

**Ti/n-GaAs/In METAL/YARIİLETKEN/METAL
KONTAKLARIN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI
AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ
KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Fatma URHAN

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Çiğdem NUHOĞLU
2013
Her Hakkı Saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Ti/n-GaAs/In METAL/YARIİLETKEN/METAL KONTAKLARIN
NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-
VOLTAJ KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Fatma URHAN

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERZURUM
2013**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

Ti/n-GaAs/In Metal/Yarıiletken/Metal Kontaktların Numune Sıcaklığına Bağlı Akım-Voltaj ve Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi

Prof.Dr.Çiğdem NUHOĞLU danışmanlığında, Fatma URHAN tarafından hazırlanan bu çalışma 24/06/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak ~~oy birliği/oy çokluğu~~ (.../...) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof.Dr. Çiğdem NUHOĞLU

İmza

Üye : Prof.Dr.Şakir AYDOĞAN

İmza :

Üye : Yrd.Doç.Dr.Kadem MERAL

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin çizelge, şekil ve fotoğraflarını kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat İşleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Ti/n-GaAs/In METAL/YARIİLETKEN/METAL KONTAKLARIN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ

Fatma URHAN

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Çiğdem NUHOĞLU

Serbest taşıyıcı yoğunluğu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olan *n*-tipi GaAs yarıiletken kristali Taban malzeme olarak kullanıldı. Ti metali Schottky kontak ve In metali omik kontak olarak kullanılmıştır. Böylece, Ti/*n*-GaAs/In Schottky diyotları sputter (saçtırma) tekniği ile üretilmiştir. Diyotumuzun akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri 80-320 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla incelenmiştir. Numune sıcaklığına bağlı olarak, karakteristik diyot parametreleri olan Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri doğru beslem akım-gerilim verilerinden hesaplanmış ve grafikleri çizilmiştir. Engel yüksekliğinin azalan numune sıcaklığıyla azaldığı ve idealite faktörünün arttığı gözlenmiştir. Bu ideal olmayan davranışın engelin yüksekliğinin yanal inhomojenliğinden ileri geldiği düşünülmüştür. C^{-2} -V grafiği kullanılarak difüzyon potansiyeli, iyonize olmuş donör konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi, engel yükseklikleri ve engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı (-0.65 meV/K) hesaplanmıştır. Ayrıca, düşük sıcaklıklarda termiyonik alan emisyon akımının az da olsa etkin olduğu gözlenmiştir.

2013, 57 sayfa

Anahtar Kelimeler: GaAs yarıiletkeni, metal-yarıiletken kontaklar, homojen olmayan Schottky engel yüksekliği, sıcaklığa bağımlı diyot parametreleri

ABSTRACT

Master Thesis

ANALYZES of TEMPERATURE DEPENDENT I-V and C-V PROPERTIES of Ti/n-GaAs/In METAL/SEMICONDUCTOR/METAL CONTACTS

Fatma URHAN

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

Supervisor: Prof. Dr. Çiğdem NUHOĞLU

It has been used GaAs semiconductor substrate which has a free carrier concentration of $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ti/n-GaAs Schottky barrier diodes have been fabricated from this semiconductor by magnetron DC sputtering. It has been investigated the *I-V* and *C-V* characteristics in the temperature range of 80-320 K. The ideality factor and barrier height (BH) values have been calculated from the forward *I-V* characteristics. The variation of the diode parameters with the sample temperature has been attributed to the presence of the lateral inhomogeneities of the barrier height. The temperature dependent *C-V-T* characteristics have been measured to calculate the carrier concentration, diffusion potential, barrier height, Fermi energy level and BH temperature coefficient ($\alpha = -0.65 \text{ meVK}^{-1}$). It has been seen that the thermionic field emission current is dominated at low temperatures. The fact that the BH temperature coefficient changes from metal to metal has been ascribed to the chemical nature of the contact metal or metal electronegativity.

2013, 57 Pages

Keywords: GaAs semiconductor, metal-semiconductor contact, inhomogeneous Schottky barrier height, the diode parameters dependent on temperature

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'ne sunduğum bu çalışmanın deneyleri Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında hazırlanmıştır. Çalışmalarım boyunca her türlü desteği sağlayan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Çiğdem NUHOĞLU'na ve Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e teşekkür eder saygılar sunarım.

Ayrıca çalışmalarım da bilgilerinden istifade ettiğim Sayın Hocalarım Prof. Dr. Şakir AYDOĞAN'a, Doç. Dr. Songül DUMAN'a, Yrd. Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e, numunelerin hazırlanmasında yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Kadir EJDERHA'ya ve bilgilerinden yararlandığım herkese teşekkür ederim.

Fatma URHAN
Haziran 2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	6
2.1. Giriş.....	6
2.1.1. İş fonksiyonu.....	8
2.1.2. Elektron ilgisi.....	9
2.2. Metal/ <i>n</i> -tipi Yarıiletken Kontaklar.....	10
2.2.1. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar.....	10
2.2.2. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken omik kontaklar.....	12
2.3. Metal- <i>n</i> -tipi Yarıiletken–Metal Yapısı.....	14
2.4. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	15
2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi.....	16
2.6. Schottky Diyotlarda Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi.....	19
2.7. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi.....	25
2.8. Kontak Üretim Yöntemleri.....	27
2.8.1. Buharlaştırma yöntemi.....	27
2.8.2. Sputtering (Saçtırma) yöntemi.....	28
2.8.3. Kimyasal kaplama ile kontak yapma.....	30
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	31
3.1. GaAs.....	31
3.2. Numunenin Temizlenmesi ve Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi.....	32
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	34
4.1. Giriş.....	34

4.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim Ölçümleri.....	34
4.3. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri.....	41
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	50
KAYNAKLAR	54
ÖZGEÇMİŞ	58

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
C	Kapasite
$C-V$	Kapasite- gerilim
$^{\circ}C$	Santigrad derece
E_c	İletkenlik bandının taban enerji seviyesi
E_{fm}	Metalin fermi enerji seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin fermi enerji seviyesi
E_v	Valans bandının maksimum enerji seviyesi
d	Schottky bölgesinin genişliği
e	Elektron yükü
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
Φ_b	Engel yüksekliği
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
Φ_{ap}	Sıfır gerilimindeki zahiri (apparent) engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Psi(x)$	Yüzey Potansiyeli
h	Planck sabiti
I	Akım
$I-V$	Akım-gerilim
I_0	Satürasyon akımı
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_{sT}	Ters beslem doyma akım yoğunluğu

k	Boltzmann sabiti
K	Kelvin
n	İdealite faktörü
n_i	Asal elektron konsantrasyonu
n_{ap}	Sıfır gerilimindeki zahiri (apparent) idealite faktörü
N_a	İyonize olmuş akseptör yoğunluğu
N_d	İyonize olmuş donör konsantrasyonu
$P(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
σ	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
σ_s	Standart sapma
Q	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
T	Sıcaklık
V	Voltaj
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Bir Schottky kontağın şematik görünümü	7
Şekil 2.2. a) Doğrultucu ve b) Omik kontakların akım-gerilim karakteristikleri	7
Şekil 2.3. Kontakta önce metal ve n-tipi yarıiletken için enerji bant diyagramları	11
Şekil 2.4. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı	12
Şekil 2.5. $\phi_m < \phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c) düz beslem altında, d) ters beslem altında	13
Şekil 2.6. n^+nM yarıiletken yapının termal dengede enerji-bant diyagramı	15
Şekil 2.7. Metal p-tipi yarıiletken yapıda doğrultucu kontakta; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı	16
Şekil 2.8. Düğ beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi..	20
Şekil 2.9. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontakta V gerilimi altındaki iki boyutlu bant diyagramı	26
Şekil 3.1. GaAs için enerji-bant diyagramı.....	31
Şekil 4.1 Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait numune sıcaklığına bağı Akım-Voltaj grafiğı	36
Şekil 4.2. Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait sıcaklığa bağı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değışimi	38
Şekil 4.3. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(nkT)-1$ veya $(kT)-1$ e karşı çizilen Richardson eğırileri.....	39
Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklarda Ti/n-GaAs diyoduna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değışimi	40
Şekil 4.5. Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait sıcaklığa bağı C 'nin V 'ye karşı değışimi.	45
Şekil 4.6. Ti/n-GaAs/In MYM kontakta sıcaklığa bağı ters beslem durumunda C^2-V 'ye karşı değışimi	46
Şekil 4.7. Ti/n-GaAs/In MYM kontakta sıcaklığa bağı 1,0 V ile -1,0 V aralığında Kondüktans (G)'nin V 'ye karşı değışimi.....	47

Şekil 4.8. Ti/ <i>n</i> -GaAs/In MYM kontağına ait sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> ve <i>C-V</i> grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	48
Şekil 4.9. Ti/ <i>n</i> -GaAs/In MYM kontağına ait $1/C^2$ 'nin <i>V</i> 'ye karşı değişiminden elde edilen Fermi enerji seviyesinin sıcaklıkla değişimi.....	49

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Bazı metallerin iş fonksiyonu	8
Çizelge 2.2. Bazı yarıiletkenlerin elektron yakınlığı	9
Çizelge 3.1. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler	32
Çizelge 4.1. Ti/n-GaAs diyoduna ait sıcaklığa bağlı I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri.....	37
Çizelge 4.2. Ti/n-GaAs diyoduna ait $1/C^{2,}$ nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri	44

1. GİRİŞ

Yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ve günümüzde önemini daha çok artırması metal/yarıiletken Schottky yapıların uygulamasını artırmıştır. Schottky yapılar MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) ve OP-AMP (Operational Amplifier) gibi aktif devre elemanlarında kullanılmaktadır. Metal/yarıiletken kontaklara Schottky kontaklar denilmesinin sebebi metal/yarıiletken yüzeyde oluşan potansiyel engelini ilk defa Schottky'nin ortaya çıkarmasıdır. Potansiyel engel ise iki maddenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır (Sharma 1984). Elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar önemli bir yere sahiptir. Bu tür diyotların çalışma prensibi normal diyot gibi olup güç kayıpları çok azdır. Fakat bu diyotların gerilim ve akım değeri normal ve hızlı diyotlara göre daha düşüktür. Dezavantajı ise normal diyotlardan daha fazla ters yönde akım geçirirler. Yüksek frekans uygulamalarında kullanılırlar. Üretim kolaylığı ve çoğu karakteristik özelliklerinin bilinmesi Schottky diyotların önemini artırmıştır. Bu diyotlar hızın ve anahtarlamamanın önemli olduğu yerlerde örneğin swich mode güç kaynaklarında kullanılırlar. En yaygın kullanımı ise yüksek frekans sinyallerinin doğrultulması ya da işlenmesi şeklindedir.

Schottky diyotlar, nokta temaslı diyotlar gibi metal ve yarıiletken kristallerinin birleştirilmesi ile elde edilmektedir. Ancak bunlar eklem tipindedir. Değme yüzeyi (eklem) direnci çok küçük olduğundan doğru beslemde 0.25 V'ta dahi kolaylıkta ve hızla iletim sağlamaktadır. Ters yöne doğru akan azınlık taşıyıcıları çok az olduğundan ters yön akımı küçüktür. Bu nedenle de gürültü seviyeleri düşük ve verimleri yüksektir. Dirençlerinin lineer olmaması nedeniyle daha çok karıştırıcı olarak kullanılırlar. Ayrıca modülatör, demodülatör, dedektör olarak kullanılırlar. Metal/yarıiletken kontakları uygun elektronik devrelerde kullanabilmek için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir. Bununla ilgili günümüze kadar birçok farklı çalışma yapılmıştır. Yapılan ilk çalışma, 1874 yılında Braun'un bakır ve demirsülfat gibi metal kontaklarla yarıiletkenler arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik bir yapıda olduğunu bulmasına dayanır (Braun 1874). Marconi 1895'li yıllarda yaptığı deneylerinde Braun'un çalışmasını da göz önüne alarak nokta kontak metal/yarıiletken

doğrultucularını dedektör olarak kullanmıştır (Rhoderick 1988). 1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent geliştirmiştir (Pickard 1906). 1907 yılında Pierce yarıiletken yüzeyine metali kaplayarak diyotların doğrultucu özelliklerinin olduğunu yayınlamıştır (Rhoderick 1988).

1945-1950 yılları arasında mikrodalga radarların gelişmesi nokta kontakların tekrar gündeme gelmesine sebep olarak bunların frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikrodalga dedektörü olarak kullanılmasını sağlamıştır (Torrey *et al.* 1948). 1947 yılında Bardeen, metal/yarıiletken arayüzeyinde yeterli sayıda yüzey hallerinin varolması durumunda, potansiyel engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağını söylemiştir (Wilmsen 1995). 1950'lere gelindiğinde nokta kontakların ortadan kalkması ile birlikte, nokta kontaklara göre geliştirilebilme imkanı daha fazla olan geniş alanlı kontaklara yönelim gerçekleşmiştir. 1950'de p-n eklemeleri yapımı için birçok metot geliştirilmiş ve akım iletimi için yapılan kontaklar bu eklem yapılarında omik kontak olarak düşünülmüştür (Sze vd 1964). 1960'lı yıllara gelindiğinde metal yarıiletken eklemelerin teknolojik önemi iyice anlaşıldığı için Schottky diyotlar üzerine yoğun araştırmalar yapılmaya başlanmıştır. 1970'li yıllarda ise çalışmalar iki yöne ayrılmıştır: Birincisi endüstride kaliteyi artırmak ve teknolojiyi geliştirmek için uygun Schottky diyotlar tasarlamak; ikincisi ise metal yarıiletken eklem yapılarının daha iyi anlaşılmasını sağlayacak çalışmalar yapmaktır. Ayrıca yüzey halleri üzerine teorik çalışma (Heine 1965; Garcia-Moliner and Flores 1976; Tejedor *et al.* 1977), arayüzeyinin elektronik yapısı (Bardeen 1947; Andrews and Philips 1975; Louie and Cohen 1975), ara yüzey halleri (Levine 1971; Türüt ve Sağlam 1992; Ayyıldız vd 2001) ve ara yüzey tabakasının akım akışına karşı gösterdiği davranış üzerine (Brillson 1983; Rhoderick and Williams 1988) pek çok çalışma yapılmıştır.

Türüt ve Sağlam (1992), arayüzey hal yoğunluğunu ve bunun sebep olduğu artık kapasitansı inceleyerek kapasitansa arayüzey hallerinin sebep olduğunu, arayüzey hal yoğunluğunun ve kapasitansın frekansın artmasıyla azalacağını belirtmişlerdir. Metal/yarıiletken kontaklarla ilgili yapılan birçok çalışmada idealite faktörü, engel yüksekliği gibi karakteristik parametreler incelenmiştir. Engel yüksekliği düşük olan

Schottky diyotlar, infrared dedektörler ve sensörler olarak uygun sıcaklıklarda aygıtların yapımında kullanılmıştır. Schottky engel diyotların oda sıcaklığında akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinin analizi sadece iletim süreçleri hakkında detaylı bilgi vermez aynı zamanda metal/yarıiletken arayüzeyinde engel oluşumu hakkında ve $I-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığının iletim mekanizmasının farklı durumları hakkında da bilgi verir. Schottky engel diyotların yapılan $I-V$ karakteristiklerinin analizinde, sıcaklığın azalmasına bağlı olarak idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğinde anormal azalma termiyonik emisyon teorisine dayalı olarak açıklanabilir. Yapılan çalışmalarda düşük sıcaklıklarda idealite faktöründe görülen bu artış ve engel yüksekliğindeki azalış Gauss dağılımı ve termiyonik emisyon mekanizmasıyla açıklanmıştır (Pietsch vd 1993, Graf vd 1990).

Tung (1991) dairesel alanlı Schottky kontaklar için bir $I-V$ ilişkisi kurmuş ve alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla termiyonik emisyon akımı ifadesini vermiştir. Tung (2001), Schottky engelli diyotlarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen termiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini belirtmiştir. İdealite faktörünün yaklaşık 1.03'den büyük olması durumunun, termiyonik emisyon modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ve Schottky engel yüksekliğinin genellikle uygulanan gerilime bağlı olduğunu açıklamıştır. Nuhoğlu *et al.* (1998), LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) metoduyla büyütülen GaAs Schottky kontakların $I-V$ karakteristiklerini tavlamaya bağlı olarak iki kısımda incelemiştir. İlk kısımda GaAs Schottky kontakların, ikinci kısımda GaAs Schottky kontaklar üzerine büyütülen doğal oksit tabakasının incelenmesi sonucunda GaAs Schottky kontakların, GaAs MIS kontaklardan daha kararlı bir yapı sergilediğini görmüşlerdir. GaAs Schottky kontakların özelliklerinin 600°C 'de kötüleştiğini GaAs MIS kontakların özelliklerinin ise 400°C 'de kötüleştiğini görmüşlerdir. Arayüzey hal yoğunluğunun da artan tavlama sıcaklığına bağlı olarak azaldığını tespit etmişlerdir. Jiang vd (2002), Ti/n-GaAs Schottky diyodunun 78-299 K sıcaklık aralığında ölçülen akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerini termiyonik emisyon modeliyle yorumlamıştır. Çalışmalarında engel yüksekliğinin 78 K'de 0.437 eV 'tan, oda sıcaklığında 0.698 eV 'a değişimini

gözlemişlerdir. Engel yüksekliğinin $1/T$ 'ye karşı grafiğinin bütün sıcaklık değerlerinde lineer bir değişim gösterdiğini tespit etmişlerdir. Engel yüksekliğinin bu dağılımının, Gauss dağılımından çok daha karışık olduğunu açıklamışlardır.

Biber (2003), homojen ve homojen olmayan Cu/n-GaAs ile yapılan Schottky engel diyotlar için 80-300 K sıcaklık aralığında alınan akım-voltaj ölçümlerinde; yarıiletken devre elemanlarının performansı, kararlılığı ve güvenilirliği gibi parametrelerin büyük ölçüde metal/yarıiletken arasındaki oksit tabakasının arayüzey özelliklerine bağlı olduğu belirtilmiştir. Ayrıca, $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa önemli derecede bağlı olduğu da kabul edilmiştir.

Schottky engel diyotların akım voltaj ($I-V$) karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığında analizi, onların iletim işlemleri hakkında veya metal-yarıiletken arayüzeyinde engel oluşumunun yapısı hakkında detaylı bilgi vermez (Chand and Bala 2005). $I-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlı oluşu iletim mekanizmasının farklı yönlerini anlamamıza izin verir (Jiang et al. 2003). Termiyonik yayınlama teorisine dayanan Schottky engel diyotların $I-V$ karakteristiklerinin analizinde genellikle sıcaklığın azalmasına bağlı olarak idealite faktöründe bir artış ve engel yüksekliğinde anormal bir azalma gözlemlenmiştir (Zhu et al. 2000). Duman *et al.* (2009), Au-Be/ p -InSe:Cd diyodunun, ($I-V$) ve ($C-V$) ölçümlerini 296 K sıcaklığında yapmışlardır. Termiyonik emisyon teorisi uygulanarak deneysel akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinden engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri hesaplanmıştır. Au-Be/ p -InSe:Cd Schottky diyotları için idealite faktörü değerleri 1,49 ve 1,11 arasında ve Engel yüksekliği değerleri ise 0,74 eV ve 0,82 eV aralığında değişim göstermiştir.

Duman *et al.* (2010), Ag/ p -GaSe:Gd Schottky engel diyodunun akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümlerini oda sıcaklığında yapmışlardır. Aynı şartlarda hazırlanan Schottky diyotların engel yüksekliği değerleri 0,69'dan 0,85 eV'a, idealite faktörü değerleri ise 1,13'den 1,74 eV'a kadar değişim göstermiştir. Schottky diyotlar için engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri arasındaki lineer ilişkiden, engel yüksekliği değeri 0,83 eV olarak bulunmuştur.

Arayüzey özelliklerinin devre elemanının performansı, güvenilirliği ve kararlılığı üzerinde önemli rol oynadığı yapılan çalışmalarda da belirtilmiştir. Bu sebeple arayüzey halleri ve arayüzey tabakası, devre elemanının parametrelerinin karakteristiklerinin tanımlanmasında önemli bir rol oynamaktadır. Böylece bu durumlar göz önünde bulundurularak, temel diyot parametreleri üzerine sıcaklığın etkisi bu çalışmada da göz önüne alınmıştır. Çalışmamızda, Ti/n-GaAs/In diyotlarının belirli bir sıcaklık aralığında I-V ve C-V ölçümleri alınarak bu ölçümler sonucunda elde edilen diyot parametreleri incelenmiştir. Doğru beslem I-V (akım-voltaj) ve ters beslem C-V (kapasite-voltaj) karakteristiklerinden idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplanmıştır. Sıcaklık artışına bağlı olarak elde edilen idealite faktörü değerlerinin azaldığı ve engel yüksekliklerinin artan sıcaklıkla arttığı gözlenmiştir. Bu değişimler metal/yarıiletken arayüzeydeki atomik engel yüksekliğinin yanal inhomojenliğine atfedilmiştir.

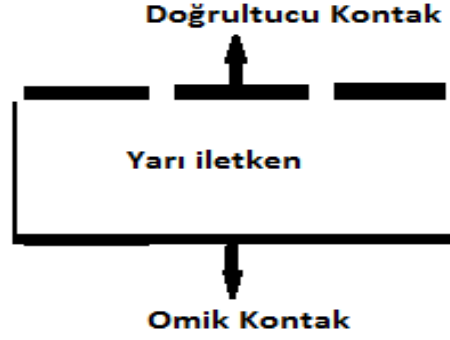
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Giriş

Metal–yarıiletken kontaklar bütün yarıiletken devre elemanlarında yer aldıkları için büyük bir önem arz etmektedirler. Arayüzeyin karakteristiklerine bağlı olarak ya bir Schottky engeli ya da omik kontak gibi davranırlar. Bu tür kontakların sınır bölgesinde potansiyel engelleri meydana gelmektedir. Bununla birlikte yine bu kontakların elektriksel özellikleri dışarıdan uygulanan gerilimin değeri ve yönü ile değişmektedir. Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin iyi bilinmesi gerekmektedir. Ayrıca iletkenlik özelliklerinin araştırılabilmesi için kristale uygulanması gereken kontakların uygun olması gereklidir. Yarıiletken kristal ile kontak yapılacak malzemenin olabildiğince çok küçük bir dirençle atomik boyutta temas etmeleri, kontak olarak adlandırılır. Oluşturulan kontağın ideal olması için, kontak olarak kullanılan malzemelerin yüzeylerinin yeteri kadar temiz ve pürüzsüz olması gereklidir (Cowley and Sze 1965).

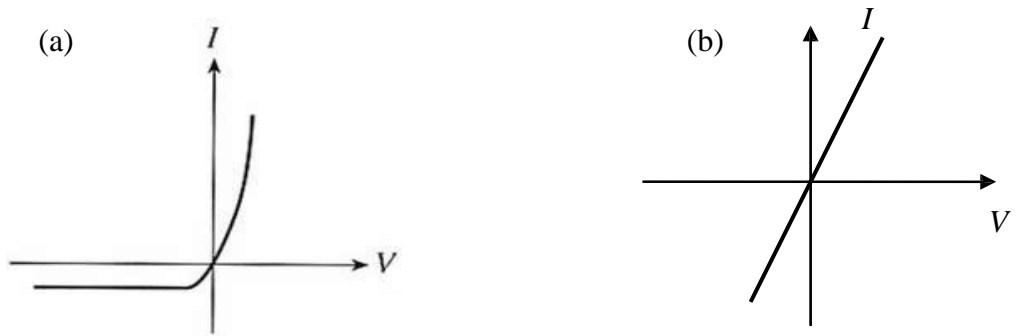
Metal ile yarıiletken kontak edildiğinde, termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken kristal arasında yük geçişleri (difüzyon) olur. Bu yük geçişleri her iki maddenin Fermi enerjisi düzeyleri eşit oluncaya kadar metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale doğru geçişler halinde olmaktadır. Termal denge sonunda Fermi düzeyleri aynı seviyede eşitlenir. Yük geçişleri sebebiyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. Kontakın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden oluşan bu dipol tabakası iki metal arasında oluşur. Elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle oluşan bu kontak **omik kontak** olarak adlandırılır (Rhoderick and Williams 1988).

Şayet, kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik ya da doğrultucu kontak olabilir. Schottky kontak (doğrultucu kontak), akımın bir doğrultuda diğere doğrultudan çok daha kolay aktığı kontak türüdür.



Şekil 2.1. Bir Schottky kontağın şematik görünümü

Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir (Ziel 1968). Oluşturulan kontaklarda potansiyel engelin yüksekliği, o kontağın elektriksel olarak omik ya da doğrultucu karakterde olduğu ile ilgili önemli bilgiler verir. Genellikle bir kontak için engel yüksekliği değeri oda sıcaklığında yaklaşık 0.3 eV tan daha düşükse omik karaktere, bu değerden daha büyükse doğrultucu karaktere sahiptir. Şekil 2.2, bir doğrultucu ve omik kontağın akım-gerilim ilişkisini vermektedir (Eun ve Cooper 1993)



Şekil 2.2. a) Doğrultucu ve b) omik kontakların akım-gerilim karakteristikleri

2.1.1. İş fonksiyonu

Bir metal ve yarıiletken kontak yapıldıktan sonra, bu eklemnin sonuçlarını anlamak için yapılan kantağın üzerinden elektronların nasıl aktığının bilinmesi gerekmektedir. Dolayısıyla, iki malzeme için de elektronların Fermi enerjilerinin bilinmesine ihtiyaç duyulmaktadır. Metallerin Fermi enerjilerini yani elektron kimyasal potansiyelini açıklayan malzeme özelliği iş fonksiyonu Φ_m 'dir. İş fonksiyonu, vakum seviyesine göre fermi enerjisinin pozisyonunu ölçer. Bir metalin iş fonksiyonu Φ_m , bir elektronun enerjisini fermi enerji seviyesinden metal yüzeyinin dışındaki bir seviyeye (sözde vakum seviyesi) yükseltmek için gerekli olan enerji miktarıdır.

İş fonksiyonu; kristaldeki elektronun diğer elektronlarla etkileşmesiyle bir hacim katkısı meydana getirmesi olarak açıklanabileceği gibi kristalin periyodik potansiyeli nedeniyle bir elektron enerjisi oluşumu olarak da düşünülebilir. Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , fermi seviyesi ve vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır ve yine bu da hacim ve yüzey katkılarından oluşmaktadır. İş fonksiyonunun valans ve iletkenlik bandından bir elektronun koparılması için gerekli olan ortalama enerji miktarı olduğu unutulmamalıdır. Bazı metallerin iş fonksiyonları Çizelge 2.1'de verilmiştir (Rhoderic and Williams 1988).

Çizelge 2.1. Bazı metallerin iş fonksiyonu

METAL	Φ_m (eV)	METAL	Φ_m (eV)
Cr	4.50	Ga	4.32
Ag	4.63	Mg	3.66
Al	4.17	Ni	5.20
Au	5.38	Sb	4.63
Ba	2.52	Ti	4.33
Be	4.98	Zn	3.63

2.1.2. Elektron ilgisi

Elektron ilgisi hacim ve yüzey etkilerini içeren bir parametredir. Bir yarıiletkende elektron yakınlığı χ_e olarak ifade edilir ve bir elektronu iletim bandının en alt enerji seviyesinden sözde vakum seviyesine yani malzemenin tam dışına çıkarmak için gerekli olan iş olarak tanımlanır.

Birçok yarıiletken için iletim bandının en altındaki bir elektron, malzemeye birkaç voltluk bir potansiyel engeliyle bağlıdır. Bu engel pozitif elektron yakınlığı olarak tanımlanır. Eğer vakum seviyesi iletkenlik bandı kenarından aşağıda kalırsa yani χ_e negatif olursa, iletkenlik bandından uyarılan herhangi bir elektron kristali terk etmek için yeterli enerjiye sahiptir. Bu durum iletkenlik bandı kenarındaki bir elektronun yüzey engeli ile karşılaşmayacağı ve vakum içine serbestçe yayılacağı anlamına gelir. Bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi değerleri Çizelge 2.2’de verilmiştir.

Çizelge 2.2. Bazı yarıiletkenlerin elektron yakınlığı

Materyal	Elektron yakınlığı(eV)
GaAs	4.15
Si	4.05
AlAs	3,5
CdTe	4.28
InP	4.50
MgO	-2.50
GaP	3.75

2.2. Metal/*n*-tipi Yarıiletken Kontaklar

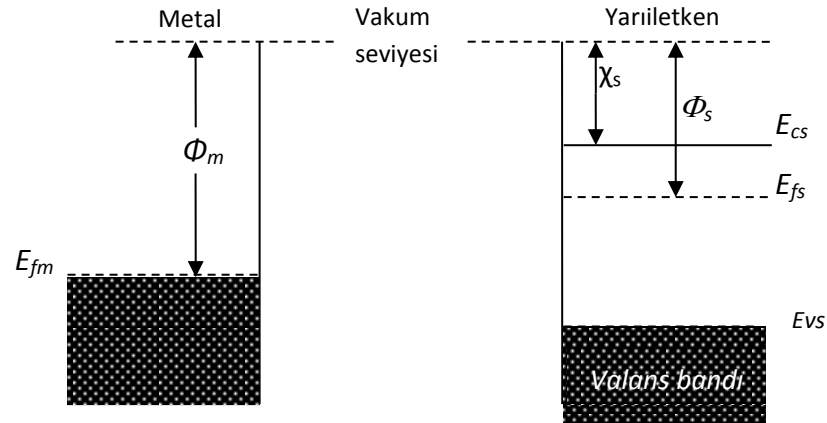
2.2.1. Metal/*n*-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kantağın omik ya da doğrultucu olabileceğı bilinmektedir. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Metal/yarıiletken yapılar da, akım-gerilim ilişkisine bakılarak doğrultma işlemi incelenebilir. Bu olayı bir metal ve bir *n*-tipi yarıiletkenin kontak haline getirilmesi durumunda dikkate alalım. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve $\Phi_m > \Phi_s$ olsun. Kontak t an önceki durumda, Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Fermi enerjileri farklı olan malzemeler arasında termodinamik bir denge söz konusu olmadığından, iki sistem birbiriy le temas haline getirildiğinde iş fonksiyonu küçük olan sistemden iş fonksiyonu büyük olana doğru taşıyıcı geçişi olur.

Kontakt an sonra elektronlar yarıiletken yüzeyden metale geçerken, geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük alış verişi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenir. Böylece yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.4'de görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalmıştır. Sonuç olarak, kontakta bir dipol tabakası oluşur ve bu dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliğı $(\Phi_m - \Phi_s)$ ve metal tarafındaki yüksekliğı ise $\Phi_m - \chi_s$ kadardır. Oluşan engel yüksekliğı difüzyon potansiyeli cinsinden $eV_{dif} = \Phi_m - \Phi_s$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenden metale geçen elektronlar geçiş sırasında bu engelle karşılaşırırlar. Kantağın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörler neden olmuştur. Bu pozitif yükler yarıiletken içinde hareketsiz oldukları için bunlara yüzey yükü olarak değil de bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontaktaki potansiyel engelden dolayı, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir ve bu engel tabakasının kalınlığı difüzyon potansiyelinin değerine ve iyonize olmuş donörlerin

konsantrasyonuna bağlıdır. Termal uyarılmadan dolayı metaldeki elektronlardan bazıları potansiyel engelini aşır, yarıiletkenin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar ve aynı şekilde, yarıiletkenin bazı elektronları potansiyel engeli aşır metalin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklardır. Bu ise denge durumunda eşit ve zıt yönlü I_0 akımlarına sebep olacaktır.

Eğer yarıiletkene $-V$ gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek olan elektronlar için engel yüksekliği değişmez. Bu nedenle, bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez. Yarıiletken tarafında ise, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceğinden dolayı yarıiletkenden metale geçecek olan elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Bu sebeple metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(eV / kT)$ faktörü kadar artacaktır.



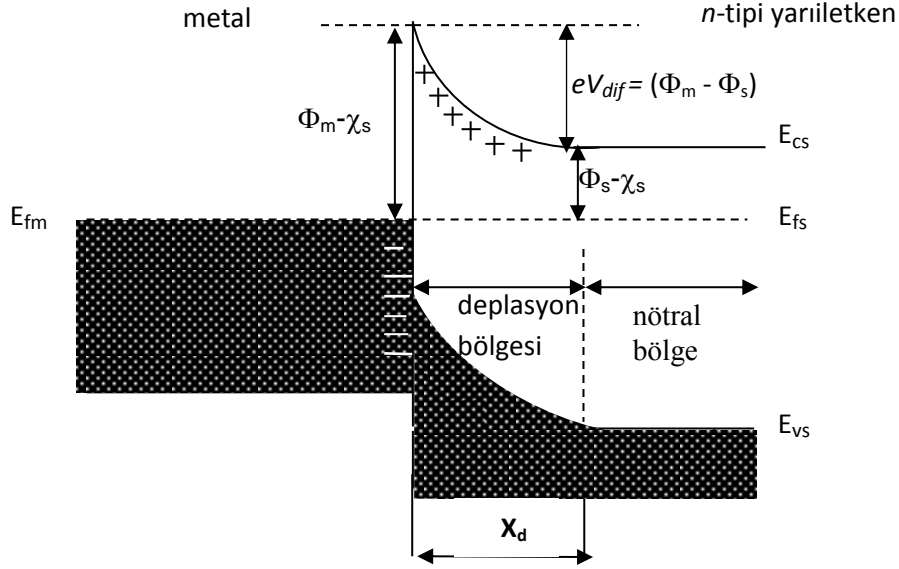
Şekil 2.3. Kontaktan önce metal ve n-tipi yarıiletkene ait enerji bant diyagramları

Bu durumda oluşan net akım,

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

ile verilir (Rhoderick 1988; Ziel 1968). Bu denklemde I net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/e$) düz beslem durumu denir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi

uygulandığında iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) ters beslem durumu denir.



Şekil 2.4. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı

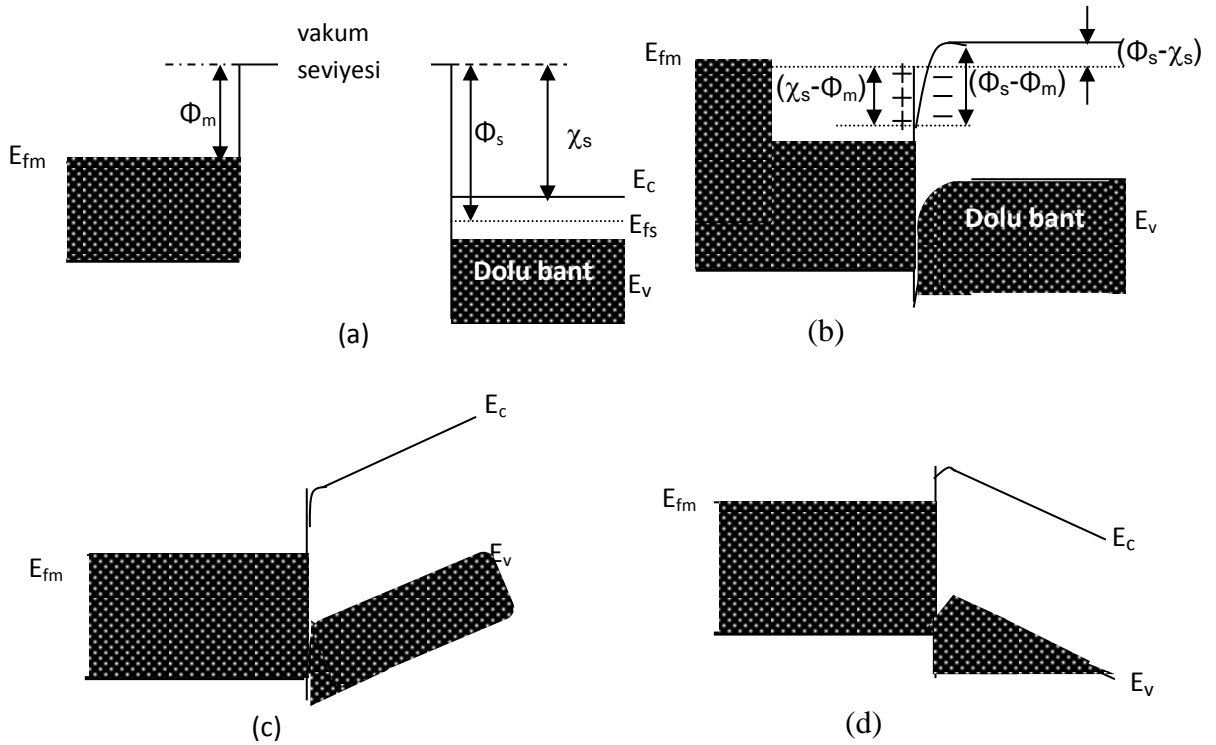
Buradan anlaşılacağı üzere, yarıiletkenin potansiyel engelinin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişirken metal tarafındaki engel yüksekliği uygulanan voltajdan bağımsızdır. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta $V > 0$ ise kontak ters beslemde $V < 0$ ise kontak doğru beslemdedir.

2.2.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontaklar

Omik kontaklar yarıiletkene minimum dirençle akım vermek veya yarıiletkenden akım almak için yaygın olarak kullanılmaktadırlar. n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s) nin, metalin iş fonksiyonu (Φ_m)'den büyük olduğu durumda omik kontak oluşur. Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren metal/yarıiletken eklem olarak adlandırılır (Brillson

1993; Neamen 1992). Akım-gerilim ilişkisi **Ohm Kanunu** ile verilen kontaklar omik davranış sergilerler.

Bir metal ve bir n -tipi yarıiletken $\Phi_m < \Phi_s$ olduğu durumda kontak halinde olsun. Kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramları Şekil 2.5.a'da görülmektedir. Kontakta sonra termal denge durumunda, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geçerken geride pozitif boşluklar bırakırlar ve böylece yarıiletken yüzeyin n -topliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar bir negatif yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride bir yüzey yükü tabakası (pozitif yük dağılımı) meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Bu durum Şekil 2.5.b'de görülmektedir.



Şekil 2.5. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/ n -tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı

* a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c) düz beslem altında, d) ters beslem altında.

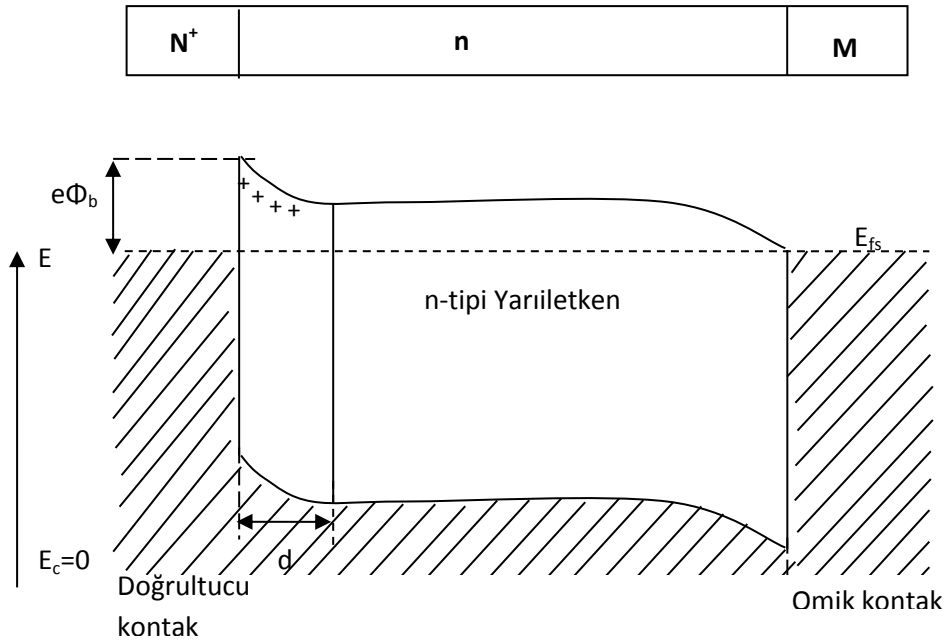
Eğer metal tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletkenin metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur, dolayısıyla elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.5.c). Şayet $+V$ gerilimi yarıiletken tarafına uygulanırsa, elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği tekrar çok küçük olacak ve elektronlar metalden yarıiletkenine doğru kolay bir şekilde akacaklardır (Şekil 2.5.d).

Omik kantağa bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir ($-V$) gerilim uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara **enjeksiyon kontaktları** da denir (Ziel 1968). Sonuç olarak omik kontak, elektronların her iki yönde de kolayca hareket edebildiği kontakdır.

Normalde omik kontak elde edebilmek için n -tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, daha sonra yarıiletkenin yüzeyinde bir n^+ tabakası oluşturmak için belli bir sıcaklıkla tavlınır ve yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Bu n^+ tabakası yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir (Sze 1981).

2.3. Metal- n -tipi Yarıiletken–Metal Yapısı

n -tipi yarıiletkenin bir yüzeyine elektron bakımından çok zengin n^+ omik kantağı, diğer yüzeyine ise nM doğrultucu kantağının uygulanması sonucu metal- n -tipi yarıiletken-metal ($N^+ nM$) yapısı meydana gelir. Böyle bir yapının termal dengedeki enerji bant diyagramı Şekil 2.6' da görülmektedir. n^+ omik kontak tarafına $V<0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. n^+ tarafına $V>0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslemde olur. $n^+ nM$ yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Şekil 2.6' da görüldüğü gibi elektronlar için engel yüksekliği $e\Phi_b = eV_d + E_F$ 'ye eşittir.



Şekil 2.6. n^+nM yarıiletken yapının termal dengede enerji-band diyagramı

2.4. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

Aydoğan (2004), inhomojen engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadelerin kullanıldığını bildirmiştir.

$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left(\frac{2kT}{q}\right)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (2.2)$$

Burada Φ_b^j , düz beslem gerilimine bağlı olarak I - V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, Φ_b^c , kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$, ortalama engel yüksekliği ve σ_s standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade inhomojen Schottky engeli için sıcaklık ve bahsedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadelerle göre, I - V ve C - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınır, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle

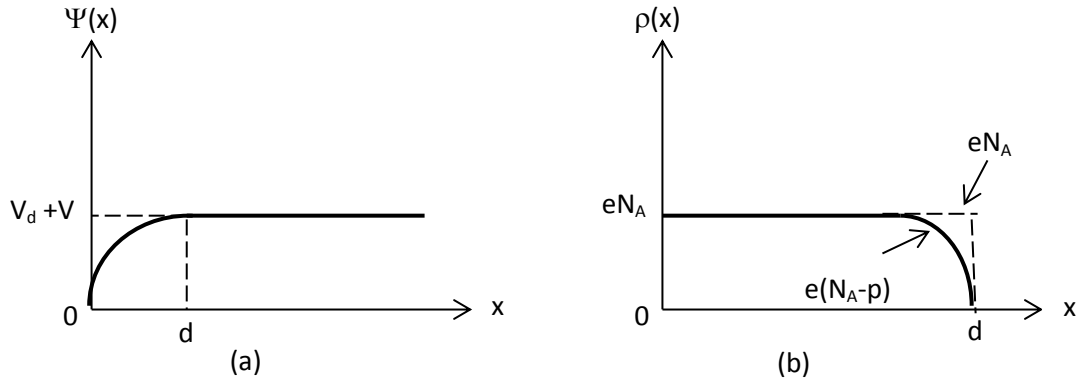
mümkün olabilir. (2.2) ifadesi potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi hakkında bilgi vermektedir. Her sıcaklık için $I-V$ karakteristiğinin sıfır uygulama gerilimine fit edilmesiyle bulunan I_0 doyma akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerinin, $1/T$ 'ye karşı değişim karakteristiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi $\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k}\right)$ olur ve bu değerlerden standart sapma bulunur. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir.

$$\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k}\right)$$

potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir.

2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

Metal/Yarıiletken kontaklarda oluşan dipol tabakası (arınma bölgesi), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttığı zaman arınma bölgesi genişleyecektir. Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir.



Şekil 2.7. Metal p -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontakın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Uygulanan gerilimle yük dağılımı değişeceğinden dolayı, Schottky bölgesinin kapasitesi değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_D) \quad (2.4)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada N_D , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu, N_A , yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.7'de gösterilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini V_d ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile temsil edelim. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında yük taşıyıcılar d uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmen bulunacaklardır. Dolayısıyla p-tipi yarıiletken için $N_A \gg N_D$ olduğundan uzay yükü yoğunluğu için

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.5)$$

yazılabilir. (2.3) ve (2.4) eşitliklerinden

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = - \frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.6)$$

elde edilir.

Burada (2.6) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

$$1) x = 0 \text{ için } \Psi(x) = 0$$

$$2) x \geq 0 \text{ için } \Psi(x) = V_d + V$$

$$3) x = d \text{ için } \frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$$

(2.6) denklemini için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alırsak, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} (x - d) \quad (2.7)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.7) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.8)$$

elde edilir. (2.8) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözümlerse;

$$d = \left[\frac{2\epsilon_S \epsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.9)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V > 0$ olduğu durumda kontak doğru, $V < 0$ için kontak ters beslemededir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (2.10)$$

ile verilir. (2.9) ve (2.10) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_S \varepsilon_0 e N_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.11) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.12)$$

yazılarak (2.11) ve (2.12) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 e N_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

veya

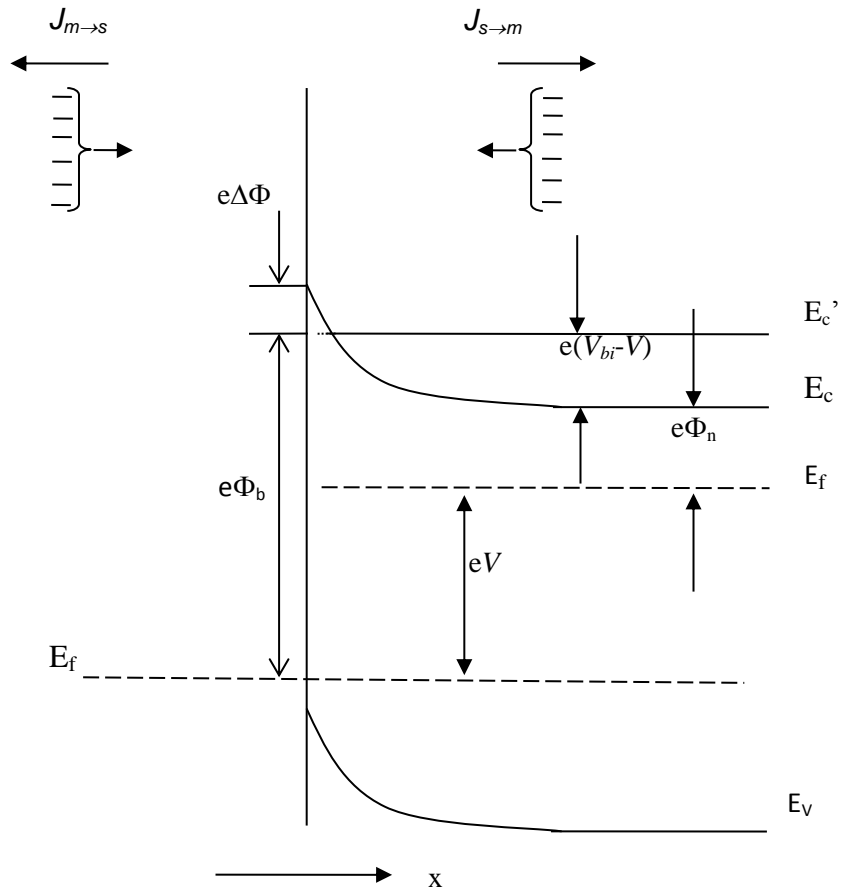
$$C = \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0}{d} \quad (2.14)$$

eşitlikleri bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

2.6. Schottky Diyotlarda Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termiyonik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesi olarak tanımlanır.

Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (Ziel 1968; Rhoderick and Williams 1988). Akım; metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar tarafından sağlanır. Termiyonik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kondağa ait potansiyel engelinin, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.



Şekil 2.8. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

Şekil 2.8'de V büyüklüğünde düz beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada, yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu $J_{s \rightarrow m}$ ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu ise $J_{m \rightarrow s}$ ile ifade edilmektedir.

$J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.15)$$

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

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.16)$$

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

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.17)$$

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

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.18)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.19)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.20)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (2.17) ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.21)$$

elde edilir. Bu denklem, hızları v ve $v + dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa;

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.22)$$

şeklinde olur. Buradan (2.15) ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. v_{0x} hızı, elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için x doğrultusundaki harekette gerekli olan minimum hızdır. Son ifadede aşağıdaki değişken değiştirmeleri yapılabilir:

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (2.24.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.24.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.24.c)$$

Ayrıca minimum v_{ox} hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V) \quad (2.25)$$

yazılabilir. 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. Bu ifadeler (2.23) denkleminde kullanılırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT} \right) \exp\left[\frac{-e(V_{bi} - V)}{kT} \right] \\ \times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.26)$$

Bu son ifadenin integrali alınırsa, yarıiletken metale doğru akan akım yoğunluğu;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e(\phi_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.27)$$

ya da

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.28)$$

olur. Uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ tamamen eşittirler. Yani,

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \quad (2.29)$$

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

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.30)$$

olur. Burada A^* termiyonik emisyon için Richardson sabiti olup,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.31)$$

ile verilir. Genel bir durum için (2.30) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

olarak yazılabilir. Burada J_{sT} ters beslem-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir. ϕ_b Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$ şekline verildiği dikkate alınarak (2.33) ifadesi yeniden,

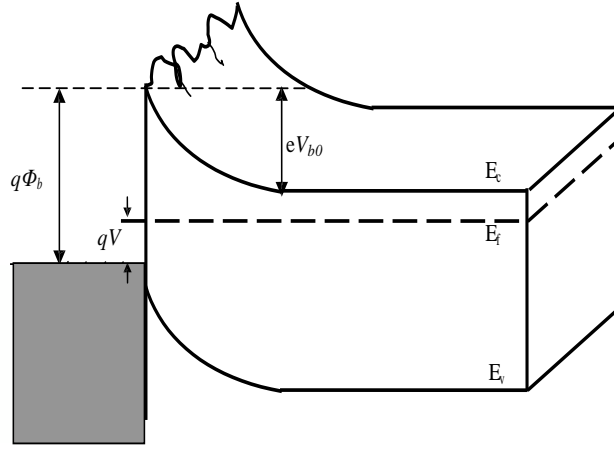
$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.34)$$

şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\phi$ değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır.

2.7. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi

Birçok Schottky diyodun düşük sıcaklıklarda ideal termoiyonik emisyonundan sapma gösterdiği gözlenmiştir. İdealite faktörünün düşük sıcaklıklarda önemli oranda arttığı ve $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ grafiğinin (Richardson eğrisi) lineer olmadığı, bunun yerine $(I_0/T^2) - 1/nT$ eğrisinin lineer olduğu görülmüştür. Bu sapmanın imaj-kuvvet etkisi, tünelleme etkisi ya da deplasyon bölgesindeki rekombinasyon akımı ile izah edilemeyeceği bulunmuştur (Tung 1992; Wittmer 1994).

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre, Schottky kontaklarda engel yüksekliği, akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontaklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması farklı şekillerde açıklanmaktadır. Metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), V_d (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma neden olacaktır.



Şekil 2.9. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontağın V gerilimi altındaki iki boyutlu bant diyagramı

Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra, yarıiletkendeki donör atomlarının rastgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir. Küçük boyutlu devre elemanlarındaki bu tür katkı atomlarının etkisi Arnold (1987) ve Nixon (1990) tarafından incelenmiştir. Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır (Werner and Guttler 1991). Bu konuda daha önce yapılan çalışmalarda farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde farklı çalışmalar yapılmıştır. Örneğin, Karataş (2003) tarafından bildirildiğine göre, Ohdomari ve Tu PtSi/Si ve NiSi/Si gibi farklı diyotların özelliklerini inceleyerek, düşük engelli NiSi/Si ve yüksek engelli PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam d.c. akımın, düşük engelli ve yüksek engelli akımlarının toplanması ile modifiye edilebileceğini açıklamışlardır. Benzer modeller, foto-tepki ve kapasite ölçümlerine de uygulanmıştır. Böylece, akım, kapasite ve fotoemisyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ve yüksek engelli kontak alanlarının oranına bağlı olduğu açıklanmıştır.

I-V eğrileri için benzer çalışma Tuy (1990) tarafından yapılmıştır. Ohdomari ve Tuy'un modeli, *I-V* ölçümlerinden daha yüksek olan *C-V* ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar (Ohdomari vd 1980). DC akımı düşük engelli diyotların alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Ayrıca Ohdomari vd (1980) bir engel dağılımının yerine iki farklı engelin varlığını kabul etmişlerdir. Böylece *I-V* ve *C-V* ölçümleri için hem Schottky engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı hem de idealite faktörünün 1'den büyük olmasını açıklamak için bu modeller uygun olmayabilir. Ayrıca, Freeouf *et al.* (1982) yaptıkları simülasyon programı ile *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri değerlerinin birbirine eşit olmadığını doğrulamışlardır.

2.8. Kontak Üretim Yöntemleri

2.8.1. Buharlaştırma yöntemi

Bu metod genel olarak bir vakum ortamında temiz bir yüzey elde etmek için veya bir malzeme üzerine bir metalin kaplanması işleminde kullanılır. Buharlaştırma ile elde edilen kontakların büyük çoğunluğu 10^{-5} Torr civarında basınç sağlayan difüzyon pompası ile pompalanan vakum sistemi içinde yapılırlar. Holland (1956) bu kaplama metodunu kullanarak değişik metal filmler üretmiştir. Yüksek sıcaklığa dayanabilen Molibden ve Titanyum gibi metaller genellikle Elektron Beam Heating (ısı sonucu elektron demetinin oluşması) yöntemiyle buharlaştırılırken, Alüminyum ve Altın gibi düşük erime sıcaklığına sahip metaller bir filaman şeklindeki rezistansın ısıtılmasıyla kolaylıkla buharlaştırılabilir.

Bir yarıiletken, vakum sistemine konulana kadar hava ile etkileşmesi ile veya istenen basınca ulaşana kadarki süre içinde, yarıiletkenin yüzeyinde hiç oksit tabakası olmasa bile, oksit tabakası oluşabilir. Örneğin 10^{-5} Torr basınçta yüzeye çarparak yapışan gaz

molekülleri 10^{-1} saniye kadarlık sürede bir tabaka oluşturacaktır. Silisyum üzerindeki oksijen için beklenen yapışma katsayısı 10^{-3} (Joyce and Neave 1971) kadar düşükse tek bir tabakanın oluşması için daha büyük bir zaman (yaklaşık 100 sn) gerekir. Halbuki, yarıiletken yüzeyi pompanın basıncının düşme zamanı 10^7 larca dakikalara vardığı için daha fazla basınca maruz kalır. Yüzey, son basınç değerine ulaştıktan sonra vakum sistemi içinde yarma (cleave) veya dağlama (etching) ile hazırlanıyorsa vakum 10^{-7} Torr'da tutulmadıkça yine bir oksit tabakası oluşacaktır. Bu basıncın (10^{-7} mertebesindeki) muhafaza edebilmesi için çok iyi bir vakum sistemi gerekmektedir. Bununla birlikte, bir ara yüzey tabakası da difüzyon pompasından buharın adsorbsiyonunun sonucu olarak oluşabilir. Cowley ve Sze (1965) yılında iyon pompası kullanarak bu tür kirliliklerden korunabilmenin mümkün olabileceğini göstermiştir (Rhoderick 1992). Bu yüzden 10^{-7} - 10^{-8} Torr'luk vakuma ulaşabilen iyon pompası kullanmak yaygındır. Yaklaşık 10^{-10} Torr'luk gazı düşük basınçta yüksek vakumda cleave ettikten sonra bir film yarıiletken yüzeyine çabucak buharlaştırmak, ara yüzey tabakasının oluşmasını önlemenin tek yoludur (Thanailakis 1973; Newman *et al.* 1986). Bu basınçta adsorblanan gaz atomlarının bir tabaka oluşturması için geçen zaman o kadar uzundur ki (yaklaşık 10^7 sn), bu sürede bir arayüzey tabakasının oluşması veya metal filmin kontaminasyona uğrama imkânı yoktur. Fakat bu yolla hazırlanan kontaklar kimyasal olarak ideal olmalarına rağmen, yarılama sırasında yüzeye mekanik olarak zarar verilebileceğinden ideal olmayacaklardır. Bu yüzden *I-V* karakteristikleri ve idealite faktörü beklenen değerinden daha büyük olacaktır. Bu metod çok yavaştır ve pek kullanışlı değildir. Ayrıca bu yöntemin potansiyel avantajı da yoktur.

2.8.2. Sputtering (Saçtırma) yöntemi

İnce filmlerin fiziksel buhar biriktirme yöntemleriyle kaplanmasında çok fazla kullanılan yöntemlerden biri manyetik alanda saçtırmadır. Katı haldeki kaplama metali (hedef malzeme) yüzeyinin enerjili iyonlarla bombardıman edilerek malzemenin vakum ortamında buharlaştırıldığı saçtırma yöntemi, ince film kaplamalarında kullanılan çok önemli proseslerden biridir.

Magnetik alanda yüksek voltaj uygulanarak hızlandırılmış gaz iyonları tarafından hedef metalin yüzeyinin bombardıman edilmesi suretiyle yüzeyden kopan atomların taban malzemeyi kaplaması olarak tarif edilen teknik Peter Sigmund tarafından geliştirilmiştir. Bu yöntem kısaca, ağır pozitif iyonların bombardımanı sonucunda genellikle katot olarak alınan bir elektrottaki atomların bir kısmının yayılıp bir wafer üzerinde ince bir tabaka oluşturma esasına dayanır. Bunun sonucunda iyi derecede mekanik adhezyona sahip metal filmler kolaylıkla oluşturulabilmektedir Yıldırım (2009).

Sputtering sistemi, negatif d.c. veya r.f. potansiyel uygulamalı bir hedef malzeme ile altmetal tutucusunun bulunduğu bir vakum odasından oluşur. Altmetal tutucusu hedef malzeme ile karşılıklıdır ve topraklanabilir, negatif potansiyel uygulanabilir veya kendi halinde bırakılabilir. Aynı zamanda ısıtılabilir veya soğutulabilir. Çok yüksek vakumda, kaplama malzemesi olarak kullanılacak metal katot olarak kullanılır, anot olarak ise tungsten ya da başka bir iletken malzeme kullanılır. Bunların arasında uygulanan yüksek bir gerilim ile işleyecek aşağıda verilmiş olan mekanizma yardımıyla metal atomları katottan koparılmaktadır. Ortamda mevcut olan göreceli olarak az sayıdaki gaz molekülleri yüksek ölçüde iyonlaşırlar. Bahsettiğimiz bu gazlar, ortamda hava mevcut olmasından dolayı bulunan oksijen ya da azot gazları değildir, burada bahsedilen gazlar “asal (soy) gazlar” olarak da adlandırılan argon ve neon gibi gazlardır. Bu özel gazların kullanılmasındaki amaç oksijen moleküllerinin metal atomlarını oksitleyecek olmasıdır (genellikle kullanılan vakum basıncı metal buharlaştırma yöntemindekinden çok daha yüksektir), ancak asal gazların böyle bir etkisi yoktur. Pozitif yüklü argon iyonları büyük bir hızla katoda doğru hareket etmekte, onu bombardıman ederek üzerinden metal atomları koparmaktadırlar. Yüzeyden koparılan metal atomlarının net bir elektriksel yükü yoktur (iyonlanmış değildir) ve gaz atomları gibi karışık düz hatlarda hareket eder ve çarptıkları herhangi bir yüzeye çökerek kaplanırlar. Kaplamak istediğiniz yüzey vakumlu kabın içinde uygun biçimde yerleştirilmişse, ince bir metal tabakası ile kaplanmış hale gelecektir. Ayrıca metal buharlaştırmanın başka bir özelliği de hiçbir şekilde ısının kullanılmamasıdır. Bir yüzeyden metal atomlarını koparmak için

gereken enerji ısı ile değil, metalik yüzeye uygulanan yüksek hızlı iyon bombardımanı yani kinetik enerji ile elde edilir.

Saçtırma ile birçok malzeme başarılı bir şekilde büyütülmüştür. Son yıllarda saçtırma teknolojisindeki gelişmelerin çoğu, manyetik alanda yapılmıştır. Bunun nedeni, manyetik alanda saçtırma yöntemi ile yapılan kaplamaların, mikroelektronik, optik, türbin bıçakları, manyetik ve optik diskler, kesici takımlar ve solar kontrol endüstrisi gibi birçok endüstriyel alanda kullanılmasıdır.

2.8.3. Kimyasal kaplama ile kontak yapma

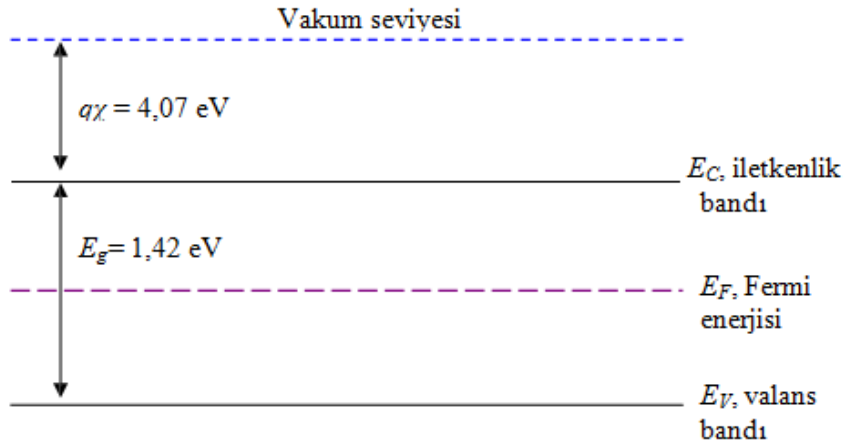
Maliyetinin ucuz ve yapımının basit olması nedeniyle bilhassa yüksek sıcaklığa dayanabilen metaller için bu teknik popüler olmaya başlamıştır (Fraser 1983). Crowell ve çalışma grubu (1965), Tungsten hegzaklorürü uygun bir yarıiletkenle kimyasal işleme tabi tutarak, tungsteni Ge, Si ve GaAs üzerine kaplamışlardır. Bu şekilde elde edilen Schottky diyotların idealite faktörü 1.04 civarında olmuştur (Yıldırım 2009). Kimyasal yolla kaplama yapmak özellikle entegre devre teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Shaw and Amick 1970; Brors *et al.* 1984). Kano ve çalışma grubu (1966), Molibden pentaklorürü hidrojenle indirgeyerek Mo/Si diyodlar yapmışlar ve hemen hemen ideal doğrultma karakteristikleri bulmuşlardır. Furakawa and Isbibashi (1967) *p*-tipi ne *n*-tipi GaAs'a Kalay klorür'ü hidrojenle indirgeyerek hem omik ve hem de doğrultucu kontak yapılabileceğini göstermişlerdir (Yıldırım 2009).

Buna ilaveten çözelti ile kaplama da yaygın olarak kullanılan yöntemlerden biridir. Gold'berg ve çalışma grubu (1971) bir elektrolit prosesi ile GaP'ı Nikel ve Altın ile kaplayarak hemen hemen ideal Schottky diyotların yapılabileceğini belirtmişlerdir. Literatürde kimyasal kaplama ile ilgili çok fazla bilginin olmadığı söylenebilir. Bunun nedeni; yarıiletken devre elemanı üretimi ile ilgili mevcut diğer yöntemlerle karşılaştırılmayacak teknolojik durum olabilir veya ticari açıdan gizli tutuluyor olabilir (Yıldırım 2009).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. GaAs

GaAs periyodik tablonun III. grubunda bulunan Galyum (Ga) ve V. Grubunda bulunan Arsenik (As) elementlerinden meydana gelen, değişik tekniklerle kristal yapıda büyütülebilen III-V bileşik yarıiletkenidir. İlk olarak 1920'li yıllarda Goldschmidt tarafından üretilmiştir.



Şekil 3.1. GaAs için enerji-bant diyagramı

Şekil 3.1, GaAs için enerji- bant diyagramını göstermektedir. Burada E_C , iletkenlik bandının tabanının enerji seviyesi, E_F , Fermi enerji seviyesi, E_V , valans bandının tavanının enerji seviyesi, $q\chi$, yarıiletkenin elektron ilgisidir (GaAs için $q\chi = 4,07$ eV), ve E_g , yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır (GaAs için $E_g = 1,42$ eV). Yasak enerji aralığı sıcaklığa, yarıiletken malzemenin cinsine, saflığına ve katkılama profiline bağlıdır.

GaAs yüksek elektron mobilitesine sahip bir bileşiktir. Bu özelliği GaAs'ın mikrodalga frekanslarda çalışmasını sağlayan en önemli nedendir. Çünkü mobilite, taşıyıcı hareketliliğiyle ilgili bir parametre olup yük taşıyıcısının (elektron veya boşluk) uygulanan elektrik alandan ne kadar çok etkilendiğini gösteren bir niceliktir. GaAs'ın elektron mobilitesinin silisyum'unkinden yaklaşık 6 kattan daha yüksek olduğu

bilinmektedir. Yani bu da GaAs'ın hızlı çalıştığını ve düşük güç kaybı gösterdiğini bildirmektedir. GaAs sadece hız avantajı değil aynı zamanda yarıyalıtkan taban malzeme olarak üretilme özelliğinden dolayı da yarıiletken endüstrisinde yaygın bir kullanıma sahip olmuştur. GaAs'ın oda sıcaklığındaki ($T= 300\text{ K}$) bazı fiziksel parametreleri Çizelge 3.1'de görülmektedir.

Çizelge 3.1. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler

GaAs (T=300K)	
Kristal yapısı	Çinko sülfür
Elektron ilgisi(eV)	4,07
Erime noktası (K)	1513
Örgü sabiti (Å)	5,65325
Yasak bant aralığı (eV)	1,424
Termal genleşme katsayısı(10^{-6}K^{-1})	6,03
Elektron etkin kütlesi(m_e/m_0)	0,063

3.2. Numunenin Temizlenmesi ve Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi

Bu çalışmada (100) doğrultusunda büyütülmüş $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı konsantrasyonuna sahip iki yüzü parlatılmış *n*-tipi GaAs wafer kullanılmıştır. Alınan ölçülerin sonuçlarının güvenilir olabilmesi için numune yüzeyinin organik ve mekanik kirlerden arındırılması gerekmektedir. Kimyasal temizleme için sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edildi.

1. Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
2. Asetonda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
3. Metanolde ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.

4. Deiyonize su ile ($18M \Omega$) iyice yıkama.
5. $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$ (5:1:1) ile 1 dakika süreyle yıkama.
6. Deiyonize su ile iyice yıkama.
7. H_2O+HF (10:1) içinde 30 saniye yıkama
8. Azot gazı (N_2) ile kurutma.

Buharlaştırmada kullanılacak metallere, 5 dakika metanolde ultrasonik olarak ve H_2O+HCl (10:1) içinde yıkandı (Chattopadhyay and RayChaudhuri 1991; Türüt vd 1992). Numunenin kimyasal temizleme işleminden sonra bir yüzeyine omik kontak yapılması için buharlaştırmada kullanılacak ısıtıcı %10'luk HCl ve deiyonize su ile yıkanarak kurutulduktan sonra vakum cihazına yerleştirildi. Oksitlenme gibi kirliliklerin en aza indirilmesi için ısıtıcı tek olarak yakıldı. Kimyasal olarak temizlenen ve omik kontak yapımı için kullanılacak olan *In* metali ısıtıcının üzerine yerleştirilerek, vakum içindeki basınç, yaklaşık olarak 10^{-5} torr değerine gelince numunenin bir yüzeyine buharlaştırıldı. Kontakın homojen olması için N_2 ortamında $385^{\circ}C$ 'de üç dakika tavlansınca omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Daha sonra Schottky kontak yapmak için Ti hedef plaka magnetrona yerleştirildi ve saçırma tekniği ile yaklaşık 1 mm çapında MYM Schottky diyotlar yapıldı.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde Ti/n-GaAs/In metal/yarıiletken/metal (MYM) kontakların akım-voltaj (I - V) ve kapasite-voltaj (C - V) ölçümlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişimleri ve bu değişimlerden elde edilen temel MYM kontakların parametreleri hesaplanmıştır.

4.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim Ölçümleri

Akım-gerilim (I - V) ölçümleri yardımıyla MYM kontakların düz beslem tarafındaki değişiminden idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı. Belirli bir V potansiyel altında tutulan bir MYM kantağından geçen akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

eşitliği ile verilir. Bu ifadede $eV \gg nkT$ olması durumunda üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (4.2)$$

şeklini alır. (4.2) ifadesinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da V 'ye göre türevi alınırsa; idealite faktörü için (4.3) ifadesi elde edilir:

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.3)$$

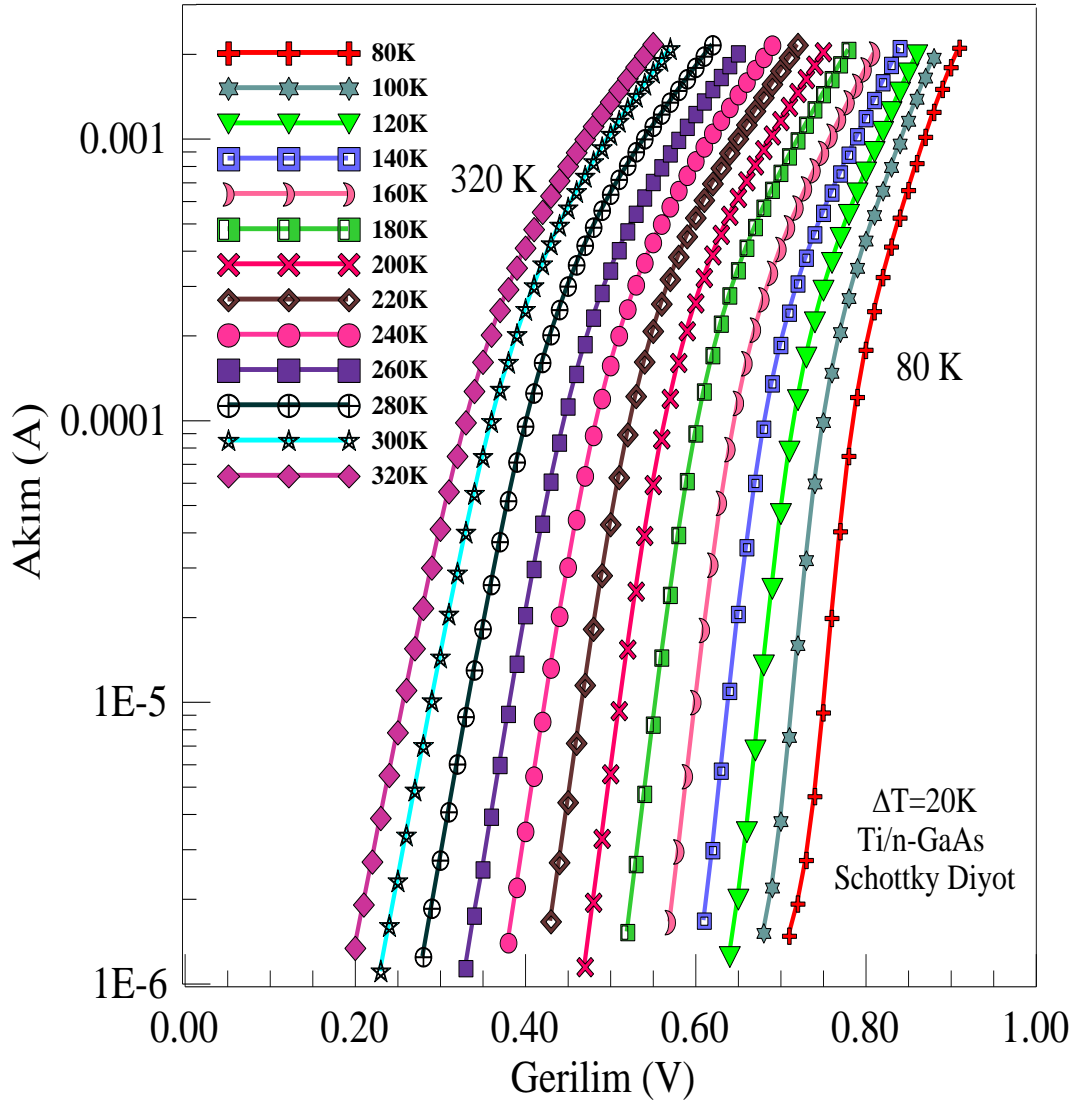
$\ln I$ - V grafiği çizildiğinde, düz beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ elde edilir. Bu değerle birlikte e , (elektronun yükü $=1,6 \times 10^{-19}$ C), k (Boltzmann sabiti $=8,625 \times 10^{-5}$ eV/K) ve T (sıcaklık (K)) değerleri (4.3) ifadesinde yerine yazılarak idealite faktörü değerleri her bir sıcaklıkta hesaplandı. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey ekseni kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. (4.2)'deki I_0 doyma akım yoğunluğu,

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

ile verilmektedir. (4.4) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b 'ye göre çözülrse, (4.5) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

$$e\Phi_b = kT \ln(AA^* T^2 / I_0) \quad (4.5)$$

Bu ifadede; MYM kontakların etkin alanı ($A = 0.007854 \text{ cm}^2$), A^* , Richardson sabiti olup n -tipi GaAs için $8.16 \text{ A}/(\text{K}^2 \text{cm}^2)$ olarak alınır. T Kelvin cinsinden numunenin sıcaklığıdır. Sıcaklığa bağlı olarak MYM kontakların doğru beslem akım-voltaj (I - V) grafikleri Şekil 4.1'de verilmiştir. Deneysel olarak doyma akım yoğunlukları bu grafiklerin doğru kısmının düşey ekseni kestiği noktadan tespit edildi. Akım-Gerilim grafiklerinden okunan doyma akım yoğunlukları (4.5) eşitliğinde yerlerine yazılarak engel yükseklikleri hesaplandı. Akım-gerilim grafiklerinden elde edilen engel yükseklikleri (Φ_b), idealite faktörleri (n) ve doyma akım değerleri (I_0) Çizelge 4.1'de verilmiştir.



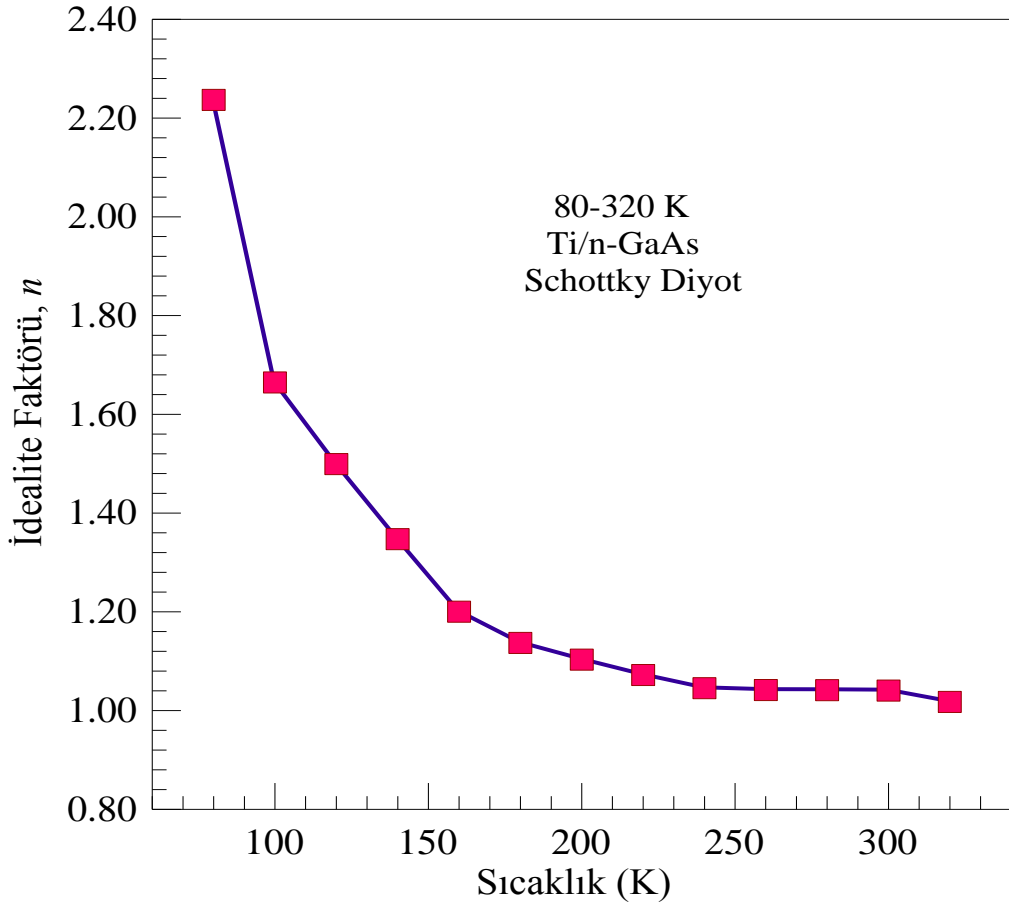
Şekil 4.1. Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait numune sıcaklığına bağlı Akım-Voltaj grafiği

Şekil 4.1’de görüleceği gibi, oda sıcaklığından (300 K) daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe azalan voltaj ve sıcaklığa bağlı olarak akım azalmaktadır, yani aynı gerilim değerinde azalan sıcaklıkla akım azalmaktadır. Aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.

Çizelge 4.1. 'den görüldüğü gibi, sıcaklık arttıkça idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. İdealite faktörleri 320 K'de 1.017 ile 80 K'de 2.236 arasında, Engel yükseklikleri ise 320 K'de 0.812 eV ile 80 K'de 0.456 eV olarak ölçülmüştür.

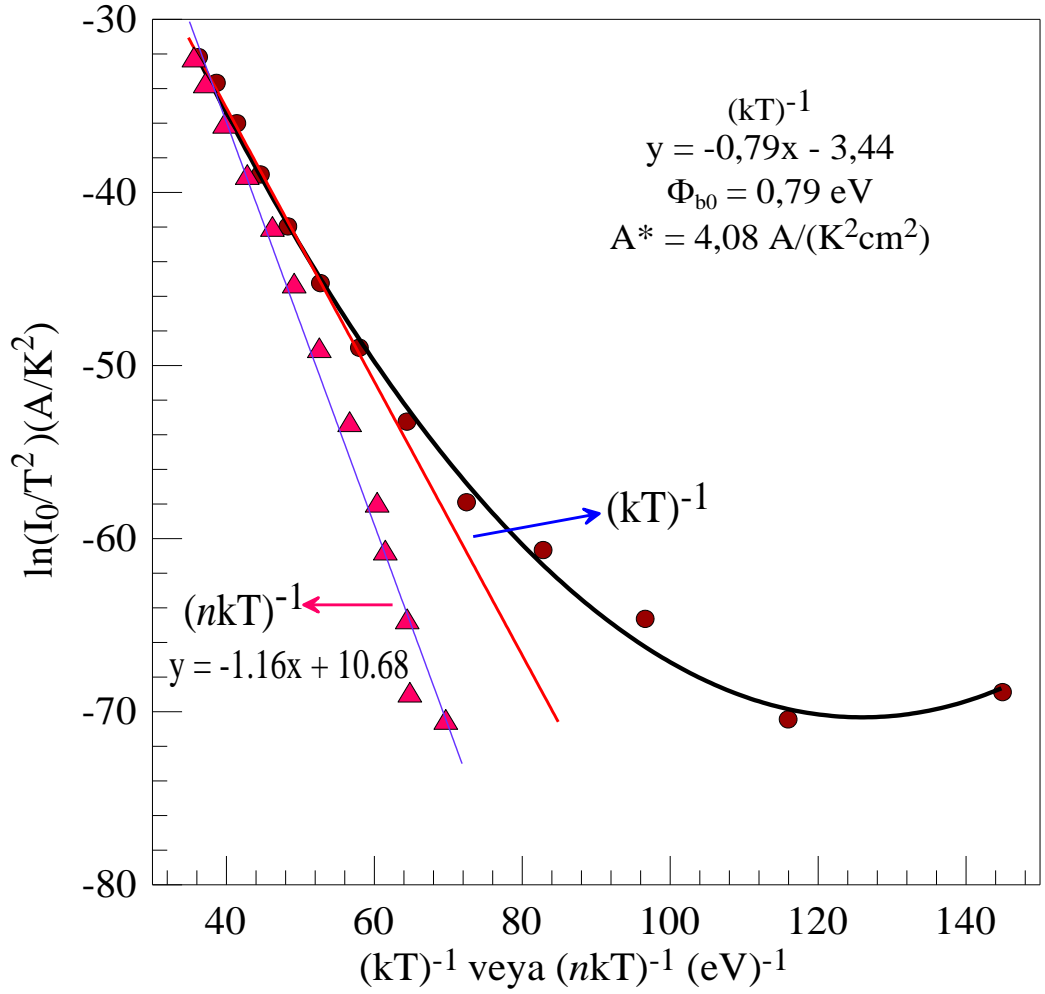
Çizelge 4.1. Ti/n-GaAs diyoduna ait sıcaklığa bağlı I 'nın V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	$I-V$		
	n	$\Phi_b(\text{eV})$	$I_0(\text{A})$
80	2,236	0,456	$7,882 \times 10^{-27}$
100	1,664	0,584	$2,554 \times 10^{-27}$
120	1,499	0,641	$1,224 \times 10^{-24}$
140	1,347	0,699	$8,854 \times 10^{-23}$
160	1,200	0,761	$1,835 \times 10^{-21}$
180	1,137	0,784	$2,444 \times 10^{-19}$
200	1,103	0,797	$2,155 \times 10^{-17}$
220	1,072	0,806	$1,091 \times 10^{-15}$
240	1,045	0,811	$3,436 \times 10^{-14}$
260	1,042	0,813	$8,110 \times 10^{-13}$
280	1,041	0,803	$1,817 \times 10^{-11}$
300	1,040	0,800	$2,148 \times 10^{-10}$
320	1,017	0,812	$1,082 \times 10^{-9}$



Şekil 4.2. Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait sıcaklığa bağlı I - V grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi

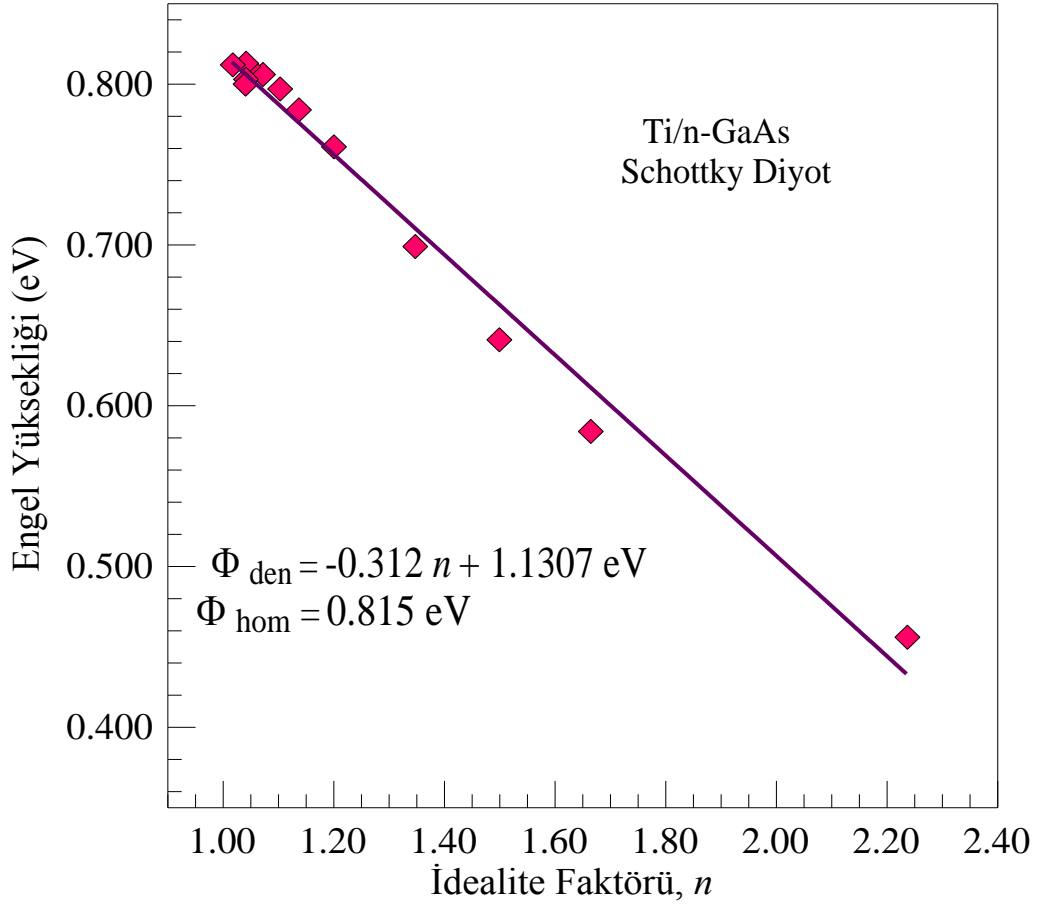
Engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.2 ve Şekil 4.8'de görülmektedir Ti/n-GaAs/In MYM kontakların idealite faktörü değerleri (4.3) eşitliğinden ve engel yüksekliği değerleri ise (4.5) eşitliğinden hesaplandı. İdealite faktörü sıcaklık artışına bağlı olarak azalmakta iken (Şekil 4.2), engel yüksekliği artan sıcaklıkla artmaktadır (Şekil4.8).



Şekil 4.3. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(nkT)^{-1}$ veya $(kT)^{-1}$ ' e karşı çizilen Richardson eğrileri

I - V grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(kT)^{-1}$ veya $(nkT)^{-1}$, e karşı çizilen grafiği Şekil 4.3' de verilmiştir. Fakat bu değişimler tüm sıcaklıklarda lineer olmamaktadır. Düşük sıcaklık bölgesine gittikçe lineerlikten sapmalar ortaya çıkmaktadır. Düşük sıcaklıklarda Richardson eğrilerindeki sapma, düşük ve yüksek engelli bölgelerden ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir (Rhoderick 1988). (4.4) eşitliğini düzenlenecek olursa,

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



Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklarda Ti/n-GaAs diyoduna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

eşitliği elde edilir. Burada, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(1/kT)$ 'ye karşı çizilen grafiğin eğimi Φ_b ve y eksenini kestiği nokta ise $\ln(AA^*)$ olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadelerden Richardson sabiti ($A^*=4,08 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$) ve engel yüksekliği $\Phi_b=0.79\text{eV}$ olarak hesaplanmıştır. Richardson eğrilerindeki sapmanın nedeni, arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.

Şekil 4.4.'de grafikte verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörleri değerleri MYM kontakın I-V grafiğinden elde edilmiştir. Görüldüğü gibi idealite faktörü engel yüksekliği arasında lineer bir ilişki vardır. Engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki MYM kontaklarda, engel yüksekliğinin yanal inhomojenliği ile açıklanabilir. $n=1,017$ değeri için grafiği extrapole ettiğimizde yanal homojen engel yüksekliği $0,815 \text{ eV}$ olarak bulunmuş olur.

4.3. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri

Schottky diyotlarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi metal/yarıiletken arayüzeyinin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Ters beslem durumunda kapasitenin gerilime bağlı değişiminden, doğrultucu kontakın engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler tayin edilebilir (Wilmsen 1995). Ti/n-GaAs/In MYM kontakına ait etkin kontak alanı $0,007854 \text{ cm}^2$ olan dairesel kontaklardır. Ti/n-GaAs/In MYM kontakların C-V ölçümleri 80-320 K aralığında 20 K'lik artışlarla alınmıştır. Bu ölçüler (4.7) eşitliği düzenlenerek değerlendirilmiştir:

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

Burada ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti, GaAs için $\epsilon_s=13,2 \epsilon_0$, boşluğun dielektrik sabiti $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, e , elektronun yükü, V_d , difüzyon potansiyeli, $k= 8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ Boltzmann sabiti, N_d iyonize olmuş donör konsantrasyonu ve T, Kelvin cinsinden sıcaklıktır. (4.7) eşitliği düzenlenecek olursa,

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_d} \quad (4.8)$$

eşitliği elde edilir. Burada, V uygulama gerilimidir. $(C^{-2}-V)$ grafiği çizildiğinde yapılacak uygun lineer fit ile $C^{-2}=0$ için $V_d=V_0$ olarak difüzyon potansiyeli elde edilmiş olur. Bu grafiklerden yararlanılarak farklı sıcaklıklarda bulunan difüzyon potansiyelleri, Çizelge 4.2 'de görülmektedir.

(4.8) ifadesinin V 'ye göre türevi alınır,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_d} \quad (4.9)$$

elde edilir. Bu ifadede N_d çekilirse,

$$N_d = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.10)$$

denklemini elde edilir. $(C^{-2}-V)$ grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları aşağıda, Çizelge 4.2'de verilmiştir. N_d değerleri, Çizelge 4.2'de $6,476 \times 10^{16}$ ile $8,666 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ değerleri arasında değişmektedir.

Termal dengede n -tipi bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.11)$$

ile verilmektedir. Burada, N_c , termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu olup, GaAs için $N_c = 4,71 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, tür. n -tipi bir yarıiletken için $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_d$ olur (Neamen 1992). Burada n_i , asal elektron konsantrasyonudur. Bu göz önüne alındığında (4.11) ifadesi,

$$N_d = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.12)$$

olur. Son ifadenin tabii logaritması alınacak olursa ve iletkenlik bandı referans seviye olarak ($E_c=0$) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right) \quad (4.13)$$

eşitliği bulunur. Fermi enerji seviyesi böylece elde edilmiş olur. Ti/n-GaAs/In MYM kontağına diyoduna ait Fermi enerji seviyeleri Çizelge 4.2'de görülmektedir. Fermi değerleri 0,014 eV ile 0,047 eV değerleri arasında değişmektedir. C-V grafiğinden engel yükseklikleri

$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.14)$$

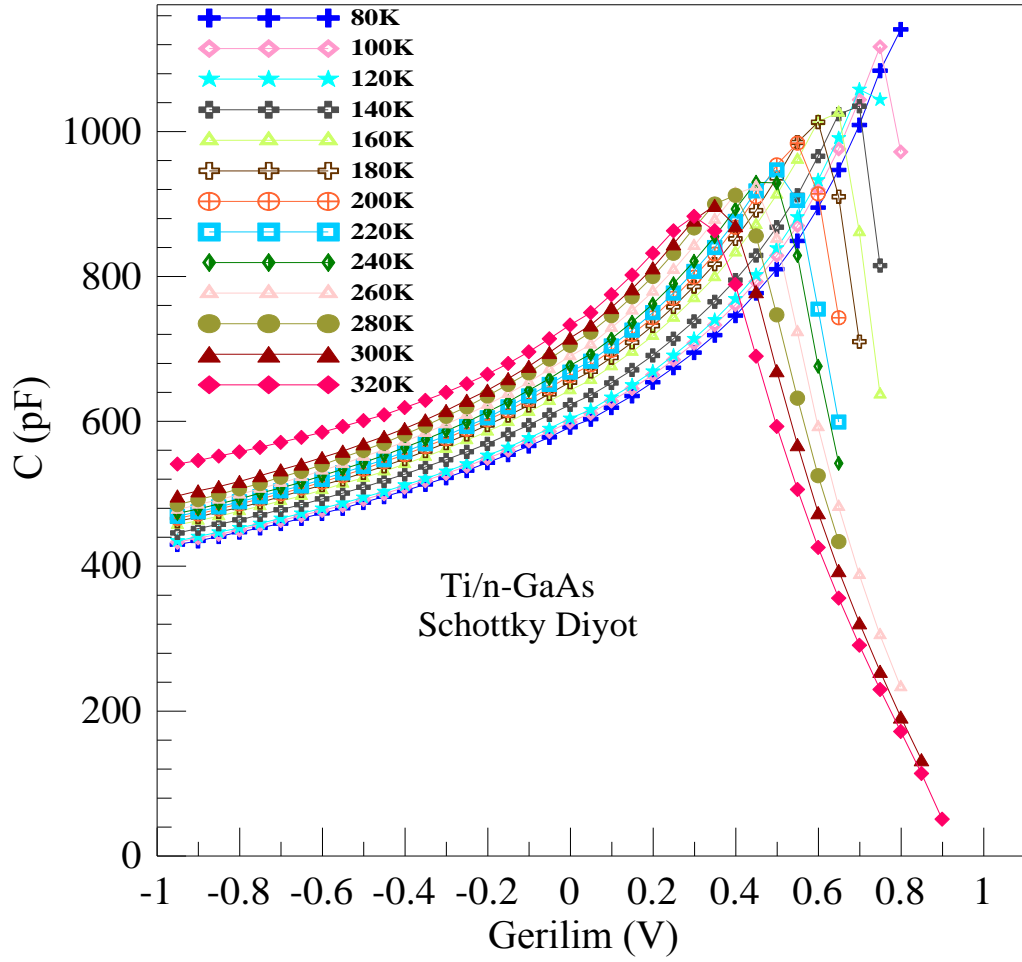
ile verilmektedir (Neamen 1992). Bu ifade ideal bir diyot içindir. İdeal olmayan durum için bu ifade,

$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.15)$$

ile verilmektedir. Ti/n-GaA/In MYM kontağına ait, C-V ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri Çizelge 4.2'de gösterilmiştir. Φ_b değerlerinin çizelgeden 0,975 eV ile 1,082 eV değerleri arasında değişmekte olduğu görülmektedir.

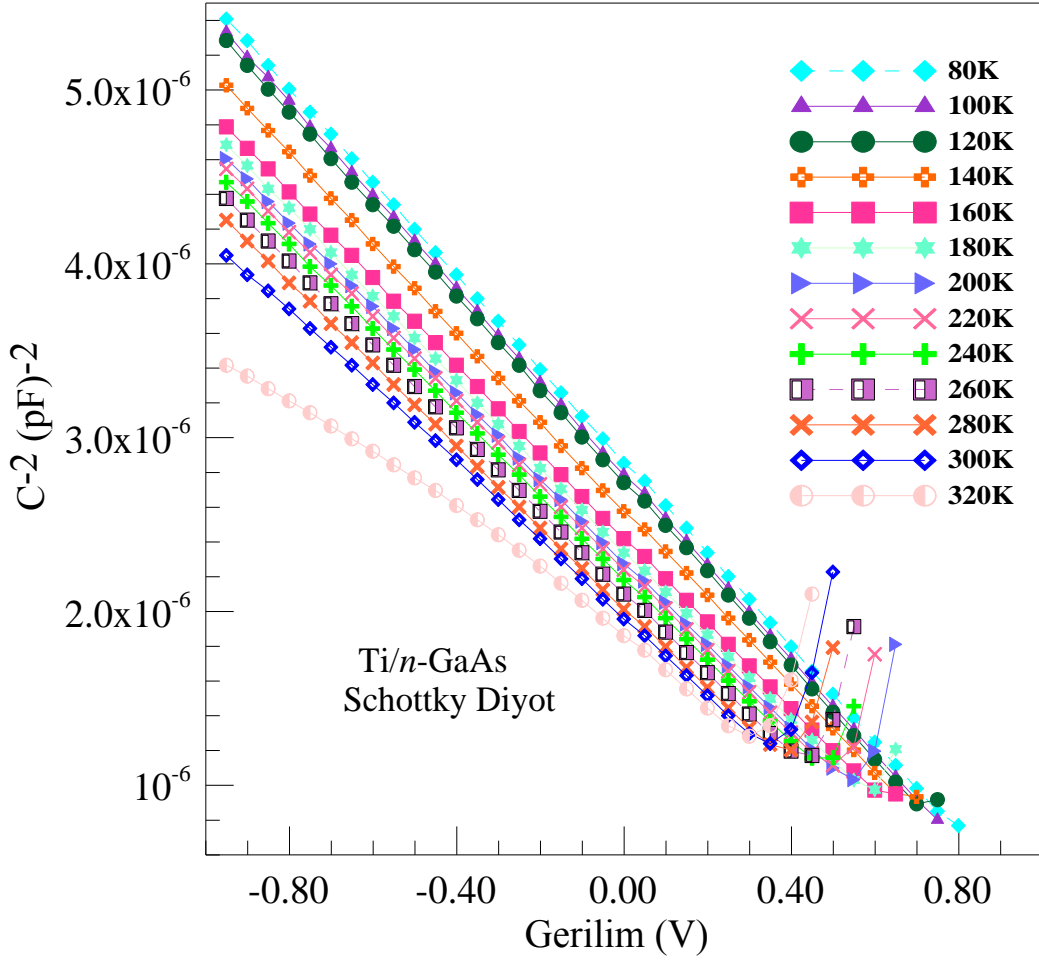
Çizelge 4.2. Ti/n-GaAs/In diyoduna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık(K)	C-V			
	$Vd(V)$	$Ef(eV)$	$Nd(cm^{-3}) \times 10^{16}$	$\Phi b(eV)$
80	1,068	0,014	6,476	1,082
100	1,044	0,017	6,491	1,061
120	1,035	0,020	6,532	1,055
140	1,001	0,023	6,748	1,024
160	0,967	0,026	6,951	0,993
180	0,941	0,029	7,007	0,970
200	0,923	0,033	7,056	0,956
220	0,901	0,036	7,184	0,937
240	0,902	0,038	7,187	0,940
260	0,886	0,042	7,302	0,928
280	0,851	0,045	7,355	0,896
300	0,887	0,046	7,829	0,933
320	0,928	0,047	8,666	0,975



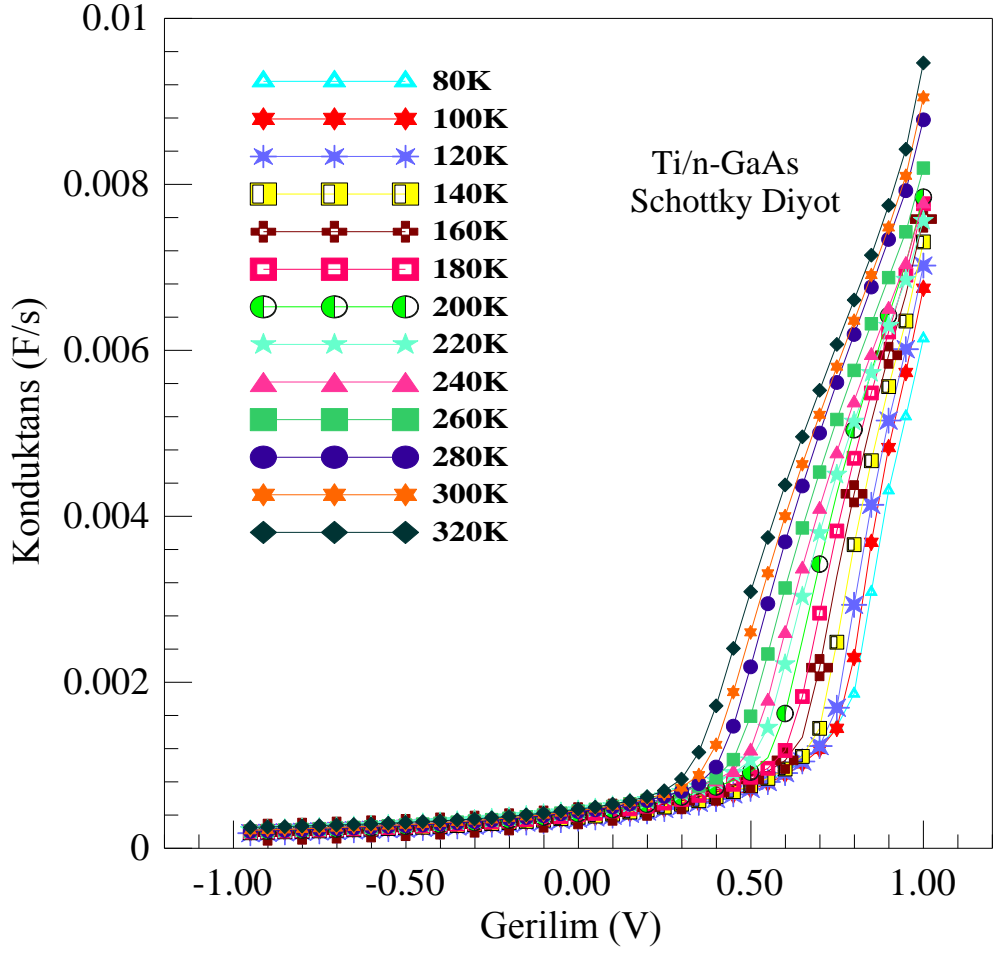
Şekil 4.5. Ti/n-GaAs/In MYM kontaklarına ait sıcaklığa bağlı C 'nin V 'ye karşı değişimi.

Şekil 4.5 sıcaklığa bağlı düz ve ters beslem C - V değişimini göstermektedir. Değişen sıcaklıkla ortaya çıkan kapasite değerleri birbirine yakın olmalarına rağmen, yüksek sıcaklıktaki kapasite değerleri büyük ve sıcaklık azaldıkça kapasite değerlerinin de küçük değerler aldığı görülmektedir.



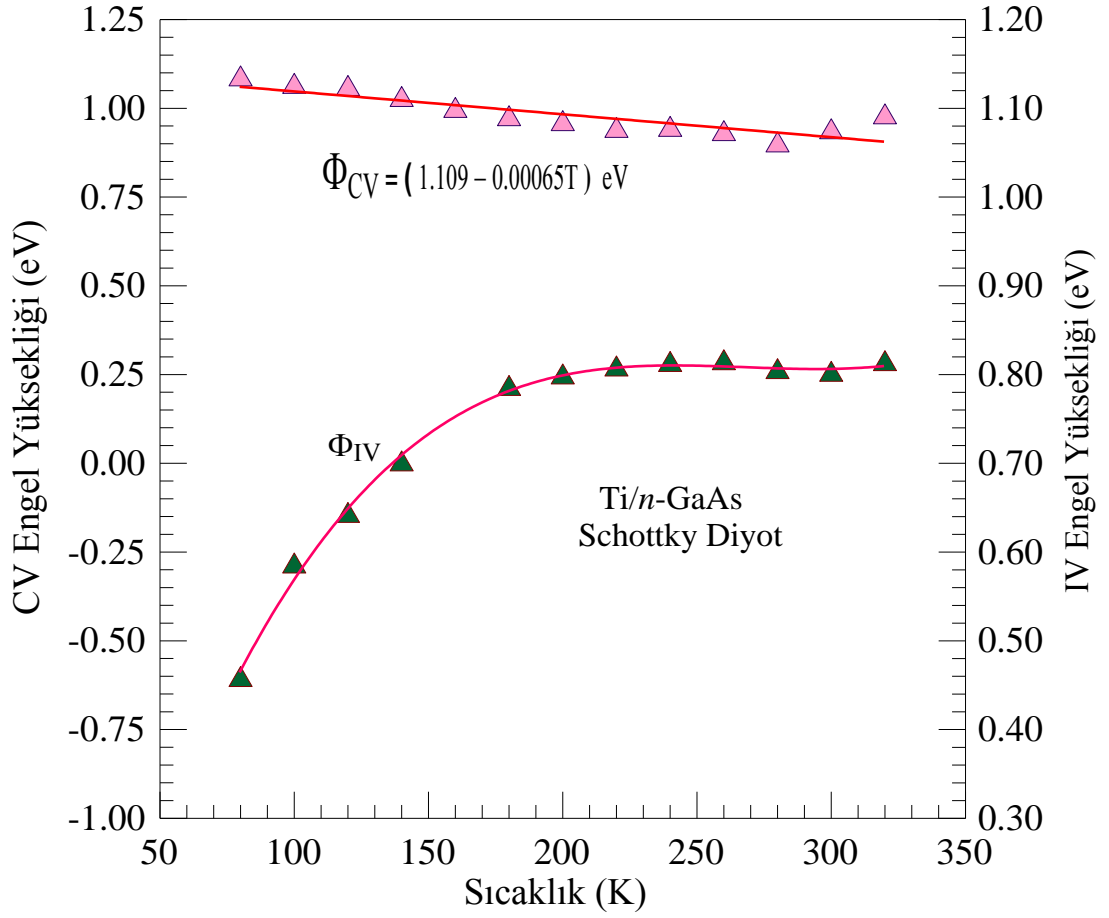
Şekil 4.6. Ti/n-GaAs/In MYM kontağının sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda C^{-2} -V'ye karşı değişimi

Şekil 4.6'da Ti/n-GaAs/In MYM kontağının sıcaklığa bağlı 0,8 V ile -1,0 V aralığında C^{-2} -V'ye karşı değişimini göstermektedir. (0,8 V) ile (-1,0 V) aralığı ters beslem durumuna karşılık gelmektedir. Düşük sıcaklıkta kapasitenin küçük, yüksek sıcaklıklarda ise büyük olmasından dolayı $1/C^2$ değerleri, aynı uygulama gerilimlerinde düşük sıcaklıklarda büyük iken, artan sıcaklıkla azalmaktadır. Yani aynı gerilimde sıcaklıkla ters orantılı olarak değişmektedir.



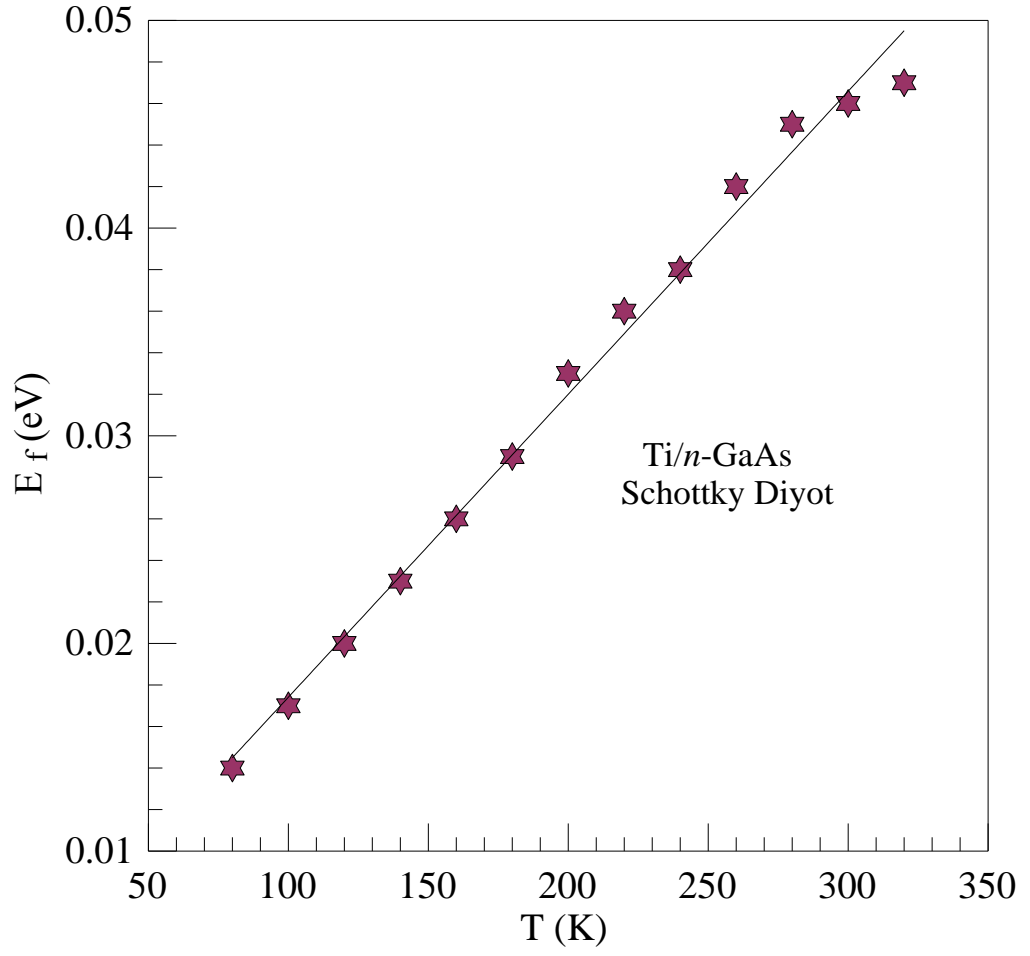
Şekil 4.7. Ti/n-GaAs/In MYM kontakına ait sıcaklığa bağlı 1,0 V ile -1,0 V aralığında Konduktans (G)'nin V'ye karşı değişimi

Şekil 4.7'de, düz ve ters beslem bölgelerinde düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara doğru Konduktans-Gerilim grafikleri görülmektedir. Tüm gerilimlerde, artan sıcaklıkla kondüktansın arttığı görülmektedir. Ayrıca, tüm sıcaklıklarda, -1,0 Volttan +1,0 Volta doğru, artan gerilim değeriyle kondüktans değeri artmaktadır.



Şekil 4.8. Ti/n-GaAs/In MYM kontağına ait sıcaklığa bağlı I - V ve C - V grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.8'teki verilere yapılan fit $\Phi_{CV} = 1,109(T=0) - 0,00065T$ denklemini verir. Bu fit denklemdaki 0,65 meV/K'lik eğim engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı olarak bilinir. Schottky Engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi genellikle MYM kontağın yapımında kullanılan yarıiletkenin yasak band aralığının sıcaklık bağımlılığını izler.



Şekil 4.9. Ti/n-GaAs/In MYM kontağına ait I/C^2 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen Fermi enerji seviyesinin sıcaklıkla değişimi

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Yapılan bu çalışmada, [100] doğrultusunda büyütülmüş, iki yüzü parlatılmış, 300-400 μm kalınlığında ve donör konsantrasyonu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olan *n*-tipi GaAs(Si) yarıiletkeni kullanılmıştır. Vakum altında saçtırma (sputtering) metoduyla 1,0 mm çaplı Titanyum MYM kontaklar elde edilmiştir. Üretilen Ti/*n*-GaAs/In MYM kontakların belirli bir sıcaklık aralığında (80-320 K) değişimlerinden I-V (akım-gerilim) ve C-V (kapasite-voltaj) karakteristikleri incelenmiştir.

Elde edilen bu MYM kontakların 80 K'den başlayarak 20 K'lik adımlarla 320 K'e kadar her sıcaklıkta I-V ve C-V ölçümleri alındı. Ti/*n*-GaAs/In MYM kontakların I-V karakteristiği Şekil 4.1'de verilmiştir. Bu diyota ait her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri I-V grafiklerinin lineer bölgelerinin eğiminden hesaplandı.

Bir diyodun idealliği idealite faktörünün bir değerine yaklaşması ya da uzaklaşması ile belirlenebilir. I-V grafiklerinden hesaplanan idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi Şekil 4.2' de görülmektedir. Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi idealite faktörleri 2,236 (80K) ile 1,017 (320K) arasında, engel yükseklikleri ise 0,456 eV (100K) ile 0,812 eV (320K) arasında değişmektedir. Bu değişimlerden görüleceği gibi sıcaklığın artışına bağlı olarak idealite faktörü azalırken, engel yüksekliği artmaktadır. Bu değişimler metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir (Biber vd 2001; Werner *et al.* 1991; Sullivan *et al.* 1991; Tung 1992). Yani bu tarzdaki bir değişim metal/yarıiletken arasındaki atomik homojen olmayan engelle açıklanabilir. Bu homojensizlik, farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya arayüzeyin etkisine atfedilebilir.

Bir metal/yarıiletken arayüzeyi boyunca akım iletimi sıcaklığa bağlı olduğundan, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engelleri aşabilirler ve bu yüzden akım daha düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerden geçen akım akışıyla belirlenir. Bu durum büyük bir idealite faktörüne sebep olur. Sıcaklık arttıkça yüksek Schottky engellerini aşmak

için daha fazla elektron yeterli enerjiye sahip olur. Bunun sonucu olarak da baskın olan engel yüksekliği sıcaklıkla ve beslem voltajı ile artarken idealite faktörü azalır (Sullivan vd 1991, Tung 1992). Ti/n-GaAs/In MYM kontağı için $I-V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörünün artan sıcaklıkla azalması ve engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla artması literatürde yapılan çoğu çalışmayla (Biber 2003; Coşkun vd 2003) uyum içerisindedir.

Sıcaklığa bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerinin değişimi Şekil 4.8’de verilmiştir. Bu ölçümlerden elde edilen engel yükseklikleri değerleri birbirinden farklıdır. $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla artarken, $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri sıcaklığın artmasıyla azalmıştır. $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri değerlerinin birbirinden farklı olmasının sebebi, potansiyel engelin uzaysal dağılımının bu ölçümleri farklı şekilde etkilemesidir. Arayüzeydeki akım Φ_b ’ye üstel olarak bağlıdır. Bu yüzden engel yüksekliğinde oluşan herhangi bir uzaysal değişim akımın daha çok minimum engelden geçmesine neden olur. Dolayısıyla, MYM kontaklarda $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin, $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinden daha büyük çıkması beklenen bir durumdur (Rhoderick and Williams 1988; Jürgen *et al.* 1991).

Şekil 4.8 ’deki deneysel verilere yapılan fit $\Phi_{CV} = 1,109(T=0) - 0,00065T$ denklemini verir. Bu fit denklemdeki 0,65 meV/K’lik eğim engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı olarak bilinir. Engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi band aralığının sıcaklığa bağlılığından ileri gelir. Bundan dolayı, değişiminden dolayı her ikisinin sıcaklığa bağlı değişimleri hemen-hemen aynı olmalıdır (Yıldırım *et al.* 2009). Passler, Thurmond and Lautenschlager *et al.* sırasıyla, n -tipi GaAs için 0,472 meV/K; 0,541 meV/K ve 0,55 meV/K’lik değerler elde ettiler. Özdemir vd. (2006) Au/n-GaAs Schottky diyotlar için 80-300 K sıcaklık aralığında yaptıkları $I-V$ ölçümlerinden 0,674 meV/K’lik bir değer elde ettiler. Görüldüğü gibi, n -tipi GaAs için elde ettiğimiz 0,65 meV/K’lik değer literatürde verilen değerlere çok yakındır.

MYM kontakların parametrelerinin tayin edilebilmesi için geniş bir sıcaklık aralığında çalışmak gerekmektedir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca artan sıcaklıkla idealite faktöründeki azalma “ T_0 etkisi” olarak adlandırılmaktadır. Yapılan deneysel çalışmalarda MYM kontakın idealite faktörünün genelde sıcaklığa bağlı olduğu gözlenmiştir. Şayet MYM diyotta idealite faktörünün 1’den büyük çıkması termoiyonik alan emisyonu ve deplasyon bölgesindeki rekombinasyon nedeniyle ortaya çıkıyorsa; idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olması gerekir. Bu etki ilk olarak Padovani ve Sumner (1965) tarafından ifade edilmiştir ve matematiksel olarak $n=1+(T_0/T)$ şeklinde verilmektedir. Burada T_0 , geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız bir parametredir (Hardikar vd 1999) .

$I-V$ grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $(kT)^{-1}$ ’e veya $(nkT)^{-1}$ ’e karşı çizilen grafiği Şekil 4.3 ’te verilmiştir. $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $(kT)^{-1}$ grafiğinde yüksek sıcaklıklarda doğrusal kısmına yapılan fit ile Richardson sabiti $A^*=4,08 \text{ A}/(\text{K}^2\text{cm}^2)$ ve engel yüksekliği $\Phi_b=0,79 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır. Elde edilen Richardson sabiti değerinin teorik değer olan $8,16 \text{ A}/(\text{K}^2\text{cm}^2)$ değerinden farklı çıkması arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.

Şekil 4.3’te görüldüğü gibi, 80-320 K sıcaklık aralığında, $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $(nkT)^{-1}$ grafiği lineer lineer bir değişim göstermiştir. Bu grafikten elde edilen 1,1 eV’luk etkin engel yüksekliği değeri, Şekil 4.8’deki C-V karakteristiklerin verdiği 1,109 eV ’lik değere eşittir. Schmitsdrof ve çalışma grubu (1995), Tung’un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü arasında lineer bir ilişki olduğunu ifade etmişlerdir. Şekil 4.4’de engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi verilmiştir. Bu grafikte verilen engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri $I-V$ grafiğinden elde edilen değerlerdir. Engel yüksekliği ve idealite faktörü arasında lineer bir ilişki olduğu grafikten görülmektedir. MYM diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanal inhomojenliği ile açıklanabilir (Biber 2003). $n=1,01$ değeri için yanal homojen engel yüksekliğinin değeri 0.815 eV olarak bulundu.

Kapasite-voltaj ($C-V$) ölçümleri, -1 V ile $+1$ V aralığında “Hewlett Packard” firmasının “4192A 5Hz-13MHz LF Impedance analyser” cihazı ile 80-320 K sıcaklık aralığında 20 K’lik adımlarla yapılmıştır. ($C-V$) karakteristiğinin sıcaklığa nasıl bağlı olduğunu görmek için, tüm sıcaklıklarda Ti/n-GaAs/In MYM diyodunun $C-V$ değişimleri çizildi. Şekil 4.5’de görüldüğü gibi kapasite sıcaklık arttıkça artmaktadır. $C^{-2}-V$ karakteristiği ise lineer bir değişim sergilemektedir. MYM diyodun ters beslem $C^{-2}-V$ grafiklerinden yararlanarak, belirli bir sıcaklık aralığında (80-320 K) difüzyon potansiyeli (V_d), iyonize olmuş donör konsantrasyonu (N_d), fermi enerji seviyesi (E_f), ve engel yüksekliği (Φ_b) hesaplandı. Çizelge 4.2’de görüldüğü gibi, V_d değerleri 1,068 V ile 0,928 V arasında, N_d değerleri $6,476 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (80K) ile $8,666 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (320K) arasında, E_f değerleri 0,014 eV ile 0,047 eV arasında ve Φ_b değerleri ise 1,082 eV ile 0,975 eV arasında değişmektedir.

Şekil 4.7’de, düz ve ters beslem Kondüktans-Gerilim grafikleri verilmektedir. Kondüktans değerleri, düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara doğru artmaktadır, yani belli bir gerilimde, artan sıcaklıkla kondüktansın arttığı görülmektedir. Şekil 4.9 Ti/n-GaAs/In MYM diyoduna ait $1/C^2$ ’nin V ’ye karşı değişiminden elde edilen Fermi enerji seviyesinin sıcaklıkla değişim grafiğidir. Bu grafikte verilen Fermi enerji değerleri ile sıcaklık değerleri arasında lineer bir ilişki olduğu grafikten görülmektedir. Sıcaklık artışına bağlı olarak enerji değerleri artmaktadır.

Sonuç olarak imal edilen Ti/n-GaAs/In MYM Schottky diyodunun geniş bir sıcaklık aralığında $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri alınmıştır. $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklık artışıyla azaldığı, engel yüksekliğinin ise arttığı gözlenmiştir. Bu değişim metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklanmıştır. İdealite faktörü ve engel yüksekliği arasındaki lineer ve ters bir ilişki var olup bu ilişki engel yüksekliğinin yanal inhomojenliğinden kaynaklandığı belirlenmiştir.

KAYNAKLAR

- A. F. Ozdemir, A. Turut and A. Kökçe, *Semicond. Sci. Technol.* 21, (2006), 298-302.
- Arnold, D. Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants, *J. Appl. Phys.* 61 (11), 5178
- Aydın, M. E., Yakuphanoglu F., Öztürk G. 2010. Modification of electrical properties of the Au/1,1_ dimethylferrocenecarboxylate/n-Si Schottky diode, *Synthetic Metals*, 160, 2186–2190
- Aydoğan, Ş. Sağlam M., Türüt A. 2005. On the some electrical properties of the non-ideal PPy/p-Si/Al structure, *Polymer* 46, 10982–10988
- Bardeen, J. and Brattain, W. H., 1948. *Physical Rev.*, 74, 231.
- Bethe, H. A. 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT. Radiation Lab. Rep., 43, 12
- Biber, M. Cakar, M. and Turut, A., 2001. The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes. *J. Mater. Sci-Mater. Elect.* 12, 575-579.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides (in German), *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.
- Brillson, L. J., 1983. Advances in understanding Metal-Semiconductor interfaces by surface science techniques. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 44 (8).
- Brillson, L. J. (1993). *Contacts To Semiconductors*, Noyes Publications, New Jersey.
- Brors, DL., Monning KA., Fair, JA., Coney W. and Sarast KC., 1984. CVD Tungsten- a solution for the poor step coverage and high contact resistance of Aluminum. *Solid State Technology*, 27, (4), 313-314.
- C.D. Thurmond, *J. Electrochem. Soc.* 122 (1975) 1133.
- Chand, S. and Bala, S., 2005. Analysis of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures. *Appl. Surf. Sci.* 252(2), 358-363.
- Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, R., 1991. Modified conductance technique for the determination of series resistance of mis tunnel-diodes. *Solid-State Elect.*, 34, (12), 1455-1456.
- Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, B., 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes, *Solid-St. Electron*, 36, 605-610.
- Cowley, A. M. and Sze S. M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor System. *J. Appl. Phys.* 36, (10), 3212
- Crowell C. R., Shoreh B., and La bate E. E., 1965. Surface-State and Interface Effects in Schottky Barriers at n-Type Silicon Surfaces. *J. appl. Phys.*, 36, (12), 3843-3850.
- Davydov, B. 1939. *J. Phys. USSR*, 1. 167. and 1941. *J. Phys. USSR*, 4, 335.
- Duman S., Gürbulak B., Doğan S., Türüt A., 2009. Electrical characteristics and inhomogeneous barrier analysis of Au-Be/p-InSe:Cd Schottky barrier diodes. *Microelectronic Engineering*, 106-110.
- Duman, S., Gürbulak, B., Doğan, S., Bahtiyari Tekle T. 2010. Electrical Characterization Of Ag/p-GaSe:Gd Schottky Barrier Diodes *Physica E* 42, 1958-1962.

- Eun, J., ve Cooper, J. A., 1993. High Temperature Ohmic Contact Technology to N-Type GaAs. PhD Thesis, School of Electrical Eng. Purdue University, India.
- F. Padovani and G. Sumner, 1965 . Experimental study of Au–GaAs Schottkybarriers, *J. Appl. Phys.* vol. 36, no. 12, pp. 3744–3747
- Fraser, D. B., 1983. In VLSI Technology (ed. S. M. Sze). Mc Graw-Hill, Singapore.
- Freeouf, J. L. 1981. *Apply. Phys . Lett.*, 39, 727.
- Freeouf, J. L. Jackson, T. N., Laux, S. E., and Woodall, J. M., 1982. Effective barrier heights of mixed phase contacts: Size effects, *Appl. Phys. Lett.*, 40, 634.
- Furakawa, Y. and Ishibashi, Y., 1967. *Jap. Appl. Phys.* 6, 787.
- Garcia-Moliner, F. and Flores , 1976. Theory of electronic surface states in semiconductor. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 9, 1609-1634
- Gol'dberg, Y. A. Posse, E. A. and Tsarenkov, B.V., 1971. *Electron Lett.* 7, 601.
- Gold'berg, Y. A. Nasledov, D. N. and Tsarenkov, B. V., 1971. Procedure for fabricating surface-barrier structures by chemical deposition of metals on surface of a semiconductor. *Instrum. Exp. Tech.*, 14, (3), 899.
- Graf, D., Grunder, M., Schulz, R., Mühlhoff, L., 1990. Oxidation of HF-treated Si wafer surfaces in air, *J. Apply. Phys.*, 68, 5155
- Heine, V., 1965. Theory of Surface States. *Phys. Rev. A.* 138, 1689-1696.
- Holland, L., 1956. Vacuum deposition of thin films. Chapman and Hall, London.
- Huang, T., and Yang, M., 1991. Interfacial reactions of Cr, Cr-Si, and Cr/Si films on GaAs. *J. Appl. Phys.*, 70, 5675-5683.
- I Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, 89, (2001), 5815.
- J. H. Werner and H. H. Guttler, *J. Appl. Phys.*, 73, (1993), 1315.
- Jiang, Y., Ru, G., Lu, F., Qu, X., Li, B., Li, W and Li, A. 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. *Chin. Phys. Lett.* 19(4), 553-556
- Jiang, Y. L., Ru, G. P., Lu, F., Qu, X. P., Li, B. Z. and Yang, S., 2003. Ni/Si solid phase reaction studied by temperature-dependent current-voltage technique. *Journal of Applied Physics*, 93 (2), 866-870.
- Joyce, B. A. and Neave, J. H., 1971. An investigation of silicon-oxygen interactions using Auger electron spectroscopy. *Surf. Sci.* 27, (3), 499-515.
- Jürgen H., Werner and Herbert H. Güttler., “Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, *J. Appl. Phys.*, 69(3): 1522-1533 (1991)
- Kano, G., Inoue, M., Matsuno, I. and Takayanagi, S. 1966. Molybdenum-Silicon Schottky Barrier, *J. Appl. Phys.* 37, 2985.
- Karataş Ş., 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayımlanmamış).
- Kavasoglu, A. S., Yakuğhanoğlu F., Kavasoglu N., Pakma O., Birgi Ö., Oktik Ş. 2009. The analysis of the charge transport mechanism of n-Si/MEH-PPV device structure using forward bias I–V–T characteristics, *Journal of Alloys and Compounds* 492, 421–426
- Kumar, A. A., Janardhanam, V., Reddy, V. R., Reddy P. N. 2009. Evaluation of Schottky barrier parameters of Pd/Pt Schottky contacts on n-InP (100) in wide temperature range, *Superlattices and Microstructures* 45, 22-32.
- Levine, J.D., 1971. Schottky-Barrier Anomalies and Interface State. *J. Appl. Phys.*, 42, 3991-3999.
- M.E. Aydın, N. Yıldırım, A. Turut, *J. Appl. Phys.* 102 (2007).

- M. Biber, *Physica B*, 325, (2003), 138.
- M. Missous, E H Rhoderick, D. A. Woolf and S. P. Wilkes, *Semicond. Sci. Technol.*, 7, (1992), 218.
- M. O Aboelfotoh, *Solid-State Electron.*, 34, (1991), 51.
- Maeda, K., 2002. Identity of Defect Causing Nonideality in Nearly Ideal Au/n-Si Schottky Barriers, *Appl. Surf. Sci.* 190, 445-449.
- Mott, N. F., 1938. Note On The Contact Between A Metal and An Insulator Or Semiconductor, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34, 568.
- Mönch, W., 1995. *Semic. Surfaces and Interfaces*, Springer Series on Surface Science, 26 (Springer, Berlin), 2 nd. ed. 348
- Mönch, W., 1999. Barrier height of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities. *J. Vac. Sci. Tech. B.* 17, 1867-1876.
- N. Yıldırım, H. Korkut and A. Turut, *EPJ. Appl. Phys.*, 45, (2009), 10302.
- Neamen, D. A., (1992), *Semiconductors Physics and Devices*, R. R. Donnelley & Company, Sydney.
- Newman, N., van Schilfgaarde M., Kendelwicz T., Williams M.D. and Spicer W.E., 1986. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs(110) surfaces. *Phys.Rev. B*, 33, 1146-1159.
- Nixon, J. A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices, *Phys. Rev. B.* 41, 7929
- Nuhoğlu, Ç., Ayyıldız E., Sağlam M., Türüt A. 1998. Thermal treatment of the MIS and intimate Ni/n-LEC GaAs Schottky barrier diodes, *Applied Surface Science*, 135, 350–356
- Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel silicide contacts. *J. Appl. Phys.*, 51, 3735-3739.
- Padovani F.A. and Stratton R. 1966 Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers, *Solid-State Electronics*, Vol. 9, pp. 695-707.
- Pickard, G.W., 1906, US patent no.836531.
- Pietsch, G. J., Köhler, U., Henzler., 1993. Anisotropic etching versus interaction of atomic steps: Scanning tunneling microscopy observations on HF/NH₄F-treated Si(111), *J. Appl. Phys.*, 73, 4797
- P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona, *Phys. Rev. B: Condens. Matter.* 35 (1987) 9174.
- R. Passler, *Phys. Rev. B: Condens. Matter* 66 (2002) 085201.
- Rhoderick, E.H. and Williams, R.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed.(Clarendon, Oxford).
- S. Hardikar, M. K. Hudait, P. Modak, S. B. Krupanidhi, N. Padha, *Appl. Phys. A*, 68, (1999), 49.
- S. Aydoğan, M. Sağlam, A. Turut, *Appl. Surf. Sci.* 250 (2005) 49.
- S. Karatas and S. Altındal, *Mater. Sci. Engineer. B*, 122, (2005), 133.
- S. Zhu, C. Detavernier, R. L. Van Meirhaeghe, F. Cardon, G. P. Ru, X. P. Qu and B. Z. Li, *Solid State Electron.*, 44, (2000), 1807.
- Saxena, A., N. 1968. Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on *n*-type Silicon. *Surface Science* 13, 151-171
- Schmitsdorf, R. E., Kampen, T. U., Mönch, W., 1995. Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si(111) Schottky diodes, *Surf. Sci.*, 324, 2-3, 249-256

- Schottky, W., 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers, *Z. Phys.* 113, 367-414.
- Sharma B. L., "Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junction and Their Application", *Plenum Press*, New York, 176 (1984).
- Shaw, J. M. and Amick, J. A., 1970. Vapor-deposited tungsten as a metallization and interconnection material for silicon devices. *RCA Rev.* 31, (2), 306.
- Sullivan J. P., Tung R. T., Pinto M.R. And W. R.Graham, 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70, (12), 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, Willey, New York
- Thanailakis A. and Northrop D. C., 1973. Metal-germanium Schottky barriers *Solid-State Electronics*, 16, (12), 1383-1389.
- Thanailakis A. and Northrop D. C., 1973. Metal-germanium Schottky barriers *Solid-State Electronics*, 16, (12), 1383-1389.
- Torrey, H. C., Whitmer, C. A., 1948. *Crystal Rectifiers*, mc Gram Hill.
- Tung, R., 1984. Schottky-Barrier formation at single-crystal metal-semiconductor interfaces. *Phys.Rev. Lett.* 52, 461-464.
- Tung R. T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.* 58, (24), 2821-2823.
- Tung, R. T., 1992. Electron-Transport At Metal-Semiconductor Interfaces-General Theory. *Physical Review B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, *Materials Science and Engineering R* 35, 1-138).
- Tuy, T. O. and Mojzes, I., 1990. Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 652.
- Türüt, A. And Sağlam, M., 1992. Determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285-2.
- Werner, J. H. and Guttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J Appl Phys*;69:1522–1533.
- Wilmsen C .W ., (1995). *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*, Edited by Wilmsen C. W. *Plenium Press Newyork*.
- Wittmer, M, Freeouf, J. L., 1994. Schottky Barriers and the Reactivity of The Interface. *Europhysics Letters*, 26 (2), 135-140.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X. and Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid- state com.* 44, 663-671.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., Minnesota.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Erzurum 'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 2005 yılında lisans öğrenimine başladığı Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2009'da, Çift Anadal Programı ile başladığı Fen Fakültesi Matematik Bölümü'nden 2010'da mezun oldu. 2009 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı.

