

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Al/METİL KIRMIZISI/p-Si SCHOTTKY
DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİZASYONU**

Yusuf Selim OCAK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK ANA BİLİM DALI)**

**DİYARBAKIR
AĞUSTOS-2006**

T.C
DİCLE UNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ
DİYARBAKIR

Yusuf Selim OCAK tarafından yapılan "Al/Metil Kırmızısı /p-Si Schottky Diyotların Elektriksel Karakterizasyonu" konulu bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir

Jüri Üyesinin

Ünvanı Adı Soyadı

Başkan: Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU

Üye : Yrd. Doç. Dr. M. ENVER AYDIN.....

Üye: Yrd. Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ

Tez Savunma Sınavı Tarihi: 10/08/2006

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

21/08/2006



Prof. Dr. Necmettin PİRİNÇÇİOĞLU

ENSTİTÜ MÜDÜRÜ

(MÜHÜR)

TEŞEKKÜR

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma sayın Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU danışmanlığında yürütölmüştür. Çalışma boyunca verdiği destek ve katkılarından dolayı kendilerine teşekkürü borç bilirim.

Laboratuar çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen sayın Yrd. Doç. Dr. M. Enver AYDIN'a ve Yrd. Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ'a teşekkür ederim. Ayrıca çalışmalarım boyunca manevi desteklerini her zaman hissettiğim yüksek lisans arkadaşlarıma ve aileme de teşekkürü borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
AMAÇ.....	I
ÖZET.....	II
SUMMARY.....	II
1. GİRİŞ	1
2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR	7
2.1 Giriş	7
2.2 Metal/p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontaklar	7
2.3 Metal/p-Tipi Yarıiletken Omik (Schottky) Kontaklar	9
2.4 Metal- p- Tipi Yarıiletken – Metal Yapısı	10
2.5 Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler	11
2.6 Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyonla Akım İletimi	13
2.7 MIS (Metal Yalıtkan Yarıiletken) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri.....	18
2.8 Metal Yarıiletken Kontaklarda Yalıtkan Tabaka Potansiyel Dağılımının Diyot İdealite Faktörüne Etkisi.....	22
2.9 Metal - Yarıiletken Schottky Diyotlarında Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hallerinin Etkileri	26
2.10 Yüzey Potansiyeli (Ψ_s) - Uygulanan Voltaj (V) Grafiklerinden Engel Yüksekliğinin Belirlenmesi.....	28
3 DENEY SİSTEMİ, NUMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER	31
3.1 Giriş	31
3.2 Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi	31
3.3 Schottky Diyotlarının Yapılması	32
3.4 Ölçme ve değerlendirme işlemleri	33
4 SONUÇLAR VE TARTIŞMA	47
5 KAYNAKLAR	49
6 ŞEKİLLER ve TABLOLAR DİZİNİ	55
7 ÖZGEÇMİŞ	57

AMAÇ

Schottky kontaklar modern elektronikte önemli role sahiptirler. Schottky engel diyotları mikrodalga aletler, alan etkili transistörler, güneş pilleri ve fotodedektörler gibi birçok elektronik aletin yapıtaşlarını oluşturur. Polimerik ve polimerik olmayan organik maddelerin elektriksel ve fotoelektriksel özellikleri son 30 yıldır araştırma konusu olmuştur. Polimerik olmayan organik maddeler kararlılıklarından dolayı, elektronikte önemli bir yer edinmeye başlamıştır. Schottky engel diyotların elektriksel özelliklerinin anlaşılmasında arayüzey durumlarının anlaşılması oldukça önemlidir. Arayüzey durumlarının anlaşılması için birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu çalışmanın amacı, iki farklı konsantrasyonda kloroformda hazırlanmış metil kırmızısı çözeltilerinin p-Si üzerine damlatılması ve çözücünün buharlaştırılması ile elde edilmiş Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotlarının idealite faktörlerini, engel yüksekliklerini ve arayüzey durumlarını karşılaştırmaktır.

ÖZET

Bu çalışmada, [100] yönelimine sahip, öz dirençleri 1-10Ωcm olan p-Si kristalleri kullanıldı. Kloroformda oluşturulan $2,5 \times 10^{-3} \text{M}$ ve $1 \times 10^{-4} \text{M}$ konsantrasyonlarına sahip metil kırmızısı çözeltilerinin p-Si üzerine damlatılması ve çözücünün buharlaştırılması ile iki farklı Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotları oluşturuldu. Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotlarının elektronik özellikleri ve arayüzey durum yoğunluk dağılım özellikleri oda sıcaklığında akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) karakteristiklerinden (düşük ve yüksek frekans) elde edildi.

Elde edilen diyotların doğrultucu özelliğe sahip oldukları gözlemlendi. Sırasıyla derişik ve seyreltik çözelti ile hazırlanan diyotların idealite faktörleri ve engel yükseklikleri lnI-V grafikleri kullanılarak 1.21, 0.821 eV ve 1.45, 0.828 eV olarak hesaplandı. Bu diyotların idealite faktörleri ve engel yükseklikleri ayrıca yüzey potansiyeli-gerilim (Ψ_s -V) grafikleri kullanılarak sırasıyla 1.21, 0.820 eV ve 2.02, 0.786 eV olarak hesaplandı. Bu sonuçlardan derişik çözelti ile hazırlanan Al/metil kırmızısı/p-Si yapının doğrultuculuğunun daha fazla olduğu ve ideale daha yakın olduğu bu diyot için her iki yöntemle elde edilen değerlerin birbirlerini doğruladığı görüldü. Bu sonuçlar, derişik çözelti ile hazırlanan diyotun oksit kalınlığının daha az olmasına atfedildi.

Her iki diyotun yüksek (5MHz) ve düşük frekans (100kHz) kapasiteleri kullanılarak organik bileşik ile inorganik yarıiletken arayüzeylerindeki konuşlanmış arayüzey durum yoğunluklarının enerji dağılımları hesaplandı. Derişik ve seyreltik çözeltilerle hazırlanmış diyotlar için dağılımlar sırasıyla, $(0.675 - E_V) \text{eV}$ ile $(0.783 - E_V) \text{eV}$ aralığında ve $(0.697 - E_V) \text{eV}$ ile $(0.791 - E_V) \text{eV}$ aralığında bulundu. Ayrıca arayüzey durum yoğunluklarının N_{ss} derişik ve seyreltik çözeltilerle hazırlanmış diyotlar için sırasıyla, $(0.675 - E_V) \text{eV}$ için $3.605 \times 10^{13} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ile $(0.783 - E_V) \text{eV}$ için $2.542 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ aralığında ve $(0.697 - E_V) \text{eV}$ için $4.162 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ile $(0.791 - E_V) \text{eV}$ için $1.699 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ oldukları hesaplandı. Arayüzey durum yoğunluklarının üstel bir şekilde band ortasından valans bandın tepesine doğru arttığı görüldü.

SUMMARY

In this study, [100] oriented and 1-10 Ω cm p-Si crystals have been used. Two different Al/methyl red/p-Si Schottky barrier diodes have been fabricated by adding 2.5x10⁻³M and 1x10⁻⁴M solutions of the non-polymeric organic compound methyl red in chloroform on top of p-Si substrates and then evaporating the solvent. The electronic and interface state density distribution properties were obtained from the current–voltage (I–V) and the capacitance–voltage (C–V) characteristics (high and low frequency) of Al/methyl red/p-Si Schottky barrier diode (SBD) at room temperature.

It is seen that both of them show rectifying behaviour. The ideality factors and barrier heights of diodes, prepared with concentrated and diluted organic compound solutions, are calculated by lnI-V graph plots as 1.21, 0.821 eV and 1.45, 0.828 eV, respectively. Their ideality factors and barrier heights are also calculated by surface potential-voltage (Ψ_s -V) graph plots and found as 1.21, 0.821 eV and 1.45, 0.828 eV, respectively. It is seen that Al/methyl red/p-Si structure prepared with concentrated solution has more rectifying behaviour and it is nearer to ideal diode. It is also seen that for this diode, both results obtained from lnI-V and Ψ_s -V graphs confirm each others. These results are attributed to less oxide thickness of diode prepared with concentrated solution.

Energy distributions of interface state densities which were placed interface between organic compound and inorganic semiconductor have been calculated by using high frequency (5MHz) and low frequency (100 kHz) capacitance for both diodes. These distributions for concentrated and diluted diodes have been found between (0.675- E_V)eV and (0.783- E_V)eV and between (0.699- E_V)eV and (0.791- E_V)eV, respectively. In addition, interface state densities, N_{ss} , for concentrated and diluted diode have been found between 3.605x10¹³cm⁻²eV⁻¹ (for (0.675- E_V)eV) and 2.542x10¹²cm⁻²eV⁻¹ (for (0.783- E_V) eV), and between 4.162x10¹²cm⁻²eV⁻¹ (for (0.697- E_V)eV) and 1.699x10¹²cm⁻²eV⁻¹ (for (0.791- E_V) eV), respectively. The interface state densities have exponential rises with bias from the mid-gap towards the top of the valence band.

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar hazırlanarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir (1). Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerinin bilinmesi ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bu nedenle yarıiletken teknolojisinde, temel elektronik yapı elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak önem taşımaktadır. Yıllardır çeşitli yarıiletken elemanlarından üretilen metal-yarıiletken yapıların araştırılması devam etmektedir. Araştırmaların bir bölümü yeni yarıiletken malzemelerin hazırlanması yönünde gelişirken bir bölümü de bu yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin belirlenmesi ve bu özelliklerden faydalanılarak yeni metal-yarıiletken devre elemanları geliştirmeyi amaçlar (1-9).

İlk metal-yarıiletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yarıiletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş bir iletken telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. Daha sonra bu kontaklar geliştirilmiş ve ilk olarak metal-yarıiletken yapılar arasında oluşan potansiyel engelinin uygulanan gerilimle değişimi Schottky tarafından açıklandığı için Schottky kontaklar olarak adlandırılmıştır (1). Schottky kontaklar, metal-yarıiletken eklemine üzerinde daha homojen kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine sınırlı alanda metal buharlaştırarak oluşturulan düzlemsel kontaklardır. Schottky diyotların nokta kontak diyotlara göre avantajları daha düşük seri direnç, düşük gürültü karakteristiği ve yüksek kapasitelere sahip olmalarıdır. Günümüzde, Schottky doğrultucular cihaz uygulamalarının birçoğuna uygundur, özellikle çoğunluk taşıyıcılarının akım iletiminin baskın olduğu cihazlarda hızlı anahtarlanma hızı istenilen durumlarda kullanılabilir. Schottky diyotların akım iletim karakteristikleri p-n eklemelerine benzemesine rağmen, Schottky diyotlarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanırken, bunların akım kazancı fazla ve anahtarlanma hızları p-n eklemelerine göre daha etkilidir (1,2). Bu kontakların diğer önemli uygulama alanları ise bütün yarıiletken devre elemanlarında kullanılan doğrultucu olmayan omik kontaklardır (3).

Elektronik devre elemanları teknolojisinde metal-yarıiletken kontaklar oldukça önemli bir yere sahiptir. Bu tür yapılardan güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), Schottky diyotlar (SD), yarıiletken detektörler, varaktörler ve

mikro dalga devre elamanları gibi birçok elektronik devre elamanı üretilmektedir (2).

Schottky engel diyotlarda elektriksel iletkenlik, çoğunluk taşıyıcıları ile sağlandığından ve rekombinasyon olayı olmadığından bunlar yüksek frekanslarda ve düşük düz beslemde çalışabilen diyotlardır. GHz mertebesinde anahtarlama hızına sahiptirler. Bu da Schottky engel diyotların optoelektronikte, telekomünikasyon alanında ve taşınabilir telefonlarda kullanılmalarına sebep olmuştur (10). Ayrıca, bu yapılar birçok karmaşık devre elemanının oluşturulmasında da kendilerine yer bulmaktadırlar.

Schottky diyotlar sinyal karıştırıcı, foto-detektör yapımında ve Alan Etkili Transistor FET (Field Effect Transistor)'lerde kullanılmaktadır. Eklem FET yani JFET (Junction FET) de denilen FET'lerde Gate terminalli p-n eklemden yapılmıştır. Bu da JFET'lerin anahtarlama hızının yavaş olmasına neden olur. Diğer FET'lere nazaran bu terminal için Schottky engeli kullanıldığından daha avantajlı bir hal almaktadır. Bu FET'ler; MESFET, MISFET ve MOSFET'ler sırasıyla Metal Yarıiletken FET (Metal Semiconductor FET), Metal Yalıtkan FET (Metal Insulator Semiconductor FET) ve Metal Oksit Yarıiletken FET (Metal Oxide Semiconductor FET) Şeklinde belirtilirler. FET' ler üç terminalden ibarettir. Bunlar, kapı (Gate), Kaynak (Source) ve Kanal (Drain) dır. FET'in akım enjeksiyonu kaynaktan, akımını toplanması kanaldan ve akımın kontrolü de kapıdan yapılır. Bu yüzden Schottky Engeli ve Schottky Engel Diyotların karakterizasyonu büyük önem arz eder.

Schottky diyotlar üzerinde yapılan teorik çalışmalar teknolojik çalışmalardan daha sonra olmuştur. İlk defa Schottky, metal-vakum sistemlerde imaj kuvvetten dolayı engel alçalmasının elde edilmesini buldu (11). Bundan yaklaşık 50 yıl sonra da 1964'te metal yarıiletken kontaklarda, bu durum doğrulanabilmiştir (12). 1930'lu yıllarda enerji engelinden taşıyıcı difüzyonu olayını esas alan doğrultma teorisi Schottky ve Spenke (13) tarafından geliştirilmiştir. Bir yıl sonra Wilson (14) metal-yarıiletken (MS) diyotlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultma için ters polariteyi açıklamıştır. Crowley ve Sze (15), Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termoiyonik emisyon teorilerini, tek bir teori (Emisyon-Difüzyon teorisi) olarak ortaya koymuşlardır.

Cowley ve Sze farklı metallere yapılan Schottky diyotların engel yüksekliklerinin bu kontak metallere iş fonksiyonlarına bağımlılığını araştırmışlar ve yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varmışlardır (15).

Card ve Rhoderick (16) arayüzey hal yoğunluğunu belirleyip, arayüzey hal yoğunluğunun ve arayüzey tabakasının I-V karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini açıklamışlardır. Chattopadhyay ve Kumar (17) Metal/SiO₂/p-Si Schottky engel diyotlarında, arayüzey tabakasının tuzak yoğunluğu ve uzay yük yoğunluğunun değerini farklı bir metot kullanarak hesaplamışlardır.

Engel yüksekliğinin inhomojenliğinden dolayı bu iki parametrenin diyottan diyota farklılık gösterebileceği, Mönch (18) tarafından ortaya atılmıştır. Bu bulgular, Tung'un (19) teoriksel sonuçlar üzerinde kurulan inhomojen Schottky kontakların sayısal simülasyonları ile açıklanmıştır. Metal-yarıiletken kontakların homojen engel yükseklikleri yalnız Schottky engellerin imaj-kuvvet alçalması için idealite faktör karakteristik değeri olan $n=1.01$ 'e etkin engel yüksekliklerinin doğrusal bir extrapolarizasyonu ile ifade edilmiştir.

Daha sonra ideal ve ideal olmayan diyotlar için Cheung ve Cheung [20] tarafından doğru beslem I-V karakteristikleri kullanarak Schottky diyotlarda engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnci hesaplamak için farklı bir hesaplama modeli daha ileri sürülmüştür. Bunların yanı sıra, seri direnç üzerine Satu ve Yasumura (21), Cibils ve Buitrago (22), Lee ve ark. (23), Türüt ve ark.(24) Aydın ve ark. (25) gibi birçok çalışma mevcuttur. Seri dirence ilaveten paralel(shunt) direnç de incelenmiştir (26,27)

Schottky diyotların C-V yani kapasite-gerilim ölçümleri de Crowel ve Roberts (28), Tseng ve Wu (29), Türüt ve Sağlam (30), Chattopadhyay ve Sanyal (31) gibi bazı yazarlar tarafından yapılmıştır. Ayrıca C-V ölçümlerinden paralel direnç yanında artık kapasite, seri direnç, derin seviyeler ve arayüzey hallerinin hesaplamaları da yapılmıştır (30-34) Bütün bu konular üzerine Tung'un (19) da 2001 yılında Schottky diyotlar üzerine yayınladığı geniş bir çalışması da mevcuttur.

Türüt ve arkadaşları (28) arayüzey oksit tabakalı ve arayüzey tabakasız Al/p-Si Schottky diyotlarında arayüzey halleri ve ara yüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak, I-V ve C-V karakteristiklerini inceleyip, engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey durum yoğunluklarını tespit etmişlerdir. Arayüzey hallerinin, metal-yarıiletken kontaklarda ters besleme karşı ölçülen $1/C^2$ diyagramında bükülmeye sebep olup, C-V karakteristiklerini etkileyebileceği Szatkovvski ve Sieranski (35), tarafından deneysel sonuçlarla gösterilmiştir. Türüt ve Sağlam (36), metal-yarıiletken kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunu ve bunun sebep olduğu artık sığayı deneysel olarak incelemişler ve bu sığanın frekansın artmasıyla azaldığını, yani arayüzey hal yoğunluğunun artan frekansla azaldığını izah etmişlerdir

Çok itinalı bir fabrikasyon yapılmadıkça, metal ve yarıiletken arasında ince arayüzey doğal oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Böyle yalıtkan bir tabaka Schottky diyotunun metal-arayüzey tabakası-yarıiletken MIS diyotuna çevirir ve arayüzey tabakası da ek bir taban oluşumuna sebep olan gerilimle arayüzey durum yükünün değişimi gibi diyot karakteristikleri üzerinde kuvvetli etkisi olabilir. Schottky diyotların arayüzey durumları üzerine ilk çalışma çalışmalarını engel yüksekliği verileriyle yapan Cowley ve Sze (15) tarafından yapılmıştır. Daha Sonra Card ve Rhoderick (1) arayüzey durumlarının doğru beslem I-V 'den elde edilen idealite faktörüne etkisini incelemişlerdir. Tseng ve Wu (29) arayüzey durumlarının Schottky kontakların davranışlarına etkilerini incelemişlerdir. Onlardan bağımsız olarak Horvath (37) Card ve Rhoderick'in çalışmalarını genişletmiş ve arayüzey durum enerji dağılımı ve arayüzey kalınlığının ters ve düz delsem I-V karakteristiğinden elde edilebileceğini göstermiştir. Bazı yazarlar (32-34,38,39) arayüzey durum yoğunluğu dağılımını yüksek ve düşük frekansta elde edilen C-V karakteristiğinden elde etmişlerdir. Chattopadhyay (32) ve Pandey ve Kal (33) yöntemi geliştirmişlerdir.

Çetinkara ve arkadaşları (40), Au/n-Si Schottky diyotlarında, kontakten önce yüzeyde oluşan doğal oksidin diyot karakteristikleri üzerine etkisini araştırmışlardır. Omik kontakten sonra numuneyi parçalara bölerek, bunlardan bir parçasına hiç bekletilmeden Schottky kontak yapıp, referans numune ile bu numuneleri engel yükseklikleri bakımından karşılaştırmışlar ve yarıiletken yüzeylerin

hava ortamında kalma süreleri arttıkça, engel yükseklikleri de artarak, referans numunenin engel yüksekliğine yaklaştığını kaydetmişlerdir.

Son 30 yıldır polimerik olan (41,42) ve polimerik olmayan (34,43-45) organik maddelerle elde edilen devre elamanları bir çok yazarın ilgi odağı olmuştur ve bu organik maddelerle elde edilen bir çok devre elemanları günümüz teknolojisinde kullanılmaya başlanmıştır. Polimerik olmayan organik maddeler kararlılıklarından dolayı, elektronikte önemli bir yer edinmeye başlamıştır (34,43-45). Forrest ve arkadaşları (43) ve Antohe ve arkadaşları (45) polimerik olmayan organik maddelerin yarıiletken üzerine süblimleştirilmesi ile ince organik film elde etmişler ve bu yapı üzerine farklı metaller buharlaştırarak elde ettikleri MIS yapıların idealite faktörlerini ve engel yüksekliklerini hesaplamışlardır. Aydın ve arkadaşları (44) n-Si üzerine β -karoten çözeltisi ekleyip, daha sonra çözücüyü buharlaştırıp, yarıiletken üzerinde ince polimerik olmayan organik film elde etmek suretiyle MIS yapı elde etmiş bu yapının idealite faktörü ve engel yüksekliklerini ve bu yapının arayüzey durumlarını incelemişlerdir. Tüm bu çalışmalarda polimerik olmayan organik maddelerle elde edilen metal-yarıiletken yapıların doğrultucu özelliğe sahip oldukları gösterilmiştir.

Metil kırmızısı ($(CH_3)_2NC_6H_4N=NC_6H_4COOH$) molekül formülüne sahip tipik bir aromatik azo bileşiğidir. pH ile radikal bir şekilde değişen renk yapısından dolayı asit baz indikatörü olarak geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Konjuge yapıya sahip olması ve yapısındaki 16π elektron zenginliğinden dolayı yarıiletken ile metal arasındaki tabaka olarak metil kırmızısını seçtik. Bu çalışmamızda yüzeyi parlatılmış [100] yönelimli 1-10 Ω cm öz dirence sahip p-Si yarıiletkenleri kullanıldı. Bu yarıiletkenler RCA kimyasal temizleme işlemi ile temizlendikten sonra bu yarıiletkenlerin arka taraflarına Al buharlaştırmak ve 570°C ve N₂ atmosferinde 3 dakika bekletilmek suretiyle omik kontaklar oluşturuldu. Yarıiletkenlerin ön yüzeylerindeki doğal oksit tabaka HF/H₂O (1:10) çözeltisi kullanılarak söküldü ve saf suda 30 sn bekletildi. $2,5 \times 10^{-3}M$ ve $1 \times 10^{-4}M$ yoğunluğa sahip kloroformda hazırlanmış metil kırmızısı çözeltilerinden 6 μ L alınarak p-Si üzerine damlatıldı ve buharlaşmaları beklendi. Bu yapılar üzerine Al buharlaştırılarak yarıçapları 1mm olan (diyot alanı = $7.85 \times 10^{-3}cm^2$) diyotlar elde edildi. İki farklı konsantrasyonda hazırladığımız metil kırmızısı çözeltilerinin p-Si ile elde ettiğimiz Al/metil kırmızısı/p-Si diyotlarının I-V ve C-V ölçümlerini kullanarak diyotların elektriksel ve arayüzey durum yoğunluk değerleri hesaplandı. Farklı organik

madde konsantrasyonu ile hazırlanan diyotların I-V ve Ψ_s -V grafiklerinden elde edilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri karşılaştırıldı. Bununla birlikte, C-V ölçümlerinden arayüzey durumları hesaplandı.

2.METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR

2.1 Giriş

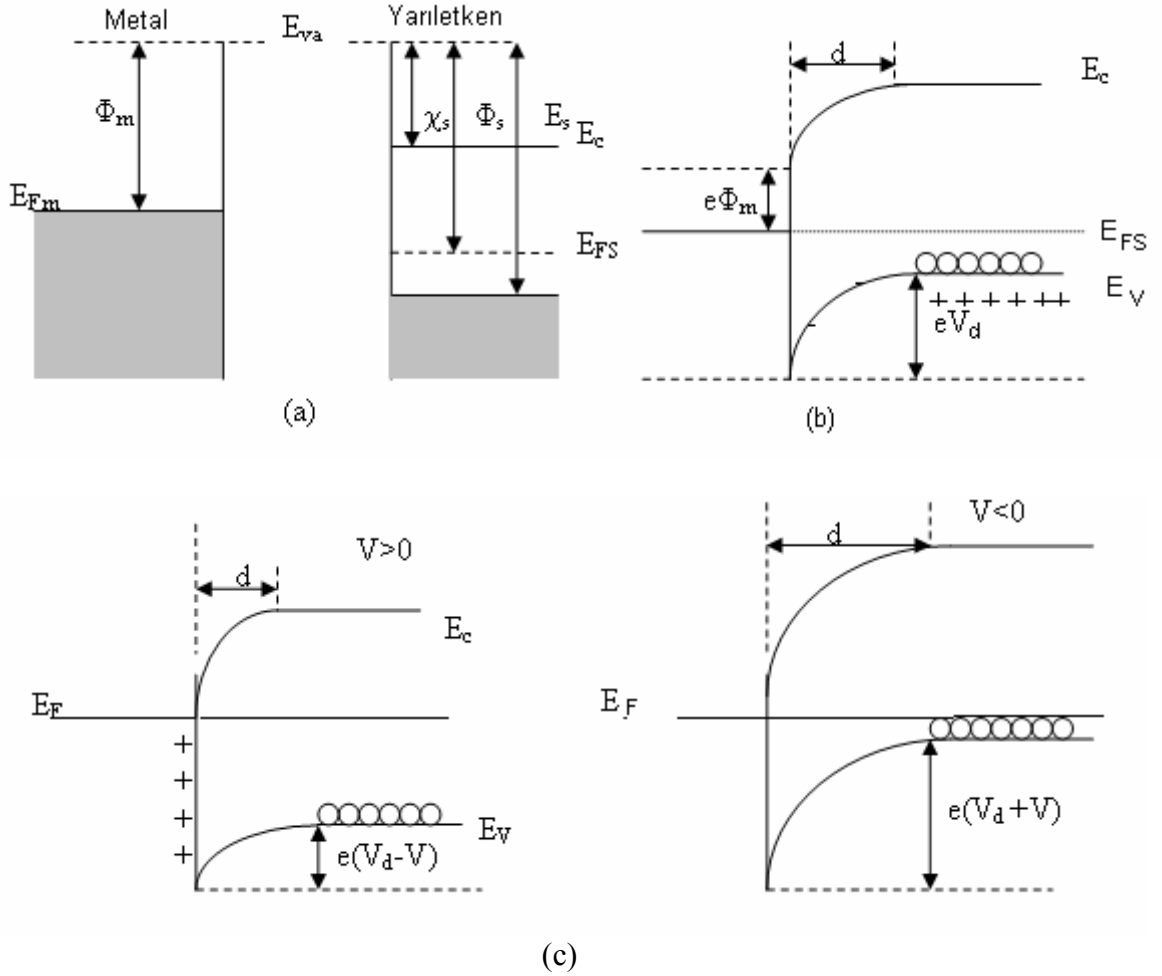
İki farklı madde kontak haline getirildiğinde maddeler arasındaki yük alışverişi ile yeni bir yük dağılımı meydana gelir. Bu yük alışverişi, iki madde arasında termal dengenin bir sonucu olarak her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar devam eder (46). Bu durum iki metal arasında olduğu gibi, metal ile n- tipi veya p-tipi yarıiletkenler arasındaki kontaklarda da geçerlidir. Kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (Φ_m, Φ_s) bağlı olarak omik kontak ve doğrultucu kontak (Schottky kontak) olarak iki kısımda incelenir.

Bir metal ile bir yarıiletken, aralarında başka bir madde olmaksızın kontak durumuna getirildiklerinde meydana gelen yeni sistem, metal-yarıiletken kontak diye adlandırılır. Metal-yarıiletken kontaklar, her iki maddenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak, omik ve doğrultucu kontak olarak iki grupta incelenir. Teorik olarak p-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m < \Phi_s$ ise, doğrultucu kontak, eğer $\Phi_m > \Phi_s$ ise, omik kontak oluşur. n-tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda doğrultucu kontak ve eğer $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda ise omik kontak oluşur.

2.2 Metal p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Bir metal, bir yarıiletken ile kontak haline getirildiğinde, bu iki madde arasında yüklerin yeniden dağılımı vuku bulur. Yük dağılımı, her iki maddenin Fermi seviyeleri (elektrokimyasal enerji) aynı düzeye gelinceye kadar devam eder ve denge durumuna ulaşılır. Bir metal yarıiletken kontakta yük taşıyıcıları (boşluk ve elektronlar) bir doğrultudan diğer doğrultuya göre daha kolay geçebiliyorsa, bu bir doğrultucu kontakdır. Dolayısıyla doğrultucu kontakta bir doğrultudaki akım diğer doğrultuya göre daha kolay geçer. Φ_m ; metalin iş fonksiyonu Φ_s ; yarıiletkenin iş fonksiyonu ve E_s ise valans bandının tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki fark olsun. Eğer $\Phi_m < \Phi_s$ ise kontak doğrultucu, $\Phi_m > \Phi_s$ ise kontak omik olacaktır.

Şimdi birinci durumu göz önüne alalım. Yani $\Phi_m < \Phi_s$ olsun. Oda sıcaklığında akseptörlerin hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce, (Şekil 2.1a) Yarıiletkenin



Şekil 2.1 Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı a)Kontaktan önce, b) Kontakta sonra termal dengede, c) $V \neq 0$ olması durumunda

Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, metal ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı meydana gelir. Bunun neticesinde yarıiletkenin tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığındaki bir uzay yük tabakası içerisinde dağılır. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeler $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{\text{dif}} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.1)$$

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

$$e\Phi_b = E_s - \Phi_m \quad (2.2)$$

olur.

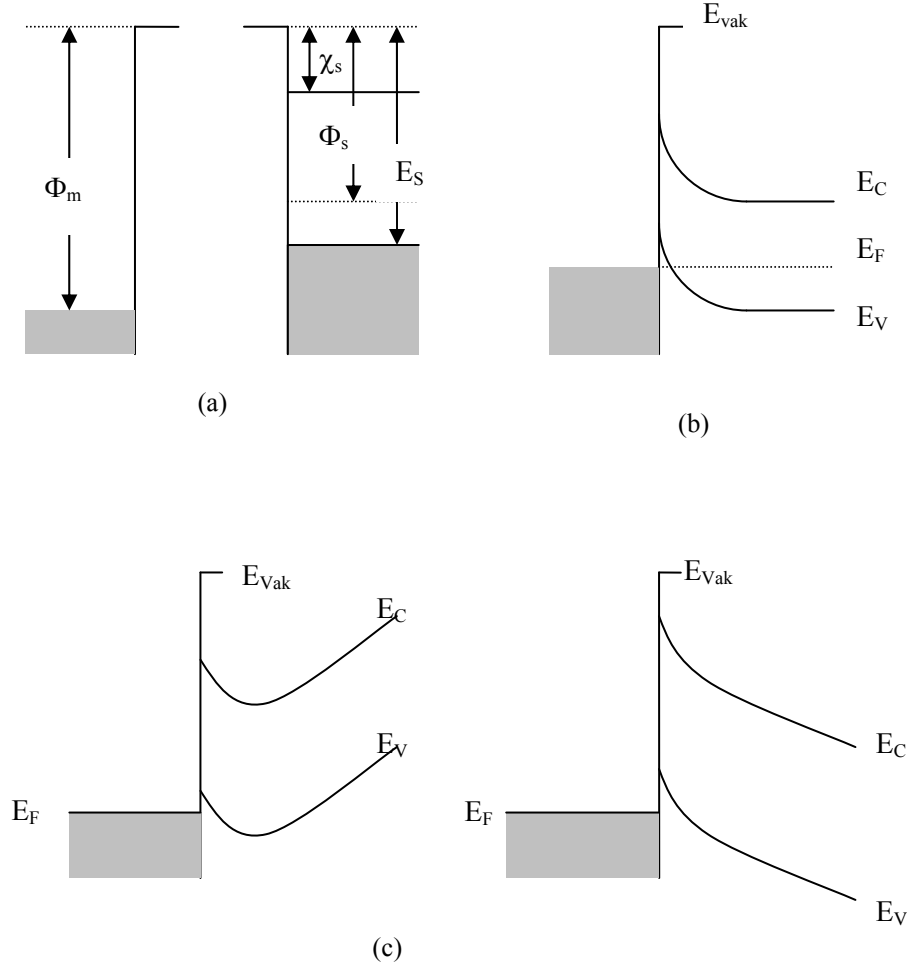
Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp, metalin içine geçebilir. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanıp, yarıiletken içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen zıt yönlü iki I_0 akım oluşur. Eğer yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa Şekil 2.4b soldan sağa akan hol akımı değişmez, fakat sağdan sola akan hol akımı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşer ve buna bağlı olarak sağdan sola (yarıiletkenden metale) geçen holler için engel yüksekliği eV kadar azalır. Netice olarak sağdan sola akım doğrultusu (yarıiletkenden metale doğru geçen hollerin oluşturduğu akım) pozitif olarak kabul edilirse, karakteristik akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

olacaktır. Bu da bir doğrultucu kontaklıdır.

2.3. Metal p-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

$\Phi_m > \Phi_s$ durumunu dikkate alalım. Şekil 2.2a' da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük alışverişi olacaktır. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükü (hollerden dolayı) bırakarak ve metal tarafında bir negatif yüzey yükünü oluşturarak metal tarafına akarlar buna bağlı olarak yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.2b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur. Elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolayca geçebilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına

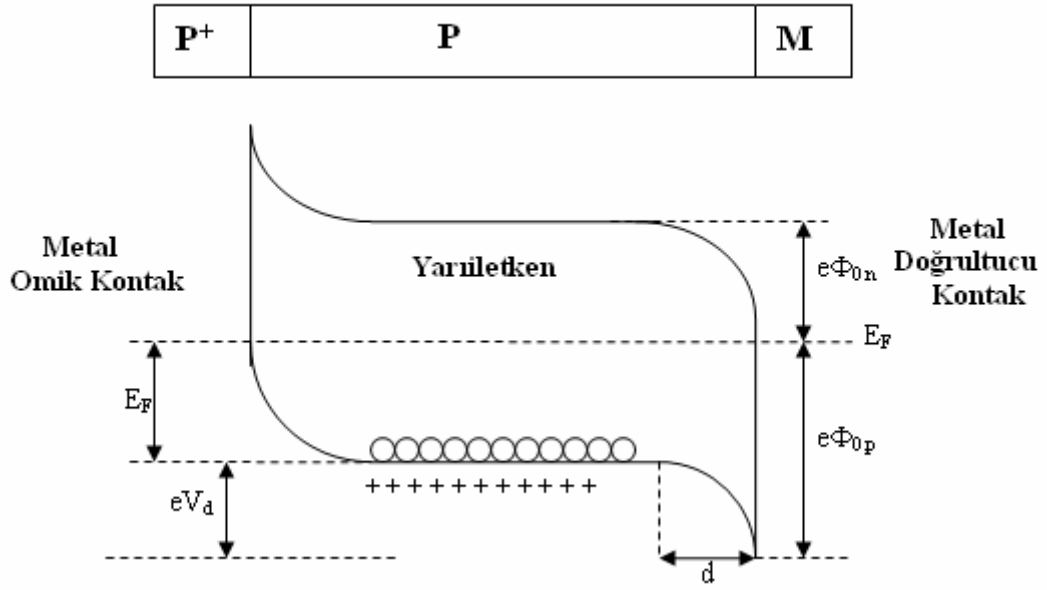


Şekil 2.2 Metal p-tipi yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı a)Kontaktan önce b) Kontaktan sonra ve termal dengede c) $V \neq 0$ olması durumunda

karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler (yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı) hemen nötralize olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Böyle her iki doğrultuda akımı kolayca geçirebilen kontaklar, omik kontaklar olarak bilinirler.

2.4.Metal- p- Tipi Yarıiletken – Metal Yapısı

Metal-p tipi yarıiletken-metal(P^+PM) yapısı, p-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk bakımından çok zengin P^+P omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontağından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji bant



Şekil 2.3 P+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

diyagramı Şekil 2.3' de görülmektedir. P⁺ omik kontak tarafına $V > 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. P⁺ tarafına $V < 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslemde olur. P⁺PM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 2.3' de görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği $e\Phi_{p0} = eV_d + E_F$ 'ye eşittir.

2.5.Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler

İdeal bir metal-yarıiletken kontakta engel yüksekliği,

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.4)$$

ile verilir. Bu ifadede Φ_m , kontak metalin iş fonksiyonu, χ_s , yarıiletkenin elektron yatkınlığıdır (iletkenlik bandının tabanı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkı). Bazı etkiler (2.4) eşitliği ile verilen Schottky engel yüksekliğinde sapma meydana getirebilir. Bunlardan birisi katotta emisyon akımının, artan alan kuvvetiyle artmasıdır. Bu etki, Schottky etkisi olarak bilinir ve katodun iş fonksiyonunun, yüzey alan kuvvetine bağlı olduğunu ifade eder. Metalden x uzaklığında, dielektrikteki bir elektron, elektrik alanı oluşturacaktır. Alan çizgileri, metal yüzeyine dik ve metal yüzeyinden içeriye doğru x

mesafede lokalize olan +e imaj yükü ile aynı olacaktır. İmaj yükü ile Coulomb etkileşmesinden dolayı elektron üzerine etkiyen kuvvete de imaj kuvveti denir ve

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad (2.5)$$

olarak ifade edilir. Potansiyel ise,

$$-\Phi(x) = + \int_x^\infty E dx = \int_x^\infty \frac{e}{4\pi\epsilon_s 4(x)^2} dx = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.6)$$

olarak bulunabilir. Burada x, integral değişkeni ve $x = \infty$ için potansiyeli sıfır kabul ettik. Dış elektrik alan sıfır iken potansiyel, (2.6) ifadesiyle verilmiştir. Eğer dış alan sıfırdan farklı ise, o zaman ilave bir terim gelir ve (2.6) ifadesi şöyle olur.

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - Ex \quad (2.7)$$

olur. (2.6) eşitliği x' in küçük değerleri için geçerliliğini kaybeder ve x sıfıra giderken $-\Phi(x) \rightarrow \infty$ 'a yaklaşır. Eşitlikteki ikinci terim dış alandan dolayı potansiyel engelindeki düşme miktarını ifade eder. Potansiyel engelinin bu düşmesi, Schottky etkisi ya da imaj kuvvet etkisiyle düşmesi' dir. Schottky engel düşmesini $\Delta\Phi$,

$$\frac{d[e\Phi(x)]}{dx} = 0 \quad (2.8)$$

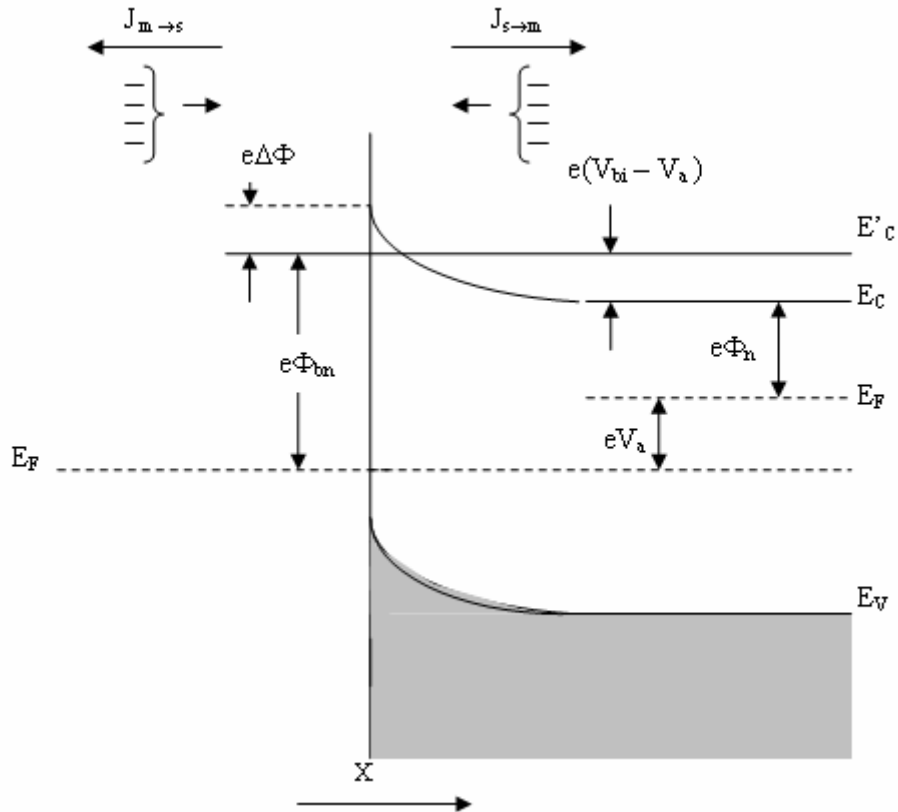
şartından maksimum engelin konumu, X_m ' i şu şekilde elde ederiz.

$$X_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.9)$$

2.6.Schottky Diyotlarda Termoiyonik Emisyonla Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termoiyonik alan emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termoiyonik emisyon olarak bilinir. Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termoiyonik emisyon teorisi; taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir.

Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise holler akımı sağlar. Termoiyonik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzman yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelini, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmaların çok küçük olduğu kabul edilmektedir. Şekil 2.4 'de V_a büyüklüğünde düz beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak



Şekil 2.4. Düz beslem altındaki metal yarıiletken Schottky kontakta imaj azalma etkisine ait enerji-bant diyagramı

görülmektedir. Burada $J_{s \rightarrow m}$ yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve $J_{m \rightarrow s}$ ise metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_c metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji, v_x sürüklenme yönündeki hızdır. Artan elektron konsantrasyonu,

$$dn = g_c(E) f(E) d(E) \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada $g_c(E)$, iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f(E)$, Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulanarak elektron konsantrasyonu için,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_f)}{kT}\right] dE \quad (2.12)$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilirse bu durumda

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.13)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.14)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.15)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (2.12) ifadesi yeniden düzenlenirse

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT} \right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (2.16)$$

elde edilir. Bu denklem, hızları v ve $v + dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ şeklinde olur. Buradan (2.10) ifadesi

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT} \right) \int_{-\infty}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \quad (2.17)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca minimum v_{ox} hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{ox}^2 = e(V_{bi} - V_a) \quad (2.18)$$

yazılabilir. v_{ox} hızı, x doğrultusundaki harekette elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Bu durumda $v_x \rightarrow v_{ox}$ şartı için $\alpha = 0$ olur.

Yine $v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$ yazılabilir. (2.17) ifadesinde aşağıdaki değişken

değiştirmeleri yapılabilir.

$$\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V_a)}{kT} \quad (2.19a)$$

$$\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.19b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.19c)$$

Bu ifadeler (2.17) denkleminde kullanılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = J_{x \rightarrow \infty} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT} \right) \exp\left[\frac{e(V_{bi} - V_a)}{kT} \right] \\ x \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} (-\beta^2) \int_{-\infty}^{\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.20)$$

Bu son ifadenin integrali alınırca,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e(\Phi_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV_a}{kT} \right) \quad (2.21)$$

ya da,

$$J_{s \rightarrow \infty} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_{bn}}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV_a}{kT} \right) \quad (2.22)$$

olur. Şekil 2.3 de görüldüğü gibi $\Phi_n + V = \Phi_{bn}$ ve uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{m \rightarrow s}$ ile $J_{s \rightarrow m}$ tam olarak aynıdır. Yani,

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e\Phi_{bn}}{kT} \right] \quad (2.23)$$

olur. Eklemdeki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Daha açık ifadeyle net akım yoğunluğu

$$J = \left[A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{eV_a}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

olur. Burada A^* termiyonik emisyonunda etkin Richardson sabiti olup,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.25)$$

ile verilir. Genel bir durum için (2.24) ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{eV_a}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

olarak yazılabilir. Burada J_0 ters doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir. Φ_{bn} Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı

ve

$\Phi_{bn} = \Phi_{bo} - \Delta\Phi$ şekline verildiği dikkate alınarak (2.27) ifadesi yeniden

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right) \quad (2.28)$$

Şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır (47).

2.7. MIS (Metal Insulator Semiconductor) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri

Bardeen (48) modeline göre, bir metal ile bir yarıiletken kontak haline getirildikleri zaman meydana gelen arayüzey halleri, yarıiletken yüzeyi ile yalıtkan tabaka arasında lokalize olurlar. Bu yüzden metal ya da yarıiletkende elektrik alan yoksa, arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddeti, arayüzeydeki ve metal yüzeydeki yüklerle ilgilidir. Gauss kanununa göre,

$$\epsilon_i E_i = Q_{ss} - Q_m \quad (2.29)$$

yazılabilir. Burada E_i , arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddetidir. Normalde elektrik alan, Schottky engelinde vardır ve burada önemli olan da bu alanın engel yüksekliğini nasıl etkilediğini bilmektir. Eğer yarıiletken içinde bir E_s alanı varsa, bu durumda Gauss kanunu,

$$V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\epsilon_s E_{mak} + Q_{ss}) \quad (2.30)$$

şeklinde yazılır. Burada V_i arayüzey tabakasındaki potansiyel düşmesi, E_{max} ise E_s 'nin maksimum değeridir. n idealite faktörünün arayüzey parametrelerine (arayüzey hal yoğunluğu ve arayüzey tabaka kalınlığı) ve uygulama gerilimine bağlılığı incelenmiştir (16,30,49) Bu yaklaşımda, öncelikle bütün arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu dikkate alınmalıdır. Yarıiletkenin yüzey deplasyon tabakasının ve arayüzey tabakasının var olduğu bir durumda V uygulama gerilimi için

$$V = V_i + V_s \quad (2.31)$$

yazılabilir. Burada V_s deplasyon tabakası nedeniyle meydana gelen gerilim değişimidir. (2.24) ifadesi tekrar göz önüne alınacak olursa bu ifade açık olarak

$$I = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

Şeklinde yazılabilir. Bu ifadenin her iki tarafının tabii logaritması alınarak V ' ye göre türevi alınacak olursa

$$\frac{d \ln I}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} \left\{ 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} + \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \quad (2.33)$$

olur. Düz beslem durumunda $\ln I$ - V grafiğinin lineer kısmının eğimi idealite faktörünü verdiği için (2.33) denkleminde

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - \beta)} \quad (2.34)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\beta = d\Phi_b / dV$ ' dir. Bu durumda idealite faktörü için

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} \quad (2.35)$$

yazılabilir. Schottky diyotlarda engel yüksekliği birinci derecede deplasyon bölgesindeki elektrik alana bağlı olduğu için, engel yüksekliği Φ_b yerine etkin engel yüksekliği Φ_e olarak alınmalıdır. Etkin engel yüksekliği ifadesi ise

$$\Phi_e = \Phi_b + \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) V = \Phi_b + \beta \quad (2.36)$$

ile verilir. Burada $d\Phi_e/dV$ etkin engel yüksekliğinin besleme gerilimine bağlı olarak değişimidir. Yine (2.35) ve (2.36) ifadelerinden görüleceği üzere $\beta = d\Phi / dV$ ' dir. Bu ifade dikkate alınarak (2.33)

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-\beta qV}{kT} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada doyma akımı I_0

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT} \right) \quad (2.38)$$

şeklinde verilir. Şayet $d\Phi / dV$ sabit ise idealite faktörü de sabittir. İdealite faktörünün birden büyük değerler alması, uygulama geriliminin sadece deplasyon tabakası üzerinde düşmediğini, ancak arayüzey tabakası, deplasyon tabakası ve gövde direnci arasında bölüşüldüğünü göstermektedir.

Şimdi (2.35) ifadesi ve $(d\Phi_b / dV = d\Phi / dV) = (dV_i / dV)$ eşitliği dikkate alınırsa (2.30) denkleminin uygulama gerilimine göre türevi alınarak,

$$\left(1 - \frac{1}{n} \right) = \frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_s \frac{dE_{mak}}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (2.39)$$

ifadesi elde edilir. (2.32) ifadesi kullanılarak

$$\frac{dE_{\max}}{dV} = \frac{dE_{\max}}{dV_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dV} \right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dV} \quad (2.40)$$

elde edilir.

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sa}}{dV_i} \frac{dV_i}{dV} = -qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (2.41)$$

ile verilmektedir. Yine burada $w = (2\varepsilon_i V_d / qN_d)^{1/2}$ yarıiletkendeki deplasyon tabakası kalınlığıdır. Q_{sa} ve N_{sa} sırasıyla metalle denge durumunda olan arayüzey yük yoğunluğu ve arayüzey hal yoğunluğu, N_d yarıiletkendeki donör konsantrasyonu ve V_d ise difüzyon potansiyelidir.(2.41) ifadesi, metalle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir ve metalin Fermi seviyesine göre hallerin enerjisindeki değişim olan dV_i ile belirlenir. Bu yüzden $(dQ_{sa} / dV_i) = -qN_{sa}$ eşitliği yazılabilir. (2.40)ve (2.41) ifadeleri (2.39)'da yerine yazılacak olursa

$$\left(1 - \frac{1}{n} \right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right] \quad (2.42)$$

ve buradan

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{w(\varepsilon_s + \delta q N_{sa})} \quad (2.43)$$

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

Arayüzey hallerinin yarıiletkenle denge durumunda olması halinde, arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{sb} ve arayüzey hal yoğunluğu N_{sb} alınarak, (2.41)ifadesi

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sb}}{dV_s} \frac{dV_s}{dV} = \frac{qN_{sb}}{n} \quad (2.44)$$

şeklinde yazılabilir. (2.44) ifadesi, yarıiletkenle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir ve yarıiletkenin Fermi seviyesine göre, hallerin enerjisindeki değişim olan dV_s ile belirlenir. Bu yüzden $(dQ_{sb} / dV_s) = qN_{sb}$ eşitliği yazılabilir.(2.40) ve (2.44) ifadeleri (2.39)'da yerine yazılacak olursa

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} + \frac{qN_{sb}}{n} \right] \quad (2.45)$$

ve buradan

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{sb} \right] \quad (2.46)$$

elde edilir.

2.8. Metal Yarıiletken Kontaklarda Yalıtkan Tabaka Potansiyel Dağılımının Diyot İdealite Faktörüne Etkisi

Yarıiletkenin içinde elektrik alanı, yarıiletkenin dielektrik sabitiyle doğru ve oksit tabakasının dielektrik sabitiyle ters orantılı olduğu Gauss kanunundan bilinir. Arayüzeyde bir arayüzey yük yoğunluğunun olması halinde durum farklıdır. Böyle bir yük yoğunluğu, arayüzey hallerinde net bir yükün veya yarıiletkenin yüzeyinde

toplanan hareketli yükler olarak ortaya çıkabilir (50).

n-tipi MIS diyodun şeması Şekil 2.3 'de gösterilmiştir. Burada oksit tabakası boyunca düşen potansiyel V_i olup V_D düfzyon potansiyelidir. İdealite faktörü n'nin bir V doğru beslem halinde, düfzyon potansiyeli ile bağıntısı

$$n = -\frac{\Delta V}{\Delta V_D} \quad (2.47)$$

ile verilir. Burada ΔV_D uygulanan V geriliminin bir sonucu olarak yüzey potansiyelindeki değişme miktarıdır. İdeal durumda bu eşitlik bire eşittir. Bu eşitliği $\Delta V = \Delta V_D + \Delta V_i$ kullanarak

$$\frac{1}{n(V)} = -\frac{dV_D}{dV} = 1 + \frac{dV_i}{dV} \quad (2.48)$$

elde edilir. Metal üzerindeki yüzey yükü için Gauss kanunu uygulanırsa

$$\Delta V_i = -\frac{\delta}{\epsilon_i} \Delta Q_{sc} \quad (2.49)$$

eşitliği elde edilir. Nötrallik şartını göz önünde bulundurularak

$$Q_m + Q_{sc} + Q_{ss} = 0 \quad (2.50)$$

yazılabilir. Burada Q_m metalin yükü, Q_{ss} arayüzey hallerinde mevcut net yük Q_{sc} arınma bölgesinde iyonize olmuş donörlardan dolayı oluşan yükür. Böylece yukarıdaki denklem

$$\Delta V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\Delta Q_{ss} + \Delta Q_{sc}) \quad (2.51)$$

şeklini alır. Son denklemin türevi alınırsa

$$\frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\frac{dQ_{sc}}{dV_D} \frac{dV_D}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (2.52)$$

elde edilir. Arınma bölgesi yaklaşımından dolayı

$$\frac{dQ_{sc}}{dV_D} = \frac{\varepsilon_s}{d} \quad (2.53)$$

eşitliği yazılabilir. Burada d arınma bölgesi genişliğidir. Arayüzey halleri iki alt grup halinde incelenebilir. Arayüzey halleri metal ve yarıiletkenle dengelenir. Bu arayüzey hallerine sırasıyla N_{sa} ve N_{sb} diyebiliriz.

Metal ile dengedeki arayüzey halleri için, yük değişimi metaldeki Fermi enerjisine göre arayüzey hallerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir. Bu değişim dV_i 'dir. Böylece,

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_D} = -eN_{sa} \quad (2.54)$$

olur. Yarıiletken ile dengedeki haller için işgal değişimi yarıiletkendeki Fermi enerjisine göre hallerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir. Bu durumda

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_D} = -eN_{sb} \quad (2.55)$$

olur. Bu genelleştirilirse

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_D} \frac{dV_D}{dV} + \frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_i} \frac{dV_i}{dV} \quad (2.56)$$

olarak yazılabilir. Bu son denklemi (2.46) denkleminde yerine yazılırsa

$$n = 1 + \frac{(\delta / \varepsilon_i) [(\varepsilon_s / d) + eN_{sb}]}{1 + (\delta / \varepsilon_i) eN_{sa}} \quad (2.57)$$

ifadesi elde edilir. Arayüzey halleri potansiyel dağılımını etkilemeyecek kadar küçük ise son bağıntı

$$n = 1 + \frac{\delta\epsilon_s}{d\epsilon_i} \quad (2.58)$$

eşitliğine indirgenir. Arayüzey hallerinin tümünün metalle dengede olduğu durum için $N_{sb} \rightarrow 0$ olur. Böylece son denklem

$$n = 1 + \frac{\delta\epsilon_s}{d(\epsilon_i + \delta e N_{sa})} \quad (2.59)$$

şekline dönüşür. Arayüzey hallerinin hepsinin yarıiletken ile dengede olduğu durum için $N_{sa} \rightarrow 0$ olur. Böylece

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{d} + e N_{sa} \right) \quad (2.60)$$

şekline indirgenir. Bu, kalın oksit tabakaları içindir. Arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durum için oksit tabakası kalınlığı daha incedir (50).

İdealite faktörü n ' nin değeri, uygulanan voltajın tamamıyla arınma bölgesinde (Schottky Bölgesi) düşmemesinden dolayı ideal değerinden (birden) daha büyüktür. İdealite faktörünün değeri doğru beslem $\ln I-V$ grafiğinin doğru kısmının eğiminden bulunabilir. Denklem (2.64) de voltaja bağlı Φ_b 'nın yerine Φ_e etkin engel yüksekliğinin idealite bağımlılığı da göz önüne alınarak

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = \beta = 1 - \frac{1}{n} \quad (2.61)$$

olarak bulunur (50). Burada β , Φ_e nün voltaj katsayısıdır. Bundan dolayı etkin engel yüksekliği;

$$\Phi_e = \Phi_b + \beta(V - IR_s) \quad (2.62)$$

ile verilir. Bununla beraber, MIS diyot için n idealite faktörü Card ve Rhoderick (16), tarafından verileden büyüktür ve

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\frac{\varepsilon_s}{d} + q^2 N_s \right) \quad (2.63)$$

ile verilir. Bir n tipi yarıiletkende, yarıiletkenin yüzeyinde iletkenlik bandının tabanına göre arayüzey hal enerjisi E_s

$$E_c - E_s = q\Phi_e - qV \quad (2.64)$$

Benzer şekilde, bir p tipi yarıiletkende, yarıiletkenin yüzeyinde iletkenlik bandının tabanına göre arayüzey hal enerjisi E_s

$$E_s - E_v = q\Phi_e - qV \quad (2.65)$$

denklemleri ile verilir (32).

2.9. Metal - Yarıiletken Schottky Diyotlarında Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hallerinin Etkileri

Tanım olarak bir arayüzey durumu yarıiletken ile metal arasında girilebilir bir enerji seviyesidir. Arayüzey durumları donör veya akseptör tipte olabilirler. Donör tipte enerji düzeyi dolu iken yüksüz, boşken pozitif yüklüdür. Akseptör tipte enerji düzeyi dolu iken negatif yüklü, boşken yüksüzdür. İletim veya değerlik bandı ile yük değiş-tokuşu yapabilen arayüzey durumları yarıiletken ile metal arasındaki arayüzey yakınında yer alır (4).

Schottky - Mott teorisine göre Schottky diyotlarında engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin iş fonksiyonu arasındaki farka eşittir. Bu nedenle

potansiyel engel yüksekliğin metalin iş fonksiyonu ile orantılı olduğu kabul edilir (15–17,51). Bardeen, yarıiletken üzerinde yüzey halleri konusunda yaptığı çalışmalarda n - tipi bir yarıiletken ile doğrultucu kontak haline getirilen bir metalin p - tipi için omik kontak oluşturması gerekirken doğrultucu kontak da oluşturabileceğini açıkladı. Yüzey halleri yarıiletkenin iini metalden perdeleyerek engel yüksekliğinin beklenen değerden daha değişik olmasına sebep olur. Söz konusu modelde de yarıiletken ile metal arasında yüzey hazırlama şartlarına bağlı olarak bir yalıtkan arayüzey tabakası oluşabilir (2, 15-17, 50,51). Arayüzey hallerine aşağıda sıralanan durumlarda rastlanabilir.

1) Metal ile kontakta n önce yarıiletken ve vakum seviyesi ara yüzeyinde mevcut olan asal yüzey halleri olarak rastlanabilir (2,15,50,51). Bu durum genel olarak yarıiletken kristalin periyodik yapısının yüzeyde keskin bir şekil de son bulmasıyla ortaya çıkar (2,15,50,51).

2) Yarıiletken metal ile kontak haline getirildikten sonra yarıiletkenle arayüzey tabakası arasında lokalize olmuş asal olmayan arayüzey halleri şeklinde de rastlanılabilir. Bu hal genel olarak kontak yapılan yarıiletken yüzeylerin yeterince temiz olmayışı durumunda yüzeyde biriken yabancı atomların varlığından dolayı oluşur (2, 15-17, 50,51).

3) Kontak yapan metal ve yarıiletkenin yüzey tabakasında bulunan kusur ve safsızlıklardan oluşan asal olmayan yüzey halleridir. Bu haller, yarıiletkenin yüzeyine metal buharlaştırıldıktan sonra, yarıiletkenin ince bir tabakasıyla metalden ayrılırlar. Böylece bu hallerin yarıiletkenle dengede olduğu kabul edilir (2, 15-17, 50,51).

Uygulamalarda en çok rastlanan arayüzey halleri bunlardır. Bu arayüzey halleri Schottky diyot karakteristiklerinin beklenenden farklı çıkmasına, deneysel ve teorik sonuçların farklılıklar göstermesine sebep olurlar.

Schottky engel diyotlarını ideallikten uzaklaştıran başka bir etkende, metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakasının oluşmasıdır (2, 15-17, 50,51). Kontak metali ile yarıiletken yüzeyi arasındaki kimyasal reaksiyonlardan da ortaya çıkabilir. Bazen metal temiz yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırıldığı zaman metal ve yarıiletken arasında kimyasal bir reaksiyon oluşur. Bu reaksiyonlardan dolayı arayüzeyde yeni bir

arayüzey tabakası oluşabilir. Bu tabaka boyunca potansiyel düşmesinden dolayı ısı dengedeki sıfır beslem engel yüksekliğinin ideal bir Schottky diyotunkinden daha düşük olması gibi bir etki meydana gelir. Bu etkiler Schottky diyotların C-V ve I-V karakteristiklerin bazı değişmelerine sebep olur. Bu ideallikten sapmalar doğru beslem I-V karakteristiklerinde idealite faktörü ile ifade edilir (2,31,50). Ters beslem I-V karakteristiklerinde artan uygulama voltajıyla ters beslem akımı artar ve doyma akımı gözlenmez.

Arayüzey halleri, ancak düşük frekanslarda alternatif akım sinyallerine cevap verdiklerinden dolayı [dolup boşaldıklarından], yüksek frekanslarda değil düşük frekanslarda ($\nu < 1$ MHz) engel sığasına katkıda bulunurlar.

Düşük frekanslarda; arayüzey tabakası sığası Schottky engel sığası ile seri, arayüzey hallerinin sığası ise Schottky engel sığası ile paralel kabul edilir. Arayüzey tabakasının sığası o kadar büyüktür ki Schottky engel sığasına olan katkısı ihmal edilir (55,56).

2.10 Yüzey Potansiyeli (Ψ_s) - Uygulanan Voltaj (V) Grafiklerinden Engel Yüksekliğinin Belirlenmesi

Genellikle Schottky diyotlarda engel yüksekliği, akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilir. Bunun için voltajın bir fonksiyonu olarak akımın logaritmik değerleri ile $\ln I-V$ grafiği çizilir. Bu grafiğin akım eksenindeki kesişim noktası (intercept) doyma akım yoğunluğunu verir. Bu doyma akım yoğunluğundan engel yüksekliği belirlenir. Bu diyotlar hazırlama şartlarına bağlı olarak her zaman ideal olmazlar. Bu ideallikten uzaklaşmaya, arayüzey tabakası ve arayüzey halleri sebep olur. Bundan dolayı, $\ln I-V$ grafiğinde yüksek voltajlardaki eğri bölgesinin alt sınırı daha aşağılara çekilir ve böylece doyma akım yoğunluğu ve engel yüksekliğinin belirlenmesi ciddi bir problem haline gelir böylece bu metot bir sınırlamaya maruz kalır.

Bu metodun yerine, aşağıdaki metot (31) kullanılabilir. Bu yeni metoda engel yüksekliği uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yüzey potansiyelinin grafiği çizilerek elde edilebilir.

Schottky diyotların doğru beslem durumunda akım-voltaj bağıntısı

$$I = AA * T^2 \exp(-qV_p/kT) \exp(-q\Psi_s/kT) \quad (2.66)$$

ile verilir. Burada ψ_s yarıiletkenin yüzey potansiyelidir. Bu ifadeden yüzey potansiyeli,

$$\Psi_s = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{AA * T^2}{I}\right] - V_p \quad (2.67)$$

olarak yazılır. Burada, V_p değerlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Yüzey potansiyeli Ψ_s uygulanan voltajın ve akımın bir fonksiyonu olarak

$$\Psi_s = \Psi_s(I, V) \quad (2.68)$$

şeklinde yazılabilir. Yüzey potansiyeli arayüzey tabakası ve arayüzey hallerine bağlı olarak

$$\Psi_s = \Phi_b - V_p - C_2 V \quad (2.69)$$

biçiminde verilir. Bilindiği gibi C_2 diyot idealite faktörünün tersi bir parametredir ($C_2 = \frac{1}{n}$) denklem (2.69) ile beraber denklem (2.66) termoiyonik emisyon modeli altında elde edilen akım ifadesini verir. $\Psi_s - V$ grafiği çizildiğinde görülecektir ki Ψ_s , kritik bir voltaja (V_c) kadar uygulanan voltaja (V) göre lineer olarak azalacaktır. Denklem (2.68)

$$\Psi_s(I, V) = \Psi_s(I_c, V_c) + (I - I_c) \left(\frac{d\Psi_s}{dI}\right)_{I_c, V_c} + (V - V_c) \left(\frac{d\Psi_s}{dV}\right)_{I_c, V_c} \quad (2.70)$$

ifadesiyle verilen (I_c, V_c) noktasının komşuluğunda Taylor serisine açılabilir bu ifadede daha yüksek mertebeden terimler ihmal edilmiştir. Denklem (2.69) ve (2.70)'ü karşılaştırırsak

$$\Psi_s(I_c, V_c) - I_c \left(\frac{d\Psi_s}{dI}\right)_{I_c, V_c} - V_c \left(\frac{d\Psi_s}{dV}\right)_{I_c, V_c} = \Phi_b - V_p \quad (2.71)$$

ve

$$\left(\frac{d\Psi_s}{dV}\right)_{I_c, V_c} = -C_2 \quad (2.72)$$

ifadelerini elde ederiz. (2.66), (2.69), (2.71) ve (2.72) denklemlerinden

$$\Phi_b = \Psi_s(I_c, V_c) + C_2 V_c + V_p - \frac{kT}{q} \quad (2.73)$$

eşitliği elde edilir. Çizilen deneysel $\Psi_s - V$ grafiğinde $\Psi_s(I_c, V_c)$, V_c ve C_2 elde edilirse denklem (2.73)'den engel yüksekliği Φ_b belirlenebilir.

3.DENEY SİSTEMİ, NUMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER

3.1. Giriş

Bu bölüm, Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky diyotlarının yapımı için gerekli malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve yapımını içerir. Yapılan numunelerin parametrelerinin ölçümünde kullanılan aletler ve teknikler bu bölümde yer almaktadır.

3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi

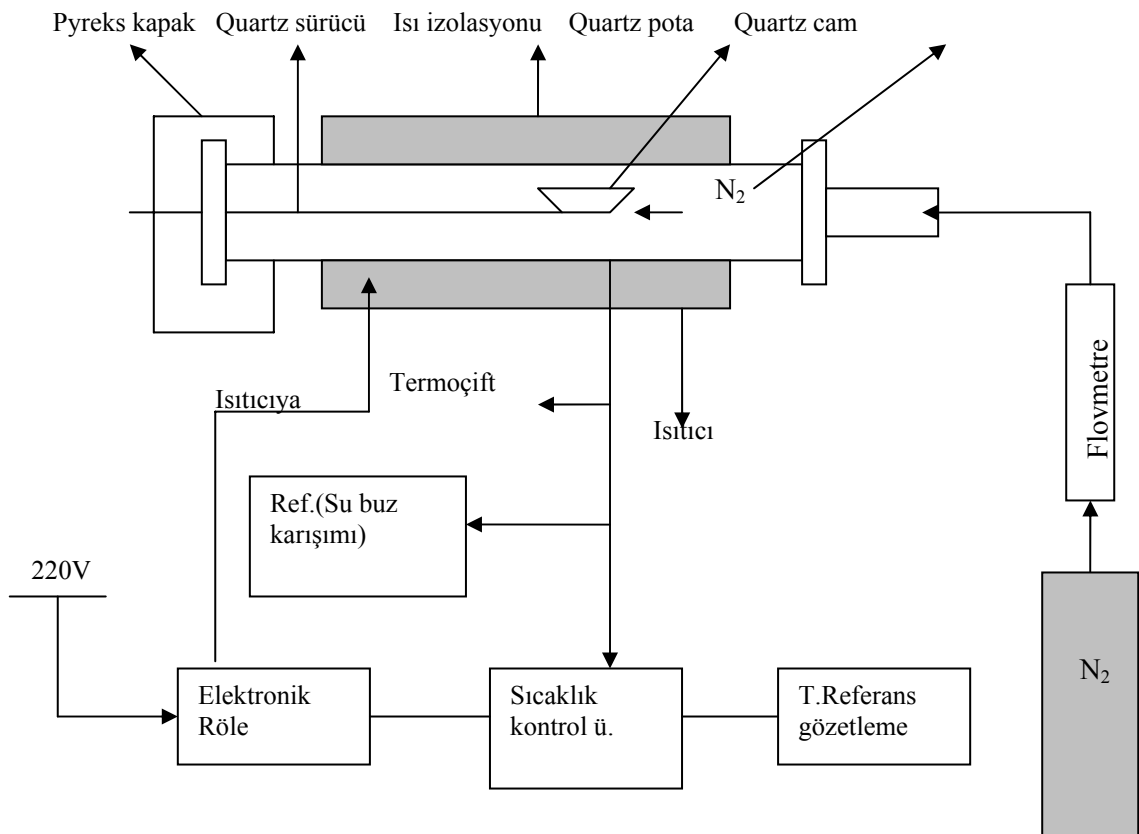
Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci $\rho = 1-10 \Omega\text{-cm}$ olan p-Si kullanılmıştır. Diyot yapımında iyi netice alınabilmesi için, kullanılacak numunenin yüzeyinin organik ve mekanik kirlere arınmış olması gerekir. Bunun için bizim kullandığımız numunenin yüzey parlatılması fabrikasyon olarak yapıldığı da dikkate alınarak, mekanik olarak parlatılmaya gerek kalmaksızın hemen kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Numunenin kimyasal temizlemede aşağıdaki işlem takip edildi.

- 1) Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 2) Metanol'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 3) Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 4) RCA1 ($\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_3;6:1:1$) 'de 60°C 'de 10 dakika kaynatıldı.
- 5) Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O}:\text{HF};10:1$) ile 30 saniye yıkandı.
- 6) RCA2 ($\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl};6:1:1$) 'de 60°C 'de 10 dakika kaynatıldı.
- 7) Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 8) Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O}:\text{HF};10:1$) ile 30 saniye yıkandı.
- 9) 15-20 dakika akan deiyonize su içerisinde yıkandı.
- 10) Azot gazı (N_2) ile kurutuldu.

Ayrıca buharlaştırmada kullanılacak metaller, metanolde 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.

3.3 Schottky Diyotlarının Yapılması

Numunenin önce mat (parlatılmamış) tarafına omik kontak yapılması gerekir. Bunun için önce ısıtıcı pota % 10 seyreltiklikte HCl ile yıkandı, deiyonize su ile iyice temizlenip kurutuldu. Daha sonra vakum buharlaştırma ünitesine yerleştirilerek yakıldı. Sonra numuneler kimyasal olarak (RCA) temizlendikten ve numunenin mat tarafına buharlaştırılacak metal (Al) kimyasal olarak temizlenip ısıtıcının üzerine bırakıldıktan sonra numune, daha önce çalıştırılıp vakum işlemi için hazır hale getirilen ünitenin içerisine yerleştirildi. Vakum işlemi neticesinde basınç 10^{-5} Torr değerine düştükten sonra, daha önceden ısıtıcı üzerine yerleştirilen % 99.99 saflıkta alüminyum (Al) buharlaştırıldı.



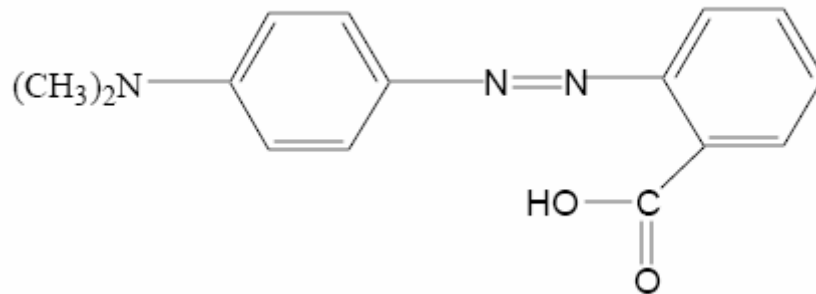
Şekil 3.1. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması

Bir müddet bekleddikten sonra ters işlem yapılarak vakum cihazına hava verildi ve numune vakum cihazından çıkarılarak kimyasal olarak temizlenmiş quartz potanın içine yerleştirilerek, daha önce yakılarak 570°C 'ye ayarlanan fırında 3 dakika tavlandı. Tavlama için kullanılan fırının şeması Şekil 3.1. 'de görülmektedir. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Hazırlanmış olan bu omik kontaklı numunelerin ön yüzeylerindeki doğal oksit tabaka HF/H₂O (1:10) çözeltisi kullanılarak söküldü ve saf suda 30 sn bekletildi. $2,5 \times 10^{-3} \text{M}$ ve $1 \times 10^{-4} \text{M}$ konsantrasyona sahip kloroformda hazırlanmış metil kırmızısı çözeltilerinden 6µL alınarak direk eklendi ve buharlaşmaları beklendi. Metil kırmızısının yapısı şekil 3.2 de gösterilmektedir. Bu yapılar üzerine Al buharlaştırılarak yarıçapları 1mm olan (diyot alanı $=7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$) Al/metil kırmızısı/p-S diyotları elde edildi.

3.4. Ölçme ve değerlendirme işlemleri

Kolaylık olması bakımından yoğun çözelti kullanılarak elde ettiğimiz diyota D1 ve az yoğun çözelti ile hazırlanan diyota D2 diyerek numunelerin adlandırılmasını yaptık..

Diyotların I-V, C-V ölçümlerini aldık. I-V ölçümleri için "KEITHLEY 617 Electrometer" cihazı kullanıldı ve ölçümler oda sıcaklığında ve karanlıkta yapıldı. C-V ölçümleri ise "Agilent" firmasının "HP4294A 40Hz-110MHz Impedance Analyser" cihazı kullanıldı ve ölçümler oda sıcaklığında yapıldı.



Şekil 3.2. Metil kırmızısı ((CH₃)₂NC₆H₄N=NC₆H₄COOH)'nın moleküler yapısı

Metal ve yarıiletken arasında ince doğal oksit tabakası varsa, Ψ_s yüzey potansiyeli,

$$\Psi_s = \Phi_b - \frac{1}{n}(V - IR_s) - V_p \quad (3.1)$$

ile verilir (21-23).Eğer, Schottky diyot seri direnç içerirse, düz beslem thermioyonik emisyon teorisine göre akım ,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Psi_s}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qV_p}{nkT}\right) \quad (3.2)$$

ile verilir (23). Denklem (3.1) bu eşitlikte yerine bırakılırsa akım için aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \quad (3.3)$$

Burada I_0 doyma akımıdır. Aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (3.4)$$

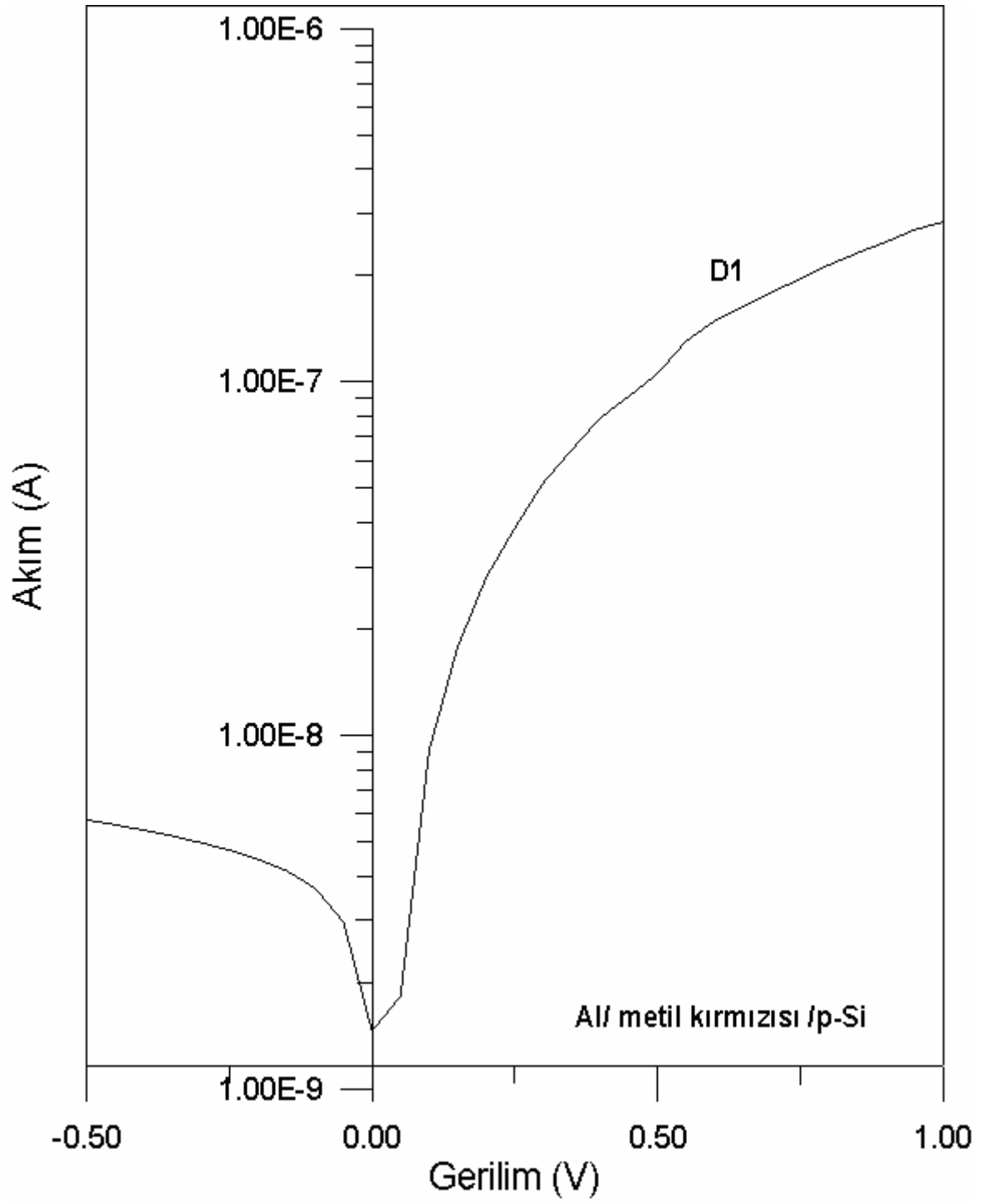
Yukarıdaki eşitliklerde Ψ_s yüzey potansiyeli, V_p değerlik bandının maksimumu ile Fermi seviyesi arasındaki fark, A diyot alanı, A^* Richardson sabiti (p-Si için $32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$), T Kelvin cinsinden sıcaklık, Φ_b engel yüksekliği, k Boltzmann sabiti, n idealite faktörü ve q elektronik yüküdür. Φ_b engel yüksekliği, (3.4) denklemini yardımı ile tayin edilir. n idealite faktörü ise,

$$n = \frac{1}{C_2} = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.5)$$

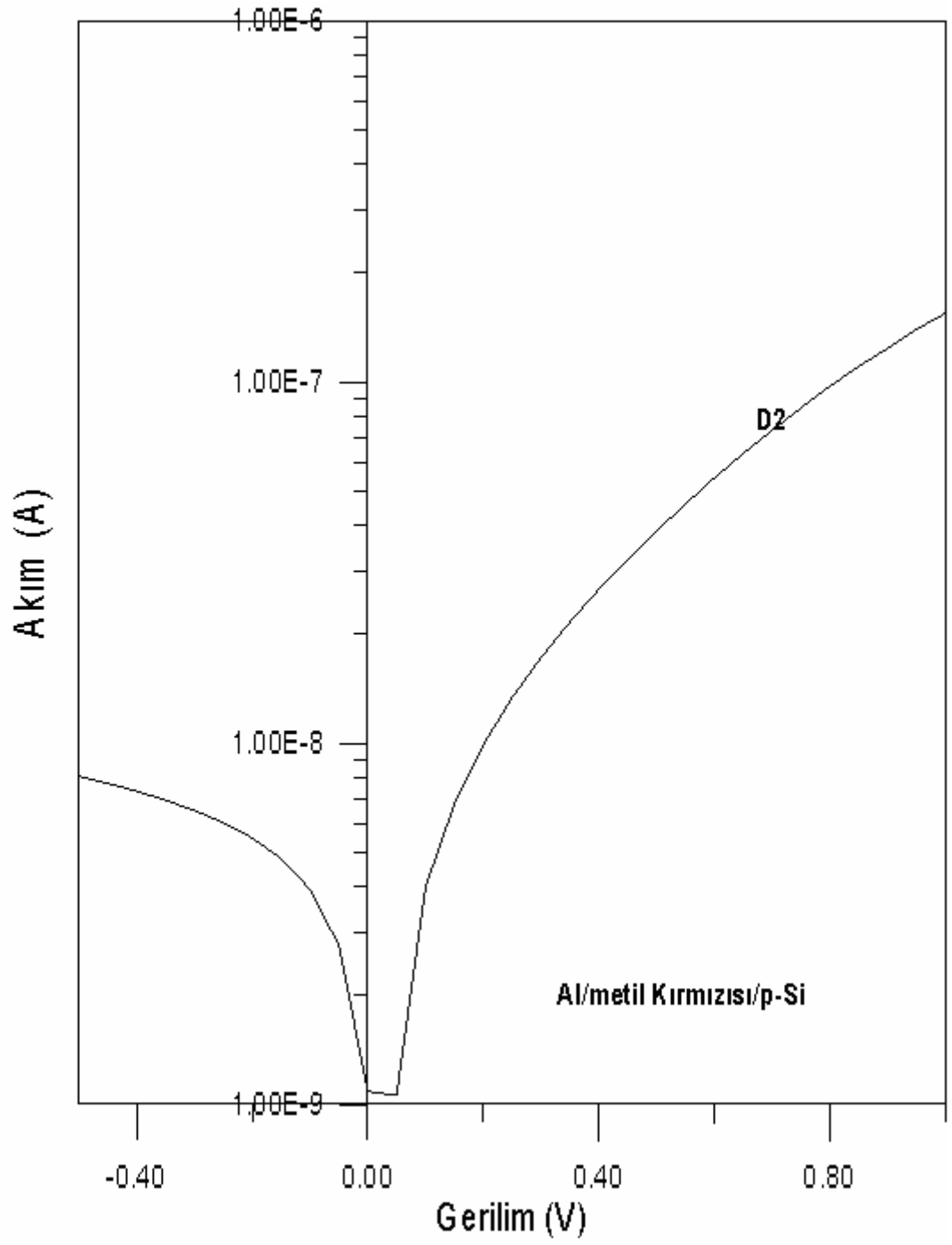
düz belsem $\ln I$ - V grafiğinin doğru kısmının eğiminden elde edilir. Her iki diyotun

deneysel lnI-V grafiği Şekil 3.3 ve 3.4'de verilmiştir.

Őekillerde g r ld ğu gibi her iki diyotunda lnI-V grafikleri tam lineer değil. $2,5 \times 10^{-3} \text{M}$  zelti ile hazırlanmış D1 diyotunun lnI-V grafiğinden sırasıyla engel y kseklilđi ve idealite fakt r n , 0.821 eV ve 1.21 olarak hesapladık. $1 \times 10^{-4} \text{M}$  zelti ile hazırlanmış D2 diyotunun lnI-V grafiğinden sırasıyla engel y kseklilđi ve idealite fakt r n , 0.828 eV ve 1.45 olarak hesapladık. Buradan daha yoğun  zelti ile oluŐturmuŐ olduğumuz Al/metil kırmızı/si yapısının ideale daha yakın olduğu g zlendi.



Şekil 3.3. D1 diyotunun lnI-V grafiği



Şekil 3.4. D2 diyotunun lnI-V grafiği

Ayrıca (3.2) denkleminde Ψ_s ,

$$\Psi_s = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I}\right) - V_p \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. (3.6) denklemi yardımı ile uygulanan düz belsem gerilime karşı Ψ_s değerleri elde edildi. Elde edilen Ψ_s değerlerinin düz belsem gerilime karşı grafiği Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'da görülmektedir. Ψ_s -V grafiğinden yararlanarak idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri elde edildi. Φ_b engel yüksekliği,

$$\Phi_b = \Psi_s(I_c, V_c) + C_2 V_c + V_p \quad (3.7)$$

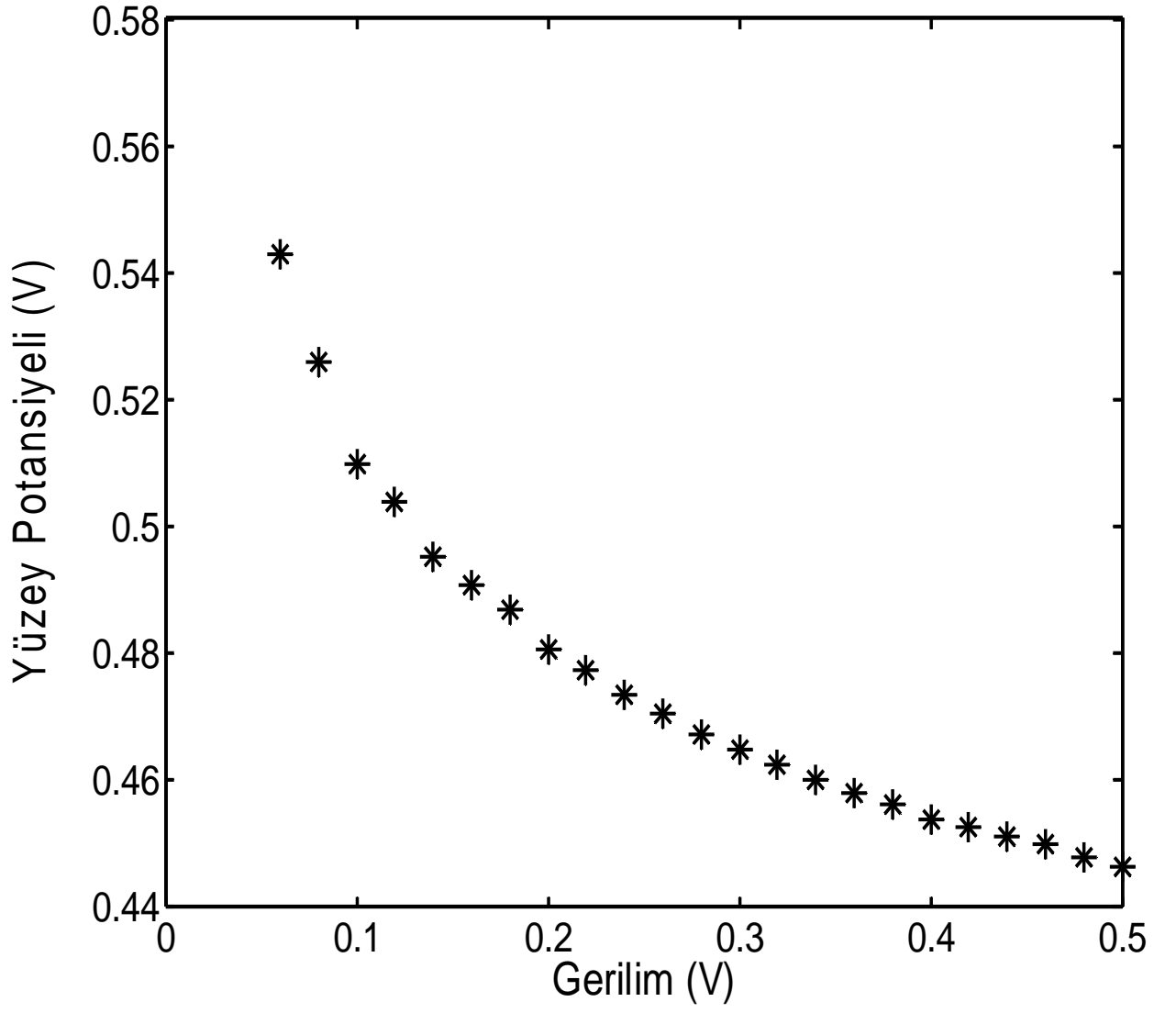
ile verilir. Ψ_s -V grafiğinde Ψ_s kritik gerilim V_c 'ye kadar lineer olarak azalır. Ayrıca C_2 değeri,

$$-C_2 = \left(\frac{d\Psi_s}{dV}\right)_{I_c, V_c} \quad (3.8)$$

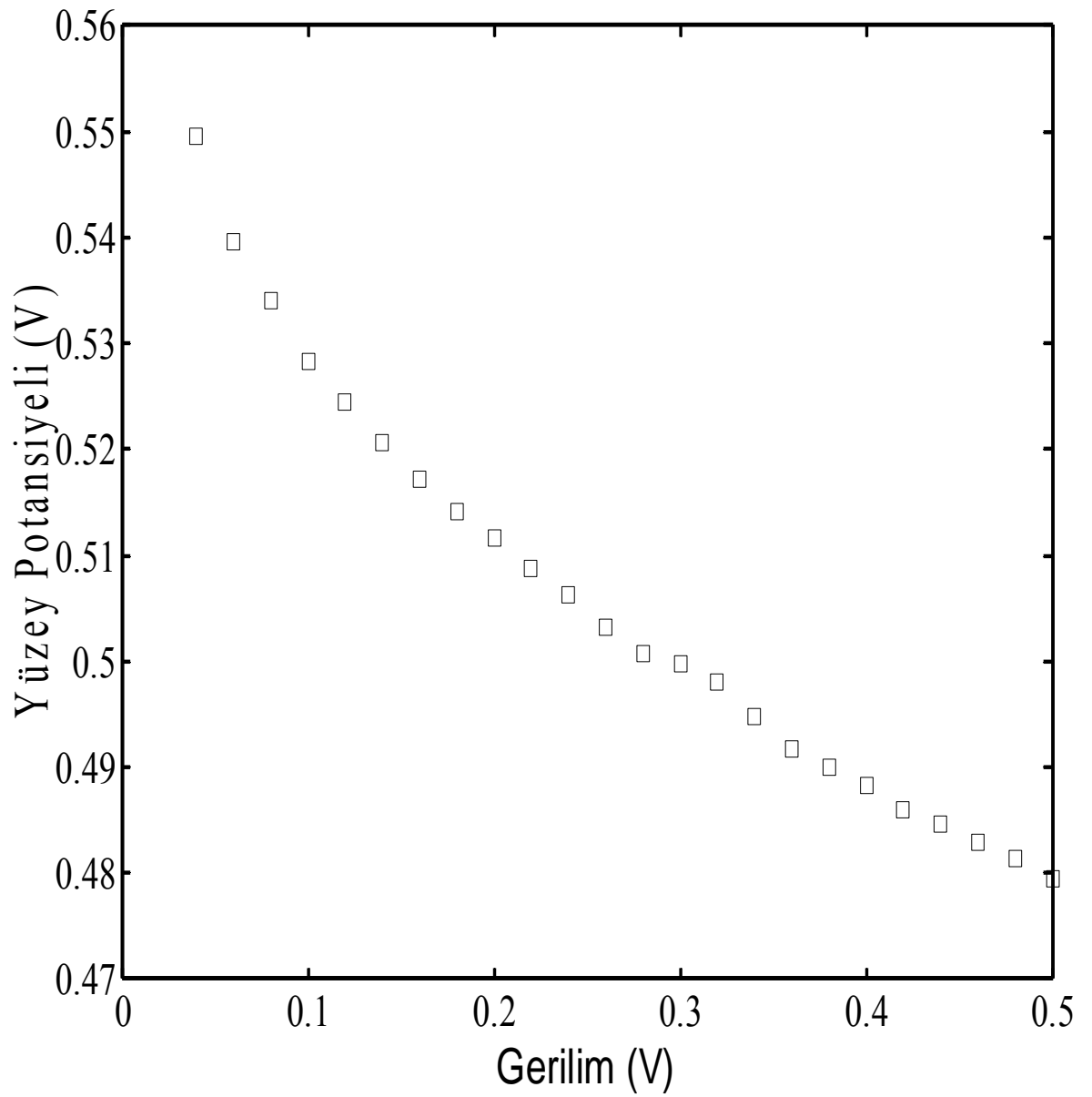
ile verilir. Kritik V_c değerine karşı gelen $\Psi_s(I_c, V_c)$ değerleri ve formül (3.8) yardımı ile elde edilen C_2 değerleri denklem (3.7) de yerine konularak Φ_b değerleri elde edildi.

Ayrıca $\frac{1}{C_2} = n$ 'den yararlanarak idealite faktörleri elde edildi.

$2,5 \times 10^{-3}M$ çözelti ile hazırlanmış D1 diyotunun Ψ_s -V grafiğinden sırasıyla engel yüksekliği ve idealite faktörünü, 0.820 eV ve 1.21 olarak hesapladık. $1 \times 10^{-4}M$ çözelti ile hazırlanmış D2 diyotunun Ψ_s -V grafiğinden sırasıyla engel yüksekliği ve idealite faktörünü, 0.786 eV ve 2.02 olarak hesapladık. Burada her iki yöntemle hesaplanan D1 diyotunun idealite faktörü değerlerinin aynı olduğunu ve engel yüksekliğinin ise yaklaşık olarak aynı olduğunu gördük. Fakat D2 diyotu için bu değerlerin önemli oranda farklı olduğunu gördük. Elde edilen tüm değerler Tablo 1'de verilmiştir.



Şekil 3.5.D1 diyotunun Ψ_s -V grafiği



Şekil 3.6. D2 diyotunun Ψ_s -V grafiği

	İdealite Faktörü		Engel Yüksekliği	
	lnI-V	Ψ_s -V (eV)	lnI-V	Ψ_s -V (eV)
D1	1.21	1.21	0.821	0.820
D2	1.45	2.02	0.828	0.786

Tablo 1. D1 ve D2 diyotlarının lnI-V ve Ψ_s -V grafiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri

Gerilimde (a.c.) δV artması ile diyotun yüzey potansiyeli $\delta\Psi_s$, uzay yük yoğunluğu δQ_{sc} ve arayüzey yük yoğunluğu δQ_{ss} şeklinde değişir. Yüzey potansiyelindeki değişimden dolayı akım yoğunluğundaki değişim,

$$\delta = -\frac{jq}{kT} \delta\Psi_s \quad (3.9)$$

ile verilir (13). δQ_{sc} ve δQ_{ss} ,

$$\delta Q_{sc} = \left(\frac{\partial Q_{sc}}{\partial \Psi_s} \right) \delta\Psi_s, \quad \delta Q_{it} = \left(\frac{\partial Q_{it}}{\partial \Psi_s} \right) \delta\Psi_s \quad (3.10)$$

ile verilir. Düşük frekanslarda, arayüzey durumları a.c. sinyali takip edebilir ve düşük frekans kapasitesi (C_{DF}),

$$C_{DF} = \frac{\sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_a}{2\Psi_s} + qN_{ss}}}{\left[1 + \frac{qjR_s}{kT} + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_a}{2\Psi_s} + qN_{ss}} \right) \right]} \quad (3.11)$$

ile verilir. Burada δ arayüzey tabakasının kalınlığı, N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu, ε_i arayüzey oksit tabakasının permittivitesi (elektriksel geçirgenliği) ve ε_s yarıiletkenin permittivitesidir (elektriksel geçirgenliğidir).

Yüksek frekanslarda, arayüzey durumları a.c. sinyali takip edemez ve yüksek frekans kapasitesi (C_{YF}),

$$C_{YF} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_a}{2\Psi_s}} \left(1 + \frac{qjR_s}{kT} + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_a}{2\Psi_s}} \right) \quad (3.12)$$

ile verilir. (3.11) ve (3.12) eşitliklerinden,

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \frac{C_1}{C_{YF}} \frac{C_{YF} - C_{DF}}{C_{DF} - C_1} \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a}{2\Psi_s}} \quad (3.13)$$

elde edilir. Burada $C_1 = \delta/\epsilon_i$ dir. $C_1 \gg C_{DF}$ olması durumunda,

$$N_{ss} \approx \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a}{2\Psi_s}} \frac{(C_{DF} - C_{YF})}{qC_{YF}} \quad (3.14)$$

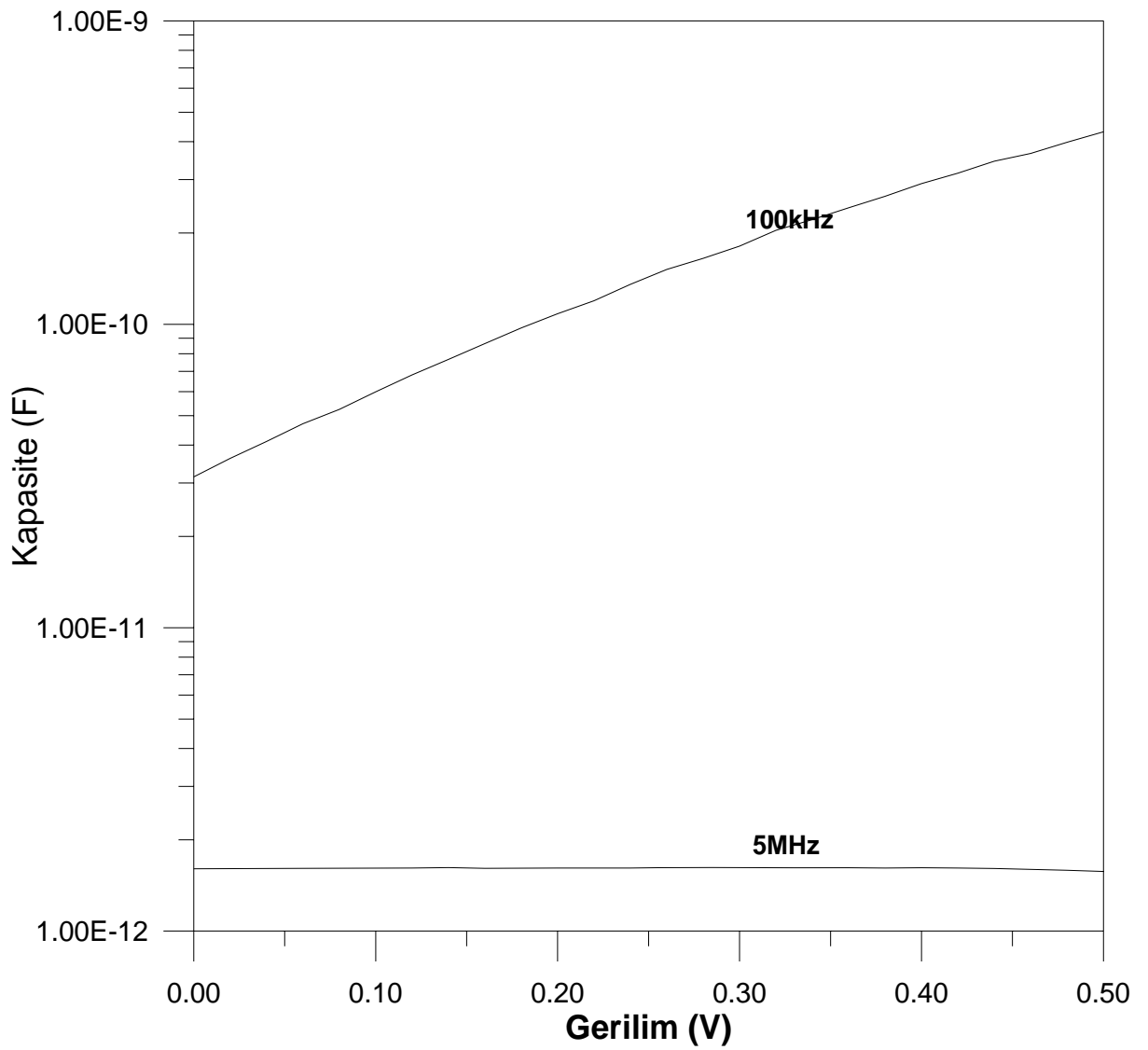
elde edilir. Deneysel C_{YF} , C_{DF} ve Ψ_s değerlerinden arayüzey durum yoğunluğu N_{ss} elde edilir.

p tipi yarıiletkenler için yarıiletken yüzeyde, valans bandın tepesine göre arayüzey durumlarının enerjileri, E_{ss} ,

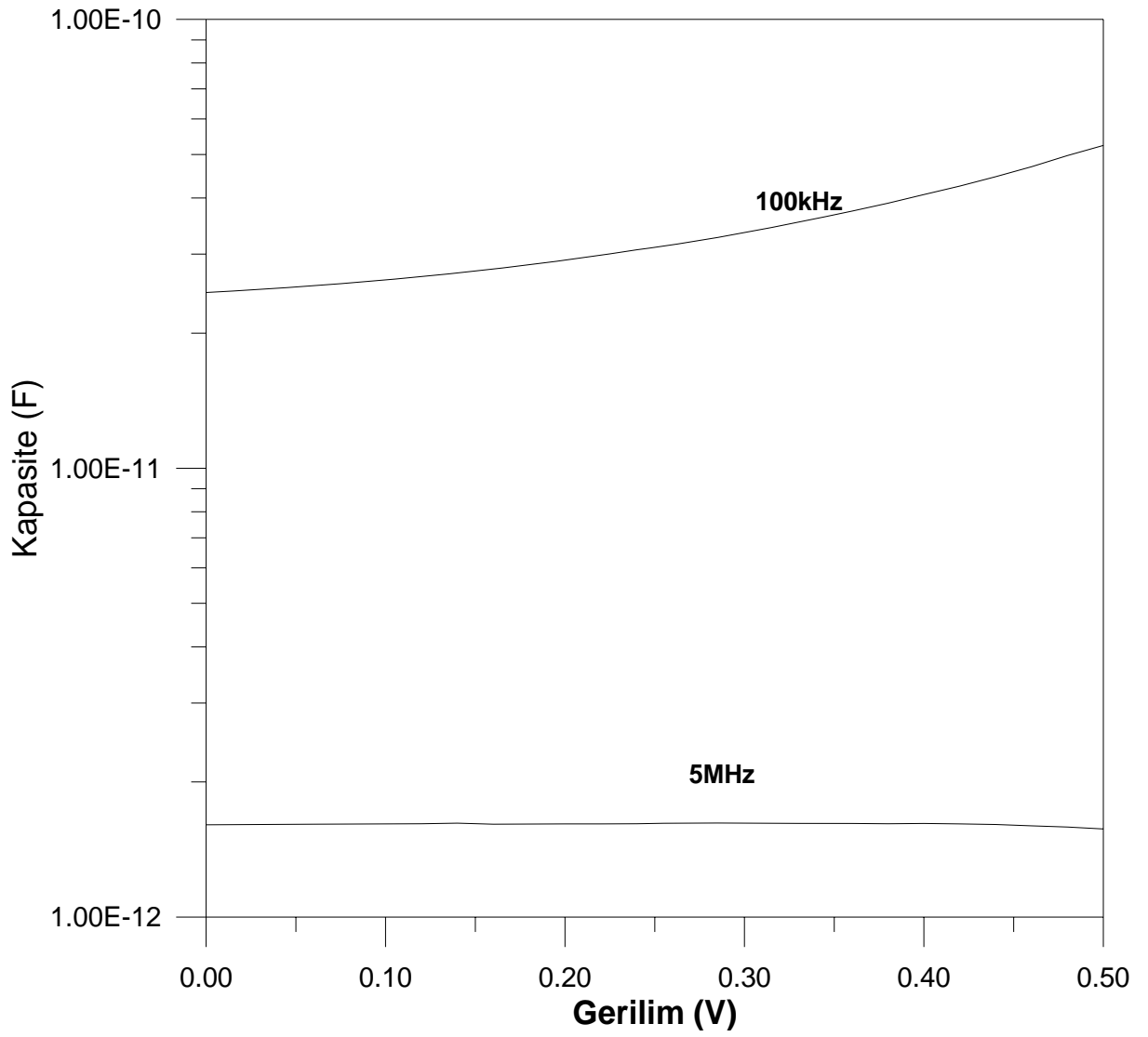
$$E_s - E_v = q\Phi_e - qV \quad (3.15)$$

denklemleri ile verilir (34).

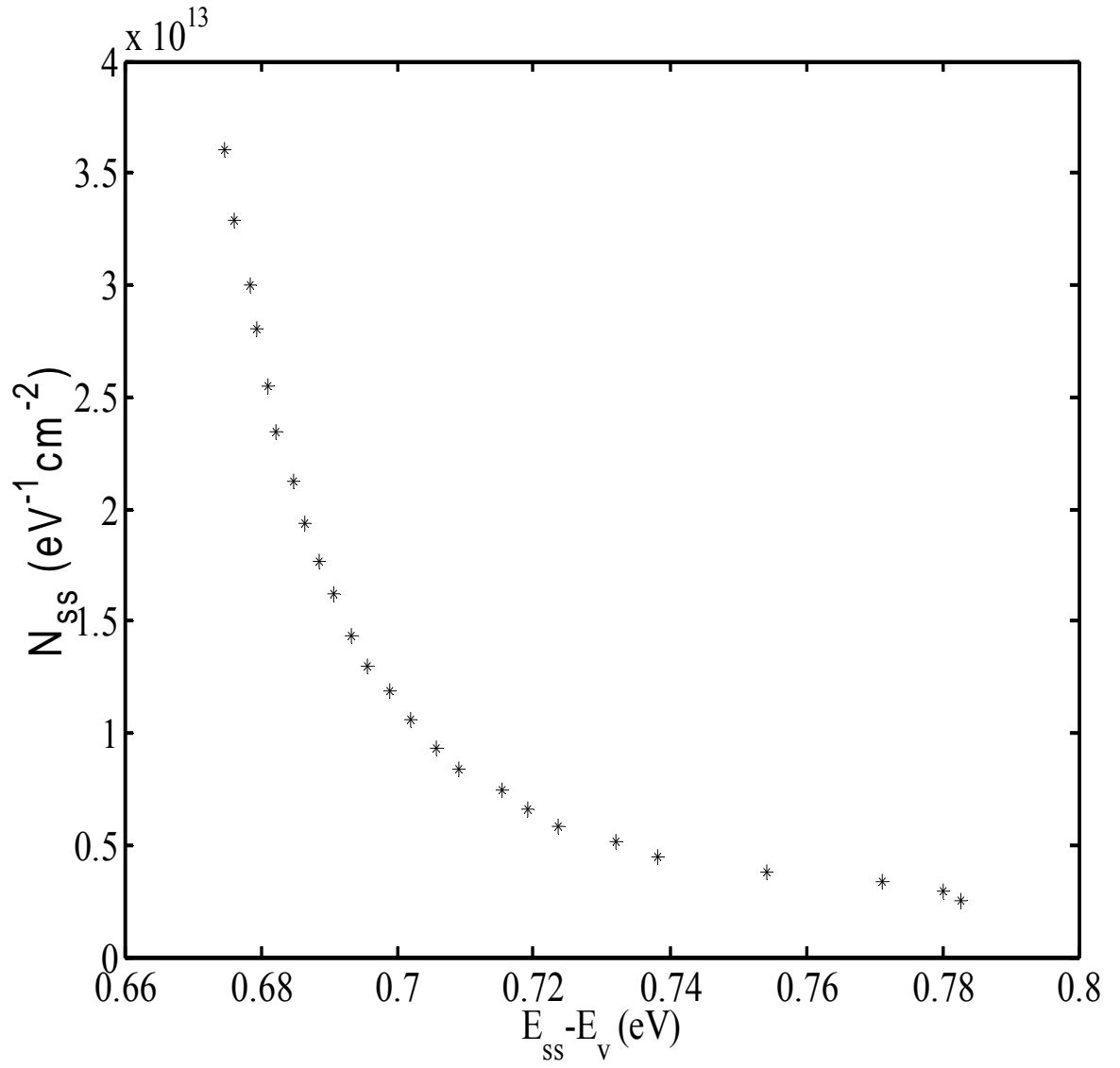
D1 ve D2 diyotlarının yüksek (5MHz) ve düşük (100kHz) frekanslarda kapasite-gerilim grafikleri Şekil 3.7 ve 3.8'de gösterilmektedir. Her iki diyotun arayüzey durum yoğunluk, N_{ss} , değerleri deneysel yüksek frekans ve düşük frekans kapasite değerleri (C_{YF} ve C_{DF}) denklem (3.13) yardımıyla hesaplandı. Yüzey potansiyel değerleri deneysel I-V verileri ile ve N_{ss} değerleri uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak elde edildi. Elde edilen bu değerler denklem (3.15) kullanılarak, $E_{ss} - E_v$ fonksiyonuna çevrildi. Elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım eğrileri Şekil 3.9 ve 3.10'da gösterilmektedir. D1 diyotu için arayüzey durumlarının, N_{ss} , $3.605 \times 10^{13} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ ($0.675 - E_v$ için) ile $2.542 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ ($0.783 - E_v$ için) aralığında ve D2 diyotu için arayüzey durumlarının, N_{ss} , $4.162 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ ($0.697 - E_v$ için) ile $1.699 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ ($0.791 - E_v$ için) aralığında olduğu hesaplandı.



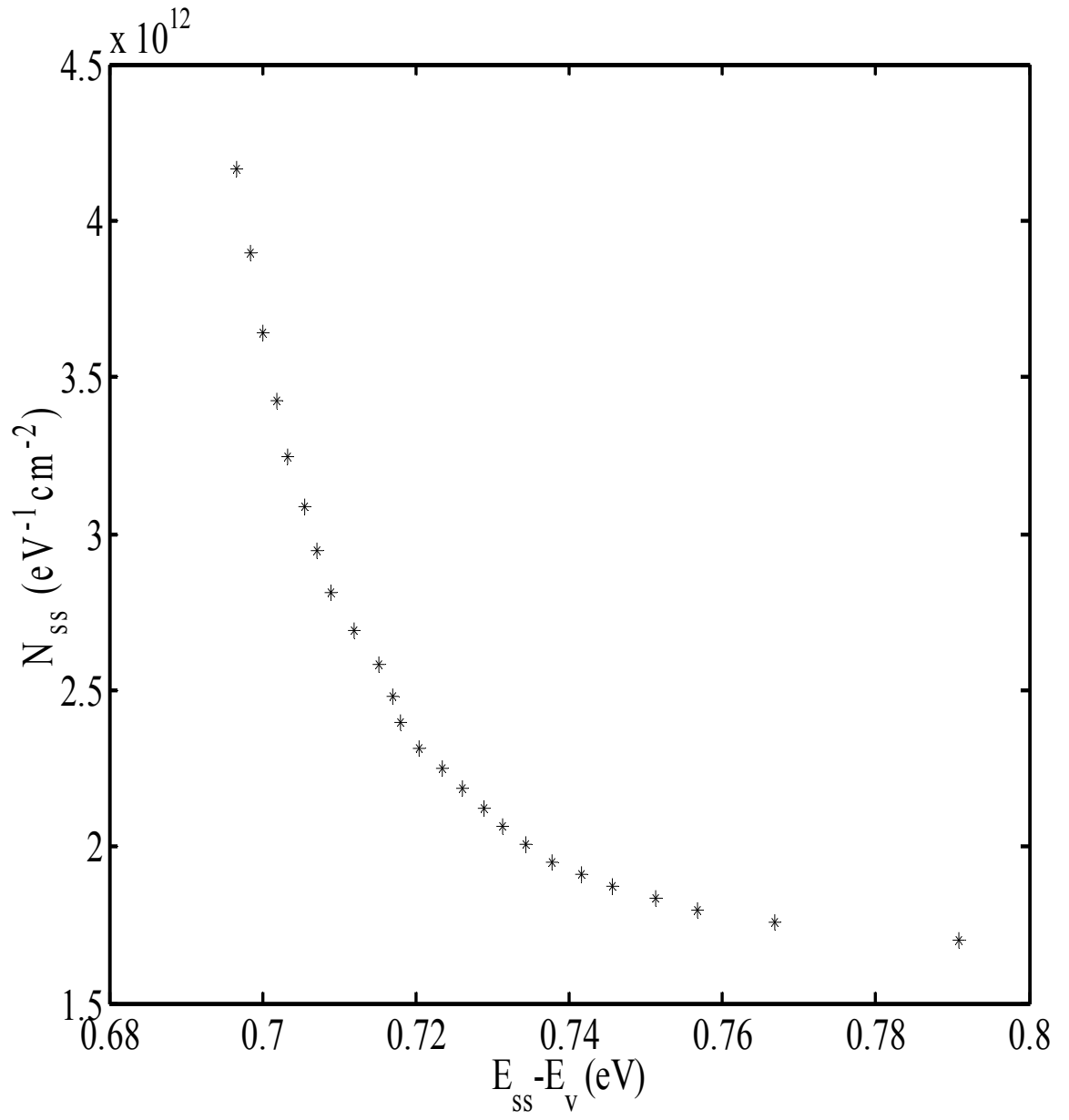
Şekil 3.7 D1 diyotunun yüksek frekans (5Mz) ve düşük frekans (100kHz) kapasite-gerilim grafiği



Şekil 3.8 D2 diyotunun yüksek frekans (5Mz)ve düşük frekans (100kHz) kapasite-gerilim grafiği



Şekil 3.9 D1 diyotunun arayüzey durum yoğunluğunun, arayüzey durum enerjisine göre değişimi



Şekil 3.10 D2 diyotunun arayüzey durum yoğunluğunun, arayüzey durum enerjisine göre değişimi

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada, [100] yönelimine sahip, öz direnci 1-10Ωcm olan p-Si kristalleri kullanıldı. Kloroformda oluşturulan $2,5 \times 10^{-3} \text{M}$ ve $1 \times 10^{-4} \text{M}$ yoğunluğa sahip metil kırmızısı çözeltilerinin p-Si üzerine doğrudan eklenmesi ve çözücünün buharlaştırılması ile iki farklı Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotları oluşturuldu. Bu çalışmadaki amacımız, bu iki Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotlarının idealite faktörlerini, engel yüksekliklerini ve arayüzey durumlarını karşılaştırmaktır. Bu amaçla, Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky engel diyotlarının elektronik ve arayüzey durum yoğunluk dağılım özellikleri oda sıcaklığında (I-V) ve (C-V) karakteristiklerinden (düşük ve yüksek frekans) elde edildi.

Şekil 3.3 ve 3.4, D1 ve D2 diyotlarının doğrultucu özelliğe sahip olduklarını göstermektedir. Fakat elde edilen InI-V grafiklerinin lineer olmaması bu diyotların ideal olmadıklarını göstermektedir. Bu ideal olmayış; arayüzey hallerine ve arayüzey tabakasına atfedilebilir (2,15,50,51). InI-V grafikleri kullanılarak D1 ve D2 diyotlarının idealite faktörleri ve engel yükseklikleri sırasıyla, 1.21, 0.821eV ve 1.46, 0.028eV olarak hesaplanmıştır. Forrest ve arkadaşları (55) Si/PTCDA/Sn MIS diyotlarının Φ_b ve n değerlerini sırasıyla 0.73 ve 2.0 olarak rapor etmiştir. Aydın ve arkadaşları (44) n-Si üzerine β-karoten çözeltisinin damlatılması ile elde edilen Au/β-karoten/n-Si diyotlarının Φ_b ve n değerlerini sırasıyla 0.80 ve 1.32 olarak elde etmişlerdir. Al/metil kırmızısı/p-Si Schottky diyotlarının idealite faktörlerini 1.21 ve 1.46 olarak bulunması p-Si ile metil kırmızısı arasında oksit tabaka olduğunu göstermektedir (32,33,38,41). Bu oksit tabakalar p-Si yüzeyine metil kırmızısı çözeltisi damlatılmadan önce oluşmuş olabilir (41,45). Arayüzeylerdeki oksit tabaka yüzeyin hazırlanması ve metalin buharlaştırılması esnasında da oluşmuş olabilir (32,39,41,50). Si yüzeyi olağan parlatma ve kimyasal aşındırma teknikleri ile yapılıyor ve buharlaştırma işlemi 10^{-5} Torr mertebesindeki bir vakum ortamda yapılıyor ise Si yüzeyinde ince bir oksit tabakanın oluşması kaçınılmazdır. Yeterince kalın arayüzey tabakada arayüzey durumları inorganik yarıiletken (p-Si) ile dengededir ve metal ile etkileşmezler (50,56) Al/metil kırmızısı/p-Si yapılarının arayüzey durumlarının ölçülebilirliği, doğal oksit tabaka ve metil kırmızısı tabakalarının dikkate alınmasını gerektirir (56). Burada D2 diyotunun idealite faktörünün D1 diyotunun idealite faktöründen büyük çıkması yoğun çözelti ile

hazırlanan diyotun oksit tabakasının az olmasına atfedildi.

D1 ve D2 diyotlarının $\Psi - V$ grafikleri sırasıyla Şekil 3.5 ve 3.6'da gösterilmiştir. Denklem (3.7) ve (3.8) yardımıyla D1 ve D2 diyotlarının engel yükseklikleri ve idealite faktörleri sırasıyla 0.820eV, 1.21 ve 0.786, 2.02 olarak hesaplandı. D1 diyotunun InI-V ve $\Psi_s - V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörleri aynı çıkarken engel yüksekliklerinin neredeyse aynı olduğu ve her iki yöntemi bu diyot için birbirlerini doğruladıkları görüldü. D2 diyotunda ise, özellikle, her iki yöntemle elde edilen idealite faktörleri arasında önemli bir fark olduğu gözlemlendi.

D1 ve D2 diyotlarının yüksek (5MHz) ve düşük (100kHz) frekanslarda kapasite-gerilim grafikleri Şekil 3.7 ve 3.8'de gösterilmektedir. Her iki diyot için düşük frekansta kapasite değerleri gerilim arttıkça artar iken, yüksek frekans kapasite değerlerinin neredeyse sabit kaldığı görüldü. Her iki diyotun arayüzey durum yoğunluk, N_{ss} , değerleri deneysel yüksek frekans ve düşük frekans kapasite değerleri (C_{YF} ve C_{DF}) denklem (3.13) yardımıyla hesaplandı. Yüzey potansiyel değerleri deneysel I-V verileri ile ve N_{ss} değerleri uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak elde edildi. Elde edilen bu değerler denklem (3.15) kullanılarak, $E_{ss} - E_V$ fonksiyonuna çevrilir. Elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım eğrileri Şekil 3.9 ve 3.10'da gösterilmektedir. D1 diyotu için arayüzey durumları, N_{ss} , $3.605 \times 10^{13} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ (0.675- E_V için) ile $2.542 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ (0.783- E_V için) aralığındadır. D2 diyotu için arayüzey durumları, N_{ss} , $4.162 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ (0.697- E_V için) ile $1.699 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{eV}^{-1}$ (0.791- E_V için) aralığındadır. Her iki diyot için arayüzey durum yoğunlukları band ortasından valans band tepesine doğru üstel bir şekilde artmaktadır. Şekil (3.7) ve (3.8)'in şekilleri verilen referanslarla uyum içerisindedir (29,33,38,57,58). Elde edilen bu sonuçlarda, seyreltik çözelti ile hazırlanan D2 diyotunun N_{ss} değerlerinin daha az olduğu hesaplandı..

Bu sonuçlarla, polimerik olmayan organik bileşik ile yarıiletken arasındaki arayüzey durumlarının ve arayüzey tabakasının Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin belirlenmesinde önemli role sahip oldukları gözlemlendi. Arayüzey tabakanın varlığı, arayüzey durumları ve sabit yüzey yükleri, ideal Schottky diyot karakteristiklerine uymayan Schottky diyotların elde edilmesine sebep olmaktadır. Bundan dolayı, arayüzey tabakanın Schottky diyotların performansına ve güvenilirliğine doğrudan etki ettiği söylenebilir.

KAYNAKLAR

- (1) RODERIK, E. H. and WILLIAMS, R. H., 1988, Metal-Semiconductor Contacts, Claredon Pres, Second Edition, Oxford.
- (2) SZE, S. M., 1981, Physics of Semiconductor Devices, J. W. and Sons Inc. New York.
- (3) OKUMURA, T., KENESHIRO, C, 1999, Ideal GaAs Schottky Contacts Fabricated bu in Situ Photoelectrochemical Etching and Electrodeposition, Electronics an Communication in Japan, Part 2, 82, 5.
- (4) KILIÇOĞLU, T., 1988, Anodik Oksitli Al/SiO₂/Si Yapılarını Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır.
- (5) BOZKURT, A., ERÇELEBİ, Ç., TOPPARE, L., 1997, Electrical properties of polypyrrole/polyindene composite/metal junctions, Synthetic Metals, 87, 219-223.
- (6) KEIICHI, K., WATARU T., 2001, Fabrication and characteristics of Schottky diodes based on regioregular poly(3-hexylthiophene)/Al junction, Current Applied Physics, 355-361
- (7) ABRAHAGIR, P. S., SARASWATHI, R., 2000, Junction Properties of metal/Polypyrrole Schottky Barriers, Journal of Applied Polymer Science, 81, 2127-2135.
- (8) TAGMOUTI, S., OUERUAGLI, A., OUTZOURHIT. A., KHAIDAR, M., AMEZIANE, El. L., YASSAR, A. YOUSOUFFI, H. K., GARNIER, F., 1997, Electrical and structural properties of refractory metal Mo/poly (3-methylthiophene) Schottky barrier diodes, Synthetic Metals, 87, 109-113.
- (9) NOZU, S., MATSUDA, K. and SUGINO, T., 1999. Characterization of GaAs Surface Treated with Remote PH₃ Plasm.JpnJ.Appl.Phys., 38, L295-L297

- (10) AYDIN M.E., 2003, Metal/yarıiletken ve metal/oksit/yarıiletken Pb/p-Si ve Pb/n-Si Schottky engel diyotlarının karakteristik parametreleri ve arayüzey hallerinin enerji dağılımının belirlenmesi, Doktora Tezi, D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır.
- (11) SCHOTTKY, W., Phys. 215 (1914)
- (12) SZE, S.M., CROWELL, C.R., KOHNG, D.,_Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant For Hot Electrons in Schottky Barriers, J.Appl.Phys. 35,2534 (1964)
- (13) SCHOTTKY . W., SPENKE, E., 1939, Wiss. Verbffentl Siemens-Werken 18,225
- (14) WILSON, A.H., Proc.R.Soc, London, Ser. A, 136,487 (1932)
- (15) COWLEY, A.M., SZE, S.M., Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems J.Appl.Phys. 36, 3212 (1965)
- (16) CARD, H.C., RHODERICK, E.H., 1971. Studies of tunnel M O S diodes I. interface effects in Silicon Schottky diodes. J. Phys. D: Appl. Phys., 4,1589.
- (17) CHATTOPADHYAY, P., KUMAR, V., 1988, Experimental investigation of the dependence of barrier height on metal work function for metal-SiO₂-p-Si (MIS) Schottky-barrier diodes in the presence of inversion, Solid-St.Elc. 3,143
- (18) MÖNCH, W. 1987. Role of virtual gap states and defects in metal-semiconductor contacts, The American Physical Society 58, 12, 1260.
- (19) TUNG, T. RAYMOND, 2001, Recent advances in Schottky barrier concept, Materials Science and Engineering 35, 1-138
- (20) CHEUNG, S.K., CHEUNG, N.W., 1986. Extracation of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. J.Appl.Phys., Let., 49, 85-87.

- (21) SATO, K., YASUMURA, Y., 1985. Study of forward I-V plot for the Schottky diodes with high series resistance. J. Appl. Phys., 58,3655-3657
- (22) CIBILS, R.M., BUITRAGO, R., 1985. Forward I-V plot for non-ideal Schottky diodes with high series resistance. J. Appl. Phys., 58, 1075-1077
- (23) LEE, T.C., FUNG, S., BELING, C.D., AU, M.L., 1992. A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance, and barrier height for Schottky diodes. J. Appl. Phys., 72, 4739-4742.
- (24) TÜRÜT, A., BATI, B., KÖKÇE, A., SAĞLAM, M., YALÇIN, N., 1996. The Bias- Dependence Charge of Barrier Height of Schottky Diodes under Forward Bias by including the series Resistance Effect, Phys. Scripta. 53, 118-122.
- (25) AYDIN, M.E., AKKILIÇ, K., KILIÇOĞLU, T., 2006. The importance of the series resistance in calculating the characteristic parameters of the Schottky contacts, Applied Surface Science, 352, 312
- (26) KAMINSKI, A., MARCHAND, J.J., LAUGIER, A., 1999. I-V Method to extract Junction Parameters with Special Emphasis on Low Series Resistance. Solid State Electron., 43,741-745.
- (27) EL-ADAWI, M.K., AL-NUAIM, I.A., 2002. A method to determine the solar cell series resistance from I-V. Characteristic curve considering its shunt resistance-new approach. Vacuum, 64, 33-36.
- (28) CROWEL, C.R., ROBERTS, G.I., 1969. Surface State and interface Effect on the Capacitance -Voltage Relationship in Schottky Barriers. J. Appl. Phys., 40, 3726-3730
- (29) TSENG, H.H., WU, C.Y., 1987. 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.

- (30) TÜRÜT, A., SAĞLAM, M., 1992. Determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them. Physica B, 179, 285-2.
- (31) CHATTOPADHYAY, P., SANYAL, S., 1995 Capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diode in the presence of deep-level impurities and series resistance, Applied Surface Science, 89, 205
- (32) CHATTOPADHYAY, P., 1996 Capacitance technique for determination of interface state density of a metal-semiconductor contact, Solid-State Electron. 39, 1491
- (33) PANDEY, S., KAL, K., 1998, A Simple approach to the capacitance technique for determination of interface state density of a metal-semiconductor contact, Solid-State Electron., 42, 943.
- (34) ÇAKAR, M., TEMİRCİ, C., TÜRÜT, A., TÜRÜT, 2002, Determination of the density distribution of interface states from high- and low-frequency capacitance characteristics of the Tin/organic pronine-b/p-type silicon structure, Chemphyschem, 8, 701
- (35) SZATKOWSKI, J., SIERANSKI, K., 1992, Simple interface-layer model for the nonideal characteristics of the Schottky-barrier diode , Solid-St. Electron., 35, 1013
- (36) TÜRÜT, A., SAĞLAM, M., 1992, Determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them, Physica B, 179, 285
- (37) HORVART, Z.S, 1998, Evaluation of the interface state energy distribution from Schottky I-V characteristic, J. Appl. Phys. 63, 976
- (38) CHATTOPADHYAY, S. ,BERA, L.K., RAY, S.K., BOSE, P.K., MAITI, C.K., Extraction of interface state density of Pt/p-strained-Si Schottky diode, Thin Solid Films 335 (1998) 142.

- (39) COVA, P., SINGH, A., MEDINA, A., MASUT, R. A., 1998, Effect of doping on the forward current-transport mechanisms in a metal-insulator-semiconductor contact to InP:Zn grown by metal organic vapor phase epitaxy, Solid-State Electron. 42 (1998) 477.
- (40) ÇETINKARA, H. A., SAĞLAM, M., TÜRÜT, A., YALÇIN, N., 1999, The effects of the time-dependent and exposure time to air on Au/epilayer n-Si Schottky diodes Eur.Phys.J.Ap.,6,89
- (41) TÜRÜT, A., KÖLELİ, F., Semiconductive polymer-based Schottky diode, J. Appl. Phys. 72 (1992) 818.
- (42) JONES, F.E., WOOD, B.P. MYERS, J. A., HAFFER C.D., LONERGAN, M.C., Current transport and the role of barrier inhomogeneities at the high barrier n-InP | poly(pyrrole) interface J. Appl. Phys. 86(1999)6431.
- (43) FORREST, S.R., KAPLAN, M.L., SCHMIDT, P.H., FELDMANN. W.L., YANOWSKI E., Organic-on-inorganic semiconductor contact barrier devices , Appl. Phys. Lett. 41 (1982) 90.
- (44) AYDIN, M.E., KILIÇOĞLU, T., AKKILIÇ, K., HOŞGÖREN, H., 2006, The calculation of electronic parameters of an Au/ β -carotene/n-Si Schottky barrier diode, Physica B 381, 113.
- (45) ANTOHE, S., TOMOZEIU, N., GOGONEA, S., Properties of the Organic-on-Inorganic Semiconductor Barrier Contact Diodes: In/PTCDI/p-Si and Ag/CuPc/p-Si, Phys. Stat. Sol. (a) 125 (1991) 397.
- (46) ZIEL, A.V., 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, P.97-245
- (47) TEMİRCİ, C., 2000, Anodik Oksidasyon Metoduyla Yüksek Engelli ve Yüzey Pasivasyonlu Sn/p-Si Schottky Diyotlarının Fabrikasyonu, Dok. Tez. Ata. Üniv. Basımevi, ERZURUM

- (48) BARDEEN, J., 1947, Surface state and rectification at a metal-semiconductor contact. Phys. Rev., 71,717
- (49) ANDREWSS, J.M., LEPSALTER, M.P.,1970, Chemical Bonding and Structure of Metal-Semiconductor Interfaces, Solid St. Electron,13, 1011
- (50) RHODERICK, E. H. , WILLIAMS, R. H. , 1988, Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford University Press, p.20, 48
- (51) CROWELL, C.R., SZE, S.M. 1966, Current Transport in Metal-Semiconductor Barrier Diode, Solid St. Elec.,9,1035
- (52) WU, X., YANG, E.S., Interface capacitance in metal-semiconductor junctions , J. Appl. Phys.65, 3560 (1989)
- (53) SINGH A., Solid State Electron 28, 223, (1985)
- (54) SINGH A, REINHARDT, K.C., ANDERSON, W.A., Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-insulator-semiconductor junctions, J.Appl. Phys. 68,3475 (1990)
- (55) FORREST S. R. , KAPLAN, M. L. , SCHIMIDT, P. H. , 1984, Organic-on-inorganic semiconductor contact barrier diodes. J. Appl. Phys.,55, 1492
- (56) ÇAKAR, M., ONGANER, Y., TÜRÜT, A., 2002, The nonpolymeric organic compound (pyronine-B)/p-type silicon/Sn contact barrier devices, Synth. Met. 126 , 213
- (57) KILIÇOĞLU, T., ASUBAY, S.,2005, The effect of native oxide layer on some electronic parameters of Au/n-Si/Au-Sb Schottky barrier diodes , PhysicaB 368, 58
- (58) ASUBAY, S., 1995, Arayüzey Tabakalı ve Arayüzey Tabakasız Au-Sb/n-Si/Au Schottky Diyodların Karakteristik Parametrelerinin Teorik ve Deneysel Karşılaştırılması, Yüksek Lisans Tezi, D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır.

ŞEKİLLER VE TABLOLAR DİZİNİ

Şekil 2.1 Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı a)Kontaktan önce, b) Kontaktan sonra termal dengede, c) $V \neq 0$ olması durumunda.....	8
Şekil 2.2 Metal p-tipi yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı a)Kontaktan önce b) Kontaktan sonra ve termal dengede c) $V \neq 0$ olması durumunda	10
Şekil 2.3 P+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı.....	11
Şekil 2.4. Düz beslem altındaki metal yarıiletken Schottky kontakta imaj azalma etkisine ait enerji-bant diyagramı	13
Şekil 3.1. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması	32
Şekil 3.2. Metil kırmızısı ($(\text{CH}_3)_2\text{NC}_6\text{H}_4\text{N}=\text{NC}_6\text{H}_4\text{COOH}$)'nın meloküler yapısı	33
Şekil 3.3. D1 diyotunun $\ln I-V$ grafiği.....	36
Şekil 3.4. D2 diyotunun $\ln I-V$ grafiği.....	37
Şekil 3.5.D1 diyotunun Ψ_s-V grafiği.....	39
Şekil 3.6.D2 diyotunun Ψ_s-V grafiği	40
Şekil 3.7 D1 diyotunun yüksek frekans (5Mz)ve düşük frekans (100kHz) kapasite-gerilim grafiği	43
Şekil 3.8 D2 diyotunun yüksek frekans (5Mz)ve düşük frekans (100kHz) kapasite-gerilim grafiği.....	44

Şekil 3.9 D1 diyotunun arayüzey durum yoğunluğunun, arayüzey durum enerjisine göre değişimi45

Şekil 3.10 D2 diyotunun arayüzey durum yoğunluğunun, arayüzey durum enerjisine göre değişimi46

Tablo 1. D1 ve D2 diyotlarının $\ln I$ - V ve Ψ_s - V grafiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri40

ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında İstanbul'da doğdum. İlköğrenimimi Manisa ve Diyarbakır'da aldıktan sonra Mersin Fen Lisesi'ni kazandım. Ortaöğrenimimi Mersin'de tamamladım. 2002 Yılında ODTÜ Fen Edebiyat Fizik Bölümü'nden mezun oldum. Aynı yıl İngilizce öğretmeni olarak görev yapmaya başladım. Halen Diyarbakır Rekabet Kurumu Lisesi İngilizce öğretmeni olarak görev yapmaktayım.