# p-GaAs YARIİLETKENİ İLE HAZIRLANAN METAL YARIİLETKEN KONTAKLARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

AHMET ASİMOV

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

> HAZİRAN 2010 ANKARA

AHMET ASİMOV tarafından hazırlanan "GaAs YARIİLETKENİ İLE HAZIRLANAN METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ" adlı bu tezin yüksek lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. METİN ÖZER ..... Tez Danışmanı Fizik Bölümü

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile FİZİK Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Musa SARI Fizik Anabilim Dalı, G. Ü.

Doç. Dr. Metin ÖZER Fizik Anabilim Dalı, G. Ü.

Doç. Dr. Hatice HİLAL KURT Fizik Anabilim Dalı, G. Ü.

Tarih: .../.../....

.....

.....

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır. Prof. Dr .Bilal TOKLU Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## tez bildirimi

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

AHMET ASİMOV

5

## p-GaAs YARIİLETKENİ İLE HAZIRLANAN METAL YARIİLETKEN KONTAKLARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

### AHMET ASİMOV

## GAZİ ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

#### Haziran 2010

## ÖZET

Bu çalışmada, (100) yönelimli, 300µm kalınlığında,  $1x10^{18}$ cm<sup>-3</sup> taşıyıcı yoğunluğuna sahip p-GaAs yarıiletkeni üzerine metal buharlaştırma metodu ile Au/p-GaAs yapılar oluşturuldu. Bu yapıların temel bazı elektriksel parametreleri 80-400K sıcaklık aralığında incelendi. Hazırlanan bu yapıların yapılan akım-gerilim (I-V) ölçümlerinden; idealite faktörü n, Schottky engel yüksekliği  $\Phi_B$  ve diğer bazı diyot parametreleri hesaplandı. Oda sıcaklığında engel yüksekliği 0.53 eV, idealite faktörü ise 1.37 olarak bulundu. Sıcaklık artışıyla idealite faktörünün azaldığı, engel yüksekliğinin ise arttığı gözlendi. I-V ölçümlerinden ara yüzey durum yoğunluğu değerleri hesaplandı ve sıcaklığa bağlı olarak azaldığı görüldü. Oda sıcaklığında 10 kHz - 1000 kHz aralığında frekansa bağlı sığa-gerilim (C-V) karakteristikleri incelendi.

 $1/C^2$ -V grafiği kullanılarak; difüzyon potansiyeli V<sub>D</sub>, engel yüksekliği  $\Phi_B$ , alıcı atomların yoğunluğu N<sub>A</sub>, tüketim tabakası genişliği W<sub>D</sub> ve yalıtkan tabaka kalınlığı  $\delta$  hesaplandı.

Oda sıcaklığında engel yüksekliği C-V ölçümlerinden 0,72 eV olarak bulundu.

Bilim Kodu	: 202
Anahtar Kelimeler	: MIS yapılar, Schottky engel yüksekliği, idealite faktörü,
	Schottky kontaklar
Sayfa Adedi	: 67
Tez Yöneticisi	: Doç. Dr. Metin ÖZER

# THE INVESTIGATION OF DIODE PROPERTIES OF SCHOTTKY BARRIER PREPARED WITH p-GaAs SEMICONDUCTOR (M.Sc. Thesis)

**AHMET ASİMOV** 

## GAZI UNIVERSITY INSTUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY June 2010

### ABSTRACT

In this study, Au/p-GaAs structures were prepared on p-type GaAs semiconductor with orientation (100) and having 300  $\mu$ m thickness and carriers concentration of  $1 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> by metal evaporation method. Some basic electrical parameters of these structures were investigated in the range of 80-400K. Current-voltage (I-V) specifications of prepared structures such as ideality factor n, Schottky barrier heights  $\Phi_B$  and other related diode parameters have been calculated. At room temperature, it has been determined for barrier height as 0.53 eV and for ideality factor as 1.37. It has been observed that ideality factor decreases barrier height increases as temperature increases. Characteristics of current-voltage (I-V) and characteristics of capacitance voltage (C-V) which is bound to frequency range of 10 kHz-1000 kHz have been analyzed. The density of interface states was evaluated from (C-V) measurements and it has been noticed that it decreases as temperature increases.

Using  $1/C^2$ -V graphic data; diffusion voltage V<sub>D</sub>, barrier height  $\Phi_B$ , concentration of acceptor N<sub>A</sub>, width of depletion layer W<sub>D</sub> and insulation layer

thickness  $\delta$  has been calculated. At room temperature barrier height value has been calculated as 0,72 eV from C-V measurements.

Science Code : 202 Key Words : MIS structure, barrier height, ideality factor, Schottky Contacts Page Number : 67 Advise : Assoc. Prof. Dr. Metin ÖZER

## TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca hep yanımda olan, deneyimlerinden ve bilgisinden yararlandığım, sayın hocam Doç. Dr. Metin ÖZER'e çok teşekkür ederim. Numunelerin hazırlanmasında yardımcı olan sayın hocam Prof. Dr. Tofig MAMMADOV'a, bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım sayın hocalarım Doç. Dr. Selim ACAR ile Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV'a teşekkür etmek isterim. Manevi destekleriyle her zaman yanımda olan arkadaşlarım Aykut KIYMAZ'a, Umut AYDEMİR'e, Tarık ASAR'a, Murat SEL'e ve özellikle değerli aileme teşekkürü bir borç bilirim.

# İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR	XV
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLEER	5
2.1. Metal-Yariiletken (MS) Kontaklar	5
2.2. İdeal Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklarda Schottky- Mott Teorisi	5
2.3. Metal/ p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak ( $\Phi_s > \Phi_m$ )	8
2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)	12
2.3.2. Difüzyon teorisi	14
2.3.3. Termiyonik emisyon difüzyon teorisi	15
2.3.4. Engel boyunca tünelleme	17
2.3.5. T <sub>0</sub> etkili akım iletimi	19
2.4. Metal/Yalıtkan/ Yarıiletken Yapıların Fiziği	20
2.4.1. İdeal MIS diyod	21

2.4.2. Schottky Diyotlarında Doğru Belsem I-V Karakteristikleri	24
2.4.3. GaAs'ın Oda Sıcaklığındaki Bazı Fiziksel Parametreleri	25
3. DENEYSEL YÖNTEM	26
3.1. Au/p-GaAs Yapıların Oluşturulması	26
3.1.1. Kristal temizleme	26
3.1.2. p-GaAs Omik kontağın oluşturulması	27
3.1.3. Doğrultucu kontağın oluşturulması	28
3.1.4. Yalıtkan tabakanın oluşturulması	28
3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	30
3.2.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği	30
3.2.2. Sığa-Gerilim (C-V) ölçüm düzeneği	31
4. DENEYSEL SONUÇLAR	33
4.1. Giriş	33
4.2. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	32
4.3. Kapasite-Voltaj (C-V) Karakteristikleri	51
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	61
KAYNAKLAR	63
ÖZGEÇMİŞ	67

# ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge Sayfa
Zizelge 2.1. Kontak türünün iş fonksiyonlarına göre değişimi4
Cizelge 2.2. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler25
Cizelge 4.1. Diyodun .farklı sıcaklıklardaki akım-voltaj karakteristiğinden elde edilen ,idealite faktörü, dyum akımı ve potansiel engel yüksekliği38
Cizelge 4.2. Diyodun T, nT, ve IoT değişimi44
Cizelge 4.3. Au/p-GaAs için oda sıcaklığı doğru beslem I-V karakteristiklerinden deneysel veriler kullanılarak hesaplanan voltaja bağlı n(v), Φ <sub>B</sub> , (eV), n(dV/dLn(I)), Φ <sub>B (H)</sub> diyot parametreleri
Cizelge 4.4. Au/p-GaAs için oda sıcaklğında doğru beslem I-V karakterstiklerinden deneysel veriler kullanılarak hesaplanan voltaja bağlı, n(V), Φe(eV), Ess-Ev (eV), Nss(eV <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup> ) parametreleri49
Cizelge 4.5. Au/p-GaAs yapı için C-V karakteristiğinden elde edilen parametreler
Cizelge 4.6. Diyodun C-V karakteristiklerinden farklı sıcaklıklarda elde edilen N <sub>A</sub> , Wd ve Vd parametreleri
Cizelge 4.7. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen Nv, $\Phi_B$ ve EF parametrelerinin farklı sıcaklıklardaki değerleri

# ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil S	bayfa
Şekil 2.1. Metal /n-tipi yarıiletken kontak için ( $\Phi_m > \Phi_s$ ) elektron enerji bant Diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötr materyaller (b) Kontak oluştulduktan sonra termal denge durumu	6
Şekil 2.2. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak enerji bant diyagramı. a)Kontak oluşmadan önce metal ve yarıiletkenin enerji – bant diyagra b)Kontak oluştuktan sonraki termal denge durumu	ımı. 9
Şekil 2.3. Farklı voltajlarda n tipi ve p tipi yarıiletkenler üzerine metal doğrultuc kontakların enerji bant diyagramları. a) Termal denge b) doğru belsem c) ters belsem	11
Şekil 2.4. Doğru belsemde Termiyonik Alan Emisyonu ve bant diyagramı. ( $\xi$ 'nın negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için.)	18
Şekil 2.5. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren nkT/q-kT/q grafiği	20
Şekil 2.6. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyod	21
Şekil 2.7. V=0 durumunda ideal bir MIS diyodun enerji-bant diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken	22
Şekil 2.8. V≠0 durumunda ideal MIS diyodun enerji-bant diyagramı a)akümülasyon (b)tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları	23
Şekil 3.1. Omik kontak maskesi	27
Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske	28
Şekil 3.3. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulmada kullanılan metal buharlaştırma sistemi	29
Şekil 3.4. Au/p-GaAs diyodun şematik gösterimi	30

Şekil 3.6. Sığa-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek
Şekil 4.1. Diyodun 80- 400 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj karakteristiği34
Şekil 4.2. Diyodun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi
Şekil 4.3. Diyodun doyma akımının sıcaklığa bağlı değişimi
Şekil 4.4. Diyodun Ln(I <sub>0</sub> )–1000/nT değişim grafiki40
Şekil 4.5. Diyodun sıcaklığa bağlı nT-T(K) değişim grafiki40
Şekil 4.6. Diyodun n-1000/T değişim grafiki41
Şekil 4.7. Diyodun $Ln(I_0/T^2)$ -1000/nT değişim grafiki41
Şekil 4.8. Diyodun dV/dLn(I) – I(A) değişim grafiki45
Şekil 4.9. Diyodun H(I) – I(A)
Şekil 4.10. Au/ p-GaAs için oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım profili
Şekil 4.11. Diyodun 1MHz'de değişik sıcaklıklardaki C-V değişimi50
Şekil 4.12. Diyodun 1MHz'de değişik sıcaklıklardaki 1/C <sup>2</sup> -V değişim grafiki51
Şekil 4.13. Au/p-GaAs için oda sıcaklığında ve belli bir frekansaralığında C(V,f) eğrileri
Şekil 4.14. Au/p-GaAs için oda sıcaklığıda ve belli bir frekans aralığında sığa ölçümüne paralel G/w-V eğrileri
Şekil 4.15. Au/p-GaAs yapının sıcaklığa bağlı G/w-V eğrileri
Şekil4.16. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Au/p-GaAs Schottky diyodun Rs (V,f) eğrileri60

## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simge ve kısaltmalar açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

Simgeler	Açıklama
n	İdealite faktörü
R <sub>s</sub>	Seri direnç
Т	Mutlak sıcaklık
T <sub>0</sub>	İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim katsayısı
$\mathbf{V}_{\mathbf{d}}$	Eklemi oluşturan potansiyel (difüzyon potansiyeli)
V <sub>n</sub>	İletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
Vp	Fermi seviyesi ile değerlik bandı arasındaki enerji farkı
$\mathbf{V}_{\mathbf{F}}$	Düz beslem
V <sub>R</sub>	Ters beslem
$V_y$	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
$V_{yi}$	Yarıiletken üzerine düşen gerilim
$\Phi_{\rm B}$	Engel yüksekliği
$\Phi_{ m B0}$	Sıfır beslem engel yüksekliği
$\Phi_{\rm s}$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\Phi_{\rm m}$	Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_{Bn}$	n-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
$\Phi_{\mathrm{Bp}}$	p-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
$\Phi_{\rm c}$	Etkin engel yüksekliği
δ	Yalıtkan tabakanın kalınlığı
μ <sub>n</sub>	Elektronların mobilitesi
χs	Elektron yakınlığı
$\mathbf{W}_{\mathbf{d}}$	Tüketim bölgesi kalınlığı
£0	Boşluğun dielektrik sabiti
ε <sub>i</sub>	Metalin dielektirk sabiti

<b>A*</b>	Richardson sabiti	
A**	Etkin Richardson sabiti	
h	Planck sabiti	
Hz	Frekans	
Ι	Akım	
Io	Doyma akımı	
J <sub>SD</sub>	Difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu	
J <sub>sm</sub>	Yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu	
<b>J</b> <sub>ms</sub>	Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu	
J <sub>0</sub>	Doyma akım yoğunluğu	
$\mathbf{J}_{\mathbf{F}}$	Düz beslem akımı	
K	Kelvin cinsinden sıcaklık	
k	Boltzmann sabiti.	
<b>m</b> *	Elektron etkin külesi	
m <sub>0</sub>	Serbest elektron kütlesi	
N <sub>D</sub>	Verici yoğunluğu	
N <sub>A</sub>	Alıcı yoğunluğu	
N <sub>c</sub>	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu	
N <sub>v</sub>	Değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu	
N <sub>ss</sub>	Yüzey durumları yoğunluğu	
n(x)	Elektron yoğunluğu	
MOS	Metal/Oksit/Yarıiletken	
MIS	Metal/Yalıtkan/Yarıiletken	
MS	Metal/Yariiletken	
AE	Alan Emisyonu	
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu	
TE	Termiyonik Emisyon	
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon	
DIW	De iyonize su	

## 1.GİRİŞ

Yariiletken malzemeler son yıllarda yariiletken ve optoelektronik teknolojisinde (dedektörlerde, entegre devrelerde ve güneş pillerinde) yoğun sekilde kullanılmaktadır. Yarıiletken malzemenin ve bu malzemeden üretilen devre elemanlarının hazırlanış ve üretim metotları bu devre elemanlarının elektronik özelliklerini ve parametrelerini önemli ölçüde etkilemektedir. Yarıiletken kristaller kullanılarak elde edilen elektronik veya opto-elektronik cihazlar, elektronik endüstrisinin temelini oluşturmaktadır. Boyutları çok küçük olan bu cihazların yapısının, elektriksel karakteristiği ve çalışma şartlarının belirlenmesi bu cihazların güvenilirliği ve performansı açısından son derece önemlidir. Bu nedenle günümüzde metal-yariiletken (MS), metal-yalitkan-yariiletken (MIS) ve metal-oksit-yariiletken (MOS) yapıların elektriksel karakteristiklerinin geniş bir sıcaklık ve frekans aralığında incelenmesi karakterisasyon belirleme açısından önemlidir.

Metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasına doğal yada yapay olarak oluşturulan arayüzey tabakasının, (MS) kontaktların elektriksel özelliklerini ve fiziksel parametrelerini değiştirdiğinin görülmesiyle metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarla ilgili çalışmalar başladı. Zamanla(MIS)yapıların kullanım alanlarının genişlemesi, bu yapılar üzerine olan çalışmaları da artırmıştır. Yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinin davranışının ve akım iletim mekanizmalarını açıklayabilmek için birçok çalışma yapılmakta ve çeşitli metotlar geliştirilmektedir [1-8]

MIS yapıların performansını etkileyen parametrelerin başında metal ile yarıiletken arasında oluşan yalıtkan oksit tabakanın homojenliği ve kalınlığı, yapının seri direnci, yarıiletken ile yalıtkan arasında ve yasak enerji bandında yer alan ara yüzey durumları ile potansiyel engelinin homojenliği gelmektedir.

Metal-yarıiletken kontak oluşturulduğunda ara yüzeyinde bir potansiyel engeli oluştuğunu ilk defa Schottky ortaya koymuştur, bundan dolayı metal-yarıiletken kontaklara Schottky diyotlar veya Schottky kontaklar denilmektedir [1] Schottky'nin

geliştirdiği modelde yarıiletkende oluşan elektrik alan, Gauss kanunua göre tüketim bölgesinden olan uzaklıkla lineer olarak artar, potansiyel ise azalır. Potansiyel engeli ile ilgili diğer bir model Mott tarafından geliştirilmiştir [1,2]. Mott, yarıiletkenin metal komşuluğunda vericilerden yoksun ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul etmiştir [1]. Bu tabakada elektrik alan sabit kalmakta fakat potansiyel lineer olarak değişmektedir. Mott'a göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Crowell ve Sze, MS kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termiyonik emisyon difüzyon modelinde birleştirmişlerdir (TED) [2].

Schottky diyotların doğru ve verimli kullanılabilmesi için özelliklerinin iyi bilinmesi gerekir. Bu diyotların çalışma ve güvenilirliği metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın şekillendirilmesine ve karakteristiğine, ara yüzey durumlarının yarıiletken-yalıtkan aralığındaki dağılımına, kontağın homojenliğine bağlıdır. Bunların tümü yarıiletken aygıtın ideal durumdan sapmasına sebep olan ve bu yüzden hesaplamalarda dikkate alınması gereken çok önemli özelliklerdir.

Schottky kontaklarda metal yarıiletken arası her zaman ideal şartlarda olmayabilir. Bu nedenle karakteristiklerde idealite faktörü denen bir çarpan ortaya çıkar. Metalyarıiletken kontaklarda, kontak bölgesi kapasitesini incelemek suretiyle yapının özellikleri hakkında bilgi sahibi olunabilir. Schottky kontakların akım-gerilim ve sığa-gerilim ölçümleri yardımıyla yapının potansiyel engel yüksekliği, difüzyon potansiyeli, taşıyıcı yoğunluğu gibi temel parametreleri tayin edilebilir.

Yarıiletken aygıtlarda kullanılan yarıiletken kristal yüzeyleri, genellikle laboratuar ortamında organik kirler ve doğal oksit tabakalarıyla kaplı olurlar. Kimyasal olarak temizlenmiş yarıiletken yüzeylerde kaçınılmaz olarak oluşan doğal yalıtkan/oksit tabaka, yarıiletkenin temiz oda havasına maruz kalmasıyla ortaya çıkar [3,4]. Metal - yarıiletken arasındaki bu yalıtkan tabakanın kalınlığı; kimyasal olarak temizlenmiş numune üzerindeki kalıntı gazlara ve yarıiletken yüzeyin çevreye maruz kalma

süresine bağlıdır. Metal ile yarıiletken arasında ister doğal olarak isterse yapay olarak bu tür bir yalıtkan tabaka oluşturulması halinde metal-yarıiletken (MS) yapı, metalyalıtkan-yarıiletken (MIS) yapıya dönüştürülmüş olur [5]. Bu yalıtkan tabakanın varlığı, ara yüzey durumları (N<sub>ss</sub>), Schottky engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ), idealite faktörü (n) ve seri direnç (R<sub>s</sub>) gibi temel diyot parametrelerini önemli ölçüde etkiler [5,6].

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılar, metal ile yarıiletken tabaka arasına yalıtkan bir tabaka (dielektrik özelliğinden dolayı) içerdiği için kapasitörlere benzemektedir. Mis yapılarda yalıtkan tabaka kalınlığı (10 -40 Å) civarında olmalıdır. Bu yapılar ilk defa J.L.Moll tarafından oluşturulmuştur. Bu yapı ince yalıtkan filmlerin ve yarıiletken yüzeylerin elektriksel özelliklerini incelemede yaygın olarak kullanılır. Parametreler farklı metotlarla belirlenmektedir. Bunlar arasında en fazla kullanılanlar akım-gerilim (I-V) ve sığa-gerilim (C-V) ölçüm metotlarıdır.

Tezin ikinci bölümünde bu yapılarla ilgili genel teorik bilgiler, üçüncü bölümde diyotların hazırlanması ve deneysel sistemler, dördüncü bölümde, I-V ve C-V deneysel verileri kullanılarak yapılan hesaplamalar ve bu hesaplamalar sonucunda elde edilen diyot parametreleri, grafikler ve çizelgeler verildi. Beşinci bölümde ise elde edilen sonuçların genel değerlendirilmesi yapıldı.

## 2. TEORİK BİLGİLER

### 2.1. Metal - Yariiletken (MS) Kontaklar

Metal-yariiletken (MS) kontakların veya diğer adıyla Schottky kontakların karakteristik parametrelerinin iyi anlaşılabilmesi için, yarıiletken kristaller ile iletkenin iletkenlik özelliklerinin iyi bilinmesi ve bu yapılara uygun gerilimlerin uygulanması gerekir. Yarıiletken kristal ile kontak yapılacak malzeme olabildiğince cok küçük bir dirençle atomik boyutta temas etmelidirler. Oluşturulan kontakların ideal olması için, kontak olarak kullanılan metaller yeterince yüksek saflıkta ve yarıiletken kristallerin yüzeyleri de yeterince temiz olmalıdır. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve omik olmak üzere ikiye ayrılırlar. Metal-Yarıiletken kontaktlarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (deşikler ve elektronlar) bir yönden diğer yöne kolay iletilebiliyorsa bu tür kontağa doğrultucu kontakt deniyor yani doğru belsem altında akım çok iyi iletiliyorken, ters beslem altında kötü veya hiç iletilmemektedir. Omik kontaklarda ise taşıyıcılar her yönde iletilmektedir. Kontağın omik veya doğrultucu olmasını, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler.  $\Phi_m$ metalin,  $\Phi_s$  yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-n tipi yarıiletken kontaklarda  $\Phi_m > \Phi_s$  ise "doğrultucu kontak" ve  $\Phi_m < \Phi_s$  olması durumunda ise "omik kontak" oluşur. Metal-p tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tersidir.

İş fonksiyonları ilişkisi	Yarıiletken türü	Kontak Türü
$\Phi_{\rm m} > \Phi_{\rm s}$	n-tipi	Doğrultucu
$\Phi_{\rm m} < \Phi_{\rm s}$	n tipi	Omik
$\Phi_{\rm m} > \Phi_{\rm s}$	p tii	Omik
$\Phi_{\rm m} < \Phi_{\rm s}$	p tipi	Doğrultucu

Çizelge 2.1. Kontak türünün iş fonksiyonlarına göre değişimi

#### 2.2. Ideal Metal -Yariiletken (MS) Kontaklarda Schottky-Mott Teorisi

Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen birçok faktör olmasına karşın, bunlardan en önemlisi metal-yarıiletken ara yüzeyinde oluşan potansiyel engelinin yapısıdır. Bu ara yüzeyde potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller ileri sürüldü [6]. Schottky ve Mott tarafından önerilen modellere göre elektronlar, gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçerler. Mott'a göre bu potansiyel engeli, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Mott, ara yüzey bölgesinde, safsızlık (kirlilik) atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu ayrıca, elektrostatik potansiyelin metale kadar, uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky ise engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomları içerdiğinden elektrik alanın lineer olarak arttığını, ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar kuadratik olarak değiştiğini ifade etti [7].

Şekil 2.1 Metal/n-tipi yarıiletken kontak ,  $\Phi_m > \Phi_s$  (doğrultucu kontak) için elektron enerji-band diyagramını göstermektedir. Şekilde gösterilen vakum seviyesi, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi olup Şekil 2.1a' da referans olarak alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu,  $\Phi_m$  bir elektronu Fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarıdır.  $\Phi_m$  iş fonksiyonu, kristal örgünün periyodik potansiyeli sebebiyle oluşan hacim katkısına ve yüzeyde oluşabilecek dipol tabakası nedeniyle oluşan yüzey katkısına sahiptir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s'$  de benzer şekilde tanımlanır ve değişken bir niceliktir. Çünkü yarıiletkenin fermi seviyesi katkılanan verici veya alıcı atomların miktarına bağlı olarak değişir. Yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli diğer bir parametre ise  $\chi_s$  ile gösterilen elektron yakınlığıdır. Sekil 2.1a'da yarıiletken yüzey durumları içermediğinden yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir bükülme yoktur. Şekil 2.1b, kontak yapıldıktan sonra dengeye ulaşmış durumun enerji-band diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak edildiğinde, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yariiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine eşit olana kadar yarıiletkenden metale doğru akarlar. Bunun sonucunda yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azaldığı için yarıiletkendeki Fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının ortasına doğru kaymaya başlar. Böylelikle iletkenlik band kenarı E<sub>C</sub> ile Fermi seviyesi E<sub>F</sub> arasındaki fark, azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E<sub>F</sub> tamamen sabit kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarları Şekil 2.1b'deki gibi yukarı doğru bükülürler. Yarıiletkenin vakum seviyesi de variiletkenin elektron vakınlığı kontak ile değişmediğinden aynı sekilde yukarı doğru bükülür. Metalden yarıiletkene geçen iletkenlik bandı elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar. Böylece yarıiletkenin metale bakan ön yüzeyinde hareketli yükler azalır.



Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ( $\Phi_m > \Phi_s$ ) elektron enerji-band diyagramı (a) Kontak yapılmadan önceki durum (b) Kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.

Bunun bir sonucu olarak ara yüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yük tabakası, metal tarafında ise yarıiletkenden metale geçen elektronlar nedeniyle ince bir negatif yük tabakası oluşur. Bu tabaka ara yüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi ( $\approx 0.5$ Å) kadar uzaktadır. Sonuçta, yarıiletkenden metale doğru doğal bir elektrik alan oluşur. Yarıiletkenin band aralığı metal ile kontak halinde değişmediğinden valans band kenarı E<sub>V</sub>, iletkenlik band kenarı E<sub>C</sub>'ye paralel hareket eder. Aynı zamanda elektron yakınlığı da değişmeyeceğinden vakum seviyesinde de E<sub>C</sub>'ye benzer değişiklikler oluşur. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur ve band bükülme miktarı, metal ile yarıiletken materyallerin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Bu fark  $qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$  olarak ifade edilir. Burada *Vi*'nin birimi volt olup eklemde oluşan potansiyel veya kontak potansiyel farkı olarak bilinir.  $qV_i$  yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metal tarafından görünen engel yüksekliği, yarıiletken tarafından görünen engel yüksekliğinden farklıdır ve

$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_s) \tag{2.1}$$

ile verilir [1].  $\Phi_s = \chi_s + \Phi_n$  ve  $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$  olduğundan,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \tag{2.2}$$

elde edilir. Burada  $\Phi_n = (E_c - E_F)$  olup, q elektronik yüktür. Eş. (2.1), birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir [2].

Potansiel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Çoğu durumda potansiel engeli kT/q' dan büyüktür ve çok az sayıdaki elektron bu engeli atlamak için yeterli enerjiye sahiptir. Yarıiletkenin uzay yükü bölgesi haraketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi olmaya başlar.

Termal denge halinde, yariiletkenden metale geçen elektronlar metalden yariiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yariiletkenin tüketim

bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir (iletkenlik küçüktür). Bu nedenle uygulanan dış gerilimin nerdeyse tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan doğru veya ters ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-band diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansielin değişmesi ve bant bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur.

### 2.3 Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak ( $\Phi_s > \Phi_m$ )

Metal/p-tipi doğrultucu MY kontak yapıldığında, termal denge kuruluncaya, her iki malzemenin Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar, daha yüksek enerjiye sahip metal elektronları yarıiletken içine akarlar. Şekil 2.2' de görüldüğü gibi p-tipi yarıiletkenler için elektronlar azınlık taşıyıcılarıdır, akım deşikler tarafından oluşturulur. Metal/p-tipi (MS) kontak yapıldığında, termal denge kuruluncaya, her iki malzemenin Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar, metalden yarıiletkene bir elektron akışı olur. Yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesi ile dengelenmek için metalden yarıiletkene elektron akışından dolayı ( $\Phi_{s}$ - $\Phi_{m}$ ) kadar yükselir. Yasak bant aralığı ( $E_{g}$ ) kontak sebebiyle değişmediği için ( $E_{v}$ ) valans bant kenarı ( $E_{c}$ ) iletkenlik bant kenarına paralel olarak yukarı doğru kayacaktır. Yarıiletkenin elektron ilgiside kontak sebebiyle değişmediği için yarıiletkenin vakum seviyesi de, ( $E_{v}$ ) valans bant kenarı ve ( $E_{c}$ ) iletkenlik bant kenarına paralel olarak kayacaktır. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin yüksek olması sağlanmış olur.

Metal ve yarıiletken malzemelerin Fermi seviyelerinin aynı hizada olmasından ve tüketim bölgesinin ortaya çıkmasından dolayı bantlarda aşağıya doğru bir bükülme meydana gelir (Şekil 2.2(b)). Yarıiletkene geçen elektronlar, metal-yarıiletken arayüzeyinde metal tarafında pozitif yüklü bir tabaka oluştururlar ve yarıiletkenin metale bakan sınırında deşiklerle birleşirler.





Elektronların deşiklerle birleşmesi sonucunda, yarıiletkende iyonize alıcıların bir uzay yük tabakası oluşur. Yarıiletkende bulunan uzay yükü tabakasındaki deşik konsantrasyonu, elektron konsantrasyonuna göre oldukça az olduğu için, uzay yük bölgesi negatif yüklü iyonize alıcı (akseptör) atomlarının konsantrasyonuna bağlı W genişlikli bir tüketim tabakası içerir ve bir potansiyel engeli meydana gelir. Deşikler için, oluşan bu potansiyel engel yüksekliği

$$\Phi_{\rm B}' = E_{\rm g} + \chi_{\rm s} - \Phi_{\rm m} \qquad \text{ile verilir.} \tag{2.3}$$

Eş. [2.1] ve [2.2] 'den  $\Phi_{\rm B} + \Phi_{\rm B}' = E_{\rm g}$  bulunur. (2.4)

Şekil2.3 Farklı voltajlarda metal/n ve p-tipi yarıiletken kontakların enerji

bant diagramlarını göstermektedir. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklara, yarıiletken tarafi metale göre negatif (V= $V_F$ ) olacak şekilde gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır ve Şekil 2.3.b' de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiel engel yüksekliği,  $qV_i$ 'den  $q(V_i - V_F)$ 'ye iner. Bu durumda yarıiletkenden metale geçecek elektronlar, azalmış bir engel ile karşılaşırlar ve bunun sonucu olarak da yariiletkenden metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artar. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi olmaz ve potansiel engel yüksekliği uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken tarafı negatif metal tarafı pozitif olacak şekilde kontağa bir potansiel uygulandığı zaman, yarıiletkenden metale doğru net bir akım oluşur. Bu durumda eklemin doğru beslem olduğu söylenir Doğru beslem akımı, uygulanan  $V_{F}$  voltajı ile üstel olarak artar. Ters beslemde kontağın enerji band diyagramı Şekil 2.3.c'de verilmektedir. Yariiletken metale göre pozitif  $(V = -V_R)$  olacak şekilde bir gerilim uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiel engel yüksekliği  $qV_i$ ' den  $q(V_i + V_R)$ ' ye artacaktır. Burada yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden variiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynısı olur. Yariiletkenden metale doğru olan akım doğru belsemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur .Şekil 2.3'b ve Şekil 2.3c' deki enerji-bant diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin Fermi enerjisinden daha büyüktür.



**(a)** 

 $E_V$ 



 $q\phi_{Bn}$ 

E<sub>Fm</sub>





Şekil 2.3. Farklı voltajlarda n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler üzerine metal doğrultucu kontakların enerji band diyagramları (a) Termal denge (b) Doğru beslem (c) Ters beslem

 $E_C$ 

 $E_F$ 

 $E_V$ 

### 2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Termiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri TE olayı olarak bilinir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektron, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda deşikler tarafından sağlanır [4,15]. Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu Jo termiyonik akım yoğunluğudur. Bethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır [3,4];

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.

- Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- İmaj (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmekte, engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenden metale doğru akı yoğunluğu  $J_{sm}$ , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$\mathbf{J}_{\rm sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} q v_x dn \tag{2.5}$$

Burada  $E_F + q\Phi_B$  metalden TE için gerekli minimum enerji,  $V_x$  ise iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır. dn küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletken geçen elektronlar için akım denklemi,

$$\mathbf{J}_{\rm sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B)}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$
(2.6)

şeklinde verilir. Burada m\* taşıyıcının etkin kütlesi, k Boltzmann sabiti, h'da Planck sabitidir. Buradan;

$$\mathbf{J}_{\rm sm} = A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$
(2.7)

ifadesi yazılır. Burada A\*, TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliğinin aynı kalmasından dolayı yarıiletkende akım yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede (V=0), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletkene doğru akan akım,

$$\mathbf{J}_{\rm sm} = -A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right]$$
(2.8)

şeklinde ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş.(2.7) ve yine Eş.(2.8) denklemlerinin toplamı olup,

$$\mathbf{J}_{\mathrm{n}} = \left(A * T^{2} \exp\left[\frac{-q(\phi_{B})}{kT}\right]\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right)$$
(2.9)

şeklinde ifade edilir. Burada A\*T<sup>2</sup>exp $\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right)$  terimi, doyum akım yoğunluğudur.

Termiyonik emisyon teorisine göre, yarı logaritmik akım-voltaj eğrilerinin eğiminden hesaplanan idealite faktörleri genelde n>1 dir. Dolayısıyla termiyonik emisyon teorisine göre hesaplanan potansiyel engel yüksekliği, artan sıcaklıkla artar. İdealite faktörlerinin n>1 olmasının birkaç nedeni vardır. Birincisi, metal ve yarıiletken arasındaki ince oksit tabakanın varlığıdır. İkincisi, yüksek katkılı yarıiletkenlerde ya da yeterince düşük sıcaklıklarda tünelleme akımıdır (Termiyonik

Alan Emisyonu ve Alan Emisyonu). Üçüncüsü, ara yüzeyde elektrik alandan dolayı hayali Schottky engel alçalmasıdır ( $\Delta \Phi_b$ ). Dördüncüsü, uzay yük bölgesinde oluşma-

yeniden birleşme (generation/recombination) akımlarıdır. Bu dört neden Schottky kontaklarının durumlarını (ara yüzey tabakası, yüksek katkılanma, yüksek elektrik alan, uzay yük bölgesindeki tuzaklar) ve metal ile yarıiletken arasındaki ara yüzeyin atomik olarak tam düzgün olmadığı ve genelde uzaysal bir homojensizliğe sahip olduğunu gösterir.

### 2.3.2. Difüzyon Teorisi

Aralarında yük yoğunluk farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından tanımlanan. Difüzyon Teorisinin dayandığı varsayımlar. [16,13,26];

- Potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden büyüktür.
- Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilir.
- x=0 ve x=w'daki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerine sahiptir).
- -Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır.

Bu denklem metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için,

$$J_{x} = J_{e} = q \left[ n(x) \mu E(x) + D_{e} \frac{\partial n}{\partial x} \right]$$
(2.10)

$$J_{x} = qD_{e}\left[\left(\frac{-qn(x)}{kT}\right)\left(\frac{\partial V(x)}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial n}{\partial x}$$
(2.11)

şeklindedir. Burada n(x) elektron yoğunluğu,  $\mu$  elektron mobilitesi,  $D_e$  elektron difüzyon sabiti ve E(x) Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramında akım ifadesi,

$$J_{x} = J_{SD} \left[ exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$$
(2.12)

ile verilir. Burada J<sub>SD</sub> doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_V D_e}{kT}\right) \left[\frac{q(V_d - V)2N_A}{\varepsilon_s}\right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right)$$
(2.13)

şeklinde ifade edilir. Burada  $N_V$  değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu,  $V_d$  difüzyon gerilimi,  $N_A$  alıcı yoğunluğu,  $\varepsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Bu iki kuramdan elde edilen ifadeler birbirine çok benzer, bununla birlikte difüzyon kuramının doyum akım yoğunluğu,  $J_{SD}$  voltaj ile daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE'deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

### 2.3.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, TE ve difüzyon teorisini birleştirerek Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisini geliştirdiler [5]. Teori MS ara yüzey kenarında tanımlanmış olan V<sub>r</sub> rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalara uğradığından akım değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar MS ara yüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A\* Richardson sabiti A\*\* etkin Richardson sabiti olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim (I-V) ifadesi,

$$\mathbf{J} = J_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \tag{2.14}$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n diyodun idealite faktörü ve J<sub>0</sub> doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = -A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right]$$
(2.15)

şeklinde ifade edilir. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \tag{2.16}$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası (MIS-MOS) varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve A\*\* yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A<sub>etk</sub> alınır [1]:

$$A_{\text{etk}} = A^{**} \exp\left[\frac{-4\pi\delta}{h((2m^{*}\chi)^{1/2}}\right]^{1/2}$$
(2.17)

Burada  $\delta$ , metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı, m\* = 0,5 m<sub>0</sub> etkin kütle, h Planck sabiti,  $\chi$  ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyoda n = 1'dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü, n tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$
(2.18)

şeklini alır. Burada n idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. İdealite faktörü yarıiletken ile dengede ara yüzey durumları ( $N_{ss}$ ) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı ( $\delta$ ) cinsinden,

$$\mathbf{n} = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[ \frac{\varepsilon_s}{w} + q N_{ss} \right]$$
(2.19)

olarak ifade edilir [30]. Bu denklem, ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de ara yüzey durumlarının artması ile doğru orantılı olacak şekilde artmaktadır. Engel alçalması ve A\*\*'nın alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarında n idealite faktörü  $1 \le n \le 1,2$  arasında değer alır

### 2.3.4. Engel boyunca tünelleme

Metal- yarıiletken Schottky diyotlarında TE mekanizması yanında, elektronlar kuantum mekaniksel tünelleme ile de engeli aşabilirler. Çok fazla katkılanmış dejenere ( $N_A > 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>) yarıiletken durumunda tünelleme doğru beslemde, düşük katkılı yarıiletkenlerde de tünelleme işlemi ters beslemde ortaya çıkar [31]. Aşırı katkılanmış yarıiletken nedeniyle tüketim bölgesi incedir. Düşük sıcaklıklarda, Fermi seviyesine çok yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Böylece doğru beslem yönündeki akım yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesiyle artar. Bu duruma Alan Emisyonu (AE) adı verilir yüksek sıcaklıklarda, elektronların önemli bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından  $E_m$  kadar yukarıda bulunan bu elektronların daha yüksek enerjili olması ve bu seviyede daha düşük bir engelle karşılaşıyor olmaları tünelleme ihtimalini artırır ve doğru beslem yönündeki akımı artırır. Bu durum Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) olarak bilinir. Bu mekanizmalar Şekil 2.4'de gösterilmiştir.

Eğer sıcaklık daha da artırılırsa elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerji kazanırlar ve dolayısıyla tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçerler. Bu durum Termiyonik Emisyondur (TE). Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) durumunda çok düşük doğru beslem voltajı varken, doğru beslem I-V karakteristiği,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right]$$
(2.20)

şeklinde ifade edilir. Burada,

$$E_0 = E_{00} \operatorname{coth}\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)$$
(2.21)

$$\mathbf{E}_{00} = \mathbf{h} / 4\pi \left(\frac{N^*}{m^{**} \varepsilon_s}\right)^{1/2}$$
(2.22)

şeklindedir. Burada N\*, etkin taşıyıcı yoğunluğu, m\*,etkin elektron kütlesi ve h, Planck sabitidir. I<sub>0</sub>, zayıf bir şekilde gerilime bağlı olup engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığının bir fonksiyonudur. E<sub>00</sub> enerjisi tünelleme işleminde önemli bir parametre olup,  $kT/E_{00}$ , TE'nin ve tünellemenin önemli bir ölçüsüdür [21]. Alçak sıcaklıklarda, E<sub>00</sub> kT'ye nazaran büyük bir değer alır ve E<sub>0</sub>  $\cong$ E<sub>00</sub> 'dır.



Şekil 2.4. Doğru beslemde Termiyonik Alan Emisyonu ve Alan Emisyonu band diyagramı (ξ'nın negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için.)

LnI-V eğrisinin eğimi sabit ve T'den bağımsız olur bu durum alan emisyonu demektir. Yüksek sıcaklıklarda, ( $E_{00} \ll kT$ ),  $E_0 = kT$  olur. LnI-V eğrisinin eğimi q/kT olur ki, bu da TE' ye karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi, q/nkT şeklinde yazabiliriz. Burada,

$$n = E_{00}/kT \left[ \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \right]$$
(2.23)

dir. TAE'nin diyot akımına katkısı,  $E_{00} \cong kT$  olduğu zaman mümkündür. TAE'nin maksimum katkısı olduğu zamanki  $E_m$  enerjisi,

$$E_{\rm m} = q V_{\rm d} / \left[ \cos \left( \frac{E_{00}}{kT} \right) \right]^2$$
(2.24)

şeklindedir. Burada V<sub>d</sub>, toplam band bükülme gerilimine karşılık gelir. E<sub>m</sub> ise tüketim bölgesi kıyısında iletkenlik bandının altından ölçülür. N<sub>A</sub>>10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup> iken (300 K'de) GaAs'da TAE önem kazanır. Daha az katkılı yoğunluklarda TAE ihmal edilebilir.

#### 2.3.5. T<sub>0</sub> etkili akım iletimi

İdealite faktörünün 1'den büyük olması hayali kuvvet ya da ara yüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat n'in 1'den büyük olması eğer termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, idealite faktörü n sıcaklığa bağlıdır.  $T_0$  etkili J-V karakteristiği,

$$\mathbf{J} = \mathbf{A}^{**} \mathbf{T}^{2} \exp\left[-\frac{q\phi_{B}}{k(T+T_{0})}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_{0})}\right] - 1 \right\}$$
(2.25)

şeklinde ifade edilir [8,30]. Burada  $T_0$  geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n'in sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak n = 1+T<sub>0</sub>/T olarak ifade edilir. Voltajın fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.5'de görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar n = 1, n>1 ve T<sub>0</sub> etkili durumlarına karşılık gelir. 4 nolu eğri TAE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir.



kT/q

Şekil 2.5. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren nkT/q-kT/q grafiği

### 2.4. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Fiziği

Metal ile yariiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası ister doğal yolla oluşsun ister deneysel yöntemlerle oluşturulsun arada bir oksit tabakanın varlığı metali yarıiletkenden ayırır [22]. Bu sistemlerde yarıiletkendeki ara yüzey durumları metaldeki elektron durumlarından izole edilmiş olur. Bu durumda ara yüzey durumları yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir yani ara yüzey durumları yarıiletken ile dengededir. Bir MIS yapıda metal-yalıtkan ve metal-yarıiletken arasında olmak üzere iki önemli ara yüzey vardır. İdeal durumda oksit tabakasında tuzak yükler yoktur ve bir DC gerilimi altında yalıtkan içinden hiç akım geçmez (fakat yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa iletkenlik gösterebilir). Bu durumda sistemin yükleri ara yüzey yükleri ve yarıiletkenin tüketim tabakasının yüklerinden ibarettir. Metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında akım iletimi MS yapılardan biraz farklı olur. Bu durumda LnI-V grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur hatta q/2kT ya da daha da küçük olabilir. MIS Schottky engelli yapılarda Yalıtkan tabakanın etkisi Card ve Fonash tarafından araştırılmıştır [9,11].

## 2.4.1. İdeal MIS diyot

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapı Şekil 2.6'da gösterilmiştir. Burada  $\delta$  yalıtkan tabakanın kalınlığı, V ise metal üzerine uygulanan voltajdır. Metal kısım omik kontağa göre pozitif olduğu zaman doğru beslem, metal kısım omik kontağa göre negatif olduğunda ise ters beslem oluşur.

İdeal MIS yapıların, V=0 durumunda enerji band diyagramı. Şekil2.7'de gösterilmiştir. İdeal bir MIS diyod aşağıdaki gibi tanımlanır.



Şekil 2.6. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyod.

Sıfır beslem voltajında, metal iş fonksiyonu  $\Phi_m$  ile yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$  veya iş fonksiyonu farkı  $\Phi_{ms}$  sıfırdır.

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q - \Phi_b) = 0 \qquad n-tipi \ icin \qquad (2.26)$$
  
$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q + \Phi_b) = 0 \qquad p-tipi \ icin \qquad (2.27)$$

 $\Phi_{B_i}$  Fermi enerji seviyesi(  $E_F$ ) ile saf Fermi seviyesi ( $E_i$ )arasındaki enerji farkıdır.


- Şekil 2.7. V=0 duruumunda ideal bir MIS diyodun enerji-band diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken
- Herhangi bir beslem altında yarıiletkende ve yalıtkana yakın metal yüzeyinde yükler mevcut olabilir fakat eşit ve zıt işaretlidir.
- DCbeslem altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez veya yalıtkanın direnci Sonsuzdur.

İdeal bir MIS diyoda ters beslem uygulandığında, yarıiletken yüzeyinde temel olarak üç durum mevcut olabilir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda metale negatif voltaj (V<0) uygulandığında (Şekil 2.8a) valans bandın tepesi yukarı doğru bükülür ve Fermi seviyesine yükselir. Yarıiletkendeki Fermi seviyesi sabit kalır. Taşıyıcı yoğunluğu üstel olarak enerji farkı ( $E_F - E_V$ )'ye bağlı kaldığından, bu band bükülmesi yarıiletken yakınında çoğunluk taşıyıcı olan deşiklerin yığılmasına sebep olur. Bu yığılma durumudur. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda küçük bir pozitif voltaj (V>0) uygulandığında bandlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tüketilir (Şekil 2.8b). Bu tüketim bölgesidir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılara büyük bir pozitif voltaj uygulandığında ise, bandlar oldukça aşağı doğru bükülü r öyle ki saf seviye  $E_i$ , yüzeyde Fermi seviyesi  $E_F$ 'nin üstüne çıkar (Şekil2.8c). Bu durumda yüzeydeki elektronların sayısı (azınlık taşıyıcılar) deşiklerden fazladır, bu terslenim (inversiyon) bölgesidir. Benzer sonuçlar n-tipi yarıiletken içinde elde edilebilir.



Şekil 2.8. V≠0 durumunda ideal MIS diyodun enerji-band diyagramı
(a) akümülasyon (yığılım) (b) tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları.

#### 2.4.2. Schottky diyotlarında doğru beslem I-V karakteristikleri

TE teorisine göre Schottky diyotlarında doğru beslem altındaki akım yoğunluğugerilim ilişkisi aşağıdaki şekilde verilmektedir

$$J_{n} = \left(A^{*}T^{2} \exp\left[\frac{-q\phi_{B}}{kT}\right]\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right)$$
(2.28)

Akım yoğunluğu J=I/A'dır. Pratikte Schottky diyotlarında, doğru beslem akımgerilim karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar olabilir. Yani boyutsuz olan idealite faktörü (n) birden büyük ve seri direnç sıfırdan büyük olabilir. Bu durumda yukardaki akım ifadesi,  $\exp(qV_D/\eta kT)$ >>1 durumu da göz önüne alınırsa

$$I = AA * T^{2} exp\left(\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) exp\left[\frac{q(V - IR_{s})}{\eta kT}\right]$$
(2.29)

şeklinde yeniden yazılabilir. Buna ek olarak son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarda; seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü (n) ve sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{Bo}$ ) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [2,15]. H.Norde [33] tarafından geliştirilen ve Cheung [33] tarafından modifiye edilen iki fonksiyon aşağıdaki gibidir.

$$\frac{dV}{dLn(I)} = IRs + \frac{nkT}{q}$$
(2.30)

$$H(I) = n\Phi_B + IRs \tag{2.31}$$

# 2.1.5. GaAs in Oda Sıcaklığındaki (T= 300 K) Bazı Fiziksel Parametreleri

Çizelge 2.2. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler [1,18,21].

GaAs (T=300K)				
Kristal yapısı (Şekil 2.8)				
(Yüzey Merkezli Kübik Yapı)		Çinko sultur		
Yasak bant aralığı (eV)		1,424		
Örgü sabiti (Á)		5,65325		
Atom/cm <sup>3</sup>		$4,42 \times 10^{22}$		
	Statik	13,13		
Dielektrik sabiti	Yüksek frekans	10,89		
İletkenlik bandı efektif (cm <sup>-3</sup> )	4,7x10 <sup>17</sup>			
Valans bandı efektif (cm <sup>-3</sup> )	7,0x10 <sup>18</sup>			
Elektron etkin kütlesi (m <sub>e</sub> /m <sub>o</sub> )	0,067			
	Ağır m <sub>hh</sub>	0,51		
Deşik etkin kütlesi (m <sub>h</sub> /m <sub>o</sub> )	Hafif m <sub>lh</sub>	0,082		
Erime noktası (K)	1513			
Termal genleşme katsayısı (10 <sup>-6</sup> K	6,03			
Elektron ilgisi(V)	4,07			

### **3. DENEYSEL YÖNTEM**

#### 3.1. Au/p-GaAs Yapıların Oluşturulması

### 3.1.1. Kristal temizleme

Au /p-GaAs Schottky diyotun oluşturulması için (100) doğrultusunda büyütülmüş, 300 µm kalınlığındaki, Zn katkılı, taşıyıcı yoğunluğu (300 K'de) 1x10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup> olan ptipi Galyum Arsenat (GaAs) kristali kullanıldı. Yaklaşık 5cm çaplı p-GaAs yapraklar bir elmas kesici yardımıyla numune hazırlanacak maskenin boyutuna uygun olarak parçalara bölündü. Metal-yarıiletken kontaklar yapılmadan önce yarıiletken kristal ve numune hazırlama sırasında kullanılacak malzemeler bir takım kimyasal temizleme süreçlerinden geçirilir.

Deneysel araçların temizliği kaliteli diyot oluşturmada önemli olduğu için kimyasal temizlemeler titizlikle gerçekleştirildi. Temizleme işlemi aşağıdaki sıraya göre gerçekleştirildi:

- 1. Temizleme işlemlerinde kullanılacak tüm beherler, tutucular, DIW (de iyonize su  $8 \text{ M}\Omega$ ) ile temizlenip yüksek sıcaklıktaki fırında kurutularak temizlendi.
- Bakır maske, numune tutucu, cımbız ve buharlaştırılacak metal parçaları (Au) sırasıyla aşağıdaki temizleme işlemine tabi tutuldu.
  - a. Triklor Etilen ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
  - b. DIW ile durulandı.
  - c. Aseton ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
  - d. DIW ile durulandı.
  - e. Metanol ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
  - f. DIW ile durulandı.
- 3. p-GaAs kristalin temizliği aşağıdaki gibi yapıldı;
  - a. Triklor Etilen ile ultrasonik banyoda 3 dakika yıkandı.
  - b. DIW ile durulandı.

- c. Aseton ile ultrasonik banyoda 3 dakika yıkandı.
- e. Metanol ile ultrasonik banyoda 3 dakika yıkandı.
- g. Kristal üzerindeki doğal oksit tabakasını kaldırmak için HF,  $H_2O(1:10)$
- . çözeltisi içerisinde 30 saniye tutuldu.
- f. DIW ile tekrar tekrar iyice durulandı.
- g. Saf (%99,999)  $N_2$  gazı ile kristal kurutuldu.

### 3.1.2. p-GaAs Omik kontağın oluşturulması.

Au /p-GaAs yapı hazırlanırken omik ve doğrultucu kontak Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken Laboratuarı'nda hazırlandı. Yapıların hazırlanması için kullanılan düzenek Şekil 3.3'de şematik olarak gösterilmiştir.

 Cihazın metal eritme potası ve ince paslanmaz çelik levhadan hazırlanan maskeler kimyasal olarak ultrasonik banyoda temizlendi ve de-iyonize su ile iyice durulandı. Bunlar saf azot gazı ile kurutulduktan sonra omik kontağı oluşturmak için yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine konuldu. Omik kontak için Şekil 3.1'de gösterilen maskeye benzer bir maske kullanıldı.

2. Numune Vakumda Metal Kaplama Sistemine (Vacuum Coating System) aktarılarak temizlenmiş altın (Au) metal parçacıkları pota içerisine konuldu.

3. Sistemin kapağı hemen kapatılarak vakumlama işlemine geçildi. Vakum >  $8,6x10^{-6}$ Torr 'a ulaştığında, pota üzerinden akım geçirilerek (>> 255 A) % 99.95 'lik saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş altın (Au) metal parçacıkları buharlaştırıldı.

4. Yarıiletkenin mat olan yüzeyine 1900 Å (Au) kaplandıktan sonra 450 °C sıcaklıkta 5 dakika tavlayarak altının yarıiletken içerisine çökmesi sağlandı ve böylece omik kontak oluşturuldu.



Şekil 3.1. Omik kontak maskesi.

### 3.1.4 Yalıtkan tabakanın oluşturulması.

Kimyasal temizlemeden sonra omik kontak p-GaAs kristalin mat yüzeyin tamamında oluştıruldu. Vakum ortamından dışarı çıkartılan p-GaAs'ın oda ortamında hava ile temasına müsaade edilerek oksitlenmesi sağlandı. Oksitlenme, tozdan ve nemden mümkün olduğunca korunan bir ortamda gerçekleştirildi. Oksitlenme süresi 100 saat (yaklaşık 4 gün) olarak belirlendi ve bu sürede yaklaşık 30 Å luk bir oksit tabakası oluşturuldu [20].

### 3.1.3. Doğrultucu kontağın oluşturulması.

1. 1 mm çaplı delikler açılmış olan maske (Şekil 3.2.) üzerine p-GaAs' ın oksit tabakası büyütülen parlak yüzeyi gelecek şekilde konularak maske vakum kaplama sistemine yerleştirildi.

2. Yaklaşık 1,2x10<sup>-6</sup> Torr basınç altında oksit tabakası üzerinde 1900 Å kalınlığında 1mm çapında altın (Au) kaplanması sağlandı. Böylece doğrultucu kontağın oluşturulmasıyla Au/p-GaAs Schottky diyot elde edilmiş oldu. Şekil 3.4' te verilmiştir.

3. Soğuması için bir süre bekletilen kristal vakum ortamından çıkartılarak her bir diyot ortada kalacak şekilde elmas kesici yardımıyla parçalara bölündü.

4. Diyotların bulunduğu numunenin alt tarafi daha önceden temizlenmiş ve sabitlenmiş ince iyi iletken tellerin bulunduğu bakır plakaya gümüş pastası ile yapıştırıldı. Her bir diyottan birer elektriksel ölçüm uçları alınarak ölçüm yapmaya hazır hale getirildi. Hazırlanan metal-yarıiletken diyotun şeması Şekil 3.5' te verildi.



Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske.



Şekil 3.3. Omik ve doğrultucu kontak oluşturmada kullanılan metal buharlaştırma sistemi.



Şekil 3.4. Kesilmiş Au /p-GaAs diyodunun şematik gösterimi

### 3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

### 3.2.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği

Fiziksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken Laboratuvarında yapıldı. Akım-Voltaj (I-V) ölçümleri için Keithley 2400 Sourcemeter kullanıldı. Ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE–488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Akım-Gerilim (I-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Şekil 3.6' da gösterilmiştir.



Kriyostat

Şekil 3.5. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek.

## 3.2.2 Sığa-Gerilim (C-V) ölçüm düzeneği

Sığa-gerilim (C-V) ölçümlerinde Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizmeter (5Hz–13MHz) kullanıldı. Ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Kapasitegerilim (C-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Şekil 3.6' de gösterilmiştir.



Kriyostat

Şekil 3.6. Sığa-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek.

#### 4. DENEYSEL SONUÇLAR

### 4.1. Giriş

Bu bölümde, Au/p-GaAs yapıların 80–400 K sıcaklık aralığında I-V ölçümlerinden elde edilen sonuçlar verildi. Bu sıcaklık aralığındaki I-V ölçümlerinden yararlanılarak diyoda ait; idealite faktörü n, doyma akımı I<sub>0</sub>, sıfır beslem engel yüksekliği  $\Phi_{B0}$ , ara yüzey durum yoğunluğu Nss, aktivasyon enerjisi E<sub>a</sub>, , tünelleme parametresi E<sub>00</sub> bulunup, yapının akım iletim mekanizması incelendi. 10kHz-1MHz frekans aralıklarında yapılan C-V ölçümlerinden yararlanılarak diyoda ait; verici safsızlık durum yoğunluğu (N<sub>d</sub>), difüzyon potansiyeli (V<sub>D</sub>), Fermi enerjisi (E<sub>F</sub>), potansiyel engel yüksekliği ( $\Phi_B$  (C-V)) ve tüketim tabakası genişliği W<sub>D</sub> parametreleri hesaplandı. Oda sıcaklığında 10 kHz–1mHz frekans aralığında C-V, G/w-V ve Rs- V değişimi incelendi.

### 4.2. Akım – Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Metal/yariiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulmuş ara yüzey oksit (dielektrik) tabaka, metal-yariiletken (MS) yapıyı metal-yalıtkan-yariiletken (MIS) yapıya dönüştürür. Oksit tabakanın kalınlığı arttıkça ara yüzey durumları yariiletkenle dengede olmaya başlayacağından bu yapıların I-V karakteristiklerine ilişkin yapısal parametreler, ara yüzey tabakası ve ara yüzey durumlarından büyük ölçüde etkilenir. Bu yapılarda termoiyonik emisyon (TE), difüzyon, termoiyonik emisyon-difüzyon, To etkili iletim, termoiyonik alan emisyonu (TAE), alan emisyonu (AE), yaratılma yeniden birleşme, gibi değişik akım mekanizmaları etkili olabilir. Bu sebeble elde edilen karakteristiklerin açıklanması oldukca zordur.

Bu çalışmada, Au/p-GaAs Schottky diyodunun oda sıcaklığında ve 80–400 K sıcaklık aralığında doğru beslem I-V karakteristiği incelendi. Diyodun doğru beslem akım–voltaj karakteristiği Şekil 4.1'de görülmektedir.



Şekil 4.1. Au/p-GaAs diyotun 80-400 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj karakteristiği

İdeal schottky diyotlarında uygulanan voltaj yüksek olmadıkca akım iletimi termoiyonik emisyon modeline uyar. Bu modele göre akımı aşağıdaki gibi yazılabilir

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right]$$
(4.1)

ile verilir. Burada  $V_D$  diyot üzerine düşen gerilim, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve I<sub>0</sub> doyma akımı olup,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left[\frac{-q}{kT}\Phi_B\right]$$
(4.2)

şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada, A diyot alanı, A\*\* etkin Richardson sabiti olup, değeri p-tipi GaAs için 74,4 Acm<sup>-2</sup>K<sup>-2</sup> [19] ve  $\Phi_B$  potansiyel engel yüksekliğidir.

$$LnI = LnI_0 + \frac{q}{nkT} V_D$$
(4.3)

elde edilir ve bu bir doğrunun matematiksel ifadesidir. Bu doğrunun eğiminden idealite faktörünün değeri hesaplanır. I-V eğrisinin lineer kısmının eğimi  $\tan\theta = q/nkT$  ile ifade edilir ve buradan,

$$n = \frac{q}{kT\tan\theta} \tag{4.4}$$

elde edilir. Doyum akımı I<sub>o</sub> değerleri yarı logaritmik LnI-V eğrisinin lineer kısmının LnI eksenini kestiği noktadan elde edilir ve bu değer ile diyotun alanı kullanılarak potansiyel engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ) Eş. (4.2)'den yararlanılarak

$$\Phi_{\rm B}(\text{I-V}) = \frac{kT}{q} \operatorname{Ln}\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right)$$
(4.5)

hesaplanabilir. Bu diyodun her sıcaklık için LnI-V eğrisinden elde edilen doyma akımı (I<sub>0</sub>), idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği  $\Phi_B$ (I-V), değerleri Çizelge 4.1' de verilmiştir. Şekil 4.1'e bakılacak olursa her bir sıcaklık için lineer bölgenin eğiminin farklı olduğu görülmektedir. Dolayısı ile hesaplanan idealite faktörleride sabit kalmayıp değişen sıcaklıkla beraber değişmektedir.

İdealite faktörünün birden büyük çıkması ara yüzey durumlarının dağılımına ve metal yarıiletken arasındaki ara yüzey oksit tabakanın varlığına bağlanmıştır [10,25].

Pratikte n=1 olan ideal duruma literatürde hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü uygulanan gerilim arayüzeydeki oksit tabakasından dolayı engel yüksekliğini bir miktar etkilemektedir. İdeale yakın Schottky diyotlarında bile metal-yarıiletken ara yüzeyinde yaklaşık 5-30 Å kalınlığında ince bir oksit tabakasının varlığı tespit edilmiştir [1,4,6,20]. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığından kaynaklanan ideal durumdan sapma,  $1/n=1-(\delta \Phi_B/\delta V)$  şeklinde ifade edilir. Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da oksit tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur. Genellikle literatürde I-V eğrileri gerilime bağlı olarak üç farklı bölgeye sahiptir. Bunlar düşük (V<0,1V), orta (~0,1-0,6V) ve yüksek (V > 0,6V) beslem bölgeleridir [25, 26].

İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan ara yüzey tabakasının bir sonucu olduğundan idealite faktörü ara yüzey parametrelerine de bağlı olmalıdır [11,17]. Yarıiletken ile dengede olan ara yüzey durumları için idealite faktörünü oksit tabaka kalınlığı ( $\delta$ ) ve ara yüzey durum yoğunluğu N<sub>ss</sub> niceliklerine bağlayan ifade [10,11,17],

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[ \frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right]$$
(4.6)

şeklindedir. Burada  $\delta$  oksit tabaka kalınlığı, W<sub>D</sub> uzay yük tabakasının genişliği,  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_i$  sırasıyla yarıiletkenin ve yalıtkan tabakanın dielektrik sabitleridir. Yalıtkan tabaka kalınlığı  $\delta$ , yüksek frekanstaki (1 MHz) C-V karakteristiklerinden yararlanarak Şekil 4.12'de Cox = $\varepsilon A/\delta$  eşitliğinden  $\delta$  = 32 Å ve W<sub>D</sub> = 5.748 Å elde edildi. Burada p-tipi GaAs için  $\varepsilon_s$ =13,13 $\varepsilon_o$ , boş uzayın dielektrik sabitidir [20]. Eş. (4.6)'da birden sonraki terimin artması ile diyot ideal durumdan uzaklaşır. Gerilime bağlı  $N_{ss}(V)$  ise,

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[ \frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right]$$
(4.7)

ifadesi ile elde edilir [11]. Çizelge 4.4' de  $N_{ss}(V)$  'nin gerilime göre değişen değerleri görülmektedir.

Ln(I-V) eğrilerinin lineer bölgeleri çok küçük bir gerilim bölgesindedir. Hesaplamalarda idealite faktörünün 1'den büyük ve Ln(I-V) eğrilerindeki lineer bölge aralığının çok küçük olması, termiyonik emisyon veya azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ihtimalini güçlendirmektedir[16]. Çizelge 4.1. ve Şekil 4.6'da görüldüğü gibi idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır ve n sıcaklığın tersi ile,

$$n(T) = n_0 + T_0/T$$
(4.8)

bağıntısına göre değişmektedir. Şekil 4.6' daki doğrunun eğiminden T<sub>0</sub>, n eksenini kestiği noktadan  $n_0$  katsayıları bulunabilir. Bu diyod için T<sub>0</sub> =567 K  $n_0$  =0,153 olarak bulunmuştur.

Diyodun engel yüksekliğinin ( $\Phi_B$ ), sıcaklığa bağlı değişimi Çizelge 4.1. ve Şekil 4.2' de verilmiştir. Görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça engel yüksekliği artmaktadır. Şekil 4.3'de ise diyodun doyma akımının sıcaklığa göre değişimi verilmiştir. Grafikten doyma akımının sıcaklıkla lineer artmadığı görülmektedir.

Şekil 4.4' de diyodun LnI<sub>0</sub> -1000/nT grafiği verilmiştir. Grafiğin lineer olmadığı görülmektedir, bu diyodumuz için Termiyonik Alan Emisyonunun (TAE) geçerli bir akım iletim mekanizması olmadığını gösterir. [1,24,25]. Şekil 4.5' de diyodun sıcaklığa bağlı nT değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi nT'nin sıcaklıkla değişimi lineer değildir. Bu durumda akım iletiminde çok katlı tünelleme geçerli bir mekanizma değildir [16].

Çizelge 4.1. ve Şekil 4.6'da görüldüğü gibi idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır.

T(K)	n	Io(A)	$\Phi_{\rm B}(\text{I-V})({\rm eV})$
80	6,74	4,14e-8	0,19
110	4,86	4,58e-8	0,26
170	3,62	9,21e-8	0,41
210	2,89	1,13e-7	0,51
260	2,28	2,03e-4	0,47
300	1,37	4,82e-4	0,53
340	1,43	1,5e-3	0,57
380	1,23	3,03e-3	0,62

Çizelge 4.1. Diyodun farklı sıcaklıklardaki akım – voltaj karakteristiğinden elde edilen; idealite faktörü, doyum akımı ve potansiyel engel yüksekliği.



Şekil 4.2. Diyotun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi.



Şekil 4.3. Diyodun doyma akımının sıcaklığa bağlı değişimi.



Şekil 4.4. Diyotun  $Ln(I_0) - 1000/nT$  değişim grafiki



Şekil 4.5. Diyodun sıcaklığa bağlı nT değişim grafiki.



Şekil 4.6. Diyodun n-1000/T(K) değişim grafiki.



Şekil 4.7. Diyodun  $Ln(I_0/T^2)$ -1000/nT grafiki.

Şekil 4.7'de gösterilen  $Ln(I_0/T^2) - 1000/nT$  eğrisinin lineer olması akım denkleminde n'nin etkili olabileceğini gösterir.

Bu durumda göre Eş.(4.2) ifadesi,

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{A}^* \mathbf{T}^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT} \Phi_B\right) \left[ \exp\left(\frac{q}{nkT} V_D\right) - 1 \right]$$
(4.9)

şeklini alır. Metal ile yarıiletken arsındaki yalıtkan tabakadan dolayı meydana gelen tünelleme etkisi dikkate alınırsa [11] akım ifadesi,

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{A}^{*}\mathbf{T}^{2}\exp\left(\frac{-q}{nkT}\Phi_{B}\right)\exp\left(\frac{-2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta\right)\left[\exp\left(\frac{q}{nkT}V_{D}\right)-1\right]$$
(4.10)

şeklinde yazılabilir. Burada,  $2(2m\chi)^{1/2}\delta/\hbar$  terimi tünelleme faktörüdür. Burada, m tünelleme etkin kütlesi,  $\chi$  ortalama tünelleme engeli ve  $\delta$  ara yüzey tabakasının kalınlığıdır. Doyma akımı,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT}\Phi_B\right) \exp\left(\frac{-2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta\right)$$
(4.11)

bağıntısı ile verilir. Buna göre tünelleme etkisini içeren engel yüksekliği

$$\Phi_{\rm B} = n(T) \frac{kT}{q} \left[ Ln \left( \frac{AA * T^2}{I_0} \right) - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta \right]$$
(4.12)

şeklinde ifade edilir. Diyodun Şekil 4.7'de gösterilen  $Ln(I_0/T^2) - 1000/nT$  eğrisinden yararlanarak aktivasyon enerjisi  $E_a$  ve tünelleme faktörü  $2(2m\chi)^{1/2}\delta/\hbar$  belirlendi. Bunun için Eş.(4.11) ifadesi T<sup>2</sup> ile bölünür ve her iki tarafın Ln'i alınırsa,

$$\operatorname{Ln}\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \operatorname{Ln}\left(\operatorname{AA*}\right) - \frac{q}{nkT}\Phi_{\rm B} - \frac{2}{\hbar}\left(2\mathrm{m\chi}\right)^{1/2}\delta\tag{4.13}$$

$$\operatorname{Ln}\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = (\operatorname{Ln}(\operatorname{AA*}) - \frac{2}{\hbar}(2\mathrm{m\chi})^{1/2}\delta) - \frac{q}{nkT}\Phi_{\mathrm{B}}$$
(4.14)

şeklinde bir doğru denklemi elde edilir. Bu doğrunun  $Ln(I_0/T^2)$ 'yi kestiği noktadan tünelleme faktörü  $\frac{2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta$ , doğrunun eğiminden ise aktivasyon enerjisi  $E_a$ hesaplanır. Bu değerler sırasıyla 24 eV ve 0,27 eV olarak bulundu [32]. Şekil 4.7' deki grafikten hesaplandı. Diyodun nT, I<sub>0</sub>T, değerleri Çizelge 4.2'de gösterildi. Görüldüğü üzere idealite faktörünün sıcaklıkla çarpımı nT sabit değildir.

Doğru beslem için akım gerilim ilişkisi,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V}{E_0}\right)$$
(4.15)

şeklinde ifade edilir [7]. Burada  $E_0$  idealite faktörü ile ilişkilidir ve

$$E_0 = \frac{nkT}{q} = E_{00} \operatorname{coth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)$$
(4.16)

şeklinde verilir. E00 ifadesi ise

$$E_{00} = \left(\frac{h}{4\pi}\right) \left(\frac{NA}{m^* \varepsilon_s}\right)^{1/2}$$
(4.17)

şeklinde verilir. Burada h Planck sabiti, m\* etkin kütle, N<sub>A</sub> alıcı yoğunluğu  $\varepsilon_{s}$ , GaAs dielektrik sabitidir. Diyodumuzun 300 K de N<sub>A</sub> = 2,24x10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup>, m\* = 0,5m<sub>0</sub> ve  $\varepsilon_{s} = 13,13 \times 8,85 \times 10^{-14}$  F/sm değerleri alınarak  $E_{00} = 0,0035$  eV olarak bulundu.  $E_{00} << 25$  eV olması akım iletiminde TE 'nin etkin mekanizma olduğunu gösterir.

Т	nT	I <sub>o</sub> T
80	539	3,31e-6
110	534	5,03e-6
170	613	1,57e-6
210	606	2,36e-5
260	592	5,29e-2
300	411	1,45e-1
340	486	5,11e-1

 $\label{eq:cizelge4.2.} Cizelge 4.2. \ Diyodun \ T, nT, ve \ I_0T \ değişimi.$ 

Cheung tarafından I-V karakteristiklerinden türetilen dV/dLn(I)-I ve H(I)-I fonksiyonlarının grafikleri Şekil 4.8 ve Şekil 4.9 da verildi [33]. Bu grafiklerden diyotun temel parametreleri olan n, Rs ve  $\Phi_b$  değerleri aşağıda verilen eşitliklerden hesaplandı. Eşitlik 4.18' den dV/dLn(I)-I grafiğinde doğrunun dV/dLn(I) eksenini akımın sıfır değerinde kestiği yer nkT/q değeri doğrunun eğimi ise Rs' nin değerini verecektir .

Benzer şekilde Şekil 4.9. H(I)-I grafiğinde doğrunun H(I) eksenini akımın sıfır değerinde kestiği yer n. $\Phi_B$  değerini, eğimi de direk olarak Rs değerini vermektedir. Her iki grafikten elde edilen n, Rs, ve  $\Phi_B$  değerleri Çizelge 4.3.'te verildi.

$$\frac{dV}{d(LnI)} = IR_{s} + \frac{\eta kT}{q}$$
(4.18)

$$H (I) = \eta \Phi_{B_0} + IR_s$$
(4.19)



Şekil 4.8. Diyodun dV/dLn(I) - I(A) grafiki .



Şekil 4.9. Diyodun H(I) – I(A) grafiki.

T(K)	n(I-V)	Φb(I-V)(eV)	n(dV/dLn(I))	Фb(H)(eV)
80	6,74	0,19	10,14	0,27
110	4,86	0,26	8,43	0,37
140	4,04	0,33	6,21	0,44
170	3,6	0,41	5,32	0,53
210	2,89	0,51	4,97	0,65
230	2,64	0,55	4,03	0,68
260	2,28	0,47	3,12	0,55
290	1,72	0,51	2,80	0,63
300	1,37	0,53	1,55	0,68
340	1,43	0,57	1,71	0,68
360	1,25	0,60	1,77	0,72
380	1,23	0,62	1,60	0,74
400	1,20	0,65	2,03	0,76

Çizelge 4.3. Au/p-GaAs için oda sıcaklığı doğru beslem I-V karakteristiklerinden deneysel veriler kullanılarak hesaplanan voltaja bağlı n(V), Φb(eV), n(dV/dLn(I)), Φb(H) diyot parametreleri.

Oda sıcaklığında I-V karakteristiğinden hesaplanan arayüzey durum yoğunluğu değerleri aşağıda Çizelge 4.4. de verildi. Bu çizelge kullanılarak elde edilen arayüzey durum yoğunluğunun enerji dağılım profili Nss-(Ess-Ev) Şekil 4.10 da verildi. Bulunan bu değerler farklı makalelerdeki değerlerle uyumludur [10]. İdealite faktörünün değerinin artması, arayüzey durum yoğunluğunun artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır. Au/p-GaAs için hesaplanan başka bir değer  $\Phi_B$  potansiel engel yüksekliğdir. Oda sıcaklığında ölçülen I-V değerlerinden bulunan  $\Phi_B$  değeri 0,53 eV bulundu. Voltaja bağlı idealite faktörünü ve effektiv engel üksekliğini

$$n(V) = q.d(V-IRs) / kTLn(I/I_0) \qquad (4.20)$$

$$\Phi_{\rm e} = \Phi_{\rm B} + (1 - 1/n(V))(V - IR_s) \tag{4.21}$$

şeklinde yazabiliriz.

Gerilime bağlı durum yoğunluğu ise

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[ \frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_d} \right] .$$
(4.22)

şeklindedir. Burada  $\delta$ , oksit tabaka kalınlığı,  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_i$  yarıiletkenin ve yalıtkan tabakanın dielektrik sabitidir.

Metal p-tipi bir yarıiletkende arayüzey durumlarının enerjisi Ess ile yarıiletken yüzeyin valans bant Ev kenarı arasındaki ilşki aşağıdaki gibidir.

$$E_{ss}-E_{v} = q(\Phi e-V). \tag{4.23}$$

Çizelge 4.4. Au/p-GaAs için oda sıcaklığında doğru belsem I-V arakteristiklerinden Deneysel veriler kullanılarak hesaplanan voltaja bağlı, n(V), Φe(eV), Ess-Ev (eV), Nss(eV<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>)

V(V)	n(V)	Φe(eV)	Ess -Ev (eV)	Nss (eV <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup> )
0,06	1,21	0,534	0,47	1,10E+11
0,08	1,28	0,535	0,45	5,70E+11
0,1	1,35	0,534	0,43	9,77E+11
0,12	1,41	0,531	0,41	1,31E+12
0,14	1,45	0,525	0,39	1,56E+12
0,16	1,48	0,516	0,36	1,76E+12
0,18	1,51	0,503	0,32	1,91E+12
0,2	1,52	0,486	0,29	2,01E+12
0,22	1,54	0,466	0,25	2,09E+12
0,24	1,54	0,444	0,2	2,14E+12
0,26	1,55	0,419	0,16	2,16E+12
0,28	1,55	0,392	0,11	2,17E+12
0,3	1,55	0,363	0,06	2,16E+12
0,32	1,55	0,333	0,01	2,14E+12



Şekil 4.10. Au/p-GaAs oda sıcaklığında doğru belsem I-V karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım profili.

### 4.3. Kapasite – Voltaj (C-V) Karakteristikleri

Au/p-GAs'ın C-V ölçümleri 1MHz frekansta 80-400 K sıcaklık aralığında yapılmıştır. (Şekil 4.12) ve bu ölçümlerden; difüzyon potansiyeli (V<sub>d</sub>), ptansiel engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ), Fermi enerjisi (E<sub>f</sub>), alıcı (akseptör) yoğunluğu (N<sub>A</sub>), tüketim bölgesi genişliği (W<sub>d</sub>) gibi fiziksel parametreler belirlendi. Frekans olarak 1MHz seçilmesiyle, düşük frekanslarda meydana gelebilecek olan ara yüzey durumların etkisi ortadan kaldırılmış oldu.



Şekil 4.11. Diyodun 1 MHz de farklı sıcaklıklarda kapasite gerilim (C-V) grafiki.

Arayüzey durumları metal-yariiletken arayüzeyinde ki, yasak enerji aralığına dağılmış özel bir dağılıma sahiptirler. Arayüzey durumlarının etkisinde hemen hemen hiç olmadığı, yüksek frekans C-V eğrilerinin, kuvvetli yığılım bölgesindeki maksimum değerine karşılık gelen sığa değeri (Cox), yalıtkan oksit tabakasının sığasıdır [17,27]. Sığanın bu maksimum değeri (C=C<sub>ox</sub>= $\epsilon$ 'A/ $\delta$ ), ve diyot alanı (A=0.049 cm<sup>2</sup>) kullanılarak metal ve yarıiletken arasında oluşturulan yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı 32Å olarak hesaplandı. C<sup>-2</sup>-V Eğrilerinde 300 K sıcaklıkta bağlı parametreler. Çizelge4.1'den görüldüğü gibi düşük frekansa frekanslarda difüzyon potansieli (V<sub>d</sub>=V<sub>o</sub>+kT), tüketim tabakasının genişliği  $(W_D=2\epsilon\epsilon_0 V_d/(qN_A)^{1/2})$ , Fermi enerjisi,  $(E_F=(kT/q)Ln(N_V/N_A))$ , potansiel engel artan frekansla artarken, arayüzey durumları  $(\Phi_{\rm B}=V_{\rm D}+E_{\rm F}-\Delta\Phi_{\rm B})$ yüksekliği olarak fazla değişiklik göstermemektedir. Bu yoğunluğu frekansa bağlı davranışlar arayüzey durumlarının azalan frekansla a.c. sinyali takip edebilme özelliğinden kaynaklanmaktadır.  $C_2=N_A(deneysel)/N_A(teorik)$  ifadesinde bu oranın idealde 1 civarında ve ya 1 den küçük olması beklenir. Burada bulunan  $C_2$ literatüre yakın değerlerdir. Yarıiletken ile dengede olan N<sub>ss</sub>, sonucları a.c. sinyali düşük frekanslarda daha kolaylıkla takip edebilir ve ilave bir sığa üretebilir. Düşük frekansların aksine yüksek frekans limitinde Nss, a.c. sinyali takip edemez. Bundan dolayı arayüzey durumlarının sığasının, toplam sığaya katkısını ihmal edilebilecek ölçüde küçük kalır [1,2]. Bu sebeple yüksek frekanslarda N<sub>ss</sub>'nin a.c. sinyali takip edemeyeceğini sonuç olarak sığaya katkıda bulunamayacağı söylenebilir.

f (kHz)	V <sub>o</sub> (V)	N <sub>A</sub> (cm <sup>-3</sup> )	E <sub>f</sub> (eV)	V <sub>D</sub> (eV)	Ф <sub>в</sub> (C-V)(eV)	N <sub>SS</sub> (cm <sup>-2</sup> ev <sup>-1</sup> )	W <sub>d</sub> (cm)
10	0,167	1,50E+17	0,11	0,193	0,303	2,52E+11	4,32E-06
100	0,300	2,24E+17	0,10	0,326	0,426	1,54E+11	1,40E-06
300	0,400	2,24E+17	0,10	0,426	0,526	1,57E+11	5,25E-06
500	0,450	2,24E+17	0,10	0,476	0,576	1,26E+11	5,48E-06
700	0,500	2,50E+17	0,10	0,526	0,626	1,57E+11	5,46E-06
1000	0,593	2,24E+17	0,10	0,618	0,718	1,20E+10	8,80E-6

Çizelge 4.5. Au/p-GaAs yapı için C-V karakteristiğinden elde edilen parametreler.

Diyodun 1MHz frekansta ters beslem altındaki kapasite-voltaj (C-V) ölçümlerinden yararlanılarak çizilen  $1/C^2$ -V grafiği Şekil 4.13'de verilmiştir.

1MHz'de ters beslemde ölçülen kapasite–voltaj karakteristiğinden elde edilen C<sup>-2</sup>-V eğrilerinin gerilim eksenine uzatılması ile bulunan V<sub>0</sub> kesme geriliminden

yararlanılarak difüzyon potansiyelleri bulundu. Bu doğruların eğimleri kullanılarak N<sub>A</sub> alıcı (akseptör) yoğunlukları hesaplandı. T = 300 K'de oda sıcaklığında difüzyon potansieli (V<sub>d</sub>) ve alıcı yoğunluğu N<sub>A</sub>, sırasıyla V<sub>d</sub> = 0,618,  $N_A$  =2,24x10<sup>17</sup> cm-3 olarak bulunmuştur. V<sub>0</sub> ile V<sub>d</sub> arasındaki bağıntı ara yüzey durumları yokken;

$$V_{0} = V_{d} - \frac{kT}{q} = \frac{E_{g} - \phi_{m} + \chi}{q - E_{f} - Vy}$$
(4.24)

şeklindedir. Burada  $E_g$  yasak enerji aralığı,  $\Phi_m$  metalin iş fonksiyonu,  $\chi$  yarıiletkenin elektron yakınlığı,  $E_F$  Fermi enerjisi, Vy yalıtkan üzerine düşen potansiyeldir. Ara yüzey durumlarının görüldüğü hallerde V<sub>0</sub> ile V<sub>d</sub> arasındaki ilişki;



Şekil 4.12. Diyodun 1MHz'de değişik sıcaklıklardaki  $1/C^2$ -V değişim grafiki.

Ara yüzey durumlarının etkisi dikkate alındığında C<sup>-2</sup>-V doğrularının eğimi,

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V} = \frac{2}{q\varepsilon_s A^2 N_A} \frac{1}{(1+\alpha)}$$
(4.25)

şeklinde yazılabilir.  $1/(1+\delta) = C_2$  olarak tanımlanırsa  $C_2$  Eş.(4.25) yardımıyla

$$C_{2} = \frac{2}{q\varepsilon_{s}N_{A}} \left(\frac{\partial C^{2}}{\partial V}\right) \approx \frac{N_{A}}{N_{A}} = \frac{\varepsilon_{i}}{\varepsilon_{i} + qN_{ss}\delta} \qquad \text{yazılır.}$$
(4.26)

Difüzyon potansiyeli, Fermi enerjisi, potansiyel engel yüksekliği gibi temel parametrelerin yeterince sağlıklı hesaplanabilmesi için hemen hemen hiç ara yüzey durumu içermeyen yeterince yüksek frekastaki (1MHz)  $1/C^2$ -V eğrilerinin kullanılması gerekir [4,24,13].

Sığanın maksimum değeri Cox = $C(1+(G/C)^2)$  şeklinde verilir.

$$C = Cox = \varepsilon A / \delta \tag{4.27}$$

Ölçüm yapılan her sıcaklık için tüketim tabakasının genişliği,

$$W_{d} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{0}\varepsilon_{s}V_{d}}{qN_{A}}}$$
(4.28)

İfadesinden hesaplanabilir [8,14]. 300 K'de tüketim tabakanın genişliği Wd= 5,48x10<sup>-6</sup>cm bulundu. Diğer sıcaklıklar için tüketim tabakasının değerleri Çizelge 4.5' de verilmiştir.

Ayrıca her sıcaklık için Fermi Enerji seviyeleri,

$$E_{\rm F} = \frac{kT}{q} Ln \left( \frac{Nv}{N_A} \right) \tag{4.29}$$

ifadesiyle hesaplanabilir [8,14]. Burada  $N_v$ , valans bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu olup sıcaklığa,

$$N_{v} = 2 \left[ \frac{2\pi m_{h} * k}{h^{2}} \right]^{3/2} (T)^{3/2}$$
(4.30)

ifadesiyle bağlıdır. Burada  $m_h^*$  hollerin etkin kütlesidir. Eş.(4.30) bağıntısında elektronun etkin kütlesi  $m_h^* = 0,5 m_0$  alındığında oda sıcaklığında etkin durumların yoğunluğu 1,25 x  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup> olarak hesaplandı. Diğer sıcaklıklar için hesaplanan değerler Çizelge 4.7'de gösterildi.

Çizelge 4.6. Diyodun C-V karakteristiklerinden farklı sıcaklıklarda elde edilen N<sub>A</sub>, W<sub>d</sub>, ve V<sub>d</sub> parametreleri.

T(K)	$N_A(cm^{-3})$	W <sub>d</sub> (cm)	V <sub>d</sub> (V)
270	2,24E+17	4,40E-06	0,325
300	2,24E+17	5,48E-06	0,475
330	2,24E+17	5,68E-06	0,530
360	1,12E+17	8,30E-06	0,631
400	1,50E+17	8,94E-06	0,830

Buradan sıcaklığa bağlı GaAs için düz bant engel yüksekliği  $\Phi_{bf}$  (eV) ve engel yüksekliği  $\Phi_{B(C-V)}$  değerleri kullanılarak yasak enerji aralığı  $E_g$ ,

$$\Phi_{bf}(eV) = n\Phi_{b}(I-V) - \left[(n-1)\frac{kT}{q}Ln\left(\frac{N_{v}}{N_{A}}\right)\right]$$
(4.31)

$$E_{g}(T) = \Phi_{B(C-V)} + \Phi_{bf}$$

$$(4.32)$$

bağıntısıyla hesaplandığında oda sıcaklığı için (300 K)  $E_g = 1,33$  eV bulundu. C<sup>-2</sup>-V eğrilerinden elde edilen  $\Phi_B$ (C-V) potansiyel engel yüksekliği; difüzyon potansiyeli, Fermi Enerjisi,

$$\Phi_{\rm B}({\rm C-V}) = {\rm V_d} + {\rm E_F}$$
 şeklinde ifade edilir. (4.33)

Sıcaklığa bağlı saf taşıyıcı yoğunluğu ise

$$n_i(T) = 3,73 \times 10^{16} T^{3/2} \exp\left(-\frac{7014}{T}\right)$$
 (4.34)

Çizelge 4.7. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen ni,  $N_v$ ,  $\Phi_B ve E_F$  parametrelerinin farklı sıcaklıklardaki değerleri.

T(K)	ni (cm <sup>-3</sup> )	$N_v(cm^{-3})$	$\Phi_{\rm B}(\text{C-V})(\text{eV})$	E <sub>F</sub> (eV)
270	8,64E+8	1,06E+19	0,41	0,089
300	1,36E+10	1,25E+19	0,58	0,101
330	1,31E+11	1,44E+19	0,64	0.120
360	8,80E+11	1,64E+19	0,79	0,15
400	7,24E+12	1,85E+19	1,00	0,17
Kapasitans-gerilim (C-V) ve kondüktans-gerilim G/w-V ölçümleri sıcaklığında (10 kHz-400 kHz) belirli bir frekans aralığında yapıldı. Bu frekanslarda (10 kHz - 400 kHz) Au/p-GaAs için elde edilen C-V ve G/W-V eğrileri Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'de verilmiştir. Şekil 4.13'de görüldüğü gibi kapasitans artan frekansla azalmaktadır. Çünkü yüksek frekans C-V eğrisi T=1/ $\omega$  periyoduna sahip olacak ve bu süre oldukça küçük olduğu için ara yüzey durumlarındaki taşıyıcılar a.c sinyalini takip edemeyeceklerdir. Bu nedenle yüksek frekanslarda C-V eğrilerinde ara yüzey durumlarının katkısı olmadığı söylenebilir [4,24,22].



Şekil 4.13. Au/pGaAs için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında C (V, f) eğrileri.



Şekil 4.14. Au/p-GaAs için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında





Şekil 4.15. Au/p-GaAs yapının sıcaklığa bağlı G/w-V eğrileri.

Ara yüzey durumları (Eg) yasak enerji aralığına dağıldıklarından dolayı seri direnc (Rs), bu bölgelerde değişiklik gösterebilir. Bundan dolayı farklı frekaslarda gerilime bağlı seri direnç, Şekil 4.13. ve Şekil 4.14'deki değerlerden yararlanılarak MIS yapının güçlü yığılma alanındaki maksimum C<sub>max</sub> ve G<sub>max</sub> değerleri alınarak Eş.(4.33) 'den hesaplandı [24].

$$R_{s} = \frac{G_{mak}}{G_{mak}^{2} + \omega^{2} C_{mak}^{2}}$$
(4.34)

Şekil 4.16'da farklı frekans değerleri için gerilime bağlı hesaplanmış seri direnç değerleri görülmektedir. Sıfir gerilim yakınlarında ara yüzey durumlarından dolayı hem kapasitans (C) hem de iletkenlik(G/w) eğrisinde bir artış gözlenmektedir. Bu artış nedeniyle seri direnç bir pikten geçmekte ve bu pik azalan frekansla akümülasyon bölgesine doğru kayma göstermektedir.



Şekil 4.16. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Au/p-GaAs Schottky diyodun  $R_s(V, f)$  eğrileri.

## 5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada diyot yapımı için, [100] doğrultuda büyütülmüş p-GaAs kullanıldı. Hazırlanan Schottky diyotlarının akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerinin davranışı 80 - 400 K sıcaklık aralığında, 1MHz frekansta ve 10 kHz – 1MHz frekans aralığında incelendi. Bu diyodun, idealite faktörü, engel yüksekliği, doyum akımı, seri direnci, valans bandındaki durum yoğunluğu, Fermi enerjisi gibi temel parameteleri hesaplanarak Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.7' de verildi. Çizelge 4.1 de, sıcaklığın artmasıyla idealite faktörünün azaldığı ve potansiel engel yüksekliğinin arttığı görülmektedir. Ayrıca Cheung fonksiyonları yardımıyla Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'dan idealite faktörü ve engel yüksekliği hesaplanarak sonuçlar (Çizelge 4.3' de ) karşılaştırıldı ve uyum içinde olduğu gözlendi. Bu fonksiyonlar yardımıyla seri direnç değeri oda sıcaklığında 2 $\Omega$  olarak bulundu.

Akım-gerilim karakteristiğini gösteren LnI-V grafiğinde orta beslem bölgesi yaklaşık lineer bir bölgedir ve bu bölgede temel parametrelerin belirlenmesi daha kolaydır. Bu yüzden genelde diyotların temel parametreleri olan idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ) ve doyum akımı (I<sub>o</sub>) belirlenirken orta beslem bölgesi dikkate alınır. Ayrıca termiyonik emisyonun geçerli olduğu yer bu bölgedir. Schottky diyotlarının; idealite faktörleri, iletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu, Fermi enerjileri, engel yükseklikleri, doyum akımları gibi temel parametrelerin sıcaklığa bağlı değerleri Çizelge 4.1. ve Çizelge 4.7' de verildi.

Akım gerilim incelenmesinde orta beslem bölgesindeki lineer bölgenin eğiminden hesaplanan n değerlerinin (Çizelge 4.1.) birden büyük olması, ara yüzey durumlarının yüksek miktarda olmasının ve yalıtkan ara yüzey tabakanın varlığını göstermektedir [5,20]. İdealite faktörlerinin bu değerleri Au ve GaAs ara yüzeyinde varolan doğal oksit tabakasının 20 Å'dan daha büyük olacağını gösterir. Nitekim Au/p-GaAs için kuvvetli yığılma bölgesindeki kapasitans ölçümlerinden elde edilen oksit tabaka kalınlığı Eş 4.27'den (~32Å) olarak hesaplandı. Uygulanan gerilimin bir kısmının yalıtkan tabaka üzerine düşmesi sonucu diyot üzerine düşen gerilimde bir azalma olur. Bu durum I-V karakteristiklerinin ideal durumdan uzaklaşmasına sebep olur. Çizelge 4.1'de görülen doyma akımları yine I-V eğrilerinin lineer kısmının V eksenini kestiği noktadan elde edildi.

Şekil 4.1'de akım-voltaj karakteristiklerinden görüldüğü gibi Schottky diyotların ters beslem eğrileri, bir doyuma sahiptirler. İdealite faktörlerinin değerleri lnI-V grafiğinin doğru belsem bölgesindeki lineer doğrunun eğiminden Eş.(4.4) ile hesaplandı. Engel yüksekliği ise eğim değerinin Eş.(4.5)' de yerine konulması ile bulundu. Bu grafiğin y eksenini kestiği noktadan ise I<sub>0</sub> doyum akımı hesaplandı. Doğru beslem akım-voltaj değerlerinden 80-400K sıcaklık aralığında engel yüksekliği  $\Phi_{I-V} = 0,19-0,62$  eV ve idealite faktörü ise n = 6,74-1,23 değerleri arasında bulundu.

Şekil 4.8'de gösterildiği gibi, deneysel  $\ln(Io / T^2)$  nın sıcaklığa bağlı değişimi yüksek sıcaklıklarda bir doğru vermekte fakat düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmaktadır. Bu lineer kısmın yüksek sıcaklıklardaki eğiminden aktivasyon enerjisi 0,27 eV olarak elde edildi. Ln(I<sub>0</sub>/T<sup>2</sup>)-1000/T eğrisi engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişiminin bir sonucudur.

Hazırlanan Schottky diyotlarda hesaplanan diğer bir fiziksel parametre eklemin elektriksel davranışını belirleyen  $\Phi_B$  potansiyel engel yüksekliğidir. Oda sıcaklığında I-V ölçümlerinden hesaplanan  $\Phi_B$  değeri 0,62 eV' dur. Metal ile yarıiletken arasında bir oksit tabakası düşünüldüğünde  $\Phi_B$  değerleri literatürde metal- yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılar için hesaplanan  $\Phi_B$  değerleri ile uyumludur. Artan sıcaklıkla, Schottky engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalması metal-yarıiletken ara yüzeyindeki atomik homojensizliğinde bir fonksiyonu olarak açıklanabilir. Bu durum, elde ettiğimiz Schottky diyotların yüksek sıcaklıklarda daha çok ideal özellik gösterdiğini ve termiyonik emisyon modeline uyduğunu, deneysel sonuçlarla da iyi uyum halinde olduğunu, düşük sıcaklıklarda ise termiyonik emisyon teorisinden sapmalar olduğunu göstermektedir. Katkı atomlarının yoğunluğu Şekil 4.12' de verilen C<sup>-2</sup>-V grafiğinin eğiminden ve Eş. 4.25 den hesablandı. Diffuzyon voltajı (Vd) ise bu eğmin voltaj eksenini kestiği noktadan hesaplandı. Oda sıcaklığında tüketim bandının genişliği ise Eş 4.27.'den hesaplandı, engel yüksekliği  $\Phi_B$ =0,71 Fermi enerjisi E<sub>f</sub> = 0,10 ve arayüzey durum yoğunluğu N<sub>ss</sub>=1,5.10<sup>11</sup> sm<sup>-3</sup> hesaplanarak, Çizelge 4.5 de verildi. Farklı frekanslarda gerilime bağlı seri direnç Şekil 4.13 ve Şekil 4.14 'deki değerler kullanılarak Eş 4.34'den hesaplandı.

Schottky diyotlar yarıiletken teknolojisinde geniş bir kullanım alanına sahiptir. Bu devre elemanlarının karateristik parametrelerinin, farklı sıcaklıkta hangi değerleri aldığı, bu kontakların sanayide kullanımları bakımından önemlidir. Bu parametrelerin farklı ölçüm metotlarında farklı çıkmasının nedeni metal yarıiletken arasındaki homojensizlikten kaynaklanmaktadır. Schottky diyotların temel parametreleri belirlenirken sonuçların doğruluğu açısından hesaplamalarda seri direnç, engel homojensizliği, arayüzey durumları etkisi dikkate alınmalıdır.

## KAYNAKLAR

- Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2<sup>nd</sup> ed.", *Willey*, New York, 245 300 (1981)
- Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", Solid State Electron., 9: 1035 (1966).
- Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal -Semicondutor Contacts 2<sup>nd</sup> ed.", Oxford University Press, Oxford, 257 (1988).
- Cowley, A.M., Sze, S.M., "Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", J. Appl. Phys., 36: 3212-3216 (1965).
- 5. Sze, S.M., "Metal-Semicontuctor Contacts, Physics of Semicontuctors Devices, 2<sup>nd</sup> ed.", *Wiley*, New York, 225 (1981).
- Brillson, L.J., "The Surface and Properties of Metal-Semiconductor Interfaces", Surf. Sci. Reports., 2: 123-326 (1982).
- 7 . Rhodecik, E.H., Williams, R.H., "Metal-Semiconductor Contacts 2<sup>nd</sup> ed.", *Clarendon Press. Oxford*, 1-3 (1988).
- 8. Sharma, B.L.,"Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications", *Plenum Press*, New York and London, 176 (1984).
- Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal Semiconductor Solar Cells", *J. Appl. Phys.*, 46:1286-1289 (1975).
- Sing, A., Reinhardt, K.C. Anderson, W.A., "Temperature Dependence of Electrical Characteristics of Yb/p-InP Tunnel Metal-Insulator - Semiconductor Junctions", *J.Appl. Phys.*, 68: 3475-3483 (1990).
- 11. Card, H.C. and Rhoderick, E.H., "Studies of Tunnel MOS diodes I.Interface

Effects in Silicon Schottky Diodes ", J: Phys. D: Appl., 4 (1971).

- Werner, J. H. Güttler, H.H., "Transport Properties of Inhomegeneous Contacts", *Physica Scripta.*, 39: 258 (1991).
- Kar, S., Panchal, K.M. Brattacharya, S. And Varma, S., "On The Mechanism Of Carrier Transport In Metal - Thin-Oxide- Semicontuctor Diodes On Polycrystalline Silicon", *IEEE Trans. On Electron.Devices*, 29:(1839-1845).
- Mui, D., Striteon, S., Morkoç, H., "On the barrier lowering and ideality factor of ideal Al/GaAs Schottky diodes", *Solid State Electron.*, 34: 1077-1082 (1991).
- Ray, W. P., Mabrook M. F. and Nabok, A. V., "Transport mechanisms in porous silicon", *J. Appl. Phys.*, 84: 3232 - 3235 (1998).
- Kar, S., Ashok, S. And Fonash, S., "Evidence of Tunnel-Asisted Transport in Nondegenarate MOS and Semiconductor - Oxide - Semiconductor Diodes at Room Temperature", *J. Appl. Phys.*, 51: 3417-3421 (1980).
- Singh, A., "Characterisation of Interface States at Ni/nCdF<sub>2</sub> Schottky Barrier, *Solid State Electron.*, 28 (3): 223-232 (1985).
- Bardeen, J., Brattain, W. H., "Nature of the forward current in germanium point contacts", *Phys. Rev.*, 74: 231-232 (1948).
- U.P.Singh, P.C. Srivastava, 'Hydrogenation studies in p-GaAs', Semicond. Sci. Technol., 13: 1219-1224 (1998)
- M. Passlack, N. E. J. Hunt, E. F Schubert, G. J. Zydzik, M. Hong, J. P. Mannaerts, M. Passlack, R. L. Opila, and R. J. Fischer. "Dielectric properties of electron-beam deposited Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films" *Appl. Phys. Lett.*, *l*. 64, 20 (1994).

- Werner, J.H. and Güttler, H.H., "Barrier Inhomegeneities At Schottky Contacts", J. Appl. Phys., 69: 1522-1533 (1991).
- Haddara, H.S., El-Sayed, M., "Conductance technique in MOSFETs: Study of interface trap properties in the deplation and weak inversion regimes", *Solid State Electron.*, 31(8): 1289-1298 (1988).
- D.A. Evans, T.P. Chen, Th. Chasse, K. Horn, M. Von der Emde and D.R.T. Zahn "Investigation of Schottky barrier formation for transition metal overlayers on InP and GaP(110) surfaces", *Surface Science* 269/270 (1992).
- Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", *John Willey and Sons*, New York, 288 (1982).
- 25. Hsun Hua Tseng and Ching-Yuan Wu, "A simple interfacial layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky barrier diode" *Solid State Electron.*, 30:383-390 (1987).
- 26. Cova, P. And Singh, A., "Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes ", Solid State Electron., 33: 11 (1990).
- Crowell, C.R. and Sze, S. M., "Surface States and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", *J. Appl. Phys.*, 36: 3212-3220 (1965).
- Padovani, F.A. and Stratton, R., "Field and Termionic Field Emission in Schottky Barriers", *Solid State Electron.*, 9: 695-707 (1966).
- Saxena, A.N., "Forward Current-Voltage Characteristic of Schottky Barriers On Type Silicon", *Surface Science*, 13: 151-171, (1969).

- 30. Sharma, B.L., "Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their Applications", *Plenum Press*, New York and London, 49 (1984).
- Saxena, A. N., "Forward Current- Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon", *Surface Science*, 13 : 151-171 (1969).
- 32. Du.A.Y.,Zang L. Investigation of Dislocation and Traps MBE Grown p/InGaAs/GaAs Heterostructures; *National University of Singapure*, (1998).
- Cheung N.W., Appl.Phys. Lett., 49, 85-87, (1986). Norde H., Cheung S. K., J. Appl. Phys., 50(7): 50 -54 (1979).

## ÖZGEÇMİŞ

## Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı	: Asimov, Ahmet	
Uyruğu	: Azerbaycan	
Doğum Tarihi ve Yeri	: 05.08.1986-Bakü	
Medeni Hali	: Bekar	
Telefon	: 05457913244	
e-mail.	: fizikasimov@hotmail.com	
Făitim Dorogo	Fžitim Dinimi	ъл · , л · · і ·
Egitim Derece	Egitim Birimi	Mezuniyet Tarini
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi / Fizik	Mezuniyet Tarini
Yüksek lisans Lisans	Gazi Üniversitesi / Fizik Bakü Devlet Üniversitesi / Fizik	2007
Yüksek lisans Lisans Lise	Gazi Üniversitesi / Fizik Bakü Devlet Üniversitesi / Fizik Abdullah Hamzayev Lisesi	2007 2003