

**SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN Ni/n-GaAs
SCHOTTKY ENGEL DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK
PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE
SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİ**

Nezir YILDIRIM

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT
2009
Her hakkı saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN Ni/*n*-GaAs
SCHOTTKY ENGEL DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK
PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE SICAKLIĞINA
BAĞLI DEĞİŞİMLERİ

Nezir YILDIRIM

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM
2009

Her Hakkı Saklıdır

Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT danışmanlığında, Nezir YILDIRIM tarafından hazırlanan bu çalışma 13/02/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından, Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Tahsin Kılıçoğlu

Imza :

ye: Prof. Dr. Abdülmecit Trit

Imza

ye: Prof. Dr. Mehmet Ertagrul

Imza :

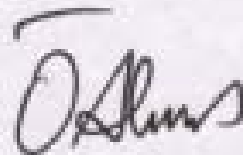
ye: Prof. Dr. Mustafa Sağlam

Imza :

ye: Doç. Dr. Cevdet Coşkun

Imza :

Yukarıdaki sonucu onaylarım



Prof. Dr. Ömer AKBULUT
Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN Ni/n-GaAs SCHOTTKY ENGEL
DIYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE
SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİ

Nezir YILDIRIM

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

Yaklaşık olarak $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı yoğunluğuna sahip *n*-tipi GaAs kristali kullanılarak, Ni/*n*-GaAs/In Schottky engel diyotları (SED) sputter (saçtırma) tekniği ile hazırlanmıştır. Ni/*n*-GaAs/In SED'leri 200°C ve 400°C 'de iki dakika, 600°C ile 700°C 'de birer dakika ısı olarak tavlanan diyotların oda sıcaklığında termal kararlılığı ve numune sıcaklığına bağlı termal kararlılığı 60-320 K aralığında 20 K'lik basamaklarla akım gerilim (*I-V*) karakteristikleri kullanılarak araştırılmıştır. Schottky engel yüksekliği (SEY) ve idealite faktörü değerleri her tavlama işlemi sonrasında numune sıcaklığına bağlı olarak ölçülen doğru belsem *I-V* karakteristiklerinden hesaplanmıştır ve sonra SEY ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı grafikleri çizilmiştir. 400°C 'de tavlanan diyot için, idealite faktörlerinin 60-320 K aralığında ideal durum olan 1'e yakın kaldığı görülmüştür. 300 K'de tavlamanın yapılmadığı (referans) diyot için engel yüksekliği değeri 0,84 eV iken 400°C 'de tavlanan diyot için 0,88 eV değerine ulaşmıştır. 700°C 'deki ısı tavlama işlemi sonrasında ölçülen tüm numune sıcaklığı üzerinden Schottky diyot özelliklerini korudukları gözlemlenmiştir. Engel yüksekliğinin azalması numune sıcaklığı ile azalmasına karşın idealite faktörü değerlerinin artması engelin yanal inhomojenliğine göre açıklanmıştır. Ayrıca, sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri çoklu (multi) Gaussian dağılım fonksiyonlarına göre araştırılarak bazı yazarlar Yu-Long *et al.* (2002) ve Chand and Kumar (1997) tarafından önerilen ikili Gaussian dağılımına uyduğu görüldü. Deneysel *T'* ye karşı *nT* grafiklerine yapılan fitlerin eğimlerinden 400°C 'de tavlanan numune için T_0 değeri ideal Schottky kontakına paralel 160-320 K aralığında $T_0=14,76 \text{ K}$ ve 60-140 K aralığında $T_0=39,40 \text{ K}$ olarak, iki lineer çizgi elde edilmiştir. 400°C 'de tavlanan numune için *T'*ye karşı *nT* grafiklerinin ideal duruma yaklaştığı görülmüştür. Bunlardan başka, tüm diyotların 60-320 K aralığındaki deneysel *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin, Yu-Long *et al.* (2002) tarafından inhomojen engel yükseklikli diyotlar için önerilen double-Gaussian dağılım fonksiyonuna göre, fit eğrileriyle iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. Böylece, diyotların 700°C tavlama işlemiyle diyot özelliklerini koruduğu ve 400°C 'de tüm ölçüm sıcaklığı üzerinden ideale yakın diyot özelliği gösterdikleri deneysel olarak gözlemlenmiştir.

2009, 91 Sayfa

Anahtar Kelimeler: GaAs, ısı tavlama, Schottky engel inhomojenliği, Schottky engel yüksekliği, Metal-yarıiletken kontaklar, numune sıcaklığı.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

EFFECTS OF SAMPLE TEMPERATURE AND THERMAL ANNEALING ON CHARACTERISTIC PARAMETERS OF SPUTTERED Ni/*n*-GaAs SCHOTTKY BARRIER DIODES

Nezir YILDIRIM

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

Supervisor: Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

It has been prepared the sputtered Ni/*n*-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs) which consist of as-deposited, and diodes annealed at 200⁰C, 400⁰C for 2 min and 600⁰C, 700⁰C at 1 min. The effect of thermal annealing on the temperature-dependent current-voltage (*I-V*) characteristics of the diodes which are prepared by magnetron DC sputtering has been experimentally investigated. The *I-V* characteristics have been measured in the temperature range of 60-320 K with steps of 20 K. It has been seen that the Schottky barrier height (SBH) slightly increased from 0.84 (as-deposited sample) to 0.88 eV at 300 K when the contact has been annealed at 400⁰C. It has been seen that the diodes exhibit a rectifying behavior even 700⁰C annealing. The SBH increased while the ideality factor decreased with increasing annealing temperature for each sample temperature. The ideality factor and barrier height values have changed by change of the sample temperature, the case has been attributed to the presence of the lateral inhomogeneities of the barrier height. The temperature dependent *I-V* characteristics of the diodes have been discussed in terms of the multi-Gaussian distribution model. The experimental data good have agree with the fitting curves over whole measurement temperature range indicating that the SBH inhomogeneity of our as-deposited and annealed Ni/*n*-GaAs SBDs can be well described by a double-Gaussian distribution suggested by some authors, Yu-Long *et al.* (2002) and Chand and Kumar (1997). The slope of the *T* versus *nT* plot for the samples have approached to unity with increasing annealing temperature and become parallel to that of the ideal Schottky contact behavior for the 400⁰C annealed diode. Thus, it has been concluded that the thermal annealing process translates the contacts into thermally stable and nearly ideal Schottky contacts.

2009, 91 Pages

Keywords: GaAs, thermal annealing, Schottky barrier inhomogeneity, Schottky barrier height, metal-semiconductor contact, sample temperature.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Çalışmalarım süresince her türlü destek ve yardımlarını gördüğüm, bilimsel alanda hiçbir zaman desteğini esirgemeyen ve büyük fedakârlık gösteren çok kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e çok teşekkür ederim.

Ayrıca, deneysel çalışmalarım boyunca yardımlarını gördüğüm Sayın Yrd. Doç. Dr. Hülya DOĞAN'a da çok teşekkür ederim. Laboratuar çalışmalarım sırasında numunelerin hazırlanmasında ve ölçümlerin alınmasında yardımcı olan Doktora Öğrencisi Sayın Hatun KORKUT'a ve Sayın Kadir EJDERHA'ya ve tüm Fizik Bölümü elemanlarına çok teşekkür ederim.

Atatürk Üniversitesi araştırma fonunca desteklenen BAP 2006/51 numaralı ve TÜBİTAK tarafından desteklenen 105T487 numaralı projeler kapsamında çalışmalarımı tamamladım. Desteklerinden dolayı Atatürk Üniversitesi ve TÜBİTAK'a ayrıca teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında görmüş olduğum destek ve teşviklerinden dolayı eşime çok teşekkür ederim.

Nezir YLDIRIM

şubat 2009

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	4
3. MATERYAL ve YÖNTEM	7
3. 1. Metal-Yarıiletken Kontaklar	7
3.1.1. Giriş	7
3.1.2. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar	8
3.1.3. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken omik kontaklar.....	10
3.1.4. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken–metal yapısı	11
3.2. Schottky Diyotlarda Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi	12
3.3. Gaussian Dağılım Modellerine Göre Schottky Engel Yüksekliğinin İnhomojenliğinin Analizi	17
3.3.1. İnhomojen engel yüksekliği	17
3.3.2. Single (tekli) Gaussian dağılım modeli	19
3.3.3. Double (ikili) Gaussian dağılım modeli	22
3.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Tükenim (Depletion) Bölgesi Sığıması ...	24
3.5. Kontak Üretim Yöntemleri	27
3.5.1. Buharlaştırma tekniği	28
3.5.2. Sputtering (saçtırma) yöntemi	29
3.5.3. Kimyasal kaplama ile kontak yapma	31
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	32
4.1. Numunenin Temizlenmesi ve Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi	32
4.2. Diyotlar Tavlanmadan Önce ve Tavlandıktan Sonra Elde Edilen Sonuçlar	34
4.2.1. Numunelerin oda sıcaklığında alınan ölçülerine ilişkin sonuçlar	34

4.2.2. Numune sıcaklığına bağlı alınan ölçümler ve hesaplamalar	43
4.3. Kapasite-Gerilim ($C-V$) Ölçümleri ve Yapılan Hesaplamalar	67
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	76
KAYNAKLAR.....	87
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
AC	Alternatif akım
$^{\circ}C$	Santigrad derece
$C-V$	Kapasite- gerilim
$C-f$	Kapasite-frekans
DC	Doğru akım
E_c	İletkenlik bandının tabanının enerjisi
E_{fm}	Metalin fermi enerji seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin fermi enerji seviyesi
E_v	Valans bandının tavanının enerjisi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_o	Boşluğun dielektrik sabiti
e	Elektronun yükü
$f(E)$	Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu
Φ_{ap}	Görünen engel yüksekliği
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
Φ_b	Engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_{bo}^{hom}	Schottky diyotun homojen engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$G-V$	Kondüktans-gerilim
$I-V$	Akım-gerilim
I_0	Satürasyon akımı
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu

$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_0	Ters belsem doyma akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
K	Kelvin
m_n^*	Elektronun etkin kütlesi
m_e	Elektronun kütlesi
n	İdealite faktörü
nm	Nanometre
n_i	Asal yarıiletkenlerde elektron konsantrasyonu
N_d	Donor konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
W	Uzay yükü bölgesinin genişliği
ρ	Ağırlıklı Gaussian fonksiyonunun deneysel verilerden elde edilen fit parametresi
R_s	Seri direnç
r.f.	Radyo frekans
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
σ_s	Standart sapma
V_d	Difüzyon potansiyeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1.	Metal n-tipi yarıiletken kontağın kontakta önce oluşan enerji-band diyagramı	8
Şekil 3.2.	$\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal n-tipi yarıiletken kontakta ait kontakta sonra termal denge durumunda enerji bant diyagramı.....	9
Şekil 3.3.	$\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal n-tipi yarıiletken kontakta önce oluşan enerji-band diyagramı	11
Şekil 3.4.	Metal n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı a) ters beslem altında ($V > 0$) b) doğru beslem altında ($V < 0$).....	11
Şekil 3.5.	n^+nM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı.....	12
Şekil 3.6.	Düz beslem altındaki metal yarıiletken Schottky kontakta imaj azalma etkisine ait enerji-band diyagramı.....	13
Şekil 3.7.	Homojen olmayan Schottky engel yüksekliği için enerji bant diyagramı.....	18
Şekil 3.8.	Sputtering (saçtırma) sisteminin şeması	30
Şekil 4.1.	VAKSİS Ar-Ge ve Mühendislik Şirketinden satın almış olduğumuz PVD-HANDY-3S sputter ve termal buharlaştırma ünitesi	33
Şekil 4.2.	PVD-HANDY-3S vakum sisteminin içerisinde üstten görünüşü	34
Şekil 4.3.	Tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristikleri	37
Şekil 4.4.	Tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği	37
Şekil 4.5.	200°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri	38
Şekil 4.6.	200°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği	38
Şekil 4.7.	400°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri	39
Şekil 4.8.	400°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği	39
Şekil 4.9.	600°C'de tavlammamış bazı Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri.....	40
Şekil 4.10.	600°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği	40
Şekil 4.11.	700°C'de tavlammamış bazı Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri	41
Şekil 4.12.	700°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	41
Şekil 4.13.	Ni/n-GaAs diyotların engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi	42
Şekil 4.14.	Isıl olarak tavlammamış ve 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlammamış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin, oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri	43

Şekil 4.15.	Tavlanmamış A1 Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri	45
Şekil 4.16.	Tavlanmamış A1 Ni/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel ve teorik değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği	45
Şekil 4.17.	Tavlanmamış A2 Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri	46
Şekil 4.18.	Tavlanmamış A2 Ni/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel ve teorik değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği	46
Şekil 4.19.	Tavlanmamış A3 Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarılogaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri	47
Şekil 4.20.	Tavlanmamış A3 Ni/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel ve teorik değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği	47
Şekil 4.21.	Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotların 60-320 K sıcaklık aralığında deneysel olarak bulunan numune sıcaklığına karşı engel yüksekliği değerlerinin grafikleri	48
Şekil 4.22.	Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_A dağılım eğrileri	49
Şekil 4.23.	Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_B dağılım eğrileri	49
Şekil 4.24.	Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{top} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri	50
Şekil 4.25.	200 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri.....	51
Şekil 4.26.	400 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri	52
Şekil 4.27.	600 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri	53
Şekil 4.28.	700 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem $I-V$ karakteristikleri.....	54
Şekil 4.29.	Isıl olarak tavlanmamış ve 200 ⁰ C, 400 ⁰ C, 600 ⁰ C ve 700 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin, engel yüksekliği ve idealite faktörünün numune sıcaklığıyla değişimleri	57
Şekil 4.30.	Isıl olarak tavlanmamış ve 200 ⁰ C, 400 ⁰ C, 600 ⁰ C ve 700 ⁰ C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin engel yüksekliğine karşı sıcaklık grafikleri	58
Şekil 4.31.	Ni/n-GaAs diyotların Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'deki veriler kullanılarak ölçülen bazı sıcaklıklar için engel yüksekliğinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi	59
Şekil 4.32.	Ni/n-GaAs diyotların Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'deki veriler kullanılarak ölçülen bazı sıcaklıklar için idealite faktörünün tavlama	

	sıcaklığına bağlı değişimi	60
Şekil 4.33.	Isıl olarak tavlınmamış (A1) ve 200 ⁰ C, 400 ⁰ C, 600 ⁰ C ve 700 ⁰ C'de tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{top} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri	60
Şekil 4.34.	Tavlınmamış ve 200 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyodların 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri	62
Şekil 4.35.	400 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafiği	62
Şekil 4.36.	600 ⁰ C ve 700 ⁰ C'de tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri	63
Şekil 4.37.	Tavlınmamış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)	65
Şekil 4.38.	200 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)	65
Şekil 4.39.	400 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)	66
Şekil 4.40.	600 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)	66
Şekil 4.41.	700 ⁰ C tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)	67
Şekil 4.42.	Tavlınmamış (A1, A2, A3) Ni/n-GaAs Schottky diyodların 500 kHz'de C^2-V grafiği	69
Şekil 4.43.	Tavlınmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $C-V$ grafiği	70
Şekil 4.44.	Tavlınmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C^2-V grafiği	70
Şekil 4.45.	Tavlınmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $C-V$ grafiği	71
Şekil 4.46.	Tavlınmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C^2-V grafiği	71
Şekil 4.47.	Tavlınmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $G-V$ grafiği	73
Şekil 4.48.	Tavlınmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $G-V$ grafiği	73
Şekil 4.49.	Tavlınmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $1000/T$ 'ye karşı taşıyıcı yoğunluğu grafiği	75
Şekil 4.50.	Tavlınmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $1000/T$ 'ye karşı taşıyıcı yoğunluğu grafiği	75

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1.	Oda sıcaklığında homojen engel yüksekliği değerlerinin tavlama sıcaklığı ile değişimi	42
Çizelge 4.2.	Tavlınmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotları için (4.5) denkleminde elde edilen fit parametreleri.....	48
Çizelge 4.3.	Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen tüm sıcaklık aralığında Tavlınmamış, 200 ⁰ C ve 400 ⁰ C'de tavlınmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklık ve tavlama göre değişimi	55
Çizelge 4.4.	Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen tüm sıcaklık aralığında Tavlınmamış, 600 ⁰ C ve 700 ⁰ C'de tavlınmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklık ve tavlama göre değişimi.....	56
Çizelge 4.5.	Ni/n-GaAs Schottky diyot için (4.5) denkleminde elde edilen fit parametreleri	57
Çizelge 4.6.	Double-Gaussian dağılım fonksiyonu, Richardson ve idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin tavlama sıcaklığı ile değişimi	64
Çizelge 4.7.	Tavlınmamış (A1, A2, A3) Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için C-V ölçümlerinden hesaplanan bazı diyot parametreleri	69
Çizelge 4.8.	Tavlınmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodu için C-V ölçümlerinden hesaplanan bazı diyot parametreleri	72
Çizelge 5.1	Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri	78
Çizelge 5.2.	Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen tüm sıcaklık aralığında Tavlınmamış, 200 ⁰ C ve 400 ⁰ C'de tavlınmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin ısı tavlamanın bir fonksiyonu olarak numune sıcaklığına göre değişimi	82

1. GİRİŞ

Günümüz elektronik devre elemanları endüstrisinde metal-yarıiletken kontaklar oldukça önemli bir yere sahiptirler. Bu devre elemanlarından, güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), Schottky diyotlar (SD), yarıiletken dedektörler, hızlı anahtar (switching) uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatörler) ve mikrodalga devre elemanları olarak faydalanılmaktadır. III-V yarıiletkenler ticari önemlerinden dolayı geniş kullanım alanına sahiptirler.

Yarıiletken devre elemanlarının kararlılık, güvenilirlik ve performansı onların yüzey durumuna ve bu elemanları hazırlama şartlarına bağlıdır (Ziel 1968; Türüt vd 1992). Çok itinalı bir fabrikasyon yapılmadıkça, metal ve yarıiletken arasında ince arayüzey doğal oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Böyle yalıtkan bir tabaka Schottky diyodunu metal-arayüzey tabakası-yarıiletken (MIS) diyotuna çevirir ve doğal oksit tabakasının varlığından dolayı diyodun performans ve güvenilirliği düşer (Cowley and Sze 1965; Card and Rhoderick 1971; Sze 1981; Tseng and Wu 1987; Horvath 1988, Werner 1988; Türüt ve Sağlam 1992; Chattopadhyay 1996; Türüt vd 1996). İşte bu oksit tabakasının ve yaşlanmanın Schottky diyotların akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristikleri veya diyot parametreleri üzerinde etkisinin ortadan kaldırılması ve kararlı ve güvenilir metal/yarıiletken kontakların yapılması bu çalışmanın amacıdır.

Metal ve yarıiletken kantağın arayüzeyinde mevcut istenilmeyen etkenlerden dolayı potansiyel engel yüksekliği (PEY), genellikle, beklenen değerden farklı bir değerde oluşur, zamanla değişir (yaşlanma) ve kararlı kalmaz. Çeşitli işlemlerle, potansiyel engelinin ve diyot parametrelerinin kararlı kalması sağlanabilir. Bu işlemlerden birkaçı metal ile yarıiletken arayüzeyinde yalıtkan bir tabaka oluşturmak veya metal-yarıiletken kantağı ısı olarak tavlama şeklinde sıralanabilir. Tavlama, sistemi termal dengeye getirmeye meyillidir ve daha kararlı bir yapıya yol açar. Ayrıca, bileşik yarıiletkenlerin (GaAs, InP, vs) yüksek sıcaklık tavlama anyonların yok olmasına ve donör

kusurlarının oluşumuna yol açtığı bilinir (Woodall *et al.* 1981; Kirchner *et al.* 1985; Brillson *et al.* 1982; Grant *et al.* 1981). Metal yarıiletken kontakların PEY'nin kararlılığını ve performansını iyileştirmek için son zamanlarda en çok tercih edilen metot, yarıiletken taban malzemenin yüzeyleri üzerine gerekli metal kontaklar oluşturulduktan sonra, metal-yarıiletken yapının ısı olarak tavllanması metodudur. Bu metotla, yarıiletken yüzeyine Schottky kontak (doğrultucu kontak) olarak buharlaştırılan reaktif veya refractory (yüksek sıcaklık tavlmasına dayanıklı) metaller vasıtasıyla PEY iyileştirilebilir. Böyle bir durumda, ısı tavlama olmadan dolayı, Schottky metali, yarıiletken yüzeyindeki tabii oksit tabakasıyla veya yarıiletkenle kimyasal reaksiyona girerek arayüzeyde intermetalik bir tabakanın oluşması ve sistemin kararlı olması sağlanır. GaAs ile Schottky kontak haline getirilecek refractory metallerinin, ısı tavlama ile, Schottky diyot karakteristiğini koruyacağı ve arayüzeydeki doğal oksit tabakasını ve yarıiletken yüzeyindeki kusurları indirgeyeceği elektronik sanayisinde, kaliteli ve kullanım süresi boyunca kararlılığını koruyacak devre elemanı üretimi bakımından, önemli bir yere sahiptir.

Yarıiletken yüzeyinin farklı işlemlere maruz bırakılması Schottky engel yüksekliğinin değişimine sebep olduğu deneysel olarak bulunmuştur. Bununla birlikte, yarıiletken yüzeyine, Schottky kontak oluşumu için, buharlaştırılan metallerle yarıiletken yüzey şartlarının değişimi veya çeşitli işlemlerden dolayı oluşan metalik fazlar Schottky engel yüksekliğini değiştirebilir. Bu yüzden, Schottky engel yüksekliğinin ısı tavlama karşı davranışı teknolojik sebeplerin yanı sıra bilimsel olarak geniş bir ilgiye sebep olmuştur (Huang and Yang 1991).

Çalışmamızda, Si katkılanmış, (100) doğrultusunda büyütülmüş $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı konsantrasyonuna ve $400 \pm 20 \text{ } \mu\text{m}$ kalınlığında, iki yüzü parlatılmış *n*-tipi GaAs wafer kullanılmıştır. Saçırma (sputtering) tekniğiyle Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotlar imal edilmiştir. Bu diyotların, 60-320 K'lik numune sıcaklığı aralığında *I-V* karakteristiklerinin kararlılığı ısı tavlama ile ilgili olarak incelenmiştir. Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotlar, tavlama öncesi benzer şartlarda hazırlanan üç diyotun 60-320 K numune sıcaklığı aralığında 20 K'lik adımlarla *I-V* ve *C-V* ölçümleri alınmıştır. Daha

sonra 200⁰C ve 400⁰C'de 2 dakika ve 600⁰C ile 700⁰C'de 1 dakika tavlanan diyotların numune sıcaklığına bağlı $I-V$ ölçümlerinden engel yüksekliği, idealite faktörü değerleri hesaplanmıştır. Bunlardan başka, tüm diyotların 60-320 K aralığındaki deneysel $I-V$ karakteristiklerinden hesaplan engel yüksekliği değerlerinin, Yu-Long et. al. (2002) tarafından inhomojen engel yükseklikli diyotlar için önerilen double-Gaussian dağılım fonksiyonuna göre incelenmiştir.

Böylece, $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan sonuçları numune sıcaklığına ve ısıl tavlamaya bağlı olarak Schottky diyodun karakteristik parametrelerinin nasıl değiştiği deneysel olarak incelenerek sonuçlar yorumlanmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

İlk metal-yarıiletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yarıiletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş bir telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. Nokta kontak diyotların gelişmiş versiyonu Schottky kontak olarak adlandırılır. Bu yapılar, eklem alanı üzerinde daha homojen kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine sınırlı alanlarda metal buharlaştırılarak oluşturulan düzlemsel kontaklardır.

Metal-yarıiletken arayüzeyinin en önemli özelliği, bu arayüzeyde oluşan potansiyel engelinin tabiatıdır. Bu konu ile ilgili ilk ciddi araştırma 1870'li yıllara dayanmaktadır. İlk sistemli araştırma 1874 yılında Braun'un bakır ve demir sülfat gibi metal kontaklarla yarıiletken arasındaki elektriksel iletkenliğin anti-simetrik yapısını bulmasına dayanır. Braun yaptığı metal-yarıiletken diyotları radyo dedektörü, radar dedektörü ve iki kutuplu entegre devrelerde anahtarlama hızını arttırmak için kullanmıştır (1874). 1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent almıştır. Pierce, 1907 yılında metali yarıiletkenin yüzeyine püskürtmüş ve diyotların doğrultucu özelliklerinin varlığını saptamıştır. Daha sonra, arayüzeydeki potansiyel engelinin oluşumu üzerinde çeşitli modeller önerilmeye başlandı. 1938 yılında Schottky ve yine aynı yılda Schottky'den bağımsız olarak Mott (1938), tarafından önerilen modellere göre elektronlar, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler. Mott'a göre potansiyel engeli kontak haline getirilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından dolayı aralarında bir potansiyel engeli oluşmaktadır. Elektrik alanının sabit olduğunu ve ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky (1938) ise tam tersine, Poisson denkleminde göre elektrik alanın doğrusal artması, elektrostatik potansiyelin karesel değişebilmesi için sabit konsantrasyonlu yüklü kirliliklerin bulunduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir. Rusya'da Davydov (1939) Schottky ile aynı fikirleri paylaşmıştır. II. Dünya Savaşı sırasında germanyum ve silisyum ile nokta kontak doğrultucular

mikrodalga radarlarında kullanılmıştır. 1942'de Bethe termoiyonik emisyon teorisinin metal yarıiletken doğrultucu kontaklara uygulanabileceğini göstermekle yarıiletken fiziğine çok önemli bir katkıda bulunmuştur.

1947 yılında Bardeen, yüzey hallerindeki net elektron yükü ve zıt işaretli uzay yükünden dolayı yarıiletkenin serbest yüzeyinde bir çift tabakanın (dipol tabakası) oluşacağını ileri sürmüştür. Son yıllarda Mead and Spitzer (1964), 14 element ve III-V yarıiletkenler için yarılmış yarıiletken yüzeyini kullanarak metal-yarıiletken sistemlerin engel yüksekliği üzerinde çalışmalar yapmışlardır. Bu çalışmalarında tüm durumlar için yüzeydeki Fermi seviyesi pozisyonunun metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu ve valans bant kıyısından itibaren enerji aralığının üçte birine çok yakın olduğunu belirlemişlerdir. Aynı şekilde Cowley ve Sze farklı metallerle yapılan Schottky diyotların engel yüksekliklerinin bu kontak metallerinin iş fonksiyonlarına bağlılığını araştırmışlar ve yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varmışlardır (1965). Schottky diyot yapılarının doğasının anlaşılması için yapılan birçok teorik ve deneysel çalışma vardır. Bunlar, yüzey halleri üzerine teorik çalışma (Heine 1965; Garcia-Moliner and Flores 1976; Tejedor *et al.* 1977), arayüzeyinin elektronik yapısı (Bardeen 1947; Andrews and Philips 1975; Louie and Cohen 1975), ara yüzey halleri (Levine 1971; Türüt ve Sağlam 1992; Ayyıldız vd 2001) ve ara yüzey tabakasının akım akışına karşı gösterdiği davranış üzerine (Brillson 1983; Rhoderick and Williams 1988) gibi çeşitli çalışmalardır. Metal-yarıiletken kontakların başka devre elemanlarıyla birlikte kullanımı, kontak yapımı sırasında yüzeyde oluşan doğal oksit tabakası üzerine yapılan çalışmalar (Morita 1990; Çetinkara vd 1999), bu yapıların oda sıcaklığında (Chang *et al.* 1971; Temirci vd 2001) ve sıcaklığın fonksiyonu olarak karakteristiklerinin değişimini (Crowell *et al.* 1964; Newman *et al.* 1986; Werner and Guttler 1991; Aboelfotoh 1991, 1993; Chand and Kumar 1996) incelemişlerdir. İlave olarak, Tung (2001) Schottky diyotlarla ilgili yaptığı çalışmalarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazı durumlarda termoiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini göstermiştir. İdealite faktörü $n > 1.03$ olması halinde termoiyonik emisyon modelinden sapmaların meydana geldiği ve bu durumun termoiyonik emisyon

modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ifade ederek bunun genellikle Schottky engel yüksekliğinin uygulama gerilimine bağlılığına atfedilebileceğini açıklamıştır. Ayrıca idealite faktörünün birden büyük olması ($n>1$); imaj kuvvet etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir. Chattopadhyay, Schottky diyotlarda elektrik iletkenliğini kontrol eden ve önemli bir parametre olan engel yüksekliğini, uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yüzey potansiyelinin değerlerini doğru beslem (DC) $I-V$ karakteristiklerinden elde ederek çizmiş olduğu grafikten belirlemiştir (1995).

Metal-yarıiletken kontakların çoğu doğrultucu kontaklardır. Orta ölçüde katkılanmış yarıiletkenler için engel yüksekliği üzerinde akım iletimi, yani Schottky kontakların $I-V$ karakteristikleri, engel yüksekliği (Φ_b) ve idealite faktörü (n) diye adlandırılan iki sabit parametre ile tanımlanır. Engel yüksekliğinin inhomojenliğinden dolayı bu iki parametre diyottan diyota farklılık gösterebileceği Mönch tarafından ortaya atılmıştır (1987). Bu bulgular Tung'un teoriksel sonuçlar üzerinde kurulan inhomojen Schottky kontakların sayısal simülasyonları ile açıklanmıştır (2001).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar

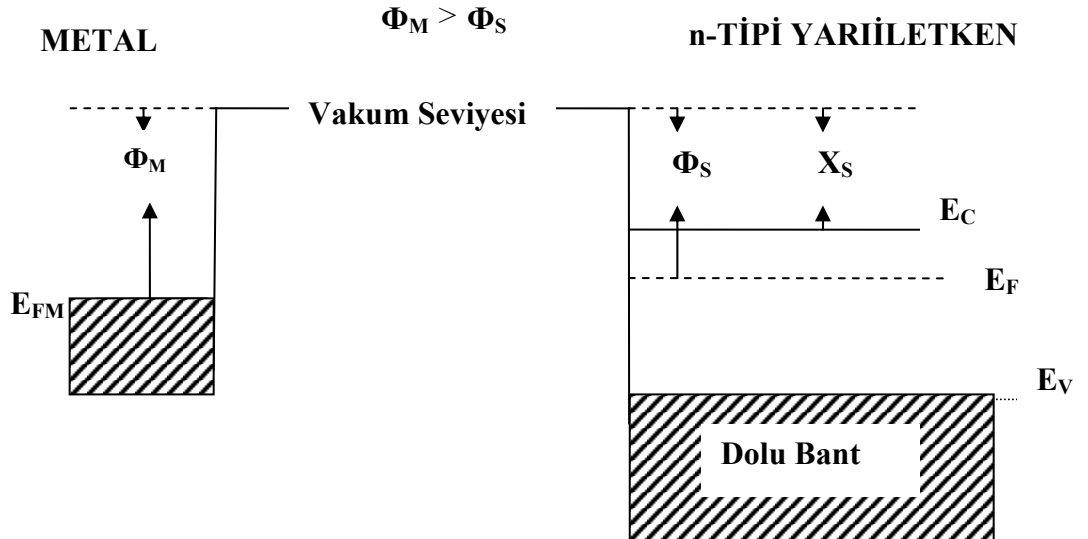
3.1.1. Giriş

Schottky diyodların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılmasının bir yolu da kristale uygun kontakların uygulanmasıdır. Kontak; genel anlamda iki maddenin en az, ideal durumda ise sıfır dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. Kontakın ideal olması, kontak maddelerinin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmalarıyla doğrudan ilişkilidir (Cowley and Sze 1965). Kontak haline getirilen maddeler arasında Elektrokimyasal potansiyelleri (fermi seviyeleri) aynı düzeye gelinceye kadar bir yük alış verişi olur (Ziel 1968). Bu durum, her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilgilidir.

İki madde kontak haline getirildiğinde her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı oluncaya kadar yük alış verişi olur. Termal denge sonunda Fermi düzeyleri aynı seviyeye gelinceye kadar yük alış-verişi olur. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında bu dipol tabakası kontakın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden oluşur. Oluşan bu kontak elektronlarının her iki yönde serbestçe hareket etmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır (Rhoderick and Williams 1988). Bu kural iki iletken arasında değil bir metal-yarıiletken (*n*-tipi yada *p*-tipi) arasında meydana getirilen kontak durumunda da geçerlidir. Metal-yarıiletken arasındaki kontaklar doğrultucu ya da omik kontak olabilir. Doğrultucu kontakta elektronlar bir yönde serbest hareket ederken ters yöndeki geçişleri potansiyel engel nedeni ile zorlaşır.

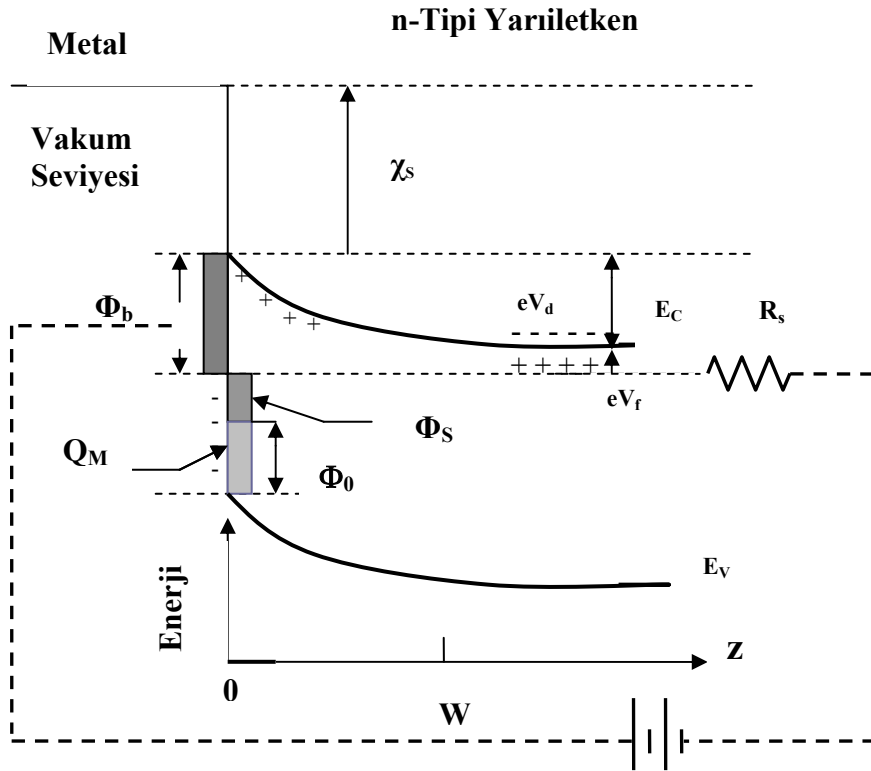
3.1.2. Metal n -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar

Doğrultucu kontak; taşıyıcıları (hol veya elektronlar) bir doğrultuda diğerine göre daha kolay geçiren yapılar olarak bilinir. Metal n -tipi yarıiletken Schottky kontaklarda, doğrultma mekanizmasının nasıl gerçekleştiğini görmek için bir metal ve bir n -tipi yarıiletken dikkate alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve $\Phi_m > \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda, Şekil 3.1’de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken, geride iyonize olmuş donörler bırakılırlar. Yük alışverişi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 3.2’de görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalmıştır. Sonuç olarak, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $(\Phi_m - \Phi_s)$ ve metal tarafındaki yüksekliği ise $\Phi_m - \chi_s$ kadardır.



Şekil 3.1. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal n -tipi yarıiletken kontakta önceki durumda oluşan enerji-band diyagramı

Potansiyel engeli metal tarafında dik olarak yükselirken, yarıiletken tarafında w genişliğine sahiptir. Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden $eV_d = \Phi_m - \Phi_s$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşır. Yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve bunlar yarıiletken gövdede hareketsiz olmalarından dolayı bunlara yüzey yükleri olarak değil bir yük dağılımı olarak bakmak gerekir.



Şekil 3.2. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal n -tipi yarıiletken kontakta ait kontakta sonra termal denge durumunda enerji bant diyagramı

Kontaktaki potansiyel engelden dolayı yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın w kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır. Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji potansiyel engelini aşabilecek büyüklükte olduğu zaman kontakta eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer.

Şayet yarıiletkenine bir $-V$ gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkenine geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle elektronların oluşturacağı akım da

değişmez. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletkene akan akım $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. Bu durumda oluşan net akım

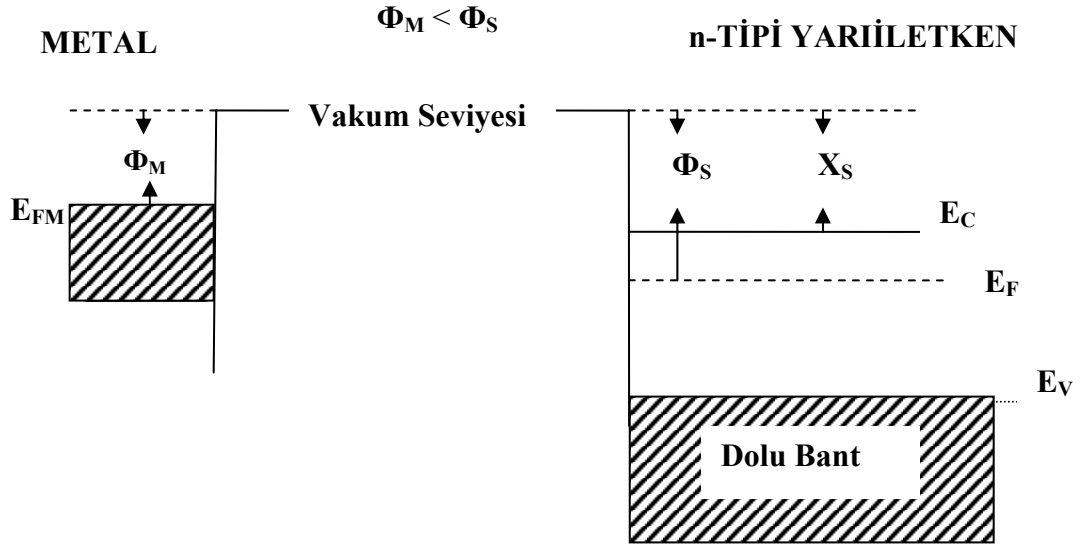
$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

ile verilir. I net akımı pozitiftir. Bu beslem durumuna doğru beslem denir. Yarıiletken tarafa $+V$ gerilimi uygulanırsa iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) ters beslem durumu denir.

3.1.3. Metal n -tipi yarıiletken omik kontaklar

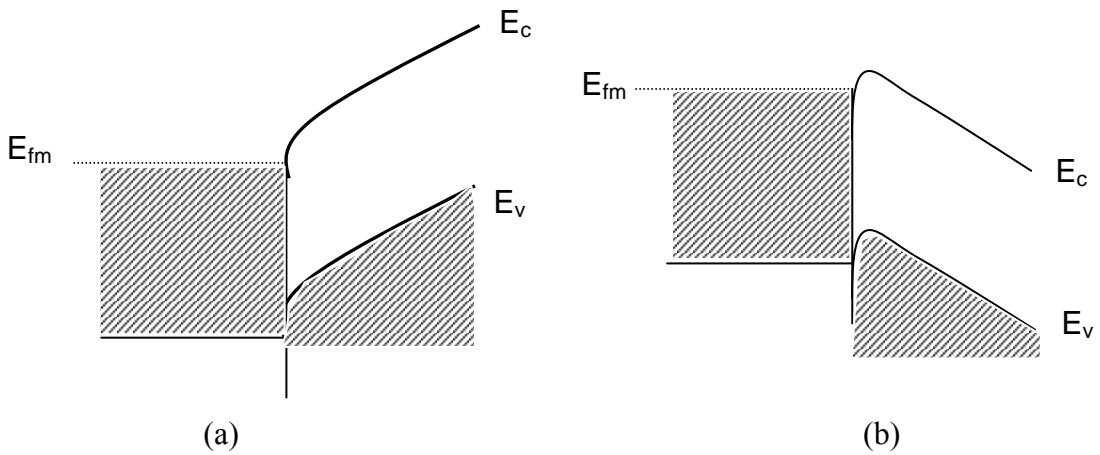
($\Phi_m < \Phi_s$) durumunda bir metalle bir yarıiletken kontak halinde olsunlar. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar aşağıdadır. Kontakta önceki enerji-band diyagramı Şekil 3.3'de görülmektedir. Kontakta sonra termal denge durumunda metalden yarıiletkene elektron akışı olur. Bu durumda yarıiletken yüzeyin n -tipliliği artar (aşırı n -tipi). Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride yüzey yükü tabakası meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur.

Şayet metal tarafına pozitif ($+V$) gerilimi uygulanırsa yarıiletkenden metale akan elektronlar için engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 3.4.a). Şayet metal tarafına ($-V$) gerilimi uygulanırsa yarıiletkenin aşırı doping durumundan dolayı elektronların karşılaşacağı engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene akacaktır (Şekil 3.4.b).



Şekil 3.3. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal n -tipi yarıiletken kontağın kontakdan önce oluşan enerji-band diyagramı

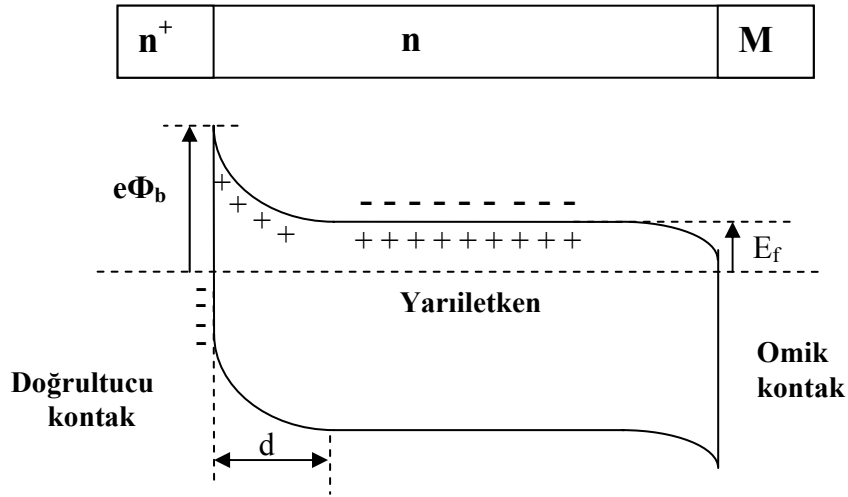
Sonuç olarak; elektronlar böyle bir kontakta her iki yönde kolayca hareket edebilirler. Bu tip kontaklara omik kontaklar denir. Omik kontakta bir voltaj uygulandığında, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir ($-V$) gerilim uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel 1968).



Şekil 3.4. Metal n -tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı a) ters beslem altında ($V > 0$) b) doğru beslem altında ($V < 0$)

3.1.4. Metal-*n*-tipi yarıiletken–metal yapısı

Metal- *n*-tipi yarıiletken-metal (n^+nM) yapısı, *n*-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine elektron bakımından çok zengin n^+ omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan *nM* doğrultucu kontağından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji bant diyagramı Şekil 3.5’de görülmektedir. n^+ omik kontak tarafına $V<0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. n^+ tarafına $V>0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslemde olur. n^+nM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 3.2’de görüldüğü gibi elektronlar için engel yüksekliği $e\Phi_b = eV_d + E_F$ ’ye eşittir.



Şekil 3.5. n^+nM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

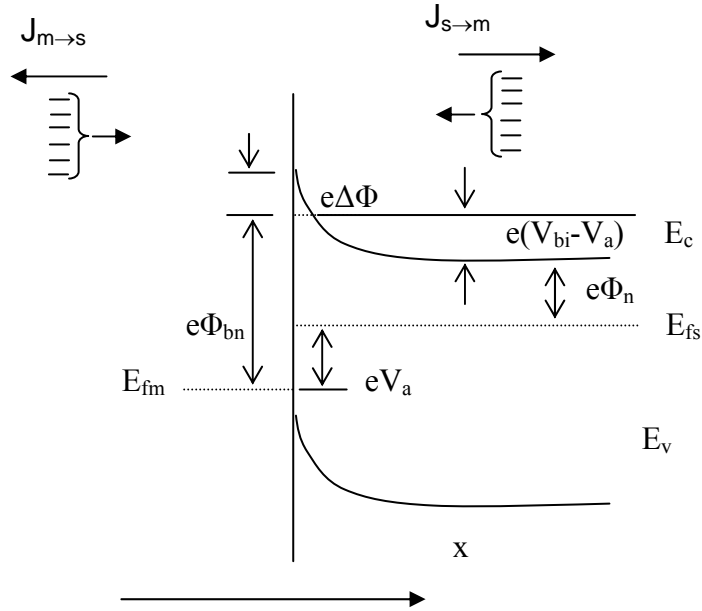
3.2. Schottky Diyodlarda Akım İletimi ve Termoyonik Emisyon Teorisi

Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeni ile taşıyıcıların salınması olayı termoyonik emisyon olarak bilinir. Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termoyonik alan emisyon teorisi ile açıklanmaktadır.

Metal yarıiletken Schottky kontaklarda termoyonik emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkeninden metale veya metalden

yariletkene geçmesidir. Schottky kontaklarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (Ziel 1968, Rhoderick and Williams 1988). Metal n-tipi yariiletken Schottky diyodlarda elektronlar, metal p-tipi yariiletken Schottky diyodlarda ise boşluklar akımı sağlar.

Termoiyonik emisyon teorisi oluşturulurken Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için Schottky kantağa ait potansiyel engelinin, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve Schottky bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.



Şekil 3.6. Düz beslem altındaki metal yariiletken Schottky kontaktaki imaj azalma etkisine ait enerji–band diyagramı

Şekil 3.6’da V_a büyüklüğünde doğru beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada $J_{s \rightarrow m}$ yariiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve $J_{m \rightarrow s}$ ise metalden yariiletkene doğru olan akım yoğunluğudur. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} V_x dn \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_c metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerjidir. V_x sürüklenme yönündeki hızdır. Artan elektron konsantrasyonu

$$dn = g_c(E) f(E) dE \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f(E)$ Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulanarak elektron konsantrasyonu için

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{2/3}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_c)}{kT}\right] dE \quad (3.4)$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi kabul edilirse

$$(E - E_c) = \frac{1}{2} m_n^* V^2 \quad (3.5)$$

$$dE = m_n^* V dV \quad (3.6)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = V \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (3.7)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (3.4) ifadesi yeniden düzenlenirse

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n V^2}{2kT}\right) 4\pi V^2 dV \quad (3.8)$$

elde edilir. Bu denklem hızları V ile $V + dV$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 \quad (3.9)$$

olur. Buradan (3.2) ifadesi

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right) \int_{V_{ox}}^{\infty} V_x \exp\left(\frac{m_n^* V_x^2}{2kT}\right) dV_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* V_y^2}{2kT}\right) dV_y \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* V_z^2}{2kT}\right) dV_z \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. V_{ox} hızı, x doğrultusundaki harekette elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Son ifadede aşağıdaki değişken değiştirmeleri yapılabilir.

$$\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} = \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V_a)}{kT} \quad (3.11.a)$$

$$\frac{m_n^* V_y^2}{2kT} = \beta^2 \quad (3.11.b)$$

$$\frac{m_n^* V_z^2}{2kT} = \gamma^2 \quad (3.11.c)$$

Ayrıca minimum V_{ox} hızı için

$$\frac{1}{2} m_n^* V_{ox}^2 = e(V_{bi} - V_a) \quad (3.12)$$

yazılabilir. Bu durumda $V_x \rightarrow V_{ox}$ şartı için $\alpha=0$ olur. Yine $V_x dV_x = \frac{2kT}{m_n^*} \alpha d\alpha$

yazılabilir. Bu ifadeler Eşitlik (3.10)'da kullanılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-e(V_{bi} - V_a)}{kT}\right) \times \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (3.13)$$

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-e(\Phi_n + V_{bi})}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) \quad (3.14)$$

veya

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) \quad (3.15)$$

olur. Şekil 3.6'dan görülebileceği gibi $\Phi_{bn} = \Phi_n + V_{bi}$ ve uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ birbirine eşit olur. Yani

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (3.16)$$

olur. Eklemdaki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Daha açık ifadeyle

$$J = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.17)$$

olur. Burada A^* Richardson sabitidir.

$$A^* = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) \quad (3.18)$$

J_0 ters doyma akım yoğunluğu olmak üzere

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.19)$$

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (3.20)$$

şeklinde ifade edilir.

Φ_{bn} Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve $\Phi_{bn} = \Phi_{b0} - \Delta\Phi_{b0}$ şeklinde verildiği dikkate alınarak (3.20) ifadesi yeniden düzenlenirse

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right) \quad (3.21)$$

olur. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi; artan elektrik alanla yada artan ters beslem gerilimiyle artacaktır (Neamen 1992).

3.3. Gaussian Dağılım Modellerine Göre Schottky Engel Yüksekliğinin İnhomojenliğinin Analizi

3.3.1. İnhomojen engel yüksekliği

Metal-yarıiletken arayüzey üzerindeki Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizması, yıllar süren yoğun çalışmalara rağmen hala tam olarak anlaşılamamıştır. Keyfi bir Schottky engel yükseklik profiline sahip metal-yarıiletken arayüzeyinde potansiyel ve elektronik iletim için analitik çözümler sunan bir dipol tabaka yaklaşımı öngörülmüştür. Schottky engel yüksekliğindeki inhomojenliklerin varlığı, deneysel sonuçlardaki birçok anormalliklere kayda değer açıklamalar getirmektedir. Bu sonuçlar, Schottky engel oluşum mekanizmasının genellikle metal yarıiletken arayüzeyinde lokal olarak homojen veya tekdüze (uniform) olmadığını önermiştir.

Son zamanlarda, Schottky engel yüksekliği oluşumunun en popüler önerisi Metalle sebep olunmuş Bant Halleri (Metal Induced Gap States MIGS) ve kusur bağlantılı haller gibi, Metal yarıiletken arayüzeyi vasıtasıyla Fermi Seviyesinin sabit kalmasıdır. Fermi seviyesinin sabitleştirilmesi önerisine göre, bir metal-yarıiletken sistemin Schottky engel yüksekliği düzgün olmalıdır. Yine de, yüksek kalitedeki son deneysel ve teorik sonuçlar, epitaksiyel metal yarıiletken arayüzeyinin Schottky engel yüksekliğinin metal yarıiletken arayüzey yapılarına bağlı olduğunu ileri sürmektedir. Böyle bir bağlılık, metal yarıiletken arayüzeyindeki epitaksiyel olmayan engel yüksekliğinin inhomojen olabileceğine işaret etmektedir. Bu yüzden, metal yarıiletken arayüzeyindeki engel yüksekliğinin değişip değişmeyeceği ile ilgili soru, Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizmasının tanımlanmasıyla direkt olarak ilgilidir. Son zamanlarda, metal yarıiletken arayüzeylerin çoğunluğunda elde

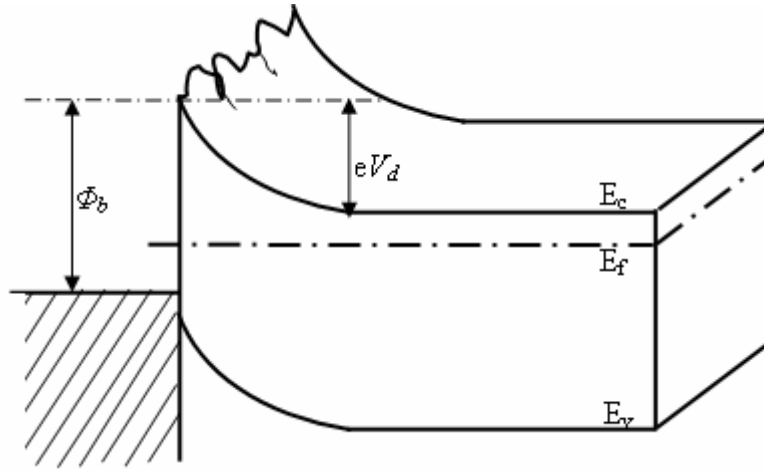
edilen deneysel değerlerden, Schottky engel inhomojenliğinin varlığının kesin olduğu vurgulanmaktadır. Termiyonik emisyon ve difüzyon teorileri gibi, iletim teorilerinin varlığı deneysel sonuçların genel bir yorumu için yetersizdi, çünkü bu teoriler, Schottky engel yüksekliğinin homojenliği varsayımına dayanıyordu. $I-V$ ölçümlerinden elde edilen elektriksel dataların analizlerinde Schottky engel yüksekliğinin homojenliği oldukça belirgin olarak varsayılmıştır.

Geleneksel olarak, homojen olmayan metal-yarıiletken yapılardaki elektron iletimi, paralel iletim modeli olarak isimlendirilir, bu akım, özel parçalarda (küçük lokal bölge) akan akımın toplamı olarak varsayılır. Değişken Schottky engel yüksekliğinin değerinin deplasyon bölge genişliğiyle kıyaslanabilir olduğu durumda, paralel iletim modelinin önemli bir hatası ortaya çıkmaktadır. Bu hata, farklı engel yüksekliklerindeki komşu parçalar (küçük lokal bölge) arasındaki etkileşim konusunda hatalıdır. Örneğin, düşük Schottky engel yüksekliği değerine sahip küçük bir lokal bölge, eğer yüksek engel ile çevrelenmişse, bu lokal bölge etrafındaki iletim yörüngeleri birbirinden ayrılır. “Pinch off” terimi, genellikle alan etkili transistörlerle ilgili çalışmayı tanımlayan bir terminolojidir. Günümüzde ise, uzay yükü bölgesinin dışında toplanan çoğunluk taşıyıcılarının, metal-yarıiletken arayüzeyini aşmak için, metal-yarıiletken arayüzeyindeki bant köşesinden daha yukarıdaki potansiyel engelini aşmaları gerektiğinde ‘Pinch off olmuşlardır’ denir (Sullivan *et al.*1991; Tung *et al.*1992). Engel inhomojenliğini tanımlamak için iki farklı yaklaşım kullanıldı. Birisi Tung’un önerdiği pinch off modeli, buna göre engel yüksekliğinin varlığı şöyle açıklandı; daha yüksek engel yükseklikleriyle çevrilmiş farklı engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin (patches) varlığı, yani metal yarıiletken arasında engel yüksekliğinin yanal (laterally) olarak inhomojen olduğu, hem sayısal hem de deneysel çalışmalarla ortaya konuldu. Bu küçük lokal bölgelerin çapı deplasyon bölgesinin (yüklerden arınmış bölge) genişliğinden daha küçük veya ona eşit olabilir. ‘Patch’ler (küçük lokal bölgeler) arasındaki etkileşme “pinch-off” olarak adlandırılır Sullivan *et al.* (1991). Diğer bir modelde farklı engel yüksekliğine ait patchlerin birbirleriyle etkileşimde olmadığı paralel iletim modelidir Ohdomari and Tu (1980). Ayrık engel inhomojenlikleri

gaussian Tung (1992), yarı logaritmik Horvath (1992) ve sabit Osvald (1992) gibi bazı dağılım fonksiyonlarıyla tanımlandı.

3.3.2. Single (tekli) Gaussian dağılım modeli

Schottky kontaklarda engel yüksekliği, akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri için değişik sonuçlar verir. Schottky kontaklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması değişik şekillerde açıklanmaktadır: Metal-yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), Şekil 3.7'de gösterilen V_d (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma sebep olacaktır. Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına sebep olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan ötürü lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir.



Şekil 3.7. Homojen olmayan Schottky engel yüksekliği için enerji-bant diyagramı

Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki donör atomlarının rasgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir. Küçük boyutlu devre elemanlarındaki bu tür

katkı atomlarının etkisi Arnold and Hess (1987) ve Nixon and Davies (1990) tarafından incelenmiştir. Bu konuda, farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde değişik çalışmalar yapılmıştır. Örneğin, Ohdomari and Tu PtSi/Si ve NiSi/Si gibi farklı diyotların özelliklerini inceleyerek, düşük engelli NiSi/Si ve yüksek engelli PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam DC akımın, düşük engelli ve yüksek engelli akımlarının toplanması ile modifiye edilebileceğini açıklamışlardır (1980). Benzer modeller, foto-tepki ve kapasite ölçümlerine de uygulanmıştır. Böylece, akım, kapasite ve fotoemisyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ve yüksek engelli kontak alanlarının oranına bağlı olduğu açıklanmıştır. DC akımı düşük engelli diyotların alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Böylece $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri için hem Schottky engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı hem de idealite faktörünün 1'den büyük olması açıklanabilir.

Schottky diyotlardaki ideal durumdan sapmaları açıklayan modellerden birinin; “engelin inhomojenliği modeli” olduğu yukarıda belirtildi. Bu durumdaki davranışlar tekli-Gaussian dağılımı kullanılarak açıklanabilmektedir. Ortalama engel yüksekliği $\bar{\Phi}_b$, ve standart sapması σ_i olan bir Schottky diyot için Gaussian dağılımı ifadesi,

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.22)$$

burada $\frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}}$, Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Düz

beslemdeki toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (3.23)$$

ile verilir. Verilen aralıklarda integral alınacak olursa;

$$I(V) = A^* T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT}\left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_i^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap}kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (3.24)$$

Ayrıca saturasyon akımı,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla, sıfır gerilimdeki görünen (apparent) engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. İdeal durumda ($n=1$), Osvald (2000) tarafından önerilen single-Gaussian dağılımına göre $\bar{\Phi}_b$, σ_i ve görünen engel yüksekliği Φ_{ap} arasındaki ilişki

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_i}{2kT} \quad (3.26)$$

σ_i 'nin sıcaklığa bağıllığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir.

$$\left(n^{-1} - 1\right) = -\rho_1 = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (3.27)$$

ile verilir Biber (2003). Halbuki, standart sapma ve Schottky engel yüksekliğinin ortalama değerinin Gaussian parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama gerilimleri oldukları kabul edilir ve bu ifadeler aşağıdaki denklemlerde verildiği şekilde ifade edilir.

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{ve} \quad \sigma_i = \sigma_{i0} + \rho_3 V \quad (3.28)$$

Burada ρ_2 ve ρ_3 , sıcaklığa bağlı olabilen ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar. Ayrıca (3.25) ve (3.26) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2 \sigma_i^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (3.29)$$

elde edilir.

Schottky diyotlarda idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı T_0 etkisi olarak bilinmektedir. Genellikle numune sıcaklığı düşürüldüğünde diyodun idealite faktörü artar. Bazı metal-yarıiletken arayüzeylerinde elde edilen Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörleri, T_0 anormalliği olarak bilinen, ölçülen sıcaklıkla değişimi ifade eder. Bu durum, tek ve bileşik yarıiletkenlerde Schottky engelinin bütün tiplerinde gözlenmiş olan bir olgudur. Bunun için Eşitlik (3.17) ile verilen akım yoğunluğu ifadesini akım cinsinden ve T_0 değerini de katarak aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$I = AA^*T^2 \left[\exp\left(-\frac{e\Phi_b}{k(T+T_0)}\right) \right] \left[\exp\left[\frac{eV_a}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right] \quad (3.30)$$

Burada T_0 bir sabittir. İdeal durumda ($n=1$ için) T_0 , 0 değerini göstermektedir. Kısacası, T_0 değeri sıfıra yaklaştıkça diyotlar da ideal duruma yaklaşırlar. Burada $nT \sim T$ grafiği çizilmek suretiyle ideal Schottky kontak davranışından veya termiyonik emisyon sapma tespit edilebilir. Grafiğin analitik yorumundan $n=1+T_0/T$ olduğu ve bu denklemin $y=a.x + b$ formunda olmasından faydalanılarak T_0 değerleri hesaplanmaktadır

3.3.3. Double (ikili) Gaussian dağılım modeli

Metal/yarıiletken Schottky kontaklarda $I-V$ karakteristiklerinin ideal olmaması veya idealite faktörünün 1'den büyük olması metal-yarıiletken arayüzeyindeki uzaysal inhomojenliklerden ortaya çıkabilir (Werner and Güttler 1991; Sullivan *et al.* 1991; Tung 1992). $\ln I_0/T^2$ nin $1/kT$ 'ye karşı etkin aktif bölgeye sahip grafiğinden elde edilen küçük Richardson fitinin değeri device bölgesinden daha küçüktür. Bu anormallik, Schottky engel yüksekliği değerindeki düşüş, düşük sıcaklıklarda idealite faktörü değerindeki artış gerçekten de standart termiyonik emisyon modeliyle açıklanamaz. Klasik modele göre metal-yarıiletken kontaklar veya Schottky diyotların eklemde düzgün bir engel yüksekliği olduğu varsayılır. Ancak böyle bir varsayım sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinin termiyonik emisyon modeli ile diyot parametrelerinin hesaplanmasındaki bazı durumları açıklayamaz. Bunun için Schottky engel diyodun inhomojen olduğu varsayılır.

İdeal bir Schottky engelinde doğru beslem akımı termiyonik emisyon teorisi ile analiz edilebilir.

$$I(V_a) = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{bo}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{e(V_a - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (3.31)$$

Burada, A diyot alanı, A^* n -GaAs için $8.16 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ olarak Richardson sabiti, T Kelvin olarak sıcaklık, k Boltzmann sabiti, e elektronun yükü ve Φ_{bo} sıfır gerilimde engel yüksekliği, n idealite faktörü ve R_s diyodun seri direnci olarak tanımlanmıştır. Çoğu ideal olmayan Schottky diyotlarda Φ_{bo} ve n görünen engel yüksekliği ve idealite faktörü anlamında Φ_{ap} ve n_{ap} ile değiştirilerek

$$I(V_a) = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{ap}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{e(V_a - IR_s)}{n_{ap}kT}\right) \right] \quad (3.32)$$

Engel yüksekliği dağılımı Gaussian dağılımı ile ifade edilecek olursa tüm sıcaklık aralığında düz bir çizgi olması gerekir. Burada inhomojenliği tanımlamak için $\rho(\Phi)$ rastgele bir dağılım fonksiyonu olsun. Paralel iletim modelini termiyonik emisyon eşitliğini temel alarak çözelim.

$$I(V_a) = AA^*T^2 \left[\exp\left(-\frac{eV_a}{n_{ap}kT}\right) - 1 \right] \int_0^\infty \rho(\Phi) \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) d\Phi \quad (3.33)$$

Burada,

$$\rho(\Phi) = \sum_i \frac{\rho_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi - \bar{\Phi}_i)^2}{2\sigma_i^2}\right] \quad (3.34)$$

her bir gaussian dağılım fonksiyonunun değeri için ρ_i ağırlıklı, σ_i standart sapma ve $\bar{\Phi}_i$ ortalama değerleridir. Normalizasyon şartından $\sum_i \rho_i = 1$ olmalıdır. Eşitlik (3.32) ve (3.33)'den

$$\Phi_{ap} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2}\right) + \rho_2 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2}\right) + \dots + \rho_n \left(-\frac{\bar{\Phi}_n}{kT} + \frac{\sigma_n^2}{2k^2T^2}\right) \right] \quad (3.35)$$

tek bir gaussian dağılım fonksiyonu için Eşitlik (3.35)

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_1 - \frac{\sigma_1^2}{2kT} \quad (3.36)$$

şekline indirgenebilir. Engel yüksekliği dağılımı Gaussian dağılımı ile ifade edilecek olursa tüm sıcaklık aralığında düz bir çizgi olması gerekir. Deneysel sonuçlara göre görünen engel yüksekliğine (Φ_{ap}) karşı $1/T$ grafiğinde lineer ilişki olmadığı için birden fazla Gaussian dağılım fonksiyonuna ihtiyaç vardır. Biz burada double Gaussian dağılım fonksiyonunu aşağıdaki gibi tanımlayalım.

$$\rho_A(\Phi) = \frac{\rho_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi - \bar{\Phi}_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] \quad (3.37)$$

ve

$$\rho_B(\Phi) = \frac{\rho_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi - \bar{\Phi}_2)^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (3.38)$$

$$\rho(\Phi) = \rho_A(\Phi) + \rho_B(\Phi) \quad (3.39)$$

şeklinde $\rho_1 + \rho_2 = 1$ normalizasyon şartından iki farklı Gaussian dağılım fonksiyonları elde edilir. Şimdi engel yüksekliğinin double-Gaussian dağılımı ile inhomojen Schottky diyot için görünen engel yüksekliği ile sıcaklık arasında aşağıdaki eşitliği yazabiliriz.

$$\Phi_{ap} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2}\right) + \rho_2 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2}\right) \right] \quad (3.40)$$

Burada, ρ_1 , ρ_2 , ($\rho_2 = 1-\rho_1$), σ_1 , σ_2 , ve $\bar{\Phi}_1$, $\bar{\Phi}_2$ sırasıyla ağırlıklı ve standart iki Gaussian fonksiyonunun deneysel verilerden elde edilen fit parametreleridir Yu-Long *et al.* (2002).

3.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Tükenim (Depletion) Bölgesi Sığası

Metal-yarıiletken yapılarda Schottky tabakası (arınma bölgesi, dipol tabakası) bir kondansatör gibi davranır. Çünkü metal tarafındaki negatif yüzey yükleri ve yarıiletkenin yüzey tabakasındaki donörler iyonize olmuşlardır. Burada zıt yüklenmiş yüzeyler kondansatör levhaları gibi, arınma bölgesi kalınlığı levhalar arası mesafe gibidir. Ters beslenmiş ideal bir metal n -tipi yarıiletken schottky diyodunda, ters beslem gerilimi arttırılırsa arınma bölgesinin genişliği artar. Arınma bölgesindeki yük değişir ve dolayısıyla sığa da değişir (Ziel 1968, Rhoderick and Williams 1988). Bu nedenle diyodlar değişken kapasitör olarak kullanılabilirler. Ayrıca, diyot parametrelerinin bir çoğu ters beslem altındaki sığa ölçümünden elde edilebilir. Metal n -tipi yarıiletken diyodunun engel tabakasındaki potansiyel dağılımı poisson eşitliği ile ifade edilir ve poisson eşitliği

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (3.41)$$

şeklinde verilir. Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur.

N_d , n -tipi yarıiletkenin donör yoğunluğu (serbest taşıyıcı yoğunluğu) ve n yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu olmak üzere

$$\rho(x) = e(N_d - n) \quad (3.42)$$

ifadesi ile verilir. V_d difüzyon potansiyeli ve V , uygulanan gerilim olmak üzere $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ olur. Buradan Eşitlik (3.42)

$$\rho(x) \cong eN_d \quad (3.43)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Bu ifadeyi poisson denkleminde kullanalım.

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\varepsilon_s\varepsilon_o} \quad (3.44)$$

Potansiyel engel bölgesinde potansiyel dağılımının bulunması için denklem (3.44)'ün aşağıdaki sınır değerleri altında düşünülmesi gerekir.

1. $x=d$ ise $\frac{d\Psi}{dx} = 0$
2. $x=0$ 'da $\Psi(x)=0$
3. $0 \leq x \leq d$ $\Psi(x) = V_{do} \pm V$

Birinci sınır şartı altında Eşitlik (3.44)'ün integralini alırsak kontak bölgesi (schottky tabakası) elektrik alanını elde ederiz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = \frac{eN_d}{\varepsilon_s\varepsilon_o} (x-d) \quad (3.45)$$

Bu ifadenin ikinci sınır şartı altında integralini alırsak, potansiyel dağılım fonksiyonunu buluruz.

$$\Psi(x) = -\frac{eN_d}{\varepsilon_s\varepsilon_o} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (3.46)$$

Üçüncü sınır şartı altında bu son ifadeyi çözersek Schottky tabakasının genişliğini elde ederiz.

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_o}{eN_d} (V_{do} \pm V) \right]^{1/2} \quad (3.47)$$

Burada V_{do} sıfır gerilimdeki difüzyon potansiyelidir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu için

$$Q = eN_d d = [2\varepsilon_s \varepsilon_o e N_d (V_{do} \pm V)]^{1/2} \quad (3.48)$$

bağıntısı bulunur. Birim alan başına küçük sinyal sığası uygulama voltajına göre yük değişimi olarak tanımlanır ve

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_o e N_d}{2(V_{do} + V)} \right]^{1/2} = \frac{1}{d} \varepsilon_s \varepsilon_o \quad (3.49)$$

eşitliğiyle verilir. Arınma bölgesi sığasının; uygulama voltajıyla ters orantılı ve donör yoğunluğu ile doğru orantılı olduğu görülür. Eşitlik (3.49) şu şekilde de yazılabilir.

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{do} + V)}{e \varepsilon_s \varepsilon_o N_d A^2} \quad (3.50)$$

C^{-2} nin V 'ye göre grafiği bir doğru verir. (3.50) ifadesinin türevi alınıp N_d çekilirse,

$$N_d = \frac{2}{e \varepsilon_s \varepsilon_o} \frac{dV}{d(1/C^{-2})} \quad (3.51)$$

elde edilir. Eşitlik (3.51) ve C^{-2} - V grafiğinin lineer kısmına fit yapılarak elde edilecek doğrunun eğiminden donör yoğunluğunun bulunabileceğini gösterir. Termal denge durumunda, n -tipi yarıiletken içindeki elektron konsantrasyonu

$$n_o = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (3.52)$$

ile verilmektedir. Burada N_c iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu olup GaAs için $N_c=4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak verilmektedir (Ayyıldız vd 1996). n -tipi yarıiletken durumunda $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_o \cong N_d$ olur. Burada n_i intrinsic elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alınarak Eşitlik (3.52) denklemini yeniden düzenlenecek olursa,

$$N_d = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (3.53)$$

olur. Her iki tarafın ln'i alınır ve iletkenlik bandı referans seviyesi olarak kabul edilirse ($E_c=0$), bu durumda yukarıdaki ifade,

$$E_f = kT \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right) \quad (3.53)$$

şeklinde yeniden elde edilir. Eşitlik (3.53) ile her bir diyot için hesaplanan N_d değerleri, (3.53) denkleminde yerine yazılarak, iletkenlik bandının tabanı ile Fermi seviyesi arasındaki fark olan V_n değerleri elde edilir (Sağlam ve Türüt 1997).

3.5. Kontak Üretim Yöntemleri

Metal-yarıiletken kontakların büyük çoğunluğu termal buharlaştırma, sputtering veya kimyasal kaplama yöntemleriyle yapılırlar.

3.5.1. Buharlaştırma tekniği

Bu metod genel olarak bir vakum ortamında temiz bir yüzey elde etmek için veya bir malzeme üzerine bir metalin kaplanması işleminde kullanılır. Buharlaştırma ile elde edilen kontakların büyük çoğunluğu 10^{-5} Torr civarında basınç sağlayan difüzyon pompası ile pompalanan vakum sistemi içinde yapılırlar. Holland (1956) bu kaplama metodunu kullanarak değişik metal filmler üretmiştir. Genel olarak, yüksek sıcaklığa dayanabilen Molibden ve Titanyum gibi metaller Elektron Beam Heating (ısı sonucu elektron demetinin oluşması) yöntemiyle buharlaştırılırken, Alüminyum ve Altın gibi düşük erime sıcaklığına sahip metaller bir filaman şeklindeki rezistansın ısıtılmasıyla kolaylıkla buharlaştırılabilir.

Yarıiletkenin yüzeyinde hiç oksit tabakası olmasa bile, yarıiletken vakum sistemine konulana kadar hava ile etkileşmesi ile veya istenen basınca ulaşıncaya kadarki süre içinde oksit tabakası oluşabilir. Örneğin 10^{-5} Torr basınçta yüzeye çarparak yapışan gaz molekülleri 10^{-1} saniye kadarlık sürede bir tabaka oluşturacaktır. Silisyum üzerindeki oksijen için beklenen yapışma katsayısı 10^{-3} (Joyce and Neave 1971) kadar düşükse tek bir tabakanın oluşması için daha büyük bir zaman (yaklaşık 100 sn) gerekir. Halbuki, yarıiletken yüzeyi pompanın basıncının düşme zamanı 10^3 larca dakikalara vardığı için

daha fazla basınca maruz kalır. Son basınç değerine ulaştıktan sonra vakum sistemi içinde yarma (cleave) veya dağlama (etching) ile yüzey hazırlanıyorsa vakum 10^{-7} Torr'da tutulmadıkça gene bir oksit tabakası oluşacaktır. Bu mertebedeki basıncı muhafaza edebilmek için çok iyi bir vakum sistemi gerekmektedir.

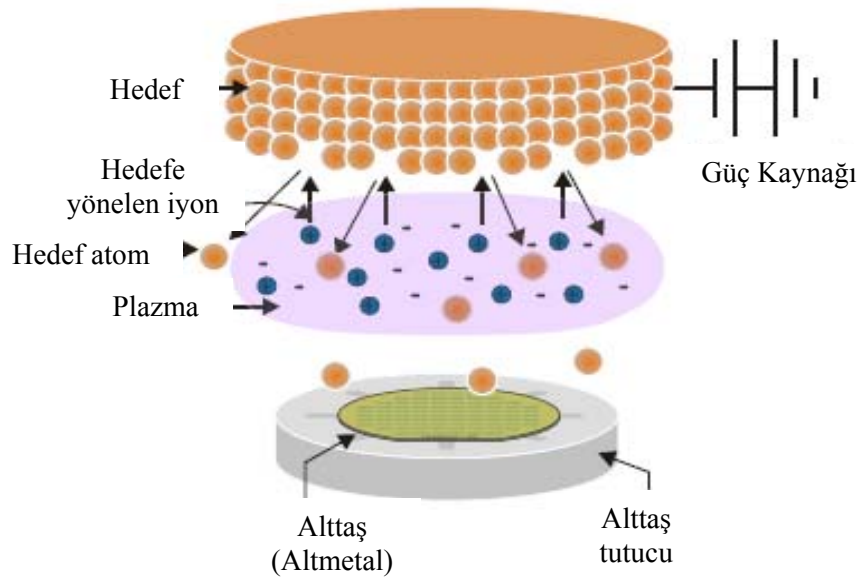
Ayrıca bir ara yüzey tabakası da difüzyon pompasından buharın adsorbsiyonunun sonucu olarak oluşabilir. Cowley ve Sze (1965) yılında iyon pompası kullanarak bu tür kirliliklerden korunabilmenin mümkün olabileceğini göstermiştir (Rhoderick 1992). Bu yüzden 10^{-7} - 10^{-8} Torr vakuma ulaşabilen iyon pompası kullanmak yaygındır.

Ara yüzey tabakasının oluşmasını önlemenin tek yolu yaklaşık 10^{-10} Torr'luk düşük basınçta yüksek vakumda cleave ettikten sonra bir film yarıiletken yüzeyine çabucak buharlaştırmaktır (Thanailakis 1974; Newman *et al.* 1986). Bu basınçta adsorblanan gaz atomlarının bir tabaka oluşturması için geçen zaman o kadar uzundur ki, (yaklaşık 10^7 sn) bir arayüzey tabakasının oluşması veya metal filmin kontaminasyona uğrama imkânı yoktur. Fakat bu yolla hazırlanan kontaklar kimyasal olarak ideal olmalarına rağmen, yarıma sırasında yüzeye mekanik olarak zarar vermek mümkün olduğundan kontaklar ideal olmayacaklardır ve çoğunlukla *I-V* karakteristikleri ve idealite faktörü beklenen değerinden büyük olacaktır. Bu metod çok yavaş ve pek kullanışlı değildir ve ayrıca bu yöntemin potansiyel avantajı yoktur.

3.5.2. Sputtering yöntemi

Manyetik alanda sıçratma, ince filmlerin fiziksel buhar biriktirme yöntemleriyle kaplanmasında çok kullanılan yöntemlerden biridir. Vakum ortamında katı haldeki kaplama metali (hedef malzeme) yüzeyinin enerjili iyonlarla bombardıman edilerek malzemenin buharlaştırıldığı sıçratma yöntemi, ince film kaplamalarında kullanılan çok önemli proseslerden biridir.

Peter Sigmund'un teorisini geliştirdiği teknik, Şekil.3.8'de görüldüğü gibi magnetik alanda yüksek voltaj uygulanarak hızlandırılmış gaz iyonları tarafından hedef metalin yüzeyinin bombardıman edilmesi suretiyle yüzeyden kopan atomların taban malzemeyi kaplaması olarak basitçe tarif edilebilir (1987). Bu yöntem kısaca, ağır pozitif iyonların bombardımanı sonucunda genellikle katot olarak alınan bir elektrottaki atomların bir kısmının yayılıp bir wafer (altmetal) üzerinde ince bir tabaka oluşturma esasına dayanır. Bunun sonucunda iyi derecede mekanik adhezyona sahip metal filmler kolaylıkla oluşturulabilmektedir.



Şekil 3.8. Sputtering (saçtırma) sisteminin şeması

Sputtering sistemi, negatif d.c. veya r.f. potansiyel uygulamalı bir hedef malzeme ile altmetal tutucusunun bulunduğu bir vakum odasından oluşur. Altmetal tutucusu hedef malzeme ile karşılıklıdır ve topraklanabilir, negatif potansiyel uygulanabilir veya kendi halinde bırakılabilir. Aynı zamanda ısıtılabilir veya soğutulabilir. Plazmanın oluşması için sıçratma gazı olarak Argon kullanılır ve sistem basıncı 10^{-3} - 10^{-2} Torr aralığında tutulur. Hedef malzemeye 500-700 Volt'luk negatif potansiyel uygulayarak oluşturulan plazmadaki pozitif iyonlar, hedefe çarparak momentum değişim mekanizması ile hedef atomlarını yerlerinden çıkarırlar. Hedef malzemesinin atomlarının bu şekilde malzemeden uzaklaştırılması sıçratma olarak bilinir. Sıçratılan iyonların bazıları altmetal

yüzeyine giderek orada birikir ve bir film oluşturur. Sıçratma sırasında hedef yüzeyine pozitif yüklü iyonların çarpması ile başka ara etkileşmeler de meydana gelebilir. Sıçratma ile, birçok malzeme başarılı bir şekilde büyütülmüştür. Son yıllarda sıçratma teknolojisindeki gelişmelerin çoğu, manyetik alanda yapılmıştır. Bunun nedeni, manyetik alanda sıçratma yöntemi ile yapılan kaplamaların, mikroelektronik, optik, türbin bıçakları, manyetik ve optik diskler, kesici takımlar ve solar kontrol endüstrisi gibi birçok endüstriyel alanda kullanılmasıdır.

3.5.3. Kimyasal kaplama ile kontak yapma

Basit ve maliyet açısından ucuz oluşu nedeniyle özellikle yüksek sıcaklığa dayanabilen metaller için bu teknik popüler bir teknik olmaya başlamıştır (Fraser 1983). Crowell ve çalışma grubu (1965), Tungsten hegzaklorürü uygun bir yarıiletkenle kimyasal işleme tabi tutarak, tungsteni Ge, Si ve GaAs üzerine kaplamışlardır. Bu şekilde elde edilen Schottky diyotların idealite faktörü 1.04 civarında olmuştur.

Bu teknikle kaplama yapmak özellikle entegre devre teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Shaw and Amick 1970; Brors *et al.* 1984). Kano ve çalışma grubu (1966), Molibden pentaklorürü hidrojenle indirgeyerek Mo/Si diyodlar yapmışlar ve hemen hemen ideal doğrultma karakteristikleri bulmuşlardır. Furakawa and Isbibashi (1967) *p*-tipi ne *n*-tipi GaAs'a Kalay klorür'ü hidrojenle indirgeyerek hem omik ve hem de doğrultucu kontak yapılabileceğini göstermişlerdir.

Ayrıca çözelti ile kaplama da yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Gold'berg, ve çalışma grubu (1971) bir elektrolit prosesi ile GaP'ı Nikel ve Altın ile kaplayarak hemen hemen ideal Schottky diyodların yapılabileceğini ifade etmişlerdir. Kimyasal kaplama ile ilgili literatürde çok fazla bilginin olmadığı söylenebilir. Bunun nedeni; yarıiletken devre elemanı üretimi ile ilgili mevcut diğer yöntemlerle karşılaştırılmayacak teknolojik durum olabilir veya ticari açıdan gizli tutuluyor olabilir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Numunenin Temizlenmesi ve Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi

Bu çalışmada; Si dopedilmiş (100) doğrultusunda büyütülmüş $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı konsantrasyonuna sahip, $400 \pm 20 \mu\text{m}$ kalınlığında ve iki yüzü parlatılmış *n*-tipi GaAs wafer kullanılmıştır. Numune yüzeyinin organik ve mekanik kirlerden arındırılması alınacak ölçülerden elde edilecek sonuçların güvenilir olabilmesi için oldukça önemlidir (Morita *et al.* 1990). Numune yüzeyinin parlatılma işlemi fabrikasyon olarak yapıldığı için mekanik temizlemeye ihtiyaç görülmedi. Numuneye uygulanan kimyasal temizleme işlemi ise şöyledir:

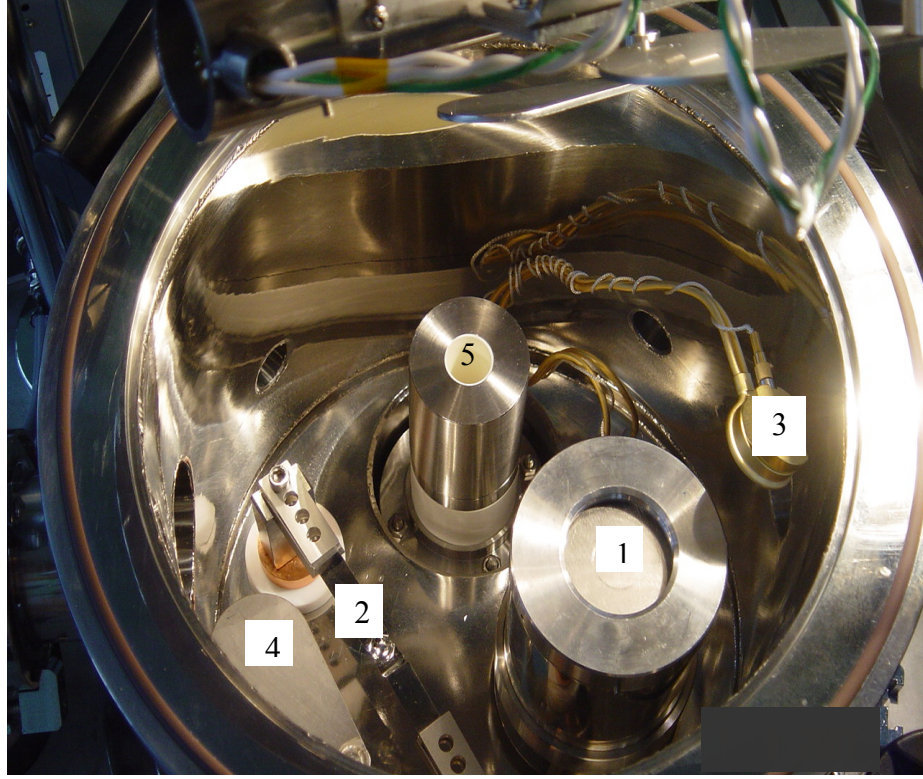
1. Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
2. Asetonda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
3. Metanolde ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
4. Deiyonize su ile ($18M\Omega$) iyice yıkama.
5. $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (5:1:1) ile 1 dakika süreyle yıkama.
6. Deiyonize su ile iyice yıkama.
7. $\text{H}_2\text{O} + \text{HF}$ (10:1) içinde 30 saniye yıkama
8. Azot gazı (N_2) ile kurutma.

Ayrıca buharlaştırmada kullanılacak *In* metali, metanolde ultrasonik olarak ve $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl}$ (10:1) içinde yıkandı (Chattopadhyay and and RayChaudhuri 1991; Türüt vd 1992). Numunenin temizlenme işleminden sonra bir yüzeyine omik kontak yapıldı. Bunun için molibden ısıtıcı %10'luk HCl ile ve sonra deiyonize su ile iyice yıkandı. Kurutularak vakum cihazına yerleştirildi ve vakum ortamında yakılarak hazır hale getirildi. Yine kimyasal olarak temizlenen ve omik kontak yapımı için kullanılacak olan *In* metali ısıtıcının üzerine yerleştirilerek, vakum ortamında eritildi. Daha sonra numune, 10^{-5} torr basınçta vakuma alınarak bir yüzeyine *In* metali buharlaştırıldı. Vakum ortamından alınan numune kontakın homojen olması ve yarıiletkenin içine

nüfuz etmesi için N_2 ortamında $385^{\circ}C$ 'de üç dakika tavlanarak omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Omik kontak işleminden hemen sonra Schottky kontak yapmak için Ni hedef plaka magnetrona yerleştirildi ve yaklaşık 1,5 mm çapında ve 50 nm kalınlığında sputter tekniği ile Schottky diyotlar yapıldı. Şekil 4.1'de termal buharlaştırma sistemi ve kontrol ünitesi birlikte görülmektedir. Şekil 4.2'de ise vakum ünitesinin içerisinde görünüşü verilmektedir.



Şekil 4.1. VAKSiS Ar-Ge ve Mühendislik Şirketinden satın almış olduğumuz PVD-HANDY-3S, sputter ve termal buharlaştırma ünitesi Katıhal proses laboratuvarında kurulmuş ve çalışır vaziyette bulunmaktadır



Şekil 4.2. PVD-HANDY-3S vakum sisteminin içerisindeki üstten görünüşü 1. Magnetron, 2. Termal buharlaştırma, 3. Kalınlık monitörü, 4. Kapama kaşığı (shutter), 5. Oled ünitesi

4.2. Diyotlar Tavlanmadan Önce ve Tavlandıktan Sonra Elde Edilen Sonuçlar

4.2.1. Numunelerin oda sıcaklığında alınan ölçülerine ilişkin sonuçlar

Bu çalışmada; Schottky diyotlar yapıldıktan sonra $I-V$ ölçümleri bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 487 picoampermetre/Voltage Source cihazı ile oda sıcaklığında ($T=300\text{ K}$) alındı. Bu numune daha sonra 200°C , 400°C de iki dakika ve 600°C ve 700°C 'de birer dakika azot gazı ortamında tavlandı. Diyotların oda sıcaklığında $I-V$ karakteristikleri ölçüldükten sonra, bu karakteristiklerden idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi Schottky diyot parametreleri hesaplandı. İdealite faktörü, diyodun ideal özelliklerden sapmasını gösteren boyutsuz bir parametredir. İdeal bir diyot için bu faktör yaklaşık olarak bire eşit olmalı. Diyodun idealite faktörünün hesaplanmasında

Eşitlik (3.1) kullanıldı. Düz beslem durumunda $eV \gg kT$ olduğundan, bu ifadedeki 1 terimi ihmal edilebilir. Bu durumda Eşitlik (3.1)

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

şeklinde yeniden yazılabilir. Her iki tarafın tabii logaritması alındıktan sonra V 'ye göre türevi alınırsa, idealite faktörü

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.2)$$

olarak elde edilir. $\ln I - V$ grafiği çizilirse, bu grafiğin doğru beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ bulunur. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey ekseni kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. Eşitlik (4.1)'deki I_0 doyma akım yoğunluğu

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (4.3)$$

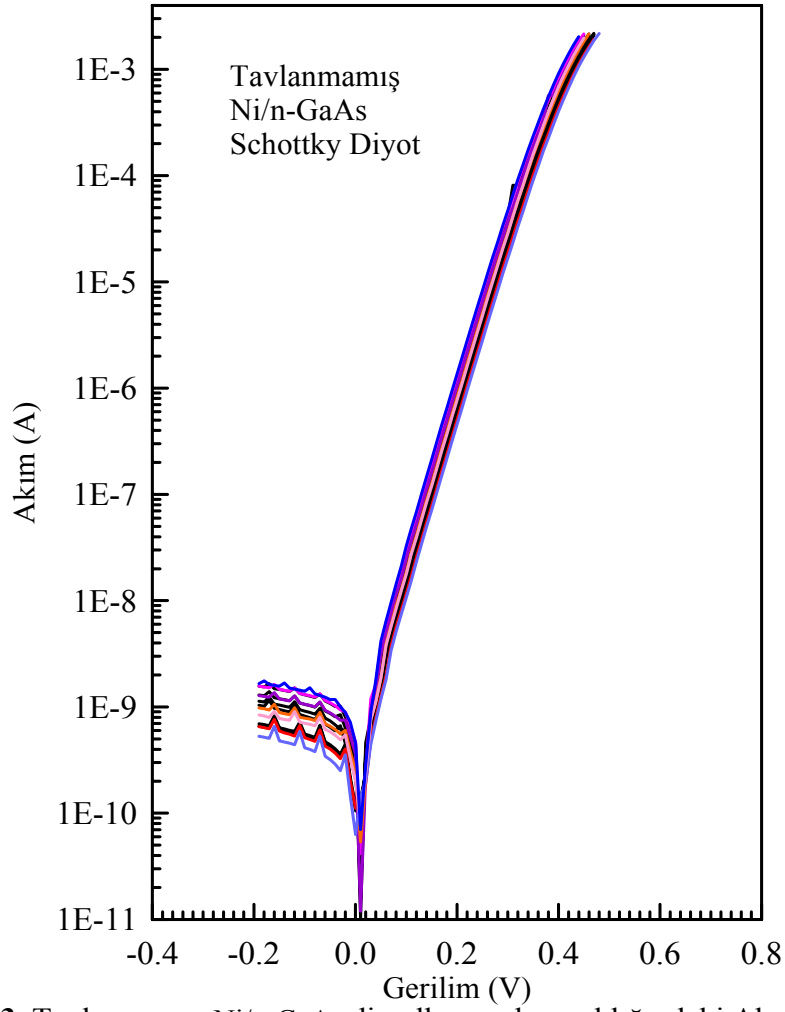
şeklinde verilmektedir. Eşitlik (4.3)'de her iki tarafın tabii logaritması alınarak, Φ_b 'ye göre çözümlerse

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

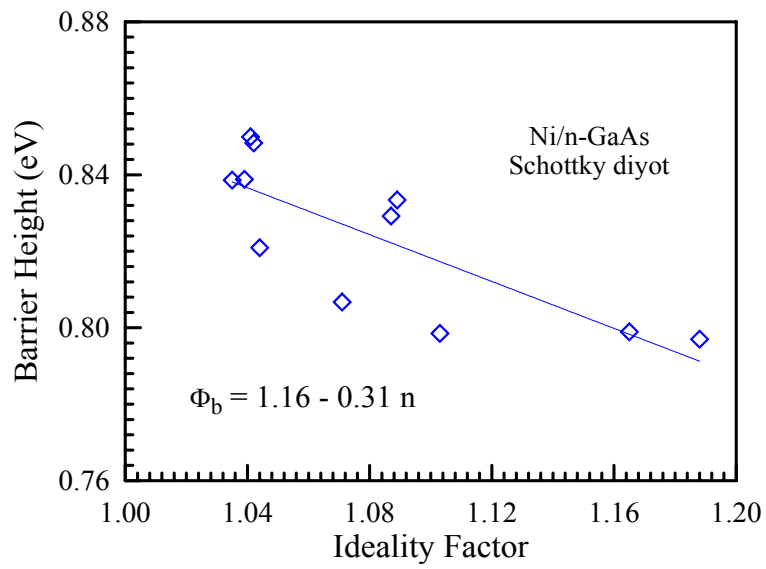
şeklinde engel yüksekliği ifadesi elde edilir. Burada, A^* Richardson sabiti (n -GaAs için $A^*=8,16A/K^2\text{cm}^2$), A diyodun etkin alanı ($A=1,77 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$), T Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı ve k , Boltzman sabitidir ($k=8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$). Bulunan bu değerler ve diğer sabit terimler Eşitlik (4.2) ve (4.4)'de yerine yazılarak idealite faktörleri ve engel yüksekliği hesaplandı.

Tavlanmamış ve tavlanmış tüm Ni/ n -GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristikleri Şekil 4.3, Şekil 4.5, Şekil 4.7, Şekil 4.9 ve Şekil 4.11'de

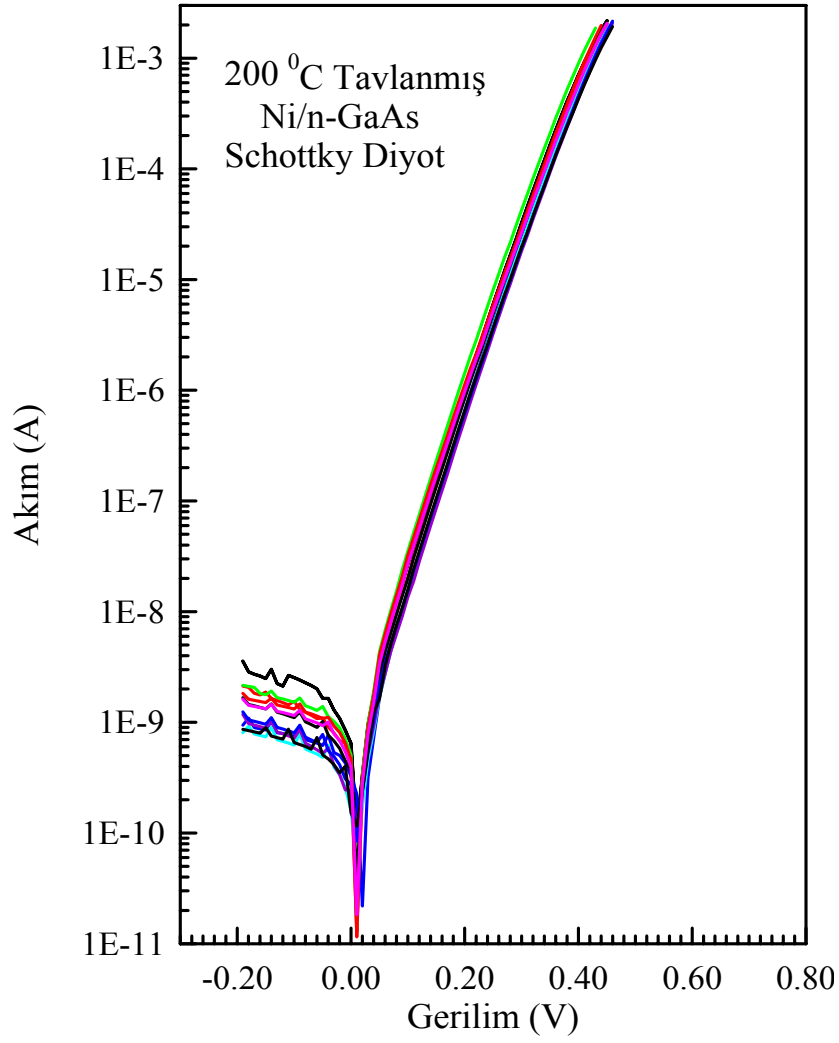
görülmektedir. Aynı şekilde, tavlanmamış ve tavlanmış tüm Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristiklerinden Eşitlik (4.2) ve (4.4) kullanılarak elde edilen idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafikleri Şekil 4.4, Şekil 4.6, Şekil 4.8, Şekil 4.10 ve Şekil 4.12’de sırasıyla tavlanmamış, 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C’de tavlanmış numuneler için görülmektedir. İdealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiklerinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir.



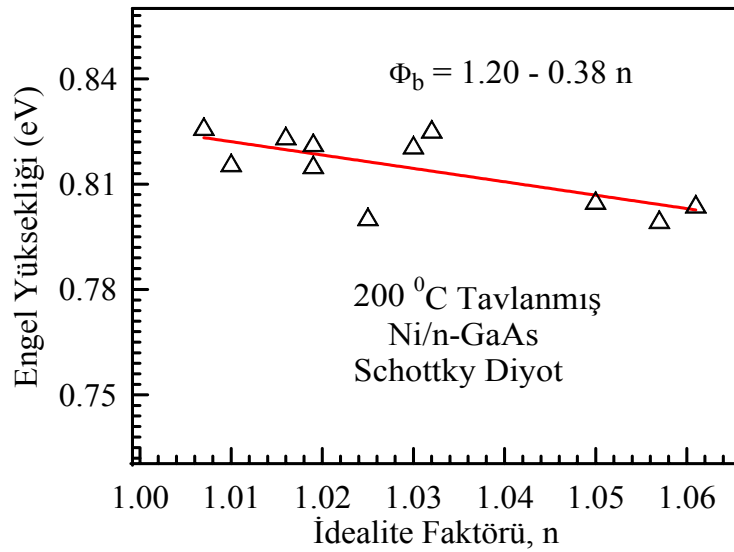
Şekil 4.3. Tavlanmamış Ni/n-GaAs diyodların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristikleri



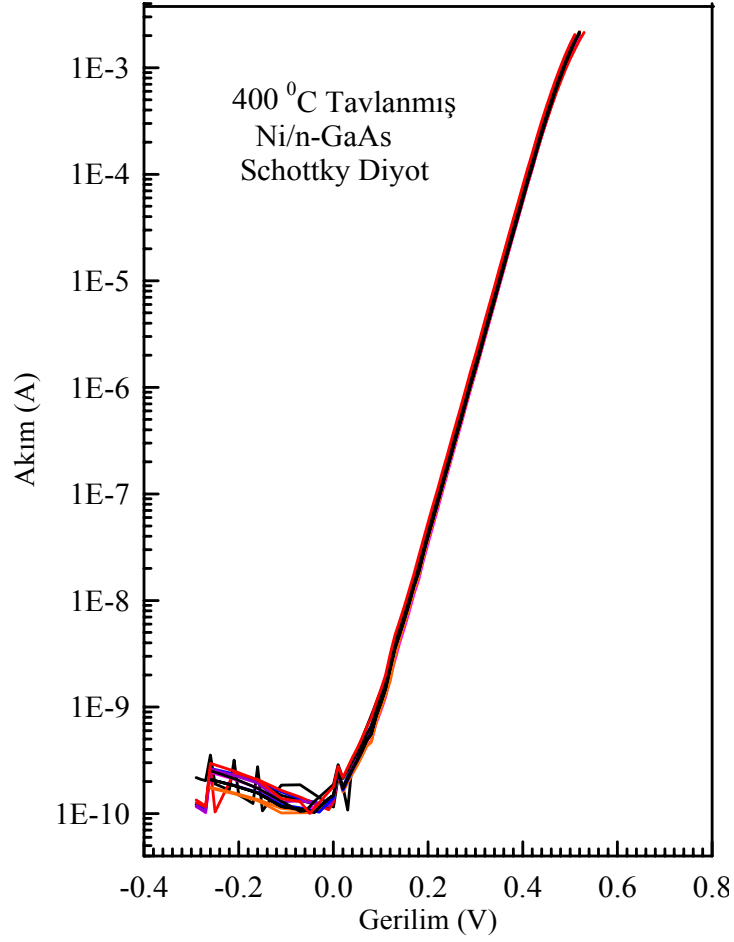
Şekil 4.4. Tavlanmamış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



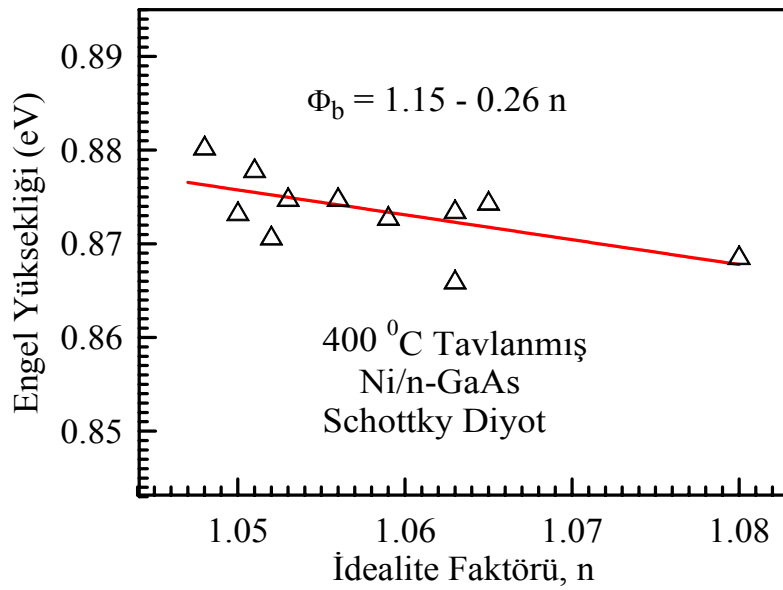
Şekil 4.5. 200⁰C’de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



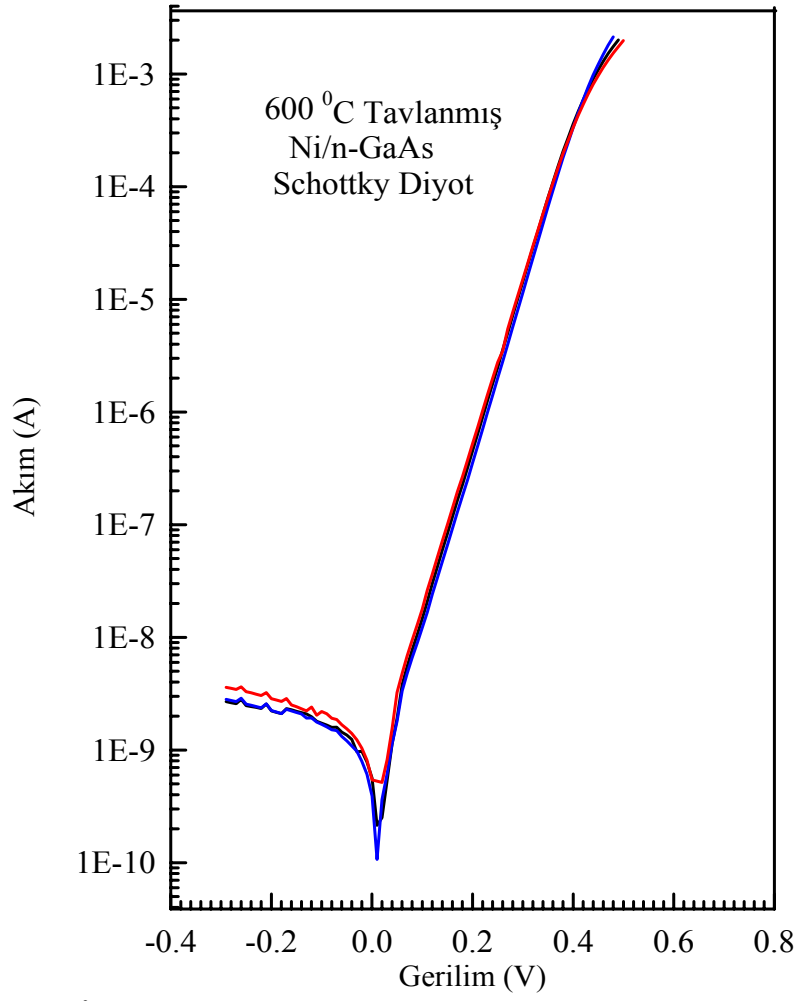
Şekil 4.6. 200⁰C’de tavllanmış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



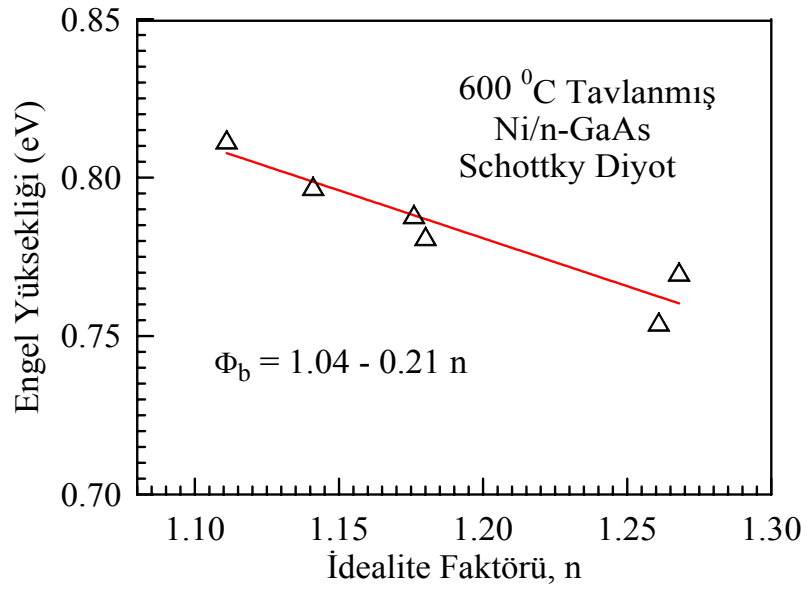
Şekil 4.7. 400⁰C’de tavllanmış Ni/*n*-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



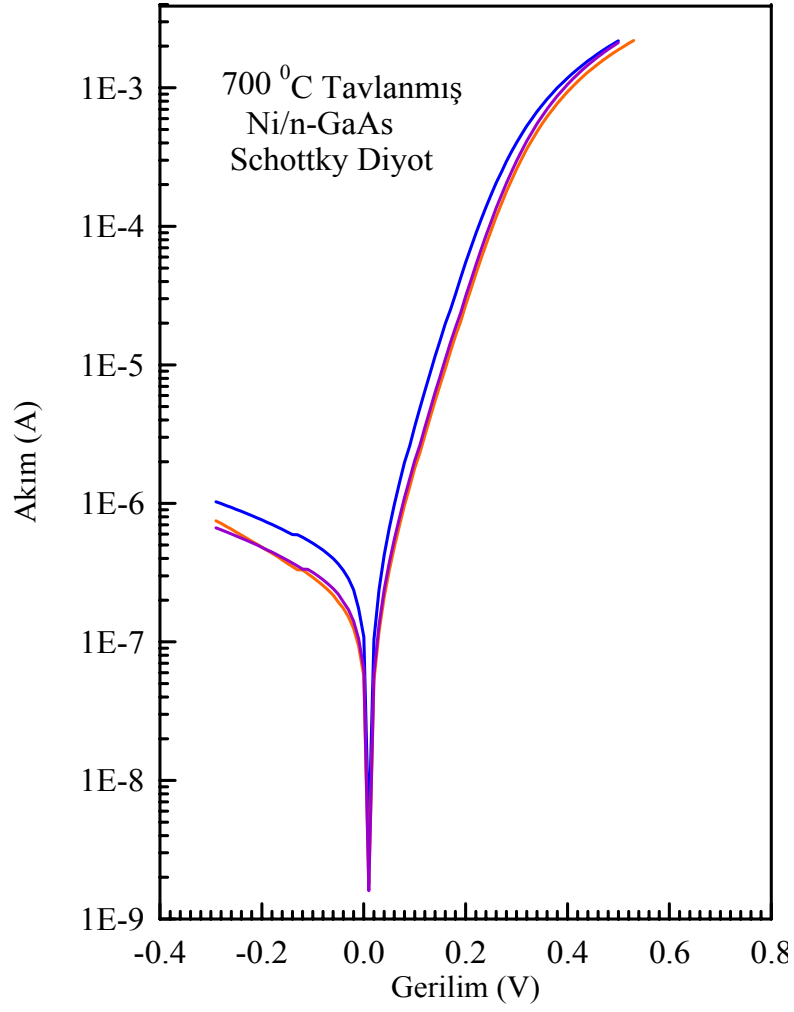
Şekil 4.8. 400⁰C’de tavllanmış Ni/*n*-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



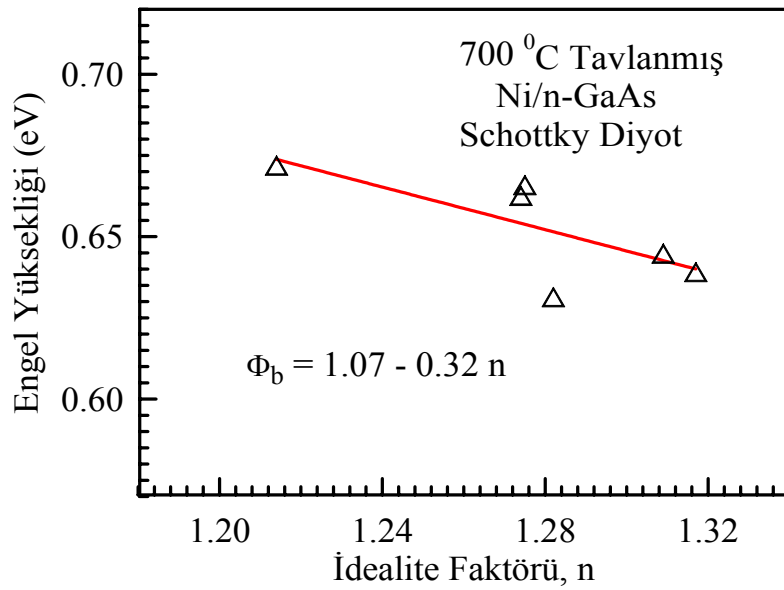
Şekil 4.9. 600⁰C’de tavlanmış bazı Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



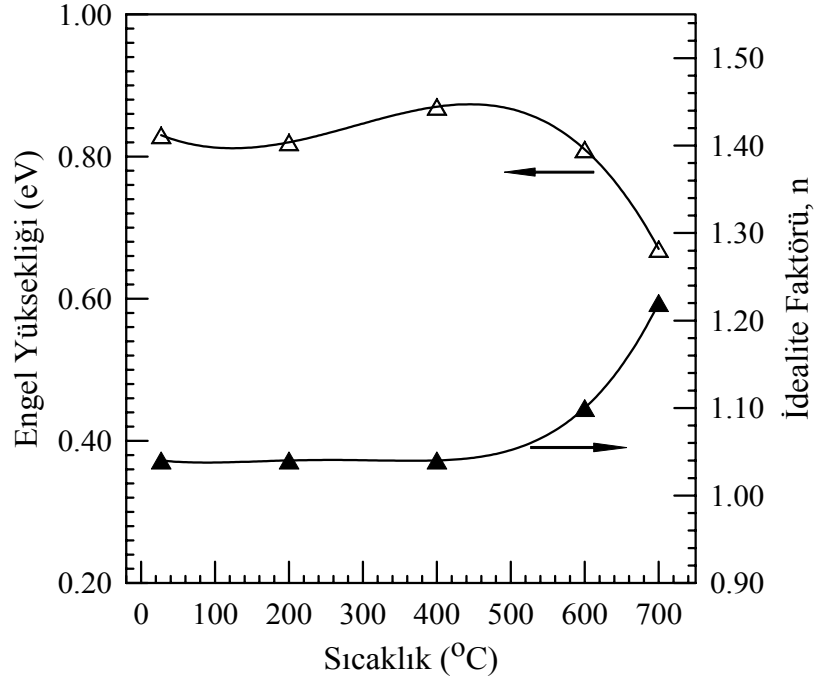
Şekil 4.10. 600⁰C’de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



Şekil 4.11. 700⁰C’de tavlanmış bazı Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



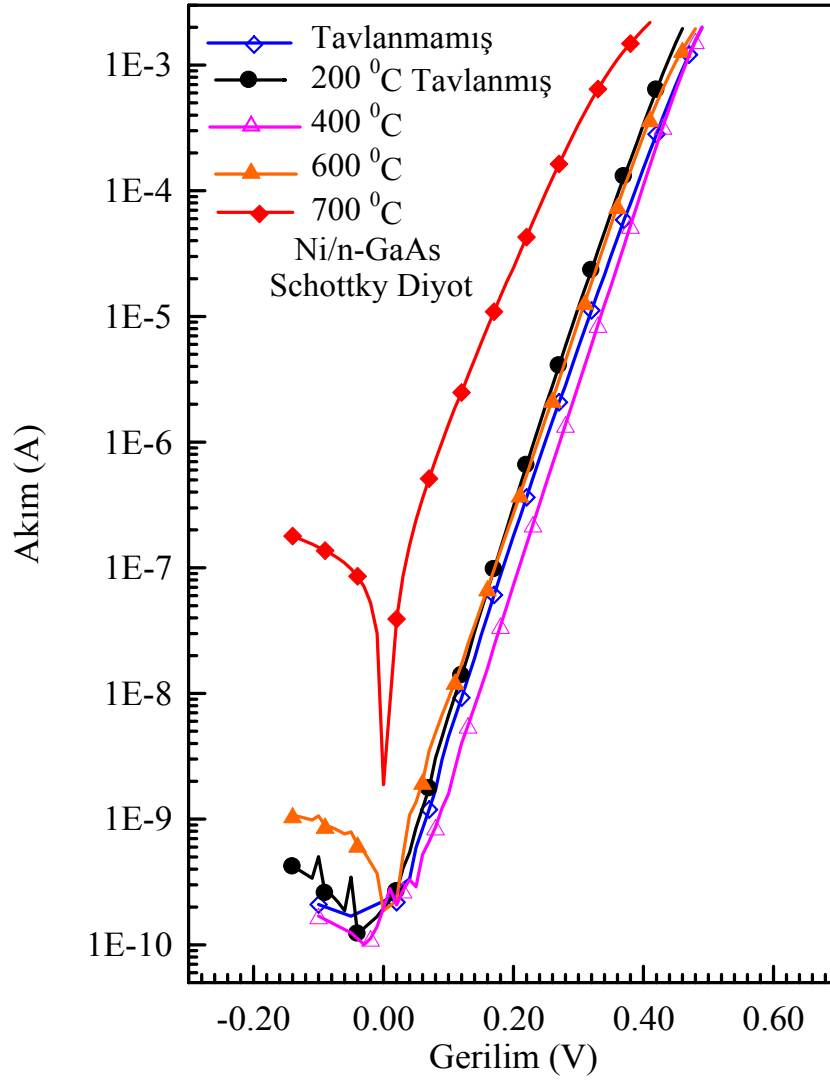
Şekil 4.12. 700⁰C’de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun oda sıcaklığında engel yüksekliğine karşı idealite faktörü grafiği



Şekil 4.13. Ni/n-GaAs diyotların engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi (Ölçüm sıcaklığı $T=300$ K)

Çizelge 4.1. Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri

	Tavlama sıcaklığı				
	Tavlınmamış	200 ⁰ C	400 ⁰ C	600 ⁰ C	700 ⁰ C
Engel yüksekliği, Φ_b (eV)	0,83	0,82	0,89	0,83	0,75



Şekil 4.14. Isıl olarak tavlınmamış ve 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C’de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin, oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri

4.2.2. Numune sıcaklığına bağlı alınan ölçümler ve hesaplamalar

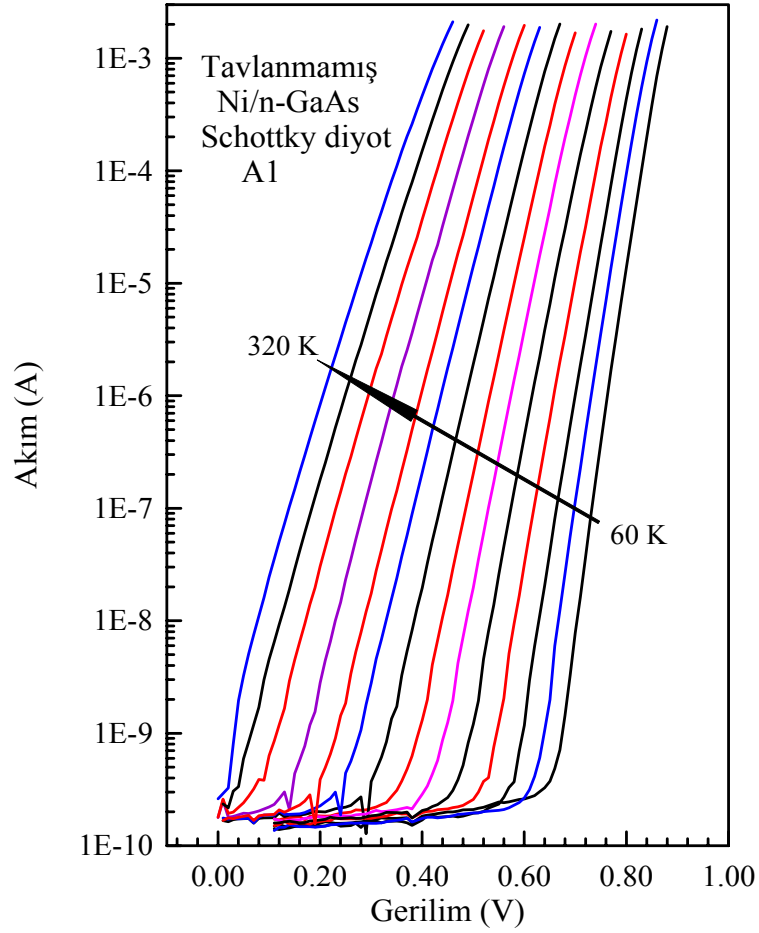
Sıcaklığa bağlı $I-V$ ölçümleri, 10-340 K aralığında çalışan Leybold Heraeus kapalı devre Helyum kryostat ve Keithley 487 Picoammeter/Voltage kaynağı kullanılarak 60-320 K aralığında 20 K’lik basamaklarla karanlıkta alınmıştır. Numune sıcaklığı sürekli bir copper-constantan termocifti ile ve Windaus MD850 elektronik termometre ile $\pm 0,1$ K duyarlılıkla izlenmiştir. Hazırlanan numuneler kendi imalatımız olan numune tutucu

ile kryostat içerisine yerleştirildi. Cihazlara giden bağlantılar yapıldıktan sonra kryostat kapatılarak vakumlandı (10^{-2} Torr). Vakumlama işlemi, düşük sıcaklıklarda numunenin nemlenmesini önlemek amacıyla yapıldı. Kryostata bağlı olan Isı Kontrol Sistemi ile numunenin sıcaklığı belirli değerlerde tutularak 60-320 K aralığında 20 K'lık adımlarla numune (ölçüm) sıcaklığına bağlı I - V ölçümleri alındı.

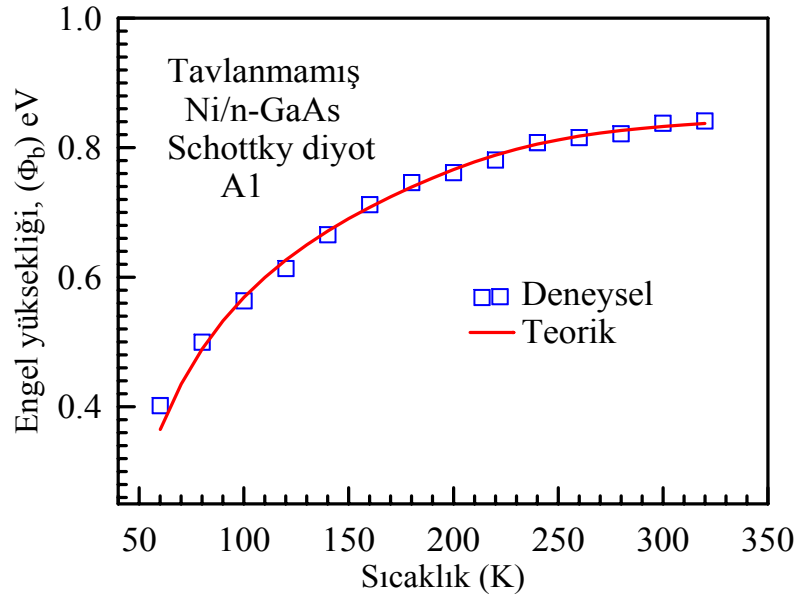
Yu-Long *et al.* (2002) tarafından önerilen multi-Gaussian dağılım modeli ile tavlannamış ve tavlannmış numuneler için sıcaklığa bağlı engel yüksekliğini açıklayalım. Engel yüksekliğinin double-Gaussian dağılımı ile inhomojen Schottky diyot için görünen engel yüksekliği Eşitlik (3.40) ile aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\Phi_{ap} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2(kT)^2} \right) + \rho_2 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2(kT)^2} \right) \right] \quad (4.5)$$

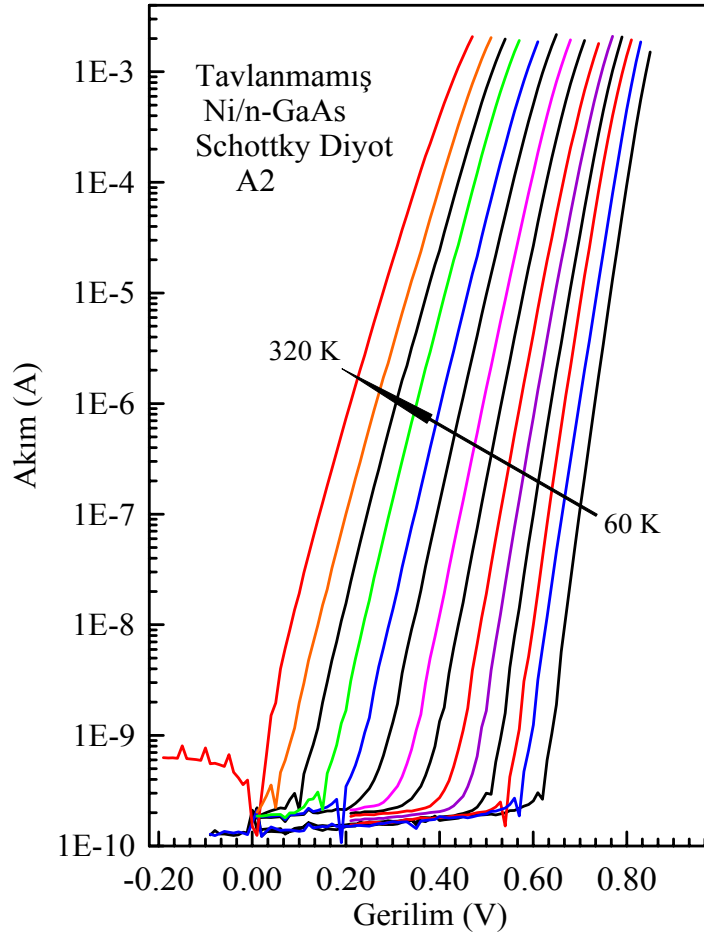
Burada, ρ_1 , ρ_2 , ($\rho_2 = 1 - \rho_1$), σ_1 , σ_2 , ve $\bar{\Phi}_1$, $\bar{\Phi}_2$ sırasıyla ağırlıklı, standart ve ortalama iki Gaussian fonksiyonunun değerleridir. Şimdi double-Gaussian dağılım modeli ile ısı olarak tavlannamış Ni/ n -GaAs Schottky diyodun üç noktasının (A1, A2, A3) sıcaklığa bağlı I - V ölçümlerini analiz ederek double-Gaussian modeli ile uyumunu görelim. Tavlannmadan önce üç adet (A1, A2, A3) Ni/ n -GaAs Schottky diyodun sıcaklığa bağlı I - V ölçümleri alındı. Bu ölçüm sonuçları Şekil 4.15, Şekil 4.17 ve Şekil 4.19'da görülmektedir. Tavlannmadan önce üç adet (A1, A2, A3) Ni/ n -GaAs Schottky diyodun double-Gaussian dağılım fonksiyonuna göre elde edilen fit parametreleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Deneysel veriler ve fit eğrileri Şekil 4.16, Şekil 4.18 ve Şekil 4.20'de görülmektedir. Şekil 4.16, Şekil 4.18 ve Şekil 4.20'deki devamlı çizgiler (4.5) denklemi ve Çizelge 4.2'de verilen parametreler kullanılarak her bir numune için çizilmiştir. Bu değerler Yu-Long *et al.* (2002) tarafından önerilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun tüm deneysel sıcaklık aralığında etkin olduğunu göstermektedir. Ayrıca değerlerin birbirine yakınlığını görmek için deneysel elde edilen sonuçlar Şekil 4.21'de birlikte verilmiştir. Şekil 4.30'da tüm deneysel sıcaklık aralığında tavlannamış ve tavlannmış Ni/ n -GaAs Schottky engel yüksekliğinin inhomojenliği için Yu-Long *et al.* (2002) tarafından önerilen double-Gaussian dağılım fonksiyonuna göre deneysel veriler ve fit eğrileri iyi bir uyum içinde olduğu görülecektir.



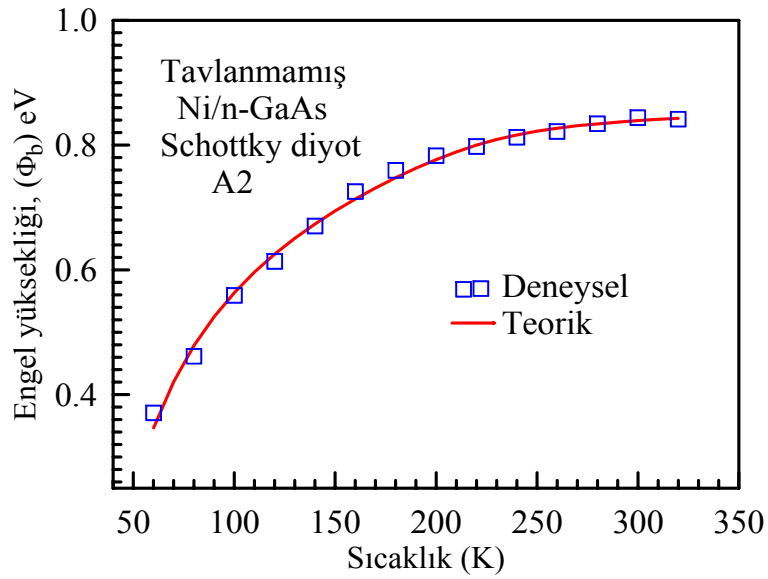
Şekil 4.15. Tavlanmamış Al Ni/*n*-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem *I-V* karakteristikleri



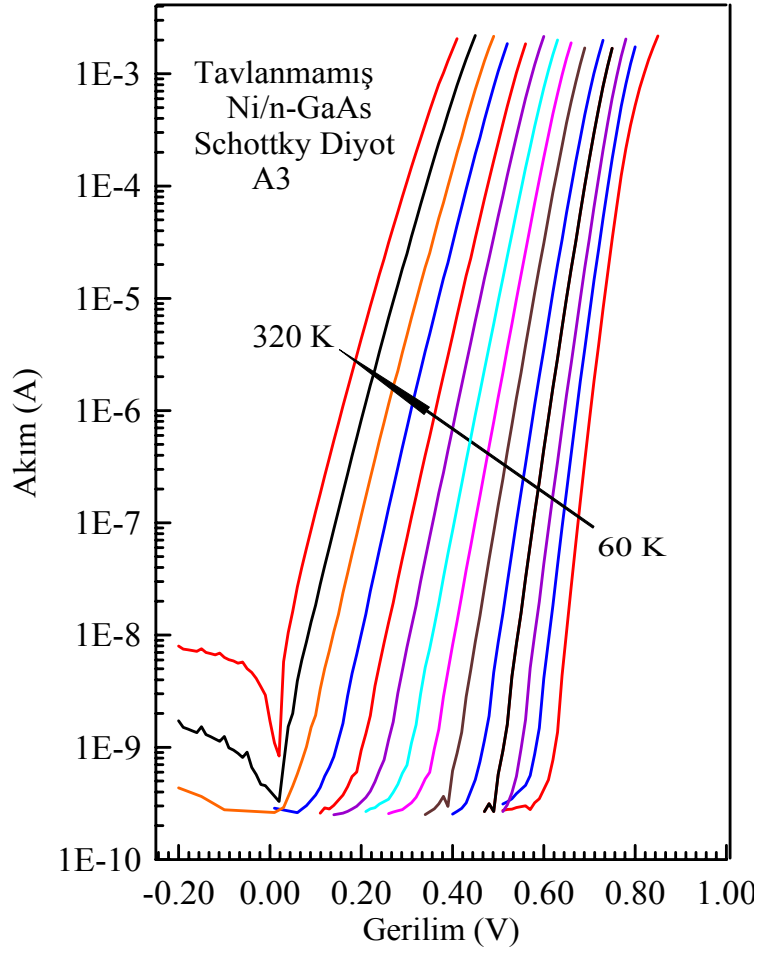
Şekil 4.16. Tavlanmamış Al Ni/*n*-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel (boş kareler) ve teorik (sürekli eğri) değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği. Sürekli eğri, çizelge 4.2'deki fit değerleri, tüm sıcaklık aralığında, double-Gaussian dağılım modelini veren (4.5) denklemde kullanılarak elde edilmiştir.



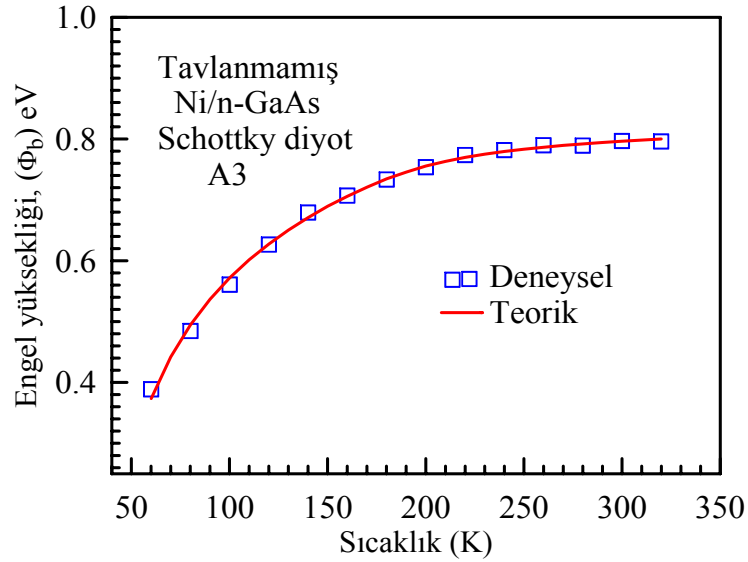
Şekil 4.17. Tavlanmamış A2 Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik doğru beslem I - V karakteristikleri



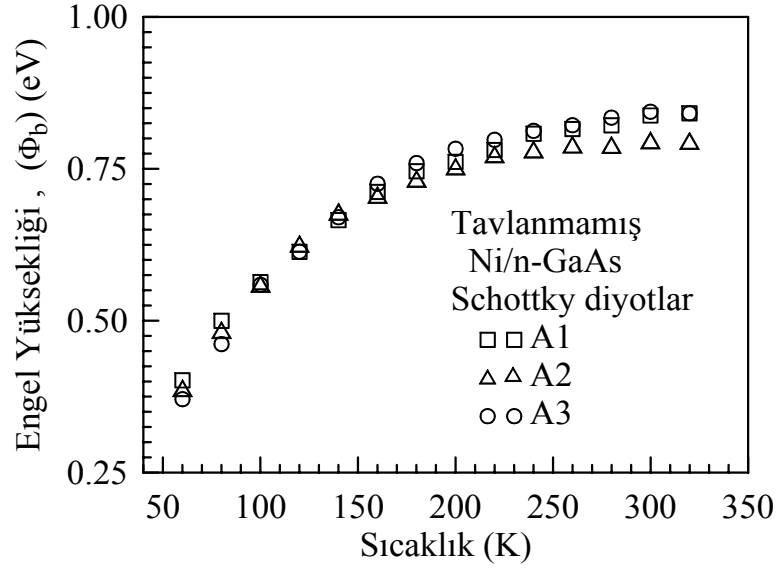
Şekil 4.18. Tavlanmamış A2 Ni/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel (boş kareler) ve teorik (sürekli eğri) değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği. Sürekli eğri, çizelge 4.2'deki fit değerleri, tüm sıcaklık aralığında, double-Gaussian dağılım modelini veren (4.5) denkleminde kullanılarak elde edilmiştir.



Şekil 4.19. Tavlanmamış A3 Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarılogaritmik doğru beslem I - V karakteristikleri



Şekil 4.20. Tavlanmamış A3 Ni/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel (boş kareler) ve teorik (sürekli eğri) değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiği. Sürekli eğri, çizelge 4.2'deki fit değerleri, tüm sıcaklık aralığında, double-Gaussian dağılım modelini veren (4.5) denkleminde kullanılarak elde edilmiştir.

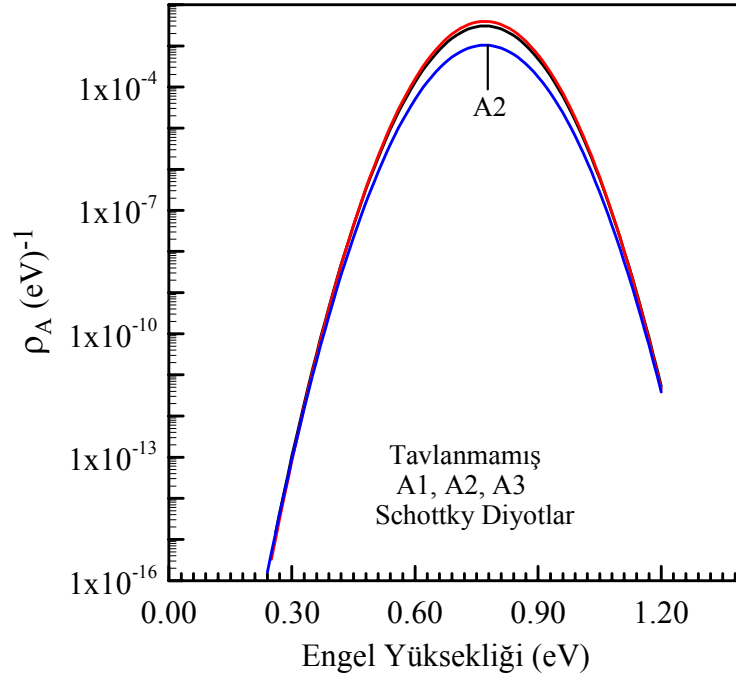


Şekil 4.21. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotların 60-320 K sıcaklık aralığında deneysel olarak bulunan engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafikleri

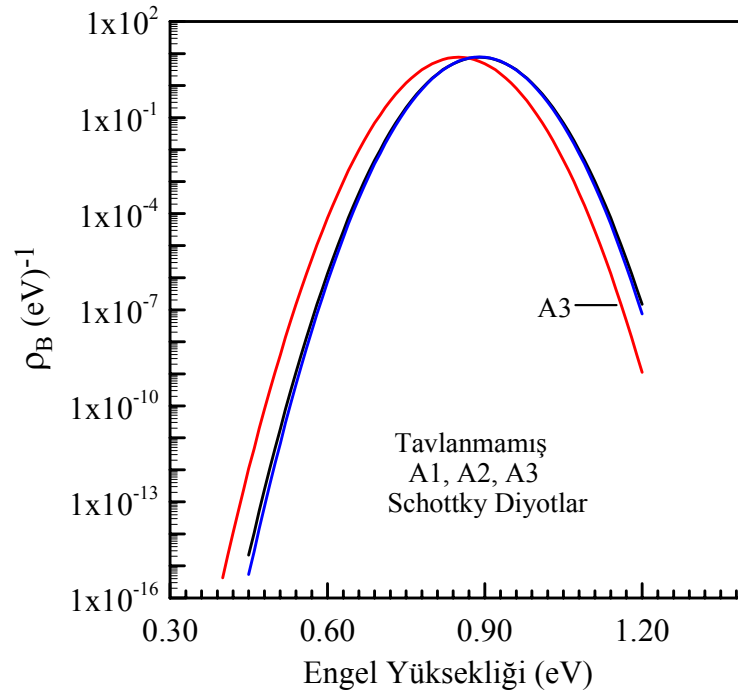
Çizelge 4.2. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotları için (4.5) denkleminde elde edilen fit parametreleri

	$\bar{\Phi}_1$ (eV)	$\bar{\Phi}_2$ (eV)	$\rho_1 \times 10^{-4}$	ρ_2	σ_1 (meV)	σ_2 (eV)
A1	0,77	0,89	5,16	$1 - \rho_1$	67	52
A2	0,77	0,89	1,8	$1 - \rho_1$	69	51
A3	0,77	0,85	6,7	$1 - \rho_1$	67	52

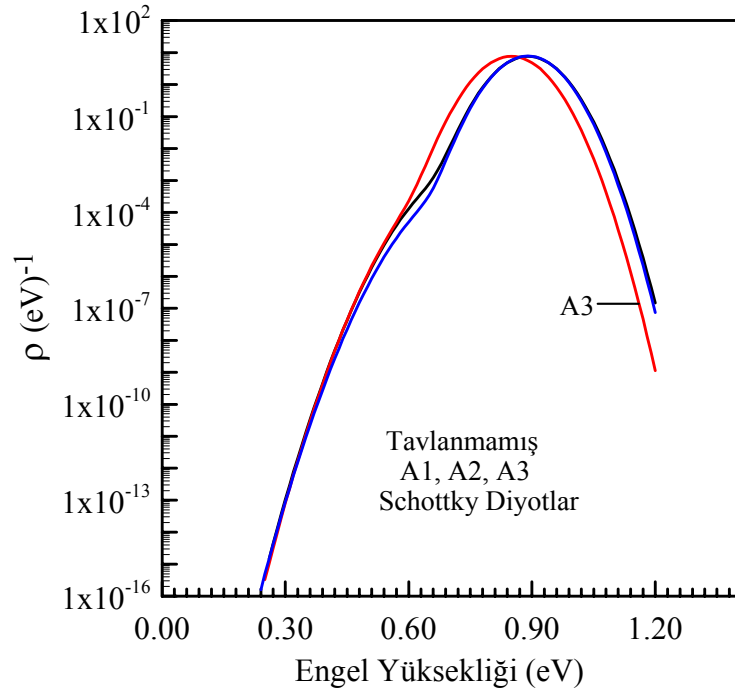
Şekil 4.21’de tavlanmamış üç adet Ni/n-GaAs Schottky diyodun deneysel numune sıcaklığına karşı engel yüksekliği grafikleri verilmiştir. Çizelge 4.2, tavlanmamış A1, A2 ve A3 Schottky diyotların Şekil 4.16, 4.18 ve 4.20’de deneysel $\Phi_b \sim T$ grafiklerinde denklem (4.5) kullanılarak elde edilen fit parametrelerini göstermektedir.



Şekil 4.22. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/*n*-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_A dağılım eğrileri

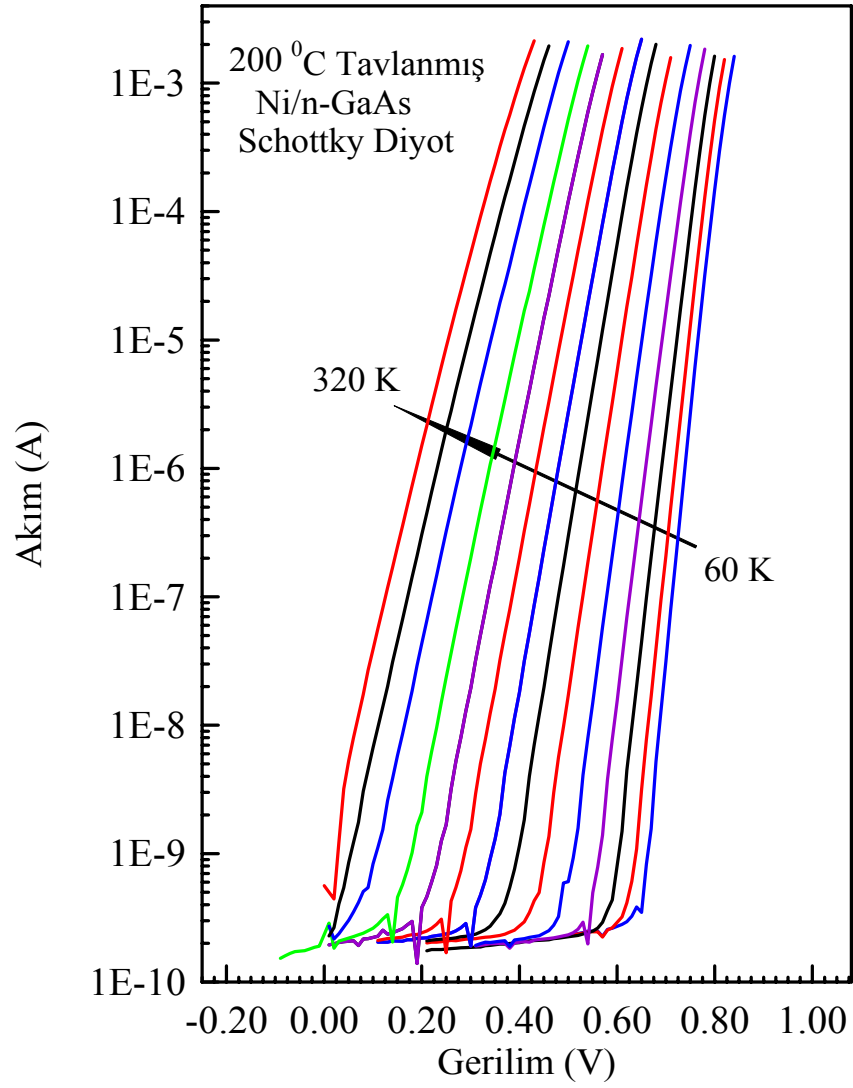


Şekil 4.23. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/*n*-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_B dağılım eğrileri

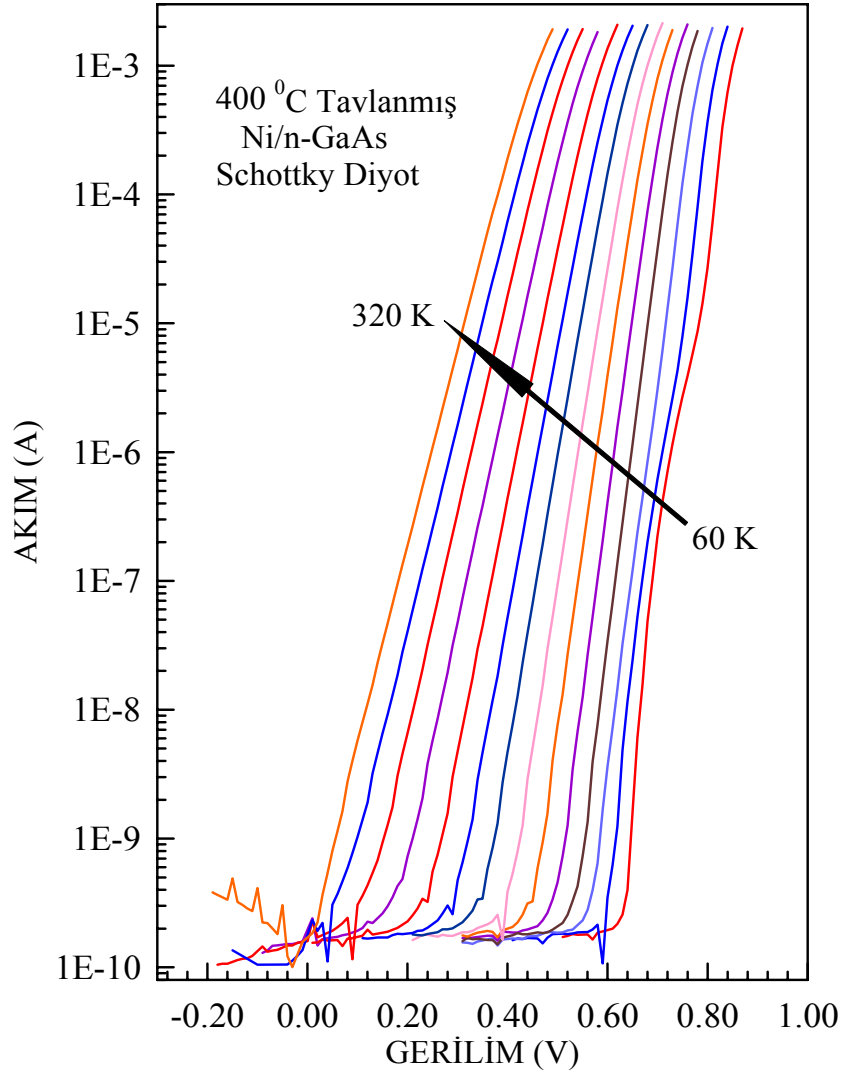


Şekil 4.24. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/*n*-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{\text{top}} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri

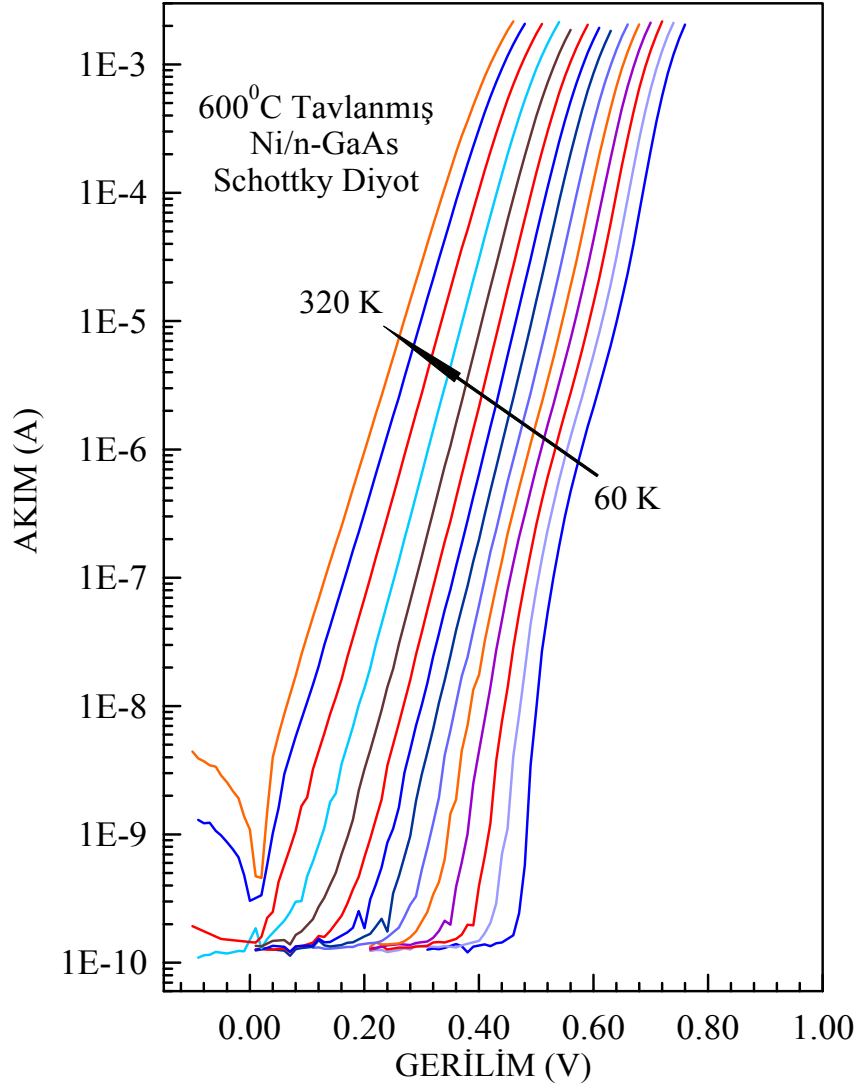
Şekil 4.22, Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'de tavlanmamış üç adet A1, A2 ve A3 Ni/*n*-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_A , ρ_B ve $\rho_{\text{top}} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri görülmektedir. 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C'de tavlanmış Ni/*n*-GaAs diyotların sıcaklığa bağlı *I-V* ölçümlerinin sonuçları Şekil 4.25, Şekil 4.26, Şekil 4.27 ve Şekil 4.28'de sırasıyla aşağıda verilmiştir.



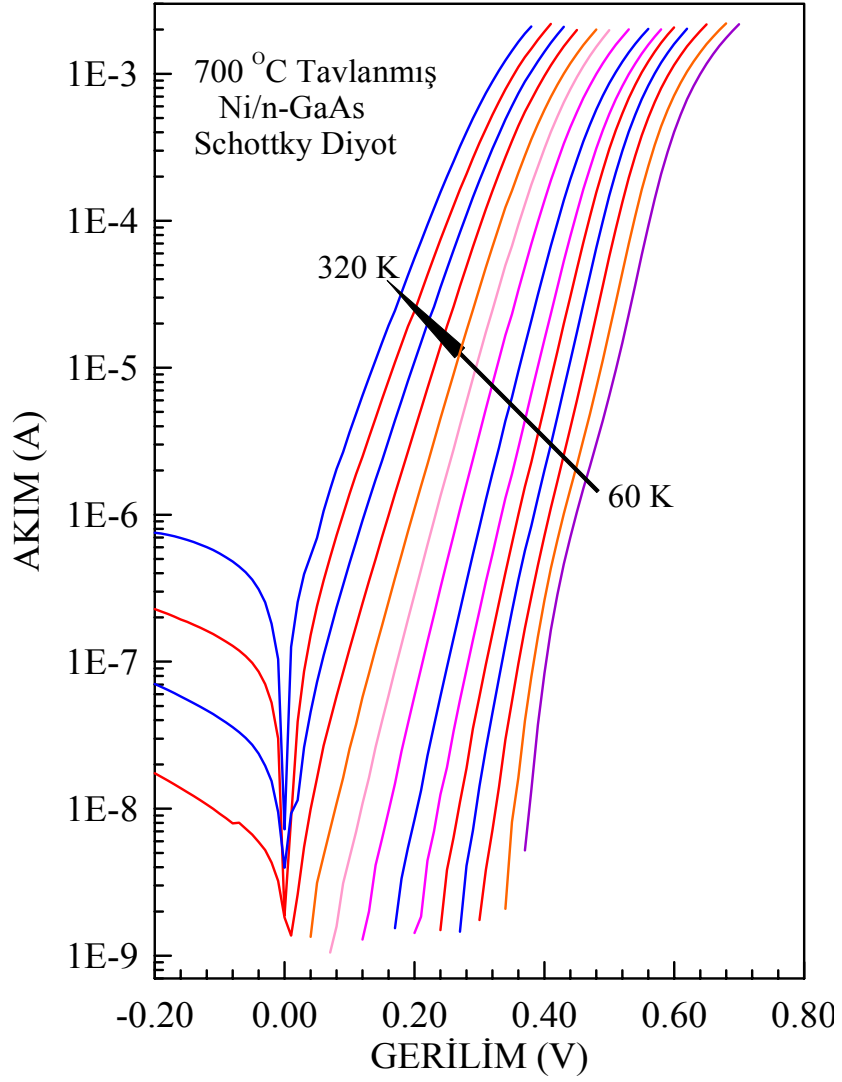
Şekil 4.25. 200⁰C’de tavlanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı-logaritmik doğru beslem I - V karakteristikler



Şekil 4.26. 400°C’de tavllanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı-logaritmik doğru beslem *I-V* karakteristikleri



Şekil 4.27. 600°C'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı-logaritmik doğru beslem *I-V* karakteristikleri



Şekil 4.28. 700°C’de tavlansmış Ni/n-GaAs diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında yarı-logaritmik doğru beslem I - V karakteristikleri

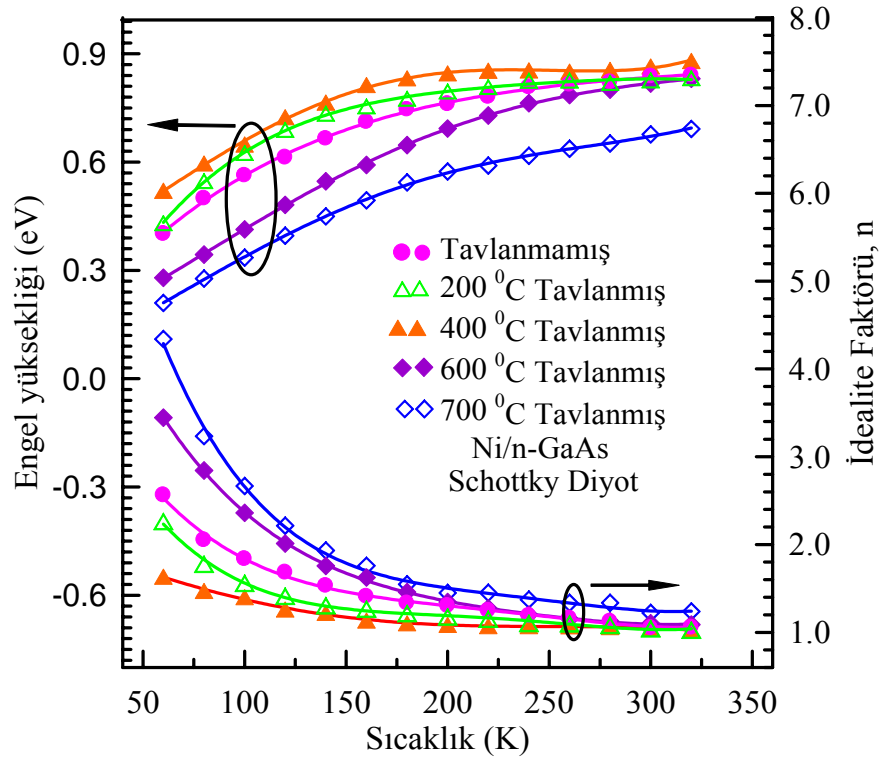
Çizelge 4.3. Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen tüm sıcaklık aralığında Tavlanmamış, 200⁰C ve 400⁰C'de tavlanmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklık ve tavlama göre değişimi

Tavlama Sıcaklıkları						
Numune Sıcaklığı (K)	Tavlanmamış		200 ⁰ C		400 ⁰ C	
	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n
60	0,40	2,56	0,43	2,26	0,52	1,63
80	0,50	2,05	0,55	1,78	0,60	1,47
100	0,56	1,84	0,63	1,56	0,65	1,40
120	0,61	1,68	0,69	1,41	0,72	1,26
140	0,67	1,53	0,73	1,30	0,76	1,22
160	0,71	1,41	0,75	1,27	0,81	1,13
180	0,75	1,33	0,78	1,22	0,83	1,10
200	0,76	1,30	0,80	1,18	0,85	1,09
220	0,78	1,25	0,81	1,15	0,85	1,07
240	0,81	1,19	0,83	1,10	0,85	1,07
260	0,82	1,16	0,83	1,10	0,85	1,07
280	0,82	1,13	0,82	1,08	0,86	1,06
300	0,84	1,05	0,83	1,04	0,86	1,04
320	0,84	1,06	0,83	1,03	0,88	1,03

Çizelge 4.4. Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen tüm sıcaklık aralığında Tavlanmamış, 600°C ve 700°C'de tavlanmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklık ve tavlama sıcaklığına göre değişimi

Tavlama Sıcaklıkları						
Numune Sıcaklığı (K)	Tavlanmamış		600°C		700°C	
	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_b (eV)	İdealite faktörü, n
60	0,40	2,56	0,27	3,44	0,20	4,34
80	0,50	2,05	0,34	2,84	0,27	3,23
100	0,56	1,84	0,41	2,36	0,33	2,66
120	0,61	1,68	0,48	2,00	0,39	2,21
140	0,67	1,53	0,54	1,75	0,44	1,93
160	0,71	1,41	0,59	1,62	0,49	1,75
180	0,75	1,33	0,64	1,45	0,54	1,54
200	0,76	1,30	0,69	1,34	0,57	1,44
220	0,78	1,25	0,72	1,27	0,59	1,45
240	0,81	1,19	0,76	1,20	0,61	1,37
260	0,82	1,16	0,78	1,15	0,63	1,33
280	0,82	1,13	0,80	1,12	0,65	1,33
300	0,84	1,05	0,81	1,10	0,67	1,22
320	0,84	1,06	0,83	1,08	0,69	1,23

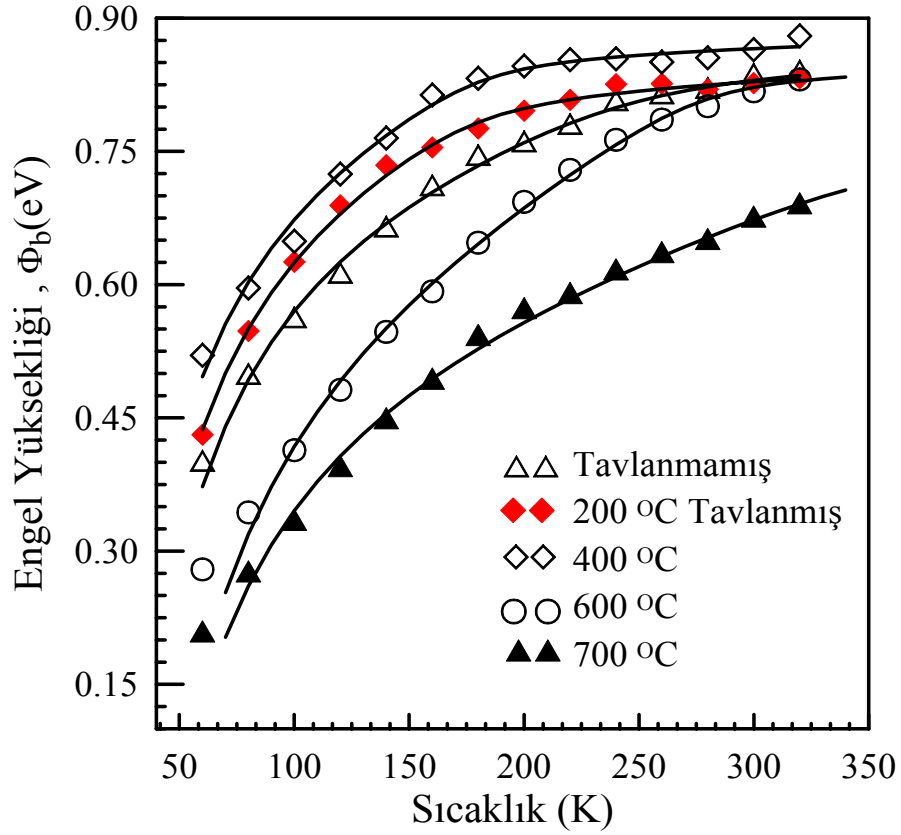
Isıl olarak tavlanmamış ve 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyotların I - V grafiklerinden Eşitlik (4.2) ve (4.4) kullanılarak sıcaklığa bağlı idealite faktörleri ve engel yükseklikleri grafiği Şekil 4.29'da verilmiştir. Deneysel engel yüksekliğine karşı 60-320 K sıcaklık aralığındaki grafikleri Şekil 4.30'da içi boş üçgenler, dolu kareler, içi boş kareler, içi boş daireler ve içi dolu üçgenler, sırasıyla, tavlanmamış, 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlanmış numuneler için görülmektedir. Şekil 4.30'daki devamlı eğriler tüm sıcaklık aralığında (4.5) denklemi kullanılarak double-Gaussian dağılım modeli ile Çizelge 4.5'deki veriler kullanılarak deneysel olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.29. Isıl olarak tavlanmamış ve 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C'de tavlanmış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin, engel yüksekliği ve idealite faktörünün numune sıcaklığıyla değişimleri

Çizelge 4.5. Ni/n-GaAs Schottky diyot için (3.40) denkleminde elde edilen fit parametreleri

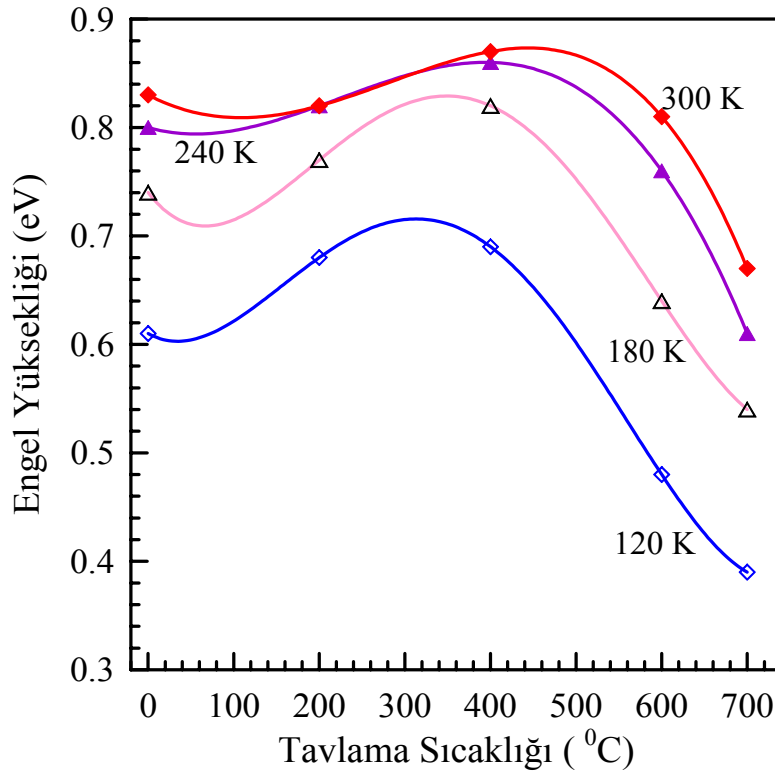
	$\bar{\Phi}_1$ (eV)	$\bar{\Phi}_2$ (eV)	$\rho_1 \times 10^{-4}$	ρ_2	σ_1 (meV)	σ_2 (eV)
Tavlanmamış	0,77	0,89	5,16	$1 - \rho_1$	65	52
200 ⁰ C	0,79	0,88	1,65	$1 - \rho_1$	64	50
400 ⁰ C	0,81	0,90	0,72	$1 - \rho_1$	61	42
600 ⁰ C	0,56	0,85	0,0031	$1 - \rho_1$	68	34
700 ⁰ C	0,55	0,75	1,21	$1 - \rho_1$	70	45



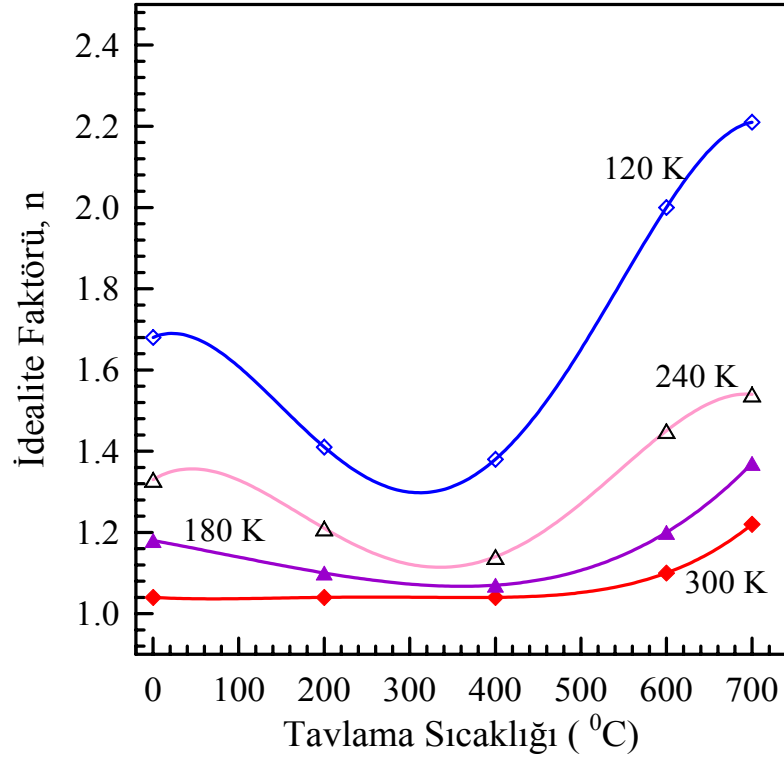
Şekil 4.30. Isıl olarak tavlansamamış (A1) ve 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlansam Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin engel yüksekliğine karşı sıcaklık grafikleri. Devamlı eğriler tüm sıcaklık aralığında (4.5) denklemi kullanılarak double-Gaussian dağılım modeli ile Çizelge 4.5'deki veriler kullanılarak deneysel elde edildi.

Ni/n-GaAs Schottky diyotların $I-V$ grafiklerinden Eşitlik (4.2) ve (4.4) kullanılarak hesaplanan tavlama ve sıcaklığa bağı idealite faktörleri ve engel yükseklikleri Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'de verilmiştir. Örnek olarak, Çizelge 4.3'den, tavlansam numune için 200 K'de $n=1,30$; 200°C'de tavlansam numune için $n=1,18$ ve 400°C'de tavlansam numune için $n=1,09$ ve 60 K'de tavlansam numune için $n=2,56$, 200°C'deki için $n=2,26$ ve 400°C'deki için $n=1,63$ değerleri elde edilmektedir. 600°C ve 700°C'de tavlansam Ni/n-GaAs diyotlar için numune sıcaklığına bağı $I-V$ karakteristiklerden elde edilen idealite faktörleri Çizelge 4.4'den 200 K'de 600°C'de tavlansam numune için $n=1,34$ ve 700°C'de tavlansam numune için $n=1,44$ ve 60 K'de 600°C'deki için $n=3,44$ ve 700°C'deki için $n=4,34$ değerleri elde edilmiştir. Şekil 4.29'dan görüldüğü gibi, 600°C ve 700°C'de tavlansam Ni/n-GaAs diyotların engel yükseklikleri; tavlansam ve 200°C ve 400°C'de tavlansam numunelerinkine göre her

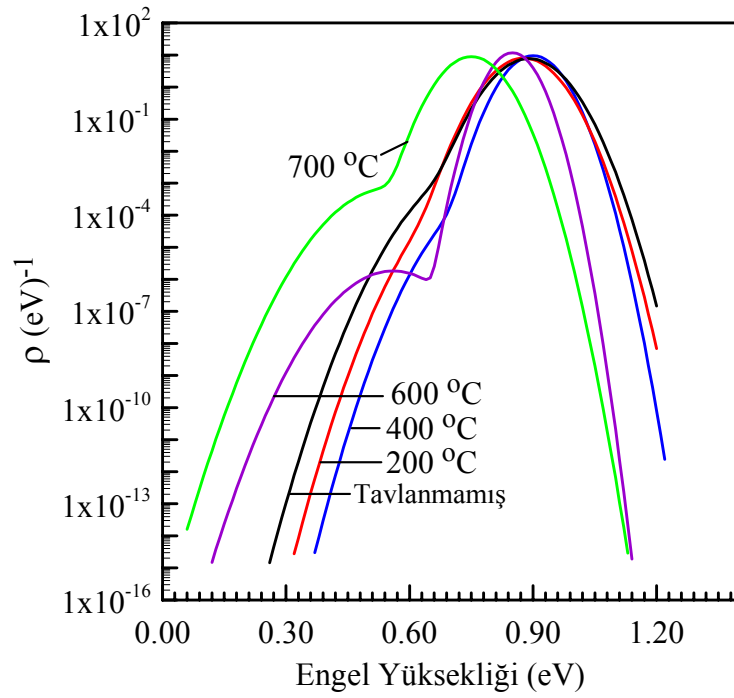
sıcaklık için daha küçük değerdedir ve numuneler Schottky diyot özelliklerini korumaktadırlar. Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'den görüleceği gibi artan tavlama sıcaklığı ile idealite faktörünün değerinin azalmasına karşı engel yüksekliği artmıştır. Termal tavlamadan dolayı arayüzey yapısının homojenliğe ve dolayısıyla idealite faktörü ideal duruma yaklaşmaktadır.



Şekil 4.31. Ni/n-GaAs diyotların Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5'deki veriler kullanılarak ölçülen bazı sıcaklıklar için engel yüksekliğinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi



Şekil 4.32. Ni/n-GaAs diyotların Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5'deki veriler kullanılarak ölçülen bazı sıcaklıklar için idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi



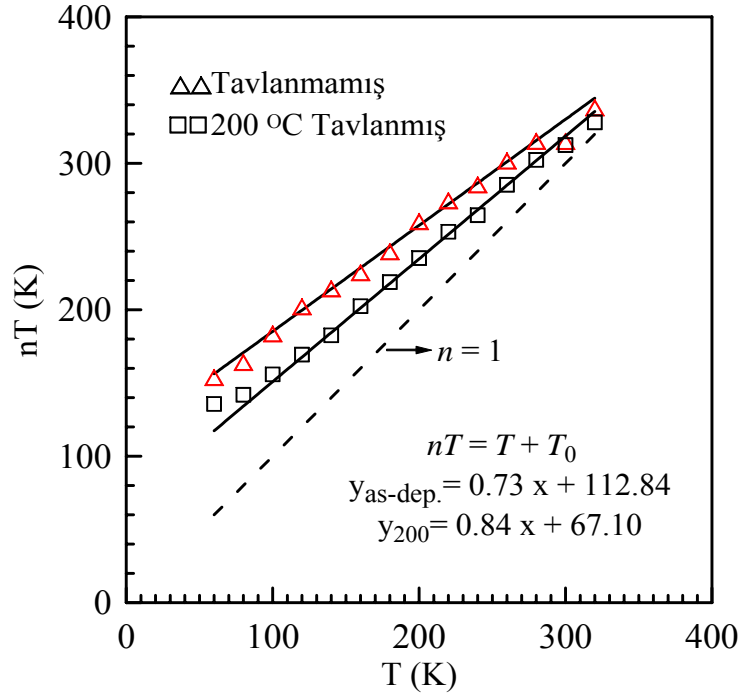
Şekil 4.33. Isıl olarak tavlansmamış (A1) ve 200°C, 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlansmış Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{\text{top}} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri

Şekil 4.33’de tavlammamış (A1) ve 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C’de tavlammış Ni/n-GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler Eşitlik (4.5)’de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{top} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri görülmektedir. Dobrocka ve Osvald’a göre standart durumlarda idealite faktörü arttıkça engel yüksekliği artmalıdır (1994). Termal tavlamanın Çizelge 4.5’deki double-Gaussian dağılımına göre kontakta homojenliğe sebep olduğu söylenebilir.

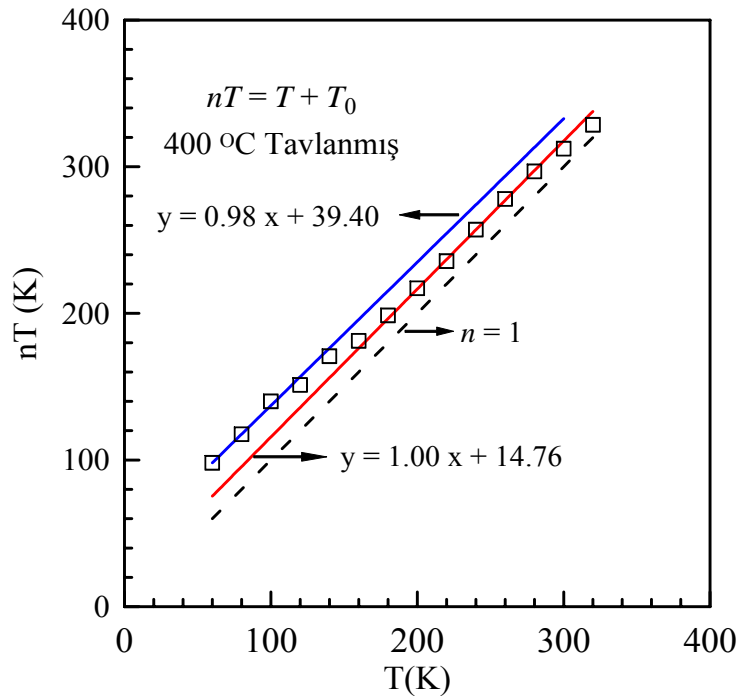
Diyotların sıcaklığa karşı davranışlarını direkt olarak ifade eden bir kavram da T_0 etkisidir. Bu etki, diyodun temel karakteristiklerinden biri olan idealite faktörünün ve Schottky engel yüksekliğinin numune sıcaklığına bağlı değişimini ifade eder. Eşitlik (3.30) ifadesinden ve T karşı nT grafiklerinin analitik yorumundan faydalanarak T_0 sıcaklıktan bağımsız bir sabit olmak üzere

$$nT = T + T_0 \quad (4.6)$$

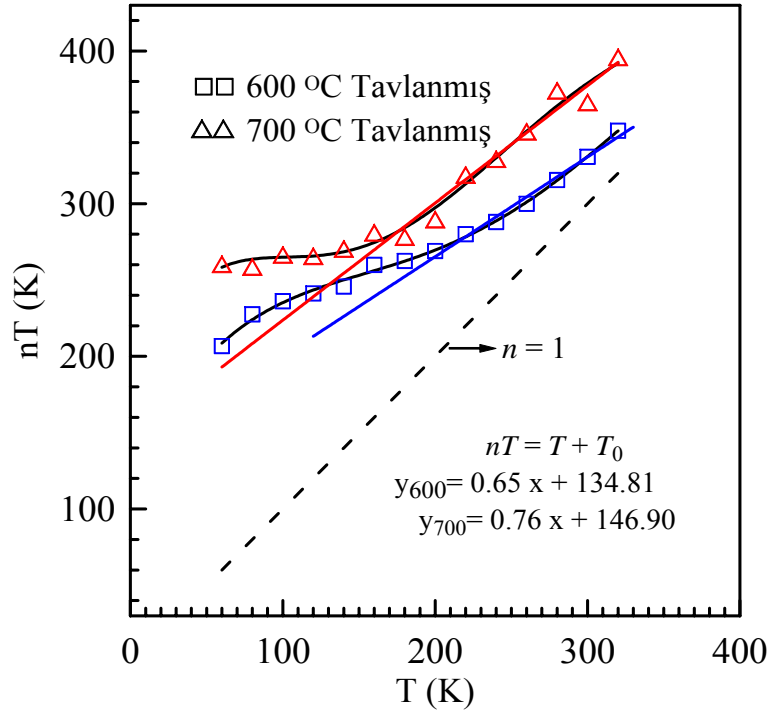
Bu ifade incelenirse ideal durumda ($n=1$ için) $T_0=0$ değerini göstermektedir. Kısacası, T_0 değeri sıfıra yaklaştıkça diyotlar da ideal duruma yaklaşırlar. Böylelikle, sıcaklık düşürüldükçe eklem akımı daha büyük idealite faktörüne neden olan düşük Schottky engel yüksekliği bölgeleri tarafından kontrol edilir (Tung 1992). Deneysel hesaplamaların sonuçları Şekil 4.34’de tavlammamış ve 200⁰C tavlammış, Şekil 4.35’de 400⁰C tavlammış ve Şekil 4.36’da 600⁰C ve 700⁰C’de tavlammış Ni/n-GaAs Schottky diyodların 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri görülmektedir.



Şekil 4.34. Tavlanmamış ve 200⁰C tavlanmış Ni/n-GaAs Schottky diyodların 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri



Şekil 4.35. 400⁰C tavlanmış Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafiği



Şekil 4.36. 600⁰C ve 700⁰C’de tavllanmış Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri

Şekil 4.34’de deneysel verilere yapılan fitler ideal Schottky kontak durumuna paralel olmadığı için 112,84 ve 67,10 olarak tavlınmamış ve 200⁰C tavllanmış numuneler için T_0 değerleri elde edildi. Şekil 4.35’de 400⁰C tavllanmış $nT \sim T$ grafiğinin $n=1$ doğrusuna paralel 160-320 K aralığında $T_0=14,76$ K ve 60-140 K aralığında $T_0=39,40$ K olarak iki çizgi elde edildi. $nT \sim T$ grafiklerinden 400⁰C tavllanmış numune için ideal duruma yaklaştığı görülmektedir. Şekil 4.36’da 600⁰C ve 700⁰C tavllanmış numuneler için $nT \sim T$ grafiklerinden, sırasıyla, $T_0=134,81$ ve $T_0=146,90$ değerleri elde edildi.

Deneysel olarak aktivasyon enerjisini ve Richardson sabitinin değerini; $I-V$ karakterisiklerinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak engelin yanal inhomojenliğinden faydalanılarak elde edilebilir. Richardson sabitini elde etmek için Eşitlik (3.29) aşağıdaki gibi yazılabilir.

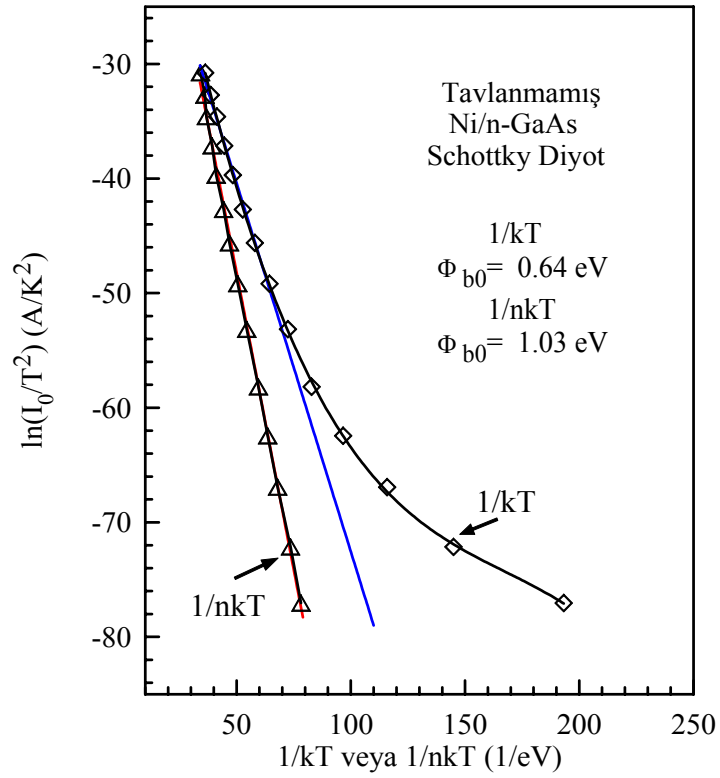
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (4.7)$$

$\ln(I_0 / T^2)$ karşı $1/kT$ grafiğinden düşük sıcaklıklarda doğrusal kısmına yapılan fit ile Richardson sabiti ve fitin eğiminden aktivasyon enerjisi bulunur. Şekil 4.37’de tavlannmamış diyot için aktivasyon enerjisini 0,65 eV bulduk. Şekil 4.38 ve Şekil 4.39’da 200⁰C ve 400⁰C’de tavlannmış numuneler için aktivasyon enerjilerini 0,71 ve 0,92 eV elde ettik. Şekil 4.40 ve Şekil 4.41’de 600⁰C ve 700⁰C’de tavlannmış numuneler için aktivasyon enerjilerini 0,44 ve 0,36 eV elde ettik.

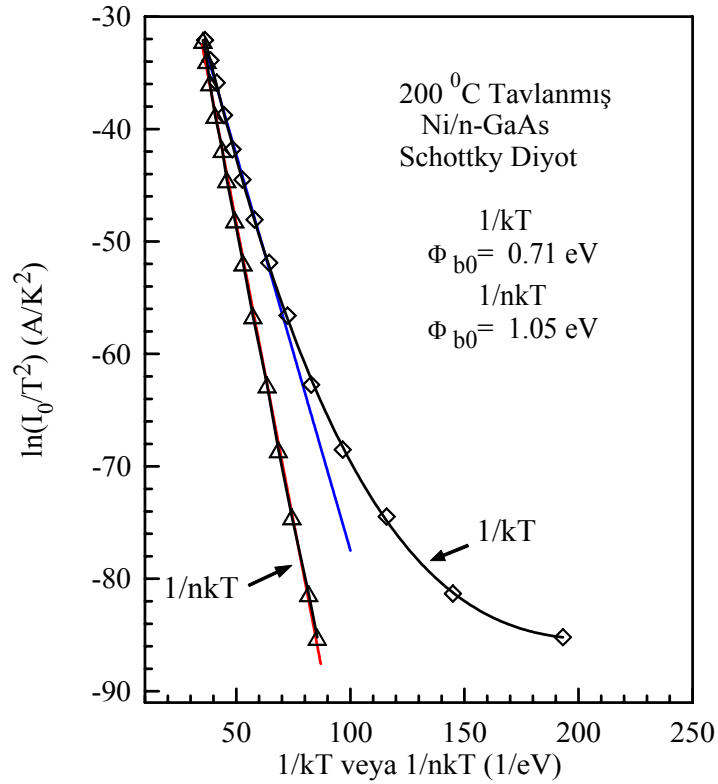
Çizelge 4.6. Double Gaussian dağılım fonksiyonu, Richardson ve idealite faktörününe karşı engel yüksekliği grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin tavlama sıcaklığı ile değişimi

Engel yüksekliği	Tavlama sıcaklığı				
	Tavlannmamış	200 ⁰ C	400 ⁰ C	600 ⁰ C	700 ⁰ C
Gaussian dağılımından $\bar{\Phi}_1$ (eV)	0,77	0,79	0,81	0,56	0,55
Gaussian dağılımından $\bar{\Phi}_2$ (eV)	0,89	0,88	0,90	0,85	0,75
Richardson grafiğinden Φ_{bo} (eV)	0,64	0,71	0,92	0,44	0,36
Engel yüksekliği, Φ_{hom} (eV)	0,83	0,82	0,89	0,83	0,75

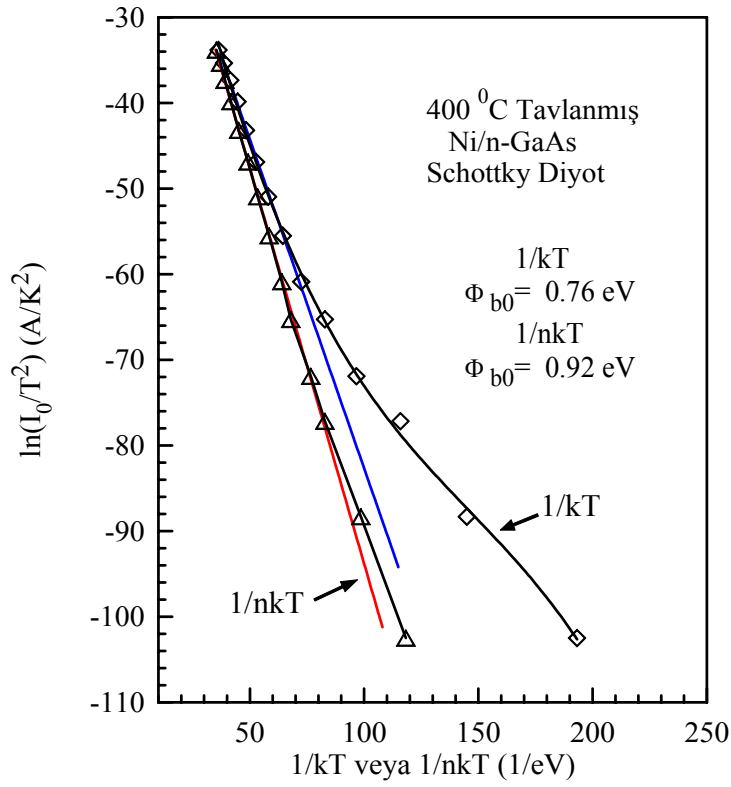
Çizelge 4.6’da Double Gaussian dağılım fonksiyonu ile Richardson ve idealite faktörününe karşı engel yüksekliği grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin tavlama sıcaklığı ile değişiminden görüldüğü gibi homojen engel yüksekliği değerleri tavlannmamış ve 200⁰C’de tavlannmış diyotlar için birinci Gaussian dağılımına uymaktadır. 400⁰C 600⁰C ve 700⁰C’de tavlannmış diyotlar için ikinci Gaussian dağılımına uymaktadır.



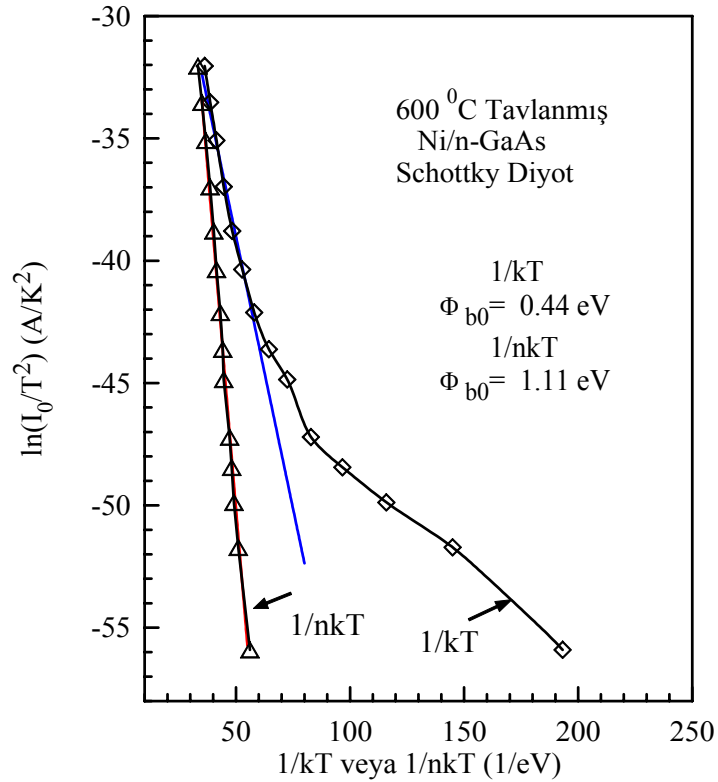
Şekil 4.37. Tavlanmamış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)



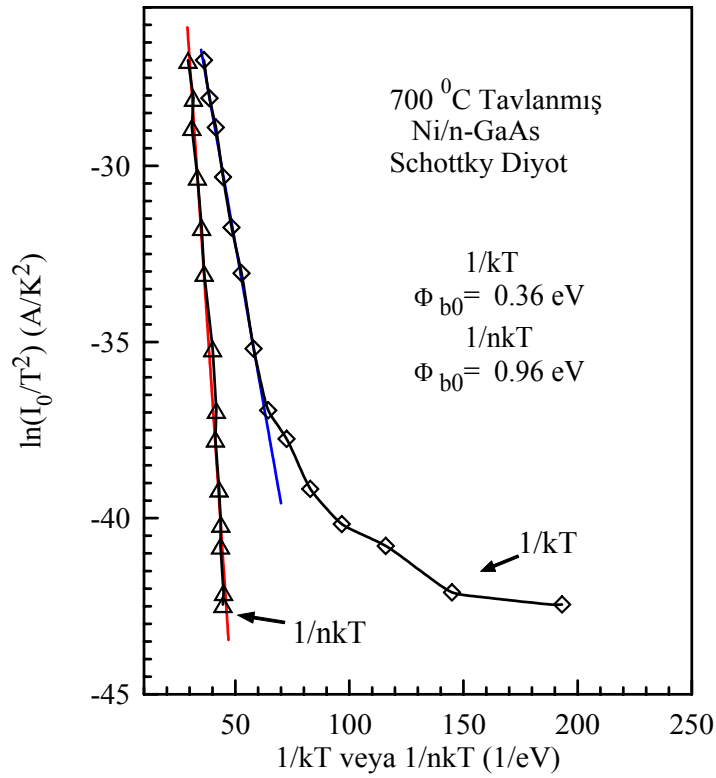
Şekil 4.38. 200°C tavlanmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)



Şekil 4.39. 400⁰C tavllanmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)



Şekil 4.40. 600⁰C tavllanmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)



Şekil 4.41. 700⁰C tavlanmış Ni/n-GaAs Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/T$ Richardson grafiği (içi boş kareler) ve $\ln(I_0/T^2)$ karşı $1/nkT$ modifiye Richardson grafiği (içi boş üçgenler)

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

Bir Schottky diyodun uzay yükü bölgesine ait kapasitesi, metal-yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Kapasitenin ters beslem gerilimine bağlı olarak ölçülmesi durumunda, doğrultucu kontağa ait engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu ve kontakta bir arayüzey tabakası mevcut ise bu tabakanın kalınlığı hesaplanabilir (Türüt vd 1992).

Yapılan numuneler için C-V, G-V ve I/C^2 ölçümleri $f=500$ kHz ve -2 V ile $+1$ V aralığında, “Hewlett Packard” firmasının “4192A 5Hz-13MHz LF Impedance analyser” cihazı ile yapılmıştır. Daha önce bahsedildiği gibi n-GaAs kristalinin taşıyıcı yoğunluğu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olup kalınlığı yaklaşık olarak $400 \pm 20 \mu\text{m}$ olarak verilmiştir. $T=300$ K için n-tipi GaAs iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu $N_c=4,71 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak verilmektedir. Bu değerler Fermi enerjisi seviyesini hesaplamak için,

$$E_F = V_n = kT \ln(N_c/N_d) \quad (4.8)$$

eşitliği kullanıldığında,

$E_F=0,107$ eV olarak elde edilir.

Alınan ölçülerin değerlendirilmesi için (3.50) ifadesi yeniden düzenlenecek olursa

$$C^{-2} = \frac{2(V_{do} + V)}{e\epsilon_s\epsilon_0 A^2 N_d} \quad (4.9)$$

ifadesi elde edilir. Burada V_{do} difüzyon potansiyelinin elde edilebilmesi için C^{-2} - V grafiği çizilir. $C^{-2}=0$ için $V=V_{do}$ olur. Tavlanmamış Ni/n-GaAs Schottky diyot için hesaplanan V_{do} değerleri Çizelge 4.7'de verilmiştir. (4.9) ifadesinin V 'ye göre türevi alınır ve N_d çekilirse

$$N_d = \frac{2}{e\epsilon_s\epsilon_0 A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.10)$$

yazılabilir. C^{-2} - V grafiğinin lineer kısmına bir fit yapılırsa elde edilecek doğrunun eğimi $\frac{d(C^{-2})}{dV}$, yi verir. Eğim değerleri bulunduktan sonra (4.10) ifadesinde yerine yazılarak

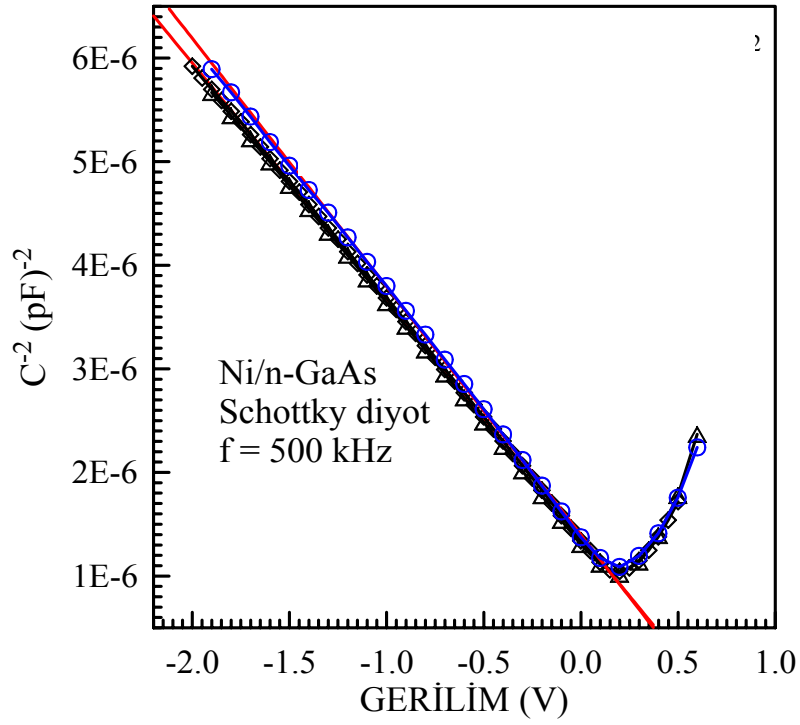
N_d taşıyıcı konsantrasyonları elde edildi. Eşitlik (4.9) ile her bir diyot için hesaplanan N_d değerleri, (4.8) ifadesinde yerine yazılarak, iletkenlik bandının tabanı ile Fermi seviyesi arasındaki fark olan V_n değerleri elde edilir. Doğrunun V eksenini kestiği nokta (V_0 kesim potansiyeli) V_{do} difüzyon potansiyelini verir. Buradan hesaplanan V_{do} ve V_n gerilim değerleri

$$\Phi_{b0}=V_{d0} + V_n + kT \quad (4.11)$$

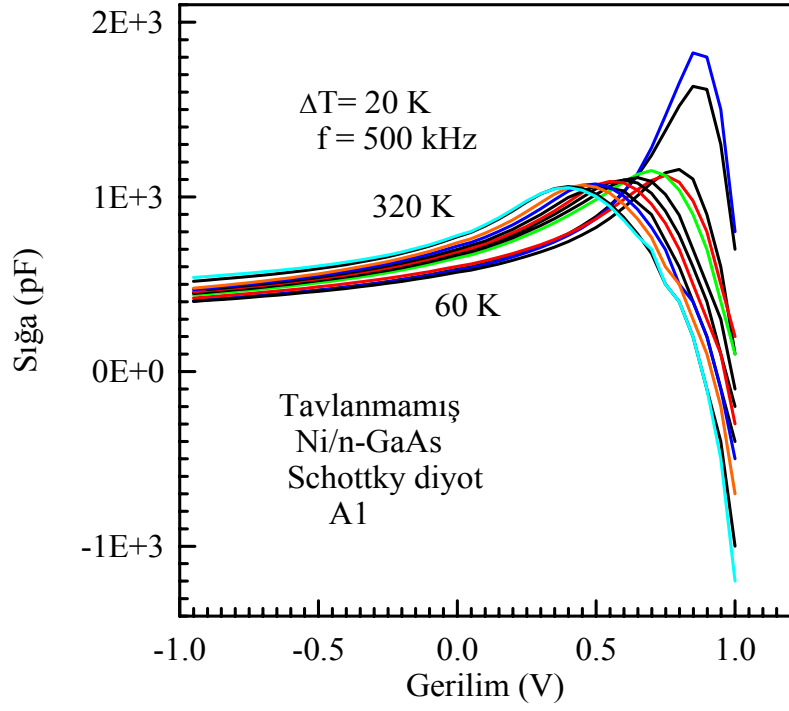
eşitliğinde yerine yazılarak engel yükseklikleri bulunur. Ayrıca Eşitlik (3.47)'den deplasyon tabakasının genişliğini buluruz.

Çizelge 4.7. Tavlanmamış (A1, A2, A3) Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için C-V ölçümlerinden hesaplanan bazı diyot parametreleri (T =300 K ve f =500 kHz)

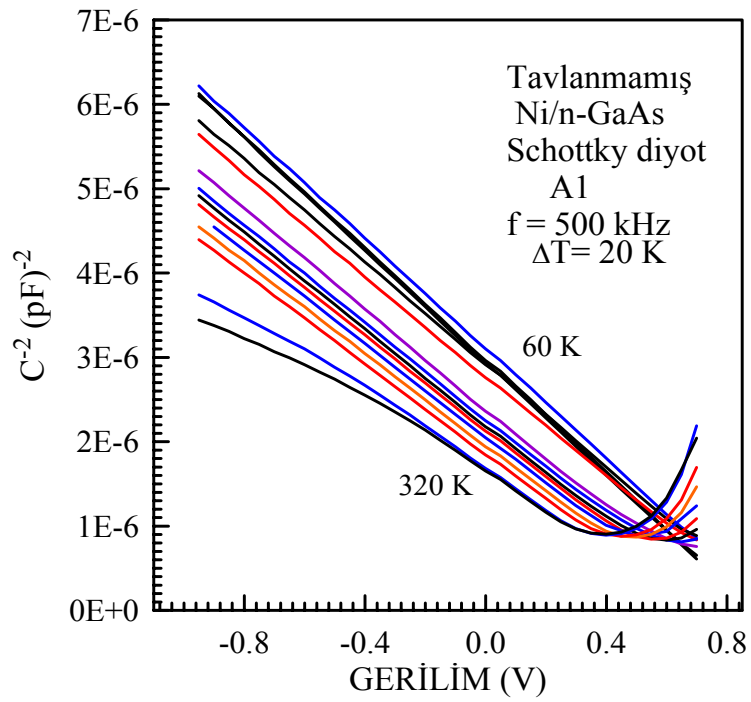
Numune adı	V_{d0} (eV)	V_n (eV)	Φ_b (eV)	$N_d \times 10^{16}$ (cm ⁻³)	d (μm)	$N_c \times 10^{17}$ (cm ⁻³)
A1	0,60	0,085	0,71	1,49	0,24	4,01
A2	0,70	0,085	0,81	1,45	0,26	4,01
A3	0,67	0,084	0,77	1,43	0,25	4,01



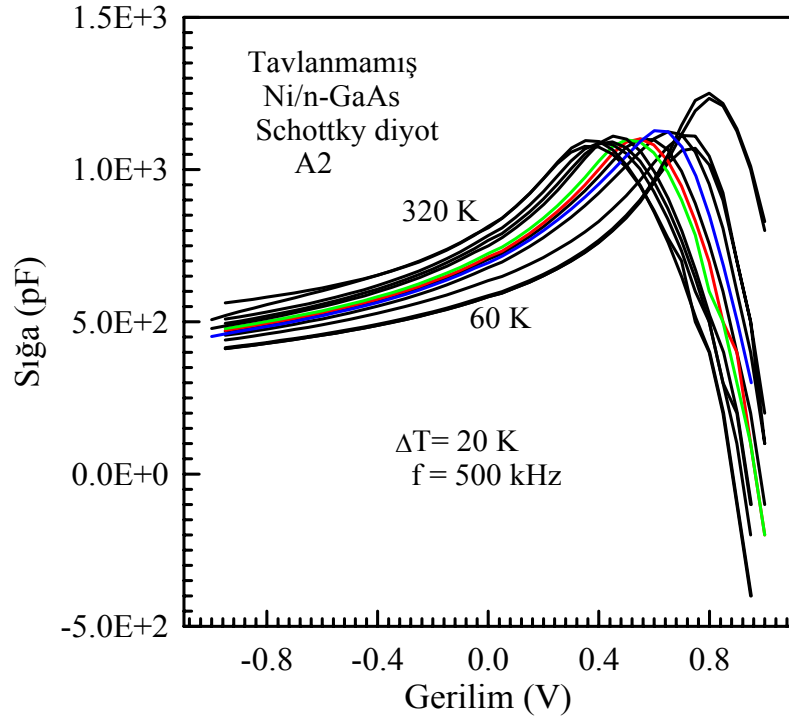
Şekil 4.42. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/n-GaAs Schottky diyotların 500 kHz'de C⁻²-V grafiği



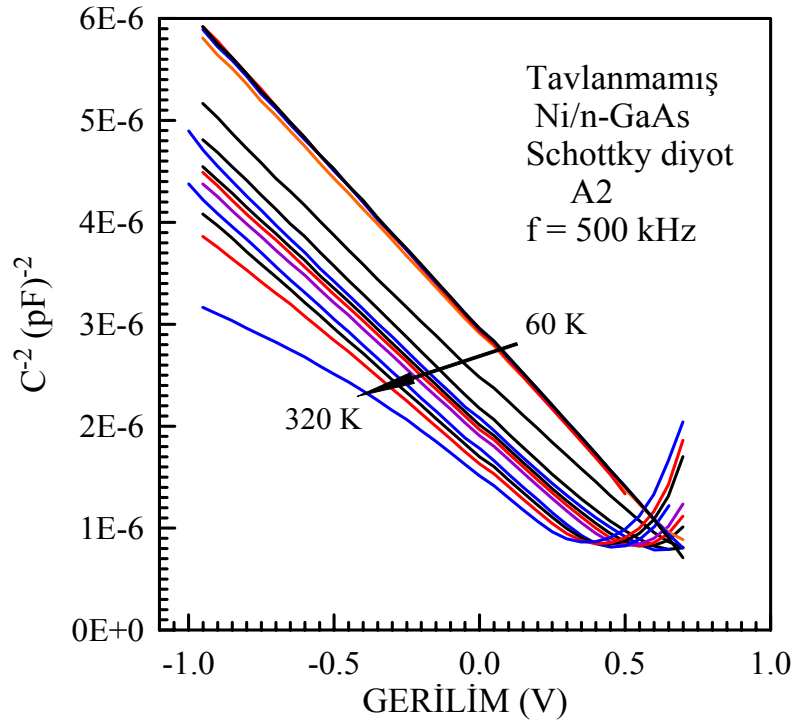
Şekil 4.43. Tavlanmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C-V grafiği



Şekil 4.44. Tavlanmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C^{-2} -V grafiği



Şekil 4.45. Tavlanmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C-V grafiği



Şekil 4.46. Tavlanmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C^{-2} -V grafiği

Örnek olarak tavlannmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodu için 500 kHz'de bazı sıcaklıklarda elde ettiğimiz diyot parametreleri Çizelge 4.8'de görölmektedir.

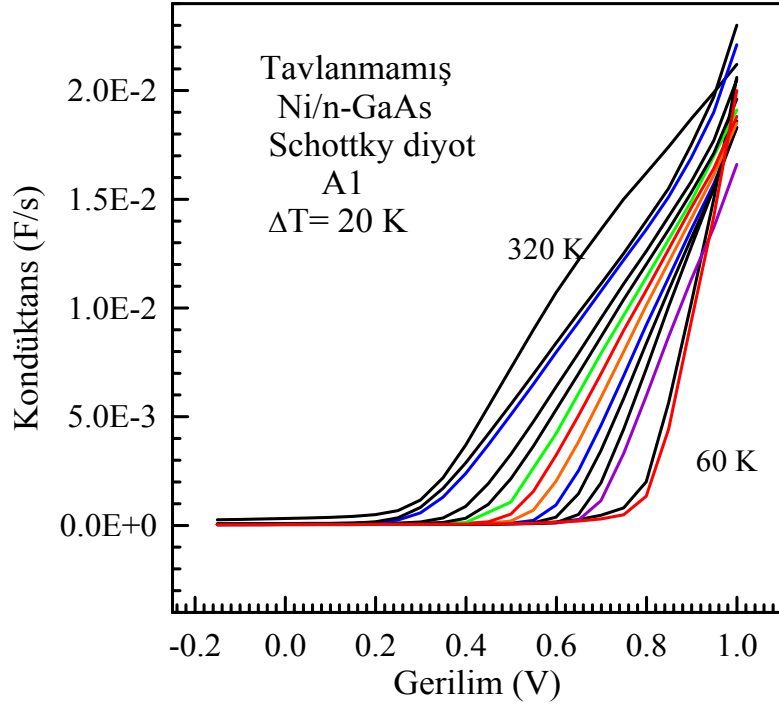
Çizelge 4.8. Tavlannmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodu için C-V ölçümlerinden hesaplanan bazı diyot parametreleri (f=500 kHz)

Sıcaklık (K)	V_{d0} (eV)	V_n (eV)	Φ_b (eV)	$N_d \times 10^{16}$ (cm ⁻³)	d (µm)	$N_c \times 10^{17}$ (cm ⁻³)
300	0,70	0,08	0,81	1,45	0,26	4,01
280	0,67	0,07	0,77	1,36	0,26	3,62
260	0,67	0,07	0,76	1,32	0,27	3,24
240	0,73	0,06	0,81	1,31	0,28	2,87
220	0,74	0,05	0,81	1,29	0,28	2,52
200	0,75	0,04	0,81	1,28	0,29	2,18
160	0,77	0,02	0,82	1,22	0,30	1,56
140	0,86	0,02	0,90	1,20	0,32	1,28
120	0,95	0,01	0,98	1,12	0,35	1,01
100	0,95	0,01	0,98	1,11	0,35	7,72
80	0,95	0,01	0,96	1,10	0,35	5,53
60	0,92	0,06	0,93	1,08	0,35	3,59

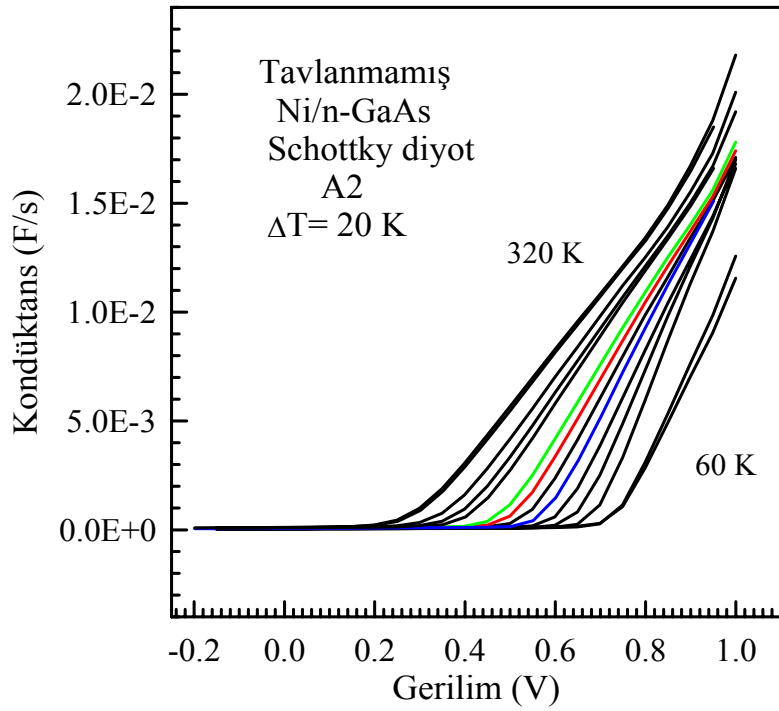
Tavlannmamış A1 ve A2 Ni/n-GaAs Schottky diyotların iletkenlik-gerilim G-V grafikleri Şekil 4.47 ile Şekil 4.48 arasında gösterilmiştir. Şekillere bakıldığında numunelerde ters beslem altında gerilimle iletkenlik değişimi olmamaktadır. Bu da diyodun doğrultma özelliğini açıkça gösterdiği söylenebilir. Doğru beslem kısmına bakıldığında ise iletkenliklerinin olduğu görölmekte, ve sıcaklıkla iletkenliklerin değişim gösterdiği görölmektedir. Bilindiği gibi, kondüktans

$$G = \frac{dI}{dV} \quad (4.12)$$

eşitliği ile verilir.



Şekil 4.47. Tavlanmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı G - V grafiği



Şekil 4.48. Tavlanmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 500 kHz'de 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı G - V grafiği

Smith'in (1979) belirttiğine göre sıcaklık azaldıkça n -tipi yarıiletkende fermi seviyesi iletkenlik bandının seviyesine yükselir. İletkenlik bandı elektronlarla dolar. Elektron yoğunluğu, $E_g=(E_c- E_v)$ olmak üzere telafi edilmiş bir yarıiletken için

$$n \cong \left(\frac{1}{2}\right)N_c \exp(-E_g / kT) \quad (4.13)$$

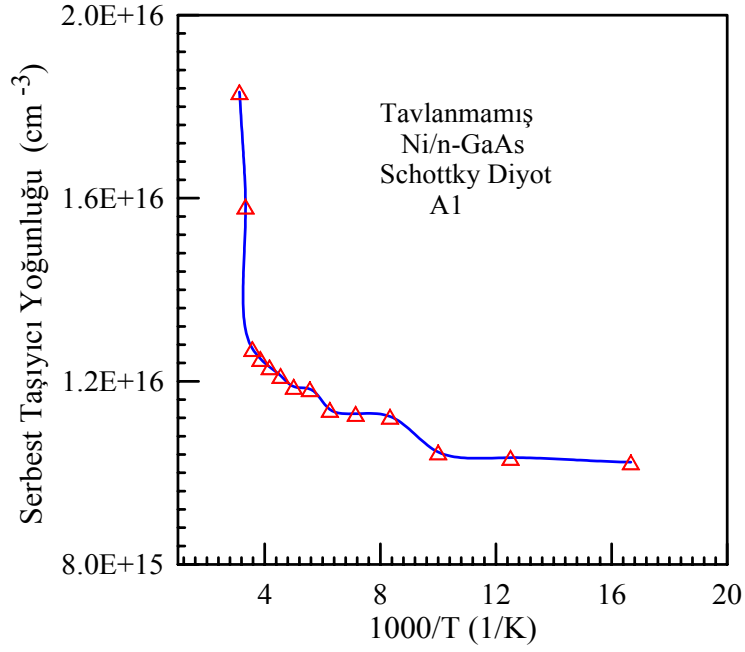
şeklinde yaklaşık bir ifade elde edilir. Veya,

$$N_d \gg 1/2N_c \exp(-E_g / kT) \gg N_a \quad (4.14)$$

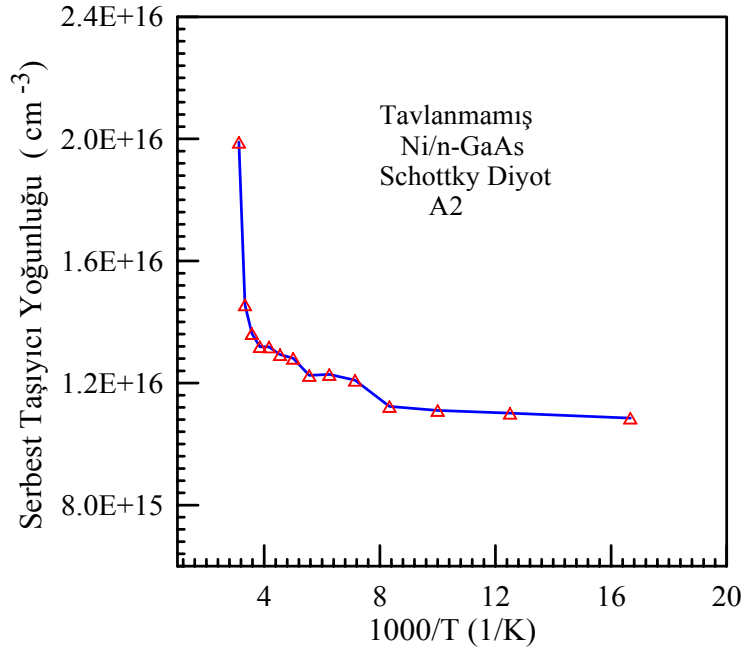
olmak üzere

$$n \cong \frac{1}{\sqrt{2}}(N_d N_c)^{1/2} \exp(-E_g / kT) \quad (4.15)$$

Şekil 4.49 ve Şekil 4.50'de $1000/T$ 'ye karşılık taşıyıcı yoğunluğu grafikleri görülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda $n \approx p \gg N_D$ olduğundan katkısız (intrinsic) bölgedir. Çok düşük sıcaklıklarda ise çoğu kirlilik atomları donacağı için Eşitlik (4.13) veya Eşitlik (4.15) ile verilen telafi şartları geçerli olur. Elektron yoğunluğu geniş bir sıcaklık aralığında sabit kalır Sze (1981).



Şekil 4.49. Tavlanmamış (A1) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C-V ölçümlerinden elde edilen 1000/T'ye karşı taşıyıcı yoğunluğu grafiği



Şekil 4.50. Tavlanmamış (A2) Ni/n-GaAs Schottky diyodun 60-320 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı C-V ölçümlerinden elde edilen 1000/T'ye karşı taşıyıcı yoğunluğu grafiği

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların hazırlanması için, [100] doğrultusunda büyütülmüş, 400±20 kalınlığında, donör konsantrasyonu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve iki yüzü parlatılmış *n*-tipi GaAs(Si) yarıiletkeni kullanıldı. Her iki yüzü parlatılmış olan *n*-GaAs diliminden 0,5x0,5 cm² yüzeyli parçalar kesildi. Bu dilimlerin ön yüzeyine vakum altında aynı anda ve aynı şartlarda yarıiletkenin ön yüzeyine saçtırma (sputtering) metoduyla onbir adet (nokta) Nikel Schottky diyot elde edildi. Isısal olarak tavllanmış ve tavlınmamış diyotlar oda sıcaklığına kadar soğutulup dengeye getirilerek gerekli ölçümleri alınmıştır. Deneysel *I-V* karakteristiklerinden diyot parametreleri termiyonik emisyon akım teorisine göre hesaplandı. Bu karakteristiklerden elde edilen diyot parametrelerinin bu teoriden sapmalarının nedeni, engel yüksekliğinin inhomojenliğine dayanan double (ikili) Gaussian dağılım fonksiyonuna göre tartışılmıştır. Ayrıca, *C-V* ölçümlerinden diyot parametreleri Mott-Schottky teorisine göre hesaplanmıştır.

Metal-yarıiletken kontakların en önemli aygıtları olan Schottky engel diyotların teknolojik öneminden dolayı, Schottky engel diyotlarının elektriksel karakteristiklerini tamamiyle anlamak önemlidir. Schottky engel diyotlarının akım-voltaj karakteristikleri genellikle termiyonik emisyon (TE) akım modeline uyar. Metal yarıiletken kontakların potansiyel engel yüksekliğinin kararlılığı MESFET ve MOSFET yapımında çok önemlidir. Böyle bir metotta, Schottky ve omik kontak metalleri yarıiletken üzerine buharlaştırdıktan sonra, metal yarıiletken kontak sistemi ısısal olarak tavlınır. Tavlama sıcaklığının 600⁰C veya 700⁰C'den fazla olması gerekebilir. Bu durumda, Schottky kontakın Schottky karakteristiği yani diyot özelliği bozulmamalıdır. Refraktori (yüksek sıcaklık tavlamasına dayanıklı) metaller Schottky kontak olarak kullanıldığında, yüksek sıcaklık tavlamasından sonra kararlılığın bozulmadığı rapor edilmiştir. Tavlınmamış ve tavlınmış tüm Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristikleri çizilmiştir ve bu karakteristiklerden, Eşitlik (4.2) ve (4.4) kullanılarak, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri elde edilmiştir. Saçtırma metoduyla hazırlanan tavlınmamış onbir

adet Ni/*n*-GaAs Schottky diyotlar için oda sıcaklığında ortalama $1,09 \pm 0,05$ 'lik bir idealite faktörü değeri ve $0,82 \pm 0,02$ eV'lik bir engel yüksekliği değeri elde edilmiştir. Doğan vd (2008) tarafından buharlaştırma metoduyla hazırlanan tavlammamış Ni/*n*-GaAs Schottky diyotlar için ortalama $1,061 \pm 0,007$ 'lik bir idealite faktörü değeri ve $0,853 \pm 0,012$ eV'lik bir engel yüksekliği değeri elde edilmiştir. Nathan *et al.* (1996), Ni/*n*-GaAs Schottky diyotlar için $0,868$ eV'luk bir değer ($n=1,080$) hesaplamışlardır. Görüldüğü gibi, saçtırma metoduyla hazırlanan Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların engel yüksekliği değeri, buharlaştırma metoduyla hazırlanan diyotlarınkinden daha küçüktür. Bu farklılık saçtırmadan dolayı yarıiletken yüzeyinde oluşan pozitif yüklü donör (verici) tipli kusurlarına atfedilebilir. Schottky kontak yapılırken, saçtırma metodu yarıiletkenin yüzeyinin temizlenmesine vesile olduğu halde, Si, InP ve GaAs gibi yarıiletkenlerin yüzeyinde donör tipi kusurların oluşmasına sebep olduğu rapor edilmiştir. Bu donör tipi kusurlar, *n*-tipi yarıiletkenlerde engel yüksekliğinin azalmasına ve *p*-tipi yarıiletkenlerde artmasına neden olduğu belirtilmiştir. Bizim sonuçlarımızın bu literatür bulgularıyla uyum içinde olduğu görülmektedir.

Saçtırma metoduyla hazırlanan 200°C 'de tavlammamış onbir adet Ni/*n*-GaAs Schottky diyotlar için oda sıcaklığında ortalama $1,03 \pm 0,02$ 'lik bir idealite faktörü değeri ve $0,81 \pm 0,01$ eV'lik bir engel yüksekliği değeri elde edilmiştir. Saçtırma metoduyla hazırlanan 400°C 'de tavlammamış diyotlar için ortalama idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri, sırasıyla, $1,06 \pm 0,01$ ve $0,87 \pm 0,003$ eV; 600°C 'de tavlammamış diyotlar için, sırasıyla, $1,19 \pm 0,09$ ve $0,78 \pm 0,02$ eV ve 700°C 'de tavlammamış diyotlar için, sırasıyla, $1,27 \pm 0,03$ ve $0,65 \pm 0,01$ eV değerleri oda sıcaklığında hesaplanmıştır. Isıl tavlamadan dolayı, engel yüksekliği $0,84$ eV'dan $0,87$ eV'a kadar artmıştır ve $1,06$ 'lık bir idealite faktörüyle ideal diyot davranışını sürdürmüştür. Bununla beraber, diyot 700°C 'de tavlandığı halde doğrultucu yani Schottky diyot özelliğini korumuştur.

Şekil 4.4, Şekil 4.6, Şekil 4.8, Şekil 4.10 ve Şekil 4.12'de sırasıyla tavlammamış ve 200°C , 400°C , 600°C ve 700°C 'de tavlammamış numuneler için idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafikleri görülmektedir. Tavlammamış veya 200°C , 400°C , 600°C ve

700⁰C'deki tavllanmış numuneler için, bu şekillerden görüldüğü gibi, idealite faktörü ve engel yüksekliği diyottan diyota değişmektedir. Bu durum, engel yüksekliğinin yanal olarak (laterally) inhomojen olmasından kaynaklanabilir. Song *et al.* (1986), engel inhomojenliğinin ortaya çıkmasını arayüzey yüklerinin ve arayüzey oksit tabaka kalınlığının düzgün olmamasına ve arayüzey oksit tabakasının içeriğindeki inhomojenliklere bağlamışlardır. Böyle durumlarda metal-yarıiletken kontak boyunca akan akım, Schottky engel yüksekliği inhomojenliğinin varlığından kuvvetli bir şekilde etkilenebilir (Werner and Güttler 1991; Meirhaeghe 1994; Chand and Kumar 1997; Zhu *et al.* 2000; Doğan 2006). İmaj kuvvet etkisiyle hesaplanan idealite faktörü 1,01 veya 1,02 değerine yakındır (Mönch 1988; McCafferty *et al.* 1996; Schmitsdorf *et al.* 1997; Mönch 1999; Biber vd 2001). Yine şekillerden görüldüğü gibi, Schottky kontakların deneysel engel yükseklikleri ile idealite faktörleri arasında lineer bir ilişki vardır. Artan idealite faktör değeriyle engel yüksekliği değeri azalmıştır. Bu ilişki Schottky diyodların engel yüksekliğinin uzaysal inhomojenliğiyle açıklanabilir (Tung 2001, Wittmer and Freeouf 1992). Şekillerdeki fit doğruları deneysel verilerin en küçük kareler yöntemi ile elde edildi. Engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı grafiğinin ekstrapolasyonu, idealite faktörü $n = 1$ için, saçırma metoduyla hazırladığımız Ni/n-GaAs Schottky kontaklar için homojen engel yüksekliği değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi, artan ısı tavlama sıcaklığıyla yanal homojen engel yüksekliği değeri 400⁰C'de 0,89 eV'a kadar artmış sonradan 700⁰C'de 0,75 eV'e kadar azalmıştır.

Çizelge 5.1. Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri

	Tavlınmamış	200 ⁰ C	400 ⁰ C	600 ⁰ C	700 ⁰ C
Homojen engel yüksekliği (eV)	0,83	0,82	0,89	0,83	0,75

Ni/n-GaAs numunesi tavlınmadan önce, GaAs yarıiletkenin yüzeyinde doğal (native) bir (As₂O₃ ve Ga₂O₃ karışımları olabilir) oksit tabakası mevcut olabilir. Bu doğal oksit tabakası, metal buharlaştırılmadan önce laboratuvar ortamında alışılmış devre elemanı hazırlama şartlarında, havaya maruz kalan GaAs yüzeyinde daima mevcuttur (Sands

1989; Rhoderick 1978). Nikel gibi soy geçiş metaller hem Galyum hem de Arsenik ile bileşik oluştururlar ve bunlar duşuk sıcaklıklarda yarıiletkenle reaksiyona girerler (Sands 1988). GaAs yüzeyine buharlaştırılan Nikel duşuk sıcaklıklarda (80°C), GaAs yüzeyinde var olan doğal oksit tabakalarına 1-2 nm kadar nüfuz edebilir. Doğal oksit tabakasının daha kalın kuk lokal bölgeleri, 220°C'ye kadar sıcaklıklarda Nikelin GaAs ile kimyasal reaksiyona girmesini önler (Robinson 1985; Sands 1988; 1989; Brillson 1993; Ayyıldız ve Türüt 1999). Şekil 4.14'de, 200°C ve 600°C'de tavllanmış numunelerin deneysel doğru ve ters beslem *I-V* eğrilerinin hemen-hemen birbirleriyle çakışır durumda oldukları açık bir Şekilde görülmektedir. Daha açık olarak, tavlammamış numunenin dotlarının (Schottky diyotlarının) engel yükseklikleri 0,80 ile 0,86 eV arasında geniş bir aralıkta değişirken, 400°C'de tavlammış diyotların engel yükseklikleri 0,86 ile 0,88 eV kadar dar bir aralıkta değişim göstermektedir. Bu, Ni/GaAs arayüzeyinde mevcut doğal oksit tabakasının, bu tavlama sıcaklıklarında Ni ve GaAs arasındaki reaksiyonlardan dolayı indirgenmesine yani yeni metalik arayüzey bileşiklerinin oluşmasına atfedilebilir (Woodall *et al.* 1981; Kowalczyk *et al.* 1981; Grant and Hass 1981; Brillson *et al.* 1982; Yokoyama *et al.* 1882). Tung (1991; 2001) modeline göre, bu tavlama sıcaklıklarından sonra, tüm diyotlarda, oda sıcaklığında, akımın yaklaşık olarak eşit engel yükseklikli kuk lokal bölgeler boyunca aktığı söylenbilir. Çizelge 4.4'deki idealite faktörü değerlerinden anlaşılacağı üzere, 400°C'den sonra, diyotun *I-V* karakteristikleri termiyonik emisyon akım teorisine uymamakla beraber, yani Schottky diyot davranışı göstermemekle beraber, doğrultucu özellik gösterir. Bu tavlama sıcaklığından sonra elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri, diyot hakkında bilgi vermeleri bakımından önemlidirler. Tavlama sıcaklığına bağlı olarak idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin değişim göstermesi Nikel ile GaAs arasındaki kimyasal reaksiyonlardan ileri geldiği söylenbilir (Woodall *et al.* 1981; Kirchner *et al.* 1985).

Schottky diyotlarda engel yüksekliği genel olarak metal-yarıiletken (MS) arayüzey atomik yapısının ve atomik inhomojenliklerinin bir fonksiyonudur. Bu inhomojenlikler, sınır tanecikleri (grain boundaries), çeşitli fazlar, yüzeydeki kusurlar ve farklı fazların karışımıyla ortaya çıkar. İlave olarak, MS arayüzeyinde doping inhomojenliği ve

istenilmeyen reaksiyon ürünleri veya parçacıklardan ortaya çıkan kirlilikler, yarıiletken elektronik endüstrisinde kullanılan alıılmış metotlarla hazırlanan diyotlarda genellikle mevcuttur. Bu kirlilikler direk olarak inhomojenliğe sebep olabilirler (Song *et al.* 1986; Werner 1991; Tung 1992; Osvald 1992). Ayrıca engel inhomojenliği, yani engel yüksekliğinin yanal değişimi aryüzeyde mevcut elektrik alanın bölgesel değişiminden de oluşabilir (Song *et al.* 1986; Tung, 1992; Dobrocka and Osvald 1994). Schottky diyot inhomojenliğinin en direkt açıklaması, Schottky engel yüksekliği mekanizmasının MS arayüzeyinin bazı lokal parametrelerine bağlı olmasıdır. Cimino *et al.* (1995) yüksek vakum şartları altında, HRCLPS (High resolution core level photoemission spectra) spektroskopisiyle GaAs yüzeyinde lokal engel yüksekliği değişimlerini gözlediler ve böyle lokal değişimlerin Ga 3d ve As 3s kor seviye emisyonunun çizgi biçimi üzerine etkilerini gösterdiler. İlave olarak, yüzeyde farklı şekilde yerleşmiş böyle bölgelerin varlığının fazladan bir genişlemeye yol açtığını ve spektroskopik çalışmalarda ortaya çıkarılabilecek önemli bilgileri maskeleyebileceğini rapor ettiler.

Düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotları, termal durumda infrared dedektörler ve sensörler olarak kritik sıcaklıklarda aygıtların yapımında kullanılmıştır. Böylece, oda sıcaklığında Schottky engel diyotların akım-voltaj karakteristiklerinin analizi, yalnız iletim süreçleri hakkında detaylı bilgiyi değil aynı zamanda metal-yarıiletken ara yüzeyde engel oluşumu hakkında ve $I-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığının iletim mekanizmasının farklı durumları hakkında da bize bilgi verir. Düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki azalmayla $\ln(I_0/T^2)-1/T$ grafiğinde lineer olmayan bir grafik elde edilir. İdeal Schottky diyotların $I-V$ karakteristikleri ideal termiyonik emisyon diffüzyon teorisine uyarlar. Bazı çalışmalarda, azalan numune sıcaklığıyla idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğindeki azalma engel yüksekliğinin Gaussian dağılımı üzerine kurulan termiyonik emisyon mekanizmasıyla başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Schottky diyotlarda toplam akım, lokal bölge boyunca akan akım ve bir Schottky engel yüksekliğine sahip bütün alan boyunca diyotdan geçen akımdır.

Kryostata bağlı olan ısı Kontrol Sistemi ile numunenin sıcaklığı belirli değerlerde tutularak tavlınmamış Ni/n-GaAs Schottky diyotlardan üç tanesinin (A1, A2, A3) 60-

320 K aralığında 20 K'lik adımlarla numune (ölçüm) sıcaklığına bağlı I - V karakteristikleri ölçüldü. Aynı şartlarda hazırlanan Schottky diyotların sıcaklığa bağlı I - V ölçümlerinin birbirinden farklı çıkıp çıkmayacağını anlamak için üç tanesinin, yani A1, A2, A3 diyotları üzerinde ölçümler yapıldı. Bu ölçüm sonuçları Şekil 4.15, Şekil 4.17 ve Şekil 4.19'da görülmektedir. Azalan numune sıcaklığı ile idealite faktörünün artması ve engel yüksekliğinin azalması engel yüksekliğinin yanal inhomojenliği ile açıklanmıştır. Bu durumda engel yüksekliği $\bar{\Phi}_b$ Gaussian dağılıma sahiptir. Tavlanmamış ve tavlanmış numuneler için engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı Yu-Long *et al.* (2002) tarafından önerilen multi-Gaussian dağılım modeli yardımıyla açıklanmıştır. Deneysel veriler ve fit eğrileri Şekil 4.16, Şekil 4.18 ve Şekil 4.20'de görülmektedir. Tavlanmamış Ni/ n -GaAs Schottky diyodun engel yüksekliğinin deneysel değerlerinin numune sıcaklığına karşı grafiklerindeki sürekli eğriler, tüm sıcaklık aralığında Çizelge 4.2'deki fit değerleri, double-Gaussian dağılım modelini veren (4.5) denkleminde kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca değerlerin birbirine yakınlığını görmek için A1, A2, A3 Schottky diyodun deneysel olarak elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değerleri Şekil 4.21'de hemen hemen çakıştığı grafiklerden açık olarak görülmektedir. Tavlanmamış A1, A2 ve A3 Ni/ n -GaAs Schottky diyotları için fit sonuçlarından çıkarılan parametreler denklem (4.5)'de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun ρ_A ve $\rho_{\text{top}} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri Şekil 4.22 ve Şekil 24'de verilmiştir. Çizelge 4.2 ve ρ_A dağılım eğrilerinden görüldüğü gibi, birinci Gaussian dağılımı bakımından A1, A2 ve A3 diyotları 0,77 eV'da aynı dağılıma sahiptirler, fakat Çizelge 4.2 ve $\rho_{\text{top}} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrilerine bakıldığında, A1, A2 diyotları 0,89 eV'da ve A3 0,85 eV ikinci Gaussian dağılıma sahiptirler ve 0,77 eV'un altında ikinci Gaussian dağılımı her üç diyot için de gözden kaybolur ve bu bölgede birinci Gaussian dağılımı baskın olur.

Isıl olarak 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C'de tavlanmış Ni/ n -GaAs diyotların sıcaklığa bağlı I - V ölçümlerinin sonuçları Şekil 4.24, Şekil 4.25, Şekil 4.26 ve Şekil 4.27'de sırasıyla aşağıda verilmiştir. Isıl olarak tavlanmamış ve tavlanmış Ni/ n -GaAs diyotların, yani tüm numunelerin, engel yüksekliği ve idealite faktörünün numune sıcaklığıyla

değişimleri Çizelge 4.4’de ve müteakip tablolarda verilmiştir. Şekil 4.29’dan görülebildiği gibi, 600⁰C ve 700⁰C’de tavllanmış diyotların engel yükseklikleri; tavlınmamış ve 200⁰C ve 400⁰C’de tavlınmış numunelerinkine göre her sıcaklık için daha küçük değerdedir. Fakat, bu sonuca rağmen numuneler Schottky diyot özelliklerini korumuşlardır. Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5’den görüleceği gibi artan tavlama sıcaklığı ile idealite faktörünün değerinin azalmasına karşı engel yüksekliği artmıştır. Özellikle, 400⁰C’de ısı tavlama dolayısı ile arayüzey yapısının homojenliğe ve dolayısıyla idealite faktörü ideal duruma yaklaşmaktadır. Numuneler için, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin numune sıcaklığına bağlı değişimini ve ısı tavlama dolayısı ile diyot parametrelerinin daha iyileştiğini görmek için bir özet tabloyu aşağıda verebiliriz:

Çizelge 5.2. Ni/n-GaAs Schottky diyotlar için ölçülen bazı sıcaklıklar için tavlınmamış, 200⁰C ve 400⁰C’de tavlınmış diyotların idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin ısı tavlama bir fonksiyonu olarak numune sıcaklığına göre değişimi

Tavlama sıcaklığı						
Numune Sıcaklığı (K)	Tavlınmamış		200 ⁰ C		400 ⁰ C	
	Φ_{eff} (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_{eff} (eV)	İdealite faktörü, n	Φ_{eff} (eV)	İdealite faktörü, n
60	0,40	2,56	0,43	2,26	0,52	1,63
100	0,56	1,84	0,63	1,56	0,65	1,40
180	0,75	1,33	0,78	1,22	0,83	1,10
260	0,82	1,16	0,83	1,10	0,85	1,07
300	0,84	1,05	0,83	1,04	0,86	1,04
320	0,84	1,06	0,83	1,03	0,88	1,03

Ayrıca, Şekil 4.29 ısı tavlama dolayısı ile tavlınmamış ve 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C’de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların, yani tüm numunelerin sıcaklığa karşı engel yüksekliği grafiklerinde sürekli eğriler tüm sıcaklık aralığında (4.5) denklemi ve double-Gaussian dağılım modeliyle Çizelge 4.5’deki veriler kullanılarak elde edilmiştir. Tavlınmamış ve 200⁰C, 400⁰C, 600⁰C ve 700⁰C’de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların fit sonuçlarından çıkarılan parametreler (Çizelge 4.5) denklem (4.5)’de kullanılarak elde edilen double-Gaussian dağılım fonksiyonunun $\rho_{top} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrileri Şekil 4.33’de verilmiştir. Çizelge 4.5 ve $\rho_{top} = \rho_A + \rho_B$ dağılım eğrilerine bakıldığında, tavlınmamış ve 200⁰C, 400⁰C diyotları 0,89 eV’da aynı Gaussian dağılıma sahipken 600⁰C ve 700⁰C’deki

diyotların ikinci gaussian dağılım pikleri, sırasıyla, 0,85 eV ve 0,75 eV'de gözlenmiştir. Ayrıca, 600⁰C ve 700⁰C'deki diyotların ikinci gaussian dağılımı, 0,55 eV'un altında gözden kaybolur ve bu bölgede birinci Gaussian dağılımı baskın olur.

Engel yüksekliğinin numune sıcaklığa bağlı değişimi olan $d\Phi_b/dT$ değeri, genellikle, yarıiletkenin yasaklanmış band aralığının (band gap, E_g) sıcaklık bağımlılığını izlemelidir. Newman *et al.* (1986), UHV şartı altında hazırlanan ideal Au/*n*-GaAs diyotlar için, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak doğru belsem *I-V* datalarından engel yüksekliği değerini hesapladılar ve artan sıcaklıkla engel yüksekliğinde bir azalma gözlediler. Onlar, 100-300 K sıcaklık aralığında engel yüksekliğindeki değişiminin, aynı sıcaklık aralığında, E_g 'nin 0,06 eV'luk değişimiyle uyum içinde olduğunu rapor ettiler. Bizim numunelerde, bu sıcaklık aralığında yaklaşık olarak 0,2 ile 0,3 eV arasında bir değişim gözlenmiştir. E_g 'nin 0,06 eV'luk değişiminde bu kadar uzak bir değişimin nedenini engel yüksekliğinin yanal inhomojenliğine atfettik. Aboelfotoh and Tu (1986), *p*- ve *n*-tipi Si Yarıiletkeni üzerine dayanıklı ve reaktif bir metal olan Ti metali ve onun silisati olan TiSi₂ kullanılarak fabrika edilen diyotlarda 175-295 K aralığında *I-V* ölçümü yaptılar ve artan sıcaklıkla engel yüksekliğinde bir azalma rapor ettiler. Bu sıcaklık aralığında engel yüksekliğindeki değişiminin, aynı sıcaklık aralığında, Silisyumun E_g 'sinin değişiminin yarısına eşit bir değişim gözlediler. Bizim numunelerde, 100-300 K'lık sıcaklık aralığında yaklaşık olarak 0,2 ile 0,3 eV arasında bir değişim gözlenmiştir. E_g 'nin sıcaklığa bağlı değişiminden bu kadar uzak bir değişimin nedenini engel yüksekliğinin yanal inhomojenliğine atfettik. Bilindiği gibi, düşük sıcaklıklarda akım iletimi engel yüksekliği inhomojenliğinin bir sonucu olarak, büyük idealite faktörlü düşük engel yükseklikli küçük lokal bölgeler (patches) boyunca akan akımlarla baskın olacaktır. Bazı referanslarda açıklandığı gibi, MS arayüzeyi boyunca akım iletimi bir sıcaklık aktivasyon işlemidir ve düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük engelleri ancak aşabilirler. Bundan dolayı, düşük sıcaklıklarda büyük idealite faktörlü düşük engel yükseklikli küçük lokal bölgeler boyunca akan akımlar baskın olacaktır. Sıcaklık artınca, yüksek engel yüksekliklerine aşacak kadar enerjiye sahip elektronların sayısı daha da artacak ve dolayısıyla akım da artacaktır.

T_0 etkisi, diyodun temel karakteristiklerinden biri olan idealite faktörünün numune sıcaklığına bağlı değişimini ifade eder. Tung'un 1992'de ileri sürdüğü genel teorisinde genel kabulün aksine Schottky engel yüksekliği değerlerinin düzgün dağılımlı olmadığı varsaymıştır. Buna göre, Schottky engel yüksekliği değerlerinin düzgün değil de değişken dağılımlı olması, deneysel veriler ve sonuçlarla daha uyumlu olacağını göstermiştir. Bu teoriye göre, T_0 uyumsuzluğu Schottky engel inhomojenliği modeli ile şöyle açıklanmaktadır: Sıcaklık düşürüldükçe inhomojen Schottky engeldeki akım iki eğilim gösterir. Her iki eğilim de T_0 etkisine neden olur. Birincisi, beslem değişimindeki bir artışın idealite faktöründe bir artışa neden olduğu, ikincisi ise düşük Schottky engelli bölgeleri içeren çoğu Schottky diyodun termiyonik emisyon ifadesindeki nT çarpanı yerine $nT = T + T_0$ eşitliğine uymasındır. Deneysel hesaplamaların sonuçları Şekil 4.34'de tavlınmamış ve 200⁰C tavlınmış, Şekil 4.35'de 400⁰C tavlınmış ve Şekil 4.36'da 600⁰C ve 700⁰C'de tavlınmış Ni/n-GaAs Schottky diyodların 60-320 K sıcaklık aralığında T karşı nT grafikleri verilmiştir. $nT \sim T$ grafiklerinden deneysel değerlere yapılan fitin ideal Schottky kontak durumuna paralel olması gerekmektedir. Şekil 4.34'de tavlınmamış ve 200⁰C tavlınmış numuneler için deneysel verilere yapılan fitler ideal Schottky kontakın $nT \sim T$ grafik çizgisine paralel değildir. Şekil 4.35'de 400⁰C tavlınmış $nT \sim T$ grafiğinin $n=1$ doğrusuna paraleldir ve 160-320 K aralığında $T_0=14,76$ K ve 60-140 K aralığında $T_0=39,40$ K olarak iki çizgi elde edilmiştir. $nT \sim T$ grafiklerinden 400⁰C tavlınmış numune için ideal duruma yaklaştığı görülmektedir. Şekil 4.36'da 600⁰C ve 700⁰C tavlınmış numuneler için $nT \sim T$ grafiklerine bakıldığında, düşük sıcaklıklarda, bu grafiklerin eğrileri numune sıcaklığına bağlı termiyonik emisyon akımının etkin olduğu eğrileri andırmaktadır.

Yukarıdaki açıklamalardan anlaşılacağı gibi, azalan sıcaklıkla engel yüksekliği azalması MS kontakların inhomojenliğine atfedilmiştir. İdeal veya homojen engel yüksekli MS kontaklarda, $nT \sim T$ grafiklerinin eğimi tüm sıcaklık aralığı üzerinden bire eşittir ve engel yüksekliği sıcaklıktan bağımsızdır. İnhomojen engel yükseklikli bir Schottky diyot iyileştirilebilir ve bazı işlemlerle onun inhomojenliği indirgenebilir. Çok dikkatli bir şekilde hazırlanan diyotlarda bile engel yüksekliğindeki inhomojenlik ve bazı istenilmeyen durumların ortaya çıkması kaçınılmazdır. Aboelfotoh and Tu (1986),

673 ve 873 K'de bir saat kadar tavlanan Ti/n-Si diyotların engel yükseklikleri azalan sıcaklıkla azaldığı halde, 1023 K'de bir saat kadar tavlanan Ti/n-Si diyotların engel yüksekliklerinin azalan sıcaklıkla arttığını gözlediler. Zhu *et al.* (2000), ısı tavlama yardımıyla CoSi₂/Si diyotlarında patch sayısının azaldığını ve düşük sıcaklıklarda artık bir akımın gözlenmediğini rapor ettiler ve bu durumu azalan patch sayısı ile diyotun kalitesinin iyileşmesine bağladılar.

Diyotlara ait ters beslem $C-V$ ölçümleri, arayüzey hallerinin yüksek frekanslarda AC sinyaline cevap veremedikleri dikkate alınarak, 500 kHz'lik yüksek bir frekans değerinde yapılmıştır. N_d taşıyıcı konsantrasyonunun, V_0 difüzyon potansiyelinin ve Φ_b engel yüksekliğinin bulunabilmesi için tavlınmamış numunelere ait C^2-V grafikleri elde edilmiştir ve bu grafikler Şekil 4.42'de verilmiştir. Çizelge 4.8'de verildiği üzere tavlınmamış A2 Ni/n-GaAs Schottky diyodu için bazı sıcaklıklar için hesaplanan N_d taşıyıcı konsantrasyonu değerleri, arayüzeydeki oksit tabakası içerisinde bulunan tuzak seviyeleri nedeniyle farklılıklar göstermektedir. Böylece farklı oksit tabaka kalınlıkları nedeniyle N_d taşıyıcı konsantrasyonu da değişir. Bu durum, Hudait and Krupanidhi (1999), tarafından yapılan $DLTS$ çalışmaları ile doğrulanmıştır. Başka bir teoriye göre de bu durumun sebebi, arayüzey tabakasının yarıiletkenle denge durumunda olan arayüzey hallerine neden olmasıdır (Card and Rhoderick 1971).

Sıcaklığa bağlı $C-V$ verilerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri, $I-V$ verilerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerine göre daha büyük çıkmıştır. Bu durum bütün sıcaklıklar için hesaplanan engel yüksekliği değerleri için aynıdır. $C-V$ ve $I-V$ karakteristikleri ile hesaplanan engel yüksekliklerinin farklı değerlerde çıkması şu şekilde açıklanabilir: Potansiyel ve engelin uzaysal dağılımı, kapasite ve DC ölçümlerini farklı şekillerde etkiler. Diğer taraftan arayüzeydeki DC akımı, Φ_b 'ye üstel olarak bağlıdır ve bu yüzden arayüzeydeki engel dağılımına çok duyarlıdır. Engel yüksekliğinde meydana gelebilecek herhangi bir uzaysal değişim, akımın tercihi olarak minimum engelden geçmesine neden olacaktır. Bu nedenle Schottky diyotlarda, $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin $C-V$ karakteristiklerinden elde

edilen engel yüksekliğinden daha küçük olması beklenen bir durumdur (Werner and Güttler 1991).

Şekil 4.49 ve Şekil 4.50’de $1000/T$ ’ye karşılık taşıyıcı yoğunluğu grafiklerini elde ettik. Elde edilen bu sonuçlar Sze tarafından elde edilen teorik sonuçlarla uyum içindedir. Yüksek sıcaklıklarda $n \approx p \gg N_D$ olduğundan katkısız bölgedir. Çok düşük sıcaklıklarda ise çoğu kirlilik atomları donacağı için Eşitlik (4.13) veya Eşitlik (4.14) ile verilen telafi şartları geçerli olur. Elektron yoğunluğu geniş bir sıcaklık aralığında sabit kalır Sze (1981).

Sonuç olarak, ısı tavlama tabii tutulan Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının 400°C tavlama kadar idealite faktörlerinin bire çok yakın bir değer almalarından dolayı bu diyotların 400°C ’ye kadar kararlı kaldıkları söylenebilir. 400°C ’den sonra diyotların engel yüksekliklerinin azalmasına ve idealite faktörünün yaklaşık 1,20’den büyük bir değer almaları, Ni ile GaAs arasında kimyasal reaksiyonlardan dolayı yeni ürünlerin oluştuğu sonucuna götürür. 400°C ’den 700°C ’ye kadar yapılan tavlama rağmen diyotların doğrultucu özelliklerinin korunması oluşan ürünlerin kararlı fazlar olduğunu gösterir.

KAYNAKLAR

- Aboelfotoh M.O. and Tu K.N., 1986. Schottky-barrier heights of Ti and TiSi₂ on n-type and p-type Si(100). *Phys. Rev. B*, 34, (4), 2311-2318.
- Aboelfotoh, M.O., 1991. Temperature Dependence of Schottky-Barrier Height of Tungsten on n-type and p-type Silicon. *Solid State Electron.*, 34, 51-55
- Aboelfotoh, M.O., 1993. Electrical Characteristics of Ti/Si(100) Interfaces. *J. Appl. Phys.*, 64, 4046-4055
- Andrews, J.M. and Philips, J.C., 1975. Chemical Bonding and Structure of Metal-Semiconductor Interface. *Phys.Rev. Lett.* 35, 56-59.
- Arnold, D. and Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants, *J. Appl. Phys.* 61 (11), 5178.
- Ayyıldız, E. and Türüt A., 1999. The effect of the thermal treatment on the characteristic parameters of Ni-, Ti- and NiTi alloy/n-GaAs Schottky diodes. *Solid-State Electronics*, 43, (3), 521-527
- Ayyıldız, E., Temirci, C., Batu, B., and Türüt, A., 2001. The effect of serial resistance on calculation of the interface state density distribution Schottky diodes. *Int. J. Electron.*, 88, 625-633
- Bardeen, J., 1947. Surface State and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact. *Phys.Rev.*, 71, 717-727
- Bethe, H., 1947. The Electromagnetic Shift of Energy Levels. *Phys. Rev.* 72, 339,
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B*, 325, 138-148.
- Biber, M., Cakar, M. and Turut, A., 2001. The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes. *J. Mater. Sci-Mater. Elect.* 12, 575-579.
- Braun F., 1874. On the current conduction through metal sulphides. *Ann. Phys. Chem.*, Germany, 506.
- Brillson L. J., 1983. Advances in understanding Metal-Semiconductor interfaces by surface science techniques. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 44 (8).
- Brillson, L. J., 1993. *Contacts to semiconductors fundamentals and technology*. William Andrew Inc., Ohio, 680
- Brillson, L. J., Brucker C. F., Stoffel N. G., Katnani A., Daniels R. And Margaritondo G., 1982. Photoemission studies of reactive diffusion and localized doping at II-VI compound Semiconductor-Metal interfaces. *Physica B: Physics of Condensed Matter*, 117-118
- Brors, DL., Monning KA., Fair, JA., Coney W. and Sarast KC., 1984. CVD Tungsten- a solution for the poor step coverage and high contact resistance of Aluminum. *Solid State Technology*, 27, (4), 313-314.
- Card, H.C. and Rhoderick, E.H., 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in Silicon Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl.Phys.*, 4, 1589.
- Chand S. and Kumar J., 1997. Effects of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode. *J. Appl. Phys.*, 82, (10) 5005.
- Chand, S. And Kumar. J., 1996. Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurement. *Semicond. Sci.Technol.*, 11, 1203-1208.
- Chang, T. N. Ishihara T., and Poe R. T., 1971. Correlation Effect and Double Electron Ejection in the Photoabsorption Process. *Phys. Rev. Lett.* 27, (13) 838-840.

- Chattopadhyay, P., 1996. Capacitance technique for the determination of interface state density of metal-semiconductor contact. *Solid-State Electronics*, 39, (10), 1491-1493.
- Chattopadhyay, P., 1995. A new technique for the determination of barrier height of Schottky barrier diodes. *Solid-State Electronics*, 38, (3), 739-741.
- Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, R., 1991. Modified conductance technique for the determination of series resistance of mis tunnel-diodes. *Solid-State Elect.*, 34, (12), 1455-1456.
- Cimino R., Giarante A., Horn K. and Pedio M., 1995. Interface chemical reaction and diffusion of thin metal films on semiconductors. *Surf. Sci.*, 331, 534-539.
- Cowley, A. M. and Sze S. M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor System. *J. Appl. Phys.* 36, (10), 3212
- Crowell C. R., Shoreh B., and La bate E. E., 1965. Surface-State and Interface Effects in Schottky Barriers at *n*-Type Silicon Surfaces. *J. appl. Phys.*, 36, (12), 3843-3850.
- Crowell, C.R., Sze, S.M. and Spitzer, W.G, 1964. Equality of the temperature dependnce of Gold-Silicon Surface Barrier and Silicon Energy Gap in Au *n*-type Si Diode. *Appl.Phys.Lett.*, 4,91-92.
- Çetinkara, H.A., Sağlam, M.,Türüt,A. and Yalçın, N.,1999. The effects of the time-dependent and exposure time to air on Au/epilayer *n*-Si Schottky diodes. *Eur.Phy.J.Ap.*,6,89
- Davydov, B., 1939. Onthe contact resistanceof semiconductors. *J. Phys. USSR*, 1, 167-174.
- Dobrocka E. and Osvald J., 1994. Influence of barrier height distribution on the parameters of Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.* 65, (5), 575-577.
- Dogan H., Yıldırım N. Turut A. Biber M. Ayyıldız E. and Nuhoglu C., 2006. Determination of the characteristic parameters of Sn/*n*-GaAs/Al-Ge Schottky diodes by a barrier height inhomogeneity model. *Semicond. Sci. Technol.* 21, 822-828.
- Doğan H., Yıldırım N., and Turut, A., 2008. Thermally annealed Ni/*n*-GaAs(Si)/In Schottky barrier diodes. *Microelectronic Engineering*, 85, 655–658.
- Doğan, H., 2006. Isıl olarak tavlannmış Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotların karakteristiklerinin engel inhomojenlik modeline göre belirlenmesi. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Atatürk Üniversitesi.
- Duman S., 2008. Temperature dependence of current-voltage characteristics of an In/*p*-GaSe : Gd/Au-Sb Schottky barrier diode. *Semicond. Sci. Technol.* 23, (7), 075042.
- Fraser, D. B., 1983. In *VLSI Technology* (ed. S. M. Sze). Mc Graw-Hill, Singapore.
- Garcia-Moliner, F. and Flores , 1976. Theory of electronic surface states in semiconductor. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 9, 1609-1634
- Gold'berg, Y. A., Nasledov, D. N. and Tsarenkov, B. V., 1971. Procedure for fabricating surface-barrier structures by chemical deposition of metals on surface of a semiconductor. *Instrum. Exp. Tech.*, 14, (3), 899.
- Grant, J. T. and Haas, T. W., 1981. Symposium on applied surface analysis. *Applications of Surface Science*, 9, (1), 1.
- Heine, V., 1965. Theory of Surface States. *Phys. Rev. A.* 138, 1689-1696.
- Holland, L., 1956. Vacuum deposition of thin films. Chapman and Hall London.

- Horvath, Zs. J., 1988, Domination of the thermionic-field emission in the reverse *I-V* characteristics of *n*-type GaAs Schottky contacts. *J.A.P.*, 64, (12), 6780-6784.
- Horvath, Zs. J., 1992. *Mater Res. Soc. Symp. Proc.* 260, 367.
- Huang, S., and Fang, L., 2006. Investigation on the barrier height and inhomogeneity of Nickel silicide Schottky. *Apply. surface science.* 252, 4027-4032.
- Hudait M. K. and Krupanidhi S. B., 2000. Effects of thin oxide in metal-semiconductor and metal-insulator-semiconductor epi-GaAs Schottky diodes. *Solid-State Electron*, 44, 1089–1097.
- Joyce, B. A. and Neave, J. H., 1971. An investigation of silicon-oxygen interactions using Auger electron spectroscopy. *Surf. Sci.* 27, (3), 499-515.
- Kano, G., Inoue, M., Matsuno, J. and Takayanagi, S., 1966. Molybdenum-Silicon Schottky barrier. *J. Appl. Phys.* 37, (8), 2985-2987.
- Kirchner P. D., Jackson T. N., Pettit G. D., and Woodall J. M., 1985. Low-resistance nonalloyed ohmic contacts to Si-doped molecular beam epitaxial GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 47, (1), 26-28.
- Kowalczyk, S. T., Waldrop, J. R. and Grant, R. W., 1981. Reactivity and interface chemistry during Schottky-barrier formations: Metals on thin native oxides of GaAs investigated by x-ray photoelectron spectroscopy. *J. App. Phys.*, 38, (3), 167-169.
- Levine, J.D., 1971. Schottky-Barrier Anomalies and Interface State. *J. Appl. Phys.*, 42,3991-3999.
- Louie, S.G. and Cohen, M.L., 1975. Self-Consistent Pseudopotential Calculation for Metal-Semiconductor Interface. *Phys. Rev.Lett.*, 35, 866-869.
- McCafferty, P.G., Sellai, A., Dawson, P. and Elabd, H., 1996. Barrier Characteristics of PtSi/p-Si Schottky diodes as determined from I-V-T Measurements. *Solid State Electron.*, 39. 583-592.
- Mead, C. A. and Spitzer, W. G., 1964. Fermi Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces. *Phys. Rev.* 134, (3) A713 - A716.
- Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, M., Kawakami, M. and Ohwada, M., 1990. Growth of native Oxide on a silicon surface. *J. Appl. Phys.*, 68, 1272-1280.
- Mott, N. F., 1939. The theory of the crystal rectifiers. *Proc. Roy. Soc.* A171, 538
- Mönch, W. 1987. Role of virtual gap states and defects in metal-semiconductor contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 58, (12), 1260-1263.
- Mönch, W., 1988. Chemical trends in Schottky barriers: Charge transfer into adsorbate-induced gap states and defects. *Phys. Rev. B* 37, (12), 7129-7132.
- Mönch, W., 1999, Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities. *J. Vac. Sci. Tech.*, 17, (4), 1867-1876.
- Nathan, M., Shoshani, Z., Ashkl Nazi G., Meyler, B. and Zolotarevskf, O., 1996. On the temperature dependence of the barrier height and the ideality factor in high voltage Ni/n-GaAs Schottky diodes. *Solid-State Electron.* 39, (10), 1457-1462.
- Neamen, D. A., 1992, *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*, Irwin, Inc., p 494
- Newman, N., van Schilfgaarde M., Kendelwicz T., Williams M.D. and Spicer W.E., 1986. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs(110) surfaces. *Phys.Rev. B*, 33, 1146-1159.
- Nixon, J. A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices, *Phys. Rev. B.* 41, 7929.

- Osvald J. 1992. On barrier height inhomogeneities at polycrystalline metal-semiconductor contacts. *Solid-State Electron*, 35, (11), 1629-1632
- Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel silicide contacts. *J. Appl. Phys.*, 51,3735-3739.
- Osvald J. 2000. Response to ‘Comment on Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes’. *J. Appl. Phys.* 88, 7366-7369.
- Pickard, G. W., 1906. US patent no. 836531
- Rhoderick E. H., 1978. *Metal-Semiconductor Contacts*. Oxford University, Clarendon Pres, Oxford.
- Rhoderick E.H. and Williams R.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed. Clarendon M. A. Press, Oxford,.
- Robinson, G. Y., 1985. In *Physics and chemistry of III-V compound semiconductor interfaces* (ed. C. W. Wilmsen) Chap. 2. Plenum Pres, New York.
- Sağlam, M., Türüt, A., Nuhoglu, Ç., Efeoğlu, H., Kılıçoğlu, T. and Ebeoğlu, M. A., 1997. Influences of thermal annealing, the electrolyte pH, and current density on the interface state density distribution of anodicMOS structures. *Appl. Phys. A*, 65, 33–37.
- Sands T., Palmstrom C.J., Harbison J.P., Keramidas V.G., Tabatabaie N., Cheeks T.L., Ramesh R. and Silberberg Y., 1990. Stable and epitaxial metal/III-V semiconductor heterostructures. *Materials Science Reports*, 5, (3), 99-170.
- Sands, T. 1988. Compound semiconductor contact metallurgy. *Mater. Sci. Eng. B*, 1, (3-4), 289-312.
- Schmitsdorf R. F., Kampen T. U., and Mönch W., 1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15, (4), 1221-1226.
- Schottky, W., 1938. Semiconductor theory of the blocking layer. *Naturwiss. Germany*, 843.
- Shaw, J. M. and Amick, J. A., 1970. Vapor-deposited tungsten as a metallization and interconnection material for silicon devices. *RCA Rev.* 31, (2), 306.
- Sigmund, P., 1987. Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 27,(1), 1-20.
- Smith, R. A., 1979. *Semiconductors*, 2nd Edition, Cambridge University Pres, London.
- Song Y.P., Van Meirhaeghe R.L., Lafle’re W.H. and Cardon F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance–voltage and current–voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid-State Electron*, 29,633–638.
- Sullivan J. P., Tung R. T., Pinto M.R. And W. R.Graham, 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70, (12), 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, Willey, New York
- Sze, S.M., Coleman, D.J. and Loya, A., 1971. Current transport in Metal-Semiconductor-Metal(MSM) structure. *Solid State Electron.*, 14, 1209-1218.
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M. and Türüt, A., 2001. High-barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layerby anodization process. *Appl. Surf. Sci.*, 172,1-7.

- Thanailakis A. and Northrop D. C., 1973. Metal-germanium Schottky barriers *Solid-State Electronics*, 16, (12), 1383-1389.
- Tjedor, C., Flores F., and Louis E., 1977. The metal-semiconductor interface: Si (111) and zincblende (110) junctions. *J. Phys. C*, 10, 2163-2177.
- Tseng, H.H. and Wu, C.Y., 1987. 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.
- Tung R. T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.* 58, (24), 2821-2823.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory *Phys. Rev. B*, 45, (23), 13509-13524.
- Tung, R.T., 2001. Recent advance in schottky barrier concept. *Mat. Sci. Eng. R*, 35 1-138.
- Türüt, A. And Sağlam, M., 1992. Determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285-2.
- Türüt, A., Batı, B., Kökçe, A., Sağlam, M. and Yalçın, N., 1996. The Bias-Dependence Charge of Barrier Height of Schottky Diodes under Forward Bias by including the series Resistance Effect. *Phys. Scripta*. 53, 118-122.
- Türüt, A., Tüzemen, S., Yıldırım, M., Abay, B. and Sağlam, M., 1992, Barrier height enhancement by annealing Cr-Ni-Co alloy Schottky contacts on LEC GaAs. *Solid-St. Electron.* 35, (10), 1423-1426.
- Van Meirhaeghe R. L., Van den Berghe L.M.O., Laflère W. H. and Cardon F., PtSi/p-Si Schottky diodes as determined from I-V-T Measurements. *Solid State Electron.*, 39. 583-592.
- Van Meirhaeghe R.L., Depas M., Laflère W.H. and Cardon F., 1994. Electrical characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation. *Solid-State Electronics*, 37, (3), 433-441.
- Van Meirhaeghe, R. L., Van den Berghe L.M.O., Laflère W. H. and. Cardon F., 1988 A study of the electrical and photovoltaic properties of magnetron sputtered Ti/p-InP Schottky barriers, *Solid-State Electron.* 31(11) 1629-1634.
- Werner, J. H. and Guttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J Appl Phys*;69:1522–1533.
- Werner, J. H., 1988. Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots-Small Signal Evaluation. *Appl. Phys. A* 47, 291-300.
- Wittmer, M. and Freeouf, L. J., 1992. Ideal Schottky diodes on passivated silicon. *Phys. Rev. Lett.*, 69, 2701-2704.
- Woodall, J. M., Freeouf, J. L., Petit, G. D., Jackson, T. and Kirchner, P., 1981. Ohmic contacts to normal-GaAs using graded band-gap layers of Ga_{1-x}In_xAs grown by molecular-beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.* 19, (3), 626-627.
- Yu-Long, J., Ping R.G., Fang L., Xin-Ping Q., Bing-Zong L., Wei L. and Ai-Zhen L., 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. *Chin. Phys. Lett.*, 19 553
- Zhu S., Detavernier C., Van Meirhaeghe R. L., Cardon F., Ru G. P., Qu X. P. and Li B. Z., 2000. Electrical characteristics of CoSi₂/n-Si(100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction. *Solid-St. Electron.* 44, 1807-1818.
- Ziel, A.V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, 245.

ÖZGEÇMİŞ

Ankara'da 1975 yılında doğdu. İlkokulu Ankara'da, ortaokul ve lise öğrenimini ise Konya'da tamamladı. 1992 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Lisans öğrenimine başladı. 1998 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2003 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı **KATIHAL FİZİĞİ** Bilim dalında DOKTORA öğrenimine başladı. 2006 yılında vatani görevini yerine getirdi. Evli ve bir çocuk babası.

Nezir YILDIRIM

Őubat 2009