

**InP BAZLI SCHOTTKY DİYOTLARDA I-V, C-V, DLTS ÇALIŞMALARI**

**Demet KORUCU**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ARALIK 2009**

**ANKARA**

Demet KORUCU tarafından hazırlanan InP BAZLI SCHOTTKY DİYOTLARDA I-V, C-V, DLTS ÇALIŞMALARI adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV .....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

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

Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV .....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Tülay SERİN .....

Fizik Anabilim Dalı, Ankara Üniversitesi

Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK .....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL .....

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç.Dr. İlbilge DÖKME .....

İlköğretim Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Tarih: 18/ 12 / 2009

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesi onanmıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU .....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## **TEZ BİLDİRİMİ**

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

Demet KORUCU

**InP BAZLI SCHOTTKY DİYOTLARDA I-V, C-V, DLTS ÇALIŞMALARI**  
**(Doktora Tezi)**

**Demet KORUCU**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**Aralık 2009**

**ÖZET**

Bu çalışmada LEC tekniğiyle büyütülmüş p-InP ve MBE tekniğiyle büyütülmüş n-InP yarıiletken malzemeleri kullanarak hazırlanan Sn/p-InP ve Au/n-InP Schottky engel diyotların (SBDs) geniş bir sıcaklık aralığında akım-voltaj (I-V), kapasite-voltaj (C-V) ve derin seviye geçici spektroskopisi (DLTS) ölçümleri yapıldı. Elde edilen Schottky engel diyotların I-V ölçümlerinin analizinden artan sıcaklıklarla ideallik faktörü ( $n$ ) değerleri azalırken; engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ) değerlerinin arttığı görüldü. C-V ölçümlerinin analizinden SBD yapıların engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ), taşıyıcı konsantrasyonu ( $N_A$  ve  $N_D$ ) ve Fermi enerji seviyesi ( $E_F$ ) gibi parametreler hesaplandı. Sn/p-InP SBD yapının 80-400 K sıcaklık aralığında yapılan DLTS ölçüm sonuçlarının analizinden yasak bant aralığında  $E_v+0,31$  eV pozisyonunda yerleşmiş bir adet derin tuzak seviyesi tespit edildi. Bu seviyesinin Zn-ilişkili bir kusur seviyesi olduğu yorumu yapıldı. Ayrıca 100-340 K sıcaklık aralığında Au/n-InP SBD yapısında DLTS ölçüm sonuçlarından  $E_c-0,14$  ve  $E_c-0,70$  eV seviyelerinde yerleşmiş iki tuzak seviyesi tespit edildi. Bu iki kusur seviyesinin sırasıyla fosfor boşluğu ve bant aralığı ortasında yerleşim gösteren bir kusur seviyesi olduğu yorumu yapıldı.

Deneysel sonuçlar, hazırlanan Schottky diyot yapıların elektriksel karakteristiklerinde, engel yüksekliklerindeki homojensizliklerin, arayüzey durumlarının ve seri direncin önemli bir rol oynadığını göstermiştir. Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarda kaydedilen DLTS ölçümlerinin analizinden, bu

**derin seviyeler yarıiletkenin yasaklanmış band aralığında yerleşmiş etkin kusur seviyeleri olarak yorumlandı.**

**Bilim Kodu : 202.1.147**  
**Anahtar Kelimeler : InP, I-V ve C-V karakteristikleri, derin seviye, yakalama tesir kesiti, DLTS**  
**Sayfa Adedi : 135**  
**Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV**

**STUDIES OF I-V, C-V, DLTS ON SCHOTTKY DIODES BASED ON InP  
(Ph. D. Thesis)**

**Demet KORUCU**

**GAZİ UNIVERSITY  
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY  
December 2009**

**ABSTRACT**

**In this study, current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and deep level transient spectroscopy (DLTS) measurements of Sn/p-InP and Au/n-InP Schottky barrier diodes (SBDs) that were prepared by using LEC grown p-InP and MBE grown n-InP semiconductor materials have been done in wide temperature ranges. From analyzing of I-V measurements of Schottky barrier diodes it has been seen that when the values of ideality factors ( $n$ ) decrease values of barrier height increase with increasing temperature. By analyzing of C-V measurements, some parameters such as barrier height ( $\Phi_B$ ) concentration of carriers ( $N_A$  and  $N_D$ ) and Fermi energy level ( $E_F$ ) of SBD structure have been calculated. From analyzing of DLTS measurement results in the Sn/p-InP SBD, one deep level that was located at  $E_v+0,31$  eV position has been detected at temperature range of 80-400 K. This level has been interpreted as Zn-related defect level. Also two deep levels that were located at  $E_c-0,14$  and  $E_c-0,70$  eV have been detected from DLTS measurement results of Au/n-InP SBD structure at the temperature range of 100-340 K. This two defect levels have been interpreted as phosphorus vacancy and mid-gap related defect, respectively. Experimental results show that inhomogeneous barrier height, interface states existence of series resistance have played an important role in the electrical characteristics of prepared Schottky diodes. Analyzing of recorded DLTS measurements in the Sn/p-InP and Au/n-InP SBD, this deep levels that were**

**located at the forbidden band gap of semiconductor are interpreted as effective defect levels.**

**Science Code : 202.1.147**

**Key Words : InP, characteristics of I-V ve C-V, deep level, capture cross section, DLTS**

**Page Number : 135**

**Adviser : Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV**

## TEŞEKKÜR

Doktora çalışmam boyunca bana yol gösteren değerli tez danışmanı hocam Prof Dr. Tofiq Mammadov' a, deneylerimi gerçekleştirme olanağı sunan 2001K120590 nolu DPT projesinin yürütücüsü değerli hocam Prof. Dr. Süleyman Özçelik' e, deneysel çalışmalarındaki yardımları için değerli hocam Doç. Dr. Şemsettin Altındal' a teşekkürlerimi sunarım. Doktora tez çalışmamda, Yüksek lisanstaki değerli hocalarımdan, Prof. Dr. Abdülmecit Türüt' e, Prof. Dr. Mustafa Sağlam' a yardımlarından dolayı teşekkürü bir borç bilirim. Katkılarından dolayı Doç. Dr. Demet Demir'e, Doç. Dr. Şakir Aydoğan' a ve Yrd. Doç. Dr. Ömer Güllü' ye teşekkür ederim. Laplace DLTS ölçümlerini gerçekleştirdiğim ve derin seviyelerin değerlendirilmesindeki yardımlarından dolayı Sheffield Halam Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği bölüm başkanı Prof. Jan Evans-Freeman' a ve laboratuvar çalışanlarına teşekkür ederim. Lisansüstü eğitimim süresince en büyük destekçim değerli eşim Abdurrahman Korucu' ya, çocuklarım Alper Korucu, Hakan Korucu, Nimet Korucu' ya, kıymetli babam, annem ve ağbim Ahmet Tekdemir' e teşekkür ederim. Doktora tezimi hayatta karşılaştıkları zorluklardan hiç yılmadan, hep güzel düşünerek ve insanlığa faydalı olmak için çok çalışan birer birey olmalarını çok istediğim çocuklarıma ithaf ediyorum.



## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET .....	iv
ABSTRACT .....	vi
TEŞEKKÜR.....	viii
İÇİNDEKİLER .....	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xii
RESİMLERİN LİSTESİ .....	xiii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ .....	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xviii
1. GİRİŞ .....	1
2. TEMEL BİLGİLER .....	10
2.1. Giriş.....	10
2.2. Metal/Yarıiletken Kontaklar .....	11
2.2.1. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar .....	11
2.2.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontaklar .....	14
2.2.3. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar .....	16
2.3. InP Yarıiletkeninin Özellikleri .....	17
2.4. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları .....	19
2.4.1. Termiyonik Emisyon (TE) teorisinde akım-voltaj karakteristiği.....	19
2.4.2. Engel boyunca tünelleme ile akım-voltaj karakteristiği.....	21
2.4.3. $T_o$ etkili akım iletiminde I-V karakteristiği .....	23

	<b>Sayfa</b>
2.4.4. Tüketim bölgesinde taşıyıcıların oluşması ve tekrar birleşmesinde I-V karakteristiği.....	24
2.5. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı .....	25
2.6. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliği.....	26
2.7. Kristal Yapı Kusurları .....	29
2.8. Derin Seviye Kusurları.....	33
2.9. Deşik-Elektron Çiftlerinin Yeniden Birleşmesi .....	37
2.9.1. Direkt yeniden birleşme .....	37
2.9.2. Yeniden birleşme merkezleri: Elektron ve deşik Tuzakları .....	38
2.9.3. Elektron tuzaklarının kinetiği .....	39
2.10. Yarıiletkenlerdeki Derin Seviyelerin Karakterizasyonu .....	43
2.11. Schottky diyotların I-V, C-V ve DLTS ölçümlerinden karakteristik diyot parametrelerinin hesaplanması .....	47
2.11.1. Akım-voltaj (I-V) ölçümleri .....	47
2.11.2. Kapasite-voltaj (C-V) ölçümleri .....	49
2.11.3. DLTS ölçümlerinden tuzak parametrelerinin hesaplanması.....	53
3. DENEY SİSTEMİ, NUMUNE HAZIRLANMASI VE ÖLÇÜMLER .....	56
3.1. Giriş.....	56
3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi .....	56
3.2.1. LEC tekniğiyle büyütülmüş bulk p-InP kristali kullanılarak oluşturulan Sn/p-InP Schottky engel diyodu .....	56
3.2.2. MBE tekniğiyle büyütülmüş epilayer n-InP kristali kullanarak oluşturulan Au/n-InP Schottky engel diyodu.....	57
3.3.3. Hazırlanan SBD yapıların elektriksel karakterizasyonu için kullanılan deney düzenekler.....	60

	<b>Sayfa</b>
4. DENEYSEL SONUÇLAR .....	65
4.1. Giriş.....	65
4.2. Akım-Gerilim (I-V) Ölçümleri ve Hesaplamaları .....	65
4.3. Kapasite-Voltaj (C-V) Ölçümleri ve Hesaplamaları .....	66
4.4. Derin Seviye Geçici Kapasite (DLTS) Ölçümleri ve Hesaplamaları.....	67
4.5. Deneysel Sonuçlar .....	73
4.5.1. LEC tekniğiyle büyütülmüş p-InP kullanılarak hazırlanmış Sn/p-InP SBD numunesinde elde edilen deneysel sonuçlar .....	73
4.5.2. MBE tekniğiyle büyütülmüş n-InP kullanılarak hazırlanmış Au/n-InP SBD numunesinde elde edilen deneysel sonuçlar.....	92
5. TARTIŞMA VE SONUÇ .....	115
KAYNAKLAR .....	124
ÖZGEÇMİŞ .....	134

## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

<b>Çizelge</b>	<b>Sayfa</b>
Çizelge 2.1. InP yarıiletkenlerinin çeşitli özellikleri.....	18
Çizelge 4.1. DLTS spektrumundan elde edilen tuzak parametreleri .....	71
Çizelge 4.2. Sn/p-InP SBD yapıda 80-400 K sıcaklık aralığında I-V karakteristiklerinden elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklıkla değişimi .....	75
Çizelge 4.3. Sn/p-InP SBD yapıda 80- 400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen parametreler .....	86
Çizelge 4.4. Sn/p-InP SBD yapıda 80-400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen $N_A$ , $V_D$ , $E_F$ parametreleri .....	87
Çizelge 4.5. Au/n-InP SBD yapıda I-V karakteristiklerinden elde edilen karakteristik diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi .....	94
Çizelge 4.6. Au/n-InP SBD yapıda 160- 400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden hesaplanan çeşitli parametreler .....	106
Çizelge 4.7. Au/n-InP SBDs yapının C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklıkla değişimi .....	106

**RESİMLERİN LİSTESİ**

<b>Resim</b>	<b>Sayfa</b>
Resim 3.1. VG80H-10 MBE sistemi .....	58
Resim 3.2. Termal Buharlaştırma Sistemi .....	59
Resim 3.3. Termal Buharlaştırma Sisteminde kontak işleminin yapıldığı yer .....	59
Resim 3.4. I-V ve C-V ölçümleri için kullanılan deney düzeneği.....	72
Resim 3.5. DLTS ölçümleri için kullanılan deney düzeneği .....	73
Resim 3.6. DLTS' de numune tutucuya yerleştirilen numunenin görüntüsü.....	74

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal ve n-tipi yarıiletken için enerji bant diyagramları (a) Kontakta önce ve (b) Kontakta sonra termal denge durumunda.....	13
Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğru besleme teması için elektron enerji bant diyagramı (a) termal denge durumu (b) doğru besleme ve (c) ters besleme .....	14
Şekil 2.3 $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik temasa ait enerji bant diyagramı (a) kontakta önce, (b) kontakta sonra, (c) doğru besleme altında, (d) ters besleme altında .....	15
Şekil 2.4. Metal/p-tipi yarıiletken doğru besleme teması (Schottky) temasının enerji-bant diyagramı (a) Kontakta önce, (b) kontakta sonra ve termal dengede, (c) $V \neq 0$ durumunda .....	17
Şekil 2.5. InP birim hücresi .....	18
Şekil 2.6. Metal/n-tipi yarıiletken için doğru besleme şartları altında temel akım iletim mekanizmaları;(a) potansiyel engelin üstünden, elektronların metalin içine doğru iletimi (termiyonik emisyon), (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünelleme, (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarıiletkeneye doğru enjeksiyonu .....	19
Şekil 2.7. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren $nkT/q-kT/q$ grafiği .....	24
Şekil 2.8. Homojen olmayan engel yüksekliğine sahip Schottky engel diyodunun bant diyagramı .....	28
Şekil 2.9. Noktasal yapı kusurları .....	30
Şekil 2.10. Kristal nokta kusurları (a) Boşluklar (b) Arayer atomlar (c) Yeralan atomlar.....	30
Şekil 2.11. Kristal Kusurları (a) Frenkel tipi (b) Schottky tipi.....	31
Şekil 2.12. Dislokasyon oluşumu .....	32

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.14. Bir yeniden birleşme merkezinin operasyonu a) işlemden önce b) işlemden sonra I) Başlangıçta nötral boş bir tuzak tarafından iletkenlik bandından bir elektron yakalanması ( $c_n$ ) II) Başlangıçtaki işgal edilmiş bir tuzak seviyesindeki bir elektronun iletkenlik bandı içine geriye salma ( $e_n$ ), III) Bir elektron ihtiva eden tuzak tarafından valans bandından bir deşik yakalanması ( $c_p$ ) IV) Bir nötral tuzaktan valans bandı içine bir deşik salma ( $e_p$ ) .....	34
Şekil 2.15. n-tipi yarıiletken Schottky diyotta enerji band diagramı (a) diyot sıfır beslemde, (b) ters beslem uygulandıktan sonra (c) kararlı durum .....	36
Şekil 2.16. (a) İyonize olmuş donörleri ve akseptörleri gösteren enerji seviyeleri tuzakları ve iletkenlik bandı üzerinde dağılmış kalan elektronlar. (b) Bir elektronun yakalama ihtimaliyetinin $vs(N_t - n_t)$ olduğunu göstermek için taşıyıcı yolu etrafında çizilmiş olan s kesitli bir silindir .....	39
Şekil 2.17. (a) Katkılı yarıiletkenlerde $E_D$ donör ve $E_A$ akseptör seviyelerine ait enerji diagramı (b) Fazla taşıyıcılar mevcutken yarı Fermi seviyeleri ( $E_{FN}$ , $E_{FP}$ ) .....	40
Şekil 2.18. DLTS için uygulama voltajı ve kapasite değişimi .....	44
Şekil 3.1. Sn/p-InP SBD yapının yandan görünüşü66 .....	57
Şekil 3. 2. Au/n-InP Schottky kontakların (a) üstten ve (b) yandan görünüşü .....	60
Şekil 3.3. DLTS ölçüm şeması .....	63
Şekil 4.1. Cu/n-GaAs SBD yapıda DLTS ölçümleri (a) Laplace DLTS cihazı ile (b) Sula DLTS cihazı ile (c) Arrhenius grafiği .....	69
Şekil 4.2. Cu/n-GaAs SBD yapısında 400-210 K sıcaklık aralığındaki Laplace DLTS ölçümleri .....	72
Şekil 4.3. Sn/p-InP SBD yapının 80-400 K sıcaklık aralığında doğru ve ters beslem akım-voltaj (I-V) karakteristiği .....	74
Şekil 4.4. Sn/p-InP SBD yapısında ideallik faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi .....	76
Şekil 4.5. Sn/p-InP SBD yapıda ideallik faktörü $n - 1/T$ grafiği.86 .....	77
Şekil 4.6. Sn/p-InP SBD için Richardson grafiği $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ veya $1/nT$ .....	78

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 4.7. Gaussian dağılımına göre Sn/p-InP SBD sıfır beslem engel yüksekliği $\Phi_B(I-V)-q/2kT$ grafiği .....	80
Şekil 4.8. Sn/p-InP SBD için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre ideallik faktörü $(n^{-1}-1)-q/2kT$ grafiği .....	81
Şekil 4.9. Sn/p-InP SBD yapıda sıcaklık bağımlı $\ln(I_0/T^2)-((q\sigma_0)^2/(2k^2T^2))- q/kT$ grafiği .....	82
Şekil 4.10. Sn/p-InP SBD yapıda 1MHz'de 80-400 K sıcaklık aralığında (a) C-V ölçümleri (b) G/w-V ölçümleri .....	84
Şekil 4.11. Sn/p-InP SBD yapıda 1MHz'de sıcaklık bağımlı $C^{-2}-V$ grafiği .....	86
Şekil 4.12. Sn/p-InP SBD yapıda çeşitli sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak seri direncin değişimi .....	87
Şekil 4.13. Sn/p-InP SBD yapıda 0 V- 1,4V voltaj aralığında sıcaklık bağımlı (a) C-V (b) G/W-V karakteristikleri .....	88
Şekil 4.14. Sn/p-InP SBD yapıda sıcaklık bağımlı $R_s$ ve $N_{ss}$ grafiği.98 .....	89
Şekil 4.15. Sn/p-InP SBD yapıda oda sıcaklığında 1MHz frekansda düzeltilmiş voltaj bağımlı (a) kapasite ve (b) konduktans grafikleri .....	90
Şekil 4.16. Sn/p- InP SBD yapıda DLTS ölçümü (a) 100-400 K sıcaklık aralığındaki DLTS spektrumu. b) DLTS ölçümünden elde edilen Arrhenius grafiği .....	91
Şekil 4.17. 160-400 K sıcaklık aralığında Au/n-InP SBD yapıda sıcaklık bağımlı doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri .....	93
Şekil 4.18. Au/n-InP SBD yapıda $\Phi_B$ ve n grafikleri: (a) $\Phi_B -T$ ve (b) n-T.....	94
Şekil 4.19. Au/n-InP SBD yapıda (a) n-1/T ve (b) $E_o (=nkT/q)-kT/q$ grafikleri .....	97
Şekil 4.20. Au/n-InP SBD yapıda $\ln(I_0/T^2)- 1/T$ ve $1/nT$ Richardson grafikleri... ..	98
Şekil 4.21. Au/n-InP SBD yapıda deneysel sıcaklık bağımlı engel yüksekliği ve ideallik faktörü grafiği .....	99
Şekil 4.22. Au/n-InP SBD yapıda engel yüksekliklerinin bir GD'na göre görünen engel yüksekliği $\Phi_B (I-V)-q/2kT$ ve ideallik faktörü $(1/n-1)-q/2kT$ grafikleri .....	100



<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 4.23. Au/n-InP SBD için modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-((q\sigma_0)^2/(2k^2T^2))-q/kT$ grafiği. ....	101
Şekil 4.24. Au/n-InP SBD yapıda 1MHz’de 160- 400 K sıcaklık aralığında (a) C-V ölçümleri (b) G/w-V ölçümleri .....	102
Şekil.4.25. Au/n-InP SBD yapıda oda sıcaklığında (a) C-V ve G/w-V grafikleri (b) Doğru ve ters beslem C- V ve $C^{-2}$ -V karakteristikleri .....	104
Şekil 4.26. Au/n-InP SBD yapıda 1MHz’ de 160-400 K sıcaklık aralığında $C^{-2}$ -V grafiği .....	105
Şekil 4.27. Au/n-InP SBD yapıda çeşitli sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak seri direncin değişimi .....	107
Şekil 4.28. Au/n-InP SBD yapıda 0,6 V- 3V voltaj aralığında sıcaklık bağımlı (a) C-V karakteristikleri (b) G/W-V karakteristikleri .....	109
Şekil 4.29. Au/n-InP SBD yapıda 300 K’de 1MHz frekansda düzeltilmiş voltaj bağımlı (a) kapasite grafikleri (b) konduktans grafikleri .....	110
Şekil 4.30. Au/n- InP SBD yapıda 77-320 K sıcaklık aralığındaki (a) DLTS spektrumu (b) Arrhenius grafiği .....	111

## SİMGELER VE KISALTMALAR

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

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
$\text{\AA}$	Angström
$A^*$	Richardson sabiti
Al	Alüminyum
Au	Altın
Cu	Bakır
$D_n$	Elektron difüzyon sabiti
E	Elektrik alan
$E_C$	İletkenlik band kenarı
$E_F$	Fermi seviyesi
$E_g$	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$E_{Fn}$	Yarı Fermi seviyesi
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$\epsilon_i$	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
$f(E)$	Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
$\Phi_B$	Schottky engel yüksekliği
$\Phi_{Bo}$	Sıfır beslem engel yüksekliği
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
GaAs	Galyum Arsenik
InP	İndiyum fosfat
$I_0$	Ters beslem doyma akımı

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
$I_{rg}$	Tüketim bölgesinde rekombinasyon akımı
$J_o$	Akım yoğunluğu
$\chi_e$	Elektron yakınlığı
$m_e^*$	Elektronun etkin kütlesi
$n$	İdeallik faktörü
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
$n_i$	Saf elektron yoğunluğu
$N_A$	Alıcı yoğunluğu
$N_C$	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
$N_D$	Verici yoğunluğu
$N_{ss}$	Arayüzey durum yoğunluğu
$N_T$	Tuzak konsantrasyonu
$N_V$	Valans bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
$PE$	Potansiyel enerji
$\sigma$	Yakalama tesir kesiti
$\sigma_o$	Standart sapma
$R_s$	Seri direnç
$Sn$	Kalay
$V$	Uygulanan gerilim
$V_d$	Difüzyon gerilimi
$V_D$	Diyot üzerine düşen gerilim
$V_F$	Kontağa uygulanan doğru beslem gerilimi
$V_i$	Kontak potansiyel farkı
$V_R$	Kontağa uygulanan ters beslem gerilimi
$W_D$	Tüketim bölgesi genişliği
$\delta$	Yalıtkan tabaka kalınlığı
$\Delta\Phi$	Schottky engel düşmesi
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
$\tau$	Arayüzey tuzaklarının zaman sabiti

<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
<b>ac</b>	Alternatif Akım
<b>AE</b>	Alan Emisyonu
<b>CCM</b>	Akım İletim Mekanizması
<b>C-V</b>	Kapasitans-Voltaj
<b>dc</b>	Doğru Akım
<b>DLTS</b>	Derin Seviye Geçici Spektroskopisi
<b>G/w-V</b>	İletkenlik-Voltaj
<b>I-V</b>	Akım-Voltaj
<b>LEC</b>	Çokraski Tekniği
<b>MBE</b>	Moleküler Demet Epitaksi
<b>SBD</b>	Schottky Engel Diyot
<b>TE</b>	Termiyonik Emisyon
<b>TED</b>	Termiyonik Emisyon Difüzyon
<b>TAE</b>	Termiyonik Alan Emisyonu

## 1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken Schottky engel diyotlar (SBDs) yarıiletken teknolojisinde çok önemli bir yere sahiptir [1]. Elektronik endüstrisinde SBDs' ların kararlılığı ve performansının öneminden dolayı, Schottky engel diyotların elektriksel karakteristikleri elli yılı aşkın bir zamandır pek çok araştırmanın konusu olmuştur [2-8]. SBD yapılar, düşük sıcaklıklarda çalışan detektörler, termal görüntüleme sensörleri, nükleer parçacık detektörleri, mikrodalga diyotlar gibi elektronik ve optoelektronik cihazlarda önemli ölçüde kullanım alanına sahiptirler [9-11]. Son yıllarda indiyum fosfat (InP) ve InGaP ve InGaAsP gibi diğer üçlü bileşikler metal-yarıiletken (MS), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS), metal-oksit-yarıiletken alan etkili transistör cihazlar (MOSFET), ışık yayan diyotlar (LEDs) ve güneş pillerinde verimli olarak kullanılabilirler için giderek artan bir ilgiyle tercih edilen malzemeler olmuşlardır [12-18]. Özellikle InP' in eklem alan etkili transistörlerde (JFETs) kullanımı yüksek güç ve hız gerektiren uygulamalar için mükemmel karakteristiklere sahip olduğu görülmüştür [19]. Her ne kadar silikon (Si) bu cihazların üretiminde yaygın olarak kullanılsa da, InP ve GaAs gibi bileşik yarıiletken cihazlar, yüksek hızlı cihazlar için gereken büyük mobiliteye ve fotovoltatik enerji dönüşümleri için en uygun bant aralıklarına sahip olmalarından dolayı yaygın olarak kullanılan malzemelerdir [1, 20].

Oda sıcaklığında 1,12 eV bant aralığıyla Si, güneş pillerinde düşük dönüştürme verimliliğine neden olurken, InP ve GaAs sırasıyla 1,35 ve 1,42 eV bant aralığıyla yüksek verimlilikteki güneş pillerinde kullanılabilen malzemelerdir. Ayrıca InP yarıiletkeni kullanılarak hazırlanan numunelerin Si ve GaAs' a kıyasla radyasyona karşı daha dayanıklı olduğu ve yüksek hızlı dijital, optoelektronik ve mikrodalga alanında kullanımları için oldukça elverişli bir malzeme olduğu rapor edilmiştir [21]. Ama n-InP Schottky engel diyotların (SBDs) elektronik cihazlarda kullanımı için fabrikasyonu, düşük metal-yarıiletken engel yüksekliği ve yüksek sızıntı akımından dolayı zor olabilmektedir [16].

Sadece oda sıcaklığında kaydedilen akım-voltaj (I-V) karakteristikleri diyottaki akım iletim mekanizmaları hakkında detaylı bilgi vermez. Ama geniş bir sıcaklık aralığında kaydedilen I-V ölçümleri akım iletim mekanizmasının farklı yönlerini anlamamıza olanak sağlar. Bir metal-yarıiletken (MS) kontak boyunca yük taşıyıcı geçişinin akım iletim mekanizması henüz tam olarak anlaşılammıştır. İdeallik faktörü ( $n$ ) numunenin ideallikten sapmasını gösteren boyutsuz bir parametredir ve termoiyonik emisyon teorisine göre (TE)  $n$  değerinin 1' e yakın çıkması beklenir. Ama deneysel ölçümler sonucunda hesaplanan ideallik faktörü değerleri özellikle düşük sıcaklıklarda 1' den büyüktür. İdeallik faktörünün bu yüksek değerleri M/S arayüzeyinde yalıtkan tabakanın varlığına, yarıiletken bant aralığında arayüzey durumlarının dağılımına ve imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalmasına atfedilebilir [5, 11, 22-27].

Literatürde artan sıcaklıkla artış gösteren engel yüksekliği (BH) ve azalma gösteren  $n$  değerlerinin TE Gaussian dağılımıyla başarılı şekilde açıklanabildiği görülmüştür [5, 9, 11, 22, 25-30]. Özellikle düşük sıcaklıklarda  $\Phi_B$ ' nin davranışı homojen olmayan engel yüksekliğine sahip Schottky engel diyotlara atfedilmiştir [23, 10-12, 31-36]. Yarıiletkenin yasaklanmış bant aralığında meydana gelen yeni enerji seviyeleri olan kusur ve kirlilik seviyelerinin varlığı da Schottky engel diyotlardaki bu homojen olmayan duruma neden olabilir [24, 25, 33-38]. Schottky engel yüksekliklerindeki homojen olmayan durumları izah eden Werner, Gütter ve Tung tarafından önerilen iki yaklaşım M/S arayüzeyinde engel yükseklikleri değerlerinin bir Gaussian dağılımını farzeder [23, 39].

Tung ve ark. (2001), engel yüksekliğinin homojen olmayan yapısı azaldığı zaman daha küçük  $n$  değerleri ve daha yüksek  $\Phi_B$  değerleri buldukları çalışmada,  $n$  değerlerinin birden büyük çıkmasını imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalmasına, üretim-yeniden birleşme akımlarına, arayüzey durumlarına atfetmiştir [39]. Werner ve Gütter ise engel yüksekliklerinin bir sürekli uzaysal dağılımını farz ederek, toplam akımın, engel yüksekliklerinin bir Gaussian dağılım (GD) fonksiyonuyla termoiyonik emisyon (TE) akımların toplamı şeklinde elde edilebileceğini belirtmiştir [23].

Pek çok durumda metal/yarıiletken (MS) kontak boyunca akan akım engel yüksekliğinin homojen olmayan dağılımından önemli ölçüde etkilenebilir. Engel yüksekliği (BH), muhtemelen kusurların, tane sınırlarının, çoklu fazların, yüzeylerin neden olduğu arayüzey atomik yapının ve M/S arayüzeyinde homojen olmayan atomik yapının bir fonksiyonudur [23, 38, 40].

Cimilli ve ark. (2007), Au/n-InP/In Schottky engel diyotlarda (SBDs) etkin BHs ve n değerleri arasındaki teorik ve deneysel lineer ilişki yardımıyla, Schottky kontakların I-V ölçümlerinden engel yüksekliğini 0,557-0,615 eV ve ideallik faktörü 1,002-1,087 arasında değişen değerlerde, ayrıca engel yüksekliğini ters beslem  $C^{-2}$ -V karakteristiğinden 0,512-0,572 eV arasında değişen değerlerde hesaplamıştır [41]. Her ne kadar TE teorisi SBD parametrelerini hesaplamak için kullanılsa da özellikle düşük sıcaklıklarda teoriden sapma gösterdiği, doğru beslem I-V ölçümlerinden hesaplanan  $\Phi_B$ , n değerlerinin sıcaklığa oldukça bağıllık gösterdiği literatürde rapor edildi [42-49].

Aydoğan ve ark. (2005), Polypyrrole/p-InP SBD yapının, I-V ve C-V ölçümlerinden farklı değerlerde SBHs hesaplanmasının her iki tekniğin farklı doğasından kaynaklandığını ve homojen olmayan engel yükseklikleri ve arayüzey yüklerinin dağılımı yüzünden engel yüksekliklerinin uzaysal dağılımıyla açıklanabildiğini belirttiler [50].

Karataş ve ark. (2005), Au/n-GaAs Schottky diyotlarda (SDs)  $\Phi_{IV}$  ve  $\Phi_{CV}$  den hesaplanan değerler arasındaki fark, arayüzey durumları ve arayüzey yalıtkan tabaka yüzünden M/S kontaklarda artık kapasitenin varlığıyla izah edilebileceğini belirttiler [51]. Bu kapasitenin varlığı  $1/C^2 - V$  grafiğinde ters beslem bölgesinde lineerlikten sapmaya neden olur. C-V karakteristiklerindeki pik değeri,  $N_{ss}$  ve  $R_s$  değerlerinin her ikisiyle değişim gösterir [52-55].

İdeallik faktörünün 1' den büyük değerleri, M/S arayüzeyde ince yalıtkan tabakada arayüzey durumlarına, yüksek elektrik alanda Schottky engelin imaj kuvveti etkisine

uzay yükü bölgesinde üretim ve bir araya gelme akımlarına ayrıca SBDs yapıların uzaysal dağılımına atfedilebilir [7, 56]. Genellikle belli sıcaklık ve voltaj bölgelerinde akım iletim mekanizmalarından biri diğerlerine baskın olur, ama bazen birkaç mekanizma da etkin olabilir [57, 58, 59]. Schottky engel diyotların homojen olmayan engeli esas olarak Gaussian dağılımın (GD) bir fonksiyonu olarak tanımlanır ve bu değerlendirmeye pek çok deneysel çalışmada geniş olarak yer verilmiştir [23, 26, 56-60].

Yıldız ve ark. (2008), Doğru beslem I-V karakterisitiklerinde lineerlikten sapmanın, yeterince büyük beslem voltajı uygulandığı zaman seri direnç ( $R_s$ ), arayüzey yalıtkan tabaka, arayüzey durumlarından kaynaklanabileceğini belirtti [61]. M/S ve MIS yapıların I-V ve C-V karakteristikleri, metal ile yarıiletken arasında oluşan doğal ya da yapay oksit tabakanın homojenliğinden veya kalınlığından ( $\delta$ ), yapının seri direncinden ( $R_s$ ), yarıiletken ile yalıtkan arasındaki arayüzey durumlarından ( $N_{ss}$ ) ve M/S arayüzeyinde oluşan potansiyel engelin homojenliğinden etkilenebileceği pek çok çalışmada belirtilmiştir [56-64]. Schottky engel diyotların, engel yüksekliği ve ideallik faktörünün sıcaklıkla değişim göstermesi, M/S arayüzeyinde pozitif ya da negatif yüklü kusurların, Schottky engelini aşağı ya da yukarı çekmesiyle de ilgili olabilir [63, 64]. Bu kusur ve kirlilikler numunenin büyütülmesi sırasında, numuneye yapılan kontaklama sürecinde ya da öncesindeki kimyasal temizleme sürecinde istenmeden yapıya bulaşmış olabileceği gibi, numunenin yüzeyine bir oksit tabaka büyütülmesi, numunenin radyasyona maruz bırakılması yada numuneye iyon ekilmesi gibi isteyerek de yapıya kazandırılmış olabilir [65].

#### *InP' da DLTS Çalışmaları*

DLTS (Derin seviye geçici spektroskopisi) yarıiletken malzemelerde elektriksel olarak aktif kusurların belirlenmesi ve kusur seviyelerinin aktivasyon enerjisi, yakalama tesir kesiti ve konsantrasyonunun hesaplanmasıyla bu seviyelerin karakterizasyonu için yaygınca kullanılan güçlü bir tekniktir [66, 67, 72]. DLTS tekniği, ters beslem altındaki Schottky diyot, pn eklem gibi yapılarda tuzak seviyelerinin dolup boşalması fikrinden hareketle geçici kapasitans sinyallerinin



değişimini sıcaklığa bağlı olarak tarayan bir metottur. Yarıiletken teknolojisinde derin seviyelerin varlığı çok önemli bir rol oynamaktadır. InP tabanlı diyotların performans ve güvenilirliğini sınırlandıran faktörlerden biri de InP yarıiletkeninin enerji bant aralığındaki kusurlardan dolayı oluşan derin enerji seviyelerinin varlığıdır. InP' daki bu kusurların araştırılması çok önemlidir. Yüzey durumları yoğunluğunun karakterizasyonu ve kontrolü, ayrıca n-InP ve p-InP numunelerinde sırasıyla elektron ve deşik yakalama tesir kesiti yarıiletken teknolojisinde önemli problemlerden biridir. DLTS ölçümleri uygulanan voltaja bağlı olarak bir tüketim bölgesi gerektirdiğinden Schottky diyotlar, p-n eklem diyot veya MIS, MOS yapılarda kullanılabilir. Bu teknik sıcaklığın bir fonksiyonu olarak geçici kapasitans değişiminin gözlenmesi fikrine dayanır [67, 68].

Mattalah ve ark. (2008), Au/n-InP numunelerinde,  $7,7 \times 10^{-12}$  ile  $2,6 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup> arasında değişen yakalama tesir kesiti ve 0,82 ile 0,15 eV arasında değişen tuzak enerjileriyle 4 tane elektron tuzağı tespit ettikleri çalışmalarında, düşük tuzak enerjili iki tuzağın pik pozisyonunun, artan beslem genişliğiyle değişmez kalırken daha yüksek tuzak enerjisine sahip diğer iki tuzağın pik pozisyonu daha yüksek sıcaklıkta gözlemlendiği görüldü [69]. Bu sonuca bakılarak bahsedilen ilk iki tuzağın kristalin doğasından kaynaklanan noktasal kusurlar, diğer ikisinin arayüzey durumlarının bir dağılımı yüzünden kaynaklanabileceği sonucu çıkarıldı [69].

Oksitlenmiş (OS) ve oksitlenmemiş (S) n-InP SBDs yapılardan, S n-InP SBD yapıda DLTS piki OS yapıdaki kadar geniş gözlenmedi [70]. S n-InP SBD yapıda ters beslem voltajı 0 dan -0,5 V a değiştiği zaman, DLTS piki artan ters beslem voltajıyla yüksek sıcaklık bölgesine kaydığından, bu durum sızıntı akımı yüzünden bir çoğunluk taşıyıcı yakalama işlemiyle açıklanabilir [70, 72]. Her iki numunede I-V ve DLTS sonuçlarından oksitlenmiş Schottky yapılarda I-V ölçümlerinden bulunan arayüzey durum yoğunluğu değerlerinin DLTS ölçümleriyle iyi uyum gösterdiği gözlemlendi.

Numune fabrikasyon işlemi için InP yüzeyinde kimyasal olarak kararlı, iyi dielektrik ve arayüzey özelliklerine sahip yalıtkan bir tabaka oluşturmak istenilen bir başka

çalışmada, geçmişte InP malzeme üzerinde doğal oksit filmler büyütme için anodik oksidasyon, kimyasal oksidasyon, ve termal oksidasyon gibi teknikler kullanılarak büyütülen oksit tabakanın InP numunenin kusur ve kirlilik seviyelerine etkileri araştırılmıştır [65]. Oksit/InP arayüzeyindeki kimyasal yapının doğası, büyütülmüş oksit tabaka ve InP numune arasında lokalize olmuş derin seviyelerin varlığı büyütme metoduna, oksidasyon işlemine bağlı olduğu sonucu çıkarılmıştır [72-74].

Termal işlem öncesi oksitlenmiş Au/InP SBD numunesinde termoyonik emisyon teorisine göre analiz edilen I-V ölçümlerinden etkin engel yüksekliğinde bir azalma ve ideallik faktörü değerlerinde 1'den oldukça sapma görülmüştür. Bu iki olay, Rhoderick tarafından yapıldığı gibi büyütülen oksit kalınlığının farkına atfedilmiştir.  $10^{-3}$  Torr vakum altında  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$  ısıtma işlemi sonrası aynı diyodun I-V karakteristikleri önemli ölçüde değişmesi, büyütülen oksidin kararsızlığı ve oksidin niteliğinin I-V karakteristiklerine etkisine bağlıdır. Numunenin DLTS ölçümlerinde gözlenen  $E_c-0,4$  ve  $E_c-0,5$  eV seviyelerinde yerleşmiş derin seviyelerin InP yüzeyindeki oksitten kaynaklandığı yorumu yapılmıştır [65].

Sato ve ark. (1997), LEC tekniğiyle büyütülmüş  $5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$  taşıyıcı konsantrasyonuna sahip Au/n-InP SBD numunelerinde fosfor boşluğuyla ilgili olarak gözlenen seviyenin plazma işlemine tabi tutulmasının, ilgili kusurları ortadan kaldırmada etkili olduğunu rapor ettiği çalışmada, plazma işleminden veya yalıtkan tabakanın kaldırılmasından sonra Au/n-InP SBD yapının DLTS ölçümlerinden  $E_c-0,42$  ve  $E_c-0,38$  eV seviyelerinde yerleşmiş kusurlar tespit edilmiştir [75].

Khan (2000), MOCVD tekniğiyle büyütülmüş n-InP ve p-InP numunelerinde alfa radyasyonuna maruz kalmadan önce  $E_c-0,45\text{eV}$  seviyesinde lokalize olmuş tek bir DLTS piki gözlerken,  $5,48\text{ MeV}$  alfa parçacıklarıyla radyasyon işlemi sonrasında altı çoğunluk taşıyıcı seviyenin gözlemlendiği belirtmiştir [76]. Bu numunelerle elektron parçacıklarına maruz bırakılan (MOCVD) tekniğiyle büyütülmüş n-InP numunelerindeki derin seviye kusurlarının birbirinden oldukça farklı olduğunu rapor edilmiştir [77].

Kadoun ve ark. (2002), demir katkılanmış Au/n-InP numunelerinde 750 °C de 15 sn hızlı termal tavlama (RTA) işlemi sonrası oluşan derin seviyelerin varlığının araştırdığı çalışmada, sırasıyla 0,63 eV, 0,48 eV aktivasyon enerjisi ve  $4 \times 10^{-14}$ ,  $7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  yakalama tesir kesitiyle  $E_1$  ve  $E_2$  olarak isimlendirilen iki derin seviyeden ilkinin katkılanmış demir atomlarından kaynaklanan bir seviye, diğerini de fosfor eksikliğiyle ilişkili kusur olarak tanımlamıştır [78].

Singh ve ark. (1988), Yb/p-InP SBD yapıda 0,48 eV aktivasyon enerjili bir çoğunluk taşıyıcı deşik tuzağı ve 0,13 eV enerjili bir azınlık taşıyıcı elektron tuzağı tespit ettikleri çalışmada, numune  $1 \times 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}^2$  iyonlarıyla radyasyona maruz bırakıldıktan sonra, seviyelerin hafifçe kaydığını ve 0,45 eV aktivasyon enerjili yeni bir tuzak seviyesi oluştuğunu, tavlama sonrası bu seviyenin aktivasyon enerjisinin 0,35 eV olduğunu belirttiler [79]. DLTS ölçümleri, yüzey işlemlerinden, kullanılan metalden, oksitin varlığından ve uygulanan voltajdan etkilendiğinden, Yb/p-InP SBD yapıdaki DLTS ölçümlerinde ters beslem voltajı 3' den 0 V' a değiştiğinde yakalama tesir kesitinin  $4 \times 10^{-18}$ 'den  $4 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-2}$  azaldığı ve aktivasyon enerjisinin 0,56'dan 0,36 eV değerine değiştiğini rapor ettiler [79].

Ringel (1997), Bulk p-InP kristali kullanılarak hazırlanan SBD numunede 0,36 ve 0,70 eV seviyelerinde iki deşik tuzağı tespit etmiştir [80]. Sibille ve ark. (1982), Ti-Au Schottky diyotlu Zn katkılı InP numunesinde ise 0,14 eV aktivasyon enerjili bir deşik tuzağı tespit etmiştir [81]. Yamaguchi ve ark. (1985), 1,0 MeV elektron radyasyonuna maruz bırakılmış Zn katkılı  $n^+ \text{-p}$  InP numunesinde radyasyondan kaynaklanan 0,37 ve 0,52 eV aktivasyon enerjisine sahip iki tuzak seviyesi tespit etmiştir [82].

Dong ve ark. (2004), LEC tekniğiyle büyütülmüş n-InP kullanılarak, Schottky kontak yapımından önce yüzey kusurlarını yok etmek için  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  çözeltisi ile numuneleri yıkadıkları çalışmalarında, numunenin Schottky kontak potansiyel engelinin yükseltilebileceği düşünüldü [83]. Fosfor (P) ve demir fosfit ( $\text{FeP}_2$ ) ortamda tavllanmış numunelerdeki DLTS ölçümü, yapılan termal işlemlerin numunelerin yapısal ve elektriksel özelliklerini iyileştirdiğini gösterir [83]. 2 piki içeren demir

fosfit ortamda tavlanan numunenin, dört pik içeren fosfor ortamda tavlanan numuneden daha az kusur seviyesi içerdiği gözlemlendi.  $T_1$  kusuru, sadece tavlama sonrası gözlemlendiğinden termal işlemde kaynaklanan noktasal bir kusur olduğu yorumunu yaptılar [83].  $T_2$ ,  $T_4$  seviyeleri sadece fosfor çevrede tavllanmış numunede gözlemlendiğinden demir atomunun yapıya difüze etmesinden kaynaklanabileceği yorumu yapıldı [84]. Benzer sonuçlar daha önce fosfor ortamda tavllanmış katkısız InP numunesinde de gözlemlendi [85-87].  $T_3$  seviyesi, tavlamanın hiç yapılmadığı katkısız büyütülmüş InP numunesinde görüldüğünden kristal büyütme esnasında oluşan indiyum boşluğu ( $V_{In}$ ) yada fosfor boşluğu ( $V_P$ ) olabileceği yorumu yapıldı [88].

Zhao ve ark. (2006), LEC tekniğiyle büyütülmüş, katkısız InP ile hazırlanan SBD yapıda, GaAs veya diğer bileşik yarıiletken numunelere kıyasla daha az doğal derin seviye kusuru olabileceğini belirttikleri çalışmada, fosfor ortamda tavllanmış numuneye fosfor difüzyonu yüzünden yeni kusur seviyesinin eklenebileceği ve 0,1-0,3 eV aralığındaki derin seviyelerin boşluklardan kaynaklanan kusurlar olabileceğini belirttiler [89].

Bu çalışmadaki asıl hareket noktamız Gazi Üniversitesindeki Starlab' da çeşitli p ve n tipi InP yarıiletkenleri kullanılarak hazırlanan SBD yapılardan, Au/n-InP SBD ve Sn/p-InP SBD yapılarda DLTS tekniği kullanılarak gözlenen derin seviyeleri incelemek ve elde edilen sonuçları yorumlamaktır. Hazırlanan Schottky diyotlardan iyi DLTS spektrumları kaydedilen numunelerde ayrıca sıcaklığa bağlı I-V, C-V ölçümleri de yapılmıştır.

Doktora tezi olarak sunduğumuz bu çalışmanın birinci bölümü, konu ile ilgili literatür çalışmaları ve konunun amacını, önemini belirten “giriş” bölümüdür. Metal/n-tipi ve Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu, omik kontakların teorisine, yarıiletkenlerde akım iletim mekanizmalarına ve derin seviyelerin teorisine, ayrıca DLTS ve I-V,C-V ölçüm sonuçlarından Schottky diyot parametrelerinin hesaplanması için kullanılan denklemlere yer verilen “Temel Bilgiler” tezin ikinci bölümüdür. “Deney Sistemi, Numune Hazırlanması ve Ölçümler” isimli üçüncü

bölümde, Schottky diyot yapıların hazırlanması için öncelikle yapılan kimyasal temizleme işlemleri, omik, Schottky kontak yapım basamakları ve bu işlemler sırasında kullanılan cihazlara yer verilmiştir. Hazırlanan Sn/p-InP ve Au/n-InP Schottky diyot numunelerdeki derin seviyelerin karakterizasyonu için DLTS cihazına ve derin seviyelerin varlığı tespit edilen numunelerde sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyon için C-V ve I-V Laboratuvarında kullanılan cihazlara yer verilmiştir.

Tezin dördüncü bölümünde, DLTS ve I-V, C-V ölçüm sonuçlarından elde edilen veriler ile ikinci bölümdeki denklemler kullanılarak temel diyot parametrelerin hesaplanmasına ve değerlendirilmesine yer verilen “Araştırma Bulguları” bölümüdür. Bu bölümde öncelikle Cu/n-GaAs SBD numunesi kullanılarak Üniversitemizdeki STARLAB’ da bulunan DLTS cihazı test edildi. DLTS cihazından Cu/n-GaAs SBD yapıda alınan DLTS sonuçlarının daha önce Sheffield Halam Üniversitesindeki Laplace DLTS cihazıyla gerçekleştirilen DLTS sonuçlarıyla uyumlu olduğu görüldü. Daha sonra çeşitli InP yarıiletkenleri kullanılarak hazırlanan SBD numunelerde DLTS ölçümleri yapıldı. Derin seviyelerin varlığı tespit edilen numunelerde ayrıca sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümleri de gerçekleştirildi. Dördüncü bölümde, bir örnek teşkil etmesi bakımından Cu/n-GaAs SBD numunesinde Sheffield Halam Üniversitesinde yapılan Laplace DLTS ölçümlerine de yer verildi. Ayrıca bu bölümde, Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarında sıcaklığa bağlı I-V ölçümlerine ve bu I-V sonuçlardan hesaplanan ideallik faktörü, engel yüksekliği, doyma akım yoğunluğu gibi karakteristik parametrelerin değerlendirilmesiyle, SBD yapılarıdaki etkin akım iletim mekanizmasını belirlemeye yönelik değerlendirmelere yer verilmiştir. Sıcaklığa bağlı C-V ölçüm sonuçlarına da yer verilen dördüncü bölümde, C-V grafiklerinin analizinden SBD yapıların engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ), taşıyıcı konsantrasyonu ( $N_A$  ve  $N_D$ ) ve Fermi enerji seviyesi ( $E_F$ ) gibi parametreleri hesaplandı.

Tezin beşinci bölümü olan “Tartışma ve Sonuçlar” bölümünde ise, kullanılan Schottky engel diyotlarda gözlenen derin seviyelerin ve sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplanan karakteristik diyot parametrelerin sonuçları tartışıldı.

## 2. TEMEL BİLGİLER

### 2.1. Giriş

Yarıiletkenler sıcaklıkla hızla değişen elektrik öz direnç ( $\rho=1/\sigma$ ) değerlerine ( $10^{-2}$ - $10^9$  ohm-cm) sahip malzemelerdir [90]. Saf (intrinsic) yarıiletkenlerde,  $n_i$  saf taşıyıcı yoğunluğu olmak üzere, iletkenlik bandında birim hacimdeki elektron sayısı ( $n$ ) ve valans bandındaki deşik sayısı ( $p$ ) birbirine eşit olur ( $n=p=n_i$ ). Fermi enerjisi ( $E_F$ ),  $N$  elektronlu sistemin, mutlak sıcaklıkta en yüksekteki dolu olan yörüngenin enerjisi olmak üzere, saf yarıiletkenlerde  $E_F$ , bant aralığının hemen hemen ortasında yerleşim gösterir. Katkılı Yarıiletkenlerde ise donör veya akseptör tipli safsızlık atomları yapıya katıldığından bant aralığında yeni enerji seviyeleri meydana gelir. Yarıiletkene elektron verebilen katkı atomlarına “donör (verici)” ve yarıiletkenden elektron alan katkı atomlarına da “akseptör (alıcı)” denir. İlkinde çoğunluk taşıyıcılar elektronlar olduğundan, n tipi yarıiletken; ikincisinde çoğunluk taşıyıcılar deşikler olduğu için p tipi yarıiletken haline gelir. Katkılı yarıiletkenlerde  $E_F$  n tipinde iletkenlik bandının tabanına yakın ve p tipinde valans bandının tepesine yakın olarak yerleşim gösterir.

İki metal, bir metal ve bir n tipi veya p tipi yarıiletken ya da iki yarıiletken atomik boyutlarda temas ettirildiği zaman, yani kontak haline getirildiğinde, iki maddenin fermi seviyelerinin aynı hizaya gelir, yeni bir denge şartına ulaşılan kadar aralarında bir yük deşik tokuşu olur [91]. Yeni yük dağılımı sebebiyle kontakta bir dipol tabakası oluşur. Metal-yarıiletken kontaklarda, metal ile yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğu; eklemdeki bu potansiyelin metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farkından kaynaklandığını Schottky-Mott teorisi izah etmiştir [92, 93]. Metal-yarıiletken kontaklarda, yarıiletkenin n tipi veya p tipi oluşuna, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna ( $\Phi_m$  ve  $\Phi_s$ ) bağlı olarak omik ve doğrultucu olmak üzere iki çeşit kontak vardır. Doğrultucu kontak akımın bir doğrultuda diğer doğrultudan çok daha kolay aktığı kontak türüdür. Elektronik devrelerde diyotlar ile yapılan doğrultma işlemi alternatif akımın doğru akıma çevrilmesi işlemidir. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda oluşan doğrultma işlemi yarıiletken tarafındaki tüketim tabakası

tarafından sağlanır [92]. Omik kontak, her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal/yarıiletken eklemidir [94].

Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış gösterir. Schottky engel yüksekliği düşük bir eklem oluşturarak elektronların her iki yönde de kolayca geçiş yapabileceği bir omik kontak oluşturmak mümkündür. Bir metal ile yarıiletkenin belirli şartlar altında kontak haline getirilmesiyle elde edilen Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır. Schottky yapıların düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları olması, azınlık taşıyıcılarının çok az olması, gecikme zamanının düşük olması, yüksek anahtarlama hızına sahip olması nedeniyle entegre devre teknolojisinde önemli kullanım alanlarına sahiptir olduğu bilinmektedir.

Metal/n tipi yarıiletken kontaklarda,  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda doğrultucu kontak,  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda omik kontak oluşur. Metal/p tipi yarıiletken kontaklarda ise  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda doğrultucu kontak,  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda omik kontak oluşur.

## 2.2. Metal/Yarıiletken Kontaklar

### 2.2.1. Metal/n tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar

Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki hareketleri, kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli yüzünden zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilgilidir [96]. Bu olayı izah etmek için, bir metal ve bir n tipi yarıiletken kontağı göz önüne alalım. Yarıiletken içindeki donör konsantrasyonunun nisbeten yüksek ve oda sıcaklığında bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjidir; yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$  ise, vakum seviyesi ile yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi arasındaki farktır. Yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$ , iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır.

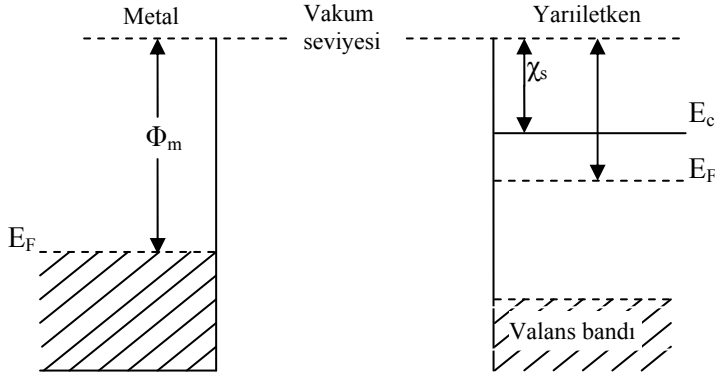
Şekil 2.1,  $\Phi_m > \Phi_s$  olan metal ve n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın elektron enerjisi band diagramını göstermektedir. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.1 (a)'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar yukarıdadır. Kontakta sonra yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken, geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük değişimi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.1 (b)'de görüldüğü gibi  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar düşmüştür. Sonuç olarak, yüzeyde bir potansiyel engeli oluşur. Yarıiletken tarafında bu engelin yüksekliği  $(\Phi_m - \Phi_s)$  ve metal tarafında bu engelin yüksekliği  $\Phi_m - \chi_s$  kadardır.

Yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden  $eV_{dif} = \Phi_m - \Phi_s$  olarak yazılabilir.  $V_{dif}$  niceliği difüzyon potansiyelidir ve metalin yüzeyine göre alınır. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metal tarafına geçerken bu engelle karşılaşır. Kontakta yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, yoğunluğu metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörlerin sebep olur ve bu yüklere yarıiletken içinde hareketsiz olması sebebiyle yüzey yükü olarak değil, bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontakta potansiyel engeli yüzünden, yüzey tabakası engel tabakası olarak da bilinir. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve  $V_{dif}$  difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır [95].

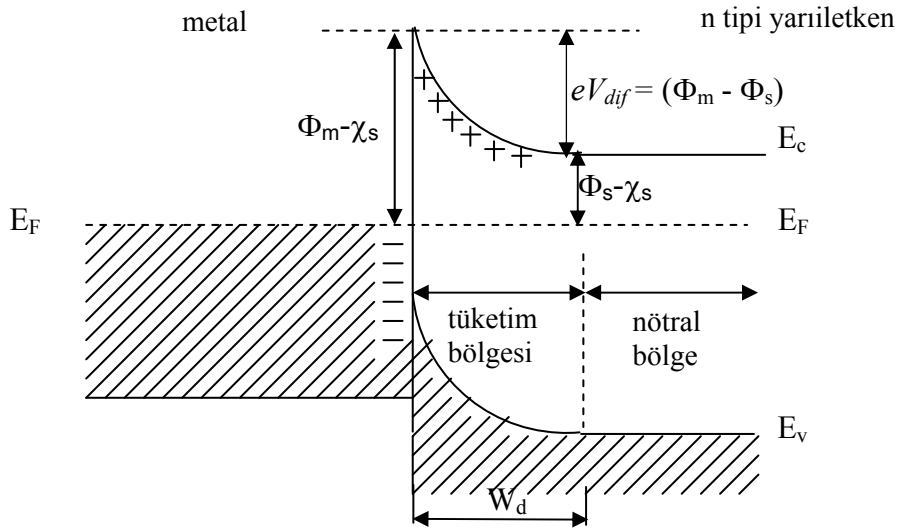
Şekil 2.2 bir metal/n tipi yarıiletken diyotun dengede, ters ve doğru beslem altındaki enerji bant diagramını gösterir. Şekil 2.2.(a) doğrultucu kontakta termal dengedeki enerji bant diagramını gösterir. Termal dengede metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğunda, kontakta eşit ve zıt yönde bir  $I_0$  sızıntı akımı geçer. Şekil 2.2 (b)'de görüldüğü gibi, yarıiletkene bir pozitif voltaj uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı  $qV$  kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar



için engel yüksekliği  $qV$  kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  faktörü kadar artacaktır.



(a)



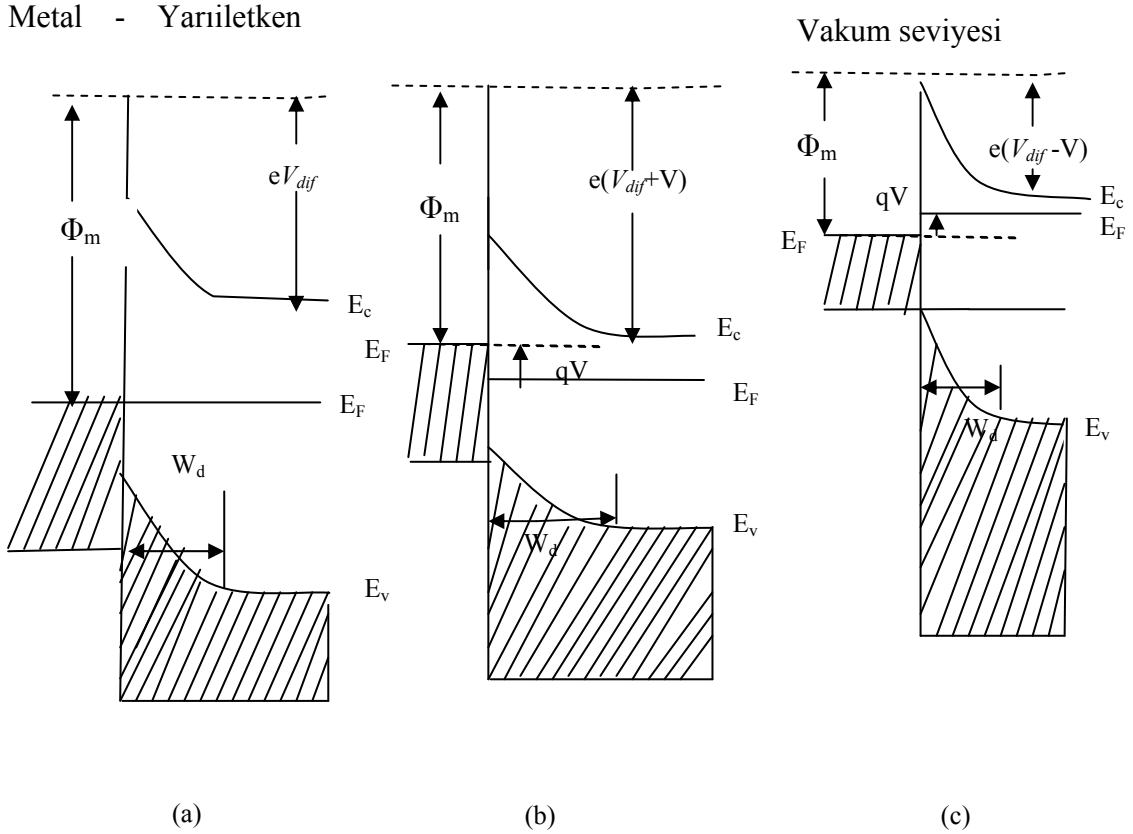
(b)

Şekil 2.1. Metal ve n tipi yarıiletkene ait enerji band diagramları (a) Kontakdan önce (b) Kontakdan sonra termal denge durumunda [96]

Sonuç olarak net akım

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

ile verilir. I net akımı pozitifdir. Bu doğrultucu kontaklıdır. Tüketim bölgesinin genişliği artmıştır. Şekil 2.2.(c)' de görüldüğü gibi, yarıiletken tarafına negatif gerilim uygulandığında tüketim bölgesinin genişliği azalır. İletkenlik bandı  $qV$  kadar alçalır ve yarıiletkenden metale elektron akımı termal dengedeki değerine göre artar.

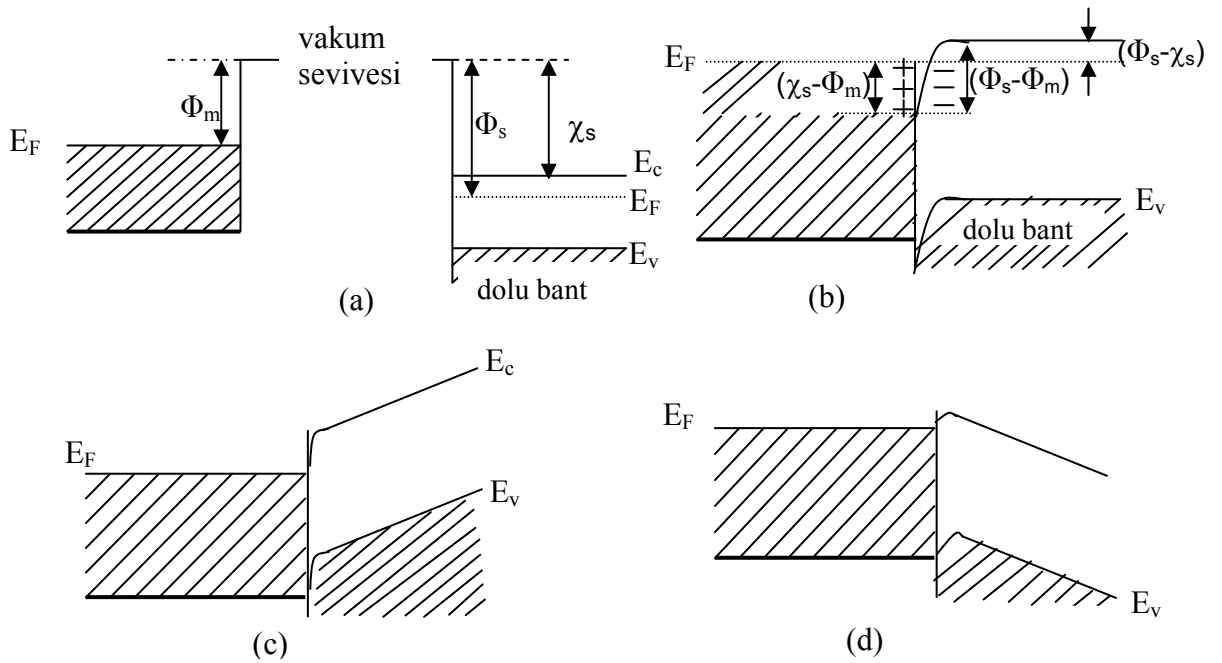


Şekil 2.2. Metal/n tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji bant diyagramı (a) termal denge durumu (b) ters beslem ve (c) doğru beslem [1]

### 2.2.2. Metal/n tipi yarıiletken omik kontaktlar

Bir metalle bir n tipi yarıiletkenin kontak haline getirildiği  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunu dikkate alırsak, kontakta önce, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları Şekil 2.3.(a)'daki gibidir. Kontakta sonra bir yük değişimi gerçekleşir. Elektronlar metalden, kontakta metal kısmında bir pozitif yüzey yükü bırakıp

yarıiletken kısmına akarlar ve kontakın yarıiletken kısmında bir negatif yüzey yüküne neden olurlar. Sonuçta kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Bu durum Şekil 2.3 (b)' de görülmektedir. Yük değişimi bittikten sonra yarıiletken gövdedeki Fermi seviyesi ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar yükselir. Bir  $V$  potansiyeli uygulanırsa, bu potansiyel farkı kontak bölgesinde değil yarıiletken boyunca dağılacaktır. Metal kısmına pozitif bir gerilim, yarıiletken kısmına negatif bir gerilim uygulanırsa yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.3 (c)).



Şekil 2.3.  $\Phi_m < \Phi_s$  durumu için metal/n tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı (a) kontak öncesi, (b) kontak sonrası, (c) düz beslem altında, (d) ters beslem altında [96]

Yarıiletkene pozitif ve metale negatif bir gerilim uygulanırsa, metalde olan elektronlar yarıiletken kısmına geçerler (Şekil 2.3.(d)). Bu sebeple omik kontaklara enjeksiyon kontaktarı da denir [96].

### 2.2.3. Metal/p tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Metal n tipi yarıiletken kontakta  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda omik,  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda Schottky kontak oluşurken; metal p tipi yarıiletken kontakta  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda Schottky,  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda omik kontak oluşumu söz konusudur.  $E_s$ , valans bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır.

p tipi yarıiletkende öncelikle  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunu göz önüne alalım. Akseptörlerin tümü, oda sıcaklığında iyonize olmuş olsun. Kontakta önce, Şekil 2.4 (a)' da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar aşağıdadır.

Kontaktın sonra elektronlar metalden yarıiletkenine doğru Fermi seviyeleri aynı hizaya gelene kadar akarlar. Buna bağlı olarak yarıiletkenin yüzey tabakası negatif olarak yüklenmiş olur. Bu sebeple negatif yük iyonize olmuş akseptörler tarafından oluşturulur ve bu yük  $d$  kalınlıklı bir uzak yükü tabakası boyunca dağılır. Yarıiletken kısmındaki enerji seviyeleri ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar yükseldiğinden, yarıiletken kısmındaki değişimler için yüzey engeli

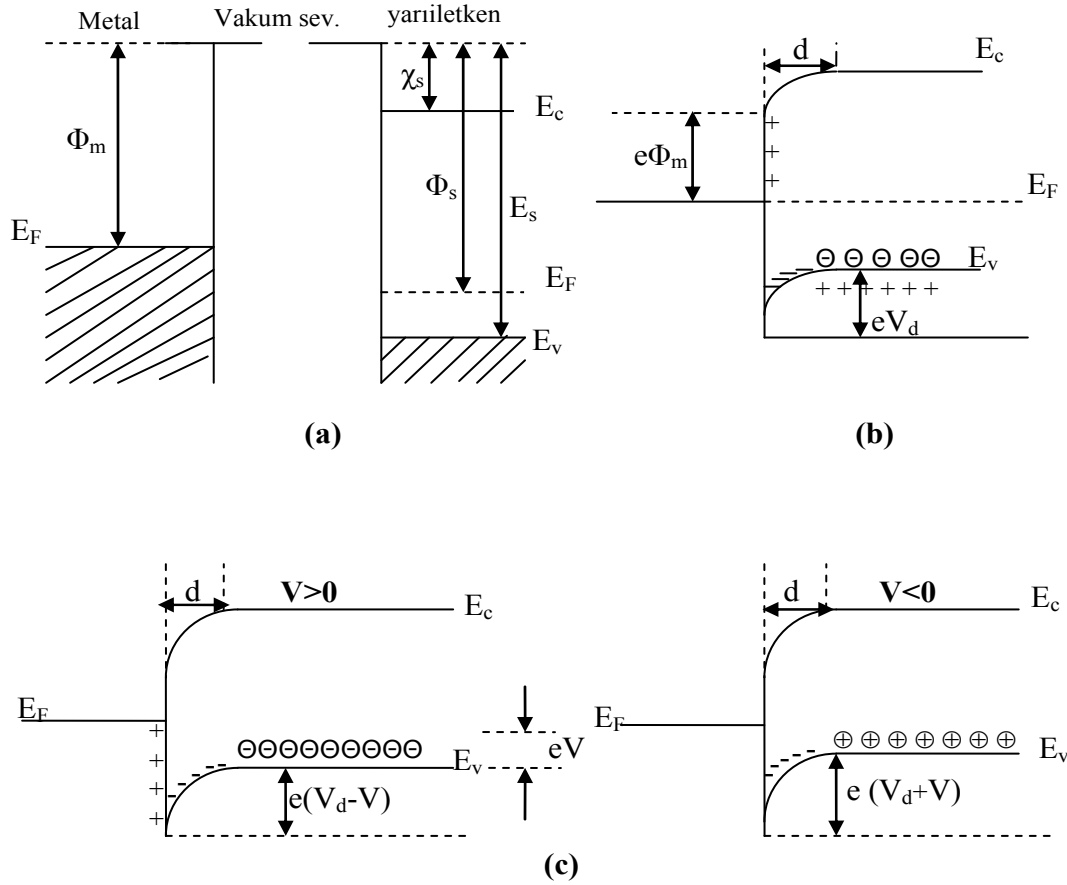
$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.2)$$

olur. Burada  $V_{dif}$  difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakta metal tarafındaki değişimler için potansiyel engeli

$$(\Phi_s - \Phi_m) + (E_s - \Phi_s) = (E_s - \Phi_m) \quad (2.3)$$

ifadesi ile verilir.

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkenin bazı değişimleri potansiyel engelini aşır metalin içine geçecek kadar enerjiyi kazanırlar ve metalin içinde termal olarak oluşan bazı değişimler de potansiyel engelini aşır yarıiletkenin içine geçecek kadar enerji kazanırlar, böylece engeli geçen eşit ve zıt yönlü  $I_0$  akımları oluşur [97].



Şekil 2.4. Metal/p tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı (a) Kontakdan önce, (b) kontakdan sonra ve termal dengede, (c)  $V \neq 0$  durumunda [96]

Yarıiletkene bir  $V$  gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.4 (b)), soldan sağa akan deşik akımı değişmez, ama sağdan sola doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişir. Buna bağlı olarak yarıiletken içindeki enerji seviyelerinin tamamı  $eV$  kadar düştüğünden, yarıiletkenden metale geçen deşikler için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalır. Sonuçta sağdan sola doğru olan akım pozitif kabul edilirse, karakteristik akım Eş. 2.1 ile verilir. Bu bir doğrultucu kontaklıdır.

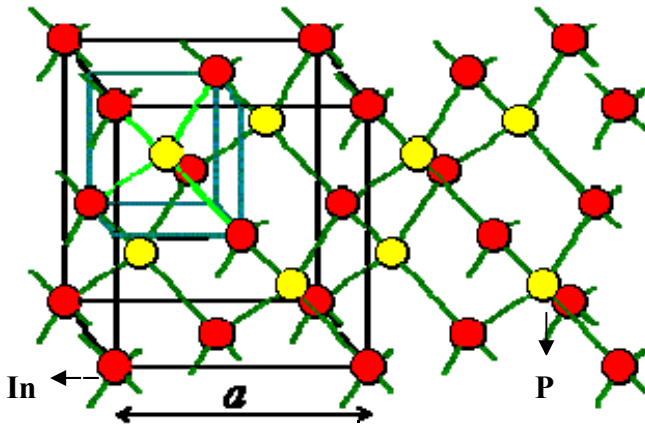
### 2.3. InP Yarıiletkeninin Özellikleri

Periyodik tablonun III. Sütunundaki indiyum atomu ve V. sütunundaki fosfat atomunun bir araya gelmesiyle oluşan InP elmas ya da çinko sülfid kristal yapısına sahip bir yarıiletkenidir. Ancak elmas yapıdan farklı olarak her bir örgü noktasında

birbirleriyle dörtlü kovalent bağ yapan indiyum ve fosfat gibi iki farklı atom bulunur. Herbir atomu komşu atomla dörtlü kovalent bağ ile bağlanmıştır. Bant aralığı 1,42 eV (4.2 K) ve 1,35 eV (198 K) değerini alır. Sıcaklık bağımlı bant aralığı

$$E_g = [1,423 - 3,63 \times 10^{-4} T^2] / [T+162] \quad (2.4)$$

ifadesiyle verilir [6].



Şekil 2.5. InP birim hücresi

Çizelge 2.1. InP Yarıiletkenlerinin çeşitli özellikleri [6]

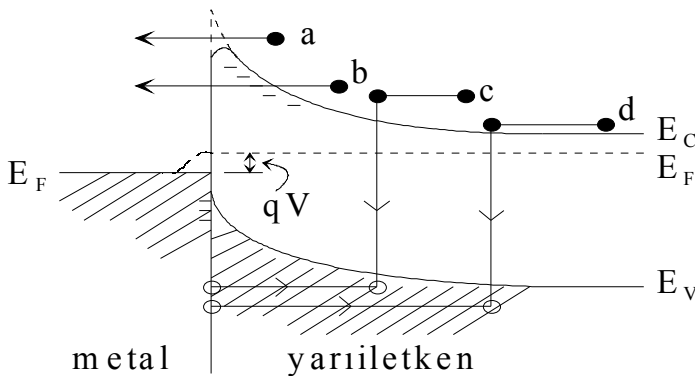
InP	Özellik
Yapısı	Çinko Sülfid (ZnS)
Bağ Yapısı	Dörtlü Kovalent Bağ
Örgü Yapısı	Tetrahedral (Düzgün Dörtyüzlü)
Uzay Grubu	Kübik
Bant Aralığı	1,35 eV (300 K), 1,42 eV(0 K)
Enerji Bant Aralığı Yapısı	Direkt
Etkin Kütlesi	0,08m <sub>0</sub> (e <sup>-</sup> ) ve 0,12m <sub>0</sub> (deşik)
Dielektrik Sabiti	12,4
Örgü Parametresi a <sub>0</sub> (300 K)	0,586 nm
En Yakın Komşu Mesafesi 300K)	0,254 nm
Yoğunluğu	4,81 g cm <sup>-3</sup>
Erime Noktası	1335 K
İçsel Taşıyıcı Konsantrasyonu	1,2.10 <sup>8</sup> cm <sup>-3</sup> (293 K)
Elektron ve Deşik Mobilitesi	5370 (300 K) ve 150 (300 K)

## 2.4. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal/Yarıiletken (MS) Schottky diyot yapılarında akım iletim mekanizması çoğunluk taşıyıcılarıyla yapılır. Seri direnç, arayüzey durumları ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın varlığından dolayı akım iletim mekanizması farklılıklar gösterir. Schottky diyotlarda başlıca akım-iletim mekanizmaları, Termioyonik emisyon (TE), Difüzyon teorisi, Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi, Kuantum mekaniksel tünelleme (TAE, AE ve çok katlı tünelleme), üretilme-yeniden birleşme, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ve  $T_0$  etkili akım iletimidir [93, 99, 100]. Şekil 2.6' da metal/n tipi yarıiletkenin yapının doğru beslem şartları altında akım-iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Bu çalışmada akım iletim mekanizmalarından birkaçının izahına yer verilecektir.

### 2.4.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisinde akım-voltaj karakteristiği

Schottky kontaklarda yeteri kadar termal enerjiye sahip taşıyıcıların engeli aşarak metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale doğru salınımları olayına Termioyonik Emisyon denir. Termioyonik Emisyon teorisi, Metal/yarıiletken Schottky engel diyotlarda yeterli termal enerjiye sahip taşıyıcıların potansiyel engelini aşıp metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmesidir.



Şekil 2.6. Metal/n tipi yarıiletkende doğru beslem şartları altında temel akım iletim mekanizmaları (a) potansiyel engelin üstünden, elektronların metalden içeriye doğru iletimi (termioyonik emisyon), (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünelleme, (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu [99]

Metal/Yarıiletken Schottky diyotlarda Termoyonik Emisyon teorisinin varsayımları,  $kT/q$  enerjisi potansiyel engel yüksekliğinden çok küçüktür, Schottky bölgesinde taşıyıcıların çarpışmaları olmadığından elektron ya da diğer taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür ve görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır [101]. Yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu  $J_{sm}$ ,

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.5)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $E_F + q\Phi_B$  metalden TE için gerekli minimum enerji,  $v_x$  iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır,  $dn$ , küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletkene giden elektronlar için akım denklemi,

$$J_{sm} = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-q(\Phi_B)}{kT} \right] \exp\left( \frac{qV}{kT} \right) \quad (2.6)$$

şeklinde verilir. Burada  $m^*$  taşıyıcının etkin kütlesi,  $k$  ve  $h$  sırasıyla Boltzmann ve Planck sabitleridir. Burada  $x$  yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonu olan  $J_{sm}$ , yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve  $J_{ms}$  metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur. Uygulama gerilimi sıfır olduğunda  $J_{sm}$  ile  $J_{ms}$  tamamen eşittirler. Eklemdaki net akım yoğunluğu  $J = J_{sm} - J_{ms}$  ifadesiyle verilir.

$$A^* = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) \quad (2.7)$$

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

olarak yazılır. Bu ifadede  $A^*$ , Termoyonik emisyon için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene giden elektronlar için engel yüksekliği değişmediğinden bu yöndeki akım yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu  $V = 0$



olan denge durumunda yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Metalden yarıiletken tarafa doğru akan akım

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.8)$$

olarak yazılır. Doyma akım yoğunluğu

$$J_o = \left[ A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \right] \quad (2.9)$$

olarak tanımlanırsa, yarıiletkenden metale  $J_{sm}$  ve metalden yarıiletkene doğru  $J_{ms}$  akım yoğunluğu ifadelerinin toplamından net akım yoğunluğu

$$J_n = J_o \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.10)$$

olarak yazılır.

#### 2.4.2. Engel boyunca tünelleme ile akım-voltaj karakteristiği

Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiye sahip taşıyıcıların engeli aşarak salınımı olan TE mekanizmasından başka, kuantum mekaniksel tünelleme ile de elektronlar engeli aşabilirler. Tünelleme, fazla katkılanmış dejenere ( $N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) yarıiletkende doğru beslemde, az katkılı yarı iletkenlerde de ters beslemde görülür [102]. Düşük sıcaklıklarda, Fermi seviyesine yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Bu durumda doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesi ile artar. Bu duruma Alan Emisyonu (AE) adı verilir. Yüksek sıcaklıklarda, elektronların çoğu Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından  $E_m$  kadar yukarıda bulunan bu elektronların yüksek enerjili olması ve yeni durumda daha düşük bir engelle karşılaşmaları tünelleme ihtimalini artırır ve doğru beslem yönündeki akımı artırır. Bu durum Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) olarak bilinir.

Artan sıcaklıklarda elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek yeteri enerjiyi kazandıklarından potansiyel engeli üzerinden elektronların tünellemesine gerek kalmaksızın diğer tarafa kolaylıkla geçebilirler. Termiyonik Alan Emisyonunda (TAE) oldukça düşük doğru beslem varken, doğru beslem I-V karakteristiği

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{E_o}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir [93]. TAE teorisinde, tünelleme akım parametresi  $E_o$ ' da (2.12.a) ifadesine göre sıcaklıkla bir değişim olmasını gerekir. Burada  $E_o$  ve  $E_{oo}$

$$E_o = E_{oo} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.12.a)$$

$$E_{oo}(T) = \frac{h}{4\pi} \left( \frac{N_D(T)}{m_e^* \epsilon_{InP}} \right)^{\frac{1}{2}} = 1,85 \times 10^{-14} \left( \frac{N_D(T)}{m_e^* \epsilon_{InP}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ eV} \quad (2.12.b)$$

şeklinde yazılır. Burada  $h=6,626 \times 10^{-34}$  J.s,  $N_D(T)$  değeri oda sıcaklığında  $C^{-2}$ -V grafiğinin lineer kısmının eğiminden hesaplanır,  $m_e^* = 0.077 m_o$  ( $m_e^*$  elektronların etkin kütlesi) ve  $\epsilon_{InP}=12,56 \epsilon_o$  ( $\epsilon_{InP}$ = InP'in geçirgenliği),  $E_{oo}$  karakteristik tünelleme enerjisidir ve Eş. 2.12.b ile verilir. Burada  $m^*$ , etkin elektron kütlesi ve  $h$ , Planck sabitidir.  $I_o$ , zayıf bir şekilde gerilime bağlı olup engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığının bir fonksiyonudur.  $E_{oo}$  tünellemenin önemli bir parametresidir.  $kT / E_{oo}$ , TE'nin ve tünellemenin önemli bir ölçüsüdür [1]. Düşük sıcaklıklarda  $E_{oo} > kT$  olduğundan  $E_o \cong E_{oo}$  olur. Ln I-V eğrisinin eğimi sabit ve sıcaklıktan bağımsızdır. Bu Alan Emisyonu durumudur. Yüksek sıcaklıklarda,  $E_{oo} \ll kT$  için  $E_o = kT$  olur. Ln I-V eğrisinin eğimi  $q/kT$  termiyonik emisyon karşılığı gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi,  $q/nkT$  olarak yazılır

$$n = E_{oo} / kT \left[ \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \right]$$

$$E_o = n \frac{kT}{q} = E_{oo} \coth\left(\frac{qE_{oo}}{kT}\right) \quad (2.13)$$

ifadesiyle verilir [26, 56].

### 2.4.3. $T_o$ etkili akım iletiminde akım-voltaj karakteristiği

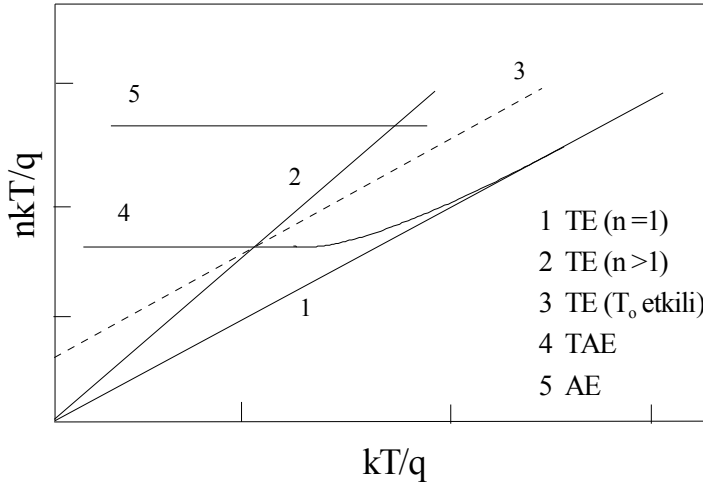
$n > 1$  olması durumu, hayali kuvvet ya da arayüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa ideallik faktörü sıcaklıktan bağımsız olur. Fakat  $n$ ' nin birden büyük olması eğer termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, ideallik faktörü  $n$  sıcaklığa bağlıdır. Schottky diyodların çoğunluğunda  $n$  sıcaklığa bağlıdır.  $T_o$  etkili J-V karakteristiği,

$$J = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_B}{k(T+T_o)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_o)}\right] - 1 \right\} \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilir [93]. Burada  $T_o$  geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametre,  $A^{**}$  etkin Richardson sabitidir. Artan sıcaklıkla ideallik faktöründeki değişim " $T_o$  etkisi" olarak adlandırılmaktadır Bu etki ilk defa Padovani tarafından

$$n(T) = n_o + T_o/T \quad (2.15)$$

şeklinde verilmiştir [46]. Genel olarak Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesinde geniş bir sıcaklık aralığında çalışmak gerekir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca, bir Schottky diyotta ideallik faktörünün 1'den büyük çıkması termiyonik alan emisyonundan ve tüketim bölgesindeki rekombinasyondan ise;  $n$ ' in sıcaklığa bağlı olması gerekir. Schottky diyotlarla yapılan deneysel çalışmalarda ideallik faktörü genelde sıcaklığa bağlıdır. Voltajın fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.7' de görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar  $n = 1$ ,  $n > 1$  ve  $T_o$  etkili durumlarına karşılık gelir. 4 eğrisi TAE ve 5 eğrisi AE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir.



Şekil 2.7 Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren  $nkT/q$ - $kT/q$  grafiği [99]

#### 2.4.4. Tüketim bölgesinde taşıyıcıların oluşması ve tekrar birleşmesinde akım-voltaj karakteristiği

Ters beslem altındaki bir metal/n tipi yarıiletken Schottky diyotta, termal denge durumunda dengede olan elektron-deşik oluşum oranı ve yeniden birleşme oranından daha fazla elektron-deşik çiftinin tüketim bölgesinde üretilmesi söz konusudur.

Doğru beslem altındaki Schottky diyotta ise elektronlar yarıiletkenden, deşikler metalden tüketim bölgesine injekte olur. Bu fazla elektron ve deşikler tüketim bölgesinde yeniden birleşip doğru beslem rekombinasyon akımını verir.

Read ve Hall teorilerine göre yarıiletkenlerdeki yeniden birleşme merkezleri, yasak bant aralığı ortasına yakın olarak yerleşen derin seviyelerde daha etkilidir [93, 103]. Derin seviyelerde yeniden birleşme akımını

$$I_{Rg} = I_{Ro} [\exp(qV / 2kT) - 1] \quad (2.16)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadedeki  $I_{Ro}$  doyum akımını

$$I_{Ro} = \frac{qAn_iW_D}{2\tau_0} \quad (2.17)$$

ifadesiyle verilir [93]. Burada  $n_i$  saf elektron yoğunluğu,  $W_D$  tüketim tabakasının genişliği,  $\tau_o$  tüketim bölgesindeki azınlık taşıyıcı ömrüdür. Doyum akımı TE' dan gelen akıma eklenir. İdeal durumdan sapma gösteren Schottky kontaklarda, bu sapmanın bir nedeni de rekombinasyon akımıdır. Tüketim bölgesinde elektrondeşik çiftlerinin oluşması bir ters akım oluşturur ve bu sebepten dolayı akım yoğunluğunu TE akım iletim mekanizmasına paralel olarak arttırır [104]. Bu akım, ters beslem altında taşıyıcı üretimden ve doğru beslem altındaki bu taşıyıcıların yeniden birleşmesinden kaynaklanır.

Bu iki akım birbirine oranlanırsa [93]

$$\frac{I_{Ro}}{I_o} = \frac{qn_i}{A^*T^2} \left( \frac{W}{2\tau_o} \right) \exp\left( \frac{\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.18)$$

ifadesi bulunur. Bu eşitlikten yeniden birleşme akımının, metal ve yarıiletken arasındaki geniş engelli ve düşük katkı yarıiletkenlerde etkili olabileceği sonucu çıkarılır. Eğer engel genişliği azalırsa elektronların tünelleme ihtimali artar.

Ayrıca yüksek katkı yarıiletkenlerde taşıyıcıların engeli aşmadan yarıiletkenden metale doğru tünelleme ile geçiş yapması da söz konusudur.

## 2.5. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yükseklikleri değerlerinin farklı çıkması homojen olmayan bir Schottky engel diyot yapısıyla açıklanabilir. Homojen olmayan Schottky diyot yapıda

$$\Phi_{B(I-V)} = \bar{\Phi}_B - \frac{\sigma_o^2}{\left( \frac{2kT}{q} \right)}$$

$$\Phi_{B(C-V)} = \bar{\Phi}_B \quad (2.19)$$

eşitlikleri potansiyel engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi konusunda bilgi edinmek için kullanılır [22]. Burada  $\Phi_{B(I-V)}$ , doğru beslem voltajına bağlı olarak I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\Phi_{B(C-V)}$  ise kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\bar{\Phi}_B$ , ortalama engel yüksekliği ve  $\sigma_o$  standart sapmadır. Bu eşitlikler, I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin farklı olduğunu gösterir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınırsa, ideallik faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. Her sıcaklık için I-V karakteristiğinin sıfır uygulama voltajına fit edilmesiyle bulunan  $I_0$  doyma akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerinin,  $1/T'$  ye karşı değişim karakteristiği eğimi  $\left(\frac{q\sigma_o^2}{2k}\right)$  olan bir doğru verir. Buradan  $\sigma_o$  ve bu doğrunun potansiyel engel yüksekliğeksenini kestiği noktadan da  $\bar{\Phi}_B$  bulunur. Ortalama Schottky engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_B$ )' nin sıcaklığa bağlı değişimi lineer bir eğri verir,

$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) + \alpha_\phi T \quad (2.19.a)$$

şeklinde yazılabilir [26]. Burada  $\alpha_\phi$  engel yüksekliği için negatif sıcaklık katsayısıdır.

## 2.6. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliği

Schottky diyotlarda engel yüksekliği, I-V ve C-V ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontaklarda I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi ve n değerlerinin 1' den büyük çıkması, Metal/yarıiletken arayüzeyinin pürüzlü olması ve Şekil 2.8' de gösterildiği gibi, engel yüksekliğinin farklı uzaysal dağılımına neden olan homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanmaktadır.

Homojen bir engel kabullenimiyle Schottky diyotların pek çok fiziksel özellikleri açıklanabilir. Ancak son yıllarda homojen olmayan Schottky diyotlar pek çok araştırmanın konusu olmuştur [11, 105]. Buradaki çalışmalarda I-V ve C-V

karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin farklı çıkması homojen olmayan engel yapısıyla izah edilebilir. Bir başka problem ise engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığıdır. Deneysel çalışmalarda gözlenen engel yüksekliğinin sıcaklık düşüğe azalırken ideallik faktörü değerlerinin artması termoiyonik emisyon teorisi tarafından desteklenmez [105]. Bu davranış da engel yüksekliğinin homojen olmayan yapısıyla izah edilebilir. Arayüzeyin pürüzlü olmasının nedenleri, metalin atomik yapısı, yapıdaki kusurların varlığı, metal kalınlığının değişimi, alan emisyonundan ya da arayüzeyde farklı metalik fazların etkisinden dolayı engel yüksekliğinin azalmasından olabilir. Schottky engel diyotların ideal durumdan sapmaya neden olan homojen olmayan engelin varlığı Gaussian Dağılımı (GD) ile açıklanabilmektedir [29, 32, 105].

Schottky diyot yapıda ideal durumdan sapmaların homojen olmayan engel yapısından kaynaklandığı 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

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (2.20)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade de  $\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}$  terimi Gauss engel yüksekliği dağılımının

normalizasyon sabitidir. Düz beslem durumunda toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (2.21)$$

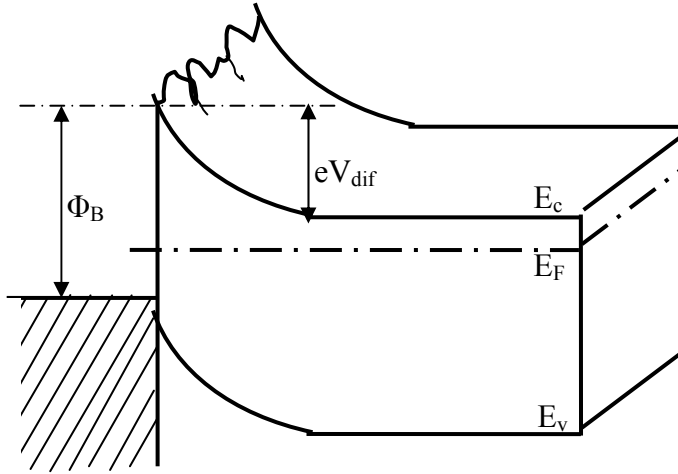
ile verilir [59]. İntegral alınacak olursa

$$I(V) = A * T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap}kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (2.21.a)$$

Doyma akımı

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.22)$$

eşitliği ile verilir [59].



Şekil 2.8. Homojen olmayan engel yüksekliğine sahip Schottky engel diyodun bant diagramı [23]

Bu ifadedeki  $\Phi_{ap}$  ve  $n_{ap}$ , sıfır gerilimdeki zahiri engel yüksekliği ve ideallik faktörüdür. İdeal ( $n = 1$ ) durumda

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_B(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (2.22.a)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.22.b)$$

eşitlikleri ile verilir [11, 23, 33]. Burada  $\sigma_o$ 'ın sıcaklık bağımlılığı genellikle küçüktür ve ihmal edilebilir [22, 26]. Sıcaklık ile ideallik faktöründe gözlenen değişim Eş. 2.22.b ile verilir. Burada  $n_{ap}$  görünen ideallik faktörü,  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  sıcaklığa bağlı voltaj katsayılarıdır. Song ve ark. (1986), yaptıkları çalışmada kontak alanının, herbiri belli bir engel yüksekliğine sahip pek çok alt alandan oluştuğunu ve Schottky engel diyotlarda kontak alanı üzerinde engel yüksekliğinin değişimlerinin homojen olmayan



arayüzey oksit tabakadan, düzgün olmayan arayüzey tabaka kalınlığından ve arayüzey yüklerinin dağılımından kaynaklanabileceğini belirttiler [12]. Bu normal olmayan davranışlar, bir ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_{ap}$  ( $=\bar{\Phi}_B$ ) ve standart sapma ( $\sigma_o$ ) ile engel yüksekliklerinin bir Gaussian Dağılımı farzedilerek açıklanabileceği farzedildi [22, 26]. Ama standart sapma ve Schottky engel yüksekliğinin ortalama değerinin Gauss parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama voltajları oldukları kabul edilir ve bu ifadeler Eş. 2.23 deki gibi ifade edilir.

$$\begin{aligned}\bar{\Phi}_B &= \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V \\ \rho_s &= \rho_{s0} + \rho_3 V\end{aligned}\quad (2.23)$$

Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$ , sıcaklığa bağlı olabilen, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar.  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$  grafiğinde düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmayı BH'nin GD'na göre açıklamak için

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2 \sigma_o^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_B}{kT}\quad (2.24)$$

eşitliğine göre modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$  Richardson grafiğinin eğiminden de ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_B$  ve kesim noktasından  $A^*$  Richardson sabiti değerleri hesaplanır.

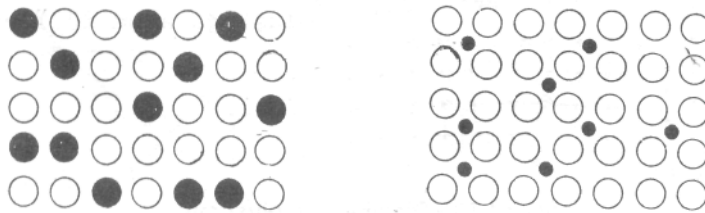
## 2.7. Kristal Yapı Kusurları

İdeal bir kristal yapı örgü noktalarına yerleşmiş baz adı verilen atom gruplarının uzayda periyodik olarak tekrarlanmasıyla oluşan üç boyutlu bir örgüdür. Ancak gerçek kristalde bütün atomların kristal örgüde bulunmaları gereken yerde olması, istem dışı kusur, kirlilikler veya kristal yapıya isteyerek katılanmış atomların varlığından dolayı mümkün değildir. Yani gerçekte kristal yapı hiçbir zaman ideal tanıma uygun olmaz ve kristal içerisindeki atomlar periyodik bir düzende bulunmazlar. Gerçek kristal yapılarda çeşitli tipte kristal yapı bozuklukları veya kusurları bulunur. Katıların mekanik,

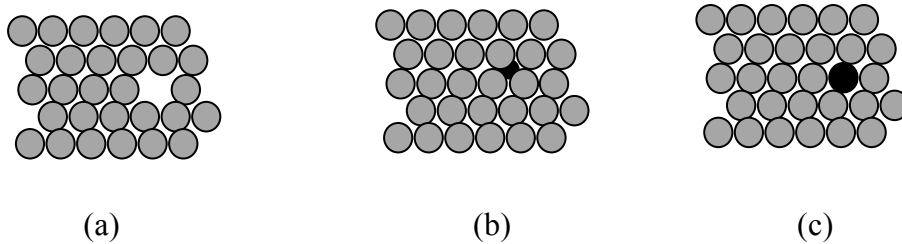
elektrik, optik ve magnetik özelliklerinin pek çoğu kristal kusurları ile yakından ilgilidir.

Kristal yapıda yer almaması gereken yabancı atomların bulunması kristalin ideal yapıda olmadığını gösteren bir tür yapı bozukluğudur. Bir kristal yapı içerisindeki olması muhtemel kusurları, noktasal, çizgisel ve hacimsel kusurlar olarak üçe ayrılabilir. Noktasal bir yapı bozukluğu, kristal yapı içerisinde bir atomun bulunması gereken konumda olmaması ya da bulunmaması gereken bir konumda fazladan bulunması ile ortaya çıkabilir. Noktasal kusurları boşluklar, arayer atomları ters yerleşim kusurları ve kusur çiftleri olarak dörde ayırır. Çizgisel yapı bozuklukları dislokasyon tipi bozukluklardır. Diğer yapı bozuklukları ise, üç boyutta ortaya çıkan ikizlenmeler veya kaymalar türü bozukluklardır. Şekil 2.9' da noktasal kusurlar görülmektedir [106].

Şekil 2.10' da görüldüğü gibi, örgü noktasında bir atomun bulunmaması sonucu oluşan kusur boşluk olarak bilinir. Bazı durumlarda kristalin kendi atomları veya yabancı atomlar örgüde örgü noktası dışındaki konumlara yerleşebilir. Bu tür kusurlara arayer kusur denir. Eğer kristaldeki atomlar dışındaki yabancı atomlar, kristaldeki atomlarının yerine geçmiş ise bunlara yeralan kusur denir.

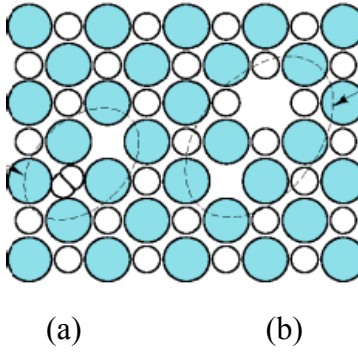


Şekil 2.9. Noktasal yapı kusurları [106]



Şekil 2.10. Kristal nokta kusurları (a) Boşluklar (b) Arayer atomlar (c) Yeralan atomlar [106]

Kristaldeki atomlar yüksek hızlı elektron, nötron veya protonların bombardumanına maruz kalırsa buldukları örgü noktasından koparak kristal kusurları oluşur. Bir atom bulunması gereken yerde bulunmayıp bir arayere yerleşirse, bir boşluk ve bir arayerden oluşan çift meydana gelir. Bu tip farklı yüklü iyonların eş sayıda yok olması durumundaki kusura ‘‘Frenkel Kusuru’’ denir. Atom kristal yüzeyine kadar çıkıyorsa, boşluk ve arayer atomunun aynı anda bulunmasıyla oluşan kusura ‘‘Schottky Kusuru’’ denir. Kristalde yüklü bir iyon yerinde boşluk olduğunda oluşacak dengesizliği ortadan kaldırmak için yüke ait boşluğun olması Schottky kusurudur. Bu kusurlar yarı iletken malzemenin elektriksel özelliklerini etkiler. Frenkel ve Schottky tipi kusurlar Şekil 2.11 (a) ve (b)’ de gösterilmiştir.



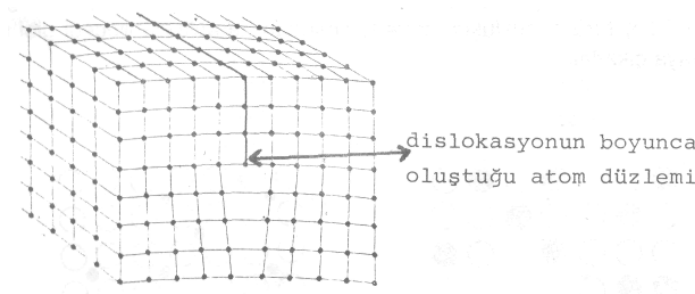
Şekil 2.11. Kristal Kusurları (a) Frenkel tipi (b) Schottky tipi

Kristal yapı kusurları kristalin oluşumu sırasında kendiliğinden ortaya çıkmış olabileceği gibi, oluşumdan sonra dış etkenlerle de oluşabilirler. Bir boşluk meydana getirmek için gerekli enerji 1 eV mertebesinde olduğu düşünülürse atoma normal pozisyonundan biraz ısı enerjisi vererek bile atom kristaldeki örgü noktasından çıkartılabilir. Isısal denge halinde  $N$  tane atom bulunan bir kristalde,  $T$  sıcaklığına çıkartıldığında meydana gelecek  $N_v$  boşluk sayısı

$$N_v = \gamma N e^{-\frac{E_T}{kT}} \quad (2.25)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $E_T$  bir boşluk meydana getirmek için gerekli olan aktivasyon enerjisidir,  $k$  Boltzmann sabiti,  $\gamma$  ise bir yapı sabitidir. Kristal her hangi bir sıcaklıkta bile, ısısal denge ile belirlenmiş, belirli sayıda boşluk içerecektir.

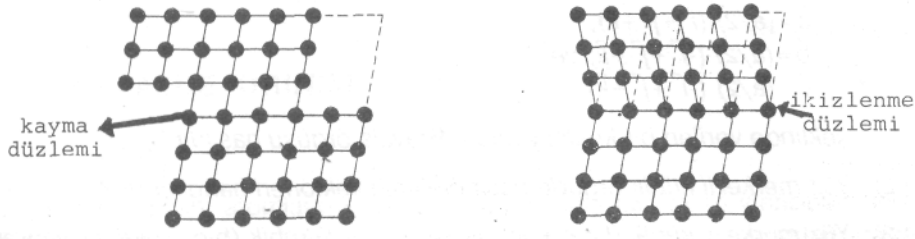
Çizgisel kristal yapı kusurları olan dislokasyonlar, örgü içerisinde oldukça uzun atomik boyutlarda ortaya çıkarlar ve kristalin mekanik özelliklerinde çok önemli değişikliklere yol açarlar. Şekil 2.12’ de oluşumları gösterilen dislokasyonlar, kristal yapı içerisinde yapının zayıflık merkezleri olarak bilinirler. Dislokasyon tipi yapı bozukluğu, kristal yapı içerisinde konumlarını değiştirmiş atomların oluşturduğu bir çizgi olarak düşünülebilir.



Şekil 2.12. Dislokasyon türü yapı bozukluğu [106]

Dislokasyonların kristal içerisinde ortaya çıktığı bölgeler kristalin ideal halindeki bölgelere göre daha yüksek enerjili bölgelerdir ve bu yüzden yüksek enerji bölgeleri olarak tanımlanırlar. İdeal kristal yapıda ve dislokasyon içeren kristaller enerjileri bakımından kıyaslandığında, dislokasyon kusuru ile oluşan kristalin entropisinin, ideal kristalin entropisinden daha büyük olduğu görülür.

Kristallerde en yaygın gözlenen hacımsal yapı bozuklukları kayma ve ikizlenmelerdir. Kayma yapı bozuklukları, kristalin atomik yapısı bozulmadan, iki bölümünün kayma düzlemi üzerinde birbirlerine göre kaymalarıdır. Kayma oluşumu sırasında ortaya çıkan atomik yer değiştirme uzunlukları atomlar arası uzaklığın tam katları şeklindedir. İkizlenme yapı bozukluğunda, atomik yer değiştirme atomlar arası uzaklığın tam katları değildir. İkizlenme yapı bozukluklarında kristalin hacminin bir kısmı diğer kısmına göre belirli bir açı altında döner. Kayma ve ikizlenme türü hacımsal yapı bozuklukları Şekil 2.13’ de şematik olarak gösterilmektedir.

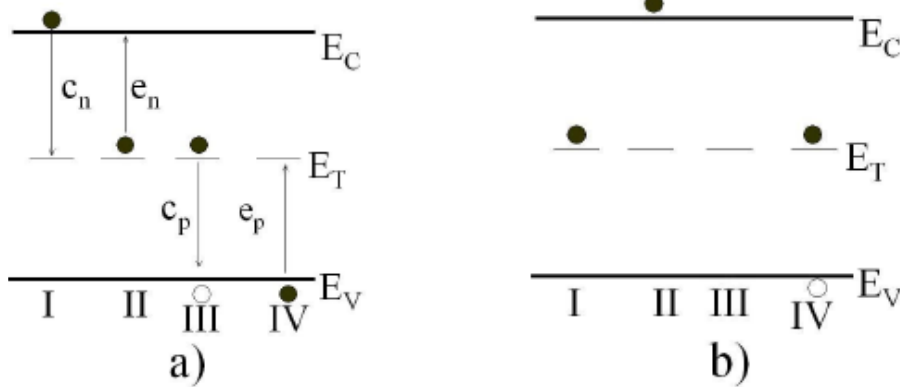


Şekil 2.13. Kayma ve ikizlenme türü yapı bozuklukları

Kristal yapıda gözlenen hacımsal türdeki bozukluklar, dislokasyonlarla yakından ilişkilidirler. Örneğin, kayma türü bir kristal yapı bozukluğu genellikle dislokasyonun oluşumuna neden olur. Dislokasyon oluşumu, bulk kristalden ziyade epitaksiyel olarak büyütülmüş ince tabakalarda görülür. Yarıiletkenin elektriksel özellikleri üzerinde bu tür kusurların etkilerini değerlendirmek daha zordur [80].

## 2.8. Derin Seviye Kusurları

İdeal bir yarıiletkende yasak enerji aralığında herhangi bir enerji seviyesinin varlığından söz edilemez ama gerçek durumda yarıiletkenin bant aralığının ortasına doğru, Fermi seviyesine yakın olarak yerleşmiş, çok yüksek ısılarla çıkılsa bile termal olarak iyonize olamayan ve yüzeysel seviye konsantrasyonundan birkaç mertebe düşük konsantrasyona sahip olan enerji seviyelerini derin seviyeler olarak tanımlamak mümkündür [27]. p-n eklem, Schottky diyot yapıda uygulanan voltajı uygulayıp kaldırmak suretiyle tuzak seviyelerini boşaltıp derin seviyelerin konsantrasyonunu ölçmek mümkündür. n tipi yarıiletkende elektron tuzaklaması ve p tipi malzemede deşik tuzaklaması çoğunluk taşıyıcı tuzaklamasıdır. Bu durumlarda tuzak seviyesi ilgili yarıiletkenin fermi seviyesine yakın olarak yerleşim gösterir. Derin seviyelerin dinamik elektronik davranışlarını açıklayan elektron salma ve yakalama ile deşik için yakalama ve salma işlemleri olmak üzere dört mekanizma vardır. Bu işlemler Şekil 2.14' de görülmektedir.



Şekil 2.14. Bir yeniden birleşme merkezinin operasyonu a) işlemde önce b) işlemde sonra I) Başlangıçta nötral boş bir tuzak tarafından iletkenlik bandından bir elektron yakalanması ( $c_n$ ) II) Başlangıçtaki işgal edilmiş bir tuzak seviyesindeki bir elektronun iletkenlik bandı içine geriye salma ( $e_n$ ), III) Bir elektron ihtiva eden tuzak tarafından valans bandından bir deşik yakalanması ( $c_p$ ) IV) Bir nötral tuzaktan valans bandı içine bir deşik salma ( $e_p$ ) [27]

Termal dengede elektron ve deşik ışması için Fermi Dirac dağılım fonksiyonu sırasıyla

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)$$

$$\frac{e_p}{c_p} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right) \quad (2.26)$$

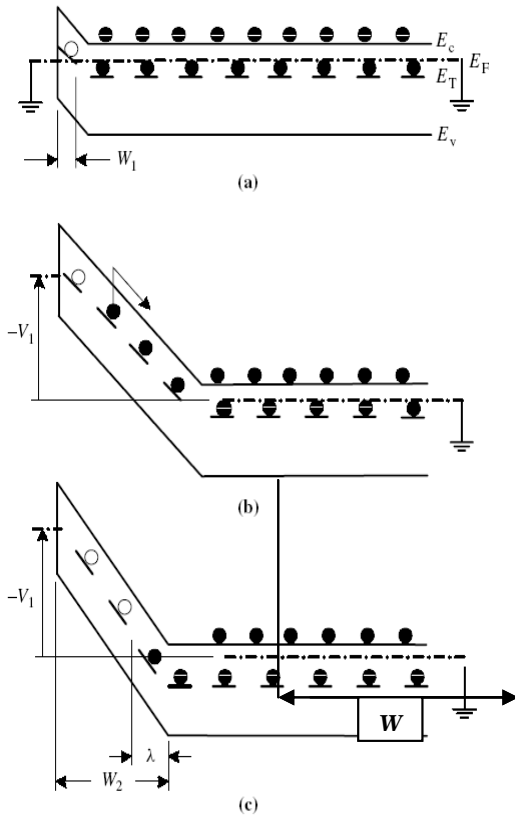
eşitlikleri ile verilir. Bu dağılım sonucunda üç durum söz konusu olabilir,

- 1)  $E_T > E_F$  olduğunda  $c_n < e_n$  ve  $c_p < e_p$  olur ve seviye boştur. Ters beslem voltajı uygulanınca elektronlar termal ışma ile boşaldığı için seviye boş olur. Elektronlar tüketim tabakasının dışına itilir, bu durumda tüketim tabakasında pozitif yük yoğunluğu artar.
- 2)  $E_T < E_F$  olduğunda  $c_n > e_n$  ve  $c_p > e_p$  olur ve ters beslem voltajı kesildiğinde seviye yine elektronlar ile işgal edilip doldurulabilir.
- 3)  $E_T = E_F$  olduğunda  $c_n \cong e_n$  ve  $c_p \cong e_p$  olur ve işgal edilebilirlik 1/2'ye eşittir.

Schottky diyotta ters beslem voltajı uygulanmamışsa tüm derin seyilerin ( $c_n > e_n$ ) dolu olduğu düşünülür. Eğer ters beslem voltajı aniden uygulanırsa tüketim bölgesi genişler. Böylece yüksek dirençli bir tüketim tabakası söz konusu olur. İletken malzemelerde bir Schottky engelin tüketim bölgesi yüksek dirençli bir bölgedir. DLTS tekniğinde, bu bölgedeki salma ve yakalama işlemleriyle tuzakların dolması ve boşalması fikrinden hareket edilir. Ortamın  $kT$  mertebesinde bir enerjisi vardır ve bu enerjiyle  $e_n$  elektron salımınıyla tuzak seviyesi boşalır. Geride bir boşluk bırakarak iletkenlik bandına bir elektron geçer. Elektron uygulanan potansiyelle tüketim tabakası bölgesini terk eder. Deşik hareket edemeyeceğinden tüketim tabakasının yükü artar. Yük  $Q + N_T$  ve kapasite  $C + \Delta C$  olur. Ters gerilim uygulanınca elektron yakalaması ( $e_n$ ) ortadan kalkar. Tuzakların dolması için belli bir zaman gereklidir. Eğer tuzak doldurma seviyesinin fonksiyonu olarak  $\Delta C$  ölçülürse,  $\Delta t$  arttıkça  $\Delta C$  artar. Belli bir zamandan sonra artık seviyeler dolmayacağından  $\Delta C$  sabitleşir [27].

DLTS ölçümlerinde üstel bir kapasite değişiminin oluşması derin seviyelerin konsantrasyonu yüzeysel konsantrasyondan çok çok küçük olması durumunda geçerlidir [66]. Bu çalışmadaki geçici kapasitenin ölçümleri Schottky yapılarıdaki çoğunluk taşıyıcı hareketlerinin karakterizasyonu ile ilgilidir. Yüzeye yakın bölgedeki bir kısım seviyeler dolmazken uzay yükü bölgesi bitiminden debye uzunluğu kadar bölgede tuzak seviyeleri boşalmaz.

DLTS tekniği ile derin seviyelerin tespitinde ölçümlerinde yakalama zamanı boyunca tüm tuzakların çoğunluk taşıyıcılarla dolu olduğunu ve salma süresince de tüm çoğunluk taşıyıcıların tuzaklardan salındığı kabullenimini kullanarak Şekil 2.15' deki band diagramını göz önüne alalım. Şekil 2.15 (a)  $E_T$  derin tuzak seviyesi içeren Schottky diyoda ters beslem voltajı uygulanmadan önceki durumu gösterir. Şekil 2.15 (a)'da  $W_1$  içindeki tuzaklar  $E_F$  seviyesinin üstünde olduğundan boştur, ters beslem uygulandığında Şekil 2.15 (b)' de görüldüğü gibi elektronlar tuzak seviyesinden salınır, ama  $\lambda$  içindeki tuzaklar  $E_F$ ' nin altında olduğundan elektron salmaz (Şekil 2.15 (c)). DLTS ölçümleri süresince sadece  $(W - W_1 - \lambda)$  içindeki tuzaklar işleme katılır.  $W_1$  ve  $\lambda$  genellikle ihmal edilir.



Şekil 2.15. n tipi yarıiletken Schottky diyotta enerji band diagramı (a) diyot sıfır beslemde (b) ters beslem uygulandıktan sonra (c) kararlı durum [27]

Ters beslem durumu yarıiletken durumlarının aşağı doğru değiştiği ve metaldeki elektronların yarıiletkenin iletkenlik bandı içine geçtiği, taşıyıcıların tüketim tabakasından dışarı itildiği durumdur. Eğer tuzak seviyesi  $E_F$ 'nin altında ise tuzaklar doludur ve DLTS' deki termal taramayla sıcaklık değişirken tuzak seviyesi yukarı doğru hareket ettiğinde bazı elektronların tuzaktan kurtularak iletim bandına geçmesi sözkonusudur. Bu taşıyıcılar tuzak seviyesinden salınır. Eğer kısa bir süre için doğru beslem voltajı uygulanırsa iletim bandındaki elektronlar tuzak seviyesi tarafından tekrar yakalanabilir. Eğer tuzak seviyesi  $E_F$ 'nin üstünde ise tuzaktaki boş seviyeler elektronları tuzaklayabilir.



## 2.9. Deşik-Elektron Çiftlerinin Yeniden Birleşmesi

### 2.9.1. Direkt yeniden birleşme:

Fazladan bir taşıyıcı konsantrasyonu varsa, bu konsantrasyonunun zamanla değişimi

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = g - p\rho n \quad (2.27)$$

eşitliği ile verilir [97]. Burada  $dp/dt$  veya  $dn/dt$  birim zamandaki taşıyıcı değişimini gösterir,  $g$  terimi birim zamanda yarıiletkende oluşan elektron-deşik çiftlerinin sayısını,  $\rho$  sabit olmak  $p\rho n$  terimi birim zamanda birleşen elektron-deşik çiftlerinin sayısını verir. Elektron konsantrasyonu  $n$  değerini dengedeki  $n_o$  değerinden  $n_o + \Delta n_o$  değerine ve deşik konsantrasyonu  $p$  değerini dengedeki  $p_o$ 'dan  $p_o + \Delta p_o$  değerine değiştirmek için,  $n_o$ ,  $p_o$ ,  $g = p\rho n$  değerleri sabit olduğundan, bazı mekanizmalar yardımıyla yapıya elektron katkılayarak elektron-deşik çiftlerinin ilave edilirse, (2.27) denklemi

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \rho [p_o n_o - (p_o + \Delta n)(n_o + \Delta n)] \cong -\rho(p_o + n_o)\Delta n \quad (2.28)$$

olarak yazılabilir. Eş. 2.28' in sol tarafı katkıda bulunduğumuz elektron sayısındaki birim zamanda olan değişimi gösterir. Bu ifadede  $\rho(p_o + n_o) = 1/\tau$  yazarsak Eş.2.28,

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (2.29)$$

olur. Burada  $t=0$ ' da  $\Delta n = \Delta n_o$  başlangıç şartıyla

$$\Delta n = \Delta n_o \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.29.a)$$

çözümü elde edilir [96]. Burada  $\Delta n_o$  denge durumunda katkıda bulunulan elektron sayısı,  $\tau$  taşıyıcıların yaşama zamanıdır. Birçok yarıiletkende yüzeydeki rekombinasyon oranı, gövdedeki rekombinasyon oranından çok daha büyük olduğundan; yüzey rekombinasyonu için yaşama zamanı ( $\tau_s$ ) ve gövde

rekombinasyonu için yaşama zamanı ( $\tau_v$ ) gibi iki farklı işlem düşünerek  $(\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_v})$ ,  $\tau_s \gg \tau_v$  olduğunda  $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s}$  yazılır.  $\tau_s$  yaşama zamanı numunenin geometrisine, yüzeyin fiziksel şartlarına ve numunenin maruz kaldığı kimyasal temizlemeye bağlı olarak değişen bir parametredir [97].

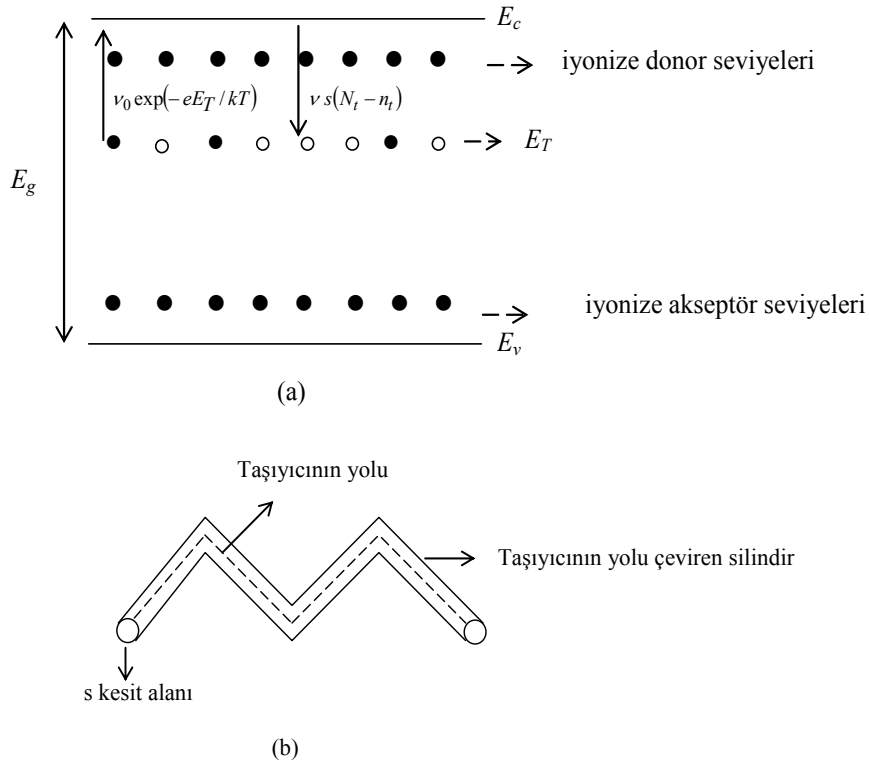
### 2.9.2. Yeniden birleşme merkezleri, elektron ve deşik tuzakları

n tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandına yakın, normal olarak boş olan, elektron enerji seviyeleri iletkenlik bandının altında ve valans bandının üstünde yerleşmiştir. Boş olan bu enerji seviyeleri elektron tuzakları gibidir, kristal içerisinde serbestçe dolaşan bir elektron fazla enerjisini radyasyon yoluyla serbest bırakıp bu boş seviye tarafından yakalanabilir. Bu şekilde herhangi bir işgal edilmemiş enerji seviyesi bir elektron tuzağı gibidir. Ama n tipi bir yarıiletkende akseptör seviyeleri, bir elektron tuzağı olarak davranmamaları için daima doludurlar [96, 97].

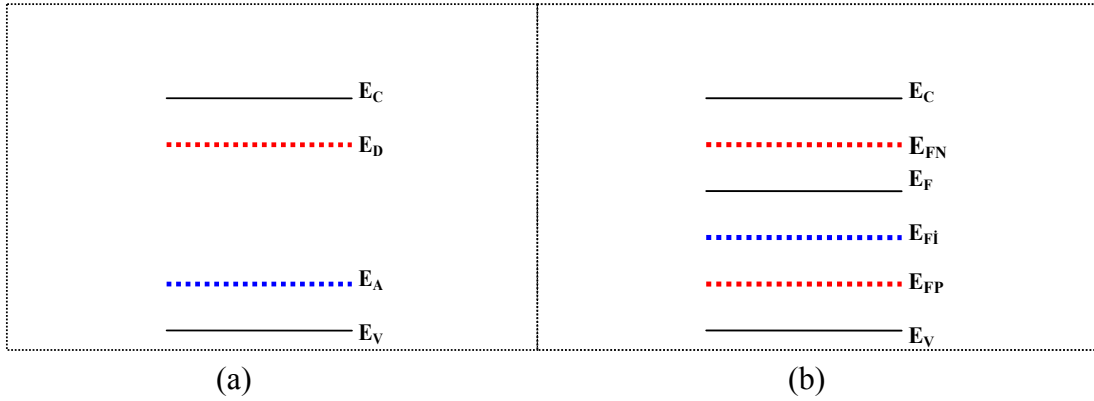
p tipi yarıiletkende de deşik tuzakları olabilir. Bu tuzaklar normalde doludurlar ve iletkenlik bandının altında ve valans bandına yakın olarak yerleşmiş elektron seviyeleridir. Serbest bir deşik bu örgü kusurunun komşuluğuna girerse gözden kaybolabilir. Çünkü işgal edilmemiş bu seviyedeki bir elektron enerji farkını serbest bırakarak dolu bandaki bu deşike bir geçiş yapabilir. Bu şekilde işgal edilmiş bir enerji seviyesi deşik tuzağı gibi davranır [96, 97]. Bir yeniden birleşme merkezi boş olduğunda elektron tuzağı; dolu olduğunda deşik tuzağı gibi davranır. n tipi bir maddenin içine deşiklerin injekte edildiği ve belli bir merkezin bir elektron tarafından işgal edildiği durumda, bu merkez bir deşik tuzağı gibi davranabilir, tuzaklama işlemi elektron geride bir boş merkez bırakarak serbest bir deşik ile birleşir. Bu durumda elektron fazla enerjisini serbest bırakır. Bu durumda merkez bir elektron tuzağı gibi davranır. Bir elektron iletkenlik bandından boş merkeze, fazla enerjisini bırakarak tuzaklanabilir. Böylece iki adımda bir elektron-deşik çifti oluşur [96, 97].

### 2.9.3. Elektron tuzaklarının kinetiği

Bir n tipi yarıiletkende metre küp başına  $N_T$  elektron tuzağı içeren iletkenlik bandının altında  $E_T$  derinliğinde yerleşmiş bir enerji seviyesinde tuzakların, yalnızca iletkenlik bandındaki elektronlarla etkileştiği ve valans bandındaki elektronlarla etkileşmediği kabullenimlerine dayanarak serbest bir elektron boş tuzak tarafından yakalanınca dolu bir tuzak oluşur [96].



Şekil 2.16 (a) İyonize olmuş donörleri ve akseptörleri gösteren enerji seviyeleri tuzakları ve iletkenlik bandı üzerinde dağılmış kalan elektronlar. (b) Bir elektronun yakalama ihtimaliyetinin  $v s (N_t - n_t)$  olduğunu göstermek için taşıyıcı yolu etrafında çizilmiş olan s kesitli (cross-sectional) bir silindir [97]



Şekil 2.17. (a) Katkılı yarıiletkenlerde  $E_D$  donör ve  $E_A$  akseptör seviyelerine ait enerji diagramı (b) Fazla taşıyıcılar mevcutken yarı Fermi seviyeleri ( $E_{FN}$ ,  $E_{FP}$ )

Yarıiletkendeki elektron tuzaklarından başka donör ve akseptör seviyeleri varsa böyle bir durum söz konusudur. Şekil 2.17 (a)' dan görüldüğü gibi, n tipi yarıiletkende elektronların tuzaklandığı ve buradan kolayca enerji kazanarak iletkenlik bandına çıktığı bu yerel seviyelere donör seviyeleri; benzer şekilde p tipi yarıiletkenlerde, valans bandının hemen üzerinde boşlukların tuzaklandığı ve elektronların gelip yerleşebileceği seviyeler akseptör seviyeleri olarak tanımlanmıştır. Donör seviyeleri iletkenlik bandına yakın ve akseptör seviyeleri de valans bandına yakın olduğunda, bütün donör ve akseptör iyonları iyonize olacak ve kalan elektronlar iletkenlik bandında ve tuzaklar üzerinde dağılmış olacaklardır.

Yarıiletkende termal dengedeki elektron ve deşik konsantrasyonundan başka örneğin fotonlar yardımıyla fazladan elektron ve deşik yoğunlukları oluşturulması durumunda yarıiletkenin denge durumu bozular. Bu şekilde dengede olmayan durumlara uygulanan elektron ve deşikler için sırasıyla  $E_{FN}$ ,  $E_{FP}$  yarı Fermi seviyeleri tanımlanır. Şekil 2.17 (b)' de fazla taşıyıcılar mevcutken yarı Fermi seviyeleri gösterilmiştir. Bu fazla elektron ve deşikler çiftler şeklinde tekrar bir araya geleceği için yeniden birleşme hızları birbirine eşit olur. n tipi yarıiletken için çoğunluk taşıyıcı elektron konsantrasyonu düşük injeksiyon şartında önemli ölçüde değişmediğinden elektronlar için quasi fermi seviyesi termal denge  $E_F$ ' den çok farklı değildir. Ama azınlık taşıyıcı deşikler için yarı fermi seviyesi termal dengeden önemli ölçüde sapmıştır.

Derin seviye kusuru tuzakladığı elektronu saldıgı zaman tuzagın donör ya da akseptör tipli bir tuzak olduğunu da gösterir. Yüksek sıcaklıklarda azalan elektron mobilitesi donör tipli bir tuzaga (tuzak boşken pozitif olarak yüklü) ve artan mobilite bir akseptör tipli tuzaga (boş olduğunda nötr olan) atfedilir. Bu şekilde GaAs' da EL2 kusur seviyesini ve InP' da Fe kusur seviyesini araştıran çalışmalar yapılmıştır [67].

Serbest veya tuzaklanmış elektronların dağılımının tekrar dengeye dönme durumu

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\nu s(N_T - n_t)n + \nu_0 \exp\left(-\frac{eE_T}{kT}\right)n_t \\ \frac{dn_t}{dt} &= -\frac{dn}{dt} = +\nu s(N_T - n_t)n - \nu_0 \exp\left(-\frac{eE_T}{kT}\right)n_t \end{aligned} \quad (2.30)$$

eşitlikleri ile tanımlanır. Burada  $n$ , metreküp başına serbest elektron ve  $n_t$ , metreküp başına tuzaklanmış elektron sayısı,  $\nu$ , serbest taşıyıcıların termal hızı ve  $s$ , tuzakların yakalama tesir kesitidir.

Elektronun termal hızı,  $\nu = \sqrt{3kT/m}$  ifadesiyle verilir.  $T=300$  K,  $k=1,38 \times 10^{-23}$  J/K,  $m=9,1 \times 10^{-31}$  kg için  $\approx 10^5$  m/sn değerindedir. Eş. 2.30' daki terimleri toplayarak,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(n + n_t) &= 0 \\ (n + n_t) &= n_0 \end{aligned} \quad (2.30.a)$$

elde edilir, burada  $n_0$ , serbest ve tuzaklanmış elektronların toplam sayısıdır. (2.30) eşitliğindeki serbest bir elektronun  $\nu s (N_T - n_t)n$  oranında tuzaklanarak gözden kaybolması ve  $\nu_0 \exp(-eE_T/kT)n_t$  oranında tuzaktan kurtulması olduğunu göstermek gerekir.  $dn/dt$ 'nin birinci teriminin ispatı, için serbest bir taşıyıcı ve bir tuzak arasında  $r_0$  mesafesi olsun. Yol etrafında  $r_0$  yarıçaplı bir silindir düşünülürse, bir boş tuzak silindirin kapsamındaysa rekombinasyon meydana gelir (Şekil 2.16(b)). Silindirin kesiti olan  $s = \pi r_0^2$  tuzagın yakalama tesir kesiti olarak adlandırılır. Birim zamanda taranan silindirin hacmi  $\mathcal{V}s$  ve boş tuzakların yoğunluğu  $(N_T - n_t)$ ' dir. Birim zamanda serbest taşıyıcı başına rekombinasyon sayısı  $\mathcal{V}s(N_T - n_t)$  ve birim

zamanda net tuzaklama oranı  $\mathcal{G}_s(N_T - n_t)n$  olur.  $dn/dt$  'nin ikinci teriminin ispatı için, tuzaklanmış bir elektronun bir örgü titreşimiyle etkileşerek tuzaktan kurtulduğunu göz önüne alırsak, tuzaklanmış bir elektronun tuzaktan kurtulma frekansı,

$$\nu = \nu_0 \exp\left(-\frac{eE_T}{kT}\right) \quad (2.30.b)$$

eşitliğiyle verilir. Burada  $\nu_0$ ,  $10^{19}$  /sn mertebesinde bir titreşim frekansdır. Tuzaklanmış bir elektronun titreşim periyodu başına bir  $E_T$  enerjisini kazanması ihtimaliyetini veren  $\exp(-eE_T/kT)$  bir Boltzmann faktörüdür. Böylece tuzaklanmış taşıyıcıların tuzaktan kurtulma oranı  $\nu n_t$  olur bu  $dn/dt$  'nin ikinci kısmına karşılık gelir. Eş. 2.30, bütün tuzaklar için genel olan olayı tanımlar. Daima serbest taşıyıcıların bir yakalama oranı vardır. Bu oran

- a) Yakalama tesir kesitine
- b) Bir aktivasyon enerjisi vasıtasıyla tanımlanan tuzaklanmış taşıyıcıların termal olarak tuzaktan kurtulma oranına bağlıdır.

Yapı içerisinde tek tipte derin seviye olmayabilir. Her bir derin seviye farklı bir kimlik demektir. DLTS kapasite değişimini sıcaklığın bir fonksiyonu olarak tarayan bir teknik olduğundan, farklı seviyelerde farklı dağılım ve dolayısıyla farklı elektron yakalama tesir kesiti verir.  $E_T$ , taşıyıcının tuzaktan kurtulması için gerekli olan enerjidir. Tuzaklanma işleminde gerekli olan iki zaman sabiti vardır

$$\frac{1}{\tau_1} = \mathcal{G}_s(N_T - n_t) \quad (2.30.c)$$

$$\frac{1}{\tau_2} = \nu_0 \exp\left(-\frac{eE_T}{kT}\right)$$

olduğu Eş. 2.30' dan görülebilir. Burada  $\tau_1$ , bir elektronun ortalama serbest zamanı ve  $\tau_2$ , bir elektronun ortalama yakalanma zamanıdır ve Eş. 2.30' dan denge konsantrasyonu  $dn/dt = dn_t/dt = 0$  almak suretiyle hesaplanabilir. Bu terimlerin tekrar düzenlenmesinden

$$n = n_0 \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \quad (2.30.d)$$

$$n_t = n_0 \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}$$

ifadesini verir. Bu denklemler sadece  $n_t \ll N_T$  olduğu zaman geçerlidir,  $\tau_1$  ve  $\tau_2$ 'yi,  $\Delta n_0$  taşıyıcı yoğunluğunu ilave ederek ve  $\Delta n + \Delta n_0 = 0$  olduğunu hatırlayarak, Eş. 2.30' da yerine yazarak,

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_1} + \frac{\Delta n_t}{\tau_2} = -\Delta n \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) + \frac{\Delta n_0}{\tau_2} = -\frac{\Delta n}{\tau} + \frac{\Delta n_0}{\tau_2} \quad (2.31)$$

eşitliğini elde ederiz. Burada ilave edilen taşıyıcıların zaman sabiti  $\tau$ ,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \quad (2.31.a)$$

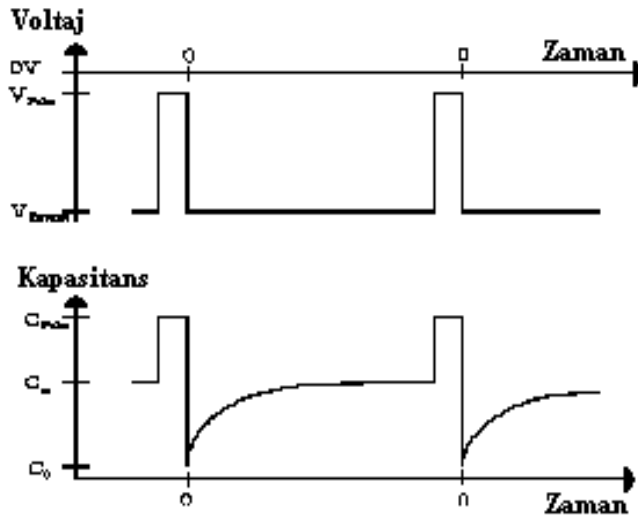
ile verilir.  $\tau_1$ 'in değerleri çok küçük tesir kesitli tuzaklar bulunduran çok saf yarıiletkenler için ( $N_T = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ,  $s = 10^{-26} \text{ m}^2$ )  $10^4$  sn'den, çok büyük tesir kesitli tuzaklar bulunduran çok saf olmayan maddeler için ( $N_T = 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $s = 10^{-17} \text{ m}^2$ )  $10^{-13}$  sn değerine kadar sınırlanabilir.  $\tau_2$  zaman sabiti,  $E_T$  küçük olursa (sığ tuzaklar) küçük ve  $E_T$  büyük olursa (derin tuzaklar) çok büyük olur [96].

## 2.10. Yarıiletkenlerdeki Derin Seviyelerin Karakterizasyonu

Bir kristalde yabancı atom ve kristal yapı kusurlarının olması boş enerji seviyelerinin meydana gelmesine neden olur. Band aralığı içinde yeni enerji seviyelerinin oluşumuna neden olan bu kusur ve kirlilikler numunenin büyütülmesi, kimyasal temizleme süreci ya da kontak işlemleri sırasında istem dışı olarak meydana gelebileceği gibi, iyon ekme, radyasyona maruz bırakma gibi yapıya isteyerek de katılmış olabilir. Bu seviyelerin incelenip karakterize edilmesi, numuneyi daha iyi tanımak ve ileri teknoloji uygulamalarında daha verimli kullanmak için son derece önemlidir. Bu seviyeler valans bandının üstünde ve iletkenlik bandının altında, Fermi

seviyesine yakın olarak yerleştüğinden serbest taşıyıcılar için tuzak gibi davranır. Bu tuzak seviyeleri tarafından taşıyıcıların yakalanması akımın azalmasına yol açar. Yarıiletkenlerdeki elektriksel olarak aktif kusurları karakterize etmek için kullanılan hızlı ve hassas deneysel bir metod olan DLTS (Derin Seviye Geçici Spektroskopisi) ölçümlerinin en önemli özelliği seçilen oran penceresi içerisinde bir kapasitans değişimi görüldüğünde tepki verecek şekilde ayarlanıyor olmasıdır [66]. Eğer tuzak ışımalarının olduğu yer, seçilen oran penceresi içinde kalıyorsa ölçüm sonucunda sistem yanıt olarak sıcaklığa bağlı iki boyutta bir pik verir.

DLTS ölçümlerinde yükten arınmış tüketim bölgesinde bulunan katkı seviyeleri hakkında bilgi edinmek için, p-n eklemler, Schottky diyotlar, MOS (Metal/Oksit/Yarıiletken) veya MIS (Metal/Yalıtkan/Yarıiletken) yapılar, LEDs (ışık yayan diyotlar), FETs (alan etkili transistörler) ve yarıiletken lazerler gibi çok çeşitli numunelerin derin tuzak seviyelerinin karakterize edilmesi mümkündür.



Şekil 2.18. DLTS için uygulama voltajı ve kapasitans değişimi [66]

DLTS metodu, yarıiletken malzemenin yasaklanmış bant aralığındaki derin seviyelerden dolayı oluşan rekombinasyon merkezlerinin enerjisi, işgal edilme tesir kesitlerini ve yoğunluğunu hesaplamak için kullanılan güvenilir bir tekniktir. DLTS verileri sıcaklığa bağlı olarak kapasitans değişimlerini inceleyerek elde edilir. DLTS



metodunun amacı, derin seviyelerde iyonlaşan ya da bu seviyelerden geçerken tuzaklanan elektronların vermiş olduğu sinyalleri ölçmektir. Şekil 2.18’ de DLTS ölçümlerinde uygulanan kare voltaj ve uygulama voltajı sonrası gözlenen kapasite değişiminin şematik diagramı görülmektedir.

DLTS, ters beslenmiş Schottky diyodun yükten arınmış tüketim bölgesinde sıcaklığa bağlı olarak kapasitenin değişimini tarayan bir tekniktir. Sıcaklığın değişmesiyle fermi seviyesinin de band aralığında aşağı ya da yukarı hareketi söz konusudur. n tipi bir yarıiletkende tuzak seviyesi ( $E_T$ ) fermi enerji seviyesinin üstünde ise tuzak boştur, elektron tuzaklanmamıştır. Tuzak enerji seviyesi  $E_F$ ’ nin altına geçtiği zaman tuzak doludur. DLTS ölçümleriyle tuzağın yarıiletkenin yasaklanmış band aralığındaki pozisyonu da belirlenir [66].

DLTS ölçümü, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, ters beslem altındaki schottky engel diyotlara doğru beslem voltajını, doğru beslem voltajı uygulama süresi boyunca uygulayarak tuzakların dolması ve boşalması fikrinden hareketle, oran pencerelerinden gözlenen kapasitenin sıcaklıkla değişim sinyalleri tuzak seviyesini karakterize etmek için kullanılır. Bir tuzak seviyesi,

- a) Tuzağın aktivasyon enerjisi,
- b) Yakalama tesir kesidi
- c) Tuzak konsantrasyonu ile karakterize edilir.

a) Tuzağın aktivasyon enerjisi, taşıyıcının tuzaktan kurtulması için gerekli olan enerjidir ve tuzağın band aralığında bulunduğu yeri gösterir. İdeal yarıiletken valans bandı ile iletkenlik bandı arasındaki yasaklanmış band aralığında başka enerji seviyelerinin olmadığı durumdur ama gerçekte durum böyle değildir. Yarıiletkenin yasaklanmış band aralığındaki enerji seviyeleri, yarıiletkenin fermi enerji seviyesine yakın seviyelerinde yerleşen derin seviyeler, n tipi yarıiletkenler için iletkenlik bandına ve p tipi yarıiletkenler için valans bandına yakın olarak lokalize olanlar sığ seviyelerdir. Bir elektronu sığ seviyeden iletkenlik ya da valans bandına uyarmak için gerekli olan enerji, bir derin seviyedeki elektronu uyarmak için gerekli olan enerjiye

kıyasla çok daha küçüktür. Derin seviyelerdeki bir elektronu termal olarak uyarmayı düşündüğümüzde çok yüksek ısılara çıkılması gerekir ki bu da numunenin bozulması söz konusu olduğundan mümkün değildir.

b) Yakalama tesir kesiti, Bir elektronun yakalanması için yakalanma merkezine ne kadar yakın olduğunun bir ölçüsünü verir ( $\approx 10^{-15} \text{cm}^2$ ). Literatürde rapor edilen yakalama tesir kesidi  $10^{-19} \text{m}^2$  değeri bir atomun kesitiyle kıyaslanabilir, bir nötral tuzak için böyle bir değer beklenen normal bir değerdir. Bazen  $10^{-26} \text{m}^2$  kadar küçük tesir kesitleri rapor edilmiştir [96]. Bu küçük tesir kesitleri taşıyıcıları kabul etmeyen (iten) yüklü tuzaklara atfedilebilir [96, 97].  $10^{-17} \text{m}^2$  gibi çok büyük tesir kesiti değerleri taşıyıcıları çeken yüklü tuzaklara atfedilebilir [96, 97]. Numunedeki derin seviyelerin aktivasyon enerjisinin hesaplanmasıyla derin seviyenin yarıiletkenin yasaklanmış band aralığındaki pozisyonu, yakalama tesir kesidinin hesaplanmasıyla tuzak seviyesinin çekici bir merkez olup olmadığını tespit etmek mümkündür [96, 97].

c) Tuzak konsantrasyonu, DLTS ölçümlerinde öncelikle hesaplanacak olan tuzak konsantrasyonu değerinin n tipi yarıiletkende donör konsantrasyonundan ve p tipi yarıiletkende de akseptör konsantrasyonundan çok küçük olduğu kabullenmesini yaparız. Tuzak konsantrasyonunu hesaplariken kullandığımız formül,  $N_T \ll N_D$  olduğu zaman geçerlidir. Tuzak konsantrasyonu için, germanyum (Ge) elementinin yüksek derecede saflaştırılmış tek kristalleri için metreüp başına  $10^{17} \text{m}^{-3}$  kadar küçük değerler rapor edilmiştir [96]. Metreküp başına  $N_T = 10^{20}$ , den  $10^{22}$  ye kadar olan değerlerde saflık derecesi çok az olan kristallere atfedilebilir [96, 97]. Tuzak konsantrasyonu DLTS ölçümünde gözlenen piklerin altında kalan alanla doğru orantılıdır [66]. Yani geniş ve yayvan pikler daha büyük konsantrasyonlu tuzak seviyelerine, ya da birbirine çok yakın aktivasyon enerjili iki ya da daha fazla tuzak seviyesinin bileşkesine işaret eder [67].

DLTS, düşük sıcaklıklarda, çok keskin, belirgin pik üretmez. DLTS ölçümleri geniş pikler, bazen belirsiz spektrumlar verir. İleri bir teknik olan Laplace DLTS, çoğu zaman DLTS ölçümlerinde tek, geniş bir pik olarak gördüğümüz pikin aslında tek bir

tuzağı temsil etmediğini, birbirine yakın aralıklı iki ya da üç tuzak seviyesi olduğunu açıkça görmemizi ve daha doğru salma oranını bulmamıza olanak sağlar [98, 108]. Si gibi tek kristal yapıların DLTS spektrumlarının, AlGaAs gibi üçlü bileşiklerden elde edilen spektrumlara göre yorumlanması daha kolaydır [67].

LDLTS, doğru salma oranı ve aktivasyon enerjisindeki küçük değişiklikleri görmemizi sağlayan yüksek çözünürlüklü bir tekniktir. Ama LDLTS ölçümlerini yapmak için, önce numunenin DLTS spektrumu sonuçlarından pikin olduğu sıcaklık aralığında, LDLTS ölçümleri almak gerekir. Yani DLTS ölçümleri derin seviyelerin tespiti ve bu seviyelerdeki ileri araştırmalar için bir temel teşkil eder [98, 108].

LDLTS ölçümlerinde, birkaç bin kapasitans değişimi ölçümü yapılır ve dijital olarak ortalaması alınır. Bu, sinyal/gürültü (S/N) oranının DLTS ölçümlerine göre daha iyi olmasını sağlar. Ayrıca LDLTS'deki bu iyi S/N oranı, yarıiletkenin yasaklanmış bant aralığında birbirlerine yakın olarak yerleşmiş farklı tuzak seviyelerini ayırmak için gereklidir. LDLTS spektrumunda sadece bir keskin pik görünür. Dobaczewski, Laplace DLTS tekniğini kullanarak, Si elementer yarıiletkendeki nokta kusurlarını ve GaAs numunelerinde EL2 kusurunu ve AlGaAs üçlü birleşiklerinde DX merkezi gibi daha karmaşık merkezleri araştırmıştır [108].

## **2.11. Schottky Diyotların I-V, C-V ve DLTS ölçümlerinden karakteristik diyot parametrelerinin hesaplanması**

### **2.11. 1. Akım-voltaj (I-V) ölçümleri**

Doğru beslem sıcaklık bağımlı Akım-Voltaj ölçümlerinden Schottky diyodun,  $n$  ideallik faktörü,  $\Phi_B$  engel yüksekliği ve  $R_s$  seri direnci gibi karakteristik diyot parametrelerini hesaplamak mümkündür. Termoyonik emisyon teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem akım-gerilim ilişkisi

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

eşitliği ile verilir. Burada  $I_o$  doyma akım yoğunluğu,  $e$  elektronun yükü ( $1,6 \times 10^{-19}$  C),  $V$  engel tabakası boyunca potansiyel düşmesi,  $n$  ideallik faktörü,  $k$  Boltzmann sabiti ( $8,625 \times 10^{-5}$  eV/K) ve  $T$  sıcaklıktır. Bu eşitlikte  $eV \gg nkT$  durumunda 1 terimi, üstel terim yanında ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali,

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (2.33)$$

olur. Bu eşitliğin her iki tarafının tabii logaritması aldıktan sonra  $V$  'ye göre türevi alınırsa  $n$  ideallik faktörü için,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.34)$$

eşitliği elde edilir [26, 41]. Burada  $e$  elektronun yükü ( $1,6 \times 10^{-19}$  C),  $k$  Boltzmann sabiti ( $8,625 \times 10^{-5}$  eV/K) ve  $T$  sıcaklıktır.  $n$  ideallik faktörünü hesaplamak için, bu eşitlikteki  $dV/d(\ln I)$  değeri,  $\ln I - V$  grafiğinin doğru kısmın eğiminden bulunarak yerine yazılırsa  $n$  ideallik faktörü hesaplanır.

Doyma akımı

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.35)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitliğin her iki tarafının tabii logaritması alınarak,  $\Phi_B$  'ye göre çözümlerse

$$e\Phi_B = kT \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (2.36)$$

engel yüksekliği ifadesi bulunur [41]. Bu ifadedeki  $A$ , diyodun etkin alanı ( $A = 0,0785$  cm<sup>2</sup>) ve  $A^*$ , Richardson sabiti olup p-InP için  $60$  A/K<sup>2</sup>cm<sup>2</sup> ve n-InP için  $9,4$  A/K<sup>2</sup>cm<sup>2</sup>, dir [1].

### 2.11.2. Kapasite-voltaj (C-V) ölçümleri

Metal/Yarıiletken kontaklarda oluşan tüketim bölgesi, yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinin varlığından dolayı bir kondansatör gibi davranır. Uygulanan ters beslem voltajı arttığı zaman tüketim bölgesi genişleyecektir. Schottky diyotlarda tüketim bölgesinin kapasitesi, metal/yarıiletken ara yüzeyinin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin ters beslem voltajı uygulandığı durumda voltaja bağlı değişiminden, Schottky diyodun engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler hesaplanır.

Tüketim bölgesinde net toplam yük değeri

$$Q = eN_D X_d A \quad (2.37)$$

eşitliğiyle verilir.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} [(n - p) - (N_D - N_A)] \quad (2.38)$$

Eş. 2.38 ile verilen ifade Poisson denklemdir. Bu ifadenin sağ tarafındaki ilk terim ve n tipi yarıiletken numune göz önüne alınınca  $N_A$  ihmal edilirse,

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{qN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.39)$$

değerine eşittir. Eş. 2.39' un, tüketim bölgesi sınırlarında ( $x = x_d$ ) integrali alınırsa

$$E = \frac{qN_d X_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.40)$$

elde edilir.  $E = dV/dx$  olduğundan, Eş. 2.40' ın tekrar integrali alınırsa

$$V_D = \frac{qN_D X_d^2}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} \quad (2.41)$$

potansiyel denkleminde ulaşılır. Bu ifade  $X_d$ ' ye göre düzenlenirse

$$X_d = \sqrt{\frac{2V\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_D}} \quad (2.42)$$

bulunur. Eş. 2.42 ifadesi  $Q = eN_D X_d A$  eşitliğinde yerine yazılırsa

$$Q = A\sqrt{2\varepsilon_s \varepsilon_0 qN_D} \quad (2.43)$$

elde edilir. Eş. 2.43' in  $V$ 'ye göre türevi alınıp düzenlenirse

$$C^{-2} = \frac{2}{e\varepsilon_s \varepsilon_0 A^2 N_D} (V_o + V) \quad (2.44)$$

bulunur,  $e$  bir elektronun yükü,  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_0$  sırasıyla yarıiletkenin ve boşluğun ( $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-14}$  F/cm), dielektrik sabiti,  $N_D$  iyonize olmuş donör yoğunluğudur,  $V$  ters beslem voltajı ve  $T$  Kelvin cinsinden sıcaklıktır.  $V_o$  değerleri  $C^{-2}$ - $V$  eğrilerinin voltaj eksenine extrapolasyonundan, eksenini kestiği noktadan hesaplanır. Bu değerlerden yararlanılarak da  $V_D$  difüzyon potansiyeli

$$V_o = V_D - \frac{kT}{q} \quad (2.45)$$

ifadesi elde edilir.  $C^{-2}$ - $V$  grafiği çizildiğinde yapılacak lineer fit ile difüzyon potansiyeli elde edilir. Eş. 2.44 ifadesinin  $V$ 'ye göre türevi alınır ve  $N_D$  için çözümlerse

$$N_D = \frac{2}{e\varepsilon_s \varepsilon_0 A^2} \frac{d(C^{-2})}{dV} \quad (2.46.a)$$

ifadesi elde edilir. Benzer şekilde p-InP için

$$N_A = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0 A^2} \frac{d(C^{-2})}{dV} \quad (2.46.b)$$

akseptör konsantrasyonu ifadesi yazılır. Yine  $C^{-2}$ -V grafiği fit değerleri ile donör konsantrasyonu bulunur.

Engel yüksekliği ise,

$$\Phi_B = E_F + V_D = V_o + kT/q + E_F \quad (2.47)$$

ile verilir. Burada  $E_F$ , fermi seviyesinin enerjisidir ve bulk Fermi seviyesi ile valans band kenarı arasındaki enerji farkıdır [1, 7].

Termal denge durumunda, n tipi bir yarıiletken içindeki elektron konsantrasyonu

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) \quad (2.48)$$

ile verilmektedir. Burada  $N_c$ , termal denge durumunda iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonudur. n tipi yarıiletken durumunda  $N_D \gg n_i$  olacağı için  $n_0 \cong N_D$  olur. Burada  $n_i$ , asal (özden) elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alınarak Eş. 2.48 yeniden düzenlenecek olursa

$$N_D = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) \quad (2.49)$$

şeklindeki ifade elde edilir. Eş. 2.49' de her iki tarafın doğal logaritması alınıp iletkenlik bandını referans seviyesi olarak kabul edilirse ( $E_c = 0$ ), bu durumda Eş. 2.49' da,  $(m_c^* / m_o) = 0,077$  ile  $N_c = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} (m_c^* / m_o)^{3/2}$  alınarak, Fermi enerji seviyesi

$$E_F = V_n = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_c}{N_D} \right) \quad (2.50.a)$$

eşitliği kullanarak hesaplandı. Burada  $N_c$ , InP' ın iletkenlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu ve  $m_e^*$  elektronların etkin kütesidir. Benzer şekilde p-InP için

$E_F$  enerjisi

$$E_F = kT \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right) \quad (2.50.b)$$

eşitliğinden hesaplandı Burada  $N_V$ , p-InP için valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve

$$N_V = 4,82 \times 10^{15} T^{3/2} (m_h^* / m_o)^{3/2} \text{ ve } (m_h^* / m_o) = 0,55 \quad (2.50.c)$$

Eş. 2.49' da, her bir diyot için hesaplanan  $N_D$  değerleri, Eş. 2.50.a' da yerine yazılarak, iletkenlik bandının tabanı ile Fermi seviyesi arasındaki fark olan  $V_n$  değerleri elde edilir.

Hazırlanan Schottky diyotlarda  $R_s$  değerleri, 1 MHz'de güçlü yığılım bölgesinden admitans tekniğiyle kullanılarak [1]

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad (2.51)$$

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (2.52)$$

eşitliğiyle hesaplandı. Eş. 2.52' deki  $C_{ma}$  ve  $G_{ma}$  güçlü akümülyasyon (yığılım) bölgesindeki kapasitans ve iletkenlik değerleridir.

Arayüzey durumlarının yoğunluğunu ( $N_{ss}$ ) hesaplamak için,  $N_{ss}$  değerleri Hill metodu [109] kullanılarak



$$N_{ss} = \left( \frac{2}{qA} \right) \frac{(G_m / \omega)_{\max}}{(G_m / \omega)_{\max} C_{ox})^2 + (1 - C_{\max} / C_{ox})^2} \quad (2.53)$$

eşitliğiyle hesaplandı. Burada  $\omega$  açısal frekans,  $(G_m/w)_{\max}$  iletkenliğin ölçülen maksimum değer  $C_{ox}$  ölçülen oksit tabakanın kalınlığıdır.

Deneysel kapasite ( $C_m$ ) ve iletkenlik ( $G_m$ ) ölçümlerinde seri direncin etkisi gözönüne alınarak yapılan düzeltmede [110]

$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2}$$

$$G_c = \frac{G_m^2 + (\omega C_m)^2 a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (2.54)$$

ile verilen eşitlikler kullanılır. Burada  $a = C_m - [G_m^2 + (\omega C_m)^2] R_s$ ,  $C_m$  ve  $G_m$  sırasıyla ölçülen kapasite ve konduktans,  $\omega$  açısal hızdır.  $R_s = 0$  durumunda  $C_c = C_m$  ve  $G_c = G_m$  olur.

### 2.11.3. DLTS ölçümlerinden tuzak parametrelerinin hesaplanması

Aktivasyon Enerjisi, bir DLTS piki, sadece tuzak salma oranı bir salma oran penceresi içerisinde olduğu sıcaklıklarda gözlenebilir. Salma oranı,

$$e = \frac{N_o \sigma V_{th}}{g} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \quad (2.55)$$

eşitliğinden bulunur. Burada  $N_o$  durumların etkin yoğunluğu,  $\sigma$  yakalama tesir kesiti,  $V_{th}$  termal hız,  $g$  seviyenin dejenerasyonudur ( $g = 2$ ). Eğer yakalama tesir kesiti sıcaklığa bağlıysa aktivasyon enerjisi, taşıyıcıların salındığı bant kıyısından tuzağın enerjisini verir.  $N_o V_{th}$ ,  $T^{-2}$  ile değişirken, Aktivasyon enerjisi,  $\ln(e/kT^2) - 1/T$  grafiğini eğiminden hesaplanır. Eş. 2.55 yeniden

$$e_n(T) = \gamma T^2 \sigma \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \quad (2.56)$$

şeklinde yazılabilir. Her iki tarafın tabii logaritmasını alırsak ve ikinci terimi 1000 ile çarpıp bölersek,

$$\ln(e_n/T^2) = \ln(\gamma\sigma) - \frac{E_T 1000}{1000kT} \quad (2.57)$$

şekline dönüştürülebilir. Bu ise  $y = mx + b$  şeklinde doğrusal bir denklemdir. Burada  $b = \ln(\gamma\sigma)$  ve  $\gamma = 2\sqrt{3}M_c(2\pi)^{3/2}k^2m^*h^{-3}$  olur. Burada  $M_c$ ,  $k$  Boltzman sabiti,  $m^*$  etkin kütle,  $h$  Planck sabitidir. Arrhenius grafiğinin eğiminden Aktivasyon Enerjisi ve grafiğin  $1/T$  eksenini kestiği noktadan yakalama tesir kesiti hesaplanır.

Tuzak Konsantrasyonu hesabı için,

$$N_T = \frac{2\Delta C}{C}(N_D) \quad (2.58)$$

Eşitliği kullanılır. Burada,  $\Delta C$  bir DLTS ölçümünden elde edilen kapasitans değişimidir.  $C$ , ters beslem şartları altındaki diyodun kapasitesidir.  $N_D$ , numunenin donör konsantrasyonu,  $N_T$ , tuzağın net donör konsantrasyonudur. Bu ilişki,

- a) Tuzak ve doping yoğunluğu düzgün dağıldığı zaman,
- b) Bir derin sevide tek bir emisyon işlemi olduğu zaman ve
- c)  $N_T \ll N_D$  olduğu zaman geçerlidir.

Yakalama Tesir Kesiti, kusurun etrafında, tuzağı merkezleyen bir dairesel alana sahip olduğumuzu kabul edelim. Alana giren bir taşıyıcının yakalanabileceği düşünülür. DLTS'de çoğunluk taşıyıcı tuzaklar, sıfır beslem ya da doğru beslem uygulanmasıyla numunenin bulk kristalinden taşıyıcıların yakalanmasıyla doldurulur. Eğer uygulanan voltaj çok kısa süreliyse tuzakların tamamen dolması mümkün değildir. Elektron tuzakları düşünülürse, tuzakların tamamen dolması  $\sigma$  yakalama tesir kesitine,  $t$  uygulanan voltaj süresinin uzunluğuna ve  $n$  taşıyıcı konsantrasyonuna bağlıdır.

Literatürde yakalama tesir kesidinin azalan doğru beslem uygulama süresine göre hesaplanmasında

$$\frac{\Delta C_{\infty} - \Delta C_t}{\Delta C_{\infty}} = \exp(-\sigma V_{th} n) t \quad (2.59)$$

eşitliği kullanılarak yapılır [98]. Burada  $V_{th} = (3kT/m^*)^{1/2} \approx 10^7$  oda sıcaklığındaki termal hız,  $m^*$  etkin kütle,  $\Delta C_{\infty}$  belirli bir tuzak tamamen doldurulduğu zamanki kapasitans değişimi ve  $\Delta C_t$  belirli bir zamandaki kapasitans değişimidir. Beslem uygulama süresi azalırken tuzakların tamamen dolmadığı bir noktaya ulaşılır ve DLTS pik yüksekliği azalır.

Genellikle sıcaklık, DLTS pikinin olduğu aralıkta set edilir ve sadece beslem uygulama süresi her seferinde değiştirilerek DLTS ölçümü beslem uygulama süresi için yapılır.  $\ln[(\Delta C_{\infty} - \Delta C_t)/\Delta C_{\infty}] - t$  grafiği çizilirse, eğiminden  $\tau = (\sigma V_{th} n)^{-1}$  yakalama tesir kesiti hesaplanır [98]. Bu çalışmada Arrhenius grafiğinin eğiminden aktivasyon enerjisi ve y eksenini kestiği noktadan yakalama tesir kesiti hesaplanmıştır.

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

#### 3.1. Giriş

Bu bölüm, Sn/p-InP ve Au/n-InP Schottky diyotlarının yapımı için gerekli malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve yapımı ilgili bilgileri içerir. Hazırlanan numunelerin karakteristik parametrelerinin ölçümünde kullanılan aletler ve teknikler bu bölümde yer almaktadır.

#### 3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi

Schottky engel diyot yapımında iyi sonuçların alınabilmesi için, kullanılacak numunelerin yüzeyinin organik ve mekanik kirlerden iyice temizlenmiş olması gerekir. Bu sebeple kullandığımız numunelerin yüzey parlatılması fabrikasyon olarak yapıldığından, mekanik olarak parlatılmaya gerek kalmaksızın, kimyasal temizleme işlemi yapıldı.

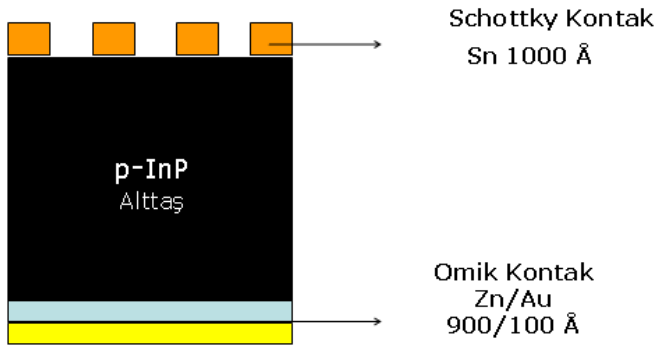
Numuneye uygulanan kimyasal temizleme işlemleri

- 1) Aseton' da 30 saniye yıkandı.
- 2) Metanol' da 30 saniye yıkandı.
- 3) Trikloretilen' de 30 saniye yıkandı.
- 4) ( $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O ; 3 : 1 : 1$ )' de 1 dakika yıkandı.
- 5) % 10'luk seyreltik HCl' de 1 dakika yıkandı.
- 6) Bol deiyonize su ile yıkandı.
- 7) Azot gazı ( $N_2$ ) ile iyice kurutuldu.

#### 3.2.1. LEC tekniğiyle büyütülmüş bulk p-InP kristali kullanılarak oluşturulan Sn/p-InP Schottky engel diyot yapısı

Bu çalışmada LEC tekniğiyle büyütülmüş 350  $\mu m$  kalınlıklı ve  $4-8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  konsantrasyonlu p-InP (Zn katkılı) kristali kullanıldı. Omik kontak yapımı için, öncelikle p-InP numunesi % 99,9 saflıkta Zn ve Au metalleri seyreltilmiş HF' de kimyasal olarak birkaç dakika temizlendi, sonra de-iyonize su ile çalkalanıp, azot

gazı ( $N_2$ ) ile kurutuldu. % 10' luk seyreltik HCl ile yıkanıp de-iyonize su ile çalkalanıp kurutulan ısıtıcı pota içerisine yerleştirildi. p-InP numunelerin mat kısmına vakum ortamında oda basıncı  $10^{-6}$  Torr değerine düştüğünde önce Zn metali ardından Au metali buharlaştırıldı. Böylece, p-InP' in mat kısmı üzerine Zn/Au tabakaları elde edilmiş oldu. Elde edilen p-InP/ZnAu numunesi azot gazı ortamında,  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' de 3 dakika termal tavlama işlemi sonrası soğumaya bırakıldı. Omik kontak işleminin yapılmasının ardından Schottky kontak yapımı için, p-InP' in parlak kısmına vakum ortamında maske yardımıyla 1mm çapında Sn buharlaştırılarak Schottky kontaklar yapıldı.



Şekil 3.1. Sn/p-InP SBD yapının yandan görünüşü

### 3.2.2. MBE tekniğiyle büyütülmüş epilayer n-InP kristali kullanarak oluşturulan Au/n-InP Schottky engel diyot yapısı

Alttaşların kalitesi yeterince yüksek olmaması nedeniyle, MBE yöntemiyle epitaxiel olarak alttaş üzerine daha kaliteli tabakalar büyütülmesi uygun görülür. Büyütülen epitaxiel tabakanın alttaşa göre yapısal özelliklerinin daha kaliteli olması için ve alttaşa bulunan kusurların daha sonra büyütülecek epitaxiel tabakaya geçmemesi için tampon tabaka daha yüksek sıcaklıklarda büyütülür. Bu çalışmada, VG80-H katı kaynaklı MBE sistemi kullanılarak epi-ready (epitaksiyel tabaka büyütmesine hazır halde) n-InP(100) alttaş üzerine  $5000\text{ Å}$  kalınlıklı tampon tabaka, daha sonra  $7000\text{ Å}$  kalınlıklı n-InP (Si katkılı) büyütüldü.

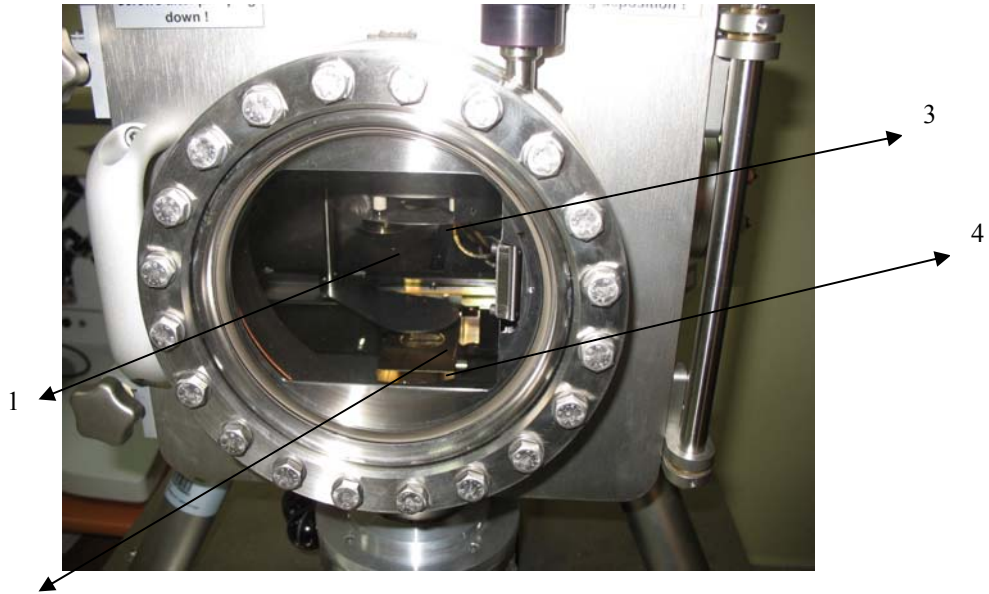


Resim 3.1. VG80H-10 MBE sistemi

MBE (Moleküler demet epitaksi) tekniği, yüksek saflıkta yarıiletken ince filmler üretmek için ultra yüksek vakum altında ( $10^{-9}$  Torr) kristal yüzeyi ve kaynak elementin buharlaşacak düzeye kadar ısıtılmasıyla elde edilen atom ya da moleküler demetlerin reaksiyonuyla oluşan bir epitaksiyel büyüme yöntemidir. Çalışmamızda kullanılan n-InP epitaksiyel tabaka Resim 3.1' de görülen VG80H-10 MBE sistemi kullanılarak büyütülmüştür. Bu teknikle büyütülen numunenin alttaş tarafından tüm yüzeyine omik kontak oluşturmak amacıyla, Resim 3.2' de görülen Termal Buharlaştırma Sisteminde kaplama sıcaklığı  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' de  $2.2\text{ A}^{\circ}/\text{sn}$  hızla, yaklaşık  $10^{-6}$  mbar vakumda  $1020\text{ A}^{\circ}$  kalınlıklı altın (Au) kaplandı.



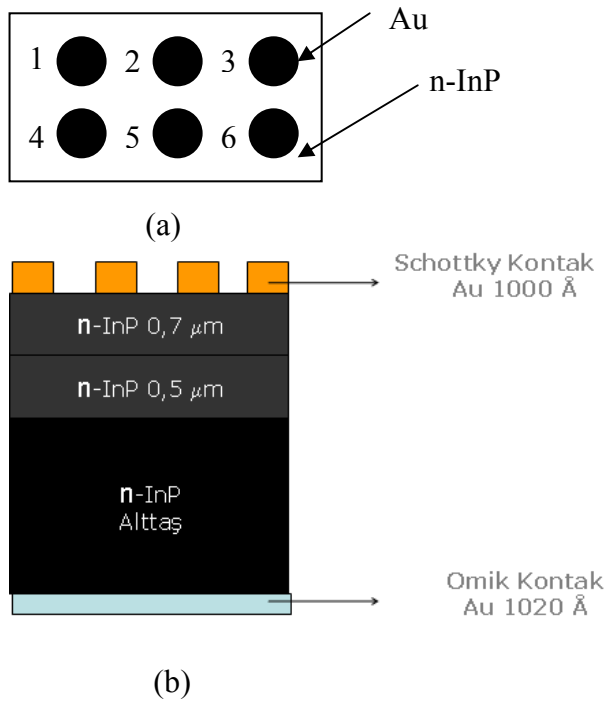
Resim 3.2. Termal Buharlaştırma Sistemi



2 Resim 3.3. Termal Buharlaştırma Sisteminde kontak işleminin yapıldığı kısım 1. Sensör 2. Kesici 3. Numune tutucu 4. Pota

Kaplama işlemi bittikten sonra numunenin sıcaklığı  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye indirilerek aynı vakum ortamında 10 dakika tavlandı. Daha sonra,  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{sn}$  hızla oda sıcaklığına kadar soğutuldu. Numune sistemden çıkarıldı. Noktasal Schottky kontak yapmak amacıyla, epilayer yüzeyine  $1\text{ mm}$  çaplı delikleri olan maske konularak numune yeniden Termal buharlaştırma sistemine konuldu ve sistem vakumlandı. Daha sonra  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{sn}$  hızla  $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar ısıtılarak,  $2.2\text{ A}^{\circ}/\text{sn}$  hızla  $1000\text{ Å}$  kalınlığında Au kaplandı. Aynı hızla yeniden soğutulularak numune sistemden alındı.

I-V, C-V ve DLTS ölçümleri için, numune bakır levha üzerine gümüş pasta ile yapıştırıldı ve doğrultucu kontaktların üstünden gümüş pasta yardımıyla iletken teller bağlandı. Şekil 3.2' de n-InP numunesinde kullanılan maske yardımıyla oluşturulan Au Schottky kontaktların üstten ve yandan kesiti görülmektedir.



Şekil 3. 2. Au/n-InP Schottky kontaktların (a) üstten ve (b) yandan görünüşü

### 3.3. Hazırlanan SBD Yapıların Elektriksel Karakterizasyonu İçin Kullanılan Deney Düzenekleri

Hazırlanan Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarının elektriksel karakterizasyonu G.Ü FEF Fizik Bölümü STARLAB' ta bulunan C-V ve I-V Laboratuarında ve



numunelerdeki derin seviyelerin varlığının araştırılması Hall-DLTS Laboratuvarında yapıldı. Resim. 3.4 ve Resim. 3.5’ de sırasıyla I-V, C-V,  $G/w$ -V ve DLTS ölçümleri için kullanılan cihazlar gösterilmiştir. Resim 3.6, DLTS cihazında numune tutucuya yerleştirilen numunenin üstten kesiti görülmektedir.



Resim 3.4. Sıcaklık bağımlı I-V ve C-V ölçümleri için kullanılan deney düzeneği

Hazırlanan Schottky engel diyotların sıcaklık bağımlı I-V, C-V ve  $G/w$ -V karakteristikleri 80 K- 400 K sıcaklık aralığında, sıcaklık kontrollü Janes 475 kriyostat kullanılarak ölçüldü. Numunelerin I-V karakteristikleri Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ile Keithley 614 elektrometre kullanılarak ölçüldü. C-V ve  $G/w$ -V karakteristikleri HP 4192 LF empedans analizörü (5 Hz- 13 MHz) yardımıyla 1MHz’de ölçüldü. Numunelerdeki derin seviyelerin varlığının araştırılması için DLTS ölçümleri, Sula DLTS sistemi kullanılarak 80- 350 K sıcaklık aralığında kaydedildi.



Resim 3.5. DLTS ölçümleri için kullanılan deney düzeneği



Resim 3.6. DLTS cihazında numune tutucuya yerleştirilen numunenin görüntüsü

### Ana DLTS Ünitesi

İşlem modları: C-V, C-T, DLTS, ve DDLTS.

Hassasiyet:  $N_T \sim 5 \times 10^{-6} (N_D - N_A)$ .

Atma üretici: Periyot: 0,2 ms - 1 s;

Atma genişliği: 0,3 - 100 ms.

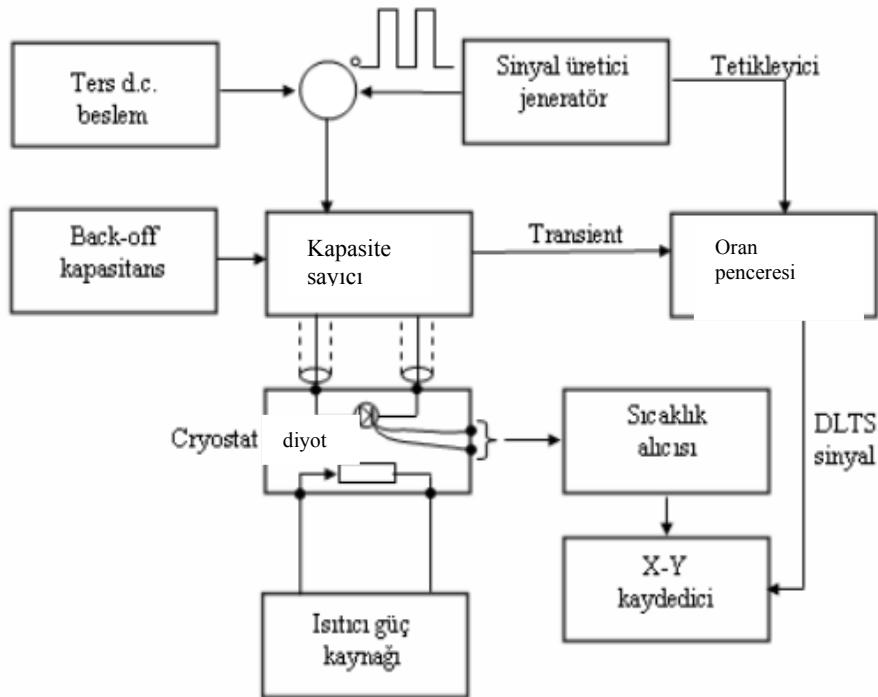
Hızlı kapasitans ölçer: Test Sinyali: 1 MHz,

0.1 V; Aralık: 10 - 1000 pF; Cevap zamanı: 3 ms.

Korelatör: Kare; Aralık penceresi:  $3-1,5 \times 10^4 s^{-1}$ .

### Kullanılan Soğuk Sistemler

Sıvı azot haznesi, Lakeshore 330 Kontrolcüsü (IEEE-488 & RS-232 arabirimli).



Şekil 3.3. DLTS ölçüm şeması

DLTS ölçüm sistemi, çift kapılı sinyal üretici, bir ya da iki puls jeneratörü, sıcaklık alıcısı, X-Y kaydedici, kapasitans sayacı, kapasite değişimlerini gözlemlediğimiz oran penceresi kısmı ve içerisine sıvı azotun konulduğu kroystattan oluşur.

DLTS ölçümünün en önemli mantığı ayarlanan oran pencereleridir. DLTS ölçüm sisteminin temel özelliği, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, seçilen oran penceresinin içerisinde bir kapasite değişimi görüldüğünde kaydedecek şekilde ayarlıyor olmasıdır.

Bir numunenin DLTS cihazıyla ölçümünde iyi sonuç alabilmek için, iyi Schottky diyot özelliği gösteren, düşük sızıntı akımına sahip, C-V grafiğinde nisbeten yüksek kapasite değişimi gözlenen bir numune olması tercih edilir.

DLTS ölçümünde, numuneyi içinde sıvı azotun bulunduğu cryostata yerleştirdikten sonra önce oda sıcaklığında C-V ölçümü yapılır. DLTS ölçümü, set edilen seçilmiş oran pencerelerinde (10ms-5ms-2ms-1ms...) ters beslemdeki diyoda doğru beslem voltajını, doğru beslem voltajının uygulanma süresi boyunca uygulayarak tuzakların dolması ve boşalmasından kaynaklanan kapasitans değişimini sıcaklığın bir fonksiyonu olarak pozitif ve negatif pikler şeklinde gözlenmesi demektir. Üniversitemizdeki DLTS sisteminde soğutma ünitesi olarak sıvı azot kullanıldığından DLTS ölçümleri sırasında 77 K sıcaklığına kadar inmek mümkünken, sıvı helyumun kullanıldığı soğutma sistemlerindeki DLTS ölçümlerinde 4 K gibi çok düşük sıcaklıklara inmek mümkündür.

## 4. DENEYSEL SONUÇLAR

### 4.1. Giriş

Bu bölümde, derin tuzak seviyeleri tespit edilen numunelerden sırasıyla MBE tekniği ve LEC tekniğiyle büyütülmüş n-InP ve p-InP kristalleri kullanılarak hazırlanan Au/n-InP ve Sn/p-InP Schottky engel diyotlarının sıcaklık bağımlı akım-voltaj (I-V) ve kapasite-voltaj (C-V) ölçümleri 20 K' lik adımlarla 80- 400 K sıcaklık aralığında alındı ve I-V ölçümlerinden ideallik faktörü, engel yüksekliği, doyma akım yoğunluğu, C-V ölçümlerinden engel yüksekliği, taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli, Fermi enerji seviyesi gibi karakterisitk Schottky diyot parametreleri hesaplandı. Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarında derin seviyelerin varlığı araştırılarak, derin tuzak seviyelerini karakterize etmek için tuzak enerjisi, yakalama tesir kesiti ve tuzak konsantrasyonu değerleri hesaplanıp literatürle kıyaslaması yapıldı.

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

Oda sıcaklığında yapılan I-V ölçümleri tek başına etkin akım iletim mekanizması (CCM) hakkında detaylı bilgi vermediğinden sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri etkin akım iletim mekanizmasının farklı yönlerini anlamamıza imkan sağlar. SBD yapılarında Termiyonik emisyon (TE), Difüzyon, Termiyonik emisyon-difüzyon,  $T_0$  etkili iletim, Termiyonik alan emisyonu (TAE), Alan emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme, Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ve Taşıyıcı oluşumu-yeniden birleşme gibi değişik akım mekanizmaları etkin olabilir. Etkin olan akım iletim mekanizması; yüzey hazırlama işlemleri, oksit tabakanın varlığı, metalden yarıiletkenine engel yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, sıcaklık ve voltaj gibi birçok parametreye bağlı olabilir [99]. Belirli bir sıcaklıkta tüm voltaj aralığında bir tek akım iletim mekanizması etkin olabileceği gibi, aynı anda iki veya daha fazla akım iletim mekanizması da etkin olabilir [24].

Bu çalışmada kullanılan diyotların I-V ölçümleri, “KEITLEY 2400 Picoammeter/ Voltage Source” cihazı ile Sn/p-InP numunesinde -3V-+3 V aralığında ve Au/n-InP numunesinde -1,5 V, 1,5 V aralığında her 20 K’ de tekrarlanan 0,005 Voltluk adımlarla alındı. Buradaki amaç diyotlarda etkin olan akım-iletim mekanizmalarını tartışmaktır.

Doğru beslem I-V ölçümleri yardımıyla hazırlanan diyotların ideallik faktörü, engel yüksekliği, doyma akım yoğunluğu gibi karakteristik diyot parametreleri her bir sıcaklık değeri için Sn/p-InP SBD ve Au/n-InP Schottky yapılarda hesaplanmıştır.

İdeallik faktörü sıcaklığa ve uygulanan gerilime bağlıdır ve genellikle değeri 1’ den büyük olmaktadır. İdeallik faktörünün 1’ den büyük olmasının birçok nedeni vardır. Bunlarda biri engel yüksekliğinin gerilime bağlı olmasıdır [12].

Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapıları için oda sıcaklığında I-V ölçümlerinden engel yüksekliği değerleri sırasıyla 0,82 eV, 0,60 eV ve ideallik faktörü değerleri 2,04, 1,53 olarak bulunmuştur. Sn/p-InP SBD v Au/n-InP SBD için her bir sıcaklıkta LnI-V eğrisinden elde edilen doyma akımı ( $I_0$ ), ideallik faktörü (n), engel yüksekliği ve  $\Phi_B(I-V)$  değerleri hesaplanmıştır.

LnI-V grafiklerinden görüldüğü gibi, her bir sıcaklık değeri için lineer bölgenin eğimi farklı olduğundan hesaplanan ideallik faktörleri de sıcaklığa bağlı olarak değişim gösterir. LnI-V eğrilerinin lineer bölgeleri çok küçük bir gerilim bölgesindedir. Kullanılan SBD yapıların ideallik faktörünün 1’ den çok büyük çıkması ve LnI-V eğrilerindeki lineer bölge aralığının çok küçük olması TE veya azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ihtimalini güçlendirir [22].

### 4.3. Kapasite-Voltaj (C-V) Ölçümleri ve Hesaplamaları

Düşük frekanslarda gözlenebilen arayüzey durumlarının etkisi ortadan kaldırmak için, sıcaklığa bağlı C-V ölçümleri yüksek frekansta (1MHz) yapıldı. Sn/p-InP SBD yapınının 1MHz’ de ters beslemde ölçülen kapasite-voltaj karakteristiğinden elde

edilen  $C^2$ -V eğrilerinin gerilim x eksenini kestiği noktadan bulunan  $V_0$  kesme geriliminden yararlanılarak difüzyon potansiyelleri bulundu. Bu doğruların eğimlerinden de Sn/p-InP ve Au/n-InP SBDs için  $N_A$  ve  $N_D$  alıcı, verici yoğunlukları hesaplanmıştır. 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 [39, 52]. Numunelerin sıcaklığa bağlı C-V ölçümleri 80- 400 K sıcaklık aralığında 1MHz'de ve -2 ile 6 V arasında, HP 4192A LF Impedans Analyzer cihazı ile yapılmıştır.

#### **4.4. Derin Seviye Kapasitans Değişimlerinin (DLTS) Ölçümleri ve Hesaplamaları**

İlk kez 1974 yılında Bell Laboratuvarında D.V.Lang tarafından kullanılan DLTS tekniği; yarıiletkenlerin yasak enerji aralığındaki kusur seviyelerini geniş bir sıcaklık aralığında inceleyen, kapasite değişimini sıcaklığın bir fonksiyonu olarak iki boyutta negatif ve pozitif yönlü pikler şeklinde gösteren bir tekniktir [66, 67]. Pikin pozisyonundan azınlık veya çoğunluk taşıyıcı tuzak olup olmadığını belirlemek mümkündür. Pikin altında kalan alan tuzak konsantrasyonunu ile doğru orantılıdır [66]. DLTS ile derin durumların tespiti üç adımda gerçekleşir. Bunlar

- a) Derin elektronik durumun işgal edilmesi (doğru beslem uygulanınca tüm tuzaklar dolu)
- b) İşgal edilme durumunun bozulması (ters beslem uygulanınca tuzaklar boşalmaya başlar)
- c) Bozulmadaki değişimin ölçülmesidir (uygulanan ters beslem voltajının neden olduğu kapasite değişiminin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçülmesi)

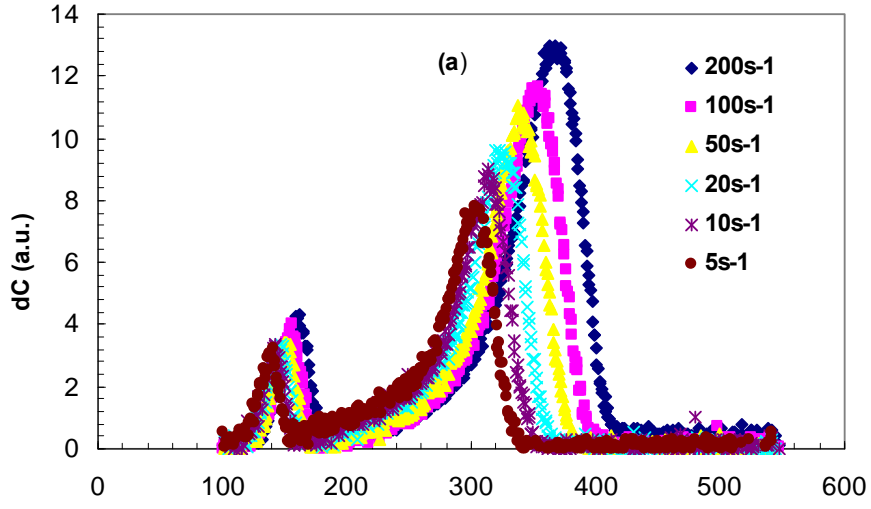
Laboratuvarımızdaki DLTS cihazını test etmek için, LEC tekniğiyle büyütülmüş, taşıyıcı konsantrasyonu  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olan, (100) yönelimli n-GaAs kristali kullanılarak hazırlanan Cu/n-GaAs/Au-Ge SBD yapıda DLTS ölçümü gerçekleştirildi. Bu numunenin daha önce Sheffield Halam Üniversitesinde Laplace

DLTS cihazı ile gerçekleştirilen DLTS ölçüm sonucu Şekil 4.1. (a)' da görülmektedir. Laplace DLTS cihazıyla 9 adet oran penceresi (2000- 1000- 500- 200- 100- 50- 20- 10- 5 s<sup>-1</sup>) seçmek mümkündür. Şekil 4.1. (a)' da görülen DLTS spektrumu Cu/n-GaAs/Au-Ge SBD yapıya, 2 V ters beslem voltajı ve 1 V doğru beslem voltajı uygulanarak seçilen 6 oran penceresi için Laplace DLTS cihazı ile gerçekleştirildi.

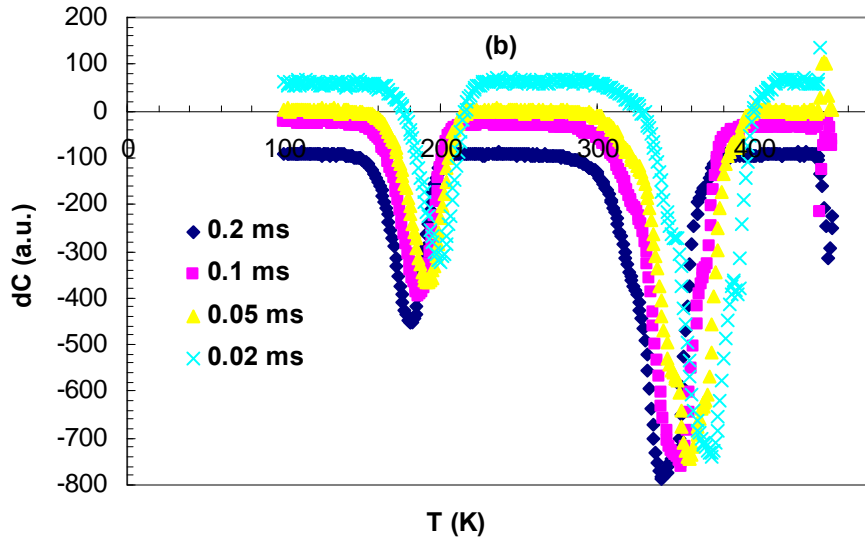
Daha sonra aynı numunenin DLTS ölçümleri üniversitemizdeki DLTS cihazı ile 1 V ters beslem voltajı ve 1 V doğru beslem voltajı uygulanmak suretiyle seçilen 4 oran penceresi için gerçekleştirildi ve elde edilen DLTS spektrumu Şekil 4.1 (b)' de görülmektedir. Dikkat edilirse Şekil 4.1 (a) ve (b)' de görülen piklerin pozisyonu her iki ölçümde de yaklaşık olarak 100- 200 K ve 300- 400 K sıcaklık aralığında kaydedilmiştir. İki cihazdan elde edilen pik büyüklükleri çok az farklı gözükmemektedir. Bu durum uygulanan ters beslem voltajının her iki ölçümde farklı olmasından ve her iki ölçümde seçilen oran pencereleri değerlerinin birbirinden farklı olmasından kaynaklanır. Piklerin yönü de her iki DLTS spektrumunda farklı yönlerde, bu durum ise DLTS cihazlarında kullanılan bilgisayar programında başlangıçta yön seçiminin farklı ayarlanmasındandır. Şekil 4.1. (c)' de gözlenen 2 adet derin tuzak seviyesinin aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesiti hesabı için kullanılan Arrhenius grafiği görülmektedir. Cu/n-GaAs SBD numunesinde iki farklı DLTS cihazıyla kaydedilen ölçümler birbiriyle uyumludur. Deneysel sonuçlardan görüldüğü gibi, Üniversitemizdeki DLTS cihazında başarılı şekilde ölçümler yapılmıştır.

Cu/n-GaAs SBD yapısında tespit edilen 2 adet derin tuzak seviyesinin hesaplanan aktivasyon enerjisi ( $E_T$ ), yakalama tesir kesidi ( $\sigma$ ) ve tuzak konsantrasyonu ( $N_T$ ) değerleri Çizelge 4.1' de görülmektedir.



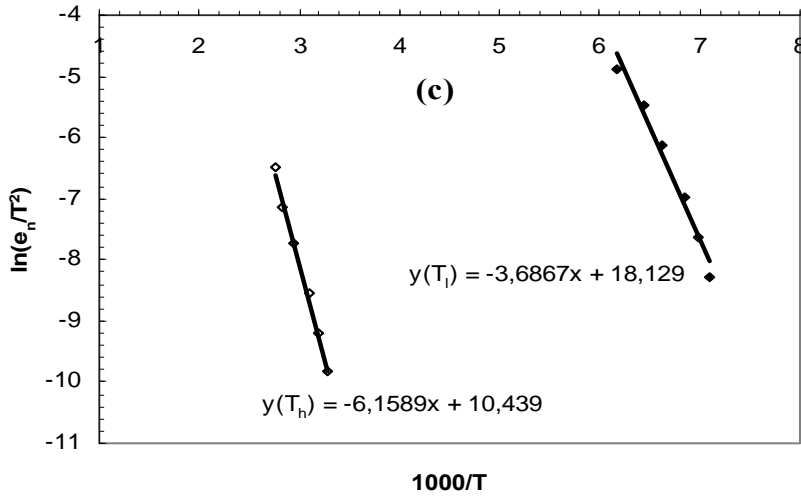


(a)



(b)

Şekil 4.1. Cu/n-GaAs SBD yapıda DLTS ölçümleri (a) Laplace DLTS cihazı ile (b) Sula DLTS cihazı ile (c) Arrhenius grafiği



(c)

Şekil 4.1 (Devam). Cu/n-GaAs SBD yapıda DLTS ölçümleri (a) Laplace DLTS cihazı ile (b) Sula DLTS cihazı ile (c) Arrhenius grafiği

Çizelge 4.1' den görüleceği gibi 0,75 eV aktivasyon enerjisine sahip derin seviye, literatürde iyi bilinen EL2 doğal bir kusur seviyesidir [66, 67]. Elektron tuzak seviyesi EL2, 0,76- 0,80 eV aralığında aktivasyon enerjisi bir doğal arsenik ters yerleşim kusuru ( $As_{Ga}$ ) olarak tanımlanır [67]. DLTS spektrumundaki pikin altında kalan alan tuzak konsantrasyonu ile doğru orantılıdır. Düşük enerjili proton radyasyonuna maruz kalan Au/n-GaAs SBD yapıda da 0,75 eV aktivasyon enerjisine sahip EL2 tuzak seviyesi tespit edilmiştir. Ancak uygulanan radyasyondan dolayı tuzak konsantrasyonunun arttığı rapor edilmiştir [66, 67, 111]. Bu çalışmada gözlenen bir diğer seviye ise 0,33 eV aktivasyon enerjili derin seviyedir, literatürde MBE ve LPE gibi iki farklı teknikle büyütülen GaAs kristali kullanılarak hazırlanan numunelerin her ikisinde de,  $E_c - 0,33$  eV enerji seviyesinde yerleşmiş derin seviye tespit edildi [112, 113]. Bu numunelerin yakalama tesir kesiti değerleri, bizim çalışmamızda kullanılan numunenin yakalama tesir kesiti değeriyle uyumlu olarak, sırasıyla  $5,7 \cdot 10^{-15}$  ve  $2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$  olarak hesaplandı ve bu kusur seviyelerinin GaAs' da Ga boşluğu ya da ters yerleşim kusuru gibi doğal bir kusur seviyesi olduğu yorumu yapıldı [112, 113]. Katkı konsantrasyonu yüksek olan Te katkılı ( $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) GaAs kullanılarak hazırlanan numunede EL3, EL5, EL6 ve EL17 olarak isimlendirilen dört adet derin seviyenin GaAs' daki galyum boşluğu ( $V_{Ga}$ ) ve arsenik

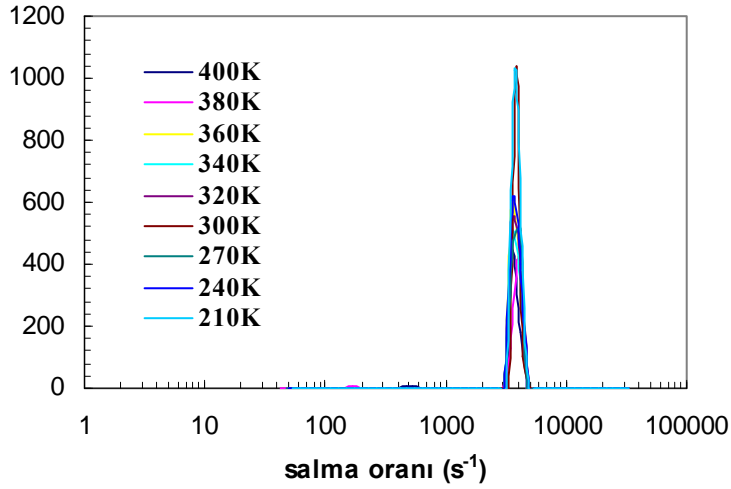
boşluğundan ( $V_{As}$ ) kaynaklanan kusur seviyeleri olduğu sonucu çıkarıldı [114].  $0,29 \pm 0,02$  eV aktivasyon enerjili ve  $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-17}$  cm<sup>-2</sup> yakalama tesir kesiti değerine sahip EL6 olarak isimlendirilen elektron merkezinin bizim çalışmamızdaki  $0,33$  eV aktivasyon enerjili derin seviye ile uyumlu olduğu sonucu çıkarıldı [114].

Çizelge 4.1. Cu/n-GaAs SBD yapıda DLTS spektrumundan elde edilen tuzak parametreleri

Tuzak parametreleri	Düşük sıcaklık piki	Yüksek sıcaklık piki
$E_T$	0,33 eV	0,75 eV
$N_T$	$1,41 \cdot 10^{15}$ cm <sup>3</sup>	$2,5 \cdot 10^{15}$ cm <sup>3</sup>
$\sigma$	$1,5 \cdot 10^{-16}$ cm <sup>-2</sup>	$1,6 \cdot 10^{-15}$ cm <sup>-2</sup>

Bu çalışmada kullandığımız DLTS cihazı ile 1MHz' de 77- 550 K sıcaklık aralığında, numunelerdeki derin seviyelerin varlığını araştırmak ve bu seviyelerin aktivasyon enerjisi, yakalama tesir kesiti ve tuzak konsantrasyonu gibi temel karakteristik parametrelerini hesaplamak mümkündür. Üniversitemizdeki DLTS cihazı, kirlilik ve kusurlardan kaynaklanabilen bu seviyeleri tanımlayan aktivasyon enerjisi, yakalama tesir kesiti ve tuzak konsantrasyonu parametrelerini otomatik olarak da hesaplama özelliğine sahip olduğundan bu sistemle yapılan hesaplamalarda elle yapılan hesaplamalardan kaynaklanabilecek hataları en aza indirmek ve hesaplanan parametrelerin doğruluğunu cihazdan kontrol etmek mümkündür.

Laplace DLTS ölçümleri için, DLTS spektrumunda tuzak seviyesinin gözlemlendiği sıcaklık aralığı seçilerek, binlerce kapasite değişiminin ortalamasının alınır ve matematiksel hesaplamalar için üç farklı algoritma kullanılır. LDLTS ile yakalama oranındaki ve aktivasyon enerjisindeki küçük değişimleri birbirinden ayırmak ve DLTS spektrumunda geniş tek pik olarak gözüken pikin aslında birbirine yakın aralıklarla yarıiletkenin yasak enerji aralığında yerleşmiş birden fazla tuzak seviyesi olup olmadığını tespit etmek mümkündür [108].



Şekil 4.2. Cu/n-GaAs SBD yapısında 400-210 K sıcaklık aralığındaki Laplace DLTS ölçümleri

Şekil 4.2' de ise Cu/GaAs SBD yapısında Laplace DLTS ölçüm sonuçları görülmektedir. Şekil 4.2' deki Laplace DLTS ölçüm sonuçlarında gözlenen sivri pikin anlamı, Şekil 4.1' deki DLTS spektrumunda, 200-400 K sıcaklık aralığında gözlenen pikin, birbirinden az farklı aktivasyon enerjisi değerlerine sahip birden çok tuzak seviyesinin bir bileşkesi değil de, yasaklanmış bant aralığında yerleşmiş bir tek enerji seviyesinin olduğunu gösterir. DLTS ölçüm sonuçlarında pikin gözleendiği sıcaklık aralığı set edilerek, binlerce kapasite değişiminin kullanılan 3 farklı algoritma ile ortalamasının hesaplandığı yüksek çözünürlüklü Laplace DLTS ölçümleriyle,

1. DLTS ölçüm sonuçlarında gözlenen yayvan piklerin, yarıiletkenin bant aralığında birbirine yakın aralıklarla yerleşmiş iki ya da daha fazla derin enerji seviyesinin bir Gaussian dağılımı olup olmadığını ayırt etmek
2. Salma oranını, tuzağın belli bir zamanda kaç tane taşıyıcı yakaladığının ya da saldığının bir ölçüsü olarak tanımlarsak, LDLTS ölçümleriyle tam olarak salma oranını tespit etmek
3. LDLTS ölçümlerinde sinyal/gürültü oranı ( $\geq 1000:1$ ) çok hassas olduğundan, geleneksel DLTS ölçümlerinde görülen gürültünün etkisini en aza indirmek mümkündür [98,108].

#### 4.5. Deneysel sonuçlar

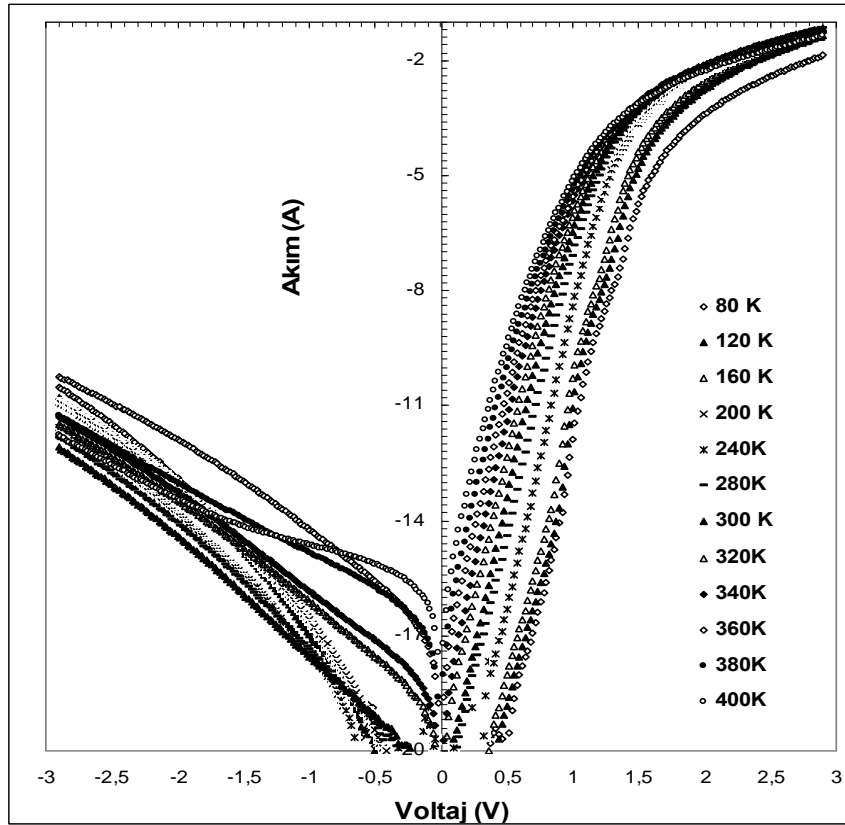
Bu çalışmadaki temel hareket noktamız, üniversitemizdeki MBE tekniğiyle büyütülen n-InP epitaksiyel ince tabakaları kullanılarak hazırlanan Au/n-InP SBD yapıda kusur ve kirliliklerden kaynaklanabilecek derin seviyelerin varlığını araştırarak tespit etmek ve bu derin seviyeleri aktivasyon enerjileri, yakalama tesir kesitleri ve konsantrasyonlarını hesaplamak suretiyle karakterize etmektir. DLTS cihazını Cu/GaAs SBD yapısındaki DLTS ölçümleri ile test ettikten sonra sırasıyla p ve n tipi çeşitli InP kristalleri kullanılarak hazırlanan Schottky yapılarda DLTS ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Derin seviyelerin tespit edildiği numunelerde ayrıca sıcaklığa bağlı I-V, C-V, G/w-V ölçümleri de yapılmıştır. Bundan sonraki kısımda Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarında sıcaklığa bağlı olarak kaydedilen I-V, C-V ve DLTS ölçüm sonuçları ve değerlendirilmesine yer verilmiştir.

##### 4.5.1. LEC tekniğiyle büyütülmüş p-InP kullanılarak hazırlanmış Sn/p-InP SBD numunesinde elde edilen deneysel sonuçlar

###### *Sn/p-InP SBD numunesinde sıcaklığa bağlı I-V ölçüm sonuçları*

Şekil 4.3, Sn/p-InP SBD numunesinin 80-400 K sıcaklık aralığında doğru ve ters beslem yarı logaritmik Ln I-V karakteristiğini gösterir. Şekil 4.3' deki Ln I-V grafiğinin doğru beslem kısmından her bir sıcaklık için Ln I-V grafikleri orta ( $\sim 0,1 V < V < 0,8 V$ ) voltaj bölgelerinde lineer bir bölge verirken yüksek voltaj ( $V > 1V$ ) bölgelerinde seri direncin etkisi yüzünden lineerlikten sapma görülür. Ln I-V grafiğinin lineer olması beklenir. Eğer Ln I-V grafiğinde lineerlikten sapma varsa, ideallik faktörü 1'den büyüktür, ideallik faktörü diyodun ideallikten sapmasını gösteren boyutsuz bir parametre olduğundan n' in 1'den büyük değerleri için bir arayüzey tabakasının varlığından veya tüketim bölgesindeki yeniden birleşmeden dolayı diyodun ideallikten uzaklaştığı söylenir. Ln I-V grafiklerden elde edilen ideallik faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı değerleri Çizelge 4.2' de görülmektedir. Şekil 4.4' de, ideallik faktörü artan sıcaklıkla azalmakta iken engel yüksekliği artan sıcaklıkla artmaktadır. Au/n-InP SBD yapıda da n ile  $\Phi_{B_0}$  arasında

sıcaklığa bağlı benzer bir ilişki vardır (Çizelge 4.5). Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.5' den görüldüğü gibi, Sn/p-InP SBD ve Au/n-InP SBD numunelerinde  $\Phi_{B0}$  ve  $n$  değerleri sırasıyla 0,23 eV ve 11,23(80 K) ; 0,94 eV ve 1,99 (400 K) ve diğer numunede 0,41 eV, 1,82 (160 K); 0,71 eV, 1,35 (400 K) arasında değişen değerler almaktadır.



Şekil 4.3. Sn/p-InP SBD yapının 80-400 K sıcaklık aralığında doğru ve ters beslem akım-voltaj (I-V) karakteristiği

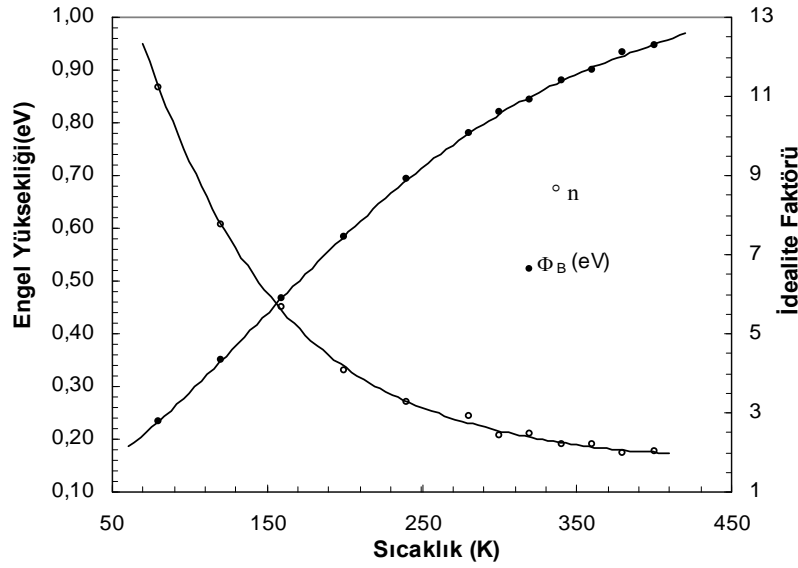
Çizelge 4.2 ve Şekil 4.4' de  $n$  ve  $\Phi_B$  değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri görülmektedir. Sıcaklık azaldıkça  $n$  değerleri yükselirken engel yüksekliği değerleri azalmaktadır. Asubay (2008) yaptığı çalışmada, Ti/p-InP/ZnAu Schottky diyotun I-V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerden, artan sıcaklıkla ideallik faktörü değerlerinin azaldığını; engel yüksekliği değerlerinin arttığını rapor etti [104]. İdeallik faktörü ve engel yüksekliğinin farklı sıcaklıklarda hesaplanan değerleri arasında benzer ilişki literatürde yapılan pek çok çalışmada görülmüştür [2-5, 9, 22, 35].

Metal/InP arayüzeyinde akım iletimi yüksek sıcaklıklarda daha fazla sayıda elektron yüksek engeli aşmak için gerekli enerjiye sahip olacağından, akım daha büyük Schottky engel yüksekliği olan bölgeden geçen akımla sağlanır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engelleri aşabileceğinden akım daha düşük Schottky engel yükseklikli bölgeden geçen akımla belirlenir [24, 25]. Sıcaklık arttıkça daha fazla elektron daha yüksek engeli aşabileceğinden I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği daha büyük olacaktır. Daha düşük sıcaklıklara gidildikçe, akımın çoğu düşük engelli bölgelerden ve taşıyıcılar difüzyon yoluyla da geçtiğinden I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği daha düşük olacaktır [11, 50].

Güllü ve ark. (2007), düşük sıcaklıklarda azalan BH ve artan n değerleri düzgün olmayan arayüzeydeki değişiklikler, homojen olmayan engel yapısı gibi diğer bazı etkiler tarafından meydana gelebileceğini belirttiler [48].

Çizelge 4.2. Sn/p-InP SBD yapıda 80-400 K sıcaklık aralığında I-V karakteristiklerinden elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklıkla değişimi

T (K)	$I_0$ (A)	n	$\Phi_{Bo}$ (eV)
80	$6,01 \times 10^{-12}$	11,23	0,23
120	$1,35 \times 10^{-11}$	7,76	0,35
160	$2,41 \times 10^{-11}$	5,66	0,46
200	$4,09 \times 10^{-11}$	4,05	0,58
240	$8,00 \times 10^{-11}$	3,26	0,69
280	$3,60 \times 10^{-10}$	2,90	0,77
300	$7,00 \times 10^{-10}$	2,40	0,82
320	$2,60 \times 10^{-09}$	2,44	0,84
340	$4,91 \times 10^{-09}$	2,19	0,88
360	$1,60 \times 10^{-08}$	2,18	0,89
380	$2,96 \times 10^{-08}$	2,02	0,93
400	$9,06 \times 10^{-08}$	1,99	0,94



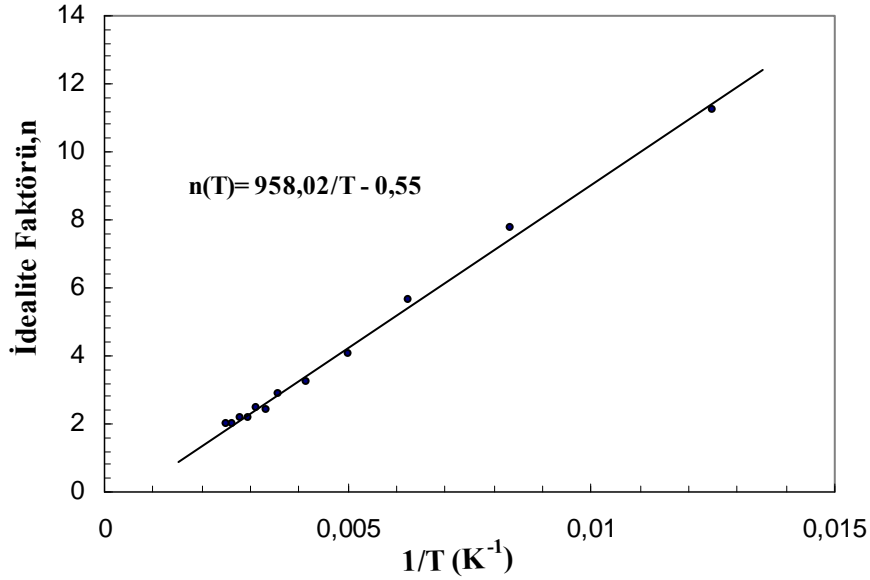
Şekil 4.4. Sn/p-InP SBD yapısında ideallik faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

$n < 1.10$  olduğun durumda diyota uygulanan voltajın tamamının tüketim bölgesi boyunca düştüğü, akımın TE teorisine uygun olarak gerçekleştiği, ideal durumdur. Metal/yarıiletken arayüzeydeki doğal oksit tabakadan veya arayüzey durumlarından dolayı uygulama voltajının bir kısmı da arayüzey tabaka boyunca düşer ve bu durum  $n > 1$  çıkmasına neden olur. Yarıiletkenin yüzeyi ne kadar temiz, kusur ve kirliliklerden arınmış olursa olsun bir metal ile yarıiletken atomik boyutlarda kontak haline getirildiğinde ince bir doğal oksit tabaka oluşur [57, 116].

İdeallik faktörü, değerlerinin 1'den büyük olması akım iletim mekanizmasında Termiyonik Emisyon (TE) teorisinden sapma olduğunu gösterir. Sn/p-InP için Şekil 4.5' de görüldüğü gibi, ideallik faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır ve Eş. 2.15 bağıntısına göre değişmektedir. Şekil 4.5' de ideallik faktörü  $n$  sıcaklığa bağlı değişmektedir. Eğer  $n-1/T$  grafiğinden lineer bir doğru elde ediliyorsa,  $n$  sıcaklık ve voltaja bağlı olarak değişiyor demektir. Şekil 4.5' deki doğrunun eğiminden  $T_0$ , eksenini kestiği noktadan  $n_0$  katsayıları bulunur. Sn/p-InP SBD yapısı için bu sabitler – 0,55 ve 958,02 K olarak bulunmuştur. İdeallite faktörünün bu davranışı ' $T_0$  anomali' olarak bilinir [46].



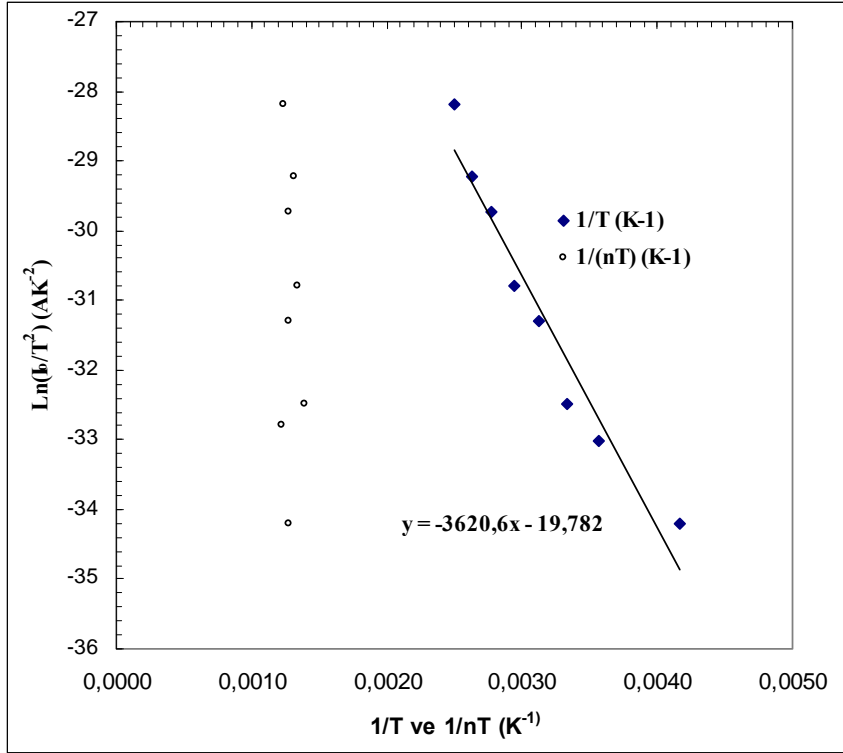
Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve ideallik faktörünün sıcaklığa bağılılığı olarak bilinen  $T_0$  etkisi aynı zamanda homojen olmayan engel yüksekliği, yeniden birleşme ve tünelleme akım bileşenleriyle de bağlantılıdır [24, 99].



Şekil 4.5. Sn/p-InP SBD yapıda ideallik faktörü n -1/T grafiği

Schottky diyotlardaki akım iletim mekanizması Termoiyonik Emisyon (TE) modeli ile açıklanır [29, 30]. İdealite faktörünün 1'den büyük olması

1. Metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakası ve arayüzey hallerinin varlığından
2. Yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımından
3. Arayüzeyde elektrik alan etkisiyle imaj kuvvetinin düşmesinden
4. Tüketim bölgesinde üretim/yeniden birleşme akımlarından kaynaklanabilir [24].



Şekil 4.6. Sn/p-InP SBD için Richardson grafiği  $\ln(I_0/T^2)$  -  $1/T$  veya  $1/nT$

Engel yüksekliğini değerlendirmek için Şekil 4.6 ile verilen Richardson grafiğini de kullanabiliriz. Eş. 2.35' in doğal logaritmasını alarak

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{B_0}}{kT} \quad (4.1)$$

Eşitliğini elde ederiz. Burada,  $\ln(I_0/T^2)$ ' nin sıcaklığa bağlı  $1/nT$ ' ye göre değişim grafiğinin eğimi  $e\Phi_{B_0}$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $\ln(AA^*)$  olan bir doğru olmalıdır.

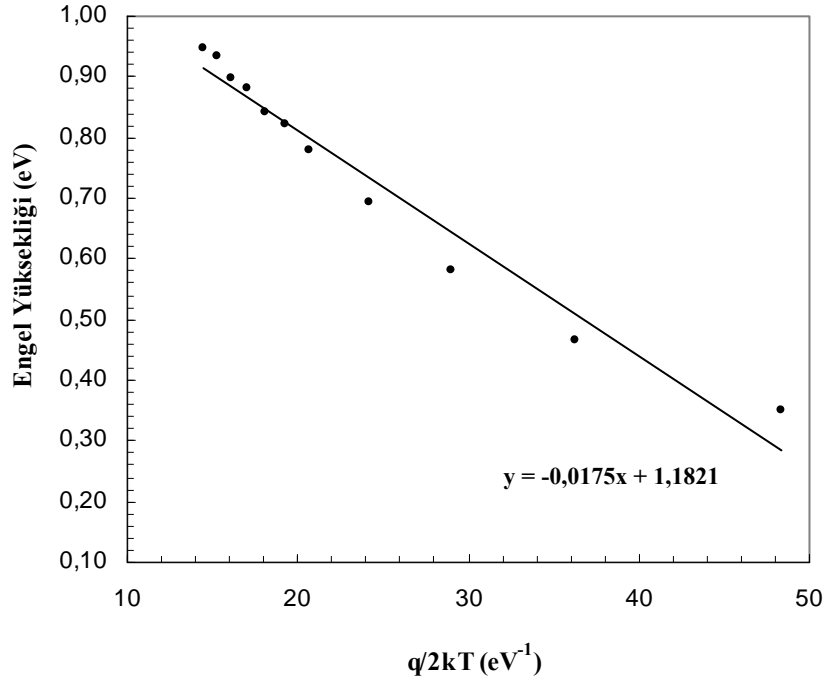
Şekil 4.6' dan görüldüğü gibi, özellikle düşük sıcaklık bölgesinde ( $T \leq 200$  K). geleneksel Richardson grafiği  $\ln(I_0/T^2)$  -  $1/T$  lineer olmayan bir davranış sergiler. Geleneksel Richardson grafiğindeki sapma BH' nin homojen olmayan uzaysal dağılımı, arayüzeydeki düşük ve yüksek engel alanlarının oluşturduğu potansiyel dalgalanmaları yüzünden olabilir [5, 22, 25]. Diyot boyunca akım potansiyel

dağılımında daha düşük engel boyunca akmayı tercih edecektir. Ama  $\ln(I_0/T^2) - 1/nT$  grafiği ölçülen sıcaklık aralığında lineerdir. Sn/p-InP diyodun Şekil 4.6' da gösterilen  $\ln(I_0/T^2)-1/nT$  eğrisinin lineer olması doyum akımı ( $I_0$ ) ifadesinde ideallik faktörünü de içermek gerekliliğini belirtir [12].

Şekil 4.6' da deneysel veriler 240- 400 K sıcaklık aralığında düz bir çizgiyle fit edilirse, aktivasyon enerjisi 0,312 eV olarak elde edilir. Aynı şekilde Sn/p-InP SBD için Richardson sabiti ( $A^*$ ) değeri  $8,16 \times 10^{-8} \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiğinin eğiminden elde edilir. Bu değer p-InP için literatürde [1] verilen  $A^* = 60 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  değerinden oldukça düşüktür.

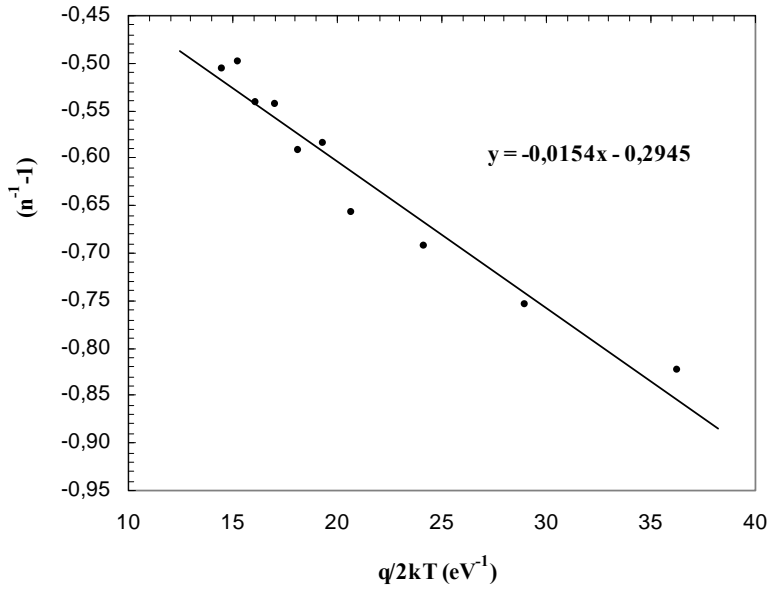
Horvath ve ark. (1998),  $A^*$  değerlerinin homojen olmayan engel yapısından etkilenebileceğini belirtti [47]. Song ve ark. (1986), kontak alanının her birinin belli bir engel yüksekliğine sahip pek çok alt alandan oluştuğunu ve birbirlerinden ayrılmış belli alanları olduğunu belirtti [12]. Ayrıca engel yüksekliğinin (SB) kontaklardaki değişimleri arayüzey oksit tabakadaki homojen olmayan durumlardan, düzgün olmayan arayüzey tabaka kalınlığından ve arayüzey yüklerinin dağılımından kaynaklanabileceği yorumunu yaptı [12]. Bu anormal davranışlar bir ortalama  $\Phi_{ap}$  ( $=\overline{\Phi}_{Bo}$ ) değeri ve  $\sigma_o$  standart sapması ile engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımını farzederek izah edilebilir. Engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımı Eş. 2.22.a ile verilir [12, 23, 33].

Şekil 4.7' de verilen  $\Phi_{Bo} - q/2kT$  grafiği Gaussian dağılımın bir ispatını vermek için çizildi.  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiği lineer bir doğru verir, bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan Eş. 2.22.a kullanılarak, sıfır beslem ortalama engel yüksekliği  $\overline{\Phi}_{Bo} (T=0) = 1,182 \text{ eV}$  ve doğrunun eğiminden sıfır beslem standart sapma değeri  $\sigma_o = 132 \text{ mV}$  olarak bulundu. Homojen olmayan arayüzeyin yapısını gözönüne aldığımızda,  $\sigma_o = 132 \text{ mV}$  değeri, engel yüksekliğinin ortalama değeri  $\overline{\Phi}_{Bo} = 1,182 \text{ eV}$  ile kıyaslandığında küçük değildir.



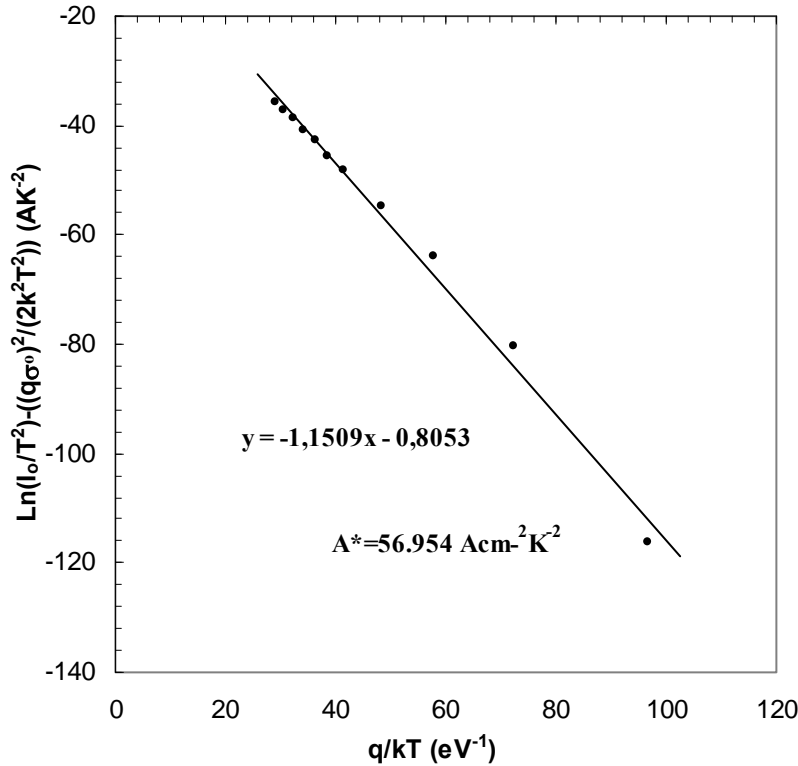
Şekil 4.7. Gaussian dağılımına göre Sn/p-InP SBD sıfır beslem engel yüksekliği  $\Phi_{B0}$  (I-V) -  $q/2kT$  grafiği

BH nin düşük sıcaklıklarda azalma göstermesi ortalama engel yüksekliği ve standart sapma ile Schottky kontak üzerinde BH değerleri bir GD sahipse termoiyonik alan emisyonu tarafından açıklanabilir [42,47, 48]. Karataş ve ark. (2006), arayüzey durum yoğunluğunu, seri direnci, arayüzey yalıtkan tabakayı ihmal ederek hesaplanan diyot parametrelerinin numunenin elektriksel karakteristiklerinde hataya neden olabileceğinin beklenen bir durum olduğunu belirttiler [49].



Şekil 4.8. Sn/p-InP SBD için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre ideallik faktörü ( $n^{-1}-1$ ) -  $q/2kT$  grafiği

Sıcaklık bağımlı ideallik faktörü Eş. 2.22.b eşitliğine dayanarak anlaşılabilir. Şekil 4.8' den görüldüğü gibi, Eş. 2.22.b kullanılarak, deneysel  $n_{ap} - q/2kT$  grafiğinin düşey eksenini kestiği noktadan elde edilen  $\rho_2 = -0,2945$  ve doğrunun eğiminden  $\rho_3 = -154$  mV olarak bulundu.  $n_{ap} - q/2kT$  grafiğinin lineer davranışı, ideallik faktörünün gerçekten SBH'nin GD ile açıklanabileceğini gösterir. Zaten sırasıyla, Şekil 4.7 ve Şekil 4.8' de görülen  $\Phi_{Bo} (I-V) - q/2kT$  ve  $n_{ap} - q/2kT$  grafikleri Gaussian Dağılımın varlığına bir kanıt olması için çizildi. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan oluşan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir. Elde edilen sonuçlara göre, bu homojen olmayan durumlar ve potansiyel dalgalanmaları özellikle düşük sıcaklık I-V karakteristiklerini önemli ölçüde etkiler. Bu durum özellikle, Şekil 4.6' de görülen Richardson grafiğindeki lineerlikten sapmaya neden olur [12, 25, 32].



Şekil 4.9. Sn/p-InP SBD yapıda sıcaklık bağımlı  $\ln(I_0/T^2) - ((q\sigma_0)^2)/(2k^2 T^2) - q/kT$

Şekil 4.6' dan görüldüğü gibi,  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$  grafiğinden aktivasyon enerjisinin 200 K' nin altındaki sıcaklıklarda lineerlikten saptığı görülür. Bu durumu engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre açıklamak için Şekil 4.9' da Eş. 2.24 eşitliğine göre çizilen Richardson grafiği  $(\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$  grafiği) bir doğru verir. Doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_{B0}$  ve verilen bir diyot alanı  $A$  için doğrunun y eksenini kestiği noktadan ( $= \ln AA^*$ )  $A^*$  değerleri bulunur.  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$  grafiğinden  $\bar{\Phi}_{B0}(T=0)$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 1,151 eV ve 56,95 A cm<sup>-2</sup> K<sup>-2</sup> olarak bulundu. Bulunan bu Richardson sabiti değerinin teorik p-InP ( $A^* = 60 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ ) [1] değeriyle uyumlu olduğu, ayrıca bu grafikten elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 1,151 \text{ eV}$  değerinin  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 1,182 \text{ eV}$  değeriyle oldukça yakın olduğu görülmüştür. Bu yüzden Sn/p-InP Schottky engel diyodun doğru beslem I-V karakteristikleri engel yüksekliklerinin bir Gaussian dağılımı ile Termoiyonik emisyonla dayanarak başarılı bir şekilde açıklanır.

*Sn/p-InP SBD numunesinde sıcaklığa bağlı C-V, G/w-V ölçüm sonuçları*

Şekil 4.10, Sn/p-InP SBD yapının 80- 400 K sıcaklık aralığında C-V, G/w-V karakteristiklerini gösterir. Şekil 4.10' dan görüldüğü gibi, C değeri yığılım bölgesinde her bir sıcaklıkta bir pik verir ve pik pozisyonu artan sıcaklıkla terslenim bölgesine doğru kayar. Şekil 4.10 (a)' da görüldüğü gibi her bir diyot için kapasitans değerleri sıfır beslemde pikler verirken iletkenlik değerleri hemen hemen artan voltajla beraber artar (Şekil 4.10. (b)). Ayrıca Şekil 4.10 (a)' dan görüldüğü gibi, sıcaklıktaki değişim kapasitenin bu anormal piklerinin pozisyonunu ve değerini üzerinde oldukça etkilidir. Şekil 4.10 (a)' da görülen pikler bu bölgede arayüzey durumlarının lokalize olduğunu göstermektedir. Şekil. 4.10 (b), Sn/p-InP SBD yapının 80- 400 K sıcaklık aralığındaki G/w-V karakteristiklerini ve özellikle düşük voltaj bölgesinde artan sıcaklıkla artış gösteren G/w değerini gösterir.

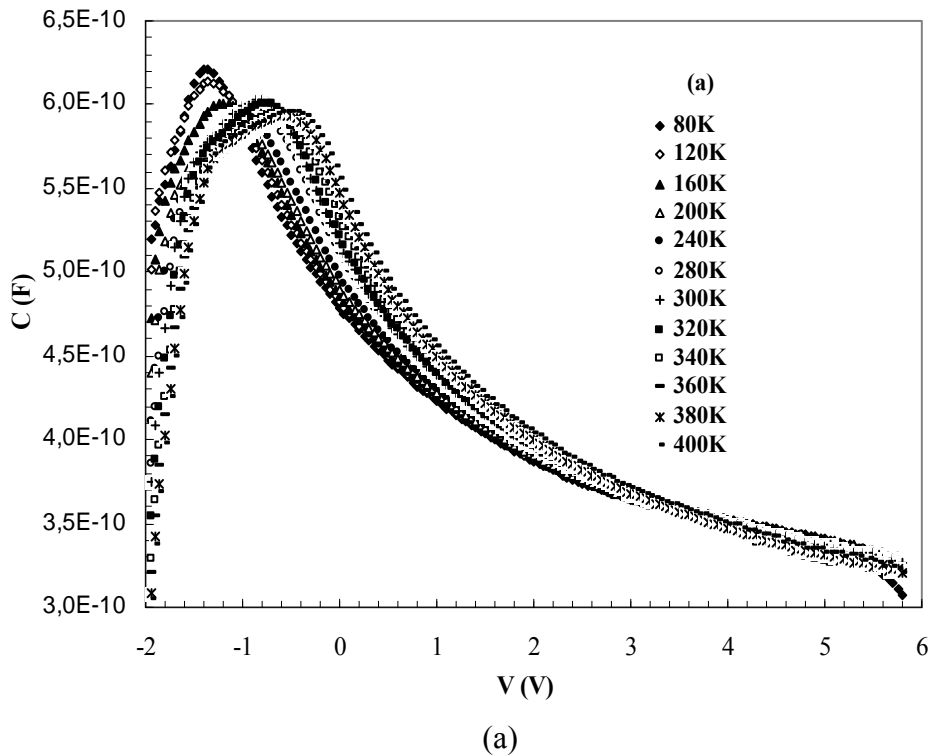
Sn/p-InP SBD numunesinde  $C^{-2}$ -V grafiği 1MHz' de Şekil 4.11' deki gibidir. Her bir sıcaklık için elde edilen  $C^{-2}$ -V eğrileri yeterince yüksek frekanslarda geniş bir voltaj bölgesinde bir doğru verir (taşıyıcı yaşam zamanı oldukça büyüktür).  $C^{-2}$ -V eğrisi her bir sıcaklık için seri direnç etkisi ve yarıiletkenle dengede arayüzey durumlarının varlığı yüzünden bir minimum gösterir.

Farklı sıcaklıklardaki C-V ve  $G/\omega$ -V deneysel sonuçlarından elde edilen  $N_{ss}$  ve  $R_s$  değerleri Çizelge 4.3' de verildi. Çizelge 4.3' den görüldüğü gibi,  $R_s$  ve  $N_{ss}$  değerlerinin her ikisi de artan sıcaklıkla beraber azalma gösterdi. Bu davranış arayüzey durumlarının veya yüzey yüklerinin yeniden yapılanmasına atfedilebilir. Ayrıca bulk Fermi enerji seviyesi çoğunluk taşıyıcı bant kıyısına doğru hareket eder, böylece enerji bant aralığındaki farklı enerjilerde  $N_{ss}$  değerleri tespit edilir.

Eş. 2.52 kullanılarak hesaplanan seri direnç ( $R_s$ ) değerleri her bir sıcaklık için Şekil 4.12' de görülmektedir.  $R_s$ 'nin sıcaklıkla değişimi grafiği Şekil 4.12' den görüldüğü gibi seçilen her bir diyot için  $R_s$  değerleri arayüzey durumlarının yoğun olduğu sıfır beslem durumunda pikler verir [115]. Şekil 4.12' de, seri direnç her sıcaklık için yığılım bölgesindeki pikin varlığı ara yüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki

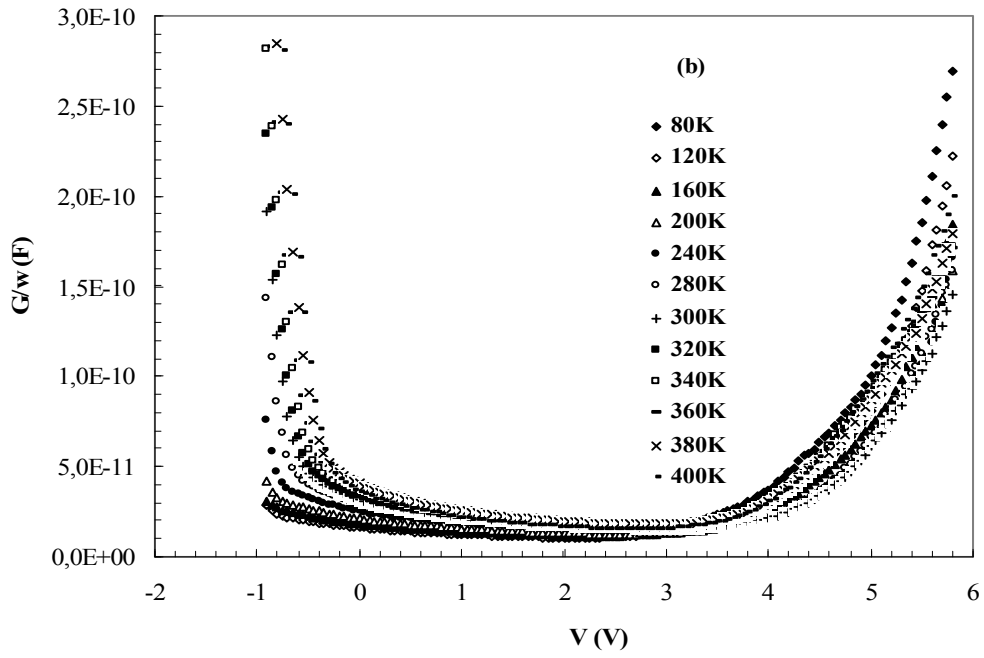
özel bir dağılımına atfedildi [100, 115]. Şekil 4.10' da yığılım bölgesinde seri direnç değerinin küçük olması gerekir. Şekil 4.10 ve Şekil 4.12' de yığılım bölgelerine bakıldığında bu durum görülebilir. Şekil 4.12' de seri direnç değerleri terslenim bölgesinde literatüre uygun olarak artan voltajla artmaktadır [57].

Sn/p-InP SBD yapıda 80- 400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerindeki pik maksimumları  $C_m$  ve  $G_m/\omega$  kullanılarak, sırasıyla Eş. 2.52 ve Eş. 2.53 eşitlikleri kullanılarak elde edilen  $R_s$  ve  $N_{ss}$  parametreleri Çizelge 4.3' de verilmiştir. Çizelge 4.3' den görüldüğü gibi artan sıcaklıkla birlikte seri direnç ve arayüzey durumlarının her ikisi de literatüre uygun olarak azalma görülmüştür [57].



Şekil 4.10. Sn/p-InP SBD yapıda 1MHz'de 80-400 K sıcaklık aralığında  
(a) C-V ölçümleri (b) G/w-V ölçümleri

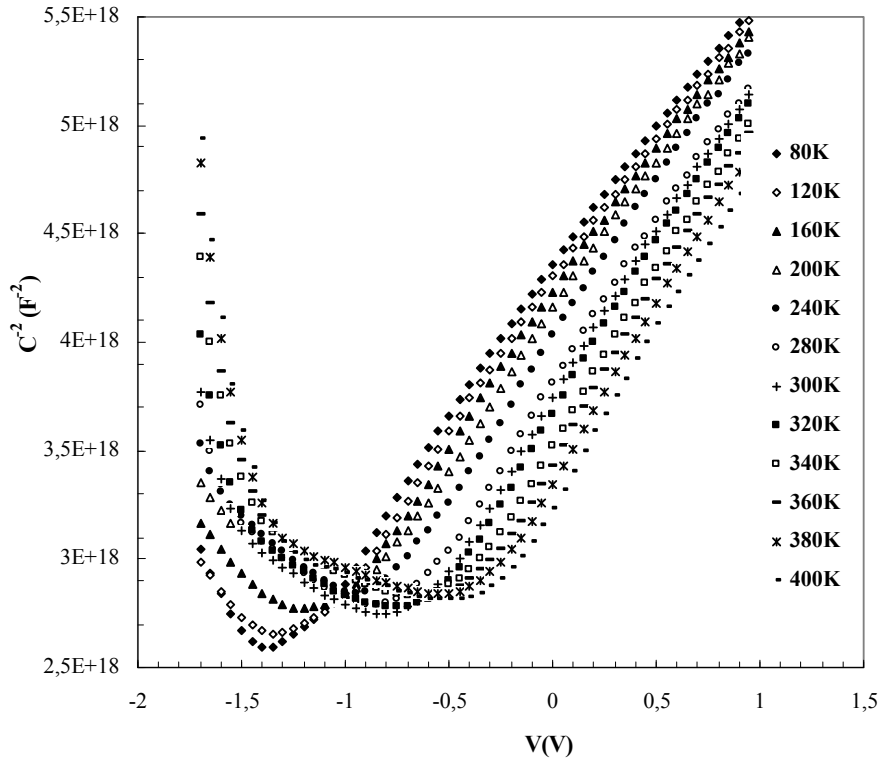




(b)

Şekil 4.10 (Devam). Sn/p-InP SBD yapıda 1MHz'de 80-400 K sıcaklık aralığında (a) C-V ölçümleri (b) G/w-V ölçümleri

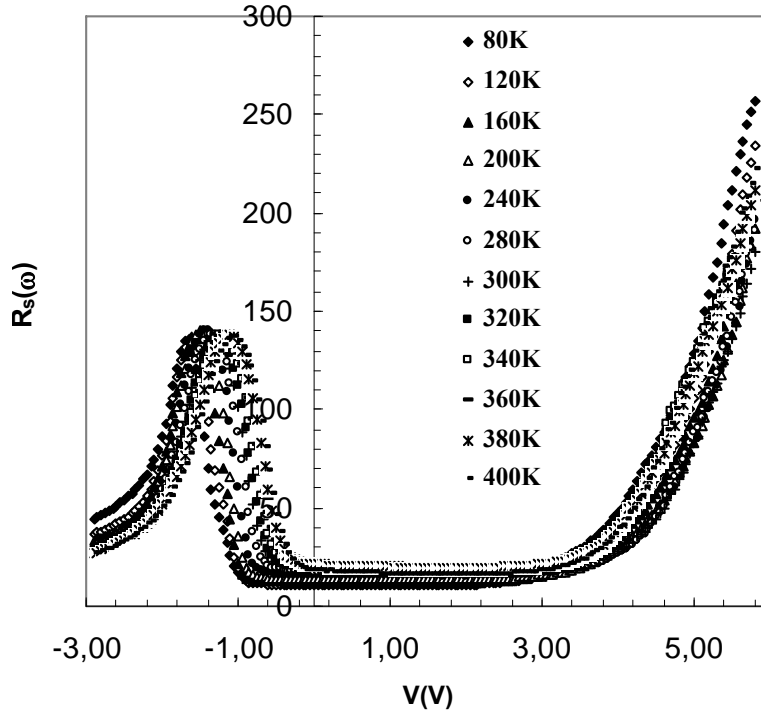
Metal/p-InP/ZnAu SBD yapısı için her bir sıcaklık değerinde  $C^2$ -V grafiğinin eğiminden Eş. 2.46.b eşitliği kullanılarak hesaplanan taşıyıcı konsantrasyonu, grafiğin V eksenini kestiği nokta ( $V_0$ ), Eş. 2.45 eşitliği kullanılarak difüzyon potansiyeli ( $V_D$ ) ve Eş. 2.50.b eşitliği kullanılarak, Fermi enerji seviyesi ( $E_F$ ) değerleri hesaplanarak Çizelge 4.4' de verilmiştir. Çizelge 4.4' den görüldüğü gibi literatüre uygun olarak artan sıcaklıkla  $V_0$  değerleri azalırken,  $E_F$  enerjisi artmıştır.



Şekil 4.11. Sn/p-InP SBD yapıda 1 MHz’de sıcaklık bağımlı  $C^2$ -V grafiği

Çizelge 4.3. Sn/p-InP SBD yapıda 80- 400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen parametreler

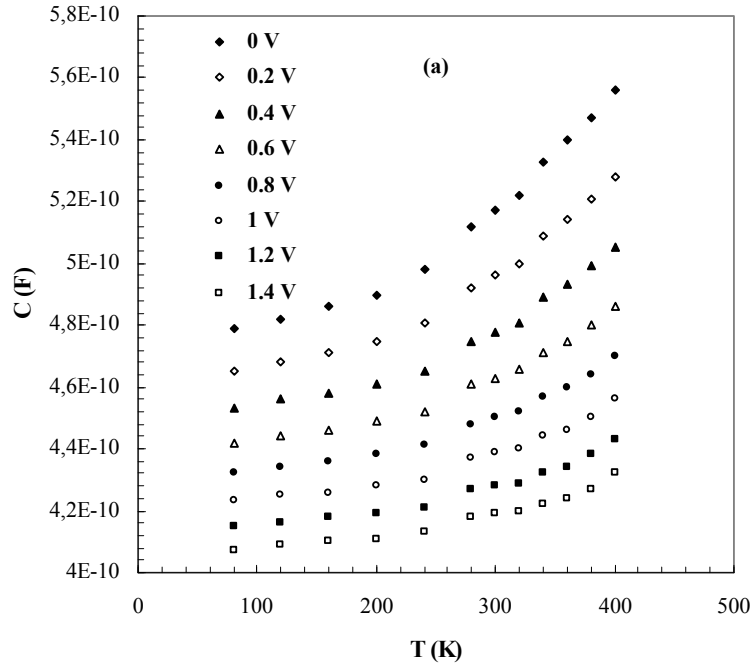
T (K)	$V_{max}$ (V)	$C_m \times 10^{-10}$ (F)	$G_m/\omega \times 10^{-10}$ (F)	$R_s$ ( $\Omega$ )	$N_{ss} \times 10^{11}$ ( $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ )
80	-1,4	6,21	1,86	70,33	3,45
120	-1,35	6,14	2,13	80,3	3,94
160	-1,3	5,99	2,63	97,85	4,85
200	-1,15	5,92	1,56	83,03	2,87
240	-0,95	5,93	1,04	45,69	1,91
280	-0,85	5,99	1,11	47,63	2,05
300	-0,8	6,03	1,23	51,71	2,27
320	-0,75	6,00	1,26	53,38	2,32
340	-0,65	5,94	1,04	45,54	1,91
360	-0,55	5,93	0,89	39,46	1,64
380	-0,5	5,93	0,90	40,22	1,67
400	-0,45	5,96	0,86	37,89	1,59



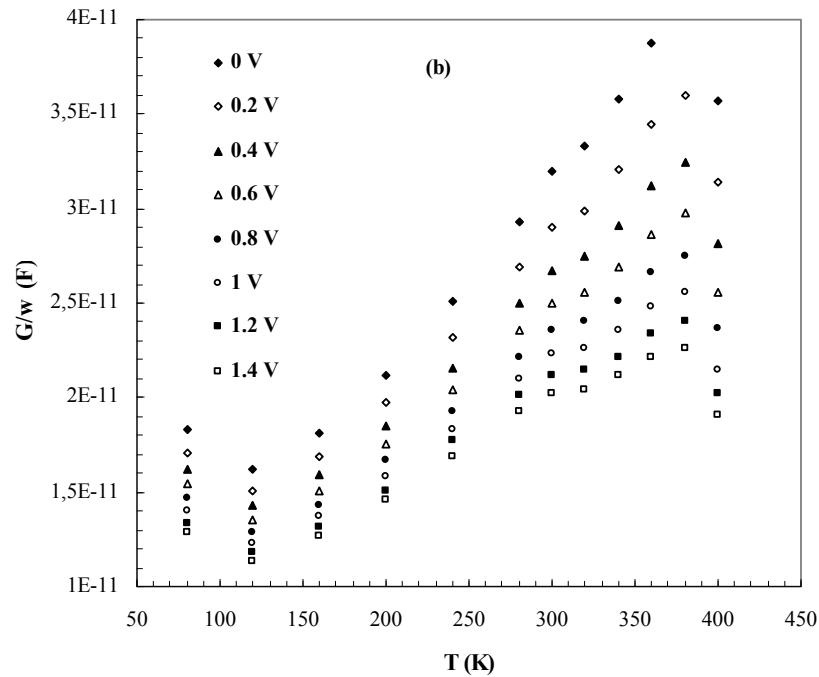
Şekil 4.12. Sn/p-InP SBD yapıda çeşitli sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak seri direncin değişimi

Çizelge 4.4. Sn/p-InP SBD yapıda 80-400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen  $N_A$ ,  $V_D$ ,  $E_F$  parametreleri

T (K)	$N_A \times 10^{17}$ (cm <sup>3</sup> )	n (I-V)	$V_o$ (eV)	$V_o/n$ (eV)	$E_F$ (eV)
80	1,46	11,23	3,46	0,30	0,035
120	1,45	7,76	3,37	0,43	0,053
160	1,42	5,66	3,27	0,57	0,071
200	1,38	4,05	3,09	0,76	0,085
240	1,30	3,26	2,83	0,86	0,108
280	1,25	2,90	2,57	0,88	0,127
300	1,21	2,40	2,45	1,02	0,137
320	1,18	2,44	2,36	0,96	0,147
340	1,15	2,19	2,18	0,99	0,157
360	1,12	2,18	2,09	0,95	0,167
380	1,13	1,99	2,05	1,02	0,176
400	1,15	2,02	2,02	0,99	0,184



(a)

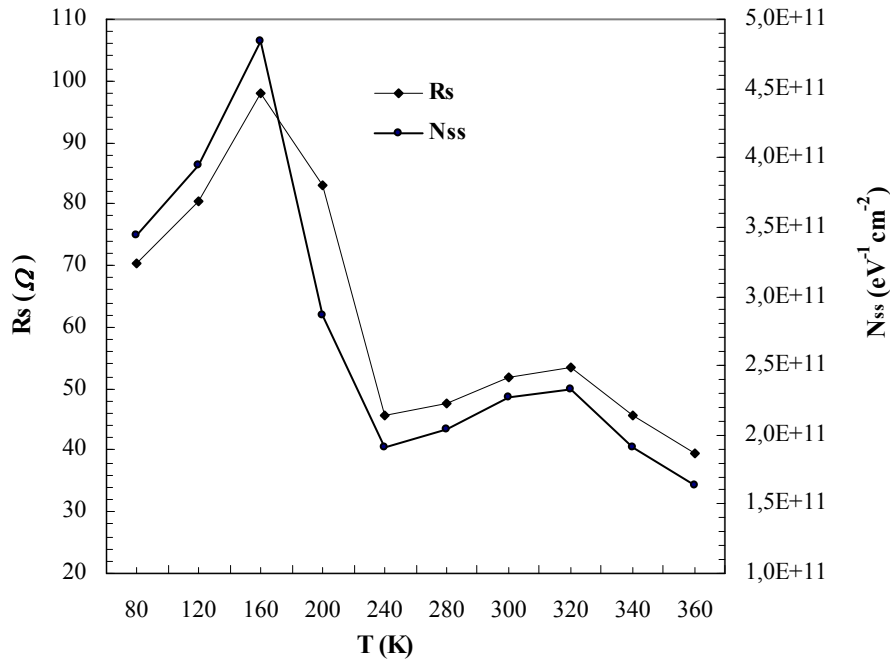


(b)

Şekil 4.13. Sn/p-InP SBD yapıda 0 V- 1.4V voltaj aralığında sıcaklık bağımlı (a) C-V (b) G/w-V karakteristikleri

Şekil 4.13 (a) ve (b), ölçülen sıcaklık aralığında kapasite (C) ve konduktansın (G/w) voltaj bağımlılığını gösteren grafiklerdir. Şekil 4.13 (a)' dan görüldüğü gibi, C

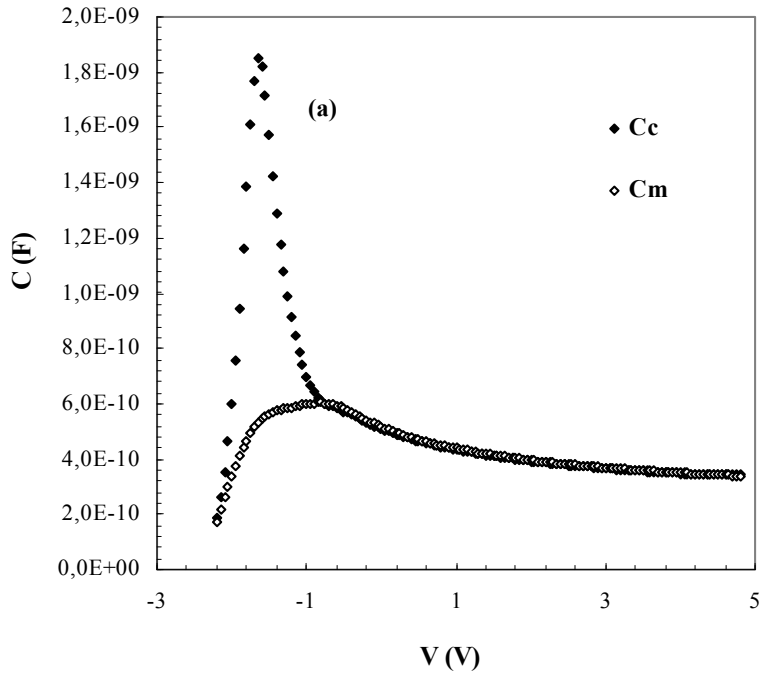
değerleri her bir voltaj değeri için özellikle yüksek sıcaklıklarda artan sıcaklık değerleriyle artış gösterir. Şekil 4.13 (b)' de görülen  $G/w$  değerleri artan sıcaklıklarla artış gösterir ve oda sıcaklığı civarında pik verir. Burada InP bant aralığında M/S arayüzeyinde yerleşmiş tuzakların tuzaktan kurtulmak için yeterli enerjiye sahip olduğu sonucuna varılır [12, 24].



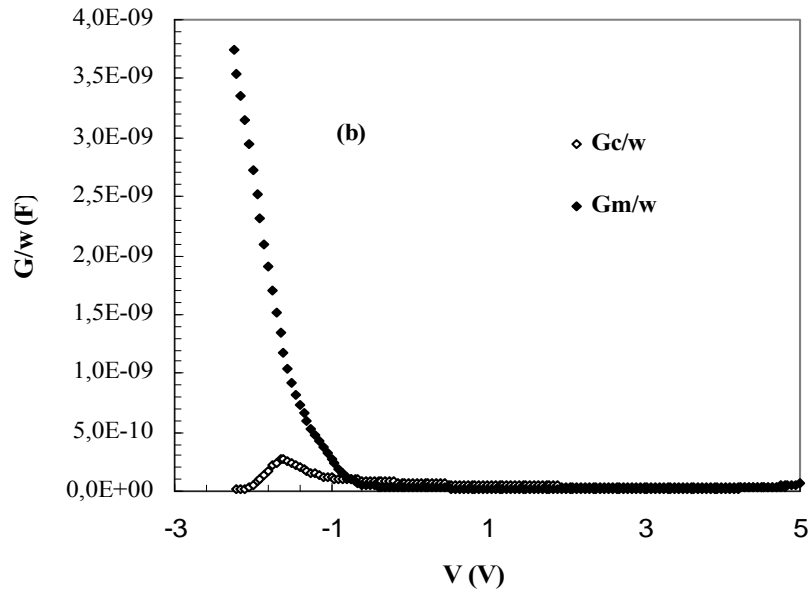
Şekil 4.14. Sn/p-InP SBD yapıda sıcaklık bağımlı  $R_s$  ve  $N_{ss}$  grafiği

Seri direnç ( $R_s$ ) ve arayüzey durumlarının ( $N_{ss}$ ) sıcaklığa bağlı olarak değişimi Şekil 4.14' de verilmiştir. Şekil 4.13' den görüldüğü gibi, Sn/p-InP SBD yapıda  $R_s$  ve  $N_{ss}$  değerleri her ikisi de 160 K civarında bir pik verir. Bu durum arayüzey atomlarının sıcaklıkla yeniden yapılanmasına atfedilebilir. Genelde, düşük sıcaklıklarda arayüzey durumlarının zaman sabiti ( $\tau$ ) azalır [116].

Şekil 4.15. (a) ve (b) seri direncin etkisi göz önüne alınarak Eş. 2.54 ifadeleriyle verilen eşitlikler kullanılarak düzeltme yapıldığındaki kapasite ve iletkenlik değerlerini göstermektedir. Şekil 4.15 (a)' da düzeltilen kapasitans değerinin yığılma bölgesine doğru gidildikçe artmakta olduğu, bunun aksine iletkenlik değerlerinin yığılma bölgesine doğru gidildikçe azalma gösterdiği gözlemlendi.



(a)

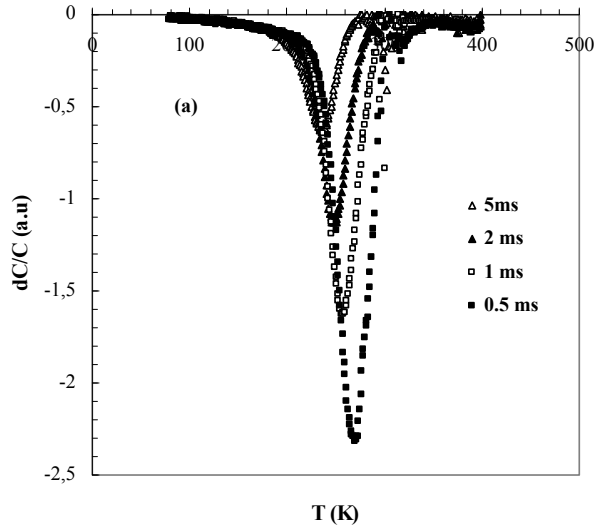


(b)

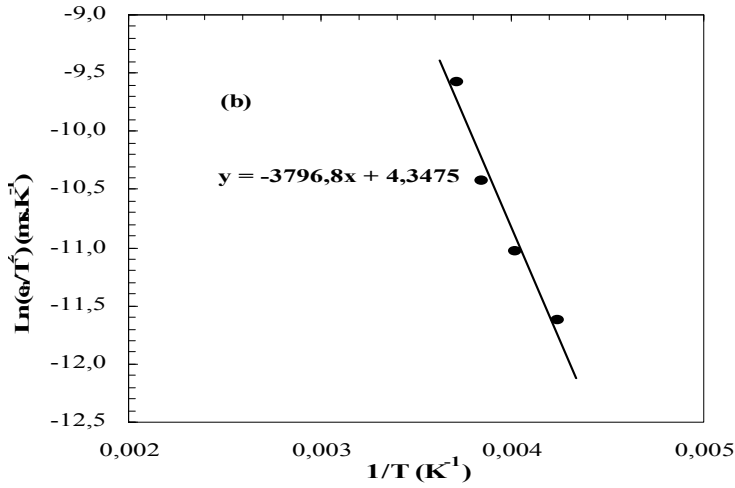
Şekil 4.15. Sn/p-InP SBD yapıda oda sıcaklığında 1MHz frekansa düzeltilmiş voltaj bağımlı (a) kapasite ve (b) konduktans grafikleri

*Sn/p-InP SBD numunesinde DLTS Ölçümleri ve Hesaplamaları*

Şekil 4.16 (a), Sn/p-InP SBD yapıda 80- 400 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilen DLTS ölçümünü ve Şekil 4.16 (b)' de DLTS ölçüm spektrumundaki pik maksimumlarından ve seçilen oran pencereleri değerlerine göre çizilen Arrhenius grafiğini göstermektedir.



(a)



(b)

Şekil 4.16. Sn/p- InP SBD yapıda DLTS ölçümü (a) 100-400 K sıcaklık aralığındaki DLTS spektrumu, (b) DLTS ölçümünden elde edilen Arrhenius grafiği

DLTS ölçümleri, Schottky diyotlara 1 V ters beslem voltajı ve 10 ms doğru beslem uygulama süresiyle 0,5 V doğru beslem uygulama voltajı uygulanarak, seçilen 4 oran

penceresi (5- 2- 1- 0.5 ms) için 80- 400 K sıcaklık aralığında Sula DLTS compact sistemiyle gerçekleştirildi ve 150-300 K sıcaklık aralığında gözlenen bir tuzak seviyesi Sn/p-InP SBD yapının DLTS spektrumunda Şekil 4.16.(a)' da görülmektedir.

Bu tuzağın aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesiti Şekil 4.16 (b)' de verilen Arrhenius grafiğinden ve Eş. 2.55 kullanılarak sırasıyla 0,31 eV,  $7,22 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  olarak hesaplandı. Eş. 2.58 kullanılarak tuzağın konsantrasyonu  $4,51 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  olarak hesaplandı. Literatürde Zn katkılı p-InP kristal kullanılarak hazırlanan malzemelerde 0,22 eV aktivasyon enerjili bir tuzak seviyesi LPE ve VPE teknikleriyle büyütülmüş numunelerin her ikisinde de görüldü. Bu kusur LPE tekniğiyle büyütülmüş numunede kirlilik-fosfor boşluğu kompleksi, VPE tekniğiyle büyütülmüş malzemede muhtemel bir kirlilik seviyesi olarak tanımlandı [117]. 120-273 K sıcaklık aralığında gözlenen bu seviye, bu çalışmadaki 0,31 eV aktivasyon enerjisine sahip kusur seviyesiyle yakın sıcaklık aralığında tespit edildi. Bu seviyenin yalıtılmış bir doğal kusur ya da Zn-ilişkili bir kusur seviyesi olduğu sonucu çıkarılabilir. Deneysel DLTS sonuçlarından InP bant aralığında  $E_v + 0,31 \text{ eV}$  enerji seviyesinde yerleşmiş tek tuzağın LEC tekniğiyle büyütülmüş p-InP numunesinde Zn-ilişkili kusur veya Zn katkılı p-InP kristali kullanılarak hazırlanan numunelerde benzer aktivasyon enerjisine sahip tuzak seviyesinin yalıtılmış bir doğal kusur olabileceği yorumu yapıldı [117, 118].

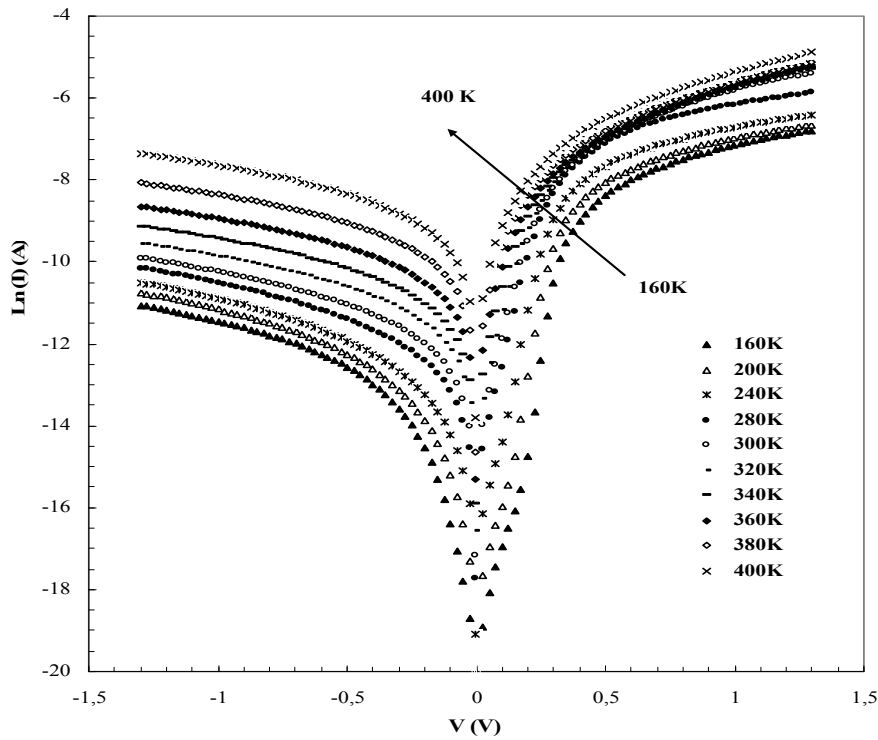
#### **4. 5. 2. MBE tekniğiyle büyütülmüş n-InP epitaksiyel ince tabakaları kullanılarak hazırlanmış Au/n-InP SBD numunesinde elde edilen deneysel sonuçlar**

##### *Au/n-InP SBD numunesinde sıcaklığa bağlı I-V ölçüm sonuçları*

Şekil 4.17, Au/n-InP SBD yapıda doğru ve ters beslem yarı logaritmik Ln I-V grafiğini 160- 400 K sıcaklık aralığında gösterir. Şekil 4.17' den görüldüğü gibi Ln I-V grafikleri düşük voltaj bölgesinde bir düz çizgi verir ama yüksek voltaj bölgesinde seri direncin etkisi yüzünden lineerlikten sapma görülür. Ters akım uygulanan ters



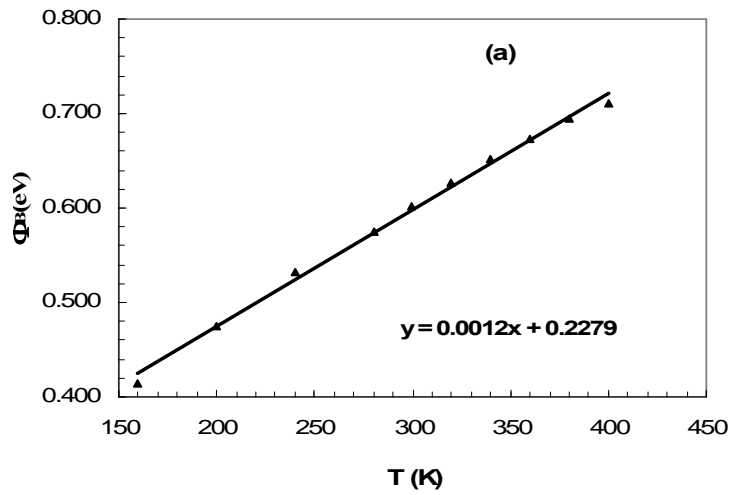
beslem voltajının artmasıyla artış gösterir. Ters beslem altındaki Au/n-InP SBD yapıda doyuma ulaşmama, homojen olmayan engel yüksekliği, M/S arasındaki yalıtkan tabaka ve engel yüksekliğinde imaj kuvveti azalması gibi nedenlerle izah edilebilir [24, 25]. Au/n-InP SBD yapıda Eş. 2.34, Eş. 2.35 ve Eş. 2.36 kullanılarak Şekil 4.17'nin lineer bölgesinden hesaplanan  $\Phi_B$ ,  $n$  ve  $I_0$  değerleri Çizelge 4.5'de verilmiştir. Çizelge 4.5'den görüldüğü gibi, Au/n-InP SBD yapıda  $\Phi_B$  ve  $n$  değerleri 0,41eV, 1,82 (160 K) ve 0,71eV, 1,35 (400 K) olarak hesaplanmıştır. Au/n-InP SBD yapıda artan sıcaklıklarla  $n$  değerleri azalırken,  $\Phi_B$  değerlerinin arttığı görülmüştür. Bu sonuç, hem çalışmamızdaki diğer numunemiz olan Sn/p-InP SBD yapısında hesaplanan parametrelerle hem de literatürle uyumludur [25, 26, 28-30, 48-51].  $n$  ve  $\Phi_{B0}$ 'nin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.18 (a) ve (b)'de verilmiştir.



Şekil 4.17. Au/n-InP SBD yapıda 160-400 K sıcaklık aralığında doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri

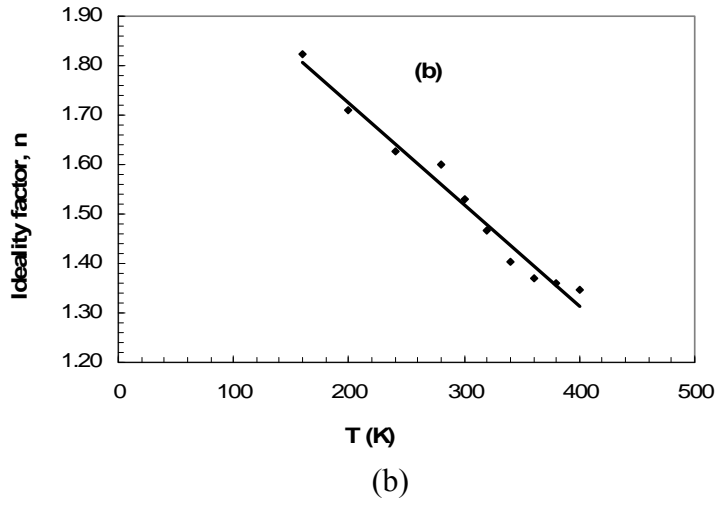
Çizelge 4.5. Au/n-InP SBD yapıda I-V karakteristiklerinden elde edilen karakteristik diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi

T (K)	I <sub>0</sub> (A)	n	Φ <sub>B</sub> (eV)
160	1,71 x 10 <sup>-10</sup>	1,82	0,41
200	3,33 x 10 <sup>-9</sup>	1,71	0,47
240	2,86 x 10 <sup>-8</sup>	1,63	0,53
280	2,77 x 10 <sup>-7</sup>	1,60	0,57
300	5,46 x 10 <sup>-7</sup>	1,53	0,60
320	1,08 x 10 <sup>-6</sup>	1,47	0,62
340	1,98 x 10 <sup>-6</sup>	1,40	0,65
360	3,76 x 10 <sup>-6</sup>	1,37	0,67
380	6,66 x 10 <sup>-6</sup>	1,36	0,69
400	1,37 x 10 <sup>-5</sup>	1,35	0,71



(a)

Şekil 4.18. Au/n-InP SBD yapıda sıcaklığa bağlı  $\Phi_B$  ve  $n$  grafikleri  
(a)  $\Phi_B$  -  $T$  grafiği (b)  $n$  -  $T$  grafiği



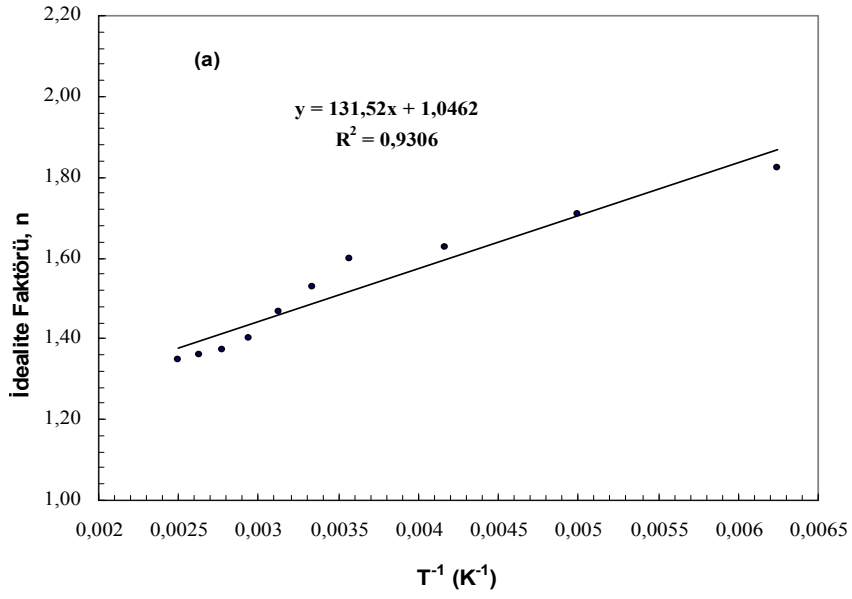
Şekil 4.18 (Devam). Au/n-InP SBD yapıda sıcaklığa bağlı  $\Phi_B$  ve n grafikleri  
(a)  $\Phi_B$ - T grafiği (b) n – T grafiği

Şekil 4.18 (a)' dan görüldüğü gibi,  $\Phi_B$  değerleri artan sıcaklıkla lineer olarak artar. Eş. 2.19.a eşitliğinde  $\Phi_B$  (0 K) ve  $\alpha$  sırasıyla 0,228 eV and  $1,23 \times 10^{-3}$  eV/K, olarak bulundu  $\Phi_B$  'nin bu davranışı engel yüksekliğinin rapor edilen negatif sıcaklık katsayısıyla uyumlu değildir. Şekil 4.18 (b)' den görüldüğü gibi, n değerleri ise artan sıcaklıkla beraber lineer olarak azalma göstermiştir.

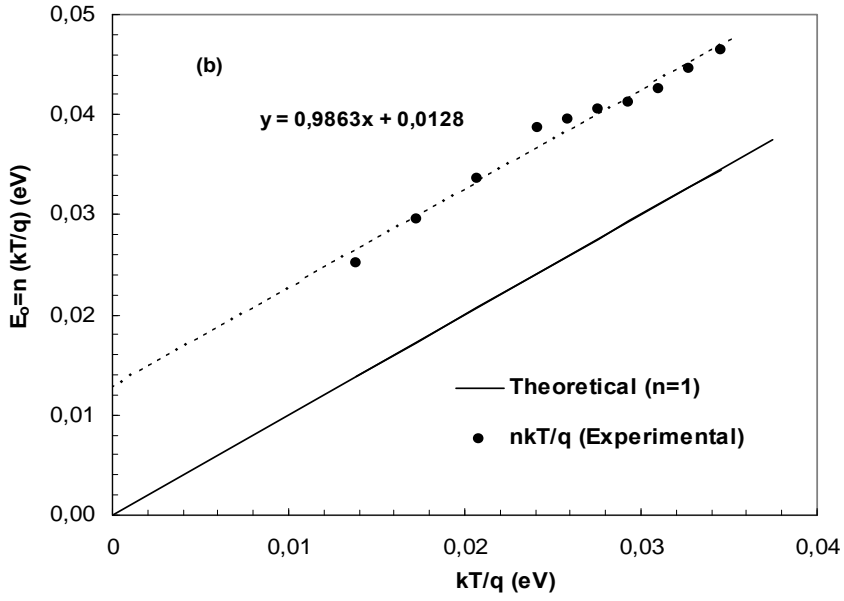
Şekil 4.19 (a)' dan görüldüğü gibi n değerleri azalan sıcaklıklarda daha büyük değer alır ve Şekil 4.19 (a)'dan ve Eş. 2.15 eşitliği kullanılarak  $n_0$  ve  $T_0$  değerleri sırasıyla 1,04 ve 131,52 K olarak hesaplanmıştır. Etkin olan akım iletim mekanizması anlamak için, ideallik faktörü deneysel ve teorik değerleri gösteren Şekil 4.19 (b)' deki  $nkT/q - kT/q$  grafiği analiz edilir. Şekil 4.19 (b)' den görüldüğü gibi deneysel ve teorik eğriler lineer ve birbirine paraleldir. Padovani ve ark. (1996), Richardson grafiğinde yüksek sıcaklıklarda n değerleri ideal duruma yakın iken sıcaklık azalmasıyla artan n değerlerini ve sıcaklık bağımlılığını  $T_0$  etkisi veya anomalisi olarak tanımlanmıştır [45]. n' in bu sıcaklık bağımlılığı homojen olmayan Schottky engeline atfedilebilir [58]. Sıcaklık azaldığı zaman akım işlevi yüksek n ve daha düşük etkin SBHs değerleri ile daha az düşük SBH bölgeleriyle kontrol edilir [24, 25]. Akım iletim mekanizmaları, yüzey hazırlama işlemleri, metal/yarıiletken (M/S) arayüzeyde homojen olmayan engel yüksekliği, M/S arayüzeyde yalıtkan tabakanın

kalınlığı, yalıtkan tabaka/yarıiletken arayüzeyde arayüzey durumlarının yoğunluğu, numunenin seri direnci ve yarıiletkendeki kirlilik konsantrasyonu gibi pek çok parametreye bağlıdır [5, 22-31].

TE, TFE, azınlık taşıyıcı difüzyonu, üretim-bir araya gelme ve çoklu adım tünelleme gibi birçok akım iletim mekanizması vardır. İdeallik faktörünün 1'den büyük değerler alması akım iletim mekanizmasında TE teorisinden sapmalar olduğunu gösterir. Alan emisyonu (FE mekanizması), tünelleme akım parametresi,  $E_{oo} \gg kT/q$  olduğu zaman önemli olur,  $E_{oo}$  karakteristik tünelleme enerjisidir. Termoyonik alan emisyonu mekanizması (TFE)  $E_{oo} \approx kT/q$  olduğu zaman baskın mekanizma olur. Eş. 2.13 kullanılarak,  $E_{oo}$  değeri 4,06 meV olarak hesaplanmıştır. Bu yüzden TFE ve FE, Au/n-InP SBD yapıda muhtemel akım iletim mekanizması değildir. FE mekanizması sadece oldukça düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı konsantrasyonlarında geçerli bir mekanizma olduğundan bu çalışmadaki numunelerde etkin akım iletim mekanizması değildir. Tünelleme akımı sadece yüksekçe katkılanmış yarıiletkenlerde ( $N_D \geq 1 \times 10^{17-18} \text{ cm}^{-3}$ ) önemli bir mekanizma olabilir. Ayrıca InP' in bant aralığına yakın oldukça yüksek BH değerine sahip ve oldukça düşük ters doyma akımına sahip diyotlarda geçerli bir mekanizma olan azınlık taşıyıcı difüzyonu bu çalışmadaki numunede etkin bir akım iletim mekanizması olamaz [56].

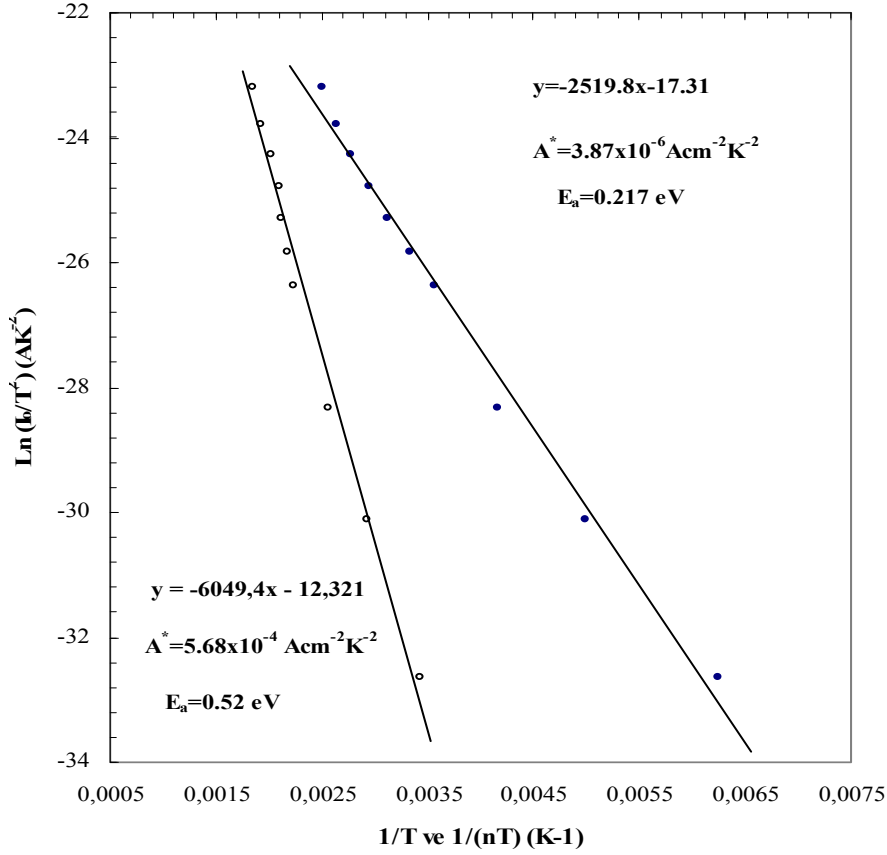


(a)



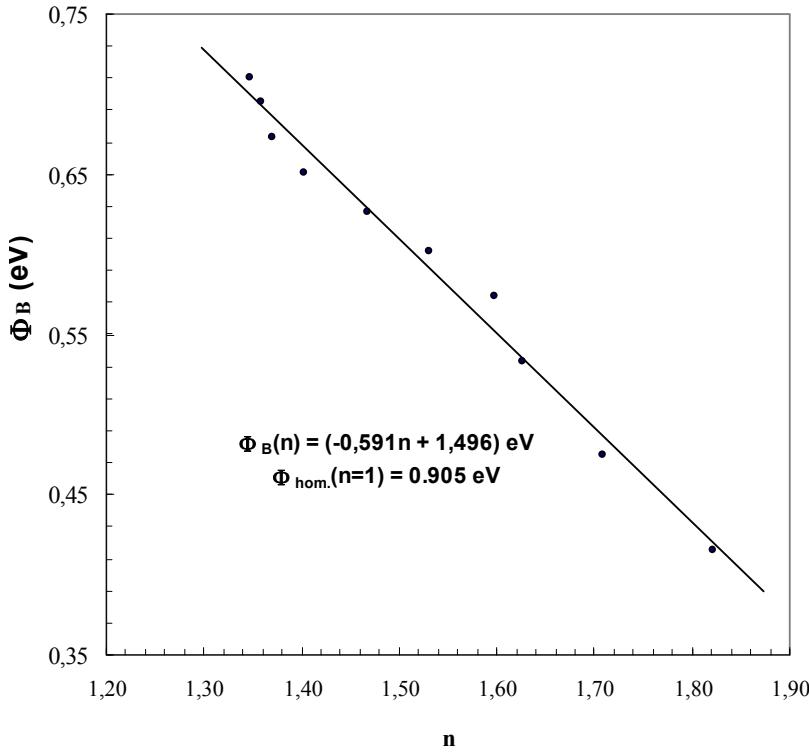
(b)

Şekil 4.19. Au/n-InP SBD yapıda (a)  $n - 1/T$  (b)  $E_0(=nkT/q) - kT/q$  grafikleri



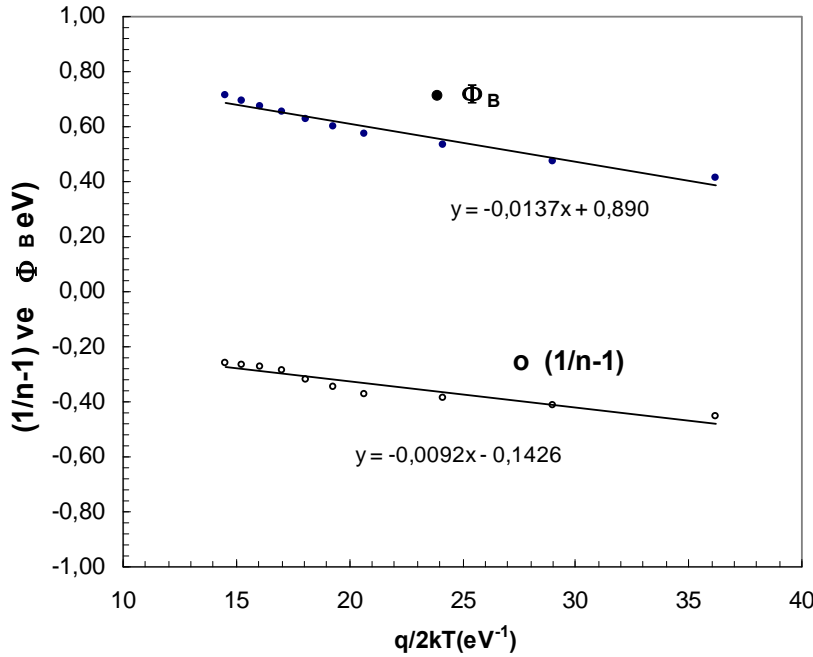
Şekil 4.20. Au/n-InP SBD yapıda  $\ln(I_0/T^2)$ -  $1/T$  ve  $1/nT$  Richardson grafikleri

Şekil 4.20, Au/n-InP SBD yapıda  $\ln(I_0/T^2)$ - $1/T$  ve  $\ln(I_0/T^2)$ - $1/nT$  Richardson grafiklerini gösterir. Grafiklerin her ikisinde de ölçülen sıcaklık aralığında lineer bölge bulundu.  $\ln(I_0/T^2)$  - $1/T$  grafiğinden aktivasyon enerjisi ( $E_a$ ) ve Richardson sabiti ( $A^*$ ) sırasıyla 0,217 eV and  $3,87 \cdot 10^{-6} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak ve  $\ln(I_0/T^2)$ - $1/nT$  grafiğinden 0,52 eV and  $5,68 \cdot 10^{-4} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak bulundu. Bu  $A^*$  değerleri literatürde n-InP için bilinen  $9,4 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  değerinden oldukça düşüktür [1]. Ayrıca özellikle  $\ln(I_0/T^2)$ - $1/T$  grafiğinin eğiminden hesaplanan 0,217 eV değeri InP' in enerji bant aralığının yarısının da altındadır.  $\ln(I_0/T^2)$ - $1/nT$  grafiğinden hesaplanan 0,52 eV değeri InP' in enerji bant aralığı ortasına yakındır. Bu sonuçlara göre akım iletim mekanizmasında sadece TE mekanizmasının etkin olduğunu söyleyemeyiz.



Şekil 4.21. Au/n-InP SBD yapıda deneysel sıcaklık bağımlı engel yüksekliği ve ideallik faktörü grafiği

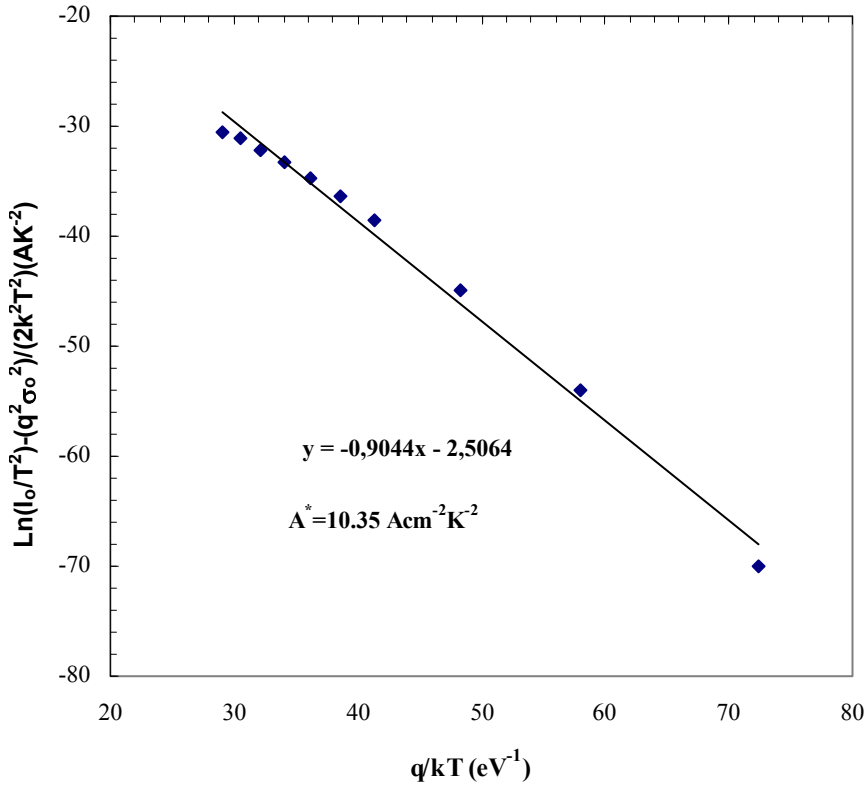
Şekil 4.21’ deki deneysel  $\Phi_B$ - n grafiğinden görüldüğü gibi, Au/n-InP SBD yapıda homojen olmayan engel yükseklikleriyle izah edilen  $\Phi_B$  ve n arasında lineer bir ilişki vardır.  $\Phi_B$ - n grafiği n=1’ e fit edildiği zaman yaklaşık 0,905 eV değerinde bir homojen engel yüksekliğine sahip olur. Özellikle düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğinin azalması ve ideallik faktörünün artması muhtemelen homojen olmayan engel yüksekliği yüzündendir. Şekil 4.22 ’de verilen deneysel  $\Phi_B - q/2kT$  ve  $n_{ap} - q/2kT$  grafikleri engel yüksekliklerinin bir Gaussian Dağılımını (GD) göstermek için çizildi.  $\Phi_{ap} - q/2kT$  (Şekil 4.22) grafiği, bir doğru verir, bu doğrunun y eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği Eş. 2.22.a eşitliği kullanılarak  $\overline{\Phi}_B (T=0) = 0,89$  eV ve doğrunun eğiminden standart sapma  $\sigma_o = 0,137$  V olarak bulunur. Benzer şekilde deneysel  $n_{ap} - q/2kT$  grafiğinin y eksenini kestiği noktadan, Eş. 2.22.b eşitliği kullanılarak  $\rho_2 = -0,1426$  ve doğrunun eğiminden  $\rho_3 = - 0,092$  V voltaj katsayısı değerleri hesaplandı, bu sonuçlar Schottky diyot alanında engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımının varlığını işaret eder.



Şekil 4.22. Au/n-InP SBD yapıda engel yüksekliklerinin bir GD'na göre görünen engel yüksekliği  $\Phi_B$  (I-V)  $-q/2kT$  ve ideallik faktörü  $(1/n-1) -q/2kT$  grafikleri

Şekil 4.23' den görüldüğü gibi, Eş. 2.24 eşitliğine göre  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$  grafiği, lineer bir doğru verir, bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_B$  ve kesim noktasından ( $=\ln AA^*$ ), verilen bir diyot alanı için Richardson sabiti  $A^*$  bulunur.  $\bar{\Phi}_B$  ve  $A^*$  sabitleri sırasıyla 0,904 eV ve  $10,35 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak hesaplandı.  $A^*$  için hesaplanan  $10,35 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  değeri n-InP için literatürde verilen teorik  $A^*=9,4 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  değeriyle oldukça uyumludur. Ayrıca Şekil 4.22' de görülen Richardson grafiğinden hesaplanan  $\bar{\Phi}_B=0,90 \text{ eV}$  değeri,  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_B=0,89 \text{ eV}$  değeriyle oldukça yakındır. Bu sebeple Au/n-InP Schottky engel diyodun doğru beslem I-V karakteristikleri engel yüksekliğinin bir GD ile TE teorisine dayanarak başarılı bir şekilde izah edilebilir.

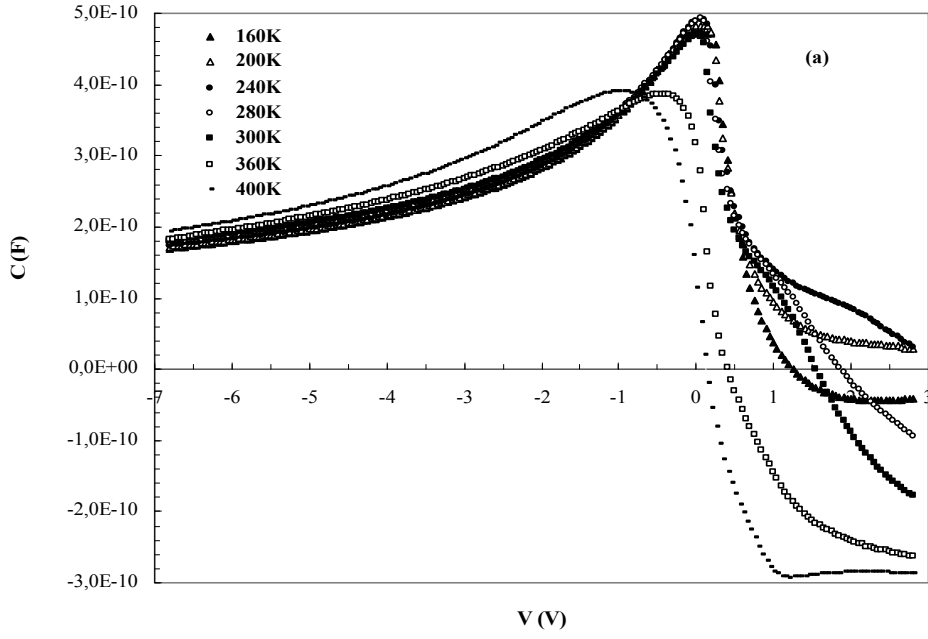




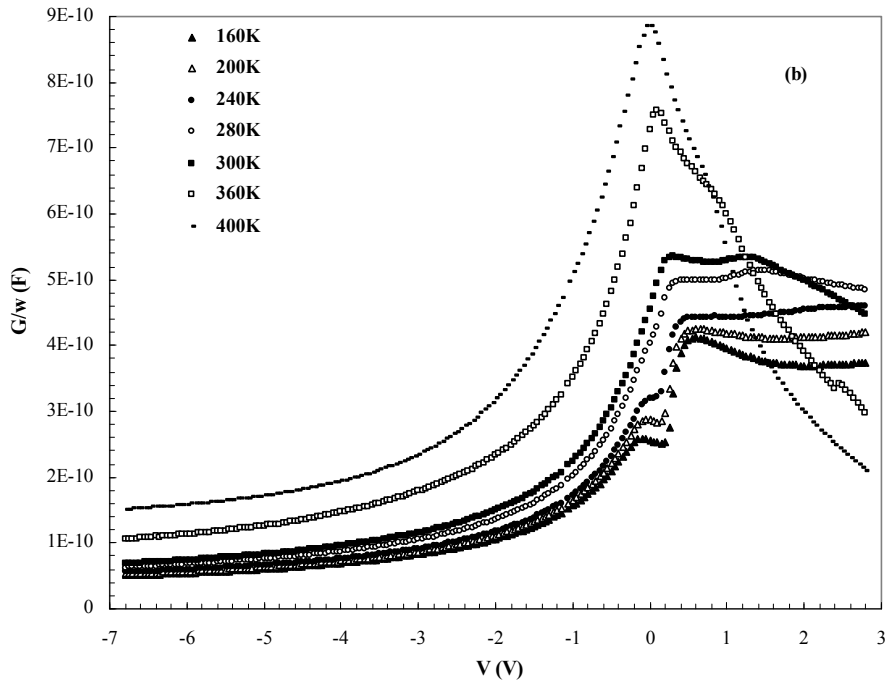
Şekil 4.23. Au/n-InP SBD için modifiye edilmiş  $\ln(I_o/T^2) - ((q\sigma_o)^2)/(2k^2 T^2) - q/kT$  grafiği

*Au/n-InP SBD numunesinde sıcaklığa bağlı C-V, G/w-V ölçüm sonuçları*

Au/n-InP Schottky engel diyodun C-V, G/w-V karakteristikleri 160- 400 K sıcaklık aralığında 1 MHz'de gerçekleştirildi. Yüksek frekanslarda ( $f \geq 1 \text{ MHz}$ ) arayüzey durumlarındaki yük ac sinyalinizleyemediğinden, düşük frekanslarda gelen etkileri ihmal etmek için C-V, G/w-V ölçümleri 1MHz'de yapıldı. Şekil 4. 24 (a) ve (b), Au/n-InP SBD yapıda 160- 400 K sıcaklık aralığında deneysel doğru ve ters beslem C-V ve G/w-V karakteristiklerini gösterir. Şekil 4.24 (a)' dan görüldüğü gibi, Au/n-InP SBD'un C-V karakteristiklerinde kapasite değerleri her bir sıcaklıkta -1-0 V voltaj aralığında bir pik verir ve pik pozisyonunun artan sıcaklıklarda tersinim bölgesine doğru kaydığı görülür. Ters beslem C-V eğrilerindeki pikin varlığı pek çok deneysel çalışmanın konusu olmuştur ve bu davranış arayüzey durumlarının yeniden düzenlenmesi, moleküler yeniden yapılanma ve seri direnç etkilerine atfedilmiştir [2, 12, 115].



(a)



(b)

Şekil 4.24. Au/n-InP SBD yapıda 1MHz'de 160- 400 K sıcaklık aralığında  
 (a) C-V ölçümleri (b) G/w-V ölçümleri

Şekil 4. 24 (b)' de diyodun doğru beslem bölgesinde,  $G/w-V$  karakteristiklerinin kesişmesi M/S arayüzeyinde arayüzey durumlarının özel bir dağılımına atfedilebilir. InP bant aralığında metal yarıiletken arayüzeyi arasında lokalize olmuş tuzakların tuzaktan kurtulmak için yeterli enerjiye sahip oldukları yorumu da yapılabilir. Şekil 4.25 (a) ve (b)' de Au/n-InP Schottky engel diyodun oda sıcaklığında kaydedilen C-V ve  $G/w-V$  karakteristikleri ile  $C^{-2}-V$  grafiği verildi.

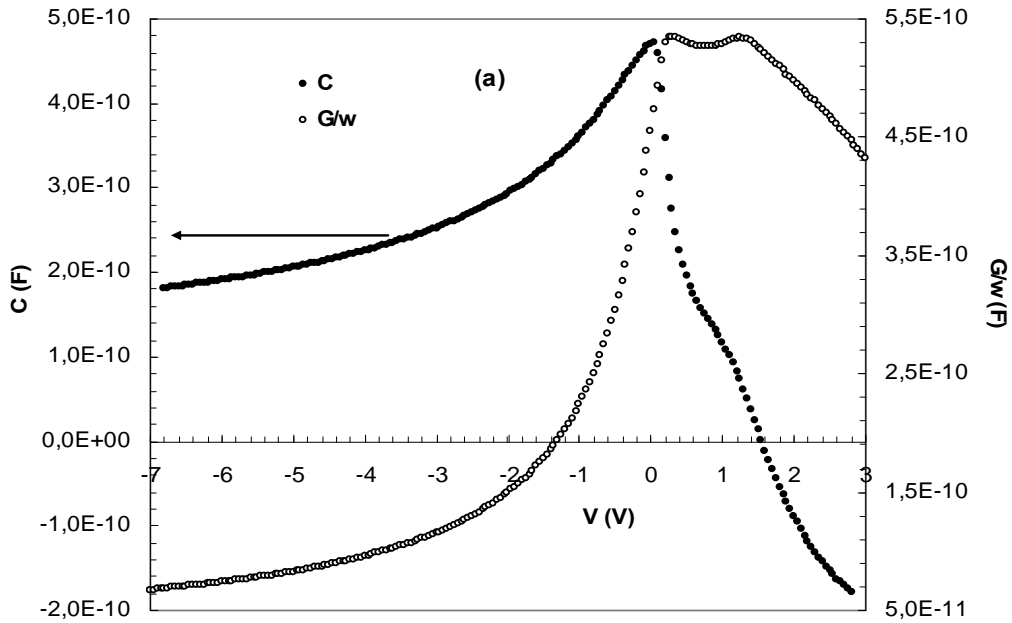
Şekil 4. 25 (a), Au/n-InP SBD yapıda oda sıcaklığında ölçülen C-V ve  $G/w-V$ ' nin değişimini gösterir. Şekil 4.25 (a)' dan görüldüğü gibi, kapasite tersinim ve tüketim bölgelerinde artan voltajla artış gösterir ve sıfır beslem voltajı civarında yığılım bölgesinde bir pik verir. C değerleri artan voltajlarla ( $V \geq 1,5$  V) negatif değerler alır.  $G/w$  değerleri ise aynı bölgede artan voltajlarla artış gösterir ama yığılım bölgesinde 0,35 ve 1,35 V civarında iki pik verir. Bu durum InP'ın yasak enerji aralığında iki farklı arayüzey durumunun lokalize olabileceğini de gösterir. Şekil 4. 25 (b)' den görüldüğü gibi, kapasite 0,2 V civarında yığılım bölgesinde bir pik verir. Bu pikin Schottky engel diyodun yüzey durumları ve seri direncin etkisi yüzünden olabileceği yorumu yapılır [2]. Şekil 4. 26, Au/n-InP SBD yapıda sıcaklığa bağlı  $C^{-2}-V$  eğrilerini göstermektedir. Ters beslem  $C^{-2}-V$  grafiği Şekil 4.26' dan Eş. 2.46.a, Eş. 2.47 ve Eş. 2.50.a kullanılarak hesaplanan oda sıcaklığındaki  $N_D$ ,  $E_F$  and  $\Phi_B$  (C-V) değerleri sırasıyla  $4,62 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , 0,162 eV ve 0,69 eV olarak hesaplandı.  $\Phi_B(C-V)$ ' nin bu değerinin  $\Phi_B(I-V)$ ' den elde edilen değere göre daha büyük çıkması I-V ve C-V ölçümünün doğasından kaynaklanan beklenen bir durumdur. Şekil 4.26' da Au/n-InP SBD yapıda 1MHz'de 160- 400 K sıcaklık aralığında ölçülen  $C^{-2}-V$  karakteristiklerinin geniş bir voltaj bölgesinde lineer olduğu görülmektedir.

Au/n-InP SBD yapıda,  $C^{-2}-V$  eğrilerinin eğiminden Eş. 2.51.a eşitliği kullanılarak her bir sıcaklık değeri için  $N_D$  taşıyıcı konsantrasyonu ve  $C^{-2}-V$  grafiğinin voltaj eksenini kestiği bölgeden bulunan  $V_0$  kullanılarak (2.50) ifadesinden  $V_D$  difüzyon potansiyeli bulunur. Bulunan bu değerler Eş. 2.47 eşitliğinde yerine konursa engel yüksekliği değerleri hesaplanır. Şekil 4.26' daki  $C^{-2}-V$  grafiklerinden hesaplanan parametreler ve Eş. 2.53 eşitliği kullanılarak hesaplanan arayüzey durumların yoğunluğu Çizelge

4.6' da verildi. Çizelge 4.6' dan görüldüğü gibi engel yüksekliği değeri, Eş. 2.19.a ifadesinde verilen engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığından farklı olarak

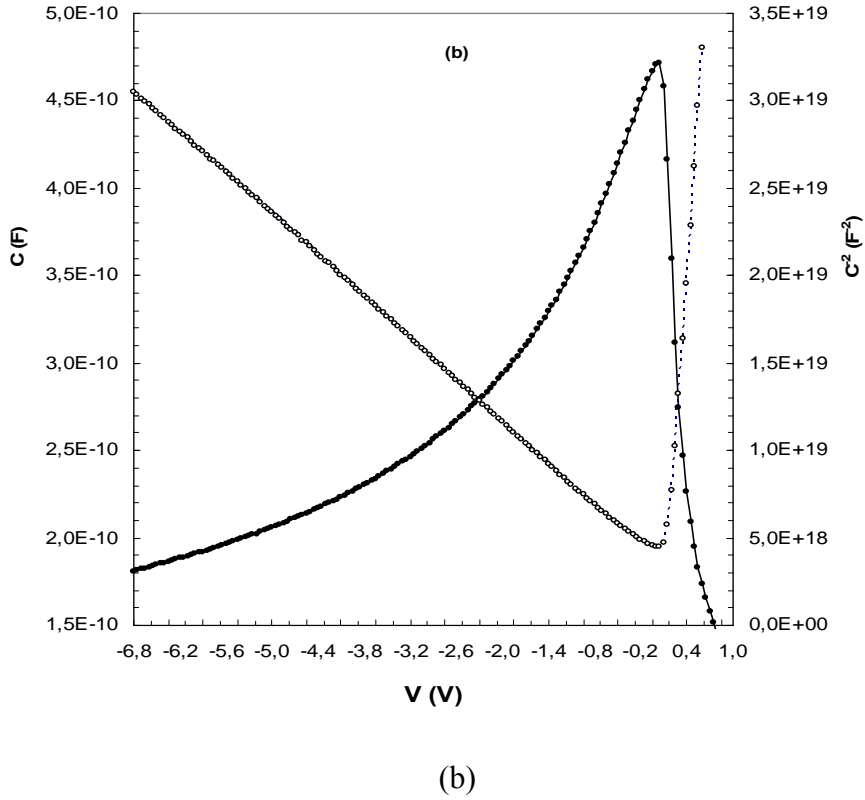
$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) - \alpha_\Phi T \quad (4.2)$$

ifadesine göre, artan sıcaklıklarla birlikte azalma gösterdi. Burada mutlak sıcaklık engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_B(T=0)$  ve sıcaklık katsayısı  $\alpha$  sırasıyla, 0,96 eV ve  $8,97 \times 10^{-4}$  eV/K olarak bulundu. Engel yüksekliğinin bu  $\alpha$  değerinin literatürle rapor edilen değerlerle oldukça uyumlu olduğu görüldü [22, 56].

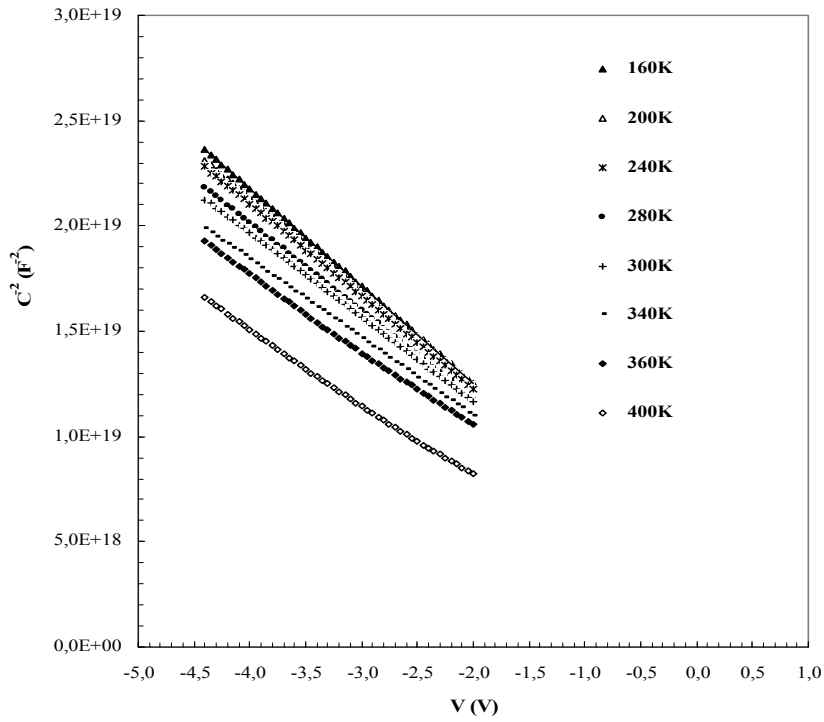


(a)

Şekil.4.25 Au/n-InP SBD yapıda oda sıcaklığında (a) C-V ve G/w-V grafikleri  
(b) C- V ve C<sup>-2</sup> -V karakteristikleri



Şekil 4.25 (Devam). Au/n-InP SBD yapıda oda sıcaklığında(a) C-V ve G/w-V grafikleri (b) C- V ve  $C^{-2}$ -V karakteristikleri



Şekil 4.26. Au/n-InP SBD yapıda 160-400 K sıcaklık aralığında  $C^{-2}$ -V grafiği

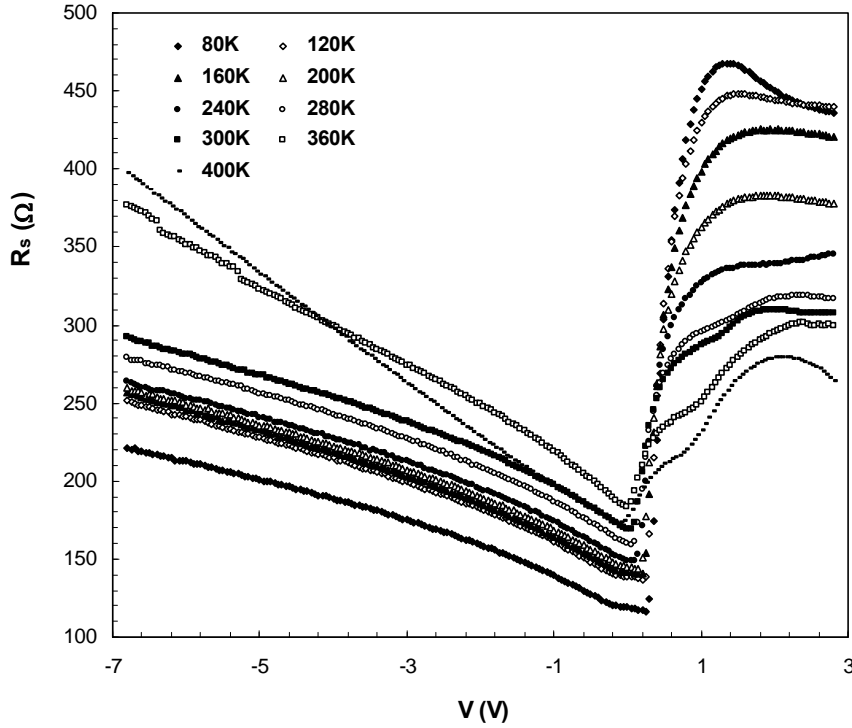
Çizelge 4.6. Au/n-InP SBD yapıda 160- 400 K sıcaklık aralığında C-V ve G/w-V karakteristiklerinden hesaplanan çeşitli parametreler

T (K)	$V_{max}$ (V)	$C_m \times 10^{-10}$ (F)	$G_m/w \times 10^{-10}$ (F)	$R_s$ ( $\Omega$ )	$N_{ss} \times 10^{12}$ ( $ev^{-1} cm^{-2}$ )
160	0	4,71	2,56	142	17,5
200	0	4,83	2,87	145	2,07
240	0,05	4,91	3,2	148	2,4
280	0,05	4,93	4,14	159	3,13
300	0	4,71	4,56	169	3,12
320	-0,2	2,85	4,38	255	1,47
340	-0,25	3,96	4,93	197	2,46
360	-0,35	3,86	5,39	195	2,58
380	-1,15	3,98	3,83	200	1,92
400	-1	3,9	5,1	197	2,48

Eş. 2.46.a, Eş. 2.47 ve Eş. 2.50.a kullanılarak hesaplanan  $N_D$ ,  $\Phi_B$  (C-V) ve  $E_F$  değerleri Çizelge 4.7' de verildi.

Çizelge 4.7. Au/n-InP SBDs yapının C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklıkla değişimi

T (K)	$N_D \times 10^{16}$ ( $cm^{-3}$ )	$V_o$ (V)	$V_D$ (eV)	$E_F$ (eV)	$\Phi_B$ (eV)
160	3,55	0,71	0,104	0,090	0,814
200	3,77	0,65	0,129	0,111	0,779
240	4,02	0,6	0,153	0,132	0,753
280	4,30	0,54	0,177	0,153	0,717
300	4,62	0,51	0,188	0,162	0,698
360	5,13	0,42	0,222	0,191	0,642
400	5,28	0,34	0,246	0,211	0,586



Şekil 4.27. Au/n-InP SBD yapıda çeşitli sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak seri direncin değişimi

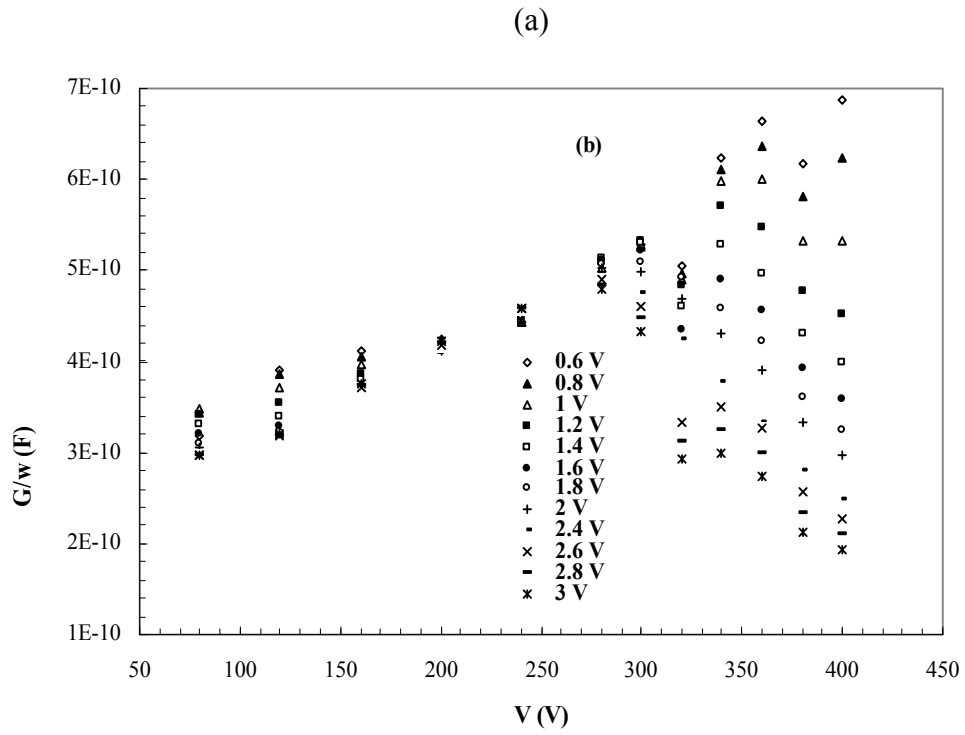
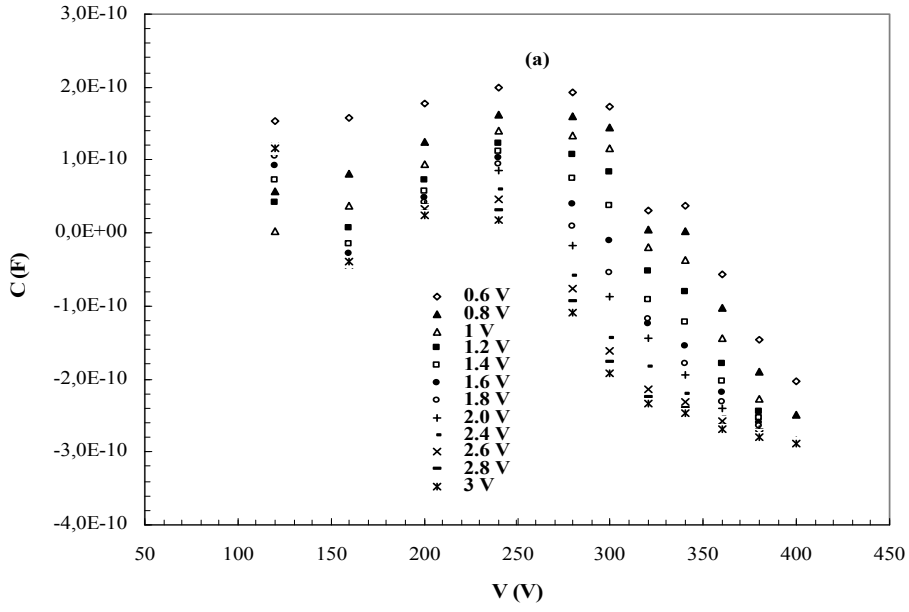
Şekil 4.27' den görüldüğü gibi,  $R_s$  değerleri sıcaklığa bağlı olarak, yaklaşık sıfır beslem voltajı civarında bir pik verir ve bu minimum noktanın pozisyonu artan sıcaklıkla yüksek voltaj bölgelerine doğru kaymaktadır.  $R_s$ ' nin bu davranışı yeterli kadar enerji kazanan tuzaktaki taşıyıcıların tuzaktan kurtulmasına atfedilebilir. Seri direncin bu davranışı literatürle uyumludur [57].

Şekil 4.28 (a) ve (b) ölçüm sıcaklığı bölgesinde voltaj bağımlı C ve G/w grafiklerini gösterir. Şekil 4.28 (a)' den görüldüğü gibi 0- 250 K sıcaklık aralığında kapasite değerleri artan sıcaklığa bağlı olarak düşük voltaj değerlerinde artmakta iken 250 K' den sonra ise artan sıcaklıkla üstel olarak azalmaktadır. G/w değeri için 0- 250 K sıcaklık aralığında üstel olarak artarken 250 K' den sonra yüksek voltajlarda azalmaya ve düşük voltajlarda ise genellikle artma eğilimindedir. C-V ve G/w-V' deki bu değişimler Au/n-InP arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumlarının sıcaklıkla yeniden yapılandırılmasına atfedilebilir [2, 57].

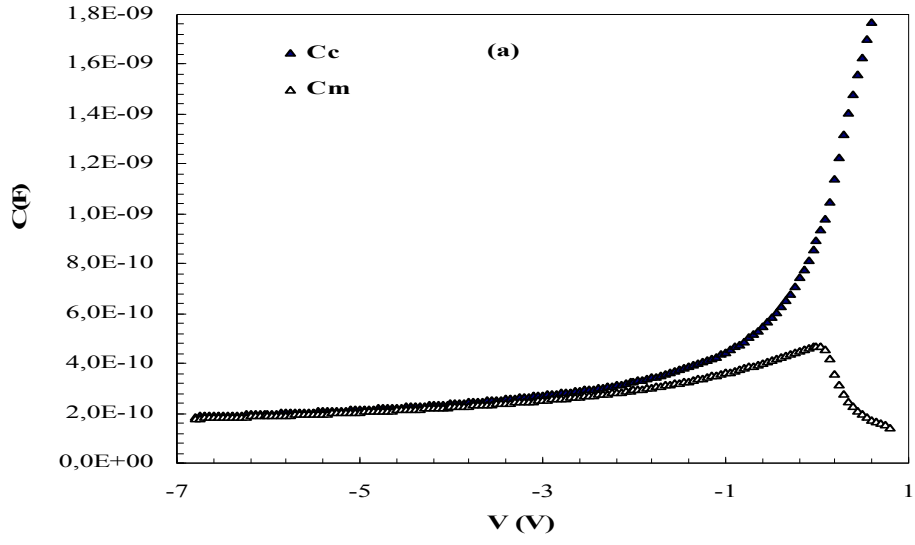
Son yıllarda C-V karakteristiklerinde gözlenen anormal pikler arayüzey durumlarına ve seri dirence atfedildi [2, 8, 52]. Bazı araştırmacılar doğru beslem C-V karakteristiklerindeki anormal pikin nedenini arayüzey durumlarına ( $N_{ss}$ ) atfederken, bazı araştırmacılar da bu pikin varlığını seri dirence atfettiler [23, 52, 53]. Artık kapasitansın nedenini, azınlık taşıyıcı enjeksiyonuna göre de açıkladılar [23]. Teorik olarak doğru beslem C-V karakteristiklerinde pik değeri  $N_{ss}$ ,  $R_s$  değerlerinin her ikisiyle de değişir [54]. Denge durumunda olmayan diyotlarda bir derin tüketim modu (lineer  $C^2$ -V) vardır, eğer akımın baskın bileşeni azınlık taşıyıcılar yüzünden ise doğru beslem C-V karakteristiklerinde sıcaklık bağımlı pikler olabilir [8]. Farklı diyotlarda negatif kapasitansın fiziksel mekanizmaları da birbirinden farklı olabilir. Negatif kapasitansın anlamı numunenin indüktif bir davranış sergilediği anlamına gelir ve sadece doğru beslem uygulama voltajında azınlık taşıyıcı enjeksiyonu gözlemlendiği zaman negatif kapasitansa neden olur [55].

Au/n-InP SBD yapıda seri direncin etkisi göz önüne alınarak ölçülen kapasite ve iletkenlik değerlerinde oda sıcaklığında Eş. 2.54 kullanılarak düzeltme yapılmıştır. Düzeltile kapasite ve konduktans ölçümleri Şekil 4.29 (a) ve (b)' de görülmektedir. Düzeltme işlemi öncesi, ölçülen kapasite değeri ( $C_m$ ) seri direncin varlığı yüzünden yığılım bölgesinde bir pik verir, ama düzeltme sonrası  $C_c$  değeri, özellikle tüketim ve yığılım bölgelerinde artan beslem voltajıyla artar. Şekil 4.29 (b)' de görüldüğü gibi düzeltilmiş konduktans, arayüzey boyunca yük transferinin olabileceğinin işareti olarak bir pik verir.

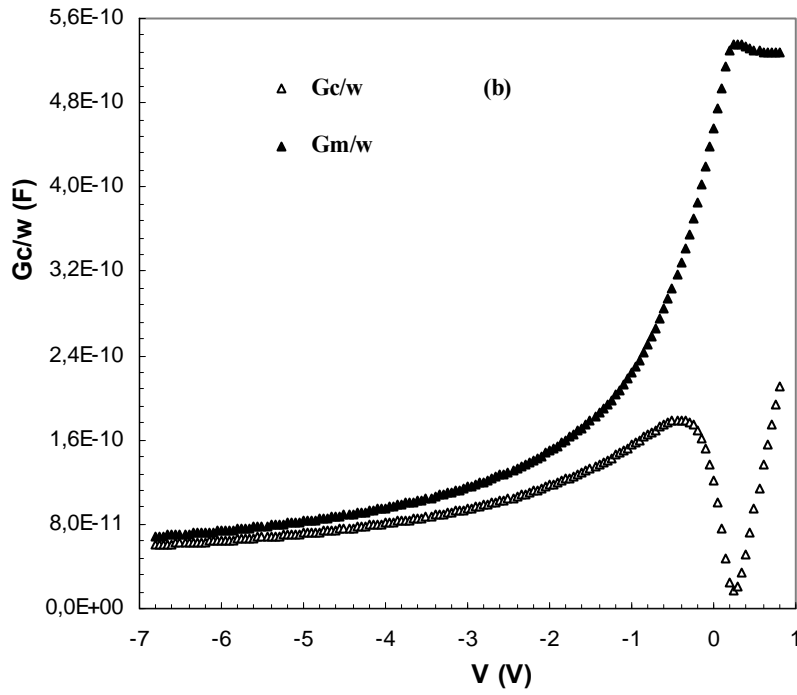




Şekil 4.28. Au/n-InP SBD yapıda 0,6 V- 3V voltaj aralığında sıcaklık bağımlı (a) C-V karakteristikleri (b) G/w-V karakteristikleri



(a)

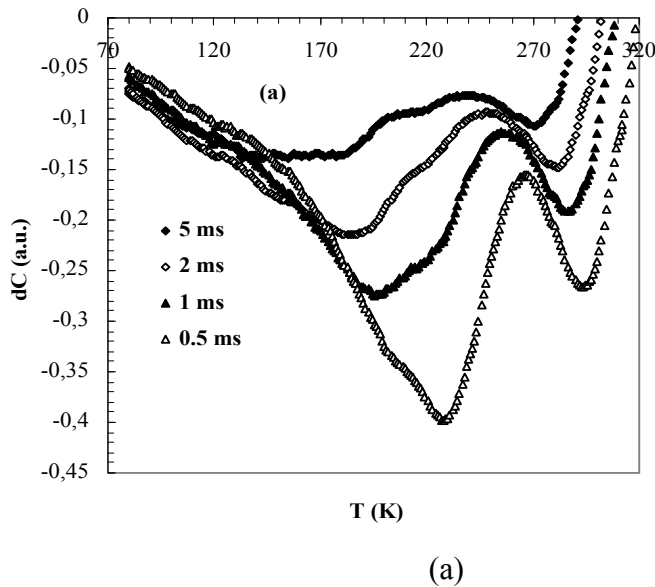


(b)

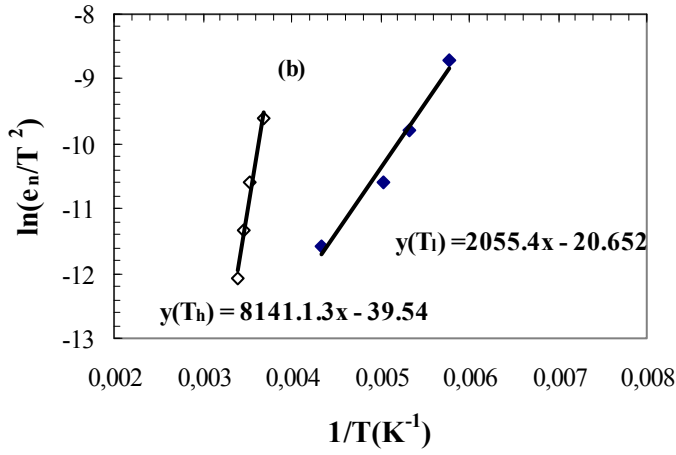
Şekil 4.29. Au/n-InP SBD yapıda  $300\text{ K}$ ' de  $1\text{ MHz}$  frekansda düzeltilmiş voltaj bağımlı (a) kapasite grafikleri (b) konduktans grafikleri

*Au/n-InP SBD numunesinde DLTS ölçümü ve hesaplamaları*

Şekil 4.30 (a), Au/n-InP SBD numunesinde 77- 320 K sıcaklık aralığında kaydedilen DLTS spektrumunu ve Şekil 4.30 (b), DLTS ölçümünden gözlenen tuzak seviyelerinin aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesitini hesaplamak için çizilen Arrhenius grafiğini gösterir. DLTS ölçümleri için, 5- 2- 1- 0.5 ms olarak dört oran penceresi ile 1 V ters beslem ve 0.5 V doğru beslem voltajı seçildi. Şekil 4.30 (a)' dan görüldüğü gibi, DLTS spektrumundan iki tuzak seviyesi tespit edildi. Şekil 4.30 (b) ve Eş. 2.55 kullanılarak, 0,17 eV, 0,70 eV aktivasyon enerjili ve  $4.10^{-19} \text{ cm}^{-2}$ ,  $3.10^{-14} \text{ cm}^{-2}$  yakalama tesir kesitli iki tuzak seviyesi belirlendi. Tuzak konsantrasyonları Eş. 2.63 kullanılarak sırasıyla  $3,1.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1,4.10^{14} \text{ cm}^{-3}$  olarak hesaplandı. 0,2 eV değerinden daha düşük aktivasyon enerjili tuzakların fosfor veya indiyum boşluğu olabileceği yorumu yapıldı [68,119]. 0,70 eV aktivasyon enerjili tuzak seviyesinin InP' in bant aralığının ortasına yakın bir yerde olduğu ve literatürde bant aralığı ortasındaki kusur seviyesi olarak tanımlandığı çalışmalar mevcuttur, bu kusur seviyesinin InP' da bir fosfor ters yerleşim kusur seviyesi ile ilgili seviye olabileceği yorumu yapıldı [119 -121].



Şekil 4.30. Au/n- InP SBD yapıda 77- 320 K sıcaklık aralığındaki (a) DLTS spektrumu (b) Arrhenius grafiği



(b)

Şekil 4.30 (Devam). Au/n- InP SBD yapıda 77- 320 K sıcaklık aralığındaki (a) DLTS spektrumu (b) Arrhenius grafiği

LEC tekniğiyle büyütülmüş demir katkılı n-InP kristali kullanılarak hazırlanan Au/n-InP/In SBD yapıdaki 80-320 K sıcaklık aralığında kaydedilen DLTS ölçüm sonuçlarından 0,18, 0,38, 0,59 ve 0,63 eV aktivasyon enerjilerine sahip dört adet elektron tuzağı tespit edildi [89]. Bu tuzaklardan 0,63 ev aktivasyon enerjili seviye, numunenin büyütülmesi ve tavlama işlemiyle ilişkili katkı atomlarından kaynaklanan bir seviyedir. Diğer kusurlar ise tavlama işleminden kaynaklanan saf kristale ait olan kusurlar (örneğin boşluklar) olarak tanımlanır. Literatürde n-InP kullanılarak hazırlanan numunelerdeki DLTS ölçümlerinde gözlenen 0,14, 0,16, 0,37 ve 0,76 eV aktivasyon enerjili seviyelerden ilk üçünün saf kristale ait olan kusurlar, diğerinin ise boşluk-arayer çiftlerinin oluşumuna neden olan bir kusur seviyesi olduğu yorumu yapılmıştır [107, 114]. MBE tekniğiyle InP tabaka düşük sıcaklıklarda büyütüldüğü zaman, InP tabaka içine termal tavlama işlemi süresince literatürde fosfor arayer kusurları olarak tanımlanan kusurlar difüzyon yoluyla girebilir. InP yapıda bazı elementler (Cu, Fe, Ni, Cr) bant aralığı içerisinde aktivasyon enerjileri 0,1-0,2 eV' dan daha büyük olan derin enerji seviyelerinin oluşmasına neden olabilir. Diğer derin seviyeler doğal kusurlardan veya iki veya daha fazla nokta kusurun bir araya gelmesinden oluşur. Yarıiletkendeki bir derin kusur seviyesi, kusura, sıcaklığa ve katkı şartlarına bağlı olarak bir tuzak ya da bir

yeniden birleşme merkezi olarak davranabilir [96]. n-InP kristali kullanılarak hazırlanan numunedeki DLTS ölçümleri radyasyondan önce ve sonra kaydedilmiş, radyasyona maruz kalmadan önce 315 K civarında gözlenen 0,76 eV aktivasyon enerjili tek pikin bir elektron tuzağı olduğu yorumu yapılmıştır [67]. Radyasyona maruz bırakılan numunede 95 K ve 205 K' de yeni derin seviyeler tespit edilmesine rağmen, 0,76 eV enerjili tuzak seviyesinin aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesiti, bizim Au/n-InP numunemizdeki 0,70 eV enerjili seviyede olduğu gibi daha büyüktür.

Üniversitemizdeki DLTS cihazıyla bundan sonra yapılacak olan çalışmalara ışık tutması bakımından, numunelerin ilk DLTS ölçümleri kaydedildikten sonra, termal tavlama işlemine veya radyasyona maruz bırakıldıktan sonraki DLTS spektrumları kıyaslanarak derin seviyelerdeki değişimler incelenebilir. Uygulanan radyasyonun şiddetini arttırıp azaltarak veya tavlama süresi, tavlama sıcaklığı ya da tavlama ortamının özelliklerinden birini değiştirmek suretiyle gözlenen tuzak seviyelerinin konsantrasyonu ve yakalama tesir kesitindeki değişimler değerlendirilebilir.

#### *DLTS' de Görülen Problemler*

1. DLTS' de tüm ölçümler bir geçici kapasite düşüncesine ve  $N_T \ll N_D$  kabullenmesine dayanır.
2. DLTS ölçümleri yüksek oranda katkılanmış materyalleri karakterize etmek için doğrudan kullanılamaz. Çünkü katkı konsantrasyonu artarsa sistemin hassasiyeti azalır.
3. DLTS ölçümleri ile yarıiletkenin bant aralığında birbirine çok yakın olarak yerleşmiş iki veya daha fazla tuzak seviyesini ayırt etmek için DLTS yetersizdir. DLTS spektrumunda bu tür tuzaklar geniş yayvan bir pik verir. Aslında birbirine çok yakın yerleşmiş, aktivasyon enerjileri arasında küçük farklılıklar olan bu seviyeleri değerlendirmek için LDLTS ölçümleri gereklidir.

4. Bu çalışmada kullanılan numunelerden Au/n-InP SBD yapıda gözleendiği gibi yüksek sıcaklıklara çıkıldığında sızıntı akımı arttığından DLTS ölçümü almak mümkün değildir.

5. DLTS ölçümleri sırasında gürültünün etkisinin fazla olması tuzak aktivasyon enerjisinin yanlış hesaplanmasına neden olur. Ancak tekrarlanan ölçümlere rağmen gürültünün etkisinden dolayı beklenen düzgünlükte pikler gözlenmiyorsa elde edilen DLTS spektrumundaki pikin bir Gaussian Dağılımı farzedilerek, kaydedilen sıcaklığa bağlı kapasite değişimi verilerden pik maksimumunu bulmak doğru bir çözüm olur.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmada LEC tekniğiyle büyütülmüş p-InP ve MBE tekniğiyle büyütülmüş n-InP yarıiletken numuneleri kullanılarak hazırlanan Sn/p-InP ve Au/n-InP Schottky engel diyotlarında (SBDs) 80-400 K sıcaklık aralığında akım-voltaj (I-V), kapasite-voltaj (C-V) ve 100-350 K sıcaklık aralığında Derin Seviye Geçici Spektroskopisi (DLTS) ölçümleri yapılmıştır. Bu kısımda çalışmada elde edilen sonuçlar maddeler halinde sıralanmıştır:

1. Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarında sıcaklığa bağlı  $\ln I-V$  eğrilerinden (Şekil 4.3 ve Şekil 4.17) görüldüğü gibi yüksek beslem voltajı bölgelerinde seri direncin etkisi yüzünden bir bükülme olduğu görülmüştür. Genellikle düşük beslem bölgesinde artan sıcaklıkla azalma gösteren yeniden birleşme akımı etkindir [25]. Orta bölgede Sn/p-InP SBD için 0,5-0,8 V ve Au/n-InP SBD için 0,2-0,4 V aralıklarında bir lineerlik vardır ve temel karakteristik parametrelerin hesaplanması bu bölgeden yararlanılarak yapılmıştır. Bizim çalışmamızda da literatürle uyumlu olarak, daha büyük voltaj bölgelerinde arayüzey durumlarından ve seri dirençten kaynaklanan bir bükülme söz konusudur [22-26].

2. Sıcaklığa bağlı I-V ölçümlerinden hesaplanan ideallik faktörü  $n$ , doyma akımı  $I_0$  ve engel yüksekliği  $\Phi_B$  (I-V) gibi karakteristik parametrelerin değerleri Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.5' de verilmiştir. Çizelge 4.2' de  $n$  değerleri 11,23 (80 K)- 1.99 (400 K),  $\Phi_B$  değerleri 0,23 (80 K)-0,94 (400 K) eV aralığında değişirken; Çizelge 4.5' den  $n$  değerleri 1,82 (160 K)- 1,35 (400 K) ve  $\Phi_B$  değerleri 0,41 (160 K)-0,71 (400 K) eV aralığında değiştiği görülür. Çizelgelerin her ikisinde de artan sıcaklıkla ideallik faktörü değerlerinin azalma gösterdiği ve engel yüksekliği değerlerinin artma gösterdiği görülmüştür. İdeallik faktörü değerlerinin bu şekilde 1'den büyük çıkması TE'dan bir sapma olduğunu gösterir. İdeallik faktörünün 1'den çok büyük çıkması ise arayüzey durumları ve arayüzeydeki elektrik alanından dolayı Schottky engelindeki alçalma ile tüketim bölgesinde üretme-yeniden birleşme akımlarından kaynaklanmaktadır [24-26].

3. Sn/p-InP için Şekil 4.5' de görüldüğü gibi, ideallik faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır.  $n$  değerleri sıcaklığın tersiyle lineer olarak değişmektedir. Eğer  $n - 1/T$  grafiğinden lineer bir doğru veriyorsa,  $n$ ' in sıcaklık ve voltaja bağlı olarak değiştiğini gösterir. Eş. 2.15 eşitliği kullanılarak Sn/p-InP SBD için Şekil 4.5' deki doğrudan  $n_0$  ve  $T_0$  katsayıları  $-0,55$  ve  $958,02$  K ve Au/n-InP SBD için Şekil 4.19 (a)' dan ise  $n_0$  ve  $T_0$  değerleri sırasıyla  $1,04$  ve  $131,52$  K olarak hesaplanmıştır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve ideallik faktörünün sıcaklığa bağlılığı olarak bilinen  $T_0$  etkisi, homojen olmayan engel yüksekliği yeniden birleşme ve tünelleme akım bileşenleriyle de bağlantılıdır [24, 99].

4. Şekil 4.18 (b)' den görüldüğü gibi,  $n$  değerleri artan sıcaklıkla beraber lineer olarak azalma göstermiştir. Etkin olan akım iletim mekanizması anlamak için,  $n$ ' in deneysel ve teorik değerleri gösteren Şekil 4.19 (b)' deki  $nkT/q - kT/q$  grafiklerinin lineer ve birbirine paralel ( $T_0$  anomali) olduğu görülmektedir. Bu çalışmada kullanılan p ve n tipi InP kristalleri yüksek katkı değildir (epilayer n-InP numunesindeki katkı oranı  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) ve ölçümler çok düşük sıcaklıklarda alınmadığından dolayı oluşturulan yapıların akım-iletim mekanizmasında düşük sıcaklıklarda etkili olan Alan Emisyonu (AE) etkin bir mekanizma olamaz. FE mekanizması sadece oldukça düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı numunelerde geçerli bir mekanizma olduğundan bu çalışmadaki numunelerde etkin akım iletim mekanizması değildir.

5. Au/n-InP SBD yapıda  $E_{00}$  değeri  $4.06$  meV olarak hesaplanmıştır.  $E_0 - kT/q$  eğrisinin, genellikle düşük sıcaklıklarda sabit ve orta sıcaklıklarda ise lineer olması beklenir. Düşük sıcaklıklarda elde edilen tünelleme parametresi ( $qE_{00}$ ),  $kT/q$  ile kıyaslanabilirken; Oda sıcaklığında  $qE_{00} \gg kT/q$  olduğundan yüksek sıcaklıklarda akım-iletim mekanizmasına AE etkili değildir. Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu mekanizmasında, engel yüksekliğinin yaklaşık olarak yasak enerji aralığına eşit olması ( $\Phi_B \approx E_g$ ), doyma akımının çok küçük çıkması ve ideallik faktörünün de 1 olması beklenen durumdur. Fakat elde edilen sonuçlar böyle değildir. Buna göre akım-iletim mekanizmasında azınlık taşıyıcı enjeksiyonu da etkin değildir.



6. Akım-iletim mekanizmasında Termoyonik Alan Emisyonu (TAE)' nun etkili olduğu durumda  $nT$  ifadesinin, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak doğrusal olmaması beklenirken  $nT - T$  çizildiğinde bir doğru grafiği verir. Bu durumda akım iletim mekanizmasında TAE' dan da söz edilemez. Tünelleme akımı sadece yüksekçe katkılanmış yarıiletkenlerde etkin bir mekanizmadır. Ayrıca InP' ın band aralığına yakın oldukça yüksek BH değerine sahip ve oldukça düşük ters doyma akımına sahip diyotlarda geçerli bir mekanizma olan azınlık taşıyıcı difüzyonu bu çalışmadaki numunede etkin bir akım iletim mekanizması olamaz.

7. Şekil 4.6' dan görüldüğü gibi, Sn/p-InP SBD'da  $T \leq 200$  K bölgesinde  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$  grafiğinde lineerlikten sapma görülür. Bu sapma engel yüksekliğinin homojen olmayan uzaysal dağılımı, arayüzeydeki düşük ve yüksek engel alanlarının oluşturduğu potansiyel dalgalanmalarına atfedilebilir [5, 25]. Homojen olmayan engel yapısı ve potansiyel dalgalanmaları düşük sıcaklık  $I-V$  karakteristiklerini önemli ölçüde etkilemektedir. Ama  $\ln(I_0/T^2) - 1/nT$  grafiği ölçülen sıcaklık aralığında lineerdir. Şekil 4.6' daki veriler 240-400 K sıcaklık aralığında fit edilirse, aktivasyon enerjisi 0.312 eV olarak elde edilir. Sn/p-InP SBD için Richardson sabiti ( $A^*$ ) değeri literatürdeki değerinden çok düşük olarak  $8,16 \times 10^{-8} \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  bulunur [1]. Richardson sabitinin literatürdeki değerinden oldukça farklı çıkması, düşük ve yüksek engelli alanlardan oluşan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmaları ve homojen olmayan engel yüksekliği ile izah edilebilir [34].

8. Au/n-InP SBD yapıda  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$  ve  $1/nT$  grafiği (Şekil 4.20), grafiklerin her ikisinde de ölçülen sıcaklık aralığında lineer bölge bulundu.  $1/T$  grafiğinden  $E_a$  ve  $A^*$  sırasıyla 0,217 eV and  $3,87 \cdot 10^{-6} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak ve  $1/nT$  grafiğinden 0,52 eV and  $5,68 \cdot 10^{-4} \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak bulundu. 0,217 eV InP' ın enerji bant aralığının yarısının da altında iken  $1/nT$  grafiğinden hesaplanan 0,52 eV değeri InP' ın enerji bant aralığı ortasına yakındır. Her iki değer de  $A^*$  değerleri literatürde n-InP için bilinen değerden oldukça düşüktür [25]. Bu sonuçlardan Au/n-InP SBD numunede de akım iletim mekanizmasında sadece TE mekanizmasının etkin olmadığı söylenebilir.  $A^*$

değerlerinin beklenen den farklı çıkması homojen olmayan engel yapısından kaynaklanabilir [47].

9. Richardson grafiklerindeki lineerlikten uzaklaşma, özellikle düşük sıcaklık I-V karakteristiklerinde homojen olmayan engel yapısı ile potansiyel dalgalanmalarından önemli ölçüde etkilenir [23, 25, 44]. Bu anormal davranışlar bir ortalama engel yüksekliği  $\Phi_{ap}$  ( $=\bar{\Phi}_{Bo}$ ) değeri ve  $\sigma_o$  standart sapması ile engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımını ile başarılı bir şekilde izah edilebilir. Gaussian dağılımı ispatlamak için çizilen Sn/p-InP SBD için Şekil 4.7 grafiği ve Au/n-InP SBD için Şekil 4.22' de verilen  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafikleri lineer bir doğru verir, Sn/p-InP SBD için  $\bar{\Phi}_{Bo} (T=0) = 1,182$  eV,  $\sigma_o = 132$  mV; Au/n-InP SBD için  $\bar{\Phi}_{Bo} (T=0) = 0,89$  eV,  $\sigma_o = 0,137$  V değerleri bulundu. Ayrıca Şekil 4.7 ve Şekil 4.22' deki  $n_{ap} - q/2kT$  grafiğiklerinden voltaj katsayıları  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  sırasıyla Sn/p-InP SBD için -0,2945, - 154 mV olarak ve Au/n-InP SBD için -0,1426, - 0,092 V olarak hesaplandı.  $n_{ap} - q/2kT$  grafiğinin lineer bir doğru çıkması ideallik faktörünün Schottky engel yüksekliğinin Gaussian Dağılımı (GD) ile açıklanabileceğini gösterir.

Burada I-V grafikleri yardımıyla voltaj katsayıları, ortalama engel yüksekliği, standart sapma ( $\sigma_0$ ) ve Richardson eğrilerinden de Richardson sabiti ile engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır. Standart sapma değeri engelin homojenliğinin bir ölçüsüdür. Daha yüksek standart sapmalar daha homojen olmayan engel yüksekliğini ifade eder.  $(n^{-1}-1) - q/2kT$  grafiğinin lineer davranışı ideallik faktörünün tamamen Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımının voltaj deformasyonunu ifade ettiğini gösterir.

10. Sıcaklığa bağlı I-V ve C-V karakteristikleri Sn/p-InP SBD için 80-400 K ve Au/n-InP SBD için 160-400 K sıcaklık aralığında değerlendirildi. Bu değişimlerden elde edilen ideallik faktörleri sıcaklık artışıyla ideal durumdaki 1 değerine yaklaşırken; engel yükseklikleri ise artma gösterdi (Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.5). Bu durumda yüksek sıcaklığa doğru gidildikçe diyot yapının ideale yaklaştığı sonucu çıkarılabilir. Özellikle oda sıcaklığı altında deneysel ideallik faktörü değeri

yükselmiş ve engel yüksekliği değeri de azalmıştır (Şekil 4.4 ve Şekil 4.18). Bu durum literatürde yapılan çoğu çalışmalarla uyum içindedir [4, 11, 28, 48-51]. Artan sıcaklıkla gözlenen  $\Phi_B$ -n değişimi Metal/InP arayüzeyindeki atomik homojen olmayan engelle açıklanabilir. Literatürde homojen olmayan engel yüksekliğinin nedeni, farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya arayüzey etkisine atfedilebilir [26, 56]. Tung ve ark. (2001), engel yüksekliğinin değişimlerini göz önüne alarak önerdikleri kontak modellerinde engelin homojen olmayan yapısı arttığı zaman, bizim çalışmamızda da düşük sıcaklıklarda görüldüğü gibi, daha yüksek n ve daha düşük etkin engel yüksekliği değerleri elde ettiler [39].

Bu çalışmada Sn/p-InP SBD yapının ideallik faktörü değerleri (11,23 (80 K) ve 1,99 (400K)), Au/n-InP SBD yapıdaki değerlere (1,82 (160 K) ve 1,35 (400 K)) kıyasla daha yüksek çıkmıştır. Bu durum, Sn/p-InP SBD numunesinin arayüzeyinde doğal bir oksit tabaka oluşmuş olabileceğinden kaynaklanabilir. Karataş ve ark. (2006), Au/n-GaAs SBDs yapıda diyodun yüksek n değerleriyle ideal olmayan I-V davranışı gösterdiğini ve etkin engel yüksekliğinin voltaj bağımlılığı dikkate alınarak doğru beslem I-V ölçümlerinden hesaplanan arayüzey durumları yoğunluğunun enerji dağılımına bakarak metal yarıiletken tabaka arasında ince arayüzey tabakanın olabileceği yorumunu yaptı [49].

11. Her bir sıcaklık için kapasitans değerleri Sn/p-InP SBD için Şekil 4.10' da görüldüğü gibi -1,5 ile 0 V aralığında ve Au/nInP için Şekil 4.24' de görüldüğü gibi -1 ile 0 V civarında pikler verirken iletkenlik değerleri hemen hemen artan voltajla artmaktadır. C-V eğrilerinde gözlenen pikler bu bölgede (a.c sinyallerini takip edebilen) arayüzey durumlarının özel bir dağılıma sahip olduklarını göstermektedir. Her bir sıcaklık için elde edilen  $C^2$ -V eğrileri yeterince yüksek frekanslarda geniş bir voltaj bölgesinde bir doğru verir (Şekil 4.11 ve Şekil 4.26). Bu lineer bölgeden yararlanılarak elde edilen parametreler Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.7' de verilmiştir. Çizelgelerden görüldüğü gibi artan sıcaklıkla difüzyon potansiyeli  $V_D$  ve engel yüksekliği  $\Phi_B$  değerleri azalırken,  $E_F$  Fermi enerjisi değeri artmaktadır. Sıcaklığa

bağlı kaydedilen  $C^2$ -V eğrilerinin hemen hemen birbirine paralel olduğu görülür, bu ise  $N_D$  verici yoğunluğunun sıcaklıkla çok yavaş değiştiğini göstermektedir.

12. Bu çalışmada  $R_s$  değerleri 1 MHz' deki güçlü yığılım bölgesinden, Eş. 2.52 ile admitans tekniği kullanılarak hesaplandı. Şekil 4.12' de, seri direnç her sıcaklık için yığılım bölgesindeki pikin varlığı ara yüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımına atfedilir. Şekil 4.27' de,  $R_s$  değerleri sıcaklığa bağlı olarak, yaklaşık sıfır beslem voltajı civarında gözlenen pikin minimum noktasının pozisyonu sıcaklık arttıkça yüksek voltaj bölgelerine doğru kayar. Bu durum yeterli enerji sahip taşıyıcıların tuzaktan salınmasına atfedilebilir [2, 57]. Schottky diyotlarda seri direnç ve arayüzey durumları, kapasitans ve iletkenliğin voltaja bağımlılığının etkisindedir. Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.6' den görüldüğü gibi,  $N_{ss}$  artan sıcaklıkla beraber azalma göstermiştir.  $N_{ss}$ ' in sıcaklıkla bu değişimi, Metal/yarıiletken arayüzeyinin değişen sıcaklıktan dolayı yeniden yapılandırılması, yeniden düzenlenmesinden kaynaklanabilir. Seri direncin  $C_m$  ve  $G_m/w$  değerleri üzerindeki etkisini değerlendirmek için oda sıcaklığında düzeltilmiş  $C_c$ -V ve  $G_c/w$ -V karakteristikleri Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapıları için sırasıyla Şekil 4.15 ve Şekil 4.29' de gösterilmiştir.

13. Laboratuvarımızdaki DLTS cihazının test edilmesi için, LEC tekniğiyle büyütülmüş, taşıyıcı konsantrasyonu  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olan, (100) yönelimli n-GaAs kristali kullanılarak hazırlanan Cu/n-GaAs/Au-Ge SBD yapıda DLTS ölçümü yapıldı. Bu numunedeki Sheffield Halam Üniversitesinde Laplace DLTS cihazı ile yapılan DLTS ölçümü, üniversitemizdeki DLTS cihazı tekrarlandı. DLTS piklerinin pozisyonu yaklaşık olarak 100- 200 K ve 300- 400 K sıcaklık aralığındadır. İki cihazdan alınan DLTS sonuçlarında farklı oran pencerelerinin ve farklı ters beslem voltajlarının seçilmesinden dolayı pik büyüklüklerinin farklı olduğu görüldü. Piklerin yönü de iki farklı DLTS cihazında farklıdır, bu durum DLTS cihazlarındaki bilgisayar programında başlangıçta yön seçiminin farklı ayarlanmasındandır. Şekil 4.1.(c)' de gözlenen 2 adet derin tuzak seviyesinin aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesiti hesabı için kullanılan Arrhenius grafiği çizildi. Sula DLTS cihazının test edilmesi için kullanılan numunede iki farklı DLTS cihazıyla kaydedilen ölçümler

birbiriyle uyumludur. Deneysel sonuçlardan görüldüğü gibi, üniversitemizdeki Sula DLTS cihazında başarılı şekilde DLTS ölçümleri yapılmıştır. Cu/n-GaAs SBD yapısında tespit edilen 2 adet derin tuzak seviyesinin hesaplanan aktivasyon enerjisi ( $E_T$ ), yakalama tesir kesidi ( $\sigma$ ) ve tuzak konsantrasyonu ( $N_T$ ) değerleri Çizelge 4.1' deki gibidir.

14. n-GaAs kullanılarak hazırlanan Cu/n-GaAs SBD yapıda 0,75 eV aktivasyon enerjili derin seviye, literatürde bilinen EL2 doğal bir kusur seviyesidir [66, 67]. Elektron tuzak seviyesi EL2, 0,76- 0,80 eV aralığında aktivasyon enerjisi bir doğal arsenik ters yerleşim kusuru ( $A_{S_{Ga}}$ ) olarak tanımlanır. 0,33 eV aktivasyon enerjili derin seviye, literatürde MBE ve LPE gibi iki farklı teknikle büyütülen GaAs kristali kullanılarak hazırlanan numunelerde gözlemlendi ve bu kusur seviyelerinin GaAs' da bir doğal kusur seviyesi olduğu yorumu yapıldı [112, 113].

15. Bu çalışmada LEC ve MBE tekniği kullanılarak büyütülmüş p-InP ve n-InP kristalleri kullanarak hazırlanan Sn/p-InP ve Au/n-InP SBD yapılarında kusur ve kirlilik seviyelerinin varlığının araştırılması için DLTS ölçümleri yapılmıştır. Sn/p-InP SBD yapının DLTS ölçümleri ile Şekil 4.16 (a)' da görüldüğü gibi tek bir tuzak seviyesi tespit edildi. Bu tuzağın aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir kesiti Şekil 4.16 (b)' de verilen Arrhenius grafiğinin eğiminden ve eksenini kestiği noktadan Eş. 2.56 eşitliği kullanılarak sırasıyla 0,31 eV ve  $7,22 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  olarak hesaplandı. Eş. 2.58 eşitliği kullanılarak tuzağın konsantrasyonu  $4,51 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  olarak hesaplandı. Deneysel DLTS sonuçlarından InP bant aralığında  $E_v + 0,31 \text{ eV}$  enerji seviyesinde yerleşmiş bu tek tuzağın literatürde farklı metallere Schottky kontağı yapılan p-InP numunelerde gözlenen Zn-ilişkili bir kusur seviyesi olduğu yorumu yapıldı [117].

16. Au/n-InP SBD numunesinde DLTS ölçümleri için, 5- 2- 1- 0,5 ms olarak dört oran penceresi ile 1 V ters beslem ve 0,5 V doğru beslem voltajı seçildi. Şekil 4.30 (a)' da görülen 77-320 K sıcaklık aralığında kaydedilen DLTS sonuçlarından iki adet derin tuzak seviyesinin tespiti yapıldı. 320 K' den yüksek sıcaklıklara çıkmak yüksek sızıntı akımından dolayı mümkün olmadı. Şekil 4. 30 (b)' de çizilen Arrhenius grafiğinden ve Eş. 2.56 eşitliği kullanılarak aktivasyon enerjisi ve yakalama tesir

kesiti değerleri sırasıyla 0,17 eV, 0,70 eV ve  $4.10^{-19} \text{ cm}^{-2}$ ,  $3.10^{-14} \text{ cm}^{-2}$  olarak hesaplandı. Eş. 2.58 eşitliği kullanılarak tuzak konsantrasyonları ise sırasıyla  $3,1.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1,4.10^{14} \text{ cm}^{-3}$  olarak hesaplandı. Literatürde 0,2 eV' dan düşük aktivasyon enerjisine sahip tuzak seviyelerinin fosfor ya da indiyum boşluğundan kaynaklanabilecek bir tuzak seviyesi olduğu; 0,70 eV aktivasyon enerjili tuzak seviyesinin ise InP' ın bant aralığının ortasına yakın olarak lokalize olmuş bir derin seviye olabileceği yorumu yapıldı [68, 119]. Farklı alışmalarda InP' da düşük aktivasyon enerjili tuzak seviyesinin bir fosfor ters yerleşim ile ilgili kusur seviyesi olabileceği yorumu yapıldı [120, 121].

17. Derin kusur seviyelerinin etkilerini araştırmak için numunede ilk kaydedilen DLTS ölçümleri ile numune özel bir kimyasal temizlik işleme, tavlamaya, radyasyona ya da oksitlenmeye maruz bırakıldıktan sonraki derin elektronik seviyelerin değişimini analiz etmek mümkündür. Numunelerdeki kusur ve kirliliklerin tespiti numunenin kullanıldığı cihazın performansını iyileştirmede, güvenilirliğini arttırmada oldukça önemlidir. DLTS ölçüm sonuçlarından kusur seviyelerinin çok olduğu bir Schottky diyot yapıda numunenin I-V ve C-V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerinin beklenenden farklı çıkması doğal bir durumdur.

18. Sonuç olarak sadece oda sıcaklığında kaydedilen I-V, C-V ölçümleri numunede etkin olan akım iletim mekanizmasını anlamakta yeterli değildir. Farklı sıcaklıklarda kaydedilen I-V, C-V ve G/w-V karakteristiklerinden hesaplanan temel diyot parametrelerini, arayüzey durumlarının varlığı, seri direncin etkisi ve homojen olmayan engel yüksekliği önemli ölçüde etkilediği görülmektedir. Bu alışma, farklı InP yarıiletken kristalleri ve farklı metaller kullanılarak hazırlanan Schottky diyot yapılarının sıcaklığa bağlı olarak analiz edilmesinden çıkan sonuçların uyumlu olup olmadığını değerlendirmek açısından da önemlidir. Yarıiletkenlerin kullanıldığı her çeşit ileri teknoloji uygulamalarında kusursuz kristaller kullanılarak hazırlanmış, engel yüksekliğinin homojen bir dağılım sergilediği SBD yapılarda ideale yakın sonuçlar almak hedeflenen bir durumdur. Tüm deneysel çalışmalarda, numunelerdeki kirlilik ve kusurları en aza indirmek ya da numunedeki bu kusur seviyelerin

karakterize edilmesiyle cihazların performansını arttırmaya çalışmak amaçlandığından, ileri teknolojik uygulamalarda kullanılan Schottky diyot, p-n eklem, MIS ve MOS gibi yapılarda DLTS ölçümlerinin de yapılması çok önemli bir gerekliliktir.

## KAYNAKLAR

1. Sze, S.M., “Physics Semiconductor Devices, 2<sup>nd</sup> ed.”, *Wiley*, New York, 245-300 (1981).
2. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Tataroğlu, A., “The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes”, *Solid State Electron.*, 47: 1847 (2003).
3. Biber, M., Coşkun, C., Türüt, A., “Current-voltage-temperature analysis of inhomogeneous Au/n-GaAs”, *J.Appl. Phys.*, 31: 79 (2005).
4. Dökme, İ., Altındal, Ş., “On the intersecting behaviour of experimental forward bias current-voltage (I-V characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures”, *Semicond. Sci. Technol.*, 21 (8): 1053-1058 (2006).
5. Gümüş, A., Türüt, A., Yalçın, N., “Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo allow Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs”, *J. Apply Phys.*, 91: 245 (2002).
6. Bose, D.N., “InP-Based Devices”, *Def. Sci. J.*, 39 (4): 425 (1989).
7. Card, H.C., Rhoderick, E.H., “Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes”, *J. Physic D*, 3: 1589 (1971).
8. Depas, M., Van Meirhaegh, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F., “Electrical characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation”, *Solid-State Electron.*, 37: 433 (1994).
9. Aydın, M E, Yıldırım, N., Turut, A., “A temperature-dependent behaviour of Ni/4H-nSiC Schottky contacts”, *J.Appl.Phys*, 102: 043701 (2007).
10. Chand, S., Kumar, J., “Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes”, *Appl. Phys. A.*, 65: 497 (1997).
11. Aydoğan, Ş., “Sn/PPy/n-Si/Au-Sb yapının bazı karakteristik parametrelerinin sıcaklığa bağlı Akım-Voltaj, Kapasite-Voltaj ve Kapasite-Frekans ölçümlerinden tayin edilmesi”, Doktora Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 1-9 (2004).
12. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F., “On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers”, *Solid-State Electron.*, 29: 663 (1986).



13. Chin, V.W.L., Green, M.A., Storey, J.W.V., “Correlation between I-V and C-V Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs on (110) InP surface”, *J. Appl. Phys.*, 68: 3470 (1990).
14. Ahaitouf, A., Bath, A., Losson, E., Abarkan, E., “Stability of sulfur-treated n-InP Schottky structures, studied by current-voltage measurements”, *Mater. Sci. and Eng.B*, 52 : 208 (1998).
15. Huang, T.S., Fang R.S., “Barrier height enhancement of Pt/n-InP Schottky diodes by  $P_2S_5/(NH_4)_2S$  solution treatment of the InP surface”, *Solid State Electron.*, 37: 1661 (1994).
16. Çetin, H., Ayyildiz E., “The electrical properties of metal-oxide-semiconductor devices fabricated on the chemically etched n-InP substrate”, *Appl. Surf. Sci.*, 253: 5961 (2007).
17. Han, I. K., Her, J., Byun, Y.T., Lee, S., Woo, D.H., Lee, J.I., “Low dark current and high-speed metal-semiconductor-metal photodetector on sulfur-treated InP”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33: 6454 (1994).
18. Yamaguchi, M., Khan, A., Dharmarasu, N., “Monitoring expression profiles of rice genes under cold, drought and high-salinity stress and abscisic acid application using Cdna microarray and RNA gel-blot analyses”, *Solar Energy Materials Solar Cells.*, 75: 285 (2003).
19. Quintanilla, L., Duenas, S., Castan, E., Pinacho, R., Pelaez, R., Barbolla, J., “Electrical characterization of deep levels existing in fully implanted and rapid thermal annealed Pt-InP junction”, *Mater. in Electron.*, 10: 413 (1999).
20. Wilmsen, C.W., “Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces”, *Plenum Press*, Newyork, 80-85 (1985).
21. Khan, A., “Room temperature annealing of 5.48 MeV He induced defect in  $p^+n$  and  $n^+p$  grown by metal-organic chemical vapour deposition”, *Solid-State Electronics*, 44: 639 (2000).
22. Karataş, Ş., Altındal Ş., Türüt A, Özmen A., “Temperature dependence of characteristics parameters of the H-terminated Sn/p-Si (100) Schottky contact”, *Appl. Surf. Sci.*, 217: 250 (2003).
23. Werner, J.H., Güttler H.H., *J. Appl.Phys.*, “Barrier inhomogeneous in Schottky contacts”, 69: 1522 (1991).
24. Tung, R.T., “Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory”, *Phys. Rev. B*, 45: 13509 ( 1992).
25. Sullivan, J.P., Tung R.T., Pinto M.R., Graham W.R., “Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study”, *J. Appl. Phys.*, 70: 7403 (1991).

26. Zeyrek, S., Altındal Ş., Yüzer H., Bülbül M.M., “Current transport mechanism in Al/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures”, *Appl. Surf. Sci.*, 252: 2999 (2006).
27. Schroder, D.K., “Semiconductor Material and Device Characterization”, Third Edition, *John Wiley Sons*, 268-280 (2006).
28. Tekeli, Z., Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S., Çalışkan, D., Özbay, E., “The behavior of the I-V-T characteristics inhomogeneous (Ni/Au)-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/ AlN/GaN heterostructures at high temperatures”, *J. Appl. Phys.*, 102: 054510 (2007).
29. Bengi, A., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al<sub>0.24</sub>Ga<sub>0.76</sub>As/GaAs structures”, *Physica B*, 396: 22 (2007).
30. Dökme, İ., Altındal, Ş., Afendiyeva, İ.M., “The distribution of the barrier height in Al-TiW-Pd<sub>2</sub>Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements”, *Semicond. Sci. Technol.*, 23: 035003 (2008).
31. Cetin, H., Ayyildiz E., “Temperature dependence of electrical parameters of the Au/n-InP Schottky diodes”, *Semicond. Sci. Technol.*, 20: 625 (2005).
32. Zhu, S., Van Meirhaeghe R.L., Detavernier C., Cardon F., Forment S., Ru G.P., X. P., Li B.Z., “Barrier height inhomogeneties of epitaxial CoSi<sub>2</sub> Schottky contacts on n-Si (100) and (111)”, *Solid-State Electron.*, 44: 663 (2000).
33. Osvald, J., Horvath Zs., “Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer”, *Appl. Surface Sci.*, 234: 349 (2004).
34. Horvath, Zs.J., “Comment on Analysis of the I-V measurements on CrSi<sub>2</sub>-Si Schottky structures in a wide temperature range”, *Solid-State Electron.*, 39: 176 (1996).
35. Ayyildiz, E., Cetin, H., Horvath, Zs. J., “Temperature dependent electrical characteristics of Sn/p-Si Schottky diodes”, *Appl. Surface Sci.*, 252: 1153 (2005).
36. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R.L., Forment, S., Ru, G., Li, B., “Effects of the annealing temperature on Ni silicide/n-Si (100) Schottky contacts”, *Solid-State Electron.*, 48: 29 (2004).
37. Von Wenckstern, H., Biehne, G., Rahman, R.A., Hochmuth, H., Lorenz, M., Grundmann, M., “Mean barrier height of Pd Schottky contacts on ZnO thin films”, *Appl. Phys. Lett.*, 88: 092102 (2006).

38. Rossi, R.C., Lewis, N.S., "Investigation of the Size-Scaling Behavior of Spatially Nonuniform Barrier Height Contacts to Semiconductor Surfaces Using Ordered Nanometer-Scale Nickel Arrays on Silicon Electrodes", *J. Phys. Chem. B*, 5: 12303 (2001).
39. Tung, R.T., "Recent advances in Schottky barrier concepts", *Mater. Sci. Eng.*, R. 35: 1-138, (2001).
40. Im, H.J., Ding, Y., Pelz, J.P., Choyke, W., "Nanometer-scale test of the Tung model of Schottky barrier height inhomogeneties", *Phys. Rev. B*, 64: 075310 (2001).
41. Cimilli, F.E., Sağlam, M., Türüt, A., "Determination of the lateral barrier height of inhomogeneous Au/n-type InP/In Schottky diodes", 22: 851 (2007).
42. Cimilli, F.E., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Türüt, A., "Temperature dependent current-voltage characteristics of the Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier diodes", *Physica B*, 404: 1558 (2009).
43. Horvath, J.Zs., "Domination of the thermoionic-field emission in the reverse I-V characteristics of n-type GaAs contacts", *J.Appl.Phys.*, 64: 6780 (1998).
44. Chand, S., Kumar, J., "Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd<sub>2</sub>Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements", *Semicond. Sci. Technol.*, 11: 1203 (1996).
45. Padovani, F.A., Stratton, R., "Field and thermionic-field emission in Schottky barriers", *Solid State Electron.*, 9: 695 (1996).
46. Padovani, F.A., Summer, G.G., "Experimental study on Gold-Gallium Arsenide Schottky barriers", *J.Appl.Phys.*, 36: 3744 (1965).
47. Horvath, J.Zs., Adam, M., Dusco, Cs., Pinter, I., Tuyen, V.Van, Barsony, I., Gombia, E., Mosca, R., Makaro, Zs., "Electrical characterization of Al-n-Si/p-Si Schottky junctions prepared by plasma immersion implantation", *Solid State Electron.*, 42: 221 (1998).
48. Güllü, Ö., Biber, M., Duman, S., Türüt, A., "Electrical characteristics of the hydrogen pre-annealed Au/n-GaAs Schottky barrier diodes as a function of temperature", *Applied Surface Science*, 253: 7246 (2007).
49. Karataş, Ş., Türüt, A., "The determination of electronic and interface state density distributions of Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes", *Physica B*, 381: 199 (2006).
50. Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., "Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of polypyrrole /p-InP structure", *Vacuum*, 77: 269 (2005).

51. Karataş, Ş., Altındal, Ş., “Temperature dependence of barrier heights of Au/n-type GaAs Schottky diodes ”, *Solid State Electronics*, 49: 1052 (2005).
52. Osvald, J., Burian, E., “C-V dependence of inhomogeneous Schottky diodes”, *Solid State Electron.*, 42 (2): 191 (1998).
53. Ho, P.S., Yang, E.S., Evans, H.L., Wu, X., “Electronic states at silicide-silicon interfaces”, *Phys. Rev. Lett.*, 60: 177 (1986).
54. Chattopadhyay, P., Sanyal, S., “Capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes in the presence of deep level impurities and series resistance”, *Appl. Surf. Sci.*, 89: 205 (1995).
55. Champness, C.H, Clark, W.R, “Anomalous inductive effect in selenium Schottky diodes”, *Appl. Phys. Rev. Lett.*, 56: 1104 (1990).
56. Altındal, Ş., Dökme, I., Bülbül, M.M., Yalçın, N., Serin, T., “The role of the interface layer and interface states the current-transport mechanism of Schottky diodes in wide temperature range”, *Microelectronic Engineering*, 83: 499 (2006).
57. Altındal, Ş., Kanbur, H., Tataroğlu, A., Bülbül, M.M., “The barrier height distribution in identically prepared Al/p-Si Schottky diodes with the native interfacial insulator layer (SiO<sub>2</sub>) ”, *Physica B*, 399: 146 (2007).
58. Pakma, O., Serin, N., Serin, T., Altındal Ş., “The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO<sub>2</sub>/p-Si (metal-insulator-semiconductor) structures at low temperatures”, *Journal of Applied Physics*, 104: 014501 (2008).
59. Bengi, A., Altındal, S., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al<sub>0.24</sub>Ga<sub>0.76</sub>As/GaAs structure”, *Physica B*, 396: 22 (2007).
60. Chand, S., Kumar, J., “Electron transport and barrier inhomogeneties in palladium silicide Schottky diodes”, *Appl. Phys A*, 65: 497 (1997).
61. Yıldız, D.E., Altındal, Ş., “On the temperature dependence of series resistance and interface states in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes”, *Microelectronic Engineering*, 85 (2): 289 (2008).
62. Yıldız, D.E., “Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MMY) Yapıların Akım-İletim Mekanizması ve Elektriksel Özelliklerinin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 16-24 (2008).
63. Schroeder, D., Avellan, A.,. “Physical explanation of the barrier height temperature dependence in metal-oxide-semiconductor leakage current models”, *Appl. Phys. Lett.*, 82 (25): 4510 (2003).

64. Maeda, K., "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers", *Surf. Sci.*, 493: 644 (2001).
65. Lim, H., Sagnes, G., Bastide, G., "A study of the chemical oxide/InP interface states", *J. Appl. Phys.*, 53 (11): 7450 (1982).
66. Lang, D.V., "Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors", *J. Appl. Phys.*, 45 (7): 3023 (1974).
67. Palmer, D.W., "Point defects and non-doping impurities in semiconductors and their characterization by electrical technique", *Proceedings of the International Study School held at the Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP)*, Italy, 148-171 (2001).
68. Allen, R.E., Sankey, O.F., Dow, J.D., "Theoretical interpretation of Schottky barriers and ohmic contacts", *Surf. Sci.*, 168: 376 (1986).
69. Mattalah, M., Telia, A., Soltani, A., De Jaeger, J.-C., Thevenin, P., Bath, A., Akal, B., Abid, H., "Study of the hBN/InP interface by deep level transient and photoluminescence spectroscopies", *Thin Solid Films*, 516 (12): 4122 (2008).
70. Ahaitouf, A., Losson, E., Bath, A., "On the determination of interface state density in n-InP Schottky structures by current-voltage measurements Comparison with DLTS results", *Solid-State Electronics*, 44: 515 (2000).
71. Slowik, J.H, Ashok, S., "Deep level transient spectroscopy of interfacial traps at ion-implanted ultrahigh p-Si Schottky barriers", *Appl. Phys. Lett.*, 49: 1784 (1986).
72. Chen, M.C., Lang, D.V., Dautremont-Smith, W.C., Sergent, A.M., Harbisson, J.P., "Effects of leakage current on deep level transient spectroscopy", *Appl. Phys. Lett.*, 44 : 790 (1984).
73. Yamaguchi, M., Ando, K., "Thermal-oxidation of InP and properties of oxide films", *J. Appl. Phys.*, 51: 5007 (1980).
74. Wilmsen, C.W., "Chemical-composition and formation of thermal and anodic oxide III-V compound semiconductor interfaces", *Sci. Technol.*, 19: 279 (1981).
75. Sato, T., Uno, S., Hashizume, T., Hasegawa, H., "Large Schottky barrier heights on Indium Phosphide based materials realised by in-situ electrochemical process", *Jpn. J. Appl. Phys.* 36: 1811 (1997).
76. Khan, A., "Room temperature annealing of 5.48 MeV He induced defect in  $p^+n$  and  $n^+p$  grown by metal-organic chemical vapour deposition", *Solid-State Electronics*, 44: 639 (2000).

77. Levinson, M., Benton, J.L., Temkin, H., Kimberling, L.C., “Defect states in electron bombarded n-InP”, *Appl. Phys. Lett.*, 40: 990 (1982).
78. Kadoun, A., Barbier, D., “Compared rapid thermal annealing procedures of InP”, *Material and Engineering*, B90: 110 (2002).
79. Singh, A., Anderson, W.A., “Deep levels transient spectroscopy studies of near-surface hole and electron traps in Zn-doped InP using high barrier Yb/p-InP Schottky diodes”, *J. Appl. Phys.*, 64: 3999 (1988).
80. Ringel, A.S., “Hydrogen-extended defect interactions in heteroepitaxial InP materials and devices”, *Solid-State Electronics*, 41 (3): 359 (1997).
81. Sibile, A., Bourgoin, J.C., “Electron irradiation induced deep levels in p-InP”, *Appl. Phys. Lett.*, 41: 956 (1982).
82. Yamaguchi, M., Ando, K., Yamamoto, A., Vemura, C., “Injection-enhanced annealing of InP solar-cell radiation damage”, *J. Appl. Phys.*, 58: 568 (1985).
83. Dong, Z., Zhao, Y., Zeng, Y., Duan, M., Lin, L., “Deep level defects in high temperature annealed InP”, *Science in China Ser. E Engineering Materials Science*, 47(3): 320 (2004).
84. Kuriyama, K., Takahashi, Jun, Okada, M., Uchida, M., “Thermally stimulated current study of electron-irradiation induced defects in semi-insulating InP obtained by multiple-step wafer annealing”, *Solid State Commun.*, 126: 309 (2003).
85. Fang, Z-Q., Look, D.C., Uchida, M., “Deep centers in undoped semi-insulating InP”, *J. Electron. Mater.*, 27: 68 (1998).
86. Hirt, G., Mono, T., Müller, G., “Spectroscopic investigation of deep levels related to the compensation mechanism of nominally undoped semi-insulating InP”, *Mater. Sci. Eng. B.*, 28: 101 (1994).
87. Marrakchi, G., Cherkaoui, K., Karoui, A., Hirt, G., Muller, G., “Traps in undoped semi-insulating InP obtained by high temperature annealing”, *J. Appl. Phys.*, 79: 6947 (1996).
88. Zhao, Y.W., Dong, Z.Y., Li, Ch.J., “Approach for defect suppression and preparation of high quality semi-insulating InP”, *Journal of Crystal Growth*, 275: 381 (2005).
89. Zhao, Y.W., Dong, Z.Y., Deng, A.H., “Electron irradiation-induced defects in InP pre-annealed at high temperature”, *Material Science in Semiconductor Processing* 9: 380 (2006).
90. Kittel, C., “Katıhal Fiziğine Giriş”, *BilgiTek Yayıncılık*, İstanbul, 139 (1996).

91. Mönch, W., “Barrier height of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities”, *J. Vac. Sci. Tech. B.* 17: 1867 (1999).
92. Mott, N.F., “Note on the contact between A metal and An Insulator or semiconductor”, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34: 568 (1938).
93. Sharma, B.L., “Physics of Schottky Barrier Junctions”, Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their applications, *Plenum Press*, New York, 1-56 (1984).
94. Neamen, D.A., “Semiconductors Physics and Devices”, *R. R. Donnelley Sons Company*, Sydney, 70-75 (1992).
95. Brillson, L.J., “Contacts To Semiconductors”, *Noyes Publications*, New Jersey, 40-44 (1993).
96. Ziel, A., “Solid State Physical Electronics”, *Prentice-Hall International Inc.*, Minnesota, 119-124 (1968).
97. Türüt, A., “Katıhal Elektroniği”, *Lisansüstü Ders Notları*, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 35-40 (2000).
98. Evans-Freeman, J.H., Kan, P.Y.Y., Abdelgader, N., “High resolution deep level transient spectroscopy studies of vacancy-oxygen and related defects in ion-implanted silicon.”, *Journal of Applied Physics*, 92 (7): 3755 (2002).
99. Rhoderick, E.H. and Williams R.H., “Metal-Semiconductor Contacts 2<sup>nd</sup> ed.”, *Oxford University Press*, Oxford, 257-264, (1988).
100. Çetinkara, H.A., Türüt, A., Zengin, D.M., Erel, Ş., “The energy distribution of the interface state density of Pb/p-Si Schottky contacts exposed to clean room air”, *Appl. Surface Sci.*, 207: 190 (2003).
101. Sing, A., Reinhard, K.C., Anderson, W.A., “Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel Metal-Insulator-Semiconductor Junctions”, *J. Appl. Phys.*, 68 (7): 3475 (1990).
102. Yu, A.Y.C., Snow, E.H., “Surface Effects on Metal-Silicon Contacts”, *J. Appl. Phys.*, 39: 3008 (1968).
103. Shockley, W., Read, W.T., “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons”, *Phys. Rev.* 87: 835 (1950).
104. Asubay, S., “Metal/p-InP/Metal Schottky Kontakların Akım-Kapasite-Gerilim Karakteristiklerinin Metal İş Fonksiyonuna Bağımlılığının İncelenmesi”, Doktora Tezi, *Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Diyarbakır, 74-77 (2008).

105. Miller, S.T., “New Developments in Semiconductor Research”, *Nova Science Publishers*, New York, 113-138 (2005).
106. Mammadov, T.S., “Yarıiletken Materyallerin Teknolojisi ve Uygulamaları”, *Lisansüstü Ders Notları*, Gazi Üniversitesi, Ankara, 28-35 (2003).
107. Sibille, A., “Thermal and injection enhanced annealing of electron irradiation induced defects in InP”, *13 th Int. conf. on defects in semiconductors*, 1043 (1984).
108. Dobaczewski, L., Peaker, A.R., Bonde Nielsen, K., “Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, 96: 9 (2004).
109. Hill, W.A., Coleman, C.C., “A single-frequency approximation for interface-state density determination”, *Solid State Electronics*, 23: 987 (1980).
110. Nicollian, E.H., Brews, J.R., “MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology”, *John Wiley Sons*, New York, 288-304 (1982).
111. Sumathi, R.R., Udhayasankar, M., Kumar, J., Magudapathyi, P., Nair, K.G.M, “Effect of proton irradiation on the characteristics of GaAs Schottky barrier diodes”, *Physica B*, 308 (2001).
112. Eisen, F.H., Bachem, K., Klausman, E., Koehler, K., Haddad, R., “Ion irradiation damage in n-GaAs in comparison with its electron irradiation damage”, *J.Appl. Phys.*, 72: 12 (1992).
113. Brunkov, P.N., Kalinovsky, V.S., Nikitin, V.G., Sobolen, M.M., “Generation of the EL2 defect in GaAs irradiated by high energy protons”, *Semicond. Sci. Techno.*, 7: 1237 (1992).
114. Ostrovskii, I.V., Olikh, O.Y., “Characterization of interface deep levels in as vapor grown epi-GaAs”, *Solid State Communications*, 107: 7 (1998).
115. Altındal, Ş., Tataroglu, A., Dökme, İ., “Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal-insulator-semiconductor (MIS) solar cells”, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, 85: 345 (2005).
116. Kanbur, H., “Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 81-85 (2008).
117. Devaud, B., Plot, B., Lambert, B., “The donor level of vanadium in InP”, *J. Appl. Phys.*, 59(9): 3126 (1986).
118. Suski, J., Sibille, A., Bourgojn J., “Defects in low temperature electron irradiated n-InP”, *Solid State Commn.*, 49: 875 (1984).



119. Korucu, D., Altındal, Ş., Mammadov, T.S., Özçelik, S., “Characterization of series resistance in the Sn/p-InP Schottky barrier diodes using temperature dependent C-V,G/w and DLTS ”, *Optoelect. and Advanced Mat.-RC*, 3(3): 171 (2009).
120. Seitsonen, A.P., Virkkunen, R., Puska, M.J., Nieminen, R.M., “Indium and phosphorus vacancies and antisites in InP”, *Phys. Rev. B*, 49: 5253 (1994).
121. Gislason, H. P., “in Semi-insulating III-V Materials”, edited by G. Grossmann and L. Ledebø, *Institute of Physics*, New York, 311 (1998).

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : KORUCU, Demet  
 Uyuğu : T.C.  
 Doğum tarihi ve yeri : 01.02.1977 - BALIKESİR  
 Medeni hali : Evli  
 e-mail : [dkorucu@yahoo.com](mailto:dkorucu@yahoo.com)

### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Atatürk Üniversitesi - Fizik	2003
Lisans	Erciyes Üniversitesi – Fizik	1999

### Yabancı Dil

İngilizce

### Yayınlar

1. Sağlam, M., Korucu, D., Türüt, A., “The effects of the time-dependent on the characteristic parameters of polypyrrole/p-type Si/Al diode”, *Polymer*, 45: 7335 (2004).
2. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “The frequency dependent electrical characteristics of Sn/p-InP Schottky barrier diodes (SBDs)”, *Optoelectronics and Advanced Materials–RC*, 2 (9): 525 (2008).
3. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “Temperature dependent behavior of Sn/p-InP Schottky barrier diodes”, *Optoelectronics and Advanced Materials – RC*, 2 (12): 766 (2008).
4. Korucu, D., Agaliyeva, S., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “On the profile of frequency and voltage dependent interface states and series resistance in Sn/p-InP schottky barrier diodes (SBDS) at room temperature”, *Transakcion AN Azerb. ser. Physical- Mathematical and Technical Sciences, Physical and Astronomy*, 5: 11 (2008).

5. Aghaliyeva, S.T., Korucu, D., Mammadov, T.S., “On the profile of interface states and series resistance in Sn/p-InP Schottky barrier diodes(SBD)”, *Fizika T.XV*, 2: 28 (2009).
6. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mamadov, T.S., “On the temperature dependent anomalous peak and negative capacitance in Au/n-InP Schottky barrier diodes”, *Optoelectronics and Advanced Materials-RC*, 3(1): 56 (2009).
7. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mamadov, T.S., “Origin of anomalous peak and negative capacitance in the forward bias C-V characteristics of Au/n-InP Schottky Barrier Diodes (SBDs)”, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 11(2): 192 (2009).
8. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mamadov, T.S., “Characterization of series resistance in the Sn/p-InP Schottky barrier diodes”, *Optoelectronics and Advanced Materials-RC*, 3(3): 171 (2009).
9. Korucu, D., Asar, T., Kınacı, B., Aydemir, U., Mammadov, T.S., Özçelik, S., “Series resistance effect on I-V characteristics of Au/n-InP Schottky barrier diodes (SBDs) in the temperature range of 80-400K”, *Fizika T.XV*, 2: 195 (2009).
10. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mamadov, T.S., “Electrical characterization of interface states of the Sn/p-InP Schottky barrier diodes using admittance and DLTS measurements methods”, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials-Symposia*, 1(3): 218 (2009).
11. Korucu, D., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “Epilayer n-InP numunesinin elektriksel karakteristiklerinin sıcaklık bağımlılığı, *XV. Yoğun Madde Fiziği Ankara toplantısı*, Bilkent Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü, Ankara 22 (2008).
12. Korucu, D., Özçelik, S., Mammadov, T.S., “The Role Of Series Resistance On The Forward Bias Current Voltage (*I-V*) Characteristics in Sn/p-InP (MS) Contacts”, *Journal of Ovonic Research*, 4(6): 159 (2008).

## Hobiler

Kitap okumak, Müzik dinlemek