

**Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) YAPILARIN AKIM-VOLTAJ (I-V)
KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Fatma Zehra PÜR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ocak 2012
ANKARA**

Fatma Zehra PÜR tarafından hazırlanan “Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) YAPILARIN AKIM-VOLTAJ (I-V) KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Adem TATAROĞLU

.....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

.....

Fizik Anabilim Dalı, G.Ü.

Doç. Dr. Adem TATAROĞLU

.....

Fizik Anabilim Dalı, G.Ü.

Doç. Dr. İlbilge DÖKME

.....

Fen Bilgisi Eğitimi Anabilim Dalı, G.Ü.

Tarih: 06/01/2012

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Fatma Zehra PÜR

**Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) YAPILARIN AKIM-VOLTAJ (I-V)
KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ**
(Yüksek Lisans Tezi)

Fatma Zehra PÜR

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Ocak 2012**

ÖZET

Bu çalışmada 160-400 °K sıcaklık aralığında Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotunun akım-voltaj (I-V) karakteristiklerini araştırıldı. Termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılarak, doğru beslem I-V karakteristikleri MIS Schottky diyot parametrelerinin elde etmek için analiz edildi. TE mekanizmasına dayalı olarak yarı-logaritmik lnI-V karakteristikleri, sıcaklık artışıyla birlikte idealite faktöründe (n) bir düşüş ve sıfır beslem engel yüksekliğinde (Φ_{B0}) bir artış gösterdi. n'nin ve Φ_{B0} 'ın değerleri sırasıyla 9,50 ve 0,34 eV 'den (160 °K'da) 3,43 ve 0,74 eV'ye (400 °K'de) değişti. Arayüzey durumlarının enerji dağılımının sıcaklığa bağlılığı (N_{ss}) beslem bağımlılığı efektif engel yüksekliği (Φ_e) hesaba katılarak doğru beslem I-V ölçümleri elde edildi. Ayrıca, Φ_{B0} -q/2kT grafiğinden ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) ve standart sapma (σ_0) değerleri sırasıyla 0,999 eV ve 0,137 V olarak elde edildi. Böylece, modifiye edilen $[\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2k^2T^2]-q/kT$ grafiğinden $\bar{\Phi}_{B0}$ ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla, 0,992 eV ve 108,228 Acm⁻²K⁻² olarak elde edildi.

Bilim Kodu : 202.01.166
Anahtar Kelimeler : MIS Schottky diyotlar; İdealite faktörü; Engel yüksekliği; Arayüzey durum yoğunluğu; Seri direnç
Sayfa Adedi : 66
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Adem TATAROĞLU

**AN INVESTIGATION INTO CURRENT- VOLTAGE (I-V)
CHARACTERISTICS OF Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) STRUCTURES
(M.Sc. Thesis)**

Fatma Zehra PÜR

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
January 2012**

ABSTRACT

In the present work, we investigated the current-voltage (I-V) characteristics of Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diode in the temperature range of 160-400 K. By using the thermionic emission (TE) theory, the forward bias I-V characteristics were analyzed to estimate the MIS Schottky diode parameters. The semi-logarithmic lnI-V characteristics based on the TE mechanism showed a decrease in the ideality factor (n) and an increase in the zero-bias barrier height (Φ_{B0}) with an increasing temperature. The values of n and Φ_{B0} were changed from 9,50 and 0,34 eV (at 160 K) to 3,43 and 0,74 eV (at 400 K), respectively. Furthermore, the temperature dependence of energy distribution of interface states (N_{ss}) was obtained from the forward bias I-V measurements by taking the bias dependence effective barrier height into account. Also, from Φ_{B0} versus $q/2kT$ plot was obtained the values of the mean barrier height and standard deviation at zero bias as 0,999 eV and 0,137 V for, respectively, Thus, from the modified $[\ln(I_o/T^2)-q^2\sigma_o^2/2k^2T^2]$ versus q/kT plot was obtained the values of $\overline{\Phi}_{B0}$ and A^* as 0,992 eV and $108,228 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, respectively.

Science Code : 202.01.166

Key Words : MIS Schottky diodes; Ideality factor; Barrier height
Interface states density; Series resistance

Page Number : 66

Adviser : Assoc. Prof. Adem TATAROĞLU

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam boyunca her türlü yardım ve desteğini esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım danışman hocam Sayın Doç. Dr. Adem TATAROĞLU'na teşekkürü borç bilirim.

Özellikle, yaptığım çalışmaların her aşamasında maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen babam İbrahim PÜR'e ve değerli aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER	4
2.1. Metal- Yarıiletken Kontaklar	4
2.2. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Akım- İletim Mekanizmaları.....	9
2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)	10
2.2.2. Difüzyon teorisi	11
2.2.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi (TED).....	14
2.3. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Yapılar.....	16
2.4. İdeal MIS Yapısı	18
2.5. Gaussian Engel Dağılımı $P(\Phi_B)$	23
2.5.1. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği	24
2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....	24

Sayfa

3. DENEYSEL YÖNTEM	27
3.1. MIS Yapımında Kullanılan Silisyum (Si) Kristalinin Fiziksel Özellikleri	27
3.2. Silisyum Nitrür (Si_3N_4) Kristal Yapısı	28
3.3. Au/ Si_3N_4 /n-Si (MIS) Yapıların Hazırlanması	29
3.3.1. Kristal temizleme	29
3.3.2. Yalıtkan silistum nitrat (Si_3N_4) tabakasının RF püskürtme yöntemiyle oluşturulması	31
3.3.3. Omik kontağın oluşturulması	33
3.3.4. Doğrultucu kontağın oluşturulması	35
3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	36
4. DENEYSEL SONUÇLAR	37
4.1. Au/ Si_3N_4 /n-Si (MIS) Yapının Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi	37
4.1.1. Homojen olmayan engel analizi	49
5. TARTIŞMA ve SONUÇLAR	56
KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ	66

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. Silisyum yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri	27
Çizelge 4.1. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri	44
Çizelge 4.2. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı olarak Cheung metodu kullanılarak doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen R _s değerleri	48

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Bir MS kontağın şematik gösterimi	4
Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji-bant diyagramı a)kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) ters beslem altında, d) düz beslem altında.....	5
Şekil 2.3. Kontakdan önce metal ve n-tipi yarıiletkene ait enerji-bant diyagramları.....	7
Şekil 2.4. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Termal denge durumu enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı, c) düz beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı ve d) ters beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı.....	8
Şekil 2.5. Metal/n-tipi Si yarıiletkende doğru beslem altında temel akım-iletim mekanizmaları	9
Şekil 2.6. n- tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant grafiği.....	12
Şekil 2.7. MIS yapının şematik gösterimi	17
Şekil 2.8. $V=0$ 'da ideal bir MIS yapının enerji-bant diyagramı. (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken	18
Şekil 2.9. MIS kapasitansının eşdeğer devresi	19
Şekil 3.1. α - Si_3N_4 ve β - Si_3N_4 kristal yapılarının gösterimi	28
Şekil 3.2. Si_3N_4 yapısı	29
Şekil 3.3. (a) Ar^+ iyonlarının hedeften molekül sökmesi, (b) sökülen molekülün alttaşa (substrate) yerleşmesi.....	31

Şekil	Sayfa
Şekil 3.4. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulmasında kullanılan vakumda buharlaştırma sistemi.....	34
Şekil 3.5. Omik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske	35
Şekil 3.6. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske	35
Şekil 3.7. Oluşturulan Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) yapının şematik gösterimi	36
Şekil 4.1. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarılogaritmik Ln(I)-V eğrileri	43
Şekil 4.2. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0} -T ve n -T eğrileri.....	44
Şekil 4.3. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili	45
Şekil 4.4. (a)- (b) Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot için Cheung metoduyla elde edilen dV/dln(I)-I ve H(I)-I eğrileri	47
Şekil 4.5. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyot Ohm yasasıyla elde edilen R _i -V eğrileri	49
Şekil 4.6. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyotunun $\ln(I_0/T^2)$ -1000/T Richardson eğrisi	50
Şekil 4.7. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyotun Gaussian dağılımına göre $(n^{-1}-1)-q/2kT$ ve $\Phi_{B0}-q/2kT$ eğrileri	53
Şekil 4.8. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyotun Φ_{B0} -n grafiği.....	54
Şekil 4.9. Au/Si ₃ N ₄ /n-Si (MIS) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı $[\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma_0^2 /2k^2T^2]-q/kT$ grafiği.....	55

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. BESTEC firmasından alınan 3" ultra yüksek vakuma sahip püskürtme sistemi.....	32
Resim 3.2. Püskürtme sisteminin yükleme odası ve yükleme rafları.....	33

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
Φ_B	Schottky engel yüksekliği
n	İdealite faktörü
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
R_s	Seri direnci
Φ_e	Etkin engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem engel yüksekliği
I_o	Ters beslem doyma akımı
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_e	Elektron yakınlığı
E_C	İletkenlik bant kenarı
E_v	Valans bant kenarı
E_F	Fermi seviyesi
V_i	Kontak potansiyel farkı
V_F	Kontaga uygulanan doğru beslem gerilimi
V_R	Kontaga uygulanan ters beslem gerilimi
$\Delta\Phi$	Schottky engel düşmesi
J_o	Akım yoğunluğu
A^*	Richardson sabiti
W_D	Tükenim bölgesi kalınlığı
V	Uygulanan gerilim
V_D	Diyot üzerine düşen gerilim
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı

Simgeler

τ	Arayüzey tuzaklarının ömrü
N_D	Verici (donor) yoğunluğu
N_A	Alıcı (acceptor) yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandının etkin durum yoğunluğu
N_v	Değerlik bandının etkin durum yoğunluğu
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
Q_{ox}	Oksit yükü
A^{**}	Etkin Richardson sabiti

Kısaltmalar

I-V	Akım-voltaj
G/w-V	İletkenlik- voltaj
C-V	Kapasitans- voltaj
MIS	Metal-Yarıiletken-Yalıtkan
MS	Metal-Yarıiletken
SD	Schottky diyot
SEY	Schottky Engel Yüksekliği
TE	Termiyonik Emisyon
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken (MS) kontakların tarihçesi 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanır ancak bu konu üzerindeki asıl çalışmalar, 1960'lı yıllarda 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 [1-5].

Schottky diyotlar çağdaş elektronikte ve fizik alanında, karakteristiklerinin çoğunun bilinmesi ve yapılarılarının kolay olması nedeniyle teorik ve deneysel olarak önemli araştırma alanlarından biri olmuştur. Schottky diyotlar; yarıiletken ve vakum teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün öneminin artması ile birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır. Bu uygulamalardan bazıları; MESFET (Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler), MOSFET (Metal-Oksit-Yarıiletken alan etkili transistörler), mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, switching (hızlı anahtar uygulamaları), varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler) dir. Bunun dışında güneş pilleri, farklı dedektör uygulamaları, mikrodalga devre elemanları, modülatör, demodülatör gibi birçok teknolojik alanda da kullanılmaktadırlar.

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 doğal yalıtkan oksit tabaka, yarıiletkenin temiz oda havasına maruz kalmasıyla ortaya çıkar. Metal ile yarıiletken arasındaki bu yalıtkan tabakanın kalınlığı; kimyasal olarak temizlenmiş numune üzerindeki kalıntı gazlara ve yarıiletken yüzeyin çevreye maruz kalma süresine bağlıdır.

Yarıiletken yüzeyinde amaca uygun olarak numune hazırlamak için sonradan yalıtkan oksit tabakası da oluşturulabilmektedir. Metal ile yarıiletken arasına doğal ya da yapay olarak bu yalıtkan tabakanın (SiO_2 , SnO_2 , Si_3N_4 vb.) oluşturulması

metal-yarıiletken (MS) diyotları MIS ve MOS yapıya dönüştürür ve bu yalıtkan tabaka, hem metal ile yarıiletkeni birbirinden izole eder hem de yük geçişlerini düzenler. Bu yalıtkan tabaka çok ince ise ($\sim 25-100 \text{ \AA}$), bu kontaklar MIS tipi kontaklar olarak adlandırılır. Yalıtkan tabakanın kalınlığı $100 \text{ \AA}$ 'dan büyük olması halinde yapı MOS kapasitörlere dönüşür. Metal ile yarıiletken arasında oluşturulan yalıtkan tabakanın varlığı, seri direnci (R_s) ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) gibi temel diyot parametreleri üzerinde önemli bir etkiye sahiptir [1-8].

Son zamanlarda, yüksek seri dirence sahip MS Schottky diyotlarda seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği (Φ_{Bo}) gibi temel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir [2, 9-11]. Özellikle sıcaklığa bağlı Schottky diyot karakteristikleri üzerindeki çalışmalar, akım-iletim mekanizmalarını anlama ve aygıtları pratikte daha bilinçli kullanma açısından son derece önemlidir. Genel olarak Schottky engel diyotların fiziksel parametrelerini elde etmek için termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılır. Ancak TE teorisine dayalı Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerinin analizinde genellikle azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinde normal olmayan bir azalma ve idealite faktöründe de normal olmayan artış gözlenir [12-14]. Düşük sıcaklıklarda MS ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin lineer olmayan davranışı engel yüksekliklerinin uzaysal dağılımına atfedilir [14-19].

Silisyum nitratin (Si_3N_4) tarihsel gelişimi incelendiğinde yüz yıllık bir gelişimi olduğu görülmektedir [20]. Doğal olarak bulunabilen tek Si_3N_4 malzemesi meteorit taşların analizi sonucu ortaya çıkarılmıştır [21]. Taşlar incelendiğinde Si_3N_4 'ün α - Si_3N_4 olarak çekirdeklendiği görülmüş ve nierite olarak isimlendirilmiştir. İlk sentetik Si_3N_4 malzemesi 1896 yılında SiO_2 'nin karbotermal redüksiyonu ile elde edilmiştir. 1950'li yıllarda ise Si_3N_4 'ün refrakter malzeme olarak kullanılabilirliği belirlenmiş ve 1955'te SiC ve farklı oksit refrakter malzeme ilaveleri ile birlikte kullanımı başlamıştır [22]. Daha sonraki yıllarda visker şeklindeki Si_3N_4 tanelerinin metal sistemler içerisine ilave edilerek jet ve roketlerde yüksek sıcaklık uygulamalarında kullanımı gerçekleşmiştir. 1970'li yıllarda Amerika Birleşik

Devletinde birçok firmanın katılımı ile Si_3N_4 'ün seramik içeren gaz türbin motorlarında kullanımı üzerine çalışmalar yapılmıştır [23, 24]

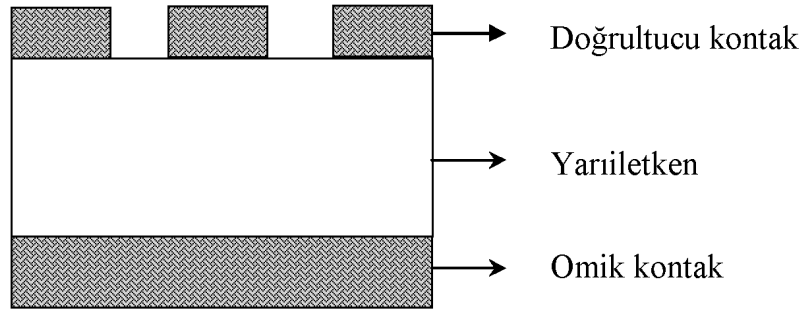
Bu çalışmada hazırlanan $\text{Au/Si}_3\text{N}_4/\text{n-Si}$ (MIS) Schottky diyotların akım- voltaj karakteristiklerini belirlemek amacıyla, akım-voltaj (I-V) ölçümleri 160-400 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. MIS Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki deneysel I-V karakteristiklerinden, diyotun doyum akımı (I_0), idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}), arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) ve seri direnç (R_s) gibi temel diyot parametreleri hesaplandı.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölüm, metal-yarıiletken (MS) ve metak-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky diyotların tarihsel gelişimini, çalışmanın amacını ve kapsamını içermektedir. İkinci bölüm, MS ve MIS Schottky diyotların teorik bilgisini içermektedir. Üçüncü bölüm, numune hazırlama tekniği, deneysel sistem ve kullanılan araç ve gereçleri içermektedir. Dördüncü bölüm, deneysel ölçüm sonuçlarından elde edilen verileri ve bunlarla ilgili grafikleri içermektedir. Beşinci bölüm, elde edilen deneysel sonuçlarla ilgili genel bir değerlendirme ve deneysel sonuçların tartışmasını içermektedir.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Metal- Yarıiletken Kontaklar

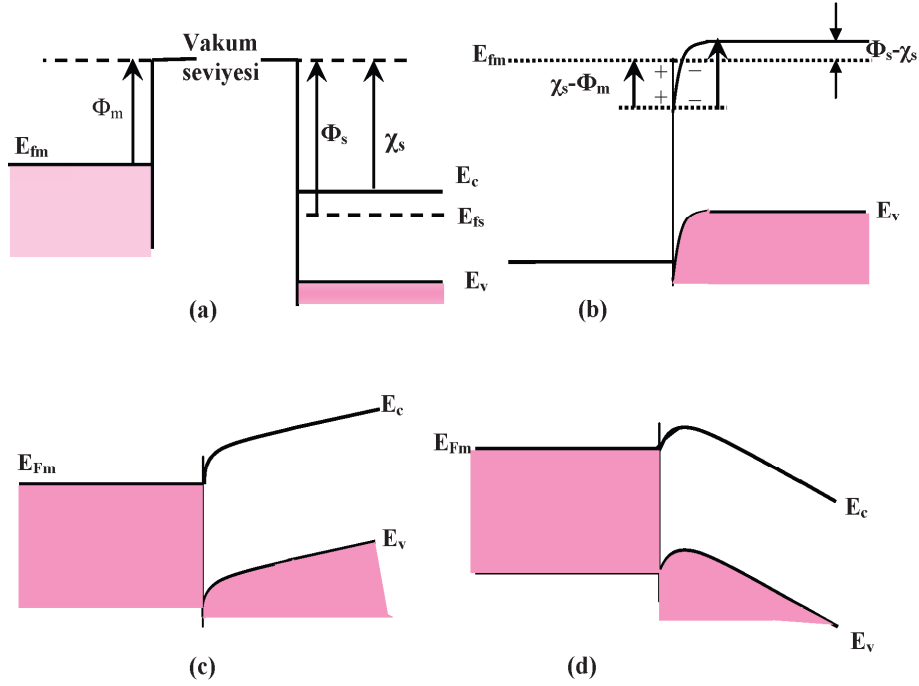
Schottky diyotlar metal ile yarıiletkenin kontak edilmesiyle oluşturulur (Şekil 2.1). Metal ile yarıiletken kontak edildiğinde, termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken kristal arasında yük geçişleri (difüzyon) olur. Metal ile yarıiletkenin Fermi enerji düzeyleri eşit oluncaya kadar yük alışverişi devam eder.



Şekil 2.1. Bir MS Schottky diyotun şematik gösterimi

Metal-yarıiletken kontaklar doğrultucu ve omik olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kontak yapımında n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , metalin iş fonksiyonu Φ_m 'den büyük ise ($\Phi_m < \Phi_s$) omik kontak oluşur. Kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramı Şekil 2.2 a'da gösterilmiştir. Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar aşağıdadır. Kontak yapıldıktan sonra, elektronlar omik kontak ile metalden yarıiletkenin içine, geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak geçerler ve kontağın yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yükünün oluşmasına sebep olurlar. Yük alışverişi sona erdikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi enerji seviyesi ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar yükselir. Verilen ısı ile oluşan termal dengeden sonra, kontağın her iki tarafında meydana gelen yüzey yükünden kaynaklanan bir dipol tabakası oluşur. Yapılan böyle bir kontakta, taşıyıcılar (hol ve elektronlar) metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metala serbestçe geçerler. Bir V voltajı uygulandığında bu potansiyel farkı sadece kontak bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Kontak sonrası enerji-bant diyagramı Şekil 2.2 b'de görülmektedir.

Metale negatif ve yarıiletkene pozitif bir voltaj uygulandığında, metaldeki elektronlar yarıiletken tarafına rahat bir şekilde geçerler ve bundan dolayı omik kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Şekil 2.2.c-d) [25].



Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı
a)kontak öncesi, b) kontak sonrası, c) ters beslem altında,
d) düz beslem altında

Fermi Enerjisi: İletkenlerde mutlak sıfır sıcaklığında ($T=0$ K), elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Yarıiletkenlerde ise iletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına ve sıcaklığa bağlı olarak, yasak enerji bölgesinde yer alan izafi seviye Fermi enerjisi olarak tanımlanır. n tipi yarıiletkenlerde Fermi enerjisi iletim bandından itibaren ölçülürken p tipinde ise valans bandından itibaren ölçülür.

Vakum seviyesi: Bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi veya bir elektronu yüzeyden koparıp serbest hale gelmesi için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır.

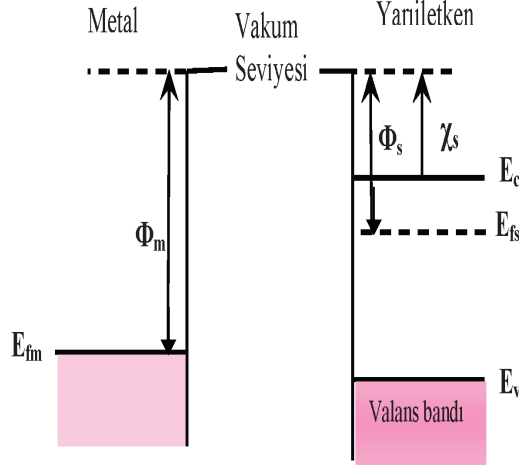
Metalin iş fonksiyonu (ϕ_m): Bir elektronu Fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak veya serbest hale getirmek için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır.

Yarıiletkenin iş fonksiyonu(ϕ_s): Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Fermi enerjisi katkılanan madde atomlarının yoğunluğu ile değiştiğinden dolayı ϕ_s de değişen bir niceliktir.

Elektron yakınlığı (χ): Vakum seviyesi ile iletkenlik bandı kenarı arasındaki bir elektronun enerji farkı olarak tanımlanır.

Doğrultucu kontak durumunda ise 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.

Doğrultucu kontak $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda oluşur. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.3'te görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra, yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğundan, yarıiletkenin yüzeyinden metale elektronlar geçer ve geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük geçişi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.3'te görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalır. Sonuç olarak, kontakta bir dipol tabakası oluşur. Bu dipol tabakası nedeniyle yarıiletkenin yüzeyinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden $eV_{dif} = (\Phi_m - \Phi_s)$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşır. Ayrıca, metal tarafındaki engel yüksekliği de $\Phi_b = (\Phi_m - \chi_s)$ kadardır [25].

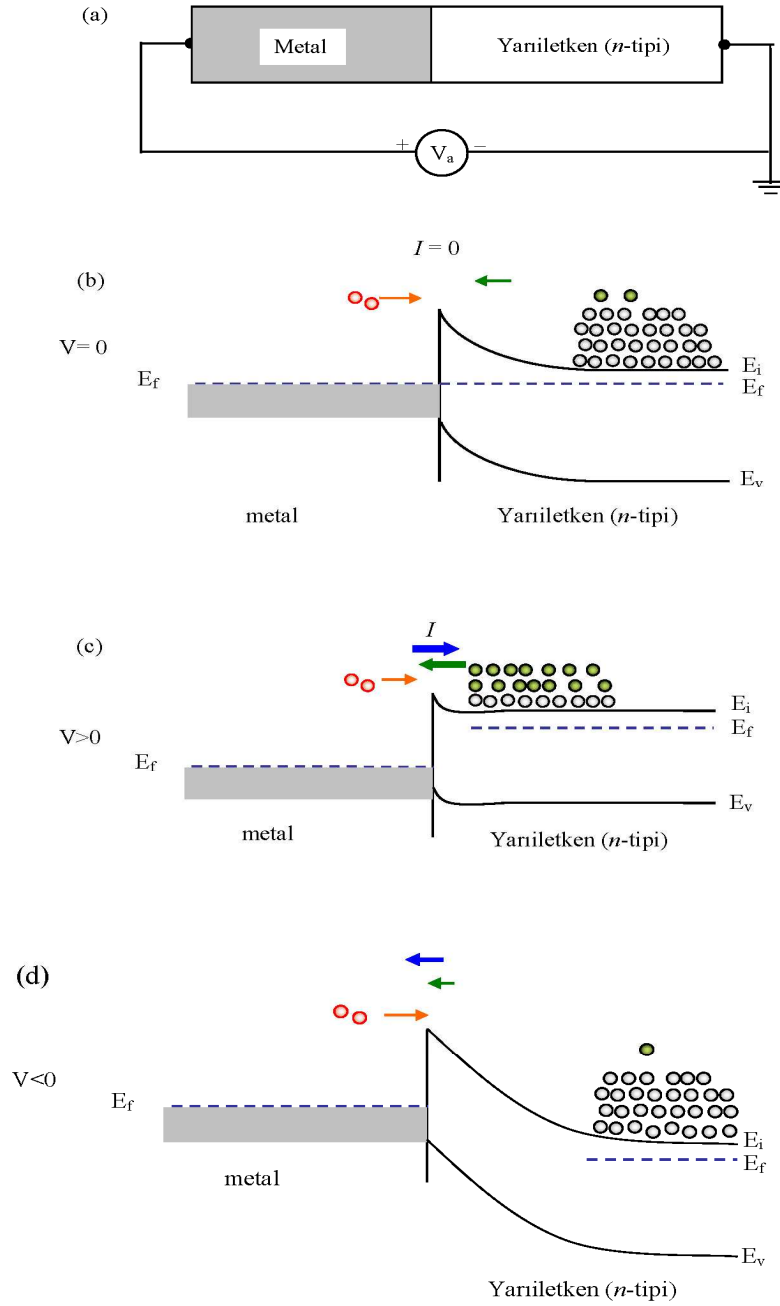


Şekil 2.3. Kontakta önce metal ve n-tipi yarıiletken için enerji-bant diyagramları

Şekil 2.4 'e baktığımızda, termal denge durumunda metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, potansiyel engelini aşmaya yetebilecek büyüklükte olduğu zaman kontakta eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer. Eğer yarıiletken için bir negatif gerilim uygulanırsa metalden yarıiletken için engel yüksekliği değişmez. Bu nedenle yarıiletkenden metale doğru olan akımın değeri sabit kalır. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletken için doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. Bu durumda oluşan net akım,

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

ile verilir [3,5,26,27]. Bu ifadede I net akımı pozitifdir. Bu duruma, düz beslem durumu denir. Yarıiletken tarafına pozitif gerilim uygulandığında iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım I_0 değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna, ters beslem durumu denir [26, 27, 28].

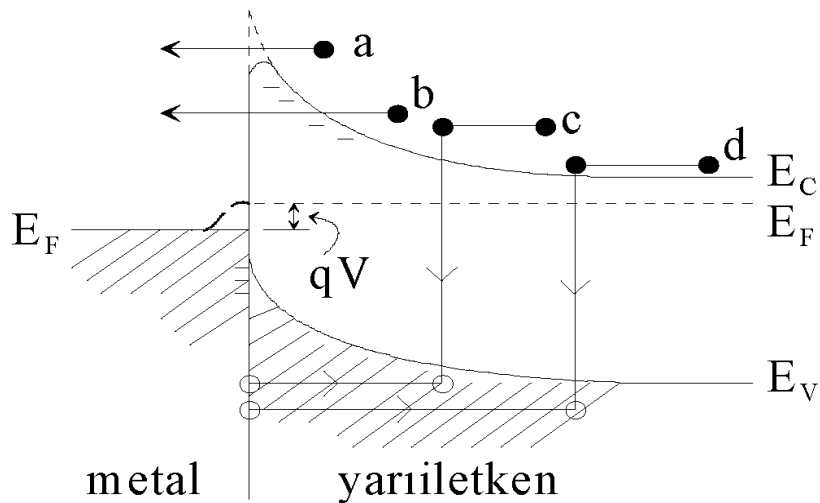


Şekil 2.4. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Termal denge durumu enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı, c) düz beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı ve d) ters beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı

2.2. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Akım- İletim Mekanizmaları

Metal-Yarıiletken(MS) Schottky diyot yapılarda akım-iletim mekanizması çoğunluk taşıyıcılarıyla yapılır. Seri direnç, arayüzey durumları ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın varlığından dolayı akım-iletim mekanizması farklılıklar gösterir. Bu nedenle MS kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır. MS ve MIS yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [1-3, 5, 26, 29] aşağıdaki gibi sıralanabilir;

- * Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- * Difüzyon Teorisi
- * Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- * Kuantum mekaniksel tünelleme (TAE, AE ve çok katlı tünelleme)
- * Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- * Yüksüz bölgede rekombinasyon
- * Deşik enjeksiyonu
- * To etkili akım iletimi



Şekil 2.5. Metal/n-tipi Si yarıiletkende doğru beslem altında temel akım-iletim mekanizmaları

- (a) Potansiyel engelin tepesi üzerinden, metalin içersine doğru elektronların iletimi (termiyonik emisyon)
- (b) Elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (engel içinde tünelleme)
- (c) Uzay yük bölgesinde yeniden birleşme
- (d) Metalden yarıiletkeneye deşik enjeksiyonu

2.2.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisi

Schottky kontaklarda yeterli ısısal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engel (Φ_B) üzerinden, yarıiletkenenden metale ya da metalden yarıiletkeneye geçmeleri TE olayı olarak bilinir. Beethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır [26]; (a) potansiyel engel yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür (b) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür (c) görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır. Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenenden metale doğru akım yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir.

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} q v_x dn \quad (2.2)$$

Burada ($E_F + q\Phi_B$) metalden TE için gerekli minimum enerji, v_x ise iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır. dn , küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda yarıiletkenenden metale geçen elektronlar için akım denklemi

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q(\Phi_B)}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.3)$$

şeklinde verilir. Burada m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k ve h sırasıyla Boltzmann ve Planck sabitleridir. Buradan

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.4)$$

ifadesi yazılır. Burada A^* , TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletken hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kalır. Bu yüzden metalden yarıiletken doğru olan akım yoğunluğu uygulanan voltajdan etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ($V=0$), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletken doğru olan akım

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş. 2.4 ve Eş. 2.5 denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $A^* T^2 \exp(-q\Phi_B/kT)$ terimi doyum akım yoğunluğudur.

2.2.2. Difüzyon teorisi

Difüzyon teorisi, şu kabuller göz önüne alınarak açıklanır;

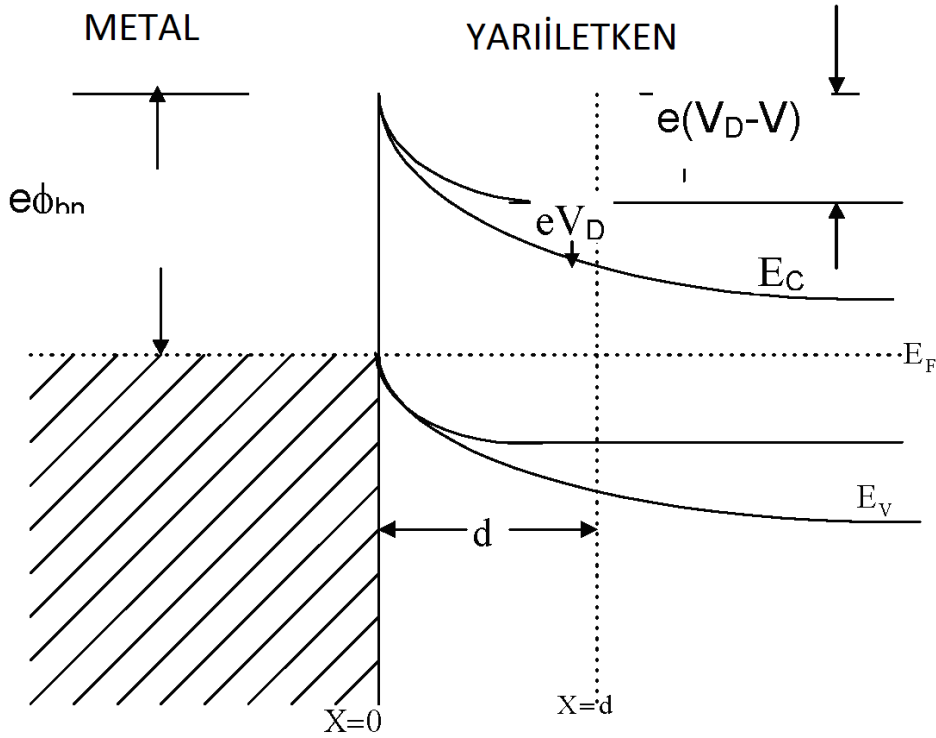
- 1) Engel yüksekliği, kT 'den çok büyüktür.
- 2) Geçiş bölgesinde elektronlar arasında gerçekleşen çarpışmalar ihmal edilemez.
- 3) $x=0$ ve $x=d$ 'deki taşıyıcı yoğunlukları akım akışından etkilenmez.
- 4) Yarıiletkenin katkı atomu yoğunluğu değiştirmez.

Metal-n tipi yarıiletken kontağın şekil 2.6'daki enerji-bant diyagramına göre yarıiletkene negatif V gerilimi uygulandığında, potansiyel ve taşıyıcı yoğunluğu için sınır şartları;

$$x=0\text{'da } \psi=0 \text{ ve } x=d\text{'de } \psi=V_d-V \quad (2.7)$$

$$x=0\text{'da } n=n_0 = N_D \exp\left(-\frac{eV_D}{kT}\right) \text{ ve } x=d\text{'de } n=N_d \quad (2.8)$$

Burada N_d donar konsantrasyonu V_d difüzyon potansiyelidir.



Şekil 2.6. n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant grafiği

Geçiş bölgesinde akım yoğunluğu, elektrik alana ve taşıyıcı gradyentine bağlı olduğundan dolayı;

$$J_n = e \left\{ n(x) \mu_n E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right\} \quad (2.9)$$

denklemini yazılır. Burada D_n difüzyon sabiti, E elektrik alan μ_n taşıyıcı hareketliliği ve $n(x)$ herhangi bir x noktasındaki taşıyıcı yoğunluğudur. Eş. 2.9'un her iki tarafını

$\exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right)$ terimi ile çarpıp, alan ve hareketlilik yerine de $E = -\frac{d\psi}{dx}$ ve

$\mu_n = \frac{e}{kT} D_n$ ifadelerini koyarsak;

$$J_n \cdot \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) dx = e D_n d \left\{ n(x) \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) \right\} \quad (2.10)$$

denklemini elde ederiz.

Burada $I_n = A J_n$ ve $I_0 = A J_0$ ifadeleri yerine yazılırsa

$$I_n = J A \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) dx = A e D_n d \left\{ n(x) \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) \right\} \quad (2.11)$$

Eş. 2.10 'un integralini $x = 0$ 'dan $x = d$ 'ye kadar alıp Eş. 2.7 sınır şartlarını göz önüne alırsak

$$I_n \int_0^d \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) dx = A e D_n \left\{ -n_0 + N_d \exp\left[-\frac{e(V_d - V)}{kT}\right] \right\} \quad (2.12)$$

$$= A e D_n N_d \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.13)$$

denklemini elde edilir. $0 \leq x \leq d$ aralığındaki potansiyel ifadesi $\psi(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right)$

yukarıdaki denklemde yerine konularak gerekli işlemler yapılırsa

$$I_n \int_0^d \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) dx = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 kT}{N_d} e^2 d \quad (2.14)$$

denklemini elde edilir. Bu ifadeyi Eş. 2.10'da yerine yazarsak;

$$I_n = Ae\mu_n N_d \left\{ \frac{2eN_d(V_d - V)}{\epsilon_s \epsilon_0} \right\}^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.15)$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadede ilk büyük parantez içindeki terim kontaktaki elektrik alan şiddetidir. Sürüklenme hızı;

$$V_d = \mu_n \cdot E_0 \quad (2.16)$$

olduğu için Eş. 2.15 denklemi şöyle yazılabilir;

$$I_n = AeN_d |V_d| \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.17)$$

Bu ifade bize, taşıyıcı difüzyonu nedeniyle meydana gelen akımı verir.

2.3. Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, TE ve difüzyon teorisini birleştirerek termiyonik emisyon- difüzyon teorisini geliştirdiler [1]. Bu teori, MS arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan voltaj, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir

kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalarla uğradığından akımın değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisine göre elektronların MS arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-voltaj (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n idealite faktörü ve J_0 doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir. A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.20)$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası (MIS-MOS) varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve A^{**} yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A_{et} alınır.

$$A_{et} = A^{**} \exp\left[\frac{-4\pi\delta}{h(2m^*\chi)^{1/2}}\right]^{1/2} \quad (2.21)$$

Burada δ metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı, $m^* = m_0$ etkin kütle, h planck sabiti, χ ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır.

Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta $n=1$ dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü (n) tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.22)$$

şeklini alır. Burada idealite faktörü (n) birden uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağıllığı artmaktadır. n , yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden

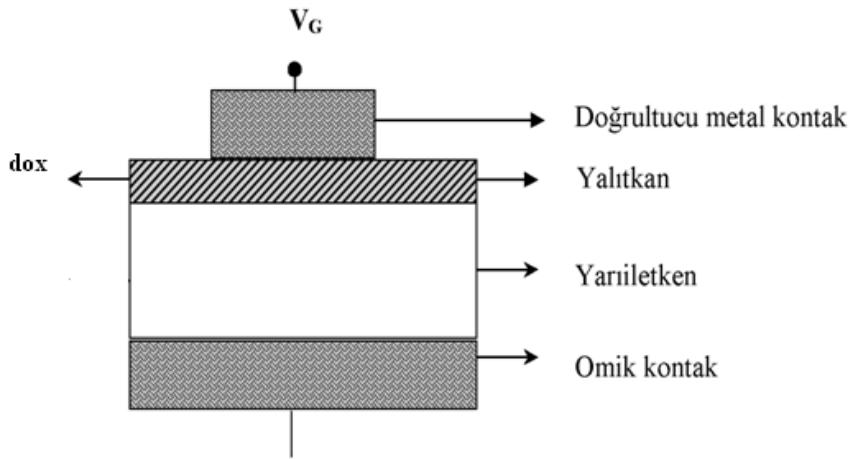
$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani n , hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır [30]. Engel alçalması ve A^{**} 'nın alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarda n idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında değer alır.

2.3. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Yapılar

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılar, metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabakaya sahip olduğundan kapasitörlere benzemektedir. Bu yapılar ilk olarak 1959 yılında J.L.Moll tarafından ortaya konulmuştur [31]. Terman, MIS yapıda, termal yöntemle oksitlenmiş yarıiletken silisyum kristali ve üzerinde alüminyum metal elektrot kullanmıştır. MIS kapasitörün, yalıtkan/silisyum arayüzey durumları araştırmış ve d.c. gerilim uygulayarak kapasitansın frekansa bağıllığını ölçmüştür ve Terman, yüksek frekans C-V ölçümlerinden, arayüzey tuzak yoğunluğunun elde edilebileceğini göstermiştir [32].

Metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka doğal yolla oluşabileceği gibi deneysel yöntemlerle de oluşturulabilir. Doğal veya yapay olarak oluşan yalıtkan tabaka ile metal-yarıiletken yapı, metal-yalıtkan-yarıiletken yapıya dönüşür [33]. Aradaki oksit tabaka, metali yarıiletken sistemden ayırır. Böylece yarıiletkendeki arayüzey durumlarının dolumu yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir yani arayüzey durumları yarıiletken ile dengededir. Bir MIS Schottky diyotta metal-yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken olmak üzere iki önemli arayüzey vardır.



Şekil 2.7. MIS yapının şematik gösterimi

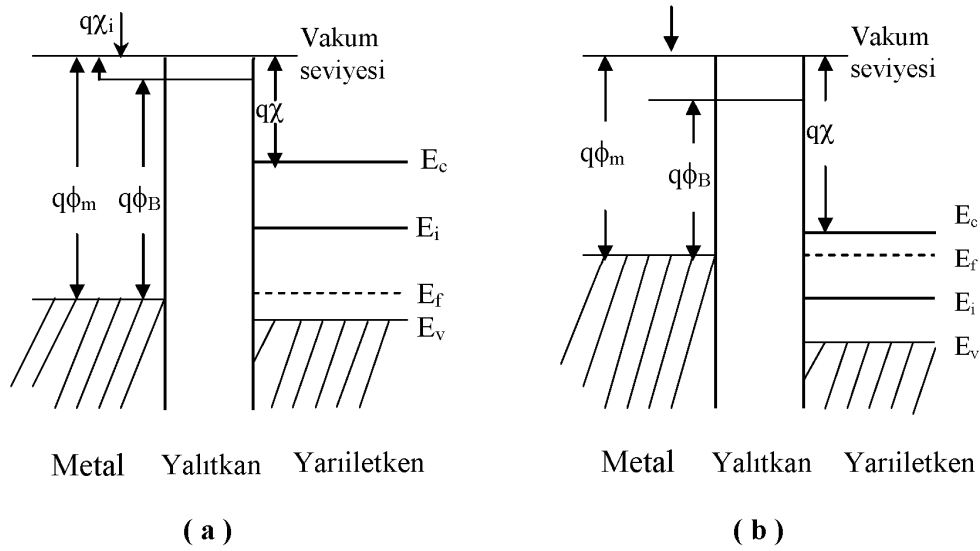
Şekil 2.7’de MIS yapısı gösterilmiştir. Burada V_G metal plakaya uygulanan gerilim ve d_{ox} yalıtkan oksit tabakanın kalınlığıdır. V_G gerilimi; metal plaka omik kontağa göre pozitif bir gerilim ile beslendiğinde pozitif, negatif bir gerilim ile beslendiğinde negatiftir. MIS yapılarda uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer ve

$$V_G = V_{yi} + V_y \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilir. Burada; V_{yi} , uygulanan V_G geriliminin yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_y , arayüzey yalıtkan tabaka üzerine düşen kısımdır.

2.4. İdeal MIS Yapısı

İdeal MIS yapının, $V=0$ durumunda enerji-bant diyagramı Şekil 2.8’de gösterilmiştir. İdeal MIS olarak tanımlanan yapı aşağıdaki özelliklere sahiptir [5, 34].



Şekil 2.8. $V=0$ ’da ideal bir MIS yapının enerji-bant diyagramı
(a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken

---Sıfır beslem durumunda metalin iş fonksiyonu ϕ_m ve yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s arasındaki fark sıfırdır.

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) = 0 \quad (\text{n-tipi}) \quad (2.25)$$

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) = 0 \quad (\text{p-tipi}) \quad (2.26)$$

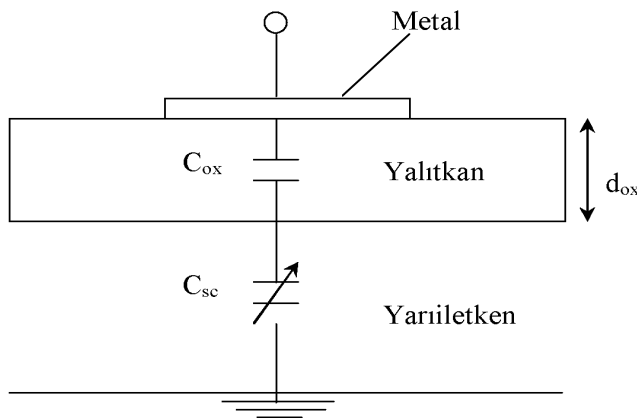
Burada χ yarıiletken elektron yakınlığı, E_g yasak enerji aralığı ve ψ_B ise Fermi enerji seviyesi E_f ile saf enerji seviyesi E_i arasındaki enerji farkıdır.

---d.c. beslem şartları altında yalıtkana doğru taşıyıcı geçişi yoktur yani yalıtkanın öz direnci sonsuzdur.

---Herhangi bir beslem şartı altında, yapıdaki yükler yalıtkan ile bitişik, metal yüzeyindekiler ile yarıiletkendekiler eşit miktarda fakat zıt yönlüdür.

İdeal bir MIS yapıda metal elektrota gerilim uygulandığı zaman yarıiletkende yük kaymaları oluşur. Yarıiletkendeki serbest hareketli yük yoğunluğu metaldekine göre daha az ve uygulanan gerilime bağlıdır. Yarıiletken arayüzey bölgesinde bantların bükülmesine sebep olan uzay yükü Q_{sc} oluşur. Termal denge durumunda arayüzey bölgesindeki uzay yükü potansiyelin büyüklüğü ile belirlenir. Yarıiletkende yükler katkılama türüne göre çoğunluk ve azınlık taşıyıcılar olup, yarıiletkende metallere göre serbest olmayan yükler bulunduğu için uygulanan gerilime bağlı olarak yük, ya uzay yükü bölgesini ya da arayüzey bölgesindeki yığılmaları oluşturur [35].

Metal ve yarıiletken tabaka arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı metal ve yarıiletken arasında bir kapasitans oluşur. Bu kapasitans MIS kapasitansı olarak adlandırılır. Bu kondansatörlerin özelliklerini metal ve yarıiletken tabakalar arasındaki yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyi belirler. Kapasitans arayüzeyin dielektrik sabitine bağlıdır. Bir MIS kapasitansına karşılık gelen eşdeğer devre Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Uygulanan gerilimde küçük diferansiyel değişimler varsa MIS yapının kapasitansı C , yalıtkan tabakanın kapasitansı C_{ox} ve uzay yükü kapasitansı C_{sc} olarak gösterilebilir. Bunların eşdeğer kapasitansları bize MIS kapasitansını verecektir.



Şekil 2.9. MIS kapasitansının eşdeğer devresi

Şekil 2.9'daki eşdeğer devrenin çözümünde MIS kapasitansı aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_{ox}} \quad (2.27)$$

Bu sonuca göre MIS yapının eşdeğer kapasitansı, C_{sc} ve C_{ox} kapasitanslarının seri bağlanmasına eşdeğerdir. Yalıtkan tabakanın kapasitansı C_{ox} ise,

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} A_{ox} \quad (2.28)$$

olarak verilir. Bağlantıda ϵ_{ox} yalıtkan tabakasının dielektrik sabiti, d_{ox} ise onun kalınlığı olup uygulanan gerilimden bağımsız olduklarından C_{ox} değeri uygulanan gerilimle değişmez. Böylece MIS yapının kapasitansındaki değişimi sadece Q_{sc} uzay yükü kapasitansı belirler.

İdeal MIS yapıda yalıtkan tabakanın iletkenliği sıfırdır. Fakat gerçekte yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa iletkenlik gösterebilir. Metal-yarıiletken yapılarda akım-voltaj ilişkisi,

$$J_F = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.29)$$

eşitliği ile verilir. Burada,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.30)$$

ifadesiyle verilen J_0 doyma akım yoğunluğudur. T sıcaklık, V_F doğru beslem gerilimi, A^{**} etkin Richardson sabitidir. Metal-yarıiletken yapılarda akım voltaj ilişkisini gösteren Eş. 2.29 ifadesinde $\ln I$ - V grafiğinin eğimi q/kT dir. Ancak metal

ile yarıiletken arasında bir yalıtkan olduğunda doğru beslem altında bu yapılarda akım iletimi bu bağıntıdan biraz farklı olur. Bu durumda $\ln I-V$ grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur hatta $q/2kT$ ya da daha da küçük olabilir [33, 36].

İdeal bir MIS yapıda, doğrultucu metal kontağa bir gerilim uygulandığı zaman yarıiletkende yük kaymaları oluşur. Uygulanan V_F geriliminin bir kısmı yarıiletkene üzerine bir kısmı da yalıtkan arayüzey tabakası üzerine düşer. V_F doğru beslem gerilimi altında metal/yalıtkan/n-Si yapılar için akım yoğunluğu azınlık taşıyıcı etkiler ihmal edilerek,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.31)$$

eşitliği yazılır. Burada, J_{Fn} doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen akım yoğunluğudur. J_{sm}^{-e} yarıiletkenden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu ve J_{ms}^{-e} metalden yarıiletkene geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur.

Doğru beslem altında metal/yalıtkan/n-Si için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} = A^* T^2 \left(\exp[\beta(-\Phi_{Bn} + V_{yi})] - \exp[\beta(\Phi_{Bn} - V_y)] \right) \quad (2.32)$$

$$= A^* T^2 \exp[\beta(\Phi_{Bn} + V_y)] \exp[(\beta V_F) - 1] \quad (2.33)$$

şekline dönüşür. Burada $\beta = q/kT$ dir. Sonuçta, n tipi MIS yapı için akım yoğunluğu ifadesi $V_F > 3kT/q$ için;

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.34)$$

şeklinde yazılır. Burada J_0 doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.35)$$

ile verilir. Φ_B , n ve p-tipi MIS yapı için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla Φ_{Bn} ve Φ_{Bp} 'ye karşılık gelir. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta n=1 dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü, n tanımlanır. n idealite faktörü birden uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır [37]. İdealite faktörü, yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden:

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.36)$$

olarak ifade edilir. Bu eşitlikte görüldüğü gibi ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır.

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; $J_0(\text{yalıtkan}) - T(\delta)J_0$ dır. Burada $J_0(\text{yalıtkan})$, kalınlığı δ olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyma akımıdır. Buradan etkin engel yüksekliği Φ_c hesaplanabilir. Etkin engel yüksekliği Φ_c ise:

$$\Phi_c = \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{A^{**} T^2}{J_0}\right) \right] - \frac{kT}{q} (\ln T(\delta)) = \Phi_B - \frac{kT}{q} (\ln(\delta)) \quad (2.37)$$

şeklinde yazılır. Buna göre $T(\delta)$ 1'den küçük ise etkin engel yüksekliği (Φ_c) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki Φ_B engel yüksekliğinden daha büyüktür [37].

2.5. Gaussian Engel Dağılımı $P(\Phi_B)$

Homojen olmayan Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin uzaysal dağılımı temelde Gaussian dağılım fonksiyonları ile tanımlanır [38]. Schottky kontakların metal-yarıiletken bant bükülmesinin (V_d) uzaysal dağılımı, (σ_o) standart sapmaya sahip bir Gaussian dağılım fonksiyonu $P(V_d)$ ile aşağıdaki şekilde verilir.

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} e^{-(\bar{V}_d - V_d)^2 / (2\sigma_o^2)} \quad (2.38)$$

Burada Schottky engeli

$$\Phi_B = V_d + E_F + U \quad (2.39)$$

şeklinde ifade edilir ve Schottky engelinin ortalama değeri $\bar{\Phi}_B$ etrafındaki bir engel dağılımı ile arayüzey düzlemi arasındaki konuma bağlıdır.

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} e^{-(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2 / (2\sigma_o^2)} \quad (2.40)$$

Engel dağılımları normalize fonksiyonlardır ve

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B = 1 \quad (2.41)$$

şeklinde ifade edilebilirler.

2.5.1. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel değişim modeline göre SEY'in sıcaklığa bağlı değişimi için Eş. 2.43 kullanılır [39]. Her sıcaklık değeri için sıfır beslemde I-V eğrilerinin fit edilmesiyle bulunan I_o doyum akımlarından hesaplanan potansiyel engel yüksekliği - $1/T$ grafiği lineer bir eğri verir. Bu eğrinin eğimi bize $q\sigma^2/2k$ verir ve bu değerden standart sapma σ_o elde edilir. Bu lineer eğrinin potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama potansiyel engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_B$) verir. Standart sapmanın (σ_o) sıcaklığa bağlı ifadesi [39];

$$\sigma_o^2(T) = \sigma_o^2(T=0) + \alpha T \quad (2.42)$$

şeklinde verilir. Burada α_σ standart sapma için negatif sıcaklık katsayısıdır. Aynı zamanda ortalama Schottky engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_B$)'nin sıcaklığa bağlı değişimi de yaklaşık olarak lineer bir eğri verir ve

$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) + \alpha_\Phi T \quad (2.43)$$

şeklinde yazılabilir. Burada α_Φ engel yüksekliği için negatif sıcaklık katsayısıdır.

2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Schottky diyotlarda doğru beslem gerilimi çok yüksek olmadığı sürece akım iletimi termiyonik emisyon teorisine göre olur ve akım-gerilim ilişkisi [3, 5],

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

şeklindedir. Burada V_D engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar gösterebilir. Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü birden büyük olabilir. Bu nedenle Eş. 2.44'teki akım yoğunluğu ifadesi,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.45)$$

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

$$I = AA_n^{**} T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad (2.46)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir. Burada $V_D = V - IR_s$ 'dir, V ise uygulanan dış gerilimdir.

MS ve MIS kontaklarda elektriksel karakteristiklerin idealden sapma nedenlerinden biri de seri direnç etkisidir. Son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarda; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [10, 11, 18, 40]. Bunlardan ilki Norde tarafından, $n=1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğinin, tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesidir [9, 10]. 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 1'den büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumda n, R_s ve Φ_B değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler [9, 10]. Bu yöntem n, R_s ve Φ_B 'nin sıcaklık ile değiştiği durumlarda uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Cheung; $F(V)$ fonksiyonun minimumunu tanımlamada karşılaşılan

dezavantajlar nedeniyle $F(V)$ 'nin minimum noktasının tanımlama işlevini katmayarak akım-voltaj karakteristiklerinden türetilen iki fonksiyonla ($dV/d\ln(I)-I$, $H(I)-I$) diyotun temel parametrelerinin (n , Φ_B , R_s) hesaplanabileceğini gösterdi [11].

Eş. 2.46'nın logaritması alınıp gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$V = R_s I + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**}T^2}\right) \quad (2.47)$$

elde edilir. Burada $\beta=q/kT$, A diyotun etkin alanıdır. Bu son denklemin $\ln I$ 'ya göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d\ln I} = RI + \left(\frac{nkT}{q}\right) \quad (2.48)$$

elde edilir. $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden seri direnç (R_s), doğrunun $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. 2.47'deki ($R_s I + n\Phi_{Bn}$) ifadesine $H(I)$ denilirse,

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**}T^2}\right) \quad (2.49)$$

şeklinde yazılabilir. Eş. 2.48 ve Eş. 2.49 birlikte düşünülürse

$$H(I) = R_s I + n\Phi_{Bn} \quad (2.50)$$

elde edilir. $H(I)$ 'nin I 'ya göre grafiği bir doğru olur. Bu doğrunun eğiminden R_s ve doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da $q\Phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunur.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. MIS Yapımında Kullanılan Silisyum (Si) Kristalinin Fiziksel Özellikleri

Silisyum doğada bol miktarda, silikat ve silisyum dioksit (kum) bileşikleri halinde bulunur. Saf bir silisyum kristalinin oda sıcaklığında (300 K) bazı fiziksel özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir. Silisyum dioksitin elektrik arkında redüklenmesi ile elde edilen silisyum saf olmaması nedeniyle, silanli (SiH_4) bir bileşiğe dönüştürülür. Sıvı olan bu bileşik, kademeli distilasyon yöntemi ile ayrılır ve silisyumu içeren kısım kendi başına veya hidrojen atmosferinde ısıtılarak saf silisyuma ulaşılır. Bu yöntemlerle kimyasal saflığa getirilen silisyum yarıiletkeni henüz elektronik eleman yapımı için yeterli saflıkta değildir.

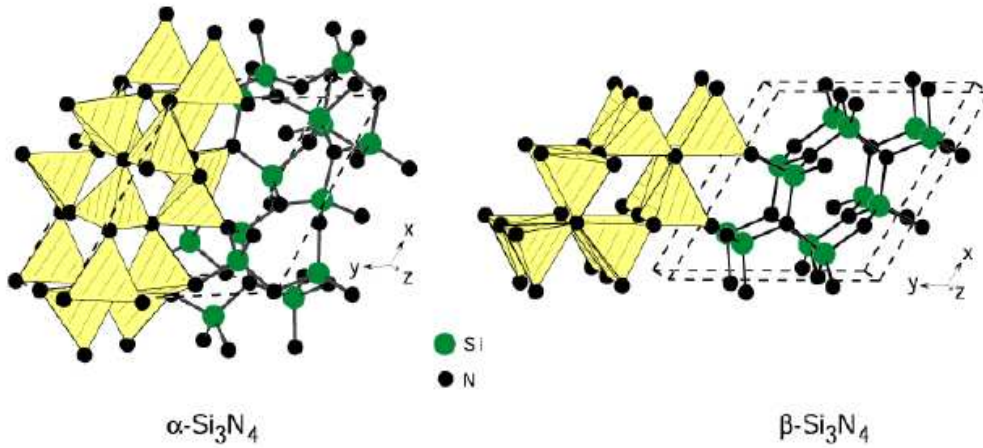
Çizelge 3.1. Silisyum yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri

Özellikleri	
Atom/cm ³	$5,0 \times 10^{22}$
Atom ağırlığı (kg/mol)	28,09
Kırılma alanı (V/cm)	3×10^5
Kristal yapısı	Elmas
Yoğunluğu (g/cm ³)	2,328
Dielektrik sabiti	11,9
İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu N_c (cm ⁻³)	$2,8 \times 10^{19}$
Valans bandındaki durumların yoğunluğu N_v (cm ⁻³)	$1,04 \times 10^{19}$
Saf taşıyıcı yoğunluğu n_i (cm ⁻³)	$1,45 \times 10^{10}$
Saf öz direnci ($\Omega \cdot \text{cm}$)	$2,3 \times 10^5$
Örgü sabiti (Å)	5,43095
Elektronların etkin kütlesi, m^*/m_0	$m_l^*=0,98$, $m_t^*=0,19$
Deşiklerin etkin kütlesi, m^*/m_0	$m_{hh}^*=0,16$, $m_{hh}^*=0,49$
Elektron yakınlığı, χ (eV)	4,05
Yasak enerji aralığı (eV)	1,12
Hareketliliği (cm ² /V.s)	1500 (elektron için) 450 (deşik için)
Erime sıcaklığı (°C)	1415
Azınlık taşıyıcı yaşam süresi (s)	$2,5 \times 10^{-3}$
Termal iletkenlik (W/cm-°C)	1,5

Bu nedenle fiziksel saflaştırma yöntemi kullanılır. Bölgesel eritme adı verilen yöntemde, bazı safsızlık maddelerinin sıvı haldeki yarıiletkende çok daha çabuk çözünmesi gerçeğinden yararlanılarak, yarıiletken istenmeyen safsızlık maddelerinden arındırılır [29, 41]. Bu yöntemle saflaştırılan yarıiletken henüz polikristal özelliğindedir. Bundan sonra yarıiletkenin tek kristal halinde büyütülmesi ve içine arzu edilen özdirenci sağlayacak safsızlık maddelerinin katkılanması gerekir. Katkılanan safsızlığın cinsi yarıiletkenin tipini belirler ve miktarı ise özdirencini tayin eder.

3.2. Silisyum Nitrat (Si_3N_4) Kristal Yapısı

Silisyum Nitrat (Si_3N_4) α , β ve c olmak üzere üç farklı kristal yapısına sahiptir. α - Si_3N_4 ve β - Si_3N_4 normal azot basıncı altında elde edilebilirken, c- Si_3N_4 yapısı çok yüksek basınç ve sıcaklık altında elde edilebilmektedir ve α ve β kadar yaygın bir yapı değildir [21, 24, 42]. α ve β - Si_3N_4 hekzagonal kristal yapıya sahipken, c- Si_3N_4 kübik spinel yapıdadır. Şekil 3.1’de α - Si_3N_4 , β - Si_3N_4 kristal yapıları gösterilmiştir.

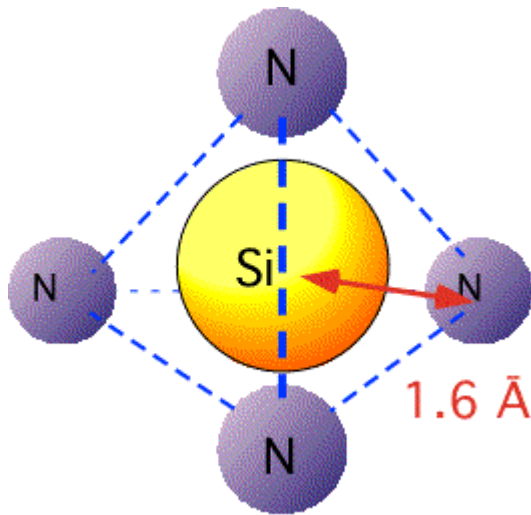


Şekil 3.1. α - Si_3N_4 ve β - Si_3N_4 kristal yapılarının gösterimi

α ve β kristal yapılarının her ikisi de SiN_4 tetrahedral ünitelerinden oluşan bir ağ yapısına sahiptir ancak bu ünitelerin dizilimi farklıdır. α - Si_3N_4 'ün örgü parametreleri $a=7,7541\text{\AA}$ ve $c=5,6217\text{\AA}$ dir ve ABCDABCD... şeklinde Si-N tabaka dizilimine

sahiptir. β - Si_3N_4 ise $a=7,6044\text{\AA}$ ve $c=2,9075\text{\AA}$ örgü parametrelerine sahip olup ABAB... şeklinde Si-N tabaka dizilimine sahiptir. Her köşe üç tetrahedra ünitesine aittir. Yapılan araştırmalarda ilk olarak, α fazının ağırlıkça % 0,9-1,8 miktarında oksijen içeren bir oksinitrür olduğu düşünülmüştür [43].

Ayrıca, silisyum nitrat Si_3N_4 sert, yoğun bir refraktör malzemesidir. Yapısı silisyum dioksitten oldukça farklıdır. Esnek, şekil verilebilir Si-O-Si köprü bağlarının yerine, Si-N-Si yapısı iki bağdan ziyade üç bağ oluşturan nitrojenin gerekliliği ile sertlik verilir. Nitrojen atomları silisyum etrafında, silisyum dioksitte olduğu gibi tetrahedral biçimde kabaca düzenlenir (Şekil 3.2) [44].



Şekil 3.2. Si_3N_4 yapısı

3.3. $\text{Au/Si}_3\text{N}_4/\text{n-Si}$ (MIS) Yapıların Hazırlanması

3.3.1. Kristal temizleme

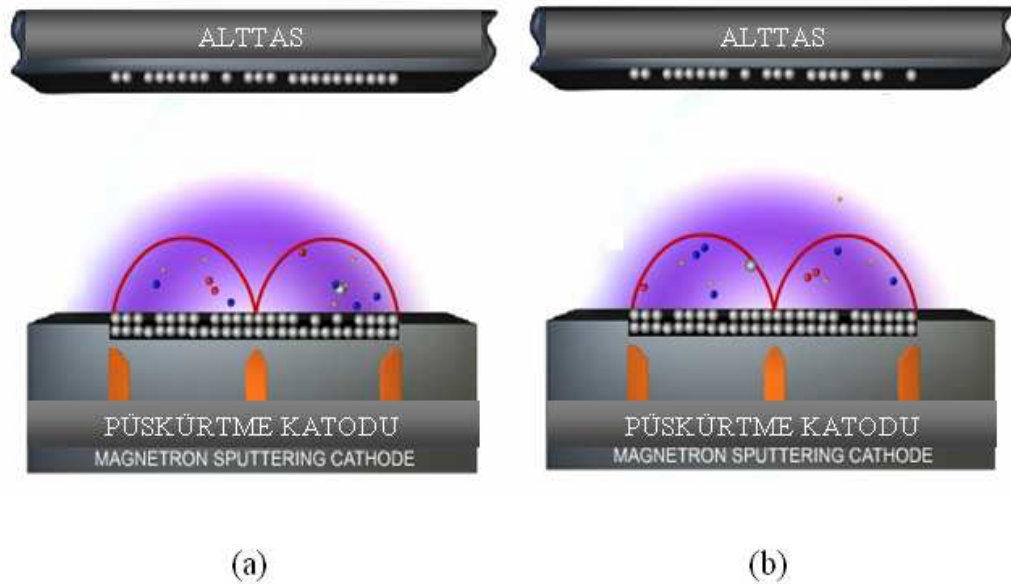
İdeale yakın bir metal Schottky diyot hazırlayabilmek için yarıiletken kristalin mekanik ve kimyasal olarak çok iyi temizlenmesi gerekmektedir. İyi bir temizleme işlemi ile bir yarıiletken kristalde birçok sayıda yüzey kusuru ortadan kaldırılabilir. Kullanılan kristaller, fabrikasyon yöntemiyle bir yüzeyi mekanik parlatılmış olarak satın alındığı için sadece kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Kristal yüzeyindeki

organik ve diğer kirleri temizlemek ve yüzeydeki pürüzleri gidermek için yarıiletken kristallerin tüm kimyasal temizleme ve durulama işlemleri ultrasonik banyo içinde gerçekleştirildi. Diyot yapımında (100) yüzey yönelimli, 0,5 Ω .cm öz dirençli, 300 μ m kalınlıklı, 2" çapında fosfor katkılı (n-tipi) Si tek kristal alttaş kullanıldı. Bu çalışmada yarıiletken kristallerin temizlenmesinde aşağıda verilen işlemler takip edildi.

- 1) Temizleme işleminde, RO&UP Water Purification System'de hazırlanan yüksek dirençli ($\sim 16-18$ M Ω) deiyonize su kullanıldı. Öncelikle temizleme esnasında kullanılacak beher, cımbız v.b. araç ve kaplar asetonla iyice yıkanıp deiyonize su ile durulandıktan sonra etüv fırınında yaklaşık 80 °C ısıtılarak sterilize edildi. Daha sonra yarıiletken kristaller önce aseton ve deiyonize su karışımında (1:5 ölçeğinde) ultrasonik banyoda yaklaşık 10 dakika kadar yıkandıktan sonra deiyonize su (H₂O) ile durulandı.
- 2) Kristal trikloretilen (C₂HCl₃) + aseton (CH₃COCH₃) + metil alkol (CH₃OH) içinde üç dakika süreyle ultrasonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dakika süreyle ultrasonik olarak yıkandı.
- 3) Sülfürik asit (H₂SO₄) ve hidrojen peroksit (H₂O₂)'in 1:1 hacim oranındaki karışımı içerisinde 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dakika süreyle ultrasonik olarak yıkandı.
- 4) Eşit oranlardaki %38 saflıktaki hidroflorik asit (HF) ve deiyonize su karışımı içerisinde 5 dakika süreyle ultrasonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda ultrasonik olarak 10 dakika süreyle yıkandı.
- 5) 3:1:5 hacim oranında nitrik asit (HNO₃), hidroflorik asit (HF) ve deiyonize su karışımında 5 dakika süreyle ultrasonik olarak temizlenip deiyonize su ile yıkandı.
- 6) 4:3 hacim oranında %38'lik hidroflorik asit (HF) ve deiyonize su karışımında 3 dakika süreyle ultrasonik olarak yıkandı.
- 7) Si alttaş deiyonize suda ultrasonik olarak 10 dakika süreyle durulandı.
- 8) Son olarak kimyasal olarak temizlenmiş n-tipi silisyum kristal saf azot (N₂) gazı ile kurulandı.

3.3.2. Yalıtkan silisyum nitrat (Si_3N_4) tabakasının RF püskürtme yöntemiyle oluşturulması

Püskürtme vakum ortamında fiziksel olarak hedef malzemeden, kaynağa ince film biriktirmek için yaygınca kullanılan sistemlerdendir. Bu sistemde yüksek gerilimle hızlandırılan iyonlar, hedef malzemenin yüzeyini bombardıman ederek söktükleri molekülleri altaş üzerine biriktirirler. Bu sistemin en büyük avantajlarından bir tanesi de düşük sıcaklıklarda biriktirme işlemi yapılabilmesidir dolayısıyla hemen her tür taban malzemeye istenilen malzeme biriktirilebilir.



Şekil 3.3. (a) Ar^+ iyonlarının hedeften molekül sökmesi, (b) sökülen molekülün altaşa (substrate) yerleşmesi

Şekil 3.3'de mor renkle temsili gösterilen Ar^+ iyonlarından oluşturulan plazma ortamıdır. Turuncu renklerle gösterilen mıknatıslar elektronları manyetik alanda tutmayı ve Ar^+ iyonlarının hedef malzemeyi bombardıman etmesine yardımcı olmaktadır. Şekil 3.3.a ve 3.3.b'de gösterildiği gibi hedef malzemeden bir molekül kopmuş ve altaş yüzeyine yerleşmesi gösterilmiştir.

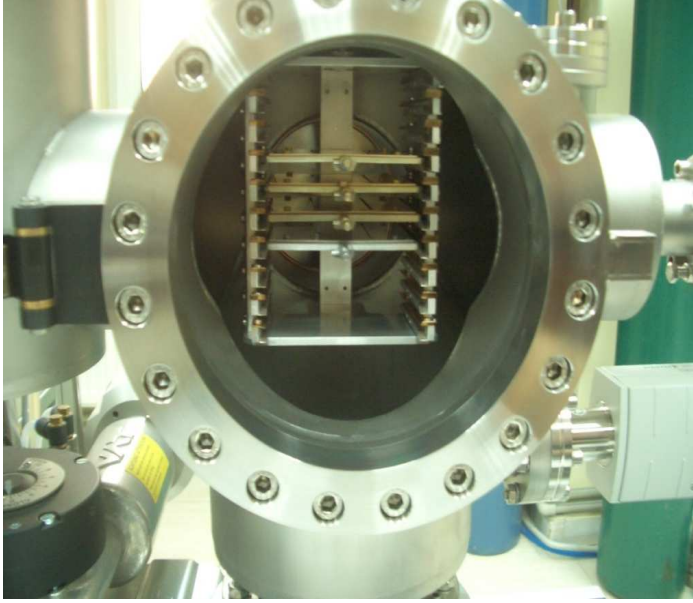
Püskürtme sistemi çok çeşitli iletken, yarıiletken veya yalıtkan malzeme biriktirilmesine imkân tanır. İletken olan malzemeler DC Magnetron Püskürtme,

yalıtkan olan malzemeler ise (Radyo Frekansı) RF Magnetron Püskürtme yöntemiyle biriktirilir. Bizim sistemimizde 2 RF kaynağı ve 3 tane DC güç kaynağı olup Resim 3.1’de açıkça görülmektedir.



Resim 3.1. BESTEC firmasından alınan 3'' ultra yüksek vakuma sahip püskürtme sistemi

Resim 3.2’de görüldüğü gibi yükleme raflarına 10 adet numune yerleştirilebilmekte ve asansör sistemi ve taşıyıcı kol yardımıyla istenilen numune biriktirme odasına taşınmaktadır.

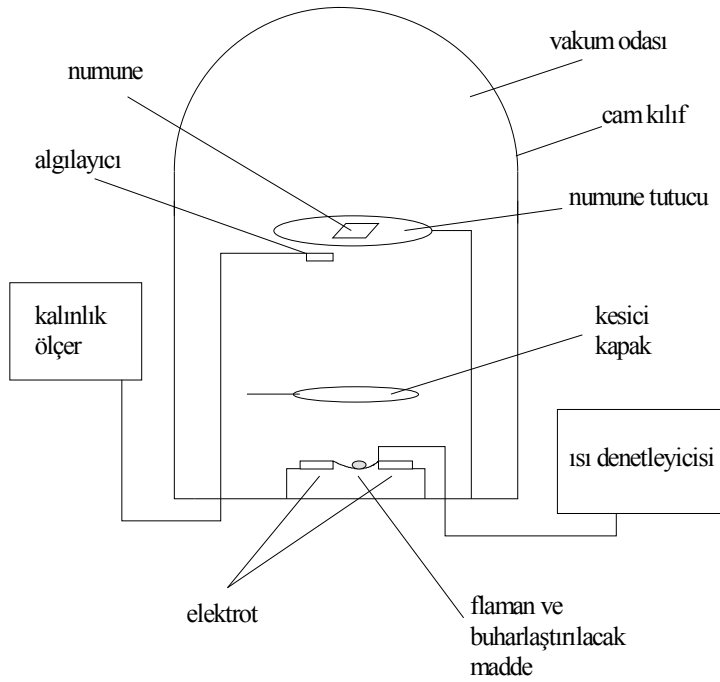


Resim 3.2. Püskürtme sisteminin yükleme odası ve yükleme rafları

İnce film Si_3N_4 hazırlamak için temizlenen n-Si alttaş öncelikle yükleme odasına alındı ve ardından püskürtme odasına transfer edildi. Püskürtme odasının taban basıncı $\sim 10^{-8}$ Torr civarında iken alttaş 200°C 'ye ısıtıldı. Si_3N_4 hedeften 80/20 oranında ortama Ar/ O_2 O_2 'de vererek, Si_3N_4 tabakası n-Si üzerine biriktirildi. Püskürtme esnasında püskürtme basıncı $\sim 10^{-3}$ Torr olacak şekilde sabitlendi.

3.3.3. Omik kontağın oluşturulması

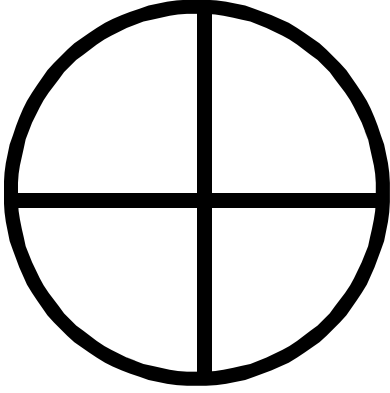
Au/ Si_3N_4 /n-Si (MIS) yapıların oluşturulması için gerekli omik ve doğrultucu kontaklar yüksek vakumlu metal buharlaştırma sistemi kullanıldı. Omik ve doğrultucu kontakların oluşturulmasında, Şekil 3.4'te şematik olarak gösterilen BESTEC marka yüksek vakum termal buharlaştırma sistemi kullanıldı.



Şekil 3.4. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulmasında kullanılan vakumda buharlaştırma sistemi

Omik ve doğrultucu kontakların oluşturulmasında kullanılan bakır maskeler ve flaman (tungsten) ultrasonik banyoda kimyasal olarak iyice temizlenip durulandıktan sonra kuru nitrojen (N_2) gazı ile kurulandı. Omik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirilerek hemen vakum ortamına alındı ve vakum 10^{-6} Torr değerine kadar düşürüldü.

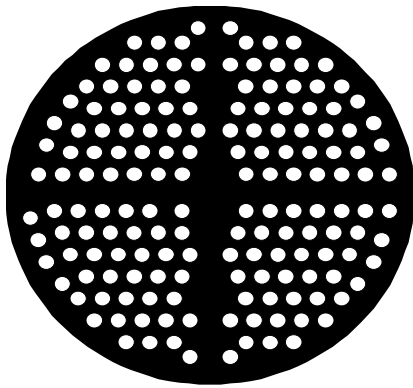
Omik kontaklar için Şekil 3.5’de gösterilen 50 mm çaplı ve $\approx 300 \mu m$ kalınlıklı bakır maske kullanıldı. Vakum $\approx 10^{-6}$ Torr’a ulaştığında, flaman üzerinden akım geçirilerek ($\approx 260A$) %99,999’luk saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş altın (Au) tel buharlaştırıldı. Buharlaşmanın başlamasından kısa bir süre sonra kesici kapak (metal perde) yana açılarak, önceden ısıtılmış ($400^\circ C$) Si alttaşın mat yüzeyine $\approx 2000 \text{ \AA}$ kalınlığında Au kaplandı. Kapağın başlangıçta kristalin önünde durmasının nedeni, buharlaşabilecek yabancı maddelerin kristal üzerine birikmesini önlemektir. Omik kontak oluşturabilmek için yarıiletkenin mat yüzeyine buharlaştırılan altın, vakum ortamında $375^\circ C$ ’de tavlanarak saf altın silisyum içerisine çöktürüldü.



Şekil 3.5. Omik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske

3.3.4. Doğrultucu kontağın oluşturulması

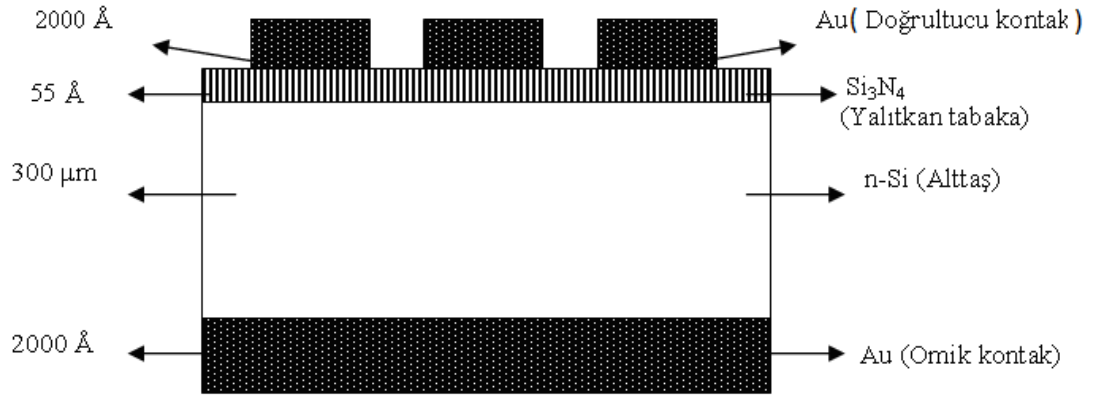
Üzeri Si_3N_4 ile kaplanmış yüzey, üzeri çok sayıda 1mm çaplı delikler açılmış ve Şekil 3.6’da gösterilen bakır maske üzerine parlak yüzey aşağı gelecek şekilde yerleştirildi. Flaman üzerine konulan kimyasal olarak temizlenen altın (Au) metal parçası $\approx 10^{-6}$ Torr vakumda buharlaştırılarak, kristalin parlak yüzeyine küçük dairecikler şeklinde ve ≈ 2000 Å kalınlığında altın doğrultucu kontaklar oluşturuldu.



Şekil 3.6. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske

Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla $\text{Au/Si}_3\text{N}_4/\text{n-Si}$ şeklinde MIS yapılar elde edildi. Daha sonra doğrultucu kontaklar üzerine iletken teller gümüş

pasta ile tutturuldu ve böylece yapı elektriksel ölçümler için hazır hale getirildi. MIS yapının hazırlanış şeması Şekil 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7. Oluşturulan Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) yapının şematik gösterimi

3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakteristikler için gerekli ölçümlerin tamamı Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Yarıiletken (Starlab) Laboratuvarında gerçekleştirildi. Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde Keithley 2400 programlanabilir sabit akım kaynağı kullanıldı. Bu ölçümler Hewlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 ac/dc çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek CRYO CRC-102 kryostat içinde $\sim 10^{-3}$ Torr basıç altında gerçekleştirildi. Ayrıca sıcaklık kontrolü ise Lake Shore model 335 sıcaklık kontrol sistemiyle sağlandı.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Yapının Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi

Metal ile yarıiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulan yalıtkan bir arayüzey tabakası metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotu metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky diyota dönüştürür. Bu yalıtkan tabaka yeterince kalın ise ($\delta \geq 30 \text{ \AA}$) arayüzey durumları yarıiletkenle dengede olur. MIS Schottky diyotun elektriksel karakteristiklerinde, arayüzey yalıtkan tabaka (δ), seri direnç (R_s) ve arayüzey durumları (N_{ss}) nedeniyle ideal durumdan sapmalar meydana gelir. Schottky diyotlarda, termiyonik emisyon (TE) teorisi, difüzyon teorisi, termiyonik emisyon-difüzyon teorisi v.b. gibi farklı akım-iletim mekanizmaları tek başına veya birkaç tanesi birlikte etkili olabilir. Bu yüzden akım-iletim mekanizmalarını açıklamak oldukça zordur. Bu yapıların sadece oda sıcaklığında ölçülen I-V ve C-V karakteristikleri bize akım-iletim mekanizması hakkında net bir bilgi vermez. Ancak geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilecek I-V ve C-V ölçümleri bize akım-iletim mekanizmalarından hangisinin, hangi voltaj ve sıcaklık aralığında tek başına veya birlikte etkin olduğu veya engel oluşumu hakkında yeterli bir bilgi verebilir.

Metal-yarıiletken (MS) diyotlarda akım-iletim mekanizmaları; yüzey hazırlama işlemleri, oksit tabakanın oluşturulması, metalden yarıiletkenle engel yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, arayüzey durumların yoğunluğu, sıcaklık ve gerilim gibi pek çok parametreye bağlıdır [14, 37, 40, 45, 46]. MS yapıda akım iletimi, tek bir akım iletim mekanizmasının etkisinde olabildiği gibi birkaç akım iletim mekanizmasının etkisinde de olabilir. MS kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır [3, 5, 27, 29].

İdeal bir Schottky diyotun doğru beslem I-V karakteristiği $V > 3kT/q$ sınırında azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek termiyonik emisyon (TE) teorisine göre [11],

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada V_D diyot üzerine düşen gerilim, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklıktır. I_o ise 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 n-tipi Si için $112 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve Φ_B potansiyel engel yüksekliğidir. Uygulanan gerilim birkaç kT/q değerinden büyükse $\ln I$ - V grafiğinin bir doğru olması beklenir. Deneysel sonuçlarda doğrunun eğiminin q/kT değerinde olması beklenirken daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte çoğu Schottky diyot ideal TE teorisinden sapmalar gösterir. Bu ideal olmayan diyot davranışları, idealite faktörü olarak adlandırılan boyutsuz bir n parametresi akım ifadesinde kullanılarak açıklanmıştır ve düzenlenmiş akım ifadesi [11, 47, 48],

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{qV_D}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

şeklindedir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir [3, 49-51]. Eğer engel yüksekliğinin gerilime bağlılığı sabitse, idealite faktöründe sabit olacaktır. İdealite faktörünün birden büyük olması, uygulanan gerilimin tamamının tüketim bölgesine düşmediğini ortaya koyar. Uygulanan gerilim; arayüzey yalıtkan tabakası, yarıiletkenin tüketim tabakası ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır.

Doyma akımı I_o değerleri yarı-logaritmik $\ln I$ - V eğrisinin lineer kısmının $\ln I$ eksenini kestiği noktadan elde edilir. Diyot alanı ve I_o değerleri kullanılarak sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri (Φ_{Bo}) Eş. 4.2'den

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_o} \right) \quad (4.4)$$

hesaplanır.

Schottky diyotlar için idealite faktörü n yarı-logaritmik doğru beslem I - V eğrilerinin lineer bölgelerinin eğiminden hesaplandı (bu bölgelerde seri direnç etkisi önemsizdir). Düzeltilmiş termiyonik emisyon teori ile verilen ifadenin her iki tarafının $\ln$ 'i alınarak,

$$\ln I = \ln I_o + \frac{qV_D}{nkT} \quad (4.5)$$

bir doğrunun matematiksel ifadesine ulaşılır ve bu doğrunun eğiminden idealite faktörünün değeri hesaplanır. I - V eğrisinin lineer kısmının eğimi $\tan \theta = q/nkT$ ile ifade edilir ve idealite faktörü

$$n = \frac{q}{kT \tan \theta} \quad (4.6)$$

elde edilir. 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 5-25 Å kalınlığında ince bir yalıtkan tabakanın doğal olarak oluşmasıdır. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığından kaynaklanan ideal durumdan sapma, $1/n = 1 - (\partial \Phi_B / \partial V)$ şeklinde ifade edilir.

Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur.

Arayüzey yalıtkan tabakalı metal/yarıiletken Schottky diyotlarda uygulanan doğru beslem voltajı V ($V \geq 3kT/q$) ile akım I arasındaki ilişki ideal durumdan sapmalar ($n > 1$ ve $R_s > 0$) dikkate alınarak Eş. 4.7'deki gibi düzenlenebilir [5, 9, 52, 53].

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.7)$$

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.

Arayüzey durumları enerji dağılımı doğru beslem I-V eğrilerindeki yığılım bölgesinden hesaplanabilir. Bu dağılım idealite faktörü ve Schottky engel yüksekliğinin (SEY) voltaja bağımlılığı dikkate alınarak elde edilir. Etkin SEY Φ_e 'nin voltaja bağımlılığı idealite faktörü n içerir [33, 54].

$$d\Phi_e / dV = \beta = 1 - 1/n \quad (4.8)$$

β , Φ_e 'nin voltaj katsayısıdır ve hem engel yüksekliğinin hem de arayüzey durumlarının yarıiletken üzerindeki etkisi ile ilgili bir sabittir [33]. Φ_e aşağıdaki gibi verilir [55].

$$\Phi_e = \Phi_{Bo} + \beta V = \Phi_{Bo} + \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) V \quad (4.9)$$

MS diyotun sahip olduğu yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumları ve idealite faktörü n beklenenden daha büyük olur. Bu konuda Card ve Rhoderick [33] aşağıdaki eşitliği önerdiler.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - d\Phi_e/dV)} \quad (4.10)$$

$d\Phi_e/dV$ değeri sabitse, idealite faktörü n de sabit olmalıdır ama Eş. 4.10 kullanılarak hesaplanan idealite faktörü değerleri deneysel sonuçlardan sapar. İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan arayüzey tabakasının bir sonucu olduğundan idealite faktörü arayüzey parametrelerine de bağlı olmalıdır [33, 56, 57]. İdealite faktörünü yalıtkan tabaka kalınlığı (δ) ve arayüzey durum yoğunluğuna bağlayan ifade, deneysel $\ln\{I/[1-\exp(-qV/kT)]\}$ - V eğrisinin eğiminden doğru beslemde elde edilir [33, 57].

$$n = 1 + \frac{\frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{sb} \right)}{1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} q^2 N_{sa}} \quad (4.11)$$

Burada N_{sa} ve N_{sb} sırasıyla metalle ve yarıiletkenle dengedeki arayüzey durum yoğunluklarıdır ve ϵ_s , ϵ_i yarıiletken ve arayüzey yalıtkan tabakanın dielektrik sabitleridir. W_D ise tüketim tabakasının genişliği olup deneysel C-V ölçümlerinden yüksek frekansta elde edilir.

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_o} \quad (4.12)$$

Burada V_o yüzey potansiyelidir [2].

MS Schottky diyotlarda arayüzey durumları tamamıyla yarıiletkenin denetimindedir. Bu metal/yarıiletken arayüzeyinde yeterince yüksek ($>25\text{\AA}$) yalıtkan tabaka kalınlığı nedeniyle [26]. Arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) ifadesi Card ve Rhoderick tarafından elde edildi ve [26] aşağıdaki şekilde verildi.

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.13)$$

Arayüzey durumlarının enerjisi n-tipi yarıiletkenler için E_{ss} ve yarıiletken yüzeyinin iletkenlik bant kenarı altı ile [33, 54, 58, 59]

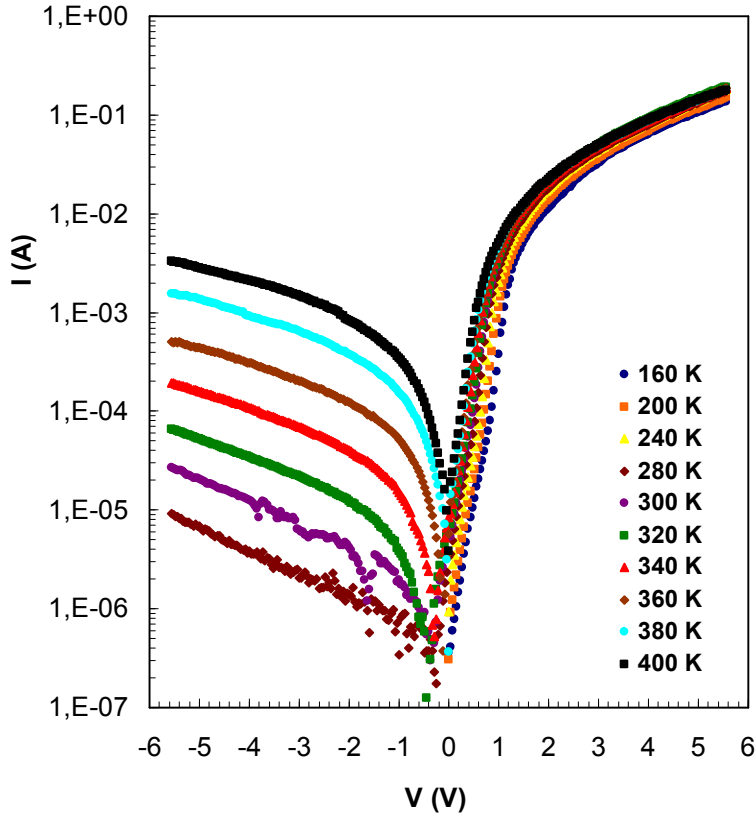
$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.14)$$

şeklinde verilir.

Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun I-V karakteristikleri 160-400 °K sıcaklık aralığında incelendi. Bu sıcaklık aralığında MIS diyotun yarı-logaritmik ters ve doğru beslem Ln(I)-V eğrileri Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Şekil 4.1’de de görüldüğü gibi, MIS Schottky diyot ($I_F(V)/I_R(V) > 1000$) iyi bir doğrultucu özelliğe sahiptir ve yarı-logaritmik doğru beslem I-V karakteristikleri orta beslem bölgelerinde ($\sim 0.1V \leq V \leq 0.5V$) lineerlik göstermektedir. İdeal durumda Ln(I)-V grafiğinin doğru beslem de doğrusal olması beklenir. Ancak pratikte Ln(I)-V grafiği ideal durumdan sapmalar gösterir ve idealite faktörü 1’den büyük olur. Bu durum, metal/yarıiletken arasında oluşan yalıtkan arayüzey tabakası, seri direnç ve yarıiletken/yalıtkan arayüzeyindeki arayüzey durumlarına atfedilebilir [5, 26, 33, 60].

Şekil 4.1’de görüldüğü gibi belli bir voltaja kadar akım artan sıcaklıkla literatüre uygun olarak artmakta ve Ln(I)-V karakteristikleri her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmektedir. Yani belirli bir voltaj değerinde diyot boyunca akım sıcaklıktan bağımsızdır. Diyotta seri direncin varlığında akımın doyuma ulaşması nedeniyle bir bükülme meydana gelir ve bu kesişmenin gizlenmesinde önemli bir rol oynar [19, 40, 48, 58, 61]. Chand [62] homojen engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar için doğru beslem I-V eğrilerindeki bu kesişimin sadece sıfır seri direnç ile anlaşılabilirliğini açıklamıştır. MIS Schottky diyotun seri dirence sahip olduğunu I-V eğrilerindeki bu kesişim de ortaya koymaktadır. Şekil 4.1’de görülen yüksek

voltajlarda doğru beslem I-V grafiklerindeki bükülme seri direnç (R_s) etkisinden kaynaklanmaktadır.



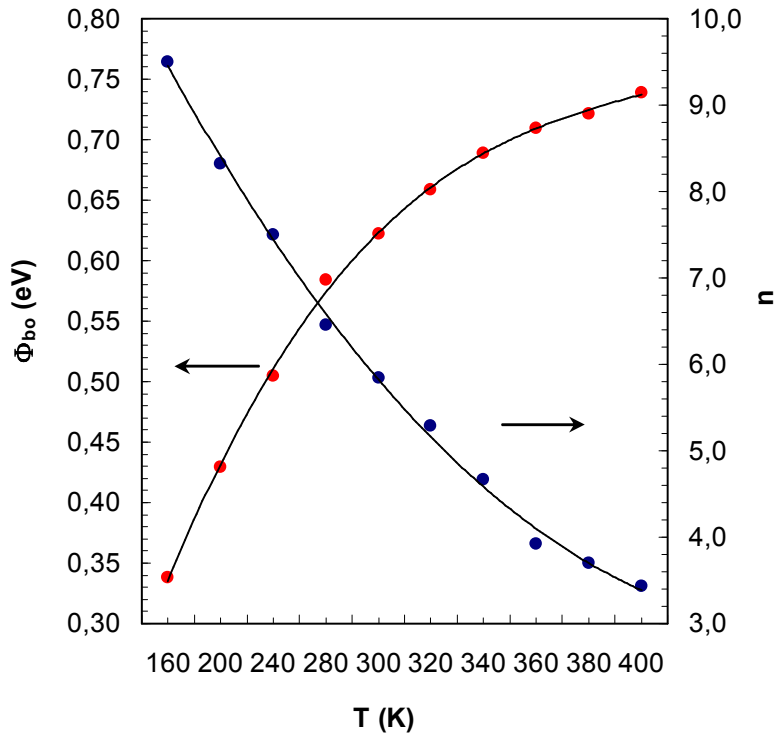
Şekil 4.1. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarılogaritmik Ln(I)-V eğrileri

Ayrıca, Çizelge 4.1’de doyum akımı(I_0), idealite faktörü(n) ve sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği(Φ_{B0}) değerlerinin sıcaklıkla değişimi verildi. Burada I_0 değerleri yarı-logaritmik doğru beslem I-V eğrilerinin lineer bölgelerinin extrapolasyonundan sıfır beslemde ($V=0$) akım ekseninin kesim noktalarından elde edildi. Φ_{B0} değerleri Eş. 4.4’den, n değerleri ise Ln(I)-V eğrisinin lineer bölgesinin eğiminden hesaplandı. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için sırasıyla 160 °K ve 400 °K’deki deneysel I_0 , n ve Φ_{B0} değerleri $5,18 \times 10^{-7}$ A, 9,50 ve 0,34 eV (160 °K) dan $6,96 \times 10^{-5}$ A, 3,43 ve 0,74 eV’a (400 °K) aralığında değişmektedir.

Çizelge 4.1. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

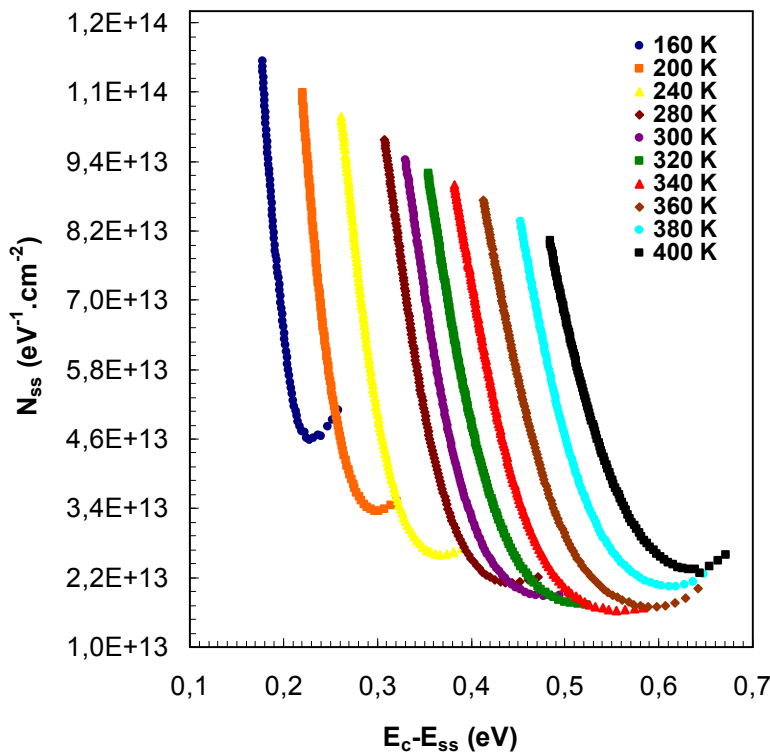
Sıcaklık (K)	I ₀ (A)	n	Φ _{B0} (eV)
160	5,18 x10 ⁻⁷	9,50	0,34
200	8,11 x10 ⁻⁷	8,32	0,43
240	1,33 x10 ⁻⁶	7,50	0,50
280	2,15 x10 ⁻⁶	6,46	0,58
300	2,86 x10 ⁻⁶	5,84	0,62
320	3,84 x10 ⁻⁶	5,29	0,66
340	6,35 x10 ⁻⁶	4,67	0,69
360	1,35 x10 ⁻⁵	3,92	0,71
380	3,48 x10 ⁻⁵	3,70	0,72
400	6,96 x10 ⁻⁵	3,43	0,74

Çizelge 4.1 ve Şekil 4.2’den görüldüğü gibi n değeri, artan sıcaklıkla azalırken Φ_{B0} değeri artan sıcaklıkla artmaktadır.



Şekil 4.2. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0}-T ve n -T eğrileri

Her bir sıcaklık için arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri, $\delta=55 \text{ \AA}$, $\epsilon_s(\text{Si})=11,9\epsilon_0$, $\epsilon_i(\text{Si}_3\text{N}_4)=7,5\epsilon_0$ değerleri kullanılarak Eş. 4.13'den hesaplandı. Her bir sıcaklık için arayüzey durum yoğunluğu yaklaşık $10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ mertebesinde ve artan sıcaklıkla azalmaktadır. Sıcaklığın etkisiyle arayüzey durumlarında meydana gelen bu değişim yarıiletken-metal yüzeyindeki termal yeniden yapılanma ve yeniden düzenlenmeye atfedilmektedir [3, 5, 33, 58, 60, 63, 64].



Şekil 4.3. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili

Arayüzey durumları N_{ss} hem terslenim hem de tüketim bölgesinde etkilidir ve bant boşluğundaki arayüzey durumlarının dağılım profilleri bölgeden bölgeye değişir. Şekilden de görüldüğü gibi, N_{ss} değerleri yaklaşık olarak 160 °K ve 400 °K sıcaklık aralığında $1.1 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ - $\sim 8 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ değerleri arasında değişmektedir. Sıcaklık etkisi altında M/S arayüzeyindeki molekülerin yeniden yapılanması ve yeniden düzenlenmesinden dolayı sıcaklıktaki artışla birlikte N_{ss} 'nin değerleri

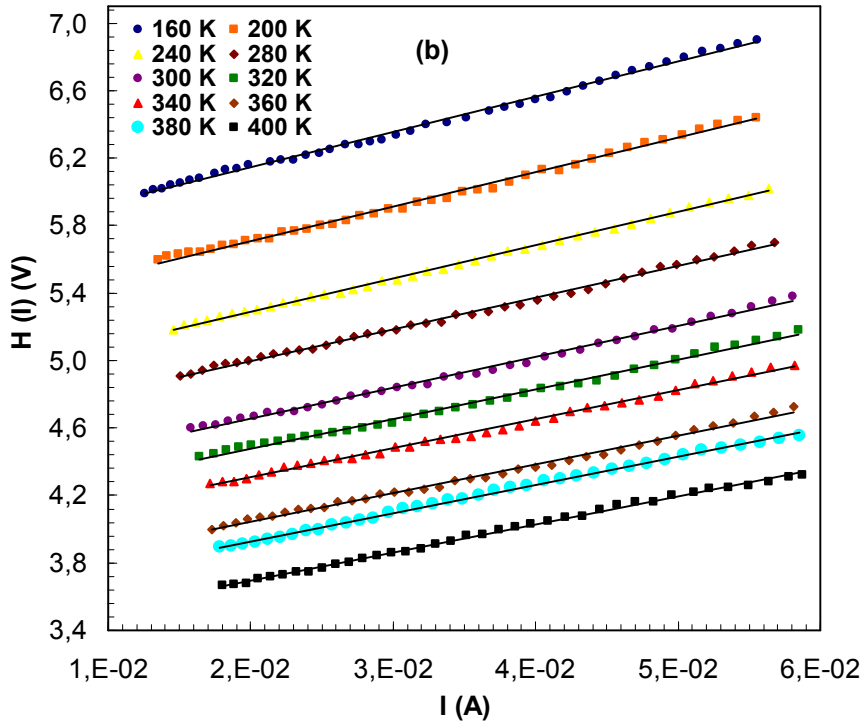
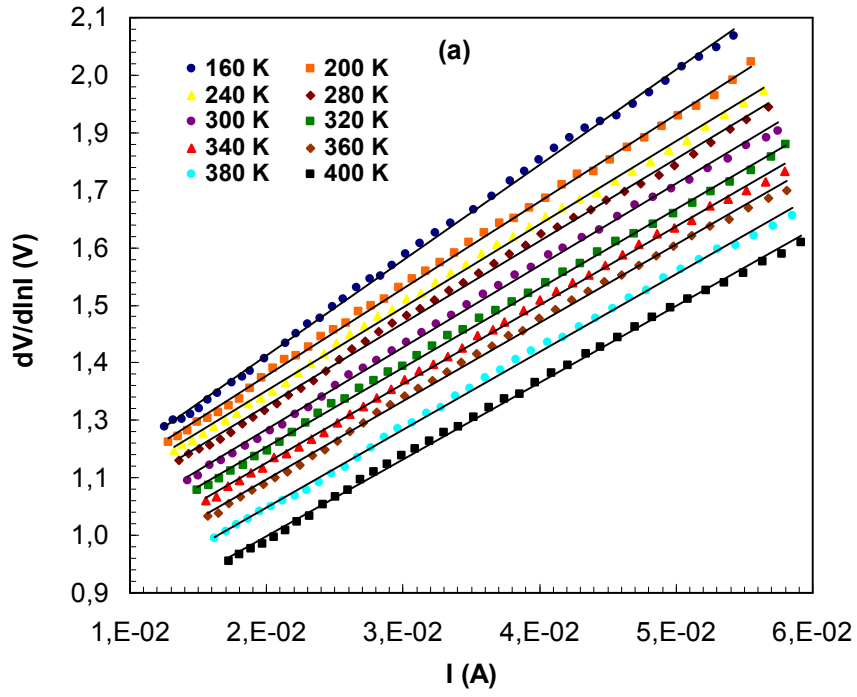
azalmaktadır. Ayrıca arayüzey durum yoğunluğu dağılım eğrileri yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru artan sıcaklıkla arayüzey yalıtkan tabakasını varlığından dolayı kaymaktadır.

Seri direnç MIS Schottky diyotunun en önemli parametrelerinden biridir. Sıcaklığa bağlı seri direnç (R_s) değerleri Cheung metodu kullanılarak doğru beslem I-V verilerinden elde edildi [11, 48, 55, 65-67]. Eş. 4.1'den yararlanılarak

$$\frac{dV}{d \ln I} = R_s I + \left(\frac{nkT}{q} \right) \quad (4.15)$$

$$H(I) = V - n \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) = n\Phi_{Bo} + IR_s \quad (4.16)$$

yazılabilir. Burada Φ_{Bo} değerleri doğru beslem I-V eğrilerindeki lineer bölgeden hesaplanan engel yüksekliği değerleridir. Şekil 4.4 (a) ve (b)'de farklı sıcaklıklar için $dV/d \ln(I)$ ve $H(I)$ 'ın akıma karşı değişim eğrileri verildi. Bu eğrilerin eğiminden seri direnç hesaplanarak elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2'de verildi. Çizelge 4.2'den görüldüğü gibi seri direnç değerleri artan sıcaklık ile azalmaktadır. Ayrıca, her iki grafikten elde edilen seri direnç değerlerinin birbiriyle uyum içinde olduğu gözlemlendi.



Şekil 4.4. (a)- (b) Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için Cheung metoduyla elde edilen $dV/d\ln(I)$ - I ve $H(I)$ - I eğrileri

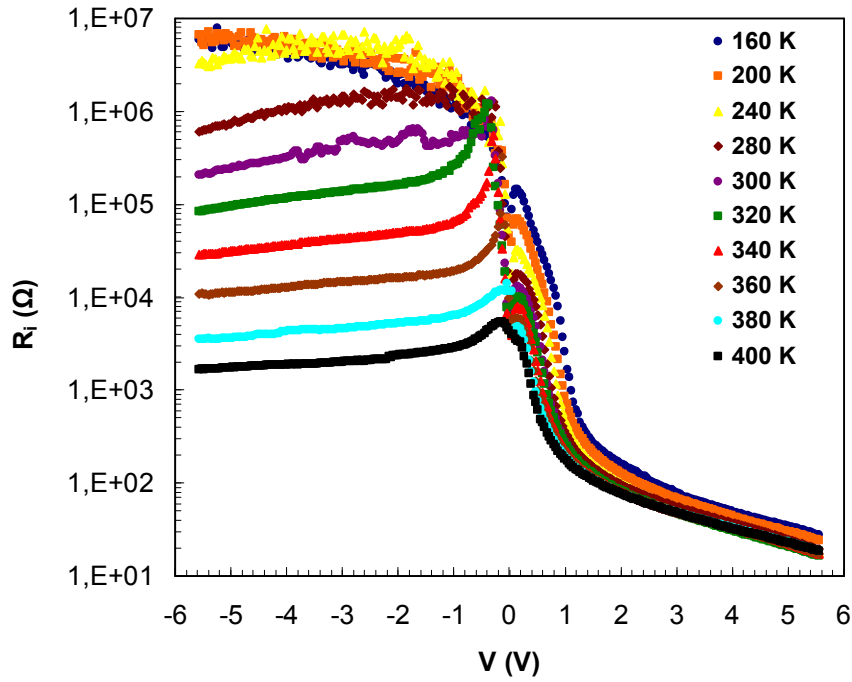
Çizelge 4.2. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyot için sıcaklığa bağlı olarak Cheung metodu kullanılarak doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen R_s değerleri

Sıcaklık (K)	R _s (dV/d(lnI)) (Ω)	R _s (H(I)) (Ω)
160	19.90	20.94
200	18.19	20.37
240	17.35	19.64
280	17.17	18.73
300	17.07	18.32
320	16.55	17.54
340	16.48	17.31
360	16.38	16.97
380	16.25	16.75
400	15.97	16.61

Ayrıca, MIS Schottky diyotun seri direnci (R_s) ve shunt direnci (R_{sh}), ters ve doğru beslem I-V karakteristikleri tarafından belirlenen yapının direncinin (R_i) voltaja (V_i) bağlı değişim eğrilerinden aşağıda verilen Ohm kanunu kullanarak elde edildi.

$$R_i = \frac{dV_i}{dI_i} \quad (4.17)$$

R_{sh}, ters beslem bölgesindeki direncin maksimum değerine R_s ise doğru beslem bölgesindeki direncin minimum değerine karşılık gelmektedir. Şekil 4.5’de görüldüğü gibi, MIS Schottky diyotun seri direnç değeri artan sıcaklık ile azalmakta ve ileri doğru beslem gerilimlerinde sabit bir değere yaklaşmaktadır. Bu sonuç serbest yük taşıyıcıların sayısındaki artmaya atfedilebilir [66-68].



Şekil 4.5. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyet Ohm yasasıyla elde edilen R_d -V eğrileri

4.1.1. Homojen olmayan engel analizi

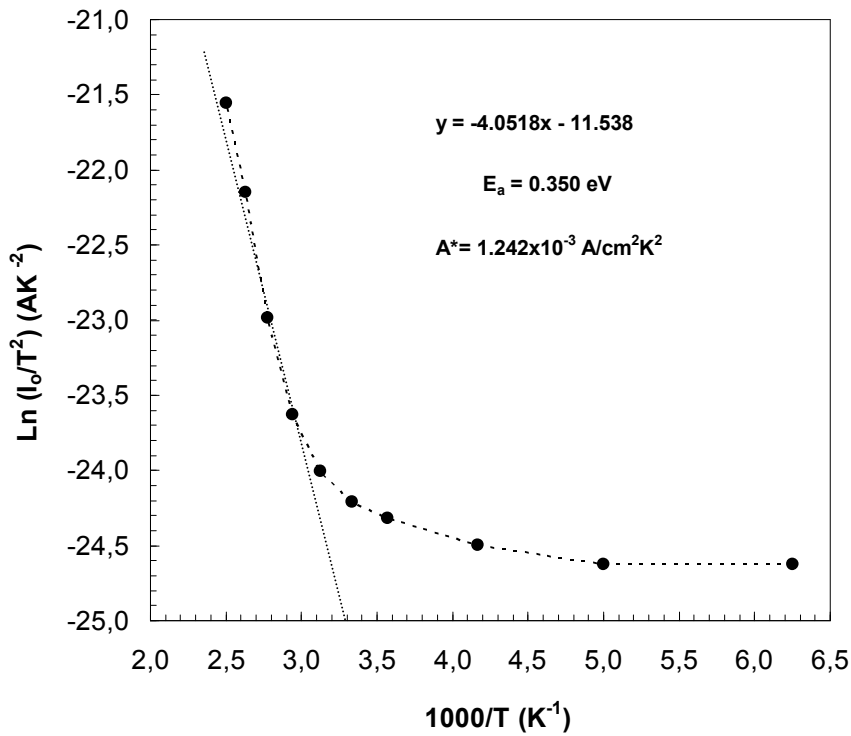
Schottky diyetlerin temel elektriksel özellikleri genelde M/Y arasında oluşan potansiyel engel yüksekliğinin homojen olduğunu kabul eden TE teorisi kullanılarak açıklanabilir [12, 16, 39, 62]. Fakat deneysel olarak gözlenen Φ_B , azalan sıcaklıkla azalırken n'nin artması, termiyonik emisyon teorisi tarafından desteklenmez [6]. Bu davranış da homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir. Özellikle düşük sıcaklıklarda sıfır beslem engel yüksekliğindeki azalma ve idealite faktöründeki artış, arayüzey yüklerinin özel bir dağılımı ve arayüzey tabakası ile engel yüksekliğinin homojensizliğinden kaynaklanmaktadır [12, 38, 39, 47, 64]. Ayrıca, yapılan çalışmalar akım iletiminde beklenmeyen birçok davranışın Schottky diyetlerin homojen olmayan engel yükseklikleri ile ilişkili olabileceğini göstermiştir.

Engel yüksekliğinin hesaplanmasının ikinci bir yolu Eş. 4.2'nin her iki tarafının logaritması alınarak elde edilir. Eş. 4.2 yeniden düzenlendiğinde,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{B0}}{kT} \quad (4.18)$$

eşitliği elde edilebilir.

Şekil 4.6’da görüldüğü gibi deneysel $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ grafiği, oda sıcaklığı üzerinde bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi (E_a) 0,350 eV ve $\ln(I_0/T^2)$ eksenini kestiği noktadan A^* etkin Richardson sabiti $1,242 \times 10^{-3} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ elde edildi. Richardson sabitinin bulunan bu değeri, n-Si yarıiletken için bilinen $112 \text{ A/cm}^2\text{K}^{-2}$ teorik değerinden çok daha küçüktür. $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ grafiğindeki bu geleneksel davranış engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığıyla açıklanmıştır. Benzer sonuçlar daha önce bazı yazarlar tarafından da gösterilmiştir [6, 47, 51, 54, 66, 67, 69, 70].



Şekil 4.6. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotunun $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ Richardson eğrisi

Richardson eğrisindeki bu sapma; yüksek engel alanları ihtiva eden arayüzey, homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel değişimlerine atfedilebilir [12, 16, 39, 62, 69-72]. Diğer bir ifadeyle Schottky diyotunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmaktadır [39, 62, 69-72]. Yukarıda anlatılan bu anormal davranış, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımına sahip olmasıyla açıklandı. Bu dağılım ifadesi aşağıdaki gibi verilir [12, 15, 38, 39, 71-73].

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi}_B)^2}{2\sigma_o^2} \right] \quad (4.19)$$

Burada $\bar{\Phi}_{Bo}$ ortalama engel yüksekliği, σ_o standart sapma, $1/\sigma_o \sqrt{2\pi}$ ise Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Engel homojensizliğini içeren bir Schottky diyot üzerindeki toplam akım

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \quad (4.20)$$

ifadesiyle verilir. Burada $I(\Phi_B, V)$; engel yüksekliği olasılığı ile verilen normalize edilmiş dağılım fonksiyonu ($P(\Phi_B)$) ve ideal termiyonik-emisyon- difüzyon (TED) teorisine dayalı engel yüksekliği için, beslem voltajına (V) karşılık gelen akım değeridir. Eş. 4.19, $-\infty$ ile $+\infty$ aralığında integre edilerek, bir Schottky engeli üzerinde herhangi bir doğru beslem voltajına karşılık gelen akım ifadesi Eş. 4.1'e benzer olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I(V) = AA^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.21)$$

Burada I_o , doyum akımı yine Eş. 4.2'ye benzer olarak

$$I_o = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (4.22)$$

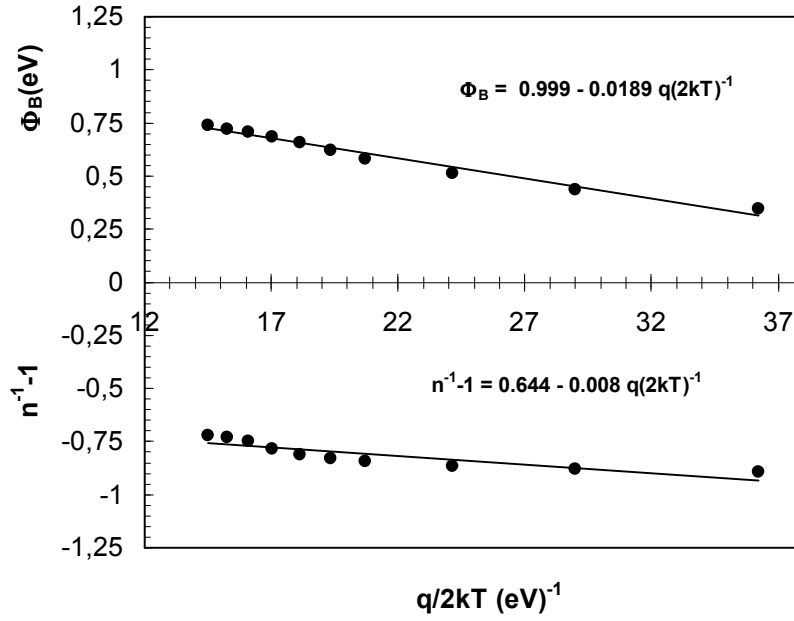
şeklinde yazılabilir. Burada Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünen engel yüksekliği ve idealite faktörüdür ve aşağıdaki gibi yazılabilir [39, 72, 74].

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi}_{Bo}(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (4.23)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.24)$$

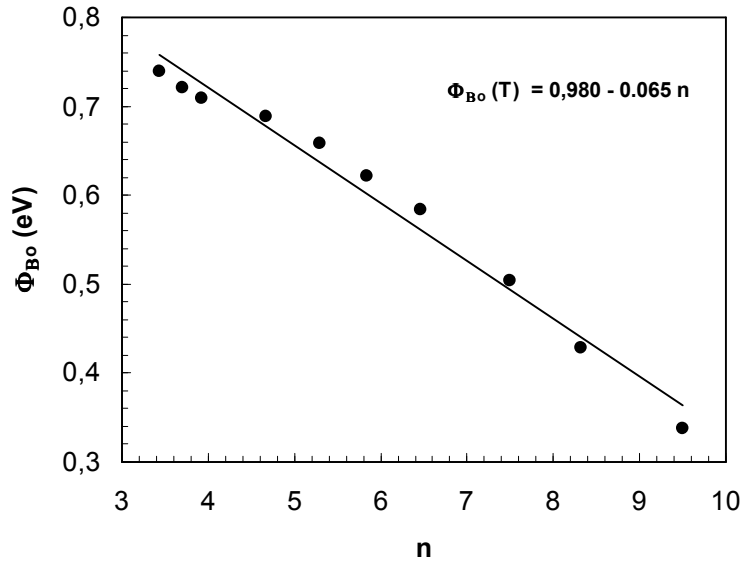
Ortalama Schottky engel yüksekliği $\overline{\Phi}_B = \overline{\Phi}_{Bo} + \rho_2 V$ ve standart sapma $\sigma_o = \sigma_{so} + \rho_3 V$ gibi Gaussian parametreleri, voltaja doğrusal bir şekilde bağlıdır. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı olabilen voltaj sabitleridir ve engel yüksekliği dağılımı voltaj değişiminin bir ölçüsüdür [39, 69, 74, 75].

Eş. 4.2 veya Eş. 4.22 ve Eş. 4.4'ten elde edilen deneysel veriler fit edilerek, sırasıyla görülen engel yüksekliği ($\Phi_{ap}=\Phi_{Bo}$) ve idealite faktörü ($n_{ap}=n$) değerleri hesaplanabilir. Ayrıca, bu değerler Eş. 4.23 ve Eş. 4.24 ile uyum içinde olmalıdır. Böylece, Şekil 4.7'deki $\Phi_{Bo}-q/2kT$ grafiğinden bir doğru elde edildi. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{Bo} = 0,999$ eV) ve eğiminden ise standart sapma ($\sigma_o = 0,137$ V) değeri bulundu. Standart sapma (σ_o) değeri ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılr. Daha açık bir ifadeyle en iyi doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha küçük değerleriyle ifade edilir. Görüldüğü gibi, standart sapmanın (σ_o) 0,137 V değeri ortalama engel yüksekliği değerine kıyasla $\overline{\Phi}_{Bo} = 0,999$ eV küçük değildir ve arayüzeyde homojen olmayan durumları varlığını gösterir.



Şekil 4.7. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun Gaussian dağılımına göre $(n^{-1}-1)-q/2kT$ ve $\Phi_{B0}-q/2kT$ eğrileri

Ayrıca, Şekil 4.7'deki $(n^{-1}-1)-q/2kT$ grafiğin kesme noktası ρ_2 ve eğimi ρ_3 olarak ifade edilen voltaj sabitlerini verir. Bu grafikten $\rho_2 = 0,644 \text{ V}$ ve $\rho_3 = -0,008 \text{ V}$ olarak elde edildi. Bu grafiğin doğrusal davranışı, idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj değişimiyle açıklandığını gösterir [12, 38, 39, 72, 74, 75].



Şekil 4.8. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun Φ_{B0}-n grafiği

Şekil 4.8'den görüldüğü gibi, Φ_{B0} ve n arasında lineer bir ilişki vardır. Bu grafiğin doğru denklemi n=1 için fit edildiği zaman engel yüksekliği yaklaşık olarak 0,915 eV elde edildi.

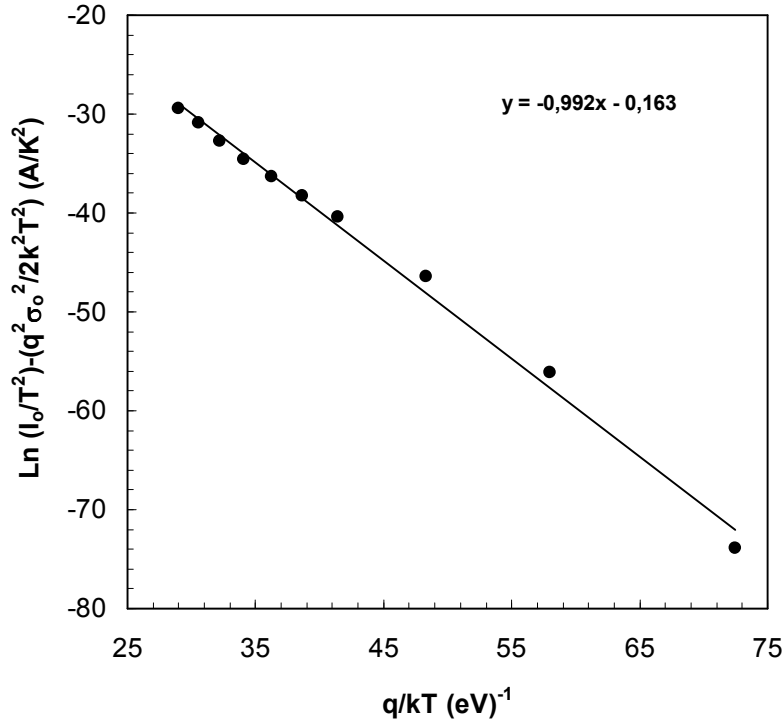
Bilinen Richardson grafiği, Eş. 4.22 ve Eş. 4.23 dikkate alınarak modifiye edildiğinde,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{B0}}{kT} \quad (4.25)$$

bulunur.

Eş. 4.25'e göre modifiye edilen $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$ grafiği, Şekil 4.9'dan da görüldüğü gibi bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) ve $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2]$ eksenini kestiği noktadan ise A^* etkin Richardson sabiti bulundu. Bu grafikten, sıcaklık sabiti kullanılmaksızın ortalama

engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla 0,992 eV ve $108,228 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı. Şekil 4.9'dan elde edilen $\bar{\Phi}_{B0}=0,992 \text{ eV}$ değeri, $\Phi_{B0}-q/2kT$ grafiğinden elde edilen $\bar{\Phi}_{B0}=0,999 \text{ eV}$ değeri ile uyum içindedir.



Şekil 4.9. Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$ grafiği

5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, hazırlanan Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun deneysel akım-voltaj (I-V) karakteristikleri kullanılarak temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesi amaçlanmıştır. MIS Schottky diyotun doğru beslem I-V ölçümlerinden ters doyma akımı (I_0), idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{Bo}), diyotun seri direnci (R_s) ve arayüzey durumlarının (N_{ss}) dağılım profili elde edilmiştir.

Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotların I-V karakteristikleri 160-400 °K sıcaklık aralığında incelendi. Bu sıcaklık aralığında MIS diyotun yarı-logaritmik ters ve doğru beslem $\ln(I)$ -V eğrilerinin davranışı bu yapının iyi bir doğrultucu ($I_F(V)/I_R(V) > 1000$) özelliğe sahip olduğunu göstermektedir ve bu doğrultma özelliği artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ayrıca yarı-logaritmik doğru beslem I-V karakteristikleri yaklaşık olarak $\sim 0.1V \leq V \leq 0.5V$ voltaj aralığında lineerlik göstermektedir. İdeal durumda $\ln(I)$ -V grafiğinin doğru beslem bölgesinde lineer olması beklenir. Ancak, yüksek doğru beslem voltaj bölgesinde doğrusallığın bozulduğu ve eğrilerde bükülmelerin meydana geldiği görüldü. Yüksek voltajlarda görülen bu bükülme seri dirençten (R_s) kaynaklanmaktadır. Ayrıca, seri direnç doğrusal bölgeden hesaplanan temel elektriksel parametrelerin doğruluğu ve güvenilirliğinin azalmasına neden olmaktadır. Her bir sıcaklık için $\ln(I)$ -V karakteristikleri yaklaşık 6 V değerinde kesişmektedir ve bu noktada akım sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir.

MIS Schottky diyotun, 160-400 °K sıcaklık aralığında elde edilen I-V karakteristiklerinden, n , I_0 , R_s , Φ_{Bo} ve N_{ss} gibi temel elektriksel parametreler hesaplandı. Deneysel sonuçlardan, n 'in artan sıcaklıkla azaldığı ve Φ_{Bo} 'nin ise artmakta olduğu gözlemlendi. Schottky diyot için I_0 , n ve Φ_{Bo} değerleri sırasıyla; 160 °K için $5,18 \times 10^{-7}$ A, 9,50 ve 0,34 eV; 400 °K için $6,96 \times 10^{-5}$ A, 3,43 ve 0,74 eV'a olarak bulundu. Her bir sıcaklık için n 'nin 1'den büyük çıkması, metal-yarıiletken arasındaki arayüzey yalıtkan Si₃N₄ tabakası ve Si/Si₃N₄ arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır.

Arayüzey durum yoğunluğunun (N_{ss}) dağılım profili doğru beslem I-V verilerinden enerjinin (E_c-E_{ss}) bir fonksiyonu olarak ve engel yüksekliğinin (Φ_e) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edildi. Arayüzey durum yoğunluğu, 160-400 °K sıcaklık aralığında $\sim 1,1 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ - $\sim 8 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ değerleri arasında değişmektedir ve artan sıcaklıkla azalmaktadır. Yaklaşık olarak $N_{ss} 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ mertebesinde. Ayrıca, arayüzey durum yoğunluğu dağılım eğrileri yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru artan sıcaklıkla arayüzey yalıtkan tabakasını varlığından dolayı kaymaktadır. N_{ss} ve n 'nin artan sıcaklıkla azalması, akım iletim mekanizmasının arayüzey durumları tarafından kontrol edildiğini göstermektedir. Aynı zamanda bu davranışın arayüzeydeki engel yüksekliğinin homojensizliği/düzensizliği nedeniyle engel yüksekliğinin Gaussian dağılım göstermesinden (Schottky engel homojensizliğinden) kaynaklandığı düşünülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğindeki azalma akım-iletim mekanizmasının, Termiyonik Emisyon teorisine dayalı Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanır.

Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun seri direncinin hesaplanmasında Cheung fonksiyonları olarak bilinen $dV/d\ln(I)$ ve $H(I)$ ifadeleri kullanıldı. Seri direnç değerleri artan sıcaklık ile azalmaktadır. Ayrıca, $dV/d\ln(I)$ -I ve $H(I)$ -I grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin birbiriyle uyum içinde olduğu gözlemlendi. MIS Schottky diyotun Ohm kanununa göre seri direnç değeri artan sıcaklık ile azalmakta ve ileri doğru beslem gerilimlerinde sabit bir değere yaklaşmaktadır.

MIS Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2)$ -1000/T Richardson eğrisinin eğiminden aktivasyon enerjisi 0,350 eV olarak bulundu ve bu enerjinin $\ln(I_0/T^2)$ eksenini kestiği noktadan A^* etkin Richardson sabiti $1,242 \times 10^{-3} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ elde edildi. A^* nın bu değeri, n-Si yarıiletken için bilinen $112 \text{ A/cm}^{-2}\text{K}^{-2}$ teorik değerinden çok daha küçüktür.

Schottky diyotta oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmakta olup bu durum engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımına sahip olmasıyla açıklanır. $\overline{\Phi}_{Bo}$ ortalama engel yüksekliği, σ_o standart sapma,

$1/\sigma_o\sqrt{2\pi}$ ise Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabiti olup kullanılan formüller sonucunda $\Phi_{B0}-q/2kT$ grafiğinden bir doğru elde edildi ve doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{B0}$) 0,999 eV ve eğiminden ise standart sapma (σ_o) 0,137 V olarak bulundu. Standart sapma (σ_o) değeri ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılr. Daha açık bir ifadeyle en iyi doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha küçük değerleriyle ifade edilir. $(n^{-1}-1)-q/2kT$ grafiğinden voltaj değerleri $\rho_2= 0,644$ V, $\rho_3= -0,008$ V olarak bulundu.

$[\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_o^2/2k^2T^2]-q/kT$ grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{B0}$) ve düşey eksenini kestiği noktadan ise A^* etkin Richardson sabiti bulundu. Bu grafikten, sıcaklık sabiti kullanılmaksızın ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{B0}$) ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla 0,992 eV ve $108,228 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı. $[\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_o^2/2k^2T^2]-q/kT$ grafiğinden elde edilen $\overline{\Phi}_{B0}=0,992$ eV değeri, $\Phi_{B0}-q/2kT$ grafiğinden elde edilen $\overline{\Phi}_{B0}=0,999$ eV değeriyle oldukça uyum içindedir.

Sonuç olarak bu çalışmada hazırlanan Au/Si₃N₄/n-Si (MIS) Schottky diyotun farklı sıcaklıklarda elde edilen I-V karakteristikleri kullanılarak yapının temel elektriksel parametreleri elde edildi. Yapının temel elektriksel parametreleri belirlenirken sonuçların doğruluğu ve güvenilirliği için arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı, arayüzey durumları, seri direnç ve engel homojensizlikleri gibi etkenler mutlaka dikkate alınmalıdır.

KAYNAKLAR

1. Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", *Solid State Electron.*, 9: 1035-1040 (1966).
2. Jarzebski, Z., "Oxide Semiconductors", *Pergammon*, New York, 300-306 (1973).
3. Rhoderick, E.H., "Metal-Semiconductor Contacts", *IEE PROC.*, 29(1): 1-14 (1982).
4. Yu, A.Y.C., Snow, E.H., "Surface Effects on Metal-Silicon Contacts", *J. Appl. Phys.*, 39: 3008- 3014 (1968).
5. Sze, S. M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", *John Wiley & Sons*, New York, 245-300, 362-390 (1981).
6. Miller S. T., "Electrical Properties of Inhomogeneous Schottky Diodes", New Developments in Semiconductor Research, *Nova Science Publishers*, New York, 113-138 (2005).
7. Berger, L.I., "Semiconductor Materials", *CRC Press*, New York, 145-152 (1997).
8. Kanbur H., "Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi", Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 1-53 (2008).
9. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 50: 5052-5056 (1979).
10. Sato, K., Yasamura, Y., "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 58(9): 3655-3660 (1985).
11. Cheung, S.K., Cheung, N.W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", *Appl. Phys. Lett.*, 49(2): 85-91 (1986).
12. Chand, S., Kumar, J., "Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements", *Semicond. Sci. Technol.*, 11(1): 1203-1208 (1996).
13. Altındal, Ş., Kambur, H., Yıldız, D.E, Parlak, M., "Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diyotes with native insulator layer at low temperatures", *Applied Surface Science*, 253: 5056-5061 (2007).

14. Altındal, Ş., “Al-SiO_x-pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 52-74 (1993).
15. Werner, J. H., Güttler, H.H., “ Transport properties of homogeneous Schottky contacts”, *Physica Scripta. T.*, 39: 258-264 (1991).
16. Hudait, M.K., Venkateswarlu,P., Krupanidhi, S.B.,“ Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures“, *Solid-State Electron.*, 45: 133-141 (2001).
17. Sullivan, J. P., Tung,R.T., Pinto,M.R., Graham, W.R., “Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study“, *J. Appl. Phys.*, 70: 7403-7407 (1991).
18. Chattopadhyay, P., Daw, A.N.,” On the current transport mechanism in a metal insulator-semiconductor diode”, *Solid State Electron.*, 29(5): 555-560 (1986).
19. Tataroğlu, A., Altındal, Ş., “Characterization of currentvoltage (IV) and capacitance-voltage-frequency (C-V-f) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes”, *Microelectron. Eng.*, 83: 582-588 (2006).
20. Ayas, E., “Si₃N₄ esaslı kompozit malzemelerin elektriksel ve ısı ilekenliklerinin geliştirilmesi”, Doktora Tezi, *Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 3-7 (2009).
21. Lee, M.R., Russell, S.S., Arden, J.W. ve Pillinger, C.T., “Nierite (Si₃N₄), a new mineral from ordinary and enstatite chondrites,” *Meteoritics*, 30: 387-98 (1995).
22. Collins, J.F. ve Gerby, R.W., “New refractory uses for silicon nitride reported,” *J. Met.*, 7: 612-615 (1955).
23. Katz R.N., U.S. “National programmes for energy conversion; progress in nitrogen ceramics,”(Ed: F. L. Riley), *NATO ASI Series E: Applied Sciences*, No: 65, Martinus Nijhoff, Boston, A.B.D., 727-735 (1983).
24. Katz, N.R., “Applications of silicon nitride based ceramics,” *Ind. Ceram.*, 17 (3): 158-164 (1997).
25. Doğan H., “Isıl Olarak Tavlanmış Ni/N-GaAs/In Schottky Diyotların Karakteristiklerinin Engel İnhomojenlik Modeline Göre Belirlenmesi”, Doktora Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 9-20 (2006).
26. Rhoderick, E. H., Williams, R. H., “Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed. ”, *Clerendon*, Oxford, 1-225 (1988).

27. Ziel, A., "Solid State Physical Electronics", **Prentice-Hall International Inc.**, Minnesota, 108-144 (1968).
28. Güllü Ö., "H₂ Ön tavlama Au/N-GaAs Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Schottky Metal Kalınlığı Ve Sıcaklığa Bağlı Değişiminin İncelenmesi", Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Erzurum, 15-33 (2008).
29. Sharma, B.L., "Physics of Schottky Barrier Junctions", Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their Applications, **Plenum Press**, New York, 1-56, 113-118 (1984).
30. Singh, A., "Characterization of Interface State at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and Effect of CdF₂ Surface Preparation", **J. Appl. Phys.**, 28(3): 223-232 (1985).
31. Moll J.L., Tarui Y., "A new solid state memory resistor", **IEEE Trans. Electron Devices**, ED-10, 338-341 (1963).
32. Terman L. M., "An investigation of surface states at a silicon-silicon dioxide interface employing metal-oxide-silicon diodes", **Solid-State Electronics**, 5(5): 259-285 (1962).
33. 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).
34. Nicollian, E. H., Brews, J. R., "MOS Physics and Technology", **John Wiley & Sons**, New York, 40-175, 222-226, 423-439 (1982).
35. Neamen, D. A., "Semiconductor Physics and Devices 2nd ed.", **Mc Graw-Hill**, New York, 420-450, 517-523 (1997).
36. Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal – Semiconductor Solar Cells", **J. Appl. Phys.**, 46:1286-1289 (1975).
37. Yıldız, D.E., "Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) yapıların elektriksel özellikleri", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 24-27 (2002).
38. Chand, S., "On the intersecting behaviour of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures", **Semicond. Sci. Technol.**, 19: 82-86 (2003).
39. Werner, J. H., Güttler, H.H., "Barrier inhomogeneous at Schottky contacts", **J. Appl. Phys.**, 69(3): 1522-1533 (1991).

40. Yıldız, D.E., Altındal Ş., “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes ” , *J.Appl. Phys.*, 103(12): 124502-124502-7 (2008).
41. Shuer, M., “ Physics of Semiconductor Devices 2nd ed”, *Prentice-Hall, Int.Inc.*, New Jersey, 194-225 (1990).
42. Zerr, A., Miehe, G.,Serghiou, G., Schwarz, M., Kroke, E., Riedel, R., Fuess,H., Kroll, P. ve Boehler, R., “ Synthesis of. cubic silicon nitride”, *Lett. Nature*, 400: 340-342 (1999).
43. Ayas, E., “Si₃N₄ esaslı kompozit malzemelerin elektriksel ve ısı ilekenliklerinin geliştirilmesi”, Doktora Tezi, *Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 3-7 (2009).
44. Robertson, J., “The electronic properties of silicon nitride”, *Philosophical Magazine B*, 44: 215-237 (1981).
45. 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).
46. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells”, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, 32:115-127 (1994).
47. Tataroğlu, A., Altındal Ş., Pür F. Z., Ataseven T., Sezgin Ş., “The Gaussian distribution of barrier height in Au/n-GaAs Schottky diodes at high temperatures”, *Optoelectron. Advanced Mater.s - Rapid Comm.*, 5: 438 - 442 (2011).
48. Tataroğlu, A., Altındal Ş.,, “The analysis of the series resistance and interface states of MIS Schottky diodes at high temperatures using I-V characteristics”, *J. Alloys Comp.*, 484: 405-409 (2009).
49. Saxena, A. N., “Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon “, *Surface Science*, 13: 151-171 (1969).
50. Ejderha K., Yıldırım N., Türüt A., Abay B., “Influence of interface states on the temperature dependence and current–voltage characteristics of Ni/p-InP Schottky diodes”, *Superlattices and Microstructures*, 47: 241-252 (2010).
51. Uslu, H., Altındal Ş., Polat, I., Bayrak, H., Bacaksiz, E., “On the mechanism of current-transport in Cu/CdS/SnO(2)/In-Ga structures”, *J. Alloys Comp.*, 509: 5555-5561 (2011).

52. Nicollian, E. H., Goetzberger, A., Lopez, A.D., "Expedient method of obtaining interface state properties from MIS conductance measurements", *Solid-State Electronics*, 12: 937-944 (1969).
53. Hung, K. K. and Cheng, Y. C., "Determination of Si- SiO₂ interface trap properties of p-MOS structures with very thin oxides by conductance measurement", *Applied Surface Science*, 30 : 114-119 (1987).
54. 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).
55. Werner, J. H., Gütler H. H., "Temperature dependent of Schottky barrier heights on silicon", *J. Appl. Phys.*, 73 (3): 1315 (1993).
56. 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).
57. Saxena, A. N., "Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon", *Surface Science*, 13: 151-171 (1969).
58. Altındal, Ş., Tataroglu, A., Dökme, İ., "Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal-insulator-semiconductor (MIS) solar cells", *Solar Energy Mater. Solar Cells*, 85: 345-358 (2005).
59. Maeda, K., "Energy level broadening of defects causing nonideality in nearly ideal Si Schottky barriers", *Appl.Surf.Sci.*, 237: 165-169 (2004).
60. Kanbur, H., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., "The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes" *Applied Surface Science*, 252(5): 1732-1738 (2005).
61. Yacobi, B. G., "Applications of Semiconductors", Semiconductor Materials An Introduction to Basic Principles, *Kluwer Academic Publishers*, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 116-117 (2003).
62. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts", *Appl. Surf. Sci.*, 217: 250 (2003).
63. Tseng H.H., Wu C.Y., "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).

64. Tung, R.T., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces:General theory *Phys. Rev. B.*, 45: 13509-13523 (1992).
65. Yasuda, T., Kimura, K., Miwa, S., Kuo, L. H., Ohtake, A., Jin, C. G., Tanaka, K., and Yao, T., "Reflectance-difference studies of interface-formation and initial-growth processes in ZnSe/GaAs(001) heteroepitaxy", *J. Vac. Sci. Technol. B* 15(4): 1221 (1997).
66. Taşçıoğlu, İ., Aydemir, U., Altındal, Ş., Kınacı, B., Özçelik, S., "Analysis of the forward and reverse bias I-V characteristics on Au/PVA: Zn/n-Si Schottky barrier diodes in the wide temperature range", *J. Appl. Phys.*, 109: 054502 (2011).
67. Uslu, H., Altındal, Ş., Polat, İ., Bayrak, H., Bacaksız, E., "On the mechanism of current-transport in Cu/CdS/SnO(2)/In-Ga structures", *J. Alloys Comp.* , 509: 5555-5561 (2011).
68. Demirezen, S., Sönmez, Z., Aydemir, U., Altındal, Ş., "Effect of series resistance and interface states on the I-V, C-V and G/omega-V characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA)/n-Si Schottky barrier diodes at room temperature", *Current Appl. Phys.*, 12: 266-272 (2012).
69. Gümüş A., Türüt A. and Yalçın N., "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo allow Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs", *J. Appl. Phys.*, 91: 245-250 (2002).
70. Pakma, O., Serin, N., Serin, T. and Altındal, Ş., "The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO₂ /p-Si metal-insulator-semiconductor... structures at low temperatures" *J. Appl. Phys.*, 104: 0145001 (2008).
71. Biber,M.,” Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes”, *Physica B.*, 325: 138-148 (2003).
72. Maeda, K., "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers", *Surf. Sci.*, 493: 644-652 (2001).
73. Altındal, Ş., Kambur, H., Yıldız, D.E, Parlak, M., "Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures", *Appl. Surf. Sci.*, 253: 5056-5061 (2007).
74. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,F., Ru, G. P., Qu, X. P., Li, B. Z., "Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111)", *Solid-State Electron.*, 44: 663-669 (2000).

75. Sullivan, P. J., Tung, T. R., Pinto, R. M. and Graham, R. W., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", ***J. Appl. Phys.***, 70 (12): 7403-7424 (1991).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : PÜR, Fatma Zehra
 Uyuğu : T.C.
 Doğum Tarihi ve Yeri : 06.10.1988 Ulubey
 Medeni Hali : Bekar
 e-mail Adresi : fzpur@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2009
Lise	Özel Çağrı Fen Lisesi	2005

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. Tataroğlu A., Altındal Ş., Pür F. Z., Ataseven T., Sezgin Ş., “ The Gaussian distribution of barrier height in Au/n-GaAs Schottky diodes at high temperatures ”, *Optoelectronics and Advanced Materials – Rapid Communications*, 5(4): 438 – 442 (2011).
2. Tataroğlu A., Ataseven T., Sezgin Ş., Pür F. Z., “ γ -ray irradiation effects on dielectric properties of Au/SiO₂/n-Si (MIS) structures”, *Optoelectronics and Advanced Materials – Rapid Communications*, 5(4): 443 – 447 (2011).