

**T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**AL/P-Sİ SCHOTTKY BARIYER DİYOTUN γ -IŞINI RADYASYON
ETKİSİ ÜZERİNDE ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİNİN
HESAPLANMASI**

Serhat GÜLOĞLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİMDALI

DIYARBAKIR

Haziran 2011

TEŞEKKÜR

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunulan bu çalışma, Fen Fakültesi Fizik bölümü Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı Başkanı sayın Doç. Dr. M. Enver AYDIN danışmalığında yürütülmüştür. Çalışma boyunca desteğini esirgemeyen tecrübe ve bilgilerinden yararlandığım hocam Doç. Dr. M. Enver AYDIN'a ve DÜBAP'a teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

TEŞEKKÜR.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	V
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VI
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	VII
1. GİRİŞ.....	1
2. METAL/YARIİLETKEN KONTAKLAR.....	6
2.1. Yarıiletkenler Hakkında Genel Bilgi.....	6
2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar.....	8
2.3. n-Tipi Yarıiletken/Metal Doğrultucu Kontaklar.....	10
2.4. n-Tipi Yarıiletken/Metal Omik Kontaklar.....	12
2.5. p-Tipi Yarıiletken/Metal Doğrultucu Kontaklar.....	14
2.6. p-Tipi Yarıiletken/Metal Omik Kontaklar.....	15
2.7. Metal/n-Tipi Yarıiletken/Metal Yapısı.....	16
2.8. Metal/p-Tipi Yarıiletken/Metal Yapısı.....	17
2.9. Metal/Yarıiletken Doğrultucu Kontakta Potansiyel Dağılımı ve Schottky Kapasitesi.....	18
2.10. Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler.....	20
2.11. Schottky Diyotlarda Termoionik Emisyon Akım İletimi.....	21
2.12. M.I.S. (Metal Insulating Semiconductor) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri.....	25

3.	DENEY SİSTEMİ, NÜMUNE HAZIRLANMASI VE	
	ÖLÇÜMLER.....	29
3.1	Giriş.....	29
3.2	Schottky Diyotlarının Yapılması.....	29
3.3	DeneySEL İŞLEM.....	30
4.	SONUÇ VE TARTIŞMA.....	31
5.	KAYNAKLAR.....	37
	ÖZGEÇMİŞ.....	41

ÖZET

Al/p-Si Schottky Bariyer Diyotun γ -Işını Radyasyon Etkisi Üzerinde Elektriksel Parametrelerinin Hesaplanması

Yüksek Lisans Tezi

Serhat GÜLOĞLU

Dicle Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

2011

Bu çalışmada, (100) doğrultusunda büyütülmüş, 400 μm kalınlıklı ve direnci 5-10 Ωcm arasında olan p-tipi Silisyum yarıiletken kristali kullanıldı. Amacımız Metal/Yarıiletken (MS) Al/p-Si kontakların karakteristik parametreleri ve arayüzey hallerinin enerji dağılımını belirlemek ve deneysel etkin engel yüksekliği ile idealite faktörleri arasındaki lineer ilişkinin nedenlerini araştırmaktır.

Silisyum, Al/p-Si Schottky diyotun fabrikasyondan önce oda sıcaklığında ^{60}Co γ -ışın radyasyonu altında ışınlandı. Diyotun karakteristik parametreleri olan akım-gerilim (I-V) ölçümleri radyasyon öncesinde ve sonrasında belirlenmiştir. γ -ışın radyasyonu üzerinde Al/p-Si hala bir düzeltme davranışı olduğu görülmüştür. γ -ışın radyasyonu Al/p-Si Schottky diyotun idealite faktörü ve engel yüksekliği elektriksel parametreleri üzerinde büyük bir etki göstermiştir. Ayrıca arayüzey durum yoğunluğu ışınlamadan sonra artmıştır.

MS p-tipi Si'dan yapılan diyotlarda, seri direnç hesaba katılmadan elde edilen N_{SS} arayüzey durum yoğunluğunun, seri direnç hesaba katılarak elde edilen N_{SS} 'den daha büyük bir değere sahip olduğu görüldü. Diyotların seri direnç değerleri dikkate alınarak hesaplama yapıldığında, Al/p-Si MS Schottky diyotların N_{SS} değerlerinin yasaklanmış enerji aralığının ortasından valans bandın tepesine doğru üstel olarak arttığı görüldü.

Anahtar Kelimeler: Schottky bariyer; Schottky diyot; γ -ışın radyasyonu; Seri direnç

ABSTRACT

γ -Ray Irradiation Effect on the Calculation of Electronic Parameters of a Al/p-Si Schottky Barrier Diode

M. Sc. Thesis

Serhat GÜLOĞLU

**Dicle University
Graduate School of Applied and Natural Sciences
Physics Department**

2011

In this study, we have used p-Si with (100) orientation, 400 μm thickness and resistivity 5-10 Ωcm . Our purpose is experimentally to investigate the characteristic parameters and the interface state density distribution of metal/semiconductor (MS) Al/p-Si contacts. Therefore, it has also been exemplified the reason of the linear relationship between effective barrier heights and ideality factors.

The Si was irradiated under ^{60}Co γ -ray irradiation at room temperature before the fabrication of Al/p-Si Schottky diode. Characteristic parameters of the diode were determined from its current-voltage (I-V) measurements before and after irradiation. It was seen that Al/p-Si with γ -ray irradiation has still a rectification behavior. γ -ray irradiation has shown a big effect on electrical parameters of Al/p-Si Schottky diode with higher values of ideality factor and barrier height. Furthermore interface state density increased after irradiation.

The N_{SS} values obtained taking into account the series resistance values are lower than those obtained without considering the series resistance. After considering the series resistance value in the calculation related to the interface state density distribution (ISDD), an exponential rise of the interface state density for the MS Al/p-Si contact from midgap towards the top of valence bands.

Keywords: Schottky barriers; Schottky diodes; γ -ray irradiation; Series resistance

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	:Değerlik bandının tepesine ve iletim bandının dibine yakın elektronlar için dağılım bağıntıları	7
Şekil 2.2	:Değerlik bandındaki boşluklar(hole) için dağılım bağıntısı	7
Şekil 2.3	(a)Yarıiletken veya yalıtkanın kristal modelinde enerji-bant diyagramı, (b) Saf yarıiletken için fermi dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişimi	9
Şekil 2.4	Metal-yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı, (a)Kontaktan önce, metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı (b) Kontaktan sonra termal dengedeki eneri-bant diyagramı , (c) $V < 0$ halinde enerji-bant diyagramı, (d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı	11-12
Şekil 2.5	Omik kontağın enerji-bant diyagramı, (a) Kontaktan önce, metal ve yarıiletken enerji- bant diyagramı, (b) Kontaktan sonra termal dengedeki enerji-bant diyagramı, (c)Ters belsem altında, (d) Düz belsem altında	13
Şekil 2.6	Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı, (a) Kontaktan önce (b) Kontaktan sonra termal dengede, (c) $V \neq 0$ olması durumunda	14-15
Şekil 2.7	p-tipi yarıiletken/metal kontağın enerji-bant diyagramı, (a) Kontaktan önce, (b) Kontaktan sonra ve termal dengede,(c) $V \neq 0$ olması durumunda	16
Şekil 2.8	n^+nM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	17
Şekil 2.9	p^+pM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	18
Şekil 2.10	Metal/n-tipi doğrultucu kontak, (a) Potansiyel dağılımının konuma bağlı, (b) Yük dağılımının konuma bağlı şekilleridir	19
Şekil 2.11	Doğru belsem altındaki metal yarıiletken schottky kontakta imaj azalma ait enerji- bant diyagramı	22
Şekil 3.1	:Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması	29
Fig 1.	: ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky diyotu ile akım gerilim karakteristiklerinin ileri ve geri salınım deneysel grafiği	35
Fig 2.	: ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky örneğinin arayüzü durum enerji dağılım eğrilerinin deneysel grafiği	36

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

E_{FM}	Metalin Fermi Seviyesi
E_{FS}	Yarıiletkenin Fermi Seviyesi
A	Diyotun Etki Alanı
A^*	Etkin Richardson sabiti
C	Schottky sığası
d	Shottky Bölgesinin Genişliği
E_F	Fermi Seviyesi
E_v	Valans Bandının Maksimumu
E_s	Yarıiletkenin Valans Bandı ile Vakum Seviyesi Arasındaki Derinlik
E_c	İletkenlik Bandının minimumu
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
E_{max}	Maksimum Elektrik Alan
$+e$	İmaj Yükü
e	Bir Elektronun Yükü
h	Planck Sabiti
I_0	Doyma Akımı
J_0	Akım Yoğunluğu
k	Boltzmann Sabiti
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
m_n^*	Deşiklerin Etkin Kütlesi
δ	Ara yüzey tabakasının genişliği
$\Delta\emptyset$	İmaj yükünün sebep olduğu engel yüksekliği alçalması
N_v	Valans bandın etkin durum yoğunluğu
N_A	Yarıiletkenin verici yoğunluğu

p_i	Asal taşıyıcı konsantrasyonu
T	Mutlak Sıcaklık
α	Schottky engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı
n	İdealite Faktörü
$\varphi(x)$	Potansiyel Dağılımı
φ	Potansiyel Fonksiyonu
n_{ap}	Görünen İdealite Faktörü
V_d	Engel tabakasının difüzyon potansiyeli
V_R	Ters Beslem Voltajı
V	Uygulanan Potansiyel
V_0	C^{-2} -V Grafiğinin V Eksenini Kestiği Nokta
V_x	Engeli aşabilecek değişim hızı
Q	Yük Yoğunluğu
ϕ_m	Metalin İş Fonksiyonu
ϕ_s	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu
ϕ_b	Ortalama Engel Yüksekliği
ϕ_{ap}	Görünen Engel Yüksekliği
ϕ_{b0}	Sıfır Beslem Engel Yüksekliği
$\phi_b(0K)$	Sıfır Kelvin de Engel Yüksekliği
p_2, p_3	Sıcaklığa Bağlı Olabilen Voltaj Katsayıları
$\rho(x)$	Konuma Bağlı Uzay Yük Yoğunluğu
ρ	Deşik Yoğunluğu
σ_s	Standart Sapma

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken kontaklar gelişen elektronik sanayide birçok alanda yer almaktadır. Metal ve yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerinden yararlanılarak elde edilen Schottky yapıların günümüzde çok farklı kullanım alanları bulunmaktadır. Elektronik sanayide metal-yarıiletken kontaklardan elde edilen Schottky diyotlar, güneş pilleri, mikrodalga karıştırıcı dedektörleri uygulamaları gibi birçok alanda kullanılmaktadır.

Devre elemanlarının üretiminde, ideal olmayan metal-yarıiletken Schottky kontak yapının, metal-oksit ve oksit-yarıiletken arayüzeylerdeki davranışlarının, ayrıca oksit ve yarıiletken davranışlarının bilinmesi çok önemlidir.

Bu alanda yapılan çalışmaların amacı, bir taraftan bu yapıların fiziksel özelliklerini, parametrelerini tayin etmek, diğer taraftan da bu özelliklerden faydalanarak daha verimli ve yeni devre elemanları geliştirmek, üretmektir.

Metal-yarıiletken arayüzeyinin en önemli özelliği, arayüzey boyunca oluşan potansiyel engelinin varlığıdır. Bu konu üzerine yapılan araştırmalar 1870'li yıllara kadar uzanmaktadır.

Metal yarıiletken kontaklarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır. Braun; çalıştığı metal yarıiletken Schottky diyotları radyo detektörü, radar detektörü ve entegre devrelerde anahtar hızını artırmak için kullanmıştır. (Braun 1874)

İkinci dünya savaşı döneminde frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikrodalga detektörü diyotu olarak kullanılan Schottky diyotunun geniş açıklaması yapılmıştır. (Torrey ve Whitmer 1948)

Nokta kontak germanyum diyotlarında taşıyıcı enjeksiyonu bulunmuştur. Buna bağlı olarak, nokta kontak germanyum transistörü yapılmıştır. (Bardeen ve Brattain 1948)

1950'li yıllarda p-n eklemleri yapımında akımın iki yönlü iletimi için teknikler geliştirilmiştir. (Omik kontak düşünülmüştür)

Arayüzeyin oluşumunda, yarıiletkenin oynadığı rolün içlere doğru gidildikçe azaldığı 1930'lu yıllarda anlaşılabilir. Bundan sonra, arayüzeyde oluşan potansiyel engeli üzerine değişik modeller önerilmeye başlandı.

1938 yılında Schottky ve aynı yılda Mott tarafından önerilen modellerde, elektronlar, gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler. Mott'un önerdiği modelde, potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark dolayısıyla ortaya çıkmaktadır. Mott, Arayüzey bölgesinde, yüklü kirlilik atomlarının bulunmadığını, buna bağlı elektrik alanının sabit olduğunu kabul etti. Ayrıca

elektrostatik potansiyelin metale olan uzaklıkla lineer değiştiğini varsaydı. (Mott ve Davis 1979) Schottky ise; engel bölgesinin sabit yoğunlukta yüklü kirlilik atomları içerdiğini, buna paralel olarak da elektrik alanın lineer olarak arttığını varsaydı. (Schottky 1914)

Wilson, metal-yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultuculuk için ters polatiyeti açıklamıştır.(Wilson 1932)

Termoionik emisyonun metal yarıiletken kontaklarda uygulanabileceğini göstermiştir.(Bethe 1942)

Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termoionik emisyon modelini, termoionik emisyon - difüzyon modeli olarak, tek bir model olarak ortaya konulmuştur. (Crowell ve Sze 1966) Farklı metallerle yapılan Schottky diyotların engel yüksekliklerinin bu kontak metallerrinin iş fonksiyonlarına bağlılıklarını araştırıp aynı zamanda yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna ulaşılmıştır.(Crowell ve Sze 1965)

Arayüzey oksit tabakalı Si-Au kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunu belirleyip, arayüzey hal yoğunluğunun ve arayüzey tabakasının I-V karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini açıklamışlardır. (Card ve Rhoderick 1971)

n-p tipi yarıiletkenlerden yapılan Schottky diyotlarının yüzey yükünü ve arayüzeyde azalan voltajı göz önüne alarak Cowley ve Sze'nin arayüzey tabaka teorisini geliştirmiş ve sabitlemiş pozitif yüzey yük artışının potansiyel engelini düşürdüğünü ve arayüzey tabakasında azalan voltajın, doğru beslem I-V karakteristiklerinin idealite faktörünü arttırdığını bulmuştur. (Wu 1980)

Au-Sb/n-Si/Al Schottky diyotlarının I-V, C-V ve C^2-V grafiklerindeki lineerlikten sapmaya arayüzey hallerinin sığasının neden olduğunu belirtmişlerdir. (Türüt ve Sağlam 1992)

Al/n-Si diyotların ideal olmayan doğru beslem I-V ve ters beslem C-V karakteristiklerine arayüzey hallerinin yk davranışının etkisini inceleyip ters beslem C-V karakteristikleri üzerine arayüzey tabakası, tersinim tabakası ve yüklerin etkisinin de varlığını göstermiştir.(Türüt ve ark. 1995)

Son zamanlarda yapılan çalışmalarda organik malzemelerin değişik özelliklere sahip olduğu görülmektedir. Sensörler, güneş pilleri, organik elektrolüminesans devre elemanları, plastik bataryalar, FET'ler, optik veri saklayıcıları, anahtarlama devre elemanları gibi birçok alanda organik malzemelerin optik, elektrik, fotoelektrik ve manyetik özelliklerinden yararlanılmaktadır. Organik malzemeler iyonik ve kovalent bağlardan oluşur ve bağımsız moleküler yapıya sahiptirler. Organik malzemeler; spin kaplama, vakumda buharlaştırma ile

kaplama, elektrokimyasal kaplama gibi yöntemlerle elektronik ve optoelektronik devre elemanlarında ince filmler şeklinde oluşturulur.(Yasuhiko 2000)

Hanselar ve arkadaşları, n-tipi ve p-tipi Si(111)Au, Cr ve Ti MIS yapıların, ön buharlaştırmalı yüzey davranışlarının elektriksel karakteristikleri üzerine etkilerini araştırdılar. Tüm numuneleri önce trikloretilen, aseton ve metanolde yıkadılar ve numuneyi S1 diye adlandırdılar. Sonra bunların bazılarını metanolde ultrasonik yıkayıp, N₂ ve Ar'da kuruttuktan sonra HF(%39) de bekleterek, S2, diğer kalan türleri de, önemsenmeyecek bir basınç altında maksimum 530 °C'de ısıtma, yıkama ve soğutma işlemlerinden ibaret düşük bir sıcaklık tavlamaıyla S3 numuneleri olarak elde ettiler. Oksit tabakalarının kalınlığı elipsometre ile belirlendi. Daha sonra düşük dirençli omik kontaklar yapıldı. S1 numuneleri için C-V tekniğiyle ölçülen engel yüksekliğinin metale bağlı olduğunu, büyük iş fonksiyonlu Metal/Si kontakların, n-tipi Si'larda büyük engel yüksekliği verdiğini, fakat p-tipi Si'larda hemen hemen omik davrandığını, S2 numunelerini S1'le karşılaştırdıklarında HF davranışının n-tipi kontaklarda engel yüksekliğini artırdığını p-tipi kontaklarda ise daha düşük engel yüksekliklerine sebep olduğunu, S3 numuneleriyle S1'i karşılaştırdıklarında ise tavlama işleminin p-tipi kontaklarda yüksek ve n-tipi kontaklarda düşük engel yüksekliğine sebep olduğunu buldular. Yüzey işleminin engel yüksekliğine etkisini gözlemledik ve farklı iş fonksiyonlu metal kullandıklarından bu etkinin nitelik olarak metalden bağımsız olduğunu, HF ile hazırlama yönteminin n-tipi kontaklarda, tavlama işleminin p-tipi Si kontaklarda engel yüksekliğini artırdığını ve bunun sebebinin de ön buharlaştırmanın sebep olduğu arayüzey yüklerindeki bir değişimden kaynaklandığı sonucuna vardılar.(Hanselar. ve ark1986.)

Schottky engel diyotlarda elektriksel iletkenlik, çoğunluk taşıyıcıları ile sağlandığından, rekombinasyon olayı olmadığından bunlar yüksek frekanslarda ve düşük düz beslemde çalışabilen diyotlardır. Ghz mertebesinde anahtarlama hızına sahiptirler. Bu olayda Shottky engel diyotların optoelektronikte, telekomünikasyon alanında ve taşınabilir telefonlarda kullanılma ihtimalini güçlendirmiştir.(Nozu ve ark. 1999)

Schottky diyotlardan elde edilen *I-V* karakteristiklerinin bazı durumlarda termoiyonik-emisyon modeli ile doğrudan açıklanamayacağını gösterilmiştir. Bu durumu, Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı olduğunu kabul ederek açıklamıştır. Aynı zamanda idealite faktörünün 1'den daha büyük olduğu durumları, engelin imaj kuvvet etkisiyle azalması, generasyon rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi etkilerin varlığıyla

açıklamıştır. (Tung 2001)

İki madde kontak haline getirildiği zaman fermi seviyelerinin eşit olduğu denge durumuna gelinceye kadar yükler tekrar dağılır. Metal yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ($\bar{O}m$, $\bar{O}s$) göre ya omik yada doğrultucu kontak (Schottky kontak) olabilir. (Ziel 1968.)

Bu çalışmalara ek olarak, bu diyotlardaki seri direnç ilk olarak Norde tarafından ideal diyot için önerilmiştir. (Norde 1979) Daha sonra ideal ve ideal olmayan diyotlar için Cheung tarafından doğru beslem I-V karakteristikleri kullanarak Schottky diyotlarda engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnci hesaplamak için farklı bir hesaplama modeli daha öne sürmüştür. (Cheung ve Cheung, 1986) Ayrıca, seri direnç üzerine başka çalışmalar ve araştırmalar da mevcuttur (Sato ve Yasumura 1985, Cibils ve Buitrago 1985, Lee ve ark. 1992, Evangelou ve ark. 1993, Aubry ve Meyer 1994, Türüt ve ark. 1996, Sağlam ve ark. 1996) Seri dirence ilaveten paralel (shunt) direnç de incelenmiştir. (Kaminski ve ark.1999, Ranuaren ve ark. 2000, El- Adawi ve ark. 2002)

Metal-yarıiletken (MS) bağlantısı elektronik sektöründe en yaygın kullanılan yöntemlerden biridir. Schottky bariyer diyotun (SBDS) mikrodalga diyotlar, etkili alan transistörler (FET), güneş pilleri, foto detektörler içeren bileşik yarı iletken elektronik cihazlar, elektronik sanayide temeldir.(Rhoderick ve Williams 1988, Van Meirhaeghe ve ark. 1994) Metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotlar, metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) tipi Schottky diyotlar ya da güneş pilleri ve metal-oksit-yarıiletken (MOS) kapasitörlerin elektriksel özellikleri son derece radyasyona duyarlıdır. ^{60}Co γ -ışını kaynağı ile yarıiletken cihazların Işınlama elektron hole üretim ve MS ara yüzü de kafes hataları üretimine neden kalıcı etkilerine bağlı geçici etkiler gösterir. Bu tuzak kusurları üretim taşıyıcılar gibi rekombinasyon merkezidir. ^{60}Co γ -ışınlarıyla bu cihazların ortaya çıkartılması onların elektriksel özellikleri önemli değişikliklere neden olur. MS arayüzü de ışınlama nedeniyle oluşan zararın incelenmesi yönüyle önemlidir.Bazı çalışmalarda Metal-yarıiletken kontakta Gamma radyasyonunun etkisi üzerinde elektriksel özellikleri incelendi.(Ashok ve ark. 1978, Umana-Membreno ve Nener 2003, Singh ve ark. 2001, Zainninger ve Holmes-Siedle 1967, Chin ve Ma 1983, Jayavel ve ark. 1999). Bu çalışmalarda radyasyon bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değeri artan cihazın elektrik parametrelerin değiştiği tespit edilmiştir.(Karatas ve ark. 2009, Jayavel ve ark. 2000) Yapılan çalışmalardan farklı olarak bu çalışmadaki (Si γ -ışın radyasyon maruz bırakılarak diyot fabrikasyon sonrası tarafından) amacımız , p-Si'un bir parçası ^{60}Co γ -ışınına maruz bırakılarak Al/p-Si yapısını elde etmek ve I-V karakteristiklerinden elektriksel parametrelerini ölçerek radyasyona maruz bırakılmamış diğer elde edeceğimiz Al/p-Si yapısının elektriksel

parametreleri ile karşılaştırarak doğrultucu özellik gösterip göstermediğine ve arayüzey durum yoğunluğunun değişim gösterip göstermediğine bakmak.

2. METAL/ YARIİLETKEN KONTAKLAR

2.1.Yarıiletkenler Hakkında Genel Bilgi

Önemli yarıiletken malzemeler Silisyum ve Germanyum elmas yapıda kovalent bağlı kristaller oluştururlar. GaAs ve InSb gibi yarıiletken bileşikler ise Çinko Sülfata benzer yapı oluştururlar. Mutlak sıfır sıcaklığında en yüksek işgal edilmiş enerji bandı tümüyle doludur. Bu bant, kovalent bağlanmadan sorumlu elektronları içerdiği için değerlik bandı olarak bilinir. En düşük işgal edilmemiş enerji bandı iletim bandı olarak bilinir ve değerlik bandından tipik olarak 1 eV (yalıtkanlar için $0 < E_g < 4eV$) mertebesindeki bir aralık ile ayrılır. Yarıiletken davranış, $\epsilon(k)$ enerji dağılım bağıntıları şekil 2.1’de gösterildiği gibi, değerlik bandının tepesine ve iletim bandının tabanına yakın durumlardaki elektronların hareketi ile açıklanır.

Enerjinin bir maksimumuna veya minimumuna yakın durumlar ile ilgilendiğimiz için dağılım eğrisi $\epsilon(k)$ ’yı bir yaklaşıklıkla parabolik olarak alabiliriz ve

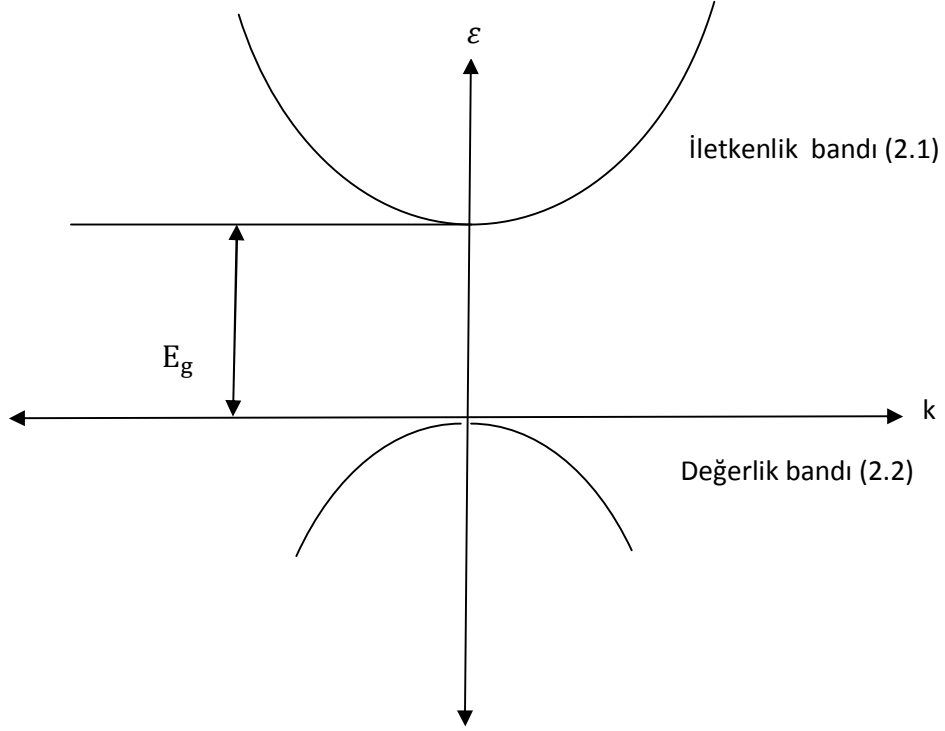
$$\text{İletkenlik bandı} \quad \epsilon = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (2.1)$$

$$\text{Değerlik bandı} \quad \epsilon = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (2.2)$$

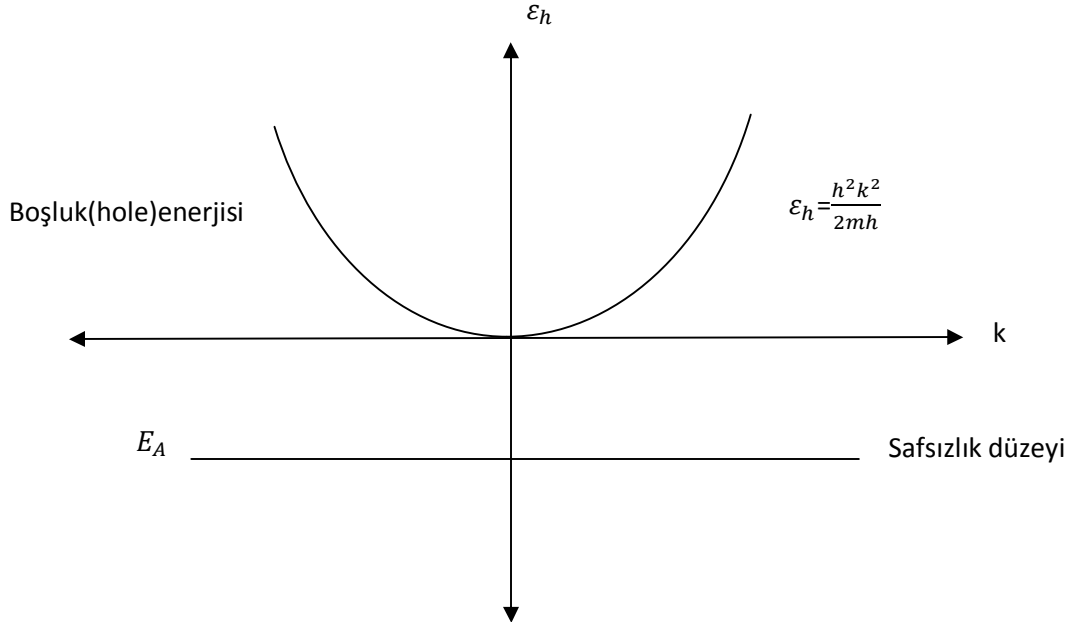
olarak yazılabilir. Burada değerlik bandının tepesi potansiyel enerjinin sıfırı olmak üzere, E_g yasak enerji aralığıdır. İletkenlik bandının dibine yakın elektronlar, bu nedenle pozitif m_e kütleli serbest parçacıklar gibi davranırlar. Bununla birlikte değerlik bandında daha aşağı durumlardaki elektronların pozitif etkin kütlelere sahip olmalarına karşın, değerlik bandının tepesine yakın durumda olanlar, negatif bir $-m_h$ kütlelerine sahip gözükmürler. Yaklaşık dolu bir değerlik bandının davranışı, doldurulmuş durumları tamamen ihmal ederek ve her bir boş durumun pozitif yüklü $|e|$, pozitif kütleli m_h ve $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$ enerjili bir parçacıkla işgal edilmiş olduğu göz önüne alınarak hesaplanabilir. (Şekil2.2) Bu hayali parçacıklara boşluk (hole) denir.

Bir dış elektrik ve manyetik alandaki boşluklar sanki pozitif e yüklüymüş gibi davranırlar. Yarıiletkende toplam akım iletim bandındaki elektronlardan ve değerlik bandındaki boşluklardan ileri gelen katkıların toplamı olarak yazılabilir. Bu nedenle yarıiletkendeki

elektron ve boşluklara(hole) yük taşıyıcıları denir.



Şekil2.1: Değerlik bandının tepesine ve iletim bandının dibine yakın elektronlar için dağılım bağıntıları



Şekil 2.2: Değerlik bandındaki boşluklar(hole) için dağılım bağıntısı

2.2. Metal- Yarıiletken Kontaklar

İki farklı madde kontak haline geldiği zaman maddeler arasındaki yük alış verişi ile yeni bir yük dağılımı oluşur. Bu yük alış verişi, iki madde arasında termal dengenin bir sonucu olarak her iki maddenin Fermi Enerji seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar yük alış verişi devam eder.(Ziel 1968) Bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı şekil 2.3(a)'da görülmektedir.

Metal-yarıiletken kontaklar, her iki maddenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak omik ve doğrultucu kontak olarak iki grupta incelenir

Teorik olarak n-tipi yarıiletken/metal için $\phi_m > \phi_{sc}$ iken doğrultucu kontak $\phi_m < \phi_{sc}$ iken omik kontak oluşur. p-tipi yarıiletken/metallerde ise $\phi_m > \phi_{sc}$ omik kontak, $\phi_m < \phi_{sc}$ doğrultucu kontak olur.

Omik ve doğrultucu kontakın fiziksel özellikleri ve akım iletimi katıhal elektroniğinin önemli bir kısmını oluşturmaktadır. Fermi enerji seviyesi (E_f), iş fonksiyonu (ϕ) ve yarıiletkenin elektron yakınlığı (χ_s) bir katının özelliklerini anlatan parametrelerdir. Bazı fiziksel parametreler;

Fermi Enerjisi (E_f): Mutlak sıfır sıcaklığındaki bir katıda, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir.

Fermi Enerji Seviyesi: Dolmuş yörüngeleri dolmamış yörüngelerden ayıran izafi seviyedir ve $f(E)$ Fermi dağılım fonksiyonu sabittir. Bu sabittin $f(E)$ ile ilişkisi

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{E_f - E}{kT} \right)} \quad (2.3)$$

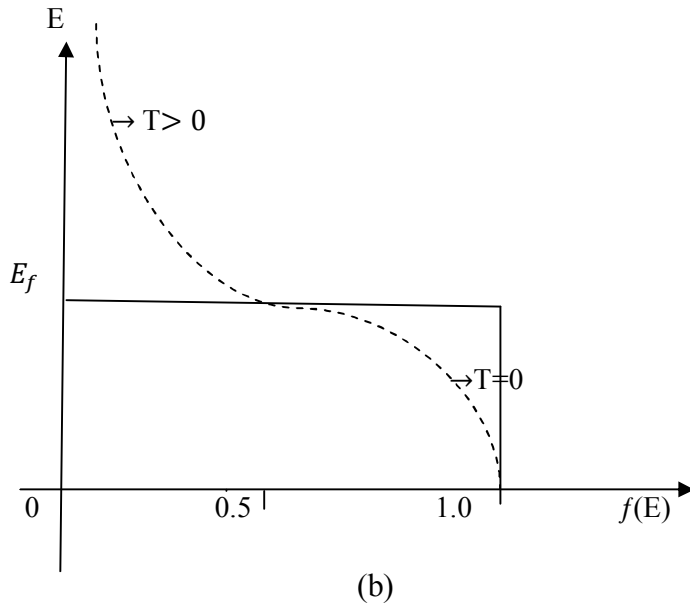
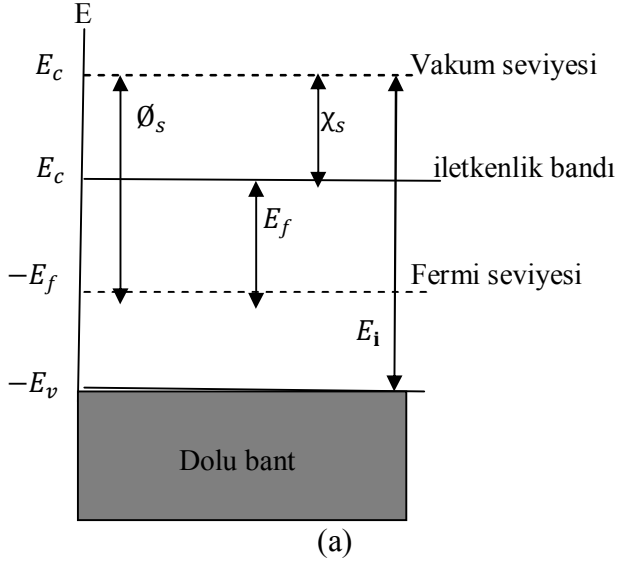
İle verilir. Saf yarıiletken için bu fonksiyonun değişimi şekil 2.3(b)'de verilmiştir.

İş Fonksiyonu (ϕ): Metal ve yarıiletkenin fermi seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarına iş fonksiyonu denir.

Vakum Seviyesi (E_{vac}): Metalin dışındaki hareketsiz bir elektronun enerjisini ifade eder.

Yarıiletkenin Elektron Yakınlığı (χ_s): İletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına denir.

Elektron İyonizasyon Enerjisi (E_s): E_{vbm} valans bandının maksimumu ile E_{vac} vakum seviyesi arasındaki enerji farkına elektron iyonizasyon enerjisi denir.



Şekil 2.3 (a) Yarıiletken veya yalıtkanın kristal modelinde enerji-bant diyagramı (b) Saf yarıiletken için fermi dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişimi

2.3. n-Tipi Yarıiletken/ Metal Doğrultucu Kontaklar

Elektron ve boşluklar (hole) bir doğrultuda rahatça hareket ederken potansiyel engelinden dolayı diğer yöndeki hareketleri zor olur. Böyle kontaklar doğrultucu kontak olurlar. Kontakın ideal olması, kontak malzemelerinin temiz ve pürüzsüz olmasıyla ilgilidir. Kontak haline getirilen maddeler arasında elektrokimyasal potansiyelleri aynı seviyeye gelinceye kadar yük alış verişi devam eder. (Ziel 1968)

ϕ_m : Metalin iş fonksiyonu, ϕ_s : Yarıiletkenin iş fonksiyonu

$\phi_m > \phi_s$ ise metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşur.

İki iletken madde kontak haline getirildiğinde aralarındaki yük alış verişinden sonra yeni bir denge durumu oluşur. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında yapılan kontak durumunda bu dipol tabakası kontakın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden meydana gelir. Oluşan bu kontak elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır. Bu kural sadece iki iletken arasındaki kontak durumunda değil, bir iletken ve bir yarıiletken (n-tipi veya p-tipi) arasındaki kontak durumunda da meydana gelir. Şayet kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik yada doğrultucu kontak olabilir. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontakta oluşan bir potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir. Bu olayı açıklamak için bir metal ve bir n-tipi yarıiletken dikkate alınabilir. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve $\phi_m > \phi_s$ olsun.

Şekil 2.4(a)'da görüldüğü gibi, kontakta önce yarıiletken fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukardadır. Kontakın gerçekleştirilmesinden sonra oluşan yük alışverişiyle yarıiletkenin yüzeyindeki elektronlar, iyonize olmuş donörler bırakarak metale geçerler. Bu yük alışverişi tamamlandıktan sonra metal ve yarıiletkenin fermi seviyeleri aynı düzeye gelir. (Şekil 2.4b). Bunun sonucu olarak, metal tarafındaki yüzey yükleri ile yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakasından dolayı yarıiletken yüzdeki bantların yukarı doğru bükülmesiyle bir potansiyel engeli oluşur. Bu potansiyel engelinin yarıiletken tarafında yüksekliği;

$$eV_d = \phi_m - \phi_s \quad (2.4)$$

Metal tarafındaki yüksekliği;

$$e_{on} = \phi_m - \phi_s \quad (2.5)$$

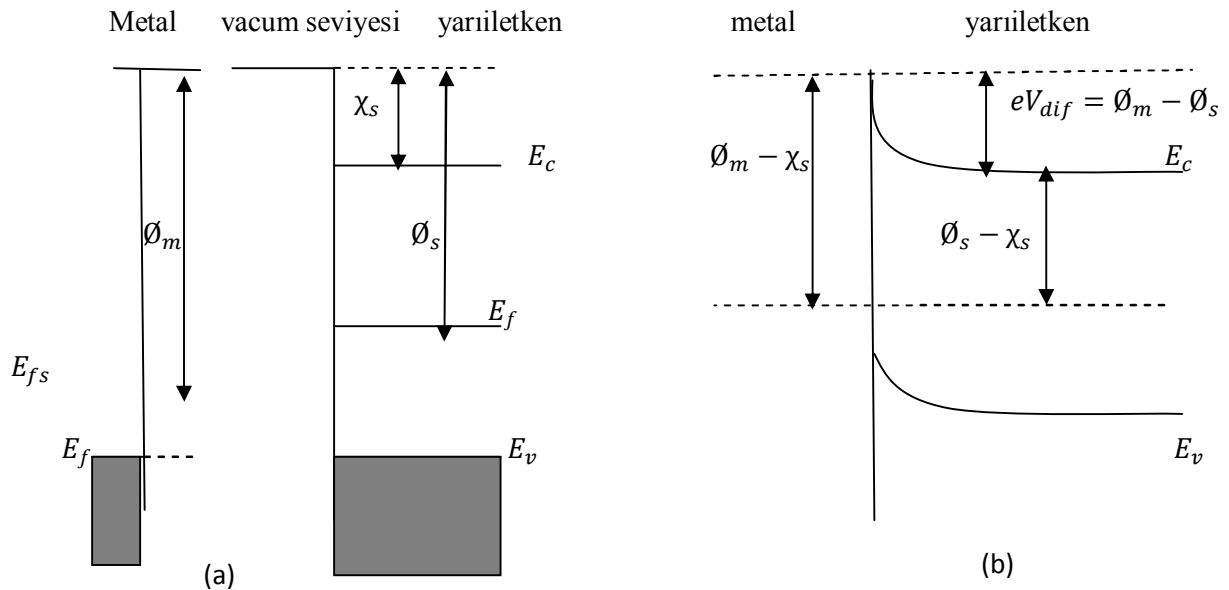
Eşitlikleri ile ifade edilir.

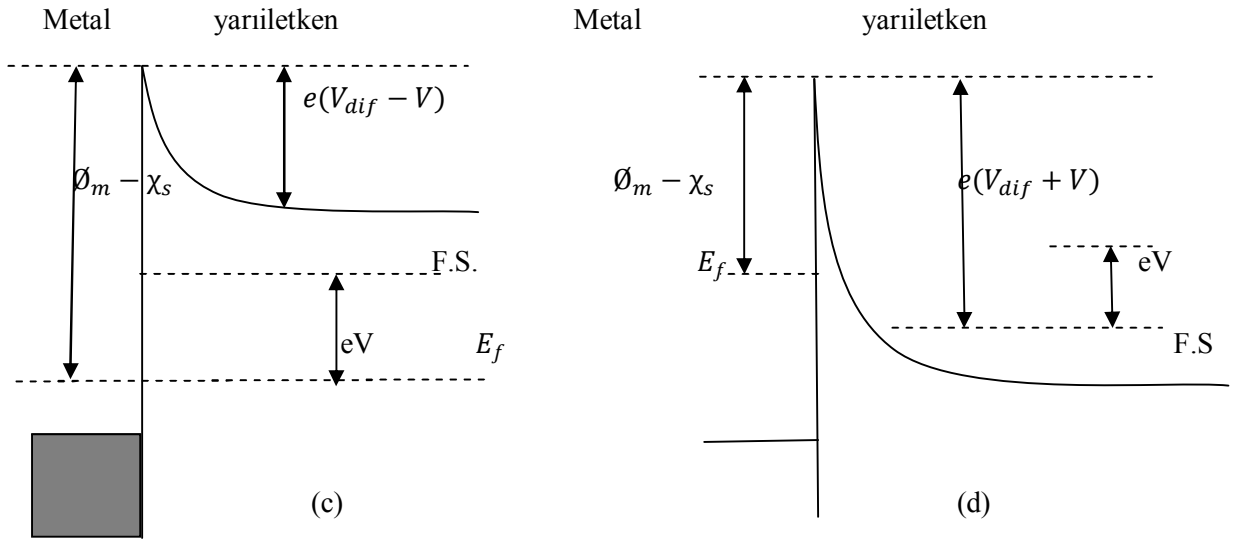
Termal uyarımla, potansiyel engelini aşmaya yetecek enerjiye ulaşan elektronlar, metalden yarıiletken ve yarıiletkenden metale geçerek, eşit ve zıt I_0 sızıntı akımını oluştururlar. Eğer, yarıiletken $-V$ gerilim uygulanırsa (şekil 2.4c), metalden yarıiletken geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmez, akımda aynı kalır. Bununla birlikte, yarıiletkenden metale geçen elektronlar için iletkenlik bandı eV kadar yükseleceğinden engel yüksekliğinde eV kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletken doğru akan akım ise, $\exp \frac{eV}{kT}$ çarpanı kadar değişecektir. Oluşan net akım;

$$I = I_0 \left(\exp \frac{eV}{kT} - 1 \right) \quad (2.6)$$

Olur, bu akım pozitifdir. $V \gg \frac{kT}{e}$ beslem durumunda doğru belsem denir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulanırsa (şekil 2.4d), iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu belsem durumunda $V \ll \frac{-kT}{e}$ olduğu için ters belsem denir.

Buradan anladığımız gibi yarıiletken tarafındaki potansiyel engelin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişir. Metal tarafındaki engel yüksekliği voltajdan bağımsızdır.





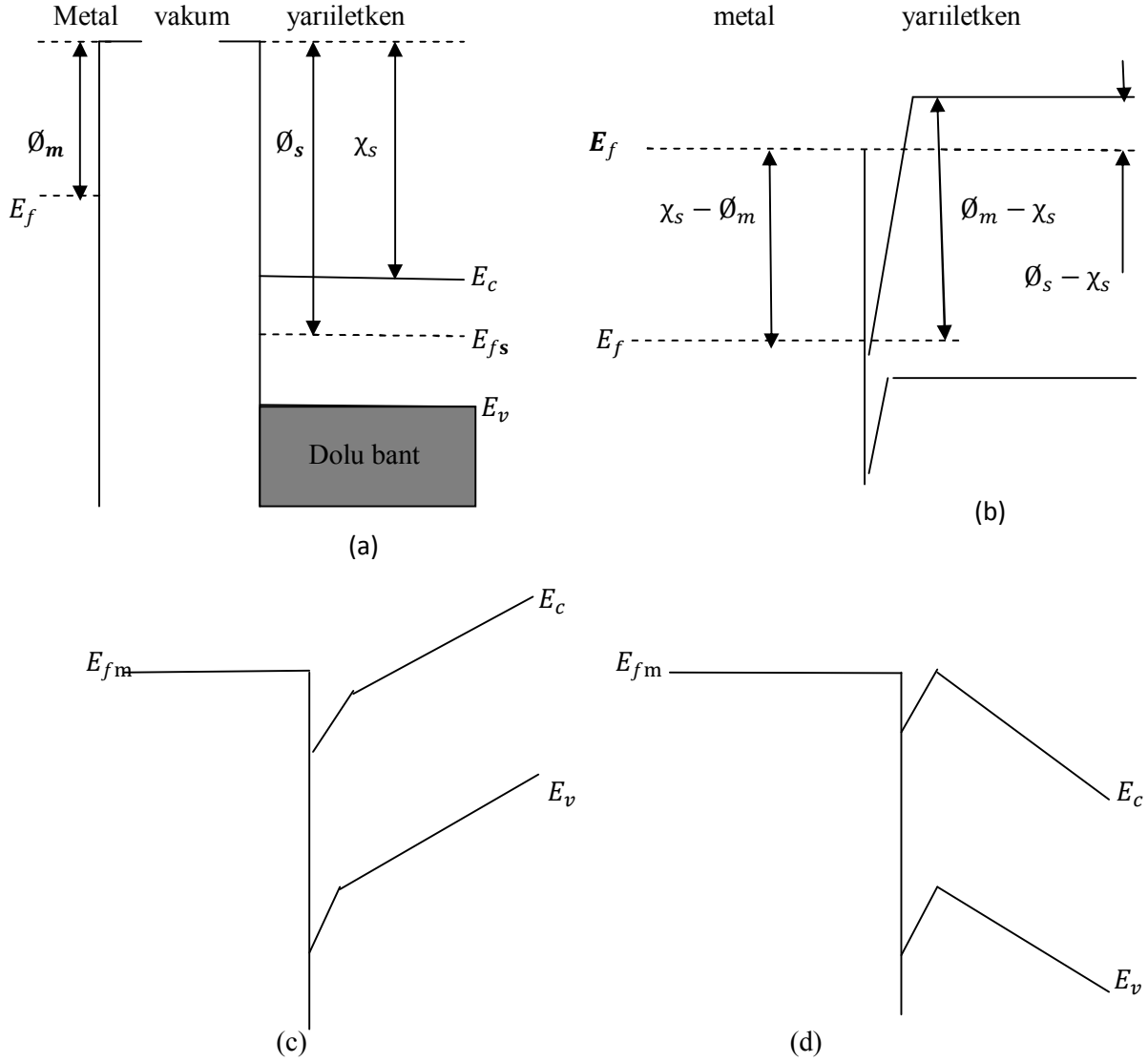
Şekil 2.4: Metal-yariiletken doğrultucu kontakın enerji-bant diyagramı, (a) Kontakdan önce, metal ve yariiletkenin enerji-bant diyagramı, (b) Kontakdan sonra termal dengedeki enerji-bant diyagramı, (c) $V < 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı, (d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı

2.4. n-Tipi Yariiletken/ Metal Omik Kontaklar

Taşıyıcıların bir maddeden diğerine kolay bir şekilde geçebildiği kontaklar omik kontaklardır. Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , yariiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s 'den küçük olursa ($\phi_m < \phi_s$) omik kontak oluşur. Şekil 2.5(a)'dan görülebileceği üzere kontakdan önce, yariiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakdan sonra, elektronlar metalden yariiletkene, negatif bir yüzey yükü oluşturacak şekilde akarlar. Metal tarafında, ayrılan elektronlardan dolayı pozitif bir yüzey yükü ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. (Şekil 2.5b) Bu kontak tipinde taşıyıcılar metalden yariiletkene, yariiletkenden metale serbestçe geçerler.

Metal tarafına $+V$ gerilimi uygulanırsa, yariiletkenden metale akan elektronlar için engel olmadığından kolay bir şekilde hareket edebilirler. (Şekil 2.5c) Eğer yariiletkene $+V$ gerilimi uygulanırsa, yariiletken tarafı aşırı negatif yüklerden kaynaklanan engel yüksekliği çok az olacaktır ve elektronlar metalden yariiletkene doğru kolayca hareket edebilecekler. (Şekil 2.5d) Yani elektronlar her iki yönde de hareket halindedir. Omik kontakta bir $+V$ gerilimi uygulandığı

zaman potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale $-V$ gerilimi uygulandığı zaman, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontaktarı da denir.(Andrews ve Iepsester 1970)



Şekil 2.5: Omik kontakın enerji-bant diyagramı, (a) Kontak öncesi, metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı, (b) Kontak sonrası termal dengedeki enerji-bant diyagramı, (c) Ters belsem altında, (d) Düz belsem altında.

2.5. p-Tipi Yarıiletken/ Metal Doğrultucu Kontaklar

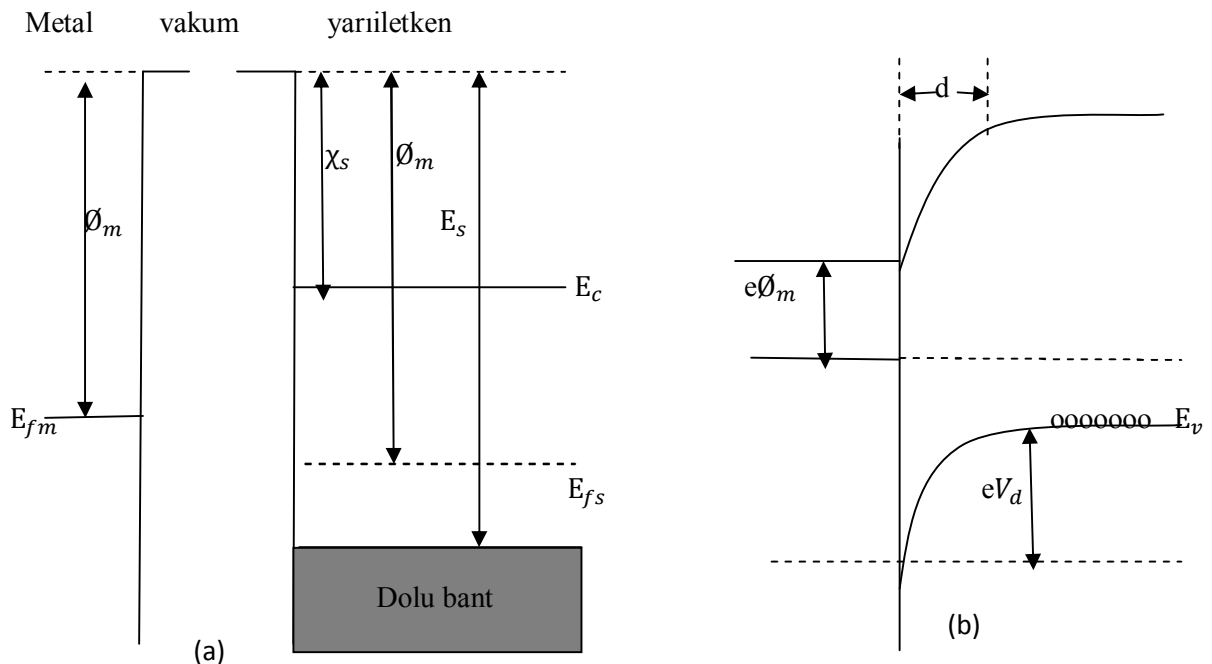
Bir metal yarıiletken kontakta yük taşıyıcıları (boşluk ve elektronlar) bir doğrultudan diğer doğrultuya göre daha kolay geçebiliyorsa, bu bir doğrultucu kontak. Doğrultucu kontakta bir doğrultudaki akım diğer doğrultuya göre daha kolay geçer. ϕ_m ; metalin iş fonksiyonu, ϕ_s ; yarıiletkenin iş fonksiyonu ve E_s ise valans bandının tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki fark olsun. Eğer $\phi_m < \phi_s$ ise kontak doğrultucu, $\phi_m > \phi_s$ ise kontak omik kontak olacaktır.

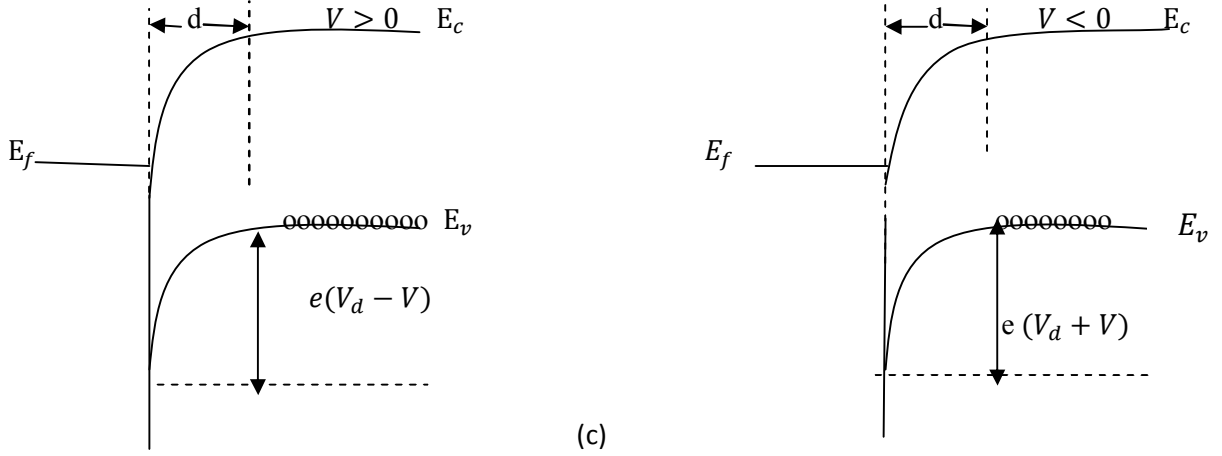
$\phi_m < \phi_s$ olsun. Oda sıcaklığında akseptörlerin hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce şekil 2.6(a). Yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, metal ve yarıiletkenin fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı meydana gelir. Bunun neticesinde yarıiletkenin tarafındaki boşluklar, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize akseptörler d kalınlığındaki bir uzay yük tabakası içinde dağılır. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $\phi_s - \phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki boşluklar için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = \phi_s - \phi_m \quad (2.7)$$

olur. Burada V_{dif} , difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakta metal tarafındaki boşluklar için engel yüksekliği;

$$e\phi_{bn} = E_s - \phi_m \quad (2.8)$$





Şekil 2.6: Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji-bant diyagramı, (a) Kontakta önce, (b) Kontakta sonra termal dengede, (c) $V \neq 0$ olması durumunda.

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı boşluklar (holler) potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp, metalin içine geçebilir. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı boşluklar da engeli aşacak kadar enerji kazanıp, yarıiletken içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen zıt yönlü iki I_0 akım meydana gelir. Eğer yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.6b) soldan sağa akan boşluk (hole) akımı değişmez, fakat sağdan sola akan boşluk (hole) akımı $\exp \frac{eV}{kT}$ çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar azalır ve buna bağlı olarak yarıiletkenden metale geçen boşluklar için engel yüksekliği eV kadar azalır. Sonuç olarak yarıiletkenden metale doğru geçen boşlukların oluşturduğu akım pozitif olarak kabul edilirse, karakteristik akım;

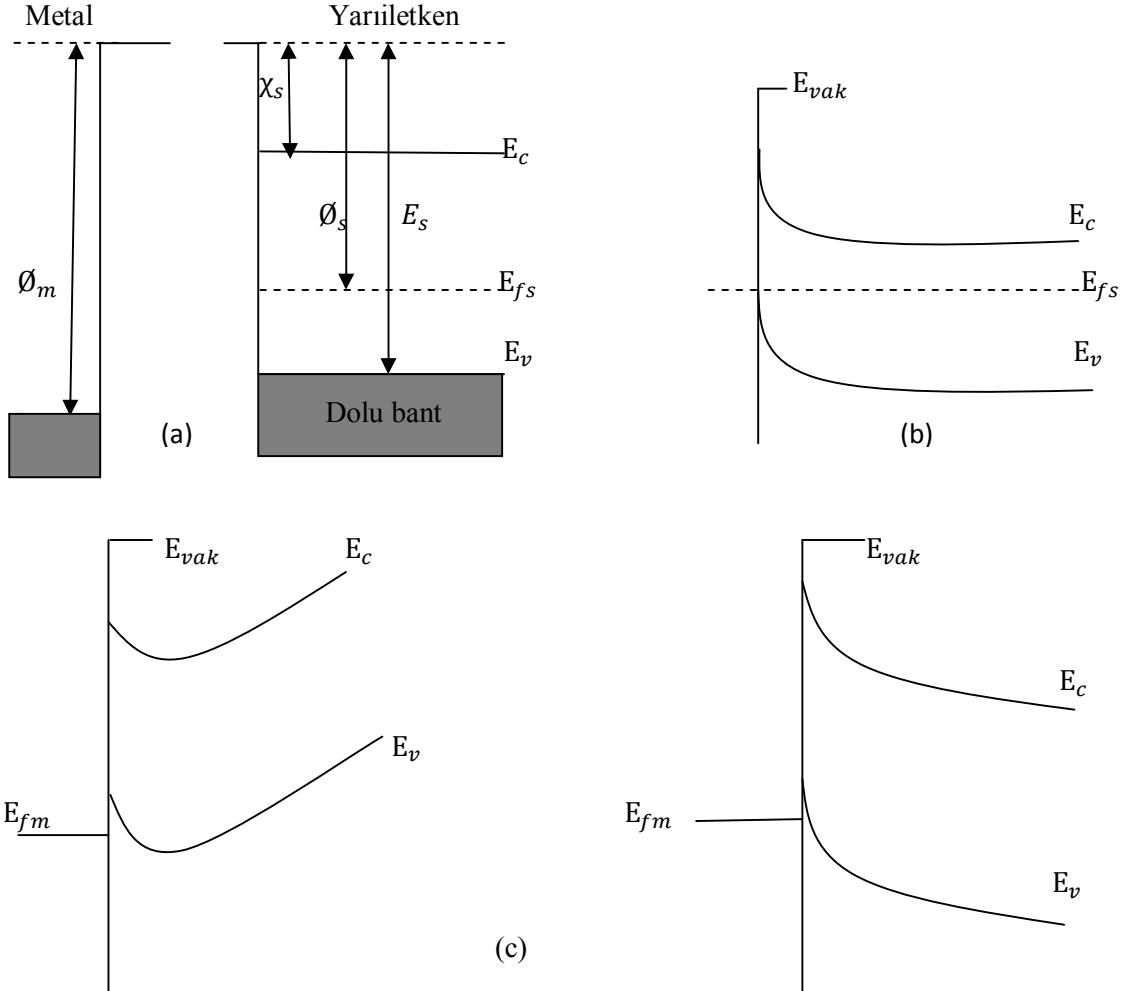
$$I = I_0 \left(\exp \frac{eV}{kT} - 1 \right) \quad (2.9)$$

Olacaktır. Bu da doğrultucu kontaktaır.

2.6. p-Tipi Yarıiletken/ Metal Omik Kontaklar

$\emptyset_m > \emptyset_s$ durumu dikkate alalım. Şekil 2.7(a)'da görüldüğü gibi yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $\emptyset_m - \emptyset_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük alışverişi olacaktır. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak ve metal tarafında bir negatif yüzey yükü oluşturarak metal tarafına akarlar buna bağlı olarak yarıiletkendeki fermi seviyesi şekil 2.7(b)'de görüldüğü gibi $\emptyset_m - \emptyset_s$ kadar aşağı düşer, boşluk (hole) konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur. Elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolayca gelebilir. Bu yük hareketi,

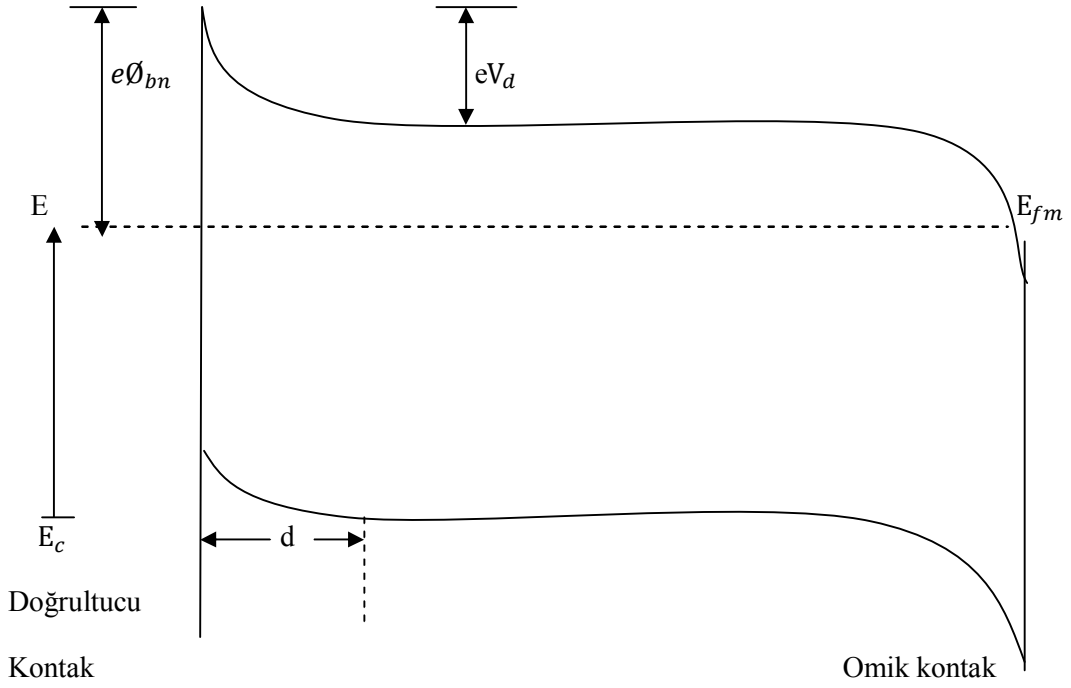
boşlukların yarıiletken den metal akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen boşluklar hemen nötrale olurlar. Ters belsem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan boşluklar da kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Böylece her iki doğrultuda akımı kolayca geçirebilen kontaklar, omik kontaklar olarak bilinirler.



Şekil 2.7: p-tipi yarıiletken/metal kontağın enerji-bant diyagramı, (a) Kontakdan önce, (b) Kontakdan sonra ve termal dengede, (c) $V \neq 0$ olması durumunda.

2.7. Metal/ n-Tipi Yarıiletken/ Metal Yapısı

Metal/ n-tipi yarıiletken/metal yapısı (n^+nM); n-tipi yarıiletkenin bir yüzeyinde elektron bakımından çok zengin n^+n omik kontağı ile diğer yüzeyinde nM doğrultucu kontağını oluşturmaktan ibarettir. Isıl denge durumunda böyle bir yapının enerji-bant diyagramı Şekil 2.8' deki gibidir. n^+ omik kontak tarı $V < 0$ olacak biçimde beslendiğinde yapı doğru belsemde olur. n^+ tarafı $V > 0$ olacak biçimde beslendiğinde yapı ters belsemde olur. n^+nM yapısı diyot özeliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır.

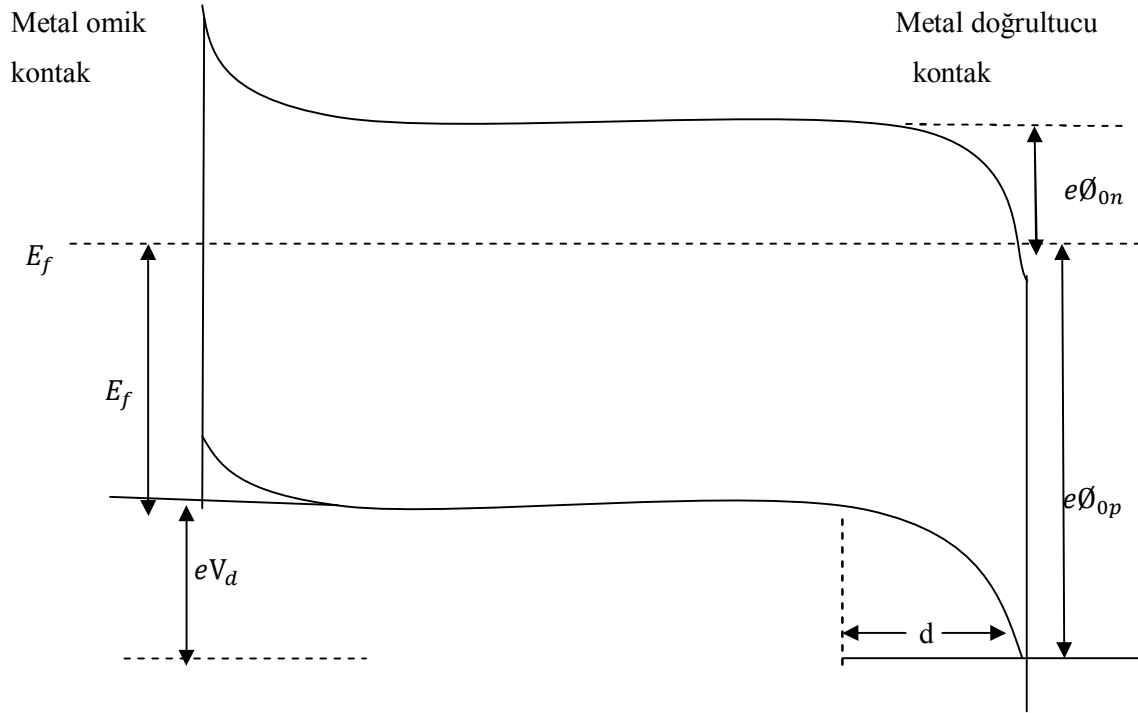


Şekil 2.8: n^+nm yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

2.8. Metal/ p-Tipi Yarıiletken/ Metal Yapısı

Metal/ p-tipi yarıiletken/ metal yapısı (p^+pM); p-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk (hole) bakımından çok zengin p^+p omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontağından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji-bant diyagramı şekil 2.9'da görülmektedir.

p^+ omik kontak tarafına $V > 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru belsemde olur. p^+ tarafına $V < 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters belsemde olur. p^+pM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 2.9'da görüldüğü gibi boşluklar için engel yüksekliği $e\Phi_{p0} = eV_d + E_f$ olur.



Şekil 2.9: p⁺pM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

2.9. Metal/ Yarıiletken Doğrultucu Kontakta Potansiyel Dağılımı ve Schottky Kapasitesi

Metal/n-tipi yarıiletken diyotunun engel tabakası ile yük yoğunluğu arasındaki ifade poisson eşitliği ile verilir. (Ziel 1968)

$$\nabla^2 \varphi(x) = -\nabla E(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.10)$$

ϵ_s : Yarıiletkenin dielektrik sabiti

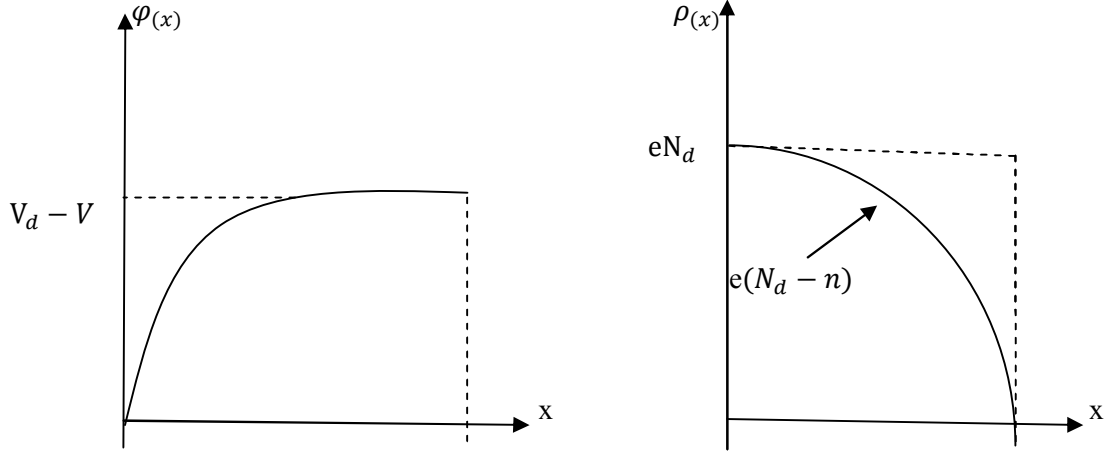
ϵ_0 : Boş uzayın elektriksel geçirgenliği

$\rho(x)$: Konuma bağlı uzay yük yoğunluğu

n-tipi yarıiletken, donör yoğunluğu N_d ve iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n olmak üzere uzay yük yoğunluğu

$$\rho(x) = e(N_d - n) \quad (2.11)$$

ile ifade edilir. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın, $\varphi(x)$ potansiyel fonksiyonu ve $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğunun, konuma göre değişimleri şekil 2.10'da verilmiştir.



Şekil 2.10: Metal/n-tipi doğrultucu kontak, (a) Potansiyel dağılımının konuma bağlı, (b) Yük dağılımının konuma bağlı şekilleridir.

$e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda, $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ olacaktır. Bu durumda $\rho(x)$ ifadesi

$$\rho(x) = eN_d \quad (2.12)$$

Şeklide yazılır. Bu değeri (2.10) denklemde yerine yazarak, tek boyutta, poisson denklemi için;

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{d^2 x} = - \frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.13)$$

Elde edilir.

$\varphi(x)$, potansiyel engeli bölgesi için sınır şartlarında çözümlenebilir.

$$x=0, \quad \varphi(x)=0 \quad (2.14a)$$

$$0 \leq x \leq d \quad \varphi(x) = V_d \pm V \quad (2.14b)$$

$$X=d \quad \frac{d\varphi(x)}{dx}=0 \quad (2.14c)$$

(2.13) eşitliğinin üçüncü sınır şartı altında integralini alırsak ve kontak bölgesindeki elektrik alanı elde edilir.

$$E_{(x)} = - \frac{d\varphi(x)}{dx} = \frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - d) \quad (2.15)$$

(2.15) ifadesinin, birinci sınır şartı altında integralinin alınmasıyla $\varphi(x)$ potansiyel fonksiyonu elde edilir.

$$\varphi(x) = \frac{-eN_d}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.16)$$

Schottky tabakasının d genişliği, (2.16) ifadesine ikinci sınır şartının uygulanmasıyla bulunur.

$$V_d \pm V = \frac{eN_d}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} d^2 \quad (2.17)$$

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_d} (V_d \mp V) \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

Burada; V_d difüzyon potansiyelidir. Yarıiletkenin yüzey birimi başına yük yoğunluğu ise;

$$Q = eN_d d = [2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_d (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.19)$$

Olarak bulunur. Birim alan başına kapasite, uygulama voltajına göre yük değişimi olarak tanımlanır. Yani $\frac{dQ}{dV}$ olur. Toplam kapasite ise;

$$C = A \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{eN_d \varepsilon_s \varepsilon_0}{2(V_d \pm V)} \right]^{1/2} A = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} A \quad (2.20)$$

Burada A kontak alanıdır. Kapasitenin uygulama voltajıyla ters orantılı, donör yoğunluğuyla doğru orantılı olduğu görülür. Bu ifade;

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d \pm V)}{eN_d \varepsilon_s \varepsilon_0 A^2} \quad (2.21)$$

Şeklinde yazılabilir. $\frac{1}{C^2}$ nin V^2 ye göre grafiği bir doğru verir. Doğrunun V eksenini kestiği nokta V_d difüzyon potansiyelidir. $\frac{1}{C^2}$ nin türevi alınıp N_d çekilirse;

$$N_d = \frac{2}{e\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad (2.22)$$

Elde edilir.

2.10. Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler

İdeal bir metal/yarıiletken kontakta engel yüksekliği,

$$\phi_{bm} = \phi_m - \chi_s \quad (2.23)$$

İle verilir. Bu ifade ϕ_m , kontak metalin iş fonksiyonu, χ_s yarıiletkenin elektron yatkınlığıdır. Bazı etkiler (2.23) eşitliği ile verilen schottky engel yüksekliğinde sapma meydana getirebilir. Bunlardan birisi katotta emisyon akımının, artan alan kuvvetiyle artmasıdır. Bu etki, schottky etkisi olarak bilinir ve katodun iş fonksiyonun, yüzey alan kuvvetine bağlı olduğunu ifade eder. Metalden x uzaklığında, dielektrikteki bir elektron, elektrik alanı oluşturacaktır. Alan çizgileri, metal yüzeyine dik ve metal yüzeyinden içeriye doğru x mesafede lokalize olan +e imaj yükü ile aynı olacaktır. İmaj yükü ile coulomb etkileşmesinden dolayı elektron üzerine etkiyen kuvvete de imaj kuvveti denir ve

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad (2.24)$$

Olarak ifade edilir. Potansiyel ise,

$$-\phi_x = \int_x^\infty E dx = \int_x^\infty \frac{e}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} dx = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.25)$$

Olarak bulunabilir. Burada x integral değişkeni ve $x=\infty$ için potansiyeli sıfır kabul ettik. Dış elektrik alan sıfır iken potansiye, (2.25) ifadesiyle verilmiştir. Eğer dış alan sıfırdan farklı ise, o zaman ilave bir terim gelir ve (2.25) ifadesi şöyle olur.

$$-\phi_x = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - E_x \quad (2.26)$$

Olur.(2.25) eşitliği x'in küçük değerleri için geçerliliğini kaybeder ve x sıfıra giderken $-\phi_x \rightarrow \infty$ 'a yaklaşır. Eşitlikteki ikinci terim dış alandan dolayı potansiyel engelindeki düşme miktarını ifade eder. Potansiyel engelinin bu düşmesi, Schottky etkisi ya da imaj kuvvet etkisiyle düşmesidir. Schottky engel düşmesini $\Delta\phi$;

$$\frac{d[e\phi_x]}{dx} = 0 \quad (2.27)$$

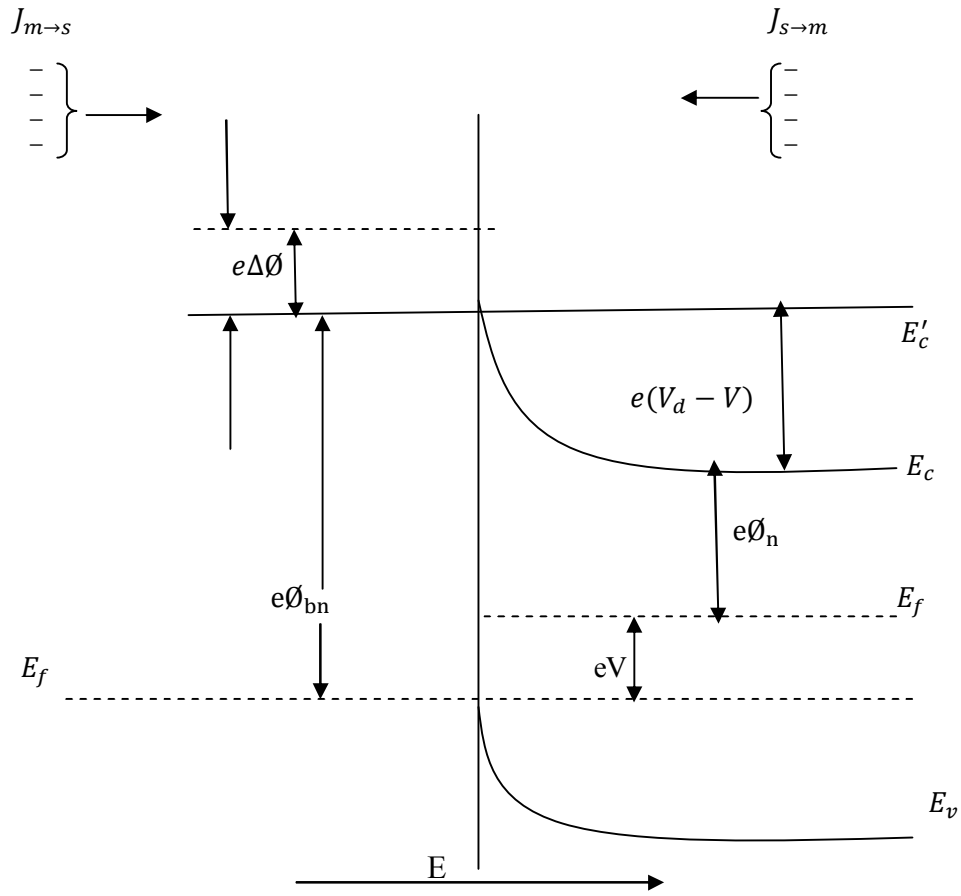
Şartından maksimum engelin konumu, X_m 'i şu şekilde elde ederiz.

$$X_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.28)$$

2.11. Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyon Akım İletimi

Schottky kontaklarda potansiyel engeli üzerinde elektron taşınması işlemi termoyonik alan emisyon teorisi ile açıklanır. Temoiyonik emisyon, taşıyıcıların sıcak bir yüzden termal

enerjileri nedeniyle salınması olayıdır. Metal- yarıiletken Schottky diyotlarda termoiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım, çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletilir. Metal/ n-tipi yarıiletken schottky diyotlarda elektronlar, metal/ p-tipi yarıiletken schottky diyotlarda ise boşlular akımı sağlar. Termoiyonik emisyon teorisinde, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun etkilenmemesi için, doğrultucu kantağa ait potansiyel engelinin kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.



Şekil 2.11: Doğru belsem altındaki metal yarıiletken Schottky kontakta imaj azalma ait enerji-bant diyagramı

Şekil 2.11’de Schottky kantağa V büyüklüğünde doğru belsem gerilimi uygulanmıştır. Burada, $J_{s \to m}$ yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve $J_{m \to s}$ metalden yarıiletkene akan akım yoğunluğudur. $J_{s \to m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükteki hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu durumda;

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c'}^{\infty} V_x dn \quad (2.29)$$

Yazılabilir. E_c' : Metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji, V_x : Sürüklenme yönündeki hız, dn : Artan elektron konsantrasyonu

$$dn = G_c(E) f(E) d(E) \quad (2.30)$$

İle verilir.

$G_c(E)$: İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu

$f(E)$: Fermi-dirac ihtimaliyet fonksiyonu

Maxwell-Boltzmann yaklaşımını kullanarak elektron konsantrasyonu için;

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_f)}{kT}\right] dE \quad (2.31)$$

Yazılabilir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak düşünülürse;

$$\frac{1}{2} m_n^* V^2 = E - E_c \quad (2.32)$$

$$dE = m_n^* V dV \quad (2.33)$$

$$\sqrt{E - E_c} = V \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.34)$$

Olur. Bu eşitlikler kullanılarak dn ifadesi yeniden düzenlenirse

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left[-\frac{e_n}{kT}\right] \exp\left[\frac{m_n^* V^2}{2kT}\right] 4\pi V^2 dV \quad (2.35)$$

Olur. Bu eşitlik, hızları v ile $v+dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız bileşenlerine ayrılırsa $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$ dir. Buradan (2.29) ifadesi

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left[-\frac{e_n}{kT}\right] \int_{V_{0x}}^{\infty} V_x \exp\left[\frac{m_n^* V_x^2}{2kT}\right] dV_x \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{m_n^* V_y^2}{2kT}\right] dV_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{m_n^* V_z^2}{2kT}\right] dV_z \quad (2.36)$$

Şeklinde yazılır. V_{0x} hızı, x doğrultusunda elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli minimum hızdır.

Bu ifadede şu değişken değiştirmeler yapılabilir.

$$\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} = \alpha + \frac{e(V_d - V)}{kT} \quad (2.37a)$$

$$\frac{m_n^* V_y^2}{2kT} = \beta \quad (2.37b)$$

$$\frac{m_n^* V_z^2}{2kT} = \gamma \quad (2.37c)$$

Minimum V_{0x} hızı için;

$$\frac{1}{2} m_n^* V_{0x}^2 = e(V_d - V) \quad (2.38)$$

Yazılır. Bu durumda $V_x \rightarrow V_{0x}$ şartı için $\alpha = 0$ olur ve $V_x dV_x = \frac{2kT}{m_n^*} \alpha d\alpha$ yazılır. Bu ifadeler (2.36)'da kullanılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \exp \left[\frac{-e\phi_{bn}}{kT} \right] \exp \left[-\frac{e(V_d - V)}{kT} \right] \\ \times \int_{V_{0x}}^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\gamma^2) d\gamma \quad (2.39)$$

İntegral alınırsa

$$J_{s \rightarrow m} = \left[\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right] T^2 \exp \left[-\frac{e(V_d + \phi_{bn})}{kT} \right] \exp \left[\frac{eV}{kT} \right] \quad (2.40)$$

Ya da;

$$J_{s \rightarrow m} = \left[\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right] T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT} \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.41)$$

Olur. Şekilden görüldüğü gibi, $V_n + V_d = \phi_{bn}$ ve uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ aynıdır. Yani;

$$J_{m \rightarrow s} = \left[\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right] T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.42)$$

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

$$J = \left[A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.43)$$

Olur. A^* termoiyonik emisyon için Richardson sabiti olup

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.44)$$

İle verilir. Genel bir durum için (2.43) ifadesi

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.45)$$

Olarak yazılabilir. Burada J_0 ters-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.46)$$

İle ifade edilir. ϕ_{bn} schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azalması ve $\phi_{bn} = \phi_{b0} - \Delta\phi$ şeklinde verildiği dikkate alınırsa J_0 eşitliği

$$J_0 = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT}\right) \right] \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.47)$$

Şeklini alır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\phi$ değişimi artan elektrik alanla ya da artan ters belsem gerilimi ile artacaktır. (Temirci ve ark. 2001)

2.12. M.I.S. (Metal Insulating Semiconductor) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri

Bardeen modeline göre, bir tela ile bir yarıiletken kontak haline getirildiklerinde meydana gelen ara yüzey halleri, yarıiletken yüzeyi ile yalıtkan tabaka arasında sınırlanırlar. Bu yüzden metal yada yarıiletkende elektrik alan yoksa, ara yüzey tabakasındaki elektrik alan şiddeti, ara yüzeydeki ve metal yüzeyindeki yüklerle ilgilidir. Gauss kanununa göre;

$$\epsilon_i E_i = Q_{ss} = -Q_m \quad (2.48)$$

Yazılabilir. Burada E_i arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddetidir. Normal şartlarda, elektrik alan, schottky engelinde vardır. Önemli olan da bu alanın engel yüksekliğini nasıl etkilediğini bilmektir. Eğer yarıiletken içinde bir E_s alanı varsa, gauss kanunu,

$$V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\epsilon_s E_{max} + Q_{ss}) \quad (2.49)$$

Şeklinde yazılır. Burada V_i ara yüzey tabakasındaki potansiyel düşmesi, E_{max} ise E_s 'nin maksimum değeridir. N idealite faktörünün arayüzey parametrelerine (arayüzey hal yoğunluğu ve arayüzey tabaka kalınlığı) ve uygulama gerilimine bağlılığı incelenmiştir. (Card ve ark. 1971, Türüt ve Sağlam 1992, Andrews ve lepselter 1970) bu yaklaşımda, öncelikle bütün ara yüzey hallerinin metalle dengede olduğu dikkate alınmalıdır. Yarıiletkenin yüzey deplasyon tabasının ve arayüzey tabakasının var olduğu bir durumda V uygulama gerilimi için

$$V = V_i + V_s \quad (2.50)$$

Yazılabilir. Burada, V_s deplasyon tabası nedeniyle meydana gelen gerilim değişimidir. (2.43) ifadesi tekrar göz önüne alınırsa,

$$I = [AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.51)$$

Yazılabilir. Bu eşitliğin her iki tarafının tabii logaritması alınarak V 'ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{d \ln I}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} \left\{ 1 - \frac{d\phi_b}{dV} + \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \quad (2.52)$$

Olur. Doğru belsem durumunda $\ln I - V$ grafiğinin lineer kısmının eğimi idealite faktörünü verdiği için (2.52) ifadesinden

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{1-\beta} \quad (2.53)$$

Eşitliği elde edilir. Burada $\beta = \frac{d\phi_b}{dV}$ 'dir. Bu durumda idealite faktörü için

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\phi_b}{dV} \quad (2.54)$$

Yazılabilir. Schottky diyotlarda engel yüksekliği, öncelikle deplasyon bölgesindeki elektrik alana bağlı olduğundan, engel yüksekliği ϕ_b yerine etkin engel yüksekliği ϕ_e olarak alınmalıdır. Etkin engel yüksekliği ise;

$$\phi_e = \phi_{b,0} + \left(\frac{d\phi_e}{dV}\right)V = \phi_{b,0} + \beta V \quad (2.55)$$

İle verilir. Burada $\left(\frac{d\phi_e}{dV}\right)$, etkin engel yüksekliğinin besleme gerilimine bağlı olarak değişimidir. (2.54) ve (2.55) eşitliklerinden görüleceği üzere $\beta = \left(\frac{d\phi_e}{dV}\right)$ dir. Bu ifade dikkate alınarak (2.51) eşitliği

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-\beta qV}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.56)$$

Şeklinde yeniden yazılabilir. Burada I_0 doyma akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{b,0}}{kT}\right) \quad (2.57)$$

Şeklinde dir. $\frac{d\phi_e}{dV}$ sabit ise idealite faktörü de sabittir. İdealite faktörünün birden büyük değerler alması, uygulama geriliminin sadece deplasyon tabaksı ve gövde direnci arasında bölüşüldüğünü göstermektedir.

Şimdi (2.54) ifadesi ve $\frac{d\phi_b}{dv} = \frac{d\phi_e}{dv} = \frac{dV_i}{dv}$ eşitliği dikkate alınırsa (2.49) denkleminin uygulama gerilimine göre türevi alınarak

$$1 - \frac{1}{n} = \frac{dV_i}{dv} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_s \frac{dE_{max}}{dv} + \frac{dQ_{ss}}{dv} \right) \quad (2.58)$$

İfadesi elde edilir. (2.50) ifadesi kullanılarak

$$\frac{dE_{max}}{dv} = \frac{dE_{max}}{dv_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dv} \right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dv} \quad (2.59)$$

Elde edilir.

$$\frac{dQ_{ss}}{dv} = \frac{dQ_{sa}}{dv} \frac{dV_i}{dv} = -qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (2.60)$$

İle verilmektedir. Burada $w = \left[\frac{2\varepsilon_s N_d}{qN_d} \right]^{1/2}$ yarıiletkendeki deplasyon tabakası kalınlığıdır. Q_{sa} ve N_{sa} , sırasıyla metalle denge durumunda olan arayüzey yük yoğunluğu ve arayüzey hal yoğunluğu, N_d yarıiletkendeki donör konsantrasyonu ve V_d ise difüzyon potansiyelidir. (2.60) ifadesi, metalle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir ve metalin fermi seviyesine göre hallerin enerjisindeki değişim olan dV_i ile belirlenir. Bu yüzden $\frac{dQ_{sa}}{dv_i} = -qN_{sa}$ eşitliği yazılabilir. (2.59) ve (2.60) ifadeleri (2.58) de yerine yazılacak olursa

$$1 - \frac{1}{n} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \quad (2.61)$$

Ve buradan;

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{w(\varepsilon_i + \delta q N_{sa})} \quad (2.62)$$

Elde edilir. Bu sonuç arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durum için elde edilmiştir.

Arayüzey hallerinin yarıiletkenle denge durumunda olması halinde, arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{sb} ve arayüzey hal yoğunluğu N_{sb} alınarak (2.60) ifadesi

$$\frac{dQ_{ss}}{dv} = \frac{dQ_{sa}}{dv_s} \frac{dV_s}{dv} = \frac{qN_{sb}}{n} \quad (2.63)$$

Şeklinde yazılabilir. (2.63) ifadesi, yarıiletkenle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir. Yarıiletkenin fermi seviyesine göre, hallerin enerjisindeki değişim olan dV_s ile belirlenir. Bu yüzden $\frac{dQ_{sb}}{dV_s} = qN_{sb}$ eşitliği yazılabilir. (2.59) ve (2.63) ifadeleri (2.58) de yerine yazılacak olursa

$$1 - \frac{1}{n} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} + \frac{qN_{sb}}{n} \right] \quad (2.64)$$

Ve buradan;

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{sb} \right] \quad (2.65)$$

Elde edilir.

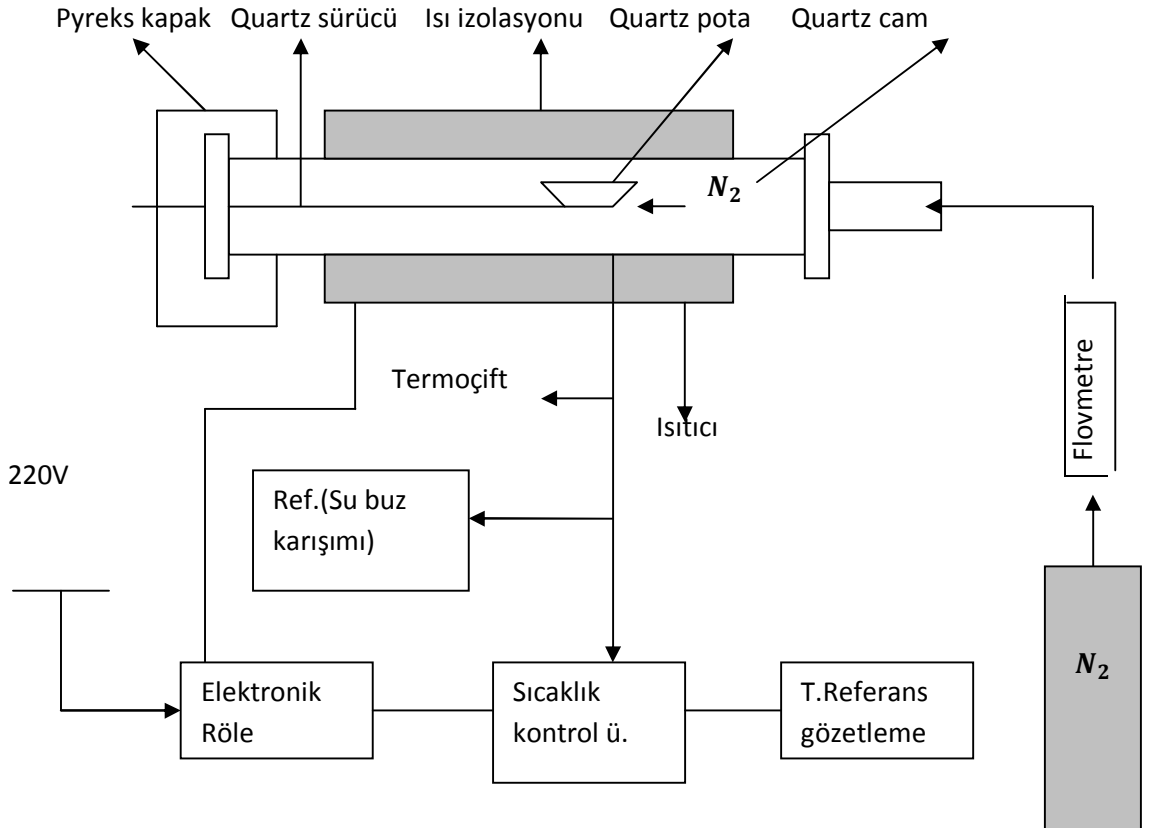
3. DENEY SİSTEMİ, NÜMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER

3.1 Giriş

Bu bölüm, arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Al/ p-Si Schottky diyotlarının yapımı için gerekli malzeme, nümune hazırlanması, temizlenmesi ve yapımını içerir. Yapılan nünunelerin parametrelerinin ölçümünde kullanılan aletler ve teknikler bu bölümde yer almaktadır.

3.2 Schottky Diyotlarının Yapılması

Bir p-Si iki parçaya bölündü. Bir parça p-Si numunesi ^{60}Co γ -ışınına maruz bırakıldı. Diğer parça p-Si numune ^{60}Co γ -ışınına maruz bırakılmadı. Nünunelerin önce mat (parlatılmamış) tarafına omik kontak yapılması gerekir. Bunun için önce ısıtıcı pota % 10 seyreltiklikte HCl ile yıkanıp, deiyonize su ile iyice temizlenip kurutuldu. Daha sonra vakum buharlaştırma ünitesine yerleştirilerek yakıldı. Nünuneler kimyasal olarak (RCA) temizlendikten sonra nünunenin mat tarafına (Al) metal buharlaştırılacak kimyasal olarak temizlenip ısıtıcının üzerine bırakılır. Daha sonra nümune, önce çalıştırılıp vakum işlemi için hazır hale getirilen ünitenin içerisine yerleştirildi. Vakum işlemi neticesinde basınç 10^{-5} torr değerine düştükten sonra, daha önceden ısıtıcı üzerine yerleştirilen p-tipi için % 99.98 saflıkta alüminyum (Al) buharlaştırıldı.



Şekil 3.1. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması

Bir müddet bekledikten sonra ters işlem yapılarak vakum cihazına hava verildi ve numune vakum cihazından çıkarılarak kimyasal olarak temizlenmiş quartz potanın içine yerleştirilerek, daha önce yakılarak p-tipi için 580°C 'ye ayarlanan fırında 3 dakika tavlandı. Tavlama için kullanılan fırının şeması Şekil 3.1. 'de görülmektedir. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Hazırlanmış olan bu omik kontaklı numuneler parlak yüzeyleri, 2mm çaplı delikler bulunan maskenin alt bölgesine yerleştirilerek vakum sisteminde ve yaklaşık 10^{-5} torr basınç altında % 99.99 saflıkta kalay(Al) metali buharlaştırıldı.

3.3 Deneysel işlem

P-tipi Si örnekleri yönelim $\rho = 5-10 \Omega.\text{cm}$ direnç ile parlak ve [100] devre levhası kullanılarak hazırlanmıştır. Silikon devre levhası kimyasal RCA temizleme yöntemi kullanılarak temizlendi.(i.e.a $\text{NH}_4+\text{H}_2\text{O}_2+6\text{H}_2\text{O}$ içinde 10 dk kaynatılıp akabinde bir 10 dk boyunca $\text{HCl}+\text{H}_2\text{O}_2+6\text{H}_2\text{O}$ kaynatıldı) Si temizlenmiş örneği iki parçaya bölünüldü. Si tek parça bir saat ^{60}Co γ -ışınına maruz bırakıldı. Düşük direnç yöntemiyle, N_2 atmosferinde 3 dakika için 570°C sıcaklıkla tavllanmış p-tipi Si örneği tekrar iki adet omik kontak Al kullanılarak yapılmıştır. Schottky kontaklar hakkında 2.0 mm çapında olan tüm noktalar buharlaşması ile oluşmuştur(diyot alan: $3.14 \times 10^{-2} \text{cm}^2$).Tüm buharlaşma süreçleri hakkında 10^{-5} mbar bir vakum kaplama ünitesi yapılmıştır. Akım-gerilim (I-V) karakteristikleri oda sıcaklığında ve karanlık bir Keithley 2400 sourcemeter kullanılarak ölçülmüştür

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Oda sıcaklığında Al / p-Si kontak düz ve ters beslem I-V karakteristiği Fig.1 verilmiştir. Fig 1'de görüldüğü gibi, Cihazın I-V karakteristiği bir doğrultucu davranış göstererek ve ters akım zayıf bir sapma gerilim bağımlılığı gösterirken gerilim katlanarak ileri akım artar. Bir Schottky kontak göz önüne alındığında bu cihazın net akımı termiyonik emisyonu bağlı olduğu varsayılır ve aşağıdaki gibi ifade edilebilir, (. Rhoderick ve Williams 1988)

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad \text{Denklem 1}$$

Burada doyma akım I_0 olarak ifade edilir

$$I_0 = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{b,o}}{kT}\right) \quad \text{Denklem 2}$$

Burada V gerilimi uygulandığında, q elektron , A^* etkili Richardson sabiti ve p-tipi Si için $32 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ eşittir, A etkili diyot alanı, T mutlak sıcaklığı, k Boltzman sabiti, n bir SBD ve idealite faktörü, $\phi_{b,o}$ sıfır sapma bariyer yüksekliğidir. $3 \text{ kT} / q$ daha fazla V değerleri için gelen idealite denklem 1 olarak yazılabilir,

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad \text{Denklem 3}$$

Burada n SBDS ve idealite faktörü ve saf termiyonik emisyon için uygun bir diyot ölçüsüdür. Al /p-Si ^{60}Co γ -ışını radyasyonlu ve radyasyonsuz Schottky diyot örneği idealite faktörü ve engel yükseklikleri Denklem 2 ve denklem 3 kullanılarak sırasıyla, 1.72,1.97 ve 0.756 eV ,0.795 eV olarak hesaplandı. Diyotlar ideallikten sapma göstermiştir. Bu muhtemelen metal ve p-Si yüzey arasında yalıtım oksit tabaka olduğunu ve inorganik yarıiletken yüzeyine bir yalıtım tabaka varlığını gösterir. Çünkü p-Si ön yüzeyi Al / p-Si Schottky diyot fabrikasyon önce havaya maruz kalır. Arayüz oksit tabakası ayrıca su ile oluşmuş olabilir yada p-Si Yüzey ön yüzeyinde fabrikasyon önce n-tipi Si yüzeyine buharı emilmiş olabilir.(Türüt, ve Köleli 1992, Antohe ve ark. 1991)

ayrıca su ile oluşmuş olabilir yada p-Si Yüzey ön yüzeyinde fabrikasyon önce n-tipi Si yüzeyine buharı emilmiş olabilir.(Türüt, ve Köleli 1992, Antohe ve ark. 1991) Si yüzeyi, her zamanki gibi parlatma ve kimyasal aşındırma tarafından hazırlanırsa metal buharlaştırma etrafında 10^{-5} torr bir basıncına sahip bir konvansiyonel vakum sistemi yapılır ve Si yüzeyi ister istemez ince bir yalıtkan film ile kaplanır. Bu oksit tabakası kalınlığı değerleri yüzeyi hazırlama yöntemine bağlı olarak 10 ila 30 Å arasındadır. Yeterince kalın arayüzey tabakası için arayüzey durumların yarı iletken ile denge içinde olup metal ile etkileşim kuramaz.(Rhoderick ve Williams 1988, Cova ve ark. 1998, Sze 1981)

Yüksek akım değerlerinde her zaman idealitenin bir sapması açıkça arayüzü durum yoğunluğu ve yığın seri direnç bağlı olarak gösterilmiştir.

Düz beslem içinde ilave bariyer artış düşürücü görüntü kuvvet yerine arayüzey tabaka boyunca potansiyel bir değişikliği geliyor.(Rhoderick ve Williams1988, Van Meirhaeghe ve ark. 1994, Ashok ark. 1978, Umana-Membreno ve Nener 2003, Singh ve ark. 2001, Zainninger ve Holmes-Siedle 1967, Chin ve Ma 1983, Jayavel ve ark. 1999, Karatas ve ark. 2009, Jayavel ve ark. 2000, Türüt ve Köleli1992, Antohe ve ark. 1991, Cova ve ark. 1998, Sze 1981, Norde 1979, . Werner 1988). Arayüzey tabakası ve yeterince kalın olduğu zaman metal ve arayüz durumları arasındaki aktarım ihtimali çok küçük olduğu için, N_{ss} ve idealite faktörü n arasında eşitlik ifade edilebilir.(Cowley ve Sze 1965) Aşağıdaki gibi,

$$C_2 = \frac{1}{n} = \frac{1}{1 + \alpha} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 N_{ss} \delta} \quad \text{Denklem 4}$$

C_2 tanınmış idealite faktörü n parametresi ters orantılıdır. N_{ss} arayüz durumların yoğunluğu, ϵ_i arayüzey tabakası dielektrik ve δ onun kalınlığıdır. \emptyset_e sapma-arayüzey tabakası ve arayüzey tabaka-yarıiletken bulunan arayüzey durumların varlığı nedeniyle bağımlı olduğu varsayılır. bariyer yüksekliği uygulanan gerilim bağımlılık olarak elde edilir.

$$\frac{d\emptyset_e}{dV} = \beta = 1 - \frac{1}{n(V)} \quad \text{Denklem 5}$$

Burada β gerilim bariyer yüksekliği, \emptyset_b yerine kullanılan etkili yükseklik \emptyset_e katsayısıdır. Yukarıdaki formül durum için arayüz durumları yarı iletken, bariyer yüksekliği ve uygulanan sapma bağımlılığı ile dengede olduğunu, yani $d\emptyset_e/dV$ Hem arayüz durumların etkileri ve arayüzey tabakası kalınlığı birleştiren bir parametredir.(Rhoderick ve Williams 1988, Werner

1988, Cowley ve Sze 1965, Tseng ve Wu 1987, Barret 1976, Yu ve ark. 1987). Etkili bariyer yüksekliği şeklinde verilir.

$$\phi_e = \phi_b + \beta V \quad \text{Denklem 6}$$

P-tipi yarı iletkenler, yarı iletken yüzeyinde Valance bandın üst göre arayüzü durumları E_{ss} enerji verilir

$$E_s - E_v = q\phi_e - qV \quad \text{Denklem 7}$$

Böylece denklem 6 ve denklem 7 ile birlikte denklem 4 arayüzey durum yoğunluğu hesabında kullanabiliriz. Al / p-Si Schottky diyot örneğinin arayüzey durum yoğunluğu hesaplamak için, denklem 4 n gerilim bağımlılığı değerleri yerine kullanarak için $n=1.97$ $\delta = 2.97$ nm ^{60}Co γ -ışın radyasyonu ile, $n=1.75$ için $\delta = 3.82$ nm ^{60}Co γ -ışın radyasyonsuz burada $\epsilon_i = 4\epsilon_o, \epsilon_o$

serbest alan dielektrik olmak (Rhoderick, ve Williams1988), V bir fonksiyonu olarak N_{ss} değerleri elde edilmiştir. N_{ss} Bu değerleri ($E_s - E_v$) bir fonksiyonu denklem 7 kullanarak çevrildi. Şekil 2 de görülebilir, Al / p-Si için arayüzey durum yoğunluğunun hesaplanmasında eğrisi, yasak enerji aralığından Valance bant yönelik arayüzey durum yoğunluğunun katlanarak büyümesi çok belirgindir. Arayüzey tabakasının varlığı, arayüzey durumları ve sabit yüzey yükü ideal Schottky diyot uymama Schottky cihazların ters beslem ve düz beslem özellikleri neden olur.

Sonuç olarak, Si iki türü olan ^{60}Co γ -ışını radyasyonlu ve radyasyonsuz ve Al / p-Si yapısı ile imal etmek için ayrıldı. Tek parça ve üretim öncesi ^{60}Co γ -ışını radyasyona maruz kaldı ve ardından maruz kalan parçası ve diğer parçası Al / p-Si Schottky diyotlar almak için imal edildi. Onunla ve ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu ve radyasyonsuz bu yapıların davranış giderilmesi gösterdiği görülmüştür. Al / p-Si Schottky kontakın idealite faktörü ve bariyer yüksekliği değeri ve ^{60}Co γ -ışını radyasyonlu ve radyasyonsuz bulundu, sırasıyla, $n=1.72$, $n=1.97$, $\Phi_{b,o} = 0.756$ eV $\Phi_{b,o} = 0.797$ eV ve arayüzey durumların enerji dağılımı düz besleme I-V verilerinden tespit edilmiştir.. ^{60}Co γ -ışın radyasyonsuz arayüzey durum yoğunlukları Valance bandın üst kısmına doğru yasak enerji aralığına gelen sapma ile üstel bir artış var olduğu görüldü. Sonuç bariyer yüksekliği idealite faktörü ve Al / p-Si Schottky diyot arayüzü durum yoğunluğu gibi ^{60}Co γ -ışını radyasyona maruz kalma ile artmıştır.

ŞEKİL AÇIKLAMASI

Fig. 1. ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky diyotu ile akım- gerilim karakteristiklerinin ileri ve geri salınım deneysel grafiği .

Fig.2. ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky örneğinin arayüzü durum enerji dağılım eğrilerinin deneysel grafiği

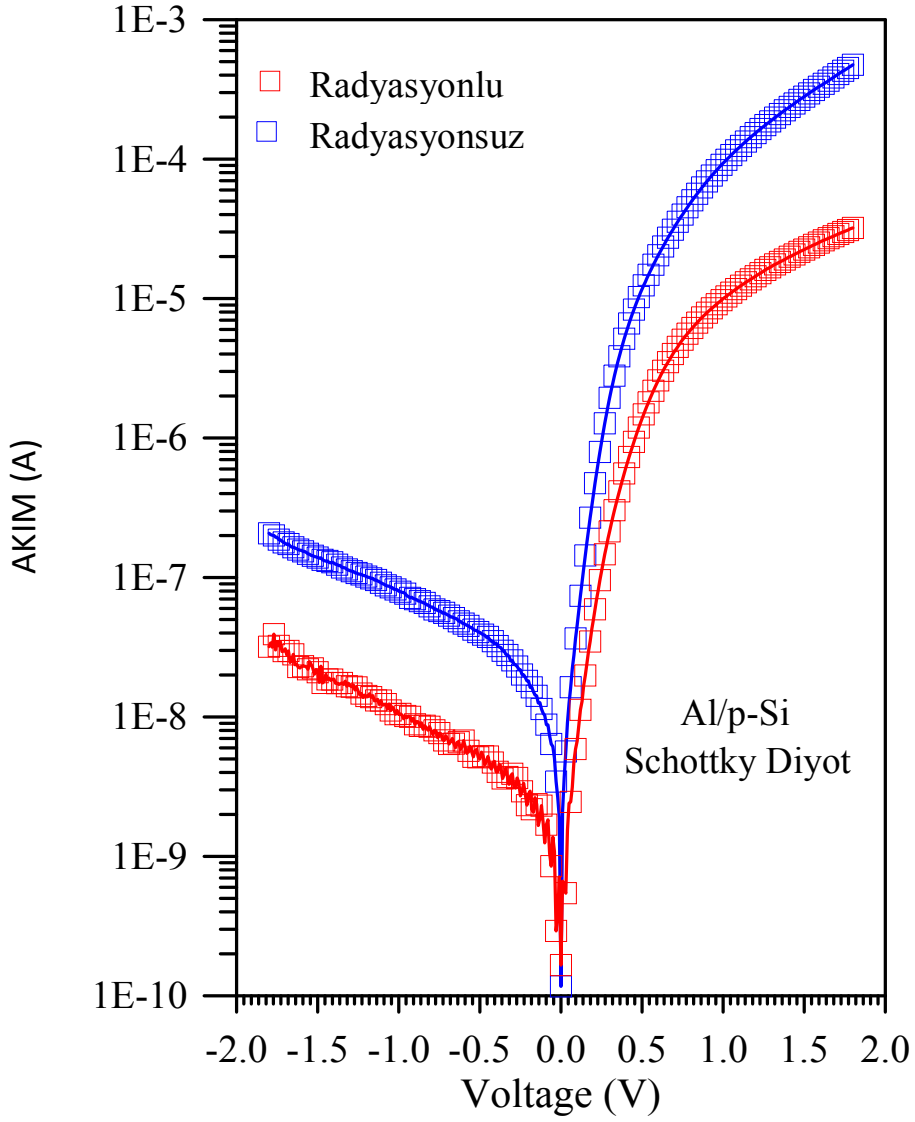


Fig. 1. ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky diyotu ile akım-gerilim karakteristiklerinin ileri ve geri salınım deneysel grafiği

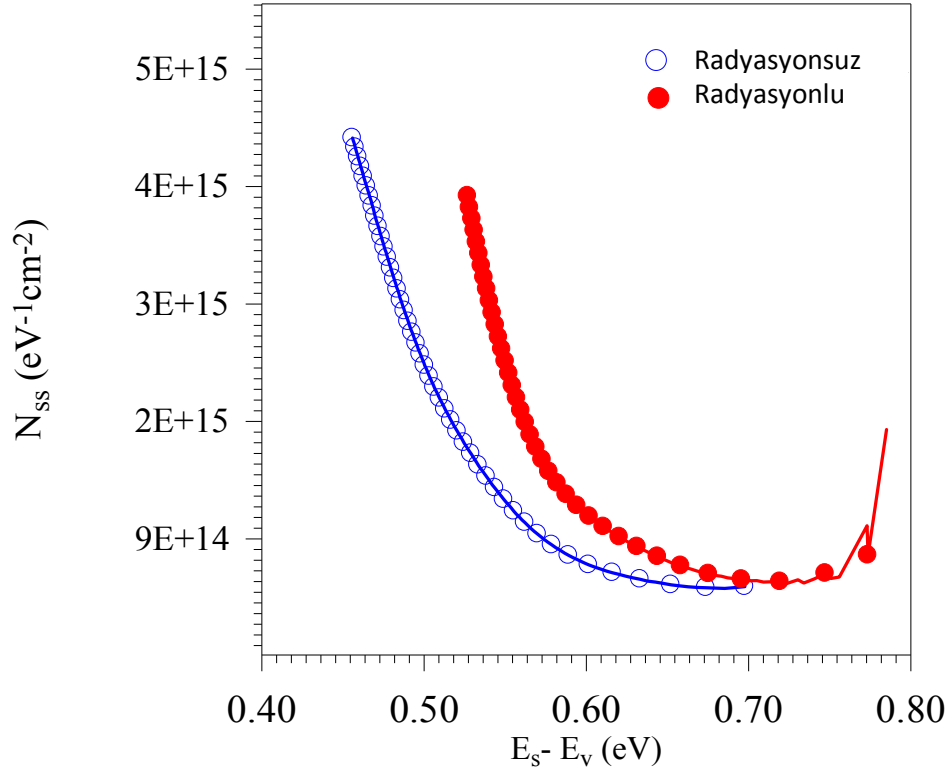


Fig.2. ^{60}Co γ -ışın radyasyonlu, radyasyonsuz ve Al/p-Si Schottky örneğinin arayüzü durum enerji dağılım eğrilerinin deneysel grafiği

5.KAYNAKLAR

- Braun, K.F., 1874. On the current conduction in metal sulphides. *Physical Chemistry*. 153, 556.
- Torrey, H.C., Whitmer C.A., (1948). *Crystal Rectifiers*, Mc Graw Hill
- Bardeen, J. and Brattain, W.H., 1948. Physical principles involved in transistor action. *Physical Review Letters*. 74, 231.
- Mott, N. F. Davis, E. A. *Electronic Process in non-Crystalline Materials*, Calendron Press,Oxford, 1979
- Schottky, W., 1914. *Phys*. 215
- Wilson, A.H., *Proc.R.Soc., London, Ser. A*, 136,487 (1932)
- Bethe, H.A., 1942.Massachusetts Institute of Technology Radiation Laboratory Report. 43.
- Crowell, C.R. and Sze, S.M., 1966. Schottky barrier characteristics at low temperature. *Solid – State Electronics*, 9, 1035
- Crowell, A. M. and Sze, S. M., *J. Appl. Phys.* 36, 3212(1965)
- Card, H.C. and Rhoderick, E.H., *J. Phys. D. Appl. Phys*, 4 (1971)
- Wu, C-Y., 1980, Interfacial layer theory of the Schottky barrier diodes, *J. Appl. Phys.*51-7, 3786
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. The determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285.
- Türüt, A., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Yalçın, N. Yıldırım, M. And Abay, B., 1995. İnterpreting the nonideal reverse bias C-V characteristics and importance of the dependence of Schottky barri er height on applied voltage. *Physica B*, 205, 41.
- Yasuhiko S., 2000. Organic materials for electronic and optoelectronic devices, *J. Mater. Chem.*, 10, 1.
- Hanselaer, P.L., Laflère, W.H., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F., 1986, The influence of a HF and an annealing treatment on the barrier height of p- and n-type, *Apply. Phys. A* 39, 129-133.
- Nozu, S., Matsuda, K. and Sugino, T., 1999. Characterization of GaAs Surface Treated with Remote PH3 Plasm,*Jpn.J. Appl.Phys.*,38, L295-L297

- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, *Materials Science and Engineering R* 35, 1-138
- Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, 2nd Edn., Prentice Hall, 245s. New Jersey, P.97-245
- Norde, H. 1979. A modified I-V plot for Schottky diodes with high series resistance *J. Appl. Phys.*, 50, 5052-5053
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986 Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *J. Appl. Phys., Lett.*, 49, 85-87
- Sato, K. and Yasumura, Y., 1985. Study of forward I-V plot for the Schottky diodes with high series resistance *J. Appl. Phys.*, 58, 3655-3657
- Cibils, R.M. and Buitrago, R., 1985. Forward I-V plot for non-ideal Schottky diodes with high series resistance *J. Appl. Phys.*, 58, 1075-1077
- Lee, T. C. , Fung, S., Beling, C. D. and Au, H. L., 1992 A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance, and barrier height for Schottky diodes. *J. Appl. Phys.*, 72, 4739-4742
- Evangelou, E.K., Papadimitriou, L., Dimitriades, D. A. and Giakoumakis, G. E., 1993 Extraction of Schottky diode (and p-n junction) Parameters from I-V Characteristics *Solid State Electron.*, 36, 1633-1635
- Aubry, V. and Meyer, F., 1994. With high series resistance: Limitations of forward I-V methods, *J. Appl. Phys.*, 76, 7973-7984
- Türüt, A., Batı, B Kökçe, A., Sağlam, M. and Yalçın, N., 1996. The Bias-Dependence Change of Barrier Height of Schottky Diodes under Forward Bias by including the series Resistance Effect. *J. Appl. Phys. Scripta.*, 53, 118-122
- Sağlam, M., Ayyıldız, E., Gümüş, A., Türüt, A., Efeoğlu, H. and Tüzemen, S., 1996. Series resistance calculation for the Metal- Insulator- Semiconductor Schottky barrier diodes. *Appl. Phys. A.*, 62, 269-273

- Kaminski, A., Marchand, J.J. and Laugier, A., 1999. I-V Method to extract Junction parameters with Special Emphasis on Low Series Resistanc. *Solid State Electron*,43,741-745
- Ranuaren, J.C., Ortiz-Conde, A. and Garcia Sanchez, F. J. 2000. Anew method to extract diode parameters under the presence of parasitic series and shunt resistance. *Microelectronics Reability*, 40, 355-358
- El- Adawi, M.K. and Al-Nuaim, I.A., 2002. A method to determine the solar cell series resistance from I-V. Characteristic curve considering its shunt resistance- new approach. *Vacuum*, 64, 33-36
- E.H. Rhoderick, and R.H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon, Oxford, 1988.
- 2.R.L. Van Meirhaeghe, W.H. Laflère, F. Cardon, *J.Appl.Phys.*76 (1994) 403.
- S. Ashok, J.M. Borrego, R.J. Guttmann, *IEEE Trans. Elect. Nucl. Sci.* NS-25 (6) (1978) 1473.
- G.A. Umana-Membreno, B.D. Nener, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-50 (12) (2003) 2326.
- R. Singh, S.K. Arora, D. Kanjilal, *Mater. Sci. Semicond. Process.* 4 (2001) 425.
- K.H. Zainninger, A.G. Holmes-Siedle, *RCA Rev.* (1967) 208.
- M.R. Chin, T.P. Ma, *Appl. Phys. Lett.* 42 (10) (1983) 883.
- P. Jayavel, M. Udhayasankar, J. Kumar, K. Asokan, D. Kanjilal, *Nuc. Instr. and Meth. B* 156 (1999) 110.
- S. Karatas, A.Turut, S. Altındal, *Radiat.Phys.Chem.*78(2009)130.
- P.Jayavel,J.Kumar,K.Santhakumar,P.Magudapathy,K.G.M.Nair, *Vacuum* 57 (2000)51.
- A. Türüt, F. Köleli, *J. Appl. Phys.* 72 (1992) 818.
- S. Antohe, N. Tomozeiu, S. Gogonea, *Phys. Stat. Sol. (a)* 125 (1991) 397.
- P. Cova, A. Singh, A. Medina, R.A. Masut, *Solid State Electron.* 42 (1998) 477.
- S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition, Wiley, New York, 1981
- H. Norde, *J. Appl. Phys.* 50(1979) 5052.

J. H. Werner, Appl. Phys. A 47 (1988) 291.

A.M. Cowley, S.M. Sze, J.Appl.Phys. 36 (1965) 3212.

H.H. Tseng, C.Y. Wu, Solid State Electron. 30 (1987) 383.

C. Barret, Solid State Electron. 19 (1976) 73.

K.M. Yu, M. Jaklavic, E.E. Haller, Appl.Phys. A 44 (1987) 177

Andrews, J.M. and Lepselter, M.P., 1970, Solid St. Electron, 13,1011

Temirci, C., Batı B., Sağlam, M. And Türüt, A., 2001 High-barrier Height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layerby anodization process. Appl. Surf. Sci., 172,1-7

ÖZGEÇMİŞ

09/06/1986 Diyarbakır da doğdum. İlkokul, ortaokul ve lise öğrenimini Diyarbakır da tamamladım.2004 yılında Dicle Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandım. 2008 yılında mezun oldum. 2008 yılında Dicle Üniversitesi Fen Bilimler Enstitüsünde Yüksek lisansı kazandım.1 yıl yabancı dil (İngilizce) hazırlık eğitimini tamamladım. 2009 yılında Dicle üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalında Yüksek lisansı yapmaktayım..

Serhat GÜLOĞLU

Tlf:05357635941

Adres: S.Eyyubi Mah. Bayındırlık Cad. Gündoğdu Sit.

F Blok Kat:4 No:14