

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Ni/n-Si/Al SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIK BAĞIMLI
PARAMETRELERİNİN HESAPLANMASI**

Aydın ZENGİN

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2011

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

Ni/n-Si/Al SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIK BAĞIMLI
PARAMETRELERİNİN HESAPLANMASI

Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT danışmanlığında, Aydın ZENGİN tarafından hazırlanan bu çalışma 3/6/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak oybirliği (3/3) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

Üye : Doç. Dr. Şakir AYDOĞAN

Üye : Doç. Dr. Bülent ÇAKMAK

İmza :

İmza :

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum
Enstitü Müdürü

Prof. Dr. Ömer AKBULUT

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Ni/n-Si/Al SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIK BAĞIMLI PARAMETRELERİNİN HESAPLANMASI

Aydın ZENGİN

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

Ni/n-Si/Al Schottky diyotların deneysel akım-gerilim (I-V) karakteristikleri çalışılmıştır. Diyotlar, antimon katkılanmış $0.01 \Omega - cm$ öz dirençli n^+ taban Si üzerine LPE (Liquid-phase epitaxy) tekniği ile büyütülen fosfor katkılı $2 \Omega - cm$ öz dirençli, yaklaşık $18 \mu m$ kalınlıklı ve $\langle 100 \rangle$ yönelimli silisyum yarıiletken tabaka kullanılarak hazırlanmıştır. Kristal $0.5 \times 0.5 cm^2$ boyutlarında kesildikten sonra omik kontak oluşturmak için mat yüzeylerine Al buharlaştırıldı. Parlatılmış yüzey üzerine dc manyetik sputtering tekniği kullanılarak $1.5 mm$ çapında Ni Schottky diyotlar oluşturuldu. Diyotların numune sıcaklığına bağlı değişimini incelemek için akım-gerilim (I-V) karakteristikleri 60-320 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla ölçüldü ve incelendi. Ni/n-Si diyotların değişen numune sıcaklığına bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplandı. Seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı görüldü. Ayrıca, I-V karakteristikleri yardımıyla elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün de azaldığı görüldü. Bu durum engelin inhomojenliğine atfedildi.

2011, 62 sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky Kontaklar, Schottky engel yüksekliği, numune sıcaklığı.

ABSTRACT

MS Thesis

CALCULATION OF TEMPERATURE DEPENDENT PARAMETERS OF Ni/*n*-Si/Al SCHOTTKY DIODES

Aydın ZENGİN

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

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

Diodes have been prepared on P doped Si, (with thicknesses of 18 μm a resistivity of 2 $\Omega\text{-cm}$) which was grown on Sb doped Si substrate, having resistivity of 0.01 $\Omega\text{-cm}$ by LPE. The wafer was cut into pieces of $0.5 \times 0.5 \text{cm}^2$. The ohmic contact was made by evaporating Al on the back side of these pieces (the 0.01 $\Omega\text{-cm}$ resistivity antimony-doped n^+ side). The Schottky contacts have been formed using dc magnetron sputtering Ni as dots with diameter of about 1.5 mm on the front surface of the $n\text{-Si}$. The current-voltage ($I\text{-}V$) characteristics of the devices were in the temperature range of 60-320 K. Barrier heights and ideality factors were calculated from from $I\text{-}V$ characteristics. Furthermore, barrier heights, ideality factors and series resistances calculated from Cheung functions using $I\text{-}V$ characteristics depending on temperature. It has been that, the value of series resistance decreased with increasing temperature. It was seen that, ideality factor decreased and barrier height were increased with increasing temperature.

2011, 62 pages

Keywords: Schottky contacts, Schottky barrier heights, sample temperature.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

Tez hazırlama sürecinde engin görüşlerinden istifade ettiğim ve bilimsel alanda hiçbir zaman desteğini esirgemeyen çok kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e teşekkürlerimi arz ederim.

Laboratuvar çalışmalarım sırasında numunelerin hazırlanmasında ve ölçümlerin alınmasında yardımcı olan Sayın Arş. Gör. Kadir EJDERHA'ya, tezimin yazım aşamasında yardımcı olan Doktora öğrencileri Sayın Betül GÜZELDİR'e ve Kübra ÇINAR'a ve tüm Fizik Bölümü elemanlarına çok teşekkür ederim.

Her zaman için beni destekleyen ve güvenen aileme sonsuz minnettarlığımı dile getirmek isterim.

Aydın ZENGİN

Haziran-2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	ii
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Metal-Yarıiletken Kontakların Tarihsel Gelişimi	2
2. KURAMSAL TEMELLER	5
2.1 Metal Yarıiletken Eklemler	5
2.2 Schottky ve Omik Kontaklar	7
2.3 Alan Emisyonu ve Termiyonik Alan Emisyonu Teorisi	12
2.4 Akım/Gerilim Karakteristiği	17
2.5 İmaj Kuvvetinin Akım/Voltaj İlişkisi Üzerindeki Etkisi	22
2.6 Ters Beslem Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri.....	25
2.6.1 Ters beslem I-V karakteristiklerinde tünelleme etkisi.....	28
3. MATERYAL ve YÖNTEMLER.....	31
3.1. Giriş	31
3.2. <i>n</i> -Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması.....	31
3.3. Sputtering (Manyetik Alanda Saçırma) Tekniği	34
3.4. Silisyum ve Temel Özellikleri.....	34
3.5. Silisyumun Katkılanması	36
3.5.1 <i>n</i> -tipi Si elde edilmesi	36
3.5.2 <i>p</i> -tipi Si elde edilmesi	38
4.ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA.....	40
4.1. Giriş	40
4.2. Akım-Gerilim (I-V) Ölçümleri ve Cheung Fonksiyonlarının Kullanılması	40
4.3. Ni/ <i>n</i> -Si Schottky Engel Diyotların Düz Beslem I-V Karakteristikleri.....	45

4.4. Ni/ <i>n</i> -Si Schottky Engel Diyotların (SBDs) Ters Beslem I-V Karakteristikleri ...	49
5. SONUÇ	52
KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
a.c.	Alternatif akım
C	Kapasite
$C-f$	Kapasite-frekans
$C-V$	Kapasite-gerilim
d.c.	Doğru akım
e	Elektronun yükü
E'_c	Metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$f_F(E)$	Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$I-V$	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
k	Boltzmann sabiti
m_e	Elektronun kütlesi
n	İdealite faktörü
n_i	Asal taşıyıcı konsantrasyonu

N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_d	Donor konsantrasyonu
$\rho(x)$	Konuma bağı uzay yükü yoğunluğu
σ	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
σ_s	Standart sapma
Q	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
R_s	Seri direnç
T	Sıcaklık
τ	Zaman sabiti
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli
w	Uzay yükü bölgesinin genişliği

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Kontakta önce metal ve yarıiletken için Fermi enerjileri, iş fonksiyonları.....	6
Şekil 2.2. Bir metal-yarıiletken ekleminde iç elektrik alan, birikmiş yük taşıyıcıları ve enerji seviyeleri.....	7
Şekil 2.3. Schottky temas oluşumu, a) $\Phi_m > \Phi_s$ ve n -tipi, b) $\Phi_m < \Phi_s$ ve p -tipi.....	8
Şekil 2.4. Omik temas oluşumu, a) $\Phi_m > \Phi_s$ ve p -tipi, b) $\Phi_m < \Phi_s$ ve n -tipi.....	11
Şekil 2.5. Taşıyıcıların tünellemesinin azaldığı bir Schottky metal-yarıiletken (n -tipi) temasın bant gösterimi.....	11
Şekil 2.6. Doğru besleme altında Alan ve Termiyonil-Alan emisyonu.....	13
Şekil 2.7. Schottky engeli a) sıfır besleme altında, b) Doğru besleme altında, c) Ters besleme altında akımın iki bileşeni gösterilmiştir.....	18
Şekil 2.8. Yarıiletkende dalgalanma ve difüzyon etkisini göstererek metalin içine termiyonik emisyonla akan elektronların tipik hareketi.....	19
Şekil 2.9. Seri direnç etkisi gösteren bir doğrultucunun tipik I-V karakteristiği.....	21
Şekil 2.10. $ZrSi_2 - Si$ Schottky diyodun ters besleme karakteristiği.....	27
Şekil 2.11. Ters besleme altında alan ve termiyonik-alan emisyonu.....	29
Şekil 3.1. PVD-HANDY-3S Sputter ve termal buharlaştırma ünitesi.....	32
Şekil 3.2. PVD-HANDY-3S vakum sisteminin içerişinin üstten görünüşü.....	33
Şekil 3.3. Sputtering tekniğı ile yarıiletken taban malzemenin kaplanması.....	34
Şekil 3.4. Silisyum'un elmas yapısı.....	35
Şekil 3.5. Bohr modeline göre silisyumun atomik yapısı ve kovalent bağ gösterimi.....	36
Şekil 3.6. n -tipi yarıiletkenlerde antimon (Sb) katkısı.....	37
Şekil 3.7. Enerji bantı yapısı üzerinde verici katkısının etkisi.....	37
Şekil 3.8. p -tipi yarıiletkenlerde bor (B) katkısı.....	38
Şekil 3.9. Enerji bantı üzerinde alıcı katkısının etkisi.....	39
Şekil 4.1. 60-320 K'de Ni/ n -Si Schottky diyodun Akım-Voltaj karakteristikleri.....	42
Şekil 4.2. Ni/ n -Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'nin I ya karşı değişimi.....	44
Şekil 4.3. Ni/ n -Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'nin I ya karşı değişimi.....	45
Şekil 4.4. Ni/ n -Si Schottky diyot için sıcaklığa karşı engel yüksekliği grafiğı.....	46

Şekil 4.5. Bir Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı 5 temel kategoride nT 'ye karşı T grafiğinde gösterilmiştir.	47
Şekil 4.6. Ni/n-Si Schottky diyodun 60-320 K'de deneysel nT 'nin T 'ye karşı grafiği..	48
Şekil 4.7. Düz beslem Ni/n-Si Schottky diyot için 60-320 K sıcaklık aralığında grafik Richardson eğrisi-deneysel aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı grafiği	49
Şekil 4.8. 120-320 K sıcaklık aralığında Ni/n-Si Schottky diyot için şekil 1'de ters beslem I-V verilerinden elde edilen $I/[1 - \exp(-qV/kT)]$ 'nin V 'ye karşı grafiği	50
Şekil 4.9. Ters beslem Ni/n-Si Schottky diyot için 120-320 K sıcaklık aralığında deneysel $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı grafiği	51

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Metal-yarıiletken eklemlerin mümkün olan dört konfigürasyonu ve Kontakt tipleri	9
Çizelge 3.1. Silisyumun temel özellikleri, özelliklerinin değerleri ve birimleri.....	39
Çizelge 4.1. Ni/epitaxy/ <i>n</i> -Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı I 'nın V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri	43

1. GİRİŞ

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) diyoduna 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).

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. 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 ısıl tavlama karşı davranışı teknolojik sebeplerin yanı sıra bilimsel olarak da geniş bir ilgiye sebep olmuştur (Huang and Fang 2006).

Bu çalışmada, epitaxy *n*-tipi Si üzerine Ni'in dc manyetik sputtering tekniği ile oluşturulan ve herhangi bir işleme tabi tutulmayan Ni/*n*-Si Schottky diyotların doğru ve ters beslem I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı 60-320 K sıcaklık aralığında incelenmiştir. saçırma metoduyla hazırlanmış diyotların parametrelerinin sıcaklıkla değişiminin nedenleri açıklanmış ve yorumlanmıştır. Ni/*n*-epitaksi Si diyotların karakteristiklerini böyle geniş bir numune sıcaklığına bağlı değişimiyle ilgili bir çalışmaya literatürde rastlanmamıştır.

1.1. Metal-Yarıiletken Kontakların Tarihsel Gelişimi

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 (1874), yaptığı metal-yarıiletken diyotları radyo dedektörü, radar dedektörü ve iki kutuplu entegre devrelerde anahtarlama hızını arttırmak için kullanmıştır. Pickard (1906), silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent almıştır.

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 alanının 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. Bethe (1942), termiyonik emisyon teorisinin metal yarıiletken doğrultucu kontaklara uygulanabileceğini göstermekle yarıiletken fiziğine çok önemli bir katkıda bulunmuştur. Bardeen (1947), 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 aynı şekilde, Cowley and Sze (1965), farklı metallerle yapılan Schottky diyotların engel yüksekliklerinin, yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı, metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varmışlardır. 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 I-V 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 (1995), 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.

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 (1987) tarafından ortaya atılmıştır. Bu bulgular Tung (2001)'un teoriksel sonuçlar üzerinde kurulan inhomojen Schottky kontakların sayısal simülasyonları ile açıklanmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

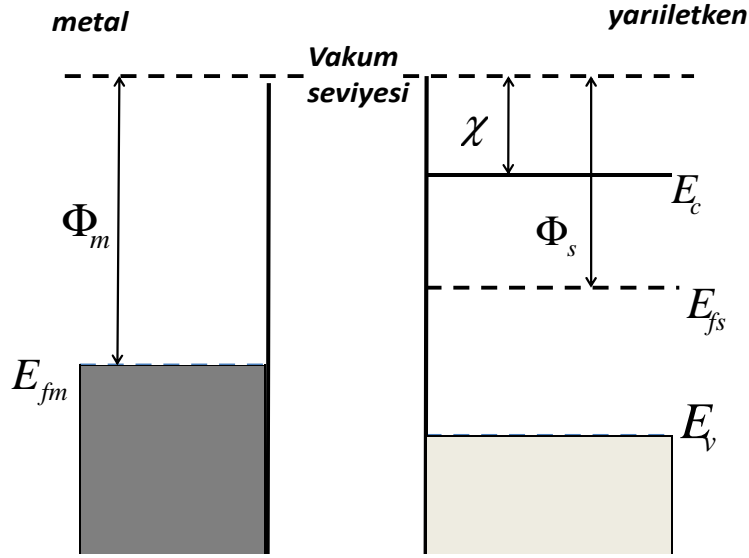
2.1 Metal Yarıiletken Eklemler

Bir metal bir yarıiletkenle kontak haline getirildiğinde, yarıiletkenin ve metalin Fermi enerjileri arasındaki fark eşitleninceye kadar bantlarda bir miktar bükülmeler ortaya çıkar. Fermi enerji seviyeleri arasındaki bu fark, bir malzemedeki elektronların diğer malzemedeki elektronlarından daha yüksek enerjiye sahip olduğunu ifade eder. Dolayısıyla, elektronlar önceki malzemedeki sonraki malzemeye akış eğilimi gösterecektirler. Böylece p-n eklemdeki yük transferine benzer şekilde elektronların metal-yarıiletken eklem boyunca taşınımı söz konusudur. Metaller yaygın bir şekilde dış elektrik devresi için bir yarıiletken malzeme ile bağlantı kurmak ya da kontak kurmak için yarıiletken endüstrisi kullanıldığından böyle bir eklem metalurjik eklem ya da bir metal kontak olarak adlandırılır.

Bir metalde Fermi enerjisi, bir metal tarafından yayılabilen ya da alınabilen elektronlar için yük transferini kolay yapan bir enerji bandı içinde bulunur. Bu yeniden yük dağılımı dengelendiğinde lokal bir elektrik alanın kendiliğinden oluşumuna sebep olur. Yeterince büyük elektrik alan şiddeti metalurjik eklem çevresinde kurulduğunda dağılım durur.

Tüm yük nötralliğinin korunması gerektiğinde, yarıiletken ve metalin içindeki aşırı elektrik yükleri zıt işaretli ve birbirine eşit miktarda olmalıdır. Ancak bir metal, yarıiletkenden daha fazla yük yoğunluğuna sahip olduğu için metal içine yayılmış olan bu artık yüklerin genişliği, yarıiletkenin içine yayılmış olanlarla kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar azdır. Kısmen bir tarafı yoğun katkılı p-n eklemine benzer olup bir iç elektrik alan ve bant bükülmesi yarıiletken içinde mevcuttur. Aşağıda bir metal-yarıiletken kontakın fiziksel özellikleri anlatılmaktadır. Bu anlatımda dikkat edilmesi gereken fiziksel parametreler Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Metal için bu parametreler, E_{Fm} Fermi enerjisi seviyesini ve $\Phi_m > 0$ iş fonksiyonunu göstermektedir. Bir metalin iş fonksiyonu, metal yüzeyinde bir elektron sökmek ve bu elektronu boşluğa doğru itmek

için gerekli olan enerjidir. Şekil 2.1'den de görüldüğü gibi bu fonksiyon boşluk seviyesi ile Fermi enerjisi arasındaki farktır. Yarıiletken için bu parametreler, E_{Fs} Fermi enerji seviyesini, $\Phi_s > 0$ iş fonksiyonunu ve χ elektron ilgisini göstermektedir. Ayrıca vakum içinde yarıiletkenin iletkenlik bandından bir elektronu çıkarmak için gerekli enerji, vakum seviyesi ve iletkenlik bandının tabanı arasındaki enerji farkı ile verilir.

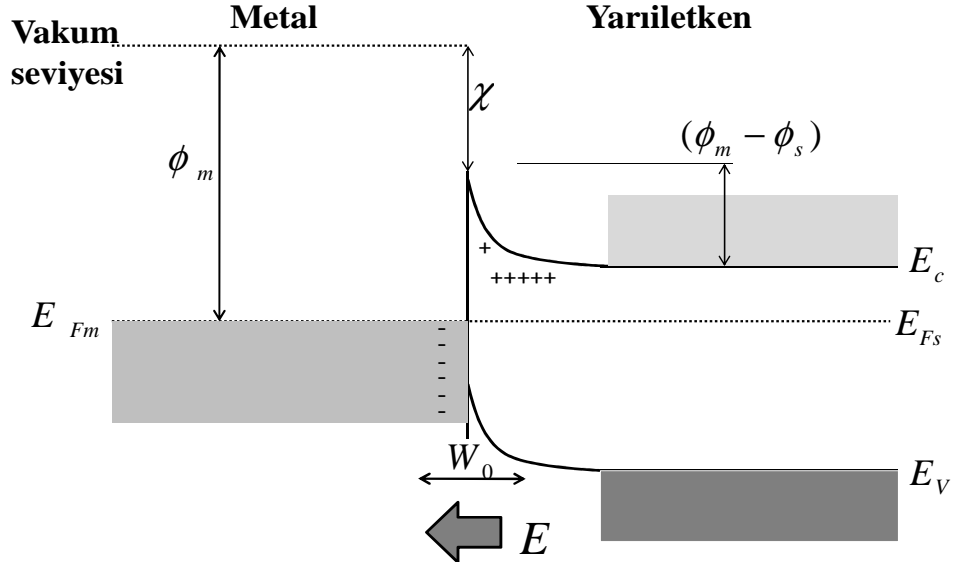


Şekil 2.1. Kontakta önce metal ve yarıiletkene ait Fermi enerjileri ve iş fonksiyonları. Vakum seviyeleri aynı olmasına rağmen Fermi enerjileri genellikle farklıdır.

Elektron transferinin yönü ve bant bükülmesinin miktarı, metal ve yarıiletkenlerin iş fonksiyonları arasındaki farka bağlıdır. Bu malzemeler yalıtıldığında onların vakum seviyeleri Şekil 2.1'de gösterildiği gibi aynıdır. Fakat metal ve yarıiletken kontak haline getirildiğinde eklem her iki tarafında Fermi seviyeleri eşit olur. Vakum seviyesi, yarıiletken Fermi enerjisinin üzerinden Φ_s iken metal Fermi enerjisinin üzerinden Φ_m enerjisine karşılık gelmektedir. Yani, yarıiletkendeki enerji bantları, eklem iki yanındaki Fermi enerjisini hizalamak için $\Phi_m - \Phi_s$ kadar değişmelidir.

Diğer taraftan $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda, gerçekte yarıiletkenin enerji bantları metalin enerji bantlarına göre aşağı doğru kaymakta ve elektronlar Şekil 2.2'de gösterildiği gibi yarıiletkenden metalin içine geçmektedir. Şekil 2.2'de gösterildiği gibi iç elektrik alanın

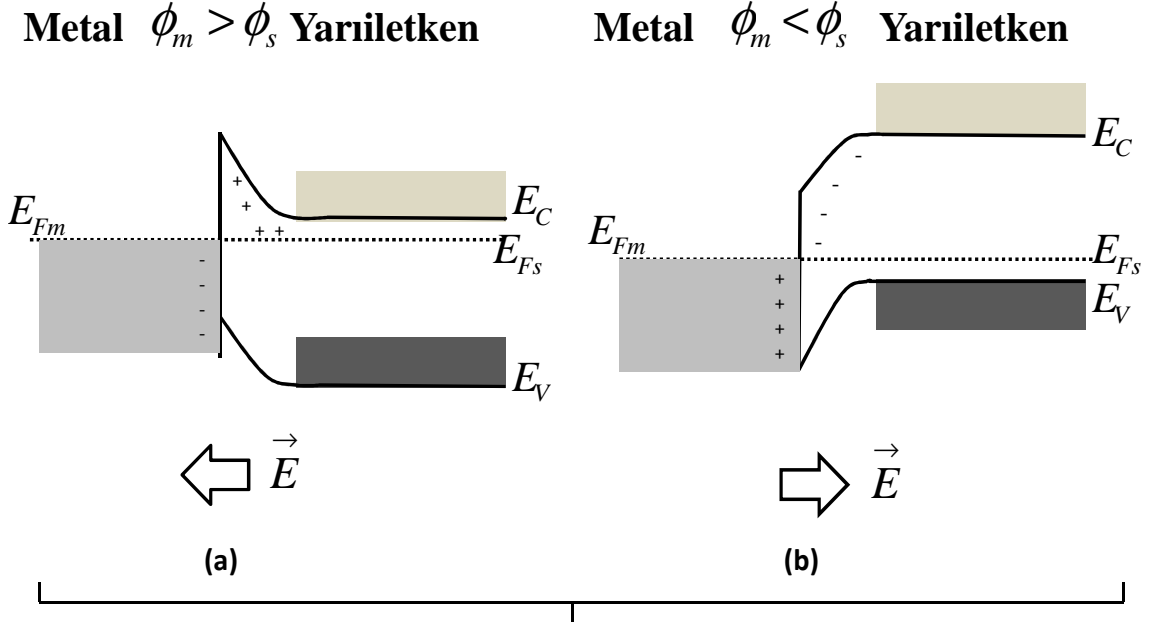
yönelimi ve kontağın diğer tarafında oluşan yük taşıyıcıların varlığı, bir p-n eklemının analizinden belirlenmektedir. Buna ek olarak, $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda, yarıiletkenin enerji bantları metalin enerji bantlarına göre yukarıya doğru kaymakta ve elektronlar metalden yarıiletkenin içine geçmektedir.



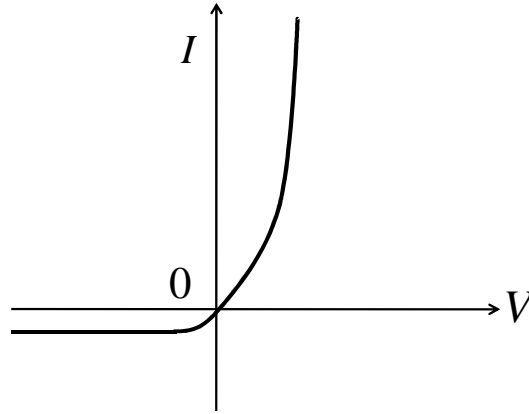
Şekil 2.2. Bir metal-yarıiletken eklemde elektrik alan, birikmiş yük taşıyıcıları ve enerji seviyeleri. Metal ve yarıiletken kontak haline geldikten sonra dengeye geldiğinde, eklem yakınında yarıiletkenin enerji bant görünümü her iki malzemenin Fermi enerjileri eşit olduğu için değişmektedir.

2.2 Schottky ve Omik Kontaklar

Bir metal yarıiletken eklemının elektriksel özellikleri, bir arınma bölgesinde yeniden yük dağılımının bir sonucu olarak ortaya çıkıp çıkmamasına bağlıdır. Bu durum, iş fonksiyonları arasındaki farka ve yarıiletkenlerin tipine bağlıdır. Gerçekte $\Phi_m > \Phi_s$ olduğunda elektronlar yarıiletkenden metale geçmekte, yarıiletken n -tipi ise, o zaman bu işlem yarıiletkenin elektronlarını ya da çoğunluk yük taşıyıcılarını boşaltır. Bu nedenle arınma bölgesi eklemının yakınında görünmektedir.



Schottky kontaklar



Şekil 2.3. Schottky kontak oluşumu, a) $\Phi_m > \Phi_s$ ve n -tipi, b) $\Phi_m < \Phi_s$ ve p -tipi. Grafiğin altında görüldüğü gibi yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcılar I-V karakteristiğinin doğrultma davranışı gösterdiği ve metal-yarıiletkene arasında serbest taşıyıcıların hareketini engelleyen bir potansiyel engeli olduğu için bir Schottky kontak elde edilmektedir.

Bir p-n eklemine dış beslem uygulandığında bir diyota benzer davranış elde edilmektedir. Bu Şekil 2.3.a'da gösterilmiştir. Bu durum genellikle bir doğrultucu kontak ya da Schottky kontak olarak adlandırılmaktadır. Yarıiletken p -tipi ise, yarıiletkenden ayrılan elektronlar p -tipi dopantlardan alınarak iyonize olurlar. Böylece bu yöntemle daha fazla hol ve çoğunluk taşıyıcıları oluşur. Bu durumda, arınma bölgesi yoktur, yerine çoğunluk taşıyıcıları eklem alanı yakınında birikir ve diyot gibi bir

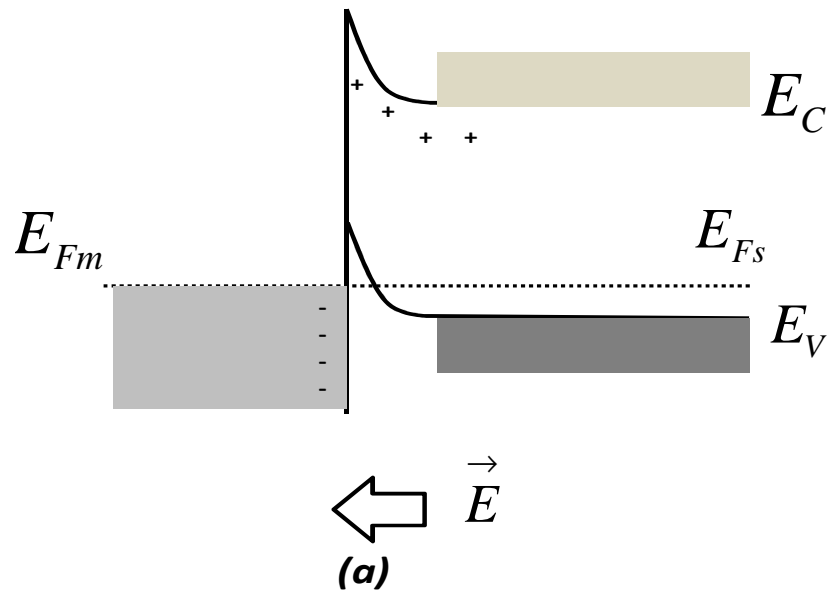
davranış gözlemleyemeyiz. Çoğunluk taşıyıcıların bir dış beslemin etkisi altında her iki yönde akışı serbesttir ve Şekil 2.4.a’da gösterilmiştir. Bu durum genellikle Omik kontak olarak adlandırılırlar ve akım/voltaj karakteristiği lineerdir.

$\Phi_m < \Phi_s$ durumun da, elektronlar metalden yarıiletkene geçmektedir. n -tipi bir yarıiletken için eklem bir Omik kontak olacak ya da p -tipi bir yarıiletken için eklem Schottky kontak olacaktır. Bu dört konfigürasyon Şekil 2.3 ve Şekil 2.4’te gösterilmiş olup Çizelge 2.1’de özetlenmiştir.

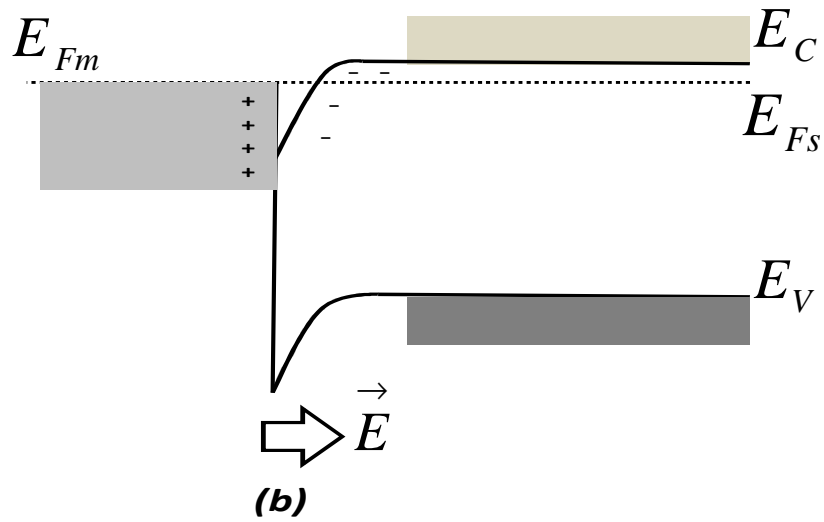
Çizelge 2.1. Metal-yarıiletken eklemlerin mümkün olan dört konfigürasyonu ve kontak tipleri

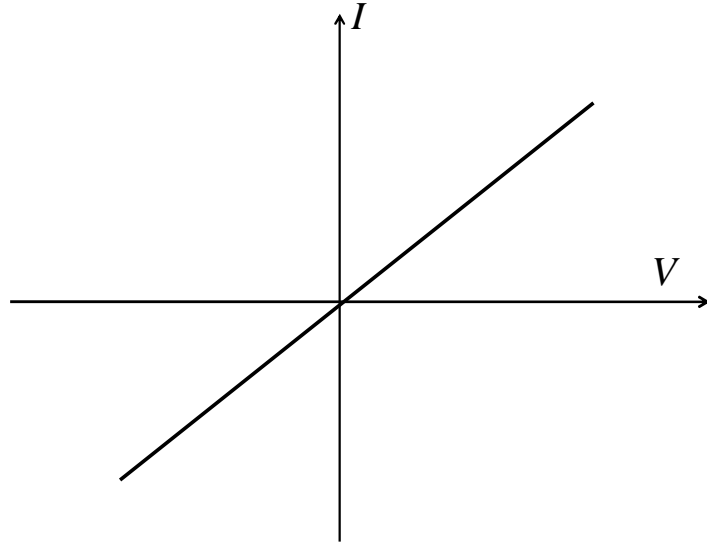
	Yarıiletken	Eklem
$\Phi_m > \Phi_s$	n-tipi	Schottky
$\Phi_m < \Phi_s$	p-tipi	Schottky
$\Phi_m > \Phi_s$	p-tipi	Omik
$\Phi_m < \Phi_s$	n-tipi	Omik

Metal $\Phi_m > \Phi_s$ p-tipi yarıiletken

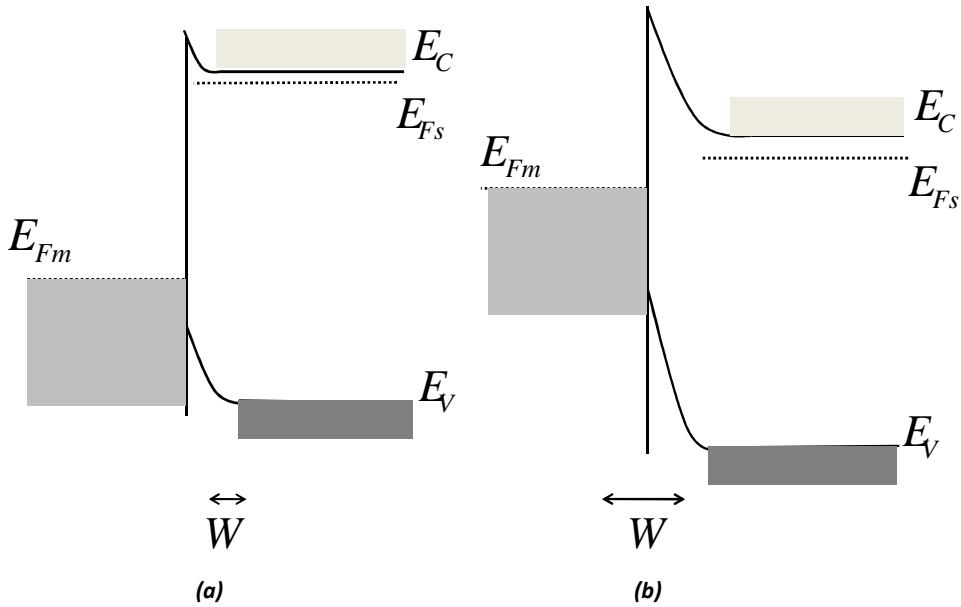


Metal $\Phi_m < \Phi_s$ n-tipi yarıiletken





Şekil 2.4. Omik kontak oluşumu, a) $\Phi_m > \Phi_s$ ve p -tipi, b) $\Phi_m < \Phi_s$ ve n -tipi. Şekil 2.3'te gösterilen grafiklerin aksine şeklin altında belirlendiği gibi I-V karakteristiğinin omik davranış gösterdiği ve potansiyel engeli oluşmaksızın yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıların metal yarıiletken ekleme doğru hareket ettiği enerji bant gösterimleri.



Şekil.2.5. Taşıyıcıların tünellemesinin azaldığı bir Schottky metal-yarıiletken (n -tipi) kontakın bant gösterimi. a) potansiyel engelinin azaltıldığı doğru beslem altında b) potansiyel engelinin artırıldığı ters beslem altında.

Bir Schottky kontak durumunda metal ve yarıiletken arasına bir V dış potansiyeli uygulandığında, $-qV$ 'ye eşit miktarda kayabilen kontağa karşı bir potansiyel engelinin var olduğunu açıklar. Bu n -tipi yarıiletken durumu için Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Metal-yarıiletken kontaklarda akım taşıma mekanizmasını çoğunluk taşıyıcılarının gerçekleştirdiğini biliyoruz. Akım-gerilim ilişkisi;

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (2.1)$$

eşitliğiyle verilir. Burada I_0 , ters beslem doyum akımıdır ve metalin iş fonksiyonu Φ_m ile yarıiletkenin elektron ilgisi χ arasındaki farkın exponansiyeliyle orantılıdır.

$$I_0 = AR^*T^2 \exp \left[\frac{(\Phi_m - \chi)}{k_b T} \right] \quad (2.2)$$

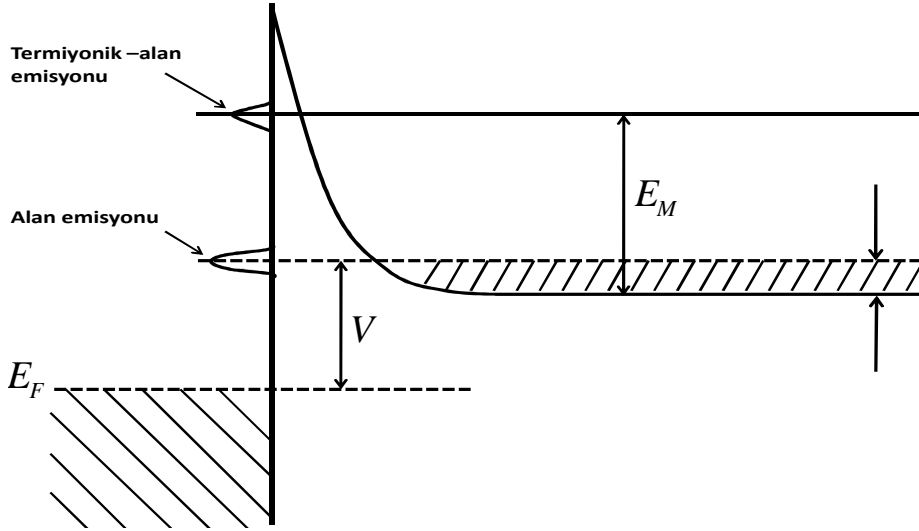
R^* etkin Richardson sabitidir. $(\Phi_m - \chi)$ miktarı çoğunlukla $q\Phi_B$ ile ifade edilir. Burada Φ_B Schottky potansiyel engel yüksekliğidir. Gerçek bir Schottky kontak için arayüzey hallerini termiyonik emisyonu da hesaba katmak gerekir. Bu durumda akım voltaj ilişkisi aşağıdaki eşitlikle verilir:

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{nk_b T} - 1 \right) \quad (2.3)$$

2.3 Alan Emisyonu ve Termiyonik Alan Emisyonu Teorisi

Belli şartlar altında kuantum mekaniksel tünellemeyle engele nüfuz etme, engelden düşük enerjili elektronlar için mümkün olabilir. Bu, Şekil 2.6'ya göre anlatılabilen iki yoldan birinde temel termiyonik emisyon işlemi değiştirilebilir. Düşük sıcaklıktaki çok fazla katkılanmış dejenere yarıiletken durumunda, doğru beslem yönündeki akım,

yarıiletkendeki fermi enerjisine yakın enerjili elektronların tünellemesiyle artar. Bu, **alan emisyonu** olarak bilinir. Eğer sıcaklık yükseltirse elektronlar yüksek enerjilere uyarılmış olurlar ve böylece tünelleme olasılığı çok hızlı bir şekilde artar. Çünkü, elektronların gördükleri engel daha ince ve düşüktür. Diğer durumda, uyarılan elektronların miktarı artan enerjilerle çok hızlı bir şekilde azalır ve iletkenlik bandının tabanının yukarısında E_m enerjili elektronlardan akıma maksimum bir katkı olacaktır. Bu, **termiyonik-alan emisyonu** olarak bilinir. Eğer sıcaklık daha da yükseltirse, gerçekte yeterince enerjili bütün elektronlar engelin üzerinden geçerler. Böylece tünellemenin etkisi ihmal edilebilir ve bu da temel **termiyonik emisyonu** olarak bilinir.



Şekil 2.6. Doğru beslem altında Alan ve Termiyonik-Alan emisyonu

Eğer yarıiletkenin yasaklanmış bant aralığının içindeki enerjilere karşılık gelen ve ilerleyen dalgalardan ziyade üstel olarak (exponansiyel) sönümlü dalga tabiatına sahip olan Schrodinger denkleminin mevcut çözümleri bilinirse tünelleme çok kolay anlaşılabilir. k dalga vektörü ve m^* etkin kütleli bir elektronun kinetik enerjisi olan $q(E - E_C) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ bağıntısının geçerli olduğunu farzederek bu çözümler çok daha basit bir şekilde düşünülebilir. Bu ifadede elektronun enerjisi iletkenlik bandının tabanının E_C enerjisinden az olmalı. Bu durumda dalga vektörü sanaldır ve $k = ik'$ yazılabilir, burada k' reel'dir, dolayısıyla elektronun dalga fonksiyonu

$\exp(ikx) = \exp(-ikx)$ ile ve elektronun x konumunda dalga fonksiyonunun karesiyle orantılı bulunma olasılığı, $\exp(2k'x)$ ile orantılıdır, burada eğer $E_C - E$ sabit değilse (mesela; bantlar düz değilse), k' konumun bir fonksiyonudur ve elektronun x konumunda bulunma olasılığı $P = \exp\left(-2\int k'dx\right)$ ile verilir. Eğer bu sonuç, engel yüksekliğinden az ΔE enerjili bir elektron tarafından nüfuz edilmiş olan üç boyutlu (triangular) bir engelde olasılığını hesaplamak için kullanılırsa, olasılığın;

$$P = \exp\left\{-\frac{4}{3}(2qm^*)^{1/2}(\Delta E)^{3/2} / \hbar E\right\} \quad (2.4)$$

olduğu bulunur.

Burada E engeldeki elektrik alandır. Bunu V_d difüzyon potansiyelli Schottky engeline uygulayabiliriz. Eğer ΔE üçgensel olmuş engelin tepesine göre yeterince küçük ise; arınma bölgesi (uzay yükü bölgesi) yaklaşımına göre, engeldeki maksimum alanın $E_{\max} = \left\{2qN_d V_d / \epsilon_s\right\}^{1/2}$ ile verildiğini dikkate alarak

$$P = \exp\left\{-\frac{2}{3}(\Delta E)^{3/2} / E_{00} V_d^{1/2}\right\} \quad (2.5)$$

eşitliğini buluruz. Burada E_{00} Padovani and Stratton (1966) tarafından adlandırılmış, tünelleme teorisinde önemli bir rol oynayan ve enerji boyutunda olan bir parametredir. Bu parametre;

$$\begin{aligned} E_{00} &= \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \\ &= 18,5 \cdot 10^{-15} \left(\frac{N_d}{m_r \epsilon_{Sr}} \right)^{1/2} eV \end{aligned} \quad (2.6)$$

ifadesiyle verilir. Burada m^* ($= m_r m$) yarıiletkendeki elektronların etkin kütlesi, ϵ_s ($= \epsilon_{sr} \epsilon_0$) yarıiletkenin dielektrik sabiti ve N_d , cm^3 deki donör konsantrasyonudur. Orta katkılı (az veya yüksek katkılı olmayan) yarıiletkenler için, termiyonik-alan emisyonu durumunda engel yüksekliğindeki bir azalmayı (ΔE) 'ye eşit $\Delta\Phi$ kadar düşünebiliriz, burada (ΔE) , terimi e^{-1} 'lik bir geçiş ihtimaline karşılık gelir. Bu oluşumlar için engel alçalması

$$\Delta\Phi \approx \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} (E_{00})^{2/3} (V_d)^{1/3} \quad (2.7)$$

şeklinde verilir. Kaba olan bu tahmin, silisyum için, $E_{00} \approx 10^{-2}$ eV'a kadar fevkaledede iyi çalışır, E_{00} 'ın bu değeri silisyum için $N_d < 10^{24} m^{-3}$ 'e karşılık gelir. Bir örnek olarak GaAs yarıiletkenini alırsak, $E_{00} = 2.10^{-3}$ eV, $N_d \leq 10^{22} m^{-3}$ ve $eV_d = 0,8$ eV buluruz (Padovani and Stratton 1966). Taşıyıcı konsantrasyonu, N_d $10^{23} m^{-3}$ e kadar artırılırsa $\Delta\Phi \approx 0,02$ eV olur ve daha anlamlı olmaya başlayacaktır. Schottky engeli içinden elektronların tünellenme teorisi Padovani and Stratton (1966), tarafından geliştirilmiştir. Bu teorinin belli başlı esasları aşağıdaki gibidir;

1. Doğru beslem durumunda, dejenere (yüksek katkılı) yarıiletkenlerde sadece alan emisyonu oluşur. Diğer yarıiletkenlere nazaran, denklem 2.6'ya göre GaAs daha küçük etkin kütleyle sahip olduğundan, GaAs'de alan emisyonu daha düşük taşıyıcı konsantrasyonunda vuku bulur.

2. E_{00} 'ın fiziksel anlamı, arınma bölgesinin kenarında iletkenlik bandının tabanıyla çakışan enerjili bir elektron için geçiş olasılığı e^{-1} olması için bir Schottky engelin difüzyon potansiyelidir. Böylece kT/qE_{00} oranı tünelleme ve termiyonik emisyonun nisbi öneminin bir ölçüsüdür. Kabaca, eğer $kT \ll qE_{00}$ ise alan emisyonu, $kT \approx qE_{00}$ ise termiyonik-alan emisyonunu ve $kT \gg qE_{00}$ ise termiyonik emisyonu beklemeliyiz.

Daha doğru bir analiz göstermiştir ki, alan emisyonunun meydana geldiği düşük sıcaklık sınırında

$$kT < 2qE_{00} \left(\ln(-4\Phi_b/\delta)^{1/2} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

eşitliği geçerli olabilir. Bu ifadedeki δ , yarıiletken gövdede (bulk) iletkenlik bandının tabanıyla Fermi seviyesinin arasındaki enerji farkıdır. Dejenere bir yarıiletkende negatiftir. Termiyonik-alan emisyonunun yukarıdaki sıcaklık sınırında bu eşitlik

$$kT > 2qE_{00} \{ \text{Ln}(-4\Phi_b/\delta) \}^{-1} \quad (2.9)$$

ile verilir.

3. Termiyonik-alan emisyon için üst sıcaklık sınırında geçerli bağıntı

$$\text{Cosh}^2(qE_{00}/kT) / \text{Sinh}^3(qE_{00}/kT) < 2V_d/3E_{00} \quad (2.10)$$

ile verilir. Burada $V_d (= \Phi_b - \delta - V)$ difüzyon potansiyelidir.

4. Akım/Gerilim bağıntısı,

$$J = J_s \exp(V/E_0) (1 - \exp(-qV/kT)) \quad (2.11)$$

eşitliği ile verilir. Burada;

$$E_0 = E_{00} \text{Coth}(qE_{00}/kT) \quad (2.12)$$

Düşük sıcaklıklarda ($kT/qE_{00} \ll 1$), $E_0 \approx E_{00}$ olur ve $\ln[J/\{1 - \exp(-qV/kT)\}] - V$ grafiğinin eğimi sıcaklıktan bağımsızdır. Bu, alan emisyonu durumudur. Yüksek sıcaklıklarda ($kT/qE_{00} \gg 1$), E_0 'ın değeri kT/q 'dan birazcık büyüktür ve eğim

q/nkT olarak yazılabilir. Burada, $n = qE_0/kT = (qE_{00}/kT)Cotch(qE_{00}/kT)$ 'dir. Böylece alan emisyonundan termiyonik emisyonuna bir geçiş vardır.

5. J_s terimi uygulama gerilimine zayıfça bağlıdır ve sıcaklığın, yüksekliğinin ve yarıiletken parametrelerinin karışık bir fonksiyonudur. Padovani and Stratton (1966) tarafından verilen termiyonik-alan emisyonunun eşitliği

$$J_s = \frac{J_m q \{\pi E_{00} (\Phi_b - V - \delta)\}^{1/2}}{kT Cosh(qE_{00}/kT)} \exp\{-(\Phi_h - \delta)/E_0\} \quad (2.13)$$

şeklindedir. Burada $J_m [= A^* T^2 \exp(-q\delta/kT)]$ düz bant akım yoğunluğudur. Denklem (3.36)'da $V = 0$ için $J_s Cosh(qE_{00}/kT)/T \approx 1/E_0$ grafiği, $\Phi_h - \delta$ eğimli olan bir doğru vermelidir.

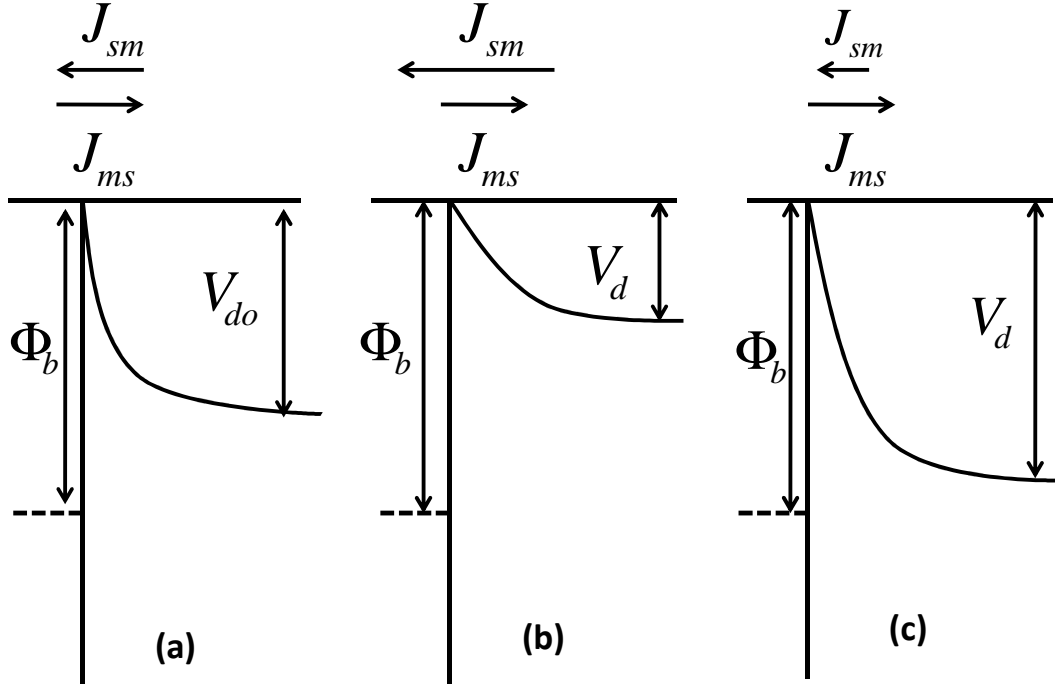
6. Yayınlanmış elektronların enerji dağılımının maksimumu; yarıiletken gövdede iletkenlik bandının tabanının yukarısında E_m enerjisinde oluşur;

$$E_m = V_d \{Cosh(qE_{00}/kT)\}^{-2} \quad (2.13.a)$$

2.4 Akım/Gerilim Karakteristiği

Gerilim altında bir metal-yarıiletkendeki akımı belirleyen en önemli işlem, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene elektronların akışıdır. Yarıiletkenden metale geçen elektronlardan dolayı oluşan J_{sm} akım yoğunluğu ile metalden yarıiletkene geçen elektronlardan dolayı oluşan J_{ms} akım yoğunluğu zıt yönlü ve eşit olmalıdır. Bu Şekil 2.7.a'da gösterilmiş olup ok işareti elektron akışının yönünü temsil eder ve bu geleneksel elektrik akımı değildir. Eğer uygulama voltajı kontağa uygulanırsa metal pozitif olur (n -tipi bir yarıiletken varsayarsak). Yarıiletkendeki bantlar enerji açısından bağlı olarak metaldekine göre yükselmiştir ve engeldeki elektrik alanı azalmıştır. Metalin direnci arınma tabakasının direncinden daha küçük olduğu için,

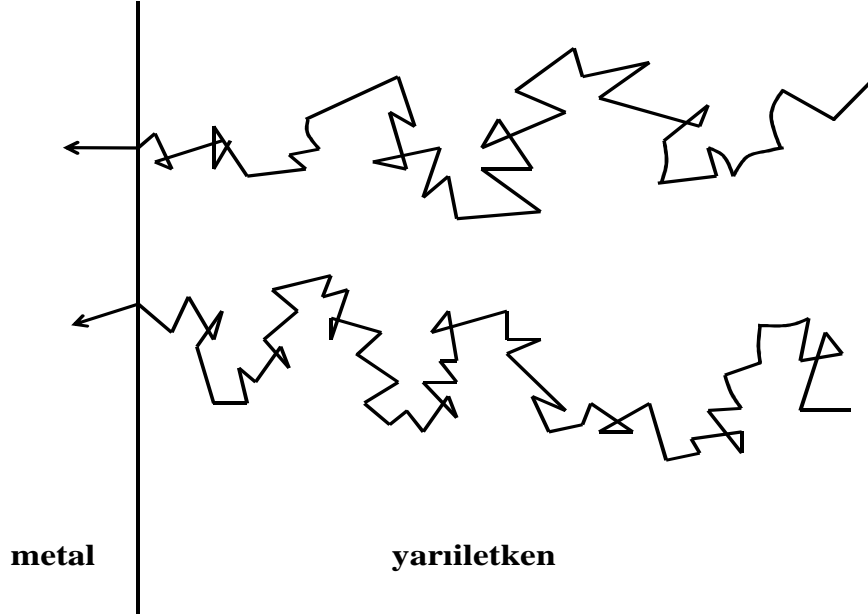
elektrik alandaki azalma tamamen yarıiletken engel bölgesinde meydana gelir ve engeldeki değişim Şekil 2.7.b’de gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Schottky engeli a) sıfır beslem (Termal denge durumu) altında, b) doğru beslem altında, c) ters beslem altında akımın iki bileşeni gösterilmiştir.

Doğru beslem durumunda, V_d potansiyel dağılımı, sıfır beslem durumu ile karşılaştırıldığında azalır ve J_{sm} 'nin, J_{ms} 'den daha büyük olması engelden geçen elektron sayısı ile mümkün olur. Ancak Φ_b engel yüksekliği değişmez ve metalin içinden net bir elektron akışı olduğu için J_{ms} sabit kalır. Yarıiletken içinde elektron fazla olduğundan dolayı J_{sm} uygulanan voltaj artışı kadar artabilir. Bu akımın akış yönü kolay ve ileriye doğrudur. Yarıiletken pozitif olduğunda beslem voltajı ters uygulanırsa yarıiletkendeki enerji bantları metaldeki enerji bantlarına göre nisbeten düşüktür ve difüzyon potansiyeli artar (Şekil 2.7'deki gibi) ve yarıiletkenden engeli aşabilecek elektronların sayısı azalır. Ancak metal tarafındaki Φ_b engel yüksekliği değişmez. Bu yüzden J_{ms} sabit kalır ve yarıiletkenin içinde net bir elektron akışı vardır. Uygulanan

voltaj büyük olabilir ama J_{sm} sıfırdan daha küçük olamaz. Bu yüzden net akım, beslem voltajından bağımsız olan J_{ms} değerinde doyuma ulaşır.



Şekil 2.8. Yarıiletkende dalgalanma ve metalin içine termioyonik emisyonla akan elektronların tipik hareketi

Bir elektron yarıiletkenden metale geçmek için önce arınma bölgesinden geçmelidir. Bunun için elektronun elektrik alanda sürüklenmesi ve difüze edilmesi yöntemi kullanılır. Elektron metale ulaştığında aniden çok büyük bir momentuma sahip olur ve bu, metaldeki elektronların Fermi hızından dolayı kaynaklanır. Yük taşıyıcılar metalin yüzeyine dik bir şekilde gelerek arayüzeyden metale geçer. Bu, Şekil 2.8'de gösterilmiştir.

Galyum arsenit veya silikon gibi yüksek mobiliteye sahip yarıiletken kontaklarda iletim mekanizmalarının tanımlanmasında termioyonik emisyon teorisi geçerli olabilir. Bu durum için akım/gerilim ilişkisi aşağıdaki denklemlerle verilir;

$$J = A^{**}T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.14)$$

Burada J birim alandaki akım yoğunluğu, A^{**} yarıiletkende etkin kütlelerin hesaplanmasında kabul edilen Richardson sabitidir. Richardson sabitinin değeri elektronlar için $12 \times 10^5 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$ olarak verilir.

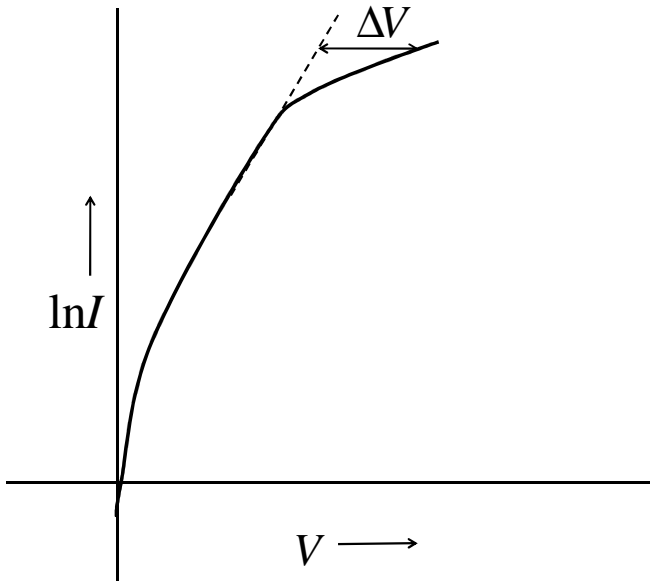
Beslem voltajı için parantez içindeki son terim $3kT/q$ değerinden büyük olursa akım yoğunluğu $\exp(qV/kT)$ ifadesi ile orantılı olmalıdır. Bu ideal davranış pratikte asla gözlenmez, fakat akımın $\exp(qV/nkT)$ ifadesi ile değiştiği bulunmuştur. Burada n idealite faktörüdür ve sabit bir değere sahiptir. İdealite faktörü iyi bir doğrultucuda 1.02'ye kadar düşebilir. İdealite faktörünün birden büyük olmasının birkaç nedeni vardır. Pratikte Φ_b engel yüksekliği, uygulama beslemi ile yavaş yavaş değişir. Bu imaj kuvvetinin etkisinden ya da bir arayüzey tabakasının varlığından dolayı olabilir. Bunların her ikisi de, akım hızlı bir şekilde V ile daha az arttığı için doğru beslem uygulandığında artan engel yüksekliğinin etkisine sahiptir. Bu, idealite faktörünün 1 den büyük olmasına karşılık gelir. Akım/Gerilim ilişkisinin idealden sapmasının bir başka nedeni ise, $GaAs$ gibi kısa yaşam süreli malzemelerde ve sık sık yüksek engellerin önemli olduğu arınma bölgesindeki elektronların ve hollerin rekombinasyonu ile olabilir. Bu uygulanan düşük beslem değerlerinde idealite faktörünün $n = 2$ olduğu, akımında termiyonik emisyon akımına ilave akım olarak gözlenir. Pratik diyotlarda akım/voltaj ilişkisinin diğer bir güçlüğü, yüksek düz beslem akımları için yarıiletkenin nötral bölgesine karşılık gelen R_s seri direnci boyunca olan voltaj düşüşüdür (seri direnç bölgesi, arınma bölgesi ile Omik kontak arasında oluşur). Akım yoğunluğu, ideal denklem olan

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.15)$$

denklemine uymak yerine

$$\exp(q(V - IR_s)/kT) - 1 \quad (2.16)$$

denklemleri ile orantılı olur. Burada, I diyottan geçen akımdır. V 'ye karşılık $\ln I$ grafiğinde Şekil 2.9'da görüldüğü gibi yüksek doğru beslem voltajlarında $\ln I - V$ grafiği doğrusal değişimden sapmaktadır. Seri direnç iki deneysel yolla bulunabilir. En direkt yöntem, yatay olan yarıiletken bandlar için yeteri kadar büyüklükte (Φ_b 'den daha büyük) doğru beslem uygulamaktır. Böylece arınma bölgesi kaybolacak ve engel bölgesinin direnci, $\ln(I - V)$ ve $C - V$ ölçümlerinden doğrudan elde edilebilen R_s ile kıyaslanabilecektir. Diğer bir yöntem Şekil 2.9'da gösterilen V 'ye karşı $\ln I$ grafiğinin kullanımınıdır. Büyük doğru beslem gerilimlerinde gerçek eğri ile extrapole edilmiş lineer bölge arasındaki yatay yer değiştirme ΔV , nötral bölge boyunca IR_s voltaj düşmesini verir. ΔV nin I ya karşı çizilen grafiğinden R_s değeri belirlenebilir.



Şekil 2.9. Seri direnç etkisi gösteren bir doğrultucunun tipik I-V karakteristiği

Basit termiyonik emisyon teorisinde öngörülen ters beslem altındaki akım yoğunluğu, $J = A^{**}T^2 \exp(-q\phi_b/kT)$ değerinde doyuma gidebilir. Bunun yerine ters beslem akımı, artan ters beslem gerilimi ile oldukça yavaş bir şekilde artar ve sonunda kırılma akımı olarak ifade edilen ani bir artış gösterir. Bu yavaş artış genellikle, imaj kuvvetinde azalmadan, metalin elektron dalga fonksiyonunun nüfuz etmesinden ya da bir arayüzey tabakasının var oluşundan meydana gelebilen engel yüksekliğine bağlı bir beslemden dolayıdır. Ters beslemde bu etki daima engel yüksekliğini azaltır ve bu yüzden akımda artış gösterir. Alternatif olarak bu yavaş artış, arınma bölgesinde elektron-hol çiftinin

termal oluşumundan dolayı olabilir. Arınma bölgesinin genişliği $|V|^{1/2}$ kadar arttığı için bu mekanizmadan dolayı akım, uygulanan gerilimle artış gösterir. Orta dereceli katkılanmış yarıiletkenlerde, uygulanan besleme ters beslem arasındaki aşamalı bir artış, doğru yöndekinden ziyade ters yönde daha düşük katkı seviyelerinde önemli olan termoiyonik alan emisyonunun oluşması ile sonuçlanır. Çünkü birkaç voltluk bir ters beslemenin uygulanması, oluşacak tünellemeye yetecek kadar ince olan engeli neden olur.

Daha yüksek katkılanmış konsantrasyonlarda (örneğin; oda sıcaklığında silikonda $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, den daha büyük) termoiyonik alan emisyonu kendini daha belirgin bir şekilde gösterir ve p-n eklemünde zener kırılımının sayısal olan ters beslem akımı ile beraber hızlı bir şekilde akım artışına sebep olur. Sadece kısmi yüksek katkılama seviyelerinde bile (silikonda yaklaşık 10^{17} cm^{-3} , ye kadar) termoiyonik alan emisyonu metal kontağın kıyısında ters bir kırılmaya sebep olabilir. Çünkü alan çizgilerinin çokluğu sebebiyle elektrik alanı oldukça yüksek olur (engel çok incedir). Küçük kırılmalar, kontağın dış taban kenarında p-tipi malzemeye difüze edilmiş bir koruma halkası kullanılarak azaltılabilir. p-tipi malzemenin varlığı yüksek alanı ortadan kaldırır.

2.5 İmaj Kuvvetinin Akım/Voltaj İlişkisi Üzerindeki Etkisi

Termoiyonik emisyon teorisi ile belirlenen akım voltaj ilişkisi $J = J_0 [\exp(qV/kT) - 1]$ ile $J_0 = A^* T^2 \exp(-q\Phi_b/kT)$ ideal doğrultucu karakteristiğinin bir formülüdür ve sağlanan engel yüksekliği beslemeden bağımsızdır. Ancak engel yüksekliğinin arınma bölgesindeki elektrik alana ve dolayısıyla uygulama beslemine bağlı olmasının birçok nedeni vardır. Özellikle arayüzey tabakası olmayan mükemmel bir kontakta bile engel yüksekliği imaj kuvvetinin bir sonucu olarak beslem voltajına bağlı bir $\Delta\Phi_{bi}$ oranında azalma gösterir. Elektronların metale ulaşmadan önce aşmak zorunda oldukları engel yüksekliği $\Phi_e = \Phi_b - \Phi_{bi}$ formülü ile yazılır. Arayüzey tabakasının varlığında Φ_e besleme bağlı olduğu için Φ_b 'de uygulama voltajına bağlıdır. Φ_e 'nin bir besleme bağıllığı akım/voltaj karakteristiğini modifiye edecektir.

$\partial\Phi_e/\partial V$ 'nin sabit olduğunu varsayalım. Bu durumda Φ_{b0} ve $(\Delta\Phi_{bi})_0$ ifadelerinin sıfır beslemde olduğunu kabul edersek;

$$\Phi_e = \Phi_{b0} - (\Delta\Phi_{bi})_0 + \beta V \quad (2.17)$$

denklemini yazabiliriz.

Doğru beslemin artışı ile Φ_e daima arttığı için β faktörü pozitif olur. Akım yoğunluğu

$$\begin{aligned} J &= A^* T^2 \exp[-q(\Phi_{b0} - (\Delta\Phi_{bi})_0 + \beta V)/kT] \{\exp(qV/kT) - 1\} \\ &= j_0 \exp(-\beta qV/kT) (\exp(qV/kT) - 1) \end{aligned} \quad (2.18)$$

ile verilir.

Bu durumda (2.18) eşitliğini aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$J = J_0 \exp(qV/nkT) (1 - \exp(-qV/kT)) \quad (2.19)$$

Burada

$$\frac{1}{n} = 1 - \beta = 1 - (\partial\Phi_e/\partial V) \quad (2.20)$$

ifadesine eşittir ve n idealite faktörüdür. Eğer $\partial\Phi_e/\partial V$ sabit ise idealite faktöründe sabittir. V 'nin $3kT/q$ 'den daha büyük değeri için denklem (2.18) aşağıdaki gibi yazılabilir

$$J = J_0 \exp(qV/nkT) \quad (2.18.a)$$

Görüldüğü gibi bu formülün bir akım/voltaj karakteristiğini verebilen Φ_e 'nin bir besleme bağıllığının dışında başka mekanizmaları da vardır. (2.18) denklemi literatürde genellikle aşağıdaki gibi yazılır;

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.18.b)$$

Bu kalıp, yarıiletken metale ya da metalden yarıiletken elektronların akışı engel yüksekliğini etkilediği için doğru değildir. Onun için köşeli parantezdeki ikinci terimde idealite faktörü sabit olmalıdır. (2.18) ve (2.19) denklemleri arasındaki fark $V < 3kT/q$ için ihmal edilebilir. Fakat (2.18) denkleminin doğru şeklinin avantajı, V 'ye karşı $\ln[J/(1 - \exp(-qV/kT))]$ grafiğinin çizilmesiyle idealite faktörü değerinin deneysel olarak elde edilmesine olanak sağlar.

$\partial\Phi_e/\partial V$ genellikle sabit değildir ve V 'ye karşı $\ln[J/(1 - \exp(-qV/kT))]$ 'nin çizilen grafiği lineer olmaz. (2.19) denkleminde tanımlanan idealite faktörü beslemin bir fonksiyonudur ve idealite faktörü;

$$\frac{1}{n} = \frac{kT}{q} \frac{d}{dV} \ln[J/(1 - \exp(-qV/kT))] \quad (2.19.a)$$

denklemini ya da $V > 3kT/q$ için

$$\frac{1}{n} = \frac{kT}{q} \frac{d(\ln J)}{dV} \quad (2.19.b)$$

denklemini yardımıyla deneysel J/V karakteristiğinden elde edilebilen kullanışlı bir kavramdır. (2.19.b) denklemi literatürde çoğunlukla rastlanır, ama (2.19.a) denklemi ters beslem ve $V < 3kT/q$ için kullanılabilir avantajlara sahiptir.

Φ_b 'nin besleme bağılı olmadığı başlıca durum için, $(\partial\Phi_e/\partial V) = -(\partial\Delta\Phi_{bi}/\partial V)$ ve $\Delta\Phi_{bi}$ ifadesi aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$\Delta\Phi_{bi} = \left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 (\epsilon'_s)^2 \epsilon_s} \left(\Phi_b - V - \delta - \frac{kT}{q} \right) \right)^{1/4} \quad (2.20)$$

(2.19) denkleminde

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 (\epsilon'_s)^2 \epsilon_s} \right)^{1/4} \left(\Phi_b - V - \delta - \frac{kT}{q} \right)^{-3/4} \quad (2.21)$$

eşitliği elde edilir. İmaj kuvveti etkisi arınma bölgesindeki büyük elektrik alanından dolayı ters beslem altında daha önemli olabilir.

2.6 Ters Beslem Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

Termiyonik emisyon teorisine göre, ideal bir Schottky diyodun ters beslem akım yoğunluğu $J_0 = A^* T^2 \exp(-q\Phi_b/kT)$ değerinde doyuma ulaşmalıdır. Bu ideal durumdan sapmanın birçok sebebi vardır ve gelecek bölümde bu sebepler izah edilecektir.

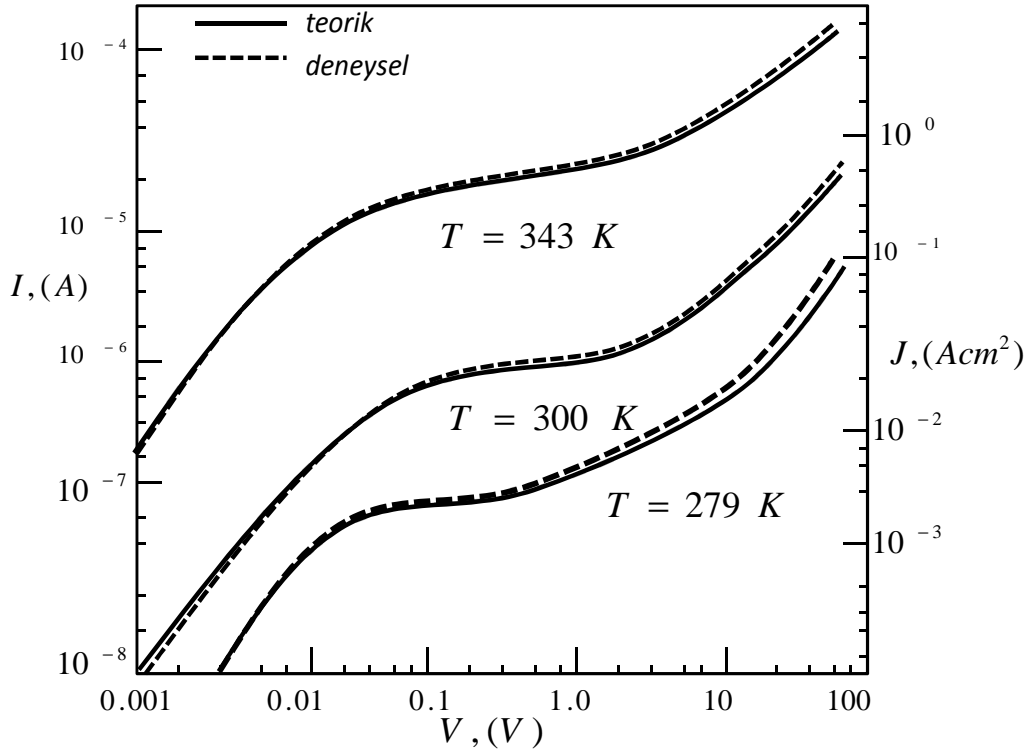
Φ_b engel yüksekliği herhangi bir nedenle elektrik alan şiddetine bağılı ise ters beslem karakteristiğinde doyuma gittiğini göstermez. Φ_b engelinin maksimum alan şiddeti olan ϵ_{\max} ile azalan bir fonksiyonu olduğunu öngören çeşitli mekanizmalar vardır. V_r ters beslemi ile artan ϵ_{\max} , yine V_r 'nin artışı ile Φ_b 'nin azaldığı ve akımın doyuma ulaşmadığı görülür. Fakat akım $\exp(q\Delta\Phi_b/kT)$ ile orantılı olarak artar. Burada alandan dolayı engel yüksekliği $\Delta\Phi_b$ kadar düşer.

Engel düşüşünün en basit şekli imaj kuvvetindedir. $\Delta\Phi_b$ 'nin değeri, $-V_r$ yerine V yazılarak verilebilir. $\Delta\Phi_b$, ters beslemin büyük değeri için $V_r^{1/4}$ ile orantılı olduğundan dolayı $V_r^{1/4}$ 'e karşı $\ln J$ 'nin grafiği düz bir çizgi vermelidir ve $\ln J$ ekseninde doğrunun kesiştiği nokta J_0 değerini verir.

Arizumi and Hirose (1960), $10^{21} m^{-3}$ bir donör yoğunluğu ile ters beslem karakteristiğindeki silikon Schottky diyodun 10 V'luk bir ters besleme kadar imaj kuvvetinin düşeceği açıklayabildi ve bu diyotların ideale en yakın diyotlar olduğu görüldüler. Doyuma ulaşma eksikliğini açıklamak gerekirse genellikle engel yüksekliği imaj kuvvetinden dolayı oldukça büyüktür. Engel yüksekliğinin alana bağlılığının yaygın bir sebebi bir arayüzey tabakasının varlığıdır.

Andrews and Lepselter (1970), silikon-silicide Schottky diyotların ters beslem karakteristiğinde, engel yüksekliğinin alana bağlılığını açıkladılar. Bu diyotlar, bir silicide form için silikon ile metalin reaksiyona giren bir sıcaklığa kadar ısıtılarak ve silikon üzerine Rh, Zr ya da Pt büyütülerek yapıldı. Tüm bu silicideler metalik bir iletkenlik gösterir. Bir Schottky engel, metal ve metal silicide arasında oluşur. Andrews and Lepselter (1970), elektrik alana bağlı $\Delta\Phi_b = a' \varepsilon_{\max}$ ifadesinde a' değerinin 15 – 35 Å arasında değiştiğini kabul ederek bu diyotların ters beslem karakteristiğini açıkladılar. Bu deneysel analiz fitleriyle onların verilerinin çakıştığını gösteren bir örnek Şekil 2.10'da verilmiştir.

Andrews *et al.* 1971; Parker *et al.* 1968; tarafından $a' \varepsilon_{\max}$ teriminin açıklamasını aşağıdaki gibi ifade etmişlerdir. Silikon tabakasının silikon ile birlikte mükemmel bir metal-yarıiletken eklem oluşturduğu farzedilmektedir. Heine (1965) modeline göre metaldeki iletim elektronlarının dalga fonksiyonları üstel sönümlü genliği azalan dalgalar şeklinde yarıiletkenin yasak enerji aralığına nüfuz etmektedir. Bu üstel kuyruklar engelin şeklini bozan bir elektrik dipolü teşkil eder, şöyle ki engel yüksekliği azalır ve ilk yaklaşıma göre azalma ε_{\max} ile orantılıdır.



Şekil 2.10. $ZrSi_2 - Si$ Schottky diyodun ters beslem karakteristiği. Teorik eğri, engel yüksekliğinin $\Phi_b = \Phi_b^0 - a' \epsilon_{\max}$, $a' = 15 \text{ \AA}$ olan bir alana bağlılığına dayandırılmıştır (Andrews and Lepselter 1970).

Fakat bu açıklamanın nitel olarak doğru olabilmesine rağmen nicel bir biçimde onu uygulamakta zorluklar ortaya çıkmıştır. Hem Parker *et al.* (1968) ve Broom (1971)'e göre, onların verilerini açıklamak için gerekli olan potansiyel engelinin maksimum konumu arayüzeyden yaklaşık 50 \AA uzaktadır. İletim elektronlarının dalga fonksiyonlarının kuyrukları, potansiyel maksimuma yakın olduğunda aniden büküldüğü zaman bu tüm mesafe boyunca basit bir üstel fonksiyonu tarafından temsil edilmesi varsayımı oldukça kötü bir yaklaşımdır. Hem Andrews (1971) hem de Parker *et al.* (1968), imaj kuvveti ve dalga fonksiyonunun nüfuz etmesi nedeniyle bunlarında katkı sağlayacağını kabul etmişlerdir. Eğer imaj kuvvetinin etkisi ihmal edilebilir derecede küçük olursa bu doğrudur.

2.6.1 Ters beslem I-V karakteristiklerinde tünelleme etkisi

Düşük katkıli yarıiletkenler için ters beslem durumunda engel içinden tünelleme doğru beslem durumundakinden daha anlamlıdır. Çünkü, gerekli beslem voltajı genellikle ters beslem durumunda daha büyüktür. Ayrıca, düşük katkı seviyeli yarıiletkenlerde bile orta büyüklükte ters beslem voltajının uygulanması metalden yarıiletkene elektronların tünellemesinin vuku bulması için potansiyel engelinin yeteri kadar ince olmasına sebep olabilir. Tünellemenin bu etkisi, Şekil 2.11'de tanımlandığı gibi, alan-emisyonu veya termiyonik emisyon olarak tanımlanabilir.

Termiyonik-alan emisyonda $3kT/q$ 'yu aşan ters beslem voltajının değerleri için I-V bağıntısı Padovani and Stratton (1966) tarafından türetilmiştir:

$$J = -J_s \exp(V_r/E') \quad (2.22)$$

burada

$$E' = E_{00} / \{ (qE_{00}/kT) - \tanh(qE_{00}/kT) \}$$

$$= \left(\frac{q}{kT} - \frac{1}{E_0} \right)^{-1} \text{ olur. } E_0 = E_{00} \text{Coth}(qE_{00}/kT) \text{ 'dir.} \quad (2.23)$$

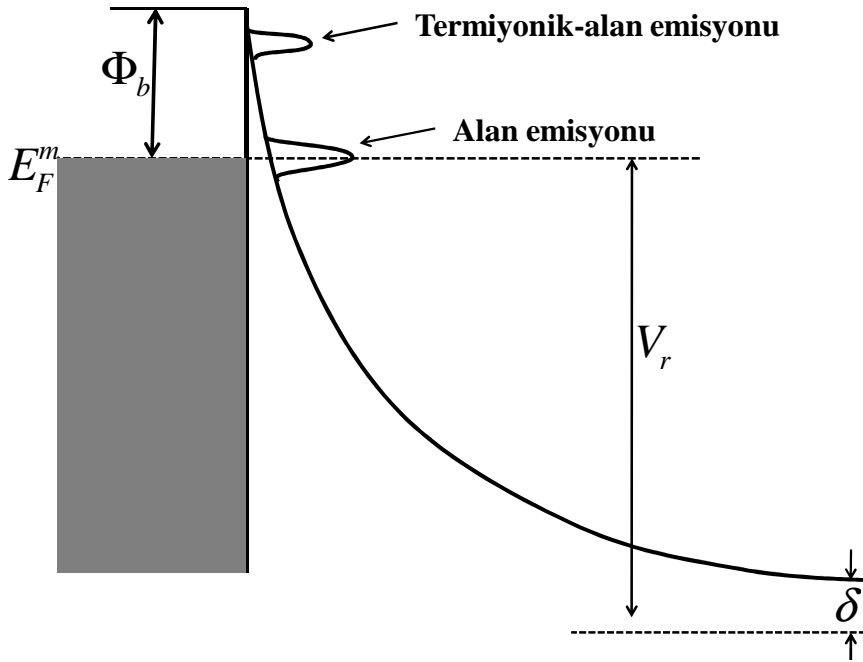
Bu sonuçların doğru beslem için verilen denklem ile karşılaştırılabilir. Ters beslem voltajının $3kT/q$ 'yu aşan değerleri için:

$$J = -J_s \exp \left\{ V_r \left(\frac{q}{kT} - \frac{1}{E_0} \right) \right\} \quad (2.24)$$

denklemini yazılabilir. Ters beslem için J_s uygulanan beslemin yavaş değişen bir fonksiyonudur ve;

$$J_s = \frac{A^* T (\pi q E_{00})^{1/2}}{k} \left\{ q(V_r - \delta) + \frac{q\Phi_b}{\text{Cosh}^2(qE_{00}/kT)} \right\}^{1/2} \exp(-\Phi_b/E_0) \quad (2.25)$$

eşitliği ile verilir. $kT \geq qE_{00}$ olması için katkı yoğunluğunun değerleri ve ters beslemin küçük değerleri (termiyonik alan emisyonu için şart) için bu ifade doğru besleminkiyle çakışır.



Şekil 2.11. Ters beslem altında alan ve termiyonik-alan emisyonu

Daha yüksek katkı konsantrasyonlarında alan emisyonu oluşabilir. Doğru beslemden farklı olarak, alan emisyonu dejener olmayan yarıiletkenlerde meydana gelebilir. Çünkü elektronlar metalden yarıiletkene tünelleme ile girerler ve metal daima dejeneredir. $(\Phi^{1/2} kT / qE_{00} V_d^{1/2}) \approx 1$ olduğunda termiyonik-alan emisyonundan alan emisyonuna geçiş başlar. Burada, $V_d = \Phi_b + V_r - \delta$ 'dir. Padovani and Stratton (1966) tarafından verilen alan emisyonu şartları altında J/V karakteristikleri birleştirilmiştir. Fakat düşük sıcaklık sınırında ifade,

$$J = A^* \left(\frac{qE_{00}}{k} \right)^2 \frac{(\Phi_b + V_r - \delta)}{\Phi_b} \exp \left\{ - \frac{2\Phi_b^{3/2}}{3E_{00}(\Phi_b + V_r - \delta)^{1/2}} \right\} \quad (2.26)$$

eşitliğine indirgenmiştir. Ters beslem karakteristiklerinin davranışının en yaygın sebeplerinden biri tünellemedir. Bu metal kontağın kenarı civarında özellikle önemlidir. Çünkü, alan çizgilerinin bu bölgedeki çokluğu alan şiddetinde bir artmaya ve böylece engel genişliğinde bir azalmaya ve üstelik imaj-kuvvet düşmesinin artmasına sebep olur.

3. MATERYAL ve YÖNTEMLER

3.1. Giriş

Bu bölümde, n-Si yarıiletkeninin temizlenmesi, Omik ve Schottky kontakların yapılması ve Ni/n-Si/Al yapılarının elde edilmesi ile ilgili bilgiler verilecektir. Ayrıca bu yapıların üretilmesinde kullanılacak sistemler ve yapılan numunelere ait parametrelerin ölçülmesinde kullanılan teknikler ve cihazlarla ilgili bilgiler bu bölümde yer alacaktır.

3.2. n-Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

Diyotlar, antimon katkılanmış $0.01 \Omega - cm$ öz dirençli n^+ taban Si üzerine LPE (Liquid-phase epitax) tekniği ile büyütülen fosfor katkılı $2 \Omega - cm$ öz dirençli, yaklaşık $18 \mu m$ kalınlıklı ve $\langle 100 \rangle$ yönelimli silisyum yarıiletken tabaka kullanılarak hazırlanmıştır. Kristal, $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ parçalar halinde kesildi. Parçalar ilk olarak 5 dk boyunca deiyonize suda (öz direnci 18 Mohm-cm) ultrasonik temizleyici ile yıkandı. Bir diyodun istenen kalitede olabilmesi için kullanılacak kristalin yüzeyinin her türlü kirliliklerden arındırılması gerekir. Kullandığımız kristalin yüzeyinin parlak olması ve çeşitli mekanik kirlilikler ihtiva etmemesinden dolayı mekanik temizlemeye gerek duymadan direk olarak kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Kimyasal temizleme için, literatürde Si için verilen sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edilmiştir.

- 1- Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 2- Metanol'de ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 3- Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 4- RCA1 ($\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_3$; 6:1:1)'de 60°C 'de 10 dakika kaynatıldı.
- 5- Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 6- RCA2 ($\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl}$; 6:1:1)'de 60°C 'de 10 dakika kaynatıldı.
- 7- Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 8- Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O}:\text{HF};10:1$) ile 30 saniye yıkandı.

9- 15-20 dakika akan deiyonize suya tutuldu ve sonra iyice kurutuldu.

Si kristali, önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen vakum sistemi içine uygun şekilde yerleştirildi. Basınç yaklaşık olarak 10^{-5} torr değerine düşüncü, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan kristalin mat tarafı üzerine Al buharlaştırıldı. Daha sonra, numune vakum cihazından çıkartılarak quartz pota içine yerleştirilerek, önceden yakılarak numune tavlama işlemi için hazır hale getirilen (n-Si için 550°C ye ayarlanmış) fırına yerleştirildi ve 5 dakika tavlandı. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Schottky kontak yapmak için, Ni hedef plaka magnetrona yerleştirildi ve sputter tekniği ile Schottky diyotlar yapıldı. Böylece, Ni/n-Si(epitaxy)/Al Schottky diyotlar oluşturuldu. Diyotların Akım-Voltaj (I-V) karakteristikleri, 60-320 K sıcaklık aralığında Keithley 2400 Voltaj kaynağı/Akım ölçer ve Leybold Heraeus kapalı devre kryostat kullanılarak ölçüldü. Numune sıcaklığı Lakeshore 340 sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla 0.001 K hassasiyetle kontrol edildi. Aşağıda Şekil 3.1'de termal buharlaştırma sistemi ve kontrol ünitesi birlikte görülmektedir. Şekil 3.2'de ise vakum ünitesinin iç kısmının fotoğrafı verilmektedir.



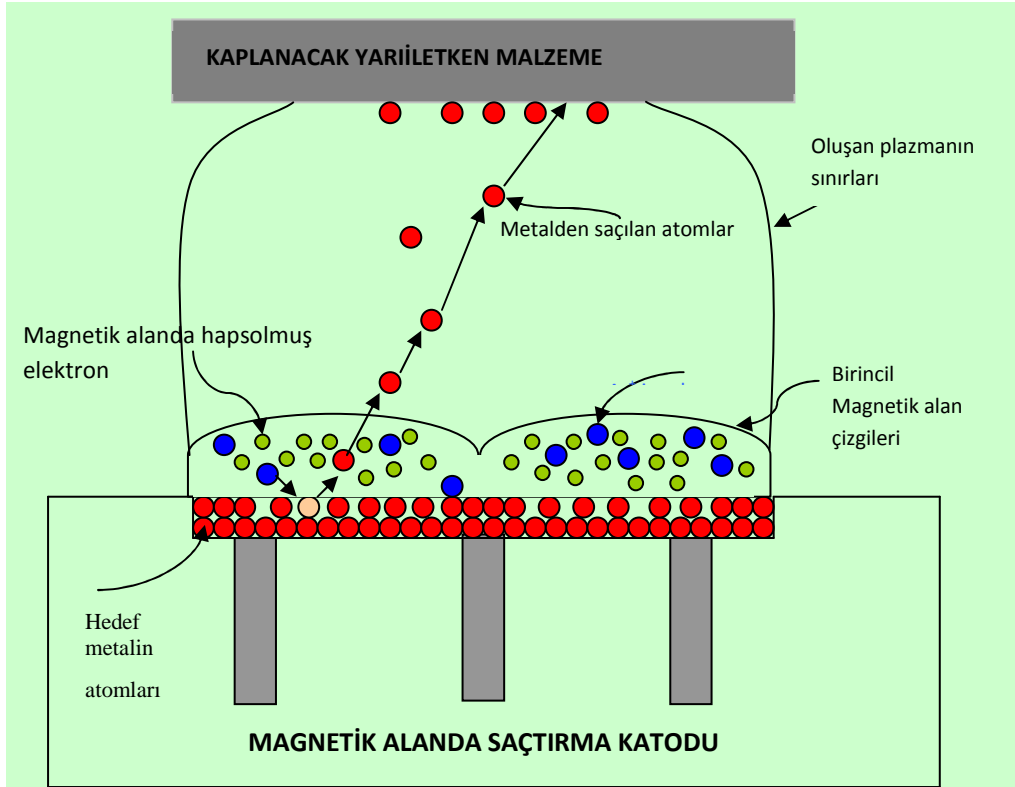
Şekil 3.1 PVD-HANDY-3S, sputter ve termal buharlaştırma ünitesi.



Şekil 3.2. PVD-HANDY-3S vakum sisteminin iç kısmının üstten görünüşü.

3.3. Sputtering (Magnetik Alanda Saçtırma) Tekniği

Saçtırma tekniği, vakum teknolojisinin son zamanlarda büyük yol katetmesinden faydalanılarak yarıiletken tabanlı teknolojilerin hizmetine sunulmuştur. Şekil.3.3'te 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. Bu tekniğin temeli yüksek enerjili parçacıkların çarpışarak saçılması ve momentum aktarımını gerçekleştirmelerine dayanır. Bu esnada serbest kalan elektronlar, gaz iyonları içinde dağılarak plazmayı meydana getirir. Kullanılan teknikte, hedef metalin kaplama yapılmadan önce bir müddet bombardıman edilmesi suretiyle, yüzeyde elde olmadan oluşan oksit tabakasının ortadan kaldırılması Schottky diyodun kalitesi açısından büyük bir avantaj olarak görülebilir.



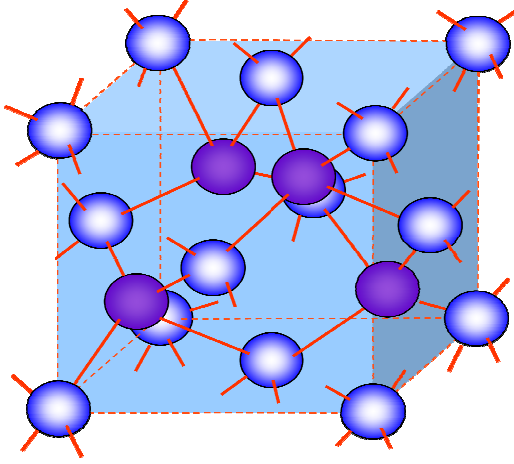
Şekil 3.3. Sputtering tekniği ile yarıiletken taban malzemenin kaplanması

3.4. Silisyum ve Temel Özellikleri

Si yer kabuğunun yaklaşık %25.7 sini oluşturan elementtir. Oksijenden sonra bileşikleri halinde en fazla bulunan elementtir. Silisyumun temel özelliklerinden bahsederseniz; sembolü Si, atom numarası 14, ağırlığı 28.0855 g/mol, oda koşullarında rengi gridir ve kendi doğal oksitine (SiO_2) sahiptir. Silisyum oksit (SiO_2) doğada kum ve kuartz şeklinde bulunur. Si kusursuz olarak kolaylıkla saflaştırılabilir ve tek kristal olarak büyütülebilir ve indirek yasak enerji aralığına sahiptir. İki farklı kristal yapıya sahiptir. Bunlardan birincisi saf kristal silisyumdur. Saydam olmayan koyu gri renkli, parlak sert ve kırılman olup örgü yapısı elmasa benzer. Diğeri ise amorf silisyumdur. Koyu kahve renkli olup tane büyüklüğü nedeni ile kristal silisyumdan ayırt edilebilir ve kolay reaksiyon verir.

Si tek kristal bir yapıya sahiptir. Tek kristal yapı her köşesinde bir atom bulunan düzgün dörtgen şeklindeki bir hücrenin dört yönde tekrarlanması ile oluşur ve bu, karbonun

elmas halindeki yapısına benzer. Bu Şekil 3.4’de verilmiştir. Sistemdeki kürecikler atomları temsil etmektedir ve atomlar arasındaki yollarda kovalent bağları sembolize etmektedir. Tek kristal yapılarda, valans elektronlar komşu iki atomun dış yörüngelerinde birlikte bulunmaktadır. Bu durum iki elektron arasında bir bağ varmış gibi yorumlanmaktadır. Bu sembolik bağa kovalent bağ denir.

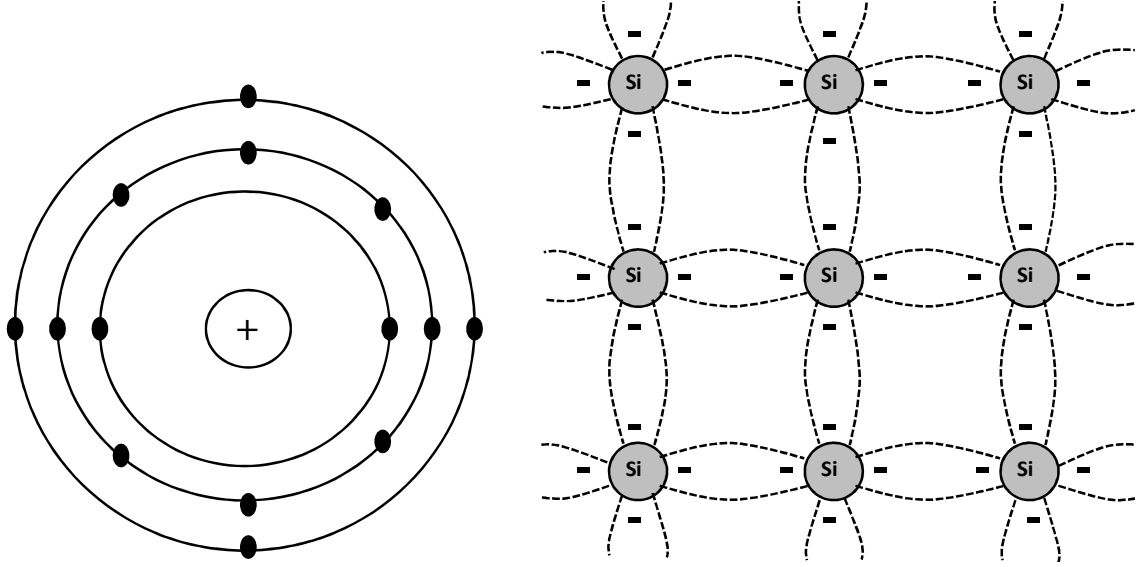


Şekil 3.4 Silisyum’un elmas yapısı

Eğer kristal saf değilse, içinde yabancı atom varsa veya kristalin işlenmesi sırasında sıcaklığın etkisi malzemede düzensizlik oluşturuyorsa, bu düzensizlikler kristalin elektriksel özellikleri üzerinde olumsuz etki yapar. Bundan dolayı elektronikte kullanılacak malzemenin mümkün olduğu kadar saf olması istenir. On milyarda bir saflık yeterli bir saflıktır (yani on milyarda bir yabancı atom yeterli kabul edilebilir). Bu maddelerden diyodun katkı oranına göre değişik diyodlar elde edilir. Örneğin Tunel diyod ya da Schottky diyod gibi.

En yaygın olarak kullanılan yarıiletken maddelerden silisyum atomunun Bohr modeli Şekil 3.5’te gösterilmiştir. Şekil 3.5’te gösterildiği gibi silisyumun toplam 14 adet elektronu vardır ve en dış (valans) yörüngede 4 elektron bulunmaktadır. Son yörüngede bulunan bu 4 valans elektronundan herhangi birini koparmak (serbest hale getirmek) için gerekli olan potansiyel enerji, yapıdaki herhangi başka bir elektronu uzaklaştırmak için gerekenden daha azdır. Saf bir silisyum kristalinde bulunan bu 4 valans elektron,

Şekil 3.5'te silisyum için gösterildiği gibi 4 komşu atoma bağlıdır. Son yörüngedeki elektronların paylaşılmasıyla oluşan bu tür bağlara kovalent bağ denir.



Şekil 3.5 Bohr modeline göre silisyumun atomik yapısı ve kovalent bağ gösterimi

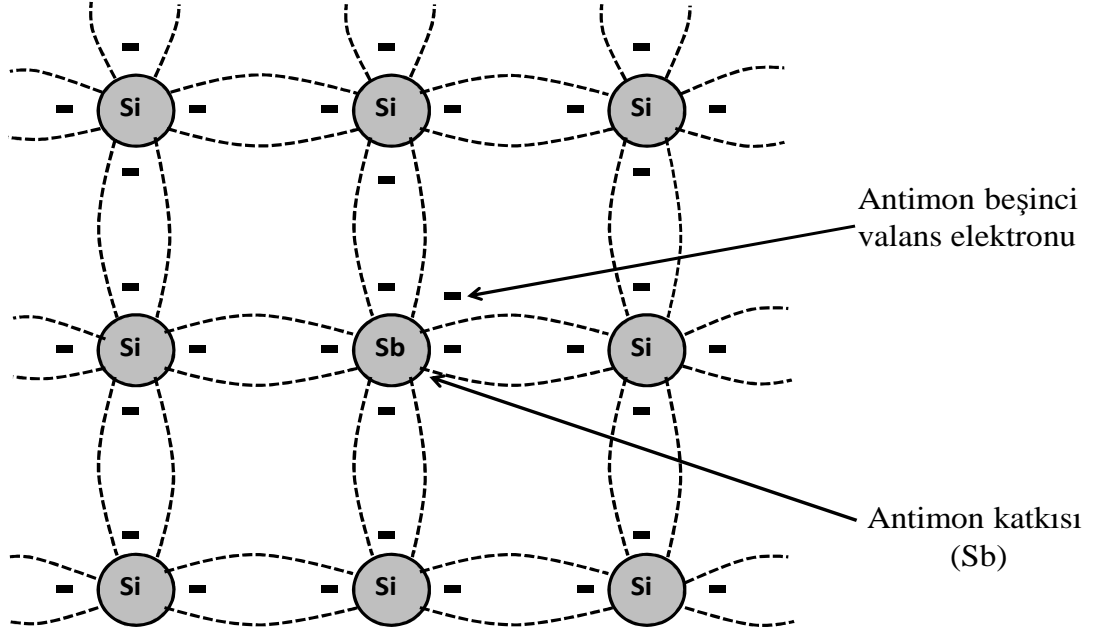
3.5 Silisyumun Katkılanması

Yarıiletken malzemelerin karakteristikleri (bant yapısı, elektriksel özellikleri vs.) nispeten saf yarıiletken malzemeye bazı katkı atomları eklenerek önemli ölçüde değiştirilebilir. Bu katkılama işlemine tabi tutulan yarıiletken malzemeye katkılı malzeme denir. Yarıiletken eleman üretiminde n ve p tipi olmak üzere iki katkılı malzeme vardır. Şimdi bunları ayrıntılı olarak inceleyelim.

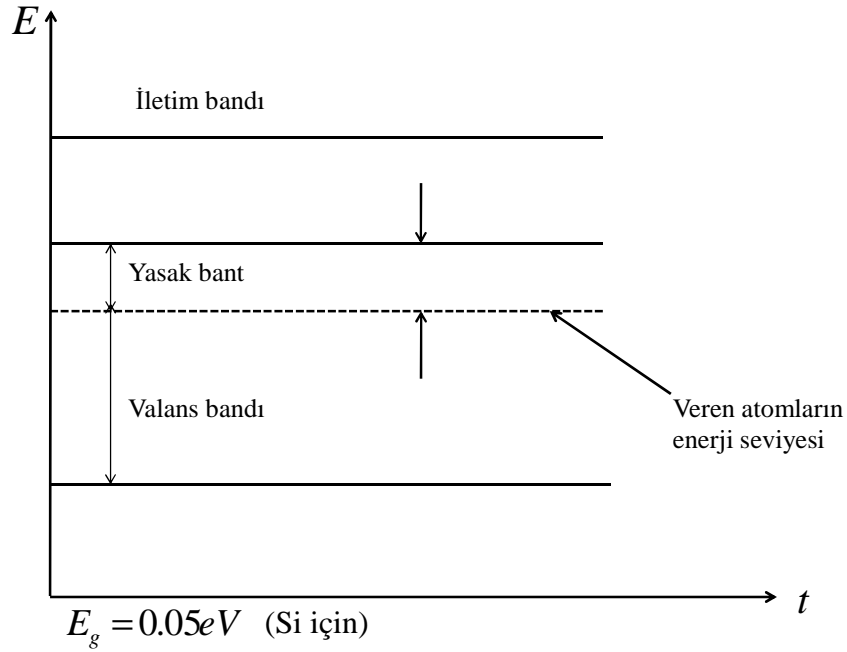
3.5.1 n -tipi Si elde edilmesi

Hem n -tipi hem de p -tipi yarıiletken maddeler, saf bir silisyum maddesine önceden belirlenmiş sayıda katkı atomu eklenmesiyle elde edilir. n -tipi yarıiletken, saf bir silisyum kristaline antimon, arsenik ve fosfor gibi son yörüngesinde 5 valans elektron bulunan atomlar eklenerek oluşturulur. Şekil 3.6'da gösterildiği gibi katkı atomları, kristal yapıdaki bazı silisyum atomlarının yerlerini alırlar. Bunların 5 valans elektronundan dördü, kendine komşu olan silisyum atomunun birer elektronu ile

kovalent bağ oluşturur. Beşinci elektron boşta kalır, bağ kuramaz. Bu elektron çok zayıf olarak kendi çekirdeğine bağlıdır.



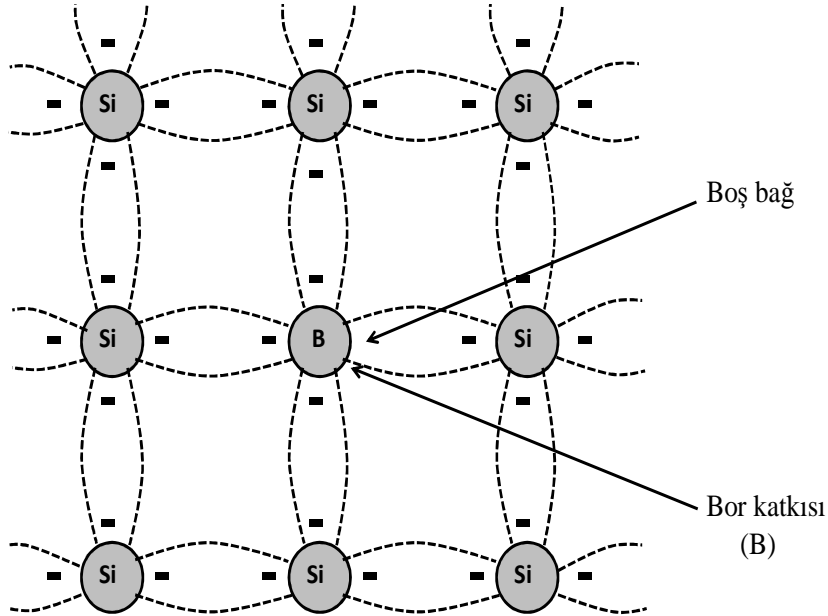
Şekil 3.6 n -tipe yarıiletkende antimon (Sb) katkısı



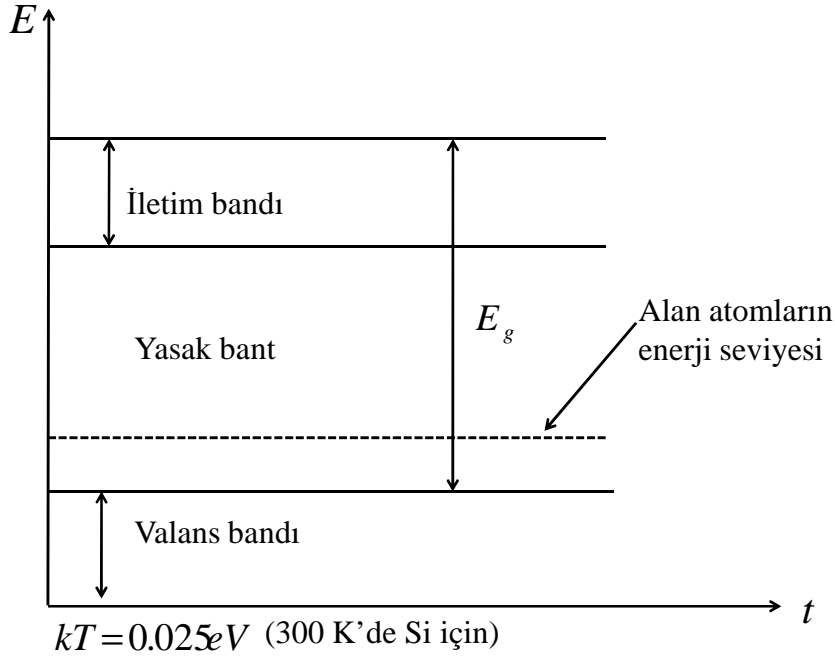
Şekil 3.7 Enerji bandı yapısı üzerinde verici katkısının etkisi

3.5.2 *p*-tipi Si elde edilmesi

Saf bir silisyum kristaline son yörüngesinde üç valans elektrona sahip katkı atomları eklenerek *p*-tipi yarıiletken oluşturulur. Bu amaçla en sık kullanılan elementler bor, galyum ve indiyumdur. Yeni oluşturulan örgüde katkı atomu sadece üç tane kovalent bağ yapabilir. Dördüncü bağdaki elektron eksikliği bir boşluk oluşturur ve bu durum Şekil 3.8 de gösterilmiştir. Ortaya çıkan boşluklar serbest elektronları almaya hazır olduğundan eklenen katkılara alıcı atomlar denir.



Şekil 3.8 *p*-tipi yarıiletkende bor (B) katkısı



Şekil 3.9 Enerji bandı yapısı üzerinde alıcı katkısının etkisi

Çizelge 3.1. Si kristalinin temel özellikleri, özelliklerinin değerleri ve birimleri

ÖZELLİK	DEĞER	BİRİMİ
Erime noktası	1414	$^{\circ}C$
Kaynama noktası	2628	K
Termal iletkenlik (300 K)	148	$W / (m \times K)$
Elektron mobilitesi	≈ 1400	$cm^2 / (V \times s)$
Hol mobilitesi	≈ 450	$cm^2 / (V \times s)$
Elektron termal hızı	$2.3 \cdot 10^5$	m/s
Hol termal hızı	$1.65 \cdot 10^5$	m/s
300 K de Dielektrik sabiti	11.9	
Etkin Yoğunluk Durumu (iletkenlik, N_c T = 300 K)	$2.8 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
Etkin Yoğunluk Durumu (valans, N_v T = 300 K)	$1.4 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
Elektron ilgisi	4.50	eV
300 K de enerji aralığı E_g (300 K de minimum indirek enerji aralığı)	1.12	eV

4.ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Giriş

Bu bölümde, Ni/n-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I-V) ölçülerinin değerlendirilmesinde kullanılan metotlar ve diyot parametrelerinin hesaplaması yer almaktadır.

4.2. Akım-Gerilim (I-V) Ölçümleri ve Cheung Fonksiyonlarının Kullanılması

Diyotların 60-320 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla I-V ölçümleri alındı. $\ln I$ -V karakteristiklerinden diyotların idealite faktörleri, engel yükseklikleri elde edildi. İdeal bir diyot için idealite faktörü $n=1$ dir. n değeri 1'den uzaklaştıkça, yani değeri büyüdükçe, diyot idealden uzaklaşıyor demektir. Yüksek akım değerlerine karşılık gelen ve lineerliğin bozulduğu bölge yardımıyla da seri direnç değerleri hesaplandı.

İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

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

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

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

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

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

olarak elde edilir

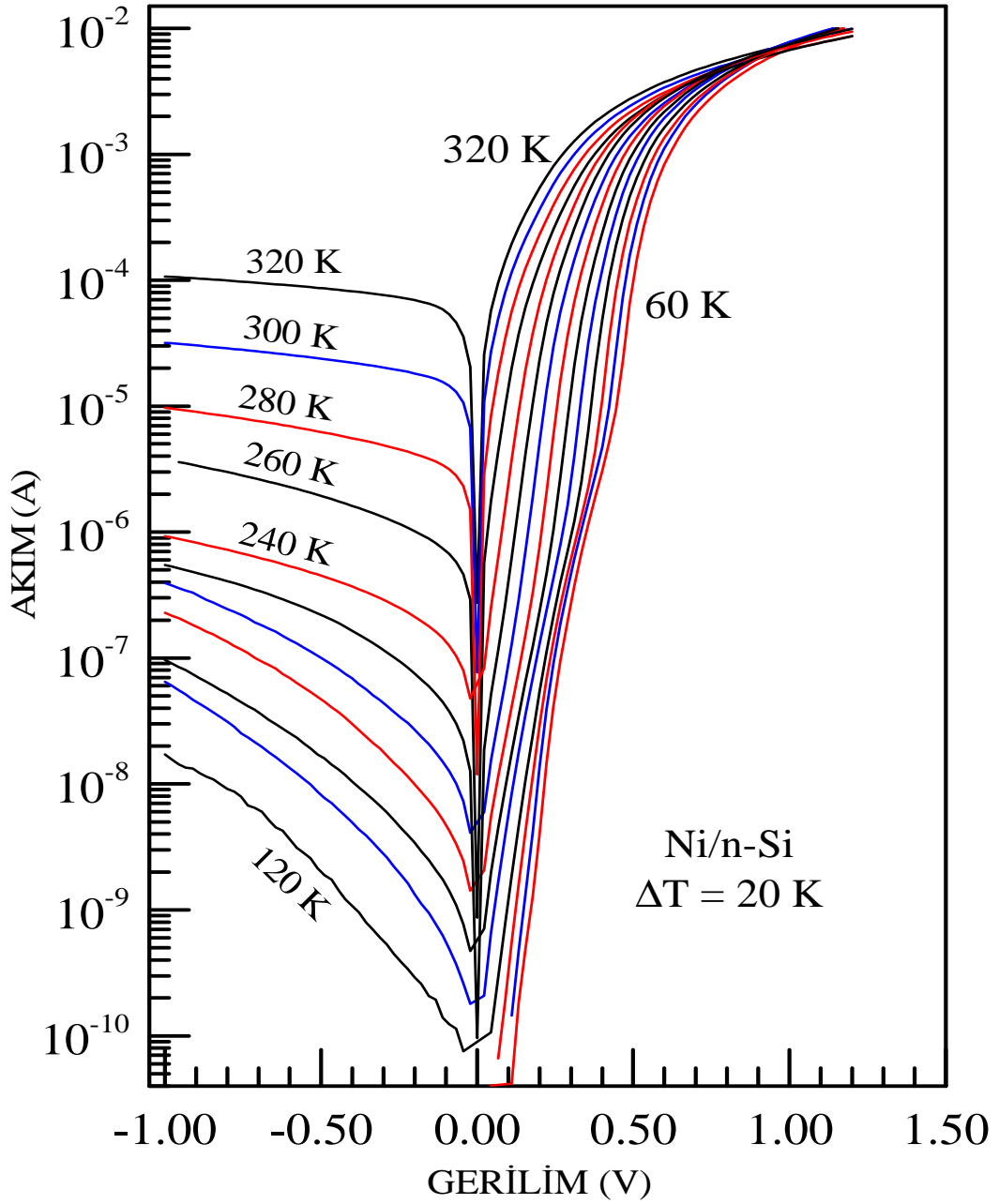
$\ln I$ - V grafiği çizildiğinde, düz beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ elde edilir. Burada e elektron yükü, V düz beslem voltajı, A etkin diyot alanı, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklıktır. Bu değerle birlikte e , (elektronun yükü $=1,6 \times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

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

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

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

Burada, A^* n -tipi Si için $112 \text{ Acm}^2 \text{ K}^{-2}$ değerinde etkin Richardson sabiti, Φ_{bo} sıfır beslemdeki deneysel engel yüksekliği ve n idealite faktörüdür. Ni/ n -Si Schottky engel diyotlarının yarı logaritmik-düz beslem I-V karakteristikleri 60-320 K sıcaklık aralığında ve yarilogaritmik-ters beslem I-V karakteristikleri de 120-320 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla alınmış karakteristikleri Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. 60-320 K de Ni/n-Si Schottky diyodun Akım-Voltaj karakteristikleri

Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı değerleri Çizelge 4.1'de görülmektedir. Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi, artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. Şekil 4.1'den de görüleceği gibi, oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.

Çizelge 4.1. Ni/epitaxy/n-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı I nın V ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	I-V			dV/d(lnI)		H(I)-I	
	n	Φ_b (eV)	I_0 (A)	n	R_s (Ω)	Φ_b (eV)	R_s (Ω)
60	4,02	0,217	$4,3 \times 10^{-15}$	4,42	99,86	0,196	94,67
80	3,56	0,273	$7,34 \times 10^{-14}$	4,34	101,62	0,254	100,21
100	2,61	0,336	$2,34 \times 10^{-13}$	3,59	100,51	0,327	104,06
120	2,31	0,382	$2,53 \times 10^{-12}$	2,89	97,19	0,364	102,82
140	1,97	0,434	$9,22 \times 10^{-12}$	2,56	85,55	0,420	93,40
160	1,66	0,486	$2,51 \times 10^{-11}$	2,31	78,12	0,473	85,52
180	1,49	0,522	$1,58 \times 10^{-10}$	1,93	75,29	0,512	82,61
200	1,34	0,554	$8,50 \times 10^{-10}$	1,34	68,81	0,554	75,44
220	1,26	0,576	$6,27 \times 10^{-9}$	1,26	63,96	0,576	71,57
240	1,22	0,590	$4,61 \times 10^{-8}$	1,22	60,24	0,590	67,39
260	1,29	0,592	$4,51 \times 10^{-7}$	1,29	59,28	0,592	65,31
280	1,47	0,597	$2,80 \times 10^{-6}$	1,47	56,37	0,597	65,04
300	1,59	0,610	$1,23 \times 10^{-5}$	1,59	52,21	0,610	59,07
320	1,60	0,610	$3,00 \times 10^{-5}$	1,60	56,77	0,610	61,72

Cheung fonksiyonları yardımıyla diyodun engel yüksekliği ve idealite faktörünü hesaplamak için;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (4.6)$$

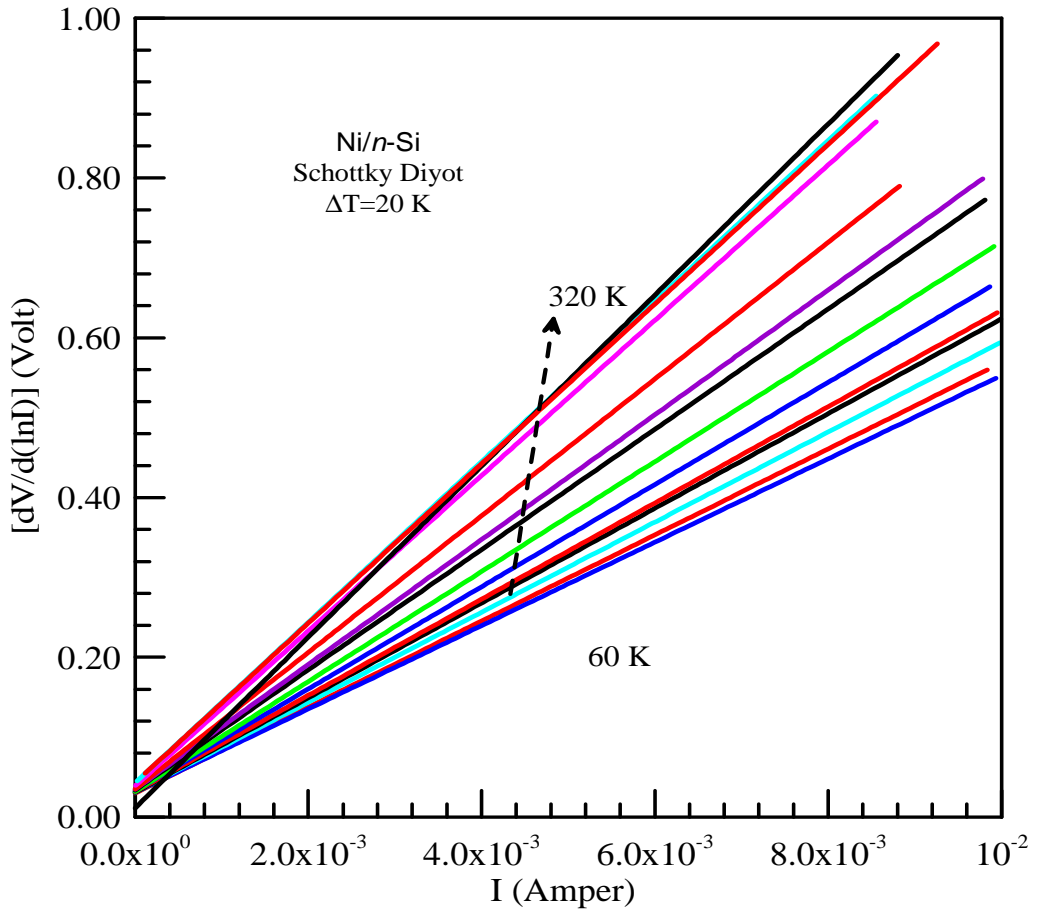
eşitliği ile birlikte

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (4.7)$$

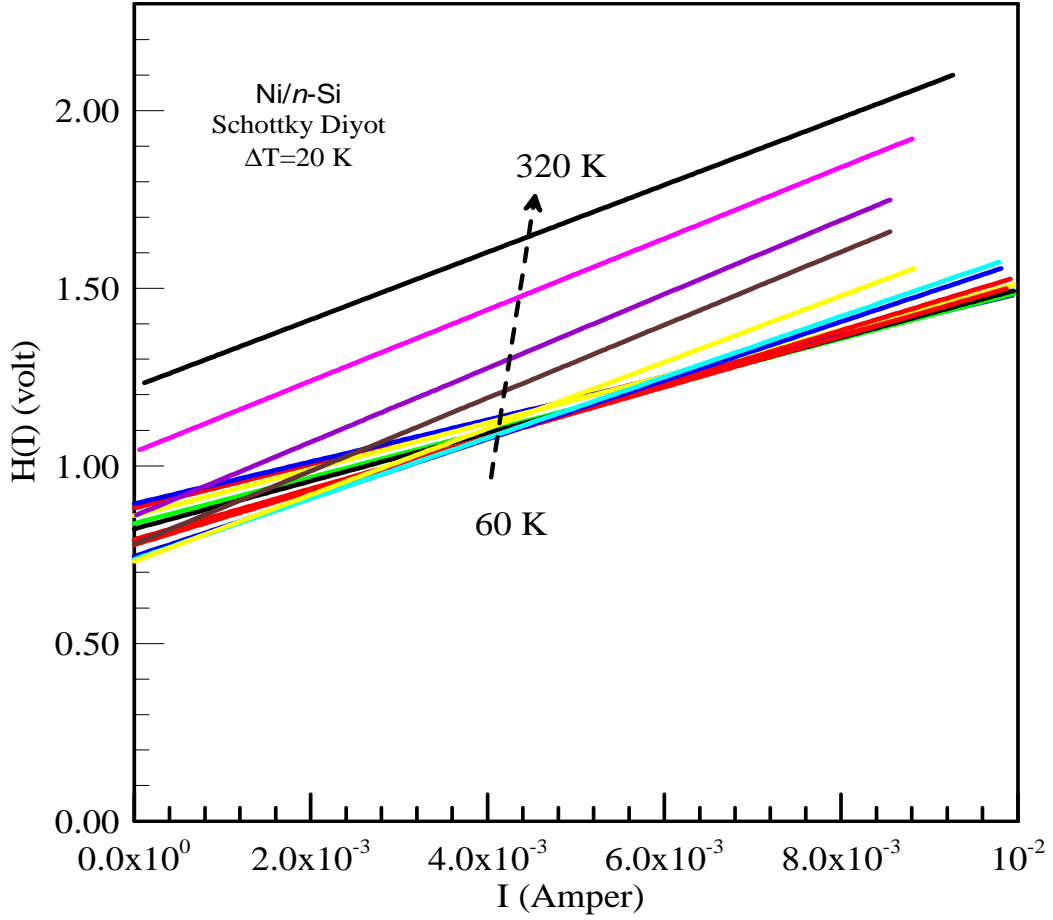
eşitliği kullanılmıştır.

Ni/n-Si/Al diyodunun $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya karşı çizilen grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun $I=0$ düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü, doğrunun eğiminden de

seri direnç değerleri elde edildi. Ni/n-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı olarak, Cheung fonksiyonlarına ait $dV/d(\ln I)$ - I grafiği Őekil 4.2'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Őizelge 4.1'de gürmektedir. (4.7) denklemini yardımıyla elde edilen $H(I)$ - I grafiği de bir doğru olmaktadır. $H(I)$ - I grafiğinde, $I=0$ iken doğrunun dūřey ekseni kestiği noktadan, engel yūksekligi ve doğrunun eğiminden de seri direnç (R_s) elde edilmektedir. Bu işlemler yukarıda belirtilen her bir sıcaklıkta yapılmıştır. $H(I)$ - I grafiği sıcaklığa bağlı olarak, Őekil 4.3'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yūksekligi ve seri direnç değerleri de Őizelge 4.1'de gürmektedir.



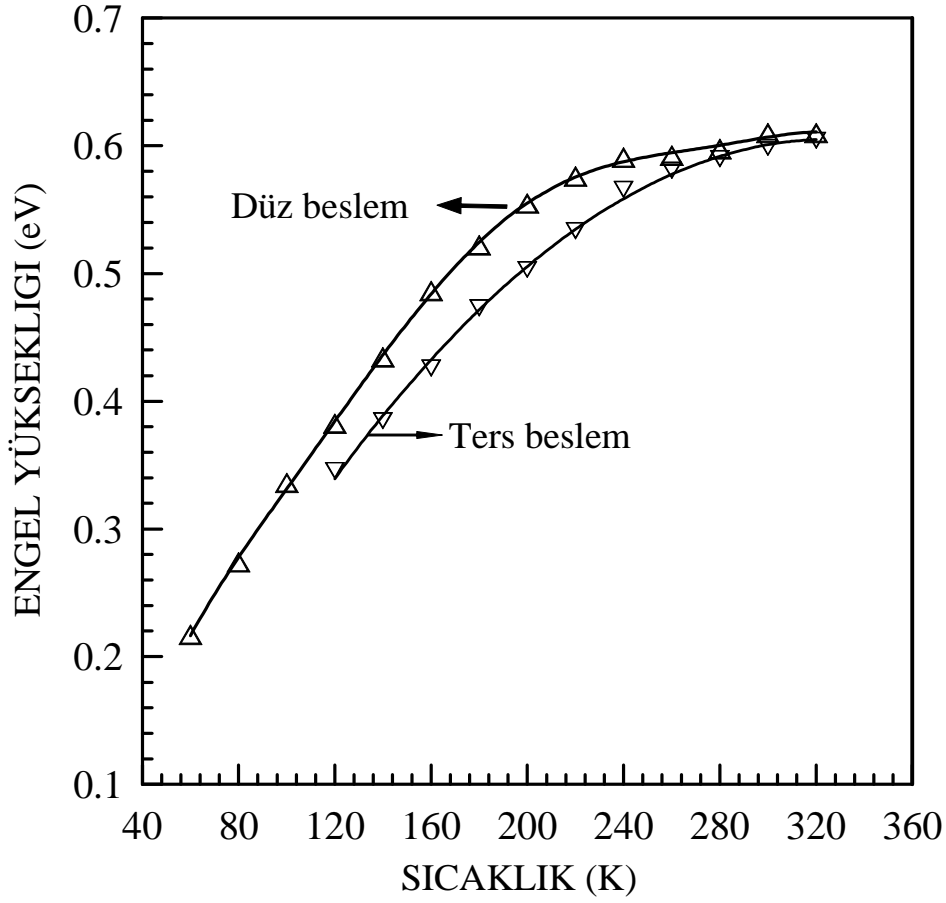
Şekil 4.2. Ni/n-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi



Şekil 4.3. Ni/n-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'nin I 'ya karşı değişimi

4.3. Ni/n-Si Schottky Engel Diyotların Düz Beslem I-V Karakteristikleri

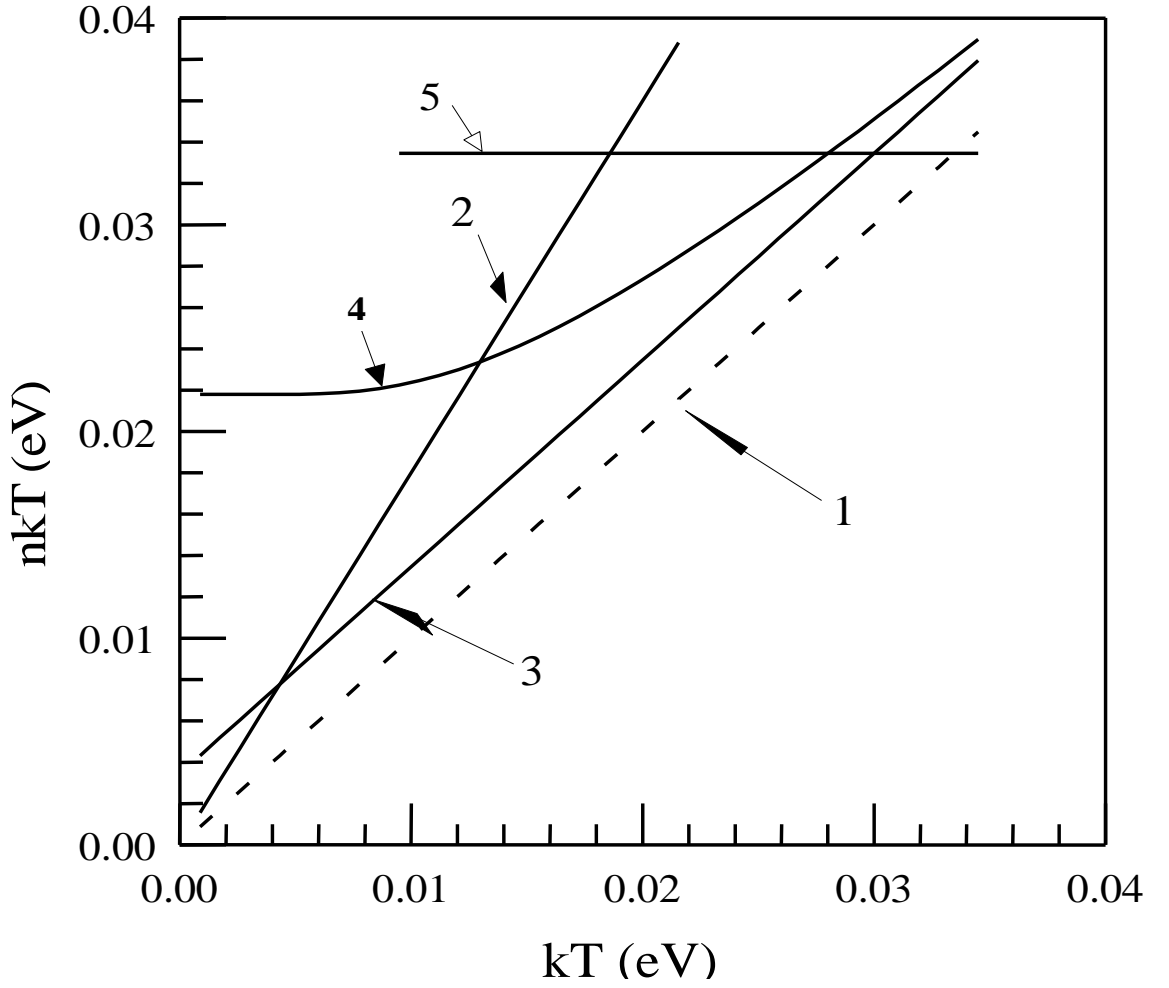
60 K'den 200 K'e kadar düz beslem I-V karakteristikleri sebebi daha sonra tartışılacak olan iki eğimli bir yapı gösterir. Termiyonik emisyon ile oluşturulan taşınım mekanizmasında doğrusallıktan sapmayı seri dirence atfederek 220-300 K sıcaklık aralığında düz beslem eğrilerinin Φ_b ve n değerleri Cheung *et al.* (1986) analizi ile belirlendi. Φ_{eff} ve n 'nin deneysel değerleri, her bir sıcaklıkta düz beslem $\ln I$ 'nın V'ye karşı grafiğinin sırasıyla kesişimleri ve eğimlerinden Termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılarak belirlenmiştir. Yani, Φ_{eff} ve n değerleri, 60 K'den 240 K'e kadar düz beslem I-V karakteristiklerinde yüksek beslem kısımlarından elde edilmiştir.



Şekil 4.4: Ni/n-Si Schottky diyodun sıcaklığa karşı doğru ve ters beslem durumlar için deneysel engel yüksekliği grafiği.

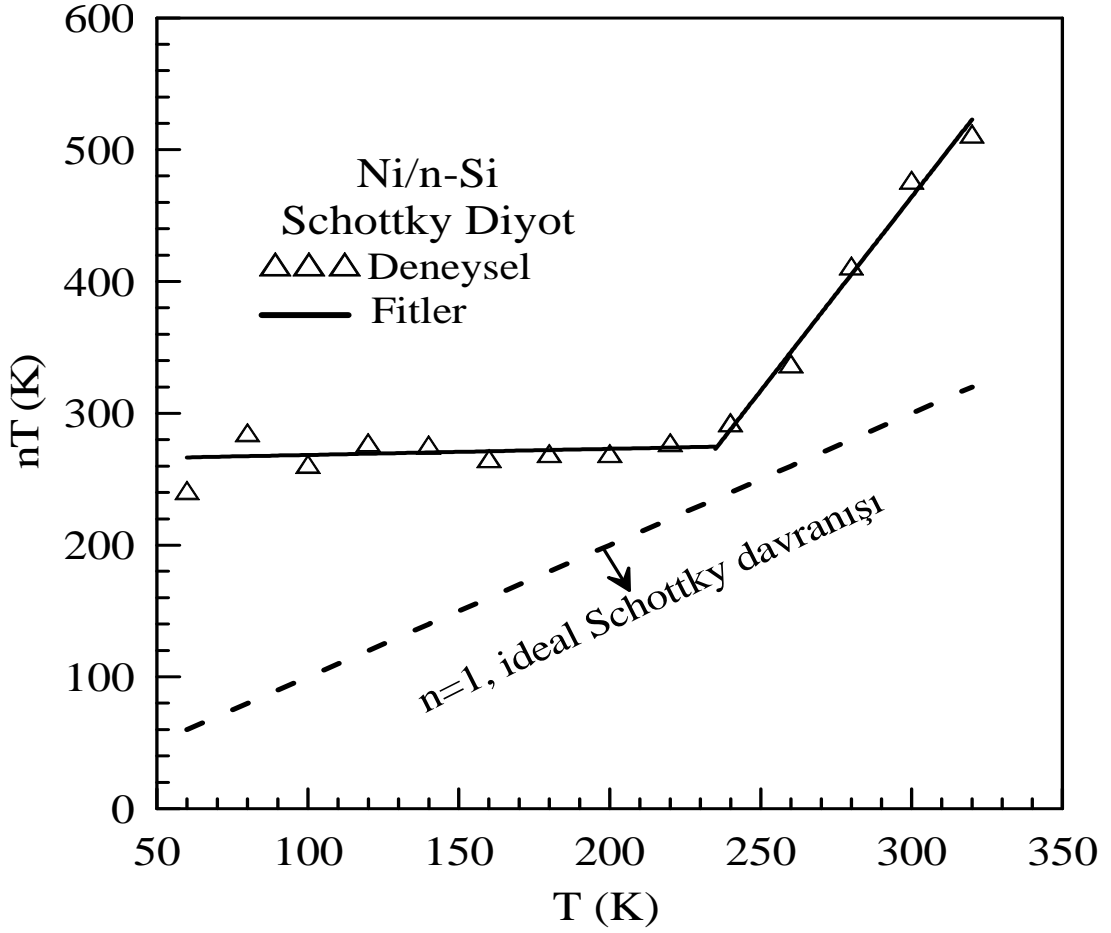
Termiyonik emisyon teorisi kullanılarak, düz beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin deneysel değerleri Şekil 4.4'de sunulmuştur.

Şekil 4.5'te idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını veren T 'ye karşı nT grafiğinde idealite faktörü için temsili davranış gösterilmiştir. Şekil 4.5'te 1. çizgi, termiyonik emisyon teorisine uyan ideal bir Schottky diyodu temsil eder. 2. çizgi, sıcaklıktan bağımsız ve normalden daha büyük olan idealite faktörünü gösterir. 3. çizgi, T_0 etkisini göstermektedir. 4. ve 5. çizgi sırasıyla termiyonik alan emisyon ve alan emisyon davranışını göstermektedir.



Şekil 4.5: Bir Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı 5 temel kategoride nT 'nin T 'ye karşı grafiğinde gösterilmiştir.

Alan emisyon durumunda, diyodun düz beslem I-V grafiğinin lineer kısmının eğimi sıcaklıktan bağımsızdır. Özel inhojen model, T_0 fonksiyonlarını ve diyot alanı üzerinde T 'ye karşı nT eğrisinin sıcaklıktan bağımsız olduğunu açıklamaktadır. Şekil 4.6'da, Ni/epitaxy/n-Si Schottky diyot için deneysel idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı gösterilmiştir.

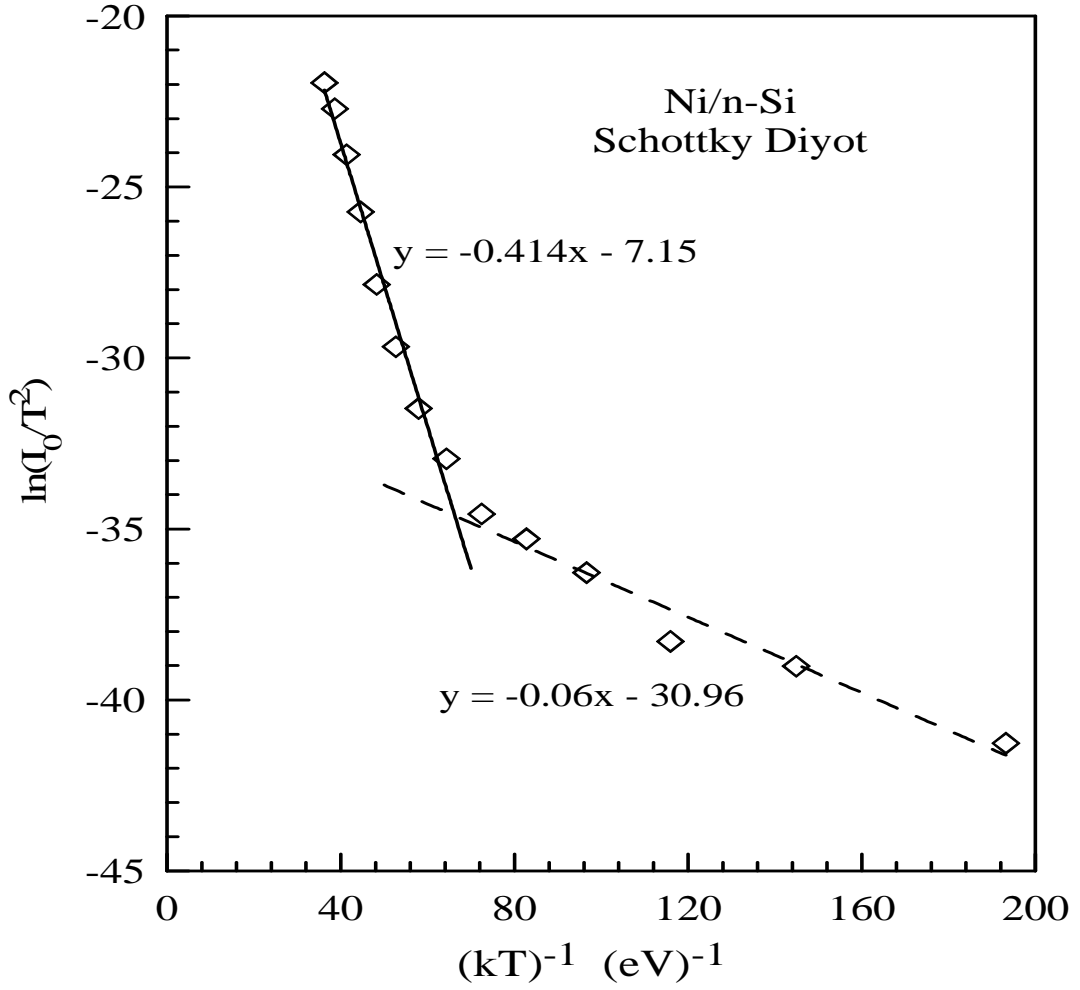


Şekil 4.6: Ni/n-Si Schottky diyodun 60-320 K arasında deneysel nT 'nin T 'ye karşı grafiği.

Aktivasyon enerjisi, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı çizilen grafiğin eğimi;

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{kT}\right) \quad (4.8)$$

denklemine göre etkin Schottky engel yüksekliğinin belirlenmesini sağlar. Deneysel aktivasyon enerji değerleri, 60-320 K sıcaklık aralığında düz beslem Ni/n-Si Schottky diyot için Şekil 4.7'de verilmiştir. Şekilde noktalı düz çizgiler deneysel verilere yapılmış fitlerdir.



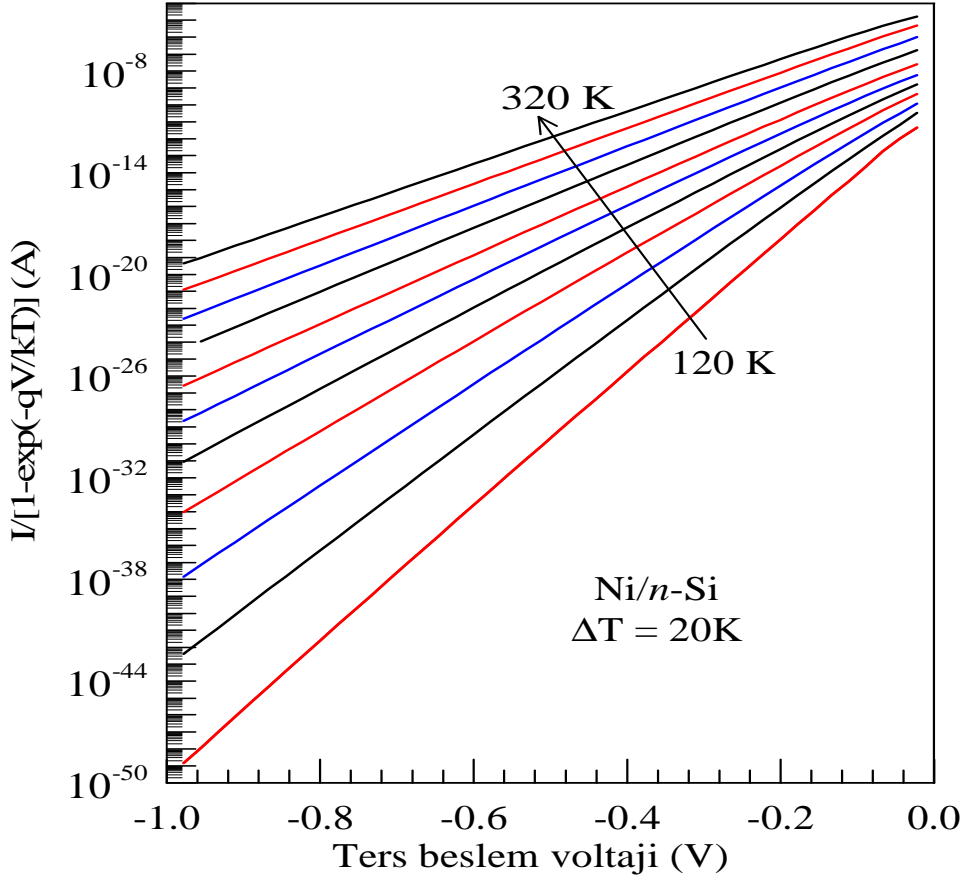
Şekil 4.7: Düz beslem Ni/n-Si Schottky diyot için 60-320 K sıcaklık aralığında deneysel Richardson eğrileri $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı grafiği

4.4. Ni/n-Si Schottky Engel Diyotların (SBDs) Ters Beslem I-V Karakteristikleri

Ters beslem durumunda metalden yarıiletkeneye, yarıiletkenden metale net akım termiyonik emisyon teorisine göre $I_{ms} - I_{sm}$ şeklinde aşağıdaki gibi verilir:

$$I = (I_{ms} - I_{sm}) = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b0}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right)\right] \quad (4.9)$$

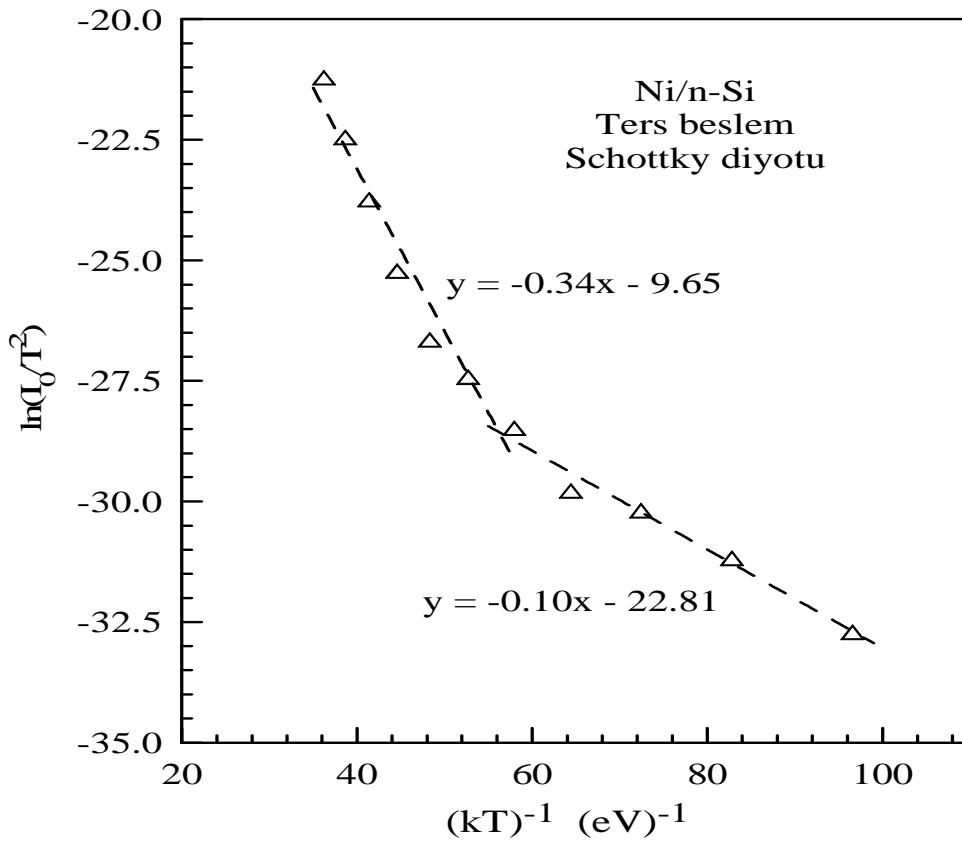
Burada, ters yön için idealite faktörü Şekil 4.1'de ters beslem I-V karakteristiklerinin $eV < 3kT$ bölgesindeki eğim ile karakterize edilebilir.



Şekil 4.8: 120-320 K sıcaklık aralığında Ni/n-Si Schottky diyot için Şekil 4.1’de ters beslem I-V verilerinden elde edilen yarı-logaritmik $\{I/[1 - \exp(-qV/kT)]\}$ ’nin V’ye karşı grafiği.

Şekil 4.1’deki Ni/n-Si Schottky engel diyot (SBD) için 120-320 K sıcaklık aralığında yarı logaritmik ters beslem I-V karakteristiklerinden her bir sıcaklıktaki ters beslem Schottky engel yüksekliği (SBH) ve doyma akımı elde etmek için (4.9) denkleminde $\{I/[1 - \exp(-qV/kT)]\}$ ’nin V’ye karşı logaritmik grafiği 0.0 ile -1.0 aralığında çizilebilir. Grafikler Şekil 4.8’de verilmiştir. Düşük voltaj bölgelerinde eğrilerin lineerliği, hem yarıiletken metale hem de metalden yarıiletken yük iletimini göz önünde bulunduran normalizasyonla geliştirilmiştir. Her bir sıcaklıkta idealite faktörü ve ters beslem engel yüksekliğinin deneysel değerleri, denklem (4.3) kullanılarak ters beslem $\ln\{I/[1 - \exp(-qV/kT)]\}$ ’nin V’ye karşı eğrilerinin eğimlerinden ve kesişimlerinden belirlenmiştir.

Şekil 4.9’da lineer çizgiler, deneysel ters beslem $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/T$ ’ye karşı verilerinin fitleridir. Grafik, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığı nedeniyle ortaya çıkan iki lineer bölgeyi göstermektedir. 200 K üzerinde sıcaklık bölgesi için yaklaşık 0.34 eV’luk bir aktivasyon enerji değeri ile düz bir çizgi ve 200 K altında sıcaklık bölgeleri için 0.10 eV’luk bir aktivasyon enerji değeri ile ikinci bir düz çizgi sağlanır.



Şekil 4.9: Ters beslem Ni/n-Si Schottky diyot için 120-320 K sıcaklık aralığında deneysel aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı grafiği

5. SONUÇ

Ni/n-Si/Al Schottky diyotların deneysel akım-gerilim (I-V) karakteristikleri çalışılmıştır. Diyotlar, antimon katkılanmış $0.01 \Omega - cm$ öz dirençli n^+ taban Si üzerine LPE (Liquid-phase epitax) tekniği ile büyütülen fosfor katkılı $2 \Omega - cm$ öz dirençli, yaklaşık $18 \mu m$ kalınlıklı ve $\langle 100 \rangle$ yönelimli silisyum yarıiletken tabaka kullanılarak hazırlanmıştır. Kristal $0.5 \times 0.5 cm^2$ boyutlarında kesildikten sonra omik kontak oluşturmak için mat yüzeylerine Al buharlaştırıldı. Parlatılmış yüzey üzerine dc manyetik sputtering tekniği kullanılarak $1.5 mm$ çapında Ni buharlaştırılıp Schottky diyotlar oluşturuldu. Diyotların numune sıcaklığına bağlı değişimini incelemek için akım-voltaj (I-V) karakteristikleri $60-320 K$ sıcaklık aralığında $20 K$ adımlarla incelendi. Ni/n-Si diyotların değişen numune sıcaklığına bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplandı. Seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı görüldü. Ayrıca, I-V karakteristikleri yardımıyla elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı ve idealite faktöründe azaldığı görüldü. Bu durum engelin inhomojenliğine atfedildi.

Metal yarıiletken ara yüzeylerinin verimi, elektronik ve optoelektronik cihazlar için çok önemlidir (Rhoderick 1988, Tung 1993). Isıl işleme NiSi, çok ilgi görmüştür. Çünkü, NiSi düşük bir öz dirence ve düşük büyüme sıcaklığına sahiptir (Rhoderick 1988, Zhu *et al.* 2004). Bu çalışanlar tarafından elde edilen NiSi-Si Schottky engel diyotları için engel yüksekliği, ısıya maruz bırakılmaksızın NiSi kontaktları için kabul edilen engel yüksekliklerine benzerdir (Rhoderick 1988, Coe *et al.* 1976). Elektriksel ölçümleri kullanarak bir Schottky engel diyodun karakteristik diyot parametrelerinin doğru ve güvenilir bir anlayış elde edilebilir (Rhoderick 1988, Tung 1993, Andrews and Koch 1971). I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı iletim mekanizmalarının farklı yönlerini anlamak için bize olanak sağlar. Ancak, bir MS kontak boyunca yük taşıyıcı transferinin tam tanımı yine ilgi çekici bir problemdir (Andrews and Koch 1971, Cheung *et al.* 1986). Termiyonik emisyon teorisine dayalı Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerinin analizi genellikle sıcaklıktaki bir azalışla Schottky engel yüksekliği

olan Φ_b de anormal bir azalışı ve idealite faktöründe (n) bir artış göstermektedir (Andrews and Koch 1971, Horvath 1996). Coe and Rhoderick (1976), Ali and Tao (2007), buharlaştırma yöntemi ile hazırlanan (tavlanmamış durumda) ve herhangi bir işleme tabi tutulmayan Ni/n-Si Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerini oda sıcaklığında çalıştırdılar. Güler *et al.* (2008) (yalnız 300 K de) ve Kiziroglu *et al.* (2006), tavlanmamış durumda ve elektro-kaplama ile hazırlanan Ni/n-Si Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerini çalıştırdılar. Kiziroglu *et al.* (2006), sıcaklıkta bir azalmayla Schottky engel yüksekliğinin, Schottky engel yüksekliğinin homojenliğiyle ilgili Gaussian dağılımına uyduğunu rapor ettiler. Farklı Schottky engel yüksekliği homojensizliğine sahip olan NiSi/n-Si Schottky diyotların uygulanan voltaja bağımlılığı ve Schottky engel yüksekliği değişimi sıcaklığa bağlı I-V tekniği ile çalışılmıştır. Onların sonuçları da etkin engel yüksekliğinin güçlü bir şekilde Schottky engel yüksekliği homojensizliğe ve uygulanan voltaja bağlı olduğunu göstermektedir.

Bu çalışmada, epitaxy *n*-tipi Si üzerine Ni'in dc manyetik sputtering tekniği ile oluşturulan ve herhangi bir işleme tabi tutulmayan Ni/n-Si Schottky engel diyotların, I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağıllığı 60-320 K sıcaklık aralığında incelenmiştir. Ayrıca, ters beslem I-V karakteristiklerinin uygulama beslemine bağıllığı da araştırılmıştır.

Sıcaklığa bağlı I-V grafiklerinden bulunan idealite faktörleri, engel yükseklikleri, Cheung fonksiyonları (değişimleri Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de verilen) yardımıyla bulunan idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi, artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. Şekil 4.1'den de görüleceği gibi, oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır. $H(I)$ -I grafiği, sıcaklığa bağlı olarak, Şekil 4.3'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri de Çizelge 4.1'de görülmektedir. Burada da engel yüksekliği değerleri artan sıcaklıkla artarken, seri direnç değerleri de azalmıştır. Çizelge 4.1'den de görüldüğü gibi, Cheung fonksiyonlarından elde edilen parametreler direkt olarak I-V grafiğinden elde edilen

parametrelerden farklıdır. Bu durum yüksek akım ve yüksek gerilim değerlerine karşılık gelen bölgelerde seri direncin etkisine atfedilebilir.

Diyot için Φ_{eff} ve n 'nin deneysel değerleri sırasıyla, yaklaşık 0.61 eV ve 1.59 (300 ve 320 K'de) değerinden 0.217 eV ve 4.02 (60 K'de) değerine değişir. Bu, deneysel engel yüksekliği değerleri Şekil 4.4'de gösterilmiştir (Açık kareler). Coe and Rhoderick (1976); Ali and Tao (2007), 300 K'de Ni/ n -Si Schottky engel diyotları için n -Si altlık üzerindeki ince filmlerin tavlanmamış durumunda sırasıyla 0.63 ± 0.02 eV ve 0.62 eV değerlerini bulmuşlardır. Kiziroglu *et al.* (2006) ve Guler *et al.* (2008), elektrokimyasal metodoyla hazırlanmış ve tavlanmamış durumda Ni/ n -Si Schottky engel diyotları (SBDs) için ortalama Schottky engel yüksekliğini (SBH) sırasıyla, 0.63 eV ve 0.76 eV (300 K'de) olarak elde etmişlerdir. Görüldüğü gibi, metalin elektrokimyasal büyültme ile oluşturulan kontaklar için engel yüksekliği değeri, metalin sputtering tekniği kullanılarak oluşturulan kontaklar için engel yüksekliği değerinden daha yüksektir. Aynı sonuç önceden elektrokimyasal ve buharlaştırma tekniği ile oluşturulan birkaç metal/ n -tipi yarıiletken kontaklar için bildirilmiştir (Myburg *et al.* 1989, Sahay *et al.* 1992). Elektrokimyasal ve buharlaştırma yöntemi ile elde edilen kontakların engel yükseklikleri (BH) arasındaki fark, elektrokimyasal olarak oluşturulan kontaklarda metal ve yarıiletken arayüzeyinde oksijen içeren bir dipol tabakasının varlığına atfedilir.

Görülebileceği gibi, düz beslemin üst kısımlarında ortalama engel yüksekliği değerleri 240 K'den 340 K'e kadar doymuş ve değişmeden kalıyorken 60 K'den 240 K sıcaklık aralığına kadar sıcaklıktaki bir azalma ile azalır. Termiyonik emisyonun sapma, farklı sıcaklık aralıklarında yük iletiminde farklı mekanizmaların baskınlığından meydana gelebilir (Rhoderick 1988, Sze 1981, Jin *et al.* 2006, As *et al.* 2006). Ayrıca, 200 K'in altındaki sıcaklıklarda düz beslem I-V karakteristikleri, düşük düz beslem bölgesinde artık akım ya da çift eğimli bir yapı göstermektedir. Bu artık akım sıcaklığın azalmasıyla artar. Bu artık akım arayüzeydeki yüksek doğru beslemde etkin bölgelerden başka düşük engel yüksekliğine sahip küçük bölgelerin varlığını da kanıtlamaktadır. Ya da daha düşük beslem bölgesinde baskın olan (Shunt direnci) R_p paralel direnci tarafından oluşan sızıntı akımının varlığına da katkıda bulunabilir (Suzue *et al.* 1996,

Farag *et al.* 2009). Düşük engelli yüksek bölgelerde akım yoğunluğu, normal bölgedeki akım yoğunluğundan daha yüksektir. Yani diyot boyunca akım tercihen potansiyel dağılımında daha düşük engeller boyunca akacaktır. Bu, geleneksel termiyonik emisyon (TE) modelinin I-V karakteristiklerinden önemli bir sapmayla sonuçlanır (Chand and Kumar 1997, Horvath 1996, Salehi and Nazerian 2007, As *et al.* 2006).

Şekil 4.5'te 1. çizgi, termiyonik emisyon teorisine uyan ideal bir Schottky diyodu temsil eder. 2. çizgi, sıcaklıktan bağımsız ve normalden daha büyük olan idealite faktörünü gösterir. 3. çizgi, T_0 etkisini göstermektedir. 4. ve 5. çizgi sırasıyla termiyonik alan emisyon ve alan emisyon (FE) davranışı gösterir (Tung 2001, Sullivan *et al.* 1991, Harrabi *et al.* 2010, Yahia *et al.* 2010). Alan emisyon durumunda, diyodun düz beslem I-V grafiğinin lineer kısmının eğimi sıcaklıktan bağımsızdır. Ni/epitaxy *n*-Si için Schottky diyot için 240-320 K aralığında deneysel nT 'nin T 'ye karşı eğrisi ortalama bir idealite faktörünün yaklaşık 1.55 değerine sahip olduğu Şekil 4.5'te 2. çizgiye karşılık gelmektedir. 60-240 K aralığında Ni/epitaxy *n*-Si Schottky diyot için idealite faktörünün bu değeri alan emisyon davranışı gösteren Şekil 4.5'te 5. çizgiye karşılık gelir.

60-240 K sıcaklık aralığında, $nkT = E_0$ değeri ve diyodun düz beslem I-V grafiğinin lineer kısmının eğimi sırasıyla, 23.45 ± 1.22 meV ve 42.12 ± 1.41 V^{-1} ortalama değerleriyle sıcaklıktan bağımsız bir şekilde çoğunlukla sabit kalmaktadır. Bu yüzden, Ni/epitaxy *n*-Si Schottky diyot için deneysel I-V verilerinin 60-240 K sıcaklık aralığında Termiyonik emisyon ya da Termiyonik alan emisyon modelinden çok Alan emisyon modeline uyduğu söylenebilir. Alan emisyonu baskın olduğunda nkT tünelleme geçiş ihtimaliyeti ile ilgili olan karakteristik tünelleme enerjisi olarak adlandırılan E_{00} ifadesine eşittir. $E_{00} = 23.45$ meV değeri, *n*-Si için $1.85 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ katkı konsantrasyonuna karşılık gelmektedir. Buna ek olarak Horvath (1996), tarafından önerilen E_{00} 'daki değişim, dielektrik sabiti ve taşıyıcı konsantrasyonunda verilen bir beslem boyunca yarıiletken yüzeyinde elektrik alanla ilgilidir. Bu nedenle, yarıiletken yüzeyindeki elektrik alan veya hal yoğunluğunu artıran herhangi bir mekanizma ya da yakın arayüzey bölgesinde enerji bantlarını etkileyen bir mekanizma tünelleme akımını

ve dolayısıyla E_{00} karakteristik tünelleme enerjisini artırabilir (Werner and Güttler 1991, Horvath 1996, Arslan *et al.* 2009).

Şekil 4.7’de deneysel $\ln(I_0/T^2)$ ’ın $1/T$ ’ye karşı grafiği, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığı nedeniyle iki lineer bölge gösterir. Benzer bir sonuçta Harrabi *et al.* (2010), tarafından Au GaAs Schottky diyotlarda elde edilmiştir. Richardson eğrilerindeki sapmalar, düşük ve yüksek engel bölgeleri ya da tuzak destekli tünelleme ve alan emisyonundan oluşan arayüzeyde potansiyel dalgalanmaları ve uzaysal olarak inhomojen engel yüksekliklerinin birleşiminden ortaya çıkabilir (Salehi and Nazerian 2007, Strubbe *et al.* 1999). $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı grafiği, 160 K üzerinde sıcaklık bölgesi için yaklaşık 0.41 eV’luk bir aktivasyon enerji değeri ile ikinci bir düz çizgi verir.

Ters beslem karakteristiğinde, standart termiyonik emisyon modelinden sapmalar gözlenmiştir. Birincisi, 240 K altında ters beslem akım büyüklüğü genellikle termiyonik emisyon modeliyle verilen ters beslem doyum akımından daha büyüktür. İkincisi, yüksek ters beslem potansiyellerinde ters beslem akımında hemen hemen üstel olan bir artış gözlenir. Şekil 4.1’de görüldüğü gibi, ters beslem akımı üstel bir ilişkiyle kabaca tanımlanabilen güçlü bir voltaja bağımlı olduğunu gösterir. Engel yüksekliğinin bu besleme bağımlılığı sıcaklıkla deneysel olarak gözlenir. Bununla birlikte, ters beslem karakteristiğinden elde edilen engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığı birçok durumlarda imaj kuvvet etkisiyle azalmaya bağlı olarak bekleneni aşar. Engel yüksekliğindeki inhomojenlik ve serbest taşıyıcıların tünelleme etkisi, engel yüksekliğinin beslem bağımlılığı için ya da deneysel ters karakteristiklerinin anormal beslem bağımlılığı ile ilgili durumdan sorumlu mekanizma için doğal bir açıklama teşkil edebilir. Homojen olmayan metal yarıiletken (MS) kontaklar için ters beslem akımı, düşük Schottky engel yüksekliği boyunca akan akım tarafından baskın olabilir (Tung 2001, Sullivan *et al.* 1991, Jin *et al.* 2006, Tripathi 2010, Donoval *et al.* 2010). Ters beslem I-V karakteristiklerinden sıcaklığa karşı engel yüksekliği grafiği Şekil 4.4’te verilmiştir (açık üçgenler). Ters beslem engel yüksekliğinin sıcaklıkta bir azalma ile azaldığı Şekil 4.4’ten açıkça görülmektedir. 240 K altında sıcaklıklarda, düz beslem ve ters beslem

Schottky engel yükseklikleri değerleri arasındaki fark yaklaşık 50 meV'dir. Yani, 80-240 K sıcaklık aralığında düz ve ters beslem engel yükseklikleri arasında yaklaşık 50 meV'lik bir "sistematik" engel yüksekliği farkı olduğu görülmüştür. Bu, pinch-off modeline göre açıklanabilir. Tung (2001) and Ru (2005), homojen olmayan bir Schottky diyodun ters beslem altında düşük engelli bir kontak ve düz beslem altında yüksek engelli bir kontak gibi davranabileceğini ortaya atmışlardır. Yani böyle bir durumda, pinch-off etkisinin doğrultucu bir aygıt olarak Schottky diyota hiçbir yararı olmadığı gözlenmiştir. Çünkü etkin engel yüksekliği düz beslem altında ters beslem altındakinden daha yüksektir. Doğrultucu bir devre elemanının her zaman düşük düz beslem potansiyel düşmesi ve düşük ters beslem akımı vermesi gerekir (Tung 2001, Saxsena 1969). Osvald *et al.* (2005) ve Mohammed (2005) GaN'da, Ga ve N yüzey polariteleri arasında gözlenen engel yüksekliğindeki farklılıklarını, GaN'da kendiliğinden oluşan zıt polariteli Ga ve N tarafından meydana gelen sabit yüzey yükü etkisine atfetmişlerdir. Şekil 4.9'da katı düz çizgiler, deneysel ters beslem $\ln(I_0/T^2)$ 'ye karşı $1/T$ grafiğinin verilerinin fitleridir. Grafik, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığı nedeniyle ortaya çıkan iki lineer bölgeyi göstermektedir. 200 K üzerinde sıcaklık bölgesi için yaklaşık 0.34 eV'luk bir aktivasyon enerji değeri ile düz bir çizgi ve 200 K altında sıcaklık bölgeleri için 0.10 eV'luk bir aktivasyon enerji değeri ile ikinci bir düz çizgi elde edilmiştir.

Sonuç olarak, Ni/n-Si Schottky diyotlarda sıcaklığa bağlı deneysel doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri elde edilmiştir. Bu eğrilerden elde edilen doğru ve ters beslem engel yükseklikleri arasında 50 MeV'luk bir fark gözlemlendi. Bu fark engel inhomojenliğine atfedildi. Ayrıca, idealite faktörünün belli bir sıcaklığa kadar (240 K) yaklaşık olarak sabit kaldığı ve bu sıcaklıktan 60 K'e kadar da FE teorisine göre değiştiği gözlenmiştir. Schottky diyot parametrelerinin, sıcaklığa bağlı olarak değiştiği deneysel olarak gözlemlendi ve literatürde de diyot parametrelerinin numune sıcaklığına bağlı olarak belli bir sıcaklığın altında değiştiği ve idealden saptığı belirlenmiştir. Böylece bu diyotlarda hangi sıcaklık aralığında nasıl bir davranış sergilediği deneysel olarak ortaya konulmuştur.

KAYNAKLAR

- 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.
- Ali, M.Y., Tao, M., 2007. Effect of sulfur passivation of silicon (100) on Schottky barrier height: Surface states versus surface dipole. *J. Appl. Phys.*, 101(10), 103.
- Andrews, J.M., Koch, F.B., 1971. Formation of NiSi and current transport across the NiSi-Si interface. *Solid State Electron.*, 14:901.
- Andrews, J.M. and Lepselter, 1970. Reverse Current-Voltage Characteristics of Metal-Silicide Schottky Diodes. *Solid-State Electron.*, 13, 1011
- Andrews, J.M. and Philips, J.C., 1975. Chemical Bonding and Structure of Metal-Semiconductor Interface. *Phys.Rev. Lett.*35, 56-59.
- Anıltürk, Ö.S., Turan, R., 2000. Electrical transport at a non-ideal CrSi₂/Si. *Solid State Electron and Semicon Sci. Tech.*, 44-410, 14-1060.
- Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S., Özbay, E., 2009. Tunneling current via diss Schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.*, 105, 023705.
- As, D.J., Potthast, S., Fernandez, J., Lischka, K., Nagasawa, H., Abe, M., 2006. Ni Schottky diodes on cubic GaN, *Mater Res. Soc. Symp. Proc.*, 892.
- Aydoğan, S., Güllü, Ö., Türüt, A., 2008. Fabrication and electrical properties of Al/aniline green/*n*-Si/AuSb structure. *Mater Sci. Semicond. Process.*, 11, 53.
- 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., 1942. The Electromagnetic Shift of Energy Levels. *Phys. Rev.* 72, 339.
- 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).
- 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., Kumar, J., 1997. Effects of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode. *J. Appl. Phys.*, 82, 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.
- 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., 1996. Capacitance technique for the determination of interface state density of metal-semiconductor contact. *Solid-State Electronics*, 39, (10), 1491-1493.

- 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.
- Cheung, S.K., Cheung, N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 49, 85.
- Chin, V.W.L., Green, M.A., Srorey, J.W.V., 1993. Current transport mechanisms studied by *I-V-T* and IR photoemission measurements on a *P*-doped PtSi Schottky diode. *Solid State Electron.*, 36(8), 1107.
- Coe, D.J., Rhoderick, E.H.J., 1976. Silicide formation in Ni-Si Schottky barrier diodes. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 9, 965.
- 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., Sze, S.M. and Spitzer, W.G, 1964. Equality of the temperature dependence of Gold-Silicon Surface Barrier and Silicon Energy Gap in Au *n*-type Si Diode. *Appl. Phys. Lett.*, 4, 91-92.
- Çakar, M., Yıldırım, N., Karataş, Ş., Temirci, C., Türüt, A., 2006. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Sn/rhodamine-101/*n*-Si and Sn/rhodamine-101/*p*-Si Schottky barrier diodes. *J. Appl. Phys.*, 100, 074505.
- 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. Phys. J. Ap.*, 6, 89.
- Davydov, B., 1939. On the contact resistance of semiconductors. *J. Phys. USSR*, 1, 167-174.
- Dobrocka, E., Osvald, J., 1994. Influence of barrier height distribution on the parameters of Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 65, 575.
- Doğan, S., 2008. Mikroelektronik Fabrikasyonu Bilimi ve Mühendisliği-1 Ders Notları, Atatürk Üniversitesi, Fizik Bölümü, Erzurum.
- Donoval, D., Chvala, A., Sramaty, R., Kovaç, J., Carlin, J.F., Grandjean, N., *et al.*, 2010. Current transport and barrier height evaluation in Ni/InAlN/GaN Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 96, 223501.
- Farag, A.A.M., Terra, F.S., Mahmoud, G.M., Mansour, A.M., 2009. Study of Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height for *n*-InSb/*p*-GaAs heterojunction prepared by flash evaporation. *J. Alloys Compd.*, 481, 427.
- Forment, S., Van, Meirhaeghe, P.M., De, Vrieze, A., Strubbe, K., Gomes, W.P., 2001. A comparative study of electrochemically formed and vacuum-deposited *n*-GaAs/Au Schottky barriers using ballistic electron emission microscopy (BEEM). *Semicond. Sci. Technol.*, 16, 975.
- Garcia-Moliner, F. and Flores, 1976. Theory of electronic surface states in semiconductor. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 9, 1609-1634.
- Güler, G., Güllü, Ö., Bakkaloğlu, Ö.F., Türüt, A., 2008. Determination of lateral barrier height of identically prepared Ni/*n*-type Si Schottky barrier diodes by electrodeposition. *Physica B.*, 403, 2211.
- Harrabi, Z., Jomni, S., Beji, L., Bouazizi, A., 2010. Distribution of barrier heights in Au/porous GaAs Schottky diodes from current-voltage-temperature measurements. *Physica B.*, 405, 3745.
- Heine, V., 1965. Theory of Surface States. *Phys. Rev. A.* 138, 1689-1696.
- 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.

- Hasagawa, H., Nishino, T., 1990. Electrical properties of Au/Nb-doped-SrTiO₃ contact. *J. Appl.Phys.*, 69, 1501.
- Horvath, Zs.J., 1996. Comment on “Analysis of *I-V* measurements on CrSi₂/Si Schottky structures in a wide temperature range”. *Solid State Electron.*, 39(1), 176.
- Huang, S., and Fang, L., 2006. Investigation on the barrier height and inhomogeneity of Nickel silicide Schottky. *Apply. surface science.* 252, 4027-4032.
- Jin, L.J., Pey, K.L., Choi, W.K., Antoniadis, D.A., Fitzgerald, E.A., Chi, D.Z., 2006. Electrical characterization of platinum and palladium effects in nickel monosilicide/n-Si Schottky contacts. *Thin Solid Films.*, 504, 149.
- K, Ejderha., A, Zengin., İ, Orak., B, Taşyürek., T, Kılınç., A, Türüt., 2011. Dependence of characteristic diode parameters on sample temperature in Ni/epitaxy *n*-Si contacts. *Materials Science in Semiconductor Processing.* 14, 5-12.
- Khan, M.R.H., Nakayama, H., Detchprohm, T., Hiramatsu, K., Sawaki, N., 1997. A study on barrier height of Au/Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes in the range $0 \leq x \leq 0.20$. *Solid State Electron.*, 41, 287.
- Kiziroğlu, M.E., Zhukov, A.A., Lia, X., Gonzalez, D.C., De Groot, P.A.J., Bartlett, P.N., 2006. Analysis of thermionic emission from electrodeposited Ni–Si Schottky barriers. *Solid State Commun.*, 140, 508-513.
- 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.
- Mathai, A.J., Patel, K.D., Srivastava, R., 2010. Studies on In-*p*WSe₂ Schottky diode by current–voltage–temperature method. *Thin Solid Films.*, 518, 4417.
- Mead, C. A. and Spitzer, W. G., 1964. Fermi Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces. *Phys. Rev.* 134, (3) A713 - A716.
- Mott, N. F., 1938. The theory of the crystal rectifiers. *Proc. Roy. Soc.* A171, 538.
- Mohammad, S.N., 2005. Contact mechanisms and design principles for Schottky contacts to group-III nitrides. *J. Appl. Phys.*, 97, 063703.
- 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.
- Mönch, W. 1987. Role of virtual gap states and defects in metal-semiconductor contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 58, (12), 1260-1263.
- Myburg, G., Malherbe, J.B., Friedland, E., 1989. Electrical characteristics of ion bombarded Ni/*n*-Si Schottky contacts. *Appl. Surf. Sci.*, 43, 242.
- 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.
- Osvald, J., Kuzmik, J., Konstantinidis, G., Lobotka, P., Georgakilas, A., 2005. Temperature dependence of GaN Schottky diodes *I-V* characteristics. *Microelectron Eng.*, 81, 181.
- Parker, M. L., Dildes, R. S., Chao, K. L., Cornblath, M., and Kipnis, D.M., 1968. Juvenile diabetes mellitus, a deficiency in insulin. *Diabetes*, 17, 27.
- Pickard, G. W., 1906. US patent no. 836531
- Padovani, F.A., Stratton, R., 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers. *Solid State Electron.*, 9, 695.

- Rhoderick, E. H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, (Oxford university), p.4-11.,86-113.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed.(Clerendon, Oxford), p.20-48.
- Ru, G.P., Van Meirhaeghe, R.L., Forment, S., Jiang, Y.L., Qu, X.P., Zhu, S., 2005. Itage dependence of effective barrier height reduction in inhomogeneous Schottky diodes. Solid State Electron., 49, 606.
- Saha, A.R., Dimitriu, C.B., Horsfall, A.B., Chattopadhyay, S., Wright, N.G., O'Neill, A.G., 2006. Prediction of barrier inhomogeneities and carrier transport in Ni-silicided Schottky diode. Appl. Surf. Sci., 252, 3933.
- Sahay, P.P., Shamsuddin, M., Srivastava, R.S., 1992. Electrical characterization of interface states in Ni/n-Si(111) Schottky diodes from (C-V) characteristics. Microelectronic J., 23, 625.
- Salehi, A., Nazerian, V., 2007. Characterization of magnetic Ni/n-Si Schottky contact for hydrogen gas sensing applications. Sens. Actuators B., 122, 572.
- Saxena, A.N., 1969. Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon. Surf. Sci., 13, 151.
- Schottky, W., 1938. Semiconductor theory of the blocking layer. Naturwiss. Germany, 843.
- Sze, S. M., 1981, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition, Willey, New York
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., 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.
- Strubbe, K., Vereecken, P.M., Gomes, W.P., 1999. Electroreduction of Co²⁺ and Ni²⁺ at III-V semiconductors and properties of the semiconductor/metal interfaces formed. J. Electrochem Soc., 146, 1412.
- Suzue, K., Mohammed, S.N., Fan, Z.F., Kim, W., Aktaş, O. Botchkarev, A.E., 1996. Electrical conduction in platinum-gallium nitride Schottky diodes. J. Appl. Phys., 80(8), 4467.
- Sze, S.M., 1981. Physics of Semiconductor Devices. 2nd ed. New York: Willey
- Şakir, A., 2004. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış)
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M. and Türüt, A., 2001. High-barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layer by anodization process. Appl. Surf. Sci., 172,1-7.
- Tjedor, C., Flores F., and Louis E., 1977. The metal.semiconductor interface: Si (111) and zinblende (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 Characterisrics of the Schottky-Barrier Diode. Solid State. Electron., 30,383-390.
- Tripathi, S.K., 2010. Temperature-dependent barrier height in CdSe Schottky diode. Mater. J. Sci., 45, 5468.
- Tung, R.T., 1993. Schottky barrier height-do we really understand what we measure?, J. Vac. Sci. Technol. B., 11(4), 1546.
- 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.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Mater. Sci. Eng. R.*, 35, 1-138.
- Werner, J.H., Güttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69, 1522.
- Werner, J. H., 1988. Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots-Small Signal Evaluation. *Appl. Phys. A* 47, 291-300.
- www.320volt.com/yari-iletkenler-ve-diyot/
- Yahia, I.S., Sakr, G.B., Wojtowicz, T., Karczewski, G., 2010. P-ZnTe/n-CdMnTe/n-GaAs diluted Magnetic diode for photovoltaic application. *Semiconductor Science and Technology.*, 25,9
- Yıldırım, N., 2009. Doktora tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamıştır).
- Zhao, Q.T., Breuer, U., Rije, E., Lent, St., Mantl, S., 2005. Tuning of NiSi/Si Schottky barrier heights by sulfur segregation during Ni silicidation. *Appl. Phys. Lett.*, 86, 062108.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R.L., Forment, S., Ru, G., Li, B., 2004. Effects of the annealing temperature on Ni silicide/n-Si(1 0 0) Schottky contacts. *Solid State Electron.*, 48, 29.
- Ziel, A.V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, 245.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Gümüşhane'da doğmuştur. Öğrenimine 1992 yılında Gümüşhane Merkez yatılı İlköğretim Okulu'nda başlamış ve 1997-2000 yıllarında Dumlupınar İlköğretim Okulu'nda devam etmiştir. 2003 yılında Gümüşhane Lisesi'nde ortaöğretim kademesini tamamlamıştır. 2004 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde lisans eğitime başlamıştır. 2008 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Bilim Dalı'nda yüksek lisans eğitime başlamıştır. Hâlen eğitime devam etmektedir.