

**ELEKTROKİMYASAL OLARAK BÜYÜTÜLEN
GaSe ve GaTe FİMLERİNİN KARAKTERİZASYONU
ve In/GaSe/p-Si/Al ve Ti/GaTe/p-Si/Al SCHOTTKY
DİYODLAR ÜZERİNDE RADYASYON ETKİLERİ**

Kübra ÇINAR

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Cevdet COŞKUN
2012
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**ELEKTROKİMYASAL OLARAK BÜYÜTÜLEN GaSe ve GaTe
FİLMLEİNİN KARAKTERİZASYONU ve In/GaSe/p-Si/Al ve
Ti/GaTe/p-Si/Al SCHOTTKY DİYODLAR ÜZERİNDE
RADYASYON ETKİLERİ**

Kübra ÇINAR

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERZURUM
2012**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

ELEKTROKİMYASAL OLARAK BÜYÜTÜLEN GaSe VE GaTe FİLMLEİNİN
KARAKTERİZASYONU VE In/GaSe/p-Si/Al VE Ti/GaTe/p-Si/Al SCHOTTKY
DİYODLAR ÜZERİNDE RADYASYON ETKİLERİ

Prof. Dr. Cevdet COŞKUN danışmanlığında, Kübra ÇINAR tarafından hazırlanan bu çalışma 27/09/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Orhan UZUN

İmza : 

Üye : Prof. Dr. Cevdet COŞKUN

İmza : 

Üye : Prof. Dr. Mehmet BİBER

İmza : 

Üye : Doç.Dr.Şakir AYDOĞAN

İmza : 

Üye : Doç.Dr. Murat ALANYALIOĞLU

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

Doktora Tezi

ELEKTROKİMYASAL OLARAK BÜYÜTÜLEN GaSe ve GaTe FİMLERİNİN KARAKTERİZASYONU ve In/GaSe/p-Si/Al ve Ti/GaTe/p-Si/Al SCHOTTKY DİYODLAR ÜZERİNDE RADYASYON ETKİLERİ

Kübra ÇINAR

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Cevdet COŞKUN

Elektrokimyasal büyütme tekniği ile ITO ve p-Si altlıklar üzerine GaSe ve GaTe ince filmleri büyütüldü. Büyütülen filmlerin yapısal, optik ve elektriksel karakteristikleri XRD, soğurma, AFM, SEM, hall, I-V ve C-V ölçümleriyle belirlendi. Soğurma ölçümleriyle ITO üzerine büyütülen GaSe ve GaTe filmlerin yasak enerji aralığı sırasıyla 1,85 eV ve 1,65 eV olarak hesaplandı. Diyodlar daha sonra 6, 12 ve 18 MeV'lik yüksek enerjilerde ve düşük dozlarda ($1,53 \times 10^{10}$, $1,40 \times 10^{10}$ ve $1,38 \times 10^{10}$ e⁻cm⁻²) ışınıldı. Işınlanmadan önce ve sonra I-V ölçümlerinden In/GaSe/p-Si/Al ve Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodların idealite faktörü sırasıyla 1,21 ve 1,25 engel yükseklikleri ise 0,835 eV ve 0,739 eV olarak hesaplandı. Işınlamayla her iki diyodda idealite faktörü artarken engel yüksekliği azaldı. C-V ölçümlerinden In/GaSe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,646 eV, Fermi enerji seviyesi 0,322 eV, akseptör konsantrasyonu $0,710 \times 10^{14}$ cm⁻³ ve engel yüksekliği 0,968 eV olarak hesaplandı. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,584 eV, akseptör konsantrasyonu $1,540 \times 10^{15}$ cm⁻³, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,766 eV olarak hesaplanmıştır. Işınlamayla ters beslem sızıntı akımının arttığı görülmektedir. Arayüzeyde ya da arayüzeye yakın bölgelerde ışınlamayla oluşan kusurlar sızıntı akımındaki değişime katkıda bulunabilir, böylelikle de idealite faktörünün artmasına ve engel yüksekliğinin azalmasına neden olabilir. Bu bulgu akımın termiyonik emisyon teorisiyle değil de diğer akım taşıma mekanizmalarıyla oluştuğunu ortaya koymaktadır.

2012, 136

Anahtar Kelimeler: GaSe, GaTe, elektrodepozisyon, XRD, AFM, Soğurma, Schottky Diyod, I-V ve C-V ölçümleri, ITO, p-Si

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

CHARACTERIZATION OF ELECTROCHEMICALLY GROWN GaSe AND GaTe THIN FILMS AND RADIATION EFFECTS ON In/GaSe/p-Si/Al AND Ti/GaTe/p-Si/Al SCHOTTKY DIODES

Kübra ÇINAR

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

Supervisor: Prof. Dr. Cevdet COŞKUN

GaSe and GaTe thin films were deposited by electrochemical technique on ITO and p-Si substrates. Structural, optical and electrical characterization of the grown films were carried out by using XRD, absorption, AFM, SEM, Hall, I-V (current-voltage) and C-V (capacitance-voltage) measurements. The band gaps of GaSe and GaTe thin films grown on ITO were calculated as 1,85 and 1,65 eV by using absorption spectroscopy, respectively. In/GaSe/p-Si/Al and Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diodes were performed on p-Si substrate. Schottky diodes were irradiated with high energy (6, 12 and 18 MeV) and low doses ($1,53 \times 10^{10}$, $1,40 \times 10^{10}$ ve $1,38 \times 10^{10}$ e^-cm^{-2}). The ideality factors of In/GaSe/p-Si/Al and Ti/GaTe/p-Si/Al were calculated as 1,21 and 1,25, and barrier heights were determined as 0,835 eV and 0,739 eV from I-V measurements before and after irradiation, respectively. Built-in potential and Fermi levels, acceptor concentration and barrier height of In/GaSe/p-Si/Al Schottky diode were calculated as 0,646 eV, 0,322 eV, $0,710 \times 10^{14} cm^{-3}$ and 0,968 eV from C-V measurements before irradiation, respectively. The same parameters of Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diode were calculated as 0,584 eV, 0,182 eV, $1,540 \times 10^{15} cm^{-3}$ and 0,766 eV, respectively. The ideality factors of both Schottky diodes increased whereas barrier heights decreased with irradiation. These changing in Schottky diodes parameters show that current transport doesn't obey thermionic emission and but different mechanisms such as tunneling, recombination-generation, defects consist of interface with irradiation.

2012, 136

Keywords: GaSe, GaTe, electrodeposition, XRD, AFM, Absorption, Schottky diode, I-V and C-V measurements, ITO, p-Si

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Çalışmalarım sırasında bana her türlü desteğini esirgemeyen hocam Sayın Prof. Dr. Cevdet COŞKUN'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Tezimin hazırlanmasında desteğini esirgemeyen Sayın Doç. Dr. şakir AYDOĞAN'a ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatice ASIL'a çok teşekkür ederim. Yine elektrokimyasal büyütme çalışmaları sırasında desteğini esirgemeyen Sayın Doç Dr. Murat ALANYALIOĞLU'na çok teşekkür ederim. AFM görüntülerinin alınmasında yardımlarını esirgemeyen arkadaşım Demet TATAR'a ve radyasyon sisteminin kullanılmasında desteğini esirgemeyen Yılmaz şAHİN'e ve Harun GÜNEY'e teşekkür ederim. Ayrıca tüm katkılarından dolayı başta Fizik bölümü başkanı Sayın Prof. Dr. Rıdvan DURAK olmak üzere bütün Fizik bölümü öğretim elemanlarına en içten teşekkürlerimi arz ederim.

Çalışmalarım sırasında her türlü desteğini esirgemeyen aileme de sonsuz teşekkür ederim.

Kübra ÇINAR

Eylül 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
1.1. GaSe	5
1.2. GaTe	8
2. KURAMSAL TEMELLER.....	11
2.1. Elektrokimya	11
2.2. Elektrokimyasal Hücreler.....	14
2.3. Elektrokimyasal Sistem.....	16
2.4. Yükseltgenme ve İndirgenme Reaksiyonları	20
2.5. Elektriksel Çift Tabaka.....	21
2.6. Elektrokimyasal Hücrelerin Potansiyeline Akımın etkisi	24
2.7. Kütle Aktarımını Kontrol Eden Reaksiyonlar.....	26
2.8. XRD (X-Ray Diffraction).....	28
2.9. X-ışını difraktometresi	30
2.10. Soğurma (Absorption).....	32
2.11. AFM (Atomic Force Microscopy).....	36
2.12. SEM (Scanning Electron Microscopy).....	39
2.13. Hall Olayı	40
2.13.1. Van der Pauw metodu	41
2.14. Metal Yarıiletken Kontaklar.....	46
2.15. Schottky Engel Yüksekliği.....	51
2.16. Akım-Voltaj Karakteristiği.....	52
2.17. Kapasite-Voltaj Karakteristiği.....	53
2.18. Cheung Metodu Yardımıyla Seri Direnç Hesabı	57
2.19. Norde Metodu Yardımıyla Seri Direnç Hesabı	59

2.20. Yarıiletken Malzemelerde Radyasyon Işınlamasının Etkileri.....	60
2.20.1. İyonizasyon zararı	60
2.20.2. Yerdeğiştirme zararı	62
2.20.3. Elektron radyasyonu.....	63
2.20.4. Lineer hızlandırıcılar	64
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	65
3.1. Ölçüm Sistemleri.....	65
3.2. Işınlamada Kullanılan Lineer Elektron Hızlandırıcı	68
3.3. Büyütme Parametreleri.....	70
3.4. Schottky Diyot Yapımı İçin Numune Hazırlanması	72
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	74
4.1. Dönüşümlü Voltamogram ile Ga, Se ve Te Türlerinin Büyütme Potansiyelinin Belirlenmesi.....	74
4.2. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin XRD ve XRF Grafiği	76
4.3. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin Soğurma Grafiği	78
4.4. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin AFM ve SEM Görüntüleri.....	80
4.5. ITO üzerine büyütülen GaTe filminin XRD ve XRF Grafiği	82
4.6. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin Soğurma Grafiği	84
4.7. ITO üzerine büyütülen GaTe filminin AFM ve SEM Görüntüleri	85
4.8. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe filminin XRD Grafiği.....	87
4.9. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe filminin AFM Görüntüsü	88
4.10. p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe filminin XRD Grafiği.....	90
4.11. p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe filminin AFM Görüntüsü	91
4.12. In/GaSe/p-Si/Al Schottky Diyot Ölçümleri	92
4.12.1. Işınlanmadan Önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği	92
4.12.2. 6 MeV’de Işınlamadan Sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	94
4.12.3. 12 MeV’de Işınlamadan Sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	97
4.12.4. 18 MeV’de Işınlamadan Sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	99
4.13. Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky Diyot Ölçümleri	101

4.13.1. Işınlanmadan Önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	101
4.13.2. 6 MeV'de Işınlamadan Sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	103
4.13.3. 12 MeV'de Işınlamadan Sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	105
4.13.4. 18 MeV'de Işınlamadan Sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V Grafiği.....	107
5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	110
5.1. In/GaSe/p-Si/Al Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçümler	110
5.2. Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçümleri.....	115
5.3. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Hesaplanan Seri Direnç Ölçümleri	119
5.4. Norde Seri Direnç Hesabı.....	124
5.5. C-V Ölçümleri Yardımıyla Hesaplanan Seri Direnç Ölçümleri	126
KAYNAKLAR	131
ÖZGEÇMİŞ	137

SİMGELER DİZİNİ

μ	Mobilite
σ	İletkenlik
V_H	Hall voltajı
$F(\lambda)$	Doğrultma faktörü
R	İdeal gaz sabiti
F	Faraday sabiti
E_0	Standart potansiyel
T	Kelvin cinsinden sıcaklık
V_f	İleri yöndeki hız sabiti
k_f	İleri yöndeki heterojen hız sabiti
E_g	Yasak enerji aralığı
V_b	Geri yöndeki reaksiyon hızı
V_f	İleri yöndeki reaksiyon hızı
k^0	Standart heterojen hız sabiti
α	Transfer katsayısı
i_c	Katodik akım
i_a	Anodik akım
η	Aşırı voltaj
σ^d	Difüzyon tabakasındaki artık yük
σ^s	Toplam artık yük yoğunluğu
W	Deplasyon bölgesinin genişliği
E_c	İletkenlik bandı
E_v	Valans bandı
E_F	Fermi enerji seviyesi
X	Elektron yakınlığı
Φ_M	Metalin iş fonksiyonu

Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_B	Engel yüksekliği
E_g	Yasak enerji aralığı
N	Katkı yoğunluğu
N_D	Donor yoğunluğu
N_C	İletkenlik bandındaki etkin hal yoğunluğu
m^*	Etkin kütle
m_{unn}^*	Tünelleme etkin kütlesi
E_{00}	Tünelleme enerjisi
V_{bi}	Built-in potansiyeli
k	Boltzmann sabiti
T	Sıcaklık
C	Kapasite
A^*	Richardson sabiti
A	Diyod alanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. GaSe yarıiletkeninin kristal yapısı	5
Şekil 1.2. a) EIC labratuarında ve b) Fisk Üniversitesinde büyütülen GaTe kristal örnekleri	9
Şekil 1.3. m-GaTe ve h-GaTe tabakaları arasındaki yapısal ilişki (mesafeler A cinsinden verilmektedir)	10
Şekil 2.1. Voltametik ölçümler için bir hücrenin şematik diyagramı: ç.e., çalışma elektrot, r.e., referans elektrot, k.e, karşıt elektrot.....	14
Şekil 2.2. Tam bir hücre standı	16
Şekil 2.3. Üç elektrotlu bir potantyoostatın şematik diyagramı.....	17
Şekil 2.4. Bir çözeltide A türünün indirgenmesi. A türünün moleküler orbitalleri (MO) oluşan en yüksek ve en düşük moleküler orbitallerini göstermektedir	20
Şekil 2.5. Bir çözeltide A türünün yükseltgenmesi. A türünün moleküler orbitalleri (MO) oluşan en yüksek ve en düşük moleküler orbitallerini göstermektedir	21
Şekil 2.6. Anyonların özel olarak soğrulduğu şartlar altında çift tabaka bölgesinin önerilen modeli	22
Şekil 2.7. Belirli iyonların yokluğunda çift-tabaka bölgesine doğru potansiyel profili ϕ değişkeni iç potansiyel olarak adlandırılmaktadır.....	23
Şekil 2.8. Çözelti içerisindeki türlerin hareketi.....	25
Şekil 2.9. Kütle aktarımının üç şekli.....	26
Şekil 2.10. Elektrot yüzeyine türlerin tutunması.....	27
Şekil 2.11. Konveksiyon yoluyla türlerin aktarımı	27
Şekil 2.12. Atomik düzlemler tarafından x-ışınlarını kırınımı.....	28
Şekil 2.13. Bir X-ışını difraktometresinin şematik diyagramı. T: X-ışını kaynağı, S: numune, C: dedektör ve O: Numunenin ve dedektörün döndüğü eksen	30
Şekil 2.14. a)Valans bandında arkasında arkasında bir hole bırakarak uyarılan bir elektronun band aralığına doğru uyarılan metal olmayan malzemeler için foton soğurma mekanizması. Soğrulan fotonun enerjisi band aralığı E_g 'den	

daha büyük ve ΔE 'dir. b) Band aralığına doğru direk uyarılan bir elektron geçişiyle oluşan bir fotonun ışığının yayılması	32
Şekil 2.15.a) Band aralığı içerisinde bir kirlilik seviyesine sahip olan bir malzemeden valans bandından iletkenlik bandına bir elektronun uyarılmasıyla foton soğrulması.....	34
Şekil 2.15.b) İletkenlik bandından kirlilik seviyesine ve kirlilik seviyesinden valans bandına düşerken her iki durum için foton yayılması c) uyarılan bir elektronun kirlilik seviyesine ve daha sonra valans bandına geri döndüğünde hem bir fonon hemde bir foton oluşumu	35
Şekil 2.16. Kuvvete duyarlı cantilever gösteren atomik kuvvet mikroskobunun şeması	37
Şekil 2.17. AFM tekniğinde yüzeyi taramak için kullanılan denge çubuğu ve denge çubuğuna bağlı SiO ₂ ince uç.....	37
Şekil 2.18. Numne yüzey atomlarıyla tip atomlarının etkileşimi.....	38
Şekil 2.19. SEM'in şematik görüntüsü	39
Şekil 2.20. Hall ölçümünün şematik gösterimi	40
Şekil 2.21. Çizgi kontaklı düz bir lamel üzerinde Van der Pauw metoduyla direnç ölçümü için kullanılan ideal geometri	42
Şekil 2.22. Van der Pauw metoduyla direnç ölçümü için daire şeklindeki disk numuneler üzerinde kullanılan pratik kontak örnekleri.....	44
Şekil 2.23. Van der Pauw ölçümleri için yaygın olarak kullanılan yonca yaprağı şekli.....	44
Şekil 2.24. Van der Pauw ölçümleri için kullanılan değişik numune şekilleri	45
Şekil 2.25. Basit Schottky modele göre metal yarıiletken kontaklar	46
Şekil. 2.26. n- ve p-tipi altlıklar üzerine deplasyon tipi kontakları.....	47
Şekil 2.27. Artan katkı konsantrasyonuna sahip n-tipi altlıklar için deplasyon tipi kontaklar. Elektron akışı şematik olarak oklarla elektronlar tarafından gösterilmektedir	49
Şekil 2.28. $m_{un}^*/m = 0.3$ olan Si için katkı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak E_{00} ve kT değişimi.....	50
Şekil 2. 29. Schottky engel enerji band diyagramı	51

Şekil 2.30. Bir Schottky diyod için akım-voltaj eğrisinin iki şekli.....	52
Şekil 2.31. Farklı beslem durumlarında metal n-tipi ve metal p-tipi yarıiletkenlerin enerji band diyagramı (a) Termal denge, b) Doğru beslem (c) Ters beslem	55
Şekil 2.32. Hedef materyal ile yüksek enerjili foton etkileşimi.....	61
Şekil 2.33. a) iyonizasyon, b) Compton Saçılması	61
Şekil 3.1. Tavlama işleminin yapıldığı fırın.....	65
Şekil 3.2. a) XRD'nin temel parçaları ve b) He kriostatlı XRD sistemi.....	66
Şekil 3.3. Hall sistemi	66
Şekil 3.4. AFM sistemi	67
Şekil 3.5. SEM cihazı görüntüsü.....	67
Şekil 3.6. Buharlaştırma ünitesi	68
Şekil 3.7. Işınlamada kullanılan lineer elektron hızlandırıcı.....	69
Şekil 4.1. ITO altlık üzerine Ga türlerinin dönüşümlü voltamogramı	74
Şekil 4.2. ITO altlık üzerine Se türlerinin dönüşümlü voltamogramı.....	75
Şekil 4.3. ITO altlık üzerine Te türlerinin dönüşümlü voltamogramı	76
Şekil 4.4. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin XRD grafiği.....	76
Şekil 4.5. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin XRF grafiği	78
Şekil 4.6. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin soğurma grafiği	79
Şekil 4.7. ITO altlık üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen GaSe ince filminin (a) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri.....	80
Şekil 4.8. ITO üzerine büyütülen GaSe ince filminin SEM grafiği	81
Şekil 4.9. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe filminin XRD grafiği.....	82
Şekil 4.10. ITO üzerine büyütülen GaTe filminin XRF grafiği.....	83
Şekil 4.11. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin soğurma grafiği	84
Şekil 4.12. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin (a) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri.....	86
Şekil 4.13. ITO üzerine büyütülen GaTe ince filminin SEM grafiği.....	87
Şekil 4.14. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin XRD grafiği.....	88

Şekil 4.15. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin (a) $4\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $4\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri.....	89
Şekil 4.16. p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin XRD grafiği.....	90
Şekil 4.17. p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin (a) $3,5\mu\text{m} \times 3,5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $3,5\mu\text{m} \times 3,5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri	91
Şekil 4.18. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği	92
Şekil 4.19. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği.....	93
Şekil 4.20. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği	94
Şekil 4.21. 6 MeV'de ışılandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği.....	95
Şekil 4.22. 6 MeV'de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği.....	96
Şekil 4.23. 6 MeV'de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği	96
Şekil 4.24. 12 MeV'de ışılandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği	97
Şekil 4.25. 12 MeV'de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği.....	98
Şekil 4.26. 12 MeV'de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği	98
Şekil 4.27. 18 MeV'de ışılandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği	99
Şekil 4.28. 18 MeV'de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği.....	100
Şekil 4.29. 18MeV'de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği	100
Şekil 4.30. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği.....	101
Şekil 4.31. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği.....	102
Şekil 4.32. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği	102

Şekil 4.33. 6 MeV’de ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği	103
Şekil 4.34. 6 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de C-V grafiği.....	104
Şekil 4.35. 6 MeV ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C ⁻² -V grafiği	105
Şekil 4.36. 12 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği ..	105
Şekil 4.37. 12 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C-V grafiği.....	106
Şekil 4.38. 12 MeV’de ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodun 500 kHz’deki C ⁻² -V grafiği	107
Şekil 4.39. 18 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği ..	107
Şekil 4.40. 18 MeV’de ışınlamadan sonra 500 kHz’de Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun C-V grafiği.....	108
Şekil 4.41. 18 MeV’de ışınlanan Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de C ⁻² -V grafiği	109
Şekil 5.1. Işınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışılandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği	111
Şekil 5.2. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlama öncesi, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV ışınlama sonrası 500 kHz’deki C-V grafiği.....	113
Şekil 5.3. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlama öncesi, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV ışınlama sonrası 500 kHz’deki C ⁻² -V grafiği.....	113
Şekil 5.4. Işınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışılandıktan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği.....	115
Şekil 5.5. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlamadan sonraki C-V grafiği	117
Şekil 5.6. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonraki C ⁻² -V grafiği.....	117
Şekil 5.7. Işınlamadan önce ve sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun dV/dln(I)-I’ya karşı değişimi.....	119
Şekil 5.8. Işınlanma öncesi ve sonrası In/GaSe/p-Si/Al diyodunun H(I)-I grafiği	120

Şekil 5.9. Işınlamadan önce ve sonra Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun $dV/d\ln(I)-I$ 'ya karşı değişimi.....	121
Şekil 5.10. Işınlamadan önce ve sonra Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun $H(I)-I$ değişiminin grafiği	122
Şekil 5.11. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun $F(V)$ 'ye karşı Voltaj grafiği	124
Şekil 5.12. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun $F(V)$ 'ye karşı Voltaj grafiği.....	125
Şekil 5.13. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği.....	126
Şekil 5.14. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki seri direncin voltaja karşı grafiği.....	127
Şekil 5.15. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği.....	127
Şekil 5.16. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği.....	128
Şekil 5.17. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun olay sayısına karşılık ışınlama öncesi ve sonrası idealite faktörü ve engel yüksekliği değişimi.....	129
Şekil 5.18. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun olay sayısına karşılık ışınlama öncesi ve sonrası idealite faktörü ve engel yüksekliği değişimi.....	129

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin büyütme parametreleri..	70
Çizelge 3.2. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin büyütme parametreleri .	71
Çizelge 3.3. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin büyütme Parametreleri	71
Çizelge 3.4. p-Si üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin büyütme Parametreleri	71
Çizelge 4.1. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri	77
Çizelge 4.2. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri	82
Çizelge 4.3. p-Si üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeni için hesaplanan kristal büyüklükleri	87
Çizelge 4.4. p-Si üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeni için hesaplanan kristal büyüklükleri	90
Çizelge 5.1. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlama sonrası hesaplanan diyod parametreleri	114
Çizelge 5.2. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonraki diyod parametreleri.....	118
Çizelge 5.3. $dV/d\ln(I)$ ’ya karşı akım değişimlerinden elde edilen In//GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri	119
Çizelge 5.4. $H(I)$ ’ya karşı akım değişimlerinden elde edilen In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri	120
Çizelge 5.5. $dV/d\ln(I)$ ’ya karşı akım değişimlerinden elde edilen Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri	122
Çizelge 5.6. $H(I)$ ’ya karşı akım değişimlerinden elde edilen Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun engel yüksekliği ve seri direnç değerleri	123
Çizelge 5.7. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun $F(V)$ ’ye karşı Voltaj değişiminden elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerleri.....	124
Çizelge 5.8. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun $F(V)$ ’ye karşı Voltaj değişiminden elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerleri.....	125

1. GİRİŞ

20. yy başlarında kuantum fiziğinin başlamasıyla klasik fizikteki eksiklikler yavaş yavaş ortadan kalkmaya başlamıştır. Her alanda olduğu gibi bu yenilikler katıhal fiziğinde de büyük ilerlemelere yol açmıştır. Katı maddeler elektriksel iletkenlikleri bakımından yalıtkan, yarıiletken ve iletkenliklerine göre sınıflandırılarak yarıiletken teknolojisinin temelleri atılmıştır. Yarıiletkenlerin elektronik devrelerde kullanılması o zamandan günümüze gelen en büyük teknolojik gelişmelerden biridir.

1940'lı yıllarda J. Bardeen, W. Brattain ve W. Shockley tarafından keşfedilen bipolar transistörlerin icadından beri yarıiletken aygıt alanı hızlı bir şekilde ilerleme gösterdi. Bu gelişmeyle beraber yarıiletken-aygıt yapısı da gelişti ve değişti. Yarıiletken aygıtların fiziği doğal olarak yarıiletkenlerin fiziğine de bağlıdır. Ge, Si ve GaAs yarıiletken aygıt yapımında en çok kullanılan yarıiletkenlerden birkaçıdır. Ge ve Si doğada fazla bulunması ve ticari olarak kolay elde edilmesi nedeniyle günümüze kadar aygıt yapımında fazlaca kullanılmıştır. GaAs yarıiletkeni de Si ve Ge'den farklı özelliklere sahip olması nedeniyle (direkt band aralığına sahip olduğu için fotonik uygulamalarda, mikro dalgaların oluşumu için yüksek mobiliteye sahip olması ve vadiler arası taşıyıcı geçişi gibi) aygıt yapımında günümüzde çok kullanılan bir yarıiletkendir.

Bu gelişmeler günümüzde de hızla artmaya devam etmiştir. Artık sadece diyot, transistör vb. gibi devre elemanlarının yapımıyla kalmayıp mikro boyutlarda (10^{-6} m) entegre devreler üzerine nano (10^{-9} m) boyutlarda sayısız aygıt yerleştirilerek gelişen teknolojiye ayak uydurulmuştur. Bu nedenle yarıiletkenlerle oluşturulan elektronik ve fotonik aygıtlar katıhal fiziğinin ilerleyen teknolojiye ayak uydurmasını sağlamıştır.

Metal-yarıiletken doğrultucu sistemlerin ilk sistematik incelenmesi uygulanan voltajın polarite üzerindeki toplam direnci ve detaylı sınır şartları üzerine bağlılığını araştıran Braun tarafından 1874 yılında ortaya çıkmıştır. 1904 yılının başlarında çeşitli formda

nokta-kontak doğrultucular bulundu. 1931 yılında Wilson katıların band teorisine dayalı yarıiletkenlerin taşıma teorisini oluşturdu. Daha sonra bu teori metal-yarıiletken kontaklara uygulandı. 1938’de Schottky kimyasal bir tabaka olmaksızın sadece yarıiletkende kararlı uzay yüklerinin oluştuğunu potansiyel engelin ortaya çıktığını önerdi. Bu uygulamadan oluşan model Schottky engeli olarak bilinmektedir. 1938 yılında Mott engeli olarak bilinen metal-yarıiletken kontaklar için uygun bir teorik model Mott tarafından tasarlandı. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklar ve teorisi Henisch tarafından özetlenmiştir.

Metal yarıiletken kontaklar direkt akımda ve mikrodalga uygulamalarda ve diğer temel fizik parametrelerin analizi gibi uygulamalarından dolayı çok fazla çalışılmaktadır. Taşıma işlemi ve aygıt teknolojisi Rhoderick ve Rideout tarafından araştırılmıştır. Özellikle metal-yarıiletken kontaklar bir alan etkili transistörlerin (MESFETler) kapı elektrotları, MOSFET’lerde drain ve kaynak, yüksek güçlü IMPATT (Impact Ionization Alanche Transit-Time) osilatörlerde elektrotlar olarak, elektron transferi yapılan bir aygıtta üçüncü uç olarak, fotodedektörlerde ve güneş pillerinde kullanılmaktadır.

Metal-yarıiletken tabanlı aygıtlar metal-yarıiletken arayüzeyin elektriksel özellikleri ve arayüzeyi etkileyen herhangi bir mekanizmanın bu aygıtların performansını da etkilediği bilindiği için çok önemlidir. Si üzerine metal-yarıiletken diyod ya da Schottky diyodun (Tuğluoğlu *et al.* 2007) elektriksel özellikleri üzerine çalışmalar mikrodalga FET’ler, RF dedektörler ve güneş pillerinde (Ashery *et al.* 2010) yaygın uygulamaları nedeniyle oldukça büyük ilgi çekmektedir. Bu Schottky diyodlar yüksek hızlı çalışan devrelerde, entegre devrelerde ve opto-elektronik aygıtlar için önemli bir rol de oynamaktadır (Krishnan *et al.* 2008). Si uzayda güneş pilleri için kullanılan ilk malzemedir ve onun geçmişte kullanılan aygıtlar üzerindeki performansı nedeniyle en çok tercih edilen malzemedir. Son birkaç yıldır metal-yarıiletken yapıların radyasyona cevabı yüksek dozda maruz bırakıldıklarında önceki özelliklerinin önemli ölçüde değiştii anlaşıldı. 1 kGy’den (1 Gray=100 Rad) daha büyük radyasyon dozları metal yarıiletken yapılarda güçlü elektriksel değişimlere neden olmaktadır. Radyasyon

genellikle aygıt ve malzemelerin bozulmasında enerjili ya da hızlı kütleli parçacıkların (elektron, proton, nötron ya da iyonlar) oluşturduğu etkidir (Karataş *et al.* 2006).

Si düşük maliyeti ve fabrikasyon teknolojisinde kullanılabilirliği açısından yaygın bir şekilde tercih edilmektedir. İndirekt band aralığına sahiptir ve Si tabanlı entegre opto-elektronik devrelerde foto aygıtların oluşumu için tercih edilen bir malzemedir. Si güvenilir performans tarihçesiyle çok popüler bir malzemedir. p-tipi Si üzerine oluşturulan Schottky diyodun üzerine biriktirilen metalden bağımsız engel yüksekliği genellikle 0,4-0,7 eV aralığında değişmektedir. Ek olarak akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden sapmalar idealite faktörü, seri direnç ve Schottky engel yüksekliği gibi aygıt parametreleri vasıtasıyla başarılı bir şekilde açıklanmaktadır. Metal-yarıiletken arayüzeyinin en ilginç özelliklerinden biri metal-yarıiletken arayüzey boyunca çoğunluk taşıyıcılar için enerji seviyelerinin uyumsuzluğunun bir ölçüsü olan Schottky engel yüksekliğidir. Schottky engel yüksekliği metal-yarıiletken arayüzey boyunca elektron taşınımını kontrol eder ve herhangi bir aygıtın başarılı bir şekilde çalışması için çok önemlidir. Metal-yarıiletken arayüzey durumları 30 yıldan daha fazla süredir çalışılmaktadır (Fiat *et al.* 2012).

Son yıllarda GaN, ZnO, SiC, Si, InP, GaAs, CdS, ZnS, GaS, ZnSe, GaSe, GaP, AlGaN gibi pek çok yarıiletken diyot, LED, Lazer, güneş pilleri, p-n eklemleri gibi çoğu katıhal devre elemanlarının yapımında sahip oldukları özellikleri nedeniyle büyük önem kazanmıştır. Yarıiletken aygıtların yüksek frekansta, yüksek güçte, yüksek sıcaklıkta ve yüksek radyasyonda dayanıklılığını artırmak hatta kötü çevre şartlarında bile daha verimli çalıştırmak için bu yarıiletkenlerin kusursuz büyütülmeye çalışılması da çok çok önemlidir. Bu nedenle aygıt teknolojisinin oluşumunda kullanılan malzemeleri kusursuz elde etmeye çalışmak da büyük çaba gerektirmektedir.

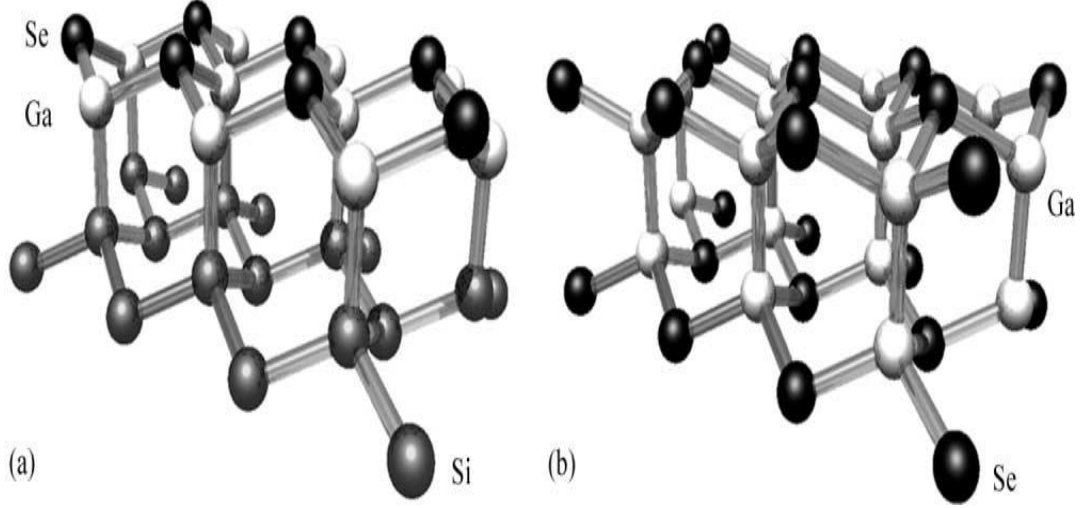
Gelişen teknolojiyle birlikte aygıt yapımında kullanılan malzemelerin büyütme teknikleri de ilerlemiştir. Günümüzde bu yarıiletken malzemeleri elde etmek için pek çok büyütme tekniği vardır. Optoelektronik aygıt yapımında Moleküler Beam Epitaksi (MBE), Radyo Frekansı Magnetron Saçılma (R. F. Magnetron Sputtering), Kimyasal

Buhar Biriktirme (Chemical Vapour Deposition), Sprey Prolisis (Spray Pyrolysis), Kimyasal Banyoda Biriktirme (Chemical Bath Deposition), Puls Laser Deposition, Sol jel, Elektrokimyasal Büyütme (Electrodeposition) gibi pek çok teknik kullanılmaktadır. Bu çalışma elektrokimyasal büyütme tekniği ile gerçekleştirilecektir. Elektrokimyasal büyütme tekniğinin diğer tekniklere göre,

- Düşük maliyeti
 - Büyütme süresinin kontrol edilebilirliği
 - Büyütülen yüzey alanının istenildiği şekilde ayarlanabilirliği
 - Büyütme zamanının kolayca değiştirilebilmesi
 - Büyütme sıcaklığının kontrolü
 - Hücre içine dışarıdan katkı maddelerinin eklenebilirliği
- Çevreye daha az zararı oluşu ve çevre dostu olması (Izaki *et al.* 1997, 2000) gibi pek çok üstün özellikleri vardır. Ancak elektrokimyasal büyütme tekniği sadece iletken altlıkların çalışma elektrotu olarak kullanılmasına izin verir. Bu da elektrokimyasal büyütme tekniği için bir dezavantaj sağlamaktadır.

Bu çalışmada elektrokimyasal büyütme yöntemiyle ITO ve p-Si altlıklar üzerine GaSe, GaTe yarıiletkenleri büyütülmüştür. Büyütülen filmlerin optik (UV-VIS), yapısal (XRD, AFM, SEM) ve elektriksel karakterizasyonları (Hall, I-V ve C-V) farklı ölçüm teknikleriyle incelenmiştir. Daha sonra p-Si altlık üzerine büyütülen filmlerin üzerine Schottky diyod yapılıp radyasyona karşı dayanıklılığı incelenmiştir. Radyasyon ölçümleri sonrasında tekrar I-V ve C-V ölçümleri yapılarak yüksek enerjili düşük dozlu elektron bombardımanının diyotlar üzerindeki etkisi analiz edilmiştir.

1.1. GaSe



Şekil 1.1. GaSe yarıiletkeninin kristal yapısı (Ueno *et al.* 2002)

Şekil 1.1.b’de iki tabakalı GaSe kristalinin yüzeyini ve a’da ise hemen hemen ideal bir Si yarıiletkeni üzerine yerleştirilmiş olan bulk GaSe kristalinin yapısını göstermektedir. Si (Si-Si arası 0,384 nm) ve GaSe (0,376 nm) arasındaki örgü uyumsuzluğu yüzde 2’dir. Bu nedenle iki tabakalı GaSe kullanarak Si (111) yüzey pasivasyonu yüksek vakum ortamında uygun şekilde kolayca gerçekleştirilmiştir (Ueno *et al.* 2002). Yine Jeagermann *et al.* (2000) ve Rudolph *et al.* (2000) da Si üzerine büyütülen GaSe filmlerinin örgü uyumunu incelemiştir.

Tabakalı III-VI yarıiletkenler arasında GaSe’nin (Amokrane *et al.* 1998; Abdullah *et al.* 2010) son birkaç yılda yaygın bir şekilde incelenen lineer olmayan optik özelliklere yardımcı olduğu bilinmektedir (Roca *et al.* 1999). Tabaka içindeki atomlar birbirine güçlü kovalent bağlarla bağlı iken, tabakalar zayıf Van der Waals bağlarıyla bağlı olduğundan GaSe yüksek anizotropik elektrik, optik ve mekanik özelliklere sahiptir. Bu grubun yapısındaki anizotropi bu yarıiletkenlerin geçirgen olduğu orta kızılötesi spektral bölgede ikinci harmonik üretim, parametrik osilasyon ve frekans karışımı için uygun kılar. GaSe, Se-Ga-Ga-Se tabakalarından oluşan hegzagonal yapıya sahiptir

(Jedrecy *et al.* 1998). GaSe, bir Ga atomu tetragonal olarak üç Se ve bir Ga'nın koordinasyonu ile oluşmaktadır (Royo *et al.* 1998; Abay *et al.* 1999; Peng *et al.* 2007).

Doğal olarak p-tipi büyüyen GaSe nisbeten 2 eV'lik indirekt bandlı bir yasak enerji aralığına sahiptir. Bu yüzden görünür bölgede çalışan fotoelektrik aygıtlar için potansiyel uygulama alanlarına sahiptir. GaSe/GaSe_{1-x}S_x çoklu kuantum yapı gibi aygıt uygulamaları görünür ışık yayan diyodları oluşturmak için kullanılmaktadır. GaSe kristali nükleer parçacık dedektörleri için malzeme olarak da kullanılmaktadır (Huang *et al.* 2006).

I ve II grup elementleri (Cu, Ag, Zn, Mn ve Cd) GaSe'i p-tipi yapmak için katkı malzemesi olarak kullanılmaktadır (Shigetomi *et al.* 1998). Hol konsantrasyonları eklenen kirlilik konsantrasyonlarıyla güçlü bir artış göstermektedir. Dahası bu katkı malzemeleri fotolüminesansı oldukça etkilemektedir (Micocci *et al.* 1997; Shigetomi *et al.* 1998; Hsu *et al.* 2004).

GaSe kristalinin mekanik ve optik özellikleri üzerine katkılamının etkisi yaygın olarak çalışılmasına rağmen katkılı GaSe kristalinin lineer olmayan optik özellikleri üzerine birkaç çalışma vardır. In, Al, Te ya da S katkılı GaSe kristalinin optik özelliklerinde gelişim gözlenmiştir (Yüksek *et al.* 2010). Kim *et al.* (2004) Bridgman tekniği ile büyüttükleri Tm (Tulyum) katkılı GaSe tek kristallerinin optik özelliklerini incelemişlerdir. 10 K ile yaklaşık 300 K arasında soğurma spektrumunu incelemişlerdir. Yaklaşık 292 K'de yasak enerji aralığını 2,01 eV olarak açıklamışlardır. Yine Allakhverdiev *et al.* (2006) Bridgman tekniği ile saf ve katkılı GaSe büyütmişlerdir. Büyütülen kristallerin yapısını ve oluşan kirlilikleri X-ışını floresans metoduyla belirlemişlerdir. Sakr *et al.* (2007) termal buharlaştırma tekniği ile cam ve karbon taban üzerine büyüttükleri GaSe ince filminin optik ve elektriksel özelliklerini incelemişlerdir ve yasak enerji aralığının literatürle uyumlu olduğunu açıklamışlardır.

Moraes *et al.* (2004) GaAs altlık üzerine moleküler beam epitaksi (MBE) yöntemiyle Fe katkılayarak GaSe büyütmüşleridir. Fe atomlarının aynı GaSe gibi Van der Waals bağlarıyla yapıya tutunduğunu ifade ederek yapı içerisinde uyum gösterdiğini ifade etmişler ve GaSe ince filmine magnetik özellik kazandırdığını açıklamışlardır. Yine Zerrouki *et al.* (2000) aynı metodla Fe katkılayarak GaSe büyütüp yapıyı incelemişlerdir. Kovalyuk *et al.* (2008) oksitlenen GaSe kristallerin atomik kuvvet mikroskopuyla yüzey görüntüsünü incelemişlerdir. GaSe filminin 400°C ile 450°C arasında oksitlendiğini deneysel olarak açıklamışlardır. Bu sıcaklık aralığında filmin Ga₂O₃ şeklinde oksitlenme ihtimalinin arttığını ifade etmişlerdir.

Thamilselvan *et al.* (2003) hem amorf hem de polikristal GaSe ince filmler üzerine vakumla oluşturulan Al-GaSe-Al sandviç yapıyı kullanarak DC elektrik iletkenliği üzerine çalışmalar yapmışlardır. Campos *et al.* (2007) mekanik olarak alaşım yapılan amorf GaSe tozlarının 4 yıllık süre sonunda yaşlanmaya bağlı olarak büyük fazı Se olan çoklu kristal alaşım GaSe yapısına dönüştürmüşlerdir. Bu alaşımın yapısal, termal ve optik özelliklerini yaşlanmaya bağlı olarak incelemişlerdir.

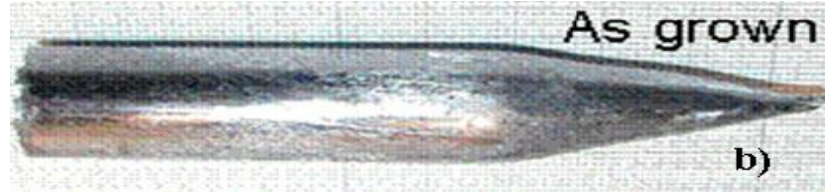
Borisenko *et al.* (2011) Ar gazında yüksek basınç altında büyüttükleri tabakalı GaSe yarıiletkeninin AFM görüntüleri yardımıyla mikro zararlarını ve yapısal kusurlarını incelemişlerdir. Jian *et al.* (2012) PLD tekniği ile Si (111) altlık üzerine büyüttükleri GaSe ince filmlerin nano mekaniksel özelliklerini incelemişlerdir. Kador *et al.* (1997) GaSe kristallerinin ikinci harmonik oluşumunu Maker parmak (fringe) tekniğini kullanarak 1579 nm dalgaboyunda incelemişlerdir. Sinyallerin paralel tabakalı kristallerde temel daygaboylu Fabry-Perot rezonansları nedeniyle iyi bir yapı gösterdiğini duyurmuşlardır.

1.2. GaTe

GaTe ve GaSe gibi III-VI tabakalı yarıiletkenler Van der Waals epitaksinde mümkün uygulamaları nedeniyle büyük dikkat çekmektedir. GaTe ve GaSe yarıiletkenleri, II-VI ve III-V bileşiklerinin epitaksiyel büyütülmesi sırasında aratabaka olarak da kullanılmaktadır. Örneğin bu yarıiletken GaAs üzerine CdTe büyütülmesi sırasında aratabaka olarak da kullanılabilir. Oda sıcaklığında direkt band aralığına sahip GaTe bileşik yarıiletkeninin yasak enerji aralığı 1,67 eV ve 4 K'de 1,79 eV'dir (Coşkun *et al.* 2003). Bir galyum-tellür sisteminde GaTe, Ga₂Te₃ ve Ga₃Te₄ gibi çeşitli birleşimler vardır. Ga₂Te₃ örgüsünde Ga boşluklarının varlığı aygıt yapımında bu malzemenin kullanılmasına daha fazla avantaj sağlamaktadır. Optik soğurmaya göre Ga₂Te₃ kristalin band aralığı 1,08 eV'dir (Aydoğan *et al.* 2010).

GaTe, Ga-Ga bağlarının diğer Ga-Ga bağlarıyla doğru açılarda bir araya gelerek Te-Ga-Ga-Te atomik düzlemlerinin ard arda gelmesiyle oluşmaktadır. Tabakalar içinde kovalent bağlara ve tabakalar arasında oldukça düz yüzeyler oluşturan Van der Waals tipi bağlanma nedeniyle kolay bir ayrık düzleme sahiptir (Güder *et al.* 2001). Bu kolay ayrılma aygıt oluşturmak için herhangi mekaniksel ve kimyasal işlem gerektirmeyen oldukça düz yüzeylerle sonuçlanmaktadır (Efeoğlu *et al.* 2004). GaTe yüzey durumlarındaki düşük yoğunluk nedeniyle optik ölçümlerde güçlü bir eksiton spektrumuna sahiptir. Bu nedenle GaTe optoelektronik uygulamaları için büyük dikkat çekmektedir. GaTe'de yüzeyindeki kopmuş bağların olmayışı nedeniyle yüzey oksidasyonu beklenmez. Bir başka deyişle GaTe gibi kopmuş bağları olmayan bir yüzey ideal Schottky yapı oluşturmak için bir aday olabileceği beklenilmektedir (Gülnahar *et al.* 2009).

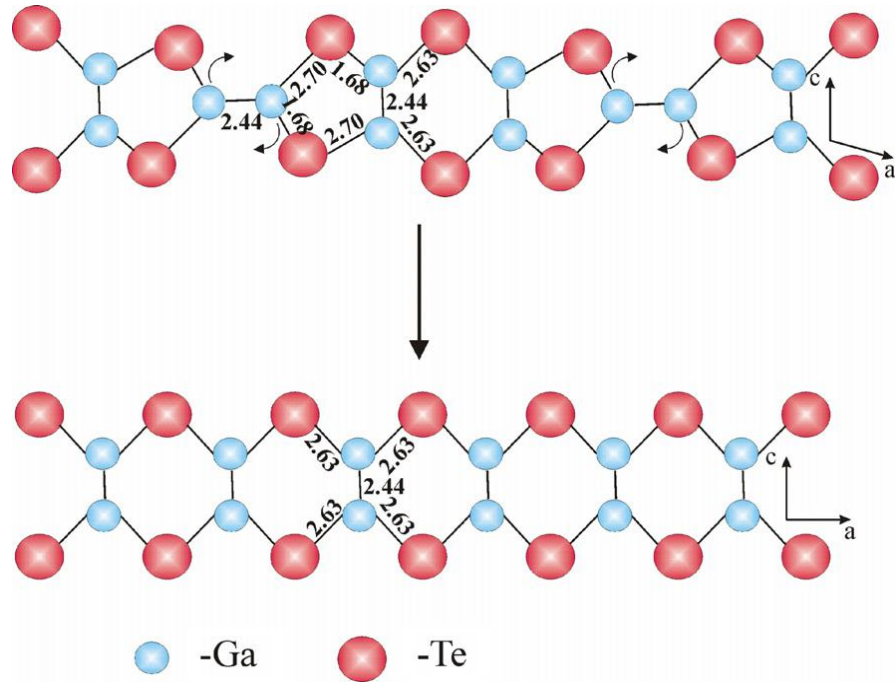
GaTe'nin uzay grubu C₂/m'dir ve kristal simetrisi III-V ve II-VI bileşiklerden çok daha düşüktür. Düşük sıcaklıkta fotoluminesans ve geçiş ölçümleri, farklı eksitonik durumların (seviyelerin) varlığını göstermektedir. Tabakalı kristallerin potansiyel uygulaması için yeni bir uygulama farklı örgü sabitleriyle iki malzeme arasında örgü uyumsuzluğuyla oluşan gerilmeyi birleştirir (Efeoğlu *et al.* 2004).



Şekil 1.2. a) EIC laboratuvarında ve b) Fisk Üniversitesinde büyütülen GaTe kristal örnekleri (Conway *et al.* 2007)

Şekil 1.2. yüksek saflıkta (7N) Ga ve Fisk üniversitesinde EIC’de polikristal homojen bulk oluşturmak için başlangıç malzemesi olarak saflaştırılan Te kullanılarak stokiyometrik büyütülen GaTe kristallerini göstermektedir (Conway *et al.* 2007).

Rahman *et al.* (2000) GaTe tek kristalini Bridgman tekniğine faydalı olan doğrudan difüzyon metoduyla büyüttüler. Kristalleşme sıcaklığı faz diyagramına göre 1109 K’dir ve kristallerin iyi kalitede ve parlak tek bir tabaka halinde olduğunu açıkladılar. Bu modellerle soğurma ölçümlerinden yasak enerji aralığını 1,57 eV olarak belirlemişlerdir. Yüksek *et al.* (2012) oda sıcaklığında 1,7 eV band aralığına sahip bulk GaTe yarıiletkenini Vertical Bridgman tekniği ile büyüterek yapısal ve optik özelliklerinin araştırdılar. Bulk GaTe kristalinin 1064 nm dalgaboyu altında 4 ns ve 65 ps puls süreleri altında iki foton soğurmasını incelediler. Yine Gillan *et al.* (1997) düşük basınçlı MOCVD tekniği ile 285-310°C’de Si altlık üzerine GaTe büyütmişlerdir. Büyütülen filmlerin yapısını araştırmak için XRD ölçümleri ve yüzey morfolojisini incelemek için SEM görüntülerini incelemişlerdir.



Şekil 1.3. m-GaTe ve h-GaTe tabakaları arasındaki yapısal ilişki (mesafeler Å cinsinden verilmektedir) (Balitskii *et al.* 2008)

Balitskii *et al.* (2008) katkılama yapmadan Bridgman metoduyla büyütülen GaTe'nin yüzey özelliklerini incelemişlerdir. Karakterizasyon için SEM, STM, düşük enerjili elektron kırınımı, XPS ve XRD kullanıldığını açıklamışlardır. Şekil 1.3'te de görüldüğü gibi vakum claeve'den sonra yüzeyin kısmen monoklinik yapıdan hegzagonale dönüştüğünü ifade etmişlerdir.

Porres *et al.* (1999) Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülen GaTe tek kristallerinin yüksek basınç altında optik soğurması üzerine çalışmalar yapmışlardır. Tabakalı GaTe yarıiletkeninin oda sıcaklığında soğurma katsayısının basınca bağlı olduğunu belirttiler. İncelenen basınç aralığında soğurma kenarının direkt band aralığı ve indirekt band aralığı ile ilişkisi incelediler.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Elektrokimya

Elektrokimyasal büyütme çoğunlukla araba pompaları, dekoratif kaplama ve metal kontak yapmak için ihtiyaç duyulan yüksek kaliteli metaller ve ince filmler büyütme için kullanılan bir tekniktir. Aynı zamanda elektrokimyasal büyütme tekniği ile uzay mekiğinin motor parçaları kadar karmaşık elektroform nesnelere yapmak için kullanılmaktadır. Elektrokimyasal büyütme önemli bir uygulama olan alüminyumun anodizasyonu oksitleri oluşturmak için de tercih edilmektedir. Son zamanlarda yine Si waferlar üzerine çok büyük entegre devreler yapmak için yüksek kaliteli bakır bağlantı telleri de elektrokimyasal büyütme tekniği kullanılarak büyütülmektedir. Bu nedenle elektrokimyasal büyütme tekniği artık gelişmiş yarıiletken üretim teknolojisiyle de kıyaslanmaktadır. Büyük yarıiletken şirketleri: IBM, Intel, AMD, Motorola kendi fabrikasyon hatları üzerine wafer-elektrokaplama makineleri kurmaktadır (Stickney 2001).

MBE ve VPE’de epitaksiyel büyütme, yüzey boyunca kütle taşınması ve difüzyonu içermektedir. Epitaksi oluşturmak için verilen sürede büyüyen atomların sayısını sınırlayan ve örneğin adım adım büyütmede iyi şartlar oluştuğunda difüzyona izin veren yüksek sıcaklıklarda yavaş yavaş büyütme daha iyi olmaktadır. İdeal durum tabaka tabaka ya da adım adım büyütme dir. Büyütme hızı artırıldığında üç boyutlu büyüme ve düzensizlik artmaktadır. Büyüme için en iyi şartlar oluştuğunda tüm atomların yüzeye tutunmak için yeterli süresi olmayabilir.

Elektrokimyasal büyütme ile epitaksiyel büyütme çalışmaları kırk yıldan daha uzun süredir yürütülmektedir. Elektrokimyasal büyütme, büyütme hızının sınırlandırıldığı ve epitaksiyel büyütme lerini oluşturmak için mümkün olduğu kadar çok yüzey difüzyonuna sahip olan MBE ve VPE tekniklerine benzerdir. Yüzey difüzyonu oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda sınırlıdır. Fakat analog gaz fazı reaksiyonlarda gerçekleşmeyen çözücü

etkileri nedeniyle yüzey difüzyonu oluşmaktadır. Epitaksiyel elektrokimyasal büyütme normalde büyütme hızının daha düşük ve akım değişiminin yüksek olduğu dengeye yakın durumda en iyi şekilde gerçekleşmektedir. Değişen akım yüzey difüzyonuna ek olarak çevresindeki büyüyen atomları harekete geçirir. Dengeye yakın durumda, elektrokimyasal büyütme verilen sürede çözünmeden ziyade daha fazla yavaşça büyüyen atomla dinamiktir. Prensipite, iyi durumlarda büyütülen atomlar daha iyi durumdakileri arkalarında bırakarak yeniden çözünür. Potansiyel denge durumuna ulaştığında (gerçek potansiyel), büyütme hızları artar ve değişen akım azalır ve üç boyutlu büyütme ve azalan epitaksi gerçekleşir (Stickney 2001).

Elektroanalitik teknikler; elektrik ve kimya arasındaki ilişkiyi, akım, potansiyel ya da yük gibi elektriksel niceliklerle ve bu niceliklerin kimyasal parametrelerle ilişkisinin incelenmesiyle ilgilenmektedir. Analitik amaçlar için böyle elektriksel ölçümlerin kullanımının çevresel görüntüleme, endüstriyel kalite kontrolü ve biyomedikal analiz dahil olmak üzere çeşitli uygulama alanları bulunmaktadır.

1980-1990'larda ultra mikro elektrotların gelişimi, oluşturulan arayüzeylerin dizaynı ve moleküler tek tabaka, biyolojik bileşenlerin çifti ve elektrokimyasal dönüştürücüler, iyonosferin sentezi ve moleküler büyüklükte oyuklar içeren reseptörler, ultratracevoltametik tekniklerin gelişimi ya da yüksek çözünürlüklü tarayıcı prop mikroskopları ve moleküler aygıtların mikrofabrikasyonu ya da etkin akış dedektörleri elektroanalizin ününün artmasına ve alanının genişlemesine yol açmaktadır. Aslında elektrokimyasal problemler kimyasal sensörlerin gelişiminde de büyük pay sahibidir.

Homojen çözeltileri içeren pek çok kimyasal ölçümlerin aksine, elektrokimyasal işlemler elektrot-çözelti arayüzeyinde oluşmaktadır. Çeşitli elektroanalitik teknikler arasındaki fark, miktar analizi için kullanılan elektrik sinyalinin tipini yansıtmaktadır. Elektroanalitik ölçümlerin iki temel şekli potansiyometrik ve potansiyostatiktir. Her iki ölçüm elektrokimyasal hücre içinde bulunan çözelti ve en az iki elektrottan oluşmaktadır. Bu yüzden, elektrot yüzeyi iyonik iletken ve elektronik iletken arasında bir fonksiyondur. İki elektrottan biri hedef analite karşılık gelmektedir ve çalışma

elektrodu olarak adlandırılmaktadır. İkinci elektrot sabit potansiyele sahip olan (çözeltinin özelliklerinden bağımsız olan) referans elektrottur. Elektrokimyasal hücreler elektrolitik (dışarıdan bir kaynak tarafından sağlanan elektriğin harcandığı) ya da galvanik (elektrik enerjisinin üretildiği) olarak sınıflandırılmaktadır.

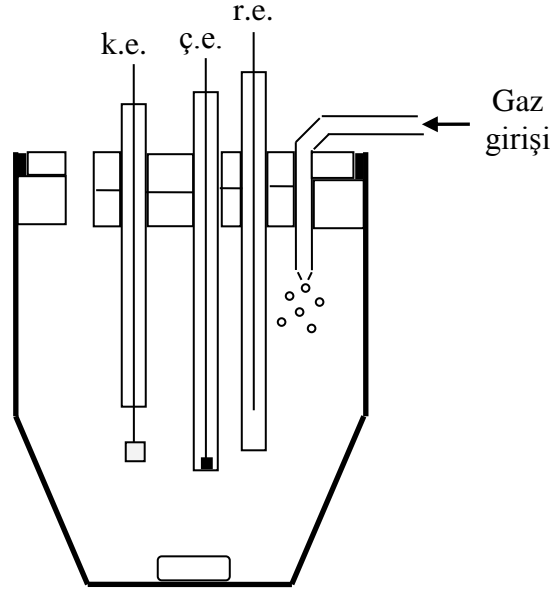
Potansiyometri, numune biriktirme hakkında bilgi sağlayan bir zar (membran) vasıtasıyla oluşturulan potansiyelin ölçümüne dayalı statik bir tekniktir (akımın sıfır olduğu). Farklı iyonları belirleme işlemlerine sahip olan farklı tipteki zar malzemeleri yüksek seçiciliği oluşturmak için geliştirilmiştir. Bu yüzden oluşan potansiyometrik problemler kompleks numunelerdeki proton ya da kalsiyum, flor ya da potasyum iyonları gibi iyonik türleri görüntülemek için son birkaç yıldır yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Potansiyel kontrollü teknikler (potansiyostatik), elektrot-çözelti arayüzeyindeki yük transfer işlemlerinin çalışmasıyla ilgilenmektedir ve dinamik (akımın sıfır olmadığı) durumlara dayanmaktadır. Burada, elektrot potansiyeli elektron-transfer reaksiyonunu oluşturmak için kullanılmaktadır ve ortaya çıkan akımı ölçmektedir. Potansiyelin rolü optik ölçümlerinde dalgaboyu uzunluğu için analogdur. Böyle kontrol edilebilir bir parametre bir elektron kaybetmek ya da kazanmak (sırasıyla indirgenme ya da yükseltgenme) için kimyasal türlerin karşılaştığı 'elektron basıncı' olarak ifade edilmektedir.

Oluşan akım elektrot-çözelti arayüzeyine doğru taşınan elektronların hızını yansıtmaktadır. Bu yüzden potansiyostatik teknikler indirgenme ya da yükseltgenmenin olduğu elektroaktif olan kimyasal türleri ölçmektedir. Verilen bir bileşiğin fonksiyonel grubunun reaktivlik bilgisi onun elektroaktifliğini tahmin etmek için kullanılmaktadır. Elektroaktif olmayan bileşikler dolaylı ya da doğrudan sağlanan işlemlerle de keşfedilebilmektedirler.

Potansiyel kontrollü tekniklerin avantajları yüksek hassasiyet, elektroaktif türlere doğru seçicilik, geniş bir lineer değişim, taşınabilirlik düşük maliyetli cihaz, biyolojik türlerin kapasitesi, çevreye zararı olmayan geniş elektrot seçimini içermektedir.

2.2. Elektrokimyasal Hücreler



Şekil 2.1. Voltametrik ölçümler için bir hücrenin şematik diyagramı: ç.e., çalışma elektrot, r.e., referans elektrot, k.e, karşıt elektrot (Wang 2000)

Üç elektrotlu hücreler (örneğin, Şekil 2.1) yaygın olarak kullanılmaktadır. Hücre genellikle 5-50 mL hacminde kapalı bir beher ve aynı çözeltiliye daldırılan (çalışma, referans ve karşıt) üç elektrottan oluşmaktadır. Çalışma elektrodu reaksiyonun oluştuğu, referans elektrot ise çalışma elektrodunun potansiyeline karşı kıyaslandığında kararlı ve yeniden üretilebilen bir potansiyel sağlamaktadır. Örneğin, böyle bir potansiyel değişimine karşı tamponlama, sırasıyla yaygın bir şekilde kullanılan gümüş/gümüş klorür elektrot (Ag/AgCl) ve doymuş kalomel referans elektrotlar ($\text{Hg}/\text{Hg}_2\text{Cl}_2$) kullanılarak indirgenme ve yükseltgenme reaksiyonlarının her iki şekliyle sabit bir büyütme yapılarak başarılmaktadır. Aynı çözeltinin kirliliklerini azaltmak için referans elektrot, bir ara köprü vasıtasıyla numuneden yalıtılmalıdır. Genellikle akım

taşınmasına yardımcı olmak için kullanılan ve reaksiyona girmeyen bir iletken malzeme (platin tel ya da grafit çubuk gibi) karşıt elektrot olarak kullanılmaktadır.

Hücre içerisinde bu elektrotların yakınlıklarına ve elektrokimyasal analiz yapmak için uygun bağlanmalarına dikkat edilmelidir. Kapalı hücre, oksijen üretmek için kullanılan gaz girişinin yanı sıra üç elektrotun yerleştirildiği toplam beş delikten oluşmaktadır. Üç elektrodu, gaz kontrol düğmesi ve manyetik karıştırıcıdan oluşan sistem ticari olarak mevcuttur (Şekil 2.2).

Hücre tasarımı ve yapımı için kullanılan malzemeler numune yapısına ve deneye göre seçilmektedir. Çeşitli tasarımlar; büyüklük, sıcaklık kontrol yeteneği, karıştırıcı ihtiyacı ve tasarım şekli hücre bölmelerinin sayısına göre farklılık göstermektedir. 20-500 μL hacimli mikro hücreler numune hacmi sınırlandırıldığında kullanılmaktadır.

Cam düşük maliyeti, geçirgenliği, kimyasal reaksiyona girmemesi ve sızdırmaması nedeniyle hücre malzemesi olarak yaygın olarak kullanılmaktadır. Teflon ve quartz diğer hücre malzemelerini temsil etmektedir. Hücre kapağı numune ile reaksiyona girmeyen herhangi bir uygun malzemedir yapılmaktadır. Doğru sıcaklık kontrolü ise sıcaklığı sabit bir banyoya daldırılarak ya da hücrenin dışına mantolama yapılarak kolayca başarılmaktadır.



Şekil 2.2. Tam bir hücre standı

2.3. Elektrokimyasal Sistem

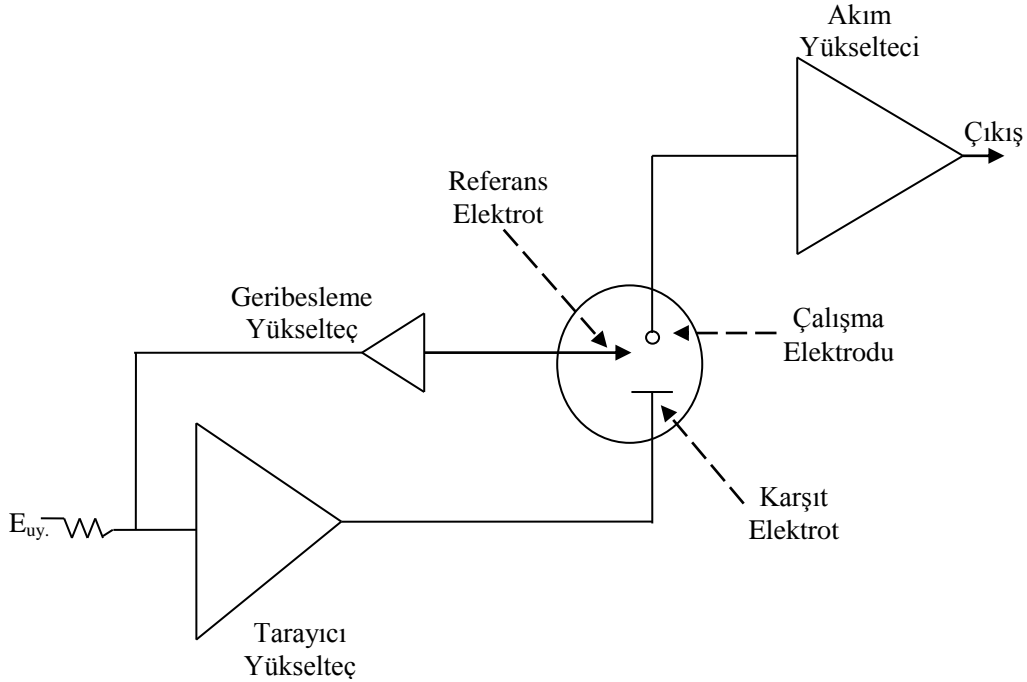
Mikroelektronik fabrikasyondaki hızlı ilerlemeler ve işlemsel yükseltece giriş (OPAMP) elektroanalitik sistemlerde büyük değişimlere yol açmaktadır. İnce ve ucuz entegre devreler büyük sistemler için gerekli olan pek çok fonksiyondan oluşmaktadır. Günümüzde çok amaçlı voltametrik analizler yapan sistemler mevcuttur. Böyle cihazlar hücreye potansiyel uygulayan polarize bir devre ve hücreden geçen akımı görüntüleyen bir ölçüm devresinden oluşmaktadır. Modern voltametrik analiz yapan sistemlerin karakteristiği hücre direnci oluşumundaki hataları azaltan çalışma elektrodunun

potansiyostatik kontrolüdür (yani, daha düşük akıma karşılık gelen belirli voltamogramlar ve kayan ve sınırlı pikler).

Eşitlik 2.1, bu omik bozulmanın nedenini açıklar:

$$E_{uy} = E_{\zeta.e.} - E_{r.e.} - iR \quad (2.1)$$

iR omik potansiyel düşmesidir. Hücre direncinin büyük bir kısmını telafi etmeyi amaçlayan potansiyostatik kontrollü üç elektrotlu bir sistem, işlemsel yükselteçlerin bir bileşimi ve geri besleme yollarından oluşmaktadır (Şekil 2.3). Burada referans elektrot mümkün olduğu kadar çalışma elektroduna yakındır ve akımın geçmediği yüksek dirençli devre boyunca cihaza bağlanmaktadır. Çünkü akış referans elektrot boyunca oluşmaz. Akım taşıyan bir karşıt elektrot akım yolunu tamamlamak için çözeltiliye yerleştirilmektedir.



Şekil 2.3. Üç elektrotlu bir potansiyostatın şematik diyagramı

Bu yüzden akım çalışma ve karşıt elektrotlar arasında çözelti içerisinde akar. Bu elektrotların yerleşimindeki simetri çalışma elektrodu üzerindeki tüm noktalardan akım yollarının eşit olduğunu kabul etmek için önemlidir. Çünkü referans elektrodu üzerinden hiçbir akım geçmez ve çalışma elektroduna yakın olması nedeniyle hücre direnci (iR) tarafından oluşan potansiyel düşmesi azaltılmaktadır. Eğer referans elektrot tarafından hissedilen potansiyel istenilen potansiyel değerinden daha az ise işlemsel yükselteç kontrol yoluna doğru bir potansiyel sağlamaktadır. Ek olarak bir işlemsel yükselteçle akımı voltaja dönüştüren (bir 'akım takipçisi' olarak adlandırılan) çalışma elektrodu için gerekli olan kontrollü parametreleri bozmadan ölçmek mümkündür. Cihaz düzenli bir şekilde değişen potansiyel dalga formları üretmek için bir rampa jeneratörü de içermektedir.

Daha öncesinde belirtildiği gibi etkin kontrollü potansiyel, çalışma ve referans elektrotlar arasında mesafenin çok yakın olmasına bağlıdır. Bu bir Luggin prob olarak da bilinen referans elektrodun özellikle tasarlanmış bir köprüsü kullanılarak başarılmaktadır. Bu köprünün probu, çalışma elektroduna probun çapının iki katı kadar yakın mesafeye yerleştirilmelidir. Daha küçük bir mesafe akım yolunun tıkanmasıyla ve bu yüzden homojen olmayan akım yoğunluğuyla sonuçlanmaktadır. Luggin köprüsü çalışma elektrodunun yüzeyine doğru konvektif taşımaya müdahale etmez. iR düşmesinin tamamının potansiyostatik kontrolle taşınmadığı vurgulanmaktadır.

iR olarak adlandırılan küçük kısım (R 'nin çalışma ve referans elektrot arasında telafi edilmemiş çözelti direnci olduğu) ölçülen potansiyele de dahil olmaktadır. Bu parametre çözelti içerisinde dirençli susuz bölgede kullanıldığında önemli derecede büyük olmaktadır ve bu nedenle voltametrik cevabın ciddi derecede bozulmasına yol açmaktadır.

Ancak pek çok modern cihazlar otomatik olarak uygun pozitif geri besleme yoluyla potansiyostata verilen potansiyel sinyalindeki iR_u düşmesini iki çalışma elektrotlu (halka ve disk) ikili potansiyostatlar da günümüzde mevcuttur. Böyle sistemler bir

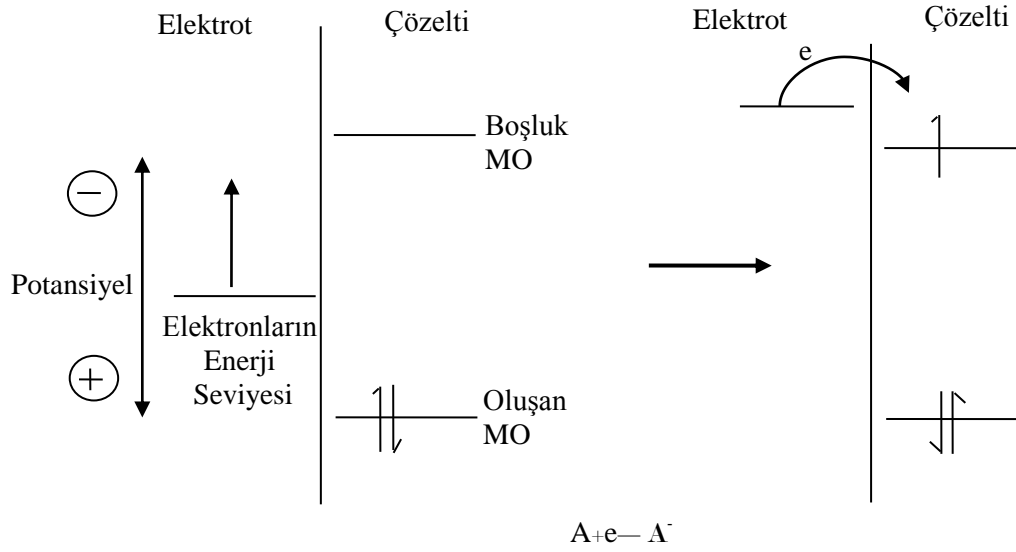
saniyede akım-voltaj kontrol devreli geleneksel bir potansiyostattan oluşmaktadır. İki ya da daha fazla çalışma elektrodunu kontrol edebilen çoklu potansiyostatlarda bulunmaktadır. Çok küçük akım geçiren ultramikro elektrotların gelişimi (ve R büyük olduğunda iR kayıpları ihmal edilebilir), basitleştirilmiş kullanımı, iki-elektrot potansiyel kontrolüne izin verir.

Günümüzde çok daha ucuz ve hızlı üretilen bilgisayarlar yardımıyla voltametrik ölçümler kontrol edilmekte, data kaydedilmekte ve elle ayarlamalar yapılabilmektedir. Matematiksel olarak belirlenebilen dalga formu bir anahtar vasıtasıyla verilen komutlarla uygulanmaktadır. Böyle sistemler otomatik olarak değişen, gürültü azaltılması, akım düzleştirilmesi ve pik araştırılması gibi çeşitli işlem kolaylığı sunmaktadır. Tüm voltamogram bir eğri ya da çıktı olarak (akım-potansiyel değerlerinin gösterildiği) verilmektedir. Ek olarak bilgisayar kontrollü voltametrik deneylerin otomasyonuna izin vermektedir ve bu nedenle doğru data elde etme ve ölçüm hızı gelişmektedir. Elektrokimyasal hücre bir analog parçadır ve bilgisayarlar sadece analog bölgede çalışmaktadır. Analog ya da dijital dönüştürücüler (A/D) ve dijital ya da analog dönüştürücüler (D/A) ikisi arasında bulunan arayüzde kullanılmaktadır.

Standart çözücülerin yanında 100'den daha fazla numune yerleştirilmektedir. Böyle bir bağlantı numune hazırlanmasının ilk aşamalarını da açıklamaktadır. 'Smarter' analizcilerinin gelişiminde ve analitik ölçümlerdeki bilgisayarın rolü Bond (1980) ve He *et al.* (1982) tarafından açıklanmaktadır. Elektrokimyasal cihazların yapısı tam anlamıyla test yapabilmek için çok etkin yapılmaktadır. Kompakt, batarya ile çalışan voltametrik analiz dönüştürücüler, gelişmiş metallerin ölçümleri, kolayca hazırlanabilen alan-tabanlı çevresel çalışmalar için büyüyen ihtiyaçları karşılamaktadır. Benzer şekilde kolayca taşınabilen sistemler tam olarak klinik testler yapabilmek için analiz edilmektedir.

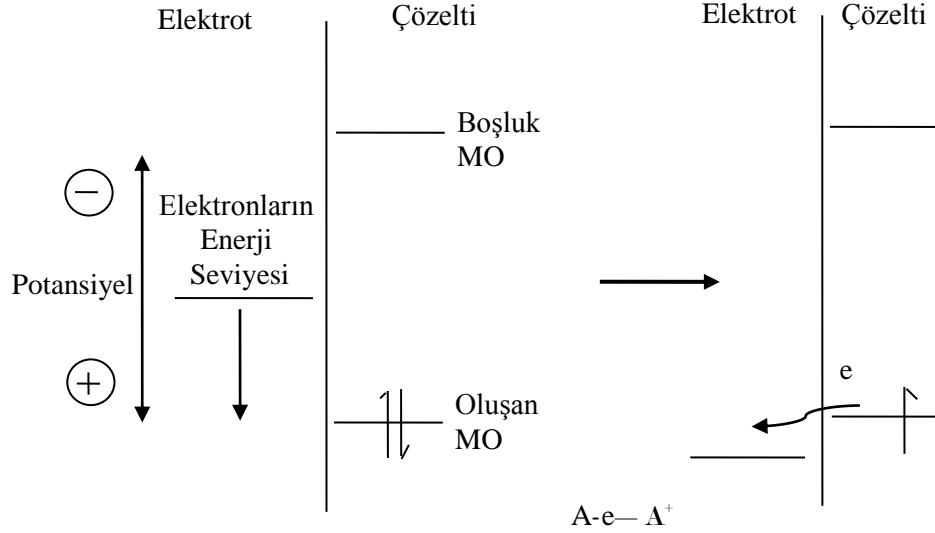
2.4. Yükseltgenme ve İndirgenme Reaksiyonları

Elektronlar elektrolitte türler üzerine boş enerji durumlarına transfer etmeye yetecek kadar yüksek bir seviyeye ulaşmaktadırlar.



Şekil 2.4. Bir çözeltide A türünün indirgenmesi. A türünün moleküler orbitalleri (MO) oluşan en yüksek ve en düşük moleküler orbitallerini göstermektedir (Bard and Faulkner 2001)

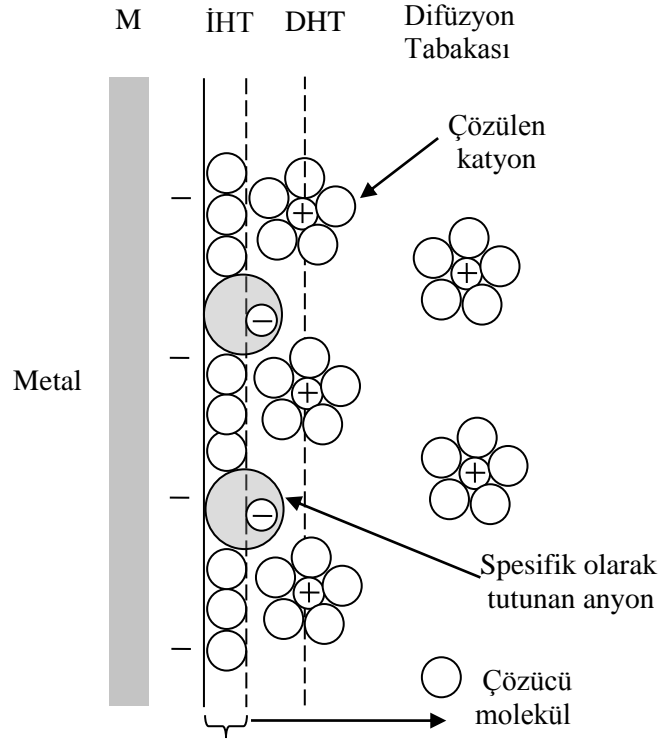
Bu durumda elektrottan çözeltiliye kadar elektronların akışı (bir indirgeme akımı) oluşmaktadır (Şekil 2.4). Benzer şekilde, elektrotların enerjisi daha pozitif potansiyellere gidilerek düşürülmektedir ve çözeltideki analit üzerinde aynı noktadaki elektronlar elektrot üzerinde daha uygun bir enerji seviyesi bulacak ve oraya transfer olacaklardır. Bir elektrottan çözeltiliye kadar elektronların akışı yükseltgenme akımıdır (Şekil 2.5). Bu işlemler oluştuğunda kritik potansiyeller sistemde spesifik kimyasal maddeler için standart potansiyellerle (E^0) ilgilidir (Bard and Faulkner 2001).



Şekil 2.5. Bir çözeltide A türünün yükseltgenmesi. A türünün moleküler orbitalleri (MO) oluşan en yüksek ve en düşük moleküler orbitallerini göstermektedir (Bard and Faulkner 2001)

2.5. Elektriksel Çift Tabaka

Çift tabakanın çözelti tarafının birkaç tabakadan oluştuğu düşünülmektedir. Elektroda en yakın bölge olan iç tabaka spesifik olarak tutunan bazı diğer türler (iyon ya da moleküller), ve çözücü moleküllerinden oluşmaktadır (Şekil 2.6). Bu iç tabaka kompakt, Helmholtz ya da Stern tabakası olarak da adlandırılmaktadır. Spesifik olarak tutunan iyonların elektrik merkezlerini x_1 mesafesinde olup iç Helmholtz tabakası (IHP) olarak adlandırılmaktadır. Bu iç tabakada spesifik olarak tutunan iyonların oluşturduğu toplam yük yoğunluğu σ_i ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)'dir. Çözünen iyonlar x_2 mesafesinde metale yaklaşmaktadır. En yakın çözünen iyonların dış Helmholtz tabakası (OHP) olarak adlandırılmaktadır. Metalle ve çözünen iyonların birbirleriyle etkileşimi iyonların kimyasal özelliklerinden bağımsız olduğu için, yüklenen metalle çözünen iyonların birbirleriyle etkileşimi uzun mesafeli elektrostatik kuvvetler içerir.

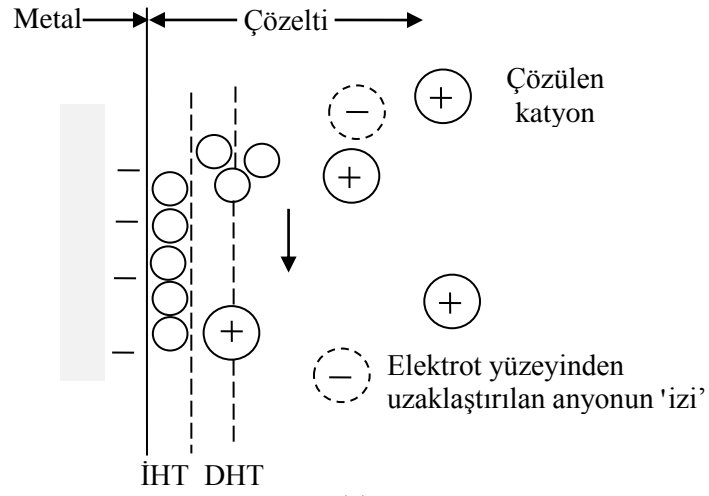


Şekil 2.6. Anyonların özel olarak soğrulduğu şartlar altında çift tabaka bölgesinin önerilen modeli (Bard and Faulkner 2001)

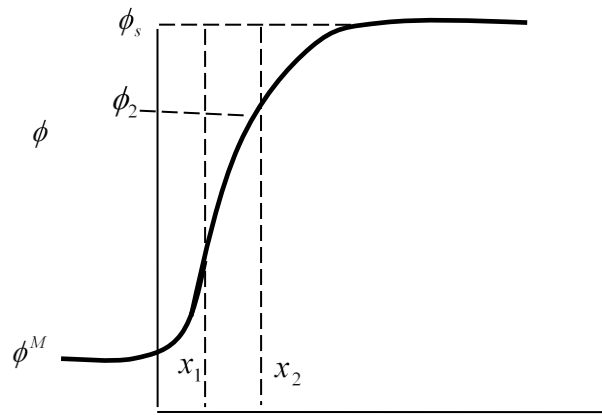
Bu iyonların düzensiz olarak tutunabileceği söylenmektedir. Çözeltideki termal birleşme nedeniyle rastgele tutunan iyonlar çözelti hacmi içerisinde dış Helmholtz tabakasına kadar uzanan difüze tabaka olarak adlandırılmaktadır. Difüzyon tabakasındaki artık yük σ^d , çift tabakanın çözelti tarafındaki toplam artık yük yoğunluğu σ^s dir.

$$\sigma^s = \sigma^i + \sigma^d - \sigma^M \quad (2.2)$$

Difüzyon tabakasının kalınlığı 100\AA 'dan daha az olan 10^{-2} M'den daha büyük konsantrasyonlar için çözeltideki tüm iyonik konsantrasyona bağlıdır.



(a)



(b)

Şekil 2.7. Belirli iyonların yokluğunda çift-tabaka bölgesine doğru potansiyel profili. ϕ değişkeni iç potansiyel olarak adlandırılmaktadır

Çift tabakanın yapısı elektrot işlemlerinin hızlarını etkilemektedir. Spesifik olarak tutunamayan elektroaktif türleri dikkate alalım. Bu türler difüzyon tabakasına doğru potansiyel düşmesi olan $\phi_2 - \phi_s$ miktarı kadar çözelti ve elektrot arasındaki potansiyelden daha az olmaktadır. Örneğin, 0,1 M NaF 'de ve $E = -0,55$ 'te $\phi_2 - \phi_s = -0,21$ 'dir. Fakat daha negatif ve daha pozitif potansiyel değerlerini alabilir. Bazen belirli elektrot reaksiyon kinetiklerinde çift tabaka etkileri ihmal edilmektedir.

Genellikle çift tabaka kapasitesi ve yüklenen akım olduğunda çift tabaka etkileri ihmal edilememektedir. Aslında, elektroaktif türlerin çok düşük konsantrasyonlarını içeren elektrot reaksiyonlarında yüklenen akım indirgenme ve yükseltgenme reaksiyonları için Faradayik akımdan daha büyük olmaktadır.

2.6. Elektrokimyasal Hücrelerin Potansiyeline Akımın Etkisi

Bir elektrokimyasal hücre elektroliz hücresi olarak çalıştırılmak isteniyorsa elektrolizin başlaması için hesaplanması gereken gerilimden daha büyük bir gerilim uygulanması gerekmektedir. Bu uygulanması gereken fazla gerilim akım geçen hücrelerde karşılaşılan iki olayın sonucudur.

1. iR düşüşü
2. Polarizasyon

$$E_{uy.} = E_{hücre} + iR + n \quad (2.3)$$

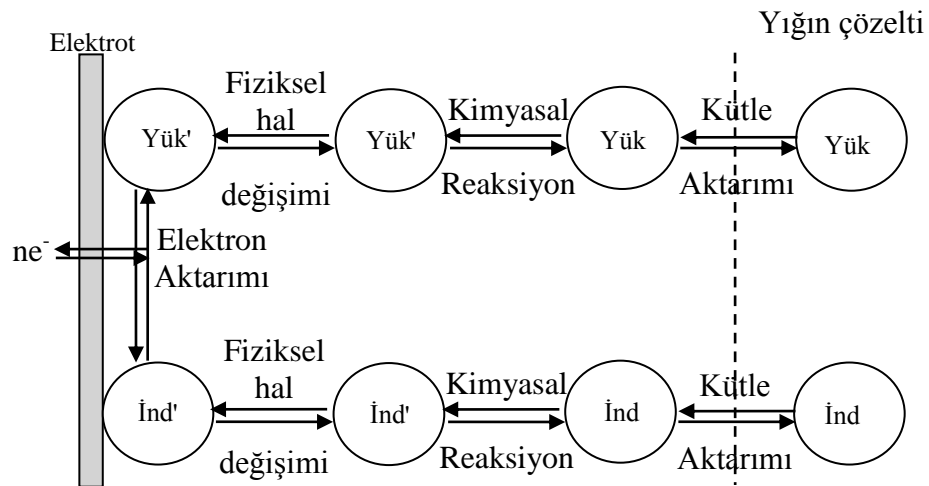
Omik potansiyel düşüşü (iR) bir hücrede yük hareketine karşı gösterilen potansiyel düşüşüdür. Polarizasyon ise (aşırı gerilim) Konsantrasyon polarizasyonu (Kütle aktarımı aşırı gerilimi (nKA)), Aktifleşme polarizasyonu (Yük aktarım aşırı gerilimi) (nYA) ve Tepkime polarizasyonu (nKT) olmak üzere üç temel etkiden oluşmaktadır. Konsantrasyon polarizasyonu elektroda ulaşması gereken maddelerin yeterince hızlı gelmemesi sonucunda ortaya çıkar. Aktifleşme polarizasyonu elektron aktarım hızının yavaş olmasıdır. Tepkime polarizasyonunda ise elektrotta tepkimeye girecek madde şayet yavaş bir kimyasal bir reaksiyonla üretiliyorsa ortaya çıkmaktadır.

Küçük polarizasyon değerlerinde akım aşırı gerilim ile doğru orantılı, büyük polarizasyon değerlerinde ise akım aşırı gerilimle eksponansiyel olarak değişmektedir. Elektroanalitik teknikler küçük polarizasyon değerlerinde yani omik bölgede

çalışılıyorsa küçük genlik, büyük polarizasyon değerlerinde çalışılıyorsa büyük genlik olarak ifade edilmektedir.

$O + ne^- \leftrightarrow R$ olan bir elektrot reaksiyonu göze alalım. Burada R indirgenen tür, O çözülmüş oksitlenen türleri ifade etmektedir. Genelde akım (ya da elektrot reaksiyon hızı);

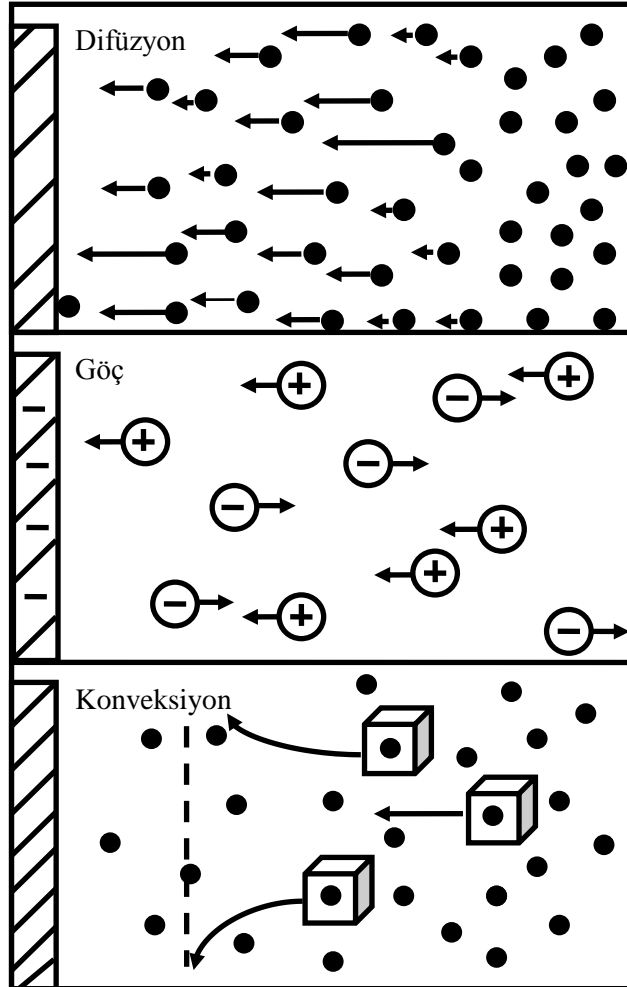
1. Kütle Aktarımı (örneğin, elektrot yüzeyine tüm çözültiden O oluşumu)
2. Elektrot yüzeyine elektron aktarımı
3. Elektron aktarımını takip eden ya da ilerleyen kimyasal reaksiyonlar. Bunlar elektrot yüzeyine homojen (örneğin, protonation) ya da heterojen (örneğin, katalitik decomposition) işlemler olabilir.
4. Yüze tutunma, sıyırılma ya da kristalleşme gibi diğer yüzey reaksiyonları (elektrokimyasal büyütme) gibi işlemlerin hızlarıyla yürütülmektedir. Bu işlemlerin birkaçı için hız sabitleri (örneğin, elektrot yüzeyinde elektron aktarımı ya da tutunma) potansiyele bağlıdır. (Bard and Faulkner 2001).



Şekil 2.8. Çözelti içerisindeki türlerin hareketi

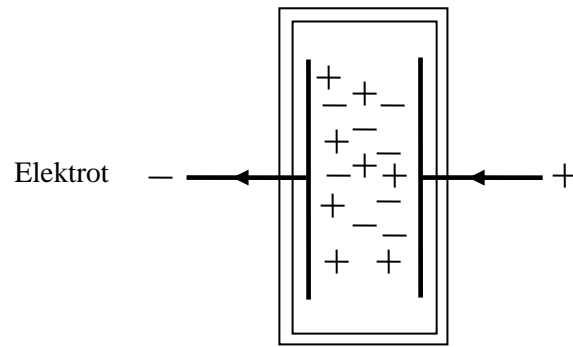
2.7. Kütle Aktarımını Kontrol Eden Reaksiyonlar

Çözelti içerisinde bulunan maddeler çalışma elektrodu yüzeyine difüzyon, göç ve konveksiyon olmak üzere üç şekilde taşınırlar (Şekil 2.9). Difüzyon, konsantrasyon farklarını azaltmayı amaçlayan konsantrasyon gradyentinin etkisi altındaki doğal harekettir. Yani, bir çözeltinin iki bölgesi arasında konsantrasyon farkı varsa, iyonlar veya moleküller daha derişik bölgeden daha seyreltik bölgeye hareketleriyle açıklanabilir (Wang 2000).

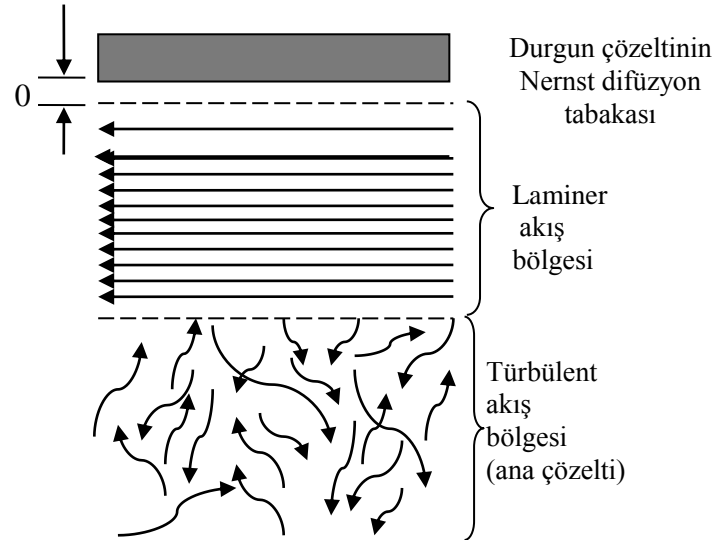


Şekil 2.9. Kütle aktarımının üç şekli (Wang 2000)

Göç ise elektriksel alanda yüklü parçacıkların hareket etmesidir (Şekil 2.10) (Yani, yük yüklü parçacıklarının aktarım sayısına göre iyonlar tarafından çözelti tüm çözelti boyunca yürütülmektedir). Konveksiyon (Şekil 2.11), çözeltinin akışı ya da karıştırılmasıyla oluşan sıvı akışı ya da elektrodun titreşimi veya dönmesiyle (yani, zorla konveksiyon) ya da yoğunluk gradyentleri nedeniyle (yani, doğal konveksiyon) iyon veya moleküllerin çalışma elektrodu yüzeyine taşınmasına karşılık gelen fiziksel taşınma hareketidir (Wang 2000).



Şekil 2.10. Elektrot yüzeyine türlerin tutunması

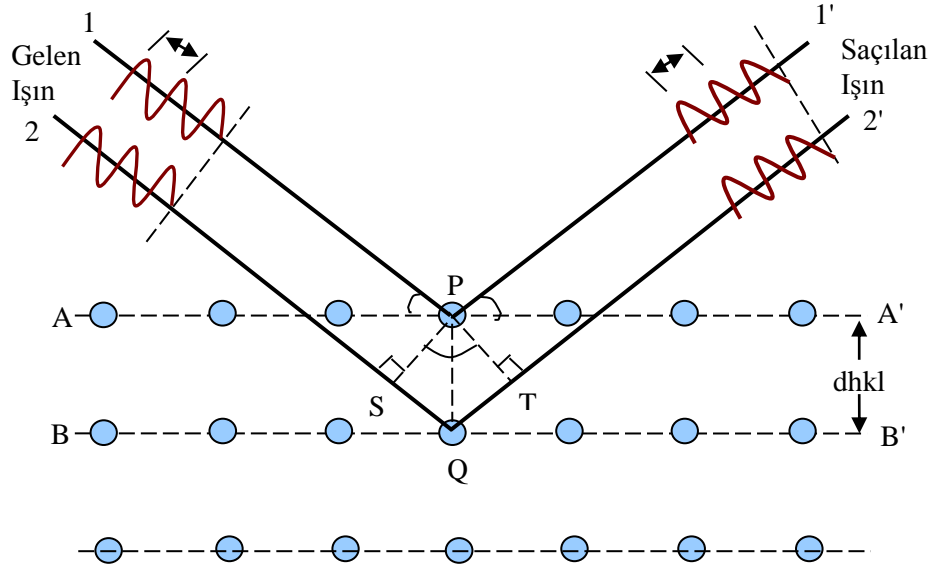


Şekil 2.11. Konveksiyon yoluyla türlerin aktarımı

2.8. XRD (X-Ray Diffraction)

X-ışınları 1895 yılında Alman fizikçi Röntgen tarafından keşfedilmiştir. X-ışınları gözle görülemez. Görünür ışık gibi doğrusal bir şekilde ilerler ve objelerin içinden geçebilmektedir. X-ışınlarının dalga boyu $0,01-100 \text{ \AA}$ mertebesindedirler. Görünür ışığın dalga boyu 6000 \AA mertebesindedir.

X-ışınları yüksek enerjiye ve kısa dalgaboyuna sahip olan elektromagnetik radyasyonun bir şeklidir. Katı malzemeler üzerine bir X-ışını gönderildiğinde ışık, aldığı yolu üzerindeki atom ya da iyonun elektronları tarafından tüm yönlerde saçılacaktır. Şimdi atomların periyodik bir düzenlenmesi tarafından X-ışınlarının kırınımı için gerekli şartları inceleyelim.



Şekil 2.12. Atomik düzlemler tarafından X-ışınlarının kırınımı

Miller indislerine sahip olan Şekil 2.12'de A-A' ve B-B' iki paralel atomik düzlem inceleyelim. Düzlemler arası mesafe d_{hkl} olsun. λ dalga boyu tek renkli, paralel, uyumlu bir X-ışını demeti θ açısı ile bu iki düzleme gelmektedir. Bu demette 1 ve 2 olarak adlandırılan iki ışın P ve Q atomları tarafından saçılmaktadır. 1-P-1' ve 2-Q-2'

arasındaki yol farkı dalgaboyunun tam katlarına, n , eşit ise $1'$ ve $2'$ ışınları θ açısı yaparak yapıcı girişim oluştururlar. Yani kırılmanın şartı

$$n\lambda = SQ + QT \quad (2.4)$$

ya da

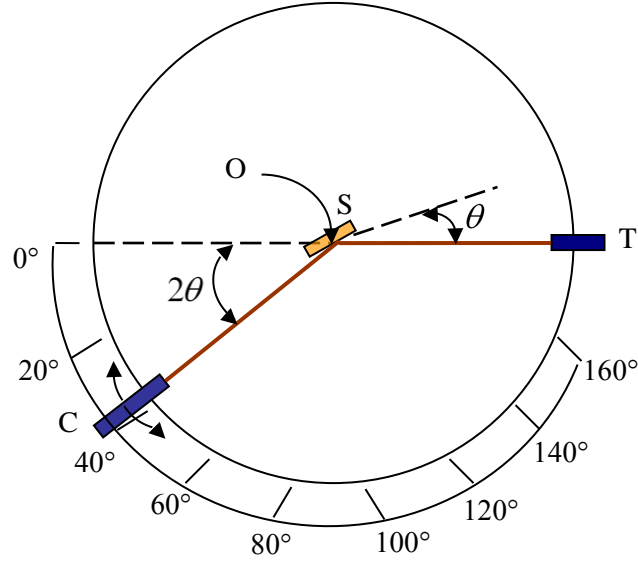
$$n\lambda = d_{hkl} \sin \theta + d_{hkl} \sin \theta = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (2.5)$$

(2.5) eşitliği Bragg kanunu olarak bilinmektedir ve n herhangi bir tamsayı değeri (1, 2, 3, ...) alabilmektedir. Bragg kanunu şartı sağlanmamışsa, yıkıcı girişim gerçekleşir ve zayıf şiddette bir kırınım gözlemlenir. İki yakın ve paralel atomik düzlemler arasındaki mesafenin değeri örgü parametrelerinin (s) yanı sıra Miller indislerinin (h , k ve l) bir fonksiyonudur. Örneğin, kübik simetriye sahip olan kristal yapılar için,

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.6)$$

Burada a örgü parametresidir. Bragg kanunu saf kristaller tarafından oluşan kırınım için gereklidir fakat yeterli şart değildir. Bragg kanunu, kırınımı sadece birim hücrenin köşelerine yerleşen atomlar için nitelendirir. Ancak, birim hücredeki diğer atomlar (FCC ve BCC) belirli Bragg açılarında düzlem-dışı faz saçılmaları oluşturan ekstra saçılma merkezleri gibi davranır. Bu sonuç eşitlik (2.5)'e göre numune üzerine gelen ışınlar varken kırılan bazı ışınların yokmuş gibi davranmasıyla sonuçlanmaktadır. Örneğin, kırınım oluştuğunda BCC kristal yapısı için $h + k + l$ çift ancak FCC yapı için h, k, l çift ya da tek olabilir (Callister 2007).

2.9. X-ışını Difraktometresi



Şekil 2.13. Bir X-ışını difraktometresinin şematik diyagramı. T: X-ışını kaynağı, S: numune, C: dedektör ve O: Numunenin ve dedektörün döndüğü eksen (Callister 2007)

Kırınım tekniği tek renkli X-ışınına maruz bırakılan pek çok rastgele ya da düzenli yönelime sahip parçacıklardan oluşan toz ya da polikristal malzemelerle çalışan bir tekniktir.

Difraktometre tozlu malzemelerde oluşan kırınım açılarını belirlemek için kullanılan bir ayardır. Difraktometrenin yapısı şematik olarak Şekil 2.13’de gösterilmiştir. Düz bir tabaka şeklindeki S maddesi O ile isimlendirilen eksen etrafında dönebilecek şekilde tasarlanmıştır. Bu eksen sayfa düzlemine diktir. Şekilde tek renkli X-ışını T noktasında üretilmektedir ve kırılan ışığın şiddetlerini de karşısında bulunan C noktasındaki dedektörle sayılmaktadır. X-ışınına maruz bırakılan madde, X-ışını kaynağı ve dedektör aynı düzlemedir. C noktasındaki dedektör O noktası etrafında döndürülecek ve taşınabilecek şekilde monte edilmiştir. Açısı ise belirli bir ölçek yardımıyla sağlanmaktadır. Dedektörün dönmesiyle maddenin dönmesi gerektiğinden bu dönme hareketi ve madde birbirleriyle çiftlenmiştir. Bu kırılma ve yansıma açılarının birbirine eşit olduğunu garanti etmektedir (Şekil 2.13). Kolimatörler iyi belirlenmiş ve odaklanan

bir ışığı üretmek için ışığın gittiği yol üzerinde birleşmektedir. Bir filtrenin kullanımı tek renkli bir ışık sağlar. Dedektör sabit açısal hızda hareket ettiğinde kaydedici, deneysel olarak ölçülen kırılma açısının bir fonksiyonu olarak otomatik bir şekilde kırılan ışığın şiddetini (dedektör tarafından görüntülenen) belirlemektedir (Callister 2007).

Diğer toz teknikler ise dedektörle ölçüm yapmak yerine, kırılan ışığın şiddeti ve durumunun fotolitografik film üzerine kaydedilerek tasarlanmıştır. X-ışını difraktometresinin ilk kullanımlarından biri kristal yapısını belirlemek içindir. Birim hücre içerisindeki atomların düzenlenmesi bu piklerin bağıl şiddetleriyle ilişkili olmasına rağmen birim hücre boyutu ve geometrisi kırınım piklerinin açı durumlarından belirlenmektedir. Malzemenin kristal büyüklüğü x-ışını kırınımı vasıtasıyla ölçülebilir. Bu ölçüm x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin maksimum şiddetinin gözlemlendiği açıdaki yarı yükseklikteki genişlik ile ilişkilidir. Kristal büyüklüğü Scherrer denklemi ile verilir.

$$\beta = \frac{\lambda}{t \cos \theta} \quad (2.7)$$

Denklem (2.7)'deki β x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin yarı yükseklikteki genişliği, t kristal büyüklüğü, λ kullanılan x-ışınının dalga boyu, θ düzlemin gözlemlendiği 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 (Asıl 2010)

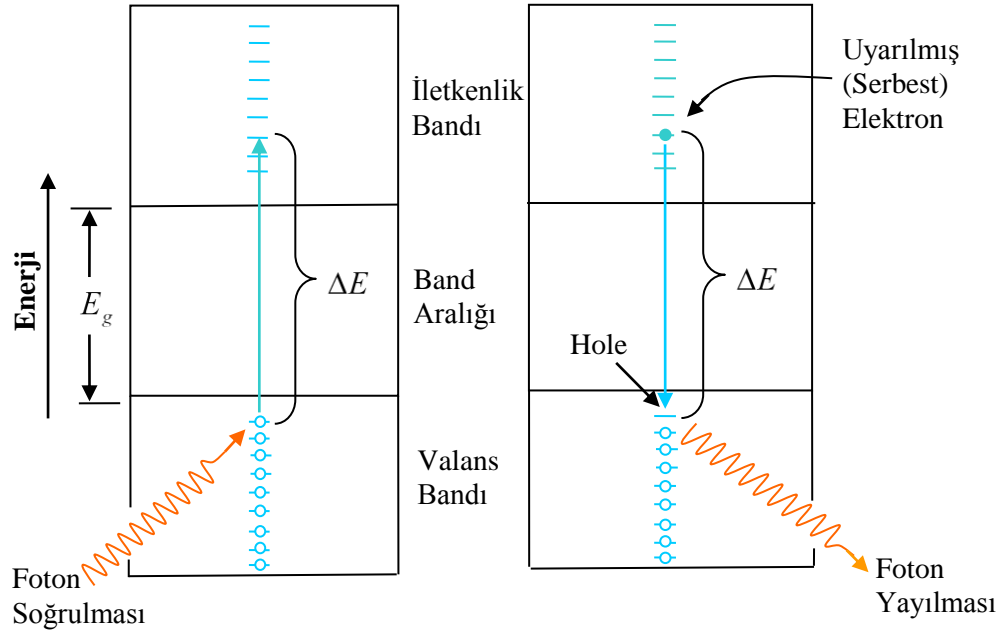
$$\beta = \frac{K\lambda}{t \cos \theta} \quad (2.8)$$

şeklini alır. 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).

Elektron ve nötron ışınlarının yanı sıra X-ışınları, malzeme incelemelerinin diğer çeşitlerinde de kullanılmaktadır. Örneğin, tek kristallerin kristalografik yönelimleri X-ışınımı kırınım (ya da Laue) fotoğrafları kullanılmasıyla mümkündür. X-ışınlarının diğer kullanımlarını kalitatif ve kantitatif kimyasal teşhislerin ve kalıntı gerilemelerinin tespiti ve kristal boyutunun belirlenmesini oluşturmaktadır.

2.10. Soğurma (Absorption)



Şekil 2.14. a) Valans bandında arkasında bir hole bırakarak uyarılan bir elektronun band aralığına doğru uyarılan metal olmayan malzemeler için foton soğurma mekanizması. Soğrulan fotonun enerjisi band aralığı E_g 'den daha büyük ve ΔE 'dir. b) Band aralığına doğru direk uyarılan bir elektron geçişiyle oluşan bir fotonun ışığının yayılması (Callister 2007)

Metal olmayan malzemeler geçirgen ya da geçirgen olmayabilir ve eğer şeffafsa onlar sık sık renkliymiş gibi görünür. Prensipinde, ışığın yayılması bu malzemelerde metal olmayanlarda geçirgenlik (transmission) özelliğini de etkileyen iki mekanizmayla

soğrulur. Bunlardan biri elektrik polarizasyondur. Elektrik polarizasyon tarafından soğurma bileşiği meydana getiren atomların gevşeme frekansının yakınlığında ışık frekanslarında önemlidir. Diğer mekanizma malzemenin elektron enerji band yapısına bağlı olan valans bandı ve iletkenlik bandı elektron geçişlerinden oluşmaktadır.

Bir foton ışığının soğrulması hemen hemen tamamen dolu olan valans bandından bir elektronun band aralığına ve iletkenlik bandı içindeki boş seviyelere doğru uyarılmasıyla ya da yükselmesiyle oluşmaktadır. Şekil 2.14.a'daki gibi iletkenlik bandındaki serbest bir elektron ya da valans bandında bir hol oluşmaktadır. Tekrar, uyarılan elektronun enerjisi ΔE Eşitlik 2.9'da belirtildiği gibi soğrulan fotonun frekansıyla ilişkilidir. Soğurmaya eşlik eden bu uyarılmalar fotonun enerjisi eğer band aralığından E_g daha büyükse oluşmaktadır. Yani,

$$h\nu \geq E_g \quad (2.9)$$

ya da dalga boyu cinsinden,

$$\frac{hc}{\lambda} \geq E_g \quad (2.10)$$

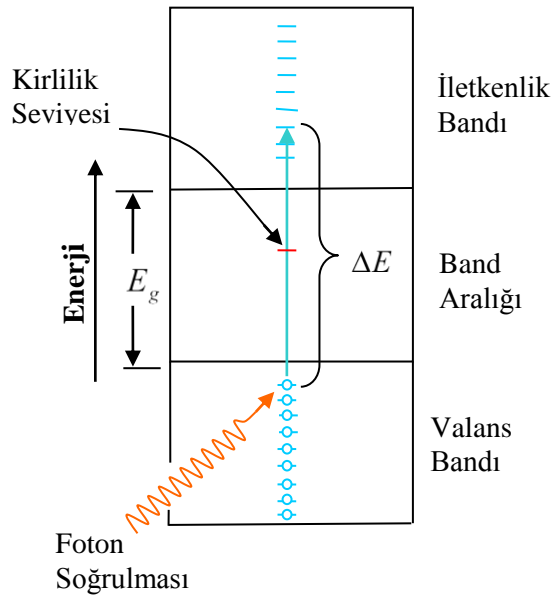
Görünür ışığın minimum dalgaboyu ($\lambda_{\min.}$) yaklaşık $0,4\mu\text{m}$ ve $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$ ve $h = 4,13 \times 10^{-15} \text{eV}\cdot\text{s}$, görünür ışığın soğrulması için maksimum band aralığının $3,1 \text{eV}$ olması gerekmektedir.

$$E_g(\text{mak}) = \frac{hc}{\lambda_{(\min.)}} \quad (2.11)$$

Görünür olmayan ışık yasak enerji aralığı $3,1 \text{eV}$ 'den daha büyük olan malzemelerde soğrulmaktadır. Bu malzemeler yüksek saflıkta ise geçirgen ve renksizdirler. Öte

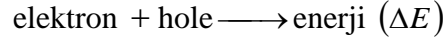
yandan görünür ışığın maksimum dalga boyu $\lambda(mak)$ yaklaşık $0,7\mu m$ 'dir. Böylece görünür ışığın soğrulması için yasak enerji aralığının $1,8 eV$ olması gerekmektedir. Bu sonuç $1,8 eV$ 'den daha küçük yasak enerji aralığına sahip olan bu yarıiletken malzemeler için valans bandından iletkenlik bandına elektronların geçişleriyle soğrulduğu anlamına gelmektedir. Görünür spektrumun bir kısmı $1,8 eV$ ve $3,1 eV$ yasak enerji aralığına sahip olan malzemeler tarafından soğrulmaktadır. Sonuç olarak bu malzemeler renkliymiş gibi görünürler.

Metal olmayan her malzeme E_g değerine bağlı olan aynı dalga boyunda opak olur. Örneğin $5,6 eV$ yasak enerji aralığına sahip olan elmas yaklaşık $0,22 \mu m$ 'den daha düşük dalgaboyları sahip olan ışık için opaktır. Işığın yayılmasıyla ilişkiler geniş band aralığına sahip olan dielektrik katılarda da oluşmaktadır. Eğer kirlilikler ya da elektriksel olarak diğer aktif kusurlar mevcutsa, band içindeki elektron seviyelerinin (donör ve akseptör seviyeleri gibi) band aralığının merkezine daha yakın yerde bulunduğu kabul edilmektedir. Belirli dalga boylarında ışığın yayılması band aralığı içinde bu seviyelerin dahil olduğu elektron geçişlerinin bir sonucu olarak yayılmaktadır.

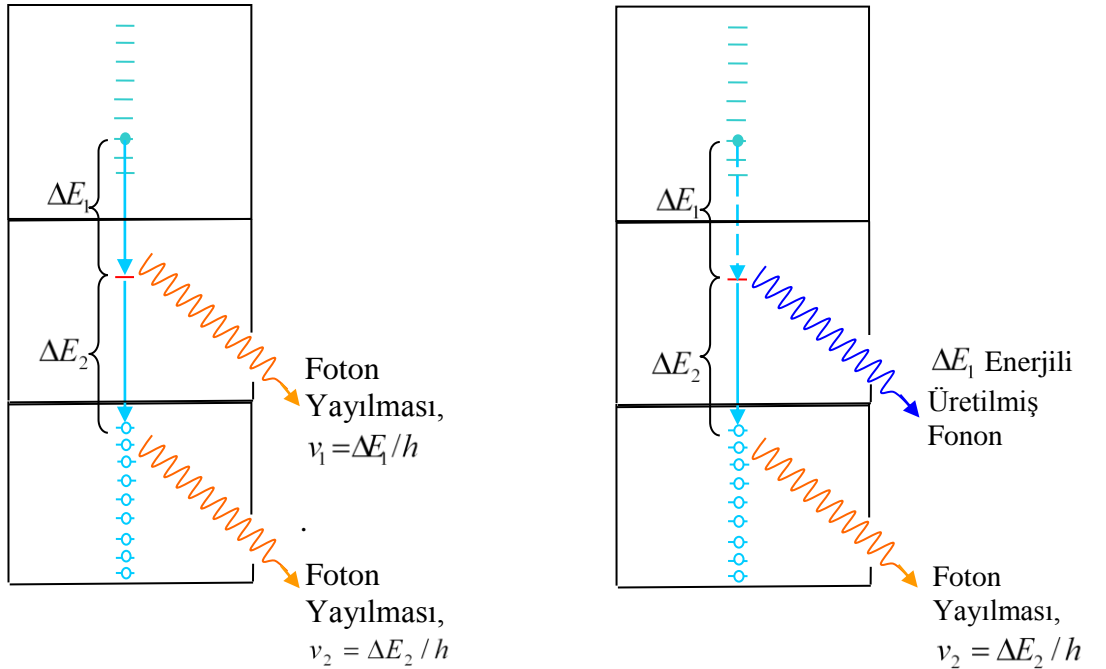


Şekil 2.15.a) Band aralığı içerisinde bir kirlilik seviyesine sahip olan bir malzemenin valans bandından iletkenlik bandına bir elektronun uyarılmasıyla foton soğrulması

Şekil 2.15.a böyle kirlilik seviyesine sahip olan bir malzeme için valans bandından iletkenlik bandına bir elektronun uyarılmasını göstermektedir. Elektronun uyarılmasıyla soğrulan elektromagnetik enerji aynı durumda dağıtılmaktadır. Bir kaç mekanizma mümkün olmaktadır. Bu enerji kaybı Şekil 2.15.b.'de şematik olarak gösterilen



reaksiyona göre doğrudan elektron-hole rekombinasyonuyla oluşmaktadır. Ek olarak, band içerisinde uzanan kirlilik seviyelerinin dahil olduğu çoklu adım elektron geçişleri oluşmaktadır. Şekil 2.15.b'de gösterildiği gibi bir ihtimal iki fotonun emisyonudur; biri iletkenlik bandı içerisindeki bir seviyeden kirlilik seviyesine kadar elektron düşlerindeki gibi yayılmaktadır, diğeri valans bandına tekrar geri dönmektedir. Alternatif olarak, ısı ya da fonon yoluyla uygun enerji dağıtıldığında geçişlerin biri oluşmaktadır (Şekil 2.15.c).



Şekil 2.15.b) İletkenlik bandından kirlilik seviyesine ve kirlilik seviyesinden valans bandına düşerken her iki durum için foton yayılması, **c)** uyarılan bir elektronun kirlilik seviyesine ve daha sonra valans bandına geri döndüğünde hem bir fonon hem de bir foton oluşumu (Callister 2007)

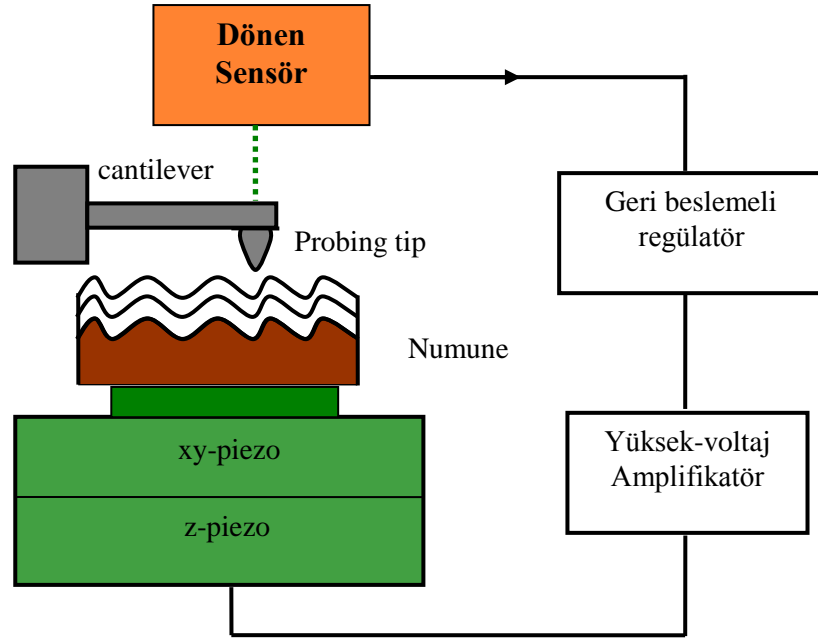
Net soğrulan ışığın şiddeti yol uzunluğunun yanında ortamın karakterine bağlıdır. Soğrulan ışığın şiddeti ya da soğrulmayan ışığın şiddeti sürekli olarak I_T , ışığın geğmiş olduğu x mesafesiyle azalmaktadır:

$$I_T = I_0 e^{-\beta x} \quad (2.12)$$

I_0 yansıtılmamış rastgele ışığın şiddeti, β soğurma katsayısı (mm^{-1}) malzemenin karakteristiğidir dahası β rastgele ışığın dalga boyuyla değişmektedir. x mesafesi malzeme içerisinde rastgele yüzeyden ölçülmektedir. Büyük β değerlerine sahip olan malzemeler yoğun olarak soğurucu olabileceği düşünülmektedir (Callister 2007).

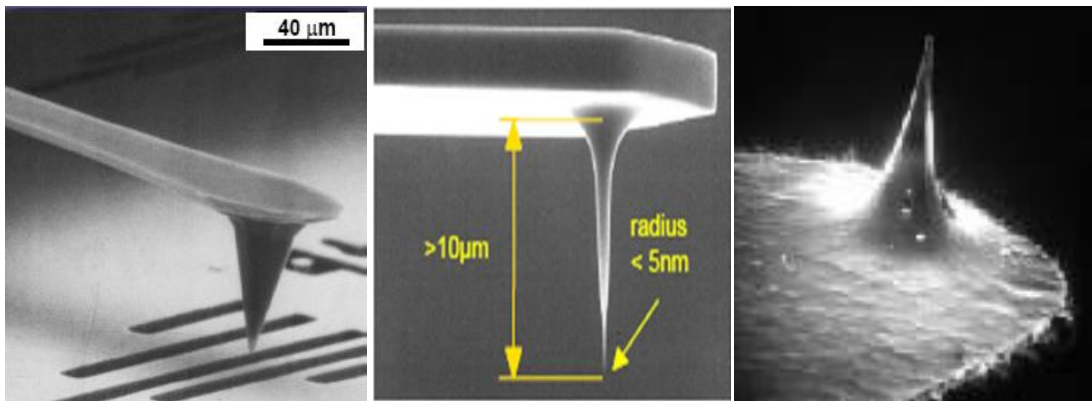
2.11. Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM)

Atomik kuvvet mikroskobunda numune yüzeyini herhangi bir malzemeyle kaplamaya gerek yoktur. Atomik kuvvet mikroskobu hem iletken, hem yalıtkan yüzeylerin incelenmesine olanak sağlar. Atomik kuvvet mikroskobu, atomik boyutlara kadar sivriltiilmiş bir iğne ucu yardımıyla, yüzeyin yüksek znrlkte (yaklaşık 10 pm) , üç boyutlu görüntülemesini sağlar. Görüntüleme bir denge çubuğunun ucunun yüzey ile etkileşiminin incelenmesi sonucunda gerçekleştirilir (Şekil 2.16). Değişik amaçlar için farklı uçlar kullanılır. Tarama işleminin için üç farklı teknik kullanılmaktadır. Bunlar iğnenin yüzeye temas ettirilerek uygulandığı temas yöntemi, ucun yüzeye temas etmediği temassız yöntem ve ucun yüzeye vurularak uygulandığı vurma yöntemidir. Elektron mikroskoplarının aksine su ve hava içerisindeki numunelerinde yüzey incelemesi yapılabilir.



Şekil 2.16. Kuvvete duyarlı cantilever gösteren atomik kuvvet mikroskobunun şeması

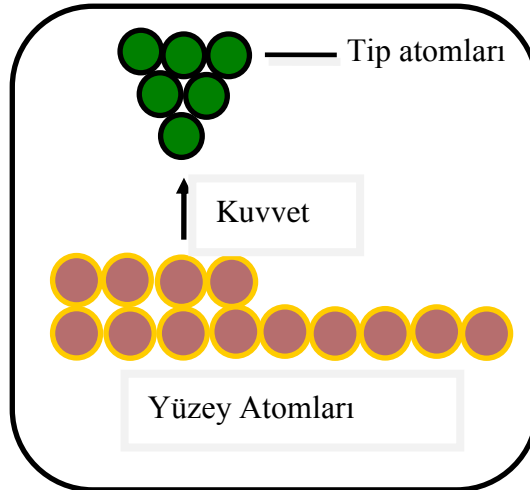
Fizik, kimya, biyoloji alanlarında, elektronik, metaller ve yarıiletkenler, telekomünikasyon, otomotiv, uzay-havacılık, ince ve kalın kaplamalarda, seramikler, kompozitler, camlar, sentetik ve biyolojik membranlar, polimerler olmak üzere pek çok kullanım alanı bulunmaktadır. Atomik kuvvet mikroskobuyla, yüzey etkileşim özellikleri, elektriksel yük, manyetik ve hidrofilik (polar) özellikler, aşınma ve pürüzlendirme, nanomekanik özellikler, temizleme, sürtünme ve kayganlaştırma, kaplama ve cilalama gibi ölçülebilecek özelliklere sahiptir.



Şekil 2.17. AFM tekniğinde yüzeyi taramak için kullanılan denge çubuğu ve denge çubuğuna bağlı SiO₂ ince uç

Denge çubuğu ile numune arasında oluşan kuvvet, denge çubuğunun pozisyonunda değişimlere neden olur ve bu küçük değişimler optik araçlarla tayin edilerek yüzey görüntüsü çıkarılır (Şekil 2.18). Hareket ettirici tüplü piezoelektrik sistem, ucun altında bulunan numunenin x, y ve z yönlerinde hareket etmesini sağlar. Lazer demet dedektöründen alınan sinyal, daha sonra numune kontrolünü sağlayacak piezoelektrik dedektöre geri besleme şeklinde ulaşarak numune ile uç arasında sabit bir kuvveti korumak için numunenin aşağı yukarı hareket etmesine neden olur.

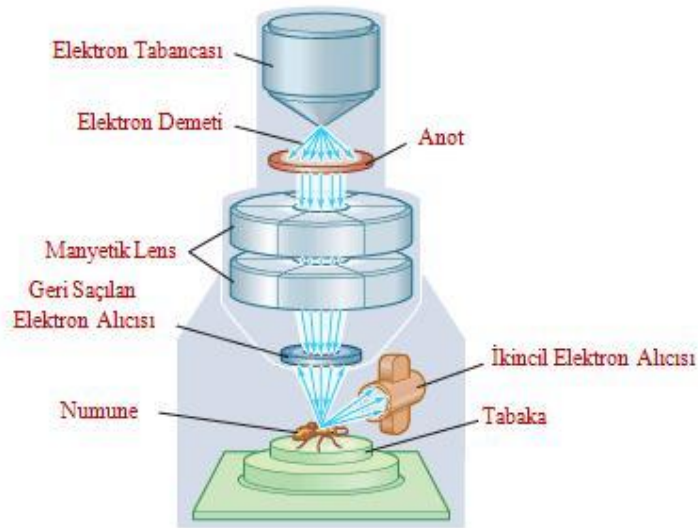
Görüntü kalitesini (rezolüsyonu) en çok etkileyen faktör tipin geometrisidir. En iyi tip sivri uçlu olması ve uç çapının < 5 nm olmasıdır. Bir atomik kuvvet mikroskobunun performansı denge çubuğunun ve ucun fiziksel niteliklerine çok bağlıdır. Denge çubukları hayli küçük ve hassastırlar. Denge çubukları ortalama olarak on, yirmi mikrometre uzunluğunda, on mikrometreden daha az genişlikte ve yaklaşık bir mikrometre kalınlığındadır. Günümüzde denge çubukları yarıiletken üretim yöntemleri ile üretilmektedirler. Bu yöntemde denge çubuğu/uç sistemi silisyum, silisyum oksit, silisyum nitrür tek çiplerinin aşındırılmasıyla bir bütün olarak elde edilmektedir (Şekil 2.17).



Şekil 2.18. Numne yüzey atomlarıyla tip atomlarının etkileşimi

2.12. SEM (Scanning Electron Microscopy)

Taramalı elektron mikroskobu katı maddelerin yüzeyinde çeşitli sinyalleri oluşturmak için yüksek enerjili odaklanmış elektron demeti kullanır. Elektronla numune etkileşimi sonrasında oluşan sinyaller numuneyi oluşturan malzemenin yönelimi, kristal yapısı, kimyasal birikmesi ve dış morfolojisi dahil numunenin yapısı hakkında bilgi ortaya çıkarmamızı sağlar. Çoğu uygulamalarda data numunenin seçili bir bölgesinden toplanmaktadır ve iki boyutlu görüntü bu özelliklerde uzaysal (spatial) değişimler göstermektedir. Yaklaşık 1 cm'den 5 mikron genişliğinde değişen bölgeler geleneksel SEM teknikleri kullanarak taramalı bir moda görüntüler elde edilmektedir. SEM seçili nokta konumlarının analizini de yapabilme yeteneğine sahiptir. Bu yaklaşım özellikle yarıiletkenin kimyasal büyümesi, kristal yapısı ve kristal yönelimlerini de belirlemede kullanışlıdır. Bütün SEM cihazlarında elektron tabancası, elektron lensler, numunenin yerleştirildiği bölge, dedektörler, data çıkış cihazı (görüntüleme) ve altyapı için gerekli malzemeler (güç kaynağı, soğutucu sistem vakum sistemi, elektrik ve magnetik alanda serbest çalışma ortamı ve titreşimin olmadığı zemin) bulunmaktadır (Şekil 2.19).

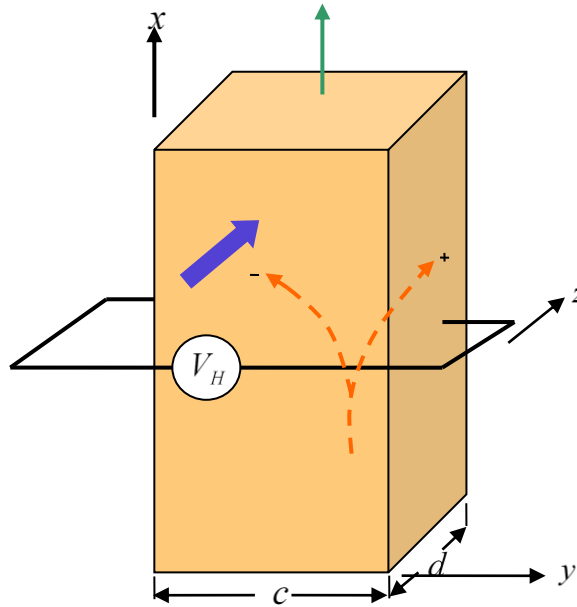


Şekil 2.19. SEM'in şematik gösterimi

2.13. Hall Olayı

Bazı malzemeler için çoğunluk taşıyıcı yüklerinin tipini, konsantrasyonunu ve mobilitesini belirlemek önemlidir. Böyle nicelikleri basit bir elektrik iletkenlik ölçümüyle belirlemek mümkün değildir. Bu terimleri belirlemek için bir ‘Hall olayı’ deneyi yapılmalıdır. Bu Hall olayı, yüklü bir parçacığın hareket yönüne dik uygulanan bir magnetik alanının hem magnetik alana hem de parçacığın hareket yönlerine dik parçacık üzerinde bir kuvvet oluşturması olayının bir sonucudur.

Şekil 2.20 bir köşesine kartezyen koordinat sisteminin orijininin kurulu olduğu paralel kenarlı bir malzemeyi göstermektedir. Dışarıdan uygulanan elektrik alana karşılık, elektronlar ya da holler x yöneliminde hareket eder ve I_x akımına neden olur. Magnetik alan pozitif z yönünde uygulandığında, oluşan kuvvet holleri (pozitif yüklü taşıyıcılar) sağ tarafa ve elektronları (negatif yüklü taşıyıcılar) sol tarafa y yönünde onları sapmalarına neden olacaktır.



Şekil 2.20. Hall ölçümünün şematik gösterimi (Callister 2007)

Bu yüzden, y yönünde Hall voltajı olarak ifade edilen bir V_H voltajı olacaktır. V_H 'ın değeri I_x, B_z ve d 'ye bağlı olup,

$$V_H = \frac{R_H I_x B_z}{d} \quad (2.13)$$

Bu ifadede R_H verilen malzemeler için sabit olup hall katsayısı olarak ifade edilmektedir. İletkenliği elektronlarla belirlenen metaller için R_H negatiftir ve

$$R_H = \frac{1}{n|e|} \quad (2.14)$$

ye eşittir. Dahası, (2.14) eşitliğinden elektron mobilitesi μ_e ,

$$\mu_e = \frac{\sigma}{n|e|} \quad (2.14a)$$

ya da (2.13) eşitliği kullanılarak,

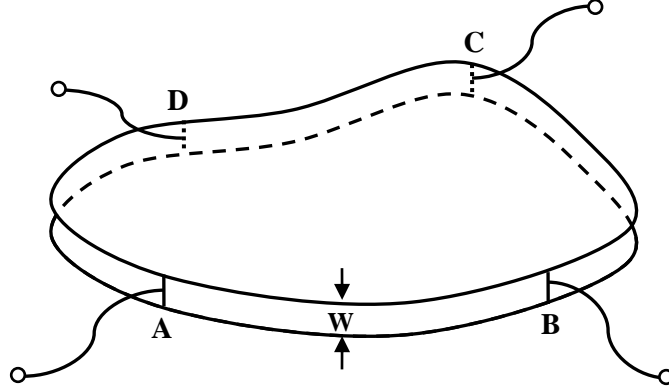
$$\mu_e = |R_H| \sigma \quad (2.14b)$$

olmaktadır. Bu yüzden, eğer σ iletkenlik ölçülürse, μ_e 'nin değeri de belirlenebilir.

2.13.1. Van der Pauw metodu

Bar-şekilli numunelerin kullanımı tek tip (uniform) akım akışını ve iyi belirlenmiş bir elektrik alan sağlar fakat kısmen karmaşık numune hazırlama içermektedir. Birçok araştırmacı geometrik doğruluk üzerine şimdiye kadar daha az talep edilen Van der Pauw ölçümünün tek form kullanır. Bu kenarları üzerine yerleştirilen dört çizgi kontaklı

düzlem şeklindeki lameler direnç ölçümü için uygulanan Van der Pauw (1958) tarafından yayınlanan teoreme dayalıdır (Şekil 2.21'e bakınız).



Şekil 2.21. Çizgi kontaklı düz bir lamel üzerinde Van der Pauw metoduyla direnç ölçümü için kullanılan ideal geometri

Numune kalınlığı (W) ve katkılama seviyesi aynı olabilir ve aksine rastgele şekilli olabilir. Teorem R_{ABCD} ifadesi ile belirlenen direnç ifadesi,

$$R_{ABCD} = \frac{V_{AB}}{I_{CD}} \quad (2.15)$$

şeklindedir. C ve D kontaktları arasından bir I_{dc} akımı geçirildiğinde A ve B kontaktları arasında oluşan potansiyel ölçülerek belirlenir. Yarı sonsuz tabaka direnci üzerindeki dört kontak için R_{ABCD} ve R_{BCDA} dirençleri;

$$\exp\left\{-\frac{\pi R_{ABCD} W}{\rho}\right\} + \exp\left\{-\frac{\pi R_{BCDA} W}{\rho}\right\} = 1 \quad (2.16)$$

şeklindedir. Van der Pauw (2.16) denkleminin Şekil 2.21'deki rastgele şekilli bir lamel için de uygulanabilir olduğunu gösterdi. Eğer W , R_{ABCD} ve R_{BCDA} ölçülürse 2.15 eşitliğindeki malzemenin direnci ρ belirlenebilir. Basit bir bilgisayar programı doğrudan bunu başarabilir fakat analiz;

$$\rho = \frac{\pi W}{\ln 2} \left\{ \frac{R_{ABCD} + R_{BCDA}}{2} \right\} f \left(\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}} \right) \quad (2.17)$$

şeklinde yazılarak çözülebilir. Eşitlik (2.17) rastgele numunelere uygulanmasına rağmen disk ya da kare gibi simetrik şekillerin kullanımında da avantaj sağlamaktadır. Bu durumda dört direnç eşit olur. Kontaklar farklıysa ya da numunenin tek tipliliği şüpheliyse ve eğer kontaklarda hiç değişim yoksa daha sonra oluşan ρ değeri sadece yaklaşık olarak belirlenebilir.

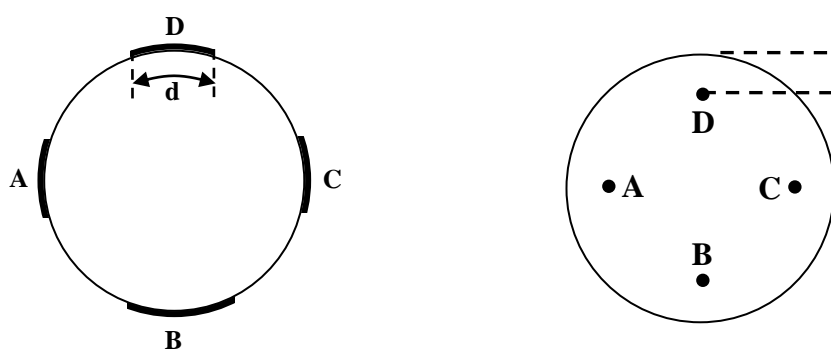
Eşitlik (2.17) esas olarak rastgele büyüklükteki bir karenin karşı uçları arasındaki direnç olarak belirlenen numunenin tabaka direnciyle ilgilidir. Bir kenarının uzunluğu l olan bir kare numune için

$$R = \frac{\rho l}{Wl} = \frac{\rho}{W} \quad (2.18)$$

Görüldüğü gibi numunenin tabaka direnci l 'den bağımsızdır ve tabakanın özelliğidir ve birim birimkare başına ohm'dur.

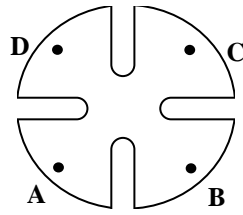
Van der Pauw teoremi tarafından gerekli olan çizgi kontaklara artık yaklaşmayan alaşım yapılmış kontaklar kullanmak gerekmektedir. Genelde epitaksiyel tabakaların uçlarına kontak yapılmaz bu yüzden ideal Van der Pauw geometri başarılmaz. Bu durumlarda alternatif kontak geometrileri tasarlamak önemlidir (Blood *et al.* 1992).

Kontak örneklerinin pek çoğu analiz edilmiştir. Bunun için Van der Pauw disk numuneleri çevrelemek için üç özel durum düşünülmüş ve bunların ikisi Şekil 2.22’de gösterilmiştir.



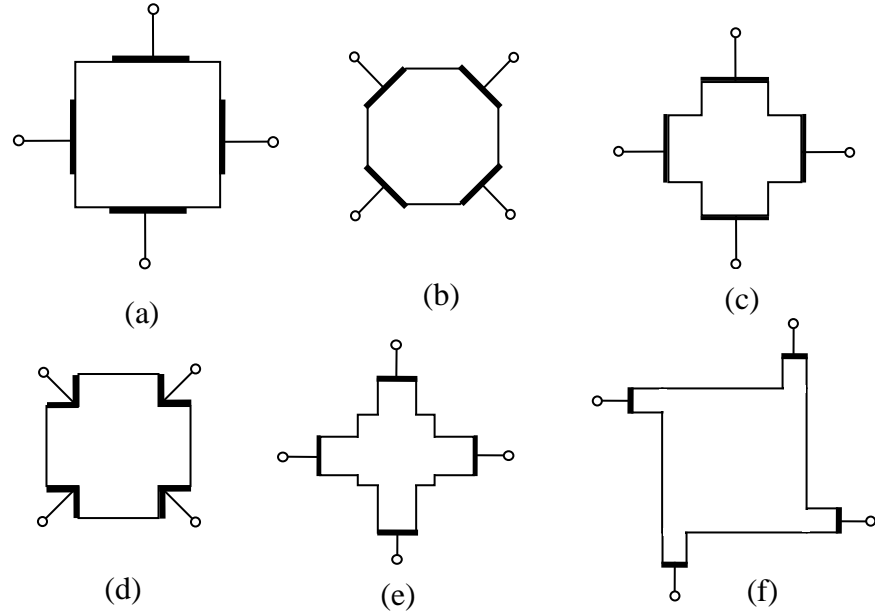
Şekil 2.22. Van der Pauw metoduyla direnç ölçümü için daire şeklindeki disk numuneler üzerinde kullanılan pratik kontak örnekleri (Blood *et al.* 1992)

Yaygın olarak kabul edilen çözüm Şekil 2.23’de gösterildiği gibi bir yonca yaprağı şeklindedir. Bu yapraklar küçük merkez bölgede ideal kenar kontakları gibi davranan alaşım kontakların oluşumu için büyük bir alan sağlar.



Şekil 2.23. Van der Pauw ölçümleri için yaygın olarak kullanılan yonca yaprağı şekli

Yonca yaprağı rutin malzeme karakterizasyonu için geleneksel bir şekil olarak kabul edilmesine rağmen bazı durumlar için uygun olmayabilir. Örneğin Silikon entegre devrelerde direnç görüntüleme için uygun değildir. Kare ya da diğer köşeli şekiller daha uygun olabilir ve kontak büyüklük etkilerinin deneysel ve teorik çalışmaları mevcuttur.



Şekil 2.24. Van der Pauw ölçümleri için kullanılan değişik numune şekilleri (Blood *et al.* 1992)

Şekil 2.24’de bazı olasılıklar gösterilmektedir. a, c ve d durumlarında kontak büyüklüğü için doğrultma faktörü nisbeten basit deneysel formül vasıtasıyla açıklanabilmektedir. Doğrultma faktörü $F(\lambda)$ ideal ‘Van der Pauw’ tabaka direnci için ölçülen tabaka direncinin yönelimi olarak belirlenir (Eşitlik (2.17)). λ tüm sınır uzunluğuna kontak uzunluğunun oranıdır. Bu nedenle,

$$R = FR_{vdP} \quad (2.19)$$

$$R_{vdP} = \frac{\pi}{\ln 2} R_{ABCD} \quad (2.20)$$

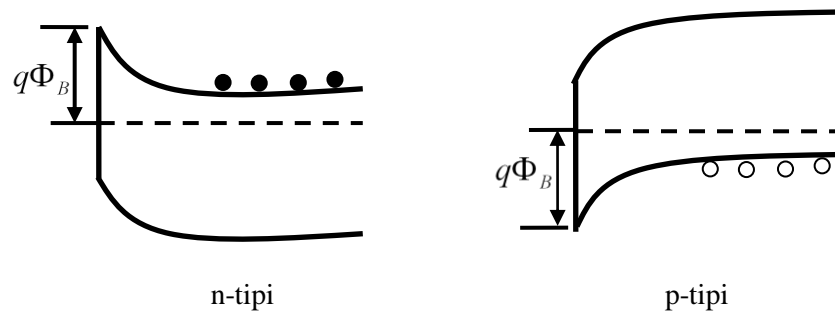
Burada R_{vdP} numune kenarı üzerindeki çizgi kontaklarla ölçülmektedir. Doğrultma faktörü için,

$$F = \{1 - 0.595\lambda^{1.82}\}^{-1} \quad (2.21)$$

2.25'de gösterilmektedir. Yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha az olan metalin iş fonksiyonu Şekil 2.25.a'da gösterilmektedir. İş fonksiyonları Φ_M enerjisi ya da potansiyeli olarak verilmektedir. Burada $\Phi_M = \Phi_M/q$ olarak ifade edilmektedir. Şekil 2.25.b'de $\Phi_M = \Phi_s$ ve Şekil 2.25.c'de $\Phi_M > \Phi_s$ 'dir. Bu model için kontakta engel yüksekliği,

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi \quad (2.24)$$

Burada χ yarıiletkenin yüzeyinde iletkenlik bandının minimumu ile vakum seviyesi arasındaki potansiyel fark olarak tanımlanan elektron yakınlığıdır. Engel yüksekliği Φ_B yarıiletkenin katkı yoğunluğundan bağımsızdır. Schottky teorisine göre engel yüksekliği sadece metalin iş fonksiyonuna ve yarıiletkenin elektron yakınlığına bağlıdır. Bu Şekil 2.25'deki üç engel yüksekliğinden herhangi birinin oluşması için sadece uygun iş fonksiyonuna sahip metaller kullanarak engel yüksekliğini değiştirmeyi kolaylaştırır. Çünkü çoğunluk taşıyıcılar biriktiği (accumulation), değişmediği (neutral) ya da nötral altlıkta onların yoğunluğuna kıyaslandığında tüketildiği için birikme, nötral ve deplasyon kontaktları olarak isimlendirilebilir.



Şekil. 2.26. n- tipi ve p-tipi altlıklar üzerine deplasyon tipi kontaktları

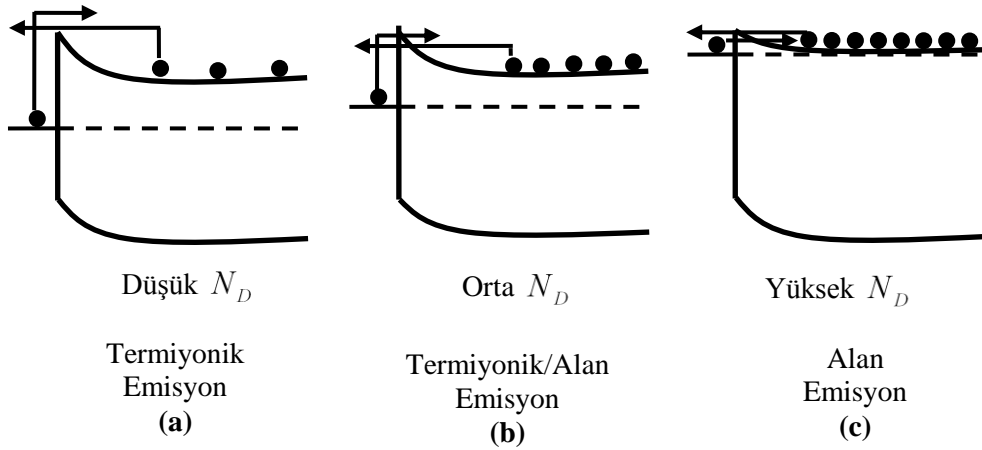
Şekil 2.25'den açıkça görüldüğü gibi, metaldeki elektronlar yarıiletkenin içine ya da dışına onların akışı en düşük engelle karşılaştığı için birikme tipi kontak tercihli omik kontaklıdır. Pratikte çeşitli iş fonksiyonlu metaller kullanarak engel yüksekliğini

değiştirmek çok zordur. Deneysel olarak Ge, Si, GaAs gibi çok yaygın olarak kullanılan yarıiletkenlerin ve diğer III-V yarıiletken malzemelerin engel yükseklikleri nisbeten metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu gözlenmektedir. Şekil 2.26'dan görüldüğü gibi bir deplasyon tipi kontak genellikle hem n-tipi hemde p-tipi altlıklar üzerine oluşturulmaktadır. n-tipi altlıklar için engel yüksekliği $\Phi_B \approx 2 E_g / 3$ ve p-tipi altlıklar için $\Phi_B \approx E_g / 3$ 'tür.

Çeşitli iş fonksiyonlu metallerin engel yüksekliğinin nisbeten sabitliği bazen yarıiletkende Fermi seviyesinin bir deplasyon tipi kontak oluşturmak için band aralığında tek bir enerjide sabitlenmesinden bahsederek Fermi seviyesinin sabitlenmesine katkıda bulunmaktadır. Schottky engelinin detayları henüz anlaşılmamaktadır. Ancak yarıiletken yüzeyindeki kusurların kontak oluşumu süresince önemli bir rol oynadığı açıktır. Bardeen ilk olarak engel yüksekliğini belirlemede yüzey durumlarının önemli olduğuna işaret etmiştir. Böyle yüzey durumları yüzeydeki bükülen bağlardan (dangling bonds) ya da diğer kusurlardan olabilir. Ancak hala Fermi seviyesinin sabitlenmesine neden olan önerilen çeşitli mekanizmalar arasında uyumsuzluk vardır.

Nisbeten metalin iş fonksiyonundan bağımsız olabilecek engel yüksekliklerine neden olan mekanizmalar ne olursa olsun bir birikme (yığılma) tipi kontak oluşturmak oldukça zordur. Omik kontaklar sık sık yüksek rekombinasyon hızlı bölgeler olarak ifade edilmektedir. Bu yüksek hasarlı bölgelerin iyi omik kontaklar gibi hizmet verdiğini kabul eder. Hasarlı bir yarıiletken aygıtta uzun sürmesi istenen tek şey olduğu için böyle oluşum metotları pratik değildir. Hasar içeren omik kontaklar henüz yeniden üretilmemektedir. Bu kontakları oluşturmak için sadece bir alternatif olarak yarıiletken katkı seviyesini ortaya çıkarmaktadır. Önceki açıklamalardaki gibi engel yüksekliği nispeten katkı seviyesinden bağımsızdır fakat engel genişliği katkı seviyesine bağlıdır. Engel yüksekliği gerçekte imaj kuvveti engel düşmesi boyunca katkı seviyesine zayıfça bağlıdır. Burada bu etki ihmal edilmektedir.

$N_D^{-1/2}$ orantılı olarak W genişlikli yoğun katkı yarıiletkenlerin dar bir uzay yükü bölgesine sahip olduğu açıktır. Dar uzay yükü bölgesine sahip metal-yarıiletken kontaklar için elektronlar metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale tünelleyebilirler. p-tipi yarıiletkenler için holler tünellenir. Hollerin tünellenmesi derken metale yarıiletkenin valans bandından tünellenen elektron olarak metalden yarıiletkene tünellenen hole kabul edilmelidir.

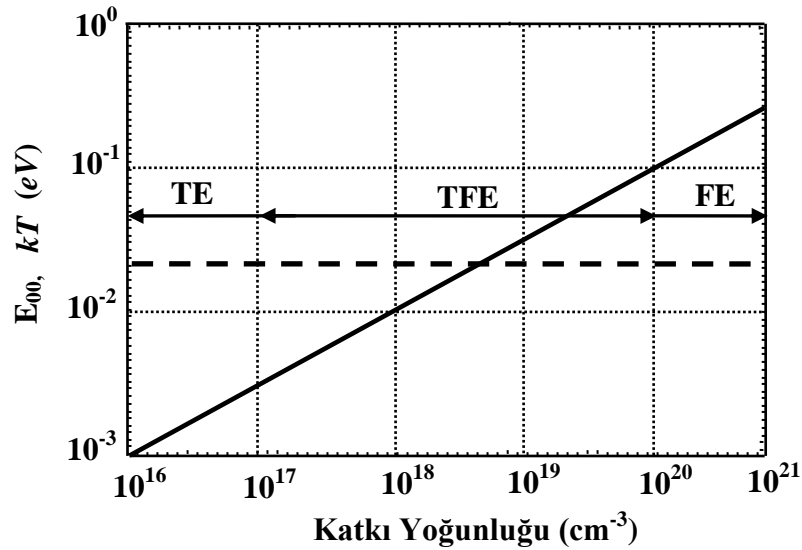


Şekil 2.27. Artan katkı konsantrasyonuna sahip n-tipi altlıklar için deplasyon tipi kontaklar. Elektron akışı şematik olarak oklarla elektronlar tarafından gösterilmektedir (Scröder 1998)

Bir metal n-tipi yarıiletken için iletkenlik mekanizmaları Şekil 2.27’de gösterilmektedir. Düşük katkı yarıiletkenler için akım Şekil 2.27.(a)’da gösterildiği gibi engel üzerinden termal olarak uyarılmış elektronların geçtiği termiyonik emisyon (TE) teorisine uygun olarak akmaktadır. Orta seviyeli katkılamada termiyonik-alan emisyon (TFE) baskındır. Taşıyıcılar termal olarak engelin tünellemenin oluşabilmesi için dar olduğu yerde bir enerjiye uyarılmaktadır. Yüksek katkı yoğunluklarında engelin yeterli bir şekilde dardır ya da iletkenlik bandının üzerinde ya da yakınındaki elektronlar alan emisyonu olarak bilinen (FE) doğrudan tünelleyebilir. Üç bölgede uygun E_{00} karakteristik enerjisiyle belirlenmektedir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N}{K_S \epsilon_0 m_{tun}^*}} = 1.86 \times 10^{-11} \sqrt{\frac{N(\text{cm}^{-3})}{K_S (m_{tun}^*/m)}} eV \quad (2.25)$$

Burada N katkı yoğunluğu, m_{tun}^* tünelleme etkin kütlesi ve m serbest elektronun kütlesidir. N katkı yoğunluğu cm^{-3} cinsinden ifade edilirse E_{00} enerjisi eV cinsinden belirlenir. Katkı seviyesine bağlı olarak E_{00} enerji değişimi Şekil 2.28'de gösterilmektedir. Termal enerji kT ile tünelleme enerjisi E_{00} 'ın kıyaslanmasında eğer $kT \gg E_{00}$ olduğunda termiyonik emisyonunun, $kT \approx E_{00}$ ise termiyonik-alan emisyonunun ve $kT \ll E_{00}$ ise alan emisyonunun baskın olabileceğini göstermektedir. Tünelleme etkin kütlesi n-Si ve p-Si için farklıdır ve katkı yoğunluğuna da bağlıdır.

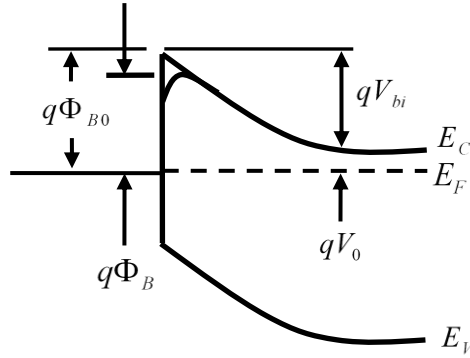


Şekil 2.28. $m_{tun}^*/m = 0.3$ olan Si için katkı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak E_{00} ve kT değişimi

Şekil 2.27.(c) gerçekte kontaklarda oluşmayan bir durumdur. Genellikle kontakta oldukça uzak mesafede bulunan yarıiletken yoğun bir şekilde katkılanarak gerçekleşir. Kontak direnci metal-yarıiletkeninin kontak direncinin toplamından oluşmaktadır.

2.15. Schottky Engel Yüksekliği

n-tipi bir altlık üzerine bir Schottky engel diyodun band diyagramı Şekil 2.29'da gösterilmektedir. Diyoda güçlü bir şekilde doğru beslem uygulandığı zaman Φ_{B0} ideal engel yüksekliğine ulaşılabilir. Gerçek engel yüksekliği Φ_B , imaj kuvveti engel düşmesi ve diğer faktörler nedeniyle Φ_{B0} 'dan daha küçüktür. Built-in potansiyeli V_{bi} 'dir ve V_0 iletkenlik bandına göre yarıiletkenin Fermi seviyesinin potansiyelidir.



Şekil 2.29. Schottky engelin enerji band diyagramı (Schröder 1998)

Seri direncin ve şönt direncinin ihmal edildiği bir Schottky engel diyodun termiyonik akım voltaj ilişkisi,

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (2.26)$$

ile verilmektedir. Burada I_s saturasyon akımıdır ve

$$I_s = AA * T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) = I_{sl} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.27)$$

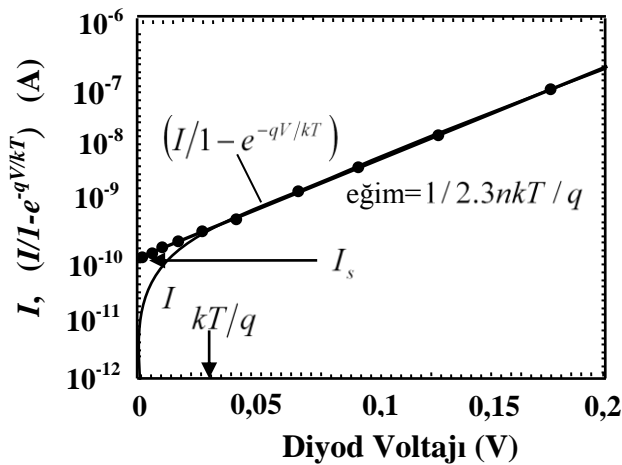
dir ve A diyod alanı, $A^* = 4\pi qk^2 m^*/h^3 = 120(m^*/m) \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ Richardson sabiti, Φ_B etkin engel yüksekliği ve n idealite faktörüdür. A^* arayüzeyde kuantum mekaniksel yansıma ve fonon saçılımı düşünüldüğünde bile gerçek tahmin edilen değerinde değildir.

İdealite faktörü n , aygıtın ideal olmadığı durumdaki tüm bilinmeyen etkileri içermektedir. Bir Schottky diyodun tüm yüzeyi üzerinde aynı olması mümkün değildir. Engel yüksekliği bölgelerinde idealitenin 1'den büyük olmasına ($n > 1$) yol açmaktadır ve idealite n artan besleme ve sıcaklıkla azalması gibi diğer etkilerle de açıklanmaktadır. Eşitlik 2.26 bazen aşağıdaki gibi de açıklanabilmektedir,

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \right] \quad (2.28)$$

$\log(I)$ 'ya karşı V olarak Eşitlik 2.26'ya göre data eğrisi Şekil 2.30'da gösterildiği gibi sadece $V \gg kT/q$ için lineerdir. Eşitlik 2.28 kullanarak $\log[I/(1 - \exp(-qV/kT))]$ karşı V fit edildiğinde, data Şekil 2.30'da gösterildiği gibi $V = 0$ lineerdir.

2.16. Akım-Voltaj Karakteristiği



Şekil 2.30. Bir Schottky diyod için akım-voltaj eğrisinin iki şekli (Schröder 1998)

Akım-voltaj metotları arasında, engel yüksekliği $V = 0$ iken $\log(I)$ 'ya karşı V eğrisini extrapole ederek belirlenen I_s akımından çok yaygın biçimde hesaplanmaktadır. $V = 0$ 'da bu yarı-logaritmik eğrinin düz çizgisini kesen akım eksenini I_s ile verilmektedir. Engel yüksekliği Φ_B Eşitlik 2.29'da I_s 'den hesaplanmaktadır ve aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$\Phi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_s} \right) \quad (2.29)$$

Böyle belirlenen engel yüksekliği sıfır beslem için Φ_B 'dir. Eşitlik 2.29'daki parametrelerin en belirsizi A^* 'dır.

2.17. Kapasite-Voltaj Karakteristiği

Bir Schottky diyodun birim yüzeyindeki kapasite,

$$\frac{C}{A} = \left(\frac{\pm q K_s \epsilon_0 (N_A - N_D)}{2(\pm V_{bi} \pm V - kT/q)} \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

+ işareti p-tipi ($N_A \gg N_D$) altlık ve - işareti n-tipi ($N_D \gg N_A$) altlık için olduğunda uygulanmaktadır ve V ters beslem voltajıdır. p-tipi altlıklar için $N_D \ll N_A$, $V_{bi} \gg 0$ iken n-tipi altlıklar için $N_D \gg N_A$, $V_{bi} \ll 0$ 'dır. Paydadaki kT/q deplasyon yaklaşımından çıkarılan uzay yükü bölgesinde çoğunluk taşıyıcıları hesaba katılmaktadır. Şekil 2.29'da görüldüğü gibi built-in potansiyeli V_{bi} ,

$$\Phi_B = V_{bi} + V_0 \quad (2.31)$$

ifadesiyle engele bağlıdır. $V_0 = (kT/q)\ln(N_C/N_D)$ 'dir burada N_C iletkenlik bandındaki etkin hal yoğunluğudur. $1/C^2$ 'ye karşı V grafiği $2/[qK_s\epsilon_0(N_A - N_D)]$ eğimli bir eğriyi ve V eksenini kesen $V_i = -V_{bi} + kT/q$ vermektedir. İnce çizginin kestiği noktadan engel yüksekliği,

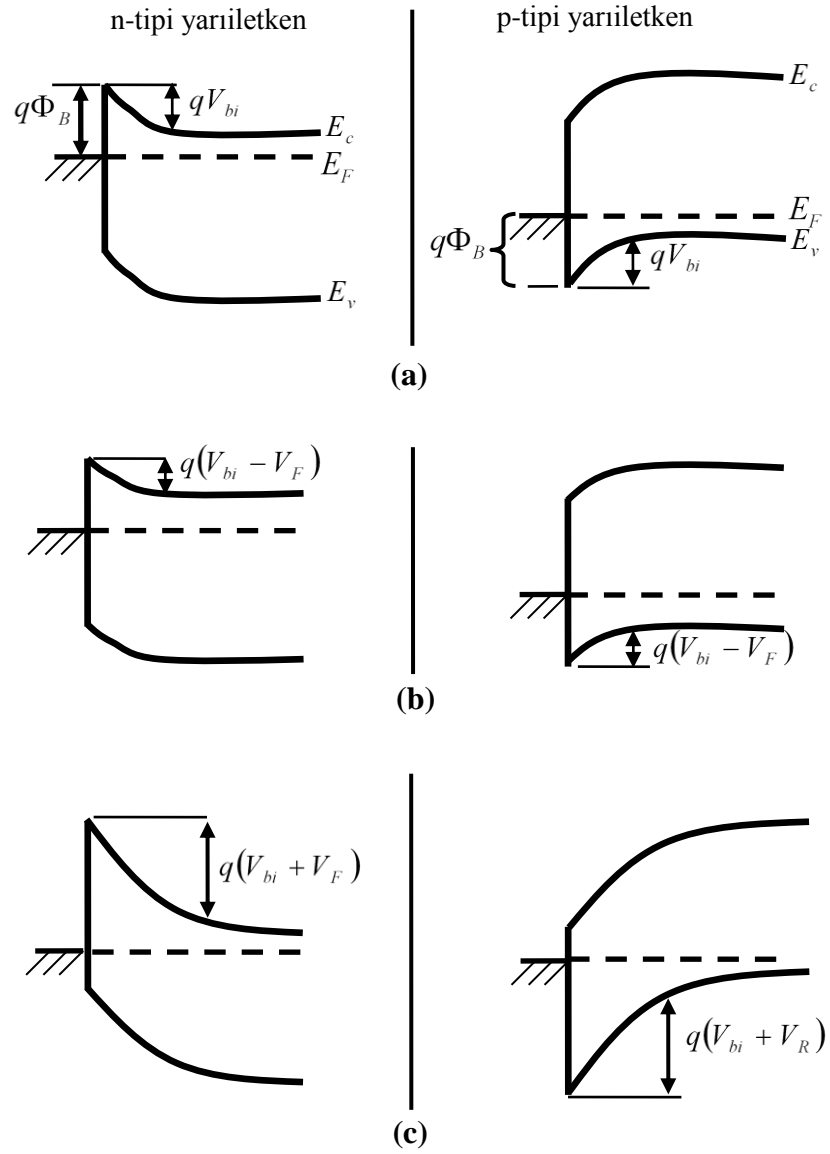
$$\Phi_B = -V_i + V_0 + \frac{kT}{q} \quad (2.32)$$

ifadesiyle belirlenmektedir. Burada $\Phi(C-V)$ flat band engel yüksekliğidir ve yarıiletkendeki flat band şartlarına neden olan yeterli doğru belsemi gösteren $1/C^2 \rightarrow 0$ ya da $C \rightarrow \infty$ için $1/C^2$ 'ye karşı V grafiğinden belirlenmektedir.

Bir metal yarıiletkenle kontak haline getirildiğinde yarıiletkendeki iletkenlik ve valans bandlarının metalin Fermi seviyesine göre belirli bir enerji seviyesi oluşturdukları bilinmektedir. Bu ilişki bilindiğinden beri yarıiletkende Poisson eşitliğinin çözümü üzerine bir sınır şartı olarak bu durum görev yapmaktadır. Şekil 2.31'de farklı beslem durumları altında hem n-tipi hemde p-tipi yarıiletkenin bir metalle kontak haline getirilmesini göstermektedir. W deplasyon bölgesinin genişliği iken $x \ll W$ için $\rho \approx qN_D$ ve $x \gg W$ için $\rho \approx 0$ ve $dV/dx \approx 0$ gibi yaklaşımlar altında metal-yarıiletken engeli için sonuçlar p-n ekleminkine benzemektedir ve deplasyon bölgesinin genişliği,

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.33)$$

$$|\psi(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W - x) = \psi_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s} x \quad (2.34)$$



Şekil 2.31. Farklı beslem durumlarında metal n-tipi ve metal p-tipi yarıiletkenlerin enerji band diyagramı (a) Termal denge, b) Doğru beslem (c) Ters beslem (Sze 1981)

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.35)$$

$$|\psi(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W - x) = \psi_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s} x \quad (2.36)$$

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left(Wx - \frac{1}{2}x^2 \right) - \Phi_{Bn} \quad (2.37)$$

burada kT/q çoğunluk taşıyıcıların katkısından ortaya çıkmaktadır (n-tipinde elektronlar). ψ_m , $x=0$ 'da oluşan maksimum alan uzunluğudur ve

$$\psi_m = \psi(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} = \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{W} \quad (2.38)$$

şeklinde verilmektedir. Yarıiletkenin birim alan başına uzay yükü Q_{sc} ve birim alan başına deplasyon bölgesinin kapasitansı C aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.39)$$

$$C = \frac{|\partial Q_{sc}|}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V - kT/q)}} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (2.40)$$

Bu eşitlik aşağıdaki şekilde de yazılabilir,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{q\epsilon_s N_D} \quad (2.41)$$

ya da

$$-\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N_D} \quad (2.42)$$

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[-\frac{1}{d(1/C^2)/dV} \right] \quad (2.43)$$

Eğer N_D deplasyon bölgesi boyunca sabit ise $1/C^2$ 'ye karşı V grafiğini fit ederek elde edilebilir. Eğer N_D sabit değilse eşitlik 2.43'den katkı konsantrasyonunu belirlemek için farklı kapasite metodu kullanılabilir.

2.18. Cheung Metodu Yardımıyla Seri Direnç Hesabı

1986 yılında Cheung metal-yarıiletken kontağın doğru belsem $I-V$ karakteristiği yardımıyla seri direnç değerlerini belirlemek için bir model ortaya koymuştur. Termiyonik emisyonun bulunan akım yoğunluğu (J) diyodun etkin alanı ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım,

$$I = A.J = \left[AA * T^2 \exp\left(\frac{-e(\Phi_B)}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

olarak ifade edilmektedir. Bu ifadede $eV \gg kT$ ise 1 ihmal edilebilir. Deneysel olarak uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesine düşmediği dikkate alındığında ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz olan idealite faktörü (n) dikkate alınarak akım denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$I = A.J = \left[AA * T^2 \exp\left(\frac{-e(\Phi_B)}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V)}{nkT}\right) \right] \quad (2.45)$$

Uygulanan gerilim V nin IR_s kadarlık miktarı seri direnç üzerine düşeceği için V yerine $V - IR_s$ yazarak (2.45) ifadesini yeniden düzenlersek,

$$I = AJ = \left[AA * T^2 \exp\left(\frac{-e(\Phi_B - IR_s)}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.46)$$

Bu ifadeden V 'yi çekersek,

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA * T^2}\right) + n\Phi_B + IR_s \quad (2.47)$$

Elde edilmiş olur. Bu eşitliğin $\ln(I)$ 'ya göre türevi alınırsa

$$\frac{dV}{d \ln(I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.48)$$

ifadesi elde edilir. $dV / d \ln(I)$ eşitliğinin I 'ya göre grafiği bir doğruyu verecektir. Bu grafikten elde edilecek doğrunun eğimi R_s seri direnci verecektir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü bulunmaktadır. Φ_B engel yüksekliğini bulmak için

$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA * T^2}\right) \quad (2.49)$$

Şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.47) ve (2.48) denklemlerinden

$$H(I) = n\Phi_B + IR_s \quad (2.50)$$

yazılabilir. $H(I)-I$ grafiği çizildiğinde bu grafikte bir doğruyu vermektedir. Bu doğrunun eğimi de R_s seri direnci ve $H(I)$ eksenini kestiği nokta ise engel yüksekliğini vermektedir (Aydoğan 2003).

2.19. Norde Metodu Yardımıyla Seri Direnç Hesabı

Yüksek seri dirence sahip metal yarıiletken yapılarda; seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi temel fiziksel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir. Bunlardan ilki Norde tarafından, ideal durum ($n = 1$) için seri direnç ve engel yüksekliği için tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesi amaçlanmıştır. Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Bohlin ise Schottky diyodunun $I - V$ ölçümünden elde edilen $1 < n < \gamma$ (γ keyfi bir sayı olmak üzere) durumunda R_s ve Φ_b 'nin belirlenmesini mümkün kılacak Norde fonksiyonunun modifiye edilmiş bir modelini ileri sürmüştür. Modifiye edilmiş Norde fonksiyonu;

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (2.51)$$

olarak tanımlanır. Burada A diyodun alanı, A^* modifiye edilmiş Richardson sabiti, e elektronik yük ve γ idealite faktöründen daha büyük keyfi olarak seçilmiş bir sabittir.

$F(V)$ fonksiyonunun minimum noktası düşünüldüğünde, minimum V_m voltajına karşılık gelen $F(V_m)$ değeri kullanılarak engel yüksekliği değeri;

$$\Phi_b = Fm + \left[\frac{(\gamma - n)}{n} \right] \left[\frac{V_m}{\gamma} - \frac{kT}{e} \right] \quad (2.52)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada V_m ve I_m doğru beslem değerindeki minimum akım ve ona karşılık gelen voltaj değeridir. Seri direnç değeri, V_m 'a karşılık gelen I_m değeri kullanılarak

$$R = (\gamma - n) \left(\frac{kT}{eI_m} \right) \quad (2.53)$$

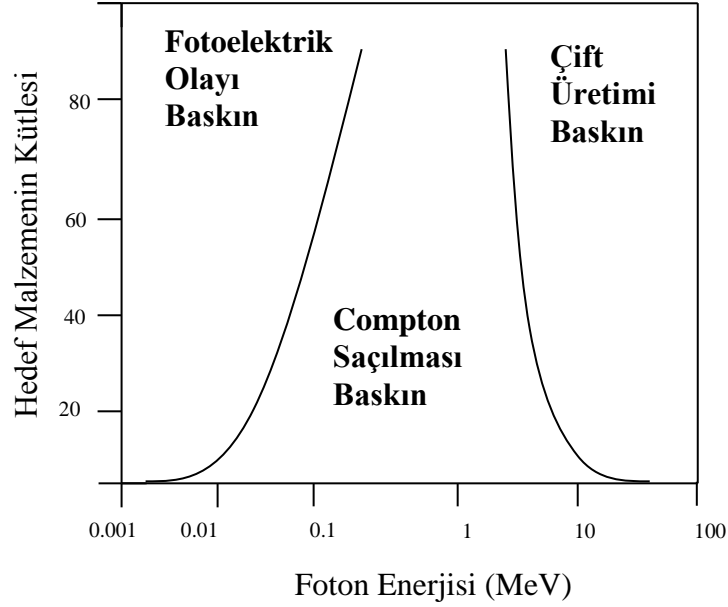
bağıntısından hesaplanmaktadır (Bohlin 1986).

2.20. Yarıiletken Malzemelerde Radyasyon Işınlamasının Etkileri

Herhangi bir radyasyon ortamında yarıiletken aygıtlar ve malzemeler genellikle oldukça büyük enerjiye sahip foton ve parçacıklara maruz bırakılır. Yüksek enerjili parçacıklar ve fotonlar, farklı şekillerde zarar ve kusurlar oluşturarak kinetik enerjilerini kaybeder. Oluşan bu zararlar, iyonizasyon ve yerdeğiştirme zararlarıdır. Bu zararlar, yarıiletken aygıt ve malzemeler üzerinde performans azalmasına neden olur ve uzun dönemler iyileşme göstermeyen hasarlar ortaya çıkarır. Yarıiletken malzemede biriktirilen enerji miktarı sadece parçacık kütesine ve enerjisine değil, aynı zamanda atom numarasına, hedef malzemenin kütesine ve bırakılan hedef atomlarının numarasına da bağlıdır.

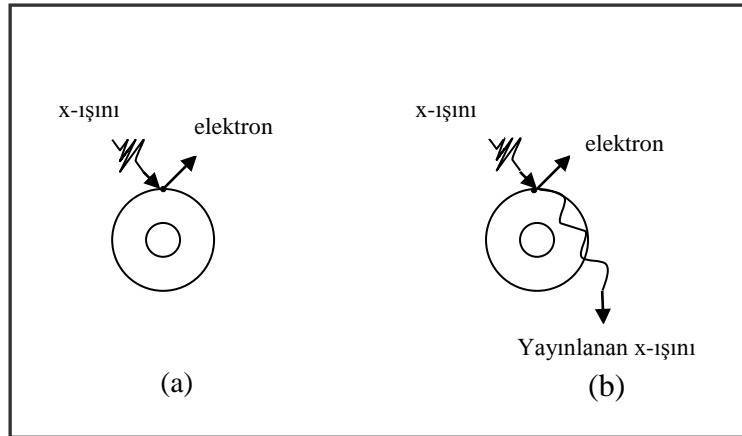
2.20.1. İyonizasyon zararı

İyonizasyon, net pozitif yüke sahip bir atom üretmek için atom ya da molekülden bir ya da daha fazla elektronun uzaklaştırılmasıdır (Şekil 2.32). İyonlaşma olarak radyasyonu sınıflandırma, bir elektron göndermek için yeterli kuantum enerjisine sahip olduğu bir duruma denir. İyonizasyon radyasyonu, mutasyon ya da kanser riskiyle ilgili pek çok fiziksel ve kimyasal etkiler yaptığı için önemlidir. İyonlaşma genellikle elektromanyetik spektrumun morötesi (UV) bölgesinde oluşur. Bu yüzden bütün X-ışınları ve gama ışınları iyonizasyon radyasyonlarıdır.



Şekil 2.32. Hedef materyal ile yüksek enerjili foton etkileşimi

Nükleer parçacık radyasyonunun bütün çeşitleri, yüksek enerjileri nedeniyle iyonizasyon radyasyonudur. İyonizasyon, yarıiletkenlerle enerjili fotonlar (X-ışınları ve üzeri) etkileştiğinde baskın mekanizmadır. Bu yüzden bağlı bir valans elektron, iletkenlik bandı içinde ya da arkasında serbest bir hole bırakarak daha yüksek bir bant içerisinde yayılır.



Şekil 2.33. a) İyonizasyon, b) Compton Saçılması

Artan enerjiler için Compton etkisi, fotonun enerjisi tamamen soğrulmadığı için baskındır ve daha düşük enerjili ikinci bir foton, iyonlaşma enerjisiyle yayılır. Ancak, enerji bu ikinci fotonun enerjisi üzerinde olduğunda, ikinci hol-elektron çifti üretmek için yeniden soğrulur. Elektron- pozitron oluşumu, yüklü parçacık ve foton radyasyonu için katılarda ilk enerji kayıp mekanizmasıdır.

2.20.2. Yerdeğiştirme zararı

Yüksek enerjili fotonlar, yarıiletkenlerde iyonizasyon etkisiyle elektron-hol çifti ürettiği gibi yüksek enerjili parçacıklar da yerdeğiştirme zararı nedeniyle Frenkel çifti ($V-I$) üretirler. Fotonlar, devamlı iyonizasyon olayıyla ilgili olduğu için elektron iyonizasyonundan geri çekilmesiyle Frenkel çiftleri üretir. Ancak, 170 keV'den daha büyük enerjili fotonlar için geri saçılan enerjili Compton elektronları, yarıiletken örgüde kendi hasar bölgelerini (cascade) oluşturur. Parçacık ışınlamasıyla oluşturulan nokta kusurlar yüksek enerjilidir ve bu yüzden örgü içinde uzak bir mesafeye göç edebilir. Onlar altlık ya da diğer ara yüzeylerde rekombinasyonla malzemeden ayrılabilir ya da daha uygun ikinci kusur ve kusur karmaşıklığı oluşturan kirlilik atomlarıyla tuzaklanmış olabilir. Böyle atomik yer değiştirme ihtimali, daha büyük E ve kütle (m) için daha yüksektir. Radyasyon kusurlarının farklı tipleri aygıt performansı üzerinde farklı elektriksel etkiye sahiptir. Yarıiletken malzemelerin yer değiştirme zararı bant aralığında bir ya da daha fazla radyasyon kusuru oluşturmasına rağmen yerdeğiştirme zararı, yarıiletken malzemelerin elektrik ve optik özellikleri üzerinde büyük etkiler meydana getirir. Bu etkiler,

- Radyasyon sonucu oluşan kusurlar tarafından e-h çifti üretimi
- Radyasyon sonucu oluşan tuzak merkezleri tarafından e-h çiftlerinin rekombinasyonu
- Donor ve akseptörlerin telafisi
- Taşıyıcıların tünellenmesi

Sonuç olarak, serbest taşıyıcı mobilitesi, yoğunluk, direnç, oluşma ve yok olma ömürleri gibi önemli malzeme parametreleri yer değiştirme zararından etkilenir. Dahası

radasyon içeren derin seviyelerin varlığı Fermi-Dirac istatistiğine rağmen, net serbest kusur yoğunluğuyla etkileşen Fermi seviyesinin durumunu ve malzemedeki yük dengesini değiştirir. Yerdeğiştirme zararı ve oluşan radyasyon kusurları arasındaki ilişki önemli değildir. Malzeme içinde meydana gelen kusurları yok etme metotlarından biri tavlama dır. Dahası, radyasyon altındaki devre elemanının ömrü bazen sıcaklık uygulamasıyla uzatılabilir. Bunun için genellikle izokronal tavlama kullanılmaktadır. Yine de izotermal tavlama, belirli devre elemanlarının iyileştirilmesinde kullanışlı olabilir. Aynı zamanda radyasyona maruz bırakılmış devre elemanlarının radyasyondan sonra bozulduğu anlaşılmaktadır. Çoğu durumda yerdeğiştirme ve iyonizasyon zararının her ikisi de radyasyon ortamlarında yarıiletken malzeme ve devre elemanlarında dikkate alınması gerekir (Coşkun 2005).

2.20.3. Elektron radyasyonu

Bu çalışmada radyasyon kaynağı olarak elektron radyasyonu seçilmiştir. Çünkü tüm elektron ışınları iyonlaştırıcı radyasyon kaynağı olarak davranır. Fakat sadece yüksek enerjili hızlandırıcılar yarıiletkende yerdeğiştirme zararı oluşturur. Bir elektron ışını, çok yüksek statik potansiyelle yüklü elektrot ile toprak arasına uygulanan alan sonucu hızlandırılır. Uygulanan potansiyel sınırı 10 MeV'dir. Fakat günümüzde kullanılan hızlandırıcılar genellikle 1-3 MeV'de çalışır. 600-600000 rad/sn doz hızına bağlı olarak tipik ışın akımları 10 nA ile 10 mA arasında değişir. Test altındaki bileşenler, havada bu ışına maruz bırakılır. Işın yaklaşık $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 'lik bir alanı tarayabilir (ınar 2008).

Elektron radyasyonu yarıiletkeni kirletmez. Çünkü elektronlar nükleer bir reaksiyon için gerekli olan enerjiden daha az enerjiye sahip, temel atom yapısını değiştirmeyecek parçacıklardır. Bu yüzden yarıiletken malzeme ve devre elemanlarının asal kusurlarını ortaya çıkarmak için elektron radyasyonu çok sık kullanılır. Elektron radyasyon çalışmalarından elde edilen sonuçlar kristal büyütme araştırmacıları için oldukça yararlıdır. Aynı zamanda elektron radyasyonu, numunelerin boylu boyunca homojen bir şekilde ışınlanmasını sağlamaktadır. Bunun nedeni giricilikleri yüksektir ve böylece numuneyi geçebilirler. Proton ve diğer ağır parçacıklar sadece numunenin yüzeyine

yakın yerlerde hasar oluşturabilirler. Çünkü onların giricilikleri düşüktür. Bu özellikleri nedeniyle araştırma için elektron radyasyonu seçilmiştir. Bu çalışmada gerekli olan elektron radyasyonu için tıbbi tedavi amacıyla geliştirilen Siemens-Primus lineer elektron hızlandırıcı makinesi kullanılmıştır.

2.20.4. Lineer hızlandırıcılar

İlk olarak 1950'lerde kullanılmaya başlayan lineer hızlandırıcılar (LINAC) kısa bir sürede elektronları hızlandırarak 4-40 MeV arasında değişen kinetik enerji sağlar. Elektron tabancasından serbest bırakılan elektronlar birkaç keV'den birkaç MeV'e kadar hızlandırabilir. Ortalama akım yine mA mertebesindedir. Fakat doz oranı 10^{10} rad/sn gibi yüksek olabilir.

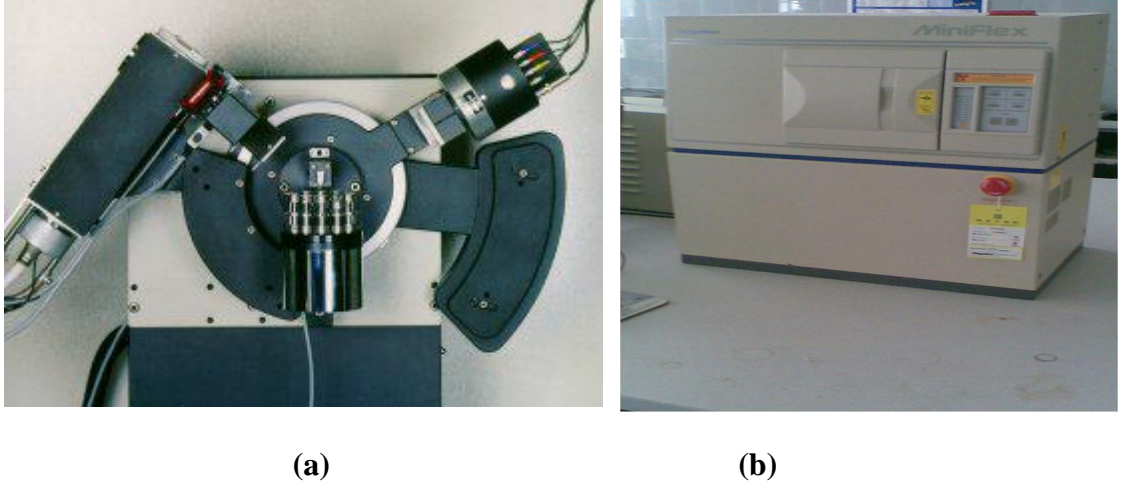
3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Ölçüm Sistemleri

Elektrokimyasal büyütme tekniği ile oluşturulan GaSe ve GaTe ince filmleri ITO ve p-Si altlık üzerine büyütülmüştür. Kullanılan altlık malzemelere ayrı ayrı temizleme prosedürleri uygulanmıştır. 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



Şekil 3.2.a) XRD'nin temel parçaları ve **b)** He kriostatlı XRD sistemi

Şekil 3.2.a XRD'nin temel parçalarını ve Şekil 3.2.b ise He kriostatlı XRD sistemini göstermektedir. Bir yarıktan geçirildikten sonra paralel hale getirilen X-ışınları Şekil 3.2.a'da gösterilen değişik açılarda tarama yapabilen sisteme yerleştirilen numune üzerine gönderilir. Şekil 3.2.a'da bir XRD'ye ait X-ışını üreten sol üstteki kaynak ile sağ üstteki dedektör birbirine V şeklinde bir açıyla bağlanmıştır. Bu açı değişebilmekte ve orta hazne numune yerleştirilmek için kullanılmaktadır. Daha sonra bu numune üzerinden yansıyan ışınlar dedektöre gelir. Şekil 3.3 numunelerin tipini, direncini ve mobilitesini belirlemek için kullanılan manyetik ölçüm cihazını göstermektedir.



Şekil 3.3. Hall sistemi



Şekil Hata! Belgede belirtilen stilde metne rastlanmadı..1. AFM 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 “Nanomagnetics Instruments” şirketine ait, 20 bit çözünürlüklü $56\mu\text{m}$ XY düzlemi tarayabilen Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) yardımıyla incelenmiştir (Şekil 3.4).



Şekil 3.5. SEM cihazı görüntüsü (UNAM)

Kristal büyütme sonrası yüzeyin mikro yapısını incelemek amacıyla numunelerin yüzey görüntüleri alınmıştır. Hazırlanan ince film yüzeyindeki yapılar Şekil 3.5’de gösterilen

Nova nano SEM ile JSM-6400 marka taramalı elektron mikroskopları yardımı ile araştırılmıştır.

UV ölçümleri ise Perkin-Elmer Lambda-25 marka ultraviyole Sprektrometre ile ölçümler alınmıştır. Şekil 3.6 metalleri buharlaştırmak için kullanılan Univex-300 buharlaştırma ünitesini göstermektedir.



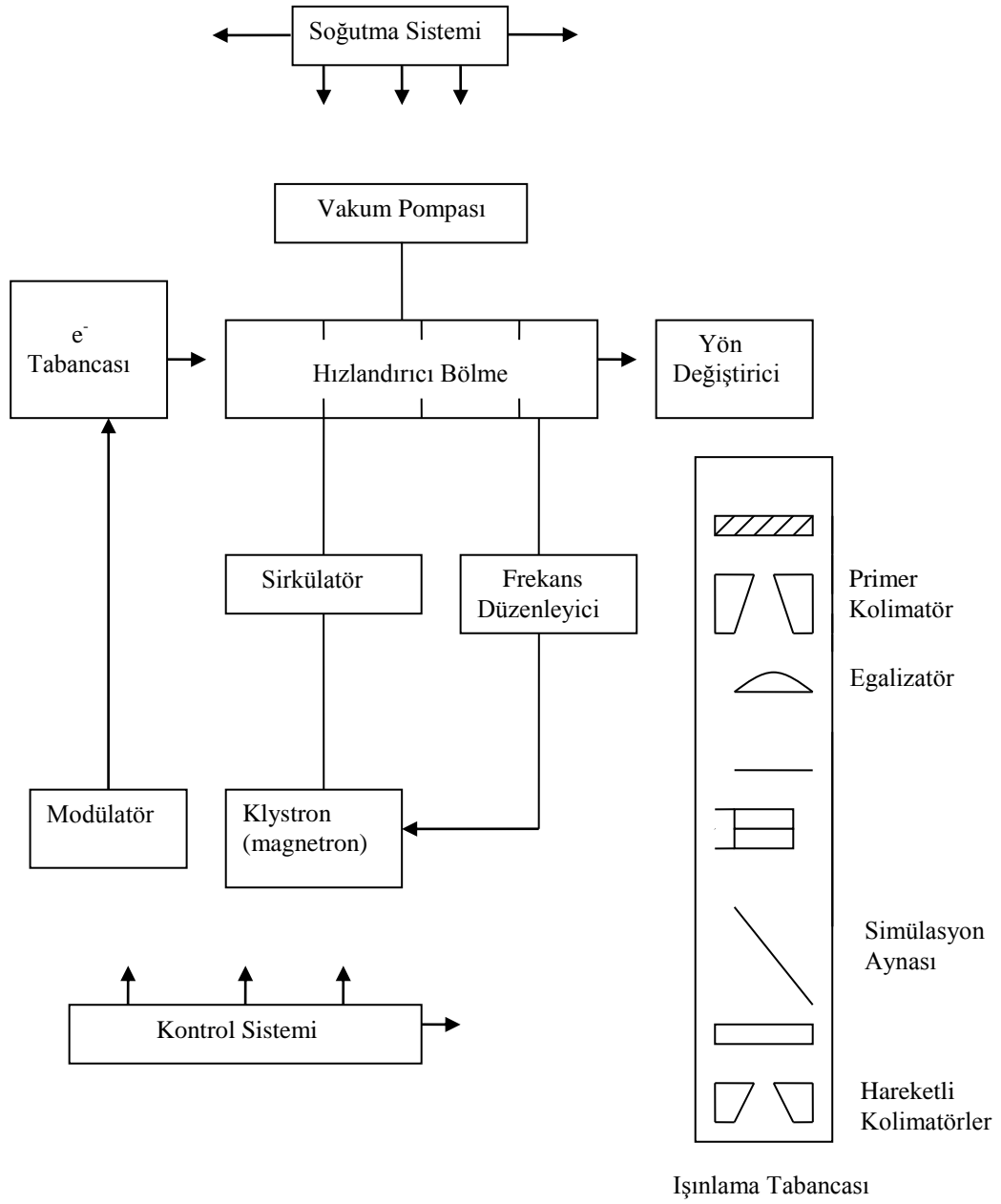
Şekil 3.6. Buharlaştırma ünitesi

3.2. Işınlamada Kullanılan Lineer Elektron Hızlandırıcı (Siemens-Primus)

6-18 MeV enerjide foton gönderen ve 6-21 MeV enerjide elektron üretebilmekte ve otomatik olarak doz miktarını ayarlayabilmektedir. Lineer elektron hızlandırma prensibi, X-ışını tüpünde olduğu gibi ısıtılarak metal telden serbest hale geçen elektronlar, elektromanyetik alan içinde hızlandırılırlar. Hızlandırma odacıklarından çıkan elektronlar 90 veya 270 derecelik açıyla saptırılarak ışının çıkacağı kafa kısmına gönderilir.

- Dairesel ilk kolimatör ışın hüzmesinin çapını tayin eder.

- Difüzör veya manyetik alan oluşturan elektron süpürgesi elektronların homojen şekilde dağılımını temin eder.
- İki ayrı iyonizasyon odası ile verilen dozun ışın hüzmesinin şiddeti ve doğrusal olup olmadığı kontrol edilir.



Şekil 3.7. Işınlamada kullanılan lineer elektron hızlandırıcı (Çınar 2008)

3.3. Büyütme Parametreleri

Çizelge 3.1 elektrokimyasal olarak ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin büyütme parametrelerini göstermektedir. Ga kaynağı olarak galyum nitrat hidrat $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve Se kaynağı olarak SeO_2 tuzları kullanılmıştır. Bu bileşiklerden 0,05 M $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$, 0,12 M SeO_2 ve 0,1 M H_2SO_4 kullanılarak sulu ortamda çözelti hazırlanmıştır. Oksitlenmeyi engellemek için büyütme öncesinde ve büyütme sırasında çözültiden N_2 gazı geçirilmiştir. ITO altlık üzerine GaSe ince filmi 85°C sıcaklıkta ve pH:2 olan tampon çözültide -0,570 V'de 1saat büyütme yapılarak elde edilmiştir.

Çizelge 3.1. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin büyütme parametreleri

Numune Adı	Molarite	pH	Sıcaklık ($^\circ\text{C}$)	Potansiyel (V)	Zaman (s)
GaSe	0,12 M SeO_2 0,05M $\text{Ga}(\text{NO}_3)_3 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ 0,1 M H_2SO_4	2	85	-0,570	3600

Çizelge 3.2 elektrokimyasal olarak ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin büyütme parametrelerini göstermektedir. Burada da Ga kaynağı olarak galyum nitrat hidrat $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve Te kaynağı olarak TeO_2 bileşikleri kullanılmıştır. Bu bileşiklerden 0,05 M $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve 0,001 M TeO_2 kullanılarak sulu ortamda çözelti hazırlanmıştır. Çözeltinin pH'sını ayarlamak için 0,1 M H_2SO_4 eklenmiştir. Yine oksitlenmeyi engellemek için büyütme öncesinde ve büyütme sırasında çözültiden N_2 gazı geçirilmiştir. ITO altlık üzerine GaTe ince filmi 40°C sıcaklıkta ve pH:2 olan tampon çözültide -0.8 V'ta 15 dakika büyütme yapılarak elde edilmiştir.

Çizelge 3.2. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin büyütme parametreleri

Numune Adı	Molarite	pH	Sıcaklık (°C)	Potansiyel (V)	Zaman (s)
GaTe	0,05M Ga(NO ₃) ₃ xH ₂ O 0,001M TeO ₂ 0,1 M H ₂ SO ₄	2	40	-0,8	900

Çizelge 3.3. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin büyütme parametreleri

Numune Adı	Molarite	pH	Sıcaklık (°C)	Potansiyel (V)	Zaman (s)
GaSe/p-Si	0,05M Ga(NO ₃) ₃ xH ₂ O 0,12 M SeO ₂ 0,1M H ₂ SO ₄	2	85	-0,570	3600

Çizelge 3.3 elektrokimyasal olarak p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin büyütme parametrelerini göstermektedir. Ga kaynağı olarak galyum nitrat hidrat Ga(NO₃)₃xH₂O ve Se kaynağı olarak SeO₂ bileşiklerini kullanılmıştır. Bu bileşiklerden 0,05 M Ga(NO₃)₃xH₂O ve 0,12 M SeO₂ kullanılarak sulu ortamda çözelti hazırlanmıştır. Yine oksitlenmeyi engellemek için büyütme öncesinde ve büyütme sırasında çözülden N₂ gazı geçirilmiştir. ITO altlık üzerine GaSe ince filmi 85°C sıcaklıkta ve pH:2 olan tampon çözeltide -0,570 V'de 1 saat büyütme yapılarak elde edilmiştir

Çizelge 3.4. p-Si üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin büyütme parametreleri

Numune Adı	Molarite	pH	Sıcaklık (°C)	Potansiyel (V)	Zaman (s)
GaTe/p-Si	0,05M Ga(NO ₃) ₃ xH ₂ O 0,001M TeO ₂ 0,1M H ₂ SO ₄	2	40	-0,8	900

Çizelge 3.4 elektrokimyasal olarak p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin büyütme parametrelerini göstermektedir. Çözelti hazırlanırken galyum nitrat hidrat $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve TeO_2 bileşikleri kullanılmıştır. Bu bileşiklerden 0,05 M $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve 0,001 M TeO_2 kullanılarak sulu ortamda çözelti hazırlanmıştır. Çözeltinin pH'ı 0,1 M H_2SO_4 eklenerek ayarlanmıştır. Büyütme öncesinde ve büyütme sırasında çözülden N_2 gazı geçirilmiştir. p-Si altlık üzerine GaTe ince filmi 40°C sıcaklıkta ve pH:2 olan tampon çözeltide -0,8 V'ta 15 dakika büyütme yapılarak elde edilmiştir.

3.4. Schottky Diyot Yapımı İçin Numune Hazırlanması

B (Bor) katkılı p-tipi Si (100) altlık malzemeleri yaklaşık 270 μm kalınlığında direnci 1-10 Ω arasındadır. Schottky diyot yapmak için altlık malzemedan 0,5 cm^2 büyüklüğünde iki parça kesilmiştir. Kesilen numuneler Si temizleme prosedürü olan RCA1 ve RCA2 metotlarına göre temizlenmiştir. İlk olarak Si yarıiletkeni

-10 dk aseton,

-10 dk metanol,

deiyonize su,

RCA₁ ($\text{NH}_3:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:6) $\rightarrow 75^\circ\text{C}$ de 15 dk)

deiyonize su,

%10 seyreltilmiş HF'de 30 s bekletme

RCA₂ ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:6) $\rightarrow 75^\circ\text{C}$ de 15 dk)

deiyonize su,

%10 seyreltilmiş HF'de 30 s bekletme,

deiyonize su, azotla kurutma işlemlerinden geçirilmiştir (Yakuphanoglu *et al.* 2007; Nuhoğlu *et al.* 2010; Kılıçoğlu *et al.* 2007). Kontak yapımı için kullanılan metaller ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$) (1:3) çözeltisinde 3dk bekletildikten sonra deiyonize su ile yıkanıp iyice kurutulduktan sonra kullanıma hazır hale getirildi. Temizlenen numuneler üzerine

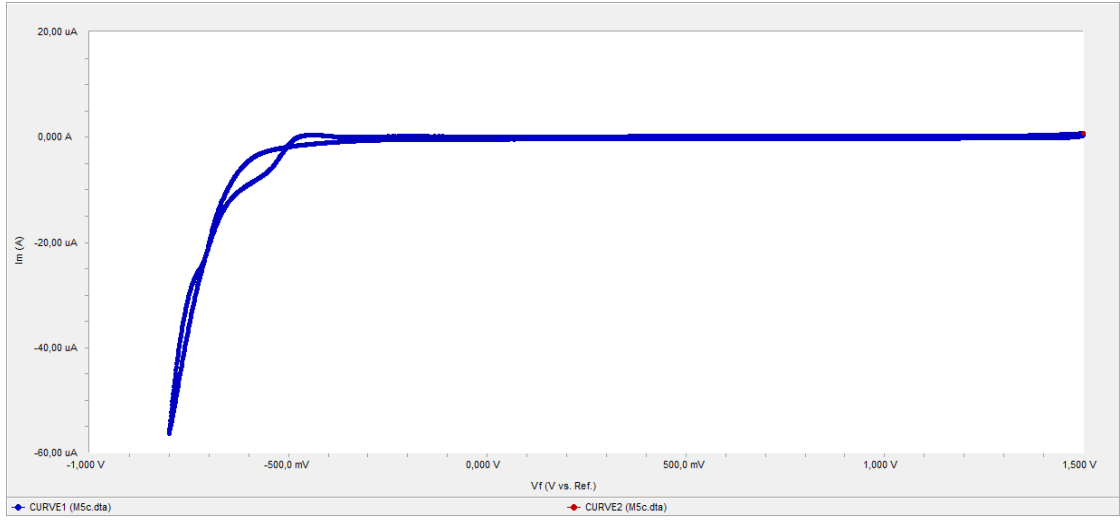
ohmik kontak yapmak için 5N saflıkta Al metali, ve diğer yüzeylerine Schottky diyot yapmak için In ve Ti metalleri buharlaştırdı.

Ti iş fonksiyonu 4,33 eV ve elektronegatifliği 1,5 eV olan iyi bir tutunma özelliğine ve difüzyona karşı kontak yapımında yaygın bir şekilde kullanılan bir metaldir (Göksu *et al* 2010). Bu nedenle Ti ile yapılan Schottky diyot yapılarının davranışını incelemek oldukça önemlidir (Li *et al.* 2003). Kontak malzemelerini altlık üzerine buharlaştırmak için Univex-300 buharlaştırma ünitesi kullanıldı. Ohmik kontak oluşturmak için molibden pota içerisinde Al metali buharlaştırma ünitesine yerleştirildi. Buharlaştırma işlemi 4×10^{-5} Torr'luk vakum altında gerçekleştirildi.

Buharlaştırmadan sonra numuneler önceden 580°C'de (Aydoğan *et al.* 2008; Aydoğan *et al.* 2011) ısıtılmış tavlama fırınına yerleştirildi. Azot gazı ortamında 3 dk'lık tavlama işleminden sonra numunelerin Schottky yapılacak yüzeyleri üzerine elektrokimyasal olarak GaSe ve GaTe ince filmleri büyütüldü. Daha sonra Schottky kontak yapmak için numunelerin film büyütülen yüzeyi üzerine sırasıyla In ve Ti metalleri molibden pota içerisinde Schottky maske üzerinde bulunan numunelere buharlaştırıldı. Buharlaştırılma işleminden sonra numuneler elektriksel karakterizasyonunu belirlemek için hazır hale getirildi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

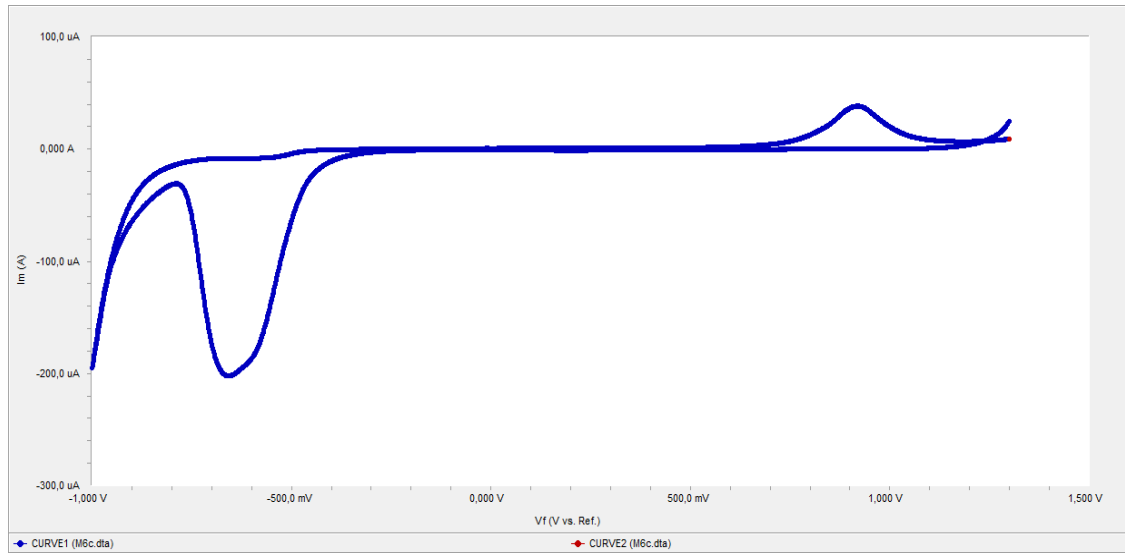
4.1. Dönüşümlü Voltamogram ile Ga, Se ve Te Türlerinin Büyütme Potansiyelinin Belirlenmesi



Şekil 4.1. ITO altlık üzerine Ga türlerinin dönüşümlü voltamogramı

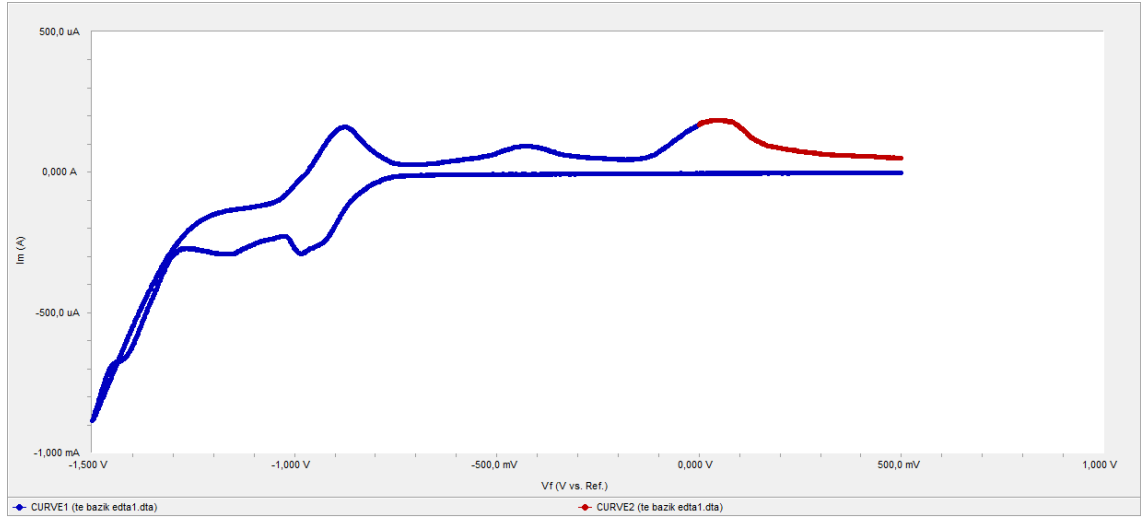
Şekil 4.1 0,05 M $\text{Ga}(\text{NO}_3)_2 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ve 0,1 M H_2SO_4 çözeltisi içerisinde ITO altlık üzerine Ga türlerinin indirgenmesinin incelendiği voltametrik davranışı göstermektedir. Ga türlerinin indirgenmesi için 1,5 V ile -1 V arasında tarama yapılmıştır. Şekil 4.1'den görüldüğü gibi katodik potansiyele doğru gidildikçe Ga türleri indirgenmektedir. Ga türlerinin -0,5 V'den sonra indirgenmeye başladığı ve indirgenmenin -1 V'ye kadar devam ettiği görülmektedir. -1 V'den daha negatif potansiyellere doğru tarama yapıldıkça H_2 açığa çıkarak türler yüzeyden sıyrılmaktadır. Büyük anodik potansiyellere doğru tarama yapıldıkça hem Ga türlerinin bu şartlarda indirgenmesi ortadan kalkmış hemde O_2 açığa çıkmıştır. Grafikten görüldüğü gibi Ga'nın numune yüzeyine biriktirilmesi -0,5 ile -1 V aralığında negatif potansiyellerde daha etkili olduğu gözükmektedir.

ITO altlık üzerine 0,12 M SeO_2 ve 0,1 M H_2SO_4 çözeltisi içerisinde Se türlerinin indirgenmesi ile ilgili çalışmalar Şekil 4.2’de gösterilmektedir. pH’ı 2 olan çözeltide 1,3 V ile -1 V arasında tarama yapılmıştır. -0,5 V’den itibaren Se türleri yüzeye tutunmaya başlamıştır. Negatif potansiyellere doğru tarama Se’nin yüzeye yığın şeklinde biriktiği gözlenmiştir. Daha büyük katodik potansiyellerde H_2Se şeklinde gaz açığa çıkarak yığın şeklinde büyüyen Se elektrot yüzeyinden sıyrılmaktadır. pH’ı 2 olan asidik çözelti içerisinde anodik potansiyellerde Se’nin yüzeye tutunması gözlenmemiştir. Şekilden de görüldüğü gibi Se’nin belirtilen şartlar altında -0,5 V’den sonra altlık üzerine büyümesi gerçekleşmiştir.



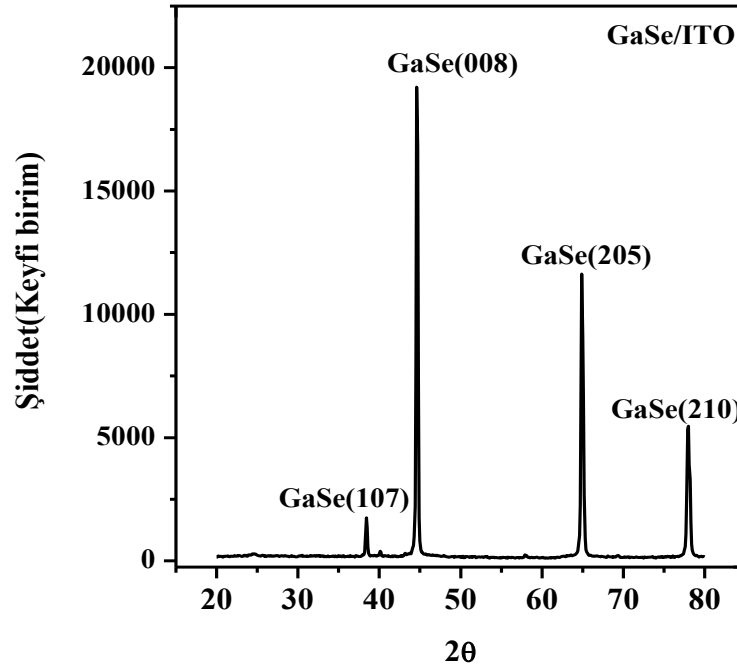
Şekil 4.2. ITO altlık üzerine Se türlerinin dönüşümlü voltamogramı

Şekil 4.3 0,001 M TeO_2 ve 0,1 M H_2SO_4 ile sulu ortamda hazırlanan çözelti içerisindeki ITO altlık üzerine gerçekleştirilmiş dönüşümlü voltamogramı göstermektedir. 0,5 V ile -1,5 V arasında tarama yapılmış ve yaklaşık -0,75 V’den sonra türler indirgenmeye başlamıştır. -0,8 V’den sonraki taramalarda yığın şeklinde Te’nin altlık üzerine biriktiği gözlenmiştir. Daha negatif potansiyellere doğru yapılan taramalarda yine H_2 açığa çıkarak yığın şeklindeki birikmelerin bile yüzeyden sıyrıldığı görülmektedir. Pozitif potansiyellerde de biriken türlerin yüzeyden sıyrıldığı gözlenmektedir. Bu nedenle Te’nin biriktirme potansiyeli -0,8 V alınarak büyütme gerçekleştirilmiştir.



Şekil 4.3. ITO altlık üzerine Te türlerinin dönüşümlü voltamogramı

4.2. ITO Üzerine Büyütülen GaSe Filminin XRD ve XRF Grafiği



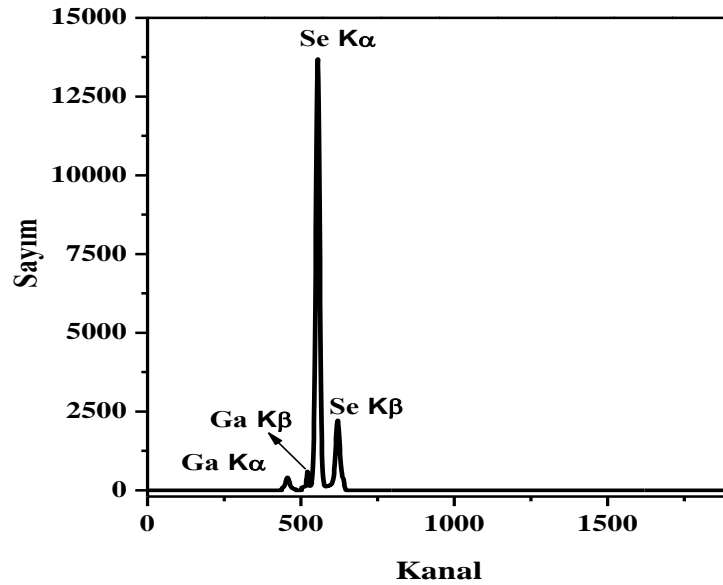
Şekil 4.4. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin XRD grafiği

Şekil 4.4 ITO altlık üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen GaSe ince filminin XRD grafiğini göstermektedir. XRD grafiğinde görüldüğü gibi büyütülen GaSe filmlerin dört

tane belirgin piki bulunmuştur. Bu piklerin açıları $38,4^\circ$, $44,6^\circ$, $64,9^\circ$ ve 78° civarındadır. Bu piklerin yönelimleri sırasıyla GaSe(107) (65-2112), GaSe(008) (65-1976), GaSe(205) (81-1970) ve GaSe(210) (65-4036) kard numaralarıyla belirlenmiştir. ITO yarıiletkeni üzerine büyütülen GaSe ince filmi (008) yönelimde şiddetli pik göstermiştir. GaSe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. GaSe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Scherrer denklemlerinden hesaplanmıştır. Elektrokimyasal yöntemle büyütülen GaSe ince filmlerin tanecik büyüklükleri sırasıyla $375,6 \text{ \AA}$, $245,3 \text{ \AA}$, $287,3 \text{ \AA}$ ve $244,8 \text{ \AA}$ olarak hesaplanmıştır.

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

	FWHM	Şiddet	2θ	d- değeri	Tanecik Büyüklüğü (D) \AA
GaSe(107)	0,224	1750	38,41	2,34	375,6
GaSe(008)	0,350	19186	44,60	2,03	245,3
GaSe(1010)	0,328	11657	64,93	1,43	287,3
GaSe(210)	0,418	5456	78,00	1,22	244,8



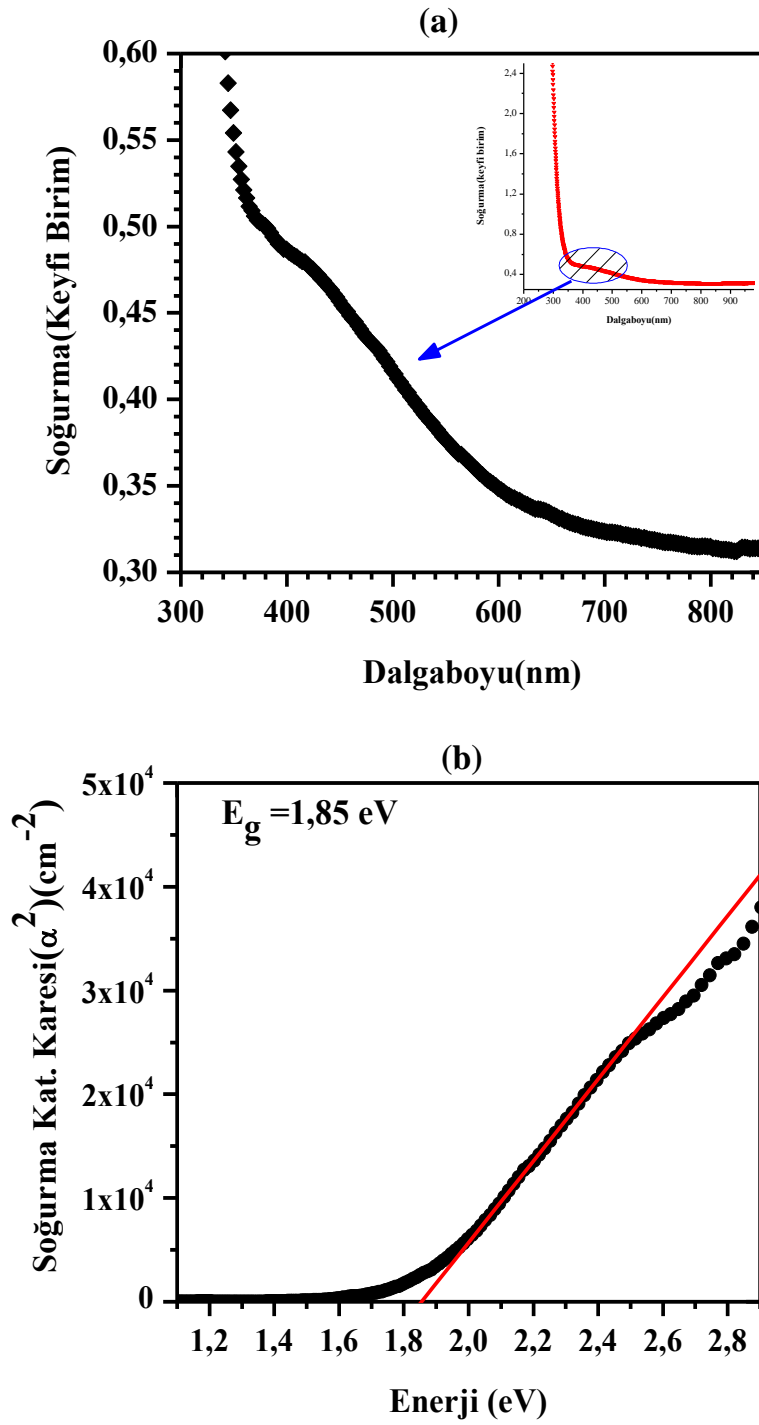
Şekil 4.5. ITO üzerine büyütülen GaSe filminin XRF grafiği

Şekil 4.5 ITO altlık üzerine büyütülen elektrokimyasal teknikle büyütülen GaSe ince filminin XRF grafiğini göstermektedir. Grafikte görüldüğü gibi GaK α ve GaK β ile Se K α ve SeK β farklı enerji seviyelerine sahip ışımlar mevcuttur. Bu ışımlarda GaK α , GaK β 'dan büyük ve SeK α ise SeK β 'dan büyüktür. Grafikteki şiddetli pikler malzeme içerisindeki Se miktarının Ga miktarından fazla olduğunu göstermektedir.

4.3. ITO Üzerine Büyütülen GaSe Filminin Soğurma Grafiği

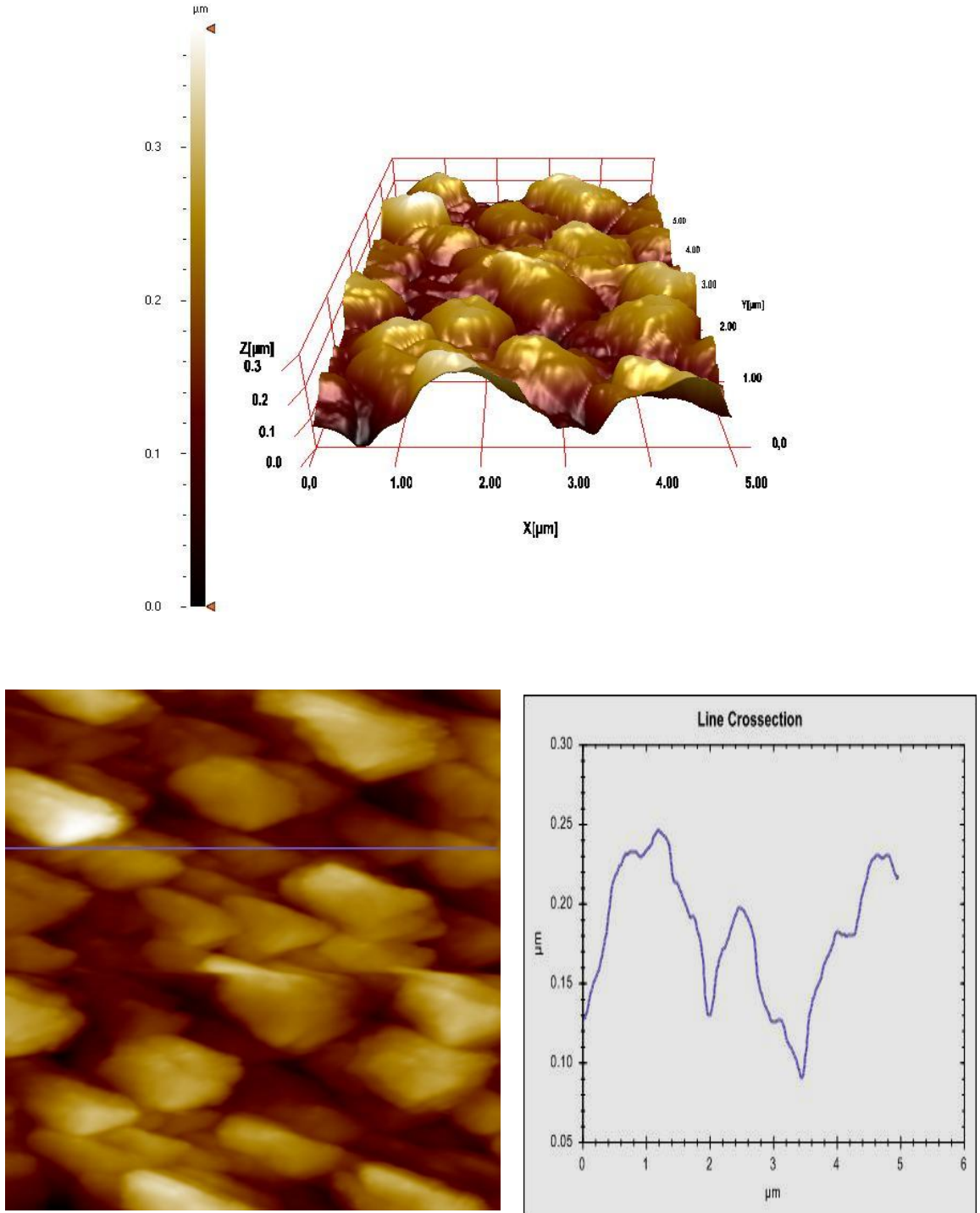
Şekil 4.6'da ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin soğurma grafiğini göstermektedir. Şekil 4.6.(a)'da GaSe filmlerin soğurma spektrumları ve Şekil 4.6.(b)'de ise soğurma katsayısının karesinin enerjiye göre grafiği çizilmiştir. Soğurma katsayısının karesinin (α^2) enerjiye ($h\nu$) bağlı grafiğindeki eğrilere fit yapılarak GaSe filmlerin yasak enerji aralıkları (E_g) belirlenmiştir. Büyütülen GaSe ince filmlerinin yasak enerji aralıkları 1,85 eV olarak bulunmuştur.

Hall ölçüm tekniği ile büyütülen filmlerin tipi, tabaka öz direnci, mobilitesi ve konsantrasyonu belirlendi. Ölçümler sonucunda büyütülen GaSe filmi p-tipi, taşıyıcı konsantrasyonu $1,6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, öz direnci 0,88 $\Omega \cdot \text{cm}$ ve mobilitesi $53 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ hesaplanmıştır. GaTe filminin ise sonuçlardan p-tipi olduğu, taşıyıcı konsantrasyonunun $3,1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, öz direnci 0,32 $\Omega \cdot \text{cm}$ ve mobilitesi $380 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.



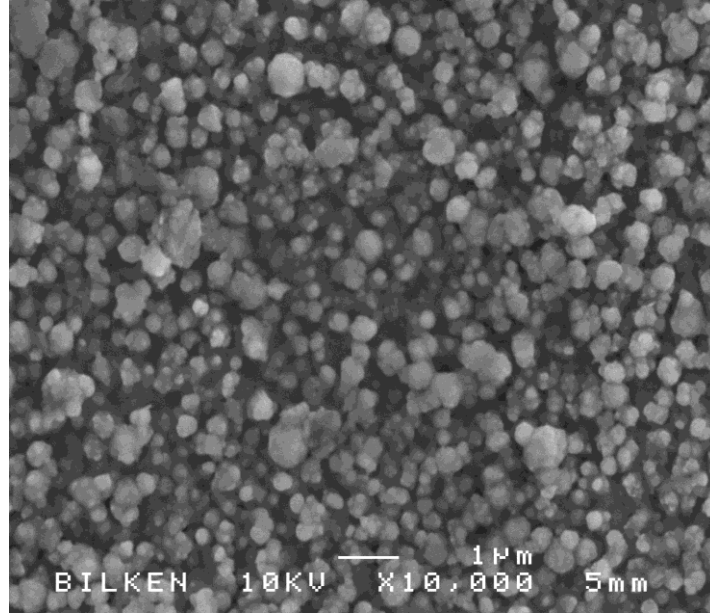
Şekil 4.6. ITO altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin soğurma grafiği a) Soğurmaya karşı dalgaboyu ve b) Soğurma katsayısının karesine karşı enerji değişimi

4.4. ITO Üzerine Büyütülen GaSe Filminin AFM ve SEM Görüntüleri



Şekil 4.7. ITO altlık üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen GaSe ince filminin (a) $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri

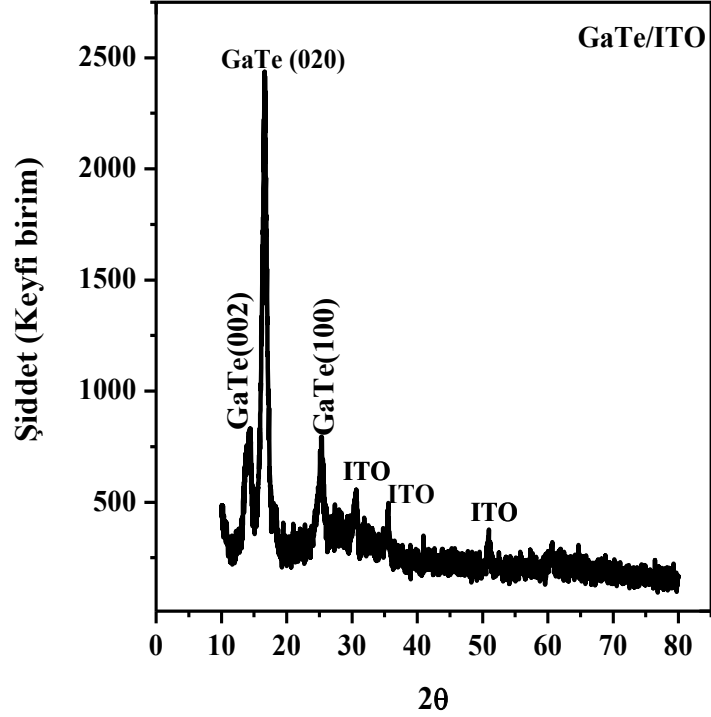
ITO üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen GaSe filmlerin yüzeyleri ve yüzey özellikleri atomik kuvvet mikroskobu ile incelenmiştir. Filmlerin $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$ düzlemlerine ait 3 boyutlu, 2 boyutlu ve çizgisel yükselti diyagramları Şekil 4.7’de gösterilmiştir. Üç boyutlu görüntüden de filmin homojen bir şekilde büyüdüğü anlaşılmaktadır. Filmin ortalama pürüzlülük değeri 181,7 nm olarak belirlenmektedir. Çizgisel yükselti diyagramına bakıldığında ise tepe ve çukur arasındaki mesafenin yaklaşık $0,13\ \mu\text{m}$ olduğu görülmektedir.



Şekil 4.8. ITO üzerine büyütülen GaSe ince filminin SEM grafiği

Elektrokimyasal olarak ITO üzerine büyütülen GaSe filminin yüzey morfolojisi grafiği Şekil 4.8’de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi 10000 kez büyütülerek alınan ölçümlerde $1\ \mu\text{m}$ ’lik bir alandaki taşıyıcıların tanecik büyüklükleri belirlenmiştir. SEM ölçümleri yardımıyla belirlenen tanecik büyüklüğü yaklaşık olarak $350\ \text{nm}$ olduğu açıkça görülmektedir. Bu şekilde filmin yüzeyinde küçük ebatta ve kristal taneler bulunduğu da yine gözlenmektedir.

4.5. ITO Üzerine Büyütülen GaTe Filminin XRD ve XRF Grafiği

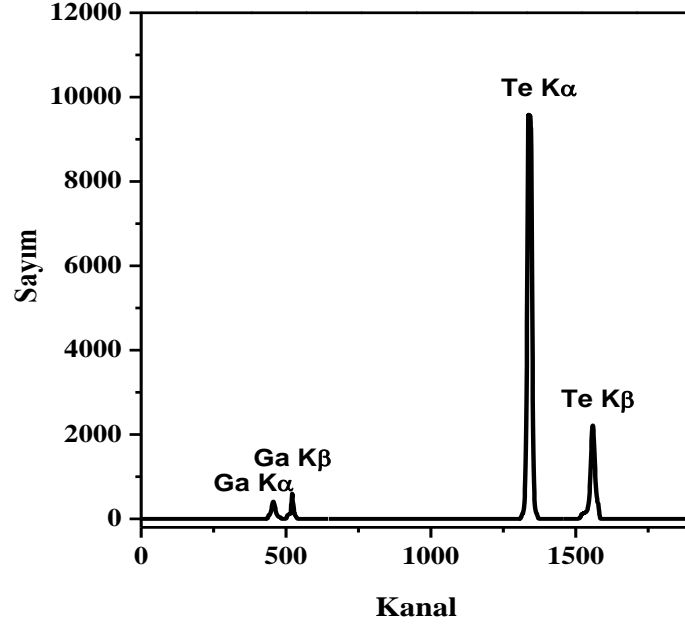


Şekil 4.9. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe filminin XRD grafiği

Şekil 4.9’da görüldüğü gibi ITO yarıiletkeni üzerine büyütülen GaTe ince filmin (020) yönelimde şiddetli pik göstermiştir. Elektrokimyasal teknikle sulu ortamda büyütülen GaTe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.2’de verilmiştir. GaTe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Scherrer denklemi yardımıyla hesaplanmıştır. Hesaplanan bütün değerler GaTe filmlerin (002) (41-1009), (020) (65-2208),(100) (65-3511) kard numaralarıyla belirlenmiştir.

Çizelge 4.2. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe filmi için hesaplanan kristal büyüklükleri

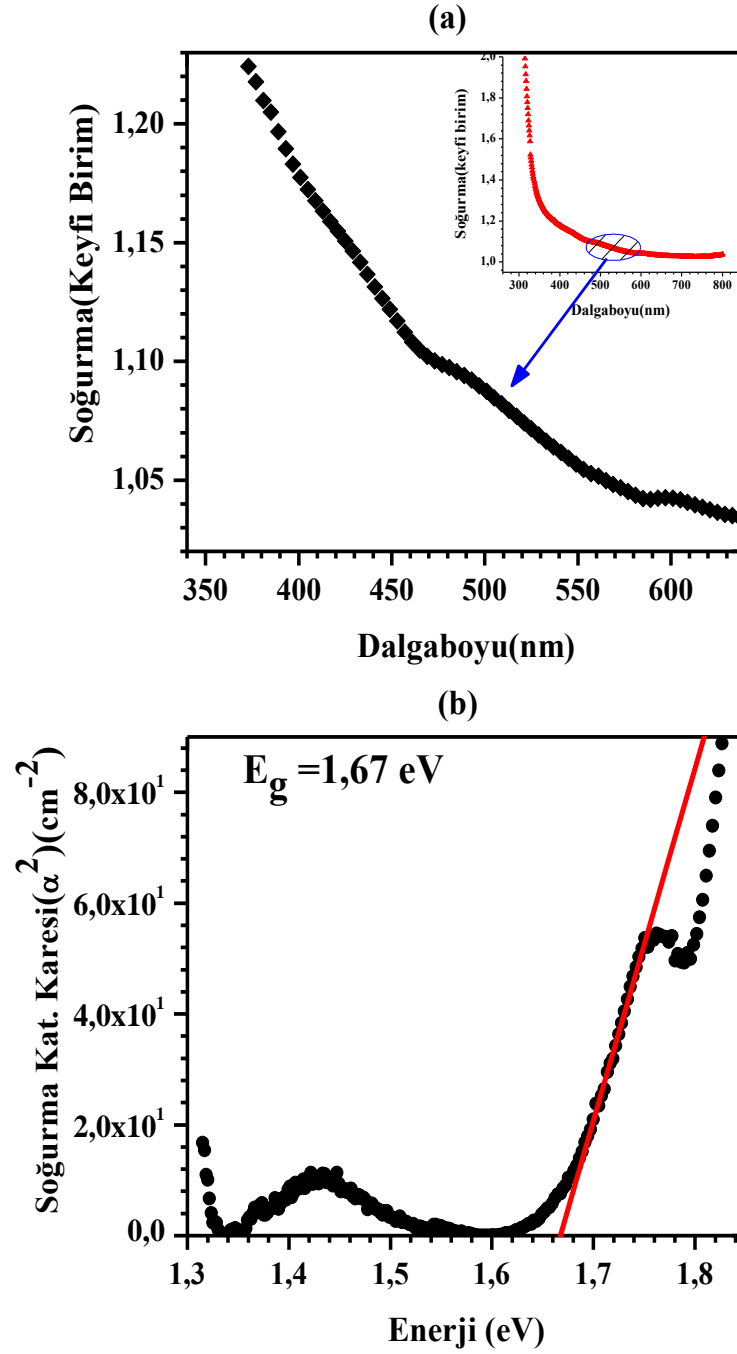
	FWHM	Şiddet	2θ	d- değeri	Tanecik Büyüklüğü (D) Å
GaTe(020)	1,293	2416,38	16,8	5,27	62,1



Şekil 4.10. ITO üzerine büyütülen GaTe filminin XRF grafiği

Şekil 4.10 ITO üzerine sulu ortamda elektrokimyasal olarak büyütülen büyütülen GaTe ince filminin XRF grafiğini göstermektedir. Şekilde GaK α ve GaK β ile Te K α ve TeK β farklı enerji seviyelerine sahip ışımalar mevcuttur. Bu ışımalarda GaK β , GaK α 'dan büyük ve TeK α ise TeK β 'dan büyüktür. XRF sonuçları büyütülen malzeme içerisinde Te miktarının Ga miktarından oldukça fazla olduğunu göstermektedir.

4.6. ITO Üzerine Büyütülen GaTe Filminin Soğurma Grafiği

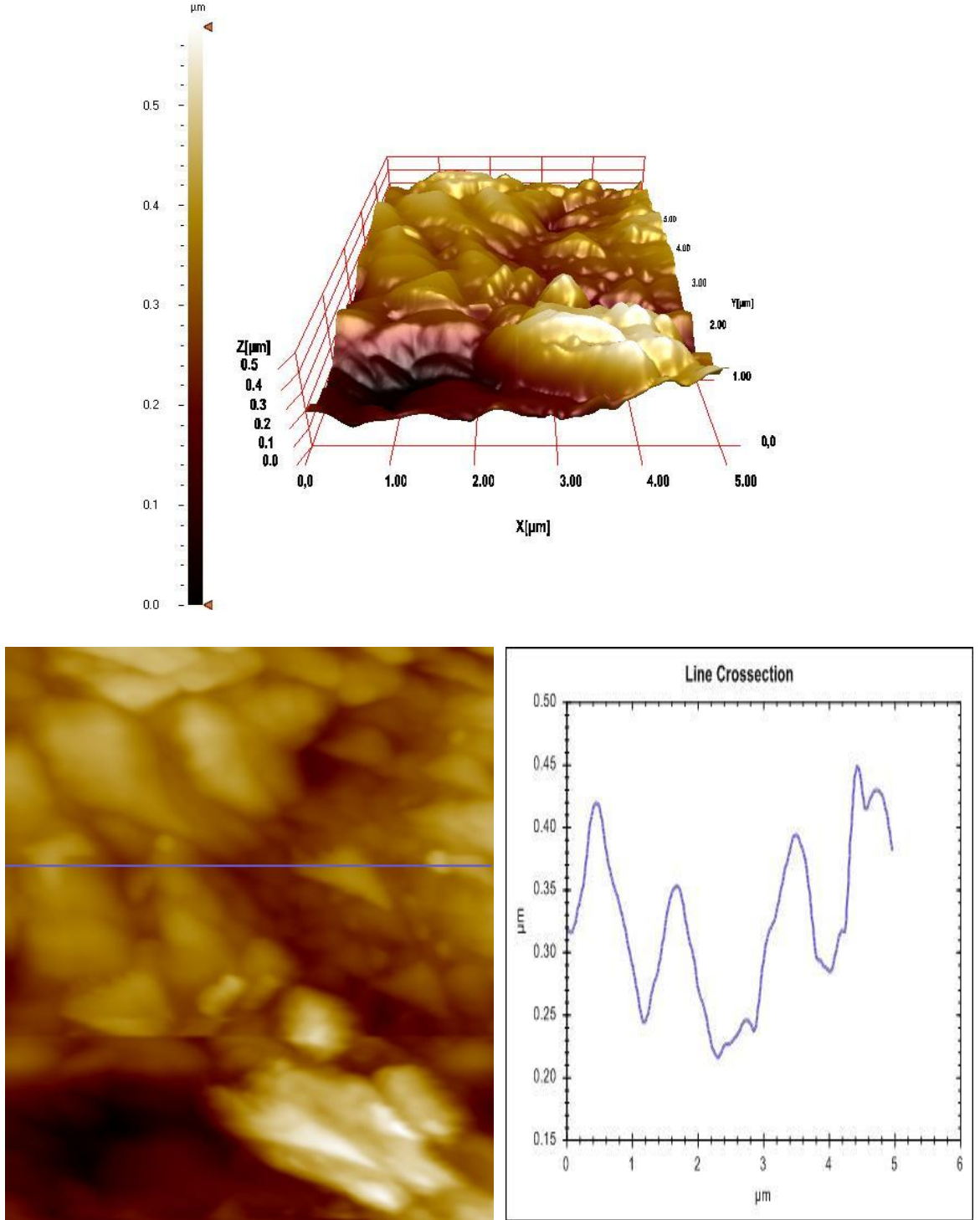


Şekil 4.11. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin soğurma grafiği a) Soğurmaya karşı dalgaboyu ve b) Soğurma katsayısının karesine karşı enerji değişimi

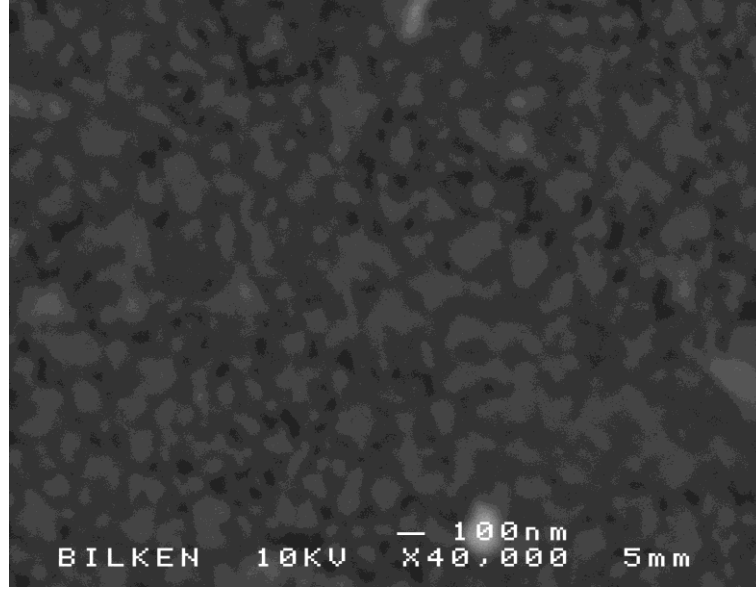
Şekil 4.11’de ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin soğurma grafiğini göstermektedir. Şekil 4.11.(a)’da GaTe filmlerin soğurma spektrumları ve Şekil 4.11.(b)’de ise soğurma katsayısının karesinin enerjiye göre grafiği çizilmiştir. Soğurma katsayısının karesinin (α^2) enerjiye ($h\nu$) bağlı grafiğindeki eğrilere fit yapılarak GaTe filmlerin yasak enerji aralıkları (E_g) belirlenmiştir. Büyütülen GaTe ince filmlerinin yasak enerji aralıkları 1,67 eV olarak bulunmuştur.

4.7. ITO Üzerine Büyütülen GaTe Filminin AFM ve SEM Görüntüleri

Şekil 4.12’de elektrokimyasal olarak ITO altlık üzerine büyütülen GaTe filmlerin atomik kuvvet mikroskobu ile incelenen yüzeyleri ve yüzey özellikleri gösterilmiştir. Filmlerin $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzlemlerine ait 3 boyutlu, 2 boyutlu ve çizgisel yükselti diyagramları şekilde verilmiştir. Üç boyutlu görüntüden filmin homojen bir şekilde büyüdüğü anlaşılmaktadır. Filmin ortalama pürüzlülük değeri 309,05 nm olarak belirlenmektedir. Çizgisel yükselti diyagramına bakıldığında ise tepe ve çukur arasındaki mesafenin yaklaşık $0,18\ \mu\text{m}$ olduğu görülmektedir.



Şekil 4.12. ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filminin (a) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri



Şekil 4.13. ITO üzerine büyütülen GaTe ince filminin SEM grafiği

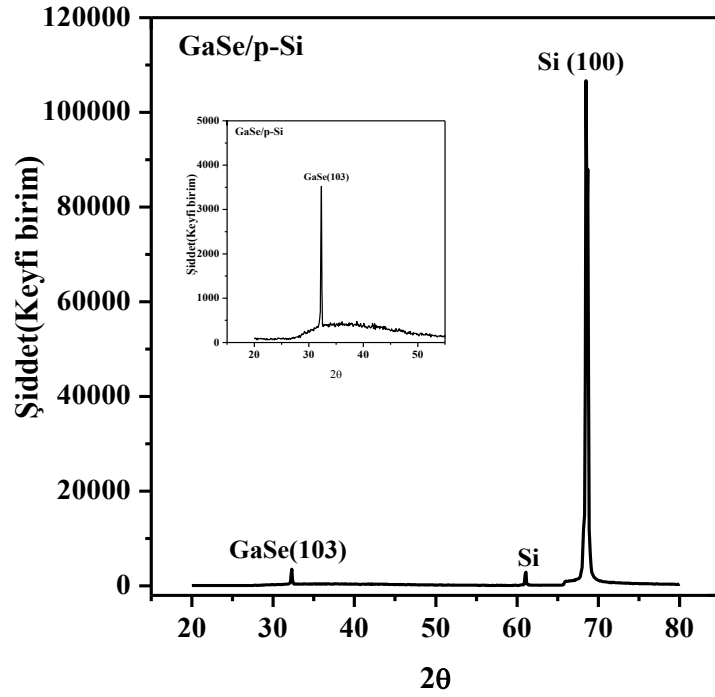
Elektrokimyasal olarak ITO altlık üzerine büyütülen GaTe ince filmlerinin yüzey özellikleri SEM ile incelenmiştir. Şekil 4.13'den görüldüğü gibi filmin yüzeyinde tane şekillerinin çok belirgin olmayıp küçük tanelerin homojen bir şekilde yayıldığı görülmektedir.

4.8. p-Si Altlık Üzerine Büyütülen GaSe Filminin XRD Grafiği

Elektrokimyasal olarak p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe ince filmi Şekil 4.14'de gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi GaSe ince filminin (103) yönelimde şiddetli pik göstermiştir. Elektrokimyasal teknikle sulu ortamda büyütülen GaSe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.3'de verilmiştir. Hesaplanan bütün değerler GaSe filmlerin (103) (65-4036) düzlemi için yapılmıştır.

Çizelge 4.3. p-Si üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeni için hesaplanan kristal büyüklükleri

	FWHM	Şiddet	2θ	d- değeri	Tanecik Büyüklüğü (D) Å
GaSe(103)	0,227	3071,3	32,3	2,768	364,6

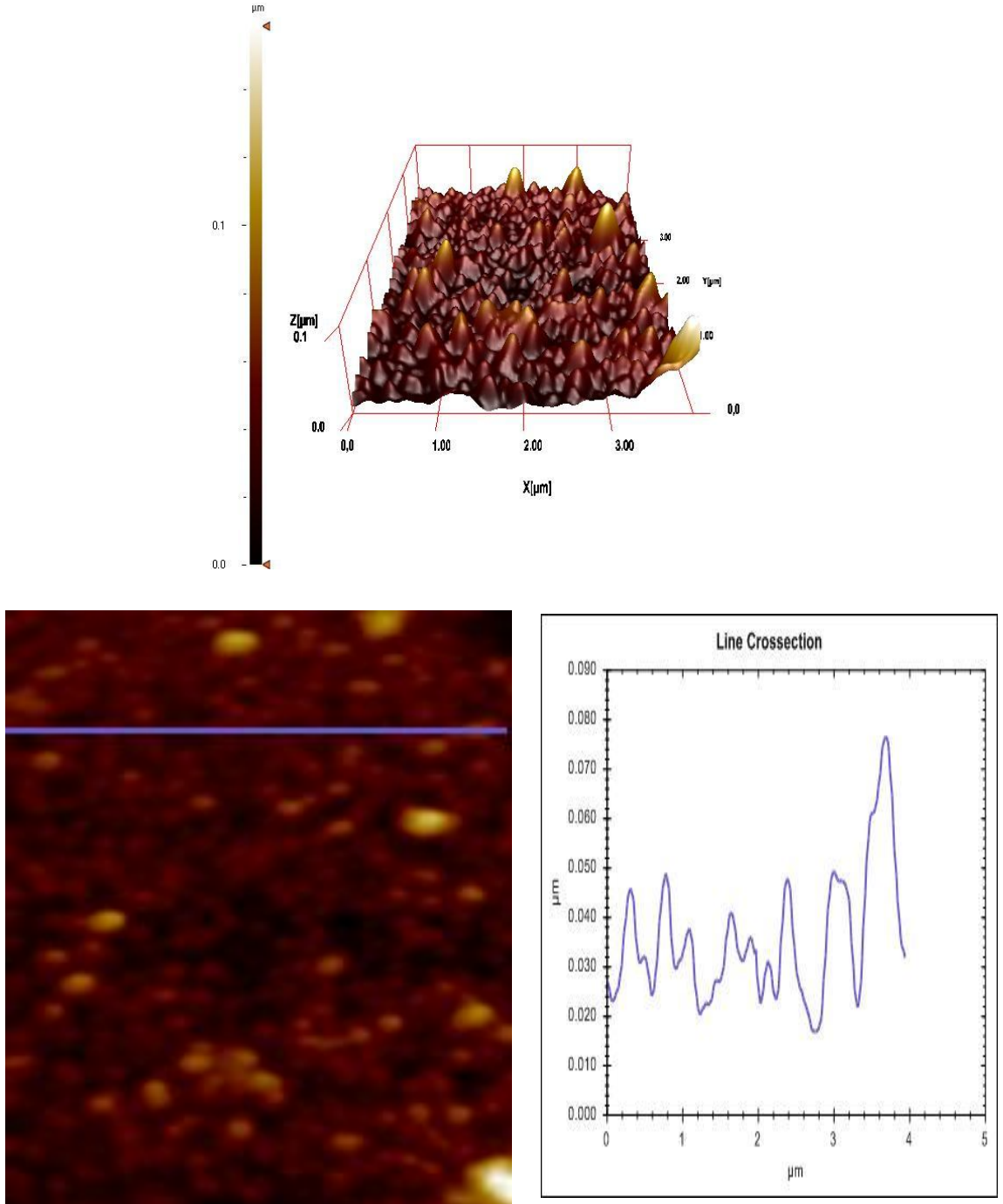


Şekil 4.14. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe yarıiletkeninin XRD grafiği

p-Si üzerine büyütülen filmlerinde Hall ölçüm tekniği yardımıyla tipi, öz direnci, mobilitesi ve konsantrasyonu belirlendi. p-tipi Si altlık üzerine büyütülen GaSe filmi p-tipi, taşıyıcı konsantrasyonu $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, öz direnci $0,01 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ ve mobilitesi $0,037 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ hesaplanmıştır.

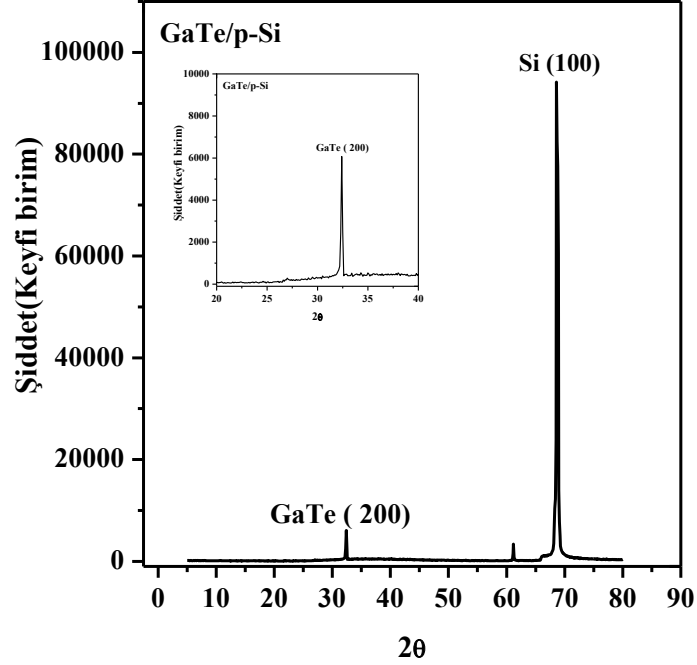
4.9. p-Si Altlık Üzerine Büyütülen GaSe Filminin AFM Görüntüsü

Şekil 4.15’de elektrokimyasal olarak p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe filmlerin atomik kuvvet mikroskobu ile incelenen yüzeyleri ve yüzey özellikleri gösterilmiştir. Filmlerin $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ düzlemlerine ait 3 boyutlu, 2 boyutlu ve çizgisel yükselti diyagramları şekilde verilmiştir. Üç boyutlu görüntüden de filmin homojen bir şekilde büyüdüğü anlaşılmaktadır. Filmin ortalama pürüzlülük değeri $37,85 \text{ nm}$ olarak belirlenmektedir. Çizgisel yükselti diyagramına bakıldığında ise tepe ve çukur arasındaki mesafenin $0,050 \mu\text{m}$ olduğu görülmektedir.



Şekil 4.15. p-Si altlık üzerine büyütülen GaSe ince filminin (a) $4\mu\text{m}\times 4\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $4\mu\text{m}\times 4\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri

4.10. p-Si Altlık Üzerine Büyütülen GaTe Filminin XRD Grafiği



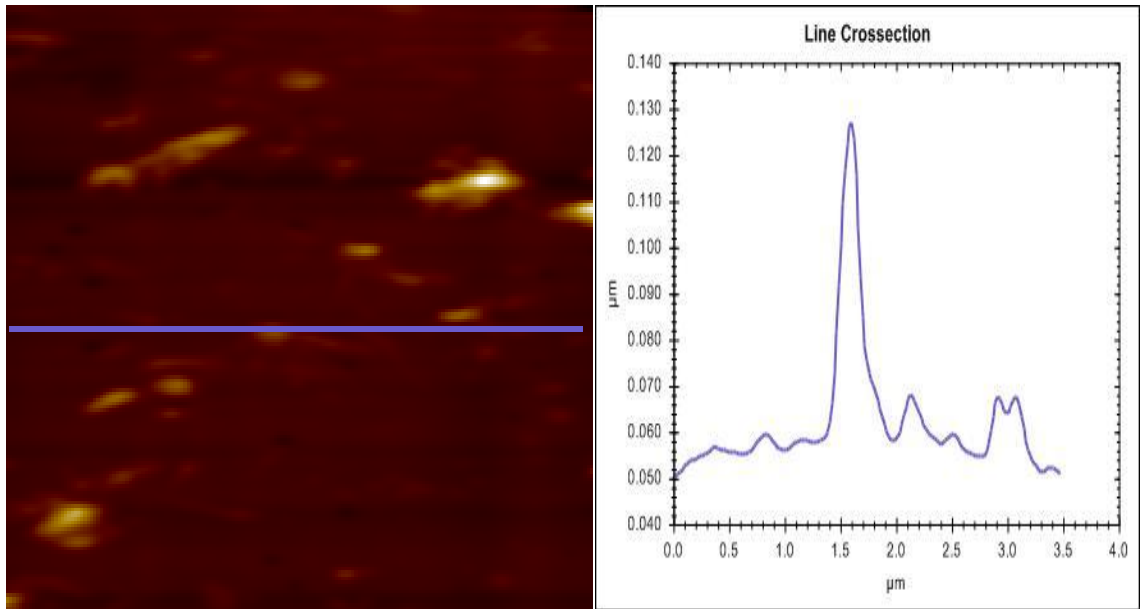
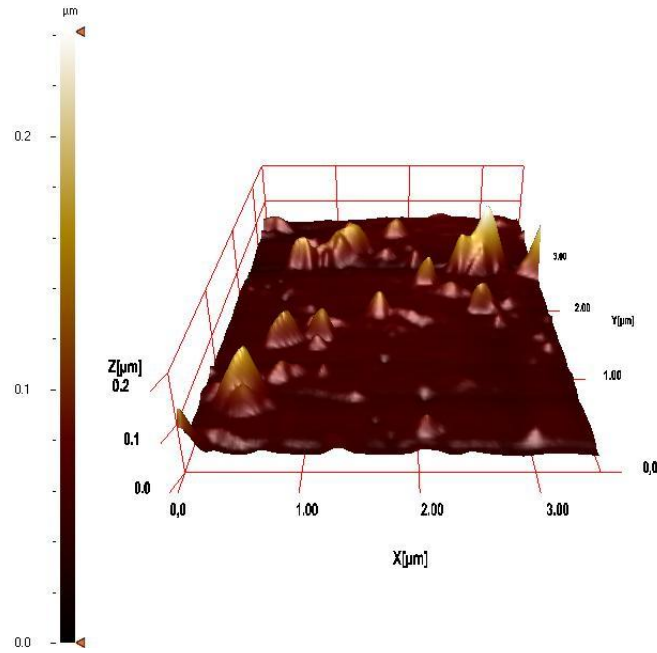
Şekil 4.16. p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeninin XRD grafiği

p-Si üzerine elektrokimyasal olarak büyütülen GaTe ince filmi Şekil 4.16’da gösterilmektedir. XRD grafiğinden de görüldüğü gibi GaTe ince filmi (200) (41-1009) yönelimde şiddetli pik göstermiştir. Elektrokimyasal teknikte sulu ortamda büyütülen GaTe filmlerin tanecik büyüklüğü ve düzlemler arası mesafeleri Çizelge 4.4’de verilmiştir. Hall ölçüm sonuçlarına göre filmin p-tipi olduğu, taşıyıcı konsantrasyonun $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, öz direnci $0,470 \Omega \cdot \text{cm}$ ve mobilitesi $0,067 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ hesaplanmıştır.

Çizelge 4.4. p-Si üzerine büyütülen GaTe yarıiletkeni için hesaplanan kristal büyüklükleri

	FWHM	Şiddet	2θ	d- değeri	Tanecik Büyüklüğü (D) Å
GaTe(200)	0,235	6327	32,34	2,7625	352,2

4.11. p-Si Altık Üzerine Büyütülen GaTe Filminin AFM Görüntüsü

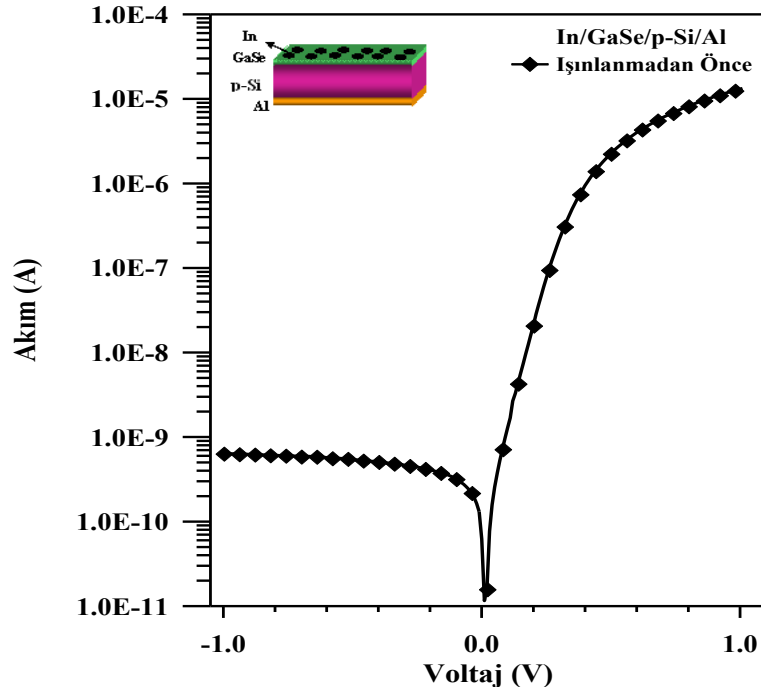


Şekil 4.17. p-Si altık üzerine büyütülen GaTe ince filminin (a) $3,5\mu\text{m} \times 3,5\mu\text{m}$ düzleminde 3 boyutlu (b) $3,5\mu\text{m} \times 3,5\mu\text{m}$ düzleminde 2 boyutlu (c) çizgisel yükselti AFM görüntüleri

Şekil 4.17’de elektrokimyasal olarak p-Si altlık üzerine büyütülen GaTe filmlerin atomik kuvvet mikroskobu ile incelenen yüzeyleri ve yüzey özellikleri gösterilmiştir. Filmlere ait $3,5\mu\text{m} \times 3,5\mu\text{m}$ düzlemlerine ait 3 boyutlu, 2 boyutlu ve çizgisel yükselti diyagramları şekilde verilmiştir. Üç boyutlu görüntüden de filmin homojen bir şekilde büyüdüğü anlaşılmaktadır. Filmin ortalama pürüzlülük değeri 61,59 nm olarak belirlenmektedir. Çizgisel yükselti diyagramına bakıldığında ise tepe ve çukur arasındaki mesafenin $0,08\ \mu\text{m}$ olduğu görülmektedir.

4.12. In/GaSe/p-Si/Al Schottky Diyod Ölçümleri

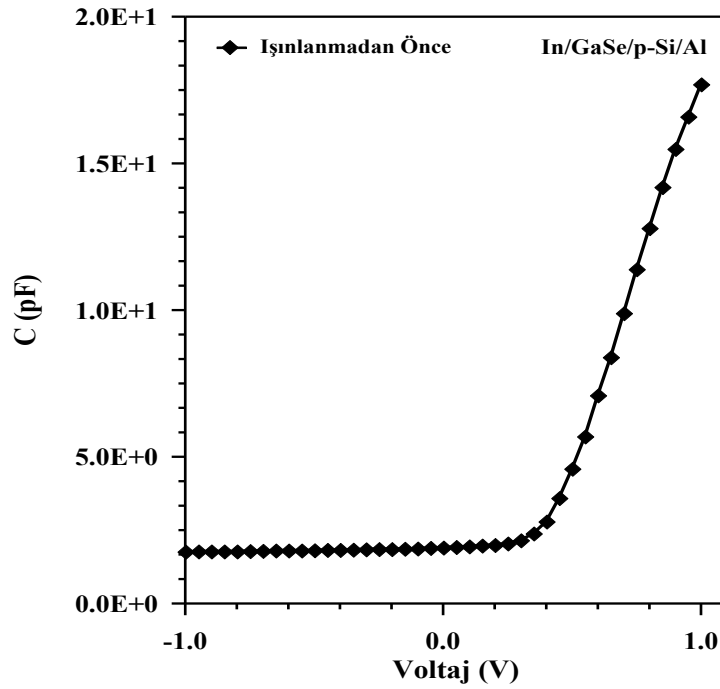
4.12.1. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği



Şekil 4.18. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

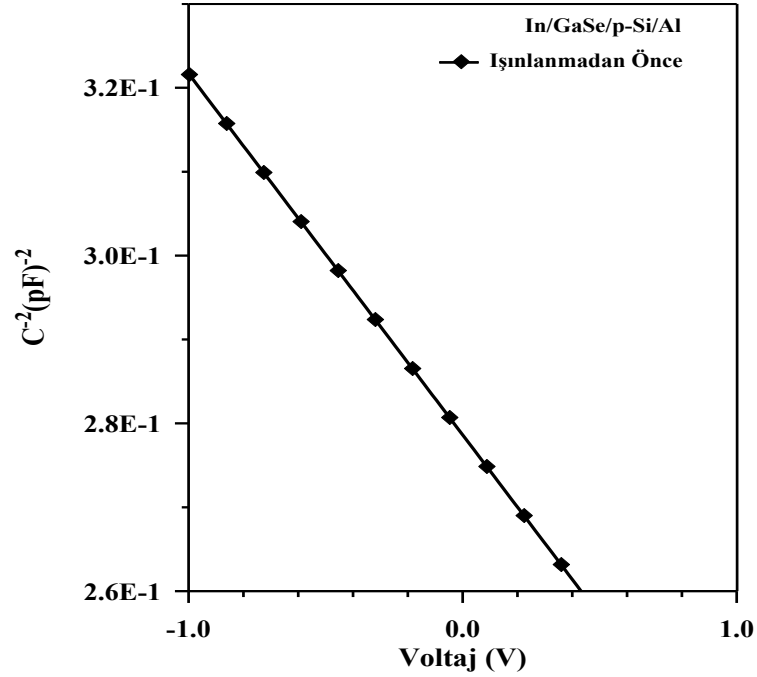
In/GaSe/p-Si/Al diyonu Siemens Primus marka lineer elektron hızlandırıcısı yardımıyla 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’lik yüksek radyasyon enerjilerinde düşük dozlarda ışınlandı. Işınlanma öncesi ve sonrası diyotların elektriksel karakterizasyonunu

belirlemek için I-V ve C-V ölçümleri yapıldı. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ölçümleri Keithley-487 pikoampermetre ile alındı. C-V ölçümleri ise 500 kHz'de HP-4192 A kapasitemetresi kullanılarak alındı I-V ölçümleri yardımıyla diyotların idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnci belirlenirken C-V ölçümleri yardımıyla akseptör konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli, Fermi enerji seviyesi ve yine engel yüksekliği belirlendi. Şekil 4.18 ışınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,21 ve engel yüksekliği 0,835 eV olarak hesaplandı.



Şekil 4.19. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği

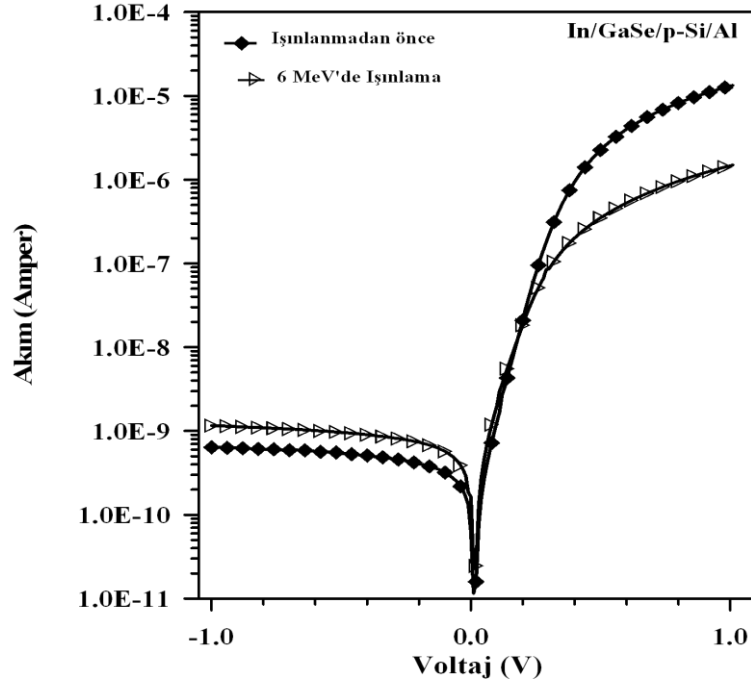
Şekil 4.19 ışınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiğini ve Şekil 4.20 C^{-2} -V grafiğini göstermektedir. C^{-2} -V grafiği yardımıyla In/GaSe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,646 eV, Fermi enerji seviyesi 0,322 eV, akseptör konsantrasyonu $0,710 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ve engel yüksekliği 0,968 eV olarak hesaplandı.



Şekil 4.20. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^2 -V grafiği

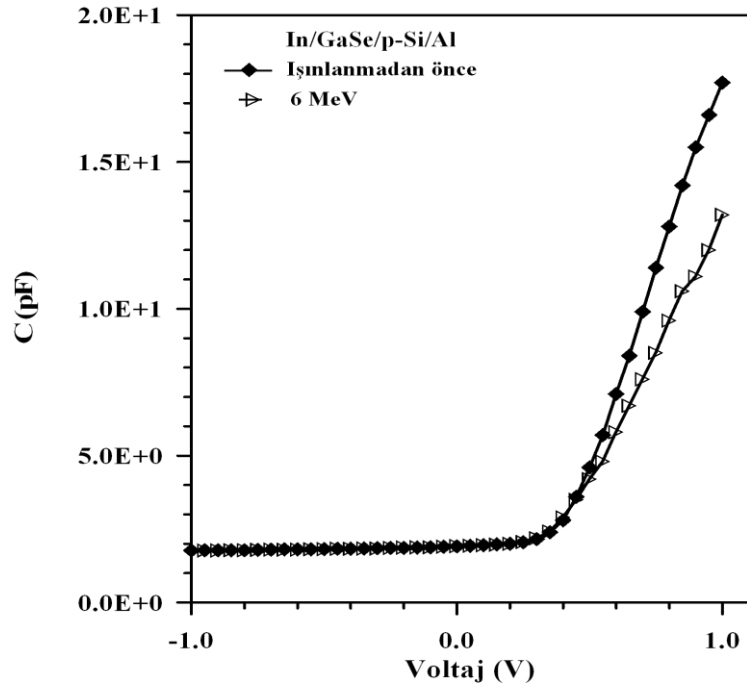
4.12.2. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği

Şekil 4.21 ışınlanmadan önce ve 6 MeV'de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlama işlemi numunenin Schottky yüzeyine yapıldı. 6 MeV'de ışınlama işlemi Siemens Primus elektron hızlandırıcısıyla 1,3 cm maksimum doz noktasında 311 sn'de gerçekleştirildi ve toplam doz $1,53 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ olarak belirlendi. Işınlanmadan sonra diyodun elektriksel karakterizasyonundaki değişimi incelemek için I-V ve C-V ölçümleri yapıldı. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,37 ve engel yüksekliği 0,814 eV olarak belirlendi. Görüldüğü gibi ışınlama işleminden sonra idealite faktörü artarken engel yüksekliği azalmıştır.

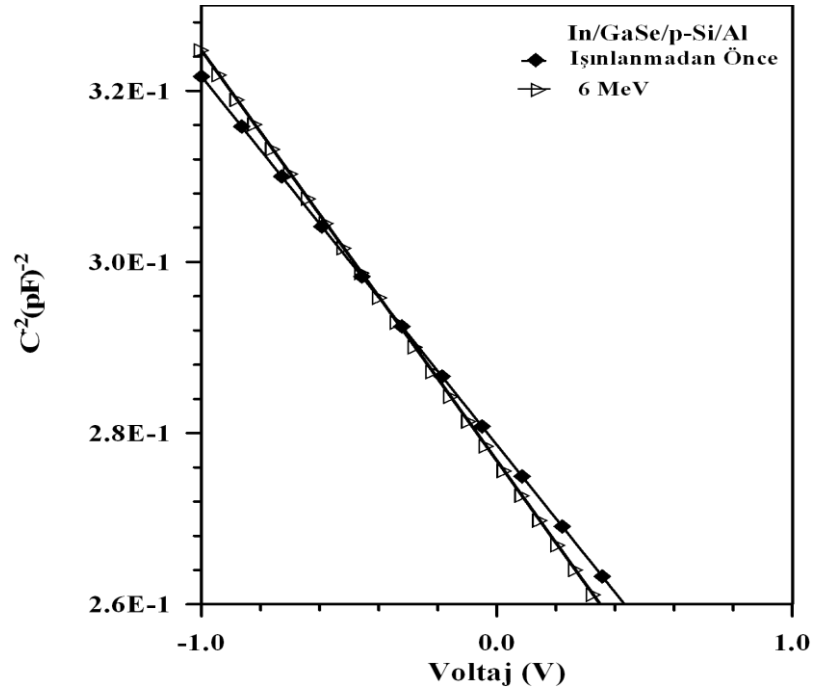


Şekil 4.21. 6 MeV'de ışılandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.22 ışınlanmadan önce ve 6 MeV'de ışınlama yapıldıktan sonra 500 kHz'de In/GaSe/p-Si/Al diyodunun C-V grafiğini ve Şekil 4.23 C^{-2} -V grafiğini göstermektedir. Işınlamadan sonra difüzyon potansiyeli 0,576 eV, akseptör konsantrasyonu $0,637 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,325 eV ve engel yüksekliği 0,901 eV olarak belirlendi. 6 MeV'de ışınlamadan sonra diyodun akseptör konsantrasyonu azalmış ve Fermi enerji seviyesi artmıştır.

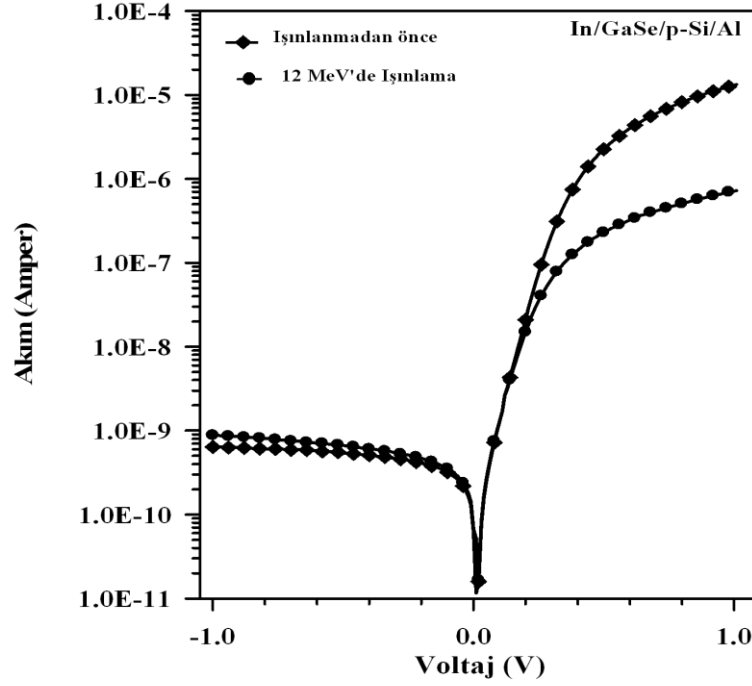


Şekil 4.22. 6 MeV’de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C-V grafiği



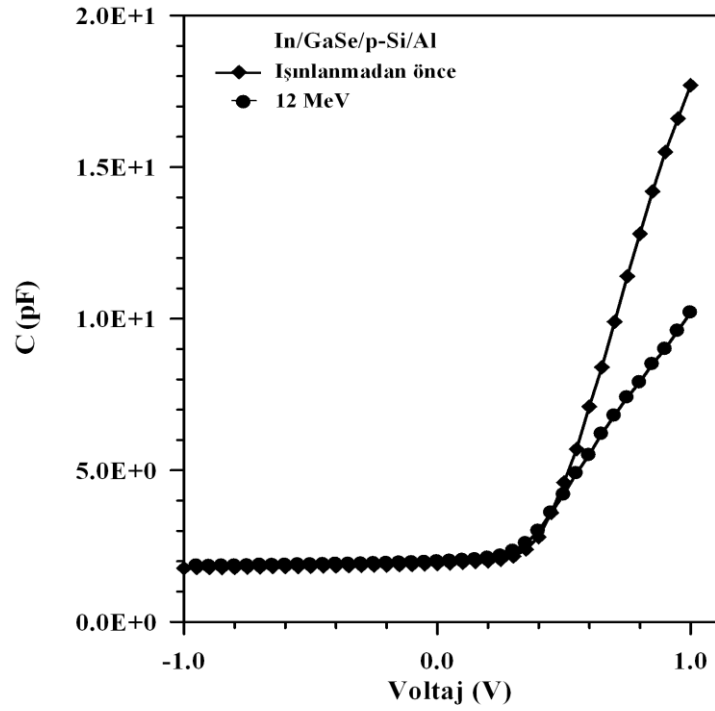
Şekil 4.23. 6 MeV’de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz’deki C^{-2} -V grafiği

4.12.3. 12 MeV’de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği

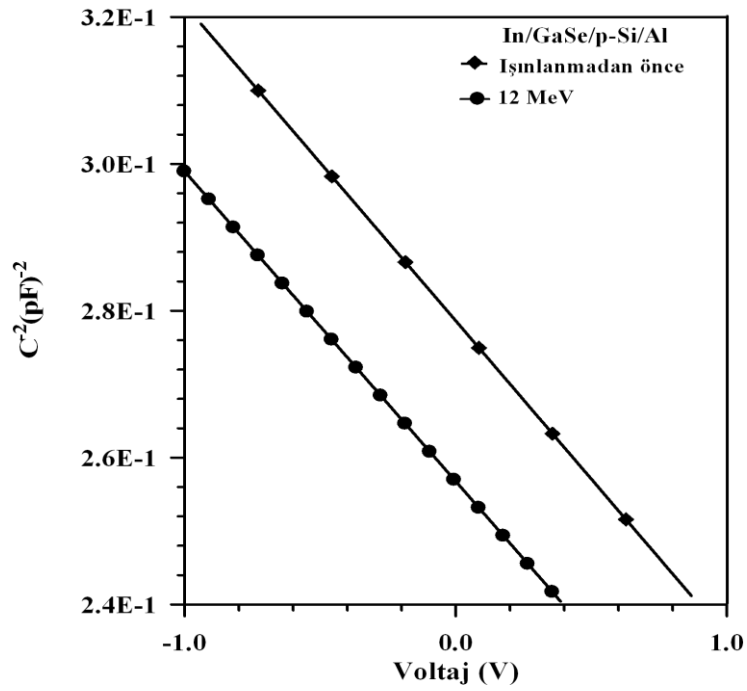


Şekil 4.24. 12 MeV’de ışınlandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.24 12 MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. In/GaSe/p-Si/Al diyodu yine Siemens Primus elektron hızlandırıcısı ile 2,7 cm maksimum doz noktasında $1,40 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ düşük dozda 270 sn sürdü. Işınlama işlemi yine diyodun Schottky yüzeyine yapıldı. Işınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,45 ve engel yüksekliği 0,822 eV olarak hesaplandı. Ölçümler 12 MeV’de ışınlanmadan sonra da idealite faktörünün arttığını göstermektedir.



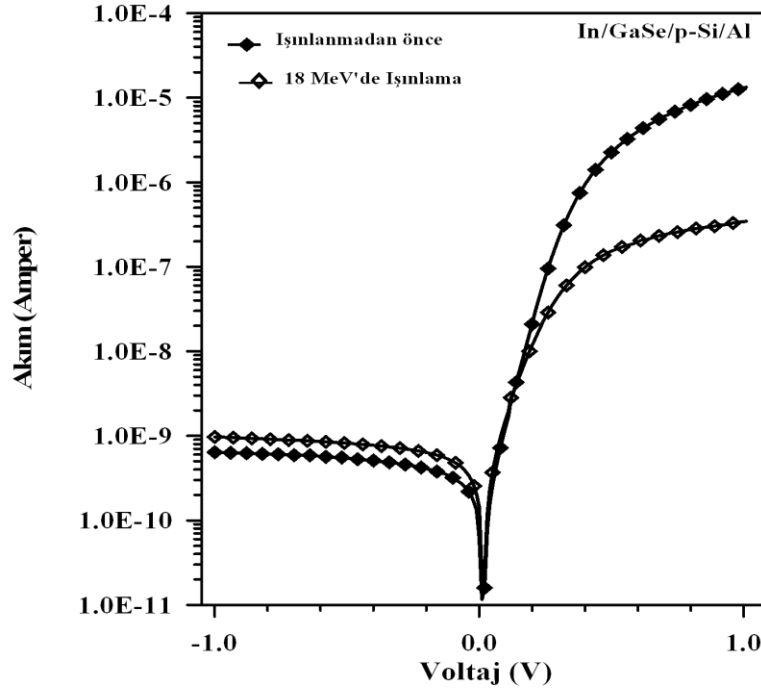
Şekil 4.25. 12 MeV’de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz’deki C-V grafiği



Şekil 4.26. 12 MeV’de ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun 500 kHz’deki C^{-2} -V grafiği

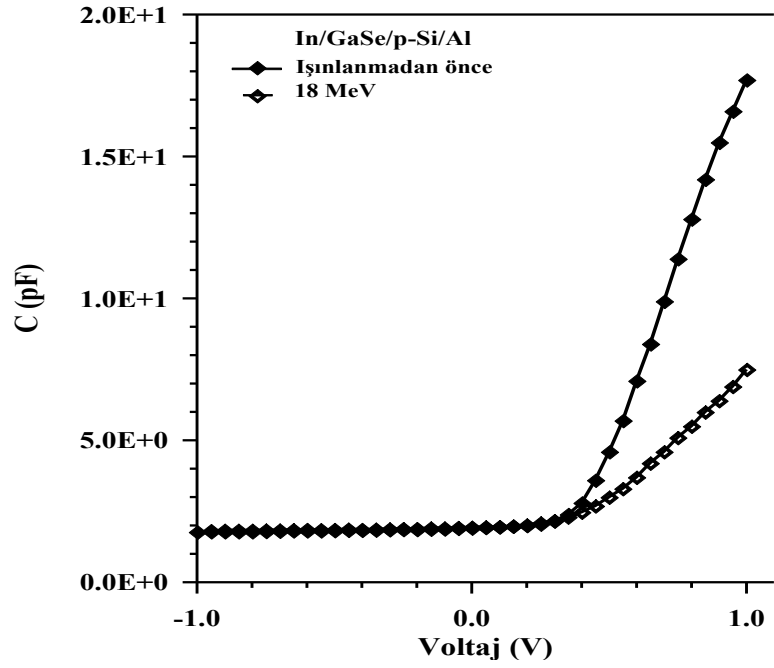
Şekil 4.25 ve Şekil 4.26 12 MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun sırasıyla C-V ve C^{-2} -V grafiklerini göstermektedir. Işınlanmadan sonra difüzyon potansiyeli 0,606 eV, akseptör konsantrasyonu $0,723 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,321 eV ve engel yüksekliği 0,927 eV olarak belirlendi. Işınlanmadan sonra akseptör konsantrasyonunun arttığı gözlenmektedir.

4.12.4. 18 MeV’de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği

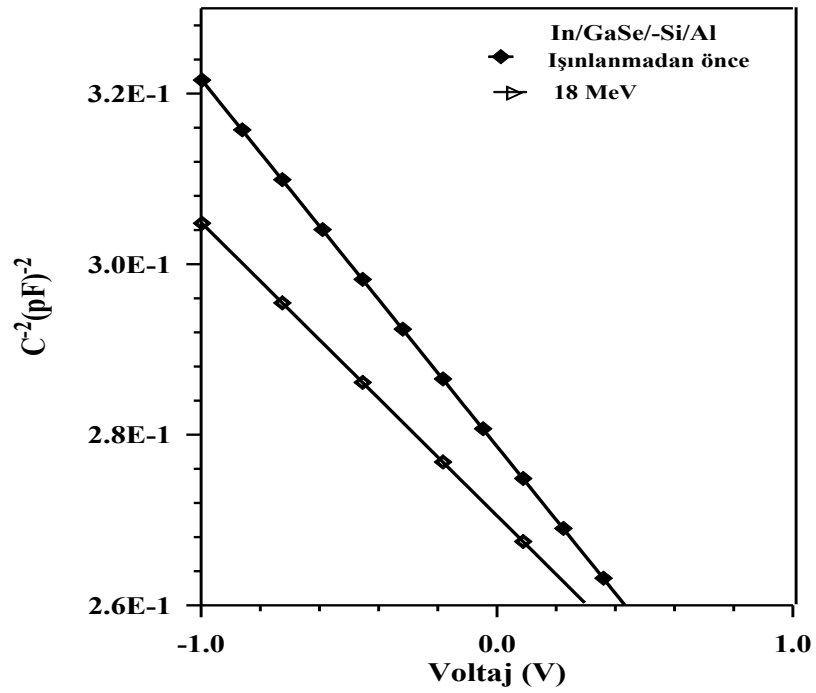


Şekil 4.27. 18 MeV’de ışınlandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.27 18 MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlanma 5 cm^2 ’lik bir alanda 2 cm ’lik maksimum doz noktasında 257 sn sürede ve $1,40 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ düşük dozda gerçekleştirildi. Işınlama işlemi yapıldıktan sonra I-V ölçümlerinden hesaplanan idealite faktörü 1,63 ve engel yüksekliği 0,810 eV olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda idealite faktörünün ışınlamayla arttığı ve engel yüksekliğinin azaldığı gözlenmiştir.



Şekil 4.28. 18 MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C-V grafiği

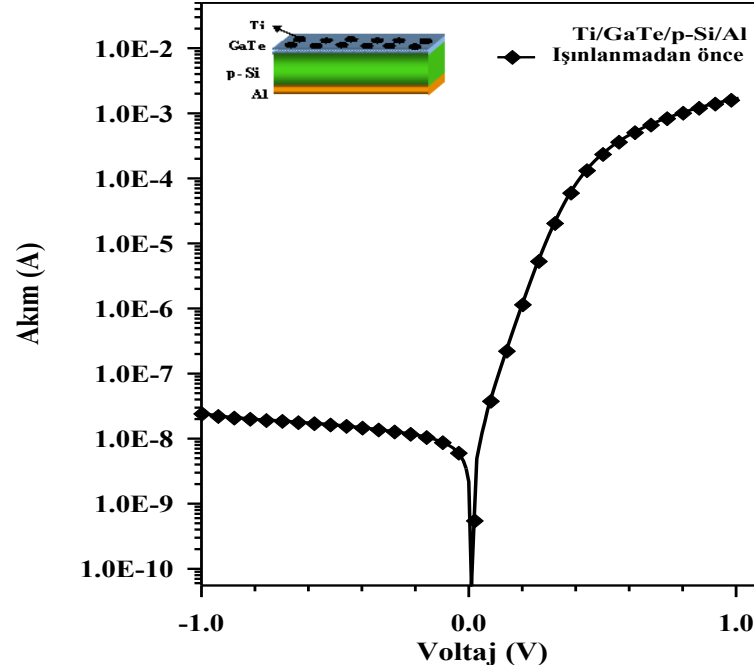


Şekil 4.29. 18MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C^2 -V grafiği

Şekil 4.28 ve Şekil 4.29 18 MeV’de ışınlanan In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun sırasıyla C-V ve C^{-2} -V grafiklerini göstermektedir. C^{-2} -V grafiği yardımıyla difüzyon potansiyeli 0,787 eV, akseptör konsantrasyonu $0,890 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,316 eV ve engel yüksekliği 1,103 eV olarak hesaplanmıştır.

4.13. Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky Diyot Ölçümleri

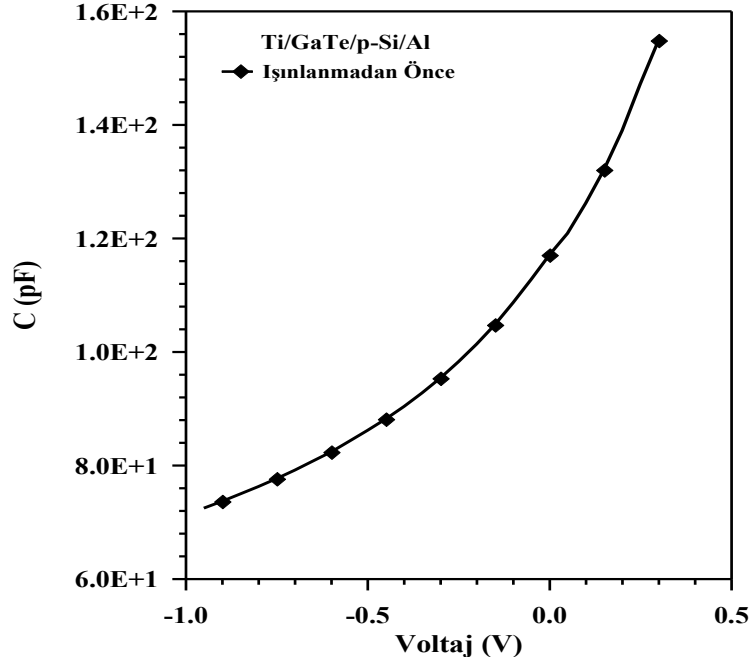
4.13.1. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği



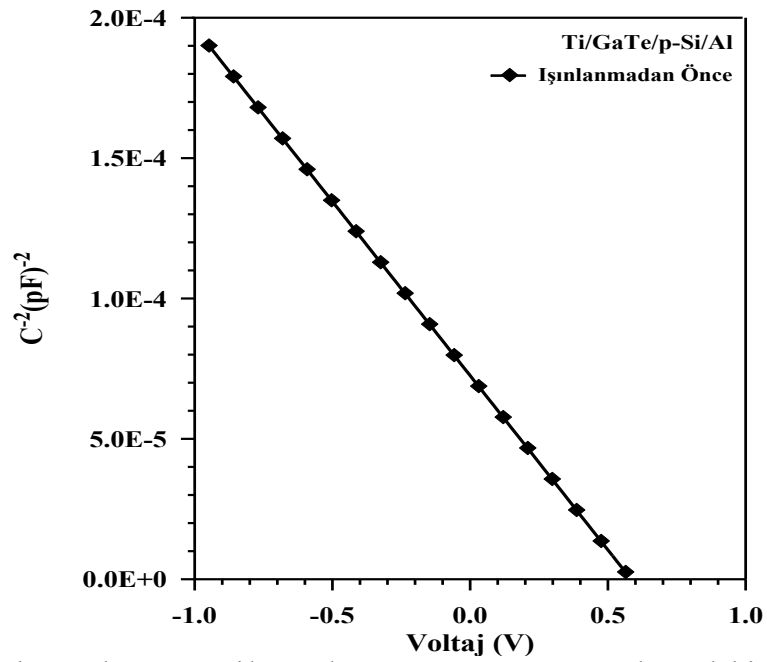
Şekil 4.30. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.30 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun elektriksel karakterizasyonunu belirlemek için hem ışınlanmadan önce hemde 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV yüksek enerjide ışınlanmadan sonra I-V ve C-V ölçümleri yapıldı. Işınlama işlemi yine Siemens Primus marka lineer hızlandırıcısıyla yapıldı. Işınlama öncesi ve sonrası I-V ölçümleri Keithley-487 pikoampermetre alındı. C-V ölçümleri ise 500 kHz’ de HP-4192 A cihazları kullanılarak gerçekleştirildi. I-V ölçümleri yardımıyla diyodun idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri belirlenirken C-V ölçümleri yardımıyla da difüzyon potansiyeli, engel yüksekliği

akseptör konsantrasyonu ve Fermi enerji seviyesi belirlendi. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,25 ve engel yüksekliği 0,729 eV olarak hesaplandı.



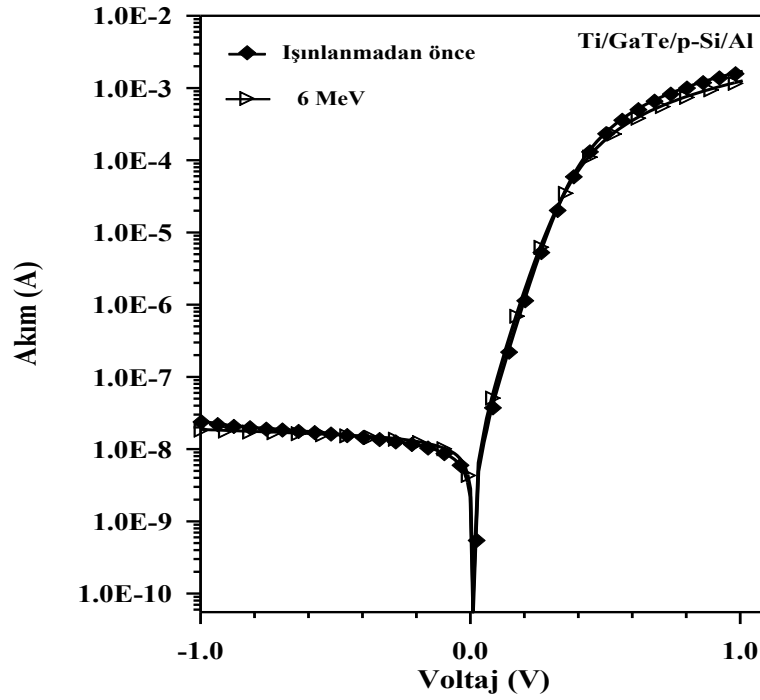
Şekil 4.31. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V grafiği



Şekil 4.32. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği

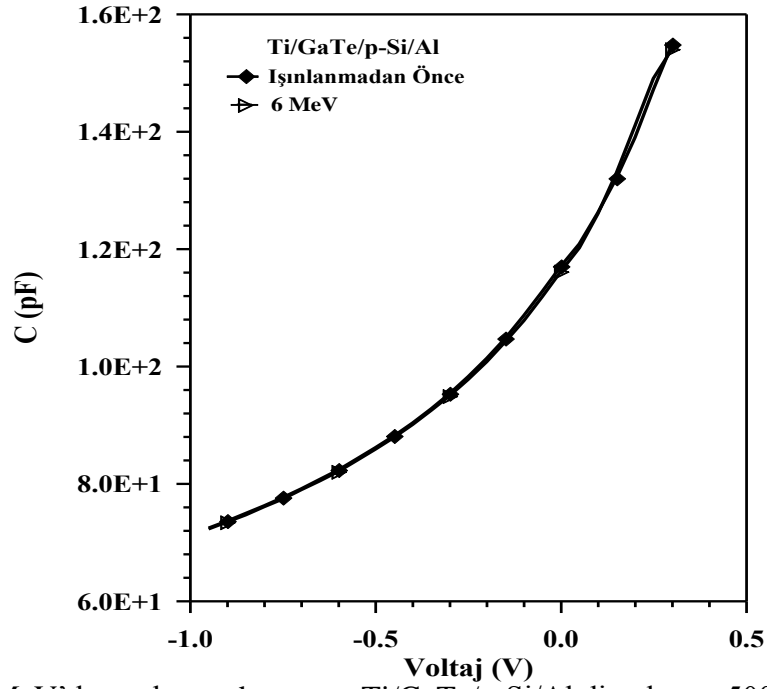
Şekil 4.31 ve Şekil 4.32 ışınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun sırasıyla 500 kHz'de C-V ve C^{-2} -V grafiklerinin göstermektedir. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun C^{-2} -V grafiğinden difüzyon potansiyeli 0,584 eV, akseptör konsantrasyonu $1,540 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,766 eV olarak hesaplandı.

4.13.2. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği



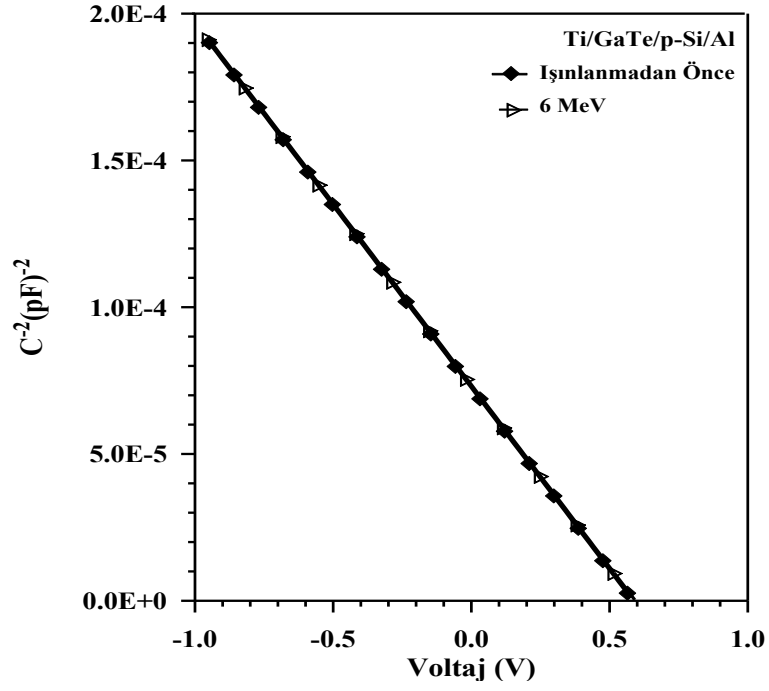
Şekil 4.33. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.33 6 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlama işlemi numunenin Schottky yüzeyine yapıldı. Işınlama işlemi 311 sn süreyle maksimum 1,3 cm doz noktasında $1,53 \times 10^{10} \text{ e}^{-} \text{ cm}^{-2}$ düşük dozda yapıldı. Işınlamadan sonra diyodun I-V ve C-V ölçümleri yapıldı. I-V ölçümleri sonucu Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,29 ve engel yüksekliği 0,719 eV olarak hesaplandı. Işınlama ile birlikte Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörünün arttığı ve engel yüksekliğinin azaldığı gözlenmektedir.



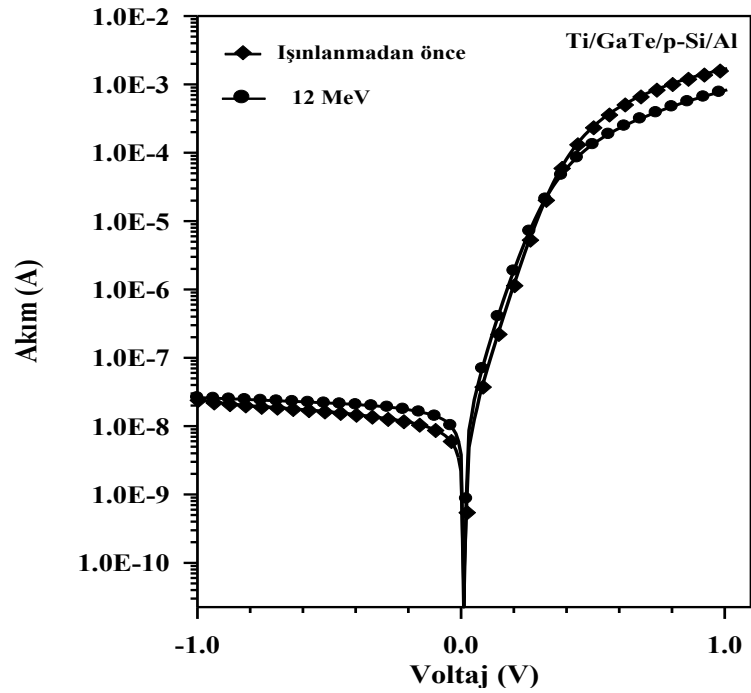
Şekil 4.34. 6 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de C-V grafiği

Şekil 4.34 ve Şekil 4.35 6 MeV ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C-V ve C^{-2} -V grafiklerini göstermektedir. Işınlanmadan sonra C-V ölçümleri 500 kHz’de HP-4192 A cihazıyla yapıldı. Işınlanmadan sonra C^{-2} -V ölçümlerinden diyodun difüzyon potansiyeli, akseptör konsantrasyonu, engel yüksekliği ve Fermi enerji seviyesi belirlendi. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,593 eV, akseptör konsantrasyonu $1,547 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,775 eV olarak hesaplandı. Işınlama ile diyodun difüzyon potansiyeli ve akseptör konsantrasyonu ve engel yüksekliğinin arttığı gözlenmektedir.



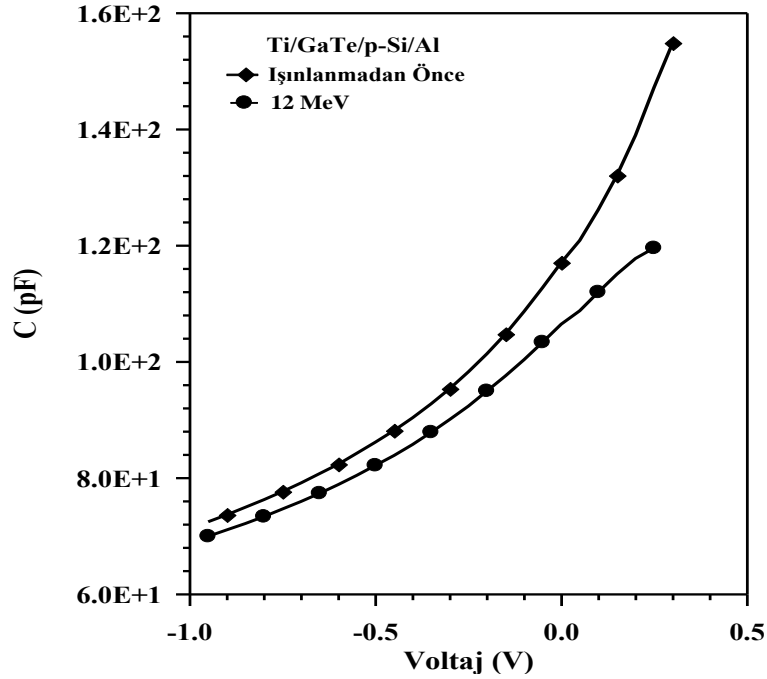
Şekil 4.35. 6 MeV ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği

4.13.3. 12 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği



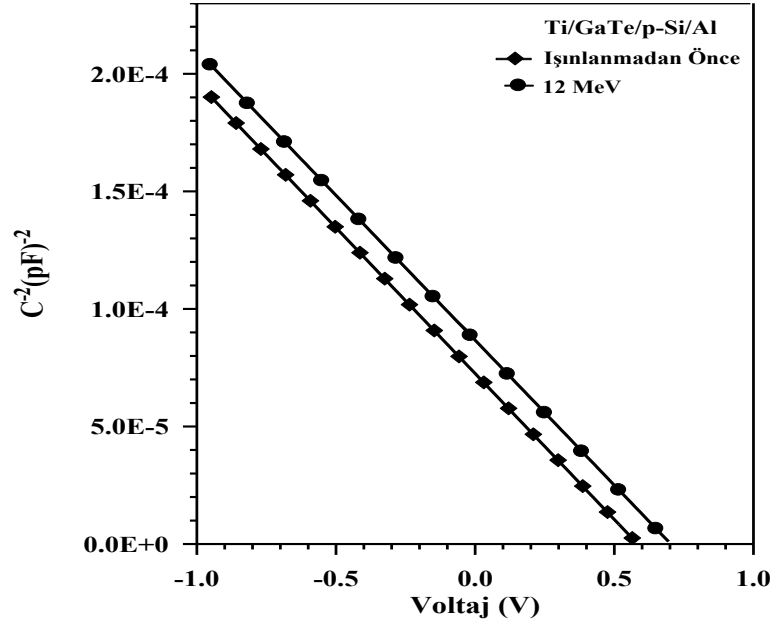
Şekil 4.36. 12 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.36 12 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. 12 MeV’de ışınlanma işlemi Schottky diyot üzerine 270 sn süreyle 2,7 maksimum doz noktasında $1,40 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{cm}^{-2}$ düşük dozda gerçekleştirildi. Işınlanma işleminden sonra I-V ve C-V ölçümleri yapıldı. I-V ölçümleri yardımıyla Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,35 ve engel yüksekliği 0,708 eV olarak hesaplandı. Işınlanma işleminden sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörünün arttığı ve engel yüksekliğinin azaldığı gözlenmektedir.



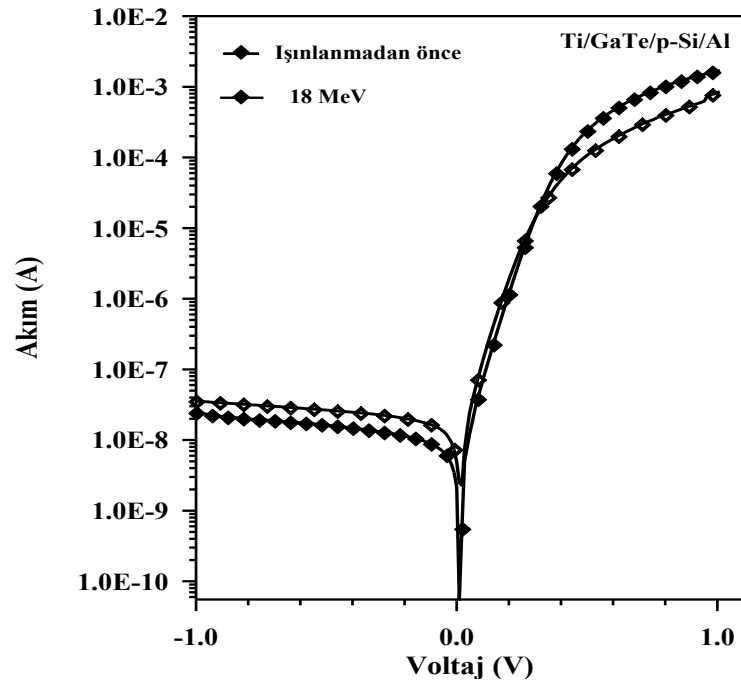
Şekil 4.37. 12 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’deki C-V grafiği

Şekil 4.37 ve Şekil 4.38 12 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-si/Al diyodunun 500 kHz’de sırasıyla C-V ve C^{-2} -V grafiklerini göstermektedir. Işınlama işleminden sonra C^{-2} -V grafiği yardımıyla alınan ölçümlerde difüzyon potansiyeli, akseptör konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi ve engel yüksekliği belirlendi. Alınan ölçümler sonucu difüzyon potansiyeli 0,703 eV, akseptör konsantrasyonu $1,550 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,885 eV olarak hesaplandı. Işınlanmadan sonra C^{-2} -V ölçümlerinden hesaplanan diyot parametrelerinin arttığı gözlenmektedir.



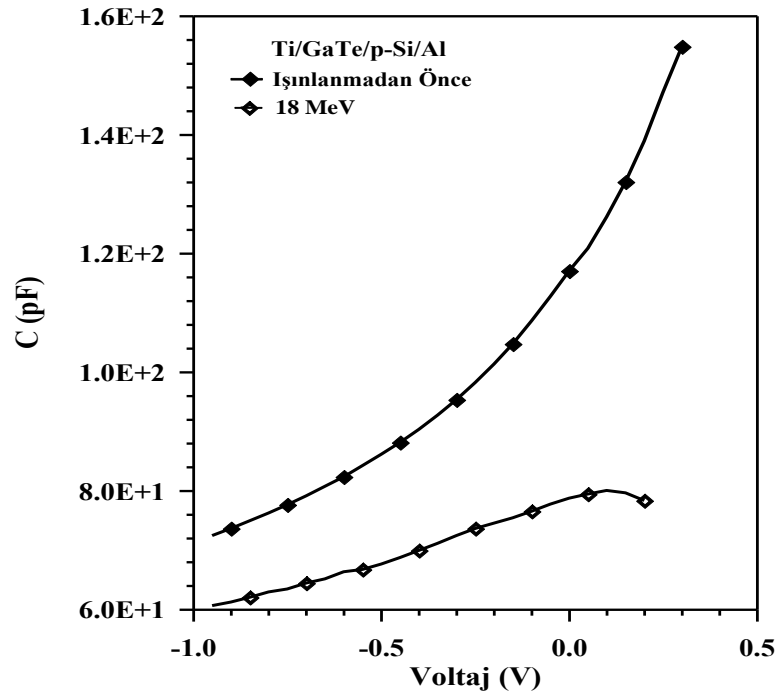
Şekil 4.38. 12 MeV’de ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodun 500 kHz’deki C^2 -V Grafiği

4.13.4. 18 MeV’de ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V ve C-V grafiği



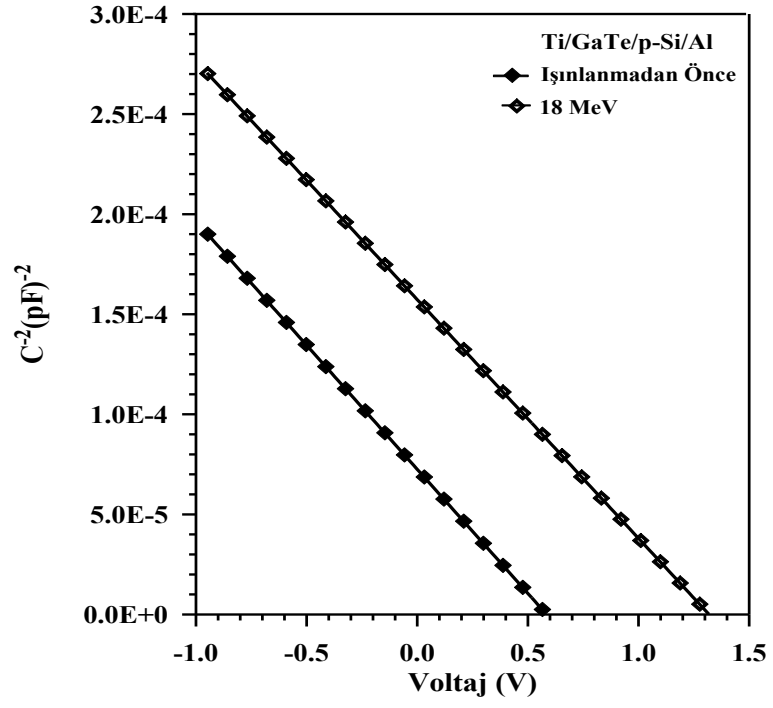
Şekil 4.39. 18 MeV’de ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Şekil 4.39 18 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlama işlemi 2 cm'lik maksimum doz noktasında 257 sn süreyle $1,38 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{cm}^{-2}$ düşük dozda diyodun Schottky yüzeyine yapıldı. Işınlama işleminden sonra I-V ölçümleri yardımıyla belirlenen idealite faktörü 1,37 ve engel yüksekliği 0,706 eV olarak hesaplandı. İdelite faktörünün ışınlama ile arttığı ve engel yüksekliğinin ışınlama ile azalan değişim gösterdiği belirlendi.



Şekil 4.40. 18 MeV'de ışınlanmadan sonra 500 kHz'de Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun C-V grafiği

Şekil 4.40 ve Şekil 4.41 18 MeV ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki sırayla C-V ve C^{-2} -V grafiğini göstermektedir. Işınlama işleminden sonra C^{-2} -V grafiği yardımıyla hesaplanan difüzyon potansiyeli 1,31 eV, akseptör konsantrasyonu $1,602 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,181 eV ve engel yüksekliği 1,501 eV olarak hesaplandı. Işınlama işlemiyle beraber difüzyon potansiyeli, akseptör konsantrasyonu, engel yüksekliği Fermi enerji seviyesinde azalma gözlenmektedir.



Şekil 4.41. 18 MeV’de ışınlanan Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de C^2 -V grafiği

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

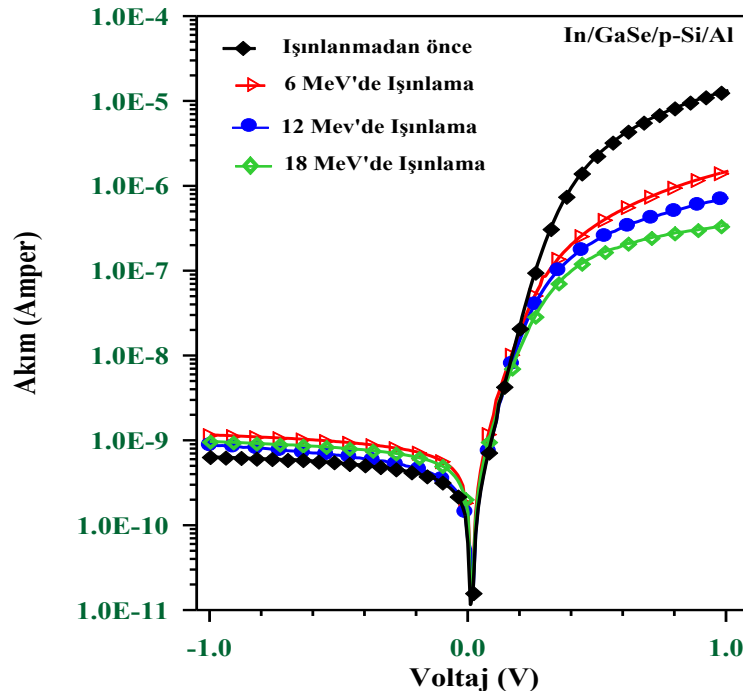
5.1. In/GaSe/p-Si/Al Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçümleri

Son yıllarda yarıiletken tabanlı aygıtlar üzerine radyasyon zararı ile ilgili çalışmalar gittikçe artmaktadır. Aygıtlar üzerinde radyasyonun etkisi açıkça görülmesine rağmen bu çalışmalar henüz tüm yarıiletkenler ve aygıtlar üzerinde tamamen incelenmemiştir. İyonizasyon zararı ve yerdeğiştirme zararı olmak üzere aygıtlar üzerinde etkili olan iki çeşit radyasyon zararı vardır. Metalin iyonizasyonunu malzemede hareket eden serbest yükler oluşturur. İyonizasyon zararı genellikle aygıtın çalışması için zararsızdır. Fakat yarıiletken tabanlı aygıtlar için yerdeğiştirme zararı onların elektriksel özellikleri üzerine oldukça büyük etkiye sahiptir. Serbest taşıyıcı mobilitesi, yoğunluğu, direnci, oluşum ve rekombinasyon yaşam süreleri gibi daha pek çok parametreler yerdeğiştirme zararıyla etkilenmektedir (Uğurel 2008; Aydoğan 2011).

Şekil 5.1 ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV'lik yüksek enerjilerde ve düşük dozlarda ($1,53 \times 10^{10}$, $1,40 \times 10^{10}$ ve $1,38 \times 10^{10}$ e⁻cm⁻²) ışınlanmış In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiğini göstermektedir. Işınlama işlemi Siemens Primus lineer elektron hızlandırıcıyla gerçekleştirildi. Işınlamalar sırasıyla 6 MeV'de 311 sn, 12 MeV'de 270 sn ve 18 MeV'de ise 257 sn süreyle numunenin Schottky yüzeyine yapılmıştır. Işınlama işleminden önce ve sonra diyodun elektriksel karakterizasyonunu belirlemek için I-V ve C-V ölçümleri yapılmıştır. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V ölçümleri Keithley-487 pikoampermetre ile ve C-V ölçümleri ise HP-4192 A kapasitemetre cihazları ile gerçekleştirilmiştir.

In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce I-V ölçümleri ile hesaplanan idealite faktörü 1,21 ve engel yüksekliği 0,835 eV olarak hesaplanmıştır. İdealite faktörünün 1'den büyük olması genellikle engel yüksekliğinin uygulanan besleme bağlı olmasından kaynaklanır. İmaj kuvvetleri, tünelleme, oluşum-rekombinasyon, arayüzey kirlilikleri ve arayüzey oksit tabakası idealite faktörünün büyük değerler almasını sağlayan

faktörlerdir (Pattabi *et al.* 2007; Chand *et al.* 1995). 6 MeV’de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,37 ve engel yüksekliği 0,814 eV, 12 MeV’de ışınlanmadan sonra idealite faktörü 1,45 ve engel yüksekliği 0,822 eV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonra idealite faktörü 1,63 ve engel yüksekliği 0,810 eV olarak hesaplandı. Hesaplamalarda p-Si için Richardson sabiti (A^*) $32 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ (Tataroğlu *et al.* 2006; Moloji *et al.*, 2009) ve In/GaSe/p-Si/Al diyodunun alanı $1,963 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ olarak alınmıştır.



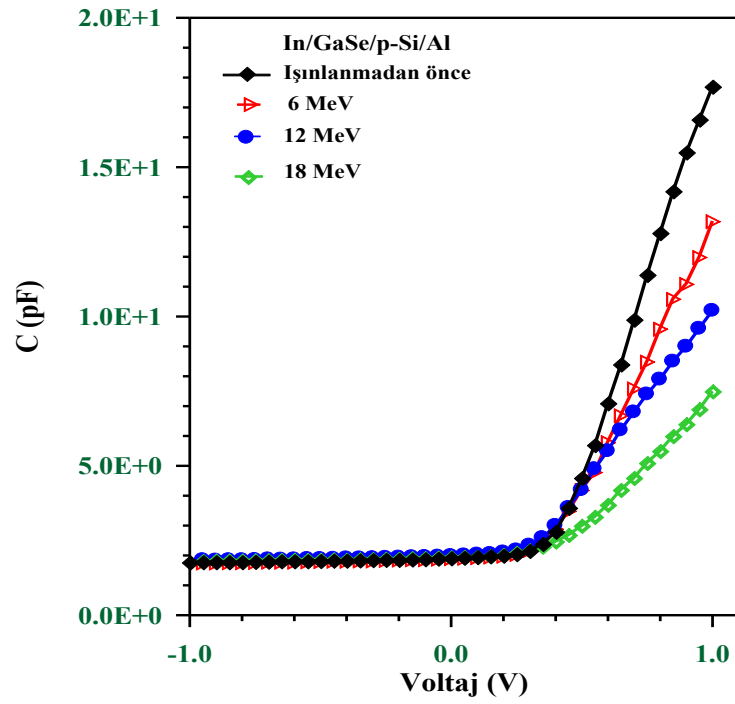
Şekil 5.1. Işınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlandıktan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

Işınlamayla ters beslem sızıntı akımının arttığı görülmektedir. Sızıntı akımındaki değişim arayüzeyde ya da arayüze yakın bölgelerde ışınlamayla oluşan kusurlara katkıda bulunabilir. Işınlamayla yarıiletkenin implantasyonu elektriksel olarak elektron ve holler için diğer tarafta onların yakalanmasına neden olan malzemede tuzaklar ya da rekombinasyon merkezleri gibi davranan aktif kusurları oluşturmaktadır (Khanna *et al.* 2005). Rekombinasyon merkezleri olarak hareket eden kusurlar doğrultucu aygıtlarda oluşum-rekombinasyon akımı oluşturur. Bu yüzden ışınlamayla oluşan rekombinasyon

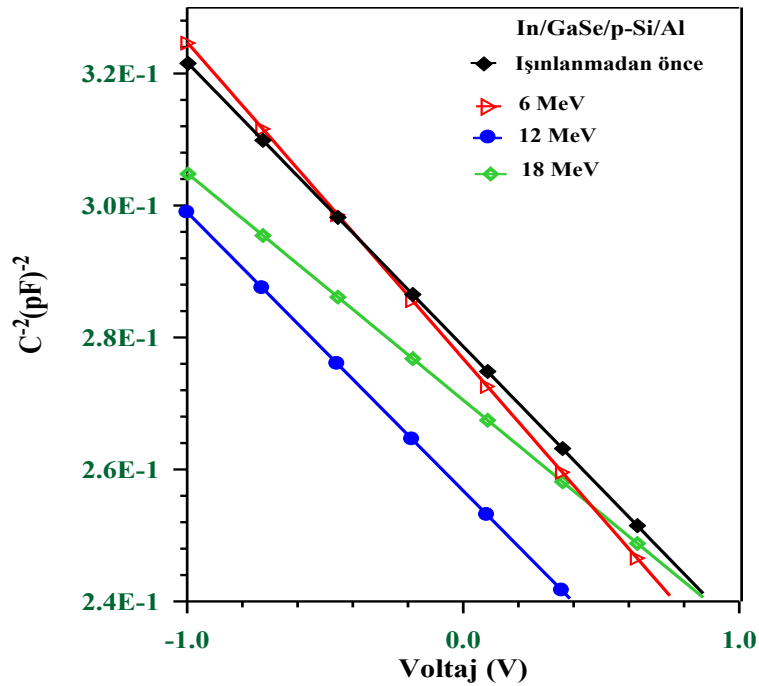
merkezleri ters beslem sızıntı akımında artışa sebep olmaktadır. Fakat bu kusurlar nedeniyle böyle değişimler onların konsantrasyonuyla belirlenmesine oldukça bağlıdır. Artan ışınlamayla ters beslem sızıntı akımındaki değişimin lineer bağımlılığı ışınlama arttığında artan kusur konsantrasyonuyla ilgilidir. Dahası akımın bir fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin azaldığı ve idealite faktörünün arttığı gözlenmektedir. Bu akıma bağlılık ışınlamayla oluşan kusurlar değişim gerçekleştirdiği için muhtemelen Si'nin yüzeyinde Fermi seviyesinin durumunun kaymasına neden olmaktadır.

Benzer davranışlar diğer parçacık ışınlamalarıyla da oluşabilmektedir. İdealite faktörünün artması ışınlamayla arayüzeyde kusur yoğunluğunun arttığını göstermektedir (Çınar 2008). Düşük dozlu ışınlamalarda ters beslem sızıntı akımı artar ve engel yüksekliğinde bir azalma görülmektedir (Kazukauskas *et al.* 2007). Daha yüksek dozlu ışınlamalarda ise doğrultucu davranış omik gibi davranabilir ve buda akım akış mekanizmasının tünellemeyle gerçekleştiğini gösterir (Sumathi *et al.* 2001).

Si üzerine yapılan Mo Schottky diyotların engel karakteristiği üzerine 6 MeV'de elektron ışınlamasının etkisi incelenmiştir (Korshunov *et al.* 2009). Uğurel *et al.* (2008) Au/n-Si/Al üzerine 6 MeV'de ışınlama işlemi gerçekleştirmişler ve idealite faktörünün ışınlamayla arttığını gözlemlemişlerdir. Yine Jayavel *et al.* (2000) Pd/n-GaAs arayüzeye yakın bölgede alfa parçacıklarıyla oluşan kusurların etkisini incelerken ışınlama işleminin idealite faktörünü artırdığını açıklamışlardır. Işınlama işleminden sonra In/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü artarken engel yüksekliğinin ışınlamayla azaldığı gözlenmiştir. Elektron ışınlaması nedeniyle kristal örgüde kusurlar oluşmaktadır ve bu da idealitenin artmasına sebep olmaktadır.



Şekil 5.2. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlama öncesi, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV ışınlama sonrası 500 kHz'deki C-V grafiği



Şekil 5.3. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlama öncesi, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV ışınlama sonrası 500 kHz'deki C^{-2} -V grafiği

Şekil 5.2 ve Şekil 5.3 In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz'deki C-V ve C^{-2} -V grafiklerini göstermektedir. Çizelge 5.1 In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV'de ışınlanmadan sonra C^{-2} -V ölçümleri yardımıyla hesaplanan diyot parametrelerini göstermektedir. Diyot parametrelerinin hesaplanmasında valans bandındaki hall yoğunluğu $N_v=1,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak alınmıştır (Aydoğan 2007). Işınlanmadan önce In/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,646 eV, akseptör konsantrasyonu $0,710 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,322 eV ve engel yüksekliği 0,968 eV olarak hesaplandı.

Çizelge 5.1. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV'de ışınlama sonrası hesaplanan diyod parametreleri

In/GaSe/p-Si/Al	V_d (eV)	N_a (cm^{-3})	E_f (eV)	Φ_B (eV)
Iş. önce	0,646	$0,710 \times 10^{14}$	0,322	0,968
6 MeV	0,576	$0,637 \times 10^{14}$	0,325	0,901
12 MeV	0,606	$0,723 \times 10^{14}$	0,321	0,927
18 MeV	0,787	$0,890 \times 10^{14}$	0,316	1,103

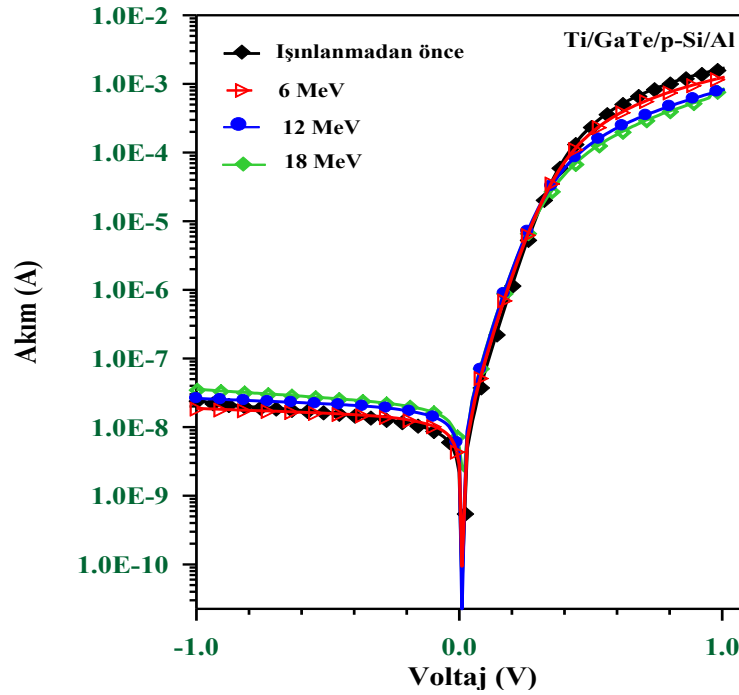
6 MeV'de ışınlanmadan sonra difüzyon potansiyeli 0,576 eV, akseptör konsantrasyonu $0,637 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, ve Fermi enerji seviyesi 0,325 eV ve engel yüksekliği 0,901 eV, 12 MeV'de ise difüzyon potansiyeli 0,606 eV, akseptör konsantrasyonu $0,723 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,321 eV ve engel yüksekliği 0,927 eV, 18 MeV'de ışınlanmadan sonra difüzyon potansiyeli 0,787 eV, akseptör konsantrasyonu $0,890 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,316 eV ve engel yüksekliği 1,103 eV olarak hesaplandı. Hesaplamalar In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlamayla birlikte difüzyon potansiyelinin, akseptör konsantrasyonunun ve engel yüksekliğinin arttığını göstermektedir. Fermi enerji seviyesi ışınlamayla azalmaktadır.

I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği ile C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği birbirinden farklıdır. C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği genellikle daha büyüktür Bunun nedeni ölçüm metotlarındaki farklılıktan kaynaklanmaktadır. Yine bu farklılık arayüzeyde oluşan kirlilikler, derin kirlilik seviyeleri, dönüştürücü yalıtkan tabaka ve kuantum mekanik tünelleme ve imaj kuvveti

düşmesi ve uç kenar sızıntı akımları gibi pek çok nedenden kaynaklanmaktadır (Tung 1992; Coşkun *et al.* 2006). Engel yüksekliğinin farklı olması arayüzeyde telafi edilmiş ince bir tabakanın varlığıyla da açıklanabilir (Karataş *et al.* 2006). Arayüzey nedeniyle Schottky kontaklarda artık bir kapasitenin varlığı, yarıiletkendeki tuzak seviyeleri nedeniyle ya da Schottky engel yüksekliğinin homojensizliği ile de ifade edilmektedir (Karataş *et al.* 2004).

C-V ölçümleri ışınlanan diyodlar için kapasitenin azaldığını ve uygulanan besleme zayıf bağlı olduğunu göstermektedir. Bu Si altlıkta yüzeye yakın bir tabakada etkin katkı seviyesinin azalması nedeniyle olabilir (Karataş *et al.* 2006). İmplantasyon yarıiletkenin serbest taşıyıcı yoğunluğunu azaltan tuzaklardan oluşur. Kapasitedeki azalma arayüzeyde dielektrik sabitinde değişime katkıda bulunur (Sumathi *et al.* 2001).

5.2. Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçümleri

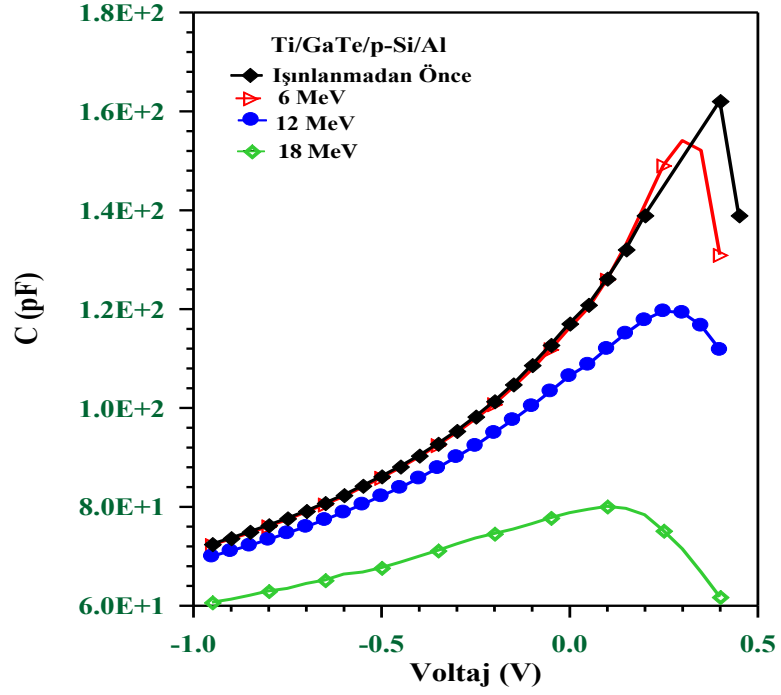


Şekil 5.4. Işınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlandıktan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği

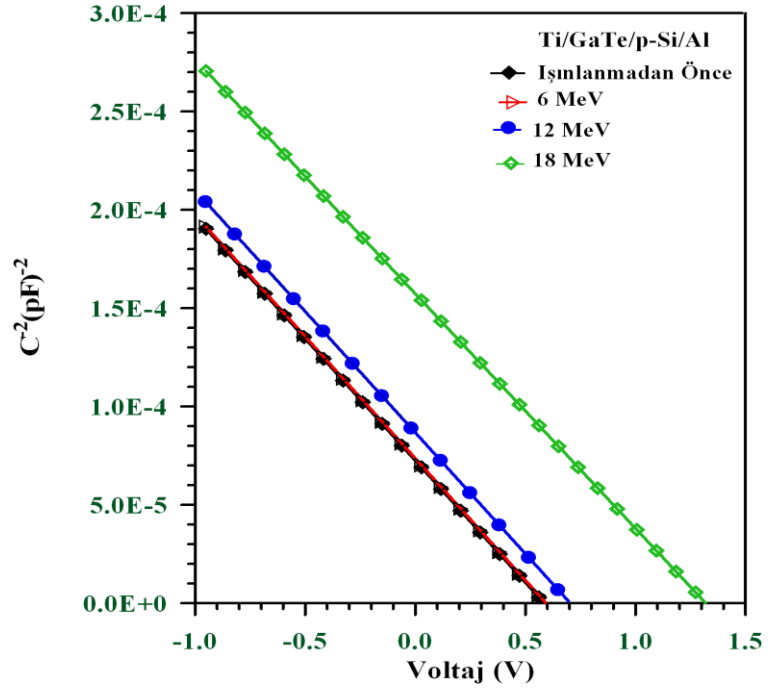
Şekil 5.4 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV yüksek enerjilerde ve düşük dozlarda ($1,53 \times 10^{10}$, $1,40 \times 10^{10}$ ve $1,38 \times 10^{10} \text{ e}^- \text{cm}^{-2}$) ışınlanmadan sonraki I-V grafiğini göstermektedir. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,25 ve 0,729 eV olarak hesaplandı. Literatürde de termal oksidasyonla hazırlanan arayüzey tabakalı Ti/p-Si Schottky diyotların idealite faktörünün 1,24 ve engel yüksekliğinin de 0,761 eV olduğu belirtilmiştir (Çetin *et al.* 2005).

6 MeV ışınlanmadan sonra diyodun idealite faktörü 1,29 ve engel yüksekliği 0,719 eV ve 12 MeV'de ışınlanmadan sonra 1,35 ve engel yüksekliği 0,708 eV, 18 MeV'de ise idealite faktörü 1,37 ve engel yüksekliği 0,706 eV olarak hesaplandı. Işınlamayla birlikte Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü artarken engel yüksekliğinin azaldığı gözlenmiştir. Veeramani *et al.* (2008) Au/CdTe ve Au/CdZnTe Schottky diyotlar üzerine yoğun iyon ışınlamasının etkisini incelemişlerdir. Işınlamayla diyotların idealite faktörünün arttığını ve engel yüksekliğinin azaldığını açıklamışlardır. İdealite faktöründeki değişim akımın termiyonik emisyon teorisiyle değil de diğer akım taşıma mekanizmalarıyla gerçekleştiğini göstermektedir (Pattabi *et al.* 2007; Gür *et al.* 2008).

Artan ışınlamayla ters beslem sızıntı akımı artmaktadır ve ışınlanmadan sonra I-V karakteristiğindeki bu değişim tünelleme, taşıyıcıların telafisi ve oluşum-rekombinasyon süreçleriyle açıklanabilir. Metal yarıiletken arayüzeydeki tuzak yoğunluğu arayüzeydeki kusur ve boşlukların artmasıyla artmaktadır (Akkurt *et al.* 2010). Artan tuzak yoğunluğu ters yönde tuzakların oluşturduğu akım iletimine katkıda bulunabilir. Bundan dolayı ters beslem sızıntı akımının arttığı düşünülmektedir (Jayavel *et al.* 2002; Ko *et al.* 2009). Schottky engel yüksekliğindeki azalma saturasyon akımındaki bir artışa neden olmaktadır (Sze *et al.* 1981; Eftekhari *et al.* 1993).



Şekil 5.5. Ti/GaTe/p-Si/Aldiyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlamadan sonraki C-V grafiği



Şekil 5.6. Ti/GaTe/p-Si/Aldiyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonraki C^{-2} -V grafiği

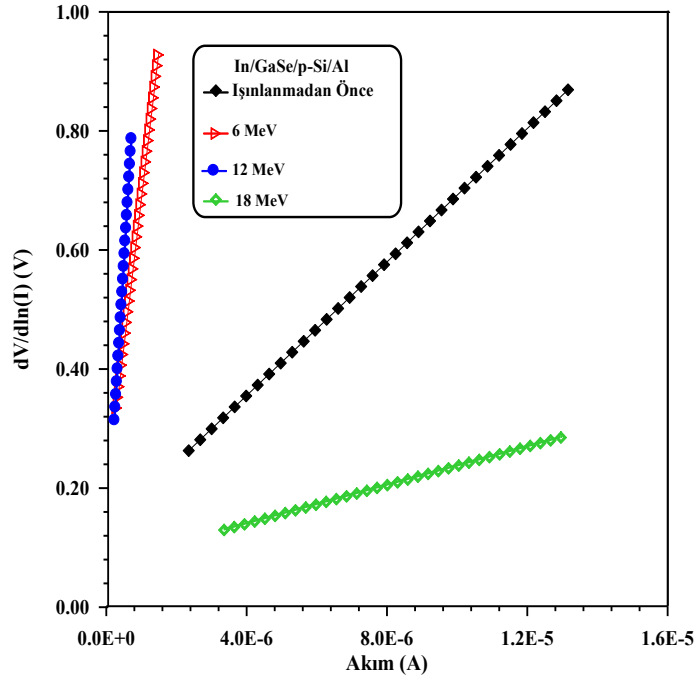
Şekil 5.5 ve 5.6 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonra sırasıyla C-V ve C⁻²-V grafiklerini göstermektedir. Işınlanmadan önce C⁻²-V grafikleri yardımıyla belirlenen Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli, akseptör konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi ve engel yüksekliği değerleri Çizelge 5.2’de verilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun alanı $7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ olarak alınmıştır. Işınlanmadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,584 eV, akseptör konsantrasyonu $1,540 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,766 eV olarak hesaplanmıştır.

Çizelge 5.2. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz’de ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV’de ışınlanmadan sonraki diyod parametreleri

Ti/GaTe/p-Si/Al	$V_d (eV)$	$N_a (cm^{-3})$	$E_f (eV)$	$\Phi_B (eV)$
Iş. önce	0,584	$1,540 \times 10^{15}$	0,182	0,766
6 MeV	0,593	$1,547 \times 10^{15}$	0,182	0,775
12 MeV	0,703	$1,550 \times 10^{15}$	0,182	0,885
18 MeV	1,319	$1,602 \times 10^{15}$	0,181	1,501

6 MeV’de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 0,593 eV, akseptör konsantrasyonu $1,547 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,775 eV, 12 MeV’de ışınlanmadan sonra ise difüzyon potansiyeli 0,703 eV, akseptör konsantrasyonu $1,550 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,182 eV ve engel yüksekliği 0,885 eV olarak hesaplandı. 18 MeV’lik ışınlama sonrasında Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli 1,319 eV, akseptör konsantrasyonu $1,602 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Fermi enerji seviyesi 0,181 ve engel yüksekliği 1,501 eV olarak hesaplandı. Işınlanmalardan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun difüzyon potansiyeli, akseptör konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi ve engel yüksekliğinin arttığı gözlenmiştir. Işınlamayla oluşan taşıyıcıların deplasyon bölgesine doğru hareketi nedeniyle kapasite azalmaktadır (Jayavel *et al.* 2002).

5.3. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Hesaplanan Seri Direnç Ölçümleri



Şekil 5.7. Işınlamadan önce ve sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun $dV/d\ln(I)$ - I 'ya karşı değişimi

Şekil 5.7 ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV'de ışınlanmadan sonra In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun $dV/d\ln(I)$ - I 'ya karşı değişimini göstermektedir. $dV/d\ln(I)$ - I değişiminden ışınlama işleminden önce ve her bir ışınlama işleminden sonra seri direnç ve idealite faktörü değerleri belirlenmiştir.

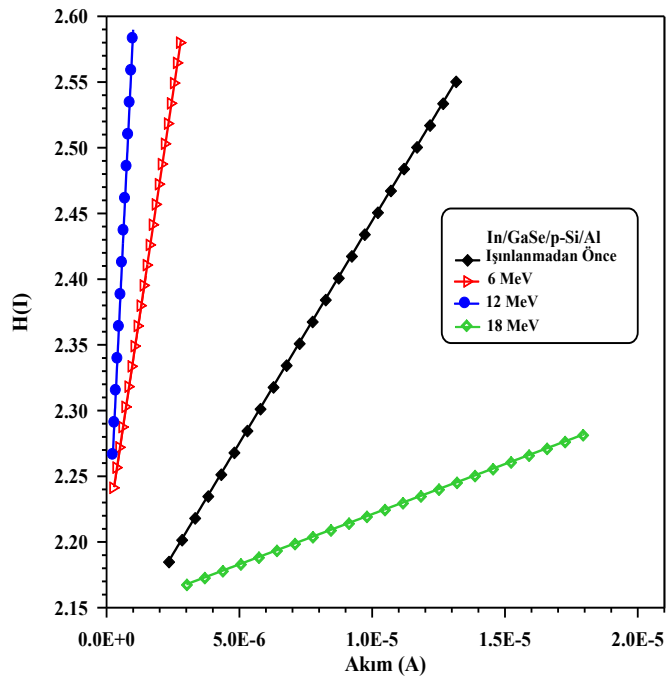
Çizelge 5.3. $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akım değişimlerinden elde edilen In//GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri

In/GaSe/p-i/Al $dV/d\ln(I)$ - I	n	R_s ($k\Omega$)
Iş. önce	3	336
6 MeV	4,5	298
12 MeV	3,3	979
18 MeV	2,9	161

Çizelge 5.4. H(I)'ya karşı akım değişimlerinden elde edilen In/GaSe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri

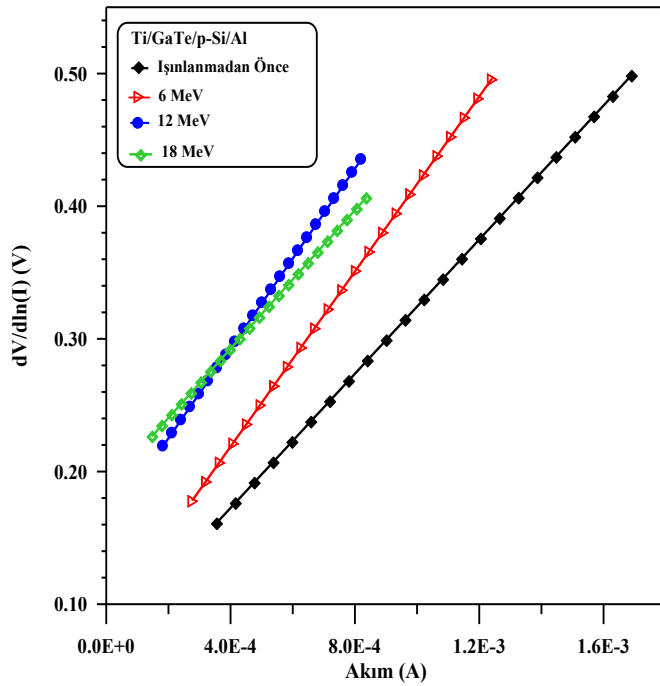
In/GaSe/p-i/Al H(I)-I	Φ_B (eV)	R_s (k Ω)
Iş. önce	0,702	337
6 MeV	0,696	300
12 MeV	0,710	843
18 MeV	0,790	152

Işınlamadan önce In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akım değişiminden hesaplanan seri direnç değeri ve idealite faktörü Çizelge 5.3'te gösterilmektedir. Işınlanma işleminden önce seri direnci 336 k Ω ve idealite faktörü 3'tür. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra seri direnç 298 k Ω ve idealite faktörü 4,5, 12 MeV'de ışınlamadan sonra seri direnç değeri 979 k Ω ve idealite faktörü 3,3, 18 MeV'de ışınlamadan sonra yine diyodun seri direnci ve idealite faktörü sırasıyla 161 k Ω ve 2,9 olarak değişiklik göstermiştir. p-Si üzerine Zn ve Sn metalleri ile yapılan Schottky diyotların seri direnç değerleri sırasıyla 12594,05 Ω ve 12950,20 Ω olarak hesaplandığı belirtilmiştir (Karataş 2005).



Şekil 5.8. Işınlanma öncesi ve sonrası In/GaSe/p-Si/Al diyodunun H(I)-I grafiği

Şekil 5.8 Işınlanma öncesi ve sonrası In/GaSe/p-Si/Al diyodunun H(I)-I değişimine bağlı grafiği göstermektedir. H(I)-I değişiminin grafiği yardımıyla diyodun ışınlanma öncesi ve sonrası yine seri direnç ve engel yüksekliği değerleri Çizelge 5.4'te gösterilmektedir. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun seri direnç değeri 337 k Ω ve engel yüksekliği 0,702 eV olarak hesaplanmıştır. 6 MeV'de ışınlamadan sonra seri direnç değeri 300 k Ω ve engel yüksekliği değeri 0,696 eV olarak hesaplanmıştır. 12 MeV'de seri direnç değeri 843 k Ω ve engel yüksekliği 0,710 eV ve 18 MeV'de ışınlama işleminden sonra seri direnç 152 k Ω ve engel yüksekliği 0,790 eV olarak hesaplanmıştır. Literatürde Si üzerine yapılan Schottky diyotlarda oldukça yüksek seri direnç değerleri elde edilmiştir (Karataş et al. 2004; Keffous *et al.* 2003; Siad *et al.* 2004; Uslu *et al.* 2010).



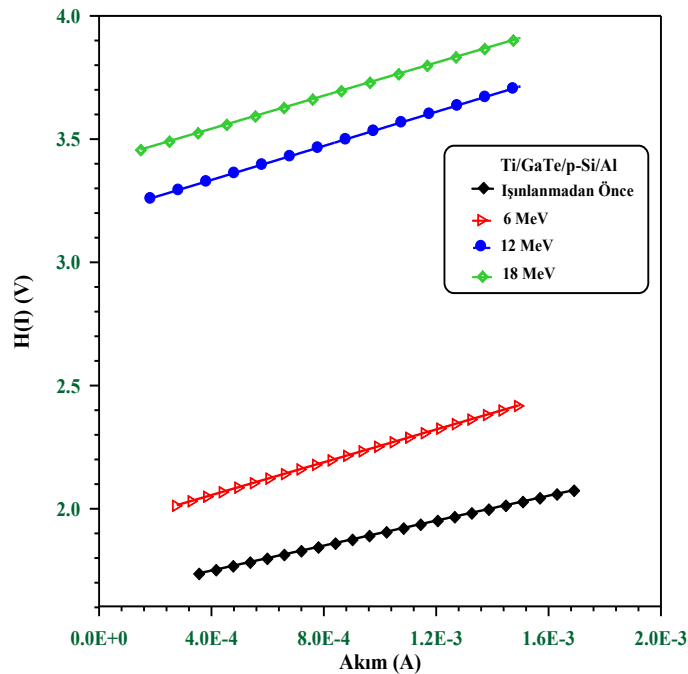
Şekil 5.9. Işınlanmadan önce ve sonra Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun $dV/d\ln(I)$ - I 'ya karşı değişimi

Şekil 5.9 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce ve 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV ışınlamadan sonraki $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akımın değişim grafiğini göstermektedir. Çizelge 5.5 $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akım değişimlerinden elde edilen Ti/GaTe/p-Si/Al

diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerlerini göstermektedir. Işınlanmadan önce $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akım grafiğinin eğiminden elde edilen idealite faktörü 2,75 ve seri direnç değeri 252 Ω 'dur. 6 MeV'de ışınlanmadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 3,32 ve seri direnç değeri 329 Ω , 12 MeV'de diyodun idealite faktörü 6,06 ve seri direnç değeri 338 Ω ve son ışınlama işlemi 18 MeV'den sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 7,25 ve seri direnç değeri 260 Ω 'dur. Görüldüğü gibi ışınlama işlemi ile idealite faktörü artarken seri direnç değeri değişim göstermiştir.

Çizelge 5.5. $dV/d\ln(I)$ 'ya karşı akım değişimlerinden elde edilen Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve seri direnç değerleri

Ti/GaTe/p-i/Al $dV/d\ln(I)$ -I	n	R_s (Ω)
Iş. önce	2,75	252
6 MeV	3,32	329
12 MeV	6,06	338
18 MeV	7,25	260



Şekil 5.10. Işınlanmadan önce ve sonra Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun $H(I)$ -I değişiminin grafiği

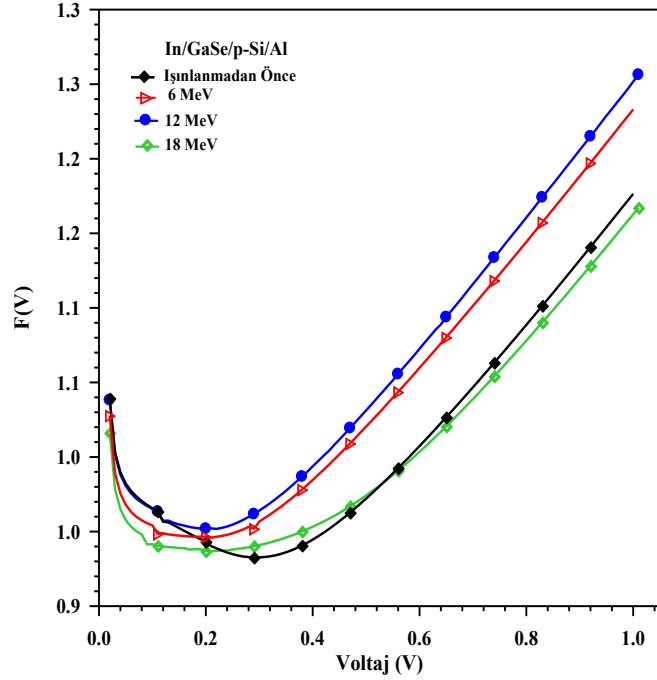
Şekil 5.10 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV, 18 MeV yüksek enerjilerde ışınlama işleminden sonra elde edilen H(I)'ya karşı akım değişiminin grafiğini göstermektedir. H(I)'ya karşı akım değişim grafiğinden de yine diyodun seri direnç değerleri ve engel yüksekliği belirlenmektedir. Çizelge 5.6 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlama işlemi öncesi ve sonrası engel yüksekliği ve seri direnç parametrelerinin değerlerini göstermektedir. Işınlamadan önce diyodun seri direnç değeri 252 Ω ve engel yüksekliği 0,599 eV'dir. 6 MeV'de ışınlamadan sonra seri direnç 332 Ω ve engel yüksekliği 0,578 eV'dir. Diyodun 12 MeV'de ışınlamadan sonraki seri direnç değeri 345 Ω ve engel yüksekliği 0,527 eV ve 18 MeV'de ışınlamadan sonra seri direnç değeri 335 Ω ve engel yüksekliği 0,470 eV'dir. Işınlama işleminden sonra diyodun seri direnç değeri ve engel yüksekliği değişim göstermektedir.

Çizelge 5.6. H(I)'ya karşı akım değişimlerinden elde edilen Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun engel yüksekliği ve seri direnç değerleri

Ti/GaTe/p-Si/Al H(I)-I	Φ_B	R_s
Iş. önce	0,599	252
6 MeV	0,578	332
12 MeV	0,527	345
18 MeV	0,470	335

Cheung ve Norde metotlarının her ikisinden hesaplanan engel yüksekliği ve seri direnç değerlerinin uygulanan elektron ışınlamasıyla arttığı gözlenmektedir. Engel yüksekliğinin artması esasında ters beslem sızıntı akımının azalmasına karşılık gelmektedir. Seri dirençteki artışta mobilite ve serbest taşıyıcın konsantrasyonunun azalması ya da yarıiletkenin katkı telafisi nedeniyle olduğunu göstermektedir. İlk durum ışınlamayla oluşan kusur merkezleriyle açıklanmaktadır. Eğer yerdeğiştirme zararı sonucu malzemedeki derin tuzaklar oluşursa serbest taşıyıcı konsantrasyonu azalmaktadır. Kristal örgüdeki serbest taşıyıcılar taşıyıcı yoğunluğunun azalmasıyla sonuçlanan bu kusur merkezleri tarafından yakalanmaktadır. Işınlamayla oluşan bu kusur merkezlerinin yoğunluğu taşıyıcı hareketini artırmaya yol açan artan akımla artmaktadır (Güllü *et al.* 2008; Çınar *et al.* 2010; Aydoğan *et al.* 2011).

5.4. Norde Yöntemi İle Seri Direnç Hesabı



Şekil 5.11. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun F(V)'ye karşı Voltaj grafiği

Çizelge 5.7. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun F(V)'ye karşı Voltaj değişiminden elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerleri

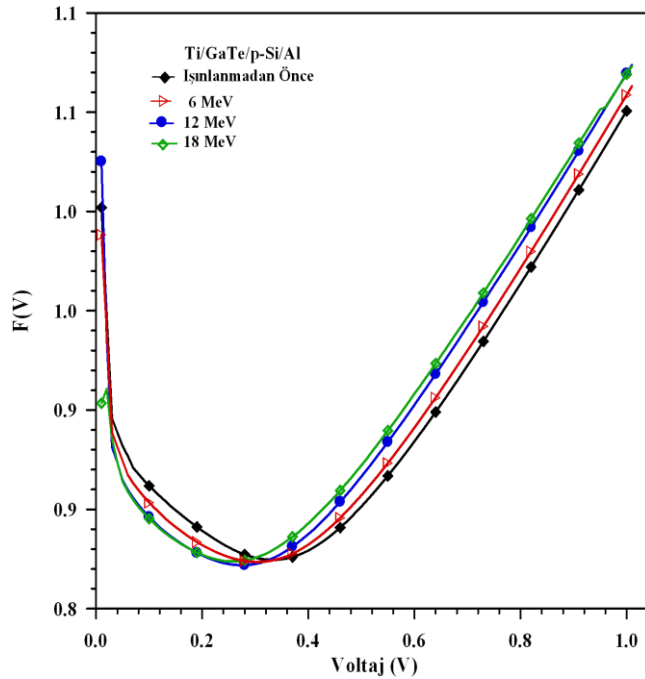
In/GaSe/p-Si/Al	$\Phi_B (eV)$	$R_s (k\Omega)$
Iş. önce	1.055	94
6 MeV	1.014	10
12 MeV	1.034	642
18 MeV	1.014	294

Şekil 5.11 In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV yüksek enerji ve düşük dozda ışınlanmadan sonra F(V)'ye karşı Voltaj grafiğini göstermektedir. F(V)'ye karşı Voltaj grafiğinden elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 5.7'de gösterilmektedir. Işınlanmadan önce In/GaSe/p-Si/Al diyodunun seri direnç değeri 94 k Ω ve engel yüksekliği 1,055 eV'dir. 6 MeV'de diyodun seri direnç değeri 10 k Ω ve engel yüksekliği 1,014 eV, In/GaSe/p-Si/Al

diyodunun 12 MeV’de ışınlamadan sonra 642 k Ω ve engel yüksekliği 1,034 eV ve son 18 MeV’lik ışınlamadan sonra In/GaSe/p-Si/Al diyodunun seri direnç değeri 294 k Ω ve engel yüksekliği 1,014 eV’dir. Işınlamadan sonra seri direnç değeri ve engel yüksekliği değeri değişim göstermiştir.

Çizelge 5.8. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun F(V)’ye karşı Voltaj değişiminden elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerleri

Ti/GaTe/p-Si/Al	Φ_B (eV)	R_s (Ω)
Iş. önce	1,002	240
6 MeV	1,005	254
12 MeV	1,010	286
18 MeV	1,015	341

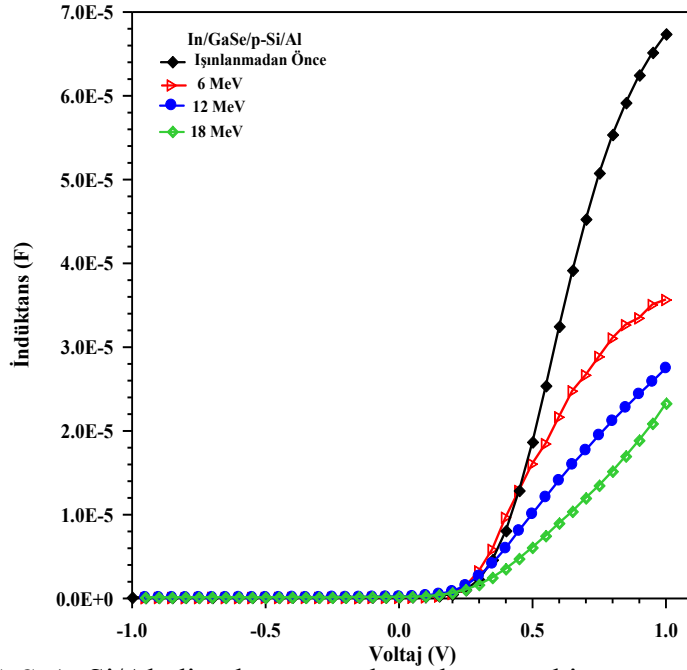


Şekil 5.12. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun F(V)’ye karşı Voltaj grafiği

Şekil 5.12 Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önce, 6 MeV, 12 MeV ve 18 MeV yüksek enerji ve düşük dozda ışınlamadan sonra F(V)’ye karşı Voltaj grafiğini göstermektedir. F(V)’ye karşı Voltaj grafiğinden elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 5.8’de gösterilmektedir. Işınlamadan önce Ti/GaTe/p-Si/Al

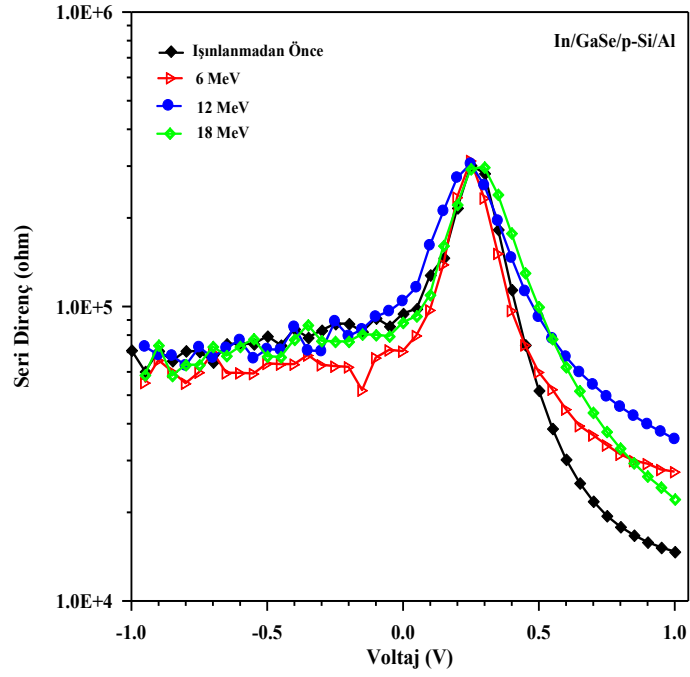
diyodunun seri direnç değeri 240Ω ve engel yüksekliği $1,002 \text{ eV}$ 'dur. 6 MeV 'de diyodun seri direnç değeri 254Ω ve engel yüksekliği $1,005 \text{ eV}$, Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun 12 MeV 'de ışınlamadan sonra 286Ω ve engel yüksekliği $1,010 \text{ eV}$ ve son 18 MeV 'lik ışınlamadan sonra Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun seri direnç değeri 341Ω ve engel yüksekliği $1,015 \text{ eV}$ 'dir. Işınlamadan sonra seri direnç değeri ve engel yüksekliği değeri artmaktadır.

5.5. C-V Ölçümleri Yardımıyla Hesaplanan Seri Direnç Ölçümleri

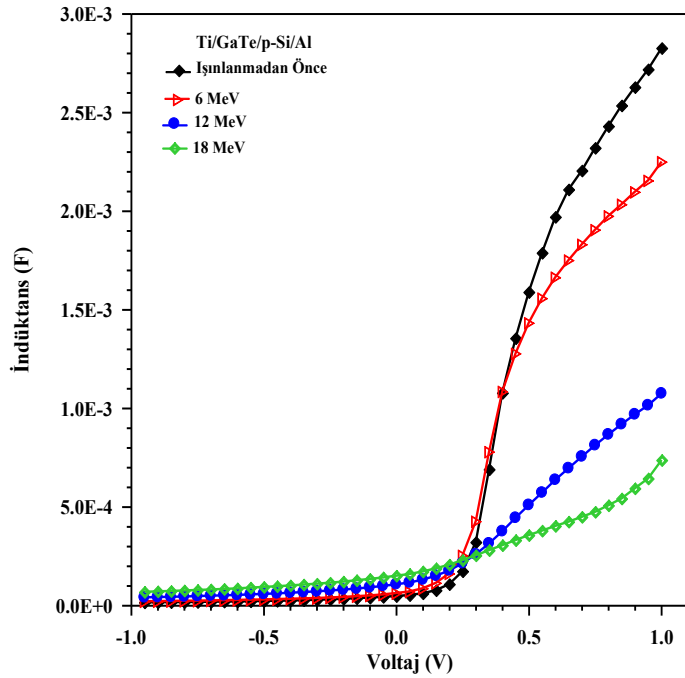


Şekil 5.13. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği

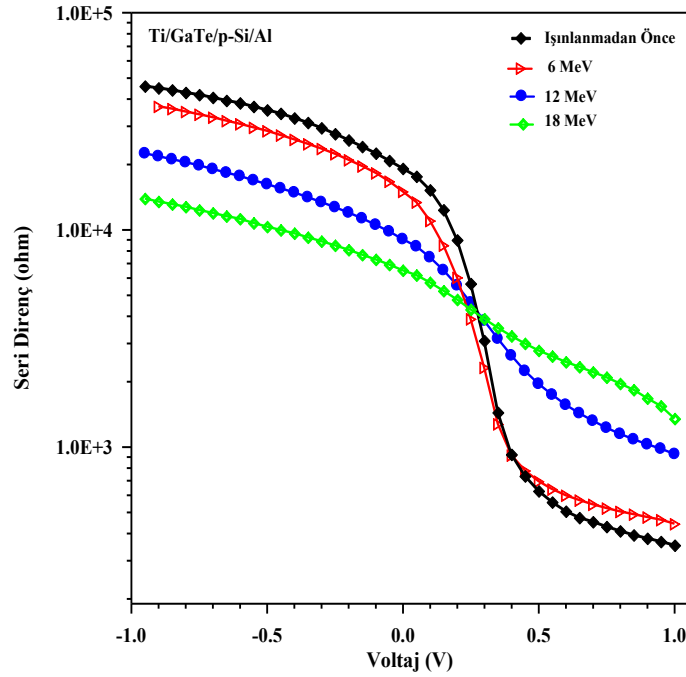
Şekil 5.13 ve Şekil 5.14 ışınlama öncesi ve sonrası sırasıyla In/GaSe/p-Si/Al diyodunun 500 kHz 'deki indüktans-voltaj grafiğini ve seri dirence karşı voltaj değişimini göstermektedir. Grafikler eğrilerin voltaja, frekansa ve ışınlamaya bağlı olduğunu açıkça göstermektedir. İndüktansın artmasıyla net katkı konsantrasyonunun iyonuzasyonuna ya da p-Si 'de ışınlamayla artık taşıyıcıların oluşması ile açıklanabilir (Aydoğan *et al.* 2011).



Şekil 5.14. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki seri direncin voltaja karşı grafiği



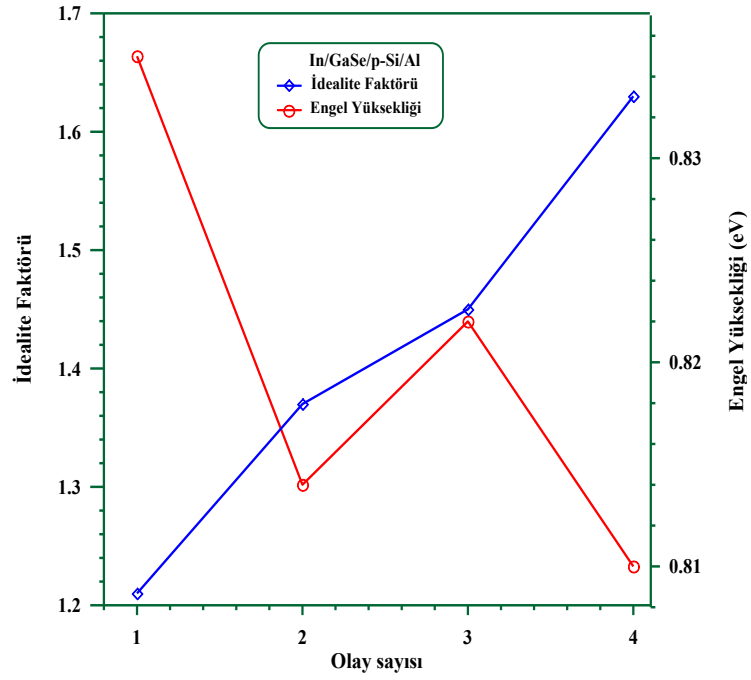
Şekil 5.15. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlamadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği



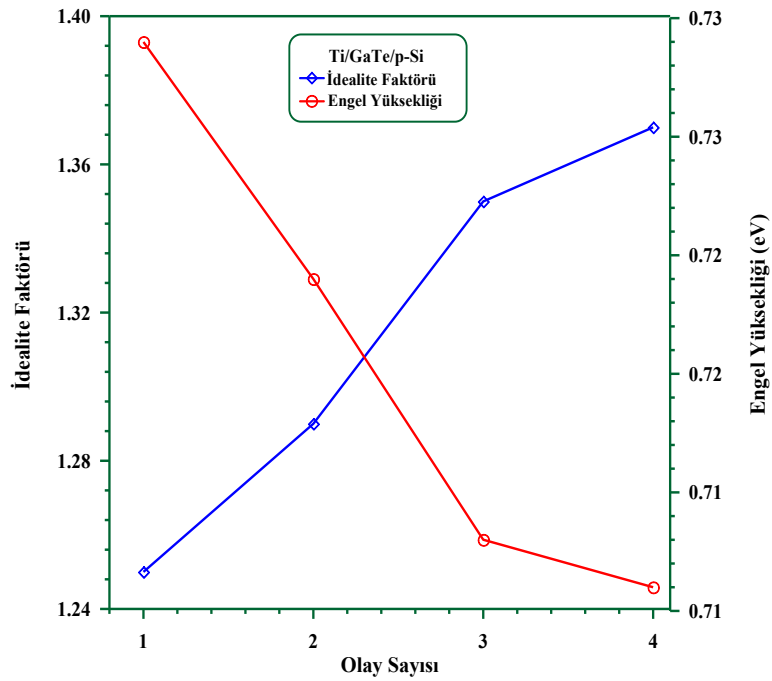
Şekil 5.16. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun ışınlanmadan önceki ve sonraki indüktans ve voltaj grafiği

C-V ölçümleri yardımıyla hesaplanan In/GaSe/p-Si/Al Schottky diyodunun ışınlanmadan önce yaklaşık 0 V'deki seri direnç değeri 95 k Ω , 6 MeV ışınlamadan sonra 80 k Ω , 12 MeV ışınlama işleminden sonra 116 k Ω ve 18 MeV'lik son ışınlama işleminden sonra da seri direnç değeri 93 k Ω olarak hesaplanmıştır.

Yine Ti/GaTe/p-Si/Al Schottky diyodunun seri direnç değeri 0 V için yaklaşık 18 k Ω , 6 MeV ışınlama işleminden sonra diyodun seri direnç değeri 13 k Ω , 12 MeV'lik ışınlama işleminden sonra 8 k Ω ve 18 MeV'lik ışınlama işleminden sonra 6 k Ω olarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.17. In/GaSe/p-Si/Al diyodunun olay sayısına karşılık ışınlama öncesi ve sonrası idealite faktörü ve engel yüksekliği değişimi



Şekil 5.18. Ti/GaTe/p-Si/Al diyodunun olay sayısına karşılık ışınlama öncesi ve sonrası idealite faktörü ve engel yüksekliği değişimi

Şekil 5.17 Şekil 5.18 sırasıyla In/GaSe/p-Si ve Ti/GaTe/p-Si/Al diyotlarının idealite faktörünün ve engel yüksekliklerinin olay sayısına karşı değişimini göstermektedir. Burada 1. olay: Işınlanmadan önce, 2. Olay: 6 MeV’de ışınlama, 3. Olay: 12 MeV’de ışınlama ve 4. Olay: 18 MeV’de ışınlamayı ifade etmektedir. Işınlamayla idealite faktörü artmakta ve engel yüksekliği azalmaktadır. İdelite faktörünün artması akımın termiyonik emisyon teorisiyle değilde tünelleme, alan emisyon gibi başka mekanizmalarla gerçekleştiğini ifade etmektedir (Baranwal *et al.* 2009).

Bu çalışmada elektrokimyasal olarak büyütülen ITO ve p-Si altlıklar üzerine büyütülen GaSe ve GaTe filmlerinin karakterizasyonu yapıp, In/GaSe/p-Si/Al ve Ti/GaTe/p-Si/Al diyodları üzerinde 6, 12 ve 18 MeV’lik yüksek enerjide ve düşük dozda radyasyon etkileri araştırılmıştır. Doktora sonrası çalışmalarda yine bu filmlerin daha iyi karakterizasyonuna ulaşmak için çalışmalara devam edilecek ve Ga-V ve Ga-VI yarıiletkenlerinin farklı altlıklara büyütme çalışmaları yürütülecektir. Daha sonra büyütülecek olan filmler üzerine katihal elektroniğinde kullanılmak üzere farklı aygıt çalışmaları yapılarak farklı ölçüm teknikleriyle karakterizasyonu incelenecektir.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Güder, H. S., Yoğurtçu, Y. K., 1999. Urbach –Martienssen’s tails in layered semiconductor GaSe. *Solid State Communications*, 112 489-494.
- Abdullah, M. M., Bhagavannarayana, G., Wahab, M. A., 2010. Growth and characterization of GaSe single crystal. *Journal of Crystal Growth* 312, 1534-1537.
- Akkurt, I., Akyildirim, H., Özdemir, A. F., Aldemir, D. A., 2010. Neutron irradiation effects on I-V characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes. *Radiation Measurements* 45, 1381-1383.
- Allakhverdiev, K., Baykara, T., Ellialtıoğlu, Ş., Hashimzade, F., Huseinova, D., Kawamura, K., Kaya, A. A., Kulibekov (Gulubayov), A. M., Onari, S., 2006. Lattice vibrations of pure and doped GaSe. *Materials Research Bulletin* 41, 751-763.
- Amokrane, A., Sebene, C. A., Cricenti, A., Ottaviani, C., Proix, F., Eddrief, M., 1998. The GaSe/Si(111) interface: a core level study. *Applied Surface Science*, 123/124, 619-625.
- Ashery, A., Farag, A. A. M., Mahani, R., 2010. Structural electrical and magnetic characterizations of Ni/Cu/p-Si Schottky diodes prepared by liquid phase epitaxy. *Microelectronic Engineering* 87, 2218-2224.
- Asıl, H., 2010. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- 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/Polypyrolle/p-Si/Al structure by current-voltage measurements at low temperatures. *Material Science and Engineering C* 29, 1486-1490.
- Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., 2010. A study of the rectifying behaviour of aniline green-based Scottky 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., Türüt, A., 2011. Influence of 12 MeV electron irradiation on the electrical and photovoltaic properites of Schottky type solar cell based on Carmine. *Radiation Physics and Chemistry* 80, 869-875.
- Balitskii, O. A., Jaeckel, B., Jaegermenn, G., 2008. Surface properties of GaTe single crystals. *Physics Letters A* 372, 3303-3306.
- Baranwal, V., Kumar, S., Pandey, A. C., Kanjilal, D., 2009. Effect of ion irradiation on current-voltage characteristics of Au/n-GaN Schottky diodes. *Journal of Alloys and Compounds* 480, 962-965.
- Aydoğan, Ş., 2007. Fizik Terimleri Sözlüğü.
- Aydoğan, Ş., 2003. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Blood, P., ve Orton, j. W., 1992. *the Electrical Characterization of Semiconductor: Majority Carriers and Electron States.*

- Bard, A. J., Faulkner, L. R., 2001. *Electrochemical Methods Fundamentals and Applications*.
- 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.
- Bond, A. M., 1980. *Modern Polarographic Methods in Analytical Chemistry*, Marcel Dekker, New York.
- Borisenko, E. B., Kolesnikov, N. N., Borisenko, D. N., Bozhko, S. I., 2011. Microhardness and structural defects of GaSe layered semiconductor. *Journal of Crystal Growth* 316, 20-24.
- Callister, W. D., 2007. *Materials Science an Engineering*. Utah Üniversitesi, 975, Amerika.
- Campos, C. E. M., Lima, J. C., Grandi, T. A., Souza, S. M., Pizani, P. S., 2007. Age-induced phase transitions on mechanically alloyed amorphous GaSe. *Solid State Communications* 142, 270-275.
- Chand, S., Kumar, J., 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (11100) Schottky diodes in a wide temperature range. *Semicond. Sci. Technol.* 10, 1680-1688.
- Claeys, C., Simoen, E., *Radiation effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*, 2002.
- Coşkun, C., Biber, M., Efeoğlu, H., 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes. *Applied Surface Science*, 211, 360-366.
- Coşkun, C., Aydoğan, Efeoğlu, H., 2004. Temperature dependence of reverse bias capacitance voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes. *Semicond. Sci. and Technol.* 19 242-246.
- Coşkun, C., Efeoğlu, H., 2003. Formation of low and stable ohmic contacts to GaTe layered crystal. *Semiconductor Science and Technology*, 18, 23-27.
- 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.
- Conway, A. M., Catherine, Reinhardt, C. E., Nikoli, R. J., Nelson, J., Wang, T. F., Wu, K. J., Payne, S. A., Meertiri, A., Pabst, G., Roy, R., Mandal, K. C., Bhattacharya, P., Cui, Y., Groza, M., and Burger, A., 2007. Exploration of GaTe for Gamma Detection. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*.
- Çetin, H., Şahin, B., Ayyıldız, E., Türüt, A., 2005. Ti/p-Si Schottky barrier diodes with interfacial layer prepared by thermal oxidation. *Physica B* 364, 133-141.
- Çınar, K., Coşkun, C., Aydoğan, H., Asıl, H., Gür, E., 2010. The effect of the electron irradiation on the series of Au/Ni/6H-SiC and Au/Ni/4H-SiC Schottky contacts. *Nuclear Instruments Methods in Physics Research B* 268, 616-621.
- Çınar, K., 2008. Ni/n-4H-SiC ve Ni/n-6H-SiC tabanlı Schottky ve Au/Ni/n-4H-SiC ve Au/Ni/n-6H-SiC omik kontakalrda yüksek enerjili ve Düşük Dozlu Işınlamanın Etkisi. *Yükseklisans Tezi*.
- Efeoğlu, H., Karacalı, T., Abay, B., and Yoğurtçu, Y. K., 2004. Electrical transport properties of GaTe grown by directional freezing method. *Semiconductor Science and Technology* 19, 523-530.
- Eftekhari, G., 1993. *Semiconductor Science Technology* 8, 409.

- Fiat, S., Çankaya, G., 2012. Evaluation of the hydrostatic pressure effect on Mn/p-Si Schottky barrier diode electrical parameters and interface states. *Materials Science in Semiconductor Processing* 15, 461-466.
- Fox, M., *Optical Properties of Solids*.
- He, P., Avery, J., Faulkner, L. R., 1982. *Anal. Chem.*, 54, 1314.
- Hsu, Y. K., and Chang, C. S., Huang, W. C., 2004. Electrical properties of GaSe doped with Er. *Journal of Applied Physics*, 96, 3, 1563-1567.
- Huang, W. C., Sub, S. H., Hsu, Y. K., Wang, C. C., Chang, C. S., 2006. Al Schottky contact on p-GaSe. *Superlattices and Microstructures*, 40, 644-650.
- Jaegermann, W., Rudolph, R., Klein, A., Pettenkofer, C., 2000. Perspectives of the concept of van der Waals epitaxy: growth of lattice mismatched GaSe (0001) films on Si (III), Si (110) and Si (100). *Thin Solid Films* 380, 276-281.
- Jayavel, P., Kumar, J., Santhakumar, K., Magudapathy, P., Nair, K. G. M., 2000. Investigations on the effect of alpha particle irradiation-induced defects near Pd/n-GaAs interface. *Vacuum* 57, 51-59.
- Jayavel, P., Santhakumar, K., Kumar, J., 2002. Studies on proton irradiation induced defects on Ni/n-GaAs Schottky barrier diodes. *Physica B*, 315, 88-95.
- Jedrecy, N., Pinchaux, R., Eddrief, M., 1998. On the growth process of a layered material on a covalent substrate: GaSe/Si. *Physica B* 248, 67-73.
- Jian, S. R., Juang, J. Y., Luo, C. W., Ku, S. A., Wu, K. H., 2012. Nanomechanical properties of GaSe thin films deposited on Si (111) substrates by pulsed laser deposition. *Journal of Alloys and Compounds* 542, 124-127.
- Gillan, E. G., and Barron, A. R., 1997. Chemical Vapor Deposition of Hexagonal Gallium Selenide and Telluride Films from Cubane Precursors: Understanding the Envelope of Molecular Control. *Chem. Mater.* 9, 3037-3048.
- Gillan, E. G., and Barron, A. R., 1997. Chemical Vapor Deposition of Hexagonal Gallium Selenide and Telluride Films from Cubane Precursors: Understanding the Envelope of Molecular Control. *Chem. Mater.* 9, 3037-3048.
- Göksu, T., Yıldırım, N., Korkut, H., Özdemir, A. F., Türüt, A., Kökçe, A., 2010. Barrier height temperature coefficient in ideal Ti/n-GaAs Schottky contacts. *Microelectronic Engineering* 87, 1781-1784.
- Güder, H. S., Abay, B., Efeoğlu, H., Coşkun, C., Aydoğan, Ş., Yoğurtçu, Y. K., 2001. Electrical Characterization of GaTe and GaTe:Cu Semiconductor Compounds. *Turk Journal Physics* 25, 523-527.
- Güllü, Ö., Aydoğan, Ş., Şerifoğlu, K., Türüt, A., 2008. Electron irradiation effects on the organic-on-inorganic silicon Schottky structure. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 593, 544-549.
- Gülnahar, M., Efeoğlu, H., 2009. Double barrier nature of Au/p-GaTe Schottky contact. : Linearization of Richardson plot. *Solid State Electronics* 53, 972-978.
- Gür, E., Coşkun, C. and Tüzemen, Ş., 2008. High energy electron irradiation effects on electrical properties of Au/n-ZnO Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, 105301-105305.
- Gür, E., 2007. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Kador, L., Braun, M., Allakhverdiev, K. R., Salaev, E. Y., 1997. Second-harmonic generation in GaSe crystals investigated with the Marker fringe technique. *Optics Communications* 143, 62-66.
- Karataş, Ş., Türüt, A., 2004. The determination of interface state energy distribution of the H-terminated Zn/p-type Si Schottky diodes with high series resistance by the admittance spectroscopy. *Vacuum* 74, 45-53.
- Karataş, Ş., 2005. Comparison of electrical parameters of Zn/p-Si and Sn/p-Si Schottky barrier diodes. *Solid State Communications* 135, 500-504.

- Karataş, Ş., Türüt, A., 2006. Electrical properties of Sn/p-Si (MS) Schottky barrier diodes to be exposed to ^{60}Co γ -ray source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 566, 584-589.
- Kazukauskas, V., Jasiulionis, R., Kalendra, V., Vaitkus, J. V., 2007. Influence of irradiation by 24 GeV protons on the properties of 4H-SiC radiation detectors. *Diamond&Related Materials* 16, 1058-1061.
- Keffous, A., Siad, M., Mamma, S., Belkacem, Y., Chaouch, C. L., Menari, H., Dahmani, A., Chergui, W., 2003. Effect of series resistance on the performance of high resistivity silicon Schottky diode. *Applied Surface Science* 218, 336-342.
- Khanna, R., Ip, Allums, K. K., Baik, K., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Heo, Y. W., Norton, D. P., Ren, F., Ardalan, S. S., and Wilkins, R., 2005. Proton irradiation of ZnO Schottky Diodes. *Journal of Electronic Materials*, 34, 4, 395-398.
- Kılıçoğlu, T., Aydın, M. E., Ocak, Y. S., 2007. The determination of the interface state density distribution of the Al methyl red/p-Si Schottky barrier diode by using a capacitance method. *Physica B*, 388, 244-248.
- Kim, C. D., Jang, K. W., Lee, Y. I., 2004. Optical properties of Tm-doped GaSe single crystals. *Solid State Communications* 130, 701-704.
- Ko, G., 2009. *Korean Journal of Chemical Engineering* 26, 285.
- Krishnan, S., Sanjeev, G., Pattabi, M., 2008. Electron irradiation effects on the Schottky diode characteristics of p-Si. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 266, 621-624.
- Kovalyuk, Z. D., Katerynychuk, V. M., Savchuk, A. I., Lytvyn, O. S., 2008. Surface topology of GaSe oxidized crystals. *Superlattices and Microstructures* 44, 416-419.
- Lee, J., Tak, Y., 2001. Electrodeposition of ZnO on ITO Electrode by Potential Modulation Method. *Electrochemical and Solid-State Letters*, 4 (9) C63-C65.
- Li, B., Chua, S. J., Nikolai, Y., Wang, L., Sia, E. K., 2003. Properties of Schottky contact of titanium on low doped p-type SiGeC alloy by rapid thermal annealing. *Solid-State Electronics* 47, 601-605.
- Nuhoğlu, Ç., Gülen, Y., 2010. The effect of high temperature annealing on Schottky diode characteristics of Au/n-Si contacts. *Vacuum* 84, 812-816.
- Micocci, G., Serra, A., and Tepore, A., 1997. Electrical properties of n-GaSe single crystals doped with chlorine. *Journal Applied Physics* 82, 5, 2365-2369.
- 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.
- Moon, W. H., Hwang, H. J., 2003. Structural and thermodynamic properties of GaN: a molecular dynamics simulation, 2003. *Physics Letters A*, 315, 319-324.
- Moraes, A. R., Mosca, D. H., Schreiner, W. H., Guimaraes, J. L., Oliveira, A. J. A., Souza, P. E. N., Etagens, V. H., Eddrief, M., 2004. Magnetic properties of Fe clustering in GaSe epilayers on GaAs (111)B. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 272-276, 1551-1553.
- M. Izaki and J. Katayama, *J. Electrochem. Soc.* 144, 6 (1997).
- M. Izaki and J. Katayama, Characterization of boron-incorporated zinc oxide film chemically prepared from an aqueous solution. *J. Electrochem. Soc.* 147, 1 (2000) 210-213.

- Pattabi, M., Krishnan, S., Ganesh, Mathew, X., 2007. Effect of temperature and electron irradiation on the *I-V* characteristics of Au/CdTe Schottky diodes. *Solar energy* 81, 111-116.
- Peng, H., Meister, S., Chan, C. K., Zhang, C. X. F., and Cui, Y., 2007. Morphology Control of Layer-Structured Gallium Selenide Nanowires. *Nano Letters* 7, 1, 199-203.
- Porres, J. P., Manjon, F. J., Seguire, A., and Munoz, V., Power, C., and Gonzalez, J., 1999. Optical absorption in GaTe under high pressure. *Physical Review B*, 60, 12, 8871-8877.
- Rahman, M. A., Belal, A. E., 2000. Single crystal growth and optical energy gap of gallium telluride. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 61, 925-929.
- Roca, C. F., Bouvier, J., Segura, A., Andre's, M. V., and Munoz, V., 1999. Light-induced transmission nonlinearities in gallium selenide. *Journal of Applied Physics* 85, 7, 3780-3785.
- Royo J. F. S., Errandonea, D., and Roa, A. S. L., and Chevy, A., 1998. Tin-related double acceptors in gallium selenide single crystals. *Journal Applied Physics* 83, 9, 4750-4755.
- Rudolph, R., Pettenkofer, C., Klein, A., Jaegermann, W., 2000. Van der Waals-xenotaxy: growth of GaSe (0001) on low index silicon surfaces. *Applied Surface Science* 166, 437-441.
- Sakr, G. B., 2007. Optical and electrical properties of GaSe thin films. *Materials Science and Engineering B*, 138, 1-6.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 1998. Characterization of phosphorus in layer Semiconductor GaSe. *Journal of luminescence* 79, 79-84.
- Shimada, T., Saiki, K., Koma, A., 2002. Highly stable passivation of a Si(111) surface bilayer GaSe. *Applied Surface Science* 190, 485-490.
- Siad, M., Keffous, A., Mamma, S., Belkacem, Y., Menari, H., 2004. Correlation between series resistance and parameters of Al/n-Si and Al/p-Si Schottky barrier diodes. *Applied Surface Science* 236, 366-376.
- Stickney, J. L., 2001. Electrochemical atomic Layer Epitaxy (EC-ALE): Nanoscale Control in the Electrodeposition of Compound Semiconductors .
- Sumathi, R. R., :Udhayasankar, M., Kumar, J., Magudapathy, P., Nair, K. G. M., 2001. Effect of proton irradiation on the characteristics of GaAs Schottky barrier diodes. *Physica B*, 308-310, 1209-1212.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, second ed. Wiley, New York.
- Tataroğlu, A., Altındal, Ş., Bülbül, m. M., 2006. ⁶⁰Co γ irradiation effects on the current-voltage (*I-V*) characteristics of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 568, 863-868.
- Thamilselvan, M., Premnazeer, K., Mangalaraj, D., Narayandass, S. K., 2003. Field and temperature-dependent electronic transport parameters of amorphous and polycrystalline GaSe thin films. *Physica B*, 337, 404-412.
- Tuğluoğlu, N., Yakuphanoglu, F., Karadeniz, S., 2007. Determination of the interface state density of the In/p-Si Schottky diode by conductance and capacitance-frequency characteristics. *Physica B* 393, 56-60.
- Tung, R. T., 1992. *Phys. Rev. B* 45, 13509.
- Uğurel, E., Aydoğan, Ş., Şerifoğlu, K., Türüt, A., 2008. Effect of 6 MeV electron irradiation on electrical characteristics of the Au/n-Si/Al Schottky diode. *Microelectronic engineering* 85, 2299-2303.

- Uneo et al., Shirota, H., Kawamura, T., Shimada, T., Saiki, K., Koma, A., 2002. Highly stable passivation of a Si (111) surface using bilayer-GaSe. *Applied Surface Science* 190, 485-490.
- Uslu, H., Altındal, Ş., Aydemir, U., dökme, İ., Afandiyeva, İ. M., 2010. The interface states and series resistance effects on the forward and reverse bias I-V, C-V and G/w-V characteristics of Al-TiW-Pd₂Si/n-Si Schottky barrier diodes. *Journal of Alloys and Compounds* 503, 96-102.
- Veeramani, P., Haris, M., Babu, S. M., Kanjilal, D., Sugathan, P., 2008. Investigation of swift heavy ion irradiation effects on Au/CdTe and Au/CdZnTe Schottky barrier diode. *Radiation Measurements* 43, 56-61.
- Wang, J., 2001. *Analytical Electrochemistry*.
- Yakuphanoglu, F., Tuğluoğlu, N., Karadeniz, S., 2007. Space charge limited conduction in Ag/p-Si Schottky diode. *Physica B* 392, 188-191.
- Yüksek, M., Elmali, A., Karabulut, M., Mamedov, G. M., 2010. Nonlinear absorption in undoped and Ge doped layer GaSe semiconductor crystals. *Applied Physics B* 98, 77-81.
- Yüksek, M., Ertap, H., Elmali, A., Yaglioğlu, H. G., Mamedov, G. M., Karabulut, M., Öztürk, M. K., 2012. Two photon absorption characteristics of bulk GaTe crystal. *Optics & Laser Technology* 44, 2178-2181.
- Zerrouki, M., Lacharme, J. P., Ghamnia, M., Sebenne, C. A., Eddrief, M., Abidri, B., 2000. Study of Fe deposition upon a layered compound: GaSe. *Applied Surface Science* 166, 143-148.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Erzurum'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 2001 yılında Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2005 yılında Fizik bölümünden mezun oldu. Aynı yıl içerisinde Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Katihal Fiziği anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı. Bu dönem içerisinde 107T004 nolu Tübitak projesinde üç yıl araştırmacı bursiyer olarak çalıştı. 2008 yılında yüksek lisans eğitiminden mezun olup aynı yıl içerisinde Katihal Fiziğinde doktora eğitimine başladı. Halen doktora çalışmalarına devam etmektedir.

Yayınlar

- 1) Ş. Aydoğan, **K. Çınar**, H. Asıl, C. Coşkun, A. Türüt, Electrical characterization of Au/n- ZnO Schottky contacts on n-Si, **Journal of Alloys and Compounds**, **476**, 913-918, 2009.
- 2) **Kübra Çınar**, Cevdet Coşkun, Emre Gür, Şakir Aydoğan, Radiation effects on ohmic and Schottky contacts based on 4H and 6H-SiC, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** **267**, 87-90, 2009.
- 3) **Kübra Çınar**, C. Coşkun, Ş. Aydoğan, Hatice Asıl, Emre Gür, The effect on the electron irradiation on the series resistance of Au/Ni/6H-SiC and Au/Ni/4H-SiC Schottky contacts, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** **268**, 616-621, 2010.
- 4) H. Asıl, **K. Çınar**, E. Gür, c. Coşkun. S. Tüzemen, Effect of different solutions on electrochemical deposition of ZnO, **Azerbaijan Journal of Physics**, **XVI**, **2**, 129-133, 2010.
- 5) **K. Çınar**, N. Yıldırım, C. Coşkun and A. Türüt, Temperature dependence of current-voltage characteristics in highly doped Ag/p-GaN/In Schottky diodes, **Journal of Applied Physics** **106**, 073717-5, 2009.
- 6) H. Asıl, Emre Gür, **K. Çınar** and C. Coşkun, Electrochemical growth of n-ZnO onto the p-type GaN substrate: p-n heterojunction characteristics, **Applied Physics letters** **94**, 253501-3, 2009.

- 7) Emre Gür, Hatice Asıl, **Kübra Çınar**, C. Coşkun and S. Tüzemen, Kadem Meral and Y. Onganer, Korkmaz Şerifoğlu, Oxygen effects on radiation hardness of ZnO thin films, **J. Vac. Sci. Technol. B**, **27**, 5, 2232-2237, 2009.
- 8) Süleyman Tekmen, Emre Gür, Hatice Asıl, **Kübra Çınar**, Cevdet Coşkun and Sebahattin Tüzemen, Structural, optical and electrical properties of n-ZnO/p-GaAs heterojunction, **Phys. Stat. Sol. A**, **207** (6), 1464, 2010.
- 9) Hatice Asıl, **Kübra Çınar**, Emre Gür, Cevdet Coşkun and Sebahattin Tüzemen, Temperature dependent current-voltage characteristics of electrodeposited p-ZnO/n-Si heterojunction, **submitted to the journal**.