

***n*-GaAs ÜZERİNDE OLUŞTURULAN FeCrNiC
SCHOTTKY KAPI METALLİ DİYOTLARIN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU**

Perihan AKSU

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Bahattin ABAY
2010
Her hakkı saklıdır.**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

n-GaAs ÜZERİNDE OLUŞTURULAN FeCrNiC SCHOTTKY KAPI
METALLİ DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Perihan AKSU

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2010

Her hakkı saklıdır.

Prof. Dr. Bahattin ABAY danışmanlığında, Perihan AKSU tarafından hazırlanan bu çalışma 16.07.2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Yrd. Doç. Dr. Tevhit KARACALI

İmza :

Üye : Prof. Dr. Bahattin ABAY

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Mutlu KUNDAKÇI

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

(İmza)

Prof. Dr. Ömer AKBULUT
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

n-GaAs ÜZERİNDE OLUŞTURULAN FeCrNiC SCHOTTKY KAPI METALLİ DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Perihan AKSU

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Bahattin ABAY

Bu çalışmada, *n*-GaAs yarıiletkeni üzerinde ilk kez oluşturulan FeCrNiC dörtlü alaşım Schottky kapı metalli diyotlarının elektriksel karakterizasyonu yapıldı. Aynı şartlarda özdeş olarak hazırlanan 23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyodun akım-voltaj (*I*-*V*) ve kapasite-voltaj (*C*-*V*) karakteristikleri oda sıcaklığında ve karanlıkta ölçüldü. FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky yapılarının idealite faktörü (*n*), engel yüksekliği (ϕ_b) ve seri direnç (R_s) gibi karakteristik parametreleri doğru beslem *I*-*V* karakteristiklerinden, termiyonik emisyon teorisi kullanılarak belirlendi. Elde edilen *n*, ϕ_b ve R_s değerleri sırasıyla 1.000-1.016, 0.790-0.805 eV ve 14.497-48.423 Ω aralığında değişmektedir. Ayrıca, ters beslem *C*-*V* karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri de 0.848-0.925 eV aralığındadır. Aynı şartlarda hazırlanmasına rağmen, FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotları için elde edilen tüm parametrelerin bir diyottan diğerine değişimi, engel inhomojenliğine atfedildi. Bu yüzden, FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotlarının doğru beslem *I*-*V* karakteristikleri engel inhomojenliği üzerine geliştirilen Tung Modeli kullanılarak irdelendi. Gauss dağılım fonksiyonu ile fit edilen deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin ortalama değerleri sırasıyla 1.007 ± 0.004 ve 0.800 ± 0.004 eV olarak elde edildi. $\phi_{\text{eff}} - n$ çiziminde $n_{\text{imf}} = 1.025$ ve $\Delta\phi_{\text{imf}} = 73.14$ meV değerleri kullanılarak FeCrNiC/*n*-GaAs yapısı için yanal homojen engel yüksekliği $\phi_{\text{hom}} = 0.863$ eV olarak elde edildi. *C*-*V* karakteristiklerinden elde edilen ortalama engel yüksekliğinin ϕ_{hom} değeri ile uyum içinde oluşu FeCrNiC/*n*-GaAs alaşım kontaklarının engel yüksekliklerindeki inhomojenitenin yanal dağılımlı engel yüksekliği kavramı ile tasvir edilebileceğini belirtmektedir.

2010, 63 sayfa

Anahtar Kelimeler: FeCrNiC, Metal-Yarıiletken Kontaklar, Schottky Diyotlar, Tung Modeli.

ABSTRACT

Master Thesis

ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF SCHOTTKY DIODES WITH FeCrNiC GATE METAL FABRICATED ON *n*-GaAs

Perihan AKSU

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

Supervisor: Prof. Dr. Bahattin ABAY

In this study, the electrical characterization of Schottky diodes with a quadripartite alloy FeCrNiC gate metal on *n*-GaAs has been made, for the first time. The current-voltage (*I-V*) and capacitance-voltage (*C-V*) characteristics of as many as 23 FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky structures which identically prepared in the same conditions were measured at room temperature and in the dark. The characteristic parameters such as n , ϕ_b and R_s of the FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky structures were obtained from the forward bias *I-V* characteristics by using thermionic emission theory. The values of n , ϕ_b and R_s of the FeCrNiC/*n*-GaAs structure were dispersed in the ranges of 1.000-1.016, 0.790-0.805 eV and 14.497-48.423 Ω , respectively. On the other hand, the ϕ_b values obtained from the reverse bias *C-V* characteristics varied from 0.848-0.925 eV. The fact that all of the parameters for the FeCrNiC/*n*-GaAs SBDs differ from one diode to another even if they are identically prepared were attributed to the barrier height inhomogeneity. Hence, forward bias *I-V* characteristics of FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky structures were interpreted by using Tung's model based on barrier height inhomogeneity. The experimental ϕ_b and n distributions obtained from the *I-V* characteristics were fitted by a Gaussian function, and their mean values were found to be 0.800 ± 0.004 eV and 1.007 ± 0.004 , respectively. The lateral homogeneous SBH (ϕ_{hom}) value of 0.863 eV for the FeCrNiC/*n*-GaAs structure has been obtained from the ϕ_{eff} vs n plot by using $n_{\text{imf}} = 1.025$ and $\Delta\phi_{\text{imf}} = 73.14$ meV. It has been seen that the mean value of ϕ_b obtained from the reverse bias *C-V* measurements is correlate with the value of ϕ_{hom} . The good agreement of these parameters indicates that the SBH inhomogeneity of FeCrNiC/*n*-GaAs alloy contacts can be well described by spatial distributions of barrier height.

2010, 63 pages

Keywords: FeCrNiC, Metal- Semiconductor Contacts, Schottky Diodes, Tung Model.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğın bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi, Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY yönetiminde yapılmıştır. Çalışmalarım esnasında, engin bilgi ve tecrübeleri ile bana her konuda yol gösteren, yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen, tez çalışmamın tüm aşamalarında bire bir ilgisini gördüğüm değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Fen Fakültesi Fizik Bölümü Başkanımız Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e ve Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Başkanı Sayın Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na göstermiş oldukları ilgi ve yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Bu çalışmamın gerçekleşmesi için imkân sağlayan, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü ve Fen Bilimleri Enstitüsü yönetici ve elemanlarına, emeği geçen herkese gönülden teşekkür ederim.

Bütün hayatım boyunca her türlü desteği gördüğüm canım aileme ve bugünlere gelmemde büyük emekler sarf eden biricik babama sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Perihan AKSU

Temmuz 2010

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	6
2.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	6
2.1.1. Metal- <i>n</i> tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar.....	7
2.1.2. Metal- <i>n</i> tipi yarıiletken omik kontaklar.....	11
2.2. Metal (Omik) / <i>n</i> -tipi Yarıiletken / Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	14
2.3. Termiyonik Emisyonla Akım İletimi.....	15
2.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi.....	20
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	24
3.1. Giriş.....	24
3.2. <i>n</i> -tipi GaAs Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması.....	24
3.2.1. Au-Ge omik kontak imali.....	25
3.2.2. FeCrNiC Schottky kontak imali.....	26
3.3. Ölçüm Sistemi.....	27
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	28
4.1. Giriş.....	28
4.2. Doğru Beslem <i>I-V</i> Karakteristiklerinden Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi.....	28
4.2.1. Termiyonik emisyon teorisi ile Schottky diyod parametrelerinin belirlenmesi	28
4.2.2. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyod parametrelerinin belirlenmesi.....	32
4.2.3. Tung modeli ile Schottky diyod parametrelerinin belirlenmesi.....	37

4.3. Ters Beslem C - V Karakteristiklerinden Schottky Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi.....	50
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	55
KAYNAKLAR.....	61
ÖZGEÇMİŞ.....	64

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
A_{eff}	Patch'nin (küçük lokal bölgenin) etkin alanı
$A_{\text{eff},i}$	Tek bir patch'nin etkin alanı
A_i	Tek bir patch'nin alanı
C	Kapasite
$C-V$	Kapasite-gerilim
d	Deplasyon bölgesinin genişliği
e	Elektronun yükü
E_c	İletkenlik bandının tabanının enerjisi
E_c^1	Metal içindeki termiyonik emisyon için gerekli minimum enerji
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{fm}	Metalin Fermi enerji seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$E(x)$	Deplasyon bölgesinin elektrik alanı
E_v	Valans bandının tavanının enerjisi
EY	Engel yüksekliği
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$g_c(E)$	İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
$H(I)$	Cheung fonksiyonu
I	Diyottan geçen net akım
I_i	Tek bir patch'nin üzerinden geçen akım
I_0	Sızıntı (satrasyon) akımı

$I - V$	Akım-voltaj
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_0	Ters beslem doyma akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
L_p	Şerit patch'nin yarıçapı
m	Elektronun kütlesi
m^*	Elektronun etkin kütlesi
MKÜ	Metal kaplama ünitesi
MY	Metal-yarıiletken
n	İdealite faktörü
n^l	İletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu
n_{imf}	İmaj kuvveti dikkate alınarak elde edilen idealite faktörü
n_i	Asal taşıyıcı konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu
N_d	n -tipi yarıiletkenin donör (taşıyıcı) konsantrasyonu
P	Patch fonksiyonu
PİM	Paralel iletim modeli
Q	Yarıiletkenin yüzey birimi başına yük yoğunluğu
ρ	Patch'lerin yüzeyce yoğunluğu
$\rho(x)$	Doğrultucu kontağın yük yoğunluğu fonksiyonu
$\psi(x)$	Doğrultucu kontağın potansiyel fonksiyonu
R_s	Seri direnç
R_p	Dairesel patch'nin yarıçapı
T	Mutlak sıcaklık
TE	Termiyonik emisyon
ϕ_b	$I-V$ karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliği

$\phi_{b(C-V)}$	C-V karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliği
ϕ_{b0}^{hom}	Homojen Schottky engel yüksekliği
ϕ_{hom}	İmaj kuvvetinin etkisindeki homojen Schottky engel yüksekliği
ϕ_{eff}	Etkin Schottky engel yüksekliği
$\phi_{eff,i}$	Tek bir patch'in etkin engel yüksekliği
ϕ_i	Tek bir patch'in engel yüksekliği
ϕ_b^0	Standart Schottky engel yüksekliği
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\Delta\phi$	Engel yüksekliğindeki değişim
$\Delta\phi_{imf}$	İmaj kuvveti nedeniyle oluşan engel yüksekliğindeki değişim
Δn	İdealite faktöründeki artış
γ	Patch parametresi
δ	Lokal Schottky engel yüksekliği ile ortalama Schottky engel yüksekliği arasındaki fark
ξ	N_d 'ye bağlı olan bir parametre
σ	γ 'nın standart sapması
λ_d	Yarıiletkenin debye uzunluğu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
v_x	Elektronların hızları
V	Uygulama gerilimi
V_{bb}	Standart Schottky engel yüksekliğine sahip bir metal-yarıiletken eklemede bant bükülme uyumu
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_n	Nötral yarıiletken için yarıiletkenin iletkenlik bandının minimum potansiyeli ile Fermi enerji seviyesi arasındaki fark

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Metal ve n -tipi yarıiletkenin doğrultucu kontakta önceki enerji-bant diyagramları.....	8
Şekil 2.2.	Kontaktta sonra termal denge durumunda oluşan metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontaktaın enerji-bant diyagramı.....	9
Şekil 2.3.	Yarıiletken tarafına $V<0$ gerilimi uygulanması durumunda oluşan enerji-bant diyagramı (doğru beslem).....	10
Şekil 2.4.	Yarıiletken tarafına $V>0$ gerilimi uygulanması durumunda oluşan enerji-bant diyagramı (ters beslem).....	11
Şekil 2.5.	Metal ve n -tipi yarıiletkenin omik kontakta önceki enerji-bant diyagramları.....	12
Şekil 2.6.	Kontaktta sonra termal denge durumunda oluşan metal- n tipi yarıiletken omik kontaktaın enerji-bant diyagramı.....	13
Şekil 2.7.	Omik kontaktaın ters ve doğru beslem altındaki enerji-bant diyagramları...13	
Şekil 2.8.	Termal dengede n -tipi Schottky diyodunun enerji-bant diyagramı.....	14
Şekil 2.9.	Doğru beslem altındaki metal-yarıiletken Schottky kontakta imaj azalma etkisine ait enerji-bant diyagramı.....	15
Şekil 2.10.	Metal- n tipi yarıiletken yapılar da doğrultucu kontaktaın potansiyel ve yük dağılımı.....	21
Şekil 3.1.	FeCrNiC/ n -GaAs/Au-Ge Schottky diyonu.....	27
Şekil 4.1.	A1 diyonu için tipik doğru ve ters beslem $I-V$ karakteristiği.....	30
Şekil 4.2.	23 adet FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyonunun doğru ve ters beslem $I-V$ karakteristiği.....	32
Şekil 4.3.	A1 diyonu için $dV/d(\ln I)-I$ ve $H(I)-I$ değişimleri.....	34
Şekil 4.4.	23 adet FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyonunun $dV/d(\ln I)-I$ değişleri.....	35
Şekil 4.5.	23 adet FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyonunun $H(I)-I$ değişleri.....	35
Şekil 4.6.	Patch koordinatları ve geometrileri.....	40
Şekil 4.7.	FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyonlarının $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin istatistiksel dağılımı.....	48

Şekil 4.8.	FeCrNiC/n-GaAs Schottky diyotlarının I - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin istatistiksel dağılımı.....	48
Şekil 4.9.	FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyotlarının etkin engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi.....	50
Şekil 4.10.	A1 diyodunun tipik ters beslem $C^{-2} - V$ çizimi.....	53
Şekil 4.11.	23 adet FeCrNiC/ n -GaAs Schottky diyodunun ters beslem $C^{-2} - V$ çizimleri.....	53

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1.	Metal-yarıiletken kontaklarda maddelerin iş fonksiyonlarına göre kontakların yapısı.....	7
Çizelge 4.1.	FeCrNiC/ <i>n</i> -GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının Termiyonik emisyon teorisi ile elde edilen diyot parametreleri.....	31
Çizelge 4.2.	FeCrNiC/ <i>n</i> -GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının Cheung fonksiyonları ile elde edilen diyot parametreleri.....	36
Çizelge 4.3.	Patch parametreleri.....	43
Çizelge 4.4.	FeCrNiC/ <i>n</i> -GaAs/Au-Ge yapısı için Tung modeli ile elde edilen patch parametreleri.....	47
Çizelge 4.5.	FeCrNiC/ <i>n</i> -GaAs/Au-Ge yapısının <i>C-V</i> karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	54

1. GİRİŞ

17. yüzyıl sonrasında gelişen teknolojiyle birlikte Fizik biliminde büyük ilerlemeler olmuştur. Özellikle, 19. yüzyılın başlarında insanoğlunun elektrik ve elektroniğe duyduğu merak ile birlikte zamanın ihtiyacına göre günlük yaşantılarında kullanacakları elektronik cihazlar üretme arzusu bu alandaki gelişmelere hız kazandırmıştır. Elektroniğe olan ilginin günden güne artması sonucunda da elektronik endüstri alanında yapılan çalışmalar ilgi çekici hale gelmiştir.

Radar teknolojisinde mikrodalga sistemlerin geliştirilmesiyle, yüksek frekanslarda frekans değiştirici veya etkili bir doğrultucu olarak kullanılan yarıiletkenlerin olağanüstü malzemeler olması, dikkatlerin yarıiletkenler üzerine toplanmasında önemli bir etken olmuştur. Tranzistörün icadı ise yarıiletken teknolojisinin başlangıç noktası olmuştur. Tranzistörün keşfi ile yarıiletkenlerin temel özelliklerinin daha iyi anlaşılmasına yönelik yapılan elektrik ve optik çalışmalar, çok hızlı bir biçimde artarak bu alanda son yüzyıl içerisinde büyük ilerlemelerin sağlanmasında temel etken olmuştur. 20. yüzyılda aktif devre elemanı olarak adlandırılan yarıiletken malzemeler üzerine yapılan araştırmalar hız kazanmış ve elektronik sanayindeki yeri gün geçtikçe de artmıştır. Yaklaşık her elektronik cihazda kullanılan bu materyallerin, değişen fiziksel ortam ve şartlar altındaki elektriksel davranışlarının önceden bilinmesi, amaçlara uygun olarak bu elektriksel davranışlarının modifiye edilmesi büyük önem arz etmektedir. Dolayısıyla da yarıiletkenler, birçok elektronik cihazın yapısındaki metal-yarıiletken (MY) kontakların imalinde kullanılan vazgeçilmez malzeme olmuştur.

MY kontakların geçmişi yüzyıldan fazla bir süreyi kapsamaktadır. Metal ve yarıiletkenin elektriksel özelliklerinden faydalanmak ve metalleri kullanarak yarıiletkenlere uygun kontak yapma çalışmalarına ilk kez Braun 1874 yılında başlamıştır (Braun 1874). Bu yıldan sonra, hem MY kontakların karakteristik özelliklerini tayin etmek hem de bu özellikleri değerlendirmede kullanılacak metotları üretmek için birçok çalışma yapılmıştır.

Günümüze kadar yapılan birçok çalışmada, oluşturulan MY kontakların akım-gerilim ($I-V$) ve kapasite-gerilim ($C-V$) ölçümleri yapılmış ve diyotların engel yüksekliği (EY), idealite faktörü ve seri direnç gibi temel parametreleri farklı yöntemlerle elde edilerek değerlendirilmiştir. Yapılan analizlerde termiyonik emisyon (TE) teorisinden gözlenen sapmaların nedenleri üzerine yoğunlaşmış ve farklı yaklaşımlar ileri sürülmüştür.

1984 yılında Tung, ilk defa bir MY kontakın arayüzey yapısı ve EY arasındaki ilişkiyi belirtmiştir (Tung 1984). 1992’de, dairesel alanlı Schottky kontaklar için bir $I-V$ ilişkisi kurmuş ve alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla TE akım ifadesini oluşturmuştur (Tung 1992). Schottky diyotlar üzerine yaptığı diğer bir çalışmasında ise deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen TE modeli ile doğrudan açıklanamayacağını ifade etmiştir (Tung 2001). Örneğin; idealite faktörünün 1.03’den büyük olması durumunun TE teoremi ile direkt açıklanamayacağını ve genellikle Schottky EY’nin uygulama gerilimine bağlılığına atfedileceğini ileri sürmüştür. Ayrıca idealite faktörünün 1’den daha büyük olması; imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalması, generasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir.

Benzer çalışmalar son yıllarda yoğunlaşmış ve TE teoreminden gözlenen sapmalar Schottky engelin inhomojenliğine atfedilmiştir ve Schottky engelin inhomojenliğini tanımlamak için iki farklı model kabul edilmiştir:

Bunlardan ilki; farklı Schottky EY’ne sahip komşu küçük lokal bölgeler arasındaki etkileşimin göz önüne alındığı ”pinch-off” (kısılma) modelidir (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991). Tung (1992), standart TE teorisinden gözlenen sapmaları açıklamak için, MY arayüzeyinde, daha yüksek düzgün EY içine gömülmüş farklı küçük bölgeler ya da düşük engelli küçük lokal bölgelerin bir sistemini ele aldı. Nanometre boyutundaki küçük lokal bölgelerin deplasyon bölgesinin boyutuna göre küçük olduğu varsayıldı. Bu durumda, küçük lokal bölgelerin, deplasyon bölgesini çevreleyen diğer küçük lokal bölgelerle etkileşiminin kısılma etkisine neden olduğu varsayıldı. Bu modelde, kısılma

etkisi, sadece engel inhomojenliğinin büyük ve düşük engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin çok küçük boyutta olduğu zaman fark edilebileceği Jiang *et al.* (2002) tarafından ileri sürüldü. Bu model, Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin analizinde başarılı bir şekilde uygulanmıştır.

Teklif edilen diğer model, farklı EY'ne sahip küçük lokal bölgelerin birbirlerini etkilememesine dayanan paralel iletim modelidir (PİM) (Ohdomari and Tu 1980). Farklı EY'ne sahip küçük lokal bölgelerin varlığı Ballistic Electron Emission Spectroscopy (BEES) kullanılarak deneysel olarak gösterilmiştir (Vanalme *et al.* 1997).

MY kontaklarda, Schottky engel inhomojenliği hem bilimsel hem de teknolojik açıdan büyük ilgi uyandırdı. İlk zamanlarda, Ohdomari and Tu (1980) tarafından önerilen PİM kullanıldı. Daha sonraları, Zhu *et al.* (2000), tarafından belirtildiği gibi TE teoreminden sapmalar EY inhomojenliklerinin varlığı kabul edilerek açıklanmıştır ve inhomojenlikle ilgili iki farklı yaklaşım ileri sürülmüştür:

Bu yaklaşımlardan ilki, EY'nin Gauss tipli uzaysal dağılıma sahip olduğu varsayımdır. Bu varsayım, gerçek Schottky diyotların anormal elektriksel karakteristiklerinin büyük bir kısmını açıklayan çok başarılı modellerden birisi olmuştur (Song *et al.* 1986; Zhu *et al.* 2000).

İkincisi, kısılma (pinch-off) kavramına dayanan yeni bir model Tung (1992) tarafından önerilmiştir. Bu model Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin analizinde başarılı bir şekilde uygulanmıştır. Model, kısılmanın ters besleme kıyasla doğru beslemenden daha güçlü bir şekilde etkilendiği ve yüksek ters beslem altında kısılma etkisinin sonunda azalabileceğini söyler. Bu sonuç, Tung ve çalışma arkadaşları tarafından yapılan sayısal simülasyonla etkin EY'nin, ters beslem ile kıyaslandığında, doğru beslem altında daha yüksek çıkmasıyla doğrulanmıştır (Sullivan *et al.* 1991).

Bu yıllardan sonra yapılan birçok çalışma, bu yaklaşımlar doğrultusunda değerlendirilmiştir. Bu çalışmalardan bazıları;

Aynı şartlarda hazırlanan Au/*n*-GaAs Schottky diyotlarının EY inhomojenliği Leroy *et al.* (2005) tarafından araştırıldı. Bu çalışmada Au/*n*-GaAs diyotlarının EY'nin 0.795-0.836 eV ve idealite faktörünün 1.025-1.101 arasında değişen değerler aldığı rapor edildi. İdealite faktörü ve EY arasındaki lineer ilişkiden yanal homojen EY hesaplandı. Buradaki homojen engel yükseklikleri, bir patchy (parça alanlı) diyottan geçen akımın deneysel *I-V* karakteristiklerine yapılan fitten gözlemlendi (Leroy *et al.* 2005).

Biber *et al.* (2005) tarafından, Au(5nm)/*n*-GaAs ve Au(65nm)/*n*-GaAs olmak üzere iki farklı kalınlıkta Schottky kontaklar oluşturuldu. Bu yapıların *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve EY değerlerinin diyottan diyoda değiştiği gözlemlendi. Au(5nm)/*n*-GaAs yapısı için, EY'nin 0.839-0.943 eV ve idealite faktörünün 1.011-1.150 arasında değişen değerler aldığını belirlendi. Au(65nm)/*n*-GaAs yapısı için ise, EY'nin 0.828-0.848 eV ve idealite faktörünün 1.026-1.069 arasında değişen değerler aldığını belirlendi. Bu sonuçlara dayanarak; yanal homojen EY değerinin, Schottky metalinin kalınlığına bağlı olduğu sonucuna varıldı. İdealite faktörü ve EY arasındaki lineer ilişkiden Au(5nm)/*n*-GaAs yapısı için 0.940 eV değerinde bir yanal homojen EY ve Au(65nm)/*n*-GaAs yapısı için 0.866 eV değerinde bir yanal homojen EY elde edildi.

Doğan *et al.* (2006) tarafından hazırlanan Sn/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının *I-V* karakteristiklerinden, idealite faktörü 1.081 ve EY 0.642 eV olarak rapor edilmiştir. Ters beslem *C-V* karakteristiklerinden 0.724 eV değerinde bir EY hesaplandı. Gerçek Schottky diyotlarda gözlemlenen bu ideal durumdan sapma, Tung'un inhomogeneity modeli kullanarak açıklandı. Farklı EY'ne sahip bölgelerin (patches), MY arayüzeyindeki elektron iletimine önemli ölçüde etki ettiği sonucuna varıldı. Sn/*n*-GaAs/Au-Ge yapısı için kritik değerden daha düşük olan deneysel bir Schottky EY farkı ($\Delta=0.082$ V) gözlemlendi.

Doğan *et al.* (2007) diğeri bir çalışmada, Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotlarının *I-V* karakteristiklerinden idealite faktörü ve EY değerlerini hesapladılar. Bu yapı için, EY'nin 0.835-0.856 eV ve idealite faktörünün 1.02-1.08 arasında değişen değerler aldığı gözlemlendi. Ayrıca idealite faktörü ve EY arasındaki lineer ilişkiden 0.862 eV değerinde bir yanal homojen EY elde edildi.

Bu çalışmalara benzer şekilde birçok çalışma yapılmıştır. Oda sıcaklığında veya sıcaklığa bağlı olarak yapılan çalışmalarda InP, GaAs ve Si yarıiletkenleri ve Au, Cu, Al, Ni gibi tekli metaller veya ikili, üçlü metalden oluşan alaşımlar kullanılarak Schottky diyotları imal edilmiş ve bu diyotların değişik metotlarla karakteristik parametreleri hesaplanmıştır.

Bu çalışmada, ilk kez FeCrNiC (71:18:8:0,2) dördü alaşımı kullanılarak oluşturulan FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky kontaklarının oda sıcaklığındaki (295 K) elektriksel karakteristikleri incelendi. Deneysel doğru beslem *I-V* ve ters beslem *C-V* karakteristiklerinden idealite faktörleri, EY ve seri direnç değerleri hesaplandı. EY ve idealite faktörleri arasındaki ilişki arayüzey tabakasındaki engel inhomojenliğine bağlandı. FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotlarının doğru beslem *I-V* karakteristikleri engel inhomojenliği üzerine geliştirilen Tung Modeli kullanılarak küçük lokal bölge parametreleri elde edildi.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar

MY aygıtlar çağdaş elektronikte önemli role sahiptirler. Bu aletlerin veriminin artırılabilmesi için kontak teorisinin iyi bilinmesi gerekmektedir.

Kontakların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özellikleri bilinmelidir ve kristale uygun kontaklar uygulanmalıdır. Kristal ile kristale uygulanacak kontak malzemenin en az dirençle atomik boyutta temas ettirilmesiyle oluşturulan yapılara **kontak** adı verilir. Oluşturulan kantağın ideal olması için; kontak haline getirilecek malzemelerin yüzeylerinin temiz, oksitsiz, parlak ve pürüzsüz olması gerekir. Aksi halde MY kontak yapısında, metal-oksit ve oksit-yarıiletken arayüzey halleri oluşabilir.

İki farklı madde kontak haline getirildiğinde, maddeler arasındaki yük alış-verişinden dolayı yeni bir yük dağılımı vuku bulur. Bu yük alış-verişi (difüzyon), her iki maddenin de Fermi enerji seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar (hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale olmak üzere) devam eder. Yani, MY arayüzeyinde yüklerin ayrışmasıyla bir potansiyel EY (ϕ_b) oluşur. Oluşan bu bölgede hareketli yükler olmadığından yüksek dirençli bir yalıtkan tabaka oluşur ve ilk çalışan bilim adamına atfen bu tabakaya Schottky tabakası denir. Schottky-Mott modeline göre potansiyel engel, iki maddenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır.

MY kontaklar, kantağı oluşturan metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak omik veya doğrultucu (Schottky) kontak olarak ikiye ayrılırlar. Bu durum, iki metal arasında olduğu gibi metal ile *n*-tipi veya *p*-tipi yarıiletkenler arasındaki kontaklarda da geçerlidir. Bir metal ile bir yarıiletken, aralarında oksit dâhil başka bir madde

olmaksızın, kontak durumuna getirildiklerinde oluşan yeni sistem **MY kontak** olarak adlandırılır.

ϕ_m metalin, ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal- n tipi yarıiletken kontaklarda $\phi_m > \phi_s$ olması durumunda doğrultucu kontak, $\phi_m < \phi_s$ olması durumunda ise omik kontak oluşur. Metal- p tipi yarıiletken kontaklarda ise $\phi_m > \phi_s$ olması halinde omik kontak ve $\phi_m < \phi_s$ olması halinde doğrultucu kontak oluşur (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1. MY kontaklarda maddelerin iş fonksiyonlarına göre kontakların yapısı

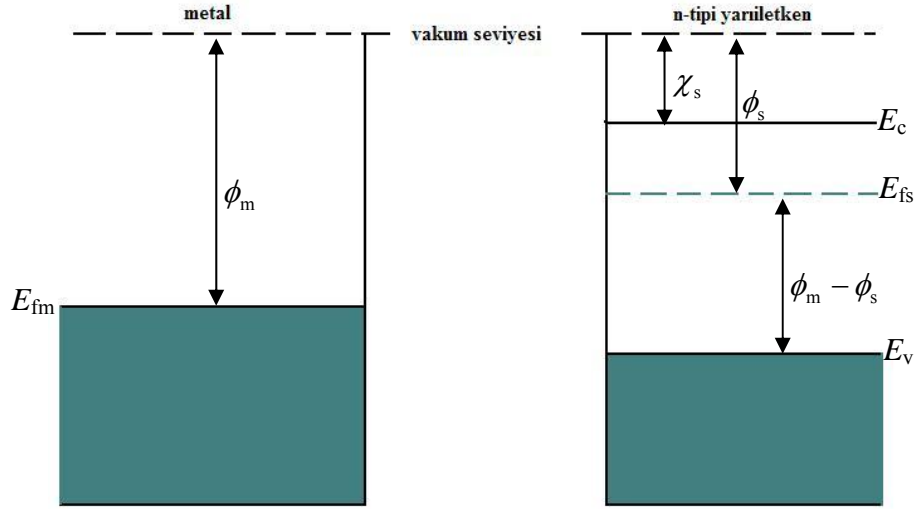
	n -tipi yarıiletken	p -tipi yarıiletken
Doğrultucu Kontak	$\phi_m > \phi_s$	$\phi_m < \phi_s$
Omik Kontak	$\phi_m < \phi_s$	$\phi_m > \phi_s$

2.1.1. Metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

MY kontaklarda akım taşıyıcılarının (elektron ve boşluk) bir doğrultudan diğer doğrultuya göre daha kolay akabileceği kontaklara **doğrultucu (Schottky) kontak** denir. Metal- n tipi yarıiletken kontaklarda, metalin iş fonksiyonu ϕ_m yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s 'den büyükse metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşur.

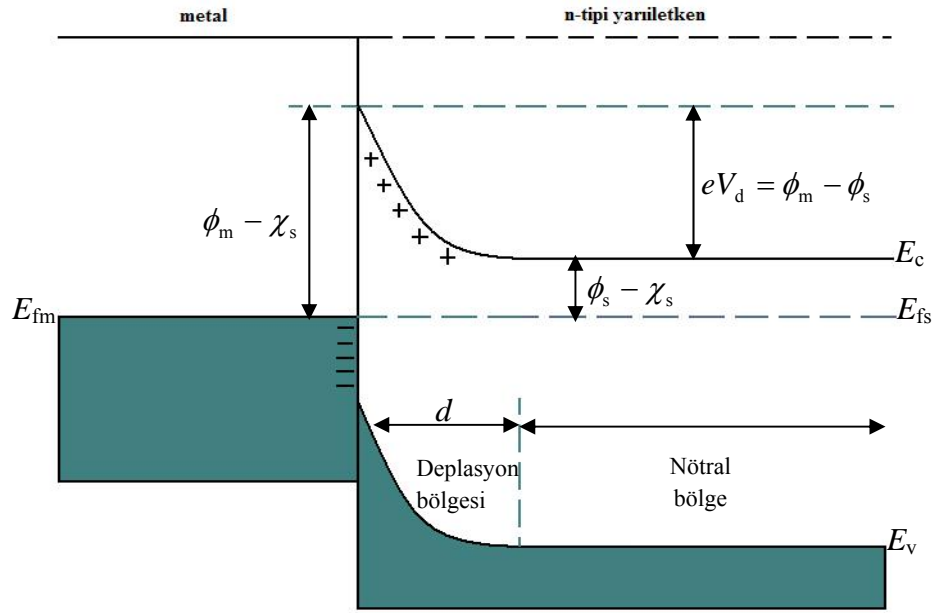
Metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontaklarda, doğrultma mekanizmasının nasıl gerçekleştiğini anlamak için bir metal ve bir n -tipi yarıiletken dikkate alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içerisindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Ayrıca $\phi_m > \phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır (Şekil 2.1). Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi daha büyük olduğundan buradaki elektronların enerjisi de metalde bulunan elektronlardan büyük olacak ve kontağın

gerçekleştirilmesinden sonra yarıiletken yüzeyinden metale elektronlar geçecek, geride iyonize olmuş donörler bırakacaklardır.



Şekil 2.1. Metal ve n -tipi yarıiletkenin doğrultucu kontakta önceki enerji-bant diyagramları

Yük alış-verişi tamamlandıktan sonra her iki tarafın da Fermi enerji seviyesi aynı hizaya gelecektir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri kadar $\phi_m - \phi_s$ alçalmıştır (Şekil 2.2). Sonuç olarak; metal tarafındaki yüzey yükleri ile yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakasından dolayı, yarıiletken tarafındaki bantların aşağı doğru bükülmesiyle bir potansiyel engeli oluşur. Bu potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $eV_d = (\phi_m - \phi_s)$ kadar, metal tarafındaki yüksekliği ise $e\phi_b = (\phi_m - \chi_s)$ kadardır. Burada e elektronun yükü, V_d difüzyon potansiyeli ve χ_s yarıiletkenin elektron ilgisidir. Difüzyon potansiyeli yarıiletkenin iç potansiyeli olup metalin yüzeyine göre ölçülür.



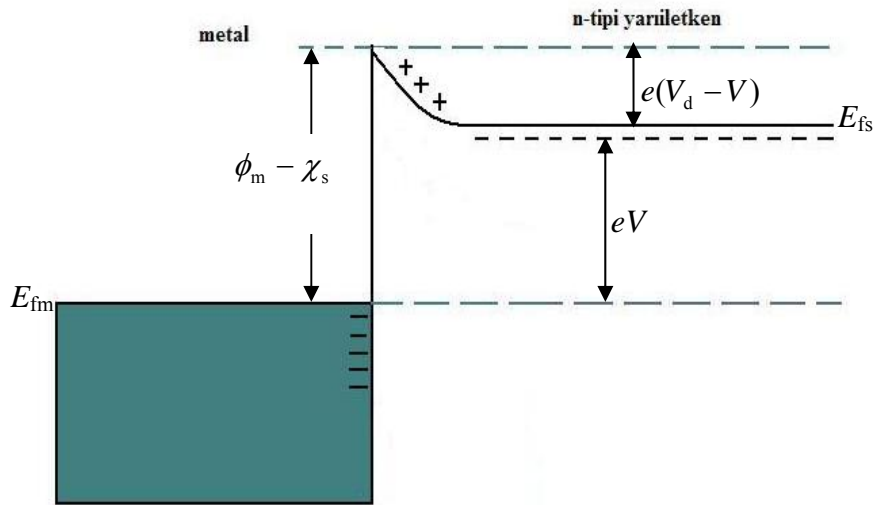
Şekil 2.2. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan metal-*n* tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji-bant diyagramı

Termal denge sağlandığında arayüzeyde oluşan dipol tabakasından dolayı metalden yarıiletkeneye doğru bir elektrik alan oluşur. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için valans band kenarı E_v iletkenlik band kenarı E_c ye paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin vakum seviyesi de aynı değişimi takip edecektir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Böylece termal dengedeki MY sistemde, EY'ni belirlemek için önemli nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekliliği sağlanmış olunur.

Potansiyel engelin metal tarafında dik bir şekilde yükselmesine karşın yarıiletken tarafında d genişliğine sahiptir (Şekil 2.2). Yarıiletken tarafındaki elektronlardan arınmış olan bölgeye uzay yükü bölgesi, arınma bölgesi, deplasyon bölgesi veya Schottky bölgesi denir. Arınma bölgesinin elektronlardan arınmasıyla geriye kalan sabit pozitif yüklü donör atomlarına uzay yükü denir. Bu kontak bölgesi metal tarafında negatif yüzey yüklerine, yarıiletken tarafında pozitif uzay yüklerine sahip olmasından dolayı bir kondansatör gibi davranır ve bir kapasiteye sahiptir. Oluşan bu kapasiteye Schottky kapasitesi veya arınma bölgesi kapasitesi denir. Bu kapasite, arınma

tabakasının kalınlığı d ile ters orantılı, iyonize olan donörlerin konsantrasyonu N_d ve difüzyon potansiyeli V_d ile doğru orantılıdır.

Termal denge durumunda metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğu zaman kontakten eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer, bu durumda net akım sıfırdır. Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yarıiletkene bir $-V$ gerilimi uygulanırsa, yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır ve deplasyon bölgesi inceleyecektir. Fakat metalden yarıiletkene geçen elektronlar için EY değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez ve I_0 değerinde kalır. Bu durumda metalden yarıiletkene akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar artar.



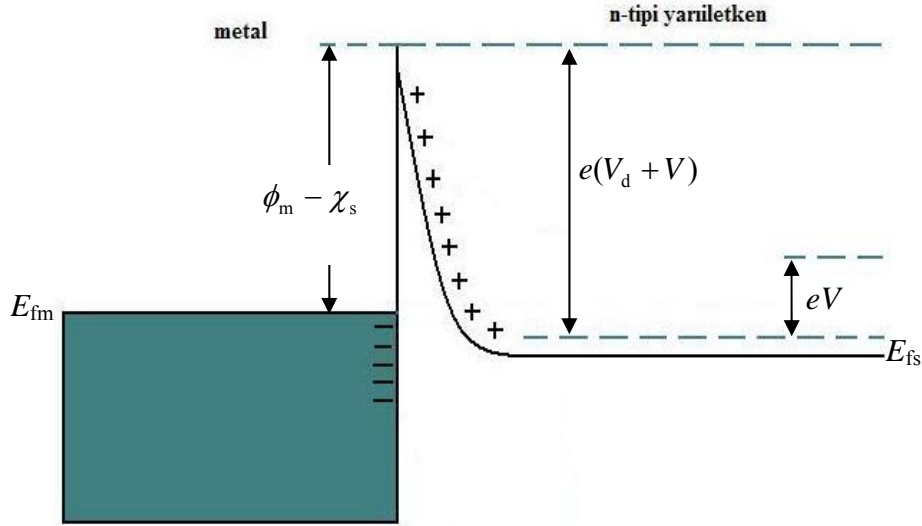
Şekil 2.3. Yarıiletken tarafına $V < 0$ gerilimi uygulanması durumunda oluşan enerji-bant diyagramı (doğru beslem).

Oluşan net akım,

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

eşitliği ile verilir. Burada, I_0 doyma akımı, V uygulanan potansiyel, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/e$) **doğru beslem durumu** denir.

Şayet Şekil 2.4'deki gibi yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulanırsa, iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki EY eV kadar artar. Ayrıca uzay yükü bölgesinin genişliği de artacaktır. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) **ters beslem durumu** denir.



Şekil 2.4. Yarıiletken tarafına $V > 0$ gerilimi uygulanması durumunda oluşan enerji-bant diyagramı (ters beslem)

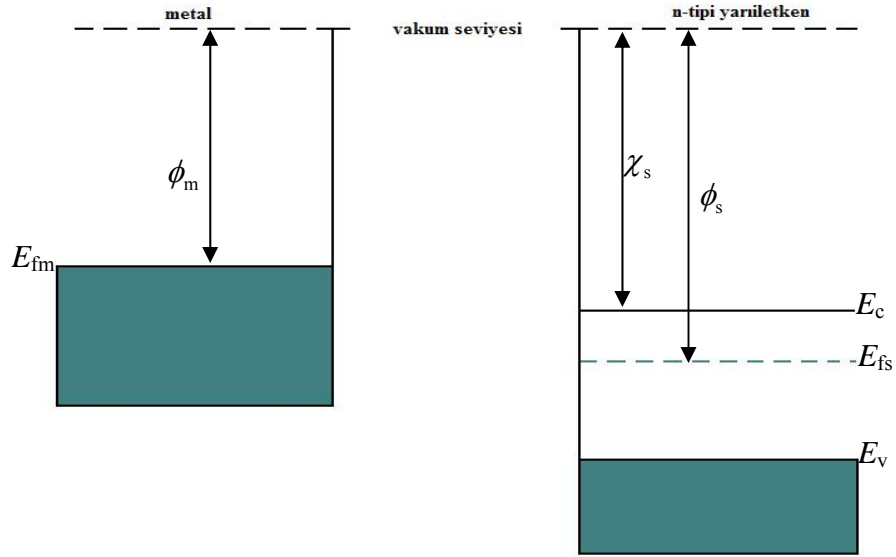
Sonuç olarak uygulanan gerilimin polaritesine bağlı olarak taşıyıcıların sayısının değiştiği ve her iki yönde geçişlerin farklılaştığı bu tip kontaklara **doğrultucu** ya da **Schottky kontak** adı verilir.

2.1.2. Metal-n tipi yarıiletken omik kontaklar

MY kontaklarda akım taşıyıcıların her iki yönde de kolayca akabileceği kontaklara **omik kontak** denir. Bir omik kontak, metal ve yarıiletken arasında her iki yönde

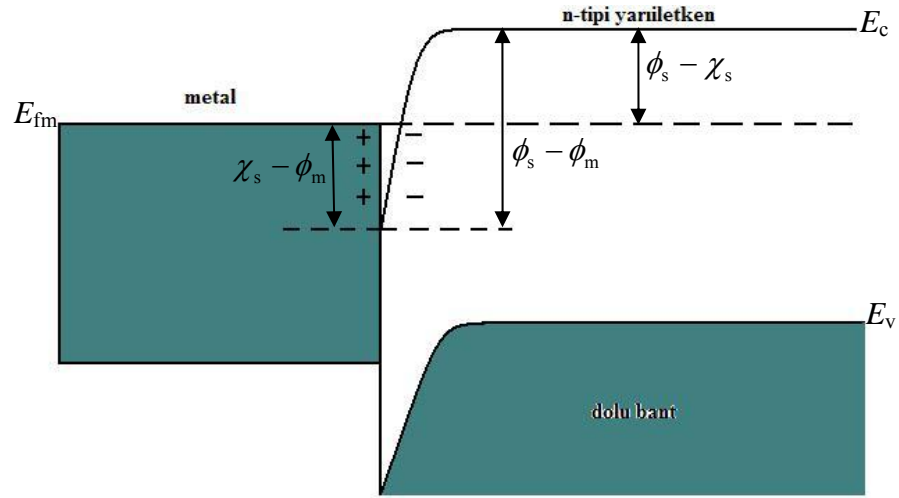
iletkenliğin sağlandığı düşük dirençli bir eklemdir. İdealde, omik kontak boyunca akan akım, uygulanan voltajın lineer bir fonksiyonudur ve uygulanan voltajın çok küçük olması gerekir. Akım-gerilim ilişkisi Ohm kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış sergilerler. Kontak direncinin değeri ise omik kontakın kalitesini belirler.

ϕ_m ve ϕ_s metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere $\phi_m < \phi_s$ durumunda, bir metalle bir n -tipi yarıiletken kontak halinde olsun.



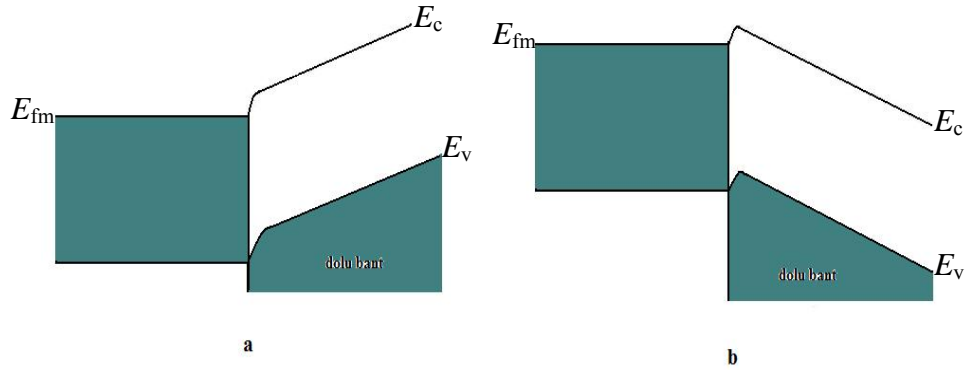
Şekil 2.5. Metal ve n -tipi yarıiletkenin omik kontakta önceki enerji-bant diyagramları

Kontaktan önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır (Şekil 2.5). Kontaktan sonra, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve bu durumda yarıiletken yüzeyinin n -tipliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar negatif bir yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride pozitif bir yüzey yükü tabakası meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur (Şekil 2.6).



Şekil 2.6. Kontakktan sonra termal denge durumunda oluşan metal-*n* tipi yarıiletken omik kontağın enerji-bant diyagramı

Yarıiletken tarafına negatif bir $-V$ gerilimi uygulanırsa, bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (ters beslem durumu).



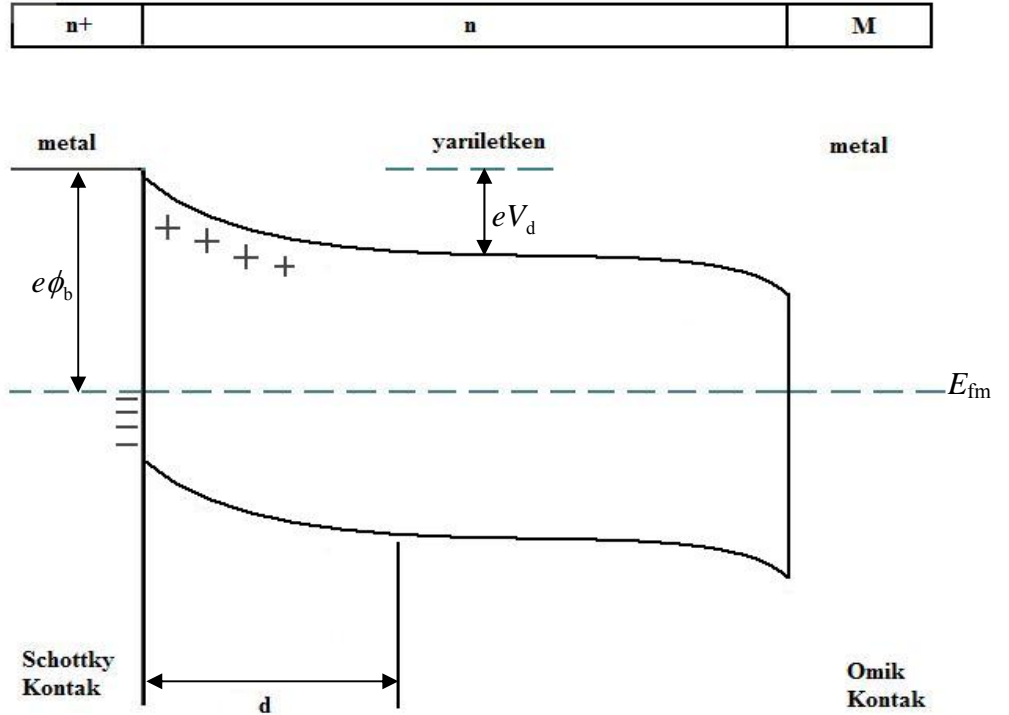
Şekil 2.7. Omik kontağın ters ve doğru beslem altındaki enerji-bant diyagramları;
***a**-Yarıiletkene $-V$ gerilimi uygulanırsa (ters beslem durumu), **b**-Yarıiletkene $+V$ gerilimi uygulanırsa (doğru beslem durumu)

Yarıiletken tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, elektronların karşılaşacağı EY çok küçük olacaktır ve elektronlar metalden yarıiletkene doğru kolayca hareket edecektir (doğru beslem durumu).

2.2. Metal (Omik)/ n -tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı

Bir yarıiletkenin bir tarafına omik, diğer tarafına doğrultucu kontak uygulanmasıyla elde edilen yapıya **MY Schottky (doğrultucu) diyodu** denir. Metal/ n -tipi yarıiletken/metal yapısı (n^+nM), n -tipi yarıiletkenin bir yüzeyinin elektron bakımından çok zengin olan n^+n omik kontağı ile diğer yüzeyinin nM doğrultucu kontağı ile kaplanmasıyla oluşan yapıdır. n^+nM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır ve bu yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Bu yapının termal denge durumundaki enerji-bant diyagramı Şekil 2.8'deki gibidir ve elektronlar için EY $e\phi_b = eV_d + E_f$ 'ye eşittir.

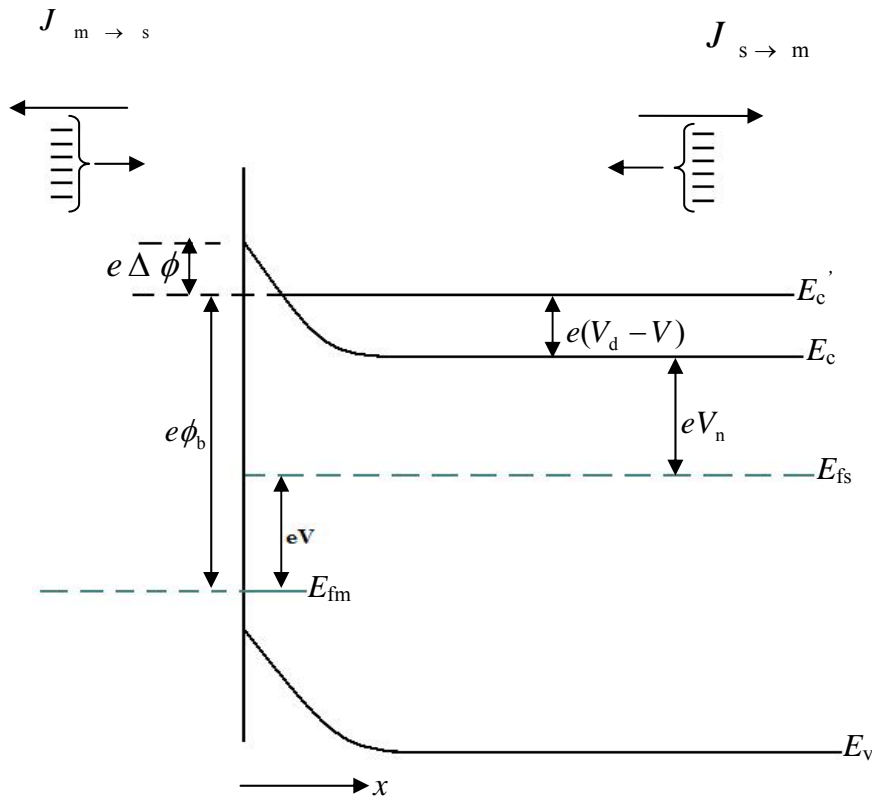
Bu yapının n^+ omik kontak tarafına negatif bir gerilim ($V < 0$) uygulandığında diyod **doğru beslenmiştir** denir. Yine bu yapının n^+ omik kontak tarafına pozitif bir gerilim ($V > 0$) uygulandığında diyod **ters beslenmiştir** denir.



Şekil 2.8. Termal dengede n -tipi Schottky diyodunun enerji-bant diyagramı

2.3. Termiyonik Emisyon İle Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termiyonik emisyon teorisi ile açıklanır. Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların (elektronlar-holler) salınması olayına termiyonik emisyon denir. MY kontaklarda **termiyonik emisyon teorisi**; taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletken metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Metal-*n* tipi yarıiletken yapılarda bu mekanizma elektronlar tarafından sağlanırken metal-*p* tipi yarıiletken yapılarda bu mekanizma holler tarafından sağlanır. Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır. Bundan dolayı termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu bu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğudur.



Şekil 2.9. Doğru beslem altındaki MY Schottky kontakta imaj azalma etkisine ait enerji-bant diyagramı

Beethe (1942), Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi için MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek oluşturduğu TE teorisinin varsayımları şunlardır:

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/e enerjisinden çok büyüktür.
- Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmekte, engelin biçimi önemsiz olup akım EY'ne zayıfça bağlıdır.

Şekil 2.9'da Schottky kontağa V büyüklüğünde doğru beslem gerilimi uygulanmıştır. Burada, $J_{s \rightarrow m}$ yarıiletkenenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve $J_{m \rightarrow s}$ metalden yarıiletkene akan akım yoğunluğudur. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu durumda,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c'}^{\infty} v_x dn \quad (2.2)$$

yazılabilir. E_c' metal içindeki TE için gerekli minimum enerji, v_x sürüklenme yönündeki hızdır. Artan elektron konsantrasyonu ise (2.3) ifadesi ile verilir.

$$dn = g_c(E) f(E) d(E) \quad (2.3)$$

Burada, $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu, $f(E)$ Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzmann yaklaşımını kullanarak elektron konsantrasyonu için,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_f)}{kT}\right] dE \quad (2.4)$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak düşünülürse bu durumda,

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.5)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.6)$$

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.7)$$

olur. (2.5), (2.6) ve (2.7) eşitlikleri kullanılarak (2.4) eşitliği yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-eV_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.8)$$

ifadesi elde edilir. (2.8) ifadesi, hızları v ile $v+dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız bileşenleri: $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ dir. Bu durumda (2.2) eşitliği,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-eV_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z \quad (2.9)$$

şeklinde yazılır. Burada, v_{0x} hızı x doğrultusunda elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli minimum hızdır.

(2.9) eşitliğinde aşağıdaki değişken değiştirmeler yapılır

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp \left(\frac{-eV_n}{kT} \right) \int_{v_{0x}}^{\infty} \exp \left(-\alpha^2 - \left(\frac{e(V_d - V)}{kT} \right) \right) \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$$

$$x \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2) \cdot d\beta \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\gamma^2) \cdot d\gamma \quad (2.10)$$

ve gerekli düzenlemeler de yapılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \exp \left(\frac{-eV_n}{kT} \right) \exp \left(-\frac{e(V_d - V)}{kT} \right)$$

$$x \int_{v_{0x}}^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) \cdot d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2) \cdot d\beta \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\gamma^2) \cdot d\gamma \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir. (2.11) eşitliğinin integrali alınırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e(V_n + V_d)}{kT} \right] \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.12)$$

ya da

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.13)$$

olur. Şekil 2.9'dan görüldüğü gibi $V_n + V_d = \phi_b$ ve uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ aynıdır. Yani;

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \quad (2.14)$$

olur. Kontaktaki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Net akım yoğunluğu,

$$J = \left[A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.15)$$

olur. A^* , TE için Richardson sabiti olup

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.16)$$

ifadesi ile verilir. Genel bir durum için J ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

olur. Burada J_0 ters doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_0 = \left[A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \quad (2.18)$$

ile ifade edilir. ϕ_b Schottky EY'nin imaj kuvvet nedeniyle düşmesi ve $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$ şeklinde verildiği dikkate alınırsa eşitlik (2.18),

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.19)$$

şeklini alır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\phi$ değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır (Neaman 1992).

2.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

MY kontaklarda Schottky tabakası bir kondansatör gibi davranır. Çünkü, metal tarafındaki negatif yüzey yükleri ve yarıiletkenin yüzey tabakasındaki donörler iyonize olmuşlardır. Burada zıt yüklenmiş yüzeyler kondansatör levhaları gibi, arınma bölgesinin kalınlığı ise levhalar arasındaki mesafe gibidir. Ters beslenmiş ideal bir metal- n tipi yarıiletken Schottky diyodunda, ters beslem gerilimi arttırılırsa arınma bölgesinin genişliği artar. Ayrıca yarıiletkende metale yakın önemli bir hole yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesiyle aynı hizaya geleceği için hole yoğunluğu düşecektir.

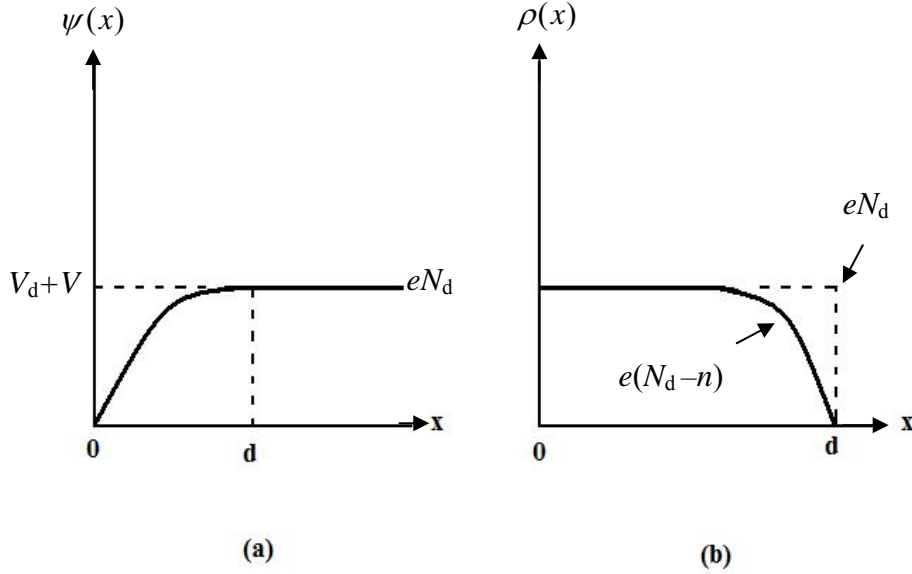
Schottky bölgesinin sığası bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Yukarıda belirttiğimiz özelliklerden dolayı Schottky diyotlar, gerilim kontrollü değişken kondansatörler olarak kullanılabilirler.

Metal- n tipi yarıiletken diyodun engel tabakası ile yük yoğunluğu arasındaki ifade aşağıdaki Poisson eşitliği ile verilir.

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.20)$$

Burada, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. n -tipi yarıiletkenin donör (taşıyıcı) yoğunluğu N_d ve

iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n' olmak üzere uzay yükü yoğunluğu (2.21) eşitliği ile verilir.



Şekil 2.10. Metal- n tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontağın potansiyel ve yük dağılımı; ***a-** Potansiyel dağılımı, **b-** Yük dağılımı

$$\rho(x) = e(N_d - n') \quad (2.21)$$

Metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $\psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ve $\rho(x)$ uzay yükü yoğunluğunun konuma göre değişimleri Şekil 2.10'da gösterilmiştir.

Engel tabakasının difüzyon potansiyeli V_d , kontağa uygulanan gerilim $-V$ ve deplasyon tabakasının kalınlığı d ile gösterilir. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda, $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ olacaktır. Bu durumda $\rho(x)$ ifadesi,

$$\rho(x) = eN_d \quad (2.22)$$

şeklinde yazılır. Bu değeri (2.20) denkleminde yerine yazarak, tek boyutta Poisson denklemini için,

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (2.23)$$

elde edilir. Eşitlik (2.23)'ün çözümü aşağıdaki sınır şartlarında aranabilir.

1. $x = 0$ için $\psi(x) = 0$
2. $x \geq 0$ için $\psi(x) = V_d + V$
3. $x = d$ için $\frac{d\psi(x)}{dx} = 0$

(2.23) eşitliği için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alırsak, arınma bölgesindeki elektrik alanı,

$$E(x) = -\frac{d\psi(x)}{dx} = \frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0}(x-d) \quad (2.24)$$

şeklinde yazabiliriz. Yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.24) eşitliğinin integralini alırsak potansiyel fonksiyonunu,

$$\psi(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.25)$$

şeklinde yazabiliriz. (2.25) eşitliğinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözümlürse,

$$V_d \pm V = \frac{eN_d}{2\epsilon_s\epsilon_0} d^2 \quad (2.26)$$

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_d} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.27)$$

yazılır ve (2.27) ifadesi Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada, V_d difüzyon potansiyelidir. $V < 0$ için kontak ters beslemde, $V > 0$ için kontak doğru beslemedir. Yarıiletkenin yüzey birimi başına yük yoğunluğu ise,

$$Q = eN_d = [2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_d (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.28)$$

olarak bulunur. Birim alan başına kapasite, uygulama gerilimine göre yük değişimi olarak tanımlanır. Yani,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.29)$$

şeklinindedir. (2.28) ve (2.29) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_d}{2(V_d \pm V)} \right]^{1/2} \quad (2.30)$$

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.31)$$

eşitlikleri yazılabilir. Herhangi bir A alanına sahip diyodun kapasitesi ise denklem (2.32) ile verilir.

$$C = A \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.32)$$

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölüm, FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge diyotlarının fabrikasyonu için gerekli olan malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve metalizasyon ile ilgili bilgileri içermektedir. Ayrıca hazırlanan numunenin *I-V* ve *C-V* karakteristik parametrelerinin ölçümünde kullanılan sistemler ve teknikler de bu bölümde yer almaktadır.

3.2. *n*-tipi GaAs Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

Bu çalışmada *n*-GaAs yarıiletkeni kullanıldı. Yapılan diyodun istenen kalitede olabilmesi için kullanılacak kristalin yüzeyinin kirliliklerden arındırılması gerekir. Kullandığımız kristalin yüzeyinin parlak olması ve çeşitli mekanik kirlilikler ihtiva etmemesinden dolayı parlatma işlemine gerek duymadan direkt olarak kimyasal temizleme işlemi yapılmıştır. Kimyasal temizleme işlemi şu sıralamayla yapıldı:

- 1- Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dk yıkandı
- 2- Asetonda ultrasonik olarak 5dk yıkandı
- 3- Metanolde ultrasonik olarak 5 dk yıkandı
- 4- Deiyonize su ile yıkandı
- 5- $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O - (3 : 1 : 1)$ solüsyonunda 15 sn yıkandı
- 6- Deiyonize su ile yıkandı
- 7- Azot gazı N_2 ile kurutuldu

3.2.1. Au-Ge omik kontak imali

n-GaAs'e omik kontak imalinde Au-Ge (%88-%12) alaşımı kullanıldı. Alaşımın eritileceği molibden pota metal kaplama (buharlaştırma) ünitesine (MKÜ) bağlandı. Au-Ge parçaları aseton, metanol ve deiyonize su ile art arda yıkanıp kurutulduktan sonra potaya yerleştirildi. 4×10^{-5} Torr basınca ayarlanan MKÜ kapatılarak Au-Ge alaşımının pota içerisinde erimesi sağlandı. MKÜ açılarak, kimyasal temizlenme işlemi biten *n*-GaAs kristali potanın hedef noktasında bulunan tutucuya parlak olmayan yüzeyi potaya bakacak şekilde yerleştirildi. Kristalin üst yüzeyi üzerine cam lameller konarak buharlaşan metalin bu yüzeye yapışması engellendi. Daha sonra MKÜ kapatıldı ve vakum seviyesi 4×10^{-5} Torr basınca düşünceye kadar beklendi. İstenen basınca ulaşılınca, MKÜ içerisinde bulunan ısıtıcıya akım verilerek Au-Ge alaşımı *n*-GaAs altlığının yüzeyine kaplandı. Ardından MKÜ'ne hava verilerek numune dışarıya çıkarıldı.

Tavlama fırınının sıcaklığı 430°C'ye ayarlandı ve tavlama fırınının bu sıcaklıkta dengeye gelmesi beklendi. Kuartz'dan yapılmış tavlama potası aseton, metanol ve deiyonize su ile art arda yıkanıp kurutuldu. Tavlama potasına, bir yüzüne Au-Ge buharlaştırdığımız *n*-GaAs altlığı yerleştirildi. Daha sonra tavlama potası kuartz çubuğu vasıtasıyla tavlama fırınının orta noktasına yerleştirildi. Numune 3 dakika fırında tavlandıktan sonra tavlama fırınının girişine çekilerek soğumaya bırakıldı. Böylece omik kontak oluşturuldu.

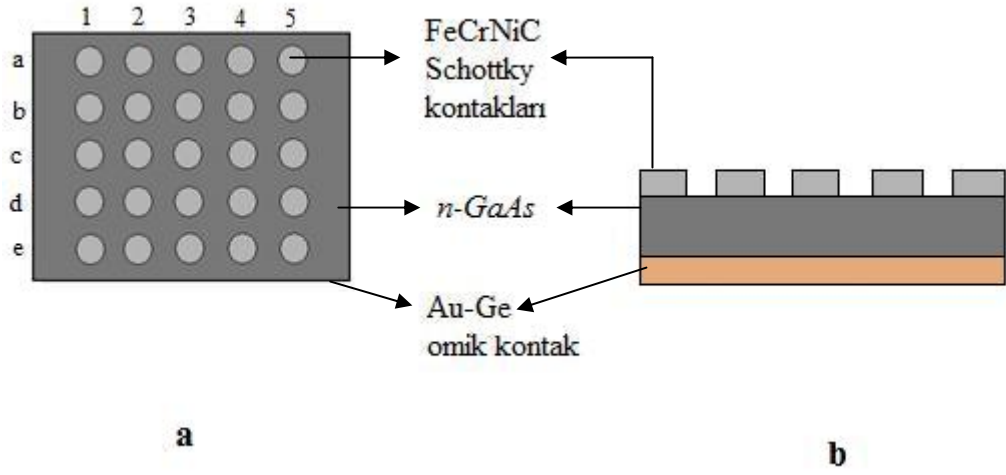
MKÜ içerisindeki pota çıkarılarak Au metalinin buharlaştırılacağı farklı bir pota yerleştirildi. Tavlama fırınından çıkardığımız numunenin omik tarafı potanın üzerine gelecek şekilde tutucuya yerleştirildi. Numunenin üst kısmı yine cam lamellerle örtüldü. MKÜ kapatılarak tekrar vakuma alındı ve ısıtıcıya akım verilerek pota içerisindeki Au metali *n*-GaAs'ın Au-Ge kaplanmış yüzeyine buharlaştırıldı. Ardından MKÜ'ne hava verilerek numune dışarıya çıkarıldı. Omik kontak üzerine Au-cap yapmamızın nedeni tavlama sıcaklığına bağlı incelemelerde yapılacak ısııl işlemlerde Au-Ge omik

kontağının yüksek sıcaklıklara dayanabilmesini ve omik kontak yüzeyinin oksitlenmemesini sağlamaktır.

3.2.2. FeCrNiC Schottky kontak imali

Schottky diyot yapmak için kullanacağımız FeCrNiC (71:18:8:0,2) alaşımından bir miktar alındı. Bu alaşım ve bu alaşımı eriteceğimiz pota HCl:H₂O (1:10) solüsyonu, aseton, metanol ve deiyonize su ile art arda yıkanıp ve N₂ gazı ile kurutuldu. MK'ne bu pota ve içerisine de FeCrNiC alaşımı yerleştirildi. Daha sonra MK kapatıldı ve vakum seviyesi 4x10⁻⁵ Torr basınca düşünceye kadar beklendi. İstenen basınca ulaşılınca, MK içerisinde bulunan ısıtıcılara akım verilerek bu alaşımın pota içerisinde erimesi sağlandı. Diğer taraftan bir yüzüne ilk aşamada omik kontak yaptığımız numune HCl:H₂O (1:10) solüsyonu içerisinde 15 s süre bekletildikten sonra aseton, metanol ve deiyonize su ile art arda yıkanıp N₂ gazı ile kurutuldu.

MK'ndeki tutucuya 0.8 mm çaplı dairesel boşluklu (5x5) molibden maske ve üzerine de omik olmayan tarafı aşağı gelecek Şekilde numune yerleştirildi. Olası metal kontaminasyonunu elimine etmek maksadıyla numunenin omik yüzeyi cam lamellerle kapatıldı. Sistem aynı Şekilde kapatılıp vakuma alındı ve potadaki FeCrNiC alaşımı numunenin omik olmayan yüzeyine buharlaştırıldı. MK açıldığında bir yüzü FeCrNiC Schottky kontaklarından diğer yüzü Au-Ge omik kontağından oluşan FeCrNiC/n-GaAs/Au-Ge Schottky diyotları elde edildi (Şekil 3.1).



Şekil 3.1. FeCrNiC/n-GaAs/Au-Ge Schottky diyonu;
 ***a-** Diyodun üstten görünüşü, **b-** Diyodun yandan görünüşü

3.3. Ölçüm Sistemi

Hazırlanan FeCrNiC/n-GaAs/Au-Ge yapılarının $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri bilgisayar kontrollü çalışan KEITHLEY 487 Picoampermetre/Gerilim Kaynağı ve HP 4192A LP Empedans Analizörü ile oda sıcaklığında (295 K) alındı.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde; FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının oda sıcaklığında (295 K), *I-V* ve *C-V* karakteristiklerinin değerlendirilmesi ve uygun teoriler kullanılarak yapılan değerlendirmeler sonucunda elde edilen diyot parametrelerinin analizi verilmiştir.

4.2. Doğru Beslem *I-V* Karakteristiklerinden Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

4.2.1. Termiyonik emisyon teorisi ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

I-V karakteristiklerinin doğru beslem kısmından Schottky diyodların bazı elektriksel parametreleri hesaplanabilmektedir. TE teorisinden bulunan (2.15) eşitliği, diyodun *A* etkin alanıyla çarpılırsa, diyottan geçen toplam akım,

$$I = A \cdot J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

olarak elde edilir. Bu durum ideal Schottky diyotlar için geçerlidir. Pratikte, uygulanan gerilimin tümü deplasyon bölgesi boyunca düşmeyeceğinden, ideal durumdan sapmalar olacaktır. Bu sapmayı ifade edebilmek için bir *n* idealite faktörü tanımlanmalıdır. Bu faktör diyodun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Böylece akım ifadesi,

$$I = A \cdot J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.2)$$

halini alır. Uygulanan gerilimin yüksek değerlerinde, $I-V$ karakteristiğinde bükülmeye sebep olan bazı etkenler vardır. Bu etkenlerin başında R_s seri direnci gelir. Uygulanan V geriliminin IR_s kadarı seri direnç üzerine düşeceğinden (4.2) de verilen akım ifadesinde V yerine $V - IR_s$ yazılmalıdır. Seri direncin de hesaba katılmasıyla akım,

$$I = A \cdot J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

şeklinde yazılır. Böylece, (4.3) eşitliğinde

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

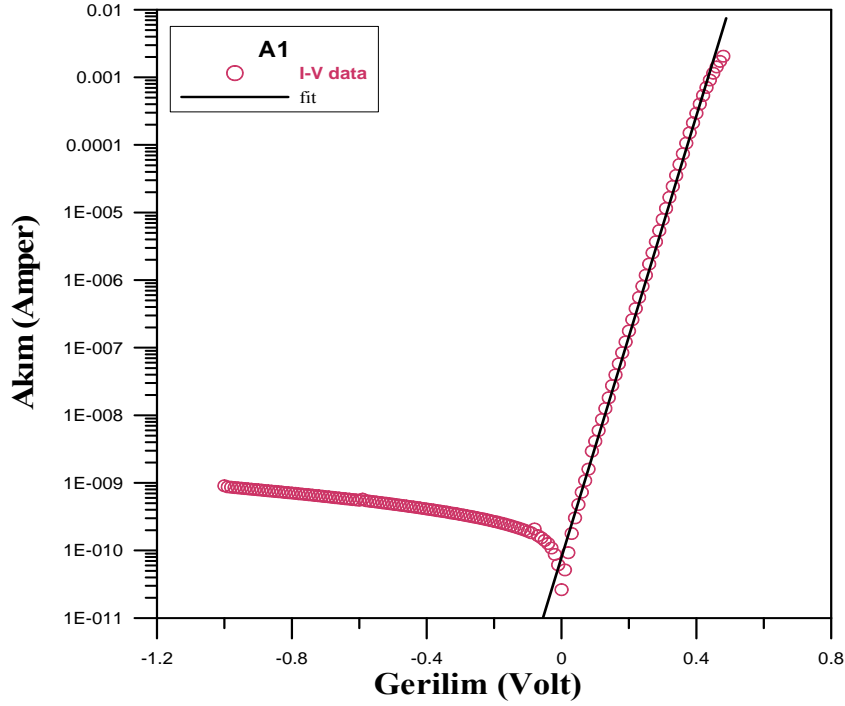
olmak üzere

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.5)$$

şeklinde yazılır. I_0 doyma (saturasyon) akımıdır ve yarılogaritmik $I-V$ grafiğinin lineer kısmına fit yapılmak suretiyle $V=0$ noktasında y (akım) eksenini kestiği noktadan bulunur. Buradan da sıfır beslemdeki EY ϕ_b ,

$$\phi_b = \left(\frac{kT}{e}\right) \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (4.6)$$

ifadesiyle hesaplanır.



Şekil 4.1: A1 diyodu için tipik doğru ve ters beslem $I-V$ karakteristiği

Eşitlik (4.5)'de $eV \gg kT$ için 1 ihmal edilir ve R_s göz ardı edilirse, yine yarılogaritmik $I-V$ grafiğinin lineer kısmının eğiminden;

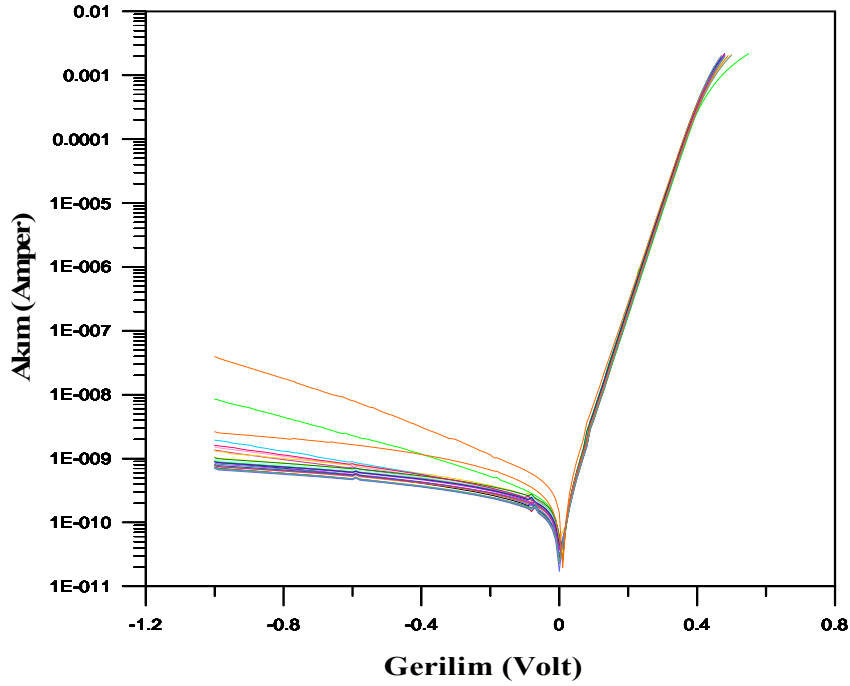
$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.7)$$

şeklinde idealite faktörü ifadesi bulur. Burada, A^* Richardson sabiti (n -GaAs için $A^* = 8.16 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$), A diyodun etkin alanı ($A = 5.027 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$), K Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı ($T = 295 \text{ K}$) ve k Boltzmann sabitidir ($k = 8.625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$).

Şekil 4.2'de 23 diyot için ölçülen doğru ve ters beslem $I-V$ karakteristikleri görülmektedir. TE teorisi kullanılarak elde edilen diyot parametreleri I_0, ϕ_b ve n Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının TE teoremi ile elde edilen diyot parametreleri

Diyot	Eğim	(I_0) (A)	(ϕ_b) (eV)	(n)
A1	39.351	6.285×10^{-11}	0.805	1.000
A2	39.220	6.630×10^{-11}	0.804	1.003
A3	39.180	7.759×10^{-11}	0.800	1.004
A4	39.109	6.863×10^{-11}	0.803	1.006
A5	38.964	7.848×10^{-11}	0,799	1.010
B1	39.231	6.741×10^{-11}	0.803	1.003
B2	39.171	6.309×10^{-11}	0.805	1.004
B3	39.333	7.006×10^{-11}	0.802	1.000
B4	39.346	7.374×10^{-11}	0.801	1.000
B5	39.099	8.085×10^{-11}	0.799	1.006
C1	39.056	7.878×10^{-11}	0.799	1.007
C2	38.956	8.324×10^{-11}	0.798	1.010
C3	39.270	8.555×10^{-11}	0.797	1.002
C4	38.893	9.682×10^{-11}	0.794	1.011
C5	38.733	7.981×10^{-11}	0.799	1.016
D1	38.908	8.159×10^{-11}	0.798	1.011
D2	38.839	9.242×10^{-11}	0.795	1.013
D3	38.972	8.932×10^{-11}	0.796	1.009
D4	39.054	8.483×10^{-11}	0.797	1.007
D5	38.747	1.149×10^{-11}	0.790	1.015
E1	39.018	6.568×10^{-11}	0.804	1.008
E2	39.012	7.954×10^{-11}	0.799	1.008
E3	39.018	6.665×10^{-11}	0.804	1.008



Şekil 4.2. 23 adet FeCrNiC/n-GaAs Schottky diyodunun doğru ve ters beslem $I - V$ karakteristiği

4.2.2. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyet parametrelerinin belirlenmesi

MY kontak yapısının doğru beslem $I - V$ karakteristikleri yardımı ile Schottky diyet parametrelerinin hesaplanmasında Cheung and Cheung (1986) tarafından farklı bir model sunulmuştur. Seri direnç, sıfır beslem EY ve idealite faktörü bu fonksiyonlar yardımıyla hesaplanmıştır. (4.3) eşitliğinin her iki tarafının doğal logaritması alınırsa,

$$\ln I = \ln(AA^*T^2) - \frac{e\phi_b}{kT} + \frac{eV}{nkT} - \frac{eIR_s}{nkT} \quad (4.8)$$

ifadesi elde edilir. (4.8) eşitliğinden V çekilirse,

$$V = \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) + n\phi_b + IR_s \quad (4.9)$$

elde edilir. Eşitlik (4.9)'un her iki tarafının $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (4.10)$$

birinci Cheung fonksiyonu elde edilir. (4.10) eşitliğinden görüleceği gibi, $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğrudur ve doğrunun eğimi R_s seri direncini verir (Şekil 4.3). Aynı grafiğin, $I = 0$ için $dV/d(\ln I)$ düşey eksenini kestiği noktadan,

$$n = \frac{e}{kT} \left. \frac{dV}{d(\ln I)} \right|_{I=0} \quad (4.11)$$

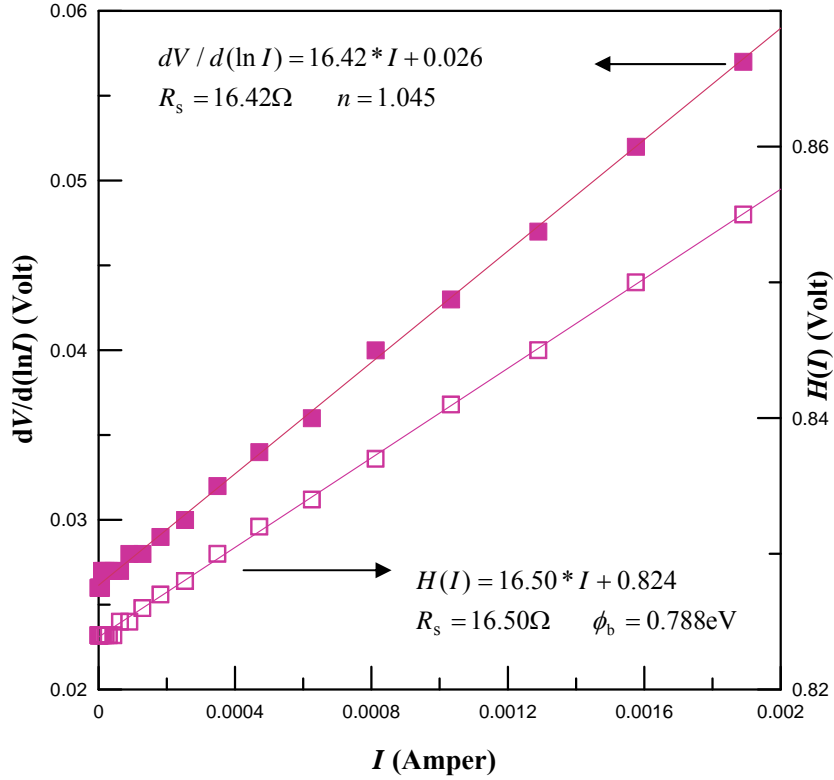
n idealite faktörü bulunabilir. Diğer parametreleri bulabilmek için (4.9) eşitliğinde düzenleme yapalım.

$$V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) = n\phi_b + IR_s \quad (4.12)$$

Denklem (4.12)'nin her iki tarafını $H(I)$ 'ya eşitlersek aşağıdaki gibi iki $H(I)$ fonksiyonu elde edilir:

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.13)$$

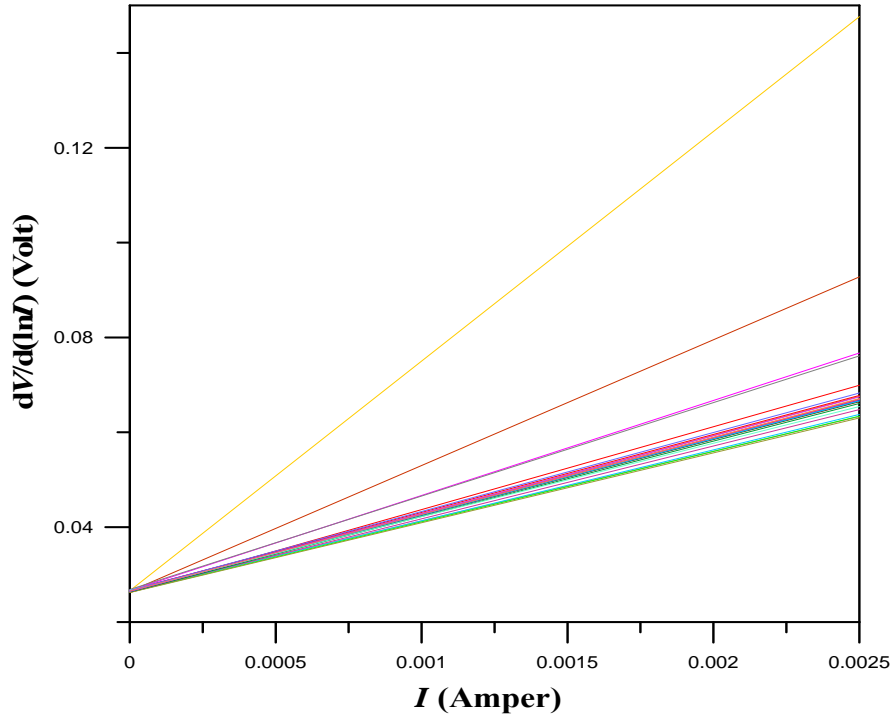
$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (4.14)$$



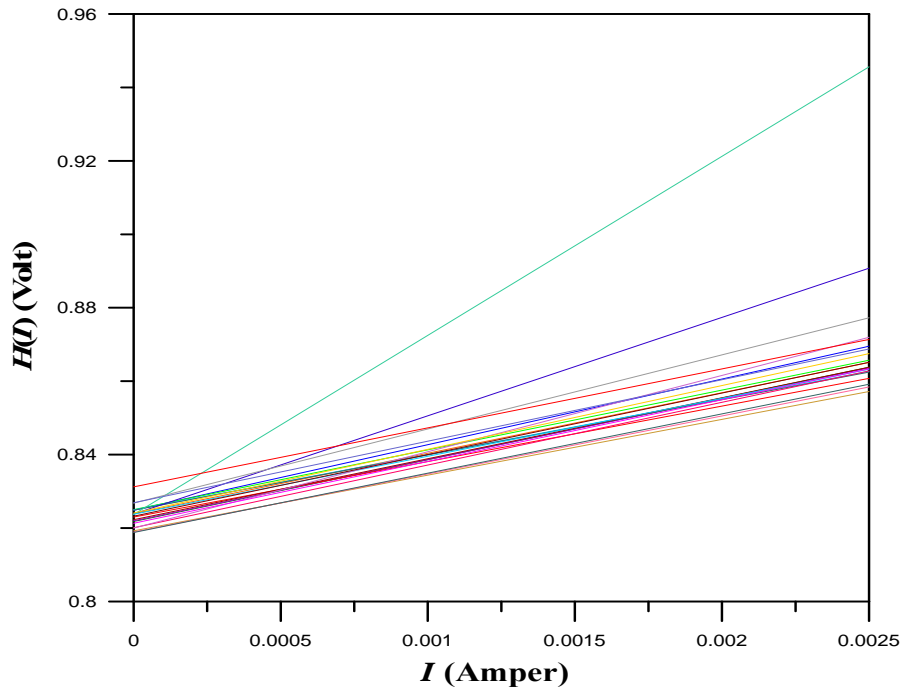
Şekil 4.3: Al diyodu için $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ değişimleri

Eşitlik (4.11)'den elde edilen n değeri, (4.13) eşitliğindeki $H(I)$ değerini hesaplamak için yerine yazılır. Buradan $H(I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizilir. Bu grafik lineerdir. (4.14) eşitliğinden görüleceği gibi grafiğin eğimi R_s 'yi, $I = 0$ için $H(I)$ eksenini kestiği nokta ise $n\phi_b$ 'yi verir. n değeri bilindiği için buradan EY ϕ_b elde edilir. (4.13) ve (4.14) eşitlikleri ikinci Cheung fonksiyonlarıdır. Bu kısımda Cheung fonksiyonları kullanarak, FeCrNiC/ n -GaAs/Au-Ge yapısının EY, seri direnç ve idealite faktörü değerleri hesaplandı.

Cheung fonksiyonları yardımıyla belirlenen Schottky diyot parametreleri idealite faktörü n , seri direnç R_s , ve EY ϕ_b değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Ayrıca imal edilen 23 adet FeCrNiC/ n -GaAs/Au-Ge Schottky diyodunun $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ değişimleri Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'de verilmiştir.



Şekil 4.4. 23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyodunun $dV / d(\ln I) - I$ değişimleri



Şekil 4.5. 23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyodunun $H(I) - I$ değişimleri

Çizelge 4.2. FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotlarının $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri

Diyot	$I-V$		$dV/d(\ln I)-I$		$H(I)-I$	
	ϕ_b (eV)	n	R_s (Ω)	n	R_s (Ω)	ϕ_b (eV)
A1	0.805	1.000	16.420	1.045	16.500	0.788
A2	0.804	1.003	17.617	1.047	17.889	0.787
A3	0.800	1.004	16.121	1.072	16.286	0.769
A4	0.803	1.006	16.112	1.049	16.655	0.783
A5	0.799	1.010	14.497	1.074	15.098	0.766
B1	0.803	1.003	14.974	1.053	15.082	0.783
B2	0.805	1.004	14.893	1.048	15.044	0.787
B3	0.802	1.000	16.677	1.051	16.787	0.782
B4	0.801	1.000	14.705	1.052	15.167	0.778
B5	0.799	1.006	15.525	1.050	15.803	0.779
C1	0.799	1.007	26.530	1.058	26.792	0.778
C2	0.798	1.010	48.423	1.071	48.773	0.769
C3	0.797	1.002	16.223	1.055	16.590	0.779
C4	0.794	1.011	15.886	1.054	16.162	0.776
C5	0.799	1.016	16.270	1.068	17.086	0.767
D1	0.798	1.011	15.756	1.072	15.797	0.768
D2	0.795	1.013	19.975	1.066	20.787	0.769
D3	0.796	1.009	15.923	1.058	16.757	0.777
D4	0.797	1.007	16.282	1.070	16.825	0.767
D5	0.790	1.015	19.723	1.076	20.186	0.768
E1	0.804	1.008	15.508	1.070	16.055	0.777
E2	0.799	1.008	16.998	1.061	17.359	0.776
E3	0.804	1.008	16.351	1.056	16.741	0.783
Ort.	0.800	1.007	18.147	1.059	18.531	0.776

4.2.3. Tung modeli ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

MY arayüzeylerde Schottky engelinin oluşum mekanizması, yoğun araştırmalara rağmen hala belirsiz bir konudur. Yeni deneysel ve teorik sonuçlar, MY arayüzeyinin yapısına bağlı olan Schottky EY önerir. Bu nedenle, MY arayüzeyinde Schottky EY değerlerinin olup olmadığı sorusu, Schottky engelinin oluşum mekanizmasının tespitinde direkt bir etkiye sahiptir. Son zamanlarda, MY arayüzeylerin büyük çoğunluğunda gözlemlenen deneysel verilerin, Schottky EY inhomojenliği ile tutarlı olduğu doğrulanmıştır. Bu yüzden, TE teorisi ve difüzyon teorisi gibi mevcut iletim teorileri, deneysel sonuçların genel bir tanımı için yetersizdir. Çünkü bu teoriler homojen Schottky EY varsayımına dayanmaktadır.

Genellikle inhomojen MY eklemlerde elektron taşınması paralel iletim modeli ile ele alındı. Şöyle ki; akım, her birinin alanı A_i ve Schottky EY ϕ_i olan ve üzerinden I_i akımı geçen bütün lokal bölgeler (tek patch'ler) den akan akımların bir toplamı olarak kabul edilir ve

$$I(V) = \sum_i I_i = A^* T^2 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \sum_i \exp\left(-\frac{e\phi_i}{kT}\right) A_i \quad (4.15)$$

yazılır. Burada, V uygulama gerilimidir. Ohdomari and Tu (1980) tarafından biçimsel olarak tartışılmadan önce birçok kez başvurulan bu model sezgisel olarak çok açık bir kavramdı. Paralel iletim modeli; Schottky EY değerleri, uzaysal olarak deplasyon bölgesi genişliğiyle karşılaştırıldığında daha küçük bir değerde olduğu zaman önemli bir hata vermektedir. Denklem (4.15), farklı Schottky EY'ne sahip komşu patch'ler (küçük lokal bölgeler) arasındaki etkileşimini hesaba katmadığından başarısız olmuştur.

Tung (1991), Schottky diyotlarla ilgili yaptığı çalışmalarda, bu diyotlarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen TE teoremi ile uyuşmayacağını ifade etmiştir. İdealite faktörünün 1.03'den büyük olması durumunda, bu durumun TE modeli

ile direkt olarak açıklanamayacağını ve genellikle Schottky EY'nin uygulama gerilimine bağlılığına atfedileceğini belirtmiştir.

Termiyonik akım iletiminden sapmalar EY inhomojenliklerinin varlığı kabul edilerek açıklanmıştır ve inhomojenlikle ilgili olarak iki farklı yaklaşım ileri sürülmüştür;

Bu yaklaşımlardan ilki, Gauss dağılımı kullanarak EY'nin uzaysal dağılımının varsayımıdır. İkincisi, kısılma (pinch-off) kavramına dayanan modeldir. Bu modelde, farklı Schottky EY'ne sahip komşu küçük lokal bölgeler arasındaki etkileşimin göz önüne alınır. Bu model, Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin analizinde başarılı bir şekilde uygulanan Tung (inhomojenlik) modelidir (Tung 1992).

Tung, standart TE teorisinden gözlenen sapmaları açıklamak için, MY arayüzeyinde, daha yüksek düzgün EY içine gömülmüş farklı küçük bölgeler yada düşük engelli küçük lokal bölgelerin bir sistemini ele aldı. Nanometre boyutundaki küçük lokal bölgelerin deplasyon bölgesinin boyutuna göre küçük olduğu varsayıldı. Bu durumda, küçük lokal bölgenin, deplasyon bölgesini çevreleyen diğer küçük lokal bölgelerle etkileşimi, **kısılma etkisine** neden oldu. Kısılma etkisinin, küçük lokal bölgelerin çok küçük boyutta olduğu zaman fark edileceği ileri sürüldü. Kısılma etkisinin oluşumu; yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğuna, küçük lokal bölgelerin yarıçapına ve EY farkına bağlıdır. Bu yaklaşımlar ışığında, Poisson denklemi kullanılarak çözümler yapılmıştır.

Schottky EY, MY arayüzeyinde yerel olarak değiştiği zaman, potansiyel de bölgeden bölgeye değişecektir. Dejenere olmamış bir yarıiletkenin $z \leq 0$ 'da bir metal ile kontak halinde olduğunu farz edelim. Bu durumda, yarıiletkenin iletim bandının minimum potansiyeli, metalin Fermi seviyesi referans alınarak:

$$V(x, y, 0) = \phi_b(x, y) = \phi_b^0 + \delta(x, y) \quad (4.16)$$

şeklinde yazılır. Burada, ϕ_b^0 ortalama Schottky EY ve δ lokal Schottky EY ve ortalama Schottky EY arasındaki farktır. Alan başına değişen dipol momentli bir dipol tabakasından dolayı potansiyel belirgindir ve MY arasında istenen sınır şartını yeniden oluşturduğu ve Laplace denklemini karşıladığı için $2\varepsilon_s\delta(x,y)$ pertürbasyon terimi olarak kullanılmalıdır. Diğer bir değişle, yarıiletkenin deplasyon bölgesindeki ($0 < z < d$) potansiyel, yaklaşık olarak

$$V(x, y, z) = V_{bb} \left[1 - \frac{z}{d} \right]^2 + V_n + V + \int \frac{\delta(x_1, y_1)}{2\pi} \frac{z}{\left[z^2 + (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 \right]^{3/2}} dx_1 dy_1 \quad (4.17)$$

ifadesiyle verilir (Tung 1992).

Bu eşitlikte, V_{bb} ϕ_b^0 standart Schottky EY'ne sahip bir MY eklemden bant bükülme uyumu, d deplasyon bölgesinin genişliği, V_n nötral yarıiletken için yarıiletkenin iletkenlik bandının minimum potansiyeli ile Fermi seviyesi arasındaki farktır.

$$V_{bb} = \phi_b^0 - V_n - V \quad (4.18)$$

$$d = (2\varepsilon_s V_{bb} / qN_d)^{1/2} \quad (4.19)$$

$$V_n = \beta^{-1} \ln(N_c / N_d) \quad (4.20)$$

Eşitlik (4.17)'nin ilk üç terimi, ϕ_b^0 standart Schottky EY'den dolayı (deplasyon yaklaşımı ile) potansiyeli temsil eder. Son terim, Schottky EY inhomojenliğinin

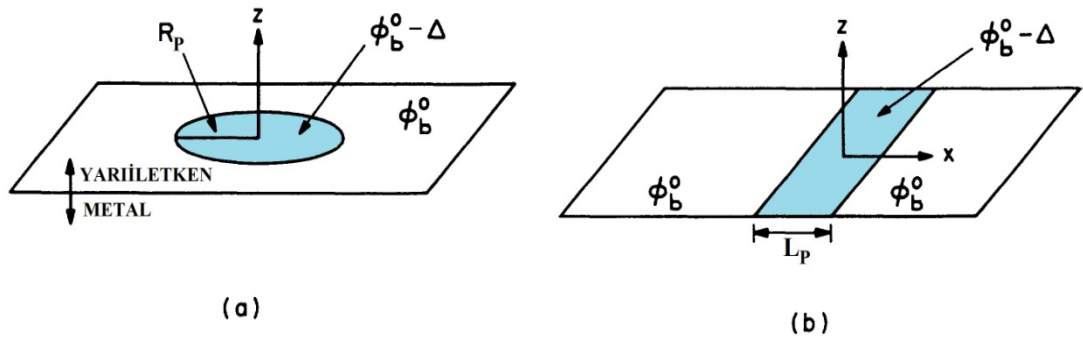
varlığından dolayı potansiyelin değişimidir. Schottky EY inhomojenliğinin varlığından dolayı deplasyon bölgesinin kenarına yakın yük dağılımındaki değişim göz ardı edildiği için, eşitlik (4.17) Poisson denkleminin kesin bir çözümü değildir.

Schottky EY inhomojenliğinin en ilginç formu, aynı yükseklikteki bir Schottky EY (ϕ_b^0) içine gömülmüş küçük Schottky EY'ne sahip ($\phi_b^0 - \Delta$) bölgelerin mevcudiyeti şeklinde düşünülebilir. Düşük Schottky engel yükseklikli bölgeleri hesaba katmak için en uygun geometrik biçimler Şekil 4.6'da sistematik olarak gösterildiği gibi küçük dairesel parçalar ve dar yarı-infinitif (uzun ve ensiz) şeritlerdir.

Deplasyon bölgesinin genişliği d ile karşılaştırıldığında daha küçük yarıçaplı (R_p) düşük Schottky EY' ne sahip dairesel patch'ler için her iki yöndeki (ρ, z) potansiyel, (4.17) eşitliği kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir. z eksenini boyunca ($\rho = 0$) potansiyel,

$$V(0, z) = V_{bb} \left[1 - \frac{z}{d} \right]^2 + V_n + V - \Delta \left[1 - \frac{z}{(z^2 + R_p^2)^{1/2}} \right] \quad (4.21)$$

şeklinde analitik bir forma sahiptir.



Şekil 4.6. Patch koordinatları ve geometrileri;

***a-** Dairesel patch, **b-** Dar şerit patch

Eğer küçük z 'lerde potansiyel pozitif bir eğime sahipse, potansiyel nötral yarıiletken için büyük z 'lere gidilmeden önce bir maksimuma gidecektir. Bu yüzden, pinch-off için şart, z 'ye bağlı olarak,

$$\frac{\Delta}{V_{bb}} > \frac{2R_p}{d} \quad (4.22)$$

şeklinde yazılır. Potansiyelin uygulanan gerilime bağlılığı, inhomojen Schottky EY'ne sahip eklemlerdeki iletim özelliklerinde çok önemli bir etkiye sahiptir. Yarıiletken ve metal arasındaki potansiyel engel doğru beslem ile artar. R_p yarıçaplı dairesel bir patch için toplam dipol moment $2\varepsilon_s \Delta \pi R_p^2$ 'dir. Patch etrafındaki potansiyel, dipolün içindeki potansiyeli dikkate almadan,

$$V(\rho, z) = V_{bb} \left[1 - \frac{z}{d} \right]^2 + V_n + V - \frac{V_{bb} \Gamma^3 z d^2}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \quad (4.23)$$

şeklinde yazılır. Γ boyutsuz bir nicelik olup,

$$\Gamma^3 \equiv \frac{\Delta R_p^2}{2V_{bb} d^2} = \frac{\Delta R_p^2}{4\eta V_{bb}^2} \quad (4.24)$$

eşitliğiyle verilir. Burada $\eta \equiv \frac{\varepsilon_s}{eN_d}$ 'dir. Bir integral tarafından değişen bir Schottky EY

ve/veya düzensiz şekilli herhangi bir küçük patch için,

$$\Gamma^3 \equiv \frac{-1}{4\pi\eta V_{bb}^2} \int_{\text{patch}} \delta(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (4.25)$$

şeklinde yazılır.

L_p genişliğindeki yarı-infinitleşen şeritten dolayı dipol tabakası, sonsuz küçük genişlikteki bir dipol tabakasına kadar yaklaşabilir. Birim yükseklik başına dipol moment $2\varepsilon_s \Delta L_p$ alındığında (4.23) eşitliği,

$$V(x, y, z) = V_{bb} \left[1 - \frac{z}{d} \right]^2 + V_n + V - \frac{2V_{bb} \Omega^2 dz}{x^2 + z^2} \quad (4.26)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (4.26)'daki Ω terimi, şeritlerin dayanıklılığını gösteren boyutsuz bir niceliktir.

Çizelge 4.3'de, λ_d yarıiletkenin Debye uzunluğudur. γ patch karakteristikleriyle ilgili olan bir sabit (MY arayüzeyi inhomojenliğini gösteren bir parametre), Γ yarıiletkenin doping seviyesine, uygulama voltajına ve sıcaklığa bağlı bir parametredir. Γ parametresi boyutsuz olduğu için kullanışlıdır ve uzay yükü bölgesindeki Schottky EY inhomojenliğinin etkisini belirtir. Debye uzunluğu ise,

$$\lambda_d = (\eta/\beta)^{1/2} \quad \text{ve} \quad \beta = \frac{e}{kT} \quad (4.27)$$

eşitliği ile verilir. Herhangi bir uygulama geriliminde, Schottky engel eklemesindeki toplam akımın biri doğru yöne biri de ters yöne akan iki bileşenden ibaret olduğu düşünülebilir. TE teoremini kullanarak engel üzerinden akan akım,

$$I_{\text{patch}}^F \approx A^* T^2 \exp(-\beta V_n - \beta V_{bb} + 3\beta \Gamma V_{bb}) \int_{\rho=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{3\rho^2}{4\lambda_d^2 \Gamma}\right] 2\pi\rho d\rho \quad (4.28)$$

$$I_{\text{patch}}^F = A^* T^2 \left[\frac{4\pi\gamma\eta^{2/3}}{9\beta V_{\text{bb}}^{2/3}} \right] \exp \left[-\beta\phi_b^0 + \frac{\beta\gamma V_{\text{bb}}^{1/3}}{\eta^{1/3}} \right] \exp(\beta V) \quad (4.29)$$

şeklinde yazılır. Sıfır beslemde, ters akım doğru akıma tamamen denktir. Bu nedenle net akım,

$$I_{\text{patch}} \approx A^* T^2 \left[\frac{4\pi\gamma\eta^{2/3}}{9\beta V_{\text{bb}}^{2/3}} \right] \exp \left[-\beta\phi_b^0 + \frac{\beta\gamma V_{\text{bb}}^{1/3}}{\eta^{1/3}} \right] [\exp(\beta V) - 1] \quad (4.30)$$

eşitliği ile verilir.

Çizelge 4.3. Patch parametreleri (Tung 1992)

Patch Geometrileri	Dairesel Patch	Yarı-infinitle Şerit Patch
Boyut	Yarıçap= R_p	Genişlik= L_p Yükseklik= $L_s \gg L_p$
Bölge parametresi	$\gamma = 3(\Delta R_p^2 / 4)^{1/3}$	$\omega = 2(\sqrt{2}L_p \Delta / \pi)^{1/2}$
Boşluk-yük parametresi	$\Gamma = (R_p^2 \Delta / 2d^2 V_{\text{bb}})^{1/3}$	$\Omega = (L_p \Delta / 2\pi d V_{\text{bb}})^{1/2}$
Saddle-point konumu	$\rho = 0, z = \Gamma d$	$(0, y, z) = \Omega d$
Etkin alan	$A_{\text{eff}} = (4\pi\gamma/3(e/kT))(\eta/V_{\text{bb}})^{2/3}$ $= (4/3)\pi\lambda_d^2 \Gamma$	$A_{\text{eff}} = (\pi\omega/\beta)^{1/2} (\eta/V_{\text{bb}})^{3/8} L_s / 2$ $= \sqrt{\pi\Omega} \lambda_d L_s$
Etkin Schottky EY	$\phi_{\text{eff}} = \phi_b^0 - 3\Gamma V_{\text{bb}}$ $= \phi_b^0 - \gamma(V_{\text{bb}}/\eta)^{1/3}$	$\phi_{\text{eff}} = \phi_b^0 - 4\Omega V_{\text{bb}}$ $= \phi_b^0 - \omega(V_{\text{bb}}/\eta)^{1/4}$
İdealite faktörü	$n \approx 1 + \Gamma$ $= 1 + \gamma\eta^{-1/3} V_{\text{bb}}^{-2/3} / 3$	$n \approx 1 + \Omega$ $= 1 + \omega\eta^{-1/4} V_{\text{bb}}^{-3/4} / 4$

V_{bb} , V ile lineer bir şekilde azaldığı için uygulama gerilimi hem V_{bb} ile etkin EY ϕ_{eff} 'in değişimine hem de genel exponansiyel faktör içindeki akıma etki etmektedir. Doğru beslemdeki bir artış ile ϕ_{eff} yavaşça artacaktır. Böylece uygulama gerilimine potansiyel engelin bu bağılılığı, 1'den daha büyük idealite faktörüne ($n > 1$) neden olur. Uygulanan gerilime bağlı olarak, doğru beslem akımının logaritmik kısmı çıkarılıp idealite faktörü,

$$n = \beta \left[\frac{\partial \ln(I)}{\partial V} \right]^{-1} \approx 1 + \Gamma = 1 + \frac{\gamma}{3\eta^{1/3} V_{bb}^{2/3}} \quad (4.31)$$

şeklinde yazılabilir. Uygulanan doğru beslem gerilimi artarken Γ 'da yavaşça artar. Kirlilik (doping) seviyesi artarken η azalır, ϕ_{eff} azalır ve idealite faktörü n artar. Sonuç olarak, inhomojen bir Schottky engelinde karşılıklı akım akışının (4.15) eşitliğinde gösterilene benzer bir toplamla ifade edilebileceği gösterilmiştir. Üstelik tek bir patch'i temsil eden ϕ_i ve A_i , etkin karşılıkları olan $\phi_{eff,i}$ ve $A_{eff,i}$ ile değiştirilir. Böylece, toplam eklem akımı, her bir tek patch üzerinden akan akımların toplamı olarak,

$$I(V) = A^* T^2 [\exp(\beta V) - 1] \sum_i A_{eff,i} \exp(-\beta \phi_{eff,i}) \quad (4.32)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (4.32)'de, $\phi_{eff,i}$ ve $A_{eff,i}$ uygulama gerilimine bağılyken, (4.15) eşitliğinde ϕ_i ve A_i uygulama gerilimine bağıly değildir. Bir Schottky engelinde akan toplam akım TE teoremindekine benzer olarak,

$$I_{toplam} = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-\phi_{b0}^{hom}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{V - IR_s}{kT}\right) - 1 \right] (1 + P) \quad (4.33)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (4.33), küçük lokal bölge parametresi γ 'nın bir Gauss dağılımına sahip dairesel küçük lokal bölgeleri içine alan inhomojen Schottky kontaklar

boyunca akan akımı tam olarak tanımlar ve EY'nin imaj kuvvetini içermez. Bu nedenle, (4.33) eşitliği ile verilen akım ifadesi iki bileşene sahiptir. Bunlardan birincisi, homojen Schottky EY ($\phi_{b0}^{\text{hom}} = V_d + E_f$) ve A diyot alanına sahip olan tüm diyotlar üzerinden akan akım ve ikincisi de düşük Schottky engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin varlığından dolayı ilave olarak oluşan akımdır. Burada, $(1+P)$ terimi küçük lokal bölgelerin (patch) varlığından dolayı oluşan ilave akım terimidir. P küçük lokal bölge fonksiyonu,

$$P = \frac{8\pi\rho\sigma^2\eta^{1/3}}{e(V_d - V - IR_s)^{1/3}} \exp\left(\frac{\beta^2\sigma^2(V_d - V + IR_s)^{2/3}}{2\eta^{2/3}}\right) \quad (4.34)$$

eşitliği ile verilir. Bu ifadede, ρ patch'lerin yüzeyce yoğunluğu (γ 'ya bağlı), σ sıfır civarında γ 'nın standart sapması, V_d patch dışındaki engelin arayüzey bant bükülmesi yani difüzyon potansiyelidir. Ayrıca:

$$\eta = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_d} \quad \text{ve} \quad \gamma = 3\left(\frac{R_p^2 \Delta_p}{4}\right)^{1/3} \quad (4.35)$$

yazılabilir. N_d yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğu, γ patch karakteristikleriyle ilgili bir sabit, R_p patch yarıçapıdır. Etkin EY homojen EY'ne bağlı olarak,

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_{b0}^{\text{hom}} - \Delta\phi \quad (4.36)$$

şeklinde yazılır. EY farkı,

$$\Delta\phi = \frac{\sigma^2}{2kT} \left(\frac{V_d}{\eta}\right)^{2/3} \quad (4.37)$$

şeklinde yazılır. İdealite faktörü,

$$n \approx 1 + \Delta n \quad (4.38)$$

ve engel inhomojenliğinden dolayı idealite faktöründeki artış,

$$\Delta n \approx \frac{\sigma^2 V_d^{-1/3}}{3kT\eta^{2/3}} \quad (4.39)$$

ifadeleriyle verilir. Patch'lerin etkin alanı ve yarıçapı ise,

$$A_{\text{eff}} = \frac{8\pi\sigma^2}{e} \left(\frac{\eta}{V_d} \right)^{1/3} \quad \text{ve} \quad R_p = \sqrt{\frac{A_{\text{eff}}}{\pi}} \quad (4.40)$$

eşitlikleriyle verilir. Ayrıca,

$$\sigma_p = \left(\frac{V_d}{\eta} \right)^{1/3} \sigma \quad (4.41)$$

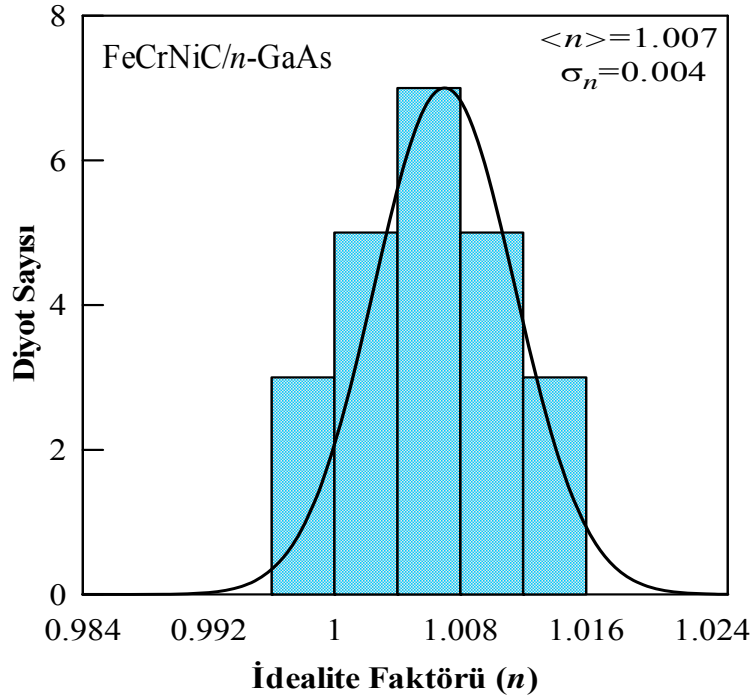
yazılabilir. Bu çalışmada, Schottky diyotların doğru beslem $I-V$ karakteristiklerine (4.33) eşitliğine göre uygun fitler yapılarak ve ters beslem $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen V_d , E_f ve N_d kullanılarak; inhomojen EY'ne sahip Schottky diyotların $\eta, \rho, \sigma, \sigma_p, \phi_{\text{bo}}^{\text{hom}}, \Delta\phi, \Delta n, A_{\text{eff}}, R_p, R_s$ patch (küçük lokal bölge) parametreleri elde edildi.

Tung modeli yardımıyla elde edilen küçük lokal bölge (patch) parametreleri $\eta, \rho, \sigma, \sigma_p, \phi_{\text{bo}}^{\text{hom}}, \Delta\phi, \Delta n, A_{\text{eff}}, R_p, R_s$ değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir. Ayrıca Şekil 4.7

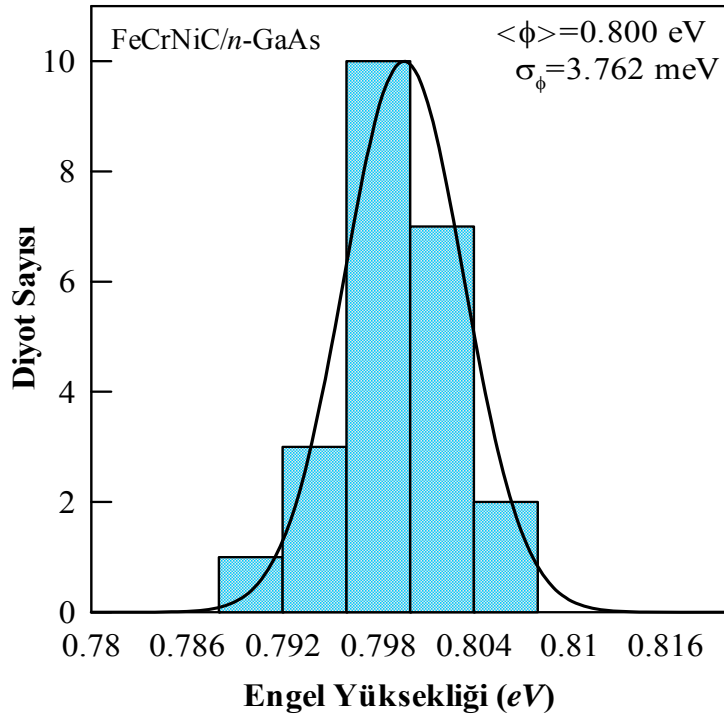
ve 4.8’de, imal edilen FeCrNiC/n-GaAs/Au-Ge diyotları için elde edilen EY ve idealite faktörlerinin istatistiksel dağılımı verilmiştir. Bu çizimlerden, Tung modelinde öngörüldüğü gibi EY ve idealite faktörünün istatistiksel dağılımının Gauss biçimli olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.4. FeCrNiC/n-GaAs/Au-Ge yapısı için Tung modeli ile elde edilen patch parametreleri

Diyot	η $\times 10^{-12}$	ρ (cm^{-2}) $\times 10^{12}$	σ ($\text{cm}^{2/3}\text{V}^{1/3}$) $\times 10^{-6}$	$\phi_{\text{bo}}^{\text{hom}}$ (eV)	$\Delta\phi$ (eV)	Δn	σ_p	A_{eff} (cm^2) $\times 10^{-14}$	R_p (cm) $\times 10^{-7}$	R_s (Ω)
A1	7.466	9.5	8.1	0.823	0.029	0.024	0.038	3.854	1.107	21.0
A2	6.894	40.5	8.9	0.858	0.038	0.030	0.044	4.470	1.192	17.0
A3	6.225	80.5	8.9	0.871	0.041	0.032	0.045	4.304	1.170	18.0
A4	5.829	90.5	8.1	0.865	0.035	0.028	0.042	3.497	1.055	21.0
A5	5.535	75.5	8.1	0.86	0.036	0.029	0.043	3.447	1.047	21.0
B1	6.593	100.5	9.5	0.889	0.045	0.035	0.048	4.959	1.256	15.0
B2	6.569	80.5	9.0	0.875	0.040	0.031	0.045	4.470	1.192	15.0
B3	6.241	80.5	9.0	0.875	0.042	0.033	0.046	4.398	1.183	15.0
B4	5.678	85.5	9.3	0.876	0.047	0.037	0.049	4.552	1.203	15.0
B5	5.411	85.0	8.5	0.865	0.040	0.032	0.045	3.760	1.094	15.0
C1	6.740	95.0	10.5	0.896	0.055	0.042	0.053	6.087	1.392	22.0
C2	6.378	95.0	10.5	0.895	0.057	0.044	0.054	5.981	1.379	40.0
C3	6.251	95.0	9.5	0.88	0.047	0.036	0.048	4.893	1.248	18.0
C4	6.653	105.5	11.0	0.899	0.061	0.046	0.055	6.644	1.454	15.0
C5	5.535	95.5	8.5	0.865	0.040	0.032	0.045	3.788	1.098	18.0
D1	6.665	95.0	11.0	0.899	0.061	0.046	0.055	6.648	1.454	13.0
D2	6.551	80.0	10.5	0.885	0.056	0.043	0.053	6.055	1.388	18.0
D3	6.516	75.0	9.5	0.874	0.045	0.035	0.048	4.969	1.257	18.0
D4	6.219	95.5	8.5	0.868	0.037	0.029	0.043	3.929	1.118	17.0
D5	5.696	55.5	9.5	0.863	0.049	0.039	0.050	4.779	1.233	21.0
E1	7.398	95.5	10.5	0.896	0.052	0.039	0.051	6.272	1.412	17.0
E2	7.089	75.5	10.5	0.886	0.053	0.041	0.052	6.209	1.405	18.0
E3	6.617	95.5	9.5	0.883	0.045	0.035	0.048	4.977	1.258	18.0
Ort.	6.380	81.82	9.43	0.876	0.046	0.035	0.047	4.901	1.243	18.5



Şekil 4.7. FeCrNiC/n-GaAs Schottky diyotlarının $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin istatistiksel dağılımı



Şekil 4.8. FeCrNiC/n-GaAs Schottky diyotlarının $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin istatistiksel dağılımı

Bu çalışmada elde edilen patch parametreleri, Doğan *et al.* (2007) tarafından imal edilen Ni/n-GaAs Schottky diyotlarına ait $\phi_{b0}^{\text{hom}} = 0.862$ eV $\rho = 4.13 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta n = 0.052$, $A_{\text{eff}} = 1.089 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$, $R_s = 57 \Omega$ ve $\Delta\phi = 0.057$ eV değerleri ile karşılaştırılacak mertebelerdedir.

İmaj kuvvet etkisine bağlı olarak; potansiyel engel düşmesi,

$$\Delta\phi_{\text{imf}} = \left[\left(\frac{e^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(\phi_b - V - \xi - \frac{kT}{e} \right) \right]^{1/4} \quad (4.42)$$

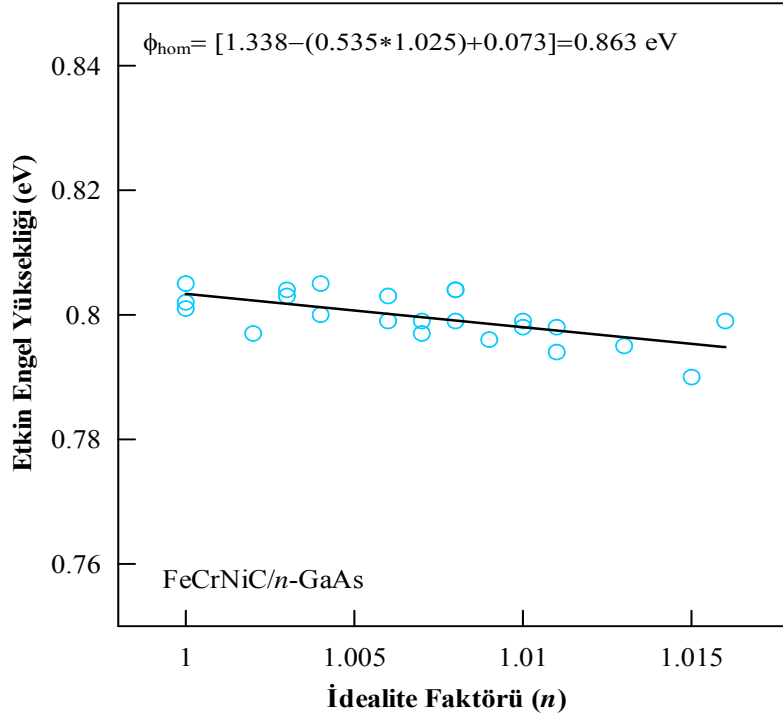
eşitliği ile verilir (Rhoderick 1988). Burada,

$$\xi = (kT/e) [\ln(N_c/N_d)] \quad (4.43)$$

şeklinde ifade edilir (Rhoderick 1988; Wittmer 1990). İdealite faktörü ise,

$$\frac{1}{n_{\text{imf}}} = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{e^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right)^{1/4} \left(\phi_b - V - \xi - \frac{kT}{e} \right) \quad (4.44)$$

olarak verilir (Wittmer 1990). (4.42) ve (4.44) eşitlikleri kullanılarak $\Delta\phi_{\text{imf}} = 73.14$ meV ve $n_{\text{imf}} = 1.025$ olarak hesaplandı. Böylece, Şekil 4.9'da deneysel verilere fit edilen doğrunun $n_{\text{imf}} = 1.025$ değerine ekstrapolasyonu ile $\phi_{\text{hom}} = 0.863$ eV olarak elde edildi.



Şekil 4.9. FeCrNiC/n-GaAs Schottky diyotlarının etkin EY'nin idealite faktörüne göre değişimi

4.3. Ters Beslem C-V Karakteristiklerinden Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Schottky diyotlarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi, MY arayüzeyinin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin ters beslem durumunda gerilime bağlı değişiminden; doğrultucu kontakın EY, yarıiletkendeki donör (taşıyıcı) konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler tayin edilebilir. Herhangi bir A alanına sahip diyodun kapasitesi,

$$C = A \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (4.45)$$

ifadesiyle verilir. Burada, diyodun deplasyon bölgesinin genişliğidir ve

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_d} (V_d + V) \right]^{1/2} \quad (4.46)$$

yazılır. Eşitlik (4.45)'in tersinin karesini alırsak,

$$\frac{1}{C^2} = \left[\frac{d}{A\varepsilon_s \varepsilon_0} \right]^2 \quad (4.47)$$

ifadesi elde edilir. (4.46) eşitliğini, (4.47) eşitliğinde kullanırsak,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{e\varepsilon_s \varepsilon_0 A^2 N_d} \quad (4.48)$$

yazılır. Burada, V uygulama gerilimidir. $C^{-2} - V$ çizimine yapılacak lineer fitin V eksenini kestiği nokta V_d difüzyon potansiyelini verir. Eşitlik (4.48)'nin V 'ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_d} \quad (4.49)$$

elde edilir ve (4.49) eşitliğinden yarıiletkenin taşıyıcı konsantrasyonu,

$$N_d = \frac{2}{e\varepsilon_s \varepsilon_0 A^2} \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad (4.50)$$

şeklinde yazılır. $C^{-2} - V$ çiziminin eğimi, eşitlik (4.50)'de kullanılarak taşıyıcı konsantrasyonu N_d elde edilebilir. n -tipi bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.51)$$

ile verilmektedir. N_c termal denge durumunda iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonudur. n_i asal elektron konsantrasyonu olmak üzere n -tipi yarıiletken durumunda $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_d$ olur. Bu durumda (4.51) eşitliği,

$$N_d = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.52)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (4.52)'nin her iki tarafının da logaritması alınır ve iletkenlik bandı referans seviye olarak ($E_c = 0$) kabul edilirse Fermi enerji seviyesi,

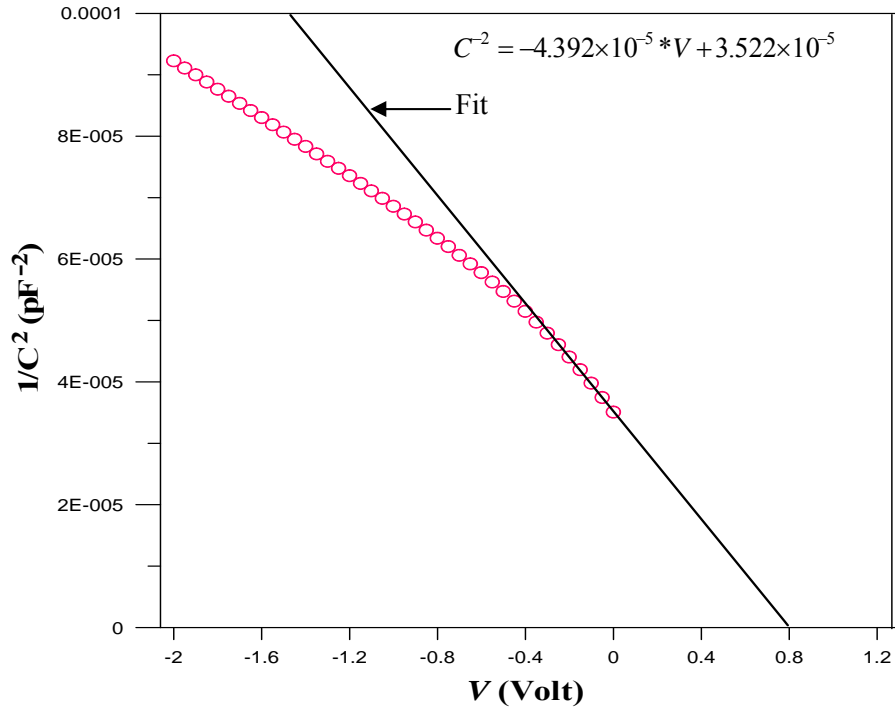
$$E_f = kT \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \quad (4.53)$$

şeklinde yazılabilir. (4.53) eşitliği kullanılarak, diyotların Fermi enerji seviyesi hesaplanabilir. Ayrıca bir schottky diyot için $C-V$ karakteristiğinden elde edilecek EY,

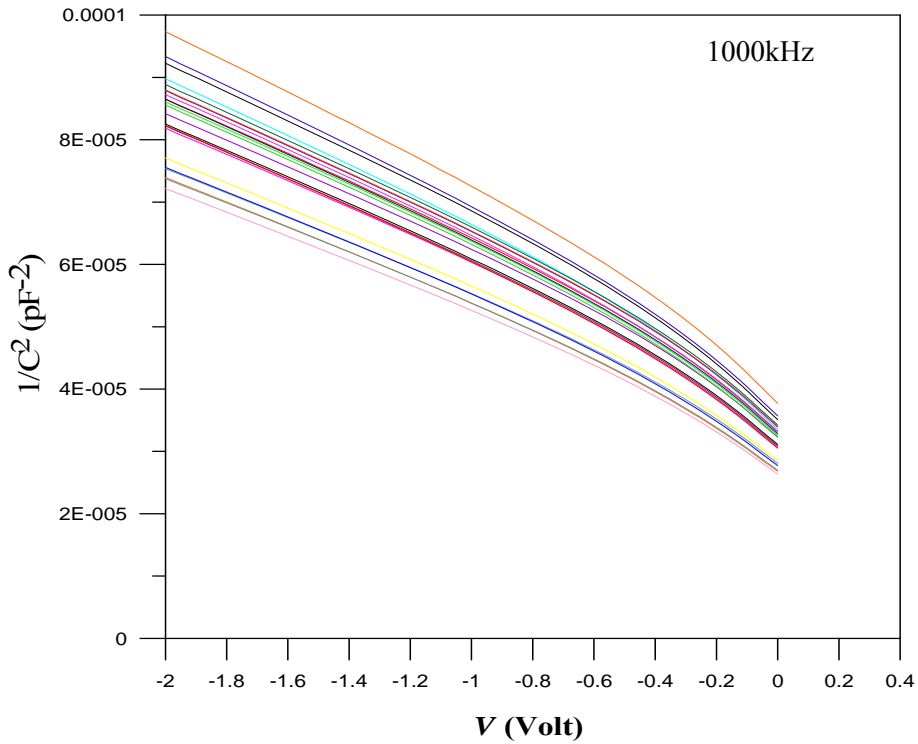
$$\phi_{b(C-V)} = E_f + V_d + kT \quad (4.54)$$

ifadesiyle verilir (Rhoderick 1988). Bu ifade ideal durum için geçerlidir, ideal olmayan durum için ise düzeltilmiş $C-V$ EY eşitlik (4.55) ile verilir:

$$\phi_{b(C-V)} = E_f + \frac{V_d}{n} + kT \quad (4.55)$$



Şekil 4.10. Al diyodunun tipik ters beslem $C^{-2} - V$ çizimi



Şekil 4.11. 23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyodunun ters beslem $C^{-2} - V$ çizimleri

Şekil 4.10-11’de sırasıyla A1 diyodu için tipik $C^{-2} - V$ çizimi ve 23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyodunun $C^{-2} - V$ çizimleri verilmiştir. Bu çizimlerden ortalama $C-V$ EY ve iyonize olmamış donör konsantrasyonu sırasıyla $\phi_{b(C-V)} = 0.851$ eV ve $N_d = 10.22 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak elde edilmiştir (Çizelge 4.5). Bu değerler, Doğan *et al.* (2006) tarafından imal edilen Sn/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının ters beslem $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen $N_d = 2.53 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ve $\phi_{b(C-V)} = 0.724$ eV değerleriyle mukayese edilebilir aralıktadırlar.

Çizelge 4.5. FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge yapısının $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri

Diyot	$N_d \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	E_f (eV)	$\phi_{b(C-V)}$ (eV)	V_d (Volt)
A1	9.704	0.021	0.848	0.802
A2	10.51	0.023	0.884	0.835
A3	11.64	0.026	0.896	0.845
A4	12.43	0.027	0.891	0.838
A5	13.09	0.029	0.885	0.831
B1	10.99	0.024	0.915	0.865
B2	11.03	0.024	0.901	0.851
B3	11.61	0.026	0.900	0.849
B4	12.76	0.028	0.901	0.848
B5	13.39	0.029	0.891	0.836
C1	10.75	0.024	0.921	0.872
C2	11.36	0.025	0.921	0.87
C3	11.59	0.026	0.905	0.854
C4	10.89	0.024	0.925	0.875
C5	13.09	0.029	0.890	0.836
D1	10.87	0.024	0.925	0.875
D2	11.06	0.024	0.911	0.861
D3	11.12	0.024	0.900	0.850
D4	11.65	0.026	0.893	0.842
D5	12.72	0.028	0.888	0.835
E1	9.794	0.021	0.922	0.875
E2	10.22	0.022	0.912	0.864
E3	10.95	0.024	0.908	0.859
Ort.	11.44	0.025	0.901	0.851

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, *n*-GaAs yarıiletkeni üzerinde ilk kez oluşturulan FeCrNiC dörütlü alaşım Schottky kapı metalli diyotlarının elektriksel karakterizasyonu yapıldı. *n*-GaAs yarıiletken altlığı ön yüzeyine vakum altında aynı anda ve aynı şartlarda FeCrNiC alaşımı ve arka yüzeyine Au-Ge buharlaştırılarak 23 adet Schottky (nokta) diyot üretildi. Bu diyotlar hazırlandıktan bir gün sonra oda sıcaklığında (295 K), *I-V* ve *C-V* ölçümleri alındı. TE teorisi kullanılarak diyot parametreleri hesaplandı ve hesaplanan diyot parametrelerinin ideal durumdan sapmalarının nedenleri araştırıldı. Bunun için, aynı yükseklikteki bir Schottky EY içine gömülmüş küçük Schottky EY'ne sahip bölgelerin mevcudiyetini kabul eden Tung'un EY inhomojenliği teorisi kullanılarak küçük lokal bölge (patch) parametreleri belirlendi.

23 adet FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotların *I-V* karakteristikleri Şekil 4.2'de verilmiştir. 23 diyodun TE teoremi ile hesaplanan idealite faktörü, EY ve satrasyon akımı değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.2'den görüldüğü gibi, diyotların 3 tanesinin ters beslem sızıntı akımı diğer diyotların ters beslem sızıntı akımdan bir miktar sapma göstermesine rağmen doğru beslem akımlarında dikkate değer bir dağılım görülmemektedir. Bu durum, imal edilen diyotların birbiri ile benzer karakteristik gösterdiğini ifade etmektedir. Nitekim Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi 23 diyot için hesaplanan idealite faktörü *n* ve EY ϕ_b değerlerinin birbirine çok yakın olduğu görülmüştür. Ayrıca Şekil 4.2'den, diyotların ters beslem durumunda, oldukça küçük (10^{-9} A mertebesinde) bir sızıntı akımına sahip olduğu ve düz beslem durumunda da çok iyi doğrultma özelliği gösterdiği görülmektedir.

Doğru beslem *I-V* karakteristiklerinden 23 diyot için $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ grafikleri oluşturuldu. $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ grafiklerinden seri direnç R_s , idealite faktörü *n* ve EY ϕ_b değerleri hesaplandı. Tüm diyotlar için doğru beslem *I-V* karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri Çizelge 4.2'de toplu olarak

verilmiştir. Ayrıca, Cheung fonksiyonları ile elde edilen idealite faktörü ve EY değerlerinin geleneksel yöntemle (I - V karakteristiklerine fit yapılarak) elde edilen değerlere yakın olması, değişik değerlendirme metotları arasındaki uyumun ve bu metotların uygulanabileceğini ifade etmektedir. Çizelge 4.2’de görüldüğü gibi, idealite faktörü ve engel yüksekliği diyottan diyota değişmektedir. Hesaplanan idealite faktörü değerleri, ideale yakın sonuçlar vermiştir. Ancak, idealite faktörü değerlerinin ideal değerinden ($n = 1$) bir miktar sapma gösterdiği görülmektedir. FeCrNiC/ n -GaAs/Au-Ge Schottky diyotları için ortalama 1.007 ± 0.004 ’lük bir idealite faktörü değeri ve 0.800 ± 0.004 eV’luk bir engel yüksekliği değeri elde edilmiştir. Bu engel yüksekliği değeri Nathan *et al.* (1996) tarafından Ni/ n -GaAs Schottky diyotlar için elde edilen 0.868 eV’luk değerle ($n = 1.080$) uyum içindedir. İdealite faktörünün 1’den büyük olması, doğal olarak oluşan bir oksit tabakasının varlığından kaynaklanabilir. Bu doğal oksit tabakası, elimizde olmadan, metalizasyondan önce laboratuvar ortamında havaya maruz kalmasından ötürü n -GaAs yarıiletkeninin yüzeyinde doğal olarak oluşmuş olabilir. Hatta, n -GaAs altlık MKÜ’ne yerleştirilip, metal buharlaştırılınca kadar geçen çok az bir süre zarfında bile yarıiletken altlık yüzeyinde çok ince bir oksit tabakası oluşmuş olabilir. MY arayüzeyindeki tabii oksit tabaka kalınlığının artması idealite faktörünün artmasına neden olduğundan uygulanan gerilimin bir kısmı da arayüzey tabakası boyunca düşer. Ayrıca, buharlaştırdığımız metaller, n -GaAs yarıiletkeninin yüzeyindeki oksit tabakasından dolayı yarıiletkene tam olarak nüfuz edemez. Dolayısıyla kontak oluşturmak için buharlaştırılan metaller, doğal oksit tabakasındaki pinhollerde (mıhlanmış veya sabitlenmiş boşluklar) oluşan derin reaksiyon çukurlarıyla (pits) sadece yanal olarak düzgün olmayan bir şekilde reaksiyona girerler. Bu nedenle, imal edilen diyotların engel yükseklikleri yanal biçimde (laterally) inhomojen olarak oluşur. Song *et al.* (1986), engel inhomojenliğinin ortaya çıkmasını arayüzey yüklerinin ve arayüzey oksit tabaka kalınlığının düzgün olmamasına ve arayüzey oksit tabakasının içeriğindeki inhomojenliklere bağlamıştır. Böyle durumlarda MY kontak boyunca akan akım, Schottky EY inhomojenliğinin varlığından kuvvetli bir şekilde etkilenebilir. Bu durum, diyotların I - V karakteristiklerinin idealden sapsmasına neden olabilir (Werner and Güttler 1991; Chand and Kumar 1997; Zhu *et al.* 2000; Jones *et al.* 2001; Doğan *et al.* 2006). Bu yüzden ideal TE teorisinden gözlemlenen

sapmalar, arayüzey tabakasının içeriğindeki inhomojenlikleri dikkate alan Tung modeliyle açıklanmaya çalışılmıştır.

Eşitlik (4.33) kullanılarak, FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotların deneysel *I-V* karakteristiklerine fitler yapıldı. Diyotların deneysel *I-V* eğrileri ile Tung modeliyle oluşturulan *I-V* eğrilerini karşılaştırmak için patch parametreleri olan σ , ρ ve R_s 'ye uygun değerler verildi. Deneysel doğru beslem *I-V* karakteristiklerine yapılan fitlerde kullanılan parametreler ve bu fitlerden elde edilen parametreler Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Ayrıca, diyotların karakteristik parametrelerinin istatistiksel dağılımı Gauss fonksiyonu kullanılarak yapıldı ve ortalama idealite faktörü ve EY değerleri elde edildi. Şekil 4.7'de idealite faktörünün diyot sayısına göre istatistiksel dağılımı verilmiştir. Bu grafikten görüldüğü gibi idealite faktörlerinin istatistiksel dağılımı $n = 1.000 - 1.016$ arasında değişen bir Gauss dağılımına sahiptir. İdealite faktörünün istatistiksel dağılımından 23 diyotun idealite faktörü değerlerinin ortalaması $\langle n \rangle = 1.007$ ve standart sapması $\sigma_n = 0.004$ olarak bulunmuştur.

Werner and Güttler (1991), sıfır beslemde ortalama EY $\langle \phi_b \rangle$ ve standart sapması σ_ϕ olan Schottky EY'nin bir Gauss dağılımı ile temsil edilebileceğini ileri sürdüler. Şekil 4.8'de EY'nin diyot sayısına göre istatistiksel dağılımı verilmiştir. Bu grafikten görüldüğü gibi EY'nin istatistiksel dağılımı $\phi_b = 0.794 - 0.805$ eV arasında değişen bir Gauss dağılımına sahiptir. EY'nin istatistiksel dağılımından 23 diyotun ortalama EY $\langle \phi_b \rangle = 0.800$ eV ve standart sapması da $\sigma_\phi = 3.762$ meV olarak bulunmuştur (Şekil 4.8).

Schottky engeli homojen olmayan farklı engel yüksekliklerinden ibarettir (Tung 1992). Schmitsdorf *et al.* (1997) Tung'un teklif ettiği teorik yaklaşımı kullanarak deneysel sıfır beslemli Schottky EY ve idealite faktörleri arasında lineer bir ilişki buldular. Son

zamanlarda yapılan incelemelerde, EY ve idealite faktörleri arasında lineer bir bağıntının varlığı fikrini doğrular mahiyetteki birçok çalışmada bu durum inhomojen Schottky kontaklara atfedilmiştir. Şekil 4.9'da 23 diyotun idealite faktörü değerlerinin EY değerlerine göre değişimi verilmiştir. (4.42) ve (4.44) ifadelerinden potansiyel engel düşmesi $\Delta\phi_{\text{imf}} = 73.14$ meV ve $n_{\text{imf}} = 1.025$ olarak elde edilmiştir. Bu grafikte imaj kuvvet düşmesi etkisi de dikkate alınmak suretiyle, Şekil 4.9 yardımıyla homojen EY $\phi_{\text{hom}} = 0.863$ eV olarak elde edilmiştir. Bu grafikten de görüleceği gibi, EY ve idealite faktörü arasında lineer ve ters bir ilişki mevcuttur. Yani, idealite faktörü artarken EY azalmaktadır veya idealite faktörü azalırken EY artmaktadır.

FeCrNiC/*n*-GaAs yapısının *C-V* karakteristikleri oda sıcaklığında (295 K), 1000 kHz'lik bir frekansta incelendi. Şekil 4.10'da A1 diyoduna ait $C^{-2} - V$ çizimi verilmiştir. Şekil 4.10'da görüldüğü gibi bu çizimin lineer kısmına yapılan fitin *V* eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli V_d bulundu. Bu lineer fitin eğimi (4.52) eşitliğinde kullanılarak, taşıyıcı konsantrasyonu N_d bulundu. Ayrıca, eşitlik (4.53) ve (4.54) kullanılarak Fermi enerji seviyesi E_f ve *C-V* EY $\phi_{b(C-V)}$ parametreleri elde edildi. Diğer diyotlar için aynı işlemler tekrarlanarak, tüm diyotların V_d , N_d , E_f ve $\phi_{b(C-V)}$ parametreleri elde edildi. FeCrNiC/*n*-GaAs/Au-Ge Schottky diyotlarının *C-V* karakteristiklerinden elde edilen parametreler Çizelge 4.5'de verilmiştir.

Çizelge 4.5'den görüldüğü gibi, tüm diyotlar için hesaplanan N_d taşıyıcı konsantrasyonu değerleri, arayüzeydeki oksit tabakası içerisinde bulunan tuzak seviyeleri nedeniyle farklılıklar göstermektedir. Oksit tabakasının kalınlığındaki farklılıklar nedeniyle de N_d 'nin değerleri değişir. Bu durum, Hudait and Krupanidhi (1999) tarafından yapılan DLTS çalışmalarında doğrulanmıştır.

Her bir diyodun *C-V* karakteristiklerinden elde edilen $\phi_{b(C-V)}$ EY değerleri, *I-V* karakteristiklerinden elde edilen ϕ_b değerlerinden daha büyük çıkmıştır. Bu durum, bir

arayüzey tabakasının varlığı ve yarıiletkendeki tuzak seviyeleri ile açıklanabileceği gibi engelin inhomojenliğine de atfedilebilir (Rhoderick and Williams 1988; Özdemir *vd.* 2003). İnhomojen bir arayüzey için bant bükülmesindeki ve potansiyel engelindeki bölgesel değişimler akım ve kapasite için farklı Schottky EY sonucunu doğurur (Brillson 1982; Sullivan *et al.* 1991). EY'deki herhangi bir uzaysal değişim, akımın daha çok düşük bir engelden geçmesine neden olur. Dolayısıyla bu durum, $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen EY değerlerinin farklı olmasına neden olur. Diğer taraftan, $I-V$ ve $C-V$ ölçüm tekniklerinin temelde farklı oluşu ölçülen EY değerlerinin farklı oluşunun diğer bir sebebidir. Ölçülen akımın EY'ne üstel bir fonksiyonla bağlı olmasından dolayı arayüzeydeki potansiyel engel dağılımına oldukça duyarlıdır ve ölçülen kapasite ise deplasyon tabakasının genişliğinden daha küçük potansiyel değişimlerine duyarsızdır. Aslında $C-V$ ölçümlerinden elde edilen EY değerleri, deplasyon bölgesinin büyüklüğünün bir ölçüsüdür. $C-V$ metodu tüm alan üzerinden ortalama alır ve bu şekilde Schottky engelli diyotları tanımlamak üzere ölçüm yapar. Engellerdeki herhangi bir uzaysal değişim I akımının tercihli olarak engelin minimumu boyunca akmasına sebep olur. Böylece bant bükülmesinin uzaysal değişimleri akım ve kapasite ölçümleri için farklı EY ile sonuçlanır. Bu sonuç $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen EY değerlerinin, $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen EY değerlerinden küçük çıkmasının nedenidir (Werner and Güttler 1991; Sullivan *et al.* 1991; Tung 2001). Dolayısıyla, her iki ölçüm tekniğinden de elde edilen sonuçların farklı olması beklenen bir durumdur.

Schottky diyotlar elektronik sanayinde önemini gün geçtikçe artıran yapılardır. Bu nedenle de Schottky yapılar birçok araştırmacının ilgisine mazhar olmuştur. Bu çalışmada ilk olarak FeCrNiC alaşımı kullanarak n -GaAs üzerine oluşturulan Schottky diyotların oda sıcaklığındaki (295 K) elektriksel karakteristikleri üzerinde incelemeler yapıldı. Öncelikle diyotların elektriksel karakteristikleri, geleneksel TE teorisi kullanarak değerlendirildi. İmal edilen FeCrNiC/ n -GaAs yapısının ideale çok yakın bir karakteristik sergilediği görüldü ve idealden gözlenen küçük sapmaların MY arayüzeyindeki homojensizlikten kaynaklandığı sonucuna varıldı. Bunun için, MY arayüzeyindeki homojensizliklerin göz önüne alındığı ve MY arayüzeyinde daha küçük

EY içine gömülmüş, daha düşük EY'ne sahip küçük lokal bölgelerin (patch) varlığının kabul edildiği Tung modeli ile FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotlarının *I-V* karakteristikleri tekrar analiz edilerek arayüzey için patch parametreleri elde edildi. Öte yandan, FeCrNiC/*n*-GaAs yapısının *C-V* karakteristikleri de incelendi. *C-V* karakteristiklerinden elde edilen ortalama engel yüksekliğinin homojen EY ϕ_{b0}^{hom} değeri ile uyum içinde oluşu FeCrNiC/*n*-GaAs alaşım kontaklarının engel yüksekliklerindeki inhomojenitenin yanal dağılımlı engel yüksekliği kavramı ile tasvir edilebileceğini belirtmektedir.

Sonuç olarak, imal edilen FeCrNiC/*n*-GaAs Schottky diyotların hem birbiri ile hem de literatürdeki metal/*n*-GaAs yapıları için verilen mevcut verilerle azımsanmayacak derecede uyum içinde oluşu FeCrNiC dörtlü alaşımı kullanılarak ideale yakın Schottky yapıların oluşturulabileceği olgusunu kuvvetlendirmektedir. Bundan sonraki çalışma önerisi olarak bu yapıların zamana bağlı kararlılıkları takip edilerek sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonu yapıp daha detaylı bilgiler literatüre kazandırılabilir.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H.S., Efeoğlu, H., Yoğurtçu, Y.K., 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I - V - T measurements. *Semicond. Sci. Tech.*, (18),75-81.
- Aubry, V. and Meyer, F., 1994. Schottky diodes with high series resistance: Limitations of forward I - V methods. *J. Appl. Phys.*, 76(12), 7973-7984.
- Bethe, H. A., 1942. Theory of the boundary layer of crystal rectifiers. MIT. Radiation Lab. Rep., 43(12).
- Biber, M., Güllü, Ö., Forment, S., Van Meirhaeghe, R.L., Türüt, A., 2005. The effect of Schottky barrier height inhomogeneity in identically prepared Au/n-GaAs Schottky diodes. *Semicond. Sci. Technol.*, 21, 1-5.
- Blood, P. and Orton, J.W., 1992. The electrical characterization of semiconductors: Majority carriers and electron states. Academic Press, 734, London.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides (in German), *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.
- Brillson, J. *Sur. Sci. Report.*, 2 (1982) 123.
- Brillson, L.J., 1993. *Contacts to Semiconductors*, Noyes Publications, New Jersey.
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Simulation and analysis of the I - V characteristics of a Schottky diode containing barrier inhomogeneities. *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 899-906
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes. *Appl. Phys. A*, 65, 497-503.
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Effect of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode. *J. Appl. Physics*, 82 (10), 5005-5010.
- Chand, S., 2002. An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights. *Semicond. Sci. Tech.*, 17(7), L36-L40.
- Cheung, S. K. and Cheung, N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 382.
- Doğan, H., 2006. Isıl olarak tavllanmış Ni/n-GaAs/In Schottky diyotların karakteristiklerinin engel inhomojenlik modeline göre belirlenmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Doğan, H., Yıldırım, N., Türüt, A., Biber, M., Ayyıldız, E., Nuhoglu, Ç. 2006. Determination of the characteristic parameters of Sn/n-GaAs/Au-Ge Schottky diodes by a barrier height inhomogeneity model. *Semicond. Sci. Technol.*, 21, 822-828.
- Doğan, H., Korkut, H., Yıldırım, N., Türüt, A., 2007. Prediction of lateral barrier height in identically prepared Ni/n-GaAs Schottky barrier diodes. *Appl. Surf. Sci.*, 253, 7467-7470.
- Gülnahar, M., 2008. Al-Au/GaTe Schottky yapıların sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I - V - T) ve kapasite-gerilim (C - V - T) karakteristikleri. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Horvath, Z.J., 1992. Barrier inhomogeneities at Schottky diodes. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc* 260, 337.

- Hudait, M.K. and Krupanidhi, S.B., 1999. Solid-State Elect. 44,1089.
- Jiang, Y., Ru, G., Lu, F., Qu, X., Li, B., Li, W and Li, A. 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. Chin. Phys. Lett. 19(4), 553-556.
- Jones, F., Daniels-Hafer, C., Wood, B., Danner, R. and Lonergan M., 2001. Current transport at the p-InP poly(pyrrole) interface. J. Appl. Phys., 90 (2), 1001-1010.
- Jürgen, H., Werner and Güttler H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. J. Appl. Phys 69(3), 1522-1533.
- Leroy, W.P., Opsomer, K., Forment, S., Van Meirhaeghe, R.L., 2005. The barrier height inhomogeneity in identically prepared Au/n-GaAs Schottky barrier diodes. Universiteit Gent, Krijgslaan 281/S1, B-9000.
- Maeda, K., 2001. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers. Surf. Sci., 493, 644-652.
- Mönch, W., 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities. J. Vac. Sci. Technol. B, 17(14), 1867-1876.
- Nathan, M., Shoshani, Z., Ashkinazi, G., Meyler, B. and Zolotarevski, O. 1996. On the temperature dependence of the barrier height and the ideality factor in high voltage Ni-nGaAs Schottky diodes. Solid states electronics 39. 1457-1462.
- Neaman, D. A., 1992. Semiconductor physics and devices; Basic principles. Irwin, Inc., 144.
- Ohdomari, I. and Tu, K.N., 1980. Paralel silicide contacts. J. Appl. Phys., 51, 3735-3739.
- Ozdemir, A., F., Turut, A., Kokce, A., 2003. The interface state energy distribution from capacitance-frequency characteristics of gold/n-type Gallium Arsenide Schottky barrier diodes exposed to air, Thin Solid Films, 425, 210-215.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R.H., 1988. Metal-semiconductor contacts. 2nd ed., Clarendon-Oxford, 1-225.
- Schmitsdorf, R.F. and Mönch, W., 1999. Influence of the interface structure on the barrier height of the homogeneous Pb/n-Si (111) Schottky contacts. The European Physical Journal, B 7, 457-466.
- Schmitsdorf, R.F., Kampen, T.U., Mönch, W., 1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. J. Vac. Sci. Technol., B 15(4), 1221-1226.
- Sharma, B. L., 1984. Metal-Semiconductor Schottky barrier junction and their application. Plenum Pres, New York, 27-29.
- Schmitsdorf, R.F., Kampen, T. U. and Mönch, W.1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. J. Vac. Sci. Tech. B. 15, 1221-1226.
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H. and Cardon, F. 1986. On the difference in apperant barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. Solid-St. Electron. 29, 633-638.

- Soylu, M., 2007. Au/n-InP ve $\text{Au/Pyronine-B/n-InP}$ Schottky yapıların sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonu. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70, 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of semiconductor devices*. 2nd Ed., Wiley, New York, 300-308.
- Tung, R., 1984. Schottky-Barrier formation at single-crystal metal-semiconductor interfaces. *Phys. Rev. Lett.* 52, 461-464.
- Tung, R.T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2822.
- Tung, R., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Phys. Rev. B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung, R. 1993. *Contacts to Semiconductors*. Edited by L. J. Brilson, Noyes publ. New Jersey.
- Tung, R., 1993. Schottky-barrier height- Do we really understand what we measure. *Vac. Sci. Technol. B* 11, 1546-1552.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Materials Science and Engineering*, R 35, 1-138.
- Tung, R., 2001. Formation of an electric dipole at metal-semiconductor interfaces. *Physical review B*, 64(20), 1-15.
- Werner, J. H., 1985. *Metalisation and metal-semiconductor interfaces*. Plenum, New York, 235.
- Werner, J. H. and Güttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69(3), 1522-1532.
- Wittmer, M., 1990. Current transport in high-barrier IrSi/Si Schottky diodes. *Phys. Rev.*, B 42, 5249-5259.
- Vanalme, G.M., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F., Van Daele P., *Semicond. Sci. Technol.* 12 (1997) 907-12.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., Minnesota, 108-144.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X. and Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi_2 Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid-state com.* 44, 663-671.
- Zhu, S.Y., Detavernier, C., Van Meirhaeghe R.L., Cardon, F., Ru, G.P. and Qu, X.P., 2000. Electrical characteristics of $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(100)$ Schottky barrier contacts formed by solid state reaction. *Solid-state com.* 44 (10), 1807-1818.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Erzurum'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 2003 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü lisans programına yerleşti. 2007 yılında lisans programını tamamladı ve aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı.