

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

**METAL/*p*-InP/METAL SCHOTTKY KONTAKLARIN AKIM-  
KAPASİTE-GERİLİM KARAKTERİSTİKLERİNİN METAL İŞ  
FONKSİYONUNA BAĞIMLILIĞININ İNCELENMESİ**

**Sezai ASUBAY**

**DOKTORA TEZİ  
(FİZİK ANABİLİM DALI)**

**DİYARBAKIR**

**ŞUBAT-2008**

## TEŞEKKÜR

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma sayın **Prof. Dr. Ali Yılmaz** ve **Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT** danışmanlığında yürütülmüştür. Tezimin her aşamasında bana sürekli katkı sunan hocalarıma yapmış oldukları yardımlarından dolayı çok teşekkür ederim.

Ayrıca, laboratuvar çalışmalarında sayın **Arş.Gör. Ömer Güllü** ve numune sıcaklığına bağlı ölçümlerin alınmasında sayın **Prof. Dr. Bahattin Abay**'a bana olan yardımlarından dolayı çok teşekkür ederim. Bana verdikleri desteklerden dolayı sayın **Prof. Dr.Tahsin KILIÇOĞLU**'na, Atatürk Üniversitesi ve Dicle Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim elemanlarına çok teşekkür ederim. Ayrıca, tezimin yazım aşamasında yorumlarından ve desteklerinden dolayı sayın **Yrd. Doç .Dr. Mehmet Enver AYDIN**'a teşekkürlerimi sunarım. Bu çalışma DÜBAP tarafından DÜBAP-07-01-27 nolu proje ile desteklenmiştir. Desteklerinden dolayı Dicle Üniversitesine teşekkür ederim.

## AMAÇ

Schottky engel yükseklikli diyotlar yarıiletken devre elemanları teknolojisinde önemli bir yere sahiptirler. Bilindiği gibi bu diyotların imal şekillerinden biriside yarıiletken dilimleri üzerine metal nokta kontaklarıdır. Yarıiletken dilimleri üzerine yapılan nokta kontakların idealite faktörleriyle engel yükseklikleri diyottan diyoda farklılık gösterir. Bu farklılığın sebebi olarakta yarıiletkene katkılanırılan malzemenin yarıiletkene homojen bir şekilde dağılması ve yüzey hazırlama esnasındaki uzaysal homojenliğin sağlanamamasıdır. Bununla birlikte teknolojide yapılan nokta kontak diyotların homojen engel yüksekliklerini belirlemek oldukça önemlidir. Bu çalışmadaki amacımızda Tung ve Mönch' ün kısmen teorik ve kısmende deneysel olarak ileri sürdükleri, engel yüksekliğinin inhomojenliğinden kaynaklandığını ileri sürdükleri, idealite faktörleri ile engel yüksekliği arasındaki lineer ilişkinin deneysel olarak olup olmadığını araştırmaktır.

## ÖZET

Bu çalışmada, (100) doğrultusunda büyütülmüş, 400  $\mu\text{m}$  kalınlıklı ve direnci 5–10  $\Omega\cdot\text{cm}$  arasında olan n ve p-tipi Silisyum kullanıldı. Çalışmadaki amacımız, engel yüksekliğinin uzaysal inhomojenliğinin neden olduğu etkin engel yüksekliği ile idealite faktörleri arasındaki lineer ilişkiyi deneysel olarak göstermektir.

Bu amaç için, ince arayüzey doğal oksit tabakalı ve tabakasız Sn/n-Si ve Sn/p-Si (n-MS, n-MIS, p-MS ve p-MIS) diyotlarını kendi araştırma laboratuvarımızda imal ettik. Diyotların karakteristik parametreleri, akım-gerilim (I-V), kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik gerilim (G-V) ölçümlerinden belirlendi. İnce arayüzey doğal oksit tabakasız, n-MS için engel yüksekliği 0.60 eV ile 0.67 eV arasında ve idealite faktörleri 1.35 ile 2.56 arasında, ince arayüzey doğal oksit tabakalı, n-MIS için ise engel yükseklikleri 0.56 eV ile 0.65 eV arasında idealite faktörleri ise 1.381 ile 2.777 arasında sıralandı. İnce arayüzey doğal oksit tabakasız p-MS için engel yüksekliği 0.70 eV ile 0.73 eV arasında ve idealite faktörleri 1.002 ile 1.189 arasında, p-MIS için ise engel yükseklikleri 0.77 eV ile 0.80 eV arasında idealite faktörleri ise 1.051 ile 1.199 eV arasında sıralandı.

Bunun yanı sıra, deneysel engel yüksekliklerine karşı çizilen doğrusal grafiklerinin ekstrapolasyonu, imaj kuvvet azaltma değeri eklenerek, uzaysal homojen engel yüksekliklerini sırasıyla ince arayüzey tabakalı ve tabakasız n-MS için yaklaşık olarak 0.665 eV ve 0.692 eV olarak bulundu.

## SUMMARY

In this study, we have used n-Si and p-Si with (100) orientation, 400 $\mu$ m thickness and resistivity between 5–10  $\Omega$ .cm. Our purpose is experimentally to confirm the linear relationship between effective barrier heights and ideality factors for Schottky diodes that can result from lateral inhomogeneities of the barrier height.

For this , we have prepared the Sn/n-Si and Sn/p-Si (n-MS, n-MIS, p-MS and p-MIS) diodes with and without the native oxide layer in our research laboratory. The characteristics parameters of diodes using current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G-V) measurements has been determined. The Schottky barrier height for the n-MS without thin native interfacial oxide layer ranged from 0.60 eV to 0.67 eV, and ideality factor  $n$  from 1.349 to 2.557, for the n-MIS ranged from 0.56 eV to 0.65 eV, and ideality factor  $n$  value from 1.381 to 2.777. The Schottky barrier height, for the p-MS without thin native interfacial oxide layer ranged from 0.70 eV to 0.73 eV and ideality factor  $n$  from 1.002 to 1.189, for the p-MIS ranged from 0.77 eV to 0.80 eV and ideality factor  $n$  value from 1.051 to 1.199.

Furthermore, the extrapolation of the linear plot of the experimental barrier heights versus ideality factors gives the laterally homogeneous barrier heights of approximately 0.665eV and 0.692 eV for the n-MS with and without the interfacial oxide layer, respectively, adding the image force lowering values.

## ÖZET

Taşıyıcı konsantrasyonu  $4-8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olan *p*-InP yarıiletkenini kimyasal olarak temizledik. Omik kontak için, yarıiletkenin mat tarafına Zn/Au buharlaştırıldı. Daha sonra, Schottky kontaklar için kullandığımız Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metalleri gerekli kimyasal temizlik işlemlerinden geçirildikten sonra omik kontaklı *p*-InP numunelerin parlak yüzlerine vakum ortamında buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı. Bu Schottky diyotların Akım-gerilim (*I-V*) ve kapasite-gerilim (*C-V*) ölçümlerinden engel yükseklikleri ve idealite faktörleri hesaplandı. Bu engel yükseklikleriyle Schottky kontak metallerinin iş fonksiyonları arasındaki ilişki Mott-Schottky ve Bardeen modellerine irdelendi. Metal/*p*-InP/ZnAu diyotlarımız için, *I-V* ve *C-V* engel yükseliği-metal iş fonksiyonu grafiğinden, sırasıyla,  $\Phi_{Bp}(I-V) = -0.073 \Phi_m + 1.14$  ve  $\Phi_{Bp}(C-V) = -0.113 \Phi_m + 1.49$  eşitlikleri elde edilmiştir. Bu grafikteki deneysel lineer çizgiler, Schottky-Mott teorisine göre çizilen Schottky çizgisiyle çakışmadığından, metal/yarıiletken Schottky diyotların engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varılmıştır. Metal iş fonksiyonundan bağımsızlık, metal/yarıiletkenin arayüzeyinde yalıtkan bir doğal oksit tabakasının ve yarıiletken ile doğal oksit tabaka arasındaki arayüzey hallerinin varlığına atfedilmiştir.

Ayrıca, bir örnek olması bakımından, Ti/*p*-InP/ZnAu yapısının numune sıcaklığına bağlı olarak 20K-400K aralığında *I-V* ve *C-V* karakteristikleri elde edildi. Bu diyot için, 300 K'da 0.85 eV'luk bir değer elde edilmiştir. Artan sıcaklıkla engel yüksekliği değerlerinde artma ve idealite faktörü değerlerinde azalma görüldü. Bundan dolayı, sıcaklık bağımlı *I-V* karakteristiklerinin termiyonik akım teorisinden sapmaları, Chand [11,12] Song vd [23] Werner and Gütther [24] tarafında geliştirilen engel yüksekliği inhomojenliği modeline göre yorumlanmıştır. Grafiklerden,  $\bar{\Phi}_b = 0.99 \text{ eV}$  ve  $\sigma_0 = 0.085 \text{ Volt}$  olarak bulunmuştur.  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1/kT$ 'ye göre değişimi grafiğinden Richardson sabiti  $A^* = 138 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$  ve engel yüksekliği de  $\Phi_b = 1.01 \text{ eV}$  olarak bulunmuştur. Richardson sabiti, *p*-InP için bilinen  $60 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$  değerinden yaklaşık 2.3 kat daha büyük bulunmuştur.

### SUMMARY

*p*-InP semiconductor with  $4-8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  was chemically cleaned. An ohmic contact on the back side of the *p*-type InP is formed by sequentially evaporating Zn and Au layers on InP. then, Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metals for Schottky contacts have been evaporated as dots with diameter of about 1 mm on the front surface of the *p*-InP. The *I-V* and *C-V* characteristics of these Schottky diodes were measured and their barrier height and ideality factor values were calculated. The relationship between the barrier height and metal work function were explained by the models of Mott-Schottky ve Bardeen. For our own metal/*p*-InP/ZnAu diodes için, the expression  $\Phi_{Bp}(I-V) = -0.073 \Phi_m + 1.14$  ve  $\Phi_{Bp}(C-V) = -0.113 \Phi_m + 1.49$  were obtained from *I-V* ve *C-V* barrier height-work function plots, respectively. Because the linear lines in these plots do not coincide with the line drawn according to the theory of Schottky-Mott for metal/*p*-InP diodes, it was concluded that the barrier height of the metal/semiconductor contacts was independent of the Schottky metal work function. The case was attributed to the presence of the native oxide layer at the metal/semiconductor interface and of the interface states between the metal/semiconductor interface.

Furthermore, the current-voltage (*I-V*) characteristics of Ti/*p*-InP Schottky diodes have been measured in a wide temperature range with a temperature step of 20 K, as an example. An experimental barrier height  $\Phi_{ap}$  value of about 0.85 eV was obtained for the Ti/*p*-InP Schottky diode at the 300 K. A decrease in the experimental BH  $\Phi_{ap}$  and an increase in the ideality factor *n* with a decrease in temperature have been explained on the basis of a thermionic emission mechanism with Gaussian distribution of the barrier heights due to the BH inhomogeneities at the metal-semiconductor interface.  $\bar{\Phi}_b$  and  $A^*$  as 1.01 eV, and 138  $\text{A/cm}^2\text{K}^2$ , respectively, have been calculated from a modified  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2$  vs  $1/T$  plot. This BH value is in close agreement with the values of 0.99 eV obtained from the  $\Phi_{ap}$  vs  $1/T$  and  $\ln(I_0/T^2)$  vs  $1/nT$  plots.

### AMAÇ

Bu çalışmada, Schottky kontaklar için kullandığımız Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metalleri gerekli kimyasal temizlik işlemlerinden geçirildikten sonra omik kontaklı p-InP numunelerin parlak yüzlerine, yukarıda ifade edildiği gibi, vakum ortamında buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı. Bu Schottky diyotların Akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri yapıldı. Elde edilen I-V ve C-V eğrilerinden engel yükseklikleri hesaplandı. Bu engel yükseklikleriyle Schottky kontak metallerinin iş arasında ilişki Mott-Schottky [6,7] ve Bardeen modellerine irdelendi. Ayrıca, bir örnek olması bakımından Ti/p-InP/ZnAu yapısının numune sıcaklığına bağlı olarak 20K-400K aralığında I-V ve C-V karakteristikleri elde edildi. Sıcaklık bağımlı karakteristiklerin, engel yüksekliği inhomojenliği üzerine kurulan Chand [11,12] Song vd [23] Werner and Gütther [24] modeline göre değerlendirilmiştir.



# İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	I
<b>AMAÇ</b> .....	II
<b>ÖZET</b> .....	III
<b>SUMMARY</b> .....	IV
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR</b> .....	6
2.1. Giriş.....	6
2.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontaklar.....	6
2.3. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	12
2.4. Omik Kontak Elde Etme Yolları.....	15
2.5. Tünelleme Eklemleri.....	16
2.6. Metal (Omik)/p-tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	17
2.7. Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi.....	18
2.8. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi.....	20
2.9. Schottky Diyotlarda Termiyonik Emisyonla Akım İletimi.....	24
2.10. İmaj Kuvvetinin Etkisinden Dolayı Engel yüksekliğinin Azalması.....	28
2.11. Deplasyon (arınma-tükenim) Bölgesinde Rekombinasyon (yeniden birleşim) ve Generation (taşıyıcı oluşumu).....	31
2.12. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	33
2.13. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi.....	34
2.14. Metal/Yarıiletken Kontaklarda arayüzey hallerinin etkisinde Engel Yüksekliği İfadesi.....	38
<b>3. DENEY SİSTEMİ, NUMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER</b> .....	43
3.1. Giriş.....	43
3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi.....	43
3.3. Schottky Diyotlarının Yapılması.....	44
<b>4. ARAŞTIRMA BULGULARI</b> .....	46
4.1. Giriş.....	46
4.2. Akım-Gerilim ( $I-V$ ) Ölçümleri ve Hesaplamaları.....	47
4.3. Kapasite-Gerilim ( $C-V$ ) Ölçümleri ve Yapılan Hesaplamalar.....	56
4.4. Numune Sıcaklığına Bağlı Akım-Gerilim ve Kapasite-Gerilim Ölçümleri ve Hesaplamaları.....	59
<b>5. TARTIŞMA ve SONUÇ</b> .....	70
<b>6. REFERANSLAR</b> .....	79

<b>7. ŞEKİLLER DİZİNİ.....</b>	<b>84</b>
<b>8. ÇİZELGELER DİZİNİ.....</b>	<b>87</b>
<b>9. ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>88</b>

T.C  
DİCLE ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ  
DİYARBAKIR

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyesinin

Ünvanı      Adı Soyadı

Başkan: Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT

Üye: Prof. Dr. Ali YILMAZ

Üye: Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU

Üye: Doç. Dr. Haluk AYDIN

Üye: Yrd. Doç. Dr. Mehmet Enver AYDIN

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

..../..../2008

Prof. Dr. Necmettin PİRİNÇÇİOĞLU

ENSTİTÜ MÜDÜRÜ

MÜHÜR

## 1. GİRİŞ

Çağdaş elektronikte metal-yarıiletken kontaklar önemli rol oynayan devre elemanlarıdır. Metal ve yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özelliklerinden yararlanmak, onlara uygun kontaklar uygulayarak elektronik devrelerde kullanmak yolundaki ilk ciddi araştırma, 1874 'lü yıllarda Braun tarafından yapılmıştır [1]. 1900'lü yılların başlangıcında yarıiletken kullanılarak yapılan ilk pratik devre elemanı metal/yarıiletken kontaklardır. Schottky yapılar olarak da bilinen bu kontak yapısı, yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün önemini artırması ile çok farklı kullanım alanları bulmaktadır.

Günümüzde vakum teknolojisi sayesinde geçmiş tarihlerdeki bu sıkıntı aşılmış olup yeniden üretilen ve güvenilir metal/yarıiletken kontakları üretmek çok kolay bir hal almıştır. Elektronik sanayiinde, bu devre elemanlarından, daha çok, mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, hızlı anahtar (switching) uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatörler) ve Schottky engel tabakalı alan etkili transistörleri olarak faydalanılmaktadır. İlk önceleri radyo detektörü, daha sonraları radar detektörü ve mikrodalga diyodu olarak geliştirilmiştir.

İkinci Dünya Savaşı döneminde, mikrodalga radarlarının gelişmesiyle nokta kontak diyotları, daha çok frekans dönüştürücüsü olarak ve mikrodalga detektör diyodu olarak kullanılmışlardır [2,3]. Baird 1964 yılında Metal-yarıiletken (MS) alan etkili transistörü buldu. MS yapıların karakteristikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçülerek, sıcaklığın tayininde kullanılmıştır [4]. Metal/yarıiletken kontakların doğrultma işlemini yapması ile ilgili ilk adım, 1931 yılında Schottky ve çalışma grubunun kontakta akım aktığında tüm kontak boyunca bir potansiyel düşüşü olacağını göstermeleri ile atılmıştır [5,6]. Schottky ve Mott doğrultmanın gözlenen yönünün elektronların potansiyel engeli üzerinden normal sürüklenme ve difüzyon şeklinde geçişi kabul edilerek açıklanabileceğini ifade etmişlerdir [5-7]. Mott'a göre, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından dolayı bir potansiyel engeli oluşmaktadır. Elektrik alanın sabit olması ve elektrostatik potansiyelin metal yaklaşımında olduğu gibi mesafeyle lineer olarak değişebilmesi için engel bölgesi kirliliklerden arınmıştır [7].

Aksine Schottky , metal yaklaşımında olduğu gibi Poisson denkleminde göre elektrik alanının lineer olarak artması, elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden değişmesi için yüklü kirliliklerin konsantrasyonunun sabit olduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir [6]. İkinci dünya savaşı sırasında silisyum ve germanyum ile nokta kontak doğrultucular mikrodalga radarlarda kullanılmış, bu önemli gelişme yarıiletken fiziğinin gelişimine önemli derecede yardımcı olmuştur. Bu dönemdeki en önemli katkı; Bethe'nin termiyonik emisyon teorisidir denebilir [8].

Tung, Schottky diyotlarla yaptığı çalışmalarda, Schottky engelli diyotlarda deneysel olarak elde edilen  $I-V$  karakteristiklerinin bazen termiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini ifade etmiştir. İdealite faktörü yaklaşık 1.03'den büyük olması durumunun, termiyonik emisyon modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ve genellikle Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığına atfedileceğini açıklamıştır. Ayrıca idealite faktörünün birden daha büyük çıkması; imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalması, generasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir [9]. Schottky diyotlar, çok düşük sıcaklıklarda çalışan infrared detektörler, termal görüntüleme sensörler ,mikrodalga diyotlar, infrared ve nükleer parçacık detektörler gibi elektronik aletler de önemli roller üstlenirler [10-12]. Dolayısıyla oda sıcaklıklarındaki Schottky diyotların  $I-V$  karakteristiklerinin analizi bize metal/yarıiletken arayüzeyindeki engel oluşumunun doğasını veya onların iletim mekanizması hakkında yeterli bilgi vermez.  $I-V$  karakteristiğinin sıcaklığa bağlılığı bize farklı iletim mekanizmalarını yorumlamamızda bize ışık tutar [13,14].

Schottky kontakların elektriksel parametrelerinin elde edilmesinde termiyonik emisyon teorisi kullanılmasına rağmen bir çok durumda idealite faktörü ve engel yüksekliği sıcaklığa bağlı olarak belirlenmiştir [11]. Biber Schottky engelin tabiatı ve iletim mekanizmasını açıklamak için Schottky engelli diyodun parametrelerinin oda sıcaklığında  $I-V$  karakteristiğinin diyot parametreleri hakkında detaylı bilgi vermediği için geniş bir sıcaklık aralığında tanımlanması gerektiğini ifade etmiştir. Bu nedenle Schottky engelindeki bu iletim mekanizmasını anlamak için Cu/n-GaAs Schottky diyotların 80-300 K aralığında  $I-V$  ölçümlerini alarak diyodun elektriksel

parametrelerini hesaplamıştır. Yapılan bu değerlendirme sonucunda diyodun düşük sıcaklıklardaki karakteristiklerin termoiyonik emisyon modelinden sapmalara neden olduğu sonucuna varmıştır. Termoiyonik emisyon modelinden sapma durumu engelin inhomojenliğine atfedilmiştir, Ayrıca,  $I-V$  karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa önemli derecede bağlı olduğu kabul edilmiştir [15].

Schottky diyotlarda, sıcaklıkla engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün değişiminin nedenlerinden biri, metal/yarıiletken arayüzeyinde pozitif ya da negatif iyon kusurlarının, Schottky engelini aşağı ya da yukarı çekmesidir. Örneğin, Au/n-Si Schottky yapısındaki pozitif iyon kusurları enerji bandının aşağı doğru bükülmesinden dolayı Schottky engelini düşürürler. Bu pozitif yüklü kusurlar, arayüzeye iyice yaklaştıklarında bant bükülmesinden dolayı Fermi seviyesiyle dengede nötralize olurlar. Schottky engelini düşürülmesi donörlerin nötralizasyonu ile gerçekleştiği için, donör enerji seviyelerin nötralizasyondan sonra Fermi seviyesinin üzerinde yer alır [16,17].

Schottky diyotların sıcaklığa bağlı olarak değişimi ile ilgili pek çok çalışma yapılmıştır. Düşük sıcaklıklardaki engel yüksekliğindeki azalma aktivasyon enerjisi  $\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \frac{1}{T}$  grafiğinde lineerliğin bozulmasına sebep olduğu belirtilmiştir. Sıcaklığın azalmasıyla engel yüksekliği değerindeki azalma ve idealite faktöründeki yükselme ve Schottky diyotların bütün elektriksel parametrelerinin oda sıcaklığındaki değerlerinden sapmaları Schottky diyotların inhomojenitesine dayandırılmıştır [18-38]. Metal ve yarıiletkenin birbirleri ile tepkimesi sonucunda oluşan ürünler metal/yarıiletken arayüzeyinde genellikle kirlilik oluştururlar. Bu kirlilikler inhomojeniteyi direct olarak doğurabilir veya defectlerin oluşması yoluyla tetikleyebilir [28-35,38].

Schottky modeline [6,7] Schottky diyotların engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna bağlıdır. Tseng ve Wu [39], Schottky kontakların I-V davranışı üzerine, arayüzey tabakasının ve arayüzey hallerinin etkisini çalıştılar. Bu araştırmacılar [39], akım-gerilim (I-V) ve kapasitans-gerilim (C-V) karakteristiklerinden arayüzey hallerinin,

enerji dağılımını ve arayüzey hallerinin sığasını hesapladılar. Daha sonra da Schottky akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) karakteristiklerinden arayüzey hallerinin enerji dağılımını ve arayüzey hallerinin kapasitesini hesapladılar [39]. Bu çalışmalardan bir süre sonra Horvath, arayüzey tabakasının kalınlığını ve arayüzey hallerinin enerji dağılımının doğru ve ters beslem akım-gerilim (I-V) karakteristiklerinden elde etti [40].

1992'de Cattopadhyay ve Rachaudhuri [41-45], doğru beslem kapasitans-gerilim (C-V) grafiklerinde anormal piklerin kaynağını araştırdılar. Bu piklerin seri dirençten kaynaklandığını ileri süren bir model geliştirdiler. Bunun için de Pd/n-Si ve Co/n-Si Schottky diyotlarını incelediler. Ayrıca C-V grafiklerinden yüksek voltajlara karşılık gelen akım değerlerini kullanarak seri direncin değerini hesapladılar [41,42]. Yine Cattopadhyay ve arkadaşları, MIS diyotların I-V ve C-V karakteristiklerinden, arayüzeyde oluşan oksit tabakasının kalınlığına göre engel yüksekliğinin incelenmesini, metal SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotlarında arayüzey tabakasının tuzak yoğunluğu ve uzay yük yoğunluğunun değeri için farklı bir metod kullanmıştır [41-45].

Song ve arkadaşları [23], Werner ve Güthher [24] Tung ve arkadaşları [36,37] engel yüksekliğindeki uzaysal değişimleri varsayarak ideal olmayan Schottky kontaklar için modeller geliştirdiler. Onlar engellerdeki inhomojeniteyi arttırdıklarında daha küçük etkin engel yükseklikleri ve daha büyük idealite faktörleri elde ettiler. Sonuç olarak Tung ve arkadaşları inhomojeniteyi tanımlayabilmek için iki farklı yaklaşımı benimsediler. Birinci [23,24] yaklaşım, Schottky engel yüksekliğinin sürekli bir uzaysal dağılımını varsayar ve engel inhomojeniteleri içeren ( $\bar{\phi}$ ) ortalama değerli ve

( $\sigma$ ) standart sapmalı engel yüksekliği  $\phi$  nin bir Gauss dağılımı durumunda elde edilen normalleştirilmiş dağılım fonksiyonu  $\rho(\phi)$  nin hesaba katılması suretiyle engel

yüksekliği  $\phi$  için  $I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(V, \phi) \rho(\phi) d\phi$ 'nin integralinin alınması sonucunda

inhomojen olan Schottky diyotlardaki toplam akım bulunabilir. Burada

$$\rho(\phi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\phi - \bar{\phi})^2}{2\sigma^2}\right] \text{ ve } i(V, \phi) \text{ termoiyonik emisyon modeline ba\u011flı } V \text{ d\u00fcz}$$

belsem gerilimindeki Schottky engelinden ge\u00e7en akımdır [21-24]. Di\u011fer yakla\u015fım [36,37] ise d\u00fc\u015fik engel y\u00fcsekli\u011fine sahip k\u00fc\u00e7\u00fck adacıkların d\u00fczg\u00fcn Schottky engel y\u00fcsekli\u011fi alanına g\u00f6m\u00fclm\u00fc\u015f olduklarını varsayar. Pinch-off modeli kullanılarak k\u00fc\u00e7\u00fck adacıklardan ge\u00e7en akımın gerilim ve patch parametresine ba\u011flı etkin Schottky engel y\u00fcseklikli ve etkin alanlı bir diyodun benzeri oldu\u011fu g\u00f6r\u00fclebilir.

Bu \u00e7alı\u015fmada, Schottky kontaklar i\u00e7in kullandığımız Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metalleri benzer temizlik i\u015lemlerinden ge\u00e7irildikten sonra omik kontaklı p-InP numunelerin parlak y\u00fczlerine, yukarıda ifade edildi\u011fi gibi, vakum ortamında buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı. Bu Schottky diyotların Akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) \u00f6l\u00e7\u00fcmeleri yapıldı. Elde edilen I-V ve C-V e\u011frilerinden engel y\u00fcseklikleri hesaplandı. Bu engel y\u00fcseklikleriyle Schottky kontak metallerinin i\u015 arasında ili\u015ki Mott-Schottky [6,7] ve Bardeen modellerine irdelendi. Ayrıca, bir \u00f6rnek olması bakımından Ti/p-InP/ZnAu yapısının numune sıcaklığına ba\u011flı olarak 20K-400K aralığında I-V ve C-V karakteristikleri elde edildi. Sıcaklık ba\u011mlı karakteristiklerin, engel y\u00fcsekli\u011fi inhomojenli\u011fi üzerine kurulan Chand [11,12] Song vd [23] Werner and G\u00fctther [24] modeline g\u00f6re de\u011ferlendirilmi\u015ftir.

Doktora tezi olarak sundu\u011fumuz bu \u00e7alı\u015fmanın birinci b\u00f6l\u00fcm\u00fc; konu ile ilgili literat\u00fcr \u00e7alı\u015fması ve bu konunun amacı ile \u00f6nemini belirten “giri\u015f”, ikinci b\u00f6l\u00fcm\u00fc; “kuramsal temeller”, \u00fc\u00e7\u00fcnc\u00fc b\u00f6l\u00fcm; numune hazırlanması ve deney sistemini i\u00e7eren “materyal ve y\u00f6ntem”, d\u00f6rd\u00fcnc\u00fc b\u00f6l\u00fcm\u00fc; I-V, ve C-V \u00f6l\u00e7\u00fcmelerinden faydalanılarak bulunan temel diyot parametrelerini i\u00e7eren “ara\u015ftırma bulguları” ve be\u015finci b\u00f6l\u00fcm\u00fc; \u00f6l\u00e7\u00fcmelerin de\u011ferlendirilmesi sonucunda elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını i\u00e7eren “tartı\u015fma ve sonu\u00e7” tan olu\u015fmaktadır.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Giriş

Çevremizde gördüğümüz elektronik aletlerin büyük bir bölümü doğru akımla çalışır. Elektronik sistemlerde alternatif akımı doğru akıma çeviren bu işlem, diyotlarla gerçekleşir. Bir  $n$ -tipi yarıiletkenle bir  $p$ -tipi yarıiletkenin atomik boyutlarda üst üste getirilmesiyle  $p$ - $n$  eklem diyodu, bir metal ile bir yarıiletkenin belirli koşullar altında kontak haline getirilmesi ile Schottky diyodu elde edilir.  $p$ - $n$  eklemde akım azınlık taşıyıcıları ile sağlanırken Schottky diyotlarda ise çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır. Schottky yapılar düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları iken,  $p$ - $n$  eklemi yüksek gerilim düşük akım doğrultuculardır. Schottky yapılarda azınlık taşıyıcılarının çok az olması ve frekans tepkisinin yüksek olması (gecikme zamanının düşük olması demektir) gibi avantajları yanında IC (entegre devre) teknolojisinde büyük önem kazanırlar.

### 2.2. Metal/Yarıiletken Kontaklar

Metal/yarıiletken kontaklar olan Schottky diyotlarda meydana gelen doğrultma işlemi yarıiletkenin eklem tarafındaki tükenim tabakası tarafından sağlanır (Schottky 1938). Bir metal/yarıiletken kontak ani bir ara yüzey oluşuncaya kadar metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri arasındaki farkın ortadan kalkması ile elde edilebilir (Mönch 1995). Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılabilmesinin bir yolu da kristale uygun kontakların seçilmesi ile mümkündür. Kontak, kristal ile kristale uygulanacak olan kontak malzemesinin en az dirençle temas etmeleridir. Kontakın ideal olması, kontak malzemelerinin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasıyla doğrudan ilişkilidir. Kontak haline getirilen maddeler arasında, elektrokimyasal potansiyelleri aynı düzeye gelinceye kadar bir yük alışverişi olur [5,46]. Metal-yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ( $\Phi_m$ ,  $\Phi_s$ ) bağlı olarak, omik ve doğrultucu kontak (Schottky kontak) olmak üzere iki kısımda incelenir.  $p$ -tipi yarıiletken kontaklarda  $\Phi_m < \Phi_s$  ise, doğrultucu kontak, eğer  $\Phi_m > \Phi_s$  ise, omik kontak oluşur.  $n$ -tipi yarıiletken

kontaklarda ise  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda doğrultucu kontak ve eğer  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda ise omik kontak oluşur.

## 2.2.1. Doğrultucu (Schottky) Kontaklar

### 2.2.1.a. Metal/*n*-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

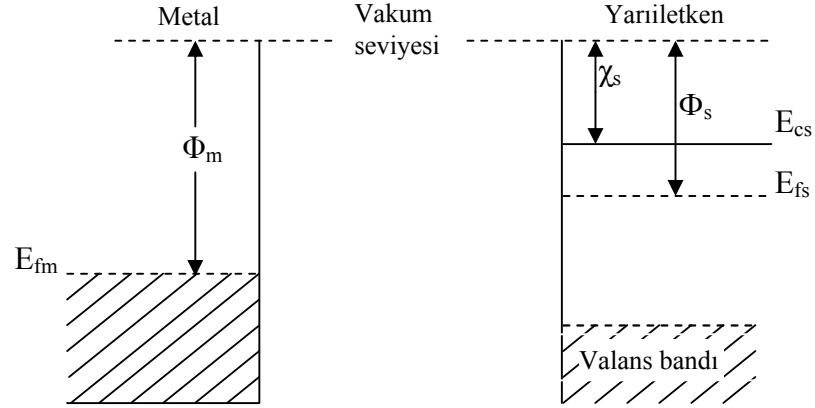
İki iletken, kontak haline getirildiğinde elektrokimyasal potansiyelleri aynı düzeye gelinceye kadar aralarında bir yük alışverişı olur böylelikle yeni denge durumu oluşur ve bu denge durumunda her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Metallerde, **Fermi enerjisi** ( $E_f$ ) Mutlak sıfır sıcaklığındaki bir katıda, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Yarıiletkenlerde, **Fermi enerji seviyesi**, iletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına bağlı olarak, yasak enerji bölgesinde yer alan düşünsel bir seviyedir. Bu iki maddenin **Fermi enerji seviyelerinin eşitlenmesi durumu** sadece iki iletken arasındaki kontak durumunda değil, bir iletken ve bir yarıiletken (*n*-tipi ya da *p*-tipi) arasındaki kontak durumunda da meydana gelir. İki iletkenin kontak bölgesinde oluşan bu yeni yük dağılımı nedeniyle bir dipol tabakası oluşur. İki metal arasında yapılan kontak durumunda, bu dipol tabakası kontağın her iki tarafındaki yüzey yükleri nedeniyle oluşur. Elektronlar her iki yönde serbestçe hareket edebilmelerinden dolayı bu kontak **omik kontak** olarak isimlendirilir. Eğer, kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğer yarıiletken ise oluşacak kontak omik ya da doğrultucu olabilir. 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 çok yakın bir ilişkiye sahiptir [5,46].

Bu olayı açıklamak için bir metal ve bir *n*-tipi yarıiletken gözönüne alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ , yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$  ve  $\Phi_m > \Phi_s$  olsun. Kontakdan önceki durumda, şekil.2.1.'de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar yukarıdadır. Kontakdan sonra yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken, geride iyonize olmuş donörler

birakırlar. Yük alışverişi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri şekil 2.2.'de görüldüğü gibi  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar alçalmıştır. Sonuçta, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği  $(\Phi_m - \Phi_s)$  ve metal tarafındaki yüksekliği ise  $\Phi_m - \chi_s$  kadardır.

Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden  $eV_{dif} = \Phi_m - \Phi_s$  şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşır. Kontakın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından ötürü bunlara yüzey yükü olarak değil, bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontaktaki potansiyel engelden ötürü, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır. Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğu zaman, kontakta eşit ve zıt yönde bir  $I_0$  sızıntı akımı geçer. Eğer yarıiletkene bir  $-V$  gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez. Ancak yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı  $eV$  kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalacaktır.

Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  faktörü kadar artacaktır.

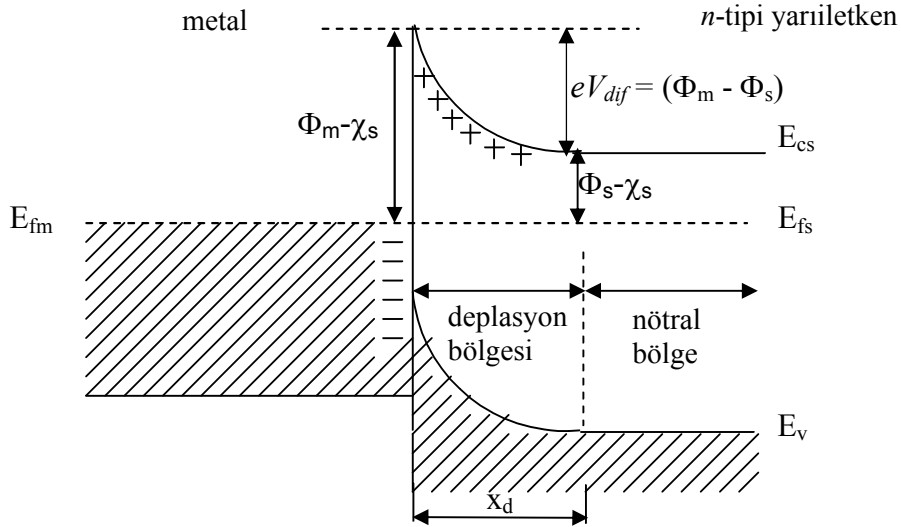


**Şekil 2.1.** Kontakta önce metal ve  $n$ -tipi yarıiletken için enerji bant diyagramları

Bu durumda meydana gelen net akım,

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

ile verilir.  $I$  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. Meydana gelen net akım  $-I_0$  değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ( $V \ll -kT/e$ ) ters beslem durumu denir.



**Şekil 2.2.** Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı

### 2.2.1.b. Metal/p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

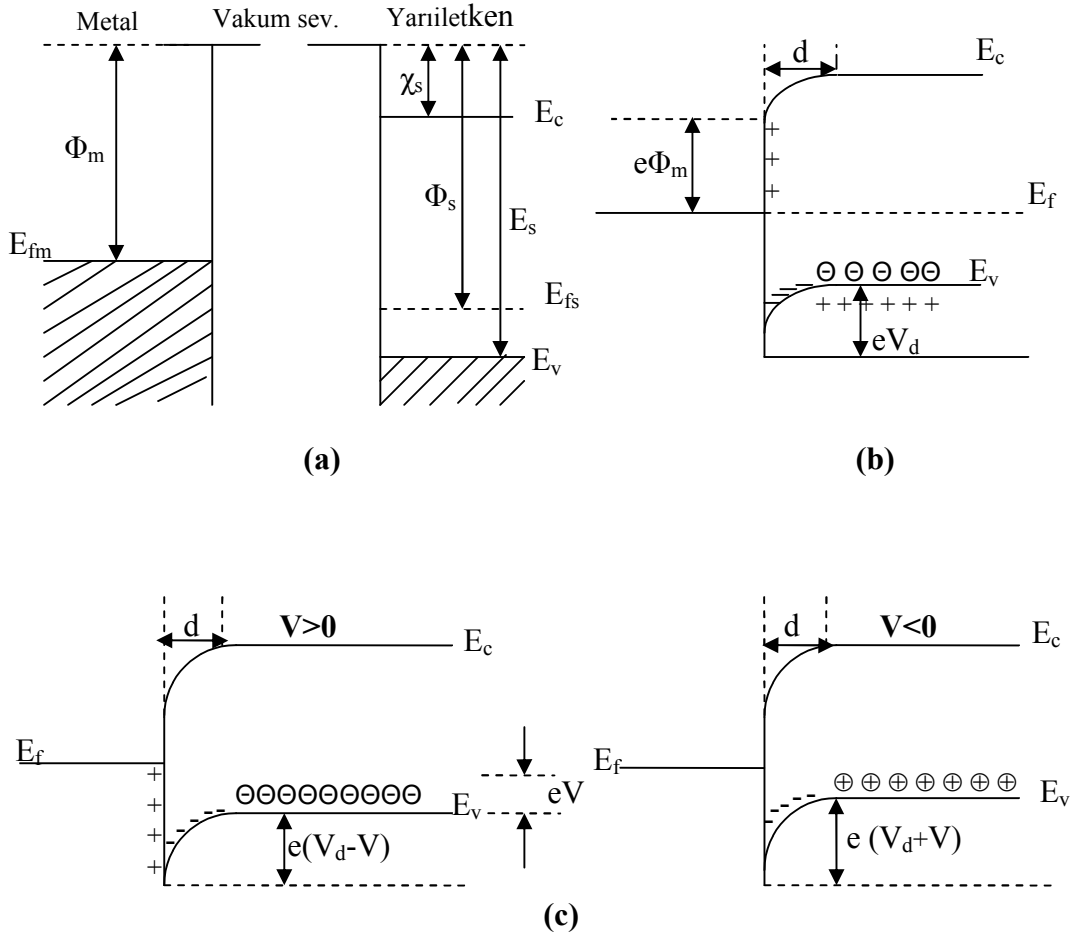
Bu şekilde meydana gelen bir kontak için  $\Phi_m < \Phi_s$  olsun. Oda sıcaklığında akseptörlerin tümü iyonize olmuş olsun. Kontakta önce, şekil 2.3.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar aşağıdadır. Kontakta sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya ulaşınca kadar metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur. Bunun neticesi olarak, yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığında bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar yükseldiği için, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m$$

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

$$e\Phi_b = E_s - \Phi_m$$

ifadesi ile verilir.



**Şekil 2.3.** Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce, b) kontakdan sonra ve termal dengede, c)  $V \neq 0$  durumunda

Termal uyarılma nedeniyle, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanarak, metalin içine geçebilirler. Benzer biçimde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanarak, yarıiletkenin içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü iki  $I_0$  akımı oluşur.

Yarıiletkene bir  $V$  gerilimi uygulandığında (şekil 2.3.b), soldan sağa akan hol akımı değişmez, ancak sağdan sola doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişir. Bunun neticesi olarak yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü  $eV$  kadar düşer ve buna bağlı olarak yarıiletkenden metale geçen holler için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalır. Neticede sağdan sola doğru olan akım pozitif kabul edilirse, karakteristik akım,

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

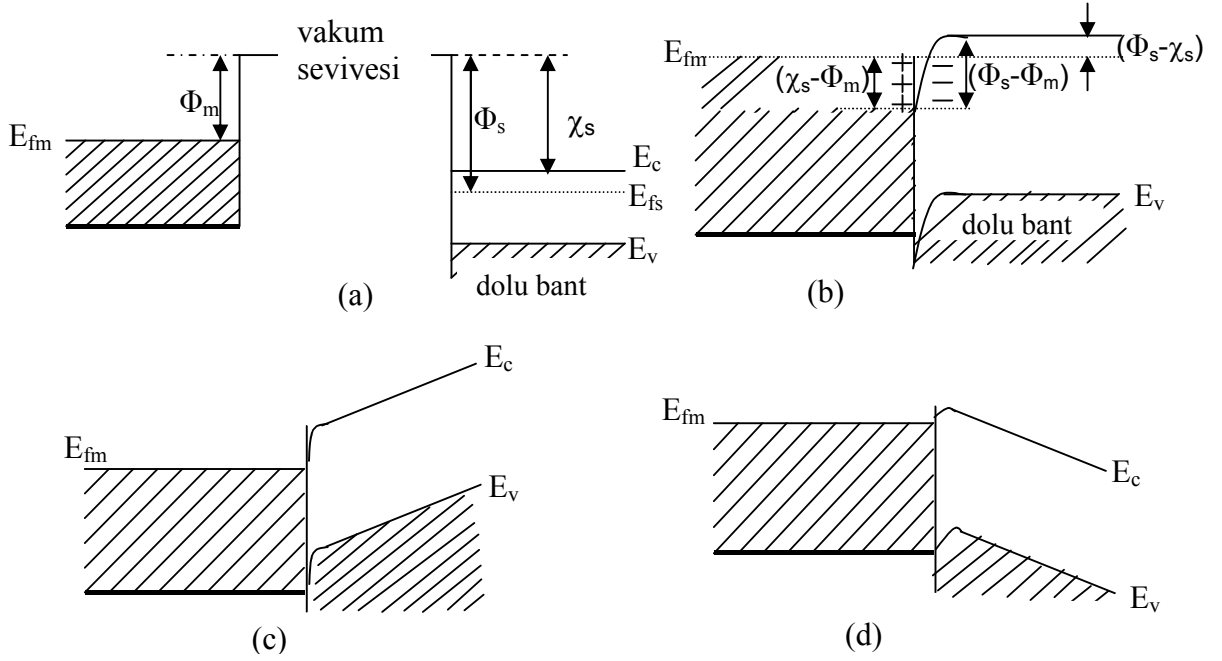
olur. Bu bir doğrultucu kontaktr.

### 2.3. Omik Kontaklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal/yarıiletken eklemdir [47,48]. Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış gösterirler. Kontak direncinin değeri de omik kontakın kalitesini belirler.

#### 2.3.1. Metal/*n*-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

$\Phi_m < \Phi_s$  durumunda, bir metalle bir *n*-tipi yarıiletken kontak halinde bulunsunlar. Kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $(\Phi_s - \Phi_m)$  kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları şekil 2.4.a'da görülmektedir. Kontakta sonra termal denge durumunda, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve bu durumda yarıiletken yüzeyin *n*-tipliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar bir negatif yüzey yükü tabakası oluştururlar. Yine metalden ayrılan elektronlar geride bir yüzey yükü tabakası (pozitif yük dağılımı) oluştururlar ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. Bu durum şekil 2.4.b.'de görülmektedir. Şayet metal tarafına pozitif bir  $+V$  gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (şekil 2.4.c).



**Şekil 2.4.**  $\phi_m < \phi_s$  durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) düz beslem altında, d) ters beslem altında.

Eğer yarıiletken tarafına pozitif bir  $+V$  gerilimi uygulanırsa, elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği yine çok küçük olur ve elektronlar kolay bir şekilde metalden yarıiletkene doğru akarlar (şekil 2.4.d).

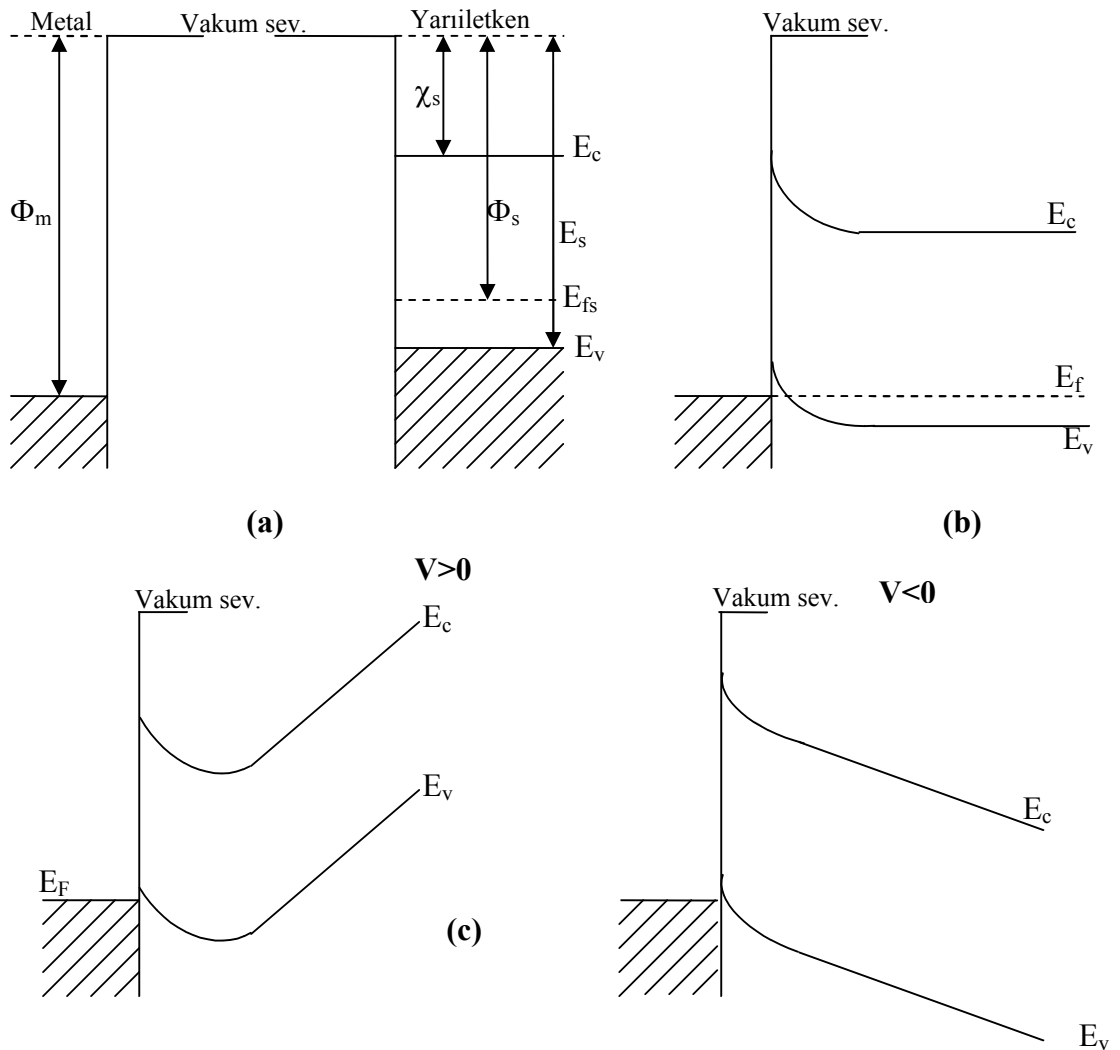
Neticede böyle bir kontakta, elektronlar her iki yönde de kolayca hareket edebilirler. Omik kontakta bir  $+V$  gerilimi uygulanırsa, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılır. Metale negatif bir  $(-V)$  gerilim uygulanırsa, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından ötürü bu kontaklara **enjeksiyon kontaktarı** da denir [46].

### 2.3.2. Metal/p-tipi Yarıiletken Omik Kontaktlar

$\Phi_m > \Phi_s$  koşulunu irdeleyelim. Şekil 2.5.a'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar yukarıdadır. Kontakdan sonra bir yük alışverişi meydana gelir. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükü



(hollerden dolayı) bırakırlar ve metal tarafında bir negatif yüzey yüküne yolaçarak metal tarafına akarlar. Buna bağılı olarak yarıiletkendeki Fermi seviyesi şekil 2.5. b'de görüldüğü gibi  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artması nedeniyle, yarıiletken yüzeyi daha fazla  $p$ -tipi olur. Elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolaylıkla akabilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelmektedir. Metal tarafına geçen holler yüksek elektron konsantrasyonundan ötürü hemen nötralize olurlar. Ters beslem olduğunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak meydana gelen holler de kolaylıkla yarıiletken tarafına geçebilirler.



**Şekil 2.5.** Metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c)  $V \neq 0$  durumunda

#### 2.4. Omik Kontak Elde Etme Yolları

Omik kontak üç değişik şekilde elde edilebilir. Bunlardan birincisi, Schottky engel yüksekliği düşük bir eklem oluşturmak kaydıyla elektronların her iki yönde de geçiş yapabileceği bir kontak oluşturmak (non-rectifying barrier), ikincisi, Schottky engel yüksekliği büyük olsa bile elektronların tünelleme yapabileceği dar potansiyel engeli oluşturmaktır (tunnelling barrier). Bu tünelleme engeli, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik ( $n^{++}$  veya  $p^{++}$ ) gösterecek tarzda katkılamak suretiyle elde edilir. Üçüncüsü ise, termal

difüzyonla dar bant aralıklı ve taban ile aynı özellikte bir tabaka oluşturmak kaydıyla omik kontak oluşturmaktır.

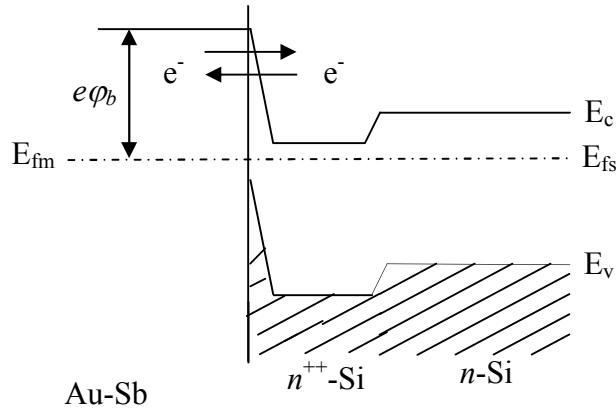
## 2.5. Tünelleme Eklemi

Omik kontak teorisine göre, iyi bir omik kontak oluşturmak için düşük bir engel yüksekliğine ihtiyaç duyulmaktadır. Bununla birlikte devre elemanı fabrikasyonunda, güvenilir omik kontak yapmak teoride olduğu kadar kolay değildir. Özellikle geniş yasak enerji aralığına sahip olan yarıiletken numuneler üzerinde omik kontak yapmak çok zordur. Çünkü bu malzemeler üzerinde düşük engel yüksekliği oluşturmak suretiyle taşıyıcıların her iki yönde de geçiş yapabilmeleri pratik açıdan büyük güçlükler doğurur. Bu tür malzemeler için, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik gösterecek biçimde ( $n^{++}$  ya da  $p^{++}$ ) katkılamak suretiyle, yüksek engel yüksekliğine sahip, ancak taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapabilmesine izin verecek kadar dar potansiyel engeli oluşturmak mümkündür. Katkılama işlemi termal difüzyon, iyon ekme (ion implantation), ya da epitaksiyel büyütme tekniklerinden biri kullanılarak başarılabılır [48].

Bir doğrultucu kontağın uzay yükü bölgesinin genişliği (deplasyon bölgesi), yarıiletkene katkılanan kirlilik atomlarına ait konsantrasyonun karekökünün tersiyle orantılıdır [49].

$$w = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d}\right)\left(\phi_b - (E_c - E_f) - V - \frac{kT}{q}\right)} \quad (2.2)$$

Bundan dolayı uzay yükü bölgesinin genişliği, katkı atomlarının konsantrasyonunun artmasıyla azalır.



**Şekil 2.6.** *n*-tipi Silisyum’da tünelleme ile omik kontak oluşumu

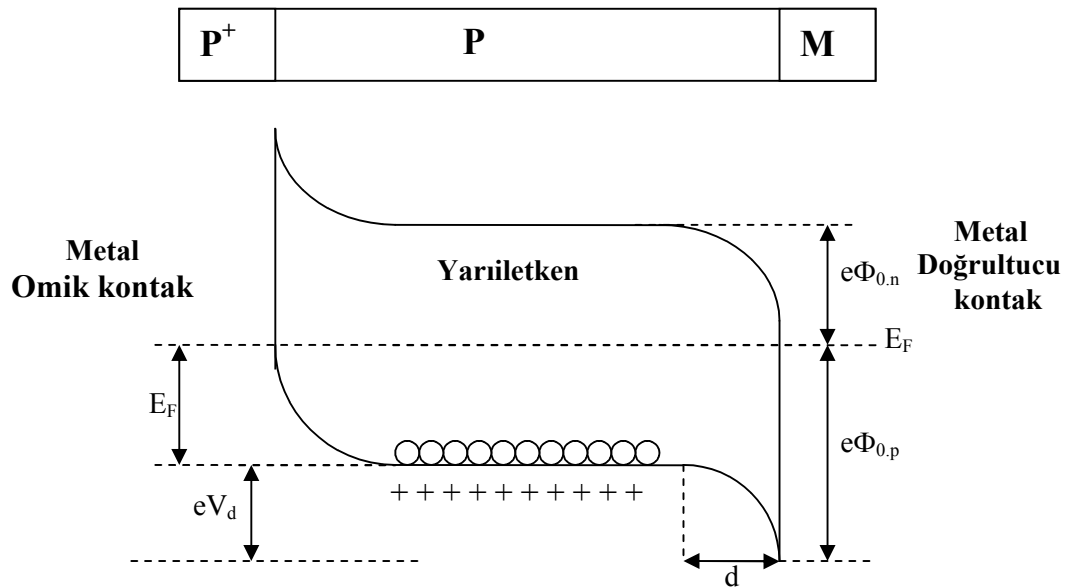
Bu durumda katkı konsantrasyonu arttıkça, potansiyel engel genişliği azalacak ve taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapma ihtimaliyeti artacaktır. Bu yüzden tünelleme ile omik kontak oluşturmada yarıiletken yüzeyin aşırı tiplilik gösterecek seviyede katkılanması gerekmektedir. Tünelleme ile omik kontak oluşumuna iyi bir örnek olarak *n*-tipi silisyumu verebiliriz. *n*-Si omik kontak oluşturmak için Au-Sb ötektik (eutectic) alaşımı kullanılır. Burada termal yolla difüze edilen Sb atomları, kristal yüzeyinde  $n^{++}$  bölge oluşturarak tünellemeye imkan vermektedir (şekil 2.6). Tünelleme her iki yönde de olacağından yapı omik özellik göstermektedir [47].

Metal ile yarıiletken arasında termal difüzyonu başlatmak için ısı işlem gerekmektedir. Isıl işlem esnasında, yarıiletken malzemenin bir kısmı kontak oluşumu için harcanacağından reaksiyonun derecesi ve yarıiletkenin kalınlığı devre elemanının davranışını etkiler. Bu yüzden düşük sıcaklık ve kısa zamanlı işlemler gerektiren yapılarda buna dikkat edilmelidir.

## 2.6. Metal (Omik)/*p*-tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı

Metal (Omik)/*p*-tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) yapısı; *p*-tipi yarıiletkenin bir yüzeyinin aşırı katkılanması sonucunda elektron bakımından çok zengin  $p^+p$  omik kontağı ve diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontağından oluşmaktadır. Bu

yapıya ait enerji-bant diyagramı aşağıdaki şekilde verilmiştir.  $p^+$  omik kontak tarafına negatif bir gerilim uygulandığı zaman, yapı ters beslenmiş olur.  $p^+pM$  yapısı diyot gibi davranmasından dolayı, böyle bir yapı yarıiletken diyot olarak adlandırılır [50].



Şekil 2. 7.  $P^+PM$  yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

## 2.7. Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi

Metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem  $I-V$  karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung tarafından farklı bir model ileri sürülmüştür [51]. Termoionik emisyonun elde edilen akım yoğunluğu ( $J$ ), diyodun etkin alanı  $A$  ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = \left[ AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

olarak bulunur. Bu ifadede  $eV \gg kT$  ise, 1 ihmal edilebilir. Pratikte uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesine düşmediği gözönüne alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörünü dikkate alarak akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A.J = \left[ AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.4)$$

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

$$\frac{d \ln I}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} \left\{ 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} + \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \quad (2.5)$$

olur. Düz beslem durumunda  $\ln I$ - $V$  grafiğinin lineer kısmının eğimi idealite faktörünü verdiği için (2.5) denkleminde

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - \beta)} \quad (2.6)$$

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

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} \quad (2.7)$$

yazılabilir. Schottky diyotlarda engel yüksekliği birinci derecede deplasyon bölgesindeki elektrik alana bağlı olduğu için, engel yüksekliği  $\Phi_b$  yerine etkin engel yüksekliği  $\Phi_e$  olarak alınmalıdır. Etkin engel yüksekliği ifadesi ise

$$\Phi_e = \Phi_{b,0} + \left( \frac{d\Phi_e}{dV} \right) V = \Phi_{b,0} + \beta \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada  $d\Phi_e/dV$  etkin engel yüksekliğinin besleme gerilimine bağlı olarak değişimidir. Yine (2.36) ve (2.37) ifadelerinden görüleceği üzere  $\beta = d\Phi / dV$  ' dir. Bu ifade dikkate alınarak (2.33)

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-\beta qV}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada doyma akımı  $I_0$

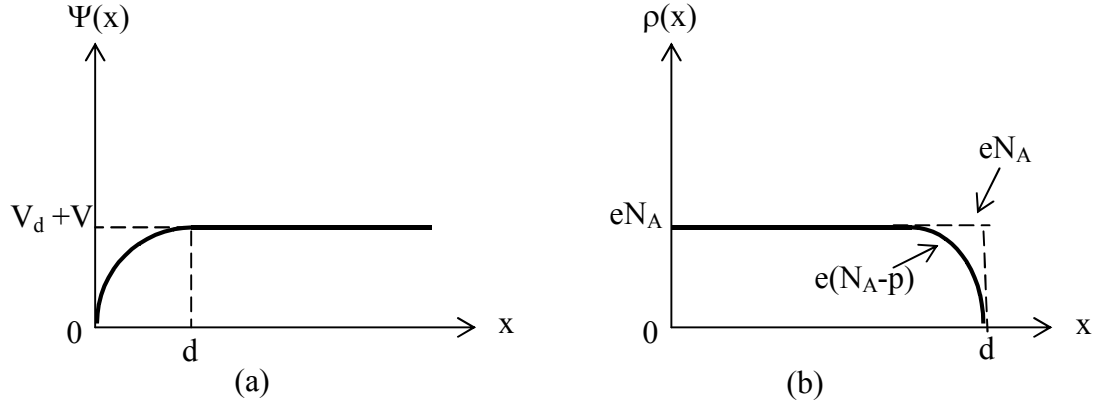
$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{b,0}}{kT}\right) \quad (2.10)$$

şeklinde verilir.

## 2.8. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

Metal/Yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden ötürü bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttığında arınma bölgesi

genişler. Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcut ise, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşer.



**Şekil 2.8.** Metal *p*-tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişir. Bu özelliklerinden ötürü Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir [46].

Burada  $\epsilon_s$  yarıiletkenin,  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik sabiti,  $\rho(x)$  konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur. Uzay yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_d) \quad (2.12)$$

olarak ifade edilebilir [5]. 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 2.8'de gösterilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini  $V_d$  ve kontağa uygulanan potansiyeli de  $V$  ile ifade edelim.  $e(V_d - V) \gg kT$  olduğu zaman  $0 \leq x \leq d$  aralığında yük taşıyıcılar  $d$  uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmen bulunacaklardır. O nedenle p-tipi yarıiletken için  $N_A \gg N_d$  olduğu zaman uzay yük yoğunluğu için

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.13)$$

yazılabilir. (2.11) ve (2.13) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} \quad (2.14)$$

elde edilir. (2.13) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır koşulları altında aranabilir.

- 1)  $x = 0$  için  $\Psi(x) = 0$
- 2)  $x \geq 0$  için  $\Psi(x) = V_d + V$
- 3)  $x = d$  için  $\frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$

(2.14) denklemini için üçüncü sınır koşulunu dikkate alıp integral alırsak, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} (x - d) \quad (2.15)$$

yukarıdaki sınır koşullarından birincisini dikkate alıp (2.15) ifadesinin integrali alınır,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon_S \varepsilon_0} \left( \frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.16)$$

elde edilir. (2.16) ifadesinin çözümü için de ikinci sınır koşulu dikkate alınıp çözülürse;

$$d = \left[ \frac{2\varepsilon_S \varepsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

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

$$Q = -eN_A d \quad (2.18)$$

ile verilir. (2.17) ve (2.18) eşitlikleri gözönüne alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_S \varepsilon_0 eN_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.19)$$

ifadesi elde edilir. Bununla birlikte Schottky kapasitesi (2.19) eşitliğine sahip  $Q$  yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak ifade edilir. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.20)$$

yazılıp (2.19) ve (2.20) eşitliklerinden,

$$C = \left[ \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 eN_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.21)$$

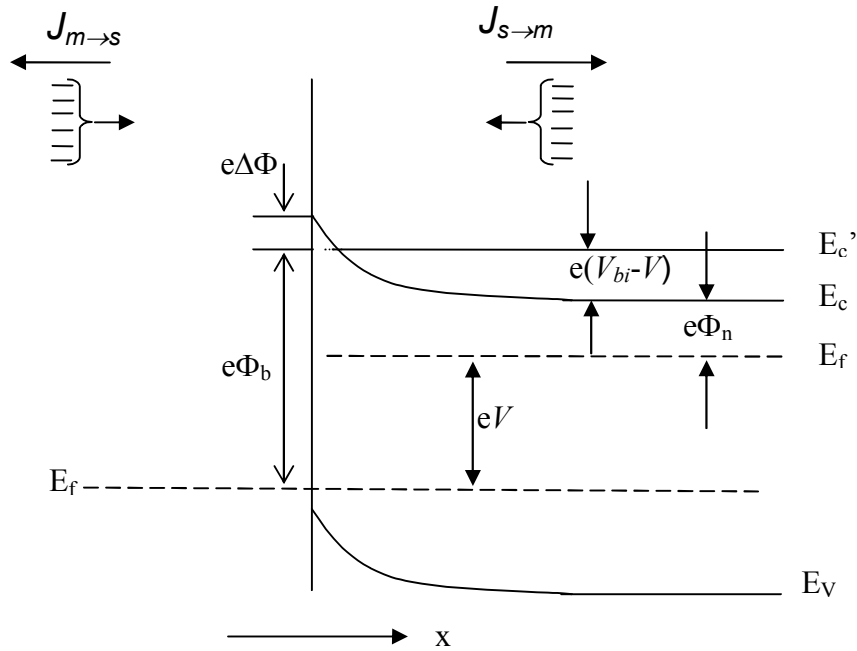
veya

$$C = \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0}{d} \quad (2.22)$$

olarak bulunur. Bu sonuç itibariyle arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

## 2.9. Schottky Diyotlarda Termioyonik Emisyonla Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması prosedürü termioyonik emisyon teorisi ile ifade edilmektedir (Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı **termioyonik emisyon** olarak bilinir.). Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda termioyonik emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjilerinden ötürü potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesi olayıdır. Schottky diyotlarda akım, çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar akımı sağlar. Termioyonik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontakta ait potansiyel engelini,  $kT$  enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu gözönünde bulundurulmaktadır.



Şekil.2.9. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

Şekil.2.9’da  $V$  büyüklüğünde düz beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada  $J_{s \rightarrow m}$  yarıiletken den metale doğru akan akım yoğunluğu ve  $J_{m \rightarrow s}$  de metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur.  $J_{s \rightarrow m}$  akım yoğunluğu,  $x$  yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.23)$$

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

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.24)$$

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,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.25)$$

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

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.26)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.27)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.28)$$

olur. Bu sonuçlar kullanıldığında 2.25 ifadesi,

$$dn = 2 \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.29)$$

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

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

şeklinde olur. Buradan (3.1) ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad (2.30)$$

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

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (2.31.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.31.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.31.c)$$

Ayrıca minimum  $v_{ox}$  hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V) \quad (2.32)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda  $v_x \rightarrow v_{ox}$  koşulu için  $\alpha = 0$  olur. Yine

$v_x dv_x = \left( \frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$  yazılabilir. Bu ifadeler (2.30) denkleminde kullanıldığında;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left( \frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left[\frac{-e(V_{bi} - V)}{kT}\right] \\ \times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.33)$$

Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e(\phi_n + V_{bi})}{kT}\right] \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (2.34)$$

veya

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT}\right] \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (2.35)$$

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

$$J_{m \rightarrow s} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT}\right] \quad (2.36)$$

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

$$J = \left[ A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

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

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.38)$$

olarak verilir. Genel bir durum için (2.37) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.39)$$

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

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \quad (2.40)$$

biçiminde ifade edilir.  $\phi_b$  Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve  $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$  şekline verildiği gözönüne alındığında (2.40) ifadesi yeniden,

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.41)$$

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

## 2.10. İmaj Kuvvetinin Etkisinden Dolayı Engel yüksekliğinin Azalması

İdeal bir Schottky diyot için engel yüksekliği ifadesi;

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.42)$$

ile verilir. Fakat bazı etkiler teorik olarak verilen bu gerçek Schottky engel yüksekliği ifadesini değiştirebilir. Bu etkilerden ilki; Schottky etkisi veya imaj kuvvet etkisinden ötürü engel yüksekliğinin azalmasıdır.

Metalden  $x$  kadar uzak bir mesafede bir dielektrikteki bir elektron bir elektrik alan oluşturur. Elektrik alan çizgileri, metal yüzeye dik olmalı ve bu çizgiler metalin yüzeyinden iç kısma doğru  $x$  kadar bir mesafede yerleşmiş bir  $+e$  imaj yükü ile aynı olmalıdır. Bu imaj etkisi şekil 2.10.a'da gösterilmiştir. İmaj yükü ile Coulumb etkileşmesinden ötürü elektron üzerine etki eden kuvvet,

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad (2.43)$$

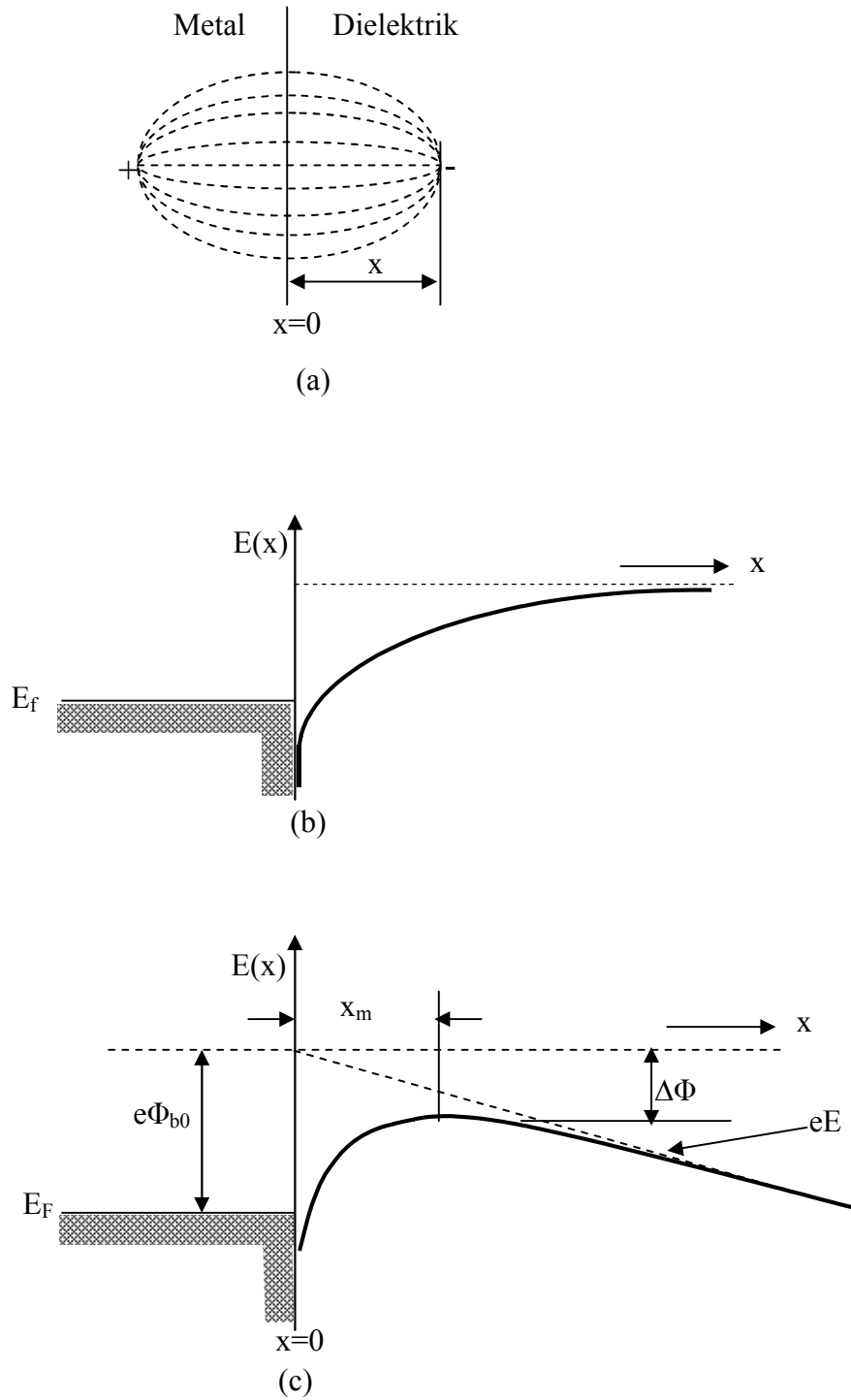
ifadesi ile verilir [48]. Potansiyel ifadesi ise,

$$-\Phi(x) = + \int_x^\infty E dx' = + \int_x^\infty \frac{e}{4\pi\epsilon_s 4(x')^2} dx' = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada  $x'$  integral değişkeni olup,  $x=\infty$  için potansiyel sıfır kabul edilmektedir.

Elektronun potansiyel enerjisinin  $-e\Phi(x)$  değişimi başka elektrik alanın olmadığı kabul edilerek şekil 2.10.b.'de gösterilmektedir.





**Şekil 2.10.** (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden ötürü potansiyel engelindeki bükülme

Dielektrikteki bir elektrik alanının varlığında potansiyel ifadesi ilave bir terim olarak modifiye edilir ve

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - Ex \quad (2.45)$$

Sabit bir elektrik alan varlığında elektronun potansiyel enerji değişimi şekil 2.10.c.'de gösterilmiştir. Bu şekilde potansiyel engeli piki azalmıştır. Potansiyel engeli pikinin bu şekilde azalması Schottky etkisi ve imaj kuvveti etkisi ile engel yüksekliğinin azalması olarak bilinir.

$$\frac{d(e\Phi(x))}{dx} = 0 \quad (2.46)$$

Koşulu dikkate alınarak maksimum engelin konumu,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.47)$$

ve Schottky engel yüksekliğinin azalması,

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.48)$$

ile verilir.

## **2.11. Deplasyon (arınma-tükenim) Bölgesinde Rekombinasyon (yeniden birleşim) ve Generation (taşıyıcı oluşumu)**

Rekombinasyon olayı genel anlamda lokal durumlar neticesinde ortaya çıkar. Shockley-Read ve Hall teorilerine göre, en etkin olan rekombinasyon merkezleri, band

aralığının ortasına yakın enerjilere sahip merkezlerdir [52]. Schottky diyotlarda rekombinasyonun olduğu durumlardaki akım iletim mekanizması p-n eklem diyodun akım iletim mekanizmasına benzemektedir. Düz belsemdeki küçük akımlar için akım yoğunluğunun yaklaşık olarak;

$$J_r = J_{r0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.49)$$

ile verilebileceği ifade edilmiştir [53]. Burada  $J_{r0} = \left(\frac{qn_i w}{2\tau_r}\right)$  dir. Burada  $n_i$ , asal elektron konsantrasyonu olup  $n_i \alpha \left(\frac{-qE_g}{2kT}\right)$  şeklinde bir orantı vardır. Ayrıca burada  $w$ , deplasyon bölgesinin genişliği,  $\tau_r$ , elektronların bu bölgeyi geçmesi için gereken zamandır. Homojen dağılıma sahip merkezlerden ötürü, elektron ve holler için yakalama tesir kesitleri eşit olur.

Rekombinasyon akımının termoiyonik emisyon akımına oranı,

$$T^2 \tau_r \exp\left[q \left(\frac{E_g + V - 2\Phi_b}{2kT}\right)\right] \quad (2.50)$$

ile verilmektedir [54]. Bu oran  $\tau_r$ ,  $V$  ve  $E_g$  ile artarken,  $\Phi_b$  ile azalmaktadır. Düz belsemdeki rekombinasyon akımının sıcaklıkla ters orantılı değişimi yüksek ve düşük sıcaklıklarda iki farklı eğimi olan bir doğru verir. Bu bölgelerde, düşük sıcaklıklarda aktivasyon enerjisi  $(E_g - V)/2$  değerine ve yüksek sıcaklıklarda ise  $(\Phi_b - V)$  değerine yaklaşık olarak eşittir. Bu durumlar gözönüne alındığında Schottky diyotlarda ideal durumdan sapmaların bir sebebi de rekombinasyon akımıdır. İdeal durumdan sapmalar özellikle düşük sıcaklıklarda daha belirgin olduğundan düşük sıcaklıklardaki ölçülerin de gözönüne alınması gerekir.

Şayet tünelleme ve imaj kuvvet azalması düşük bir donör konsantrasyonu ile önemli ölçüde azaltılırsa, deplasyon bölgesinde elektron-hol çiftlerinin generationundan (oluşması) dolayı fark edilebilir ölçüde bir ters akım oluşabilir. Bu işlem rekombinasyonun tersi bir işlem ve akım yoğunluğu bileşenini  $J_g$ ,  $\left( J_g = \frac{qn_i w}{2\tau_r} \right)$  artırır.

Deplasyon bölgesinin genişliği ( $V_d + V$ ) ile orantılı olduğundan, akım yoğunluğu ters uygulama gerilimi ile artar. Generation akımı yüksek engel yüksekliği durumlarında ve kısa ömürlerin söz konusu olduğu yarıiletkenlerde çok önemlidir. Özellikle yüksek sıcaklıklardan çok düşük sıcaklıklarda çok önemlidir. Çünkü, termoiyonik emisyon bileşeninden daha düşük aktivasyon enerjisine sahiptir.

Deplasyon bölgesindeki Generation-recombination etkileri, termoiyonik emisyon akım taşınma mekanizması bileşenine paralel bir artış verir. Bu durum özellikle orta dereceli sıcaklıklarda önemli bir mekanizmadır (175°K-235°K) [5,46].

## 2.12. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

İnhomojen engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadeler kullanılmaktadır.

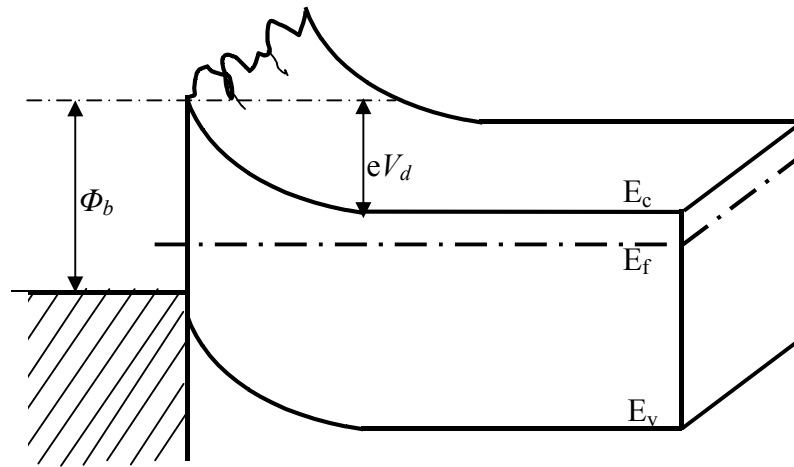
$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left( \frac{2kT}{q} \right)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (2.51)$$

Burada  $\Phi_b^j$ , düz beslem gerilimine bağlı olarak  $I-V$  ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\Phi_b^c$ , kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\bar{\Phi}_b$ , ortalama engel yüksekliği ve  $\sigma_s$  standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade inhomojen Schottky engeli için sıcaklık ve sözedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadelere göre,  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel

dağılımının değiştiği gözönüne alınırsa, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. (2.51) 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 da ortalama engel yüksekliğini verir.

### 2.13. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi

Schottky kontaklarda engel yüksekliği, akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri için değişik sonuçlar verir. Schottky kontaklarda  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması değişik şekillerde açıklanmaktadır: metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), şekil 2.11.'de gösterilen  $V_d$  (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma neden olacaktır. Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının



**Şekil 2.11.** Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontakın iki boyutlu bant diyagramı

değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına sebep olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan ötürü lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki donör atomlarının rasgele 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 vd ve Nixon vd tarafından incelenmiştir [60,61]. Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır [23,24]. Bu konuda daha önce yapılan çalışmalarda farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde değişik çalışmalar yapılmıştır. Örneğin, Karataş tarafından bildirildiğine göre [54], 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 [62]. 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 vd tarafından yapılmıştır [63]. Ohdomari ve Tuy'un modeli,  $I-V$  ölçümlerinden daha yüksek olan  $C-V$  ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar [62]. 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 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 vd yaptıkları simülasyon programı ile  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ile iki farklı engelin varlığını doğrulamışlardır [64].

Schottky diyotlardaki ideal durumdan sapmaları açıklayan modellerden birinin; “engelin inhomojenliği modeli” olduğu yukarıda belirtildi. Bu durumdaki davranışlar Gauss dağılımı kullanılarak açıklanabilmektedir. Ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_b$ , ve standart sapması  $\sigma_s$  olan bir Schottky diyot için Gauss dağılımı ifadesi,

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (2.52)$$

burada  $\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}$ , Gauss engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Düz beslemdeki toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (2.53)$$

ile verilir. Verilen aralıklarda integral alınacak olursa;

$$I(V) = A * T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap}kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (2.54)$$

Ayrıca saturasyon akımı,

$$I_0 = AA * T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.55)$$

ile verilir. Burada  $\Phi_{ap}$  ve  $n_{ap}$  sırasıyla, sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. İdeal durumda (n=1),

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (2.56)$$

$$\left( \frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (2.57)$$

ile verilir [65].  $\sigma_s$ 'nin sıcaklığa bağlılığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Halbuki, standart sapma ve Schottky engel yüksekliğinin ortalama değerinin Gauss parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama gerilimleri oldukları kabul edilir ve bu ifadeler aşağıdaki denklemlerde verildiği şekilde ifade edilir.

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{ve} \quad \rho_s = \rho_{s0} + \rho_3 V \quad (2.58)$$

Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$ , sıcaklığa bağlı olabilen ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar.

Ayrıca (2.55) ve (2.56) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (2.59)$$

elde edilir.

Schottky diyotlarda idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı  $T_0$  etkisi olarak bilinmektedir. Burada  $nT - T$  grafiği çizilmek suretiyle ideal Schottky kontak davranışından veya termiyonik emisyonundan sapma tespit edilebilir. Bu elde edilen  $T$  sıcaklığı



$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (2.60)$$

denkleminde yerine yazılarak  $T_0$  değeri saptanabilir.

İdealite faktörü ve görünür engel yüksekliğinin benzer biçimde sıcaklığa bağlılıkları genellikle engel yüksekliğinin lateral dağılımı ile açıklanmaktadır. Eğer akım iletimi engel yüksekliğinin lokal azalmasında sebep olabilen elektriksel alanın lokal yükselmesinden dolayı Termoiyonik alan emisyon teorisi ile kontrol ediliyorsa , akım ve gerilim arasındaki ilişki [5]

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.61)$$

ile

$$n_{tün} = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) = \frac{E_0}{kT} \quad (2.62)$$

$E_{00}$  tünel etki transimiyon olasılığı ile ilişkili karakteristik tünelleme enerjisi olup

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_a}{m^* \varepsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.63)$$

Engel yüksekliğinin katsayısı ,  $\beta$  , düşünüldüğünde (2.62) eşitliği

$$n_{tün} = \frac{E_0}{kT(1-\beta)} \quad (2.64)$$

olarak yazılabilir [29].

#### **2.14. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Arayüzey Hallerinin Etkisinde Engel Yüksekliği İfadesi**

Metal/yarıiletken kontaklarda arayüzey hallerinin ve arayüzey tabakasının varlığında engel yüksekliği için bir ifade elde edelim [39,43, 49].

Şekil 2.12, bir p-tip silisyum (Si) yarıiletken numune üzerine yapılan bir Schottky diyodun termal dengede enerji-band diyagramını göstermektedir. Burada,  $q\Phi_m$  metalin iş fonksiyonu,  $q\chi$  yarıiletkenin elektron ilgisi,  $\Delta$  arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesi,  $q\Phi_0$  yarıiletken yüzeyde valans-band kenarından alınan yüzey durumlarının nötral seviyesi ve yük nötralliği için bütün arayüzey durumları doldurulan üst seviyeleri,  $V_d$  nötr bölgede fermi seviyesiyle valans bandın tepesi arasındaki potansiyel farkı, ve  $\Phi_{Bp,0}$  etkin engel yüksekliğini gösterir. Arayüzey yük yoğunluğu  $Q_{it}(C/cm^2)$

$$Q_{it} = -qD_{it}(q\Phi_{Bp,0} - q\Phi_0) \quad , \quad (2.65)$$

denklemlerle verilir.  $D_{it}$ , nötral seviye  $\Phi_0$  ile Fermi seviyesi arasındaki arayüzey yük yoğunluğudur.

**Şekil 2.12.** Termal denge koşulu altında bir p-tip yarıiletken üzerine yapılan bir Schottky diyodun enerji band diyagramı

Yarıiletken tükenim tabakasının (arınma bölgesi) uzay-yük yoğunluğu,

$$Q_{sc} = -[2q \epsilon_s N_A (\Phi_{Bp,0} - V_n)]^{1/2} \text{ (C/cm}^2\text{)} \quad (2.66)$$

olarak ifade edilebilir. Burada  $N_A$  yarıiletkendeki serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Arayüzey tabakası boyunca düşen  $\Delta$  potansiyeli Gaussian yasasıyla elde edilebilir:

$$\Delta = (\delta / \epsilon_i) [Q_{it} + Q_s + Q_{sc}] = -[E_g / q + \chi - \Phi_{Bp,0} - \Phi_m] \quad (2.67)$$

burada  $Q_s$  yarıiletken arayüzeyinde sabit (hareketsiz) yüzey yük yoğunluğunu,  $\delta$  arayüzey tabakasının kalınlığını ve  $\epsilon_i$  onun elektriksel geçirgenliğini temsil eder. Aşağıdaki denklem, (2.65), (2.66) ve (2.67) denklemleri kullanılarak elde edilebilir:

$$\begin{aligned} -[E_g / q + \chi - \Phi_{Bp,0} - \Phi_m] &= \left[ (2q \epsilon_s N_A \delta^2 / \epsilon_i) (\Phi_{Bp,0} - V_n) \right]^{1/2} \\ &- \left[ (q^2 \delta D_{it} / \epsilon_i) (\Phi_{Bp,0} - \Phi_0) \right] + (\delta / \epsilon_i) Q_s \end{aligned} \quad (2.68)$$

Şimdi termal dengede etkin engel yüksekliği için denklem (2.68) çözülebilir. Ortaya çıkarılan  $\alpha$ ,  $c_1$  ve  $c_2$  nicelikleri:

$$\alpha = q^2 \delta D_{it} / \epsilon_i \quad \text{(boyutsuz)} \quad (2.69 \text{ a})$$

$$c_1 = 2q \epsilon_s N_A \delta^2 / \epsilon_i^2 \quad \text{(V)} \quad (2.69 \text{ b})$$

$$c_2 = 1 / (1 + \alpha) = \epsilon_i / (\epsilon_i + q^2 \delta D_{it}) \quad \text{(boyutsuz)} \quad (2.69 \text{ c})$$

eşitlikleriyle verilir. (2.68) denkleminin çözümünü aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\Phi_{Bp,0} = c_2(E_g / q + \chi - \Phi_m) + (1 - c_2)\Phi_0 + c_2(\delta / \epsilon_i)Q_s \quad (2.70)$$

$$+ \left\{ \left( c_1 c_2^2 / 2 \right) - \left[ c_1^2 c_2^4 / 4 + c_1 c_2^3 (E_g / q + \chi - \Phi_m + \delta Q_s / \epsilon_i) \right] (1 - c_2) \Phi_0 - V_n \right\} c_1 c_2^2 \Big]^{1/2} \Big\}$$

yukarıdaki (2.69 c) ifadesinde  $1/c_2$ , akım-gerilim karakteristiklerindeki idealite faktörü olan  $n$ 'ye eşittir. Arayüzey tabakasının kalınlığı atomik boyutta bir kalınlığa sahip olduğundan  $c_1$  küçüktür ve denklem (2.70)'daki  $\left\{ \right\}$  terimi ihmal edilebilir. Termal dengede etkin engel yüksekliği denklem:

$$\Phi_{Bp,0} = c_2(E_g / q + \chi - \Phi_m) + (1 - c_2)\Phi_0 + c_2(\delta Q_s / \epsilon_i) \quad (2.71)$$

ya da

$$\Phi_{Bp,0} = \Phi_{Bp} + c_2(\delta Q_s / \epsilon_i) \quad (2.72)$$

denklemine indirgenir. Burada,  $\Phi_{Bp}$  termal dengede sabit yüzey yükü göz önüne alınmaksızın elde edilen engel yüksekliğidir ve aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\Phi_{Bp} = c_2(E_g / q + \chi - \Phi_m) + (1 - c_2)\Phi_0 \quad (2.73)$$

Denklem (2.71) ve (2.73)' ten görülebildiği gibi, anılan sıraya göre  $\Phi_{Bp,0}$  ve  $\Phi_{Bp}$  nicelikleri  $c_2$ 'nin lineer bir fonksiyonudurlar.  $\Phi_0$  nötral seviyesinin ve  $\Phi_{Bs}$  engel yüksekliğinin değerleri  $c_2 = 0$  ve  $c_2 = 1$  için denklem (2.71)'den elde edilebilir. Aynı şekilde, denklem (2.73)'te sabit yüzey yükünün ihmal edildiği durum için,  $\Phi_0$  nötral seviyenin ve  $\Phi_{B0}$  engel yüksekliği değerleri, bir  $\Phi_{Bp}$ 'nin  $c_2$ 'ye karşı grafiğinden, bir standart extrapolasyon metoduyla bulunabilir.

(2.69.c) eşitliğinden görüldüğü gibi,  $Dit \rightarrow \infty$  için  $c_2 \rightarrow 0$  olur. Bu durumda, (2.73) ifadesi

$$\Phi_{Bp} = \Phi_0 \quad (2.74)$$

şeklini alır. Böylece, arayüzeydeki Fermi seviyesi valans bandın yukarısında  $\Phi_0$  değerinde arayüzey halleri tarafından çivilenmiş (pinned) olur. Engel yüksekliği metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur ve yarıiletkenin serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve yüzey özellikleriyle belirlenir.

(2.69.c) eşitliğinde  $D_{it} \rightarrow 0$  için  $c_2 \rightarrow 1$  olur. Bu durumda, (2.73) ifadesi

$$\Phi_{Bp} = (E_g / q + \chi - \Phi_m) \quad (2.75)$$

şeklini alır. Bu eşitlik p-tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontaklar için ideal Schottky kontağın engel yüksekliği ifadesi olarak adlandırılır. Bu durumda, arayüzey halleri ihmal edilmiş olur.

### 3. DENEY SİSTEMİ, NUMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER

#### 3.1. Giriş

Bu bölüm, metal/*p*-InP/metal Schottky diyotlarının yapımı için gerekli malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve yapımıyla ilgili bilgileri içerir. Yapılan numunelerin parametrelerinin ölçümünde kullanılan aletler ve teknikler bu bölümde yer almaktadır.

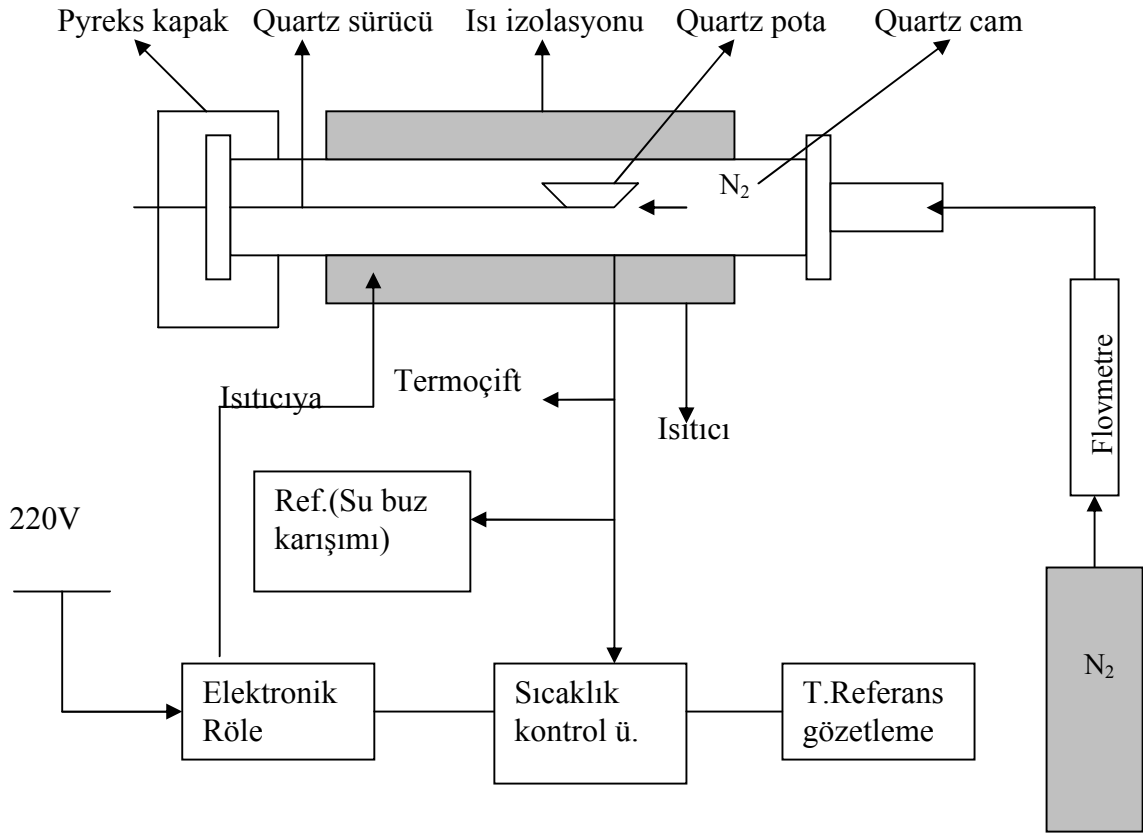
#### 3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada, (100) doğrultusunda büyütülmüş 300-400 mikrometre kalınlığında, 5 cm çapında bir yüzü parlatılmış *p* tipi InP kristalleri kullanılmıştır. Bu kristal Geo Semiconductor (UK) Ltd firmasından temin edilmiştir. Firma tarafından, kristal için verilen serbest taşıyıcı konsantrasyonunun değeri  $4-8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  aralığındadır. Biz, oda sıcaklığındaki ters belsem  $C^{-2}$ -V ölçümlerinden, bu kristal için, yaklaşık olarak  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bir değer elde ettik. Diyot yapımında iyi sonuçların alınabilmesi için, kullanılacak numunelerin yüzeyinin organik ve mekanik kirlere iyice temizlenmiş olması gerekir. Bunun için kullandığımız numunelerin yüzey parlatılması fabrikasyon olarak yapıldığı da göz önüne alındığında, mekanik olarak parlatılmaya gerek kalmadan hemen kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Numunelerin kimyasal olarak temizlenmesinde aşağıdaki işlemler izlendi.

- 1) Aseton'da 30 saniye yıkandı.
- 2) Metanol'da 30 saniye yıkandı.
- 3) Trikloretilen'de 30 saniye yıkandı.
- 4) ( $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} ; 3 : 1 : 1$ )'de 1 dakika yıkandı.
- 5) % 10'luk seyreltik HCl'de 1 dakika yıkandı.
- 6) Bol deiyonize su ile yıkandı.
- 7) Azot gazı ( $\text{N}_2$ ) ile iyice kurutuldu.

### 3.3. Schottky Diyotlarının Yapılması

p-InP umunelerin önce mat (parlatılmamış) tarafına omik kontak yapılması gerekir. Omik kontak için önce ısıtıcı pota % 10'luk seyreltik HCl ile yıkanıp, deiyonize su ile bolca temizlendikten sonra iyice kurutuldu. p-InP numunelerin mat tarafına omik kontak için % 999.9 saflıkta Zn ve Au metalleri seyreltilmiş HF'de kimyasal olarak birkaç dakika temizlenip bol deiyonize su ile yıkandıktan sonra azot gazı (N<sub>2</sub>) ile iyice kurutuldu. Sonra kimyasal temizliği yapılmış p-InP numunelerin mat yüzeyine vakum ortamında önce Zn metali ardından Au metali buharlaştırıldı. Böylece, p-InP'nin mat yüzeyi üzerine Zn/Au tabakaları elde edilmiş oldu. Daha sonra, p-InP/ZnAu numuneler azot gazı ortamında, 400 °C'de 3 dakika termal olarak tavlandıktan sonra soğumaya bırakıldı. Böylece omik kontak yapımı tamamlanmış oldu. Daha sonra Schottky



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

kontaklar için kullandığımız Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metalleri benzer temizlik işlemlerinden geçirildikten sonra omik kontaklı p-InP numunelerin parlak yüzlerine, yukarıda ifade edildiği gibi, vakum ortamında buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı.



## 4. ARAŞTIRMA BULGULARI

### 4.1. Giriş

Bu bölümde, metal/*p*-InP/Zn-Au diyotlarının Akım-Voltaj (*I-V*) ve Kapasite-Voltaj (*C-V*) ölçülerinden elde edilen temel diyot parametrelerinin değerlendirilmesinde kullanılan metotlardan bazıları yer almaktadır. Ayrıca, Ti/*p*-InP/Zn-Au diyotların numune sıcaklığına bağlı *I-V* ve *C-V* ölçümleri 20 K'lık adımlarla 20-400 K aralığında alındı ve değerlendirildi.

### 4.2. Akım-Gerilim (*I-V*) Ölçümleri ve Hesaplamaları

Diyotların *I-V* ölçümleri, "KEITLEY 487 Picoammeter/ Voltage Source" cihazı ile (+1)V-(-1) V aralığında 0.005 Volt adımlarla alındı. Sıcaklığa bağlı *I-V* grafikleri şekil 4.1'de verilmiştir. Düz beslem *I-V* ölçümleri yardımıyla diyotların idealite faktörü, (idealite faktörü; diyodun kalitesini belirleyen önemli parametrelerdendir. "n" ile gösterilip birimsiz bir parametredir. İdeal bir diyot için  $n=1$ 'dir. n değeri 1'den uzaklaştıkça, yani, değeri büyüdükçe, diyot idealden uzaklaşıyor demektir.) engel yüksekliği ve yüksek akım değerlerine karşılık gelen ve lineerliğin bozulduğu bölge yardımıyla da seri direnç değerleri hesaplandı.

İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

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

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

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

ile verilir. (4.2) ifadesinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da  $V$ 'ye göre türevi alınır, idealite faktörü için aşağıdaki ifade elde edilir:

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

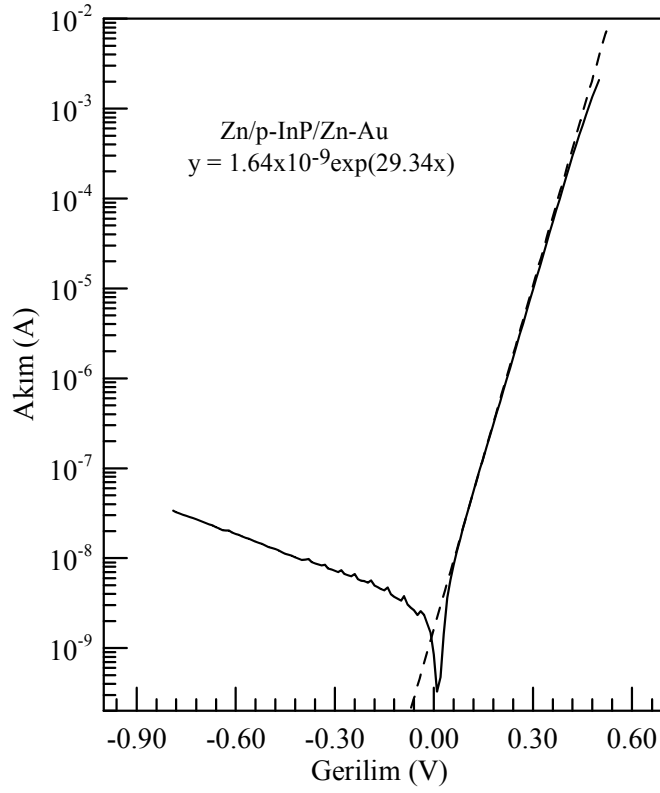
Akım-gerilim ölçümlerinden,  $\ln I-V$  grafiği çizildiğinde, düz beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden  $dV/d(\ln I)$  elde edilir. Bu değerle birlikte  $e$ , (elektronun yükü =  $1,6 \times 10^{-19}$  C),  $k$  (Boltzmann sabiti =  $8,625 \times 10^{-5}$  eV/K) 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 akımını verir. (4.2)'deki  $I_0$  doyma akımı

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

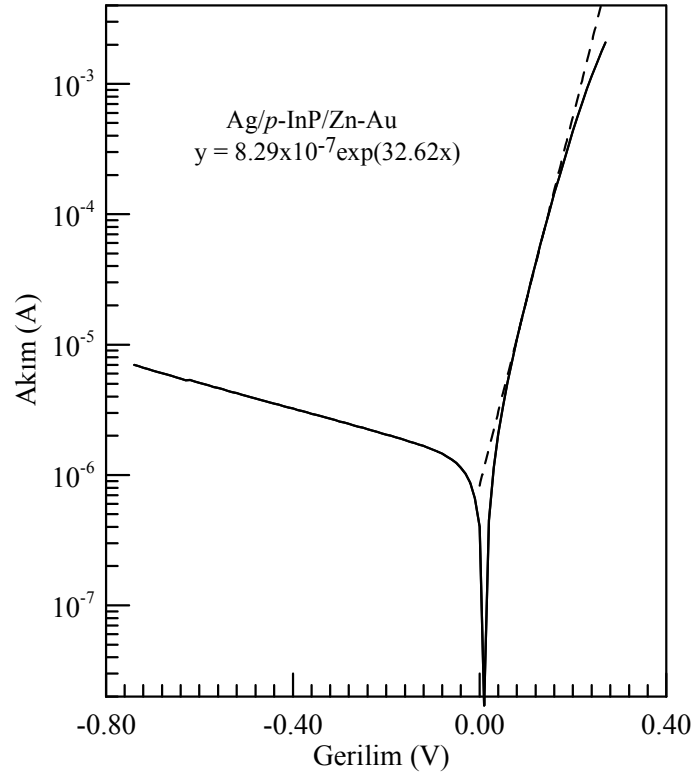
ile verilmektedir. (4.4) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp  $\Phi_b$ 'ye göre çözümlerse, (4.5) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

$$e\Phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (4.5)$$

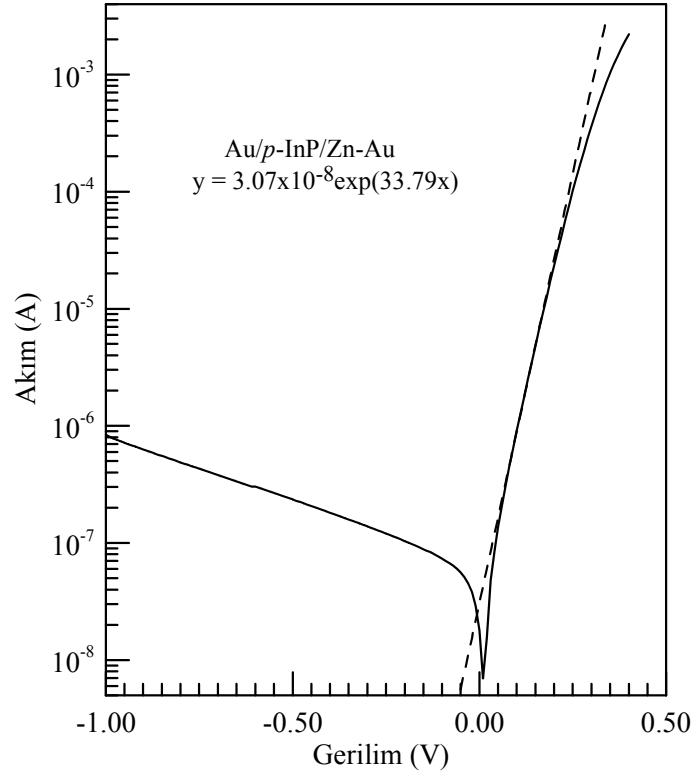
Burada,  $A$ , diyodun etkin alanı ( $A=0,0785 \text{ cm}^2$ )  $A^*$ , Richardson sabiti olup p-InP için  $60 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ 'dir. Aşağıdaki şekillerde metal/p-InP/ZnAu diyodlarının oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem akım-voltaj grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen  $I-V$  ve  $C-V$  engel yükseklikleri ve doyma akımı değerleri çizelge 4.1'de görülmektedir. Bu Schottky diyotlar, diyotların en önemli özellikleri olan engel yüksekliği değerinin Schottky kontak metalinin (doğrultucu kontak oluşumu için p-InP ile kontak haline getirilen metal) iş fonksiyonuna bağlı olup olmadığını belirlemek için yapılmıştır.



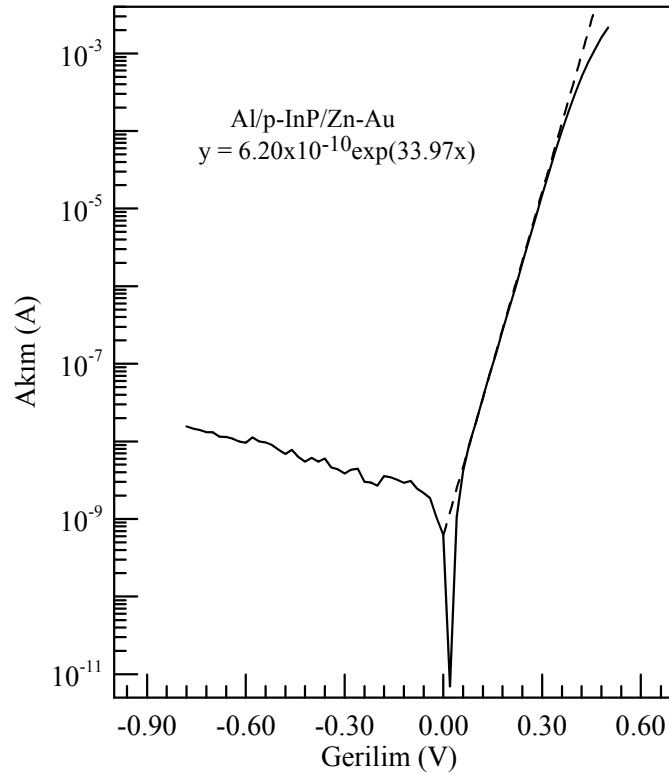
**Şekil 4.1.** Zn/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



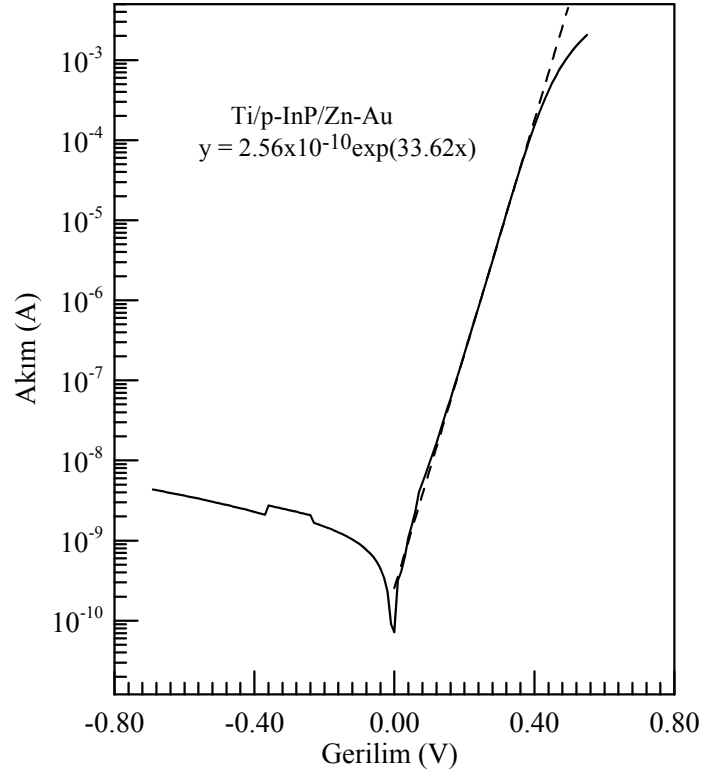
**Şekil 4.2.** Ag/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



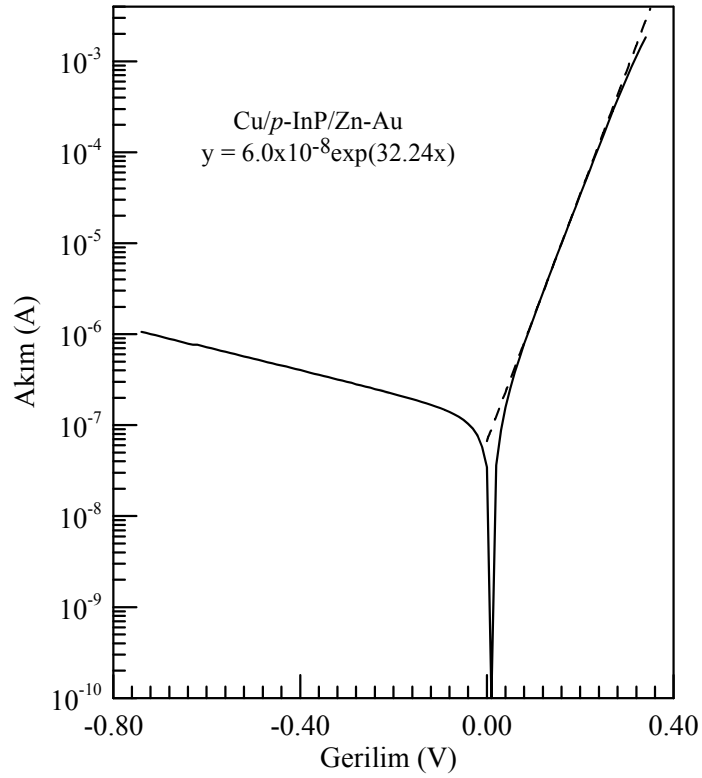
**Şekil 4. 3.** Au/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



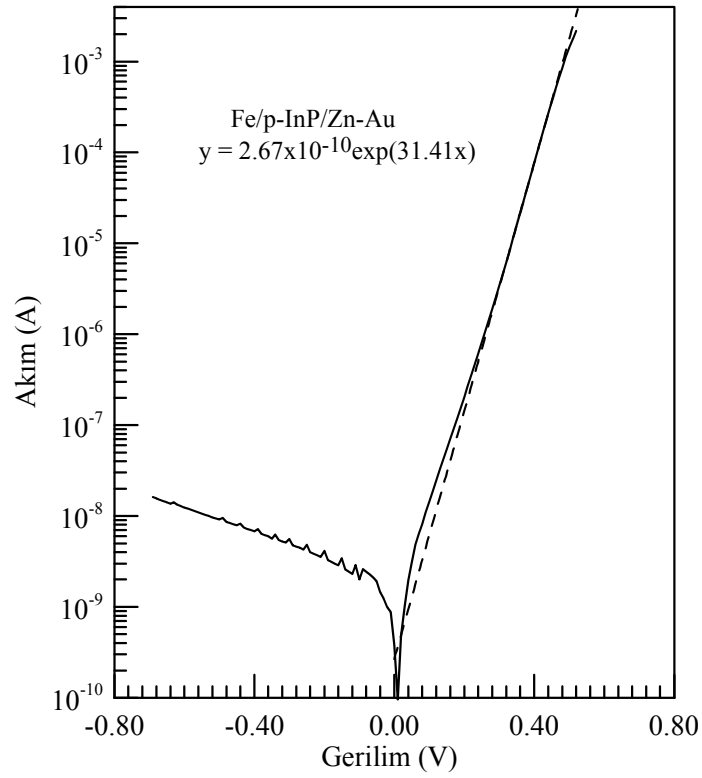
**Şekil 4. 4.** Al/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



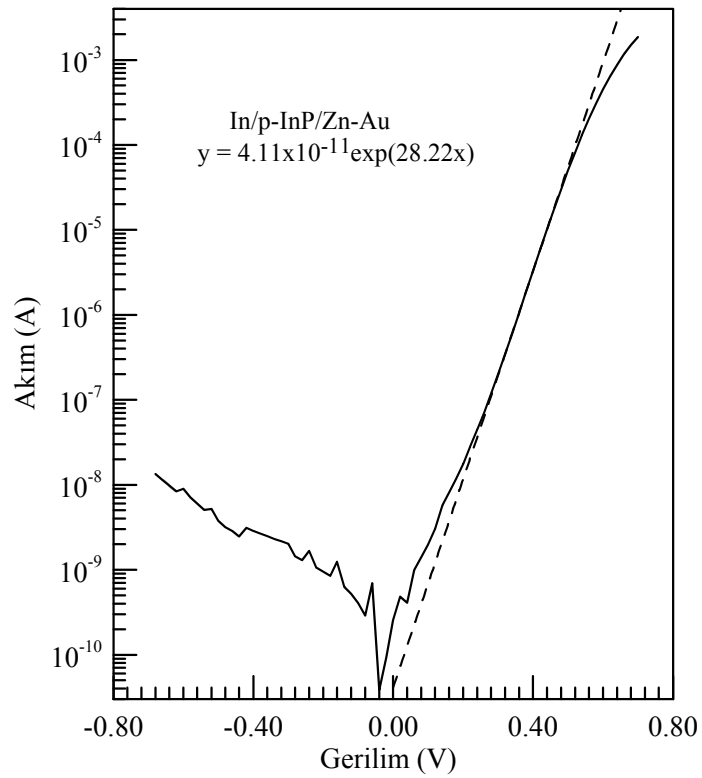
**Şekil 4. 5.** Ti/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



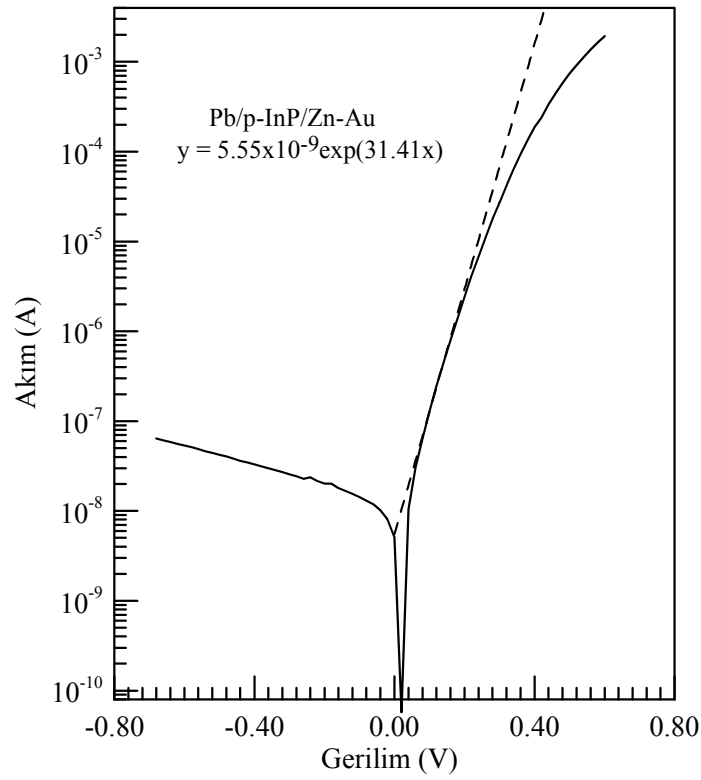
**Şekil 4. 6.** Cu/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



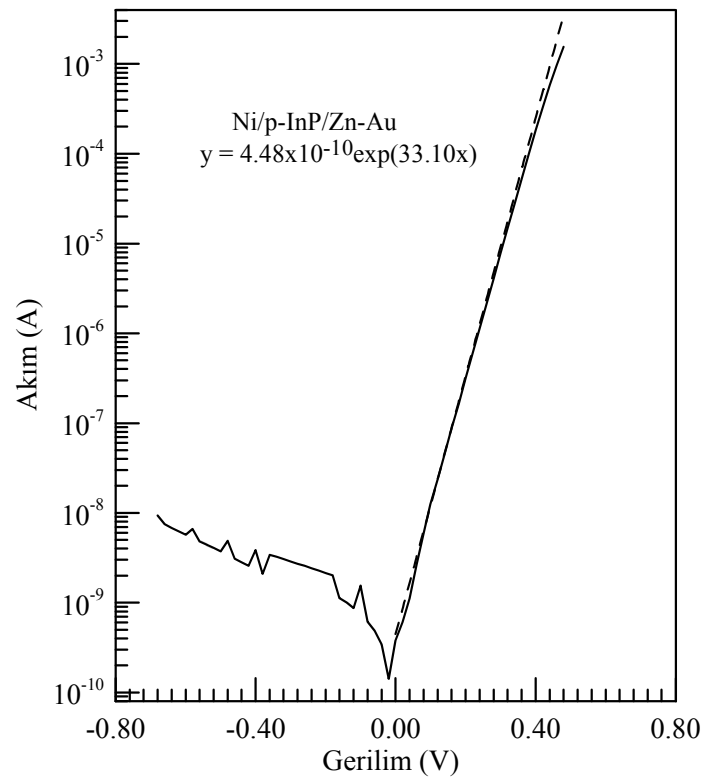
**Şekil 4. 7.** Fe/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



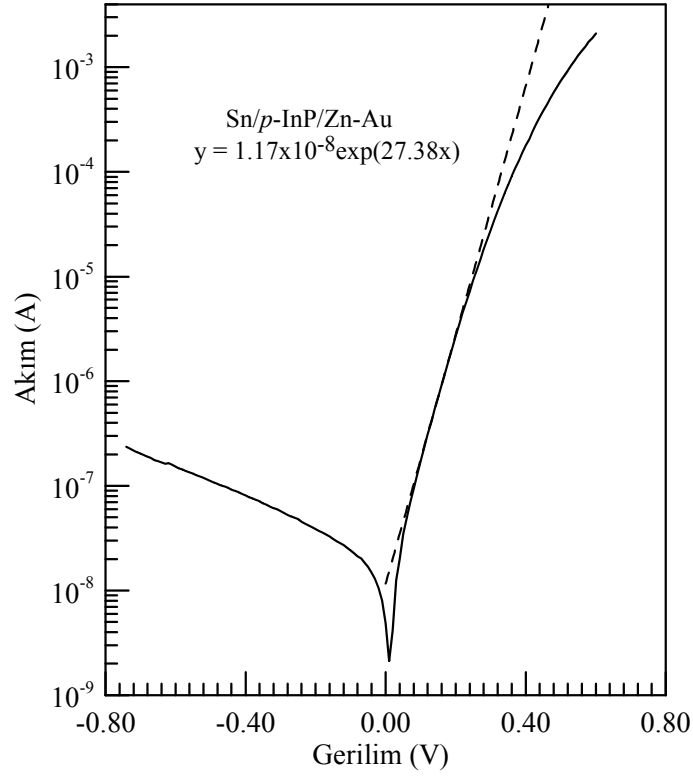
**Şekil 4. 8.** In/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



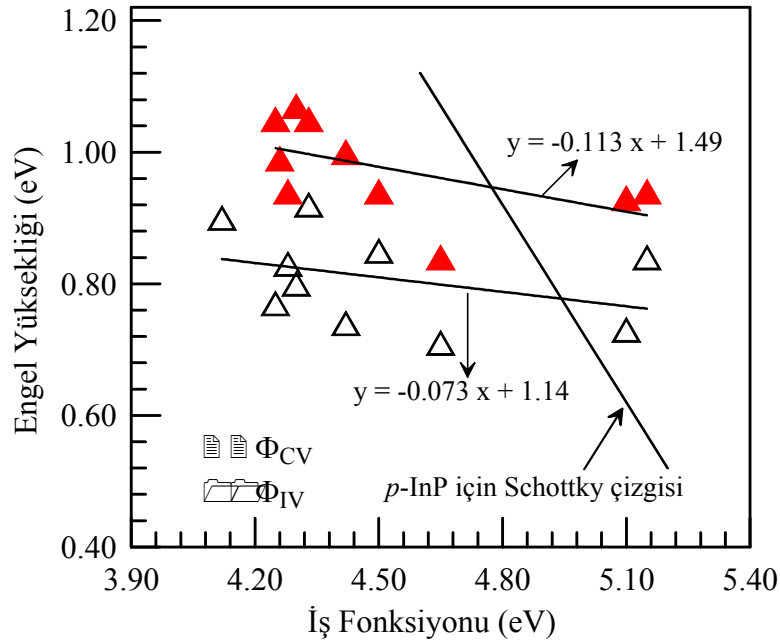
**Şekil 4. 9.** Pb/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



**Şekil 4. 10.** Ni/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



**Şekil 4. 11.** Sn/p-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği



**Şekil 4. 12.** Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin kontak metalinin iş fonksiyonuna bağlı grafiği



**Çizelge 4.1.** Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri ve kontak metallerrinin iş fonksiyonları ve diğer diyot parametreleri

Metal	İş Fonk (eV)	I-V Eng. Yük.(eV)	C-V Eng. Yük.(eV)	V <sub>0</sub> (Volt)	V <sub>p</sub> (Volt)	N <sub>a</sub> x10 <sup>17</sup> (cm <sup>-3</sup> )	w (nm)
Ag	4.26	0.64	0.99	0.90	0.092	3.60	56
Al	4.28	0.83	0.94	0.85	0.091	3.68	59
Au	5.10	0.73	0.93	0.84	0.088	4.10	53
Cu	4.65	0.71	0.84	0.75	0.087	4.26	49
Fe	4.50	0.85	0.94	0.85	0.084	4.74	50
In	4.12	0.90	1.31	1.22	0.090	3.83	66
Ni	5.15	0.84	0.94	0.86	0.083	5.02	48
Pb	4.25	0.77	1.05	0.95	0.092	5.55	61
Sn	4.42	0.74	1.00	0.89	0.110	1.76	83
Ti	4.33	0.92	1.05	0.95	0.092	3.55	61
Zn	4.30	0.80	1.07	0.98	0.090	3.81	59

Metal/p-InP/ZnAu diyodlar için yukarıda verilen oda sıcaklığındaki akım-voltaj grafiklerden elde edilen *I-V engel yüksekliklerinin* doğrultucu kontak için kullanılan *metallerin iş fonksiyonuna* bağlı grafiği Şekil 4.12’de verilmiştir. Bu şekilde verilen *I-V engel yükseliği-metal iş fonksiyonu* grafiği bir doğru grafiğidir. Grafikten görüldüğü gibi, bu doğrunun denklemi

$$\Phi_{Bp} = -0.073\Phi_m + 1.14 \quad (4.6)$$

olarak elde edilmiştir. Kesim 2’de engel yüksekliği

$$\Phi_{Bp} = c_2 \left( E_g / q + \chi - \Phi_m \right) + (1 - c_2) \Phi_0 \quad (2.73)$$

olarak verilmiştir. Bu denklemi (4.6)’ya göre düzenlersek, engel yüksekliği için

$$\Phi_{Bp} = c_2 \left( E_g / q + \chi_s - \Phi_m \right) + (1 - c_2) \Phi_0 = c_3 - c_2 \Phi_m \quad (4.7)$$

eşitliğini yazabiliriz. Deklem (4.7)'de  $c_3$  niceliğinin

$$c_3 = c_2 \left( E_g / q + \chi_s \right) + (1 - c_2) \Phi_0 \quad (4.8)$$

ifadesine eşit olduğu görülür. Denklem (4.6) ve (4.7)'den görülebildiği gibi,  $c_3 = 1.14$  eV ve  $c_2 = 0.073$  olarak alınmalıdır. (4.8) eşitliğinden nötral seviye  $\Phi_0$

$$\Phi_0 = \frac{c_3 - c_2 (E_g / q + \chi_s)}{1 - c_2} \quad (4.9)$$

eşitliğiyle verilebilir. *p*-InP yarıiletkenin yasak enerji aralığı  $E_g = 1.35$  eV ve  $\chi_s = 4.38$  eV olduğundan, grafikten (Şekil 4.12) *I-V* ölçümleri için elde edilen  $c_3 = 1.14$  eV ve  $c_2 = 0.073$  değerlerini de kullanarak nötral seviye için  $\Phi_0 = 0.78$  eV değeri elde edilir. Aynı şekilde, Şekil 4.12'de *C-V* ölçümleri için  $\Phi_{Bp} = -0.113\Phi_m + 1.49$  denklemine göre elde edilen  $c_3 = 1.49$  eV ve  $c_2 = 0.113$  değerlerini de kullanarak nötral seviye için  $\Phi_0 = 0.95$  eV değeri elde edilir.

Eşitlik (2.69.c)'den görüldüğü gibi,  $Dit \rightarrow \infty$  için  $c_2 \rightarrow 0$  olur ve bu durum Bardeen yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu durumda, (2.73) ifadesi

$$\Phi_{Bp} = \Phi_0 \quad (2.74)$$

şeklini alır. Böylece, arayüzeydeki Fermi seviyesi valans bandın yukarısında  $\Phi_0$  değerinde arayüzey halleri tarafından çivilenmiş (pinned) olur. Engel yüksekliği metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur ve yarıiletkenin serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve yüzey özellikleriyle belirlenir. Yine, eşitlik (2.69.c)'den görüldüğü gibi,  $Dit \rightarrow 0$  için  $c_2 \rightarrow 1$  olur ve bu durum Schottky-Mott yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu durumda, (2.73) ifadesi

$$\Phi_{Bp} = (E_g / q + \chi - \Phi_m) \quad (2.75)$$

şeklini alır. Bu eşitlik p-tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontaklar için ideal Schottky kontağın engel yüksekliği ifadesi olarak adlandırılır. Bu durumda, arayüzey halleri ihmal edilmiş olur.

### 4.3. Kapasite-Gerilim (C-V) Ölçümleri ve Yapılan Hesaplamalar

Bir Schottky diyodun uzay yükü bölgesine ait kapasitesi, metal-yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Kapasitenin ters beslem gerilimine bağlı olarak ölçülmesi durumunda, doğrultucu kontağa ait engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu ve Schottky bölgesinin genişliği hesaplanabilir [5].

Yapılan bütün numuneler için C-V ölçümleri oda sıcaklığı,  $f=500$  KHz ve -1.0 ile 1.0 V aralığında, HP 4192A LF Impedans Analyzer cihazı ile yapılmıştır. Bu ölçülerin değerlendirilebilmesi için (2.21) ifadesi yeniden düzenlenecek olursa

$$C^{-2} = \frac{2(V_{d,0} + V)}{e\epsilon_s\epsilon_0 A^2 N_A} \quad (4.9)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede  $V_{d,0}$  difüzyon potansiyelinin elde edilebilmesi için  $C^{-2}$ -V grafiği çizilir.  $C^{-2} = 0$  için  $V = V_{d,0}$  olur. Numuneler için elde edilen ortalama  $V_{d,0}$  değerleri çizelge 4.1'de gösterilmiştir. (4.9) ifadesinin V'ye göre türevi alınırsa

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

olur. Bu ifadeden hareketle  $N_A$  serbest taşıyıcı hol konsantrasyonu için

$$N_A = \frac{2}{e\epsilon_s\epsilon_0 A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.11)$$

eşitliği yazılabilir.  $C^{-2}-V$  grafiğindeki lineer kısma lineer bir fit yapılırsa elde edilecek doğrunun eğimi  $\frac{d(C^{-2})}{dV}$  'yi verir. Eğim değerleri bulunduktan sonra (4.11)'de yerine yazılarak her diyot için taşıyıcı konsantrasyonları elde edilir. Metal/*p*-InP/ZnAu Schottky diyotlar için, ortalama taşıyıcı konsantrasyonları Çizelge 4.1'de verilmiştir

Termal denge durumunda, *p*-tipi bir yarıiletken içindeki hol konsantrasyonu

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (4.12)$$

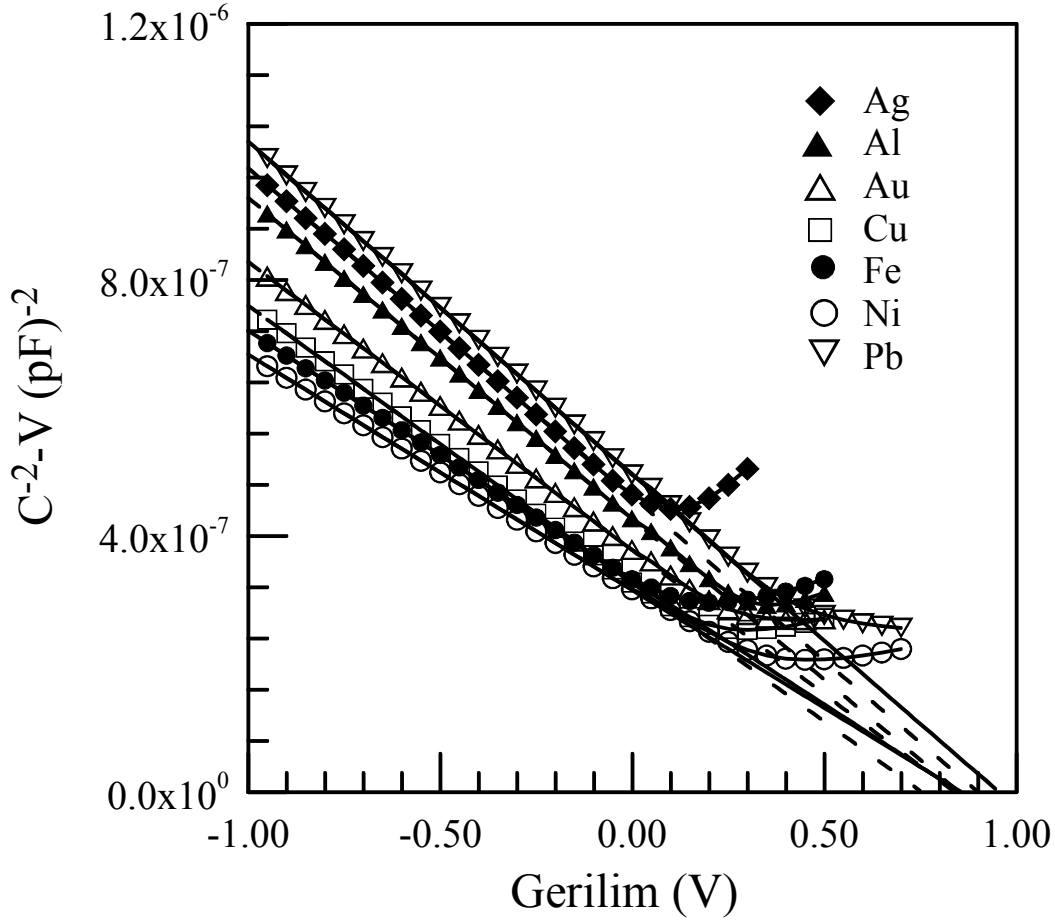
ile verilmektedir. Burada  $N_v$ , termal denge durumunda valans bandındaki hol konsantrasyonu olup *p*-InP için  $N_v = 1.27 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  olarak verilmektedir. *p*-tipi yarıiletken durumunda  $N_A \gg p_i$  olacağı için  $p_0 \cong N_A$  olur [5]. Burada  $p_i$ , asal (özden) elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alınarak (4.12) denklemi yeniden düzenlenecek olursa,

$$N_A = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (4.13)$$

şeklindeki ifade elde edilir. (4.13) eşitliğinde her iki tarafın doğal logaritması alınıp valans bandı referans seviyesi olarak kabul edilirse ( $E_v=0$ ), bu durumda (4.13) ifadesi

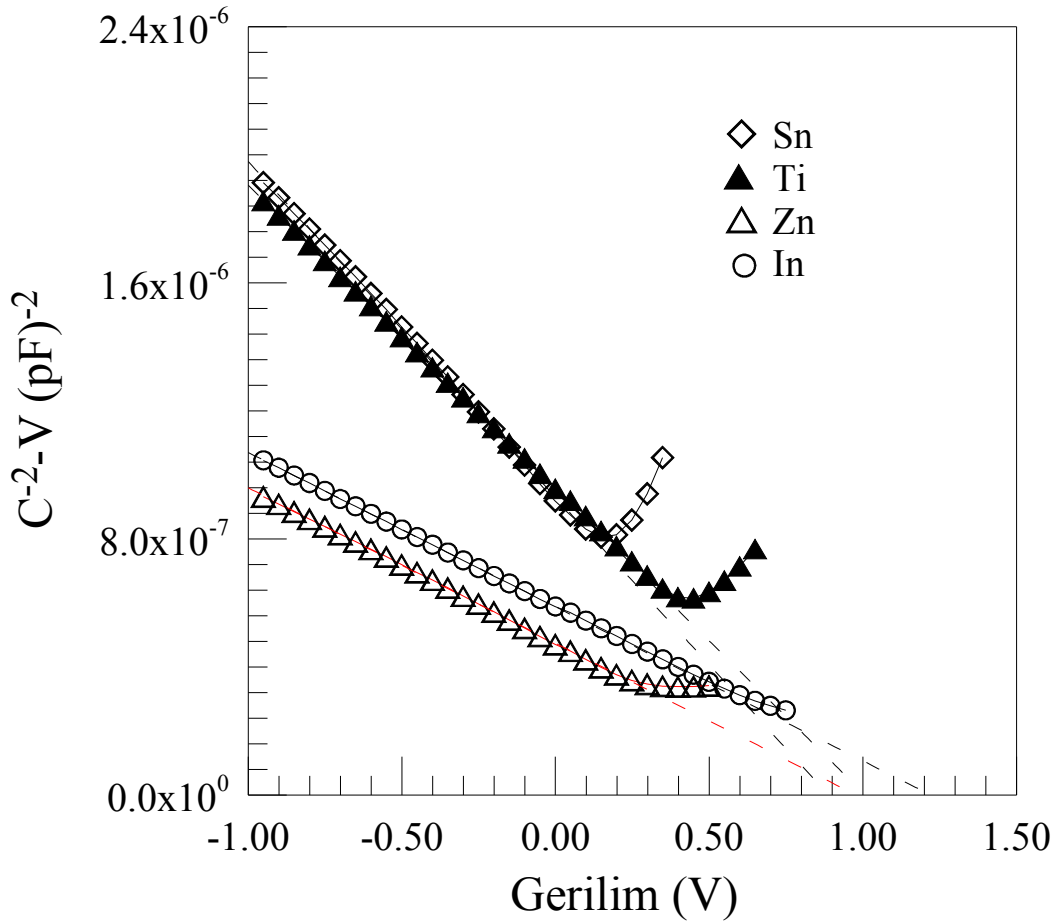
$$E_f = V_p = kT \ln\left(\frac{N_v}{N_A}\right) \quad (4.14)$$

şeklinde yeniden elde edilir. (4.13) ifadesiyle her bir diyot için hesaplanan  $N_A$  değerleri, (4.14) denklemine yerine yazılarak, valans bandının tabanı ile Fermi seviyesi arasındaki fark olan  $V_n$  değerleri elde edilir.



**Şekil 4. 13.** Metal/*p*-InP/ZnAu diyotlardan yedi tanesinin oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem kapasite-gerilim karakteristikleri

Metal/*p*-InP/ZnAu diyotların oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem kapasite-gerilim karakteristikleri Şekil 4.13 ve 4.14’de verilmiştir. Yukarıdaki ifadelerden istifade ederek, Schottky diyotların oda sıcaklığındaki ters beslem  $C^2$ - $V$  kapasite-gerilim karakteristiklerinden elde edilen parametrelerin değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir. Ortalama  $V_p$  değeri  $0.091 \pm 0.002$  eV ve  $N_A$  değeri  $(3.810 \pm 0.252) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olarak bulunmuştur. Bütün numuneler için elde edilen  $N_A$  serbest taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin  $N_v$  ‘den küçük oldukları gözlemlendi. Ayrıca, (2.17) eşitliğinden  $V=0$  için arınma bölgesinin genişliği de hesaplandı ve ortalama  $w = 58.65 \pm 2.98$  nm’lik bir değer elde edildi.

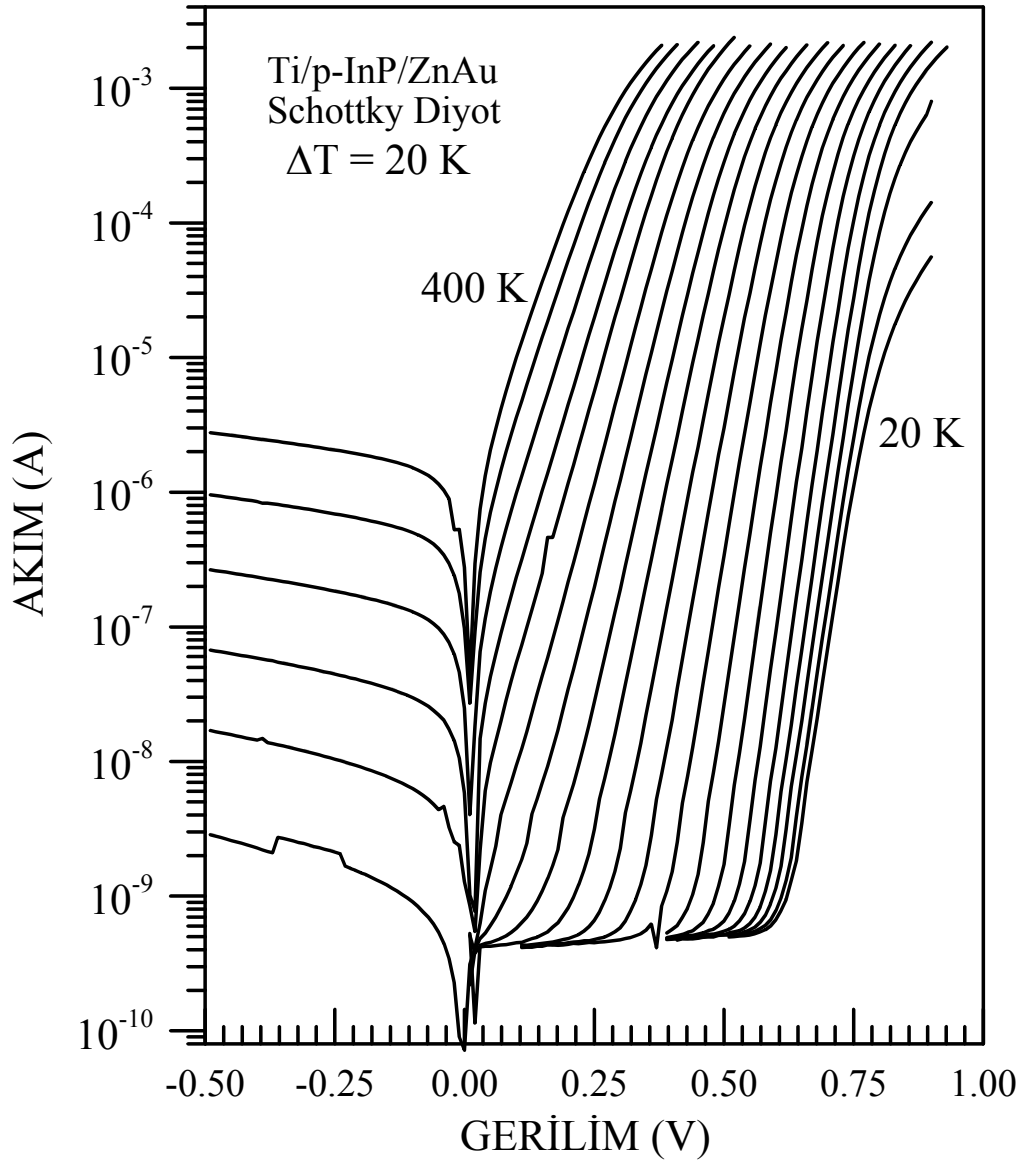


**Şekil 4. 14.** Metal/*p*-InP/ZnAu diyotlardan dört tanesinin oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem kapasite-gerilim karakteristiği

#### 4.4. Numune Sıcaklığına Bağlı Akım-Gerilim ve Kapasite-Gerilim Ölçümleri ve Hesaplamaları

Ayrıca, örnek olması bakımından, Schottky diyotlardan birinin (Ti/*p*-InP/ZnAu), sıcaklığa bağlı olarak doğru beslem akım-voltaj grafikleri şekil 4.15'te verilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı değerleri çizelge 4.2'de görülmektedir. Çizelge 4.2'den görüldüğü gibi, artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. (2.81) ve (2.82) eşitlikleri kullanılarak elde edilen Şekil 4.15'de görüldüğü gibi idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmakta iken engel yüksekliği artan sıcaklıkla artmaktadır. Bunun yanı sıra

aynı eşitlikler dikkate alınarak elde edilen ortalama engel yüksekliğinin artan sıcaklığa bağlılığının yaklaşık olarak sabit olduğu görülmektedir.

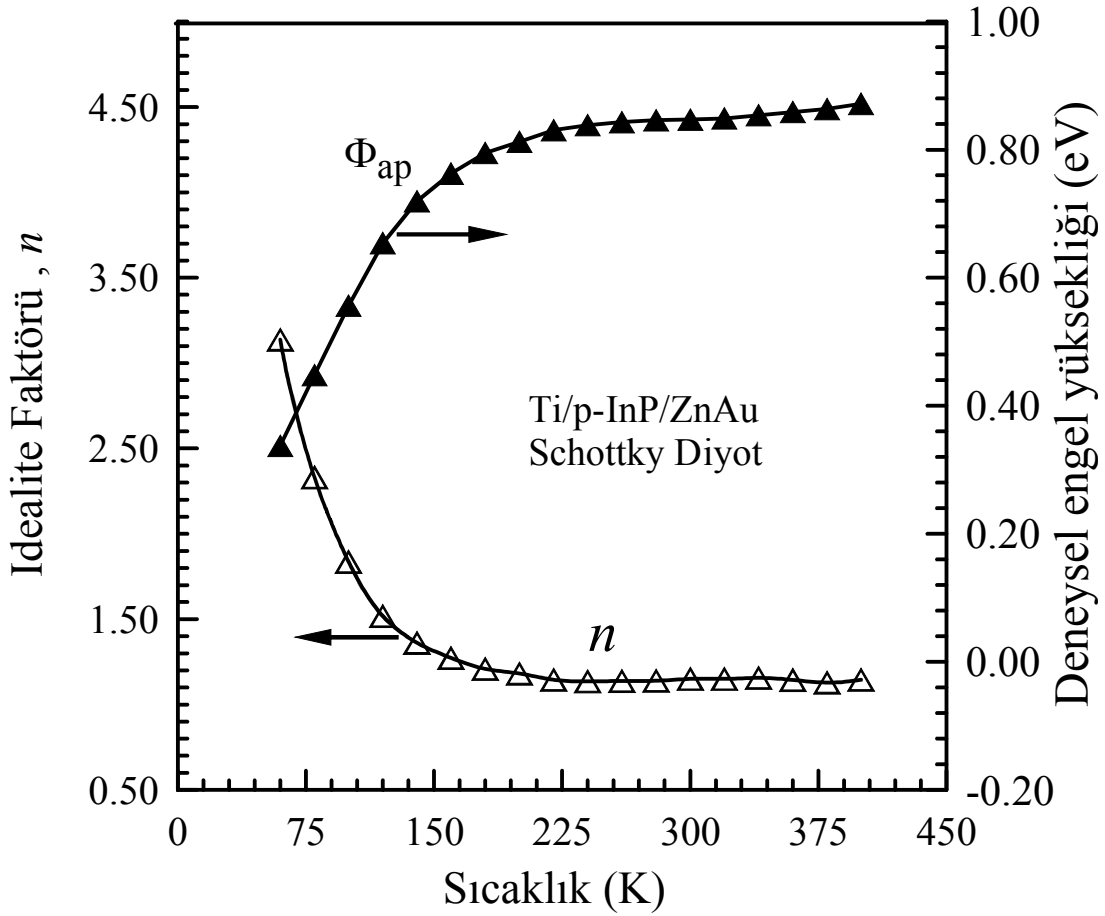


**Şekil 4.15.** Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa bağlı deneysel akım-gerilim grafiği

**Çizelge 4.2.** Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $I_0$ 'nın  $V$ 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

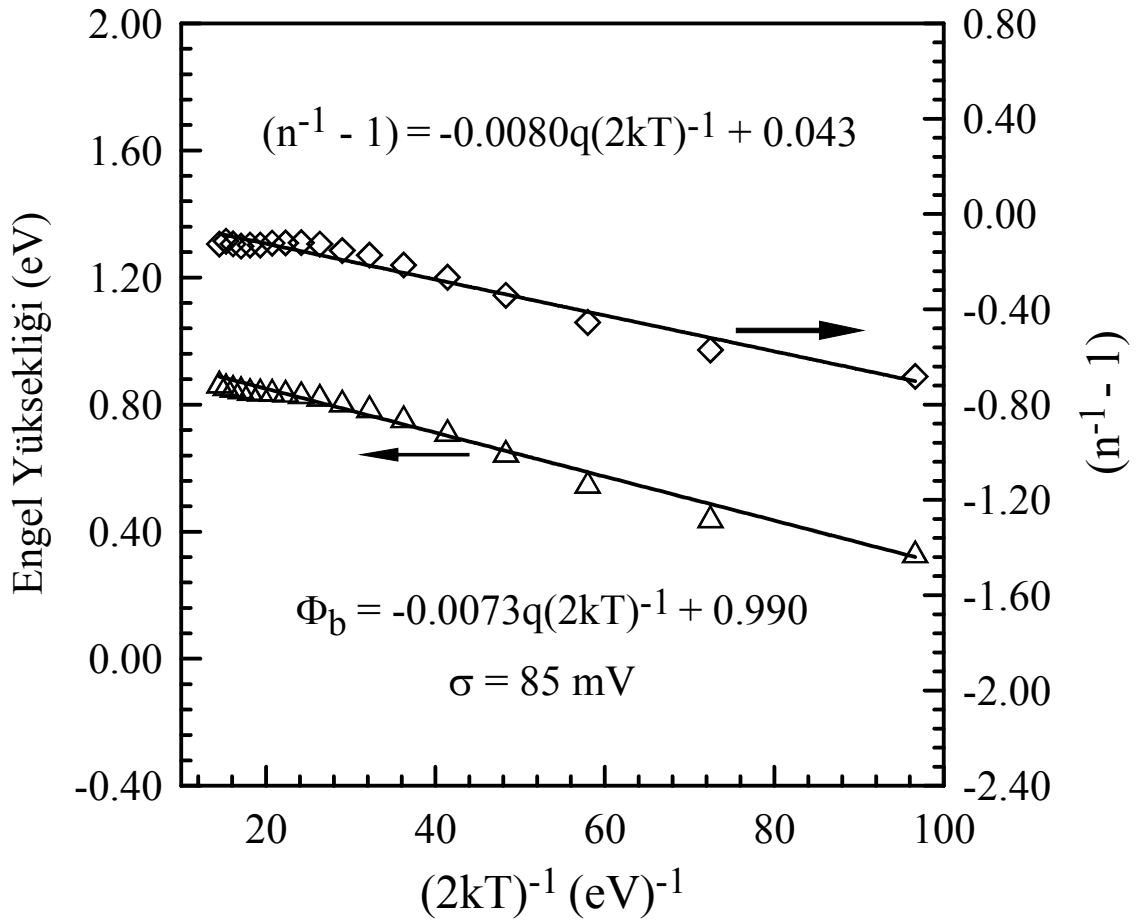
T(K)	$\Phi_b$ (IV)	$n$	$I_0$	1/kT	1/nkT	$\ln(I_0/T^2)$
400	0.872	1.11	8.03E-7	28.99	25.32	-14.035
380	0.864	1.13	2.45E-7	30.51	27.02	-15.22
360	0.859	1.14	5.96E-8	32.21	28.15	-16.64
340	0.854	1.16	1.234E-8	34.1	29.49	-18.21
320	0.849	1.15	2.13E-9	36.23	31.5	-19.97
300	0.847	1.15	2.56E-10	38.65	33.62	-22.085
280	0.846	1.14	2.251E-11	41.41	36.35	-24.52
260	0.843	1.14	1.50E-12	44.59	39.2	-27.23
240	0.838	1.14	7.03E-14	48.31	42.54	-30.29
220	0.831	1.15	2.23E-15	52.7	46.04	-33.74
200	0.812	1.18	6.74E-17	57.97	49.05	-37.24
180	0.795	1.21	8.87E-19	64.41	53.29	-41.57
160	0.763	1.27	1.20E-20	72.46	56.93	-45.87
140	0.720	1.36	1.24E-22	82.82	60.79	-50.44337
120	0.654	1.52	2.43E-24	96.62	63.61	-54.37374
100	0.556	1.84	4.61E-25	115.9	63.16	-56.04
80	0.448	2.33	1.92E-25	144.9	62.17	-56.92
60	0.337	3.14	8.35E-26	193.2	61.60	-57.74
40	0.223	4.80	6.451E-26			-58.01
20	0.108	10.01	1.70E-25			-57.04





**Şekil 4.16.** Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa deneysel bağlı  $I-V$  grafiğinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.3.'de grafiği verilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri diyodun  $I-V$  grafiğinden elde edilen değerlerdir.  $\Phi_b$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak (2.56) eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_b$ ) ve  $\sigma_0$  standart sapması bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde  $\bar{\Phi}_b = 0.99$  eV ve  $\sigma_0 = 0.085$  V olarak bulundu. (2.57) eşitliği kullanılarak, Şekil 4.16'da gösterilen  $[(1/n)-1]$ 'in  $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları  $\rho_2 = -0.043$  ve  $\rho_3 = -0.008$  V olarak bulundu.

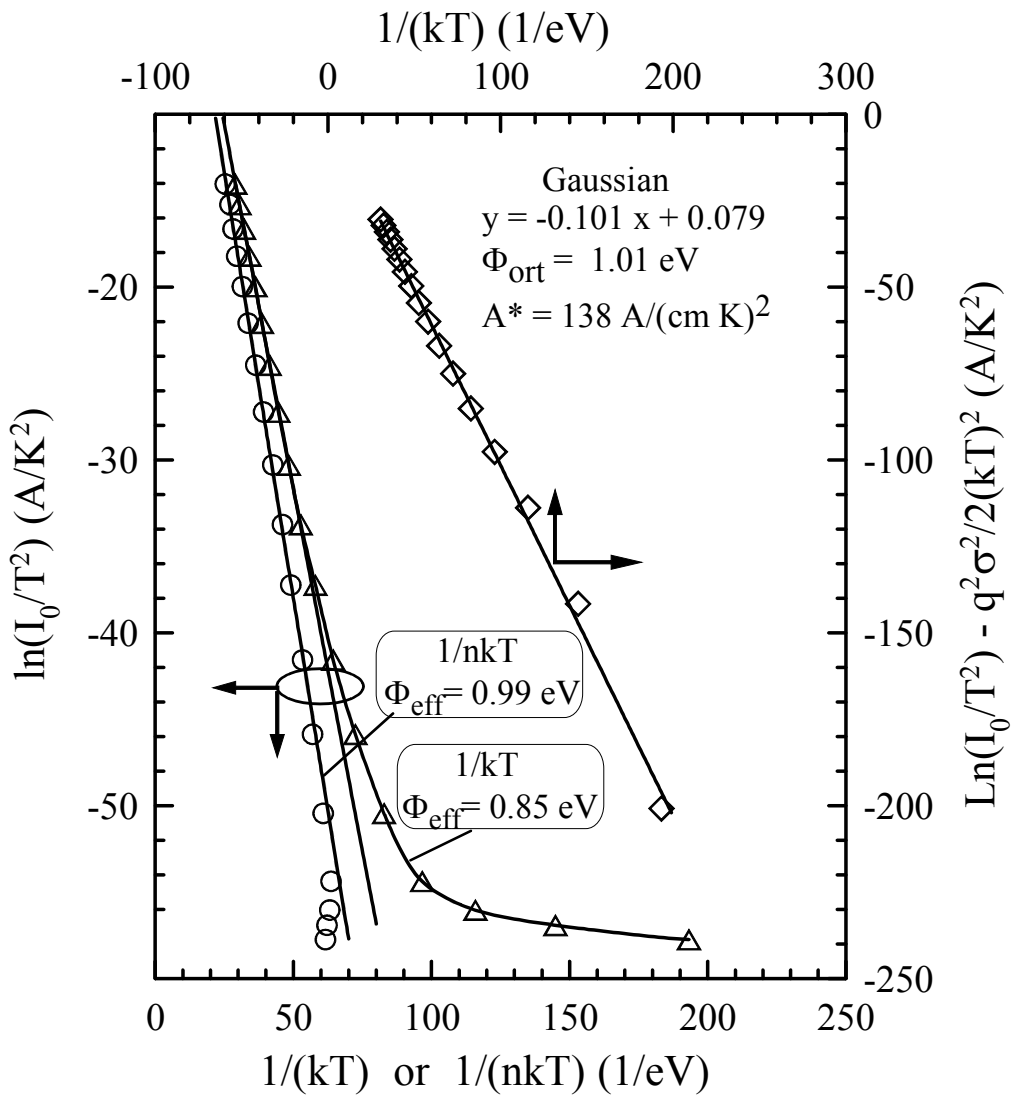


**Şekil 4.17.** Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa deneysel bağlı  $I$ - $V$  grafiğinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin inhomojenlik teorisine göre sıcaklıkla değişim grafikleri

$I$ - $V$  grafiğinden elde edilen  $\ln(I_0/T_2)$ 'nin  $1/kT$  ve  $1/nkT$ 'ye karşı çizilen grafiği ve diyodun inhomojenlik teorisine göre modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - e^2\sigma^2/(2kT)$ 'nin  $1/kT$ 'ye göre değişimi Şekil 4.18.'de verilmiştir. (2.81) eşitliği düzenlenecek olursa,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_b}{kT} \quad (4.15)$$

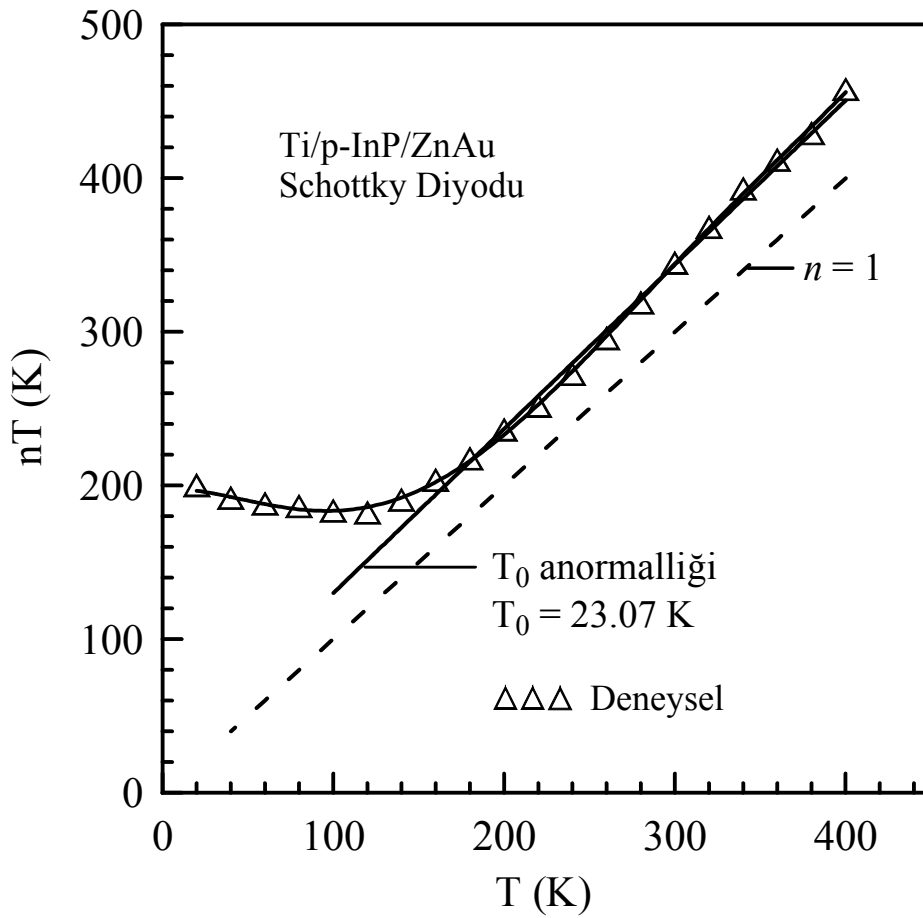
eşitliği elde edilir. Burada,  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı  $1/nT$ 'ye göre değişim grafiğinin eğimi  $e\Phi_b$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $\ln(AA^*)$  olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak engel yüksekliği de ( $\Phi_b$ ) = 0,99 eV olarak bulunmuştur. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.



**Şekil 4.18.** İnhomojenlik modelini göz önüne alarak engel yüksekliklerinin dağılımına göre modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - e^2\sigma^2/(2kT)$ 'nin  $1/kT$ 'ye karşı değişimi ve  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1/kT$  veya  $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri

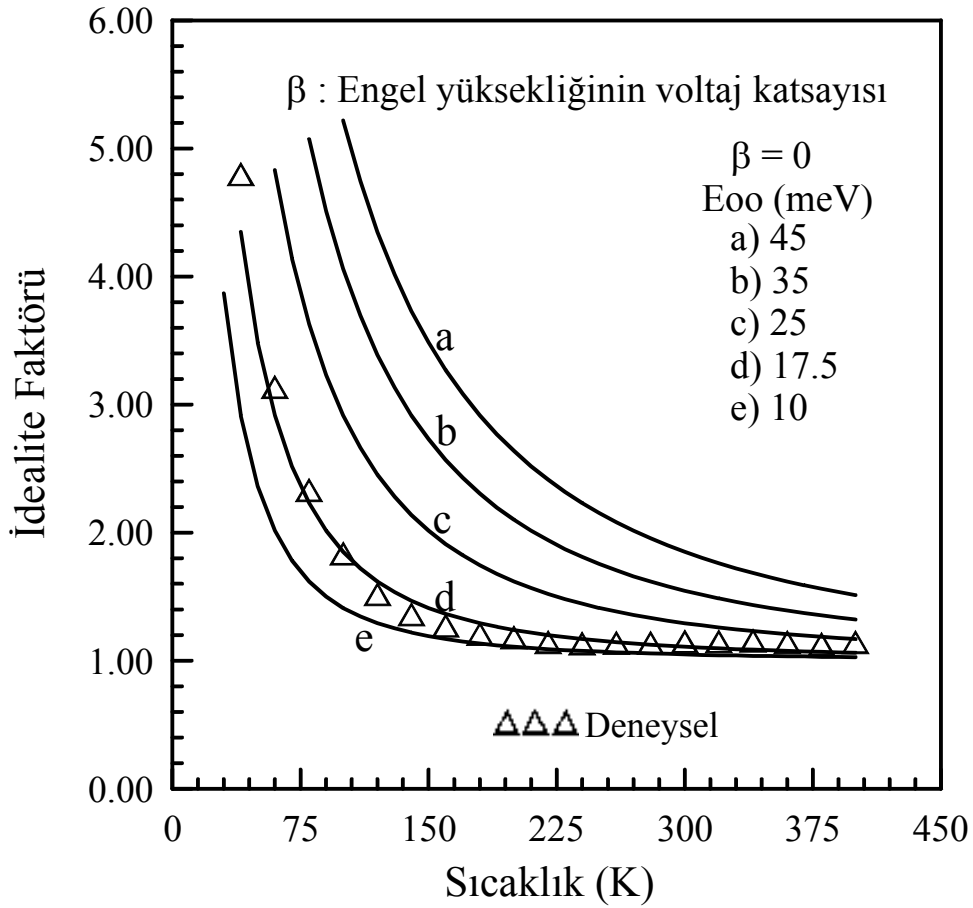
Bu grafikte belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi için (2.59) eşitliği kullanılarak doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti bulunabilir. Doğrunun eğiminden ve (2.59) eşitliği kullanılarak elde edilen engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla  $\Phi_b=1.01$  eV ve  $A^*=138$  A/K<sup>2</sup>cm<sup>2</sup> bulundu.

Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı olarak bilinen  $T_0$  etkisi aynı zamanda engel yüksekliğinin lateral inhomojenitesiyle yada rekombinasyon ve tünelleme akım bileşenleriyle de bağlantılıdır [5,36,66]



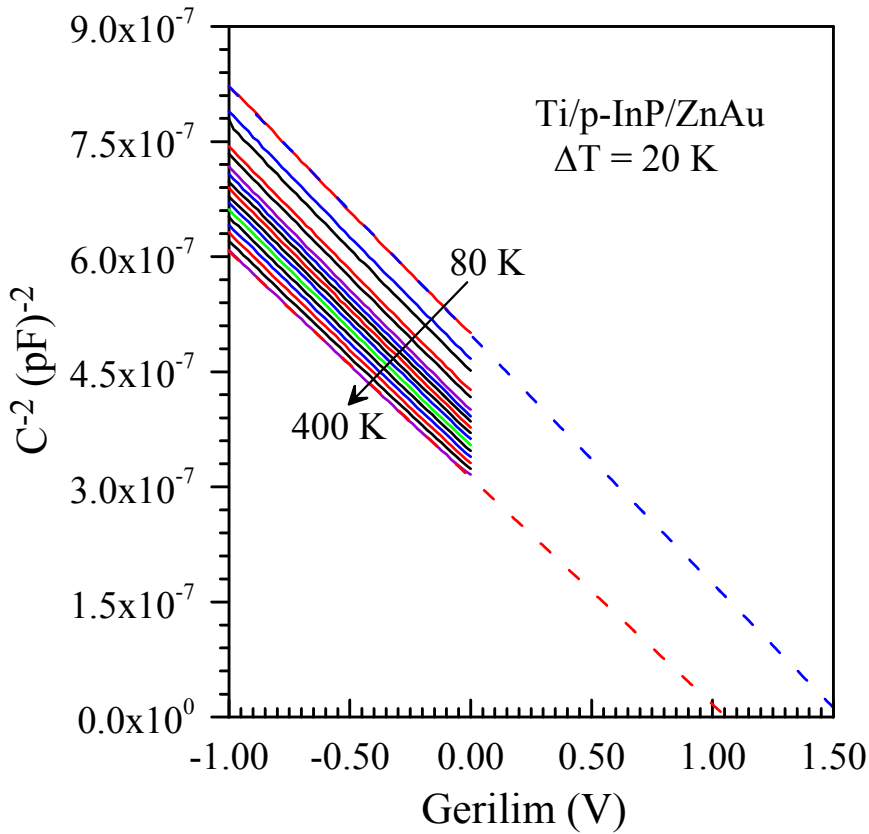
Şekil. 4.19. Sıcaklığın fonksiyonu olarak değişen  $nT$ - $T$  grafiği

Şekil 4.19. da  $nT-T$  grafiği görülmektedir. Burada idealite faktörü  $n$  sıcaklığa bağlı değişmektedir.  $n = 1$ 'i ifade eden doğrusal çizgi, ideal bir Schottky diyot davranışı sergiler. Şekil 4.19'dan da görülebileceği gibi deneysel değerlerle fit edilen doğrusal çizgi  $T_0=23.07$  K değeri veren 180-400 K sıcaklık aralığındaki ideal Schottky kontak davranışına paralellik göstermektedir.

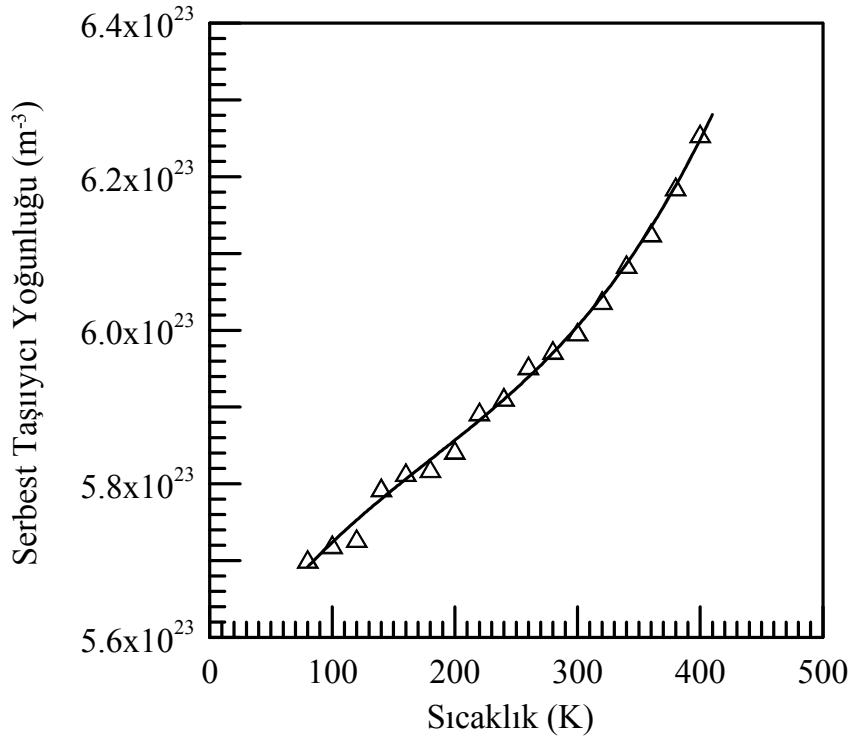


**Şekil 4.20.** Denklem 2.64 de ifade edilen teorik sıcaklığa bağlı idealite faktörü grafiği

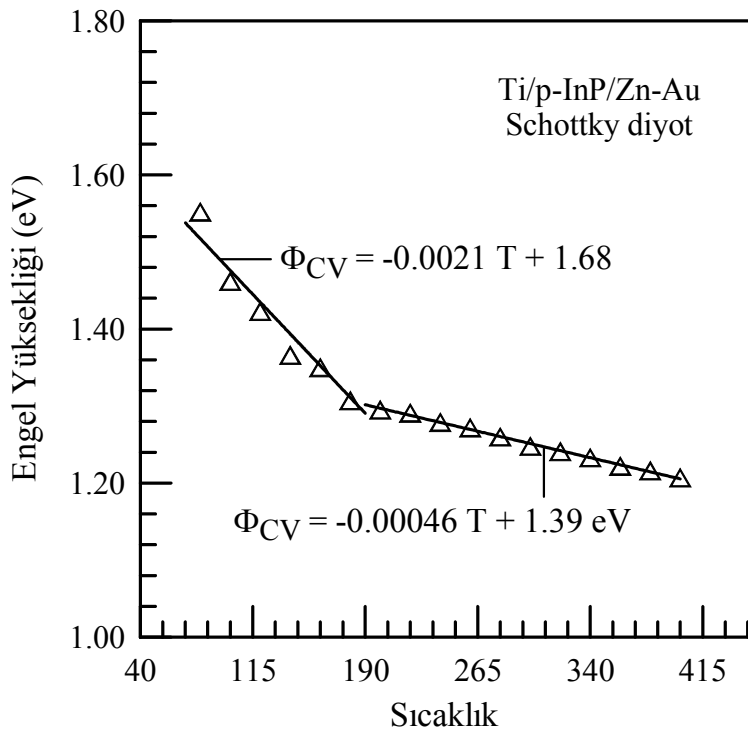
(2.63) eşitliğinden faydalanarak ve  $h=6.626 \times 10^{-34}$  Js,  $p$ -InP yarıiletkenin taşıyıcı konsantrasyonunun  $6.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $m^*=0.64m_0$  ve  $\epsilon_s = 12.4\epsilon_0$  kullanarak  $E_{00} = 5.0 \text{ meV}$  olarak bulundu. Şekil 4.20 de çizgiler (2.64) denklemi beslem katsayısını hesaba katmadan  $\beta=0$  varsayarak farklı karakteristik enerjileri ( $E_{00}$ ) için idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değerleri ile fit ederek elde edilmişlerdir. Şekil 4.20'deki açık üçgenler Şekil 4.15'deki sıcaklığa bağlı  $I$ - $V$  grafiğinden elde edilen idealite faktörlerinin değerleridir. Şekil 4.21, sıcaklığa bağlı ters beslem  $C^{-2}$ - $V$  grafiğini gösterir. Elde edilen parametreler aşağıdaki şekillerde verilmiştir.



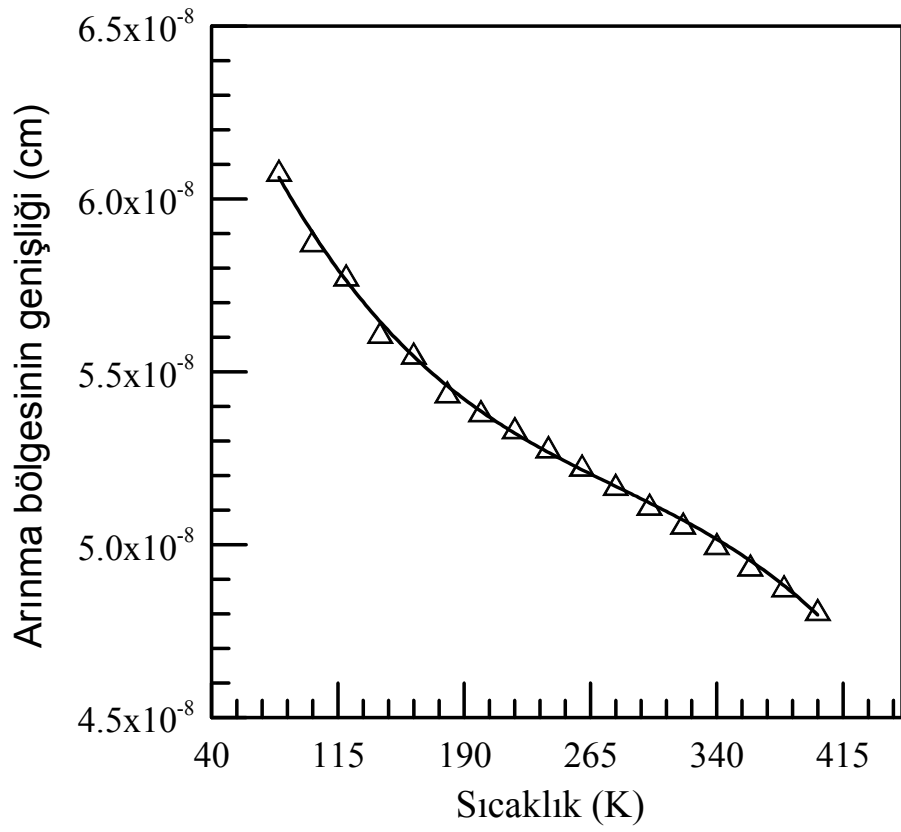
**Şekil 4.21.** Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters beslem  $C^{-2}$ - $V$  grafiği.



**Şekil 4.22.** Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{-2}-V$  eğrilerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.



**Şekil 4.23.** Sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{-2}-V$  eğrilerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.



**Şekil 4.24.** Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{-2}-V$  eğrilerinden elde edilen arınma bölgesi genişliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.



## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Çalışmamızda kullanılan p-InP yarıiletkeninin kimyasal temizleme işlemi yapıldıktan sonra buharlaştırma ünitesine konularak mat tarafına öncelikle Zn metali daha sonra da Au metali buharlaştırıldı. Son olarak azot gazı ortamında tavlama fırınında 400°C de 3 dk bekletilerek omik kontak yapıldı. Daha sonra, Schottky kontaklar için kullandığımız Zn, Ag, Au, Al, Ti, Cu, Fe, In, Ni, Pb ve Sn metalleri benzer temizlik işlemlerinden geçirildikten sonra omik kontaklı p-InP numunelerin parlak yüzlerine, yukarıda ifade edildiği gibi, vakum ortamında buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı. Bu Schottky diyotların Akım-gerilim (I-V) ve kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri yapıldı. Elde edilen I-V ve C-V eğrilerinden engel yükseklikleri hesaplandı. Bu engel yükseklikleriyle Schottky kontak metallerinin iş fonksiyonları arasındaki ilişki Mott-Schottky [6,7] ve Bardeen modellerine irdelendi. Ayrıca, bir örnek olması bakımından Ti/p-InP/ZnAu yapısının numune sıcaklığına bağlı olarak 20K-400K aralığında I-V ve C-V karakteristikleri elde edildi. Sıcaklık bağımlı karakteristiklerin, engel yüksekliği inhomojenliği üzerine kurulan Chand [11,12] Song vd [23] Werner and Gütther [24] modeline göre değerlendirilebileceği görüldü.

Bir diyodun idealite faktörü 1.10 'dan küçük ise bu diyot yaklaşık olarak idealdir. Bu, uygulama geriliminin hemem hemen tümünün Schottky bölgesi boyunca (arınma bölgesi) düştüğü anlamına gelir. Yine, böyle bir durumda akım, termoiyonik akım teorisine uygun olarak gerçekleşir [5-9,50-56]. Metal/yarıiletken arayüzeydeki doğal (native)oksit tabakasının ve arayüzey hallerinin varlığı idealite faktörünün artmasına neden olur. Çünkü, uygulanan gerilimin bir kısmı da arayüzey tabakası boyunca düşer [5-9,50-56]. Bir yarıiletken yüzeyi ne kadar temiz olursa olsun bir metalle kontak haline getirildiği zaman, çok ince bile olsa, bir doğal oksit arayüzey tabakası meydana gelmektedir. İdeal yarıiletken kontaklarda metal ve yarıiletken arasındaki yük transferi, ya engel yüksekliğinin fonksiyonu olarak ya da yarıiletkenin yasak enerji aralığında meydana gelen arayüzey hallerinin asal yük nötrallığı seviyesi olan  $\Phi_0$ 'a göre konumlanan Fermi seviyesinin fonksiyonu olarak değişir. Eğer Fermi seviyesi ile arayüzey hallerinin yük nötrallığı seviyesi aynı hizada ise bu durumda, kontakta bir yük

transferi meydana gelmez. Bu durumda, ölçülen engel yüksekliğine yük nötrallığı seviyesi ile çakışır ve Fermi seviyesinin mihlandığı söylenir.

Metal/yarıiletken arayüzey dipol tabakasının değişmezliği hakkındaki tahminler doğru olmasa bile basit Schottky-Mott teorisi [5-7] geçerli ise engel yüksekliği  $\Phi_{Bp}$  yine metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$  'ye bağlı olmalıdır. Fakat deneysel olarak bulunmuştur ki engel yüksekliği (belli şartlar altında) metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için teklif edilmiş olan

$$\Phi_{Bp} = (E_g / q + \chi - \Phi_m) \quad (2.75)$$

denkleminde iş fonksiyonunun daha az hassas bir fonksiyonudur. Bundan dolayı,  $\Phi_{Bp}$  metalin seçiminden hemen-hemen bağımsız olabilir. Metalin iş fonksiyonuna bu zayıf bağlılığın bir açıklaması Bardeen tarafından ileri sürüldü [5,10]. Bardeen [5,10], bu farklılığın arayüzey hallerinin etkisinden olabileceğini teklif etti. Metal ve yarıiletkenin ince yalıtkan bir doğal oksit tabakayla ayrılmış olduğunu ve yarıiletken ile yalıtkan tabaka arasındaki arayüzeyde mevcut yüzey hallerinin sürekli bir dağılımının olduğu farzedilir. "Yüzey halleri" terimi, genel olarak, bu halleri tanımlamak için kullanıldığı halde serbest yarıiletken yüzeyinde mevcut olan hallerden ayırt etmek için "arayüzey halleri" olarak adlandırmak belki daha uygun olacaktır.

Kullandığımız metal/p-InP/ZnAu diyodlar için oda sıcaklığındaki akım-voltaj grafiklerden elde edilen *I-V engel yüksekliklerinin* doğrultucu kontak için kullanılan *metallerin iş fonksiyonuna* bağlı grafiği Şekil 4.12'de verilmiştir. Bu şekilde verilen *I-V engel yükseliği-metal iş fonksiyonu* grafiği bir doğru grafiğidir. Grafikten görüldüğü gibi, metal/p-InP/ZnAu diyodlarımız için bu doğrunun denklemi  $\Phi_{Bp} = -0.073 \Phi_m + 1.14$  olarak elde edilmiştir. Bu eşitlikteki eksi işareti veya eğimin negatif oluşu, yarıiletkenin p-tipi olmasından ileri gelmektedir. Chen vd. [70], Er/p-InP Schottky diyot üzerine yaptıkları çalışmanın içinde başka araştırmacıların metal/p-InP sonuçlarını da kullanarak engel yükseliği-metal iş fonksiyonu grafiğinden  $\Phi_{Bp} = -0.003$

$\Phi_m + 0.86$  eşitliğini elde ettiler. Onlar, grafiklerinden  $c_2 = 0.003$  kadar küçük bir değer elde edilmesini arayüzey hallerinin yüksek yoğunluğuna atfettiler. Arayüzey hallerinin  $10^{15} \text{ (cm-eV)}^{-1}$  mertebesinde olduğunu belirlediler. Biz grafiğimizden  $c_2$  için bulduğumuz 0.073'lık bir değer onların 0.003 değerinden çok daha büyük olduğundan, daha düşük arayüzey hal yoğunluklu metal/p-InP Schottky diyotlar elde ettiğimizi söyleyebiliriz. Fakat Şekil 4.12'den görülebildiği gibi, 0.073 eğimli metal/p-InP Schottky diyotların engel yükseliği-metal iş fonksiyonu grafiği, Schottky-Mott teorisine göre çizilen Schottky çizgisiyle çakışmamaktadır. Bundan dolayı, deneysel sonuçlarından, metal/yarıiletken Schottky diyotların engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu, yani ideal durum için kullanılan (4.75) eşitliğinden bağımsız olduğu sonucuna varılmıştır. Bunun sebebi, metal ve yarıiletkenin ince yalıtkan bir doğal oksit tabakayla ayrılmış olduğunu ve yarıiletken ile yalıtkan tabaka arasındaki arayüzeyde mevcut yüzey hallerinin varlığından kaynaklandığı ileri sürülmüştür.

*p*-InP yarıiletkenin yasak enerji aralığı  $E_g = 1.35 \text{ eV}$  ve  $\chi_s = 4.38 \text{ eV}$  olduğundan, grafikten (Şekil 4.12)  $I-V$  ölçümleri için elde edilen  $c_3 = 1.14 \text{ eV}$  ve  $c_2 = 0.073$  değerlerini de kullanarak nötral seviye için  $\Phi_0 = 0.78 \text{ eV}$  değeri elde edilir. Aynı şekilde, Şekil 4.12'de  $C-V$  ölçümleri için elde edilen  $c_3 = 1.49 \text{ eV}$  ve  $c_2 = 0.113$  değerlerini de kullanarak nötral seviye için  $\Phi_0 = 0.95 \text{ eV}$  değeri elde edilmiştir. Eşitlik (2.69.c)'den görüldüğü gibi,  $Dit \rightarrow \infty$  için  $c_2 \rightarrow 0$  olur ve bu durum Bardeen yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu durumda, (2.74) ifadesi olan  $\Phi_{Bp} = \Phi_0$  eşitliği geçerli olur. Böylece, arayüzeydeki Fermi seviyesi valans bandın yukarısında  $\Phi_0$  değerinde arayüzey halleri tarafından çivilenmiş olur. Engel yüksekliği metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur ve yarıiletkenin serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve arayüzey özellikleriyle belirlenir. Yine, eşitlik (2.69.c)'den görüldüğü gibi,  $Dit \rightarrow 0$  için  $c_2 \rightarrow 1$  olur ve bu durum Schottky-Mott yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu durumda, (2.75) ifadesi olan  $\Phi_{Bp} = (E_g / q + \chi - \Phi_m)$  denklemi geçerli olur.

şeklini alır. Bu eşitlik p-tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontaklar için ideal Schottky kontağın engel yüksekliği ifadesi olarak adlandırılır. Bu durumda, arayüzey halleri ihmal edilmiş olur.

Sıcaklığa bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristikleri 20K-400K aralığında değerlendirildi. Bu değişimlerden elde edilen idealite faktörleri 20 K-400 K aralığında 10.01-1.15 ve engel yükseklikleri ise 0.11-0.87 eV aralığında değişmektedir. Bu durumda yüksek sıcaklığa doğru gidildikçe diyodun ideale yaklaştığı sonucu çıkarılabilir. Özellikle 220 K altında deneysel idealite faktörü  $n$  nin değeri yükselmiş engel yüksekliğide azalmıştır. Van Meirhaeghe vd engel yüksekliğini oda sıcaklığında Ti metalinin p-InP yarıiletkenin üzerine buharlaştırmasıyla elde edilen Ti/p-InP Schottky diyotlar için 0.76 eV ,Ti metalinin püskürtülmesiyle elde edilen Ti/p-InP schottky diyotlar içinse 0.96 eV olarak bulmuşlardır [68]. Meirhaeghe vd p-InP üzerinde metal kontağın buharlaştırılmasıyla oluşan 0.76 eV'luk engelin ampoteric defect tepkimelerden kaynaklanan arayüzeydeki Fermi yüzeyinin mihlanmasıyla belirlendiğini varsaydı ve sonuç olarak bu defectlerin konsantrasyonunun yeterince yüksek olması durumunda Fermi seviyesi mihlanmaktadır [68]. Onlar metalin püskürtülmesiyle oluşturulan Ti/p-InP schottky diyotlar için 0.96 eV luk engel yüksekliği değerini püskürtme esnasındaki metalizasyon sırasında oluşan defektlerin Hidrojenle kompleks oluşturmasından dolayı pasivasyona uğramasına dayandırdılar [68]. Bu çalışmada, 300 K'de elde edilen 0.85 eV luk engel yüksekliği değerinin Van meirhaeghe vd tarafından elde edilen 0.76 eV luk değerden daha yüksek olması bizim kullandığımız p-InP yarıiletkenin ampoteric defekt yoğunluğunun onlarınkinden daha düşük olmasıyla açıklanabilir. Buna ek olarak Van den Berghe vd Ti metalinin buharlaştırılmasıyla oluşturulan Ti/p-InP Schottky diyotlar için engel yüksekliği değerini 0.85 eV olarak buldular [69]. Bu değerde bizim bulduğumuz 0.85 eV luk değere eşittir. Ti/p-InP Schottky diyotlar için Şekil 4.15'de  $I-V$  grafiklerinden elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Bu değişimlerden görüleceği gibi, artan sıcaklıkla engel yüksekliği artarken, idealite faktörü azalmaktadır. Bu tarzdaki bir değişim Ti/InP arayüzeyindeki atomik homojen olmayan engelle açıklanabilir. Bu homojensizliğin nedeni, farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya arayüzey etkisine atfedilebilir.

Sullivan vd (1991) ve Tung (1992) engel yüksekliğinin lateral (yanal) değişimlerini dikkate alarak mükemmel olmayan Schottky kontaklar tasarladılar [36,37]. Engel yüksekliğinin inhomojenitesini arttırdıkları zaman daha büyük idealite faktörleri ve daha küçük etkin engel yükseklikleri buldular [36,37]. Bu bilim adamlarının ifade ettikleri gibi Ti/InP ara yüzeyi boyunca akım iletimi sıcaklıkla aktive edilmiş bir işlem olduğundan dolayı, 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 arttığında daha fazla elektron yüksek engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olur. Bunun sonucu olarak da baskın (dominant) olan engel yüksekliği sıcaklıkla ve beslem voltajıyla artarken idealite faktörü azalır. Ti/p-InP/ZnAu diyodu için  $I-V$  grafiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinden, artan sıcaklıkla idealite faktörünün azalması ve artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin artmasının literatürde yapılan çoğu çalışmalarla [10,15,66] uyum içinde olduğu görülmüştür.

Düz bant (flat band) engel yüksekliği deneysel idealite faktörü ve sıfır beslem engel yüksekliğinden hesaplanarak sıcaklığa bağlı değişimi şekil 4.15'te verilmiştir.  $I-V$  grafiklerinden de görülebileceği gibi, bu değişimler düşük gerilimlerde termoiyonik davranış göstermiş, oda sıcaklığında idealite faktörü 1.15 olarak bulunmuştur. Fakat düşük sıcaklıklara gidildikçe akım sature (doyma) olmaya başlamıştır. Bu davranış, diyot düz beslem altında iken, çoğunluk taşıyıcıları için quasi-Fermi seviyesinin yarıiletken tarafında yükselmesi ile açıklanabilir. İlk zamanlarda yapılan çalışmalara göre elektron akışı genel olarak termoiyonik davranış sergilediği sürece, çoğunluk taşıyıcıları için quasi-Fermi seviyesi eklem boyunca düzdür. O zaman quasi-Fermi seviyesinin yükselmesi, arayüzeyde lokalize olmuş ve uzay yükü bölgesindeki kusur seviyelerinin yerleşimini değiştirir. Bu durumda akımın sature olması, sadece uygulama geriliminin kritik gerilimden daha büyük olduğunda, taşıyıcıların tuzaklanması sonucu gerçekleşir [67].

Ayrıca, yine  $I-V$  grafikleri yardımıyla voltaj katsayıları, ortalama engel yüksekliği, standart sapma ( $\sigma_0$ ) ve Richardson eğrilerinden de Richardson sabiti ile engel yüksekliği değerleri bulunmuştur. Standart sapma engel homojenitesinin ölçüsüdür.

Daha düşük standart sapmalar daha homojen engel yüksekliğini ifade eder. Daha açık olarak en iyi doğrultma davranışlı ve daha düşük standart sapma değerli diyot en homojen engel yüksekliğini verir. Şekil 4.17'da  $[(1/n)-1]$ 'in  $1/2kT$  'ye karşı çizilen grafiğinin eğiminden voltaj katsayıları  $\rho_2 = -0.043$  ve  $\rho_3 = -0.008$  V olarak bulunmuştur. Bu grafiğin lineer davranış sergilemesi idealite faktörünün tamamen Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımının voltaj deformasyonunu ifade ettiğini gösterir. Bu grafikte engel yüksekliğine karşı  $1/2kT$  grafiğinin eğimlerinden de (ortalama engel yüksekliği)  $\bar{\Phi}_b = 0.99$  eV ve  $\sigma_0 = 0.085$  Volt, olarak bulunmuştur.  $\sigma_0 = 0.085$  Volt luk değer  $\bar{\Phi}_b = 0.99$  eV ile karşılaştırıldığında küçük bir değer olmaması arayüzey inhomojenitesine dayandırılır. Bununla beraber, bu inhomojenite ve potansiyel dalgalanmaları düşük sıcaklık  $I-V$  karakteristiklerini önemli ölçüde etkilemektedir. Yine, Şekil 4.18'da  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı  $1/kT$ 'ye göre değişimi verilmiştir, bu grafiğinin eğimi  $e\bar{\Phi}_b$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $\ln(AA^*)$  olan bir doğru olmaktadır. Bu ifadeler kullanılarak Richardson sabiti  $A^* = 138$   $A/K^2cm^2$  ve engel yüksekliği de  $\Phi_b = 1.01$  eV olarak bulunmuştur. Richardson sabiti p-InP için bilinen  $60$   $A/K^2cm^2$  değerinden 2.3 kat daha büyük bulunmuştur. Bu farklılık, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir [29]. Horwath (1996) tarafından bildirildiğine göre,  $I-V$  grafiklerinin sıcaklığa bağlılığından elde edilen  $A^*$  değeri engelin yanal inhomojenliğinden etkilenebilir ve teorik değerinden farklı çıkması gerçek etkin kütle değerinin teorik olarak hesaplanan değerinden farklı olmasıyla bağlantılı olabilir [29].

Ti/p-InP Schottky diyodun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{-2}-V$  grafiğinden artan sıcaklıkla kapasite değerlerinin ve serbest taşıyıcı yoğunluğunun arttığı görülmüştür (Şekil 4.21 ve 22). Ters belsem  $C^{-2}-V$  grafiğinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak grafiği çizildiğinde (Şekil 4.23), iki lineer bölgeden elde edildi. Bu iki lineer doğru, 180-300 K aralığında  $\Phi(CV) = -0.0021 T + 1.68$  eV ve 80-180 K aralığında  $\Phi(CV) = -0.00046 T + 1.39$  eV eşitliklerine karşılık geldiler. Bu eşitliklerin farklı olması,  $I-V$  karakteristiklerinden hesaplanan idealite faktörünün daha büyük değerlerinden de anlaşılacağı gibi, diyot 80-180 K aralığında daha sıcaklık bağımlı davranmasından ileri geldiği söylenebilir.

Schottky diyotlarda asıl akım iletim mekanizması Termoyonik Emisyon (TE) modeli ile açıklanmaktadır. İdeal bir diyot için idealite faktörü ( $n$ ) 1'dir. Ancak ideal durumdan sapmalar, idealite faktörünün 1'den büyük değerler almasına neden olabilir. Bu durumda  $n$  değeri 1'den uzaklaştıkça diyodun ideallikten uzaklaştığı söylenebilir. İdealite faktörünün 1'den büyük olması farklı nedenlere atfedilmektedir. Bunlar: 1) metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakası ve arayüzey hallerinin varlığı, 2) Yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı, 3) Arayüzeyde, elektrik alan etkisiyle imaj kuvvetinin düşmesi, 4) Uzay yükü bölgesinde jenerasyon/rekombinasyon akımları olabilir [24].  $I-V$  ve  $C-V$  değişimlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olduğu görülmektedir. Schottky diyotların engel yükseliği-metal iş fonksiyonu grafiğindeki deneysel lineer çizginin, Schottky-Mott teorisine göre çizilen Schottky çizgisiyle çakışmadığı görüldü. Böylece, metal/yarıiletken Schottky diyotların engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varılmıştır. Bu durumun, metal/yarıiletken arayüzeyindeki ince bir doğal oksit tabakasının ve arayüzey hallerinin varlığından kaynaklandığı sonucuna varılmıştır.

Düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmaların nedenini,  $I-V$  grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği ile  $C-V$  değişimlerinden elde edilen engel yüksekliğinin farklı çıkması gibi bir çok belirsiz durumu tam olarak açıklayan bir model yoktur [14]. Ancak bunlardan engelin inhomojenliği son yıllarda üzerinde fazla durulması gereken konulardan biri olmuştur. Genel olarak Schottky diyot parametrelerinin tayin edilmesi için geniş bir sıcaklık aralığında çalışmak gerekmektedir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca, artan sıcaklıkla idealite faktöründeki değişim " $T_0$  etkisi" olarak adlandırılmaktadır. Bir Schottky diyotta idealite faktörünün 1'den büyük çıkması termoyonik alan emisyonundan ve tükenim bölgesindeki rekombinasyondan ortaya çıkıyorsa; idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olması gerekir. Schottky diyotlarla yapılan deneysel çalışmalarda idealite faktörü genelde sıcaklığa bağlıdır. Hardikar vd [66]'nin bildirdiğine göre bu etki ilk olarak Padovani ve Sumner (1965) tarafından ifade edilmiştir ve matematiksel olarak  $n=1+(T_0/T)$  şeklinde (şekil 4.19) verilmektedir. Burada  $T_0$ , geniş bir sıcaklık aralığında

sıcaklık ve voltajdan bağımsız bir parametredir. Bu grafikten Ti/p-InP Schottky diyot için  $T_0 = 23.07$  K olarak elde edildi.

Şekil 4.20, Schottky kontaklarda termioyonik alan emisyon etkin olduğunda idealite faktörünün teorik sıcaklık bağıllığını temsil eder. Şekil 4.20'den de deneysel idealite faktörünün sıcaklığa bağıllığı 600-400 K aralığında karakteristik enerjisi değeri  $E_{00} = 17.5$  meV ile uyuşmaktadır. Bu değer, p-InP yarıiletken için hesaplanan 5 meV değerinden 3.5 kat daha büyüktür. Deneysel ve teorik datalar arasındaki bu farklar genellikle gözlenmektedir ve Schottky diyotlar için bu durum beklenmektedir. Bu durum lokal engel yüksekliği azalmasını da doğurabilen elektriksel alanın lokal değişimiyle ilişkili olabilir [8,31].

$I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri temelde farklıdır.  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değeri birbirinden farklı çıkmasının bir nedeni, her iki ölçüm tekniğinin farklı olmasındandır.  $C-V$  ölçümleri diyottaki empedans ölçümlerine dayanır. Devre elemanının kapasitesi uygulama geriliminin fonksiyonu olarak hesaplanır. Homojen bir engele sahip devre elemanında kapasite deplasyon bölgesinin genişliği ile orantılıdır.  $I-V$  grafiği ile engel yüksekliği, akım akışı için bir aktivasyon potansiyeli olarak tanımlanabilen niceliği ifade eder.  $C-V$  değişiminden elde edilen engel yüksekliği aslında, deplasyon bölgesinin büyüklüğünün bir ölçümüdür. Şayet engeller homojen ve ideal iseler, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek olan engel yüksekliklerinin aynı değerleri vermeleri gerekir. Homojenlik ve ideallik söz konusu olmadığı durumda, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek değerler farklı olacaktır. Dolayısıyla, diyotların homojen ve ideal olmadığı kabul edildiği için, her iki ölçüm tekniğinden elde edilen engel yüksekliği değerleri farklı olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda daha fazla akım daha yüksek engel bölgelerinden akacağı için  $I-V$  engel yüksekliği daha yüksek olacaktır. Daha düşük sıcaklıklara gidildikçe, akımın çoğu düşük engelli bölgelerden ayrıca Termioyonik emisyon modelinden farklı olarak difüzyon yoluyla da aktığı kabul edilebilir. Bu durumda, düşük sıcaklıklarda  $I-V$  engel yüksekliği daha düşük olacaktır.  $C-V$  ölçümü akımdaki değişimi dikkate almaksızın, ortalama engel yüksekliği alanının bir ölçüsünü alarak son bulur. Düşük engel bölgelerinin alanının önemli değişikliğe neden olması beklenmediğinden dolayı,  $C-V$  ölçümünün de önemli derecede



değişmemesi gerekir.  $C-V$  ölçümünden elde edilen engel yükseklikleri değerlerinin önemli derecede değişim göstermediği çizelge 4.1 ve çizelge 4.2.'de görülmektedir.

Sonuç olarak, kendi laboratuvarımızda imal ettiğimiz Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait  $I-V$ ,  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelenmiştir. Artan sıcaklıkla idealite faktörünün azaldığı, engel yüksekliğinin arttığı gözlenmiştir. Bu durum engelin homojen olmamasına atfedilmiştir. Richardson eğrileri yardımıyla Richardson sabiti hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değer p-InP için verilen  $60 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$  değerinden farklı çıkması düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarına ve homojen olmayan engel yüksekliğine atfedilmiştir. Yapılan bu çalışma sonucunda elde edilen veriler dikkate alındığında, Ti/p-InP/Schottky engel diyodunun  $I-V$  karakteristiklerinin engel yüksekliklerinin

Gauss dağılımına uydukları görülmüştür.  $\ln(I_0/T^2) - e^2\sigma^2/(2kT) - 1/kT$  grafiğinden  $\bar{\Phi}_b$  ve  $A^*$  sırasıyla 1.01 eV ve  $138 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak bulunmuştur. Richardson sabiti değeri p-InP için bilinen  $60 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  değerinden 2.3 kez daha büyük bulunmuştur. Şekil 4.20. de çalışılan sıcaklık aralığında idealite faktörü, 17.5 mV luk karakteristik enerji değeri kullanılarak elde edilen (d) eğrisi ile uyum içerisindedir. Termoyonik alan emisyonun baskın olması, geçiş olasılığının artışının, lokal engel yüksekliğinin azalmasını doğurabilen elektriksel alanın lokal yükselmesinden kaynaklandığı için engel yüksekliğinin yanal dağılımı ile ilişkilidir.

## REFERANSLAR

- [1] Braun, F., (1874). On the current conduction through metal sulphides (in German), Ann. Phys. Chem., 153, 556.
- [2] Aydin ME., (2003)., Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi
- [3] Torrey , H.C., Whitmer C.A., Crystal Rectifiers, Mc Graw Hill, (1948)
- [4] Chandra, M.M. And Prasad, M., J.Phys. State Solid.(A) 77, (1983)
- [5] Rhoderick, E.H. and Williams, R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed.(Clerendon, Oxford).
- [6] Schottky, W., 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers, Z. Phys. 113, 367-414
- [7] Mott, N. F., 1938. Note On The Contact Between A Metal and An Insulator On Semiconductor, Proc. Cambridge Philos. Soc., 34, 568.
- [8] Bethe, H.A., 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT. Radiation Lab. Rep. 43, 12.
- [9] Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, Materials Science and Engineering R 35, 1-138).
- [10] J. Bardeen, Surface States and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact, Phys. Rev., 71, 717 (1947)
- [11] Chand S and Kumar J 1997 J.Appl.Phys. 82 5005
- [12] Chand S and Bala S 2005 Appl.Surf.Sci.252 358
- [13] Tung R T 1992 Phys.Rev.B 45 13509
- [14] Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R. and Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barrier: A numerical study, J. Appl. Phys. 70 (12), 7403-7423.
- [15] Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, Physica B, 325, 138-148.
- [16] Maeda, K., 2001. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers, Surf. Sci. 493, 644-652.

- [17] Schroeder, D., Avellan, A., 2003. Physical explanation of the barrier height temperature dependence in metal-oxide-semiconductor leakage current models, *Appl. Phys. Lett.*, 82, (25), 4510-4512.
- [18] Cetin H and Ayyildiz E (2005) *Semicond. Sci. Technol.* 20, 625
- [19] Gur E, Tuzemen S, Kilic B and Coskun C (2007) *J. Phys. Condens. Matt.* 19, 196206
- [20] Zhu S, Van Meirhaeghe R L, Detavernier C, Cardon F, Forment S, Ru G P, Cu X P and Li B Z (2000) *Solid-State Electron.* 44, 663
- [21] Chand S and Kumar J (1997) *J. Appl. Phys.* 82, 5005
- [22] Chad S and Bala S (2005) *Appl. Surf. Sci.* 252, 358
- [23] Song Y P, Van Meirhaeghe R L, Laflère W H and Cardon F (1986) *Solid-State Electron.* 29,633
- [24] Werner J H and Güttler H H (1991) *J. Appl. Phys.* 69, 1522
- [25] Gümüş A, Türüt A and Yalçın N (2002) *J. Appl. Phys.* 91,245
- [26] Pérez R, Mestres N, Montserrat J, Tournier D and Godignon P (2005) *Phys. Stat. Sol. (a)* 202, 692
- [27] Roccaforte F, La Via F, Raineri V, Pierobon R and Zanoni E (2003) *J. Appl. Phys.* 93, 9137
- [28] Osvald J and Horvath Zs (2004) *Appl. Surface Sci.* 234, 349
- [29] Horvath Zs J (1996) *Solid-State Electron* 39, 176  
Ayyildiz E, Cetin H and Horvath Zs J (2005) *Appl. Surface Sci.* 252, 1153
- [30] Jones F E, Hafer C D, Wood B P, Danner R G and Lonergan M C (2001) *J. Appl. Phys.* 90, 1001
- [31] Im H J, Ding Y, Pelz J P and Choyke W J (2001) *Phys. Rev. B* 64, 075310
- [32] Rossi R C and Lewis N S (2001) *J. Phys.. Chem. B* 105, 12303
- [33] Zhu S, Van Meirhaeghe R L, Forment S, Ru G and Li B (2004) *Solid-State Electron.* 48, 29
- [34] Osvald J (1999) *J. Appl. Phys.* 85, 1935  
Dobrocka E and Osvald J (1994) *Appl. Phys. Lett.* 65, 575  
Osvald J (2006) *Solid-State Electron.* 50, 228
- [35] Dogan H, Yıldırım N, Turut A, Biber M, Ayyıldız E and Nuhoglu C (2006) *Semicond. Sci. Technol.* 21, 822

- [36] Tung R T (1992) Phys. Rev. B 45, 13509
- [37] Sullivan J P, Tung R T, Pinto M R and Graham W R (1991) J. Appl. Phys. 70, 7403
- [38] Von Wenckstern H, Biehne G, Rahman R A, Hochmuth H, Lorenz M and Grundmann M (2006) Appl. Phys. Lett. 88, 092102
- [39] Tseng, H.H. and Wu, C.Y., Solid State Electronics, 30, 383, (1987).
- [40] Horvath, J.Zs., Memeth- Salley, M. and Gyuro, I., 5th International School on Physical Problems in Microelectronics, May 18-23, Varna, Bulgaria, (1987).
- [41] Chattopadhyay, P. and Raychaudhuri, B., Solid –St. Electron., 35, (6). 875 (1992).
- [42] Chattopadhyay, P. and Raychaudhuri, B., Solid –St. Electron., 35, (7) 1023, (1992).
- [43] Chattopadhyay, P. and Daw, A.N., Solid –St. Electron., 29. 555, (1986).
- [44] Chattopadhyay, P. and Kumar, V., Solid –St. Electron., 3,143. (1988).
- [45] Chattopadhyay, P. and Raychaudhuri, B., Solid –St. Electron., 34.(12), 1455,
- [46] Ziel, A., (1968). Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall International Inc., Minnesota.
- [47] Brillson, L. J. (1993). Contacts To Semiconductors, Noyes Publications, New Jersey.
- [48] Neamen, D. A., (1992), Semiconductors Physics and Devices, R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- [49] Türüt A.,Yalçın N., Sağlam M., (1992), Solid-State Electronics, 35,835.
- [50] Sağlam, M., 1991. Yüksek lisans tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
- [51] Cheung S. K., and Cheung, N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. Appl. Phys. Lett., 58, 382.
- [52] Shockley, W., Read, W. T., 1950. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, Phys. Rev., 87, 835
- [53] Sah, C., Noyce, R. N., Shockley, W., 1957. Proc. IRE., 45, 1228.

- [54] Karataş Ş., 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- [55] Andrews, J. M., 1974. The role of metal semiconductor interface in silicon integrated circuit technology, *J. Vac. Sci. Technol.* 11, 972-984.
- [56] Werner, J. H., 1985. *Metalisation and Metal-Semiconductor Interfaces*, P. 235, Plenum, New York
- [57] Nicollian, E. H. and Goetzberger, A., 1967. *Bell. Sys. Tech.*, 46, 1055.
- [58] Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, B., 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes, *Solid-St. Electron*, 36, 605-610.
- [59] Batı. B., 1998. İdeal ve ideal olmayan omik ve doğrultucu kontaklı Au/n-Si Schottky diyotlarda doğru beslem kapasite-voltaj-frekans karakteristikleri, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi
- [60] Arnold, D., Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants, *J. Appl. Phys.* 61 (11), 5178.
- [61] Nixon, J. A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices, *Phys. Rev. B.* 41, 7929.
- [62] Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel Silicide Contacts., *J. Appl. Phys.* 51, 3735.
- [63] 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, 1652.
- [64] 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.
- [65] Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B*, 325, 138-148.

- [66] Hardikar S, Hudait M K, Modak p, Krupanidhi S B and Padha N (1999) *Appl. Phys. A* 68, 49
- [67] Cola A., Lupo, M. G., Vasanelli, L. and Valentini, A., 1993. Characterisation of a Defect Layer at a Schottky Barrier Interface by Current and Capacitance Measurements, *Solid-St. Electron*, 36 (5), 785-89.
- [68] Van Meirhaeghe R L, Laflere W H and Cardon F (1994) *J. Appl. Phys.* 76, 403
- [69] Van den Berghe L M D, Van Meirhaeghe R L, Laflere W H and Cardon F (1990) *Solid-State Electron*. 33, 79
- [70] W. X. Chen, M. H. Yuan, K. Wu, Y. X. Zhang, and Z. M. Wang and G. G. Qin, 1995, *J. Appl. Phys.* 78 (1), 1 July 584

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Kontakta önce metal ve n-tipi yarıiletken için enerji-bant diyagramları

Şekil 2.2. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı

Şekil 2.3. Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontak için enerji-bant diyagramı

a) Kontakta önce, b) kontakta sonra ve termal denge, c)  $V \neq 0$  durumunda

Şekil 2.4.  $\phi_m < \phi_s$  durumu için metal/*n*-tipi yarıiletken omik kontak için enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c) düz beslem altında, d) ters beslem altında.

Şekil 2.5. Metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontak için enerji bant diyagramı a) kontakta önce, b) kontakta sonra, c)  $V \neq 0$  durumunda

Şekil 2.6. *n*-tipi Silisyum'da tünelleme ile omik kontak oluşumu

Şekil 2.7.  $P^+PM$  yarıiletken diyot yapısının termal denge enerji-bant diyagramı

Şekil 2.8. Metal *p*-tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontak için; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Şekil 2.9. Düğ beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

Şekil 2.10. (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden ötürü potansiyel engelindeki bükülme

Şekil 2.11. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontak için iki boyutlu bant diyagramı

Şekil 2.12. Termal denge koşulu altında bir *p*-tipi yarıiletken üzerine yapılan bir Schottky diyodun enerji bant diyagramı

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

Şekil 4.1. Zn/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.2. Ag/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.3. Au/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.4. Al/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.5. Ti/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.6. Cu/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.7. Fe/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.8. In/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.9. Pb/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4. 10. Ni/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4. 11. Sn/*p*-InP/ZnAu diyodunun oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *akım-gerilim* karakteristiği

Şekil 4. 12. Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin kontak metalinin iş fonksiyonuna bağlı grafiği

Şekil 4. 13. Metal/*p*-InP/ZnAu diyotlardan yedi tanesinin oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *kapasite-gerilim* karakteristikleri

Şekil 4. 14. Metal/*p*-InP/ZnAu diyotlardan dört tanesinin oda sıcaklığındaki doğru ve ters beslem *kapasite-gerilim* karakteristiği

Şekil 4.15. Ti/*p*-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa bağlı deneysel akım-gerilim Grafiği

Şekil 4.16. Ti/*p*-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa deneysel bağlı *I-V* grafiğinden elde edilen

idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin sıcaklıkla

Şekil 4.17. Ti/*p*-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa deneysel bağlı *I-V* grafiğinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin inhomojenlik teorisine göre sıcaklıkla değişim grafikleri

Şekil 4.18. İnhomojenlik modelini göz önüne alarak engel yüksekliklerinin dağılımına göre modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - e^2\sigma^2/(2kT)$ 'nin  $1/kT$ 'ye karşı değişimi ve  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1/kT$  veya  $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri

Şekil. 4.19. Sıcaklığın fonksiyonu olarak değişen  $nT-T$  grafiği

Şekil 4.20. Denklem 2.64 de ifade edilen teorik sıcaklığa bağlı idealite faktörü grafiği



Şekil 4.21. Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{r^2}-V$  grafiği.

Şekil4.22. Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{r^2}-V$  eğrilerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 4.23. Sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{r^2}-V$  eğrilerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 4.24. Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyodunun sıcaklık bağımlı ters belsem  $C^{r^2}-V$  eğrilerinden elde edilen arınma bölgesi genişliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri ve kontak metallerinin iş fonksiyonları ve diğer diyot parametreleri

Çizelge 4.2. Ti/p-InP/ZnAu diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $I_n$ 'nin  $V$ 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

## **ÖZGEÇMİŞ**

1969 yılında Bismilde doğdum. İlk ve Orta öğrenimimi Diyarbakırda tamamladım. 1987 yılında Dicle Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandım. 1991 yılında mezun oldum.1992 yılında Dicle Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne Araştırma görevlisi olarak girdim ve halen bu görevime devam etmekteyim.