

**DOĞAL YALITKAN TABAKALI Al/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARDA
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN FREKANS BAĞLI
İNCELENMESİ**

Hatice KANBUR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2005

ANKARA

Hatice KANBUR tarafından hazırlanan DOĞAL YALITKAN TABAKALI Al/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARDA ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN FREKANS BAĞLI İNCELENMESİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, Jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : _____

Üye : _____

Üye : _____

Üye : _____

Üye : _____

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER.....	4
2.1. Metal Yarıiletken (MY) Kontak Türleri.....	4
2.2. İdeal Metal Yarıiletken (MY) Kontaklarda Schottky-Mott Teorisi.....	4
2.3. Metal /Yarıiletken Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları... ..	8
2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE).....	10
2.4. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....	14
2.5. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Fiziği.....	16
3. DENEYSEL YÖNTEM	20
3.1. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Hazırlanması	20
3.1.1. Kristal temizleme.....	20
3.1.2. Al/SiO ₂ /p-Si (MY) diyotların yapımı.....	21
3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	23
4. DENEYSEL SONUÇLAR.....	24
4.1. Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri.....	24

	Sayfa
4.2. Kapasitans –Gerilim (C-V) Karakteristikleri.....	35
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	43
KAYNAKLAR	46
ÖZGEÇMİŞ	50

**DOĞAL YALITKAN TABAKALI Al/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARDA
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN FREKANS BAĞLI
İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Hatice KANBUR

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Haziran 2005**

ÖZET

Doğal yalıtkan arayüzey tabakaya (SiO_2) sahip Al/p-Si Schottky diyotların akım-gerilim (I-V) karakteristikleri oda sıcaklığında incelendi. Arayüzey durum yoğunluğunun (N_{ss}) dağılım profili doğru beslem I-V ölçümlerinden enerjinin ($E_{ss} - E_v$) bir fonksiyonu olarak, engel yüksekliğinin (Φ_e) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edildi. Ayrıca kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) ölçümleri geniş bir frekans aralığında (10 kHz - 1 MHz) çalışıldı. İlave (excess) kapasitans değerlerinin artan frekansla azaldığı gözlemlendi. İlave kapasitansın bu davranışı, artan frekansla arayüzey durum yoğunluklarının azalmasına atfedildi. Deneysel sonuçlar Schottky diyotların I-V, C-V ve G-V karakteristiklerinin sadece N_{ss} 'den değil aynı zamanda seri direnç R_s 'den de etkilendiğini ve Schottky diyotların elektriksel özellikleri üzerinde N_{ss} ve R_s 'nin önemli bir yere sahip olduğunu gösterdi.

Bilim Kodu	:404.05.01
Anahtar Kelimeler	:İlave kapasitans, arayüzey durumları, seri direnç, yalıtkan tabaka, frekansa bağlılık.
Sayfa Adedi	:63
Tez Yöneticisi	:Yrd. Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

**THE INVESTIGATION OF FREQUENCY DEPENDENT ELECTRICAL
CHARACTERISTICS AT Al/p-Si SCHOTTKY DIODES WITH A NATIVE
INSULATOR LAYER**

(M.Sc. Thesis)

Hatice KANBUR

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

June 2005

ABSTRACT

The current-voltage (I-V) characteristics of Al/p-Si Schottky diodes with the native interfacial insulator layer (SiO₂) were measured at room temperature. The density of interface states (N_{ss}) distribution profile as a function of (E_{ss} - E_v) was extracted from the forward bias I-V measurements by taking into account the bias dependence of the effective barrier height (Φ_e). In addition the capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G-V) measurements are studied at frequency range of 10 kHz to 1 MHz. The excess capacitance was observed to decrease with increasing frequency. Such behavior of excess capacitance has been attributed to the fact that the apparent density of N_{ss} decreases with increasing frequency. Experimental results show that the I-V, C-V and G-V characteristics of Schottky Diodes are affected not only in N_{ss} but in also series resistance (R_s), and the location of N_{ss} and R_s have a significant role on electrical characteristics of Schottky diodes.

Science Code : 404.05.01

Key Words : Excess capacitance, interface states, series resistance, insulator layer, frequency dependent.

Page Number: 63

Adviser : Assist Prof. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Çalışma boyunca bana yol gösteren çok büyük yardımlarını gördüğüm değerli tez danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Şemsettin Altındal'a ve bu çalışmaya başlamama vesile olan değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Recep Şahingöz'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Yine deneysel çalışma esnasında yardımlarını esirgemeyen hocam Dr. Adem Tataroğlu'na teşekkür ederim.

Ayrıca hayatım boyunca bana en büyük desteği sağlayan aileme ve bu çalışma boyunca bana destek olan dostlarım Çiğdem Erişti ve Emine Alkan'a Sonsuz teşekkür ederim.

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Tüm diyotlar için oda sıcaklığında doğru beslem I-V ölçümlerinden hesaplanan temel diyot parametreleri.....	33
Çizelge 4.2. D10 için oda sıcaklığında doğru beslem akım-gerilim karakteristiklerinden deneysel veriler kullanılarak elde edilen diyot parametreleri.....	34
Çizelge 4.3. Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyotun oda sıcaklığında $C(V, f)$ karakteristiklerinden hesaplanan diyot parametreleri.....	40

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\phi_m > \phi_s$) elektron enerji band diyagramı. Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.....	6
Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı. (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem.....	8
Şekil 2.3. Metal/yarıiletken (MY) kontaklarda doğru beslem altındaki akım iletim mekanizmaları.....	9
Şekil 2.4. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden dolayı potansiyel engel alçalması.....	14
Şekil 3.1. Ohmik kontak oluşturulurken kullanılan maske.....	22
Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske.....	22
Şekil 3.3. Al/SiO ₂ /p-Si/Al (MYY) diyotun şematik gösterimi.....	23
Şekil 4.1. Oda sıcaklığında seçilmiş (D10) Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyotun doğru beslem akım-gerilim (I-V) karakteristiği.....	28
Şekil 4.2. D10 için oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım profili.....	31
Şekil 4.3. Oda sıcaklığında Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyotun deneysel $dV/d(\ln I)$ - I ve H(I)-I eğrileri.....	32
Şekil 4.4. D10 için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında C (V, f) eğrileri.....	36
Şekil 4.5. D10 için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında sığa ölçümüne paralel G (V, f) eğrileri.....	37
Şekil 4.6. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyot için $1/C^2$ - V eğrileri	38

Şekil	Sayfa
Şekil 4.7. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyot için $C - (V_o + V)^{-0,5}$ eğrileri.....	39
Şekil 4.8. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyot için $R_s(V, f)$ eğrileri.....	42

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
A	Alan
Å	Angstrom
Al	Aluminyum
A*	Richardson sabiti
A**	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
C_o	İlave kapasitans
CH₃OH	Metanol
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
E_v	Değerlik bant kenarı enerjisi
E_c	İletkenlik bant kenarı enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_x	Schottky bölgesindeki elektrik alan
ε_o	Boşluğun dielektrik sabiti
ε_i	Yalıtkanın dielektrik sabiti
ε_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Hz	Frekans birimi
H₂O	Su
H₂O₂	Hidrojen peroksit
H₂SO₄	Sülfirik asit
HNO₃	Nitrik asit
HCl	Hidroklorik asit
HF	Hidroflorik asit

Simgeler**Açıklama**

h	Planck sabiti
I	Akım
I_0	Doyma akımı
J_{sm}	Yarıiletkeniden metale doğru doyum akımı
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru doyum akımı
J_0	Doyum akım yoğunluğu
K	Termodinamik sıcaklık
k	Boltzmann sabiti
m^*	Elektronun etkin kütlesi
m_0	Serbest elektron kütlesi
N_D	Verici yoğunluğu
N_A	Alıcı yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	Değerlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
n	İdealite faktörü
q	Elektrik yükü
R_s	Seri direnç
Si	Silisyum
T	Mutlak sıcaklık
V	Gerilim
V_D	Difüzyon potansiyeli
V_F	Doğru beslem
V_R	Ters beslem
V_y	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_{yi}	Yarıiletken üzerine düşen gerilim
W_D	Tüketim tabakasının kalınlığı
V_x	Taşıyıcı hızı
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği

Simgeler**Açıklama** Φ_s

Yarıiletkenin iş fonksiyonu

 Φ_m

Metalin iş fonksiyonu

 Φ_{Bn}

n-tipi yarıiletken için potansiyel engeli

 Φ_{Bp}

p-tipi yarıiletken için potansiyel engeli

 δ

Yalıtkan tabaka kalınlığı

 Ω

Ohm / Direnç

 ρ

Öz direnç

 X_s

Elektron yakınlığı

Kısaltmalar**Açıklama****Al/p-Si**

Alüminyum/p-tipi Silisyum Schottky diyot

ac.

Alternatif akım sinyali

DC

Doğru akım

TE

Termiyonik emisyon

I-V

Akım-gerilim

C-V

Kapasitans-gerilim

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken (MY) kontakların tarihçesi 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanır ancak bu konu üzerindeki asıl çalışmalar, 1960 yıllarında yoğunluk kazanmıştır. Metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluştuğunu ilk defa Schottky ortaya koymuştur ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara Schottky diyotlar veya Schottky kontaklar denilmektedir (1). Schottky'nin geliştirdiği modelde yarıiletkende oluşan elektrik alan, Gauss kanununa göre tüketim bölgesinden olan uzaklıkla lineer olarak artar, potansiyel ise ikinci dereceden azalır (1). Potansiyel engeli ile ilgili diğer bir model Mott tarafından öne sürülmüştür (1). Mott, yarıiletkenin metal komşuluğunda vericilerden yoksun ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul eder. Bu tabakada elektrik alan sabit kalacak fakat potansiyel lineer olarak değişecektir. Mott'a göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanır. Crowell ve Sze, MY kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termiyonik emisyon difüzyon modelinde birleştirmişlerdir (TED) (2). Bu çalışmalara ilaveten yüksek seri dirence sahip Schottky kontaklarda seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi temel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir. Bunlardan ilki Norde tarafından, $n=1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğinin, tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesidir (3). Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Daha sonra Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek idealite faktörünün birden büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumda da n , R_s ve Φ_B değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler (4). Bu yöntem n , R_s ve Φ_B 'nin sıcaklıkla değiştiği durumlarda uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntemler Aurbay ve Mclean tarafından da geliştirilmiştir (5,6). K.E. Bohlin ise Norde fonksiyonunu daha da geliştirerek Schottky diyotun I-V ölçümünden elde edilen n değerinin $1 < n < \gamma$ (γ keyfi bir sayı) olması durumunda da R_s ve Φ_B 'nin belirlenmesini mümkün kılacak Norde fonksiyonunun düzenlenmiş bir modelini öne sürdü (7). Cheung; $F(V)$ 'nin

minimumu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle $F(V)$ 'nin minimum noktasının tanımlama işlevini katmayarak akım-gerilim karakteristiklerinden türetilen iki fonksiyonla ($dV/d\ln(I)-I$, $H(I)-I$) diyotun temel parametrelerinin (n , Φ_B , R_s) hesaplanabileceğini gösterdi (8).

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

Yarıiletken aygıtlarda kullanılan yarıiletken kristal yüzeyleri, genellikle laboratuvar ortamında organik kirler ve tabii oksit tabakalarıyla kaplı olurlar. Kimyasal olarak temizlenmiş yarıiletken yüzeylerde kaçınılmaz olarak oluşan tabii yalıtkan/oksit tabaka, yarıiletkenin temiz oda havasına maruz kalmasıyla ortaya çıkar (9,10). Metal-yarıiletken arasındaki bu yalıtkan tabakanın kalınlığı; kimyasal olarak temizlenmiş numune üzerindeki kalıntı gazlara ve yarıiletken yüzeyin çevreye maruz kalma süresine bağlıdır. Metal ile yarıiletken arasında ister doğal olarak isterse yapay olarak bu tür bir yalıtkan tabaka (SiO_2 , SnO_2 vb.) oluşturulması halinde metal-yarıiletken (MY) yapı, metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapıya dönüştürülmüş olur (11-20). Bu yalıtkan tabakanın varlığı, arayüzey durumları (N_{ss}), Schottky engel yüksekliği (Φ_B), idealite faktörü (n) ve seri direnç (R_s) gibi temel diyot parametrelerini önemli ölçüde etkiler (11,12,18,19). Schottky diyotlarda metal ve yarıiletken arasındaki arayüzey yalıtkan tabaka üzerine ilk çalışma Cowley ve Sze tarafından yapıldı, onlar farklı metaller ilşe Schottky engel yüksekliğini analiz ettiler (21). Ayrıca, kristalin temizlenmesi sırasında, kristal yapıdan kaynaklanan bir bozukluktan, termal işlemlerden ve oksidasyon işlemine bağlı olarak metal-yarıiletken eklemesindeki Si/SiO_2 arayüzeyinde çok sayıda istenmeyen arayüzey durumları oluşur(22,23). Card ve Rhoderick silisyum oksit arayüzeyinde arayüzey durumlarının yoğunluğunu değerlendirdiler ve doğru beslem akım-gerilim karakteristiklerinden hesaplanan

idealite faktörü üzerinde arayüzey durumlarının etkisini incelediler (18). Tseng ve Wu bir arayüzey oksit tabaka mevcut iken, doğru beslem I-V karakteristiklerinden yarıiletken enerji bant aralığındaki arayüzey durum yoğunluklarının dağılımını ve bunların Schottky diyotların davranışları üzerindeki etkisini incelediler (24). Arayüzey durumlarının yoğunluğunu elde etmek için çok sayıda deneysel ve teorik metod vardır ve bu metodların kendi aralarında bazı avantaj ve dezavantajları mevcuttur (25). Ancak bunlardan en pratik ve hızlı olanı doğru beslem akım-gerilim (I-V) metodudur. Bu metod, idealite faktörü ile potansiyel engel yüksekliğinin gerilime bağlı değiştiği ilkesinden hareket ederek sadece gerilime bağlı bir $\ln I$ -V eğrisini ihtiva eder (26,27).

Bu çalışmada, metal-yarıiletken arasında doğal olarak oluşmuş yalıtkan tabakaya sahip Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotların temel bazı elektriksel parametreleri deneysel doğru beslem akım-gerilim ve ters beslem kapasitans-gerilim karakteristiklerinden hesaplandı. Çalışmamızda Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I-V ölçümlerinden; diyotun idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B(I-V)$), seri direnç (R_s) ve arayüzey durumları (N_{ss}) hesaplandı. Deneysel C-V ölçümlerinden de; potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B(C-V)$), seri direnç (R_s), arayüzey durumları (N_{ss}) ve ilave kapasitans (C_o) temel parametreleri yine oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak incelendi.

Bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde metal-yarıiletken Schottky diyotlarının tarihsel gelişimi, çalışmanın amacı ve kapsamı üzerinde duruldu. İkinci bölümde bu yapıların teorisi, akım-iletim mekanizmaları ve MYY yapıların fiziği incelendi. Üçüncü bölümde numune hazırlama tekniği ile deneysel sistem hakkında bilgi verildi. Dördüncü bölümde, deneysel veriler kullanılarak elde edilen hesaplamalar, şekiller ve çizelgeler verildi. Beşinci bölümde ise I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçların genel bir değerlendirilmesi, literatürle kıyaslamalı olarak yapıldı.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Metal -Yarıiletken (MY) Kontak Türleri

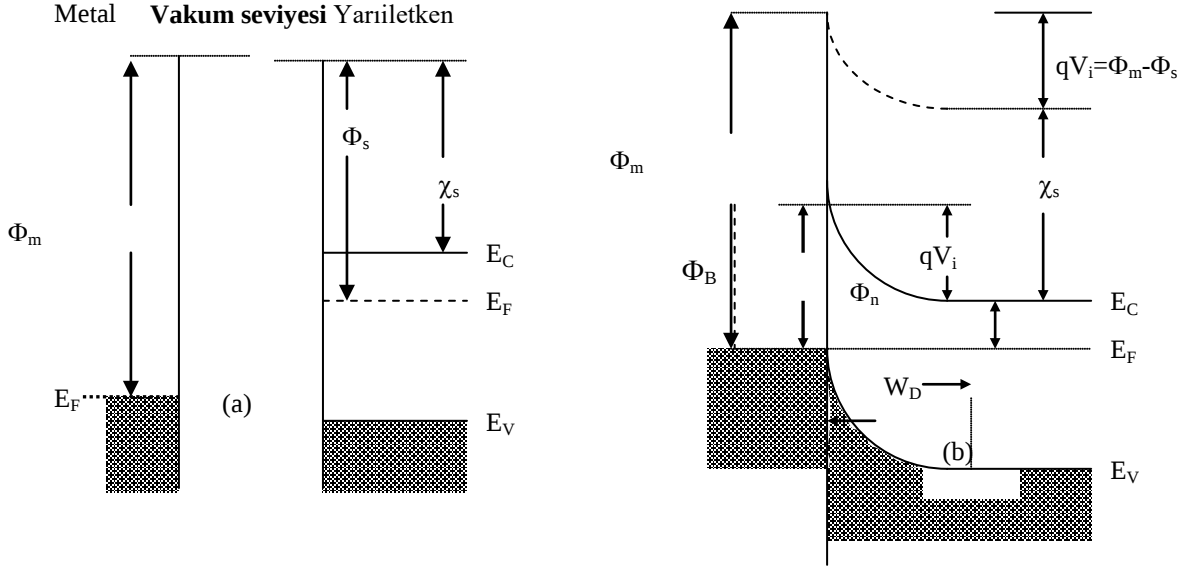
Schottky diyotların veya diğer adıyla metal-yarıiletken (MY) kontakların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için, yarıiletken kristaller ile iletkenin iletkenlik özelliklerinin iyi bilinmesi ve bu yapılara uygun gerilimlerin uygulanması gerekir. Yarıiletken kristal ile kontak yapılacak malzeme olabildiğince çok küçük bir dirençle atomik boyutta temas etmelidirler. Oluşturulan kontakların ideal olması için, kontak olarak kullanılan metaller yeterince yüksek saflıkta ve yarıiletken kristallerin yüzeyleri de yeterince temiz olmalıdır. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve ohmik olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kontakın ohmik veya doğrultucu olmasını, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Φ_m metalin, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-n tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ ise “doğrultucu kontak” ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise “ohmik kontak” oluşur. Metal-p tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tersidir.

2.2. İdeal Metal -Yarıiletken (MY) Kontaklarda Schottky-Mott Teorisi

Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen birçok faktör olmasına karşın, bunlardan en önemlisi metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engelinin yapısıdır. Bu arayüzeyde potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller ileri sürüldü (28). Schottky ve Mott tarafından önerilen modellere göre elektronlar, gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçerler. Mott’a göre bu potansiyel engeli, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Mott, arayüzey bölgesinde, safsızlık (kirlilik) atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu ayrıca, elektrostatik potansiyelin metale kadar, uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky ise engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomları içerdiğinden elektrik alanın lineer olarak arttığını, ayrıca elektrostatik

potansiyelin metale kadar, Poisson denklemi ile uyum halinde, kuadratik olarak değiştiğini ifade etti (29).

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



Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji-band diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu

Bunun bir sonucu olarak da arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur aynı zamanda metal tarafında da yarıiletken metaline geçen elektronlar ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi ($\approx 0.5\text{\AA}$) kadar uzaktadır. Sonuçta, yarıiletken metaline doğru doğal bir elektrik alan oluşur. Yarıiletkenin band aralığı metal ile kontak halinde değişmediğinden valans band kenarı E_V , iletkenlik band kenarı E_C 'ye paralel hareket eder. Aynı zamanda elektron yakınlığı da değişmeyeceğinden vakum seviyesinde de E_C 'ye benzer değişiklikler oluşur. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur ve band bükülme miktarı, metal ile yarıiletken materyallerin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Bu fark $qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$ olarak ifade edilir. Burada V_i 'nin birimi volt olup ekleme kurulan potansiyel yada kontak potansiyel farkı olarak bilinir. qV_i yarıiletken metaline gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metal tarafından gözükten engel yüksekliği, yarıiletken tarafından gözükten engel yüksekliğinden farklıdır ve

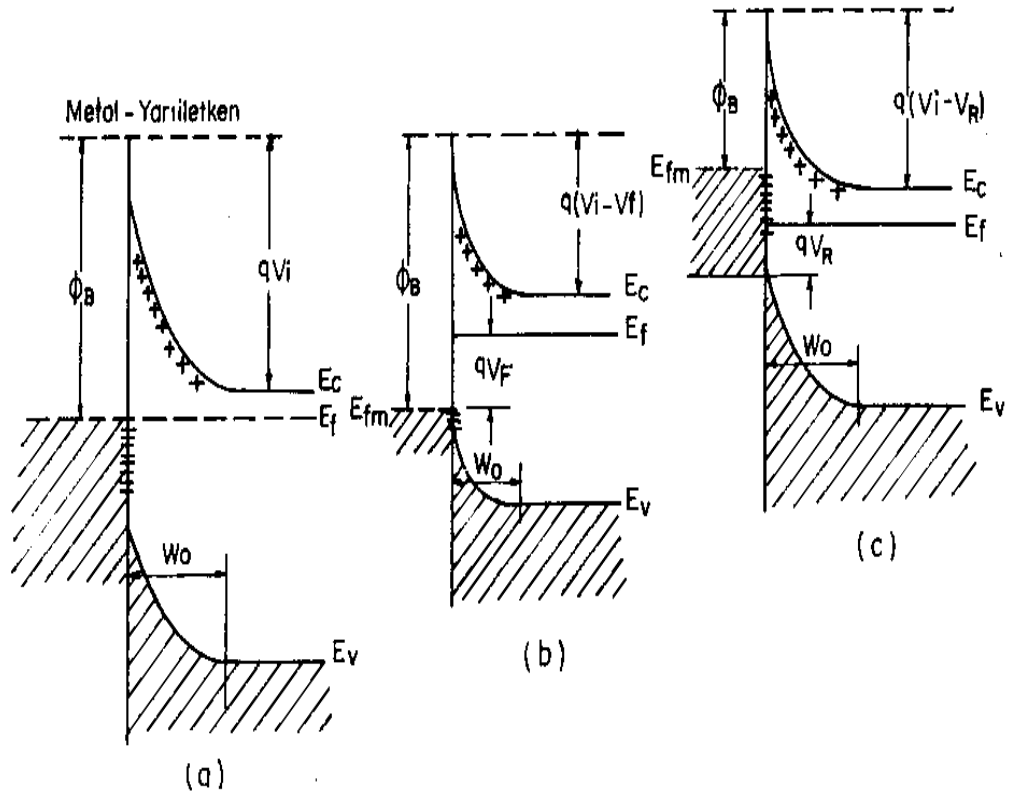
$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_s) \quad [2.1]$$

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

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad [2.2]$$

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüküdür. Eş. 2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir (30). Şekil 2.2a termal dengede doğrultucu kontağın enerji-band diyagramını göstermektedir. Termal denge halinde, yarıiletkenle metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir (iletkenlik küçüktür). Bu nedenle uygulanan dış gerilimin neredeyse tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan doğru veya ters ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-band diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak şekilde $V = V_F$ gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır, ve Şekil 2.2b'de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliği, qV_i 'den $q(V_i - V_F)$ 'ye iner. Bu durumda yarıiletkenle metale geçecek elektronlar azalmış bir engel ile karşılaşacaklar ve bunun sonucu olarak da yarıiletkenle metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliği Φ_B uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken taraf negatif metal pozitif olacak şekilde kontakta bir potansiyel uygulandığı zaman, yarıiletkenle metale doğru olan net bir akım vardır. Bu durumda eklemnin doğru ön gerilimlenmiş olduğu söylenir. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar (9). Ters beslemde kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.2c'de verilmektedir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde $V = -V_R$ gerilimi uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliği qV_i 'den $q(V_i + V_R)$ 'ye artacaktır. Yarıiletkenle metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise

pratik olarak termal dengedeki akımın aynısı olur. Yarıiletken metal doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar



Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-band diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem

altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. Şekil 2.2b ve 2.2c' deki enerji-band diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin Fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin Fermi enerji seviyesinden daha yüksektir.

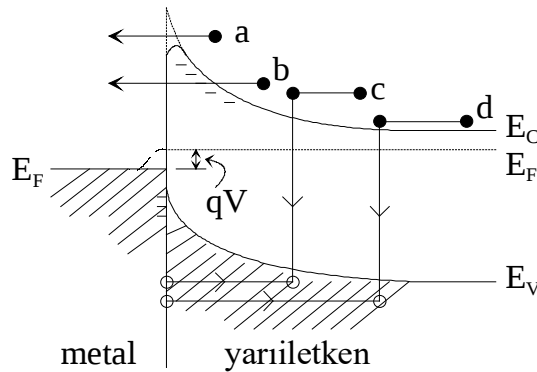
2.3. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontakların dış gerilim altında akım-iletim mekanizmaları tayini önemlidir. Kontakta arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin Schottky

diyotlara etkisini dikkate alarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının diyotlara etkisini dikkate alarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının oluştuğunu belirlemek sonuçların doğruluğu açısından büyük önem taşımaktadır. MY ve MYV yapıları kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları (9,25,30);

- Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- Difüzyon Teorisi
- Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) Alan Emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme)
- Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- Yüksüz bölgede rekombinasyon
- Deşik enjeksiyonu
- To etkili akım iletimi

Şekil 2.3'te doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletken termal iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Burada, (a); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (b); elektron için kuantum mekaniksel tünelleme (ideal katkılanmış (Si , $N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyotları için bir modeldir.), (c); Uzay yük bölgesinde birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu ohmik kontaklar için uygundur.), (d); doğal bölgede deşik enjeksiyonunu ifade eder.



Şekil 2.3. Metal/yarıiletken (MY) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları

2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Termiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletken den metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri TE olayı olarak bilinir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektron, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda deşikler tarafından sağlanır (25,31). Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğudur. Bethe'nin MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır (9,25).

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q 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 engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Kontak yüzeyini x-yönüne dik olarak alırsak, kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni v_x olacaktır. Dolayısıyla yarıiletken yapıda hızları v_x ile $v_x + \Delta v_x$ arasında olan elektronların yoğunluğu;

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right)^{1/2} dv_x \quad [2.3]$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada N_d verici atomların yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Eğer yarıiletkene bir gerilim uygulanırsa elektronların yarıiletken den metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları

$\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \rangle eV_D$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı ;

$$\begin{aligned}
J_{sm} &= \int_{v_{0x}}^{\infty} e v_x dn_x = \int_{v_{0x}}^{\infty} e N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} v_x \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \\
&= e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) = e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_D}{kT}\right)
\end{aligned} \tag{2.4}$$

şeklinde ifade edilir. $v_x = \left(\frac{2eV_D}{m_n^*} \right)^{1/2}$ olup, taşıyıcının eV_D yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızıdır. Eğer iletkenlik bandının alt kenarı sıfır enerji seviyesi olarak referans alınır, verici katkı atomlarının birim hacimdeki yoğunluğu;

$$N_C = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \text{ ve } N_V = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \tag{2.5}$$

eşitliği ile verilir (32). Bu ifade $e\Phi_{Bn} = E_s - \Phi_m$ 'de yerine konulur ve gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_D + E_F}{kT}\right) \right) \tag{2.6}$$

ifadesi elde edilir. Metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülen potansiyel engel yüksekliği;

$$e\Phi_{Bn} = eV_D + E_F \tag{2.7}$$

dir ve,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad [2.8]$$

ifadesi elektronlar için etkin Richardson sabiti olmak üzere, yarıiletkenden metale olan akım yoğunluğu ifadesi için

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad [2.9]$$

eşitliği elde edilir. Metal n-tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu değeri $\exp(eV/kT)$ çarpanıyla orantılı olarak artar. Böylece yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad [2.10]$$

şekline dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.11]$$

şeklinde olacaktır. Burada köşeli parantez önündeki tüm ifade sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad [2.12]$$

şeklinde dir. Burada Eş. 2.12’de doyma akım yoğunluğu normalde uygulanan gerilimden bağımsız olması beklenirken, hayali - kuvvet etkisinden dolayı uygulanan

gerilime bağılı olarak kısmen değişim göstermektedir. Schottky etkisi (Şekil 2.4) uygulanan gerilim vedeşikler ile elektronlar arasındaki elektrostatik etkileşmeden dolayı engel yüksekliğinde $e(\Delta\Phi_{Bn})$ kadar bir alçalma olur. Bu engel alçalması ise,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_o (V_D + V)^{1/4} \quad [2.13]$$

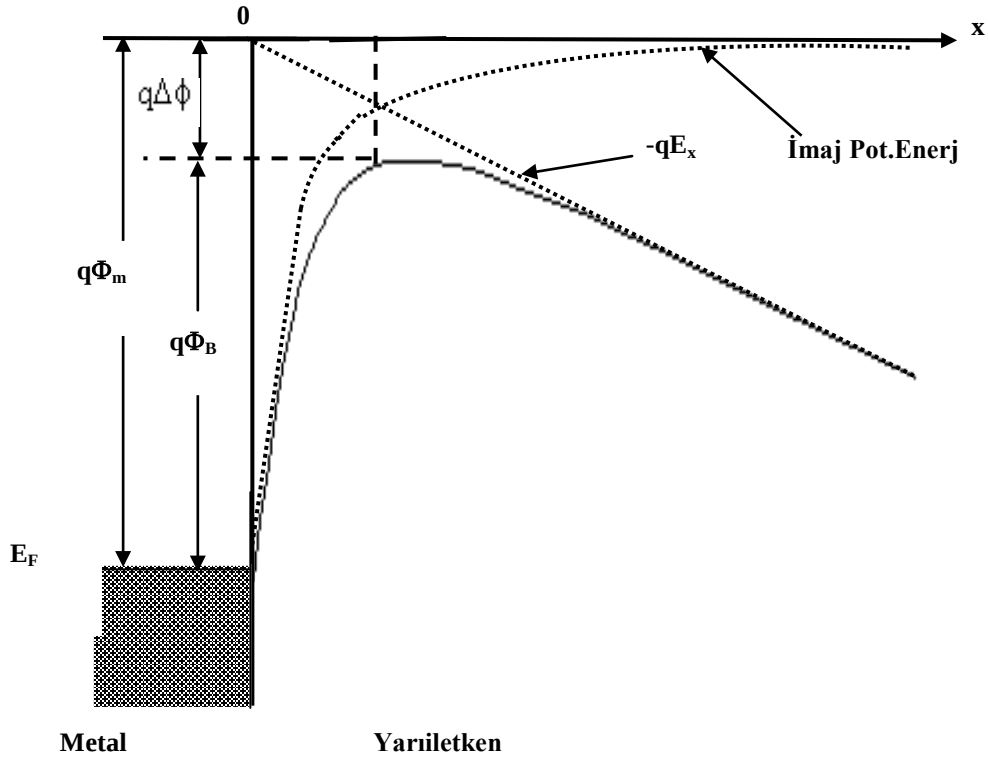
şeklinde yazılır. Dolayısıyla akım yoğunluğu ifadesinde $e\Phi_{Bn}$ 'nin yerine $(\Phi_{Bn} - \Delta\Phi_{Bn})$ yazılırsa;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\alpha_o (V_D + V)^{1/4}\right) \quad [2.14]$$

eşitliği elde edilir. Görüldüğü gibi doyma akım yoğunluğu gerilime bağılıdır. Burada Φ_{Bn} sıfır beslemde ve Schottky etkisi olmadığı durumdaki engel yüksekliği ve α_o sabiti ise;

$$\alpha_o = \left\{ \frac{e^4 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2} \right\}^{1/4} \quad [2.15]$$

olup buradaki ϵ_s ve ϵ_0 sırasıyla yarıiletkenin ve boşluğun dielektrik sabitleridir.



Şekil 2.4. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması

2.4. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Termiyonik emisyon teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem akım yoğunluğu-gerilim ilişkisi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.16]$$

şeklindedir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğudur ve V_D ise engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem akım-gerilim (I-V) karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar gösterebilir. Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü (n) birden büyük olabilir (33). Bu nedenle Eş. 2.16' daki akım yoğunluğu ifadesi,

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

şeklini alır. Burada $\exp(qV/nkT) \gg 1$ durumu göz önüne alınır ve diyoda uygulanan V geriliminin bir kısmı diyoda bağlı seri direnç üzerine düşeceğinden (IR_s) ilavesiyle,

$$J = A_n^* T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad [2.18]$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada $V_D = V - IR_s$ dir, V ise uygulanan dış gerilimdir. Buna ilaveten son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarında; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir.

$$V = R_s AJ + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{J}{A_n^* T^2}\right) \quad [2.19]$$

şeklinde yazılabileceği S.K. Cheung tarafından verildi (8). Burada $\beta = q/kT$, A diyodun etkin alanıdır. Bu son denklemin J 'ye göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d \ln J} = RAJ + \left(\frac{n}{\beta}\right) \quad [2.20]$$

elde edilir. $dV/d(\ln J)$ 'nin J 'ye göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden R_s seri direnci, doğrunun $dV/d(\ln J)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. 2.19'daki ($R_s AJ + n\Phi_{Bn}$) ifadesine $H(J)$ denilirse,

$$H(J) = V - (n/\beta) \ln\left(\frac{J}{A_n^* T^2}\right) \quad [2.21]$$

şeklinde yazılabilir. Eş. 2.21 ve Eş. 2.19 ile birlikte düşünülürse

$$H(J) = R_s AJ + n\Phi_{Bn} \quad [2.22]$$

olur. $H(J)$ 'nin J 'ye göre grafiği bir doğru olur. Bu doğrunun eğiminden R_s ve doğrunun $H(J)$ eksenini kestiği noktadan da $q\Phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunur. Metal-yarıiletken (MY) arasında bir yalıtkan tabaka varsa, MY yapı MYY yapıya dönüşür. Bir MYY yapıda seri direnç varsa ve yeterince büyük ise, ölçülen kapasitans (C) ve kondüktans (G) değerleri yapının gerçek değerleri olmayıp seri direnç katkısını da ihtiva etmektedir (34).

2.5. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Fiziği

Metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası ister doğal yolla oluşsun ister deneysel yöntemlerle çöktürülerek oluşturulsun arada bir oksit tabakasının varlığı metali yarıiletken sistemden ayırır (35). Böylece bu sistemlerde yarıiletkendeki arayüzey durumları metaldeki elektron durumlarından izole edilmiş olur. Bu durumda arayüzey durumları yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir.

Bir MYY yapıda metal-yalıtkan ve metal-yarıiletken arasında olmak üzere iki önemli arayüzey vardır. İdeal durumda oksit tabakasında tuzak yükler yoktur ve bir DC gerilimi altında yalıtkan içinden hiç akım geçmez (fakat gerçekte yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa iletkenlik gösterebilir). Bu durumda sistemin yükleri arayüzey yükleri ve yarıiletkenin tüketim tabakasının yüklerinden ibarettir. Metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında akım iletimi MY yapılardan biraz farklı olur. Bu durumda $\ln I-V$ grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur hatta $q/2kT$ yada daha da küçük olabilir. MYY Schottky engelli yapılarda yalıtkan tabakanın etkisi Card, Rhoderick ve Fonash tarafından araştırılmıştır (35,36). MYY yapılarda uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer ve, $V_F = V_{yi} + V_y$ şeklinde ifade edilir. Burada V_{yi} , uygulanan V_F geriliminin yarıiletken

üzerine düşen kısmı, V_y ise yalıtkan üzerine düşen kısımdır. V_F doğru beslem gerilimi altında metal/yalıtkan/n-Si yapılar için akım yoğunluğu azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek ,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad [2.23]$$

olarak ifade edilir. Burada J_{Fn} doğru beslem altında metalden yarıiletkenine geçen akım yoğunluğudur. J_{sm}^{-e} yarıiletkenden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu ve J_{ms}^{-e} metalden yarıiletkenine geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur. Doğru beslem V_F gerilimi altında, metal/yalıtkan/p-Si için akım yoğunluğu ise,

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad [2.24]$$

şeklinde verilir. Burada J_{ms}^h metalden yarıiletkenine, J_{sm}^h de yarıiletkenden metale geçen deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluklarıdır. Doğru beslem V_F gerilimi altında metal/yalıtkan/yarıiletken/p-Si için akım yoğunluğu ifadesi

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A^* T^2 \left(\exp[\beta(-\Phi_{Bp} + V_{yi})] - \exp[\beta(\Phi_{Bp} - V_y)] \right) \quad [2.25]$$

dir. Bu ifade $\exp[-\beta(\Phi_{Bp} + V_y)]$ parantezine alınırsa,

$$J_{Fp} = A^* T^2 \exp[-\beta(\Phi_{Bp} + V_y)] \left[\exp(\beta V_F) - 1 \right] \quad [2.26]$$

ifadesine dönüşür. Doğru beslem altında metal/yalıtkan/yarıiletken/n-Si için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} = A^* T^2 \left(\exp[\beta(-\Phi_{Bn} + V_{yi})] - \exp[\beta(\Phi_{Bn} - V_y)] \right)$$

$$=A^*T^2\exp\left[\beta(\Phi_{Bn}+V_y)\right]\exp[(\beta V_F)-1] \quad [2.27]$$

şekline dönüşür. Sonuçta, n veya p-tipi MYY yapı için akım yoğunluğu ifadesi $V_F > 3kT/q$ için;

$$J_{Fn}=J_{Fp}=J_o\exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad [2.28]$$

ifadesi ile verilir. Burada J_o doyum akım yoğunluğu olup ,

$$J_o=A^*T^2\exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad [2.29]$$

ile verilir ve Φ_B , n ve p-tipi MYY diyot için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla Φ_{Bn} ve Φ_{Bp} ’ye karşılık gelir (18,38).

Arayüzeydeki yalıtkan tabakanın yeterince kalın olması durumunda (elektron tünelleme geçiş katsayısı 1 değilse) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumda ters doyum akımı ile arayüzey yalıtkanın geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani; $J_o(\text{yalıtkan})=T(\delta)J_o$ dır. Burada $J_o(\text{yalıtkan})$, kalınlığı δ olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyma akımıdır. Etkin engel yüksekliği Φ_e ise,

$$\Phi_e = \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{A^*T^2}{J_o}\right) \right] - \frac{kT}{q} (\ln T(\delta)) = \Phi_B - \frac{kT}{q} (\ln(\delta)) \quad [2.30]$$

elde edilir. Böylece $T(\delta)$, 1’den küçük ise etkin engel yüksekliği (Φ_e) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki Φ_B engel yüksekliğinden büyüktür. Bu durum potansiyel engel yüksekliğinin yüzey hazırlama ve temizleme metodlarına bağlı olduğunu göstermektedir (9,25,30). Potansiyel engel yüksekliği kontağın elektriksel

davranışını belirlemede önemli bir parametredir. Potansiyel engel yüksekliği sıcaklığın pozitif katsayısında yani sıcaklıkla artan bir grafik çizerse tünelleme parametresi etkin olabilir. Eş. 2.30'da Φ_e düzeltilmiş potansiyel etkin değeridir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. MYY Yapıların Hazırlanması

3.1.1. Kristal temizleme

Al/SiO₂/p-Si (MYY) Schottky diyotların oluşturulması için <100> yönelimine sahip, 8 Ω.cm öz dirençli ve 280 µm kalınlıklı, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi (boron katkılı) tek kristal Si yapraklar kullanıldı. Yaklaşık 2" çaplı p-tipi Si yapraklar bir elmas kesici yardımıyla dört eşit parçaya (çeyrek yaprak) bölündü ve bir çeyrek yaprak içerisindeki 33 adet diyot incelendi. Doğrultucu ve ohmik kontaklardan iyi sonuç alabilmek için mekanik ve kimyasal temizlemenin çok iyi yapılması gerekir. Bu çalışmada kullanılan kristaller fabrikasyon olarak parlatılmış olduğundan mekanik temizleme yapılmadı sadece kimyasal temizleme yapıldı. Kimyasal temizleme aşamaları aşağıda sırasıyla verildi.

1. Temizleme sırasında öz direnci yaklaşık 18 MΩ.cm olan deiyonize su kullanıldı. Tüm kimyasal temizleme işlemleri ultrasonik banyo içinde gerçekleştirildi. Öncelikle kristalleri tutmak için kullanılan cımbız v.b araç ve kaplar fırında yaklaşık 100 °C ısıtılarak sterilize edildi. Daha sonra hidrojen peroksit (H₂O₂) ve aseton ile ardından da deiyonize su ile iyice durulandı. Kristal önce deiyonize su içerisinde ultrasonik olarak yeterince uzun süre (10dk) yıkandı.
2. Si yapraklar Trichloroethylene, acetone ve metanol içinde 3 dakika ultrosonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dakika yıkandı.
3. Eşit miktarda sülfirik asit (H₂SO₄), hidrojen peroksit (H₂O₂) çözeltilerinden oluşturulan karışımda ultrosonik olarak 3 dakika temizlendi.
4. Deiyonize su içerisinde ultrosonik olarak 10 dakika yıkandı.

5. Hacim oranları sırasıyla verilen $6:1:35$ $\text{HNO}_3 + \text{HF} + \text{H}_2\text{O}$ ve % 20 HF karışımında 3 dakika ultrosonik olarak temizlendi sonra deiyonize suda yıkandı.

6. Ardından Si yapraklar yeteri kadar uzun bir süre deiyonize suda durulandı.

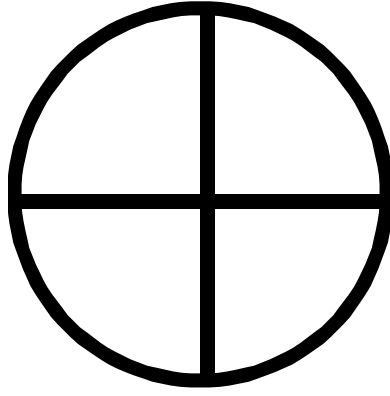
Kimyasal olarak temizlenmiş p-tipi silisyum kristal yüzeyde oksitlenme olasılığını önlemek için kuru azot (N_2) ile kurutulduktan sonra hemen vakum ortamına alındı.

3.1.2. Al/SiO₂/p-Si diyotların yapımı

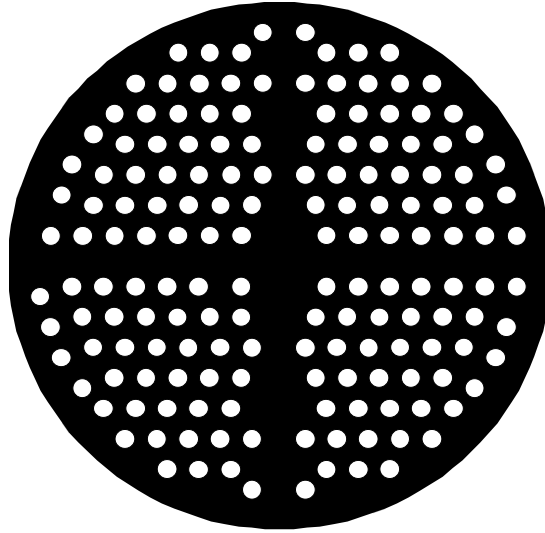
Al/SiO₂/p-Si (MYY) diyotların yapımında alt ve üst kontakları almak için gerekli kalınlıktaki Aluminyum tabaka, yağ-vakum pompa sisteminde buharlaştırma yöntemiyle aşağıdaki adımlarda oluşturuldu:

1. Öncelikle Ohmik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirildi. Ohmik kontaklar için Şekil 3.1’de gösterilen maskeye benzer bir maske kullanıldı. Vakum sisteminde elde edilen 2×10^{-6} Torr basınç altında üzerinden akım geçirilen tungsten flaman yardımı ile oldukça saf aluminyum (~ 99.99%) buharlaştırılarak Si yaprağın arka yüzeyine ~ 2500 Å Al tabaka oluşturuldu.
2. Buharlaştırma ile elde edilen bu arka kontağın, Si yaprağın üzerine çöktürülmesi ile ohmik kontak elde edildi. Bu işlem 650 °C sıcaklık içerisinde 60 dakika süreyle ortamdan ~ 2litre/dakika hızında kuru azot gazı (N_2) geçirilerek yapıldı.
3. Ohmik kontakten sonra Si yaprağın ön yüzeyi steril cam bir kutu içinde oda sıcaklığında iki yıl havaya maruz bırakıldı ve doğal oksit tabaka (SiO_2) oluştu. Bu oksit tabakanın kalınlığı numune hazırlandıktan sonra yüksek bir frekansta (1MHz) C-V ölçümlerinden 32 Å olarak hesaplandı.
4. Gerekli elektriksel ölçümleri alabilmek için ~ 2000 Å kalınlığında, 1mm çapında Al kontaklar Şekil 3.2’deki maske yardımıyla doğal oksit tabaka üzerine buharlaştırıldı. Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla

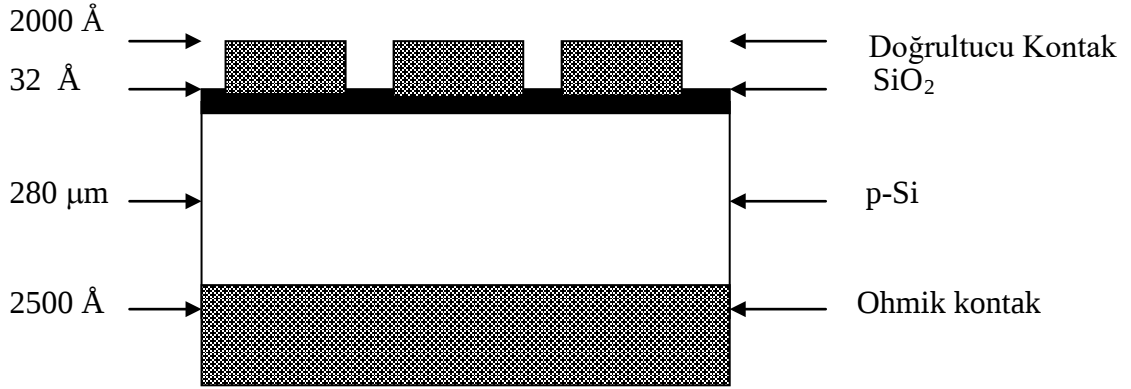
Al/SiO₂/p-Si/Al şeklinde MYY diyotlar elde edildi. Soğuması için bir süre bekletilen kristal vakum ortamından çıkartıldı. Hazırlanan metal-yalıtkan-yarıiletken diyotun şeması Şekil 3.3' te verilmiştir.



Şekil 3.1. Ohmik kontak oluşturulurken kullanılan maske



Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske



Şekil 3.3. Al/SiO₂/p-Si/Al (MY) diyotun şematik gösterimi

3.2 Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Yarıiletken Laboratuvarında yapıldı. Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 elektro metre kullanıldı. Kapasitans-gerilim (C-V) ölçümlerinde ise Hawlett Packard 4192 LF Empedaes Analiz meter (5 Hz – 13 MHz) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

Çalışmamızda aynı şartlarda hazırlanan 33 adet Al/SiO₂/p-Si (MYY) Schottky diyotun elektriksel karakteristikleri oda sıcaklığında frekansa ve gerilime bağlı olarak incelendi. Öncelikle diyotların akım-gerilim (I-V) karakteristikleri incelendi. I-V ölçümlerinden faydalanılarak diyotlar için doyma akımı (I₀), idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B(I-V)$) ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri hesaplandı. Aynı şartlarda hazırlandıkları için diyotların çoğu Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi benzer davranışlar gösterdiler. Bu nedenle sadece seçilen örnek bir Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot (D10) ile ilgili grafik ve çizelgeler verilerek sonuçlar yorumlandı. Ayrıca D10 için Cheung tarafından öne sürülen $d\ln(I)/dV-I$ ve $H(I)-I$ fonksiyonları ve admitans metodu kullanılarak seri direncin gerilime bağlı değişimleri incelendi (8).

D10 için frekansa bağlı deneysel kapasitans-gerilim (C-V), iletkenlik-gerilim (G/ ω -V) ölçümlerinden C⁻²-V grafikleri oluşturuldu ve bu grafiklerden yararlanılarak birim hacimdeki (cm⁻³) katkı atomların yoğunluğu (N_A), difüzyon potansiyeli (V_D), Fermi enerjisi (E_F), potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B(C-V)$) ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri hesaplandı. Hesaplamalar Çizelge 4.3’te verildi ve sonuçlar yorumlandı.

4.1. Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

Metal/yarıiletken arasında doğal yada yapay olarak oluşturulmuş arayüzey oksit/yalıtkan tabaka metal-yarıiletken (MY) yapıyı metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapıya dönüştürür. Oksit tabakanın kalınlığı artıkça arayüzey durumları yarıiletkenle dengede olmaya başlayacağından bu yapıların I-V karakteristiklerine ilişkin yapısal parametreler, arayüzey tabakası ve arayüzey durumlarından büyük ölçüde etkilenir. Baskın akım iletim mekanizması yüzey hazırlama işlemleri, oksit tabakasının oluşturulması, metalden yarıiletkenle engel yüksekliği, yarıiletkenin

safsızlık yoğunluğu, arayüzey durumlarının yoğunluğu, sıcaklık ve gerilim gibi pek çok parametreye bağlı olabilir (11,48).

Bu çalışmada ilk olarak Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotların oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristikleri incelendi ve seçilen örnek diyot (D10) için doğru beslem akım-gerilim karakteristiği Şekil 4.1’de verildi. İdeal bir Schottky diyotun doğru beslem I-V karakteristiği $V > 3kT/q$ sınırında azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek Bethe’nin termiyonik emisyon (TE) teorisine göre ,

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) \quad [4.1]$$

şeklinde ifade edilir. Burada V_D diyot üzerine düşen gerilim, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık ve I_o ters doyum akımı olup,

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

ile verilir. Burada A diyot alanı, A^{**} etkin Richardson sabiti olup değeri p-tipi Si için $32 \text{ Å}(\text{cm}^{-2}\text{K}^{-2})$ ve Φ_B potansiyel engel yüksekliğidir. Gerilim birkaç kT/q değerinden büyükse $\ln I$ - V grafiği bir doğru olmalıdır. Deneysel olarak elde edilen verilerde doğrunun eğiminin q/kT değerinde olması beklenirken daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte bu şekilde oluşan teoriden sapma, n boyutsuz idealite faktörünün $\exp(V/nkT)$ şeklinde teoride kullanılmasıyla düzeltilmiştir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir (9,34,37). Eğer engel yüksekliğinin gerilime bağlılığı sabitse, n sabittir. n değerinin birden büyük olması, uygulanan gerilimin tamamının tüketim bölgesine düşmediği anlamına gelir. Uygulanan gerilim, arayüzey tabakası, tüketim tabakası ve diyot

direnci arasında paylaşılmaktadır. n terimi eklenerek düzeltilmiş termiyonik emisyon teori ile verilen ifadenin her iki tarafının $\ln$ 'i alınarak,

$$\ln I = \ln I_o + \frac{qV_D}{nkT} \quad [4.3]$$

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

$$n = \frac{q}{kT \tan \theta} \quad [4.4]$$

elde edilir. Doyum akımı I_o değerleri yarılogaritmik $\ln I$ -V eğrisinin lineer kısmının $\ln I$ eksenini kestiği noktadan elde edilir ve bu değer ile diyotun alanı kullanılarak potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) Eş. 4.2'den yararlanılarak

$$\Phi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A A^{**} T^2}{I_o} \right) \quad [4.5]$$

hesaplanır. Her diyot için I-V karakteristiklerinden elde edilen I_o , n , Φ_B (I-V) ve N_{ss} değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. İdealite faktörünün birden büyük çıkması arayüzey durumlarının dağılımına ve metal yarıiletken arasındaki arayüzey oksit tabakanın varlığına bağlanmıştır (11,51). Pratikte $n=1$ olan ideal duruma literatürde hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü uygulanan gerilim engel yüksekliğini bir miktar etkilemektedir. Bu etkinin sebebi ideale en yakın Schottky diyotlarda dahi metal-yarıiletken arayüzeyinde en az 5-20 Å kalınlığında ince bir oksit tabakanın doğal olarak oluşmasıdır. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığından

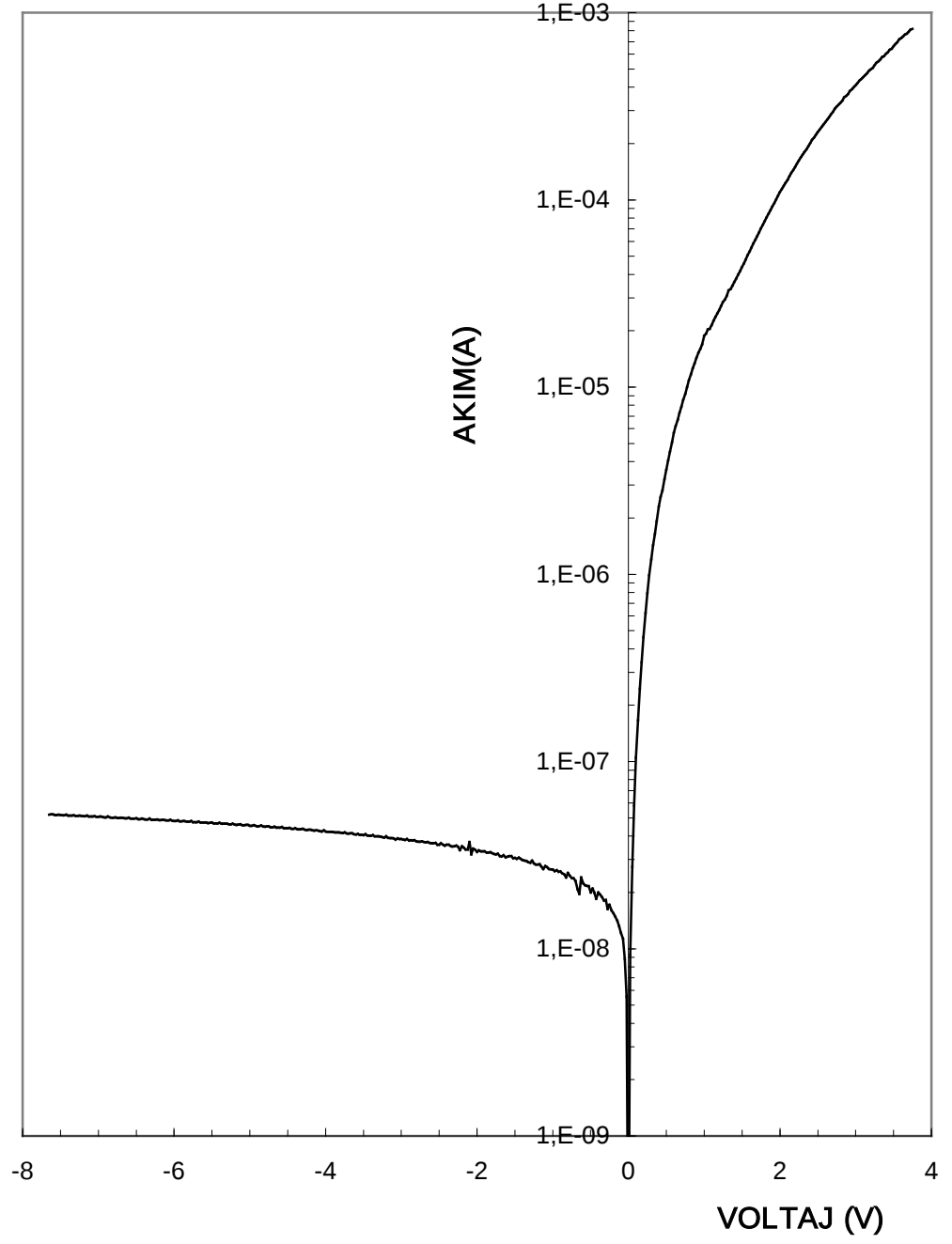
kaynaklanan ideal durumdan sapma, $1/n=1-(\delta\Phi_B/\delta V)$ şeklinde ifade edilir. Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da oksit tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur. Genellikle literatürde I-V eğrileri gerilime bağlı olarak üç farklı bölgeye sahiptir. Bunlar düşük ($V < 0,1V$), orta ($\sim 0,1-0,6V$) ve yüksek ($V > 0,6V$) beslem bölgeleridir (50,51).

Metal p-tipi bir yarıiletken arayüzey durumlarının enerjisi E_{ss} ile yarıiletken yüzeyinin valans band kenarı arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir.

$$E_{ss} - E_v = q(\Phi_e - V) \quad [4.6]$$

Arayüzey durumlarının enerji dağılım profili Şekil 4.2’de verilmiştir. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi arayüzey durum yoğunluğundaki azalma belli bir değerden sonra tekrar artıyor. Arayüzey durum yoğunluğundaki değişimler $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ etrafında şekillenir. Benzer sonuçlara literatürde rastlanmıştır (12.19.39.40.41.42). Arayüzey durum yoğunluğunun (N_{ss}) dağılım profili doğru beslem I-V ölçümlerinden enerjinin ($E_{ss} - E_v$) bir fonksiyonu olarak, engel yüksekliğinin (Φ_e) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edildi. İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan arayüzey tabakasının bir sonucu olduğundan idealite faktörü arayüzey parametrelerine de bağlı olmalıdır (18,48,51). Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumları için idealite faktörünü oksit tabaka kalınlığı (δ) ve arayüzey durum yoğunluğu N_{ss} niceliklerine bağlayan ifade (11,18,51),

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right] \quad [4.7]$$



Şekil 4.1. Oda sıcaklığında seçilmiş (D10) Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotun doğru beslem akım-gerilim (I-V) karakteristiği

şeklinde. Burada δ oksit tabaka kalınlığı, W_D uzay yük tabakasının kalınlığı, ϵ_s ve ϵ_i sırasıyla yarıiletkenin ve yalıtkan tabakanın dielektrik sabitleridir. Yalıtkan tabaka (SiO_2) kalınlığı δ , yüksek frekanstaki (1 MHz) C-V karakteristiklerinden yararlanarak $C_{ox} = \epsilon_i \epsilon_o A / \delta$ eşitliğinden $\delta = 32 \text{ \AA}$ ve $W_D = 3.334 \text{ \AA}$ elde edildi burada p-tipi Si için $\epsilon_s = 11.8 \epsilon_o$, $\epsilon_i = 3.8 \epsilon_o$ ve ϵ_o boş uzayın dielektrik sabitidir (19,25,34). Eş. 4.7’de birden sonraki terimin artması ile diyot ideal durumdan uzaklaşır. Gerilime bağlı $N_{ss}(V)$ ise ,

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right] \quad [4.8]$$

ifadesi ile elde edilir (12,18,38). Çizelge 4.2’de $N_{ss}(V)$ ‘nin gerilime göre değişen değerleri görülmektedir.

Termiyonik emisyon teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem altında Eş. 4.1’de verilen akım-gerilim ilişkisi ideal durumdan sapmalar dikkate alınarak ($n > 1$ ve $R_s > 0$),

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad [4.9]$$

şeklinde yazılır. Schottky diyotlarda uygulanan gerilimin bir kısmı seri direnç üzerine düşeceği için diyot üzerine düşen gerilim $V_D = V - IR_s$ ve V uygulanan dış gerilimdir. Seri direnç etkisi de ilave edilerek etkin engel yüksekliği Φ_e ,

$$\Phi_e = \Phi_{bo} + \beta(V - IR_s) = \Phi_{bo} + (1 - \frac{1}{n(V)})(V - IR_s) \quad [4.10]$$

elde edilir. Φ_e 'ye ait eşitlikte engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağımlılığı da göz önüne alınmıştır. β , hem engel yüksekliğinin hem de arayüzey durumlarının yarıiletken üzerindeki etkisi ile ilgili bir sabittir (12,13,18).

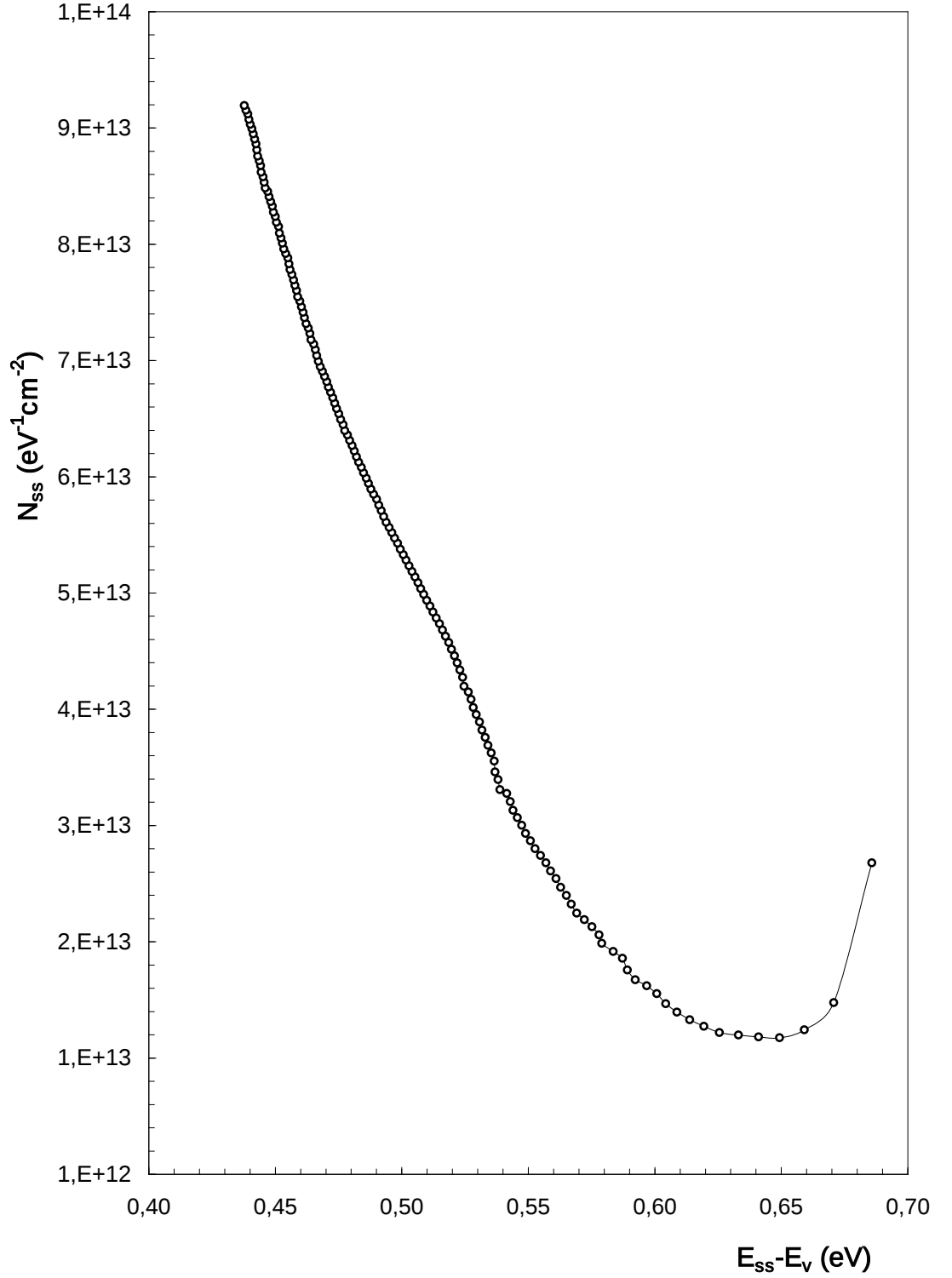
Termiyonik emisyon teorisinin kullanılması ile ilgili tartışmalar sadece diyot doğru beslem I-V karakteristiğinin lineer gerilim bölgesi içindir. Lineer olmayan I-V karakteristikleri yüksek gerilimde yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumlarının sürekliliğini işaret ederler (18). Bununla birlikte çalıştığımız Schottky engel diyot $V_R = -4$ 'luk ters beslem gerilimi altında $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ A 'lık ve doğru beslem $V_F = 4V$ 'ta $\sim 8 \cdot 10^{-8}$ A 'lık bir akım geçirmektedir. Yani $I_F(V)/I_R(V) = 2 \cdot 10^4$ olup iyi bir doğrultucu özelliği göstermektedir.

D10 için seri direnç değerleri doğru beslem I-V verilerinden Cheung metodu kullanılarak hesaplandı (8,19,45). Aşağıda bu metot için kullanılan eşitlikler verildi.

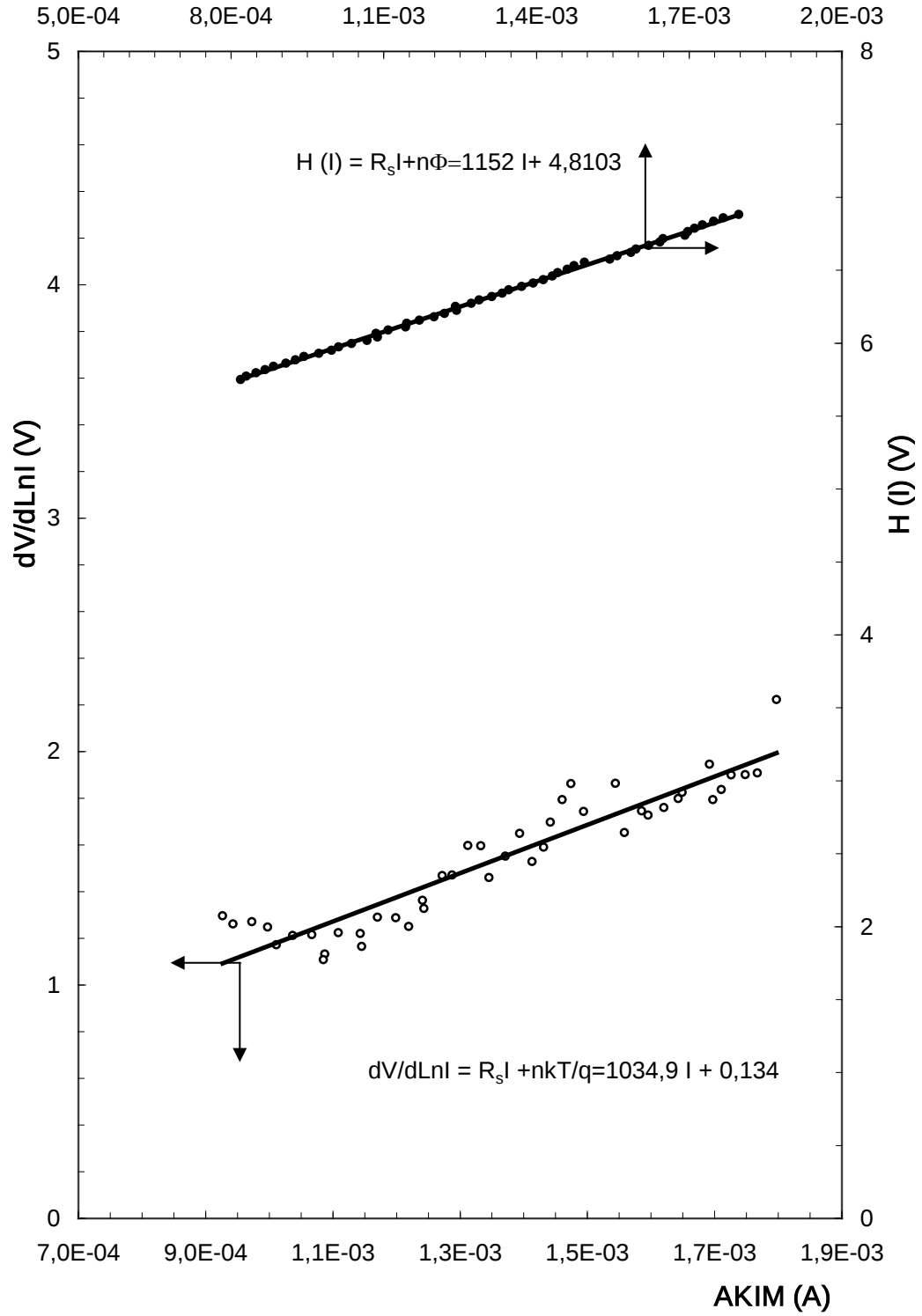
$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kT}{q} + R_s I \quad [4.11]$$

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) = n\Phi_B + R_s I \quad [4.12]$$

Burada Φ_B , doğru beslem I-V karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliğidir. Şekil 4.3'te oda sıcaklığında Al/SiO₂/p-Si diyotlar için deneysel $d(V)/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I eğrileri görülmektedir. Burada $dV/d(\ln I)$ -I eğrisinin eğimi R_s , y eksenini kestiği nokta ise $n kT/q$ olur. Eş. 4.11'den hesaplanan n değerleri kullanılarak $H(I)$ eğrisinde y-eksenini kesen $n\Phi_B$ değerleri hesaplanır ve R_s 'nin hesaplanması için ikinci bir metot sunar. Hesaplamalar arasındaki uyum Şekil 4.3'te görülmektedir.



Şekil 4.2. D10 için oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım profili



Şekil 4.3. Oda sıcaklığında Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotun deneysel $dV/d(\ln I)$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri

Çizelge 4.1. Tüm diyotlar için oda sıcaklığında doğru beslem I-V ölçümlerinden hesaplanan temel diyot parametreleri

D. No	I_o (A)	n	Φ_B (eV)	N_{ss} (eV ⁻¹ .cm ⁻²)
D1	2,04E-08	1,88	0,71	5,65E+12
D2	2,63E-08	2,20	0,70	7,65E+12
D3	2,43E-08	2,23	0,70	7,88E+12
D4	1,8E-08	1,62	0,71	3,95E+12
D5	2,21E-08	2,43	0,70	9,13E+12
D6	2,14E-08	2,63	0,70	1,04E+13
D7	6,45E-09	1,74	0,74	4,70E+12
D8	2,81E-08	2,70	0,70	1,09E+13
D9	5,05E-08	2,61	0,68	1,03E+13
D10	1,97E-08	2,37	0,71	8,76E+12
D11	1,15E-08	1,97	0,72	6,18E+12
D12	1,08E-08	1,98	0,72	6,25E+12
D13	1,74E-08	2,81	0,69	1,14E+13
D14	2,65E-08	2,82	0,70	1,17E+13
D15	2,23E-08	2,77	0,70	1,13E+13
D16	2,92E-08	2,51	0,70	9,63E+12
D17	1,16E-08	1,92	0,72	5,86E+12
D18	3,1E-08	2,87	0,70	1,20E+13
D19	5,41E-08	2,57	0,68	1,00E+13
D20	1,92E-08	2,68	0,71	1,08E+13
D21	2,22E-08	2,26	0,70	8,07E+12
D22	1,29E-08	2,00	0,72	6,39E+12
D23	2,92E-08	2,31	0,70	8,38E+12
D24	5,15E-08	2,43	0,68	9,16E+12
D25	1,03E-08	1,98	0,72	6,27E+12
D26	1,07E-08	2,41	0,72	9,01E+12
D27	2,39E-08	2,40	0,70	8,93E+12
D28	2,7E-08	2,68	0,68	1,07E+13
D29	2,58E-08	2,50	0,70	9,56E+12
D30	2,08E-08	2,07	0,71	6,81E+12
D31	1,77E-08	2,21	0,71	7,75E+12
D32	2,71E-08	2,23	0,70	7,85E+12
D33	1,77E-08	2,22	0,71	7,76E+12

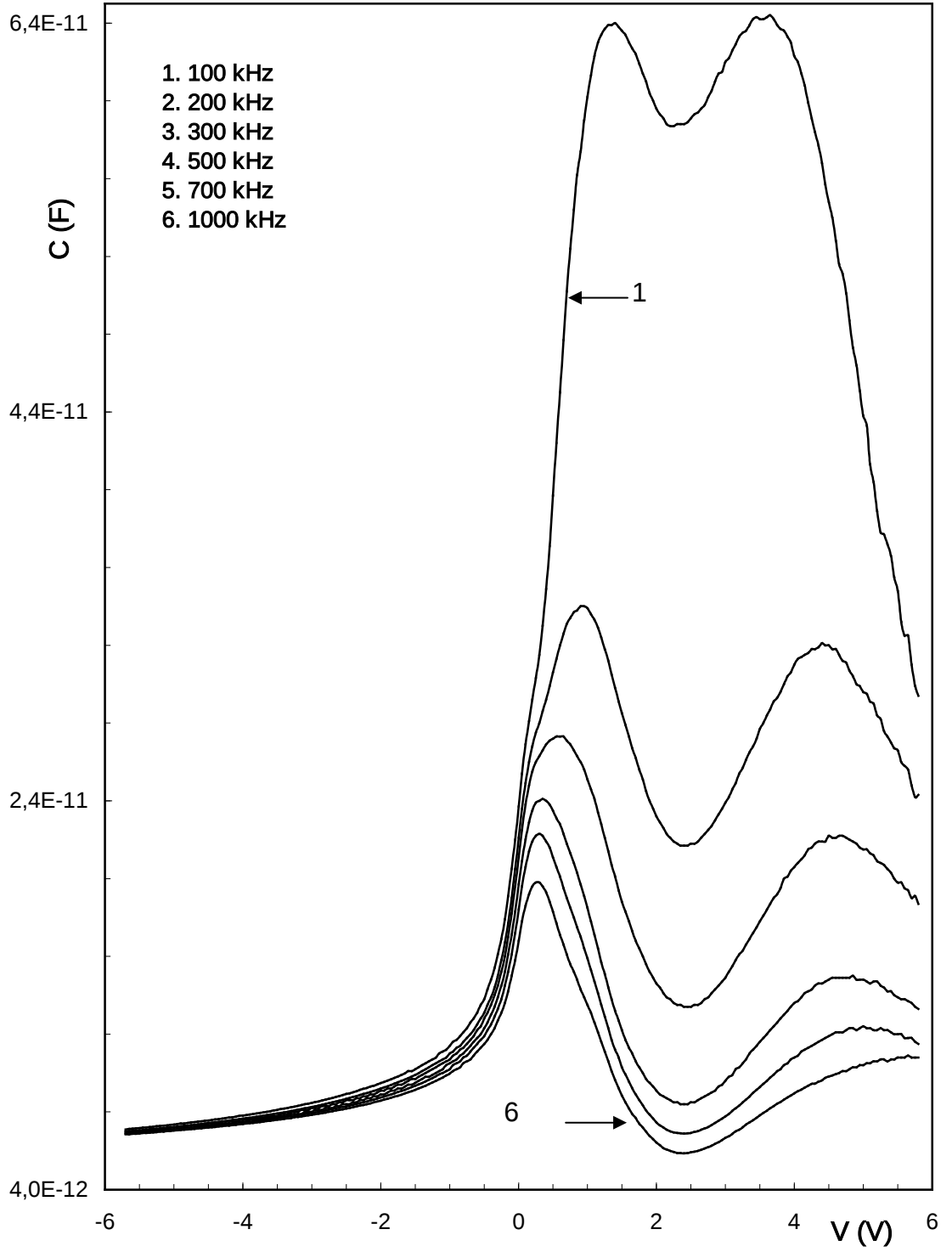
Çizelge 4.2. D10 için oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristiklerinden deneysel veriler kullanılarak hesaplanan diyot parametreleri

V	n	Φ_e	$(E_{ss}-E_v)$	N_{ss}
(V)		(eV)	(eV)	($eV^{-1}.cm^{-2}$)
0,074	5,232	0,760	0,671	1,58E+13
0,099	3,401	0,770	0,659	1,34E+13
0,124	3,045	0,784	0,649	1,28E+13
0,149	2,945	0,799	0,641	1,28E+13
0,174	2,956	0,815	0,633	1,30E+13
0,199	2,977	0,832	0,626	1,32E+13
0,224	3,013	0,850	0,619	1,37E+13
0,249	3,093	0,869	0,614	1,43E+13
0,274	3,179	0,888	0,609	1,50E+13
0,299	3,280	0,908	0,604	1,57E+13
0,324	3,389	0,929	0,601	1,65E+13
0,349	3,522	0,950	0,597	1,72E+13
0,374	3,625	0,971	0,592	1,77E+13
0,399	3,704	0,991	0, 589	1,86E+13
0,424	3,829	1,013	0,587	1,96E+13
0,449	3,982	1,036	0,584	2,02E+13
0,474	4,073	1,058	0,579	2,09E+13
0,499	4,181	1,080	0,578	2,16E+13
0,524	4,291	1,102	0,575	2,23E+13
0,549	4,397	1,124	0,572	2,29E+13
0,574	4,489	1,146	0,569	2,35E+13
0,599	4,575	1,168	0,567	2,42E+13

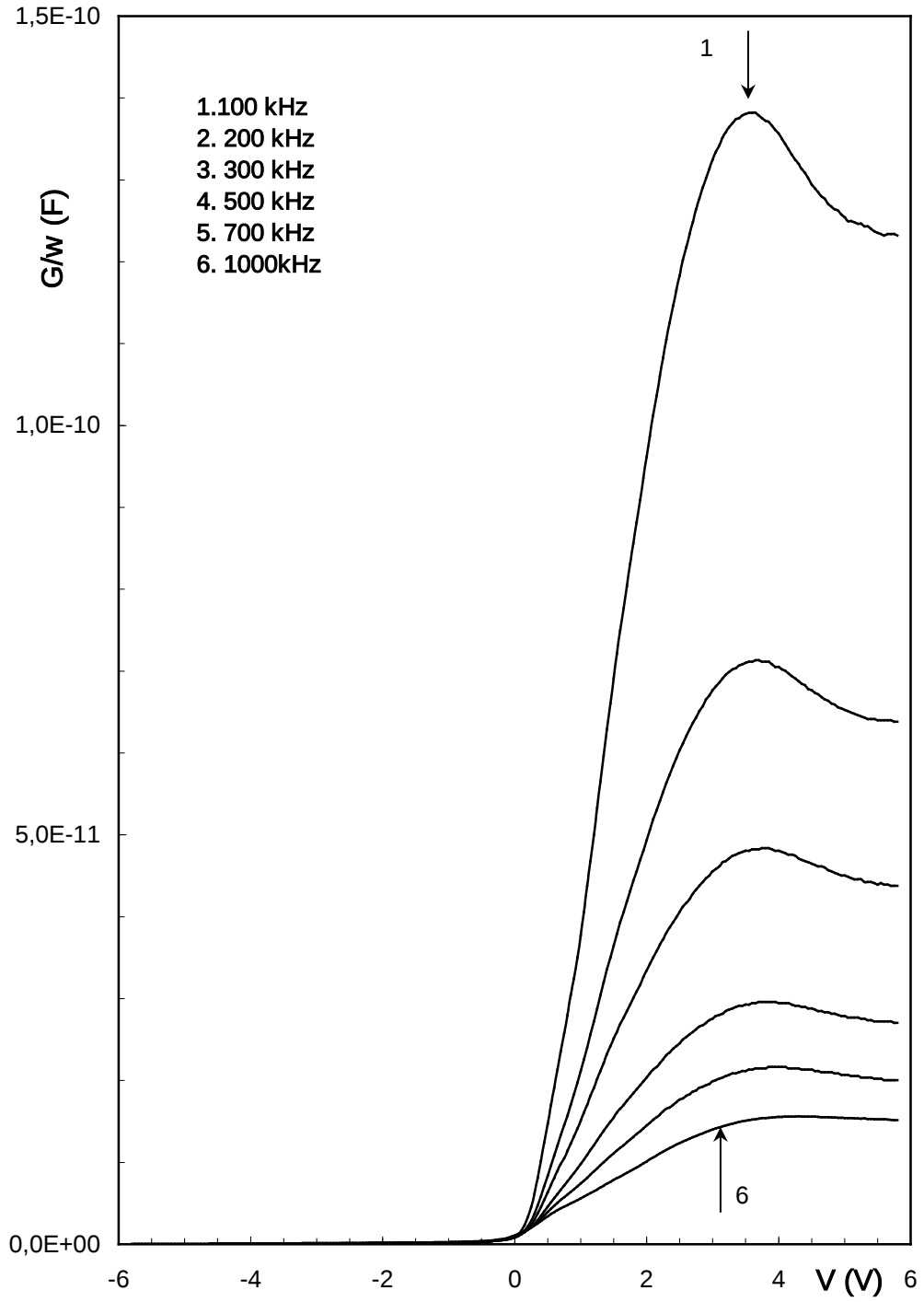
4.2. Kapasitans-Gerilim (C-V) Karakteristikleri

Kapasitans-gerilim (C-V) ölçümleri oda sıcaklığında geniş bir frekans aralığında alındı. Farklı frekanslarda (10 kHz -1 MHz) seçilen D10 için elde edilen C-V eğrileri Şekil 4.4'te verilmiştir. Şekil 4.4'te görüldüğü gibi kapasitans artan frekansla azalmaktadır. Çünkü yüksek frekans C-V eğrisi $T=1/\omega$ periyoduna sahip olacak ve bu süre oldukça küçük olduğu için arayüzey durumlarındaki taşıyıcılar a.c sinyali takip edemeyeceklerdir. Bu nedenle yüksek frekanslarda C-V eğrilerinde arayüzey durumlarının katkısı olmadığı söylenebilir (25,34,43). C-V eğrilerinin bir tane pik vermesi akım sınırlamalarından kaynaklanmaktadır, iki pik ise arayüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımı sonucu oluşur (51).

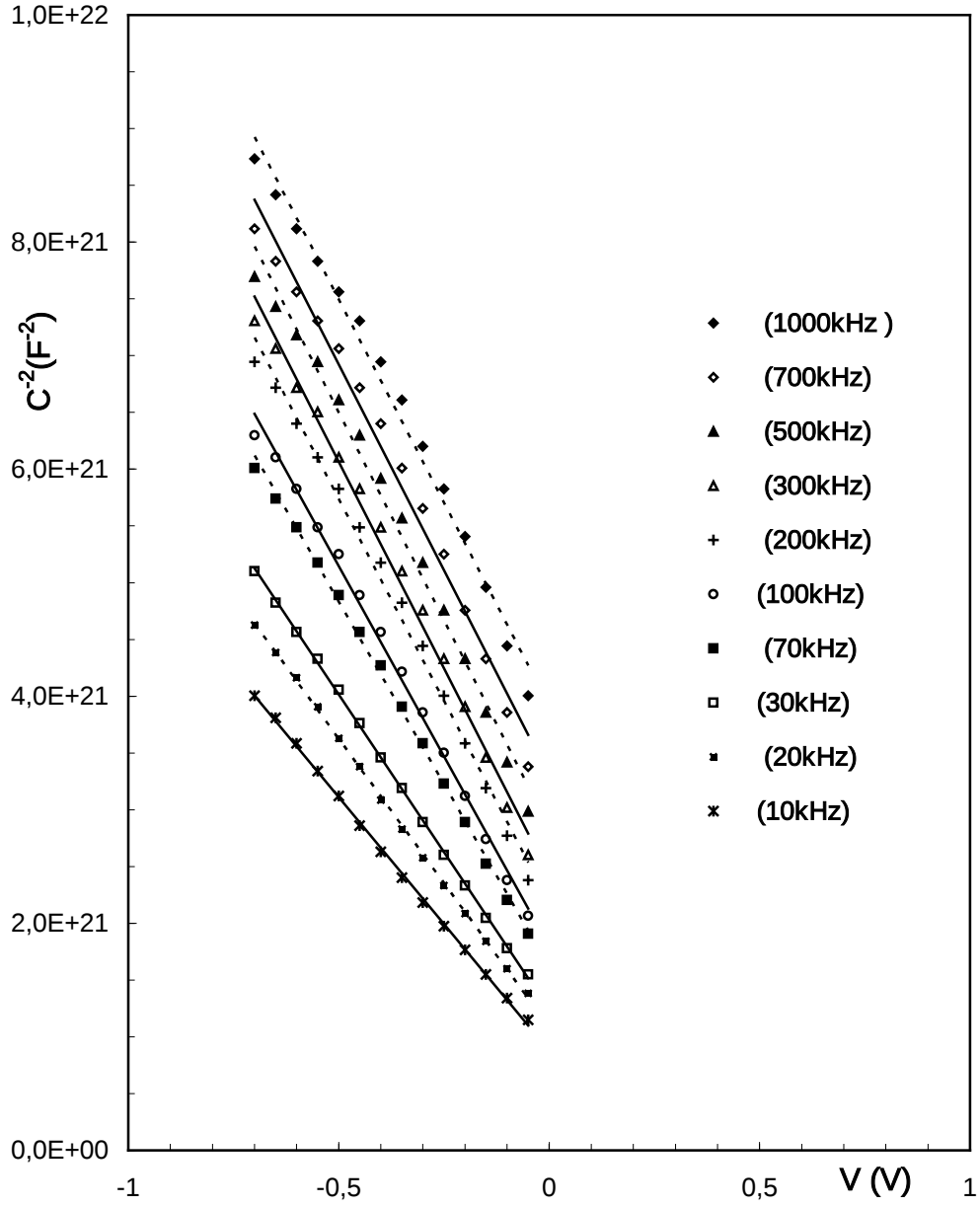
Düşük frekanslarda ki $1/C^2$ -V eğrileri arayüzey durumlarının etkisiyle, ters beslemde lineer bir davranışa sahip değildirlir. Çünkü düşük frekanslarda C-V eğrilerinin periyodu ($T=1/\omega$) yeterince büyüktür ve arayüzey durumlarının etkisi açıkça görülür. Şekil 4.6'da küçük bir lineer bölgeyi kullandık. İdeal davranış göstermeyen bu C-V karakteristikleri, $C-(V_0+V)^{-0.5}$ formunda lineer duruma (Şekil 4.7) dönüştürülebilir. Şekil 4.7'de $C-(V_0+V)^{-0.5}$ eğrisinin lineer kısmının kapasitans eksenini kestiği noktadan 10 kHz -1 MHz değerleri için ilave kapasitans (C_0) değerleri hesaplandı. Çizelge 4.3'te görüldüğü gibi ilave kapasitans değerleri azalan frekansla artmaktadır. Düşük ve orta frekanslarda ki C-V eğrilerinin periyodu, bazı taşıyıcıların yaşam süresine yakın veya büyük olabileceğinden arayüzey durumlarındaki bazı taşıyıcılar a.c sinyali takip edebilirler. Bu yüzden düşük frekanslarda olduğu gibi orta frekans eğrilerinde de arayüzey durumlarının etkisi vardır. Yani yeteri kadar düşük bir frekansta (10 kHz) çizilen bir C-V eğrisinde arayüzey durumlarındaki tüm taşıyıcılar, a.c sinyali takip edebilir.



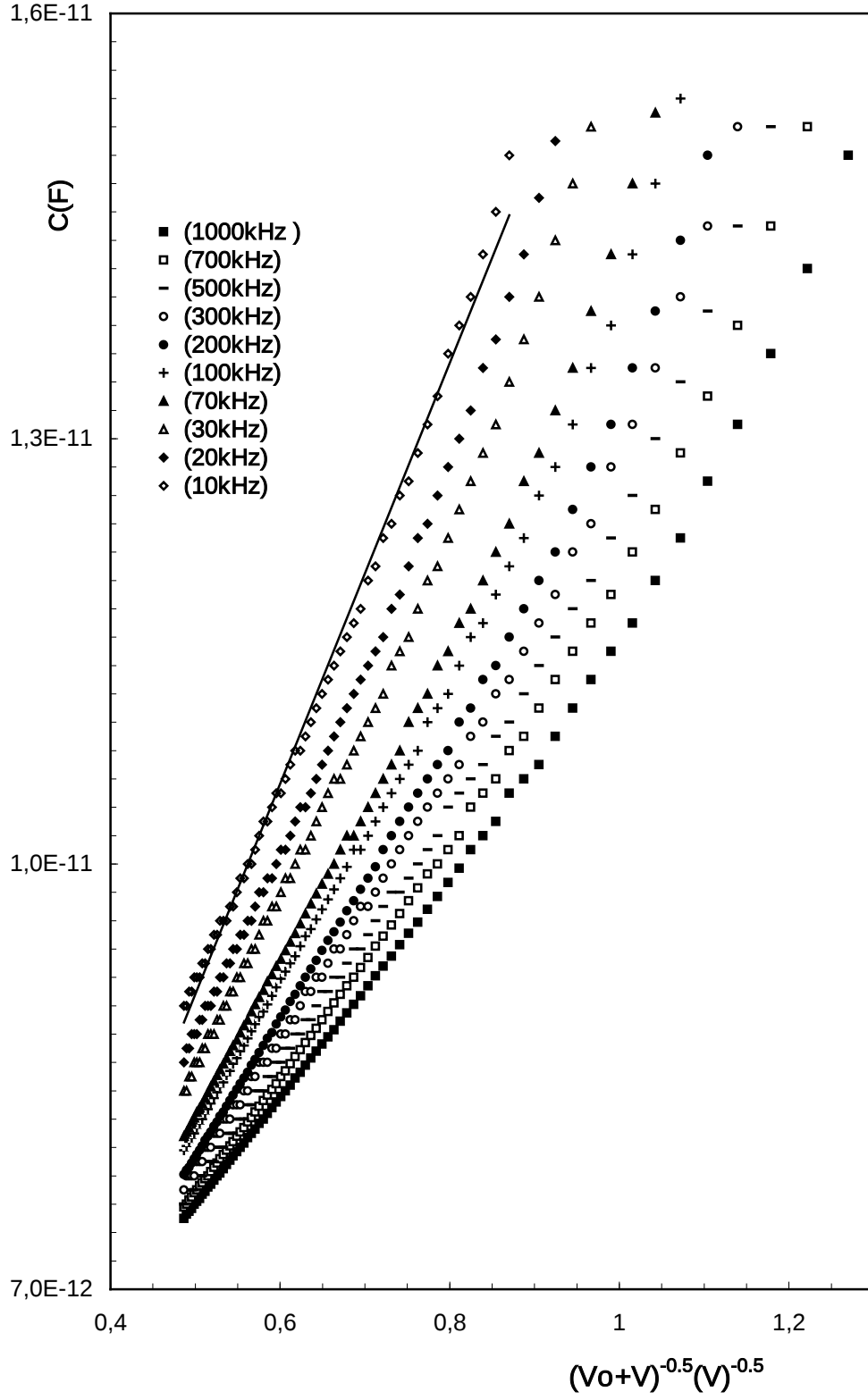
Şekil 4.4. D10 için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında $C (V, f)$ eğrileri



Şekil 4.5. D10 için oda sıcaklığında ve belli bir frekans aralığında sığa ölçümüne paralel $G(V, f)$ eğrileri



Şekil 4.6. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO₂/p-Si Schottky diyet için $1/C^2 - V$ eğrileri



Şekil 4.7. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot için $C - (V_o+V)^{-0.5}$ eğrileri

Çizelge 4.3. Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotun oda sıcaklığında $C(V, f)$ karakteristiklerinden hesaplanan diyot parametreleri

f (kHz)	C_o (pF)	N_A (cm⁻³)	V_D (eV)	E_F (eV)	Φ_B(C-V) (eV)
1000	0,00	6,688E+13	0,562	0,304	0,860
700	0,10	6,607E+13	0,470	0,304	0,768
500	0,12	6,540E+13	0,406	0,305	0,704
300	0,50	6,578E+13	0,354	0,305	0,653
200	0,60	6,729E+13	0,327	0,304	0,626
100	0,70	7,142E+13	0,291	0,302	0,588
70	1,00	7,436E+13	0,275	0,301	0,571
30	1,10	8,616E+13	0,248	0,298	0,540
20	1,20	9,421E+13	0,238	0,295	0,528
10	1,30	1,072E+14	0,221	0,292	0,508

Arayüzey durumları yasak enerji aralığına dağıldıkları için seri direncin bu bölgelerde farklılık göstereceği düşünüldü. Bu nedenle farklı frekanslarda gerilime bağlı seri direnç, Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'teki verilerden yararlanılarak MYY yapının güçlü yığılma bölgesinde Y_{ma} eşitliğinden hesaplandı (34).

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad [4.13]$$

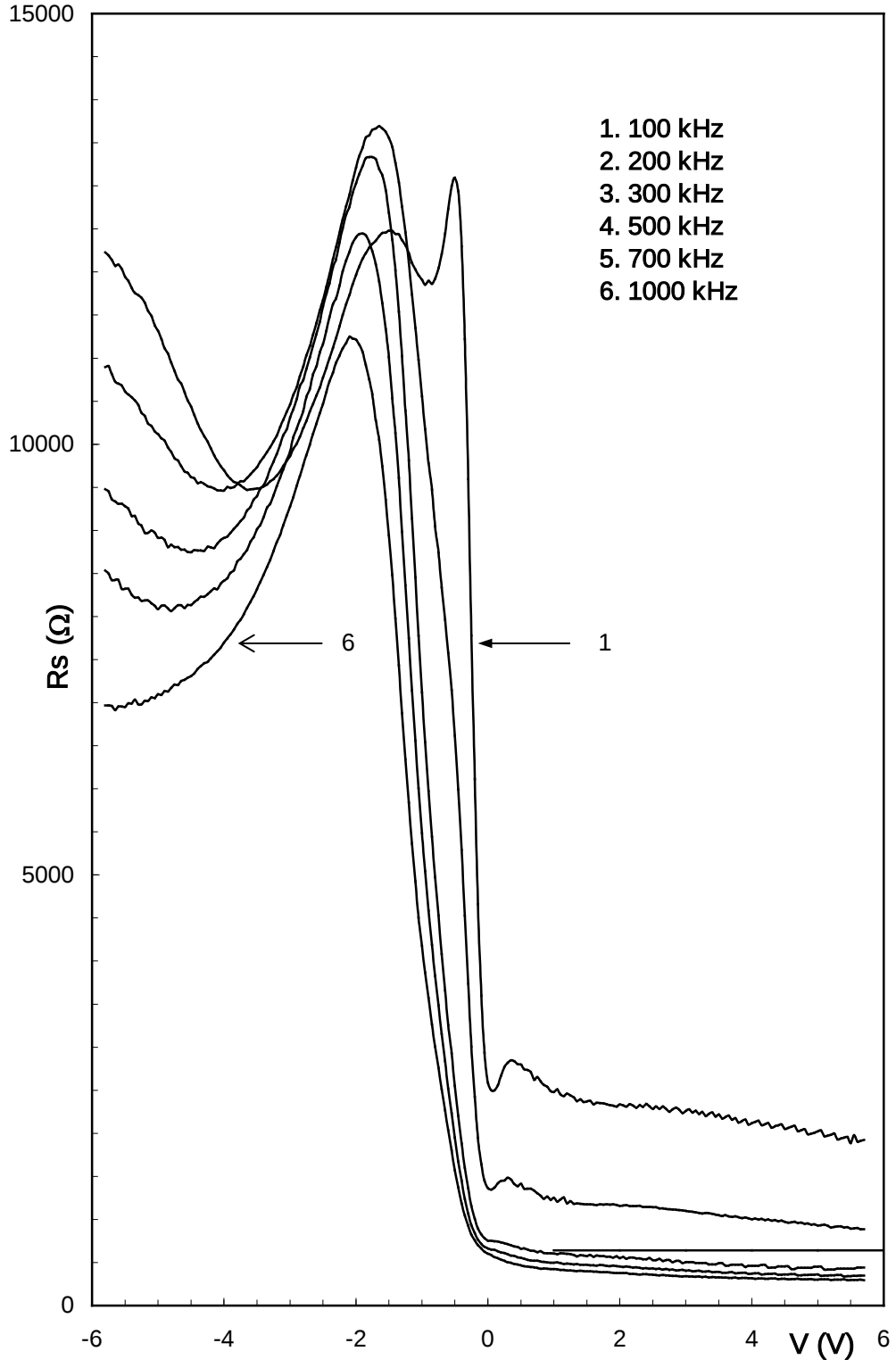
MYY yapının seri direncinin asıl ve imajiner kısmının karşılaştırılması ile kabul edilen eşitlik aşağıda verilmiştir (34).

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2} \quad [4.14]$$

Şekil 4.8'de farklı frekans değerleri için gerilime bağlı hesaplanan seri dirençler görülmektedir. Sıfır gerilim civarında arayüzey durumlarından dolayı gerek kapasitans gerekse iletkenlik eğrisinde bir artış gözlenmektedir. Bu artış nedeniyle seri direnç bir pikten geçmekte ve bu pik azalan frekansla akümülayon bölgesine

kaymaktadır. Bu pik aynı zamanda C-V eğrilerindeki pike paralel bir davranış göstermektedir.

Ayrıca difüzyon potansiyeli (V_D), katkı atomlarının yoğunluğu (N_A), Fermi enerjisi (E_F) ve potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) değerleri Çizelge 4.3'te verildi. Çizelge 4.3'te görüldüğü gibi difüzyon potansiyeli, Fermi enerjisi, potansiyel engel yüksekliği düşük frekanslardaki $1/C^2$ -V eğrilerindeki lineer olmayan davranıştan dolayı azalan frekansla azalmaktadırlar. Bu durum difüzyon potansiyeli, Fermi enerjisi, potansiyel engel yüksekliği gibi temel parametrelerin yeterince sağlıklı hesaplanabilmesi için hemen hemen hiç arayüzey durumu içermeyen yeterince yüksek frekastaki (1MHz) $1/C^2$ -V eğrilerinin kullanılmasını gerektirir (25,34,51).



Şekil 4.8. Oda sıcaklığında farklı frekanslarda Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot için $R_s(V, f)$ eğrileri

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Schottky diyotların I-V eğrileri düşük beslem ($V < 0,1V$), orta beslem ($\sim 0,1-0,6 V$) ve yüksek beslem ($V > 0,6 V$) olmak üzere üç farklı bölgeye sahiptirler (50,51). Orta beslem bölgesi yaklaşık lineer bir bölgedir ve bu bölgede temel parametrelerin belirlenmesi daha kolaydır. Bu yüzden genelde diyotların temel parametreleri olan idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) ve doyum akımı (I_0) belirlenirken orta beslem bölgesi dikkate alınır. Ayrıca termiyonik emisyonun geçerli olduğu yer bu bölgedir. Bu lineer bölgenin eğiminden hesaplanan n değerlerinin (Çizelge 4.1) birden oldukça büyük olması arayüzey durumlarının yüksek miktarda olmasına ve yalıtkan arayüzey (SiO_2) tabakanın varlığına atfedildi (11,51). İdealite faktörlerinin bu değerleri Al ve Si arayüzeyinde oluşan doğal oksit tabakasının 20 Å'dan daha büyük olacağını gösterir. Nitekim D10 için kuvvetli yığılma bölgesindeki kapasitans ölçümlerinden elde edilen oksit tabaka kalınlığı ~ 32 Å olarak elde edilmiştir. Uygulanan gerilimin bir kısmının yalıtkan tabaka üzerine düşmesi sonucu diyot üzerine düşen gerilimde bir azalma olur. Bu durum I-V karakteristiklerinin ideal durumdan uzaklaşmasına sebep olur. Çizelge 4.1'de görülen doyma akımları yine I-V eğrilerinin lineer kısmının $V = 0$ değerine fit edilmesiyle elde edildi.

I-V karakteristiklerinden oda sıcaklığında hesaplanan arayüzey durum yoğunluğu değerleri (Çizelge 4.1) tüm numuneler için $\sim 10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ mertebesinde olup oldukça yüksektir. Arayüzey durum yoğunluğu değerleri ve Şekil 4.2'deki $N_{ss}-(E_{ss}-E_v)$ dağılım profili farklı araştırmacılar tarafından elde edilen değerlerle uyumludur (11). Ayrıca İdealite faktörünün gerilime bağlı değerlerinin (Çizelge 4.2) birden büyük olması arayüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımına atfedildi (11).

Hazırlanan Schottky diyotlarda hesaplanan diğer bir fiziksel parametre eklemin elektriksel davranışını belirleyen Φ_B potansiyel engel yüksekliğidir. Oda sıcaklığında I-V ölçümlerinden hesaplanan Φ_B değerleri $\sim 0,7 \text{ eV}$ civarındadır. Bu değerler MY

yapılara göre düşüktür. Metal ile yarıiletken arasında yeterince büyük bir oksit tabakası düşünüldüğünde Φ_B değerleri literatürde MYY yapılar için hesaplanan Φ_B değerleri ile uyumludur.

Ayrıca D10 için doğru beslem I-V verilerinden Şekil 4.3 'te görüldüğü gibi seri direnç değerleri Cheung metodu kullanılarak hesaplandı ve hesaplamaların literatürle uyumlu olduğu görüldü (8,19,45). Cheung'ın ortaya attığı yöntemin kapsadığı avantajlar kısaca;

- (i) Yalnızca bir I-V ölçümü gereklidir
- (ii) I-V grafiklerinde lineerlikten anlaşılan sapma nedeniyle seri dirençli diyotun değerini kontrol etmek mümkündür
- (iii) Yöntem Norde fonksiyonunda minimumu tanımlama işlevini yok eder

şeklinde sıralanabilir.

Oda sıcaklığında geniş bir frekans aralığında (100 kHz -1MHz) C-V ve G/w-V eğrileri Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te görülmektedir. Düşük frekanslarda C-V eğrilerinin periyodu ($T=1/\omega$), yeterince büyüktür diğer bir deyişle tuzaklanmış arayüzey yüklerinin yaşama ömründen büyük olduğu için arayüzey durumları a.c sinyali rahatlıkla takip edebilir. Bu durum ölçülen kapasitans değerlerinde bir artışa neden olur. D10 için farklı frekanslarda çizilen Şekil 4.7'deki eğrilerden 1 MHz'de arayüzey durumlarından kaynaklanan ilave kapasitansın sıfır olduğu Çizelge 4.3'te görülmektedir. Arayüzey durumları artan frekansla azaldığı için katkı atomlarını hesaplarken, genelde 1 MHz değerleri kullanılır. Böylece katkı atomları sayısına arayüzey durumlarından bir katkı gelmesi engellenmiş olur.

Ayrıca D10 için oda sıcaklığında altı frekans değeri için (100 kHz -1MHz) kuvvetli akümülyasyon bölgesinde gerilime bağlı hesaplanan seri direnç değerlerinin arayüzey durumlarının etkin olduğu gerilim bölgelerinde hemen hemen tüm frekanslarda pikin azalan frekansla arttığı Şekil 4.8'de görülmektedir. Bu artış düşük frekanslardaki arayüzey durumlarının artışı ile orantılıdır.

Sonuç olarak hazırlanan MYY diyotların ideal olmayan I - V , $C(V, f)$ ve $G(V, f)$ karakteristikleri yüksek arayüzey durumları ve yalıtkan arayüzey tabakanın varlığından kaynaklanmaktadır. Ayrıca elde edilen ilave kapasitans ve seri direnç değerleri, ideal durumdan sapma olduğunun bir göstergesidir. Bu nedenle, bir yarıiletken aygıtın temel elektriksel parametreleri belirlenirken, hesaplamalarda yüzey durumları ve seri direncin mutlaka dikkate alınması gereklidir.

KAYNAKLAR

1. Cowley, A.M., Sze, S.M., "Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", *J. Appl. Phys.*, 36: 3212-3216 (1965)
2. Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", *Solid State Electron.*, 9: 1035 (1966)
3. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 50: 5052 (1979)
4. Sato, K and Yasamura, Y., "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 58(9): 3655 (1985)
5. Jarzebski, Z., "Oxide Semiconductors", *Pergammon*, New York, 300 (1973)
6. McLean A. B., "limitations to the Norde I-V plot", *Semi. Sci.Tech.*,1:177(1986)
7. Bohlin, K. E., "Generalized Norde plot including determination of the ideality factor", *J. Appl. Phys.*, 60(3): 1223 (1986)
8. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", *Appl. Phys. Lett.*, 49(2):85 (1986)
9. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed.", *Oxford University Press*, Oxford, 257 (1988)
10. Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal - Semiconductor Solar Cells", *J. Appl. Phys.*, 46:1286-1289 (1975)
11. Sing, A., Reinhard, K.C., Anderson, W.A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions", *J. Appl. Phys.*, 68(7): 3475-3479 (1990)
12. Çetinkara, H. A., Türüt, A., Zengin, D. M., Erel, Ş., "The energy distribution of the interface state density of Pb/p-Si Schottky contacts exposed to clean room air", *Appl. Surface Sci.*, 207: 190-199 (2003)
13. Chattopadhyay, P., Daw, A.N., "On the current transport mechanism in a metal insulator-semiconductor diode", *Solid State Electron.*, 29(5):555-560 (1986)
14. Yu, A.Y.C., Snow, E.H., "Surface Effects on Metal-Silicon Contacts", *J. Appl. Phys.*, 39: 3008 (1968)
15. Depas, M., Van Meirhaegh, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., "Electrical

- characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation”, ***Solid State Electron.***, 37: 433-441 (1994)
16. Green, M.A., King, F.D., and Schewchun, “Minority carrier MIS tunnel diodes and their application to electron and photo-voltaic energy conversion-I. theory”, ***Solid State Electron.***, 17: 551-561 (1974)
 17. Nielsen, O.M., J. “Influence of semiconductor barrier tunnelling on the current - voltage characteristics of tunnel metal-oxide-semiconductor diodes“, ***J. Appl. Phys.***, 54(10):5880-5886 (1983)
 18. Card, H.C., Rhoderick, E.H., “Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes”, ***J.Phys.D: Appl. Phys.***, 4:1589-1601 (1971)
 19. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu N., and Tataroğlu, A., “The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO₂ p-Si Schottky diodes”, ***Solid State Electron.***, 47(10):1847-1854 (2003)
 20. Aydin, M. E., Akkiliç, K., Kiliçoğlu, T.,”Relationship between barrier height and ideality factors of H-terminated Ph/p-Si contacts with and without the interfacial oxide layer”, ***Appl. Surface Sci.***, 225(1-4):318-323 (2004)
 21. Crowell, C.R. and Sze, S. M.,”Surface states and barrier height of metal semiconductor systems”, ***J. Appl. Phys.***, 36: 3212-3220 (1965)
 22. Tung, R.T., “Electron transport at metal-semiconductor interfaces:General theory”, ***Phys. Rev. B.***, 45: 13509 (1992)
 23. Rhoderick, E.H., “Metal-Semiconductor Contacts”, ***IEE PROC.***, 29 (1): 1-14 (1982)
 24. Hsun-Hua Tseng and Ching-Yuan Wu, “A simple interfacial layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky barrier diode” ***Solid State Electron.***, 30:383-390 (1987)
 25. Sze, S.M., “Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.”, ***Wiley***, New York, 245-300 (1981)
 26. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H., Cardon, F., “ On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers”, ***Solid State Electron.***, 29:633-638 (1986)
 27. Mui, D., Striteon, S., Markoç, H., “On the barrier lowering and ideality factor of ideal Al/GaAs Schottky diodes”, ***Solid State Electron.***, 34: 1077-1082 (1991)

28. Brillson, L.J., "The Surface and Properties of Metal-Semiconductor Interfaces", **Surf. Sci. Reports.**, 2: 123-326 (1982)
29. Rhodcick, E.H., Williams, R.H., "Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed.", **Clarendon Press**. Oxford, 1-3 (1988)
30. Sharma, B.L., "Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their applications", **Plenum Press**, New York and London, 49 (1984)
31. Ray, W. P., Mabrook M. F. and Nabok, A. V., "Transport mechanisms in porous silicon " , **J. Appl. Phys.**, 84: 3232-3235 (1998)
32. Shuer, M., "Physics of Semiconductor Devices ", **Prentice-Hall, Int.Inc.**, New Jersey, 2: 194-225 (1990)
33. Willson, A.H., "A note of the theory of rectification", **Proc. R. Soc. London, Ser. A.**, 136: 487-498 (1932)
34. Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", **John Willey and Sons**, New York, 288 (1982)
35. Northrop, D. C. And Rhoderick, E. H., "The Physics of Shottky barriers, in variable Impedance Devices", **Solid State Electron.**, 4: 37-73 (1978)
36. Horvath, Zs. J., "Evaluation of the interface state energy distribution from Schottky I-V Characteristics", **J. Appl. Phys.**, 63: 976-978 (1988)
37. Saxena, A. N., "Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon ", **Surface Science**, 13 : 151-171 (1969)
38. Sands, D., Brunson, K.M., Najaran, M.H., "Measured intrinsic defect density throughout the entire band gap at the <100> Si/SiO₂ interface" , **Semi. Sci. Tech.**, 7:1091-1096 (1992)
39. Akkal, B., Benamara, Z., Gruzza, B., Bideux, L., Bachir Bouiadjra, N., "Analysis and simulation of Au/InSb/InP diode C-V characteristics: modeling and experiments", **Mater. Sci. Eng. C** (21):291-296 (2002)
40. Türüt, A. and Sağlam, M., "Determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them", **Physica B**, 179: 285-294 (1992)
41. Akkal, B., Benemara, Z., Bideux, L., Gruzza, B., "Electrical characterization of the Au/InP(100) and Au/InSb/InP(100) structures", **Microelectronics J.** 30:673-678 (1999)
42. Kanbur, H., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., "The effect of states, excess capacitance

- and series resistance in the Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes”, *Appl. Surface Sci.* xxx:xxx-xxx (2005)
43. Haddara, H.S., El-Sayed, M., “Conductance technique in MOSFETs: Study of interface trap properties in the depletion and weak inversion regimes”, *Solid State Electron.*, 31(8):1289-1298 (1988)
 44. Depas, M., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F., “A quantitative analysis of capacitance peaks in the impedance of Al/SiO_x/p-Si tunnel diodes”, *Semi. Sci. Tech.*, 7:1476-1483 (1992)
 45. Werner, J.H., “Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots-Small Signal Evaluation”, *Appl. Phys. A* 47:291-300 (1988)
 46. Ziel, A.V., “Solid State Physical Electron 2nd Ed.”, *Prentice Hall Inc.* New Jersey, 7: 136-144 (1968).
 47. Vasudev P.K., Mattes B. L., “Excess capacitance and non-ideal Schottky Barrier on GaAs”, *Solid State Electron.*, 19: 557-559 (1976)
 48. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 32:115-127 (1994)
 49. Szatkowski P. and Steranski K., “Simple Interfacial-Layer Model for the non-ideal characteristics of the Schottky Barrier Diodes”, *Solid State Electron.*, 35:1013-1015 (1992)
 50. Bardeen, J., Brattain, W. H., “Nature of the forward current in germanium point contacts”, *Phys. Rev.*, 74: 231-232 (1948)
 51. Singh, A., “Characterisation of Interface States at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation”, *Solid State Electron.*, 28 (3): 223-232 (1985)

ÖZGEÇMİŞ

13.10.1980’de Bolu’da dünyaya geldi. İlk ve orta öğrenimini Ankara’da tamamladı. 1999-2000 öğretim yılında başladığı Erciyes Üniversitesi Yozgat Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2003 yılında mezun oldu. 2003-2004 öğretim yılında Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı’nda Yüksek Lisans’a başladı ve halen devam etmektedir.