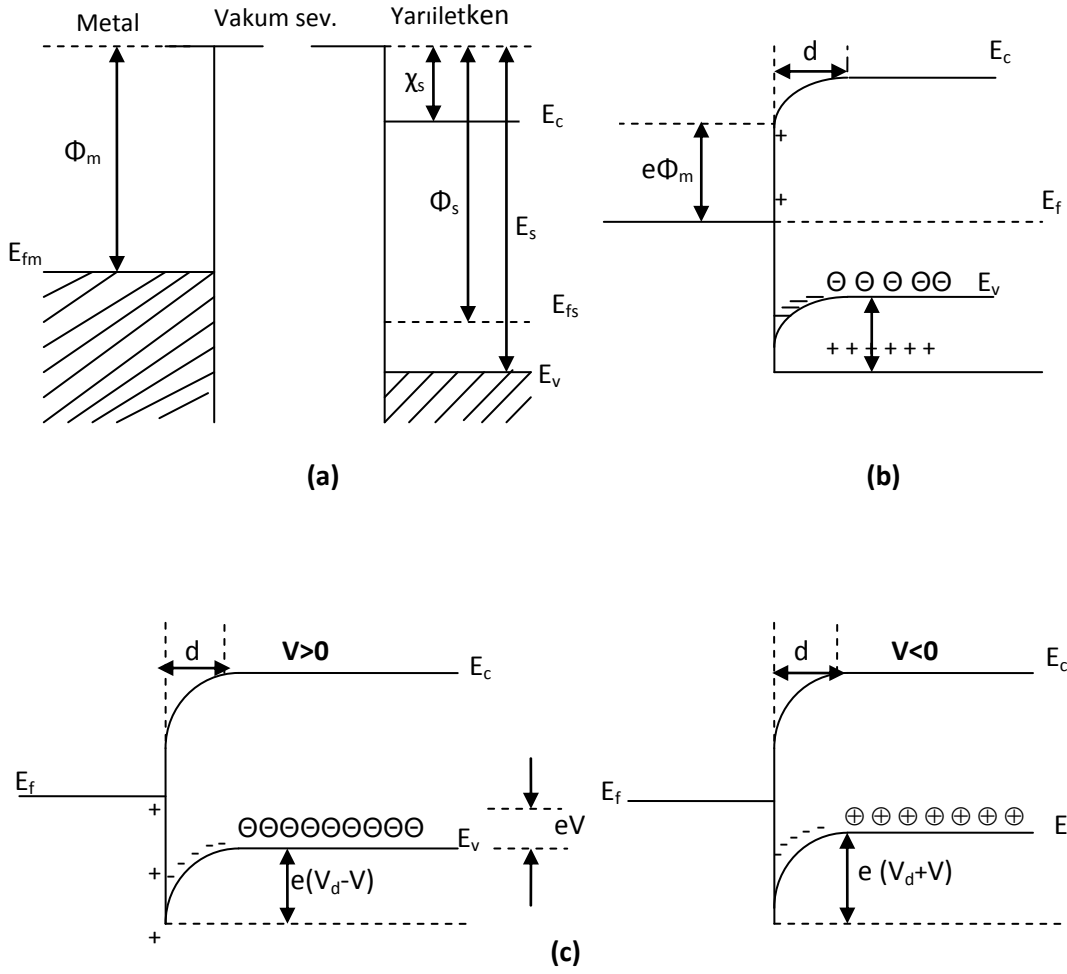
şeklinde ifade edilebilir. Burada V_{dif} difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\Phi_b = E_s - \Phi_m$$

ifadesi ile verilir. Metalin iletkenlik bandındaki elektronlar yarıiletkene geçerken bu engelle karşılaşır. Kontakın yarıiletken tarafındaki negatif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş akseptörlerin neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından dolayı bunlara yüzey yükü olarak değil, bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontaktaki potansiyel engelden dolayı, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş akseptörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır. Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanarak, metalin içine geçebilirler. Benzer şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanarak, yarıiletkenin içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü iki I_0 akımı oluşur. Şayet yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.19.b), soldan sağa akan hol akımı değişmez, fakat sağdan sola doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Bunun sonucu olarak yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşer ve buna bağlı olarak yarıiletkenden metale geçen holler için engel yüksekliği eV kadar azalır. Sonuçta sağdan sola doğru olan akım pozitif kabul edilirse, karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.11)$$

şeklinde olacaktır. Bu bir doğrultucu kontaklıdır.



Şekil 2.18. Metal/*p*- tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontaklıdan önce, b) kontaklıdan sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ durumunda

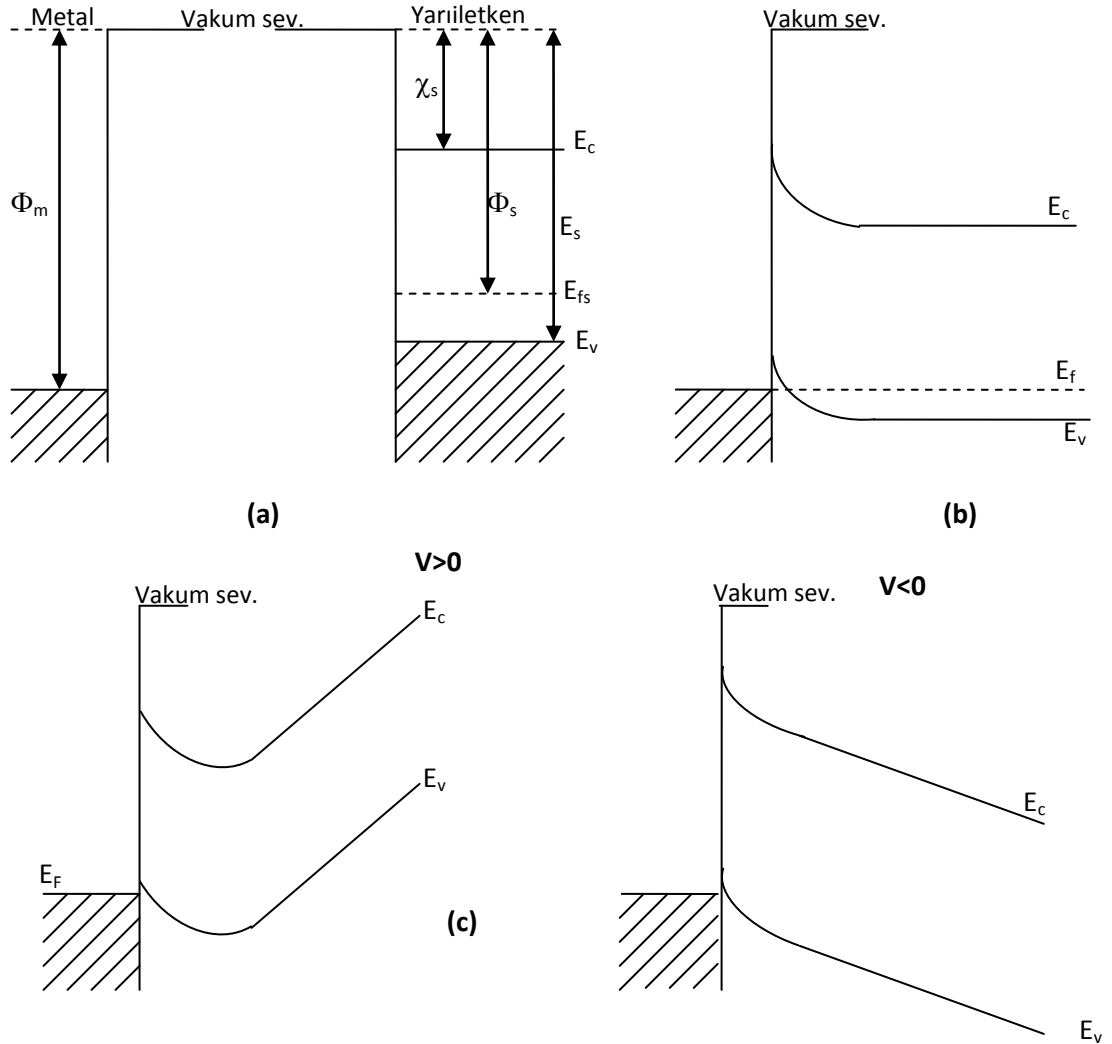
2.8. Omik Kontaklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal/yarıiletken eklemdir (Brillson 1993;

Neamen 1992). Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış sergilerler. Kontak direncinin değeri ise omik kontağın kalitesini belirler.

2.8.1. Metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontaklar

$\Phi_m > \Phi_s$ durumunu inceleyelim. Şekil 2.19.a'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük mübadelesi meydana gelecektir. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükü (hollerden dolayı) bırakarak ve metal tarafında bir negatif yüzey yüküne neden olarak metal tarafına akarlar. Buna bağlı olarak yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.19.b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletken yüzeyi daha fazla *p*-tipi olur. Elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolayca akabilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı hemen nötralle olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler (Ziel 1968).



Şekil 2.19. Metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c) $V \neq 0$ durumunda

2.9. Omik Kontak Elde Etme Yolları

Omik kontak elde etmenin üç genel şekli vardır. Bunlardan ilki, Schottky engel yüksekliği düşük bir eklem oluşturmak suretiyle elektronların her iki yönde de geçiş yapabileceği bir kontak oluşturmak (non-rectifying barrier), ikincisi ise Schottky engel yüksekliği büyük olsa dahi elektronların tünelleme yapabileceği dar potansiyel engeli oluşturmaktır (tunnelling barrier). Bu tünelleme engeli, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik (n^{++} veya p^{++}) gösterecek şekilde katkılarla elde edilir. Üçüncü olarak da,

termal difüzyonla dar bant aralıklı ve taban ile aynı özellikte bir tabaka oluşturmak suretiyle omik kontak oluşturmaktır.

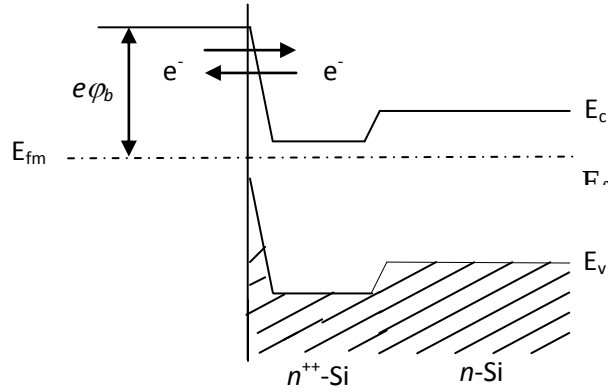
2.10. Tünelleme Eklemleri

Omik kontak teorisine göre, iyi bir omik kontak oluşturmak için düşük bir engel yüksekliğine ihtiyaç duyulmaktadır. Bununla birlikte devre elemanı fabrikasyonunda, güvenilir omik kontak yapmak teoride olduğu kadar kolay değildir. Özellikle geniş yasak enerji aralığına sahip olan yarıiletken numuneler üzerinde omik kontak yapmak çok zordur. Çünkü bu malzemeler üzerinde düşük engel yüksekliği oluşturmak suretiyle taşıyıcıların her iki yönde de geçiş yapabilmeleri pratik açıdan büyük güçlükler doğurur. Bu tür malzemeler için, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik gösterecek biçimde (n^{++} ya da p^{++}) katkılama suretiyle, yüksek engel yüksekliğine sahip, ancak taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapabilmesine izin verecek kadar dar potansiyel engeli oluşturmak mümkündür. Katkılama işlemi termal difüzyon, iyon ekme (ion implantation), ya da epitaksiyel büyütme tekniklerinden biri kullanılarak başarılabılır (Neamen 1992).

Bir doğrultucu kontağın uzay yükü bölgesinin genişliği (deplasyon bölgesi), yarıiletken katkılanan kirlilik atomlarına ait konsantrasyonun karekökünün tersiyle orantılıdır (Coşkun 2000).

$$w = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d}\right) \left(\phi_b - (E_c - E_f) - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.12)$$

Bundan dolayı uzay yükü bölgesinin genişliği, katkı atomlarının konsantrasyonunun artmasıyla azalır.



Şekil 2.20. *n*-tipi Silisyum’da tünelleme ile omik kontak oluşumu

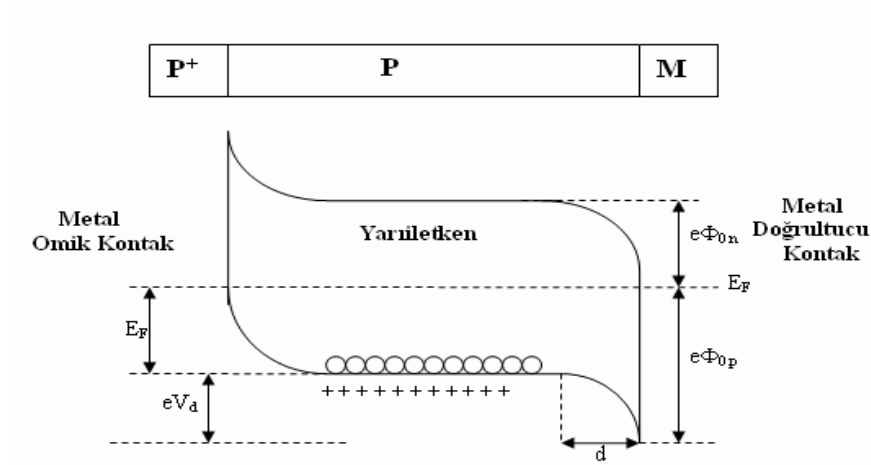
Bu durumda katkı konsantrasyonu arttıkça, potansiyel engel genişliği azalacak ve taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapma ihtimaliyeti artacaktır. Bu yüzden tünelleme ile omik kontak oluşturmada yarıiletken yüzeyin aşırı tiplilik gösterecek seviyede katkılanması gerekmektedir. Tünelleme ile omik kontak oluşumuna iyi bir örnek olarak *n*-tipi silisyumu verebiliriz. *n*-Si omik kontak oluşturmak için Au-Sb ötektik (eutectic) alaşımı kullanılır. Burada termal yolla difüze edilen Sb atomları, kristal yüzeyinde n^{++} bölge oluşturarak tünellemeye imkan vermektedir (Şekil 2.20). Tünelleme her iki yönde de olacağından yapı omik özellik göstermektedir (Brillson 1993).

Metal ile yarıiletken arasında termal difüzyonu başlatmak için ısı işlem gerekmektedir. Isıl işlem esnasında, yarıiletken malzemenin bir kısmı kontak oluşumu için harcanacağından reaksiyonun derecesi ve yarıiletkenin kalınlığı devre elemanının davranışını etkiler. Bu yüzden düşük sıcaklık ve kısa zamanlı işlemler gerektiren yapılarda buna dikkat edilmelidir.

2.11. Metal (Omik)/*p*-tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı

Metal (Omik)/*p*-tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) yapısı; Metal-*p* tipi yarıiletken - metal(P^+ PM) yapısı, *p*-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk bakımından çok zengin P^+ P omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontağından

meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji bant diyagramı Şekil 2.21’de görülmektedir (Sağlam 1991). P^+ omik kontak tarafına $V>0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. P^+ tarafına $V<0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslemde olur. P^+PM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 2.21’de görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği; $e\Phi_{po} = eV_d + E$ ‘ye eşittir (Kotan 2008).



Şekil 2.21. P+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

Schottky diyotlarda asıl akım iletim mekanizması Termoiyonik Emisyon (TE) modeli ile açıklanmaktadır. İdeal bir diyot için idealite faktörü (n) 1’dir. Ancak ideal durumdan sapmalar, idealite faktörünün 1’den büyük değerler almasına neden olabilir. Bu durumda n değeri 1’den uzaklaştıkça diyodun ideallikten uzaklaştığı söylenebilir. İdealite faktörünün 1’den büyük olması farklı nedenlere atfedilmektedir. Bunlar: 1) metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakasındaki arayüzey halleri, 2) Yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı, 3) Arayüzeyde, elektrik alan etkisiyle imaj kuvvetinin düşmesi, 4) Uzay yükü bölgesinde jenerasyon/rekombinasyon akımları olabilir (Werner *et al.* 1991).

Genel olarak Schottky diyot parametrelerinin tayin edilmesi için geniş bir sıcaklık aralığında çalışmak gerekmektedir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda (TE)

modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca artan sıcaklıkla idealite faktöründeki azalma “ T_0 etkisi” olarak adlandırılmaktadır. Bir Schottky diyotta idealite faktörünün 1’den büyük çıkması termoiyonik alan emisyonundan ve deplasyon bölgesindeki rekombinasyondan ortaya çıkıyorsa; idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olması gerekir. Schottky diyotlarla yapılan deneysel çalışmalarda idealite faktörü genelde sıcaklığa bağlıdır. Hardikar *et al.* (1999)’nin bildirdiğine göre bu etki ilk olarak Padovani and Sumner (1965) tarafından ifade edilmiştir ve matematiksel olarak $n=1+(T_0/T)$ şeklinde verilmektedir. Burada T_0 , geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız bir parametredir.

2.12. Cheung ve Norde Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi

Temirci (2000) tarafından bildirildiğine göre; metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur. Termoiyonik emisyonundan bulunan akım yoğunluğu (J), diyodun etkin alanı A ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = A.J = \left[AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.13)$$

olarak elde edilir. Burada (A^*), Richardson sabiti olup p-Si için; $32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$, (T), Kelvin cinsinden sıcaklık, (e), elektron yükü; $1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$, (Φ_b), potansiyel engeli, (k), Boltzmann sabiti; $8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$, (n), idealite faktörü, (V), uygulanan gerilimdir. Bu ifadede $eV \gg kT$ ise, 1 ihmal edilebilir. Pratikte uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesine düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörünü dikkate alıp akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (2.14)$$

uygulanan gerilim V 'nin IR_s kadarlık miktarı seri direnç bölgesine düşeceği için V yerine $(V) - IR_s$ yazarak yukarıdaki ifadeyi aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.15)$$

Son eşitlikten;

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir (2.16). eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınır;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.17)$$

ifadesi elde edilir. (2.17) eşitliğinde, $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nin I 'ya göre grafiği bir doğru olacaktır.

Bu grafikten elde edilecek olan doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan (n) idealite faktörü bulunabilir (Temirci 2000). Potansiyel engeli Φ_b 'yi bulmak için;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \quad (2.18)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.17) ve (2.18) eşitliklerinden;

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.19)$$

yazılabilir. (2.40) eşitliğinde $H(I) - I$ grafiği çizildiğinde bu grafik de bir doğru şeklinde olacak ve bu doğrunun eğimi de R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği $e\Phi_b$ bulunur (Aydoğan 2003).

Termoionik emisyon teorisi sadece diodun doğru beslem $I-V$ karakteristiğinin lineer bölgesinde kullanılabilir. Yüksek seri direnç nedeniyle lineer bölge $kT/q \ll V \ll IR_s$ aralığıyla sınırlanır ve daralma gösterir. Bu durumda $\ln I-V$ grafiğinin değerlendirilmesi daha karışık bir hal alır ve bu bölgede doyma akımının yoğunluğu (I_0) ve engel yüksekliği (Φ_b) değeri güvenilir olarak hesaplanamaz. R_s , Φ_b ve n değerini hesaplamak için daha güvenilir metotlar mevcuttur. İlk olarak Norde tarafından sunulan $I-V$ karakteristiklerinin doğru beslem kısmından, metal-yarıiletken kontak yapısının, Schottky diyet parametrelerinin hesaplanması için ideal bir Schottky diyotta (n idealite faktörünün 1'e eşit olduğu diyetlerde) seri direncin değerini elde etmek için bir metot geliştirmiştir (Norde 1979).

Norde tarafından $n = 1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan $F(V)$ fonksiyonu:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada $I(V)$, $I-V$ den elde edilen akımdır. Daha sonra Sato ve Yasamura (1985), Norde tarafından sunulan teoriyi geliştirmiştir. Ardından Bohlin (1986), Norde fonksiyonunu modifiye etmiştir. V ye karşı $F(V)$ grafiğinin çizilmesi ile Φ_b engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri;

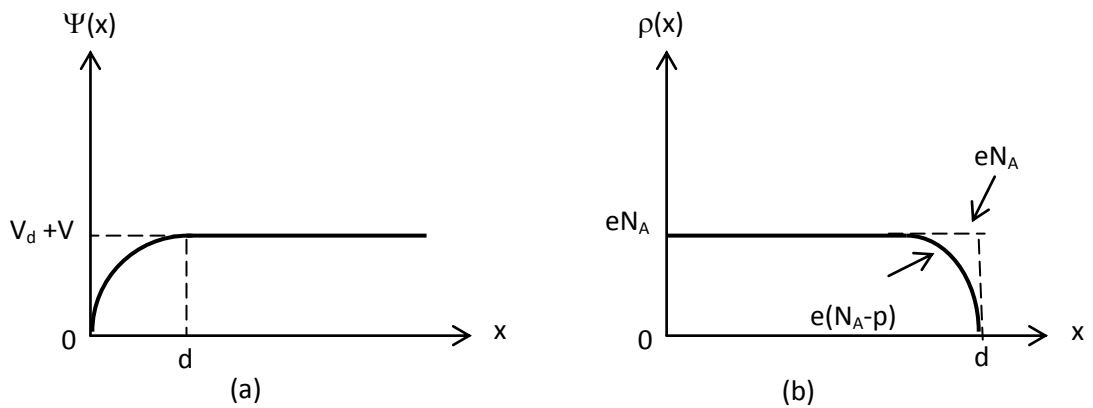
$$\Phi_b = F_m + \left[\frac{(\gamma - n)}{n} \right] \left[\frac{V_m}{\gamma} \frac{kT}{q} \right] \quad (2.21)$$

$$R_s = (\gamma - n) \frac{kT}{qI_m} \quad (2.22)$$

olarak tanımlanır. Burada V_m minimum noktadaki gerilim, I_m minimum noktadaki akım değeri ve F_m 'de minimum akım ve gerilim değerlerine karşılık gelen Norde fonksiyonunun minimum değeridir (Bohlin 1986).

2.13. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

Metal/Yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttığı zaman arınma bölgesi genişleyecektir. Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir.



Şekil 2.22. Metal p -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_d) \quad (2.24)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick 1988). Burada N_d , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu, N_A , yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.22'de gösterilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini V_d ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile temsil edelim. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında yük taşıyıcılar d uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmen bulunacaklardır. Dolayısı ile p-tipi yarıiletken için $N_A \gg N_d$ olduğundan uzay yükü yoğunluğu için

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.25)$$

yazılabilir. (2.23) ve (2.25) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\varepsilon_s\varepsilon_0} \quad (2.26)$$

elde edilir. (2.26) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

$$1) x = 0 \text{ için } \Psi(x) = 0$$

$$2) x \geq 0 \text{ için } \Psi(x) = V_d + V$$

$$3) x = d \text{ için } \frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$$

(2.26) denklemi için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alırsak, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\varepsilon_s\varepsilon_0}(x - d) \quad (2.27)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.27) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon_s\varepsilon_0} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.28)$$

elde edilir. (2.28) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözümlürse;

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.29)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V > 0$ için kontak doğru, $V < 0$ için kontak ters beslemedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (2.30)$$

ile verilir. (2.29) ve (2.30) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_S \varepsilon_0 e N_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.31)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.31) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.32)$$

yazılarak (2.31) ve (2.32) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 e N_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.33)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0}{d} \quad (2.34)$$

olarak bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

2.14. Kontaklarda Isının Etkisi

Yarıiletken devre elemanlarında kullanılan kontakların çoğu ısıya maruz kalmaktadır. Metalin yarıiletkenle adhezyonunu artırmak için bu durum kaçınılmaz olabilir. Çünkü metalin kaplanmasıyla oluşan diğer işlem basamakları için yüksek sıcaklığa ihtiyaç duyulabilir. Yapılan bu işlem ısı sinterleme veya ateşleme olarak adlandırılır. Doğrultucu kontağın eriyebileceği sıcaklıktan kaçınmak çok önemlidir. Çünkü ara yüzey yarıiletkenin içinde keskin metalik sivri bir çıkıntıya sahip düzlemsel olmayan yapıya sahip olmaya başlar. Bu durum oluştuğunda, çıkıntının ucundaki yüksek alan bölgesi elektriksel karakteristikleri nispeten küçültebilir (Andrews 1974). Kontakın alaşım hali istenmedikçe (omik kontak oluşumundaki gibi) sıcaklıkları metal/yarıiletken sisteminin eutektik sıcaklığının altında kontakın oluşacağı değerde tutmak gerekir. Örneğin, Silisyum'un Au, Al ve Ag ile yapılan alaşımlarının eutektik sıcaklıkları sırasıyla 370°C, 577°C ve 840°C'dir.

Esasen eutektik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda bile yarıiletkenin içine metal göçü oluşabilir. Bu metalurjik değişimler son zamanlarda yeni geliştirilmiş olan Rutherford'un backscattering (geri saçılma), Auger Electron Spectroscopy ve Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) teknikleri kullanılarak yaygın olarak çalışılmıştır. Örneğin, Hiraki *et al.* (1971) 200°C'ye kadarki sıcaklıklarda Rutherford'un backscattering tekniği kullanılarak bir altın film içine silisyumun taşındığını göstermişlerdir. Buharlaştırmadan önce bu göçün veya taşınmanın genişlemesi silisyumun yüzeyinin durumuna oldukça duyarlıdır ve ara yüzeyde ince bir oksit tabakasının varlığı ile tamamen engellenebilir. Bu durum basitçe tek tip difüzyonla açıklanamayabilir, muhtemelen buna ek olarak tane sınırı difüzyonunu da gerektirir. Göçün etkisi mükemmel bir silisyum/metal eklemesinde çok farklı bir arayüzey oluşturur ve elektriksel karakteristikler de ideal olmaz. Hiraki *et al.* (1977) düşük sıcaklıklardan oda sıcaklığına kadar geniş bir sıcaklık aralığında yarıiletkenlerin birçoğu için benzer karakteristiklerin var olduklarını göstermişlerdir. Genel olarak, silisyumun ara yüzeyindeki difüzyonunun ihmal edilebilmesi için bir metaldeki silisyumun difüzyon

sabitinin silisyum içindeki aynı metalin difüzyon sabitinden defalarca büyük olması gerekir (McCaldin 1974).

Devre elemanı uygulamalarında diyodda akım akışı ile oluşan ısının bir sonucu olarak bir düzensizlik oluşabilir. Gözlenen metalurjik değişimler için I - V karakteristiklerinin bozulmasını açıklamak oldukça zordur. I - V karakteristiklerindeki değişim her zaman engel yüksekliğindeki bir değişimle basitçe açıklanamayabilir. Bazen karakteristikler donör veya akseptör olarak davranan atomların yarıiletkene difüze oldukları kabul edilerek yorumlanabilir veya yarıiletkende katkı atomlarının etkin yoğunluğunun değiştirilmesi için elektriksel olarak aktif merkezler oluşturulur. Katkı yoğunluğu arttıkça engel daralır ve termoiyonik alan emisyonu oluşabilir. Yarıiletken içine giren atomlar veya kusurlar asıl katkı atomlarıyla zıt polaritede iseler etkin hal yoğunluğu azalır ve bazen p-n eklemine oluşabileceği durum elde edilir. Bunun en iyi örneği Al/Si kontaklardır ve teknolojik öneminden dolayı yaygınca çalışılmaktadır (Rhoderick 1992).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölüm, Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun ve CuInSe₂/ITO yarıiletkeninin üretimi için gerekli olan malzeme, numune hazırlanması ve diyodun üretimiyle ilgili bilgileri kapsamaktadır. Elektrokimyasal büyütme tekniği ile oluşturulan CuInSe₂ ince filmler farklı yarıiletken malzemeler üzerine biriktirilmeye çalışılmıştır. Bu çalışmada, ITO ve Si yarıiletken altlık malzemeler kullanılmıştır. Her bir altlık malzeme için farklı temizleme prosedürleri uygulanmıştır.

3.2. ITO Altlık Malzemesinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

Aldrich firmasından temin edilen 15-25 Ω -cm öz dirence sahip ITO filmleri aseton içerisinde 3dk ultrasonik banyoya maruz bırakıldıktan sonra deiyonize su ile temizlenmiştir. Bu temizleme işleminden sonra ITO'nun direncini azaltmak için (Lee *et al.* 2001) Prothrem fırında 300°C'de 30 dk termal işleme tabi tutulmuştur (Şekil 3.1)



Şekil 3.1. Tavlama işleminin yapıldığı fırın

3.3. CuInSe₂'nin Elektrokimyasal Olarak Büyütülmesi

Çizelge 3.1 Elektrokimyasal olarak ITO ve *p*-Si altlık üzerine büyütülen CuInSe₂ ince filminin büyütme parametrelerini göstermektedir. Cu kaynağı olarak bakır sülfat CuSO₄, In kaynağı olarak In₂(SO₄)₃, Se kaynağı olarak SeO₂ bileşiklerini kullanılmıştır. Ayrıca destekleyici çözelti ve pH düzenleyici olarak da sırasıyla K₂SO₄ ve H₂SO₄ kullanılmıştır. Bu bileşiklerden 0,05 M In₂(SO₄)₃, 0,01 M CuSO₄, 0,03 M SeO₂, 0,1 M K₂SO₄ ve 0,1 M H₂SO₄ kullanılarak deiyonize (DI) suda çözelti hazırlanmıştır. Oksitlenmeyi engellemek için büyütme öncesinde ve büyütme sırasında çözültiden N₂ gazı geçirilerek büyütme yapılmıştır. ITO ve *p*-Si altlık üzerine CuInSe₂ ince filmi oda sıcaklığında ve pH:1,5 olan tampon çözeltide -0,67 V luk katodik potansiyelde 10 dakika büyütme yapılarak elde edilmiştir.

Çizelge 3.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe₂ yarıiletkeninin büyütme parametreleri

Numune Adı	Konsantrasyon	pH	Sıcaklık (°C)	Potansiyel (V)	Zaman (s)
CuInSe ₂	0,05 M In ₂ (SO ₄) ₃ , 0,01 M CuSO ₄ , 0,03 M SeO ₂ , 0,1 M K ₂ SO ₄ ve 0,1 M H ₂ SO ₄	1,5	Oda Sıcaklığında	-0,67	600



Şekil 3.2. Elektrokimyasal ince film büyütme sistemi

Büyütülen ince filmlerin $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$, $7\mu\text{m} \times 7\mu\text{m}$, $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ ve $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ boyutlarındaki yüzeyinin 3 boyutlu görüntüleri ve yüzey pürüzlülükleri Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik Elektronik Mühendisliği bölümündeki lisansüstü laboratuvarındaki “Nanomagnetics Instruments” şirketine ait, 20 bit çözünürlüklü $56\mu\text{m}$ XY düzlemi tarayabilen Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) yardımıyla incelenmiş ve ilerleyen bölüm içinde verilmiştir.



Şekil 3.3. AFM sistemi

3.4. X-Işınımı Kırınımı İle Tanecik Büyüklüğünün Hesabı

Malzemenin kristal büyüklüğü x-ışını kırınımı vasıtasıyla ölçülebilir. Bu ölçüm x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin maksimum şiddetinin gözlendiği açıdaki yarı yükseklikteki genişlik ile ilişkilidir. Kristal büyüklüğü Scherrer denklemi ile verilir.

$$\beta = \frac{\lambda}{t \cos \theta} \quad (3.1)$$

Denklem (3.1)'deki β x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin yarı yükseklikteki genişliği, t kristal büyüklüğü, λ kullanılan x-ışınının dalga boyu, θ düzlemin gözlendiği Bragg açısıdır. Scherrer denklemi normal olarak polikristal malzemelere

uygulanır ve K (1'e yakın bir değer) gibi bir düzeltme faktörü içerir. Sonuç olarak Scherrer formülü (Lin *et al.* 2001; Ma *et al.* 2007)

$$\beta = \frac{K\lambda}{t \cos \theta} \quad (3.1)$$

şeklini alır. CuInSe₂ yarıiletkeni için bu K sabiti 0,9 gibi bir katsayıdır (Çağlar 2007). Görüldüğü gibi kristal büyüklüğü ve yarı yükseklikteki pik genişliği birbiri ile ters orantılıdır. Geniş pikler oldukça düşük kristal büyüklüğüne sahip olur ki; bu istenmeyen bir duruma karşılık gelmektedir. Dar pikler polikristal bir malzemede tek kristal bölgelerin büyük olması ile sonuçlanır. Bu aynı zamanda kristalin kalitesi hakkında da bilgi vermektedir (Gür 2007).

3.5. *p*-Si Altlığın Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

B katkılı *p*-tipi Si (100) altlık malzemeleri yaklaşık 270 mikron kalınlığında ve direnci 1-10 Ω arasındadır. Schottky diyot yapmak için altlık malzemeden 0.5x0.5 cm² büyüklüğünde iki parça kesilmiştir. Kesilen numuneler Si temizleme prosedürü olan RCA1 ve RCA2 metotlarına göre temizlenmiştir. İlk olarak Si yarıiletkeni;

-10 dk aseton,
-10dk metanol,
deiyonize su,
ile temizlendikten sonra,

RCA₁:
NH₃:H₂O₂:H₂O (1:1:6),
deiyonize su,
%10 seyreltilmiş HF'de 30 s bekletme

RCA₂:
HCl:H₂O₂:H₂O (1:1:6),
deiyonize su,
%10 seyreltilmiş HF’de 30 s bekletme,
deiyonize su,
ile temizlenmiştir.

Numuneler temizleme işleminden sonra azotla kurutma işlemlerinden geçirilmiştir. Kontak yapımı için kullanılan metaller (HCl:H₂O) (1:3) çözeltisinde 3dk bekletildikten sonra deiyonize su ile yıkanıp iyice kurutulduktan sonra kullanıma hazır hale getirildi. ITO altlık üzerine CuInSe₂ yarıiletkeninin elektrokimyasal olarak büyütülmesi (biriktirilmesi) işlemleri aynı metot ve parametreler kullanılarak *p*-Si altlık üzerine de aynı şartlarda büyütüldü.

Kontak malzemelerini altlık üzerine buharlaştırmak için Univex-300 buharlaştırma ünitesi kullanıldı. Omik kontak oluşturmak için tungsten pota içerisinde 5N saflıkta Al metali buharlaştırma ünitesine yerleştirildi. Buharlaştırma işlemi 4×10^{-5} Torr’luk vakum altında gerçekleştirildi. Buharlaştırmadan sonra numuneler önceden 580 °C’de ısıtılmış tavlama fırınına yerleştirildi. Azot gazı ortamında 3 dk’lık tavlama işleminden sonra numunelerin Schottky yapılacak yüzeyleri üzerine elektrokimyasal olarak CuInSe₂ ince filmi büyütüldü. Daha sonra Schottky kontak yapmak için numunelerin film büyütülen yüzeyi üzerine sırasıyla Au metali tungsten pota içerisinde Schottky maske üzerinde bulunan numunelere buharlaştırıldı. Buharlaştırılma işleminden sonra numunelerin elektriksel karakterizasyonunu belirlemek için hazır hale getirildi.

3.6. (I-V) Akım-Voltaj karakteristiği

Akım-voltaj karakteristiği incelenerek diyotun idealite faktörü düz beslem tarafındaki değişiminden hesaplanabilir. İdealite faktörü; diyodun kalitesini belirleyen önemli bir birimsiz parametre olup n ile gösterilir. İdeal bir diyot için akımın iletiminde termiyonik emisyon mekanizmasının etkin olduğu düşünüldüğünde $n=1$ ’dir ve n değeri 1’den

uzaklaştıkça diyot idealden uzaklaşıyor demektir. I - V ölçümleri yardımıyla elde edilen diyodun düz beslem karakteristiğinden idealite faktörü ve metal-yarıiletken kontak arasında oluşan engel yüksekliği değerlerine ulaşılabilir. İdealite faktörünü hesaplamak için,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.3)$$

denklemini kullanılır (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklem bir diyottan elde edilen akımın voltaj bağımlılığını verir. Bu ifade de $eV \gg nkT$ olması durumunda 1 terimi, üstel terim yanında ihmal edilebilir. İfadenin yeni hali;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (3.4)$$

olur. Denklem (3.4)'nin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonrada V 'ye göre türevi alınacak olursa idealite faktörü için,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.5)$$

ifadesi elde edilir. Burada e elektronun yükü ($1,6 \times 10^{-19} \text{C}$), k Boltzmann sabiti ($8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$) ve T Kelvin olarak sıcaklıktır. $\ln(I-V)$ grafiği çizildiğinde, grafiğin düz beslem tarafındaki lineer kısmına doğrusal fit uygulanarak, bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ değeri elde edilir. Bu değerle birlikte yukarıda verilen sabitler de denklem (3.16) ifadesinde yerine yazılarak idealite faktörü elde edilir. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey ekseni kestiği nokta I_0 doyma akım değerini verir. I_0 doyma akım değeri,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad (3.6)$$

ile verilmektedir. Denklem (3.6)'un her iki tarafın tabii logaritması alınarak ϕ_b 'ye göre düzenlenecek olursa engel yüksekliği,

$$e\phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (3.7)$$

ifadesiyle elde edilir. Burada A diyot alanı, A^* Richardson sabiti ve CuInSe_2 yarıiletkeni için $0,15 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ (Coşkun *et al.* 2006; Aydoğan *et al.* 2009), T Kelvin cinsinden ortam sıcaklığı ve k Boltzmann sabitidir.

Akım ölçme ve gerilim uygulama işlemi 10^{-12} A hassasiyetine sahip Keithley 487 piko ampermetre cihazı kullanılarak gerçekleştirildi.

Şekil 3.4 metalleri buharlaştırmak için kullanılan Univex-300 buharlaştırma ünitesini göstermektedir.



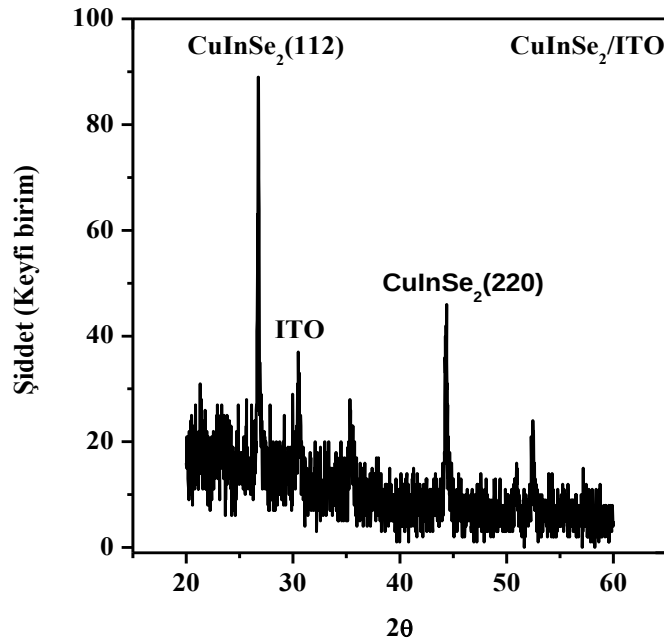
Şekil 3.4. Buharlaştırma ünitesi

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde, ITO üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen CuInSe_2 yarıiletkeninin XRD, AFM ve $\text{Au/CuInSe}_2/\text{p-Si/Al}$ diyodunun alınan I - V (Akım-Voltaj), C - V (Kapasite-Voltaj) ölçümlerinden sıcaklığa bağlı olarak elde edilen değişimler, bu değişimlerin değerlendirilmesinde kullanılan metotlar ve değişimlerin değerlendirilmesi sonucu elde edilen temel diyot parametrelerinin bazıları yer almaktadır.

4.2. CuInSe_2 /(ITO)



Şekil 4.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe_2 ince filminin XRD grafiği

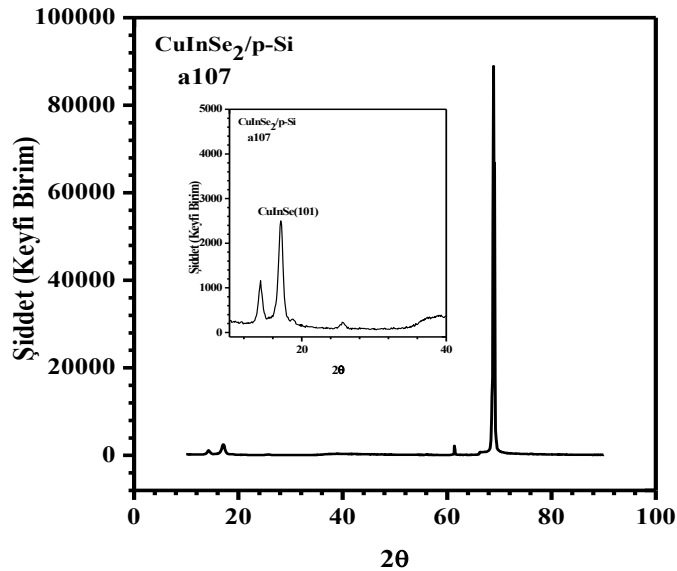
Şekil 4.1 ITO altlık üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen CuInSe_2 ince filminin XRD grafiğini göstermektedir. XRD grafiğinde görüldüğü gibi büyütülen CuInSe_2 filmlerin iki tane belirgin piki bulunmuştur. Bu piklerin açıları $26,68^\circ$ ve $44,38^\circ$ civarındadır. Bu piklerin yönelimleri sırasıyla CuInSe_2 (112) ve CuInSe_2 (220)'dır. ITO

yarıiletkeni üzerine büyütülen CuInSe_2 ince filmi (112) yönelimde şiddetli pik göstermiştir. CuInSe_2 filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.1’de verilmiştir. CuInSe_2 filmlerin tanecik büyüklüğü (3.2) denkleminde ve düzlemler arası mesafeleri ise (2.15) denklemlerinden hesaplanmıştır. Elektrokimyasal yöntemle büyütülen CuInSe_2 ince filmlerin tanecik büyüklükleri sırasıyla $110,7454 \text{ \AA}$ ve $86,7282 \text{ \AA}$ değerindedir.

Çizelge 4.1. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe_2 filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri

a86	FWHM	Şiddet	2θ	d (μm)	Tanecik Büyüklüğü (D) $\text{\AA}$
$\text{CuInSe}_2(112)$	0,73	88,77	26,68	3,34	110,75
$\text{CuInSe}_2(220)$	0,99	44,79	44,38	2,04	86,73

4.3. $\text{CuInSe}_2 / (\text{p-Si})$

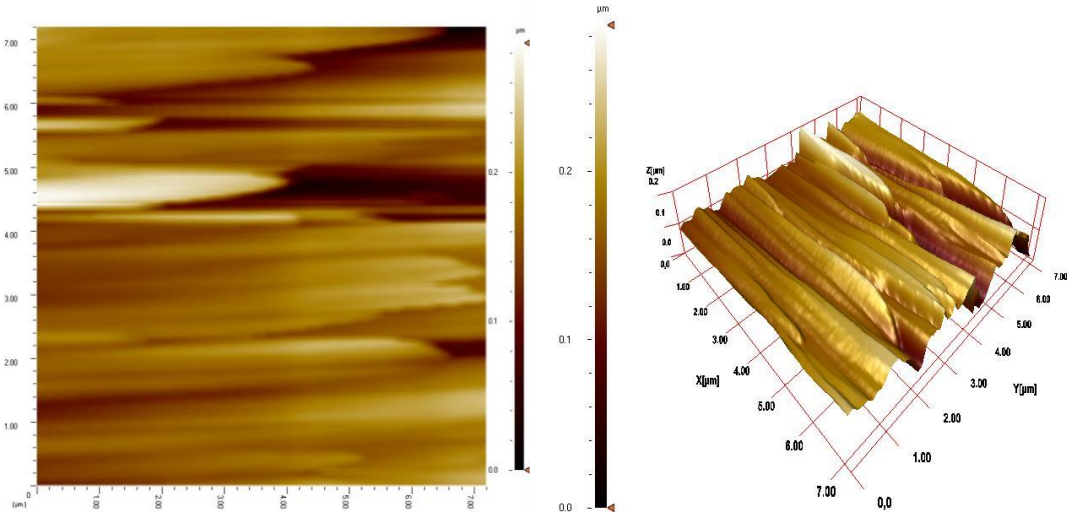


Şekil 4.2. p-Si altlık üzerine büyütülen CuInSe_2 ince filminin XRD grafiği

Şekil 4.2 p-Si altlık üzerine elektrokimyasal büyütülen CuInSe_2 ince filminin XRD grafiğini göstermektedir. XRD grafiğinde görüldüğü gibi büyütülen CuInSe_2 filmlerin bir tane belirgin piki bulunmuştur. Bu pikin açısı $17,123^\circ$ civarındadır ve yönelimi CuInSe_2 (101)'dır. CuInSe_2 filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. CuInSe_2 filmlerin tanecik büyüklüğü (3.2) denkleminde ve düzlemler arası mesafeleri ise (2.9) denklemlerinden hesaplanmıştır. Elektrokimyasal yöntemle büyütülen CuInSe_2 ince filmlerin tanecik büyüklüğü $126,5683 \text{ \AA}$ değerindedir. Tavlanmamış filmin yüzeyinin taneler gözlenirken tavlanmış filmde bu tane sınırlarının ortadan kalktığı gözlemlenmektedir. Tanecik büyüklüğü ne kadar küçük olursa numune de o kadar kaliteli olur.

Çizelge 4.2. p-Si altlık üzerine büyütülen CuInSe_2 filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri

A107	FWHM	Şiddet	2 θ	d (μm)	Tanecik Büyüklüğü (D) $\text{\AA}$
$\text{CuInSe}_2(101)$	0,64	3466	17,12	5,17	126,57



Şekil 4.3. ITO altlık üzerine büyütülen CuInSe_2 ince filminin AFM görüntüsü.

4.4. I - V (Akım-Gerilim) Ölçümleri: Cheung ve Norde Fonksiyonlarının Kullanılması

Önceki bölümlerde kısaca değinildiği gibi, yukarıda bahsedilen değişimlerin elde edilmesinde deney düzeneği kurulup, önce oda sıcaklığında (300 K'de) denge sağlandıktan sonra bu sıcaklıktan başlayarak 25°C'lik adımlarla Au/CuInSe₂/p-Si/Al için (300-398 K) aralıklarında (I - V) ve (C - V) ölçümleri alındı.

(I - V) ölçümleri yardımıyla diyodun düz beslem tarafındaki değişiminden idealite faktörü, engel yüksekliği ve yüksek akım değerlerine karşılık gelen ve lineerliğin bozulduğu bölge yardımıyla da seri direnç değerleri hesaplandı.

İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

ile verilmektedir. Bu ifadede $eV \gg nkT$ olması durumunda üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (4.2)$$

olur. (4.2) ifadesinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da V 'ye göre türevi alınır; idealite faktörü için (4.3) ifadesi elde edilir.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.3)$$

$\ln I$ - V grafiği çizildiğinde, düz beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ elde edilir. Bu değerle birlikte e , (elektronun yükü $=1,6 \times 10^{-19}$ C), k (Boltzmann sabiti $= 8,625 \times 10^{-5}$ eV/K) ve T (sıcaklık (K)) değerleri (4.3) ifadesinde yerine yazılarak idealite faktörü değerleri her bir sıcaklıkta hesaplandı. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. (4.2)'deki I_0 doyma akım yoğunluğu,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (4.4)$$

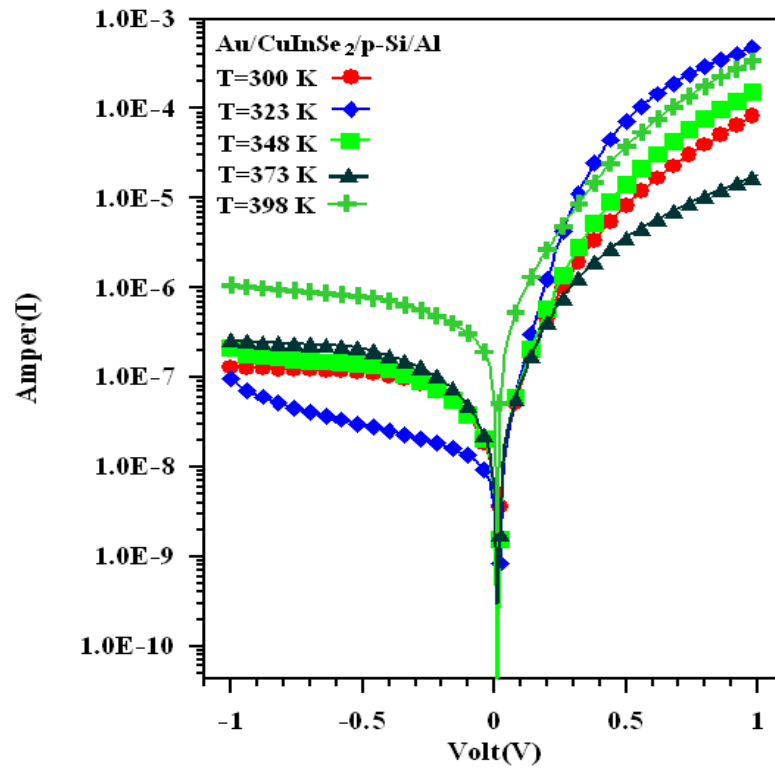
ile verilmektedir. (4.4) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b 'ye göre çözümlerse, (4.5) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

$$e\Phi_b = kT \ln(AA^* T^2 / I_0) \quad (4.5)$$

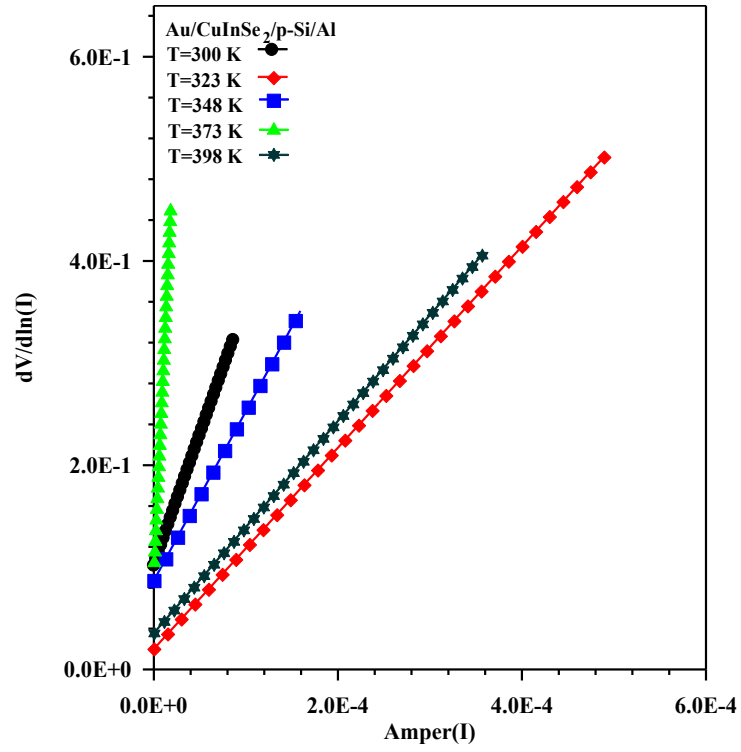
Burada, A , diyodun etkin alanı ($A=0,00196$ cm²) A^* , Richardson sabiti olup p -Si için 32 A/K²cm⁻² 'dir. Sıcaklığa bağlı olarak Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun doğru beslem akım-voltaj grafikleri sırasıyla Şekil 4.4'de verilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı değerleri Çizelge 4.3'de görülmektedir. Çizelge 4.3'den görüldüğü gibi, artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. Şekil 4.4'den de görüleceği gibi, oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.

Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun I - V değişimleri ± 1 V aralığında, 0,005 Voltluk adımlarla alındı. (2.14) ve (2.19) (Cheung fonksiyonları) eşitlikleri kullanılarak, diyodun engel yükseklikleri ve idealite faktörleri bu ifadeler yardımıyla da bulundu. (2.17) ifadesinde verilen $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya karşı çizilen grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun $I=0$ 'da düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü, doğrunun eğiminden de seri direnç değerleri elde edildi. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı olarak,

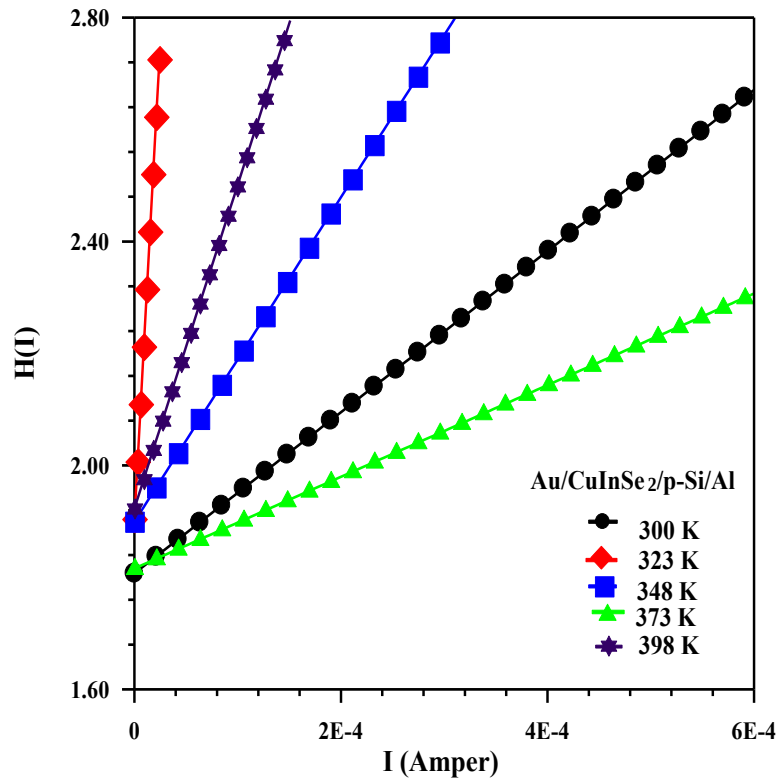
Cheung fonksiyonlarına ait $dV/d(\ln I)$ - I grafiği Şekil 4.5’de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.3’de görülmektedir. Burada yine hem idealite faktörü değerleri hem de seri direnç değerleri artan sıcaklıkla azalmıştır. (2.19) denklemi yardımıyla elde edilen $H(I)$ - I grafiği de bir doğru olmaktadır. $H(I)$ - I grafiğinde, $I=0$ iken doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan, engel yüksekliği ve doğrunun eğiminden de seri direnç (R_s) elde edilmektedir. Bu işlemler yukarıda belirtilen her bir sıcaklıkta yapıldı. $H(I)$ - I grafiği sıcaklığa bağlı olarak, Şekil 4.6’da verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri de Çizelge 4.3’de görülmektedir. Burada da engel yüksekliği değerleri artan sıcaklıkla artarken, seri direnç değerleri azalmıştır.



Şekil 4.4. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı I 'nın V 'ye karşı değişimi.



Şekil 4.5. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi

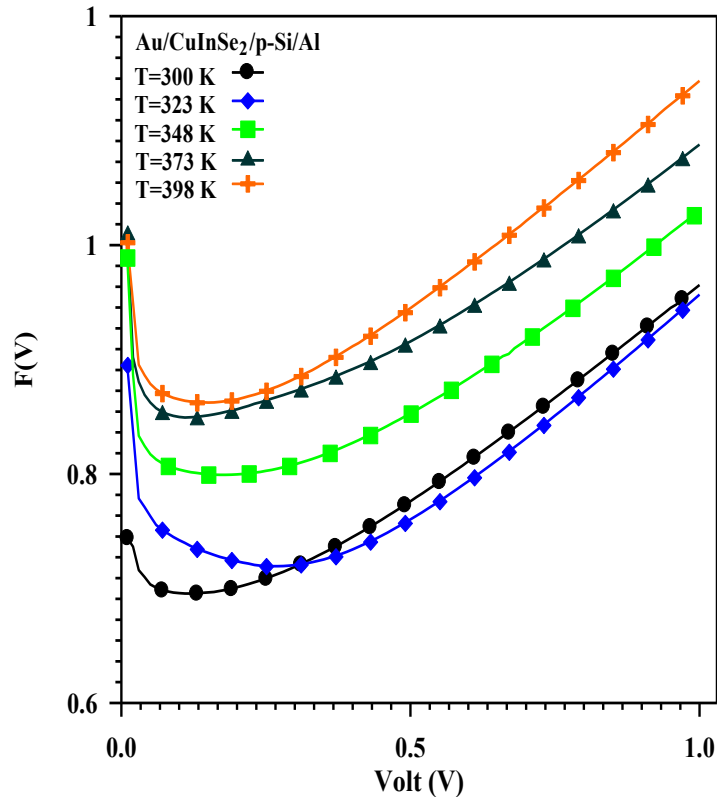


Şekil 4.6. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi

Çizelge 4.3. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait temel parametreler

Sıcaklık (K)	I-V			dV/d(lnI)		H(I)-I	
	n	Φb (eV)	I_0 (A)	n	R_s (Ω)	Φb (eV)	R_s (Ω)
300	3,05	0,62	$2,260 \times 10^{-7}$	3,92	2563	0,72	6435
323	2,70	0,73	$2,89 \times 10^{-8}$	3,71	2312	0,84	1186
348	1,87	0,81	$1,74 \times 10^{-8}$	3,17	1657	0,93	2889
373	1,74	0,87	$1,43 \times 10^{-8}$	2,71	1037	1,03	2560
398	1,17	0,95	$9,38 \times 10^{-9}$	1,77	985	1,09	802

Şekil 4.5 Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Değişimlerden de görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça seri direnç değeri azalmaktadır. Bu durum, sıcaklık arttıkça diyottan daha fazla akım geçmesi ile açıklanabilir.

**Şekil 4.7.** Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait Norde fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi

4.5. C-V (Kapasite-Gerilim) Ölçümleri ve Yapılan Hesaplamalar

Schottky diyotlarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi, metal/yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin ters beslem durumunda gerilime bağlı değişiminden, doğrultucu kontağın engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler tayin edilebilir.

Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyonu için (300K-398K) sıcaklıklarında C-V ölçümleri ve farklı frekanslarda (50kHz-1000kHz) ve -1V ve +1V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapıldı. Bu ölçüler (4.6) eşitliği düzenlenerek değerlendirilir.

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

(4.6) eşitliği düzenlenecek olursa, (burada, ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti (Si için $\epsilon_s=11,8$), $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14}$ F/m olup, boşluğun dielektrik sabiti, e , elektronun yükü, V_d , difüzyon potansiyeli, $k= 8,625 \times 10^{-5}$ eV/K (Boltzmann sabiti), N_a iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu ve T, Kelvin cinsinden sıcaklıktır).

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_a} \quad (4.7)$$

elde edilir. Burada V uygulama gerilimidir. ($C^{-2} - V$) grafiği çizildiğinde yapılacak uygun lineer fit ile $C^{-2}=0$ için $V_d=V$ olur. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli elde edilmiş olur. Bu grafiklerden yararlanılarak farklı sıcaklıklarda bulunan difüzyon potansiyelleri Çizelge 4.4’de verilmiştir.

(4.7) ifadesinin V ’ye göre türevi alınır

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_a} \quad (4.8)$$

elde edilir. Bu ifadeden N_a çekilirse,

$$N_a = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.9)$$

bağıntısı elde edilir. Yine $(C^{-2}-V)$ grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları aşağıda Çizelge 4.4.'de verilmiştir.

Termal dengede p -tipi bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_v \exp\left(\frac{E_f - E_v}{kT}\right) \quad (4.10)$$

ile verilmektedir. Burada, N_v termal dengede iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu olup, Si için $N_v=1,04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. p -tipi bir yarıiletken için $N_a \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_a$ olur (Neamen 1992). Burada n_i , intrinsic elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alındığında, (4.10) ifadesi,

$$N_a = N_v \exp\left(\frac{E_f - E_v}{kT}\right) \quad (4.11)$$

olarak elde edilir. Son ifadenin tabii logaritması alınacak olursa ve valans bandı referans seviye olarak ($E_v=0$) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln \left(\frac{N_a}{N_v} \right) \quad (4.12)$$

Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait Fermi enerji seviyesi değerleri sırasıyla Çizelge 4.4'te verilmiştir. Ayrıca C-V grafiğinden engel yükseklikleri,

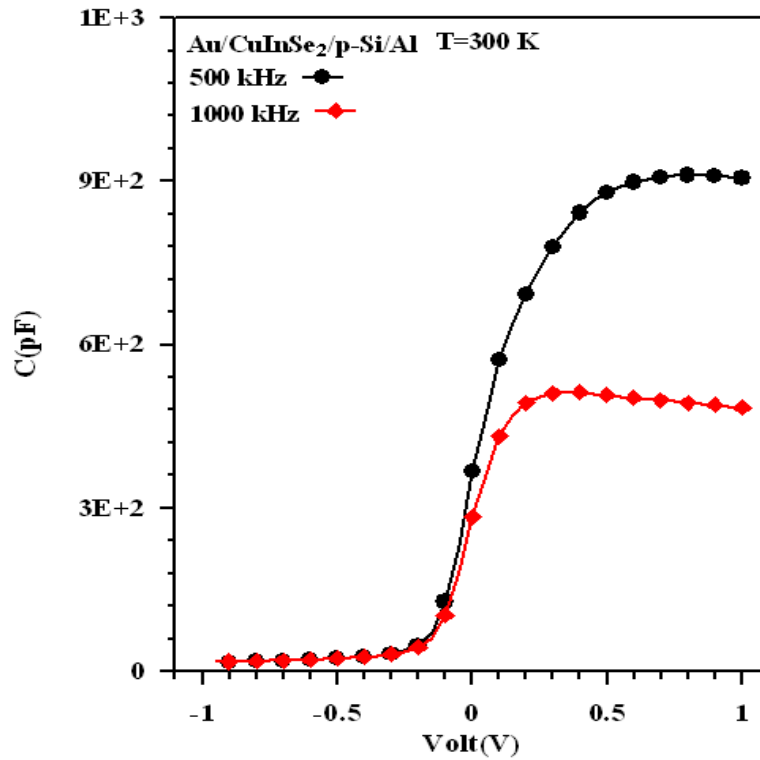
$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.13)$$

ile verilmektedir (Neamen 1992). Bu ideal diyot içindir. İdeal olmayan durum için bu ifade,

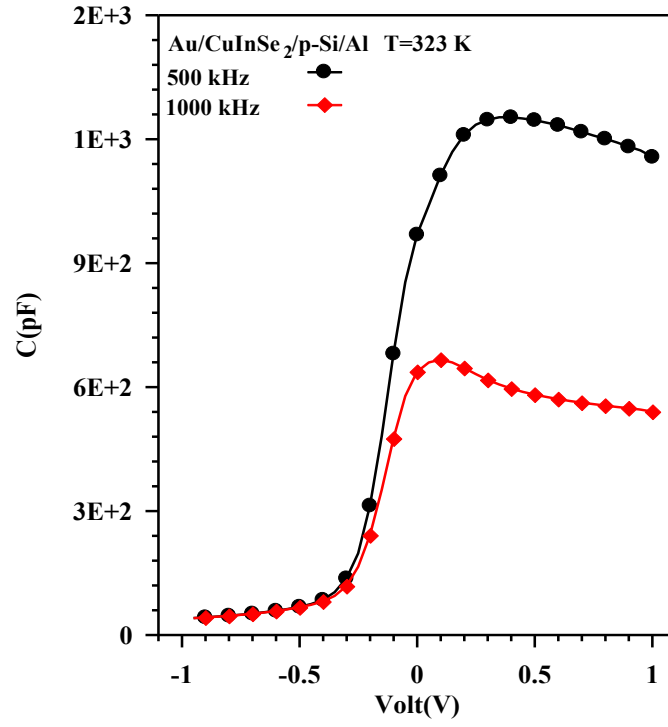
$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.14)$$

ile verilir. Son ifade ile elde edilen engel yüksekliği değerleri düzeltilmiş engel yükseklikleri olarak adlandırılmaktadır. Aynı şekilde Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait (C-V ölçümlerinden elde edilen) engel yükseklikleri değerleri Çizelge 4.4'te verilmiştir. Buradaki n değeri, I - V grafiklerinden elde edilen idealite faktörüdür. Şekil 4.8, Şekil 4.9, Şekil 4.10, Şekil 4.11 ve Şekil 4.12 Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodunun (300K-398K) sıcaklıklarında, farklı (500kHz-1000kHz) frekanslardaki düz beslem C-V grafiğini göstermektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi düşük frekanslardaki kapasite büyük iken, yüksek frekanslara doğru gidildikçe düz beslem durumundaki kapasite azalmaktadır. Aynı zamanda uygulama gerilimi sıfıra doğru gittikçe düz beslemdeki kapasite değerleri de gittikçe küçülmektedirler. Şekil 4.13, Şekil 4.14 ve Şekil 4.15 diyodun düz beslem C-V grafiklerinden faydalanılarak elde edilen $1/C^2$ - V değişimini göstermektedir. Değişimlerden görüldüğü gibi uygulama gerilimi düz beslem bölgesi için azaldıkça, $1/C^2$ azalmaktadır.

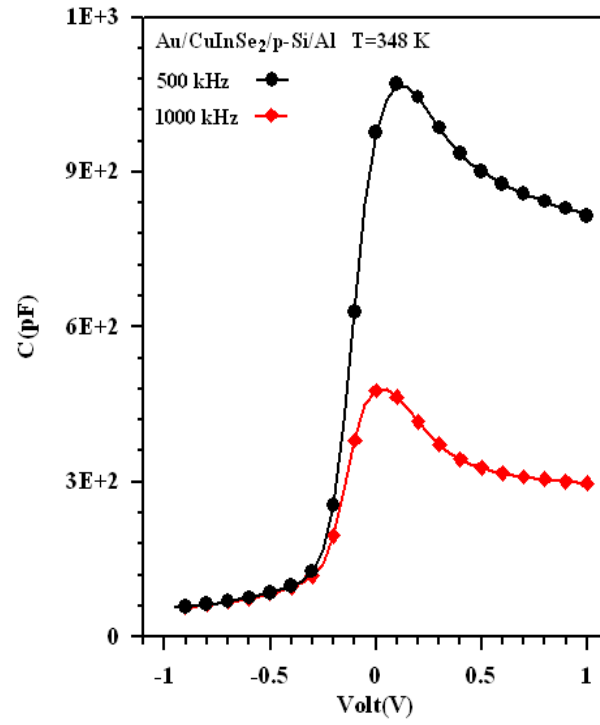
Yukarıda bahsedilen frekansa ya da sıcaklığa bağlı C - V değişimlerinin ters beslem bölgesine ait $1/C^2$ - V grafiklerinden her sıcaklık değeri için lineer bir davranış sergiledikleri görülmektedir. Lineer olmayan değişimler arayüzeydeki hal yoğunluğunun varlığı ile ortaya çıkan excess (artık) kapasite ile açıklanmaktadır. Ayrıca $1/C^2$ - V değişimi düşük frekanslardan yüksek frekanslara doğru gidildikçe mükemmel lineer bir davranış sergilemeye başlar (Tung 2001). Genellikle yüksek frekanslarda ($f \gg 500$ kHz) arayüzey halleri yarıiletkenle dengede bulunduğundan kapasiteye katkıda bulunmazlar (Türüt *et al.* 1992).



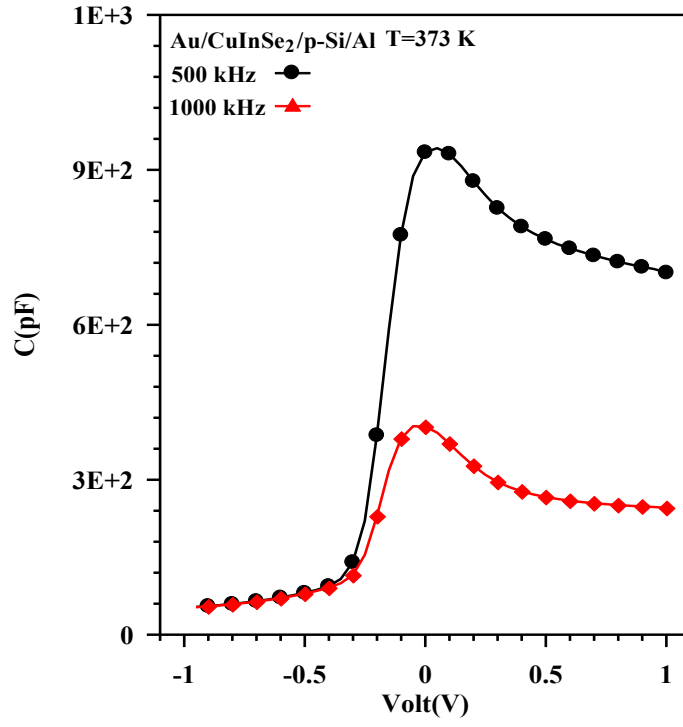
Şekil 4.8. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait C - V grafiği ($f=500$ kHz, 1MHz ve $T=300$ K)



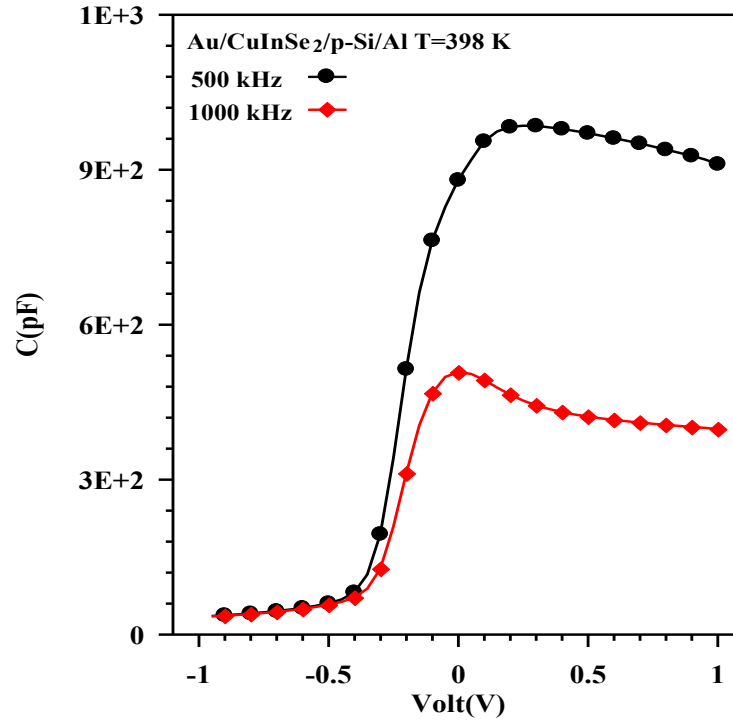
Şekil 4.9. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait C-V grafiği (f=500 kHz, 1MHz ve T=323 K)



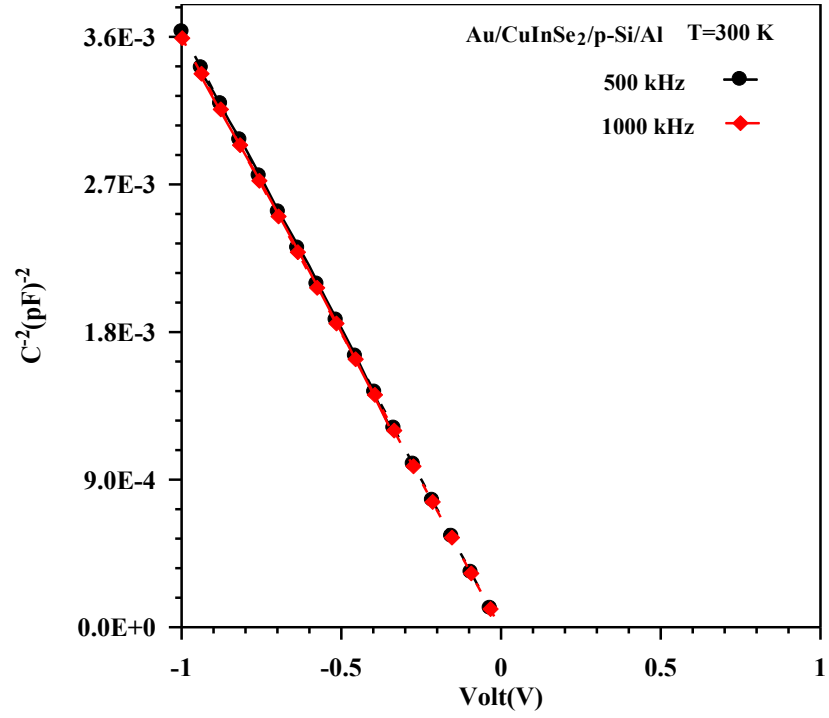
Şekil 4.10. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait C-V grafiği (f=500 kHz, 1MHz ve T=348 K)



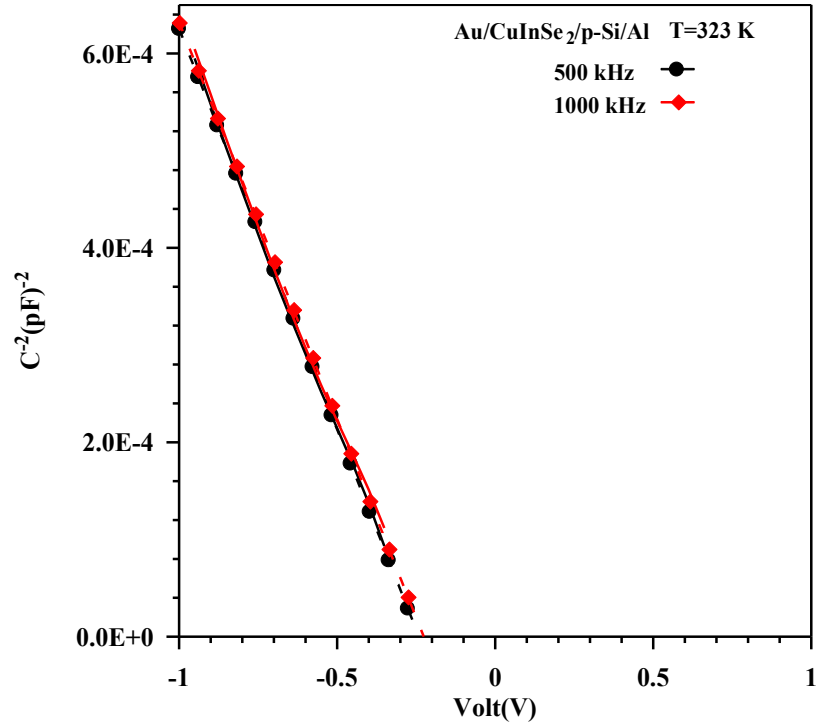
Şekil 4.11. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait C-V grafiği (f=500 kHz, 1MHz ve T=373 K)



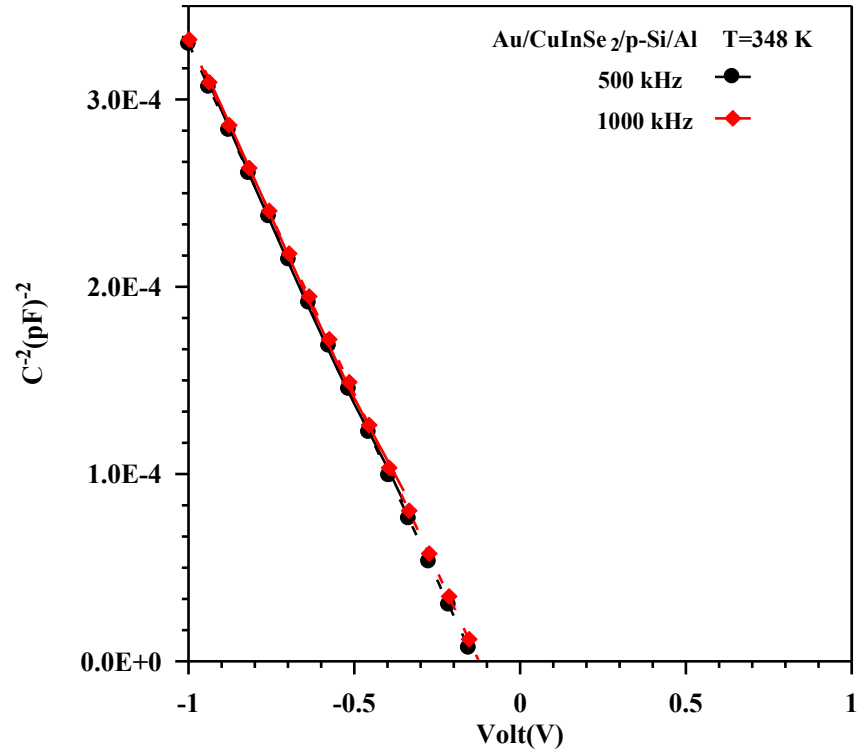
Şekil 4.12. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait C-V grafiği (f=500 kHz, 1MHz ve T=398 K)



Şekil 4.13. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta oda sıcaklığında $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi



Şekil 4.14. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta (50°C) 323 K de $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi



Şekil 4.15. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait iki farklı frekansta (75°C) 348 K de $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi

Çizelge 4.4. Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık(K)	$V_d(V)$	$E_f(eV)$	$N_a(cm^{-3}) \times 10^{13}$	$\Phi_b(eV)$
300	0,167	0,740	2,420	0,71
323	0,113	0,792	2,310	0,73
348	0,109	0,845	1,720	0,80
373	0,092	0,905	1,710	0,84
398	0,084	0,954	1,240	0,86

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Yapılan çalışmada, [100] doğrultusunda büyütülmüş, 270 μm kalınlığında, 1-10 $\Omega\text{-cm}$ öz direncine sahip *p*-Si yarıiletken kristali kullanılarak omik kontağı termal buharlaştırma ile ve doğrultucu tarafı elektrokimyasal büyütme yöntemi ile yapılan Au/CuInSe₂/*p*-Si/Al diyodu ve bu diyodun temel değişimlerinden *I*-*V* (akım-gerilim) ve *C*-*V* (kapasite-gerilim) değişimleri ve bu değişimler üzerine sıcaklığın etkisi çalışıldı.

p-Si yarıiletkeninin Bölüm 3’te bahsedilen kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Omik kontak yapımı için numunenin mat tarafına laboratuvarımızdaki buharlaştırma ünitesi ile Al metali buharlaştırılıp, parlak tarafına elektrokimyasal yöntemle CuInSe₂ yarıiletkeni büyütüldü. Numunenin çapı 1.7 mm olan dairesel kısmı açık kalacak şekilde, (omik tarafı teflon tabaka üzerine gelecek şekilde) yerleştirildi. Daha sonra buharlaştırma yöntemiyle dairesel kısım üzerine Au büyütülerek Au/CuInSe₂/*p*-Si/Al Schottky yapısı elde edildi. Bu diyodun *I*-*V* grafiğinden iyi bir doğrultucu karakteristik sergilediği görüldü.

Elde edilen bu diyodun, 300°K’den başlayarak, yaklaşık 25°C’lik adımlarla oda sıcaklığından 398°K e kadar her adımda *I*-*V* ve *C*-*V* ölçümleri yapıldı. Ölçülerin alındığı deney sistemi şeması Şekil 3.4’de verilmiştir.

Diyodun *I*-*V* ölçümleri, “Keithley 487 Picoammeter/ Voltage Source” cihazı ile +1 V ile -1 V aralığında 5 mV adımlarla alındı. Sıcaklığa bağlı *I*-*V* grafikleri Şekil 4.4’de verilmiştir. Bu değişimler 300 K-398 K aralığında değerlendirildi. Bu değişimlerden elde edilen idealite faktörleri 300 K-398 K için; 3,05–1,17 aralığında ve engel yükseklikleri ise 0,62–0,95 eV aralığında değişmektedir. Bu durumda yüksek sıcaklığa doğru gidildikçe diyodun ideale yaklaştığı sonucu çıkarılabilir. Sıcaklığa bağlı *I*-*V* grafiklerinden bulunan idealite faktörleri, engel yükseklikleri, Cheung fonksiyonları (değişimleri Şekil 4.5 ve Şekil 4.6’da verilen) yardımıyla bulunan idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri Çizelge 4.3’de verilmiştir. Çizelge 4.3’den

de görüldüğü gibi, Cheung fonksiyonlarından elde edilen parametreler direkt olarak I - V grafiğinden elde edilen parametrelerden farklıdır. Bu durum yüksek akım ve yüksek gerilim değerlerine karşılık gelen bölgelerde seri direncin etkisine atfedilebilir. Şekil 4.4'de I - V grafiklerinden elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve modifiye edilmiş engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Bu değişimlerden görüleceği gibi, artan sıcaklıkla engel yüksekliği artarken, idealite faktörü azalmaktadır. Bu tarzdaki bir değişim metal/yarıiletken arasındaki homojen olmayan engelle (inhomogeneous barrier) açıklanabilir. Bu homojensizliğin nedeni, farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya arayüzeyin etkisine atfedilebilir (Sullivan 1991).

Sullivan *et al.* (1991) ve Tung (1992) tarafından da bildirildiği gibi; metal/yarıiletken arayüzeyi boyunca akım iletimi sıcaklıkla aktive edilmiş bir işlem olduğundan dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engelleri aşabilirler ve bu yüzden akım daha düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerle belirlenir. Bu durum büyük bir idealite faktörüne sebep olur. Sıcaklık arttığında daha fazla elektron yüksek engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olur. Bunun sonucu olarak da baskın olan engel yüksekliği sıcaklıkla ve beslem voltajıyla artarken idealite faktörü azalır.

Au/CuInSe₂/p-Si diyodu için I - V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinden, artan sıcaklıkla idealite faktörünün azalması ve artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin artması literatürde yapılan çoğu çalışmalarla (Hardikar 1999; Biber 2003 ve Coşkun *et al.* 2003) uyum içinde olduğu görülmüştür. Bir Schottky diyodun engel yüksekliği uygulanan beslem voltajının sonucu olarak kontak üzerindeki elektrik alana bağlıdır. Düz bant engel yüksekliğinin, deneyler ile teori karşılaştırıldığı zaman kullanılması gereken Schottky engel yüksekliğinin bir temel ölçüsü olarak düşünülebileceği gösterilmiştir (Chand 2002; Chand *et al.* 1996; Subhash *et al.* 1996; McCafferty *et al.* 1996). Bu şart altında, yarıiletken bantlar düzdür, imaj kuvvet engel düşmesinin etkisi yok edilmiştir, I - V grafikleri etkilenmemiştir ve yanal inhomojenliğin etkisi uzaklaştırılmıştır.

I - V grafiklerinden de görülebileceği gibi, bu değişimler düşük gerilimlerde termoiyonik davranış göstermiş, oda sıcaklığında idealite faktörü 3.05 olarak bulunmuştur.

İlk yapılan çalışmalara göre elektron akışı genel olarak termoiyonik davranış sergilediği sürece, çoğunluk taşıyıcıları için quasi-Fermi seviyesi eklem boyunca düzdür. O zaman quasi-Fermi seviyesinin yükselmesi, arayüzeyde lokalize olmuş ve uzay yükü bölgesindeki kusur seviyelerinin yerleşimini değiştirir. Bu durumda akımın sature olması, sadece uygulama geriliminin kritik gerilimden daha büyük olduğunda, taşıyıcıların tuzaklanması sonucu gerçekleşir. Aslında bu durumda, uygulama geriliminin bir kısmı, yarıiletkendeki arayüzeye yakın bir bölge boyunca dağılır. Böyle bir gerilim düşüşünün, yarıiletken bantlarıyla dengede olan yüksek konsantrasyondaki arayüzey hallerinin olduğu Schottky diyotlarda ve MIS yapılarda yarıiletken ve metal arasında ince bir yalıtkan tabakada olduğu bilinmektedir (Cola *et al.* 1993).

Yine Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyodu için Cheung fonksiyonları yardımıyla bulunan seri direncin artan sıcaklıkla azaldığı Şekil 4.5’de görülmektedir. $dV/d\ln(I)$ - I grafiğinden hesaplanan seri direnç değerleri 300K’de 2563 Ω ’dan 398K’de 985 Ω ’a, $H(I)$ - I grafiğinden hesaplanan seri direnç değerleri ise 300K’de 6535 Ω ’dan 398K’de 802 Ω ’a değişmektedir. Sıcaklığın azalması ile seri direncin artması; seri direncin idealite faktörü ile aynı parametrelere bağlı olması ya da düşük sıcaklıklarda serbest yük taşıyıcılarının sızması faktörüne dayandırılabilir. Sıcaklığın artmasıyla seri direnç değerlerinin düşmesi; düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand *et al.* 1996). Sıcaklığın artması ile yarıiletkendeki genişmeden dolayı yasak enerji aralığı azalmakta ve aynı zamanda taşıyıcılar da daha yüksek termal hıza kavuşacaklarından bandındaki dolayı, iletkenlik taşıyıcı sayısı artacak, buna bağlı olarak seri direnç değeri azalacaktır.

Diyodun sıcaklığa ve frekansa bağlı C - V değişiminin nasıl etkilendiğini görmek için, önce oda sıcaklığında 500 ve 1000 kHz frekanslarında ve sonra ölçüm alınan her bir sıcaklıkta yine 500 ve 1000 kHz frekansları için C - V değişimleri çizildi. Frekansa bağlı olarak elde edilen C - V değişimlerinden de görüleceği gibi düşük frekanslardaki kapasite

yüksek iken, frekans arttıkça kapasite azalmaktadır. Benzer şekilde artan sıcaklıkla kapasitenin arttığı görülmektedir. $1/C^2$ - V değişimleri iyi derecede lineer bir değişim göstermektedir. Farklı sıcaklıklarda elde edilen $1/C^2$ - V eğrileri oldukça birbirine yakın değerler vermektedir. Verilen bir gerilim değeri için, $1/C^2$ değeri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Elde edilen değerler Quan (1993) tarafından verilen teorik değerlerle uyum içindedir.

Bir Schottky diyodun ters beslem C - V değişiminden yararlanarak diyodun difüzyon potansiyeli, iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu (p -tipi yarıiletken için) Fermi enerji seviyesi ve dolayısı ile de (4.13) eşitliğinden engel yüksekliği hesaplanabilir. Ters beslem $1/C^2$ - V değişimlerinden, V_d , (difüzyon potansiyeli) E_f , (fermi enerji seviyesi), engel yüksekliği ve N_a (iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu) değerleri bulundu. Farklı frekans değerleri için bulunan engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.4'te verilmiştir. Çizelge 4.4'deki C - V değişimlerinden bulunan engel yükseklikleri I - V grafiklerinden elde edilen ve Çizelge 4.3'de verilen engel yükseklikleri ile karşılaştırıldığında C - V değişimlerinden bulunan engel yüksekliklerinin farklı olduğu görülmektedir. Bu durum bir arayüzey tabakasının varlığı ve yarıiletkendeki tuzak seviyeleri ile açıklanabileceği gibi, engelin inhomojenliğine de atfedilebilir (Rhoderick *et al.*1988; Özdemir *et al.* 2003). İnhomojen bir arayüzey için, bant bükülmesindeki ve engel yüksekliğindeki bölgesel değişimler akım ve kapasite için farklı Schottky engel yüksekliği sonucunu doğurur (Brillson 1982; Sullivan 1991).

I - V ve C - V ölçümleri temelde farklıdır. I - V ve C - V ölçümlerinin birbirinden farklı çıkmasının bir nedeni, her iki ölçüm tekniğinin farklı teknikler olmasıdır. C - V ölçümleri diyottaki empedans ölçümlerine dayanır. Devre elemanının kapasitesi uygulama geriliminin fonksiyonu olarak hesaplanır. I - V ve C - V değişimlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olduğu görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmaların nedenini, I - V grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği ile C - V değişimlerinden elde edilen engel yüksekliğinin farklı çıkması gibi bir çok belirsiz durumu tam olarak açıklayan bir model yoktur (Sullivan *et al.* 1991). Ancak bunlardan

engelin inhomojenliği son yıllarda üzerinde fazla durulması gereken konulardan biri olmuştur.

Homojen bir engele sahip devre elemanında kapasite deplasyon bölgesinin genişliği ile orantılıdır. *I-V* grafiği ile engel yüksekliği, akım akışı için bir aktivasyon potansiyeli olarak tanımlanabilen niceliği ifade eder. *C-V* değişiminden elde edilen engel yüksekliği aslında, deplasyon bölgesinin büyüklüğünün bir ölçümüdür. Şayet engeller homojen ve ideal iseler, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek olan ölçümlerin aynı sonuçları vermeleri gerekir. Homojenlik ve ideallik söz konusu olmadığı durumda, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek ölçümler farklı olacaktır.

Dolayısı ile Au/CuInSe₂/p-Si diyodu homojen ve ideal olmadığı kabul edildiği için, her iki ölçüm tekniğinden elde edilen engel yüksekliği değerleri farklı olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda daha fazla akım daha yüksek engel bölgelerinden akacağı için *I-V* engel yüksekliği daha yüksek olacaktır. Daha düşük sıcaklıklara gidildikçe, akımın çoğu düşük engelli bölgelerden ayrıca Termoiyonik emisyon modelinden farklı olarak difüzyon yoluyla da aktığı kabul edilebilir. Bu durumda (düşük sıcaklıklarda) da *I-V* engel yüksekliği daha düşük olacaktır. *C-V* ölçümü akımdaki değişimi dikkate almaksızın, ortalama engel yüksekliği alanının bir ölçüsünü alarak son bulur. Düşük engel bölgelerinin alanının önemli değişikliğe neden olması beklenmediğinden dolayı, *C-V* ölçümünün de önemli derecede değişmemesi gerekir. *C-V* ölçümünden elde edilen engel yükseklikleri değerlerinin önemli derecede değişim göstermediği Çizelge 4.4’de görölmektedir.

Sonuç olarak, kendi laboratuvarımızda imal ettiğimiz Au/CuInSe₂/p-Si/Al diyoduna ait *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelenmiştir. Artan sıcaklıkla idealite faktörünün azaldığı, engel yüksekliğinin arttığı gözlenmiştir. Bu durum engelin homojen olmamasına atfedilmiştir. Yine Cheung fonksiyonları yardımıyla hesaplanan seri direncin artan sıcaklıkla azaldığı görölmüştür.

KAYNAKLAR

- Alanyalıoğlu, M., 2006. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Andrews, J. M., 1974. The role of metal semiconductor interface in silicon integrated circuit technology, *J. Vac. Sci. Technol.* 11, 972-984. *Appl. Phys.* 72, 818.
- Asıl, H., 2010. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Atkins and Jones P.L., 1998 *Temel Kimya 1*, Oxford University, University of Northern Colorado, Bilim Yayıncılık, Ankara.
- Atkins and Jones P.L., 1998 *Temel Kimya 2*, Oxford University, University of Northern Colorado, Bilim Yayıncılık, Ankara.
- Aydoğan, Ş., 2007. *Fizik Terimleri Sözlüğü*, Aktif Yayınevi, İstanbul.
- Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., 2010. A study of the rectifying behaviour of aniline green-based Schottky diode. *Microelectronic Engineering* 87, 187-191.
- Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Türüt, A., 2011. The effects of 12 MeV electron irradiation on the electrical characteristics of the Au/Aniline blue/p-Si/Al device. *Microelectronics Reliability* 51, 2216-2222.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., 2008. Some electrical properties of polyaniline/p-Si/Al structure at 300 K and 77 K temperatures. *Microelectronic Engineering* 85, 278-283.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., Onganer, Y., 2009. Series resistance determination of Au/Polypyrrolle/p-Si/Al structure by current-voltage measurements at low temperatures. *Material Science and Engineering C* 29, 1486-1490.
- Aydoğan, Ş., Türüt, A., 2011. Influence of 12 MeV electron irradiation on the electrical and photovoltaic properties of Schottky type solar cell based on Carmine. *Radiation Physics and Chemistry* 80, 869-875.
- Bard, Allen J., Faulkner, Larry R., 2001. *Electrochemical Methods Fundamentals and Applications*. Bias- Dependence Charge of Barrier Height of Schottky Diodes under Forward Bias by including the series Resistance Effect, *Phys. Scripta*, 53, 118-122.
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B*, 325, 138-148.
- Blood, P., and Orton, J. W., 1992. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*, 1-735.
- Bohlin, K. E., 1986, *J. Appl. Phys.*, 60(3), 86
- Brillson, L. J., 1982. *Sur. Sci. Reports*. 2, 123.
- Brillson, L. J., 1993. *Contacts To Semiconductors*, Noyes Publications, New Jersey.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Current transport in Pd₂Si/N-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures, *Appl. Phys. A* 63, 171-178.
- Chand, S. 2002. An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights, *Semicond. Sci. Tech.* 17 (7): L36-L40.
- Cheung, S.K. and Cheung, N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 382.

- Cola A., Lupo, M. G., Vasanelli, L. and Valentini, A., 1993. Characterisation of a Defect Layer at a Schottky Barrier Interface by Current and Capacitance Measurements, *Solid-St. Electron*, 36 (5), 785-89.
- Coşkun, C. 2000. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Coşkun, C., 1996. Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Coşkun, C., Biber, M. and Efeoğlu, H., 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes, *Appl. Surf. Sci.*, 211, 360-366.
- Coşkun, C., Gedik, N., and Balcı, E., 2006. The effect of high-energy electron irradiation on ZnO-based omic and Schottky contacts. *Semicond. Sci. Technol.* 21, 1656-1660.
- Çağlar, Y., Yakupoğlu, F., 2007. The effects of fluorine on the structural, surface morphology and optical properties of ZnO thin films. *Physica B:Condensed Matter Elsevier*, 394 (1), 86-92.
- Çelik, A., 2006. Yüksek Lisans tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon. electrodeposition CuInSe₂ (CIS) film. *Elsevier Academica Arta*, 51 (21), 4433-4438.
- Fox, M., 2001, *Optical Properties of Solids*, Department of Physics and Astronomy University of Sheffield, Oxford University Press.
- Gocayev, M., 1993. Optik, Atatürk Ünivertesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Erzurum.
- Gül, A., 2002. Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, Gebze.
- Güney, H. 2006. Yüksek Lisans Tezi. Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gür, E., 2007. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gür, E., Coşkun, C. And Tüzemen, S., 2008. High energy electron irradiation effects on electrical properties of Au/n-ZnO Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, 105301-105305.
- Hardikar, S., Hudait, M. K., Modak, P., Krupanidhi, S. B. and Padha, N., 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures, *Applied Physics A: Mat. Sci. & Proc.* 68, 49-55.
- Harvey, David, 2000. *Modern Analytical Chemistry*.
- Hiraki, A., Shuto, K., Kim, S., Kamamura, W. and Iwami, M., 1977. Room temperature interfacial reaction in Au-semiconductor systems, *Appl. Phys. Lett.* 31, 611.
- Hiraki, A., Shuto, K., Kim, S., Kamamura, W. and Iwami, M., 1977. interface states and excess capacitance caused by them, *Physica B*, 179, 285
- Hyung, S. K., Kyung Kim, Y., Choi, D.S., Sung, Y.E., 2006. Characterization of Semiconductor systems. *Thin Solid Films*.75,56-62.
- Karataş Ş., 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi
- Kaupmees, L., Altosaar, M., Volubujeva, O., Mellikov, E. ;2007. Study of composition reproducibility of electrochemically co-deposited CuInSe₂ films onto ITO. *Thin Solid Films*. Department of Materials Science, Tallinn University of Technology, Tallinn, Estonia, 515,5891-5894.

- Kavcar, N.;1998. Study of the sub-bandgap absorption and the optical transitions in CuInSe₂ polycrystalline thin films.Elsevier Solar Energy Materials and Solar Cells,52 (1-2), 183-195.
- Kindyak, V.V.;1994. Optical properties of laser-evaporated CuGaSe₂ films near and above the fundamental absorption edge.Elsevier Thin Solid Films,250 (1-2), 33-36.
- Kotan, Z., 2008. Yüksek Lisans tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Köleli, F., Sağlam, M., Türüt, A. and Efeoğlu, H., 1994. Polyindole-based Schottky diode, Tr. J. of Chem., 18,22.
- Lee, J., Tak, Y., 2001. Electrodeposition of ZnO on ITO Electrode by Potential
- Lin, B., Wang, L., Kang, B. Wang, P., Qiu, Y., Solar energy Materials&Solar Cells 90, 549-573, 2001.
- Ma, W., J. M. Luther, H. Zheng, Y. Wu, and A. P. Alivisatos, “Photovoltaic devices employing ternary PbS_xSe_{1-x} nanocrystals,” Nano Lett. 9(4), 1699–1703 (2009).
- Ma, H., Hao,J., 2007. Chem. Eur. J. 10. 1002.
- Mc Caldin, J. O., 1974. Effective barrier heights of mixed phase contacts, J. Vac. Sci. Technol. 11, 990.
- McCafferty, P.G., Sellai, A., Dawson, A., Elabd, H., 1996. Barrier characteristics of PtSi/p-Si diodes as determined from *I-V-T* measurements, Solid-St. Electron, 39, 583.
- McGuire, Gary E. 1989. Characterization of Semiconductor Materials, Volume 1. Noyes Publications, U.S.A. Modulation Method. Electrochemical and Solid-State Letters, 4 (9) C63-C65.
- Moharram, A.H., Al-Mekkawy, I.M., Salem, A., 2002. Optical properties and structural changes of thermally co-evaporated CuInSe₂, 191, 85-93.
- Moloi, S. J., McPherson, M., 2009. Current-voltage behaviour of Schottky diodes fabricated on p-type silicon for radiation hard detectors.Physica B 404, 2251-2258.
- Neamen, D. A., 1992. Semiconductor Physics and Devices; Basic Principles, Irwin, Inc., 144.
- Norde, H. A. 1979. Modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance. J. Appl:Phys, 50, 5052-5054.
- Omar, M.A., Elementary Solid State Physics: Principles and Applications, Addison-Wesley, Massachussts, 461, 1993.
- Özdemir, A. F., Türüt. A. and Kökçe, A., 2003. The interface state energy distribution from capacitance-frequency characteristics of gold/n-type Gallium arsenide Schottky barrier diodes, Thin Solid Films, 425, 210-215.
- Padovani, F.A. and Stratton, R. 1966. Field and thermoionic-field emission in Schottky barriers. Solid State Electronics, 9, 695-707.
- Petrucci and Harwood, Herring 2005. Genel Kimya., İlkeler ve Modern Uygulamalar 2. Palm Yayıncılık, Ankara.
- Quan, D. T. and Hbib, H., 1993. High barrier height Au/n-type InP Schottky contacts with a PO_xN_yH_z interfacial layer, Solid-St. Electr. 36, 339-344.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed.(Clerendon, Oxford). 1-225.

- Rhoderick, E.H.;1992. Influence of defects upon the forward bias admittance of metal-semiconductor interfaces. Elsevier Applied Surface Science. 56-58 (1), 341-347.
- Rosenberg H. M.,2000. The Solid State, Oxford University.
- Sağlam, M., 1991. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek lisans tezi.
- Sah, C., Noyce, R. N., Shockley, W., 1957. Proc. IRE., 45, 1228.
- Sato, K., Yasamura, Y. 1985. Study of forward I-V plot for Schottky Diodes with high series resistance, J. Appl. Phys., 58(9), 3655-3657.
- Seeger, K., 1990. Semiconductor Physics, An Introduction. Schottky Institute at Garching, Munich, Springer- Verlag, New York.
- Shockley, W., Read, W. T., 1950. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, Phys. Rev., 87, 835.
- Skoog D. A., F, 1992. James Holler, Timothy A. Niemen. Principles Of Instrumental Analysis. 557-561.
- Subhash, C., Kumar, J., 1996. Current-Voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si(111) Schottky diodes in a wide temperature range, Semic. Sci. and Technol. 10, 1680-1688.
- Sullivan, J. P., Tung, R. T., Pinto, M.R. and Graham, W. R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barrier: A numerical study, J. Appl. Phys. 70, (12), 7403-7423.
- Sze, S. M., 1981. Physics of Semiconductor Devices, second ed. Wiley, New York.
- Temirci, C., 2000. Atatürk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, Materials Science and Engineering R 35, 1-138.
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. The determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them. Physica B, 179, 285.
- Türüt, A., Batı, B., Kökçe, A., Sağlam, M., Yalçın, N., 1996. The
- Türüt, A., Tüzemen, S., Yıldırım, M., Abay, B. and Sağlam, M., 1992. Barrier height enhancement by annealing Cr-Ni-Co alloy Schottky contacts on LEC GaAs, Solid-St. Electron. 35, 1423.
- Türüt. A. and Köleli. F., 1992. Semiconductive polymer-based Schottky diode, J. Appl. Phys. 72, 818.
- Vassilev, G.P.;2003. Technology and properties of magnetron sputtered CuInSe₂ layers.Elsevier Materials Chemistry and Physics, 82 (3), 905-910.
- Werner, J. H. and Güttler, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts, J. Appl. Phys. 69, (3), 1522-1532.
- Werner, J. H., 1985. Metalisation and Metal-Semiconductor Interfaces, Plenum, New York, 235.
- Yu. A. Y. C., Snow, E. H., 1968. Surface Effects on Metal-Silicon Contacts, J. Appl. Phys. 39, 3008.
- Zhongwei, Z., Li, J., Wang, M., Wei, M., Jiang, G., Zhu, C., 2010, Influence of annealing conditions on the structure and compositions of electrodeposited CuInSe₂ films. Elsevier Solid State Communications. 150, 2346-2349.
- Ziel, A., 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall International Inc., Minnesota, 108-144.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Erzurum’da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Aydın’da tamamladı. 2005 yılında Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2009 yılında Fizik bölümünden mezun oldu. 2010 yılında Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Katıhal Fiziği Anabilim Dalı’nda yüksek lisans eğitimine başladı. Halen yüksek lisans çalışmalarına devam etmektedir.