

**MAGNETRON SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN
METAL/*p*-InP SCHÖTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK
PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE
SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİNİN İNCELENMESİ**

Kadir EJDERHA

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Bahattin ABAY
Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT**

2012

Her hakkı saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

MAGNETRON SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN METAL/*p*-InP
SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN
TAVLAMA VE NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİNİN
İNCELENMESİ

Kadir EJDERHA

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM
2012
Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

MAGNETRON SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN METAL/p-InP SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİNİN İNCELENMESİ

Prof.Dr. Bahattin ABAY danışmanlığında, Prof.Dr. Abdulmecit TÜRÜT ortak danışmanlığında Kadir EJDERHA tarafından hazırlanan bu çalışma 26/03/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora tezi olarak ~~oybirliği/oy çokluğu (7./7.)~~ ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT

İmza :

Üye : Prof. Dr. Bahattin ABAY

İmza :

Üye : Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

İmza :

Üye : Prof. Dr. Seydi DOĞAN

İmza :

Üye : Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Mutlu KUNDAKÇI

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Tevhit KARACALI

İmza :

(imza)

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum
Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

MAGNETRON SAÇTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN METAL/*p*-InP SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN TAVLAMA VE NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI DEĞİŞİMLERİNİN İNCELENMESİ

Kadir EJDERHA

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Bahattin ABAY

Ortak Danışman: Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT

InP ikili yarıiletkeni, yaygın olarak kullanılan Si ve GaAs yarıiletkenlerine nazaran oldukça büyük taşıyıcı süratinden ötürü yüksek-güç ve yüksek-frekans elektronığında kullanılmaktadır. Metal-yarıiletken (MY) Schottky doğrultucular, düşük düz beslem voltajı ve anahtarlama hızlarından dolayı güç kaynağı endüstrisinde yıllardır kullanılmaktadır. Magnetron saçtırma, refraktori metal filmlerin kullanıldığı yüksek frekans, yüksek güç ve yüksek sıcaklık devre elemanı imalinde sıklıkla kullanılan bir tekniktir. Bu çalışmada, magnetron DC saçtırma yöntemi kullanılarak kobalt ve nikel refraktöri metalleri ile *p*-InP yarıiletkeni üzerinde Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP Schottky diyotları imal edildi. İmal edilen Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP Schottky diyotların akım-voltaj (*I-V*) karakteristiklerinin numune sıcaklığına (60-400 K) ve tavlama sıcaklığına (400, 600 ve 700°C) bağlılığı incelendi. Tavlanan numunelerin *I-V* karakteristikleri numunelerin oda sıcaklığında dengeye gelmesi için belli bir süre beklendikten sonra kaydedildi. Oda sıcaklığı *I-V* ölçümlerinden tavlınmamış numuneler için homojen engel yükseklikleri (EY) ve idealite faktörleri (*n*) hesaplandı. Oda sıcaklığı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen homojen EY'nin Schottky metali ve tavlama sıcaklığına göre ciddi bir değişiklik göstermediği görüldü. Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak kaydedilen *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin 1.00'den büyük değerleri MY arayüzeyindeki doğal oksit tabakasına atfedilerek *I-V* karakteristiklerinin klasik termoiyonik emisyon (TE) modeli ile izah edilemeyeceği sonucuna varıldı. Bu yüzden, tavlınmamış numunelerin *I-V* karakteristikleri doğal oksit tabakası varlığı durumunda dikkate alınan geçirgenlik katsayısı $\Theta_p = 1.76 \times 10^{-3}$ değeri ile düzeltildi. Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP Schottky diyotların EY'nin azalan numune sıcaklığı ile azalması, EY'nin yanal inhomojenliğine atfedildi. Doğal oksit tabakasının etkisi düzeltilmeden önce Co/*p*-InP yapısının EY nin sıcaklığa bağlılığı arayüzey ikili Gauss

dağılımına sahip EY modeli ile açıklandı. Bu yapı için geleneksel Richardson çiziminden elde edilen etkin EY değerlerinin de Schottky metaline göre ciddi bir değişiklik göstermediği görüldü. Gauss dağılımına sahip EY düşüncesinin geleneksel TE modeli ile birleştirilmesi ile modifiye edilen Richardson çizimlerinden elde edilen modifiye Richardson sabiti (A^*), Co/p-InP yapısı için uygulanan tavlama sıcaklığıyla (600°C'ye kadar) bilinen ($=60.0 \text{ A(cmK)}^{-2}$) değerine yaklaşmıştır. Bununla birlikte, Ni/p-InP yapısı için elde edilen modifiye Richardson sabiti tavlamadan önce bilinen değere çok yakın iken artan tavlama sıcaklıklarında bu değerden gittikçe uzaklaşmıştır. 700°C'de tavlama işleminden sonra her iki numune doğrultucu özellik göstermesine rağmen, diyot parametreleri için makul değerler bulunamamıştır. Sonuç olarak, tavlama işlemi ile arayüzey hallerinin bertaraf edildiği Co/p-InP yapısının daha kararlı hale geldiği, bunun aksine, arayüzey hallerinin aktifleştiği Ni/p-InP yapısının daha düzensiz hale geldiği söylenebilir.

2012, 111 Sayfa

Anahtar Kelimeler: InP, Schottky diyot, arayüzey oksit tabakası, modifiye Richardson sabiti, Schottky engel inhomojenliği, homojen engel yüksekliği, ısıl tavlama.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

INVESTIGATION OF CHANGES IN CHARACTERISTIC PARAMETERS OF METAL/*p*-InP SCHOTTKY DIODES PREPARED BY MAGNETRON SPUTTER METHOD DEPEND ON ANNEALING AND SAMPLE TEMPERATURE

Kadir EJDERHA

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

Supervisor: Prof. Dr. Bahattin ABAY

Co-advisor: Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT

Binary semiconductor indium phosphide (InP) is used in high-power and high-frequency electronics because of its superior electron velocity with respect to the more common semiconductors silicon and gallium arsenide. Metal semiconductor (MS) Schottky rectifiers have a great role in power supply industry over years because of their very low forward voltage drop and switching speeds. Sputter deposition of refractory metal films is one of the widely used techniques for high frequency, high power and high temperature device fabrication. In this study, Co/*p*-InP and Ni/*p*-InP Schottky diodes have been fabricated by dc magnetron sputtering of cobalt and nickel refractory metals on *p*-InP substrates.

It has been investigated the dependence of current-voltage (*I-V*) characteristics of Co/*p*-InP and Ni/*p*-InP Schottky diodes on sample temperature (60-400K) and annealing temperature (400, 600 and 700°C). The annealed samples were cooled from the annealing temperature down to room temperature, and then, their *I-V* characteristics were measured. The values of homogenous barrier height (BH) and ideality factor (*n*) were calculated from room temperature *I-V* characteristics for as-deposited Schottky diodes. It has been seen that homogeneous BH obtained from the room temperature measurements did not show a significant change with Schottky metals and annealing temperatures. From the *I-V* measurements as function of sample temperature, it has been

seen that the characteristics of the devices cannot be explained by the classical thermionic emission (TE) theory due to the ideality factor values of the devices larger than unity, which indicate the presence of a native oxide layer at the MS interface. Therefore, for as-deposited devices, the $I-V$ characteristics have been corrected for the effect of the native oxide layer with a transmission coefficient of $\Theta_p = 1.76 \times 10^{-3}$. The decreasing value of BH for the Co/ p -InP and Ni/ p -InP structures with the decreasing sample temperature has been attributed to the presence of the lateral inhomogeneities of the BH. Before correcting for the effect of the native oxide layer, the BH inhomogeneity of Co/ p -InP device has obeyed the double-Gaussian distribution of the BHs. Effective BHs are calculated from conventional Richardson plot did not show a significant change with Schottky metals. Modified Richardson constant (A^*) obtained for Co/ p -InP structure has been getting closer to the known value ($=60.0 \text{ A(cmK)}^{-2}$) up to annealing temperature at 600°C . But, modified Richardson constant obtained for the as-deposited Ni/ p -InP structure was closer to the known value. By annealing at 700°C it did not give any reasonable diode parameters for the both devices, although they were showing rectifying properties. Therefore, it has been concluded that the thermal annealing process turn the Co/ p -InP Schottky structures into more stable Schottky contacts by eliminating interface states. However, high temperature annealing process activates the interface states of the Ni/ p -InP Schottky structure and makes them less stable.

2012, 111 Pages

Keywords: InP, Schottky diode, interfacial oxide layer, modified Richardson constant, Schottky barrier inhomogeneity, homogenous barrier height, thermal annealing.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alıŐma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. ÇalıŐmalarım boyunca her türlü desteği sağlayan ve engin tecrübe ve yorumlarından istifade ettiğim çok değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY ve Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Atatürk Üniversitesi araştırma fonunca desteklenen BAP 2006/51 numaralı proje ve TÜBİTAK tarafından desteklenen 105T487 numaralı projeye yardımcı araŐtırmacı olarak sonradan katılarak çalıŐmalarımı tamamladım. Desteklerinden dolayı Atatürk Üniversitesi ve TÜBİTAK'a ayrıca teşekkür ederim.

Araştırma görevlisi olarak alıŐtıđım Bingöl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümüne izin konusunda sağladığı kolaylıktan dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca laboratuvar çalıŐmalarım boyunca yardımlarını hiç bir zaman esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Nezir YILDIRIM'a teşekkürü bir borç bilirim.

Yarıiletken Araştırma Laboratuvarlarında alıŐma imkânı sağladığı için Fizik Bölümü başkanı sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e ve tüm Fizik Bölümü öğretim üye ve elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

YaŐamım boyunca her türlü destek ve teşviklerini gördüğüm aileme de sonsuz teşekkür ederim.

Kadir EJDERHA

Şubat 2012

İÇİNDEKİLER

| | |
|--|-----------|
| ÖZET..... | i |
| ABSTRACT..... | iii |
| TEŞEKKÜR..... | v |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ..... | viii |
| ŞEKİLLER DİZİNİ..... | xii |
| ÇİZELGELER DİZİNİ..... | xvi |
| 1.GİRİŞ..... | 1 |
| 2. KURAMSAL TEMELLER..... | 9 |
| 2.1 Metal-Yarıiletken Kontaklar..... | 9 |
| 2.1.1 Giriş..... | 9 |
| 2.1.2 Metal/ p -tipi Yarıiletken Schottky (Doğrultucu) Kontaklar..... | 11 |
| 2.1.3 Metal p -tipi Yarıiletken Omik Kontaklar..... | 12 |
| 2.1.4.Metal-Yarıiletken Kontakların Akım-Voltaj Karakteristikleri..... | 14 |
| 2.2Arayüzey Hallerinin Varlığında Görünür Engel Yüksekliği..... | 17 |
| 2.3. Gaussian Dağılım Modellerine Göre Schottky Engel İnhomojenliğinin Analizi.... | 25 |
| 2.3.1.Homojen Olmayan Schottky Engel Yüksekliği..... | 25 |
| 2.3.2 Tekli Gaussian dağılım modeli..... | 26 |
| 2.3.3. İkili Gaussian dağılım modeli..... | 28 |
| 3. MATERYAL ve YÖNTEM..... | 32 |
| 3.1. Kontak Üretim Yöntemleri..... | 32 |
| 3.1.1. Buharlaştırma Tekniği..... | 32 |
| 3.1.2. Manyetik Alanda DC Saçtırma Yöntemi..... | 34 |
| 3.1.3. Kimyasal Kaplama İle Kontak Yapma..... | 36 |

| | |
|--|------------|
| 3.2. Kontak Yapımı Öncesi İşlemler ve Kontak Yapımı..... | 36 |
| 4. ARAŞTIRMA BULGULARI..... | 42 |
| 4.1. Giriş..... | 42 |
| 4.2 Diyotların Tavlamadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Ölçülen Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Değerlendirilmesi..... | 42 |
| 4.3 Tavlamadan Önce ve Sonra Numune Sıcaklığına Bağlı Ölçülen Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Değerlendirilmesi..... | 54 |
| 5. TARTIŞMA ve SONUÇ..... | 90 |
| KAYNAKLAR..... | 106 |
| ÖZGEÇMİŞ..... | 1 |

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

| | |
|---------------------|---|
| A_d | Diyodun etkin alanı |
| A^* | Richardson sabiti |
| C-V | Kapasite-voltaj |
| δ | Arayüzey tabakasının kalınlığı |
| $\Delta\Phi_{ik}^0$ | İmaj kuvveti azalması etkisi ile engel yüksekliğinde meydana gelen değişiklik |
| E_F | Fermi enerji seviyesi |
| E_{Fm} | Metalin Fermi enerji seviyesi |
| E_{Fs} | Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi |
| e | Elektron yükü |
| eV | Elektronvolt |
| ϵ_i | Arayüzey tabakası dielektrik sabiti |
| ϵ_s | Yarıiletkenin dielektrik sabiti |
| $\bar{\Phi}_b$ | Ortalama Engel Yüksekliği |
| Φ_b^{hom} | Homojen engel yüksekliği |
| Φ_b^{nik} | Görüntü kuvveti azalmasını içeren engel yüksekliği |
| Φ_{et} | Etkin engel yüksekliği |
| $\Phi_{gör}$ | Görünür engel yüksekliği |
| Φ_m | Schottky metalinin iş fonksiyonu |
| Φ_s | Yarıiletkenin iş fonksiyonu |
| Φ_0 | Yüzey hallerinin nötral enerji seviyesi |

| | |
|---------------|--|
| I | Diyottan geçen akım |
| IR_s | Seri direnç bölgesi üzerine düşen gerilim |
| I_0 | Ters beslem doyma akımı |
| $I-V$ | Akım-gerilim |
| k | Boltzmann sabiti |
| χ | İnce ara yüzey tabakası tarafından meydana getirilen engel yüksekliği |
| χ_s | Yarıiletkenin elektron ilgisi |
| m^* | Hollerin etkin tünelleme kütlesi, |
| n | İdealite faktörü |
| n_{ika} | Görüntü kuvveti azalmasından elde edilen idealite faktörü değeri |
| $n_{gör}$ | Görünür idealite faktörü |
| N_{ss} | Arayüzey hallerinin yoğunluğudur |
| $\psi_s(V_s)$ | Uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yarıiletkenin yüzey potansiyeli |
| R_s | Diyodun seri direnci |
| ρ_i | Ortalama engel yüksekliği ve standart sapmanın voltaj katsayılarıdır |
| σ_i | Standart sapma |
| T | Mutlak sıcaklık |
| θ_p | Arayüzey tabakası için geçiş sabiti |
| V_b | Dahili potansiyel |
| V_i | Arayüzey tabakası üzerine düşen gerilim |
| $V_i(V_s)$ | Doğru beslemde arayüzey tabakası boyunca potansiyel düşmesi, |

| | |
|-----------|--|
| V_p | Valans bandı kenarı ile Fermi seviyesi arasındaki potansiyel farkı |
| V_s | Deplasyon bölgesi üzerine düşen gerilim |
| V_{uy} | Uygulama beslemi |
| Q_m | Metalin yüzeyindeki yük yoğunluğu |
| Q_f | Arayüzeydeki uzay yükü yoğunluğu |
| $q\Phi_b$ | Arayüzey tabakasız Schottky engel Yüksekliği |
| Q_{ss} | Termal dengede arayüzey hal yük yoğunluğu |
| qV_b | Elektronların meydana getirdiği potansiyel engeli |
| qV_f | p-tipi yarıiletken/metal kontağın düz beslem bant bükülmesi |
| W_0 | Tükenim tabakası genişliği |

Kısaltmalar

| | |
|--------|--|
| EY | Engel yüksekliği |
| DC | Doğru akım |
| DLTS | Deep Level Transient Spectroscopy |
| GD | Gauss dağılımı |
| MESFET | Metal-yarıiletken alan etkili transistör |
| MY | Metal-yarıiletken |
| OP-AMP | Operational Amplifier |
| PICTS | Photo-Induced Transient Spectroscopy |
| SED | Schottky engelli diyot |
| SEY | Schottky engel yüksekliği |
| SD | Schottky Diyot |

| | |
|-----|------------------------------|
| TE | Termoiyonik emisyon |
| TSC | Thermally Stimulated Current |
| YEA | Yasak enerji aralığı |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|---|----|
| Şekil 2.1. Termal denge halinde metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-band diyagramı. ... | 10 |
| Şekil 2.2. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal p -tipi yarıiletken kontakın kontakta önce ve sonra oluşan enerji-band diyagramı. | 12 |
| Şekil 2.3. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal p -tipi yarıiletken kontakın a) kontakta önce, b) kontakta sonra oluşan enerji-band diyagramı. | 13 |
| Şekil 2.4. p -tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontakın elektron enerji band diyagramları: a) ters beslem, b) düz beslem durumunda. | 14 |
| Şekil 2.5. Bir SED'in akım-gerilim karakteristiği. | 17 |
| Şekil 2.6. Metal/yalıtkan tabaka/ p -tipi yarıiletken yapısının doğru beslem altında enerji-band diyagramı. | 19 |
| Şekil 2.7. Arayüzey voltajının (A) arayüzey kalınlığı ve (B) arayüzey hallerinin fonksiyonu olarak düz-beslem voltajına bağıllığı. | 24 |
| Şekil 2.8. Homojen olmayan engel yüksekliğine sahip olan bir Schottky kontakın üç boyutlu enerji-band diyagramı. | 26 |
| Şekil.3.1. Buharlaştırma sisteminin şeması. | 33 |
| Şekil 3.2. Manyetik alanda DC saçırma sisteminin şeması. | 34 |
| Şekil 3.3. Termal işlem için kullanılan fırının şeması. | 38 |
| Şekil 3.4. PVD-HANDY-3S, saçırma ve termal buharlaştırma ünitesi. | 39 |
| Şekil 3.5. PVD-HANDY-3S vakum sisteminin üstten görünüşü. | 40 |
| Şekil 3.6. Numunelerin karakterizasyonunda kullanılan bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source ve Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ile kontrol edilen ARS HC-2 kapalı-döngü helyum kryostatı. | 41 |
| Şekil-4.1. Tavlanmamış Co/ p -InP/Au: SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri. | 44 |
| Şekil 4.2. Tavlanmamış Co/ p -InP SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 44 |
| Şekil 4.3. Tavlanmamış Ni/ p -InP/Au: SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri. | 45 |
| Şekil 4.4. Tavlanmamış Ni/ p -InP SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 45 |
| Şekil 4.5. 400°C'de tavlanmış Co/ p -InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri. | 46 |
| Şekil 4.6. 400°C'de tavlanmış Co/ p -InP/Au-Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 46 |
| Şekil 4.7. 400°C'de tavlanmış Ni/ p -InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri. | 47 |
| Şekil 4.8. 400°C'de tavlanmış Co/ p -InP/Au-Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 47 |

| | |
|--|----|
| Şekil 4.9. 600°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri..... | 48 |
| Şekil 4.10. 600°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au-Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 48 |
| Şekil 4.11. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri..... | 49 |
| Şekil 4.12. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au-Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 49 |
| Şekil 4.13. 700°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri..... | 50 |
| Şekil 4.14. 700°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au-Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 50 |
| Şekil 4.15. 700°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri..... | 51 |
| Şekil 4.16. 700°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au-Zn SED’lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi. | 51 |
| Şekil 4.17. Tavlınmamış, 400, 600 ve 700°C’de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn (A) ve Ni/p-InP/Au:Zn (B) SED’lerin 300 K’deki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri..... | 53 |
| Şekil 4.18. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri..... | 55 |
| Şekil 4.19. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri..... | 55 |
| Şekil 4.20. Tavlınmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri..... | 56 |
| Şekil 4.21. Tavlınmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri..... | 56 |
| Şekil 4.22. 400°C’de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 57 |
| Şekil 4.23. 400°C’de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri..... | 57 |
| Şekil 4.24. 400°C’de tavlınmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 58 |
| Şekil 4.25. 400°C’de tavlınmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri..... | 58 |
| Şekil 4.26. 600°C’de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 140-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 59 |
| Şekil 4.27. 600°C’de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 140-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri..... | 59 |

| | |
|--|----|
| Şekil 4.28. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 60 |
| Şekil 4.29. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 600-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri. | 60 |
| Şekil 4.30. 700°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 61 |
| Şekil 4.31. 700°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri. | 61 |
| Şekil 4.32. 700°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.... | 62 |
| Şekil 4.33. 700°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri. | 62 |
| Şekil 4.34. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için 80-400 K aralığında arayüzey hallerinin voltaja göre değişimi. | 65 |
| Şekil 4.35. Tavlınmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için 80-400 K aralığında arayüzey hallerinin voltaja göre değişimi. | 65 |
| Şekil 4.36. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için sabit voltajda arayüzey hallerinin numune sıcaklığına göre değişimi. | 66 |
| Şekil 4.37. Tavlınmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için sabit voltajda arayüzey hallerinin numune sıcaklığına göre değişimi. | 66 |
| Şekil 4.38. İdealite faktörü n ’nin üzerine arayüzey tabakası kalınlığının etkisini gösterir çizim (Card and Rhoderic 1971). | 68 |
| Şekil 4.39. Co/p-InP/Au:Zn SED’in bazı sıcaklıklarda deneysel ve teorik düz-beslem akım-voltaj karakteristikleri. | 69 |
| Şekil 4.40. Ni/p-InP/Au:Zn SED’in bazı sıcaklıklarda deneysel ve teorik düz-beslem akım-voltaj karakteristikleri. | 70 |
| Şekil 4.41. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi.... | 72 |
| Şekil 4.42. Tavlınmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 80-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi.. | 72 |
| Şekil 4.43. 400°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi..... | 73 |
| Şekil 4.44. 400°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. | 73 |
| Şekil 4.45. 600°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 140-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. | 74 |
| Şekil 4.46. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi..... | 74 |
| Şekil 4.47. 700°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi..... | 75 |
| Şekil 4.48. 700°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in engel yüksekliğinin T ’in ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak değişimi. | 75 |

| | |
|--|----|
| Şekil 4.49. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) -1/nkT$ çizimleri..... | 77 |
| Şekil 4.50. 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) -1/nkT$ çizimleri..... | 78 |
| Şekil 4.51. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) -1/nkT$ çizimleri..... | 79 |
| Şekil 4.52. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) -1/nkT$ çizimleri..... | 80 |
| Şekil. 4.53. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_{0C}/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 82 |
| Şekil. 4.54. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi.. | 83 |
| Şekil. 4.55. 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 84 |
| Şekil. 4.56. 400°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 85 |
| Şekil. 4.57. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için; engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 86 |
| Şekil. 4.58. 600°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED için üç farklı bölgede engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 87 |
| Şekil. 4.59. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin ikili GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 88 |
| Şekil. 4.60. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. | 89 |
| Şekil 5.1. Co/p-InP diyotlardan birinin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ($T = 300$ K). | 92 |
| Şekil 5.2. Ni/p-InP diyotlardan birinin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi (numune sıcaklığı $T = 300$ K)..... | 93 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

| | |
|---|-----|
| Çizelge 4.1. Co/p-InP/Au-Zn ve Ni/p-InP/Au-Zn SED'ler için, engel yüksekliği $\Phi_{g\ddot{o}r}$, homojen engel yüksekliği Φ_b^{hom} , idealite faktörü $n_{g\ddot{o}r}$, ortalama görünür SEY ve engel yüksekliklerinin standart sapmaları..... | 52 |
| Çizelge 4.2. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b nin deneysel değerleri..... | 63 |
| Çizelge 4.3. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b nin deneysel değerleri..... | 64 |
| Çizelge 4.4. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin tekil ve ikili gauss dağılımına göre hesaplanan $\Phi_1(V)$, $\Phi_2(V)$, ρ_1 , ρ_2 , $\sigma_1(V)$ ve $\sigma_2(V)$ parametreleri..... | 76 |
| Çizelge 5.1. Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin tavlama sıcaklığına göre homojen engel yükseklikleri değişimi..... | 91 |
| Çizelge 5.2. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve engel yüksekliği Φ_b nin deneysel değerleri..... | 96 |
| Çizelge 5.3. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b nin deneysel değerleri..... | 97 |
| Çizelge 5.4. Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin tavlama sıcaklığına göre etkin engel yükseklikleri değişimi..... | 101 |

1.GİRİŞ

Günümüzde gelişen teknolojiyle birlikte yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanlarının kullanımı yaygınlaşmıştır. Bu devre elemanlarından bir metal ve bir yarıiletkenin kontak haline getirilmesiyle elde edilen Schottky Diyotlar (SD), vakum teknolojisinin gelişimi ile temel elektronik devre elemanlarının fabrikasyonunda en temel ve hayati bileşenlerden biridir. Metal-yarıiletken (MY) yapılar yeni yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerinin araştırılması için hazırlanan en temel devre elemanlarıdır (Wilmsen 1985; Rhoderick *et al.* 1988). SD'ler; güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), yarıiletken dedektörler, hızlı anahtarlama uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan ters gerilimle değişen diyotlar) ve mikrodalga devre elemanlarında kullanılmaktadır (Neaman 2003). Bununla birlikte, Operational Amplifier (OP-AMP) gibi aktif devre elemanları ve Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), Photo-Induced Transient Spectroscopy (PICTS), Thermally Stimulated Current (TSC) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinde farklı dedektör uygulamaları, modülatör ve demodülatör uygulamalarında da SD'lar kullanılmaktadır.

Yarıiletkenlerin elektronikte kullanılmaya başlanması 20. Yüzyıl'da bilime yeni bir çığır açmıştır. Dolayısıyla; elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar *pn* eklemine göre bazı avantajlarından dolayı önemli bir yere sahip olmuştur. Bu tür diyotların devre içindeki işlevi normal diyotlar gibidir. Fakat *pn* eklemi bir azınlık taşıyıcısı olarak çalışırken MY Schottky kontak bir çoğunluk taşıyıcısı olarak çalışır ve kapasitans etkisi düşüktür. Bundan dolayı, Schottky diyotlar, *pn* ekleminden daha yüksek frekanslarda çalışabilir ve hızlı anahtarlama uygulamalarında kullanılabilirler. Genel olarak bir Schottky diyodun anahtarlama süresi yaklaşık olarak 10^{-12} s iken bir *pn* eklemine yaklaşık 10^{-9} s civarındadır (Seeger 1991). Schottky diyotların güç kayıpları çok azdır, fakat çalıştıkları gerilim ve akım değeri *pn* eklemine göre daha düşüktür ve bu diyotların üretimleri daha basittir. MY

çalışmaları yüzyılı aşkın bir süredir devam etmektedir. MY Schottky kontakların elektriksel iletkenlik ve karakteristikleri ile ilgili ilk ciddi araştırma 1870'li yıllara dayanmaktadır. 1874 yılında Braun yarıiletkenle bakır ve demir gibi metal kontakların simetrik olmayan elektriksel iletkenliğe sahip olduğunu keşfetmiştir (Braun 1874). O zaman doğrultma mekanizması bilinmediği için dedektör olarak kullanılmıştır. İlk metal-yarıiletken yapı; yarıiletken üzerine sivriltilmiş bir metalin kontak yapılması ile elde edilmiştir. 1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent almıştır (Pickard 1906). Pierce, 1907 yılında metali yarıiletkenin yüzeyine püskürtmüş ve Schottky diyotların doğrultucu özelliklerinin varlığını saptamıştır.

MY kontakların en çok üzerinde çalışılan parametresi metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan engel potansiyelidir. Bu arayüzey engel potansiyelinin oluşumu ile ilgili 1930'larda çeşitli modeller önerilmeye başlanmıştır. 1938 yılında Schottky ve yine aynı yılda Schottky'den bağımsız olarak Mott (1938), tarafından önerilen modellere göre elektronlar, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler. Mott'a göre potansiyel engeli, kontak haline getirilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından kaynaklanmaktadır. Mott, ileri sürdüğü teoride elektrik alanının sabit olduğunu ve ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky (1938) ise tam tersine, Poisson denklemine göre elektrik alanının doğrusal artması ve elektrostatik potansiyelin karesel değişebilmesi için sabit konsantrasyonlu yüklü kirliliklerin bulunduğu bir engel bölgesi fikrini kabul etmiştir. Rusya'da Davydov (1939) Schottky ile aynı fikirleri paylaşmıştır. 1940'larda Schottky de difüzyon teorisini geliştirmiştir (Crowel and Sze 1966; Rideout 1978). II. Dünya Savaşı sırasında Germanyum (Ge) ve Silisyum (Si) ile imal edilen nokta kontak doğrultucular yeniden gündeme gelerek mikrodalga radarlarında kullanılmıştır. Bu dönemlerde nokta kontak diyotlar daha çok frekans dönüştürücüsü ve düşük seviye mikrodalga dedektör diyotu olarak kullanılmıştır. 1942'de yarıiletken fiziğine çok önemli bir katkı termioyonik emisyon (TE) teorisiyle Bethe tarafından yapılmıştır (Bethe 1942).

1947 yılında Bardeen, yüzey hallerindeki net elektron yükü ve zıt işaretli uzay yükünden dolayı yarıiletkenin serbest yüzeyinde bir çift tabakanın (dipol tabakası) oluşacağını ileri sürmüştür. Bu yüzey hallerinden dolayı, metal yarıiletken kontağın doğrultucu karakteristiğinin pratikte metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağı yargısına varılmıştır (Bardeen 1947; Cowley and Sze 1965). 1948 yılında Bardeen ve Brattain, Ge diyotlarda taşıyıcı enjeksiyonunu bulmuşlardır ve bir yıl sonra da Ge nokta kontak transistorü yapılmıştır (Bardeen 1948).

MY kontağın diğer uygulama alanı da omik kontaklardır. Bunlar doğrultucu özellik göstermezler ve bütün aktif devre elemanlarında kullanımı kaçınılmazdır. Metal-yarıiletken kontaklar omik kontak özellikleriyle 1950'li yıllarda geliştirilmiş olan pn eklem yapılarında omik kontak olarak kullanılmıştır. MY Schottky diyotlarla ilgili çalışmalar 1960'larda yoğunlaştırılmıştır (Rideout 1978, Rhoderick 1988). 1963'de Archer and Atalla, yarılmış Silisyum yüzeyi üzerine yapılan metal kontak ile ilgili çalışmalarında teori ile deneyler arasında iyi bir uyum olduğunu göstermişlerdir. Bu yıllarda Mead and Spitzer (1964), 14 temel elementi kullanarak III-V yarıiletkenleri üzerinde oluşturulan metal-yarıiletken sistemlerin engel yükseklikleri üzerine sistematik çalışmalar yapmışlardır. Bu çalışmalarda tüm durumlar için yüzeydeki Fermi seviyesi pozisyonunun metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu belirlemişlerdir.

Bu çalışmalardan farklı olarak, Tung (2001) Schottky diyotlarla ilgili yaptığı çalışmalarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazı durumlarda TE modeli ile uyuşmayabileceğini göstermiştir. Schottky kontaklar her zaman ideal olmadılarından idealite faktörü (n) denilen bir karakteristik ortaya çıkmaktadır. Tung, çalışmalarında idealite faktörü $n > 1.03$ olması halinde TE modelinden sapmaların meydana geldiği ve bu durumun TE modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ifade ederek bunun genellikle Schottky engel yüksekliğinin (SEY) uygulama gerilimine bağlılığına atfedilebileceğini rapor etmiştir. Ayrıca, $n > 1$ olması; imaj kuvvet etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir.

MY Schottky kontaklarda engel yüksekliği (EY) en önemli karakteristik parametrelerden biridir (Robinson 1985; Rhoderick ve Williams 1988). Bu parametre, teorik olarak, ideal durumda kontak haline getirilen metal ve yarıiletken materyallerin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. İdeal olmayan metal ve yarıiletken kontaklarda, fabrikasyon sırasında, araştırmacının elinde olamadan metal/yarıiletken arayüzeyinde arayüzey halleri ve arayüzey oksit tabakası oluşabilir. Bu oksit tabakası uygulanan potansiyelin bir kısmını bölerek EY'ye ek bir katkı getirecektir. Böylece görünür engel yüksekliği gerçek engel yüksekliğinden farklı olacaktır.

Çeşitli işlemlerle, potansiyel engelinin ve diyot parametrelerinin kararlı kalması sağlanabilir (Brillson 1993). Yarıiletken yüzeyinin farklı işlemlere maruz bırakılması SEY'in değişimine sebep olduğu deneysel olarak bulunmuştur. Bu işlemlerden birkaçı metal ile yarıiletken arayüzeyinde yalıtkan bir tabaka oluşturmak veya metal/yarıiletken kontağı ısıl olarak tavlama şeklinde sıralanabilir. Tavlama, sistemi termal dengeye getirmeye meyillidir ve daha kararlı bir yapıya yol açar. Bu değişimin sebepleri arasında yarıiletken yüzeyine Schottky kontak oluşumu için buharlaştırılan metal kontaklarla yarıiletkenin yüzey şartlarındaki değişim veya çeşitli işlemlerden dolayı oluşan metalik fazlar sıralanabilir. Bu yüzden, SEY'in ısıl tavlamaya karşı davranışı teknolojik sebeplerin yanı sıra bilimsel olarak da geniş bir ilgiye sebep olmuştur (Yokoyama *et al.* 1982; Rhoderick 1988; Huang and Yang 1991).

Isıl tavlamaıyla MY arayüzeyinde birçok kinetik işlemler oluşabilir. Ara-difüzyon, kirlilikler, kimyasal reaksiyonlar, arayüzey pürüzlülüğü, katkı atomu yerdeğiştirmesi, düz diyot arayüzeyi, vs, bunların hepsi termal tavlamanın etkisiyle meydana gelen ısı hareketi tarafından ortaya çıkarılabilir (Cheung and Cheung, 1986). Ayrıca, bileşik yarıiletkenlerin (GaAs, InP, InAs, GaN, ZnO vs.) yüksek sıcaklıklarda tavllanması durumunda anyonların yok olmasına ve donör kusurlarının oluşumuna yol açtığı da rapor edilmiştir (Woodall *et al.* 1981; Kowalczyk *et al.* 1981; Brillson *et al.* 1982).

MY kontaklarda EY kararlılığı MESFET yapımında çok önemlidir. MESFET yapımında, parazit oluşturan direnç değerini azaltmak ve MESFET in performansını

iyileştirmek için son zamanlarda en çok tercih edilen metot, yarıiletken taban malzemenin yüzeyleri üzerine gerekli metal kontaklar oluşturulduktan sonra ısı olarak tavlama işlemidir. Tavlama sıcaklığının 600 veya 700°C den fazla olması gerektiği durumlarda, Schottky kontakın doğrultucu karakteristiği, yani diyot özelliği bozulmamalıdır. III-V yarıiletkenlerle kontak haline getirilen Au, Ag gibi saf metallerin tümünün ısı tavlama esnasında, termal olarak kararlı olmadığı ve böylece Schottky karakteristiğinin bozulduğu görülmüştür. Fakat Ni, Ti, Cr, Co vb. refraktori (yüksek sıcaklık tavlama dayanıklı) metalleri Schottky kontak olarak kullanıldığında, yüksek sıcaklık tavlamasından sonra kararlılığın bozulmadığı rapor edilmiştir (Woodall *et al.*1981; Cheung and Cheung 1986; Sands *et al.*1988; Sands 1989; Everaert *et al.*1990; Huang and Pang 1997).

Büyük ölçekli entegrasyonlarda katkı atomları ile katkılama işlemi önemli bir hal almasıyla bu katkı atomlarını aktifleştirmek için yüksek sıcaklık uygulaması gerektiğinden bir Schottky kontakın yüksek sıcaklığa karşı bozulmadan kalabilmesi önemlidir (Van Meirhaeghe *et al.* 1990). Van Meirhaeghe *et al.* (1990) tarafından, elektron tabancası ile buharlaştırma (e-gun evaporation) yöntemi kullanılarak imal edilen Co/*p*-InP Schottky engelli diyotların (SED) 450 °C'ye kadar ısı olarak tavlama işlemi termal kararlılığının incelendiği çalışmada, tavlama işlemi için 300 K'de 0,85 eV'luk EY rapor edilmiştir. Hwang and Tyan (1992) 300 K'de metal (Al, Ag ve Au)/*p*-InP SED'lerin I-V ve kapasite-voltaj (C-V) karakteristiklerini incelediler. Diğer taraftan, Kim *et al.* (1999) Fe/InP SD'lerin ara yüzey kararlılığını araştırmak için, bu diyotların oda sıcaklığı I-V karakteristiklerinden idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi diyot parametrelerini hesapladılar ve Fe metalinin InP tabanlı MY alan etkili transistör yapımında kararlı bir metal olarak kullanılabileceğini rapor ettiler. Newman *et al.* (1987) *p*-InP yarıiletkeni üzerine Ag, Cr, Cu, Au, Pd, Mn, Al ve Ni gibi metaller kullanarak SED'lerin oda sıcaklığındaki elektriksel özellikleri üzerine sistematik deneysel bir çalışma yayınladılar.

Diğer taraftan, üretim esnasında laboratuvar ortamından dolayı altlık yarıiletken yüzeyinde araştırmacının elinde olmadan (istem dışı) oluşan doğal oksit tabakası,

yariletken yüzeyine Schottky kontak (doğrultucu kontak) olarak buharlaştırılan reaktif veya refraktori metaller vasıtasıyla indirgenebileceği Türüt *et al.* (1992), Brillson (1993), Sağlam and Türüt (1997) tarafından rapor edilmiştir. Böyle bir durumda Schottky metali tabii oksit tabakasıyla veya yariletkenle kimyasal reaksiyona girerek arayüzeyde intermetalik bir tabakanın oluşmasını ve sistemin kararlı hale ulaşmasını sağlar. Böylece, ısıl işlem basamakları Schottky diyot karakteristiğinin korunması ve arayüzeydeki doğal oksit tabakasının indirgenmesi elektronik sanayisinde kaliteli ve kullanım süresi boyunca kararlılığını koruyacak devre elemanı üretimi bakımından önemli bir yere sahip olmuştur (Robinson 1985; Rhoderick and Williams 1988).

MY kontak üretiminde III-V yariletkeni olan InP, GaAs, GaP ya da üçlü yariletken olan AlGaAs vb. yariletken bileşiklerin kullanımı gün geçtikçe artmaktadır. Son yıllarda, III-V yariletkeni olan InP, genelde yüksek hız ve güç gerektiren devre elemanı uygulamaları için kullanılan GaAs'a alternatif olarak kullanımı yaygınlaşmaktadır. Bu yüzden InP tabanlı elektronik devre elemanlarının imali ve karakterizasyonu büyük önem arz etmektedir. Asubay *et al.* (2009) metal/*p*-InP (Cu, Au, Al, Sn, Pb, Ti, Zn) SD'lerin oda sıcaklığındaki deneysel *I-V* karakteristiklerinden bu diyotların yanal homojen Schottky engel yüksekliklerini belirlediler. Bu araştırmacılar tarafından, Cu, Au, Al, Sn, Pb, Ti, Zn/*p*-type InP SD'lar için, sırasıyla, homojen EY değerleri, 0,89; 0,78; 0,91; 0,86; 0,91; 0,96; 0,92 eV olarak rapor edilmiştir. Ayrıca, Asubay *et al.* (2008) 20 K'lik basamaklarla 20-400 K arasında, numune sıcaklığına bağlı olarak Ti/*p*-InP SD'lerin *I-V* karakteristiklerinden sıcaklığa bağlı diyot parametrelerini hesapladılar.

InP opto-elektronik ve yüksek hızlı elektronik devre elemanı uygulamaları için gerekli olan direkt band gap ve yüksek elektron mobilitesinden dolayı, taban malzeme olarak kullanılmaya başlanmıştır (Wilmsen 1985; Victorovitch *et al.* 1995). Diğer taraftan, InP yariletkeni, radyasyon hasarlarına karşı mükemmel dayanıklılık ve direncinden dolayı uzay çalışmalarında güneş pili olarak kullanılan ilginç bir yariletkendir. Schottky diyotların teknolojik öneminden dolayı MY kontakların doğasının tam olarak anlaşılması ve onları iyileştirme yöntemlerinin bilinmesi oldukça önemlidir. İdeal SD'lerin *I-V* karakteristikleri genellikle TE modeliyle uyum içindedir. MY kontakların

EY ve idealite faktörü (n) gibi karakteristik parametrelerinin belirlenmesiyle ilgili pek çok deneysel çalışmalar yapılmıştır. $I-V$ karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığında detaylı çalışılması Schottky diyotların MY ara yüzeyinde engel yüksekliğinin ve iletim mekanizmasının doğasının tam olarak anlaşılması için yeterli bilgi sağlamaz. Sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinin değerlendirilmesi akım iletim mekanizmasının daha iyi anlaşılmasına izin verir. Ancak, MY kontak boyunca yük taşınımı hâlâ tam olarak anlaşılmağı değildir. SD'nin sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinin TE teorisine göre analizinde azalan sıcaklıkla idealite faktörünün arttığı ve engel yüksekliğinin azaldığı görülmüştür. Engel yüksekliğinin azalan sıcaklıkla azalması, $\ln(I_0/T^2)-(kT)^{-1}$ çiziminin lineerlikten sapmasına yol açar. Son zamanlarda, azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinin azalması ve idealite faktörünün artması TE teorisi ile birleştirilmiş engel yüksekliğinin Gaussian dağılımıyla başarılı şekilde açıklanmıştır (Song 1986). Saçtırma yöntemi, yarıiletken devre elemanlarına kontak oluşturmak için oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Çünkü bu metotla iyi derecede mekanik adhezyona sahip metal filmler bir altlık üzerinde kolaylıkla oluşturulabilmektedir (Vandenbroucke *et al.* 1987; Ebeoğlu *et al.* 1998).

Bilindiğı gibi, günümüz elektronik sanayisinde, vakum teknolojisiyle MY kontaklar kolay ve mekanik olarak güvenilir bir şekilde üretilebilmektedir. Günümüzde teknolojik önemi nedeniyle Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin doğasının tam olarak anlaşılması büyük bir ilgi konusudur (Mönch 2001). Bu husus, üretilen bir devre elemanının istenilen amaca tam olarak hizmet edebilmesi açısından dikkate değerdir. Aynı zamanda, üretilen aygıtın sahip olduğu olumlu veya olumsuz özelliklerin tespit edilerek olumsuzlukların giderilmesi cihazın yüksek verimde çalışmasını sağlayacağından, bu konuda yapılacak çalışmalar da kıymetli olacaktır. Gelişen teknolojiyle birlikte yarıiletken malzemeler ile yapılan devre elemanları bu alanın vazgeçilmez bir unsuru olmuştur. Bunlardan biri olan SED'ler vakum teknolojisinin gelişmesi ve giderek öneminin artmasıyla en temel elektronik devre elemanları içerisinde yerini almıştır. Çağdaş elektronikte SED'ler oldukça önemli bir yere sahiptir. İdeal olmayan SED yapısının ideallikten sapmasının açıklanabilmesi ve arayüzey davranışlarının öncelikle bilinmesi devre elemanlarının üretiminde oldukça önemlidir.

Çünkü, üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi ya da performansındaki düşüşün açıklanabilmesi bu devre elemanı üretiminin tekrarlanabilirliğini ortaya koyar. Bu sebeple elektronik devre elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak gerekir. Yapılacak araştırmaların amacı, bu devre elemanlarının davranışını açıklamak ve bu açıklamalar ışığında tekrarlanabilir devre elemanları üretip bunları geliştirmektir.

Bu çalışma, magnetron DC saçtırma tekniği ile *p*-tipi InP altlık üzerinde Co ve Ni refraktori metalleri kullanılarak hazırlanan Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn Schottky yapıların elektriksel özelliklerinin tavlama sıcaklığına ve numune sıcaklığına bağlı incelenmesi üzerinedir. Oda sıcaklığında ve sıcaklığa bağlı olarak *I-V* karakteristikleri tavlamanın 400°C, 600°C ve 700°C'de tavlama ile diyet parametrelerinde gözlenen değişimler irdelenmiştir. Böylece; ideale yakın kararlı Schottky diyet yapılarının oluşturulabilme şartları belirlenmeye çalışılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Metal-Yarıiletken Kontaklar

2.1.1 Giriş

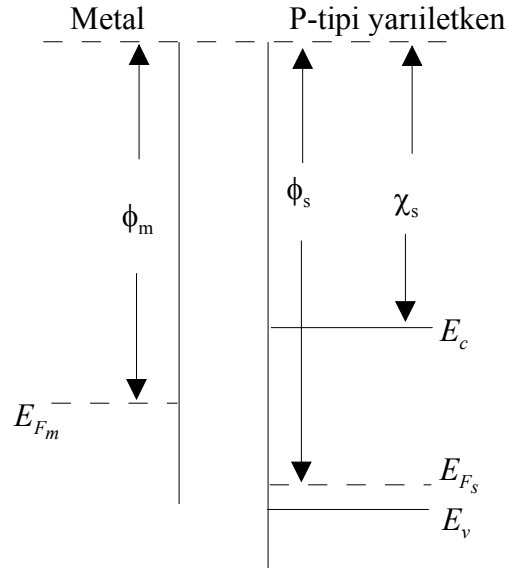
SED'lerin karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılmasının bir yolu da kristale uygun kontakların uygulanmasıdır. Kontak; kristal ile kristale uygulanacak olan kontak malzemesinin birbirlerine en az dirençle temas etmeleri olarak düşünülebilir. Kontakın ideal olması, kontak maddelerinin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmalarıyla doğrudan ilişkilidir (Cowley and Sze 1965). Kontak haline getirilen maddeler arasında elektrokimyasal potansiyelleri (Fermi seviyeleri) aynı düzeye gelinceye kadar bir yük alış verişi olur (Ziel 1968). Bu durum, her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilgilidir.

Schottky kontak tasvirinde dikkate alınması gereken bazı parametreler vardır. Metal için bu parametreler, metalin Fermi enerjisi E_{Fm} ve Schottky metalinin iş fonksiyonu $\Phi_m > 0$ 'ı ihtiva eder. Bir metalin iş fonksiyonu, bir elektronu metal yüzeyinden koparıp, vakuma çekmek için gereken enerjidir. Daha nicel anlatmak istersek; iş fonksiyonu Şekil-2.1'de gösterildiği gibi, Fermi enerjisi ile vakum seviyesi arasındaki farktır. Yarıiletkenin ilginç parametreleri içinde yarıiletkenin Fermi enerjisi E_{Fs} , yarıiletkenin iş fonksiyonu $\Phi_s > 0$ ve yarıiletkenin elektron ilgisi $\chi > 0$ vardır. Elektron ilgisi yarıiletkenin iletkenlik bandından vakuma bir elektronu çıkarmak için gereken enerjidir ve iletkenlik bandının tabanı ile vakum seviyesi arasındaki fark olarak verilir.

Bir yarıiletkenle bir metal kontak haline getirildiği zaman, yarıiletken ve metalin Fermi enerjilerinin arasındaki farkı telafi etmek için bir miktar bant bükülmesi meydana gelir. Gerçekte, Fermi enerjisindeki bu fark, bir maddedeki elektronun diğerinden daha

yüksek enerjiye sahip olduğu anlamına gelir. Bu yüzden, elektronlar enerjisi yüksek olandan daha düşük olana akma meyli göstereceklerdir. MY eklem boyunca, $p-n$ eklem durumundaki yük transferine benzer bir şekilde elektron transferi vardır. Elektronik endüstrisinde yarıiletken malzemeleri dış bir elektrik devresine bağlamak için yaygın olarak metallerin kullanılmasından dolayı; bu tür eklemlere metalürjik eklem ya da omik kontak denir.

Şekil-2.1'den görüldüğü gibi; metaldeki Fermi enerjisinin enerji bandının içinde konumlanması sebebiyle elektronların bir metal tarafından alınması ve verilmesi kolaylaştığından yük transferi kolaylıkla gerçekleşir. Bu yeni yük dağılımı artan bir dâhili elektrik alanı oluşturur. Elektrik alandaki artış yük dağılımı dengelenene kadar devam eder ve elektrik alan büyüklüğü yeterli seviyeye ulaşınca yük transferi durur.



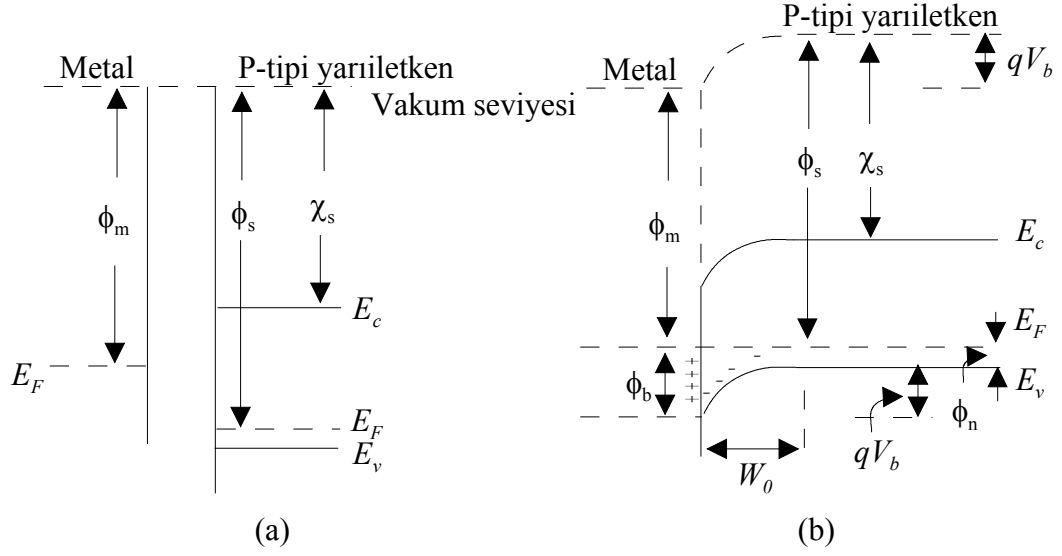
Şekil 2.1. Termal denge halinde metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-band diyagramı.

Tüm malzeme boyunca yük nötralliğinin korunması gerektiği için; metaldeki ve yarıiletkendeki fazla elektrik yüklerinde zıt işaretli yükler birbiriyle eşit miktarda olmalıdır. Bununla beraber, metalin yarıiletkenden daha çok yük yoğunluğuna sahip olmasından dolayı; bu fazla yüklerin metalin içine yayılması ile oluşan yük bölgesi genişliği yarıiletkendekine nazaran ihmal edilebilir darlıktadır. Bu durum, tek taraflı

fazlaca katkılanmış $p-n$ ekleme oldukça benzemektedir. Sonuç olarak, dâhili elektrik alanı ve band bükülmesi de öncelikle yarıiletken kısmında meydana gelecektir. (Razeghi 2009)

2.1.2 Metal/ p -tipi Yarıiletken Schottky (Doğrultucu) Kontaklar

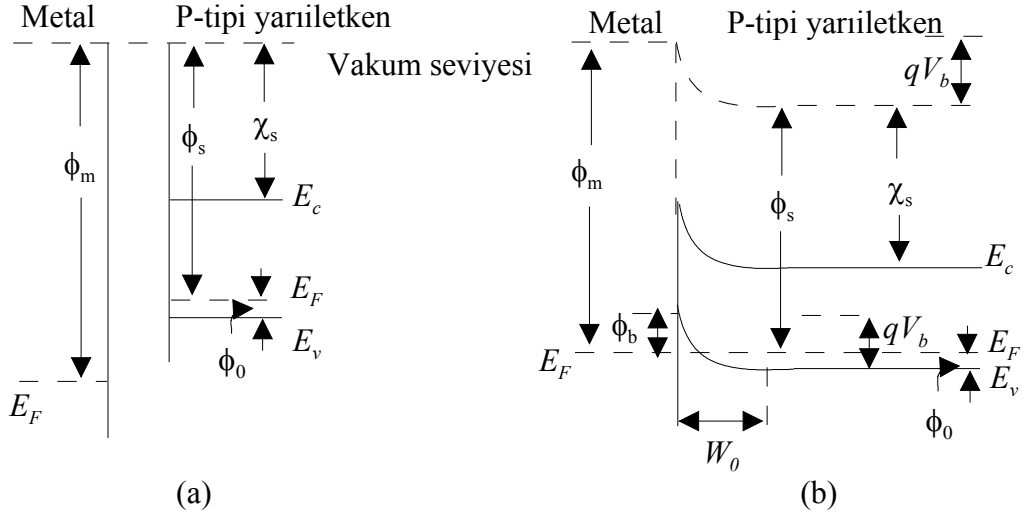
Yukarıda bahsedildiği gibi, metal-yarıiletken kontakların davranışı metalle (Φ_m) yarıiletkenin (Φ_s) iş fonksiyonlarına bağlıdır. Bunun için öncelikle metal ile p -tipi yarıiletkenin $\Phi_m < \Phi_s$ olacak şekilde kontak yapılması durumu ele alınırsa; Şekil 2.2'de görüldüğü gibi, kontak öncesi yarıiletkenin yüzeyinde herhangi bir yük olmamasından dolayı kristal boyunca enerji bandı sabittir ve bükülmez. p -tipi yarıiletkende iletkenlikten pozitif yüklü boşluklar sorumludur. p -tipi yarıiletken ile metal kontak haline getirildiğinde her iki materyalin Fermi enerjileri (E_F) aynı enerji seviyesinde olacak şekilde bantlarda bükülme meydana gelir. Yani, E_F seviyelerini aynı seviyeye getirmek için yarıiletkenin yasak enerji aralığı (YEA) bir bütün olarak bir miktar yukarı kalkar. YEA'daki bu kaymanın sebebi, metaldeki enerjisi yüksek olan elektronların yarıiletkenin içerisine doğru hareket etmeleridir. Bu bükülme, yarıiletkenin E_F seviyesi metalin E_F seviyesine eşit oluncaya kadar devam eder. Metal içerisindeki elektronların, enerji seviyelerindeki yerlerini boşaltıp yarıiletkene geçerek yarıiletkendeki boşluk olarak adlandırdığımız boş enerji seviyelerine yerleşmelerinden dolayı, yarıiletkendeki boşluklar sanki metal içerisine doğru hareket ediyorlarmış gibi görünür. Şekil 2.2 b'de gösterildiği gibi bant bükülmesinin değeri, $qV_b = \Phi_m - \Phi_s$ olur. Burada V_b , kontak potansiyel farkı ve qV_b ise elektronların meydana getirdiği potansiyel engeldir.



Şekil 2.2. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/*p*-tipi yarıiletken kontakın kontak öncesi ve sonrası oluşan enerji-band diyagramı.

2.1.3 Metal/*p*-tipi Yarıiletken Omik Kontaktlar

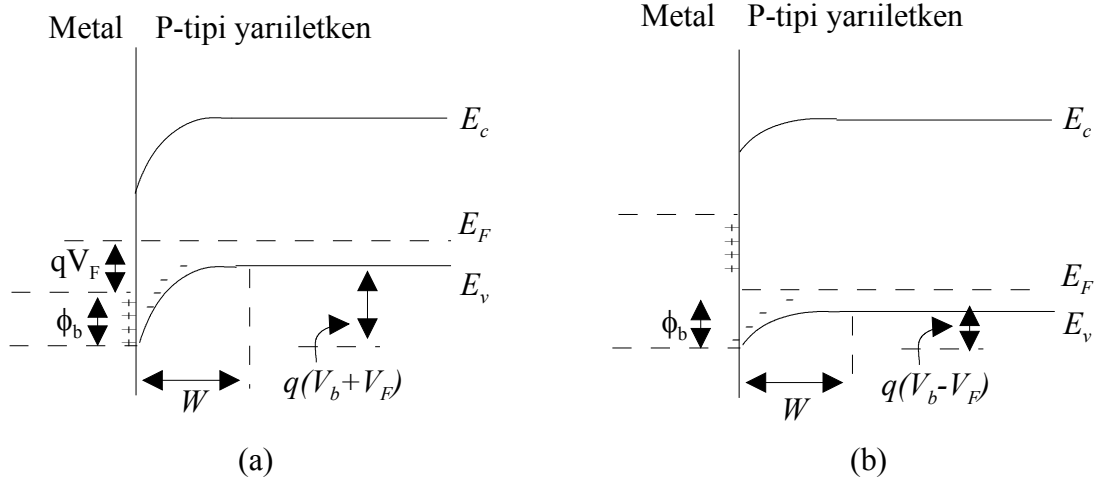
p-tipi yarıiletken-metal kontakta, metalin iş fonksiyonu Φ_m 'nin yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s 'den daha büyük ($\Phi_m > \Phi_s$) olduğu durumdaki enerji band yapısı Şekil 2.3'de gösterilmektedir. Bu şartlardaki metal ile yarıiletkenin kontak yapılması durumunda, *p*-tipi yarıiletkendeki yüksek enerjili elektronlar metale geçecek ve metal tarafında kontak bölgesine yakın bölgede negatif yük fazlalığından dolayı ince bir tabaka (ihmal edilecek kadar ince) ve yarıiletken tarafında ise pozitif yük fazlalığından dolayı bir W_0 tükenim bölgesi oluşur. Sonuçta, yarıiletkenin yüzey bölgesinde pozitif yüklerin konsantrasyonu artarken yarıiletkenin direnci azalır. Bu durumda yarıiletkenin E_F seviyesi, elektronların metale geçmesinden dolayı aşağıya doğru hareket eder. Bu hal metalin E_F seviyesi yarıiletkeninkiyle eşitlenene kadar devam eder. Fermi enerjisindeki bu kayma neticesinde yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi deplasyon bölgesinin bir kısmında izinli enerji aralığına düşecektir. Bu da yarıiletkenin deplasyon bölgesi yakınında bir metal gibi davranmasını sağlayacaktır.



Şekil 2.3. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/*p*-tipi yarıiletken kontağın **a)** kontak öncesi, **b)** kontak sonrası oluşan enerji-bant diyagramı.

Omik kontakın bir başka izahı da şöyle yapılabilir; *p*-tipi yarıiletkende boşluk konsantrasyonunun artması demek, yarıiletkendeki deplasyon bölgesinin daralması anlamına gelir. Kuantum mekaniğe göre taşıyıcıların tünelleme ihtimaliyeti artacaktır ve böylece engel genişliği yeterince dar ise metal/*p*-tipi yarıiletken kontak omik özellik gösterecektir. Böylece, her iki durumda da metal/*p*-tipi yarıiletken yapısı omik kontak özelliği gösterecektir. Şekil 2.3 b'de gösterildiği gibi bant bükülmesinin değeri, $qV_b = \Phi_m - \Phi_s$ olur.

Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın düz ve ters beslem durumu için enerji-bant diyagramları Şekil 2.4a ve Şekil 2.4b'de gösterilmiştir. Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta ters beslem uygulandığı zaman, yani yarıiletken tarafına metale göre pozitif bir voltaj uygulandığında, yarıiletken bölgesindeki boşluk yoğunluğu daha da artacaktır, aynı şekilde metal tarafında da elektron yoğunluğu artacaktır. Bu da EY Φ_b 'nin Şekil 2.4a'da görüldüğü gibi qV_f kadar artmasına sebep olacaktır. Böylece uygulama voltajının artmasıyla gittikçe artan bir EY akımının geçmesine engel olacaktır.



Şekil 2.4. *p*-tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontağın elektron enerji band diyagramları: **a)** ters beslem, **b)** düz beslem durumunda.

Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kantağa düz beslem uygulandığı zaman, yani yarıiletken tarafına metale göre negatif bir voltaj uygulanırsa eklem bölgesinin yarıiletken tarafındaki boşluk yoğunluğu azalacak, aynı şekilde metal tarafında da elektron yoğunluğu azalacaktır. Bu da $EY \Phi_b$ 'nin Şekil 2.4b'de görüldüğü gibi qV_f kadar azalmasına sebep olacaktır. Bunun neticesinde de akım herhangi bir engelle karşılaşmadan geçecektir. Tükenim bölgesinde düşen V_b potansiyeli ve tükenim tabakası W_0 uygulanan düz ve ters besleme göre Şekil 2.4a ve b'de görüldüğü gibi değişmektedir.

2.1.4. Metal-Yarıiletken Kontakların Akım-Voltaj Karakteristikleri

Yüksek mobiliteli yarıiletkenlerle oluşturulan Schottky diyotlar, TE teorisine uyan $I-V$ karakteristiğine sahiptirler. Bu teoriye göre akım-voltaj bağıntısı, I diyottan geçen akım ve I_0 ters beslem doyma akımı olmak üzere doğru beslem akımı, uygulanan potansiyele bağlı olarak,

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

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Doyma akımı I_0 ise,

$$I_0 = A_d A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.2)$$

ile verilir. Bu ifadede, A_d diyod alanı, A^* (InP için = $60 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$) Richardson sabiti, T mutlak sıcaklık, e elektron yükü, Φ_b , sıfır-beslem engel yüksekliği ve k Boltzmann sabitidir.

TE teorisine göre yazılan bu denklem ideal bir durumdur ve pratikte elde edilmesine literatürde hemen hemen hiç karşılaşılmamıştır. Bu durum, EY'nin uygulanan gerilimle değişmesine bağlanmaktadır. Bunun nedeni de, metal-yarıiletken arasında, ideale en yakın Schottky yapılar da bile en azından 5–20 Å kalınlık mertebesinde ince bir oksit tabakasının doğal olarak oluşmasıdır (Singh 1985; Kaminski 1998; Cova 1990; Szatkowski 1988). Dolayısıyla imal edilen diyotlar, Denklem (2.1)'i uygulamalarda tam olarak sağlamazlar ve bu denklem şöyle düzeltilir:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV_{uy}}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

Buradaki n idealite faktörüdür ve diyodun ideal özelliklerden sapmasını gösteren boyutsuz bir parametredir. Denklemdeki n sıcaklığa bağlı olabilir ve yaklaşık olarak voltajdan bağımsız olup 1'den büyüktür. $V_{uy} > 3kT/q$ için denklem (2.3),

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV_{uy}}{nkT} \right) \right] \quad (2.4)$$

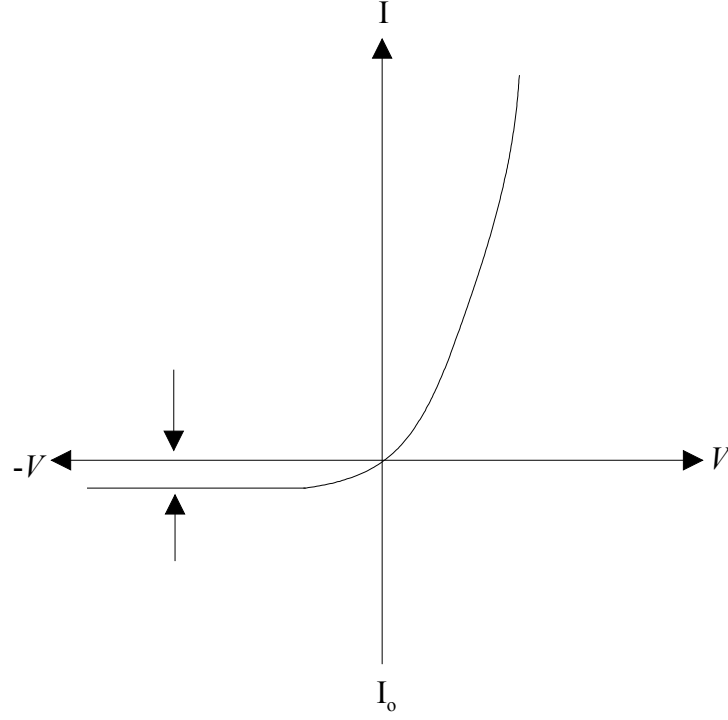
şeklinde yeniden yazılabilir. Her iki tarafın tabii logaritması alındıktan sonra V_{uy} 'a göre türevi alınırsa, idealite faktörü

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV_{uy}}{d(\ln I)} \quad (2.5)$$

olarak elde edilir. $\ln I-V$ grafiği çizilirse, bu grafiğin doğru beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV_{uy}/d(\ln I)$ bulunur. Fit edilen doğrunun $V_{uy}=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akımını verir. Eşitlik (2.2)'de her iki tarafın tabii logaritması alınarak, Φ_b 'ye göre çözümlerse

$$e\Phi_b = kT \ln \left(\frac{A_d A^* T^2}{I_0} \right) \quad (2.6)$$

şeklinde engel yüksekliği ifadesi elde edilir (Cheung and Cheung 1986). Şekil 2.5'te görüldüğü gibi, Schottky diyodu doğrultucu özelliğine sahiptir, yani düz beslem durumunda akım geçer ve ters yönde ise hemen hemen akım geçmemektedir. Schottky diyoduna doğru yönde gerilim uygulandığında, yarıiletken den metale geçen elektronlar için potansiyel engel yüksekliği, gerilimle azalmakta ve $I-V$ karakteristiğinin düz beslem tarafı üstel bir değişim göstermektedir (Şekil 2.5). Bir Schottky diyotun $I-V$ karakteristiğinin ters beslem kısmında ($V_{uy} < 0$), uygulanan gerilimin büyük değerleri için, diyottan geçen akım sabittir (Şekil 2.5).



Şekil 2.5. Bir SED'in akım-gerilim karakteristiği.

2.2. Arayüzey Hallerinin Varlığında Görünür Engel Yüksekliği

Yukarıda belirtildiği gibi, yüksek sıcaklıklarda idealite faktörünün büyük değerleri ara yüzey de ince bir oksit tabakasının varlığını gösterir. Bundan dolayı; Schottky diyodun engel yüksekliğini voltaja, dolayısıyla da sıcaklığa bağlı yapan homojen olmayan engel yüksekliğini tartışırken ara yüzey tabakasında düşen potansiyel ve ara yüzey durumlarının (ara yüzey halleri) katkısı da dikkate alınmalıdır. Şöyleki, TE teorisinde veya ideal Schottky diyotlarda uygulama voltajının (V_{uy}) direkt olarak arınma bölgesinde düştüğü kabul edilir. Fakat gerçek veya ideal olmayan bir Schottky diyotta ara yüzey ve seri direnç dikkate alındığı zaman V_{uy} potansiyelinin deplasyon bölgesi (V_s), ara yüzey tabakası (V_i) ve seri direnç bölgesi (IR_s) tarafından paylaşıldığı görülür. Böyle bir durumda V_{uy} şöyle yazılabilir:

$$V_{uy} = V_s + V_i + IR_s \quad (2.7)$$

Arayüzey tabakalı bir Schottky diyotunun düz beslem altında enerji-bant diyagramı Şekil 2.7'de verilmiştir. Burada; $q\Phi_m$ metalin iş fonksiyonu, χ_s yarıiletkenin elektron ilgisi, $\Phi_{g\ddot{o}r}$ etkin engel yüksekliği, V_i arayüzey tabakası boyunca potansiyel değişimi, Φ_0 yüzey hallerinin nötral enerji seviyesi, δ arayüzey tabakasının kalınlığı ve N_{ss} ($cm^{-2}eV^{-1}$) arayüzey hallerinin yoğunluğudur. Bu haller Φ_0 ile E_F , aralığında etkindir. Buna göre termal dengede arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{ss} (Coul/cm²)

$$Q_{ss}(0) = -qN_{ss} [q\Phi_{g\ddot{o}r} - q\Phi_0] \quad (2.8)$$

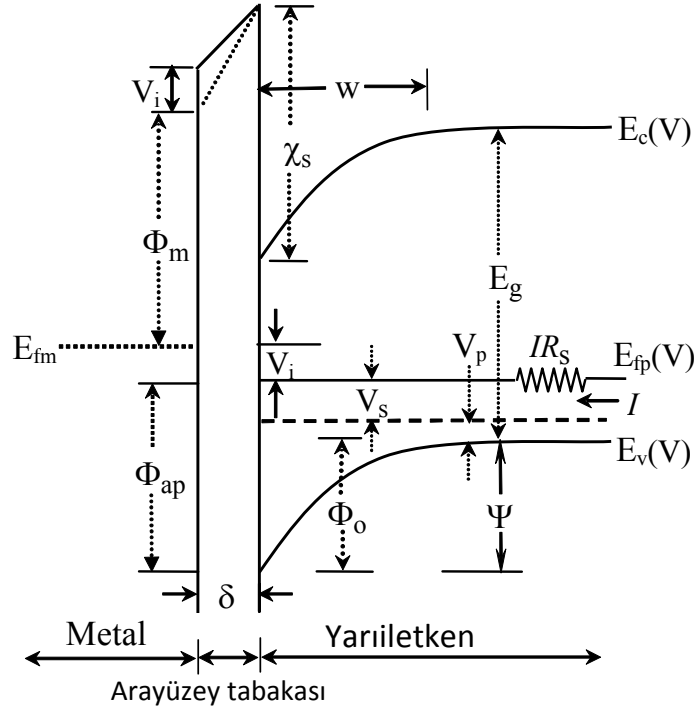
eşitliği ile verilir (Chattopadhyay and RayChaudhri 1992). Termal denge durumunda Schottky bölgesindeki uzay yük yoğunluğu

$$Q_{sc}(0) = -[2q\epsilon_s N_a (\Phi_{g\ddot{o}r} - V_p)]^{1/2} \quad (2.9)$$

ile verilir. Burada V_p valans bandı kenarı ile Fermi seviyesi arasındaki potansiyel farkı, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitidir. Gauss kanunundan faydalanılarak sıfır beslemde arayüzey tabakası boyunca potansiyel düşmesi

$$V_i(0) = -\frac{\delta}{\epsilon_i} Q_m = \frac{\delta}{\epsilon_i} (Q_{sc}(0) + Q_{ss}(0)) \quad (2.10)$$

şeklinde yazılır. Burada ϵ_i arayüzey tabakası dielektrik sabiti, Q_m metalin yüzeyindeki yük yoğunluğudur. Şekil 2.6'da verilen enerji-bant diyagramına göre sıfır beslemde arayüzeyde düşen voltaj için,



Şekil 2.6. Metal/yalıtkan tabaka/*p*-tipi yarıiletken yapısının doğru beslem altında enerji-bant diyagramı.

$$V_i(0) = \frac{E_g}{q} + \chi_s - \psi_s(0) - V_p - \Phi_m \quad (2.11)$$

olarak yazılabilir. Bir doğru beslem V_s voltajı uygulandığında yukarıdaki denklemler sırasıyla;

$$Q_{ss}(V_s) = -qN_{ss}[q\psi_s(V_s) + qV_p - q\Phi_0] \quad (2.12),$$

$$Q_{sc}(V_s) = -(2q\epsilon_s N_a \psi_s(V_s))^{1/2} \quad (2.13),$$

$$V_i(V_s) = - \left[\frac{E_g}{q} + \chi_s - \psi_s(V_s) - V_p - V_s - \phi_m \right] = \frac{\delta}{\epsilon_i} [Q_{sc}(V_s) + Q_{ss}(V_s) + Q_f] \quad (2.14)$$

şekline dönüştürülür. $\psi_s(V_s)$, uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yarıiletkenin yüzey potansiyelidir; $V_i(V_s)$ doğru beslem durumunda, arayüzey tabakası boyunca potansiyel düşmesi, Q_f arayüzeydeki uzay yükü yoğunluğu ve $V_i(0) - V_i(V_s)$ farkı arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesidir (Türüt, *et. al.* 1996).

Termal denge durumunda etkin engel yüksekliğini bulmak için (2.12), (2.13) ve (2.14) denklemlerinden faydalanılarak $\psi_s(V_s)$ ve $\phi_{gör}$ için;

$$\psi_s(V_s) = \phi_{gör} - C_2 V_s - V_p + \left\{ \frac{C_2^2 C_1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4 C_2^2 C_1 (\phi_{gör} - C_2 V_s - V_p) + C_2^4 C_1^2} \right\} \quad (2.15),$$

$$\phi_{gör} = C_2 \left(\frac{E_g}{q} + \chi_s - \phi_m \right) + (1 - C_2) \phi_0 + \frac{(1 - C_2)}{q N_{ss}} N_f \quad (2.16)$$

İfadeleri elde edilir. Son iki ifadede,

$$N_f = \frac{Q_f}{q} \quad (2.17),$$

$$C_1 = \frac{2q\epsilon_s N_a \delta^2}{\epsilon_i^2} \quad (2.18),$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 N_{ss} \delta} \quad (2.19)$$

tanımları kabul edilmiştir (Wu and Yang 1988). Eşitlik (2.16)'daki ifade termal dengede ($V=0$ durumundaki) etkin engel yüksekliğidir. Düşük katkı yoğunluğuna sahip yarıiletkenlerde düşük beslem için (2.15) ifadesindeki büyük parantez içi {...} terimi ihmal edilebilir. Böylece (2.15) ifadesi

$$\psi_s(V_s) = \Phi_{gör} - C_2 V_s - V_P \quad (2.20)$$

ifadesine indirgenir. Öte yandan arayüzey halleri yoğunluğu $N_{ss} \approx 0$ olursa görünür engel yüksekliği ifadesi $\Phi_{gör}$,

$$\Phi_{gör} = \frac{E_g}{q} + \chi_s - \Phi_m \quad (2.21)$$

şeklini alır. Bu ifade arayüzeysiz bir SED'in EY ifadesidir.

MY kontaklarda bir yalıtkan tabaka varsa yani diyot bir MIS (metal-yalıtkan-yarıiletken) diyodu şekline dönüşmesinde tünellemeden ötürü TE akımı $V > 3kT$ durumu için

$$I = A_d A^* \theta_p T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} (\psi_s(V) + V_p) \right] \quad (2.22)$$

ile verilir (Card and Rhoderick 1971). Burada A^* Richardson sabiti, A diyodun etkin alanı ve θ_p terimi yaygınca arayüzey tabakası için geçiş sabiti olarak bilinir. Denklem (2.19), (2.20) ve (2.22) den MIS diyotları için akım

$$I = A_d A^* \theta_p T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b(V_s)}{kT}\right) \exp\left(\frac{C_2 qV}{kT}\right) \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $n = 1/C_2$ olarak alınabilir (Chattopadyay and Daw 1985).

Böylece (2.23) denklemi

$$I = A_d A^* \theta_p T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b(V_s)}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{nkT}\right) \quad (2.24)$$

halini alır. Burada;

$$I_0 = A_d A^* \theta_p T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.25)$$

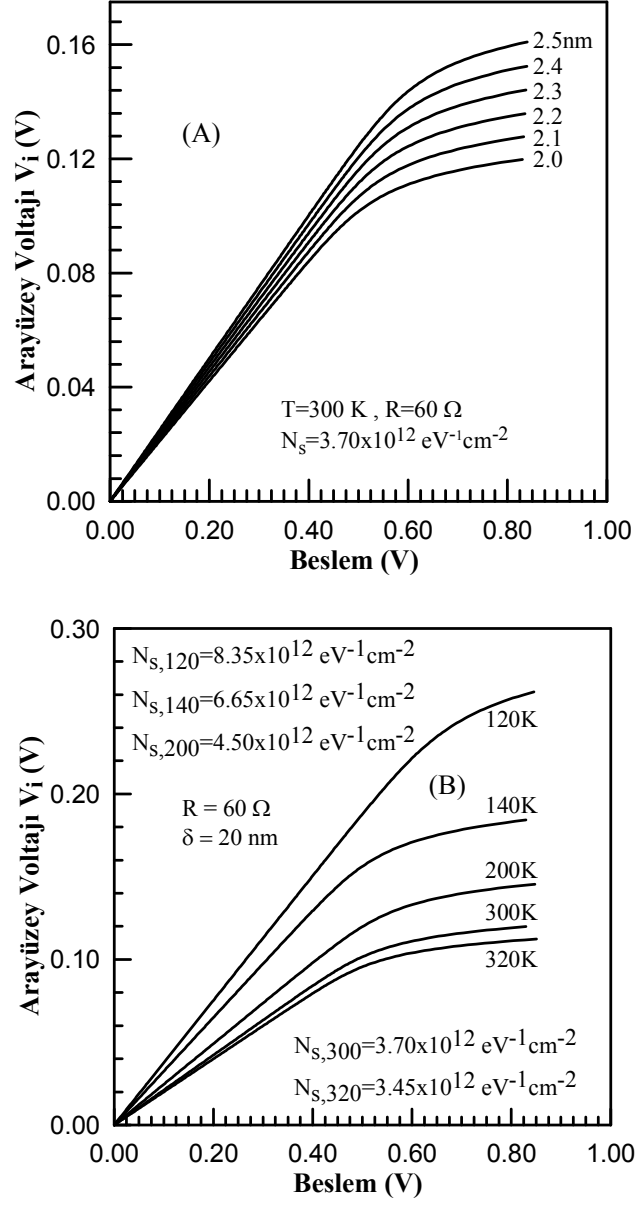
ile verilir. Burada, $q\Phi_b$ ara yüzey tabakasız Schottky engel yüksekliğidir. θ_p

$$\theta_p = \exp\left[-\frac{4\pi\delta}{h} (2m^* \chi)^{1/2}\right] = \exp(-a\delta(\chi)^{1/2}) \quad (2.26)$$

olarak yazılır. Burada, $a\delta(\chi)^{1/2}$ hol tünelleme faktörüdür, $a = \frac{4\pi}{h} (2m^*)^{1/2}$ etkin kütleyle bağlı bir sabittir, $m^* = 0.64m_0$ InP için hollerin etkin tünelleme kütlesi, χ ince ara yüzey tabakası tarafından meydana getirilen engel yüksekliğidir. Eğer ara yüzey son derece ince ve holler için geçirgense $\theta_p \approx 1$ ' dir. Bunlar dikkate alındığı zaman görünen engel yüksekliği, $\Phi_{gör}$ şu şekilde yazılır:

$$q\Phi_{g\ddot{ö}r} = q\Phi_b + akT\chi^{1/2}\delta \quad (2.27)$$

Bu ifadede $akT\chi^{1/2}\delta$ terimi, $q\Phi_b$ değerine ara yüzey tabakasından gelen katkıdır ve artan numune sıcaklığıyla artar. Eşitlik (2.19) ve $n = 1/C_2$ kullanılarak elde edilen arayüzey voltajının arayüzey kalınlığı ve arayüzey hallerinin fonksiyonu olarak düz-beslem voltajına bağlılığı Şekil 2.7’de verilmiştir.



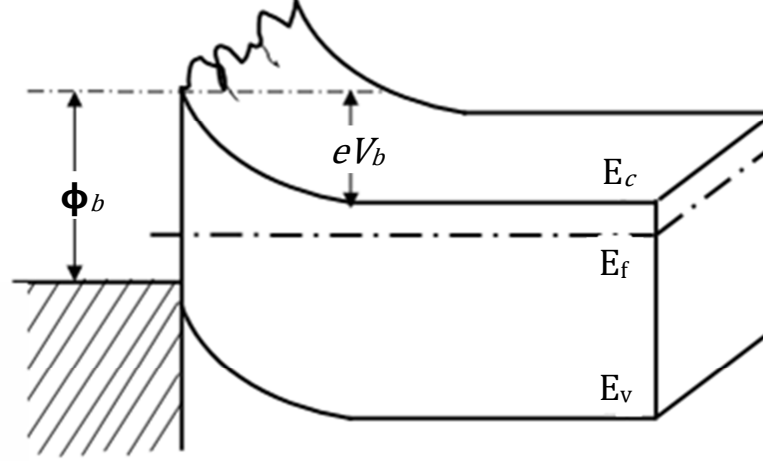
Şekil 2.7. Arayüzey voltajının (A) arayüzey kalınlığı ve (B) arayüzey hallerinin fonksiyonu olarak düz-beslem voltajına bağlılığı. Bu hesaplama Ni/*p*-InP Schottky diyot için yapılmıştır (Ejderha *et al.* 2010).

2.3. Gauss Dağılım Modellerine Göre Schottky Engel İnhomojenliğinin Analizi

2.3.1. Homojen Olmayan Schottky Engel Yüksekliği

En ileri teknoloji ile üretilen bir SED’de bile metal-yarıiletken arayüzeyinin pürüzsüz veya mükemmel bir şekilde dizilime sahip olduğu söylenemez taki her bir atomu elle birer birer yerine yerleştirene kadar. Yani; metal-yarıiletken arayüzeyi düz değildir ve metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir (Werner and Güttler 1991; Sullivan *et al.* 1991). Lokal potansiyel veya elektrik alan değişimlerinin bir başka nedeni de, alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin değişimi olabilir (Ayyıldız *et al.* 2005; Horvath *et al.* 2003). Ayrıca, arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimleri ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki akseptör atomlarının rasgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerinin bir başka nedeni olabilir. Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır (Werner and Güttler 1991) (Şekil 2.8). Bu konu üzerine yapılan çalışmalarda farklı EY’ne sahip homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar ele alınmıştır. Diyot akımı düşük EY’ne sahip yapılarının etkin alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Diğer bir modelde (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991), engel yüksekliğinin varlığı şöyle açıklanmıştır: Daha yüksek engel yükseklikleriyle çevrilmiş farklı engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin (“patches”) varlığı, yani metal yarıiletken arasında engel yüksekliğinin yanıl (lateral) olarak inhomojen olduğu, hem teorik hem de deneysel çalışmalarla ortaya konuldu. Bu küçük lokal bölgelerin çapı deplasyon bölgesinin (yüklerden arınmış bölge) genişliğinden daha küçük veya ona eşit olabilir. Küçük lokal bölgeler arasındaki etkileşme “kısılma” olarak adlandırılır (Tung *et al.* 1992; Sullivan *et al.* 1991). Bu modele göre, kısılma etkisi, sadece, engel inhomojenliğinin büyük ve

düşük engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin çok küçük boyutta olduğu zaman fark edilebileceği ileri sürüldü.



Şekil 2.8. Homojen olmayan engel yüksekliğine sahip olan bir Schottky kontağın üç boyutlu enerji-bant diyagramı.

Kısılma etkisinin oluşumu, yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğuna, küçük lokal bölgelerin yarıçapına ve engel yüksekliği farkına (Şekil 2.8) bağlıdır. Son zamanlarda, metal yarıiletken arayüzeylerin çoğunluğunda elde edilen deneysel değerlerden, Schottky engel inhomojenliğinin varlığının kesin olduğu vurgulanmaktadır (Ohdomari and Tu 1980; Sullivan *et al.*1991; Tung *et al.*1992; Tung 1992; Horvath 1992; Osvald 1992; Osvald 2000).

2.3.2 Tekli Gauss dağılım modeli

Schottky kontaklarda engel yüksekliği, $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri için değişik sonuçlar verir. Schottky kontaklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması değişik şekillerde açıklanmaktadır. Metal-yarıiletken arayüzeyindeki kontak yapısının düzgün olmaması, Şekil 2.8'de gösterilen V_b ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma sebep olacaktır. Tekli Gauss dağılımına göre (Song *et al.*

1986; Werner and Guttler 1991; Tung 1992; Dobrocka and Osvald 1994) $\bar{\Phi}_b$, σ_i , standart sapma ve görünen engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$ arasındaki ilişki

$$\Phi_{\text{gör}} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_i^2}{2kT} \quad (2.28)$$

eşitliğiyle verilir. σ_i 'nin sıcaklığa bağlılığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir.

$$(n^{-1} - 1) = -\rho_1 = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (2.29)$$

ile verilir. Mevcut teoride ortalama Schottky engel yüksekliğinin ve onun standart sapmasının uygulama gerilimi ile lineer değiştiği kabul edildiğinde

$$\bar{\Phi}_b(V) = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \text{ ve } \sigma(V) = \sigma_i + \rho_3 V \quad (2.30)$$

şekilde ifade edilir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sırasıyla ortalama engel yüksekliğinin ve standart sapmanın voltaj katsayılarıdır. Böylece ters beslem doyuma akımı ifadesi

$$I_0 = A_d A^* T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_b}{kT}\right] \quad (2.31)$$

ile (2.28) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2 \sigma_i^2}{2kT^2}\right) = \ln(A_d A^*) - \frac{\bar{e}\Phi_b}{kT} \quad (2.32)$$

ifadesi elde edilir. (2.32) eşitliği $\ln(I_0/T^2) \sim 1/T$ grafiğinden Richardson sabitini elde etmek için kullanılır.

Schottky diyotlarda idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı T_0 etkisi olarak bilinmektedir. Genellikle numune sıcaklığı düşürüldüğünde diyotun idealite faktörü artar. Bazı metal-yarıiletken arayüzeylerinde elde edilen Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörleri, T_0 anormalliği olarak bilinen, ölçülen sıcaklıkla değişimi ifade eder. Bunun için eşitlik (2.1) ile verilen akım ifadesi, T_0 değeride eklenerek şöyle yazılabilir.

$$I = AA^* T^2 \left[\exp\left(-\frac{e\Phi_b}{k(T+T_0)}\right) \right] \left[\exp\left[\frac{eV_{wy}}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right] \quad (2.33)$$

Burada T_0 bir sabittir. İdeal durumda ($n=1$ için) T_0 , 0 değerini göstermektedir. Kısacası, T_0 değeri sıfıra yaklaştıkça diyotlar da ideal duruma yaklaşırlar. Burada $nT \sim T$ grafiği çizilmek suretiyle ideal Schottky kontak davranışından veya termoiyonik emisyonundan sapma belirlenebilir. Grafiğin analitik yorumundan $n=1+T_0/T$ olduğu ve bu denklemin $y = a.x + b$ formunda olmasından faydalanılarak T_0 değerleri hesaplanabilir.

2.3.3. İkili Gauss dağılım modeli

MY Schottky kontaklarda $I-V$ karakteristiklerinin ideal olmaması veya idealite faktörünün 1'den büyük olması MY arayüzeyindeki uzaysal inhomojenliklerden ortaya çıkabilir (Song *et al.* 1986; Werner and Güttler 1991; Sullivan *et al.* 1991; Tung 1992). Düşük sıcaklıklarda SEY değerindeki düşüş, idealite faktörü değerindeki artış gerçekten de standart TE modeliyle açıklanamaz. Klasik modele göre MY kontaklar veya

Schottky diyotların eklemde homojen bir engel yüksekliğinin olduğu varsayılır. Schottky engel yüksekliğinin inhomojen olduğu durumlarda, sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinden bazı parametrelerin hesaplanmasında termiyonik emisyon modeli doğrudan kullanılamaz. İdeal bir Schottky engelinde doğru beslem akımı termiyonik emisyon teorisi ile analiz edilebilir:

$$I(V) = A_d A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{bo}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{e(V_{uy} - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.34)$$

Burada n , idealite faktörü ve R_s diyodun seri direnci olarak tanımlanmıştır. Çoğu ideal olmayan Schottky diyotlarda Φ_b ve n görünen engel yüksekliği ve idealite faktörü anlamında $\Phi_{gör}$ ve $n_{gör}$ ile değiştirilerek

$$I(V_{uy}) = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{gör}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{e(V_{uy} - IR_s)}{n_{gör} kT}\right) \right] \quad (2.35)$$

ifadesi elde edilir.

Engel yüksekliği dağılımı Gauss dağılımı ile ifade edilecek olursa tüm sıcaklık aralığında düz bir çizgi olması gerekir. Burada inhomojenliği tanımlamak için $\rho(\Phi)$ rastgele bir dağılım fonksiyonu kabul edilirse. Paralel iletim modeli TE eşitliğini temel olarak şöyle çözülebilir.

$$I(V_{uy}) = AA^* T^2 \left[\exp\left(-\frac{eV_{uy}}{n_{gör} kT}\right) - 1 \right] \int_0^\infty \rho(\Phi) \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) d\Phi \quad (2.36)$$

Burada,

$$\rho(\Phi) = \sum_i \frac{\rho_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi - \bar{\Phi}_i)^2}{2\sigma_i^2}\right] \quad (2.37)$$

her bir Gauss dağılım fonksiyonunun değeri için ρ_i ağırlıklı, σ_i standart sapma ve $\bar{\Phi}_i$ ortalama değerleridir. Normalizasyon şartından $\sum_i \rho_i = 1$ olmalıdır. Eşitlik (2.35) ve (2.36)'dan

$$\Phi_{gör} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2}\right) + \rho_2 \exp\left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2}\right) + \dots + \rho_n \left(-\frac{\bar{\Phi}_n}{kT} + \frac{\sigma_n^2}{2k^2T^2}\right) \right] \quad (2.38)$$

tek bir Gauss dağılım fonksiyonu için Eşitlik (3.38)

$$\Phi_{gör} = \bar{\Phi} - \frac{\sigma_1^2}{2kT} \quad (2.39)$$

şekline indirgenebilir. Engel yüksekliği dağılımı Gauss dağılımı ile ifade edilecek olursa tüm sıcaklık aralığında lineer bir grafik elde edilir. Deneysel sonuçlara göre, $1/T$ 'ye karşı $\Phi_{gör}$ grafiğinde lineer ilişki olmadığı zaman birden fazla Gauss dağılım fonksiyonuna ihtiyaç vardır. Eğer iki bölgede lineer ilişki olduğu farz edilirse ikili-Gauss dağılım fonksiyonuna ihtiyaç vardır ve

$$\rho(\Phi) = \rho_A(\Phi) + \rho_B(\Phi) \quad (2.40)$$

şeklinde $\rho_1 + \rho_2 = 1$ normalizasyon şartından iki farklı Gauss dağılım fonksiyonları elde edilir. Şimdi engel yüksekliğinin ikili-Gauss dağılımı kullanılarak inhomojen Schottky diyot için görünen engel yüksekliği ile sıcaklık arasında aşağıdaki eşitlik şöyle yazılabilir (Huang and Fang 2006):

$$\Phi_{gör} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2} \right) + \rho_2 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2} \right) \right] \quad (2.41)$$

Burada $\rho_1, \rho_2, (\rho_2 = 1-\rho_1), \sigma_1, \sigma_2, \bar{\Phi}_1$ ve $\bar{\Phi}_2$ sırasıyla, ağırlık, standart sapma ve ikili Gauss fonksiyonu için ortalama EY değerleridir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Metalizasyon Yöntemleri

Metal-yarıiletken kontak üretiminde kullanılan birçok yöntem vardır. Fakat en çok kullanılan buharlaştırma veya saçtırma yöntemleridir.

3.1.1. Buharlaştırma Tekniği

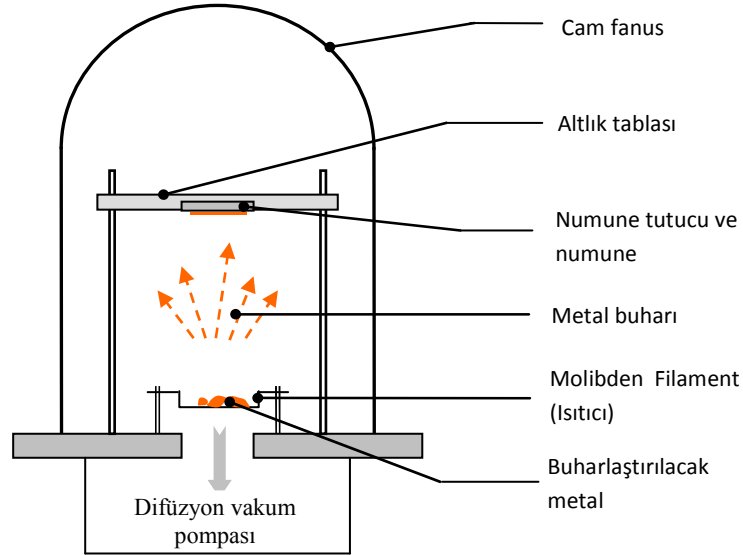
Bu metod genel olarak bir vakum ortamında temiz bir yüzey elde etmek için veya bir malzeme üzerine bir metalin kaplanması işleminde kullanılır. Buharlaştırma ile elde edilen kontakların büyük çoğunluğu 10^{-5} Torr civarında basınç sağlayan difüzyon pompası ile pompalanan vakum sistemi içinde yapılırlar (Şekil 3.1). Holland (1956) bu kaplama metodunu kullanarak değişik metal filmler üretmiştir. Genel olarak, yüksek sıcaklığa dayanabilen molibden ve titanyum gibi metaller genellikle Elektron Beam Heating (ısı sonucu elektron demetinin oluşması) yöntemiyle buharlaştırılırken, alüminyum ve altın gibi düşük erime sıcaklığına sahip metaller bir filaman şeklindeki rezistansın ısıtılmasıyla kolaylıkla buharlaştırılabilir.

Yarıiletkenin yüzeyinde hiç oksit tabakası olmasa bile yarıiletken, vakum sistemine konulana kadar veya istenen basınca ulaşana kadarki süre içinde hava ile etkileşmesi sonucunda yüzeyde oksit tabakası oluşabilir. Örneğin 10^{-5} Torr basınçta yüzeye çarparak yapışan gaz molekülleri 10^{-1} saniye kadar kısa sürede bir tabaka oluşturacaktır. Silisyum üzerindeki oksijen için beklenen yapışma katsayısı 10^{-3} (Joyce and Neava 1971) kadar düşük olması durumunda tek bir tabakanın oluşması için yaklaşık 100 sn gereklidir. Hâlbuki pompa basıncının istenilen düzeye düşme zamanı 10'larca dakikalara vardığı için yarıiletken yüzeyi daha fazla basınca maruz kalır. Son basınç değerine ulaştıktan sonra vakum sistemi içinde yarma (cleave) veya dağlama (etching) ile yüzey hazırlanıyorsa vakum 10^{-7} Torr'da tutulmadıkça gene bir oksit tabakası

oluşacaktır. Bu mertebedeki basıncı muhafaza edebilmek için çok iyi bir vakum sistemi gerekmektedir.

Ayrıca difüzyon pompasından buharın adsorbsiyonu yüzünden altlık üzerinde bir ara yüzey tabakası da oluşabilir. Cowley (1966) yılında iyon pompası kullanarak bu tür kirliliklerden korunabilmenin mümkün olabileceğini göstermiştir (Rhoderick 1992). Bu yüzden 10^{-7} - 10^{-8} Torr vakuma ulaşabilen iyon pompası kullanmak yaygındır.

Ara yüzey tabakasının eliminasyonunun tek yolu yaklaşık 10^{-10} Torr'luk düşük basınçta (yüksek vakumda) numuneyi cleave ettikten sonra metal yahut uygun bir filmi yarıiletken yüzeyine çabucak buharlaştırmaktır (Thanailakis 1974; van Otterlo and Geritsen 1978; Newman *et al.* 1985). Bu basınçta adsorblanan gaz atomlarının bir tabaka oluşturması için gerekli zaman o kadar uzundur ki, (yaklaşık 10^7 sn) bir ara yüzey tabakasının oluşması veya metal filmin kontaminasyona uğrama imkânı hemen hemen hiç yoktur.



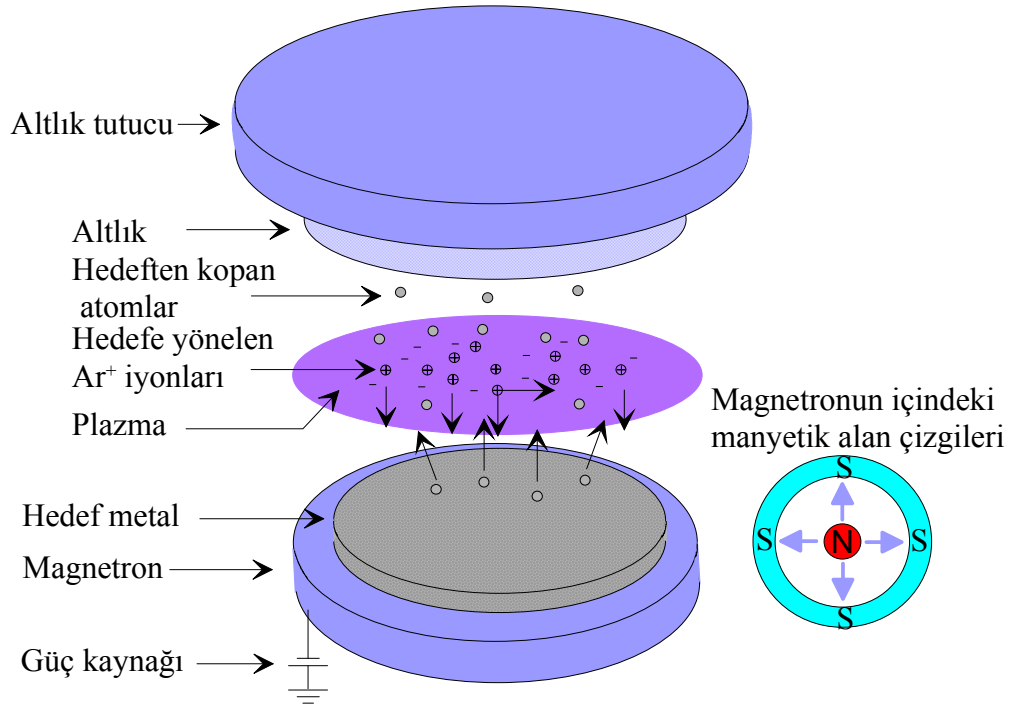
Şekil.3.1. Buharlaştırma sisteminin şeması.

Bununla birlikte, bu yolla hazırlanan kontaklar kimyasal olarak ideal olmalarına rağmen, yarıma sırasında yüzeyde oluşacak mekanik etkilerden ötürü kontak ideal

olmayacak ve genellikle $I-V$ karakteristikleri lineer olmayıp n (idealite faktörü) değeri 1'den büyük olacaktır. Bu yüzden, buharlaştırma metodu çok yavaş ve pek kullanışlı değildir ve ayrıca bu yöntemin potansiyel avantajı yoktur.

3.1.2. Manyetik Alanda DC Saçtırma Yöntemi

Kontak çalışmalarında, yarıiletken yüzeyine metal kaplamak için saçtırma yöntemi yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu yöntem, ağır pozitif iyonların bombardımanı sonucunda genellikle katot olarak kullanılan bir elektrottaki atomların bir kısmının sökülüp bir altlık üzerinde ince bir tabaka oluşturma esasına dayanır. Saçtırma yöntemi temel olarak üç farklı şekilde yapılabilir. Bunlar DC (Direct Current; Doğru Akım), RF (Radyo Frekansı) ve DC-RF saçtırma teknikleridir. Bu üç yöntemin herbiri manyetik alan yardımıyla daha etkin hale getirilebilir.



Şekil 3.2. Manyetik alanda DC saçtırma sisteminin şeması.

Manyetik alanda DC saçtırma, altına magnetron yerleştirilmiş hedef metale elektrik alan vasıtasıyla yönlendirilen iyonların manyetik alan vasıtasıyla solenoidal (sarmal yay) bir hareketle hedef metale çarpması ve ondan kopardığı atomların bir kısmının taban malzeme üzerine büyümesi olayıdır (Şekil 3.2).

Manyetik alanda DC saçtırma yönteminde 100 mTorr civarında basınca sahip argon gazı ortamında manyetik alana yaklaşık dik uygulanan elektrik alan vasıtasıyla; Ar plazması (tamamen iyonlaşmış atom bulutu) oluşturulur. Daha sonra elektrik alan vasıtasıyla plazmadaki mevcut iyonlar ve elektronlar (e^-) birbirine zıt yönde hızlanmaya başlar. Ar atomu bir e^- verdiği için pozitif değerlidir ve hedef metale negatif voltaj uygulandığı için bu Ar^+ iyonları hedefe doğru hızlanmaya başlayacaklardır. Bu hız ile manyetik alana giren iyonlar; manyetik alan kaynağındaki içten dışa doğru olan manyetik alanın etkisiyle dairesel yörüngede harekete başlayacaklardır. Bu hareketi oluşturan kuvvet;

$$\mathbf{F}=q.\mathbf{v}\times\mathbf{B} \quad (3.1)$$

ile ifade edilebilir. Burada; q iyonun yükü, \mathbf{v} iyonun hızı, \mathbf{B} manyetik alan ve \mathbf{F} manyetik alanın Ar^+ iyonu üzerinde oluşturduğu ve iyonun hızına dik olan bir kuvvettir. Bu kuvvetin etkisi ile dönme hareketi yapan iyonlar elektrik alanın etkisiyle de hedef metale doğru bir öteleme hareketi yapacaktır. Böylece Ar^+ iyonları solenoidal bir hareketle hedef metale çarpacaklardır. Bu çarpma sonucunda hedef metalden atomlar kopacaktır. Bu çarpmanın ve kopmanın etkisiyle saçılan (ki bu işlem ismini buradan alıyor) bu atomlar hızla etrafa yayılacaktır. Bu yayılan atomlardan bir kısmı taban malzeme üzerine yayılacaktır ve taban malzeme üzerine ince bir metal film tabaka büyüyecektir. Bu işlem manyetik alanda DC saçtırma ile ince film büyütme yöntemi olarak adlandırılır.

İyi derecede mekanik adhezyona sahip metal filmler çok yüksek vakuma gerek duyulmadan kolaylıkla oluşturulabildiğinden, saçtırma yöntemi MY kontak fabrikasyonu için oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

3.1.3. Kimyasal Kaplama İle Kontak Yapma

Basit ve maliyet açısından ucuz oluşu nedeniyle özellikle yüksek sıcaklığa dayanabilen metaller için bu yöntem popüler olmaya başlamıştır (Fraser 1983). Crowell *et al.* (1965), tungsten hegzaklorürü uygun bir yarıiletkenle kimyasal işleme tabi tutarak, tungsteni Ge, Si ve GaAs üzerine kaplamışlardır. Bu şekilde elde edilen Schottky diyotların idealite faktörü 1,04 civarında olmuştur.

Bu teknikle kaplama yapmak özellikle entegre devre teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Shaw and Amick 1970; Brors *et al.*1984). Kano *et al.* (1966) Molibden pentaklorürü hidrojenle indirgeyerek Mo/Si diyodlar imal ederek hemen hemen ideal doğrultma karakteristikleri elde etmişlerdir. Furukawa and Isibashi (1967) *p*-tipi ne *n*-tipi GaAs üzerinde kalay klorür'ü hidrojenle indirgeyerek hem omik hem de doğrultucu kontak yapılabileceğini göstermişlerdir.

Ayrıca, çözelti ile kaplama da yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Gold'berg, ve çalışma grubu (1971) bir elektrolit prosesi ile GaP'ı nikel ve altın ile kaplayarak hemen hemen ideal Schottky diyodların yapılabileceğini rapor etmişlerdir. Kimyasal kaplama ile ilgili literatürde çok fazla bilginin olmadığı söylenebilir. Bunun nedeni; yarıiletken devre elemanı üretimi ile ilgili mevcut diğer yöntemlerle karşılaştırılmayacak teknolojik durum olabilir veya ticari açıdan gizli tutuluyor olabilir.

3.2. Kontak Yapımı Öncesi İşlemler ve Kontak Yapımı

Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn Schottky diyotlarının fabrikasyonunda ticari olarak temin edilmiş (100) yönelimine ve $(4-8) \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ taşıyıcı konsantrasyonuna sahip *p*-tipi

İndiyum-Fosfit (*p*-InP) yarıiletkeni kullanıldı. İdeal ve kaliteli bir diyod yapılabilmesi için, kullanılacak yarıiletken numunenin yüzeylerinin parlak, organik ve ağır metal kirliliklerinden arındırılmış olması gerekir. Bundan dolayı, öncelikle numune yüzeyleri kimyasal dağlama işlemine tabi tutularak parlatıldıktan sonra, yüzeylerindeki organik ve ağır metal kirlilikler uzaklaştırılır. Bu basamaklar aşağıda verilmiştir:

Trikloretilende 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

Asetonda 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

Metanolde 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

Deiyonize su ile iyice ultrasonik olarak durulandı.

$3\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$ Çözeltisinde 3 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

Deiyonize su ile iyice ultrasonik olarak temizlendi.

$10\text{H}_2\text{O} + 1\text{HF}$ çözeltisinde 30 sn bekletildi.

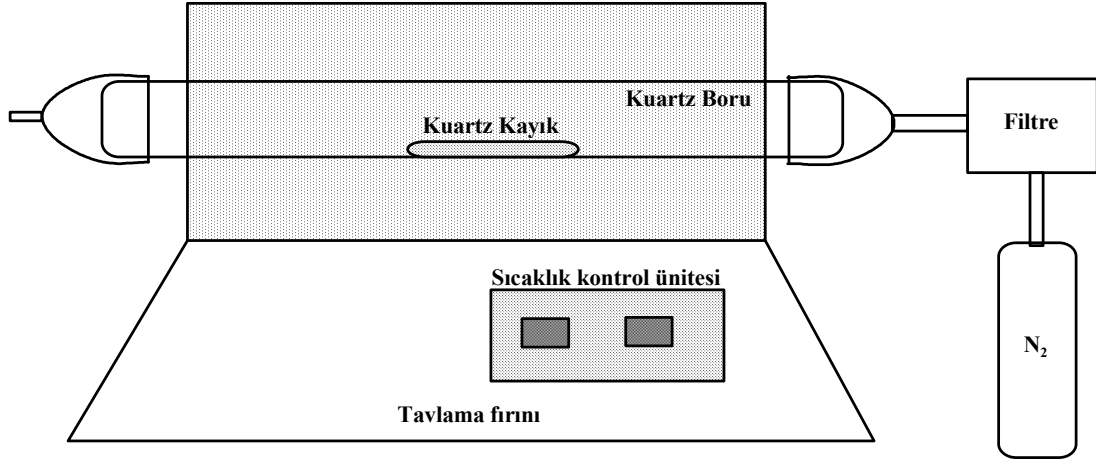
Deiyonize su ile iyice ultrasonik olarak durulandı.

Azot gazı (N_2) ile kurutuldu.

Bu kimyasal temizleme işleminde belirtilen 5. ve 7. basamak, sırasıyla organik kirleri ve kristal yüzeyindeki ağır metal kirlilikleri elimine etmek için kullanılmaktadır.

p-InP'a omik kontak imalinde Au:Zn (%90:%10) alaşımı kullanıldı. Buharlaştırma için kullanılan ısıtıcılar seyreltilmiş HCl ($\text{HCl} + 10 \text{H}_2\text{O}$) içerisinde temizlenip deiyonize su içerisinde durulandıktan sonra kurutuldu. Kaplama ünitesine yerleştirilen potalar boş iken tavlansak kirliliklerden arındırılmaya çalışıldı. Böylece tavlansak ısıtıcılar metal metalizasyonu için hazır hale getirildi. Sonra, omik kontak oluşturmak için buharlaştırılacak Au:Zn alaşımı ultrasonik banyoda sırasıyla aseton, metanol, seyreltilmiş HCl ve deiyonize su ile iyice durulanıp kurutulduktan sonra ısıtıcının içine yerleştirildi ve ön eritme yapıldı. Bu işlemler $\approx 10^{-5}$ mtorr'luk vakum ortamında yapıldı. Daha sonra kimyasal temizleme işlemi biten altlık kristal (yaklaşık 8x20 mm

boyutlarında), zaman kaybetmeden metal kaplama ünitesinin içerisine uygun yükseklikteki tutucunun üzerine parlatılmamış yüzeyi aşağıdaki ısıtıcıya bakacak şekilde yerleştirildi.



Şekil 3.3. Termal işlem için kullanılan fırının şeması.

Kristalin üst yüzeyi üzerine cam lam konarak buharlaşan metalin bu yüzü kirletmesi engellendi. Daha sonra, vakum seviyesi $\approx 10^{-5}$ mtorrr'a düşünceye kadar beklendi ve kaplama ünitesi içindeki ısıtıcıya akım verilerek Au:Zn alaşımı buharlaştırılarak kristalin parlatılmamış yüzeyi metal alaşımıyla kaplandı. Ardından vakum ortamına hava verilerek numune dışarı çıkarıldı. Şekil 3.3'de şematik olarak gösterilen tavlama fırınının sıcaklığı 350°C'ye ayarlandı ve tavlama fırınının bu derecede dengeye gelmesi beklendi. Kuartz pota içine yerleştirilen numune, kuartz çubuk vasıtası ile tavlama fırınının orta noktasına yerleştirilerek 3 dakika tavlandıktan sonra tavlama fırınının girişine çekilerek soğumaya bırakıldı. Bu işlemler esnasında fırın tüpü içerisinden azot gazı akışı bir flowmetre vasıtasıyla kontrol edildi. Böylece omik kontak oluşturulmuş oldu. Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn yapılarının imali için omik kontağı tamamlanmış altlık iki eşit parçaya bölündü. Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn Schottky yapıların imali için omik kontağı yapılmış altlıklar, ayrı ayrı Şekil 3.4 ve 3.5'te resmi verilen Vaksis PVD Hany-3S Magnetron sistemindeki tutucu üzerine 1 mm çaplı deliklere sahip molibden gölge maske üzerine, omik kontak için kaplanan

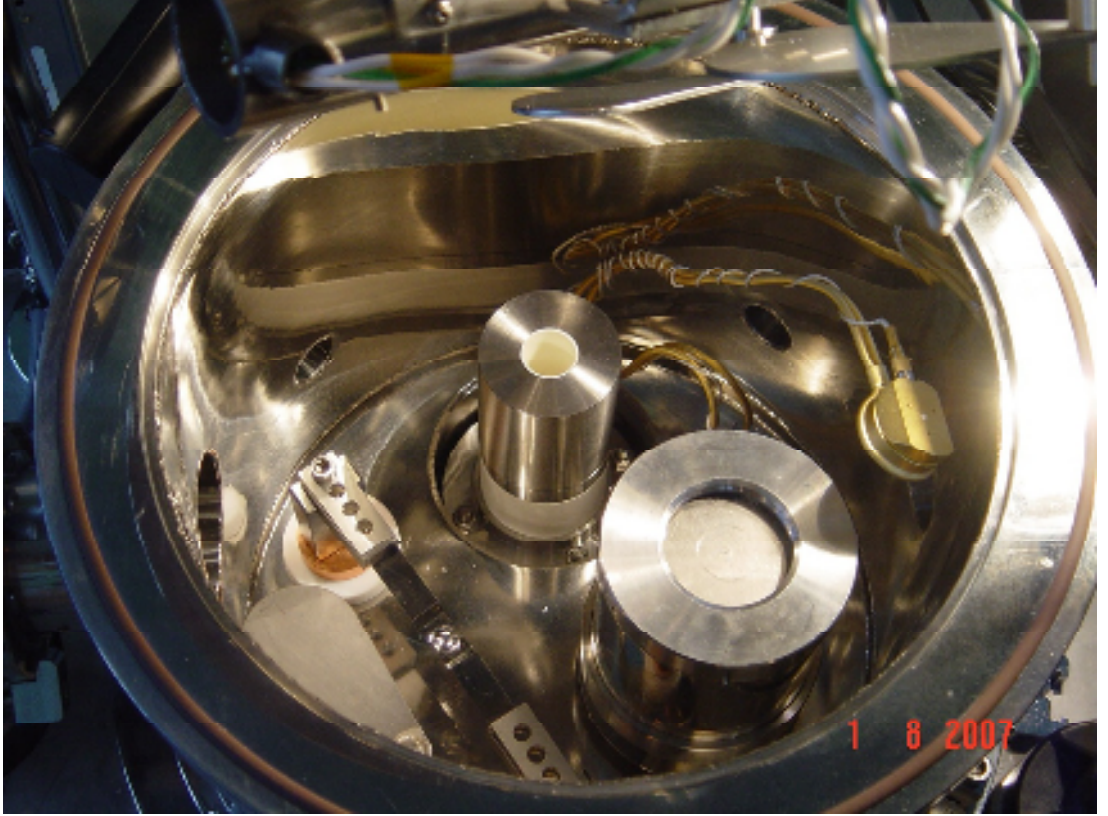
yüzleri altta kalacak şekilde, deliklerin tam üzerine yerleştirildi ve kaplama ünitesinin kapağı kapatılarak içerideki hava boşaltıldı.



Şekil 3.4. PVD-HANDY-3S, saçırma ve termal buharlaştırma ünitesi.

Turbomoleküler pompa vasıtasıyla saçırma ünitesinin içerisinde basınç $\approx 10^{-5}$ Torr değerine ulaşıncaya, ortama argon gazı verilerek basınç Co için 2.8×10^{-2} , Ni için ise 6.5×10^{-3} Torr değerine yükseltildi. Hedefte saçırlanan Co ve Ni metallere (kristalin üzerine, maskenin deliklerinden geçerek) biriktirilmesiyle kristalin yüzeyinde $\sim 100 \text{ \AA}$ kalınlığına sahip dairesel nokta doğrultucu (Schottky) kontaklar elde edildi. Böylece Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn Schottky oluşturuldu. İmal edilen SED'lerin *I-V* karakteristikleri bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source cihazı kullanılarak ölçülüp kaydedildi. Sonra bu diyotların idealite faktörü ve SEY değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini incelemek için aynı altlık üzerinde imal

edilen $\text{Co}/p\text{-InP}/\text{Au}:\text{Zn}$ ve $\text{Ni}/p\text{-InP}/\text{Au}:\text{Zn}$ Schottky diyotlardan idealite faktörü bire en yakın olan birer tanesi seçilmiştir.



Şekil 3.5. PVD-HANDY-3S vakum sisteminin üstten görünüşü.

Seçilen diyotların sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri Şekil 3.5'te verilen 20-450 K aralığında ± 0.1 K doğrulukta sıcaklık kontrolüne imkan veren Lake Shore 331 model sıcaklık kontrol ünitesi (SKÜ) ile tümleşik ARS HC-2 kapalı-döngü helyum kryostatı ile gerçekleştirildi. Ölçümler, 80-400 K aralığında 20 K adımlarla karanlıkta yapılmıştır. Bu ölçümler her bir numune için yapıldıktan sonra $\text{Co}/p\text{-InP}/\text{Au}:\text{Zn}$ SED sırasıyla 400 ve 600°C'de 2 dakika, ardından 700°C'de de 1 dakikalığına, öte yandan $\text{Ni}/p\text{-InP}/\text{Au}:\text{Zn}$

SED ise 700°C'de 1 dakikalığına Şekil 3.3'te şeması verilen tavlama fırını kullanılarak azot gazı altında tavlannmıştır.



Şekil 3.6. Numunelerin karakterizasyonunda kullanılan bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source ve Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ile kontrol edilen ARS HC-2 kapalı-döngü helyum kryostatı.

Her bir tavlama işleminden sonra her bir numunenin oda sıcaklığında $I-V$ karakteristikleri ölçölüp değerlendirildikten sonra 80-400 K aralığında 20 K adımlarla sıcaklığa bağılı $I-V$ karakteristikleri ölçölüp değerlendirilmiştir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

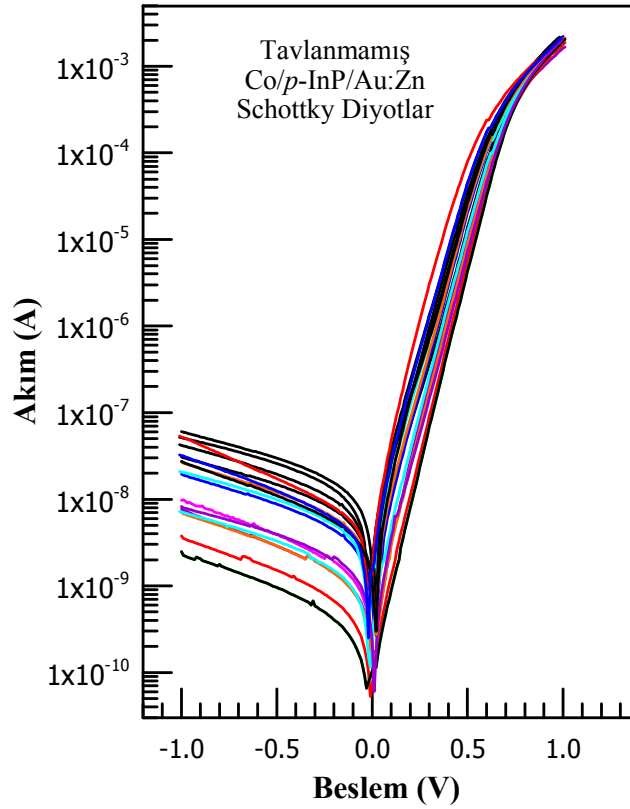
Bu bölümde, bir önceki bölümde ayrıntıları verilen işlem basamakları takip edilerek hazırlanan Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP Schottky diyodlarının sıcaklığa bağlı akım-voltaj (*I-V*) ve kapasite-voltaj (*C-V*) karakteristiklerinin elde edilmesinde kullanılan ölçüm teknikleri, bu karakteristiklerin değerlendirilmesi sonucu elde edilen temel diyod parametrelerinin tavlama sıcaklığına ve sıcaklığa bağlı değişimleri ve sonuçların değerlendirilmesi yer almaktadır.

4.2 Diyotların Tavlamadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Ölçülen Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Değerlendirilmesi

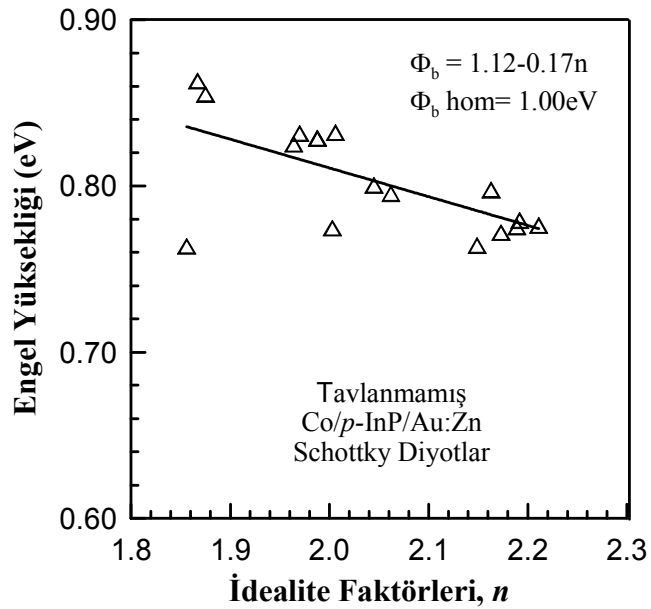
Aynı altlık üzerinde yapılan tavlınmamış, 400, 600 ve 700°C’de tavlınmış Co/*p*-InP/Au:Zn SED’lerin ve yine tavlınmamış ve 700°C’de tavlınmış Ni/*p*-InP/Au:Zn SED’lerin KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source cihazı ile yapılan *I-V* ölçümlerinin yarı-logaritmik gösterimleri sırasıyla; Şekil 4.1,3,5,7,9,11,13,15’te verilmiştir. Bu şekillerde verilen çizimlerde her bir diyodun düz beslem tarafında doğrusal kısma yapılan exponansiyel fit doğrusunun eğimi eşitlik (2.5)’te $dV_{uy}/d\ln I$ değeri yerine ve bu fitin $\ln(I)$ eksenini kestiği değer de eşitlik (2.6)’da kullanılarak sırasıyla idealite faktörü n ve görünür engel yüksekliği $\Phi_{gör}$ değerleri hesaplanmıştır.

Öte yandan, Şekil 4.2,4,6,8,10,12,14,16’da engel yüksekliği $\Phi_{gör}$ ’deki azalmaya karşılık, idealite faktörü $n_{gör}$ ’de bir artışın olduğu görülmektedir. Bu değişim lineer bir doğru sergilemektedir. Bu durum engel yüksekliğinin yanal inhomojenliği ile açıklanabilir (Huang and Fang 2006). İmaj kuvveti etkisi dikkate alındığında beklenen idealite faktörü $n_{gör}$ ve onun standart sapması 1,01-1,03 ve 0,05-0,06 eV aralığındadır (Asubay *et al* 2009). Deneysel olarak elde edilmiş idealite faktörü değerlerine karşı

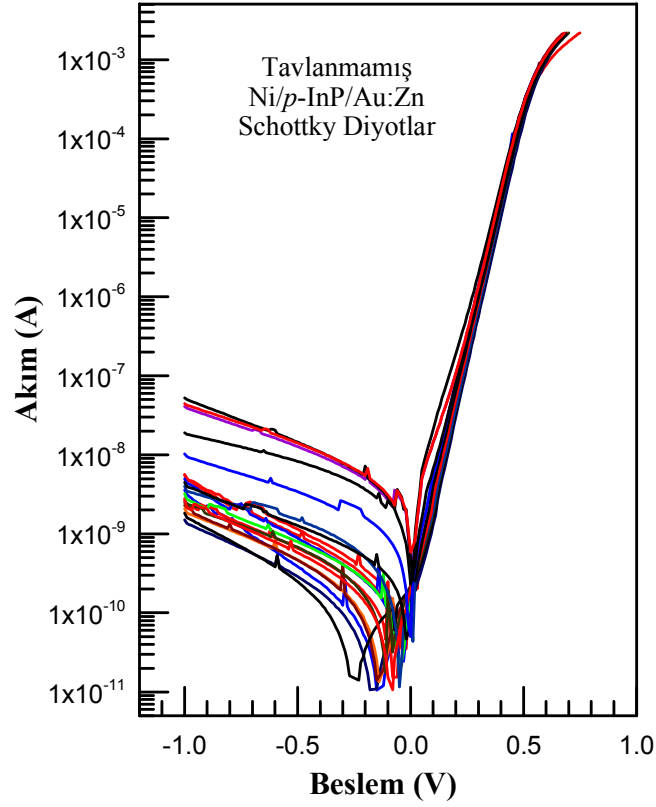
Schottky engel yüksekliği (SEY) grafiğinde fit çizgisi imaj kuvveti azalmasından elde edilen idealite faktörü değeri olan n_{ika} 'ya extrapole edilmesinden elde edilen SEY, $\Phi_b^{nik} = \Phi_b^{hom} - \Delta\Phi_{ik}^0$ yanal homojen engel yüksekliğinin imaj kuvveti etkisi çıkarılmış halidir. Buradan, $\Phi_b^{hom} = \Phi_b^{nik} + \Delta\Phi_{ik}^0$ olarak çekilir ve yanal homojen SEY bulunmuş olur. Burada, $\Delta\Phi_{ik}^0$ ve n_{ika} Asubay (2009) tarafından, metal/*p*-InP için sırasıyla 55.0 meV ve 1,03 olarak hesaplanan değerler kullanılmıştır.



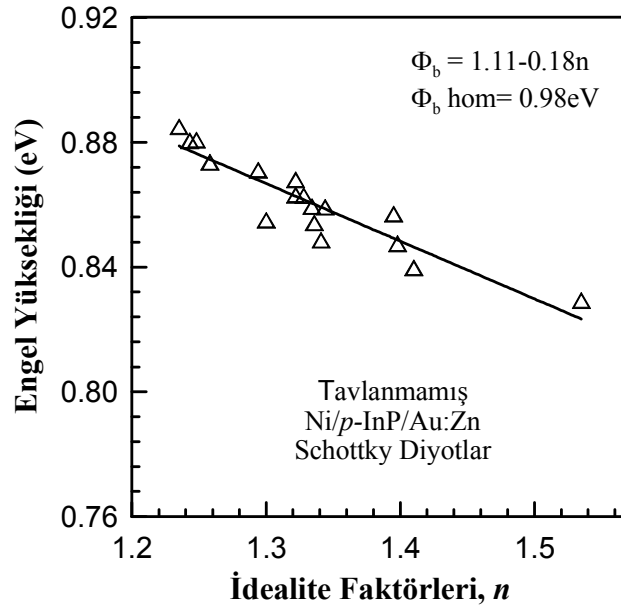
Şekil 4.1. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



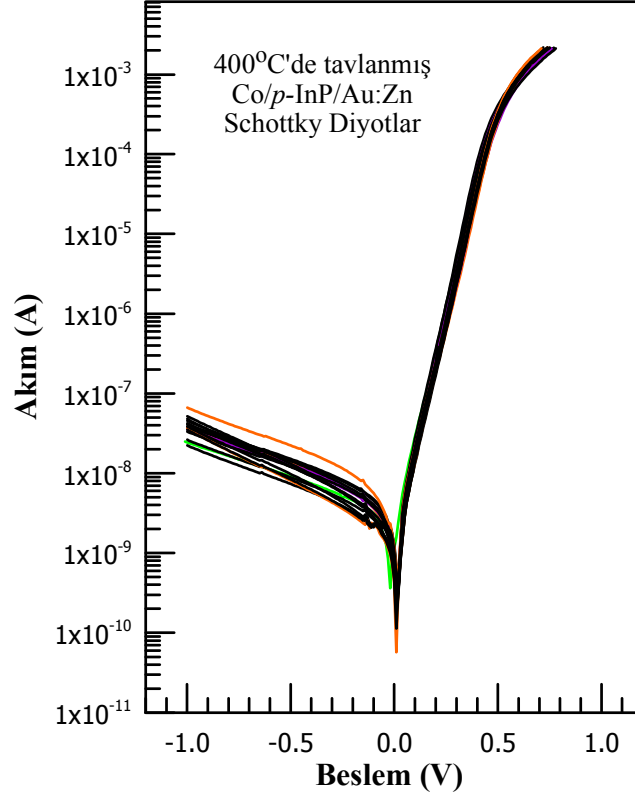
Şekil 4.2. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



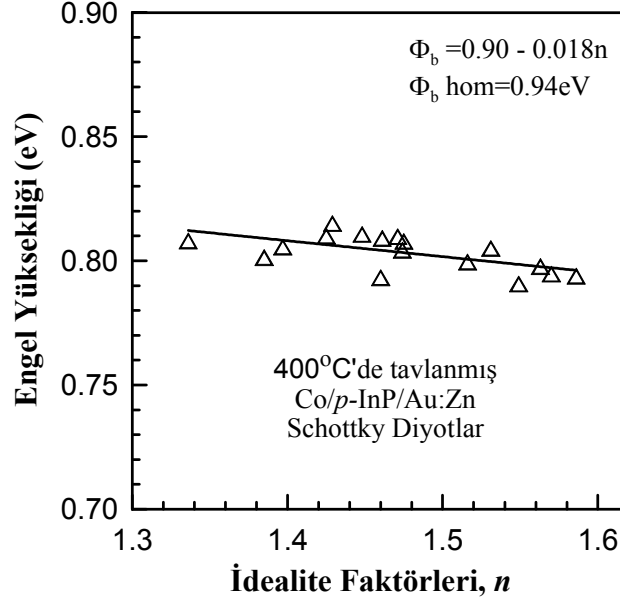
Şekil 4.3. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



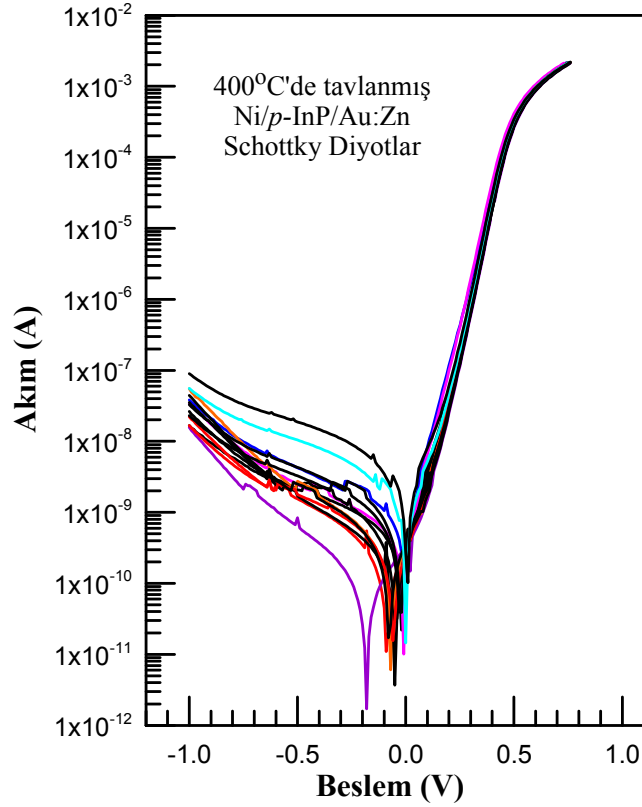
Şekil 4.4. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi



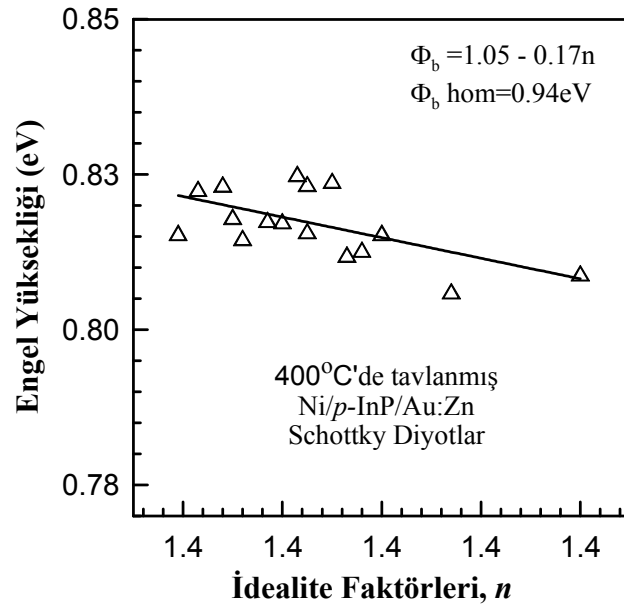
Şekil 4.5. 400°C'de tavlammış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



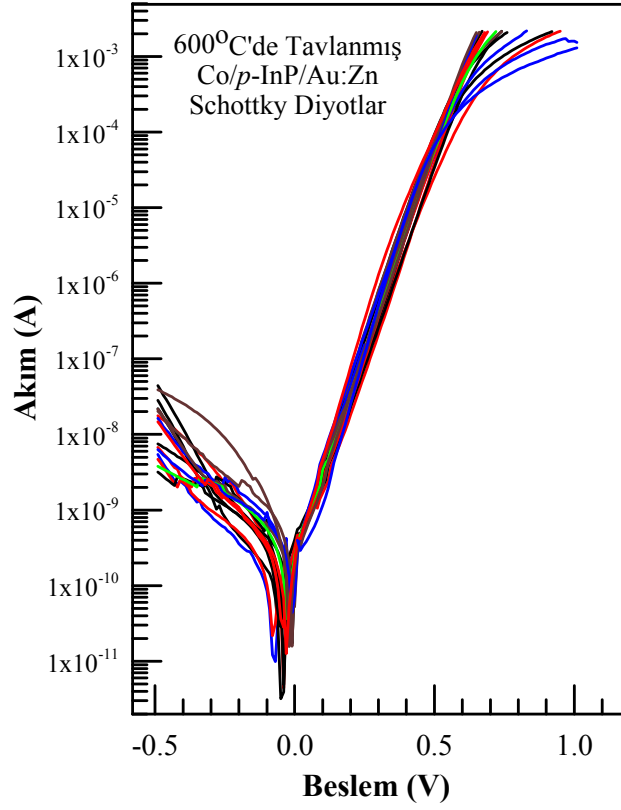
Şekil 4.6. 400°C'de tavlammış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



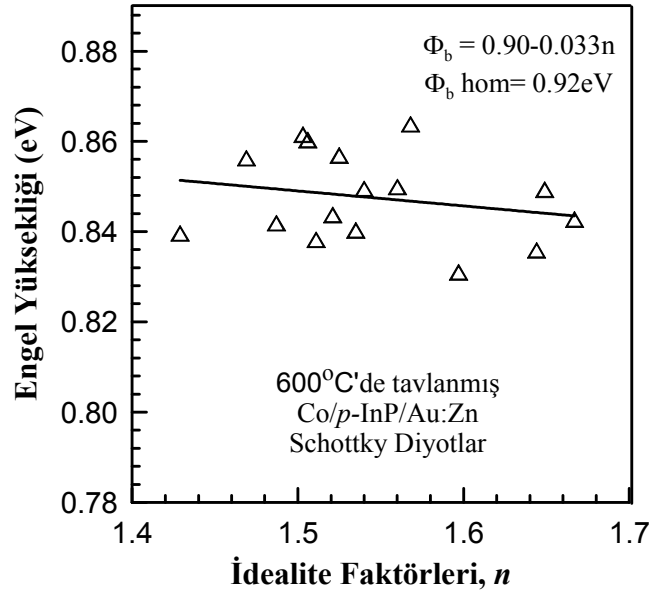
Şekil 4.7. 400°C'de tavlannmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



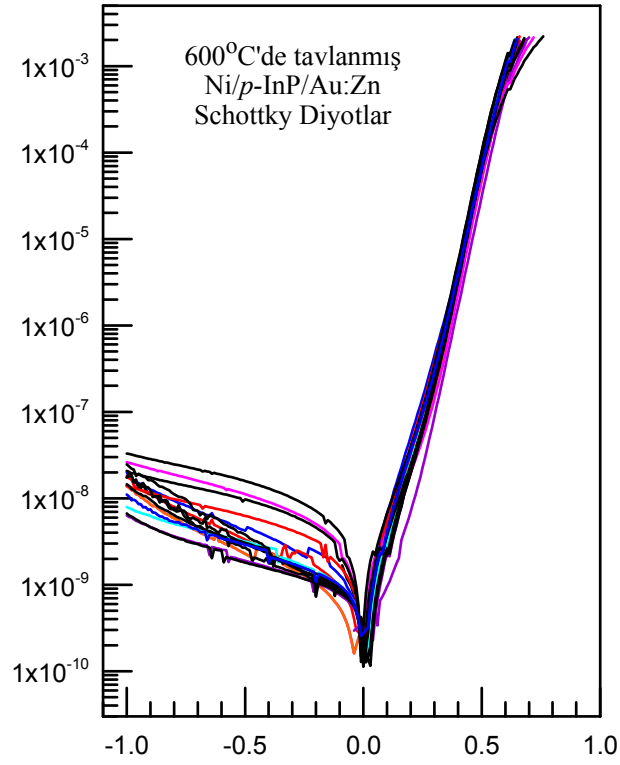
Şekil 4.8. 400°C'de tavlannmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



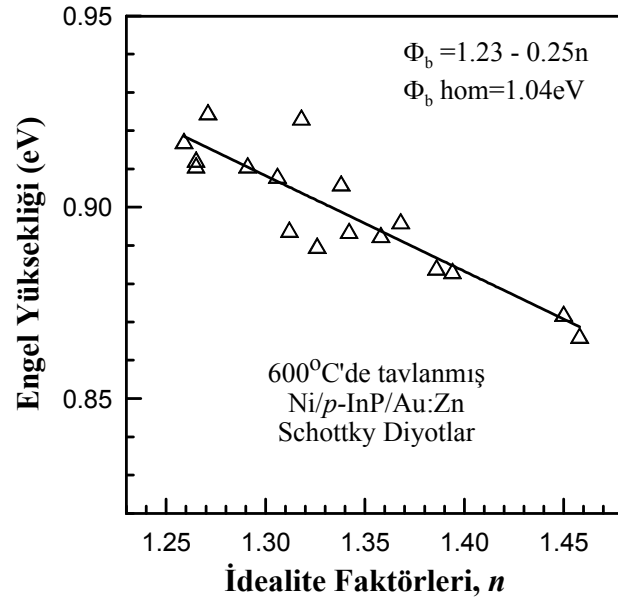
Şekil 4.9. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



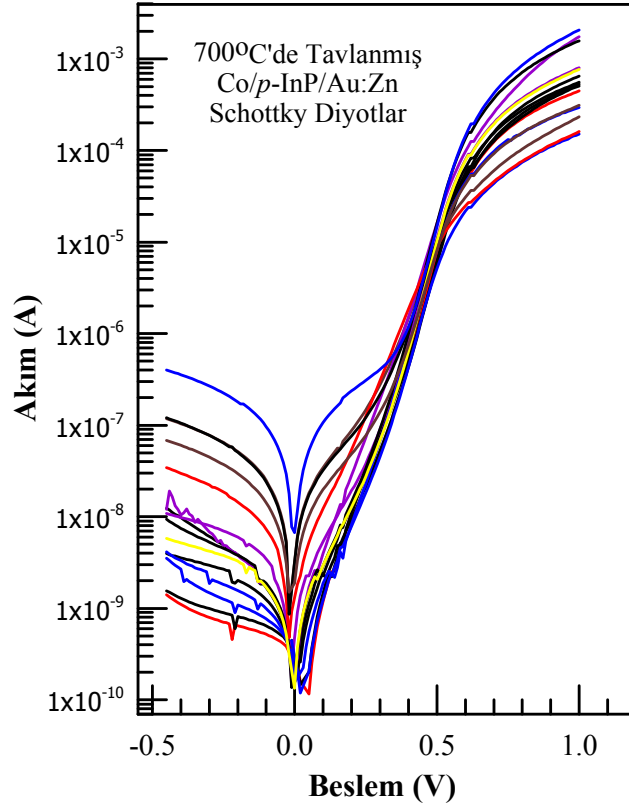
Şekil 4.10. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



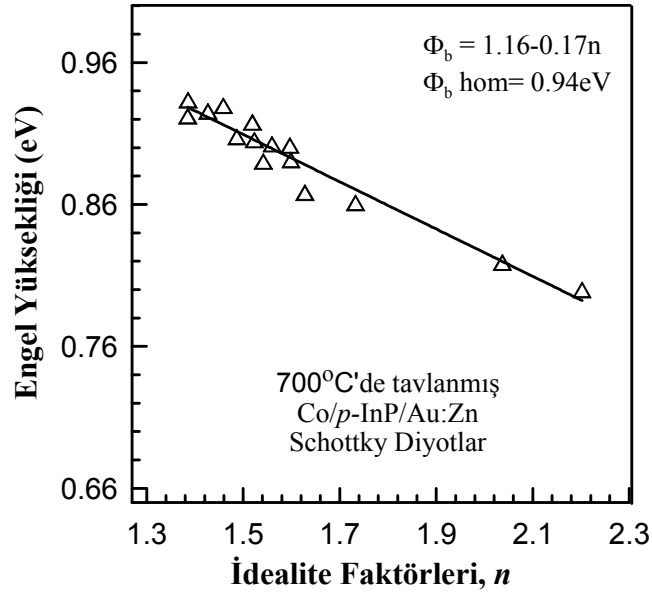
Şekil 4.11. 600°C'de tavlansmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



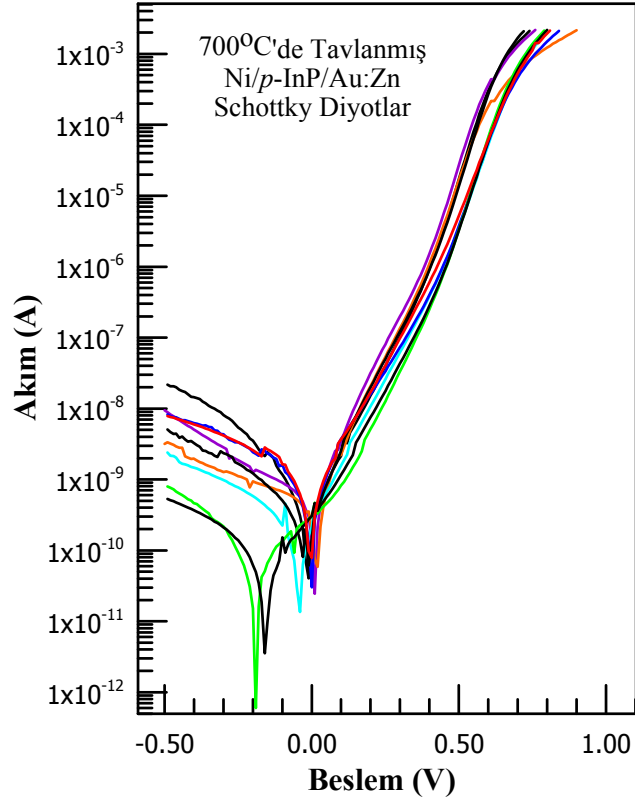
Şekil 4.12. 600°C'de tavlansmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



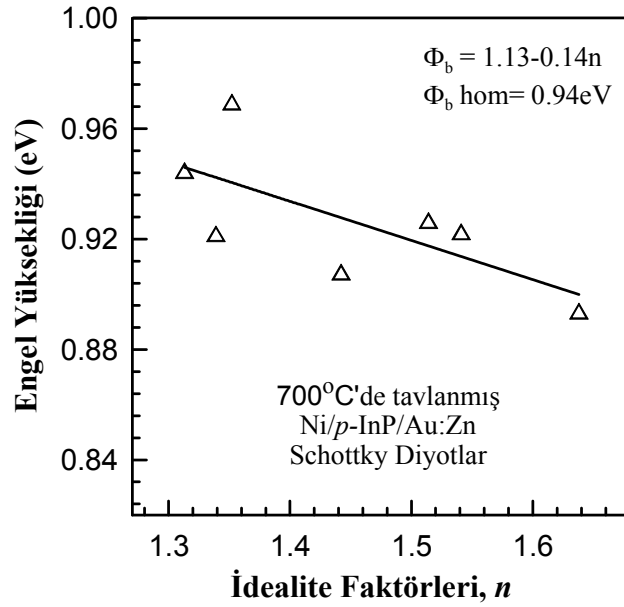
Şekil 4.13. 700°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.



Şekil 4.14. 700°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.



Şekil 4.15. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.

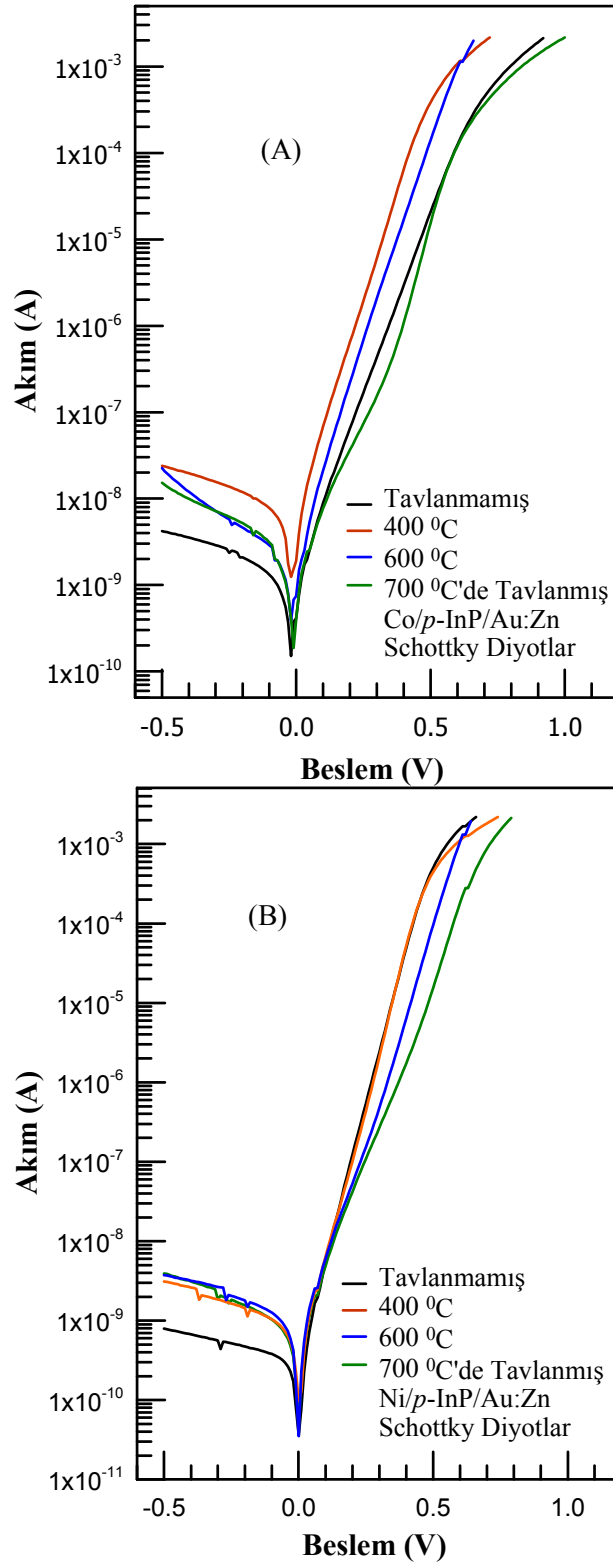


Şekil 4.16. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin oda sıcaklığındaki engel yüksekliklerinin, n idealite faktörlerinin fonksiyonu olarak çizimi.

Tavlanmamış ve tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn diyotların, TE teorisine göre, yarı-logaritmik $\ln I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yüksekliklerine karşı idealite faktörlerinin değişimini gösteren Şekil 4.2,4,6,8,10,12,14,16'ya bakıldığında, deneysel engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$ ve idealite faktörü $n_{\text{gör}}$ değerleri diyottan diyota değişmektedir. Oda sıcaklığındaki deneysel verilerden yapılan hesaplamalar sonucunda; tavlanmamış ve farklı sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au-Zn ve Ni/p-InP/Au-Zn SED'ler için, engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$, idealite faktörü $n_{\text{gör}}$, ortalama görünür SEY ve engel yüksekliklerinin standart sapması σ Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Co/p-InP/Au-Zn ve Ni/p-InP/Au-Zn SED'ler için, engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$, homojen engel yüksekliği Φ_b^{hom} , idealite faktörü $n_{\text{gör}}$, ortalama görünür SEY ve engel yüksekliklerinin standart sapmaları.

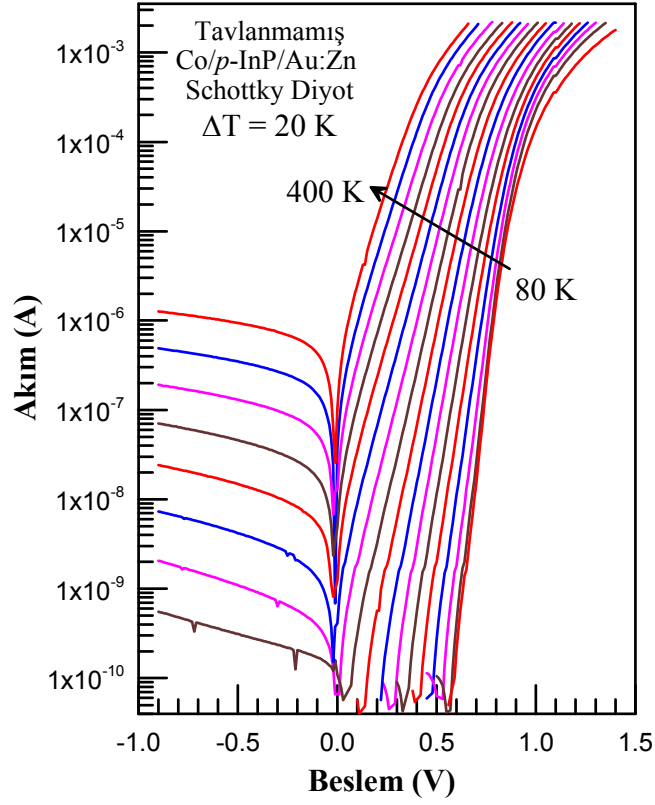
| | | Tavlanmamış | 400°C'de tavlanmış | 600°C'de tavlanmış | 700°C'de tavlanmış |
|--------------------|----------------------------------|-----------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Co/p-InP/Au-Zn SED | $n_{\text{gör}}$ | 1,84-2,17 | 1,37-1,62 | 1,43-1,67 | 1,39-2,2 |
| | $\Phi_{\text{gör}}(\text{eV})$ | 0,74-0,83 | 0,79-0,81 | 0,83-0,86 | 0,80-0,93 |
| | $\overline{\Phi}(\text{eV})$ | $0,78 \pm 0,03$ | $0,80 \pm 0,01$ | $0,85 \pm 0,01$ | $0,89 \pm 0,03$ |
| | $\Phi_b^{\text{hom}}(\text{eV})$ | 1,00 | 0,94 | 0,92 | 0,94 |
| Ni/p-InP/Au-Zn SED | $n_{\text{gör}}$ | 1,24-1,54 | 1,35-1,40 | 1,26-1,46 | 1,31-1,64 |
| | $\Phi_{\text{gör}}(\text{eV})$ | 0,83-0,88 | 0,80-0,83 | 0,86-0,92 | 0,89-0,97 |
| | $\overline{\Phi}(\text{eV})$ | $0,86 \pm 0,01$ | $0,82 \pm 0,01$ | $0,90 \pm 0,02$ | $0,93 \pm 0,02$ |
| | $\Phi_b^{\text{hom}}(\text{eV})$ | 0,98 | 0,94 | 1,04 | 0,94 |



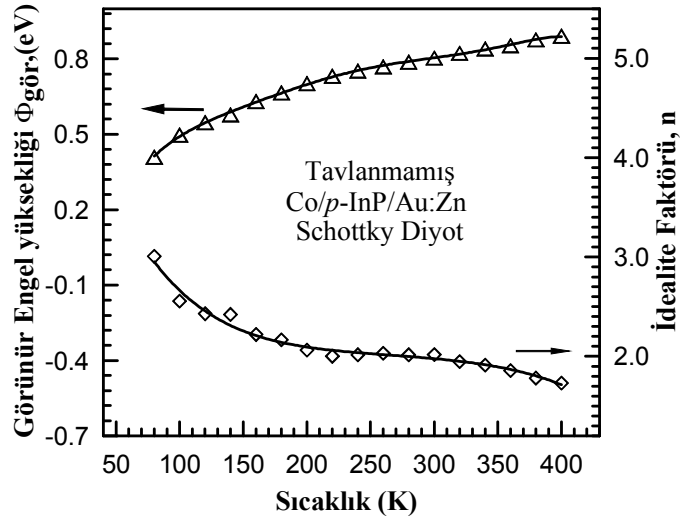
Şekil 4.17. Tavlanmamış, 400, 600 ve 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn (A) ve Ni/p-InP/Au:Zn (B) SED'lerin 300 K'deki yarı-logaritmik akım-voltaj karakteristikleri.

4.3 Tavlama Önce ve Sonra Numune Sıcaklığına Bağlı Ölçülen Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Değerlendirilmesi

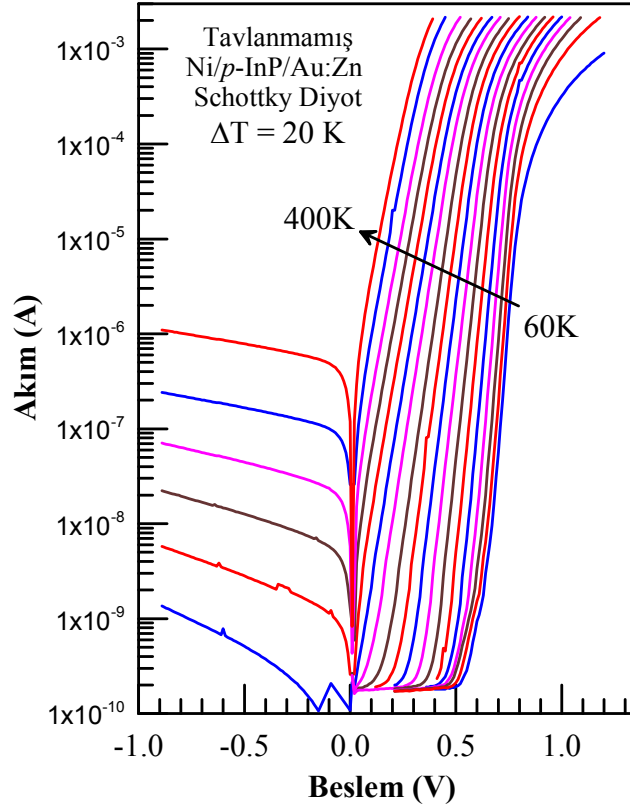
Co/*p*-InP/Au-Zn ve Ni/*p*-InP/Au-Zn SED'lerin tavlama ve tavlamalardan sonra sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri Lake Shore 331 model sıcaklık kontrol ünitesi ile kontrol edilen ARS HC-2 kapalı-döngü helyum kryostatı kullanılarak kaydedilmiştir. Bu ölçümlerden elde edilen yarı-logaritmik *I-V* çizimleri Şekil 4. 18, 20, 22, 24, 26, 28, 30, 32'de verilmiştir. Bu çizimlerden, her bir *I-V* grafiğinin düz beslem tarafında doğrusal kısma yapılan exponansiyel fit doğrusunun eğimi eşitlik (3.5)'te $dV/d\ln I$ değeri yerine, bu fitin $\ln(I)$ eksenini kestiği değer ve her ölçümün yapıldığı sıcaklık değeri T , eşitlik (2.6)'da yerine konularak sırasıyla; idealite faktörü n ve görünür engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$ değerleri herbir sıcaklık için hesaplanmıştır. Bu hesaplamalardan elde edilen $\Phi_{\text{gör}}$ ve n 'nin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4. 19, 21, 23, 25, 27, 29, 31, 33'te verilmiştir. Ayrıca, tavlama ve değişik sıcaklıklarda tavlama Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn SED'lerin numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği $\Phi_{\text{gör}}$ ün deneysel değerleri sırasıyla Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3'te verilmiştir.



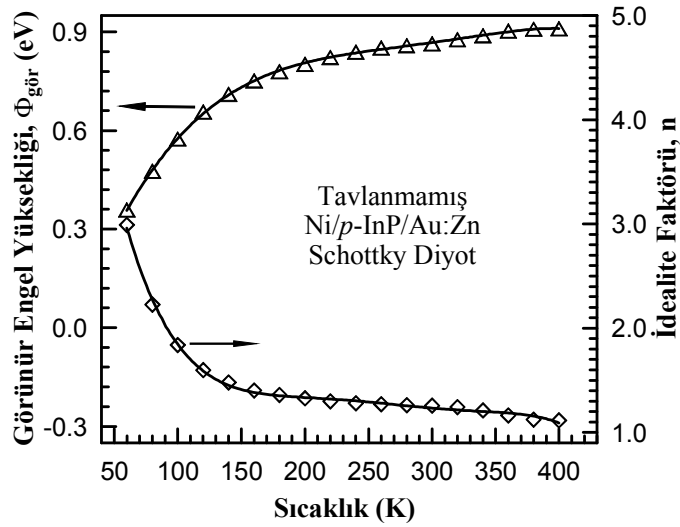
Şekil 4.18. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



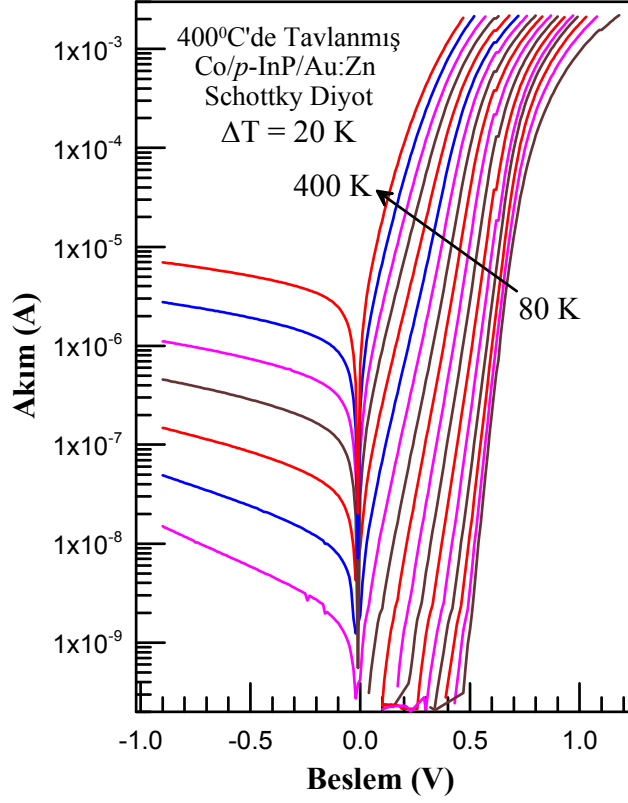
Şekil 4.19. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



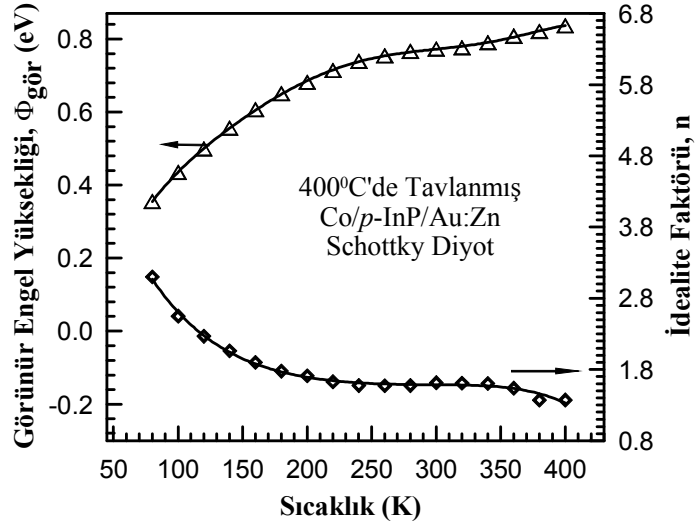
Şekil 4.20. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



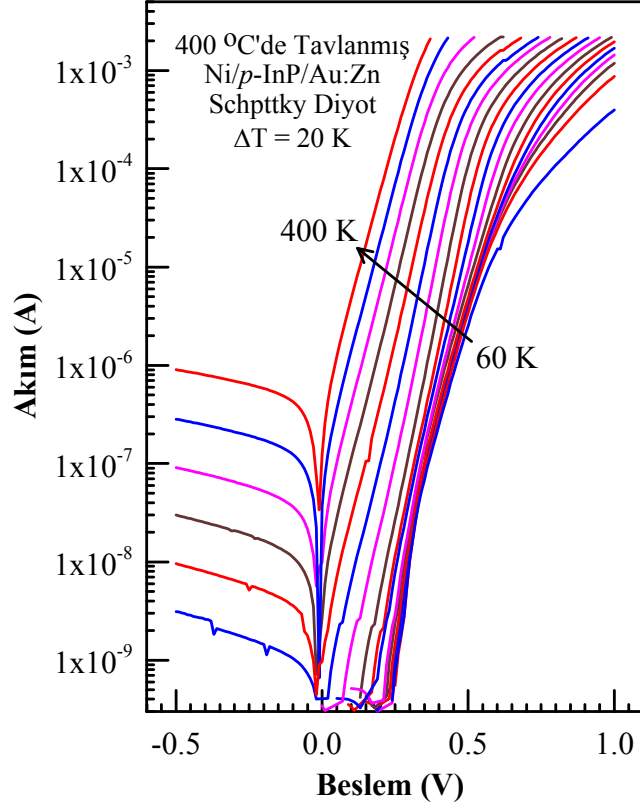
Şekil 4.21. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



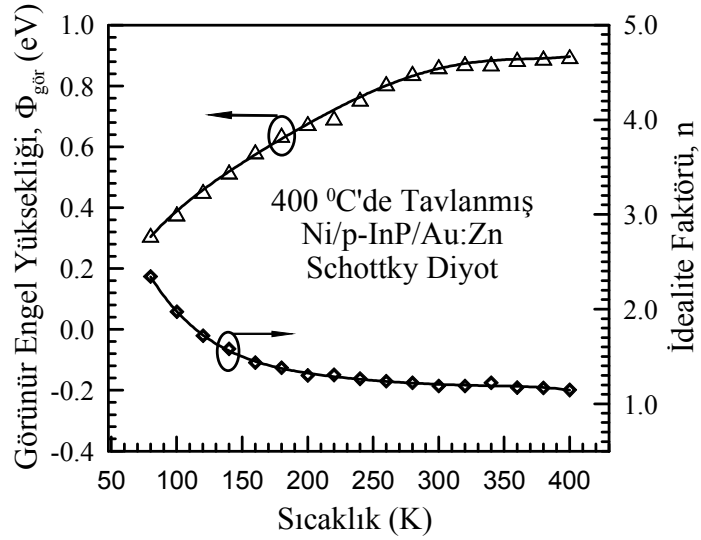
Şekil 4.22. 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



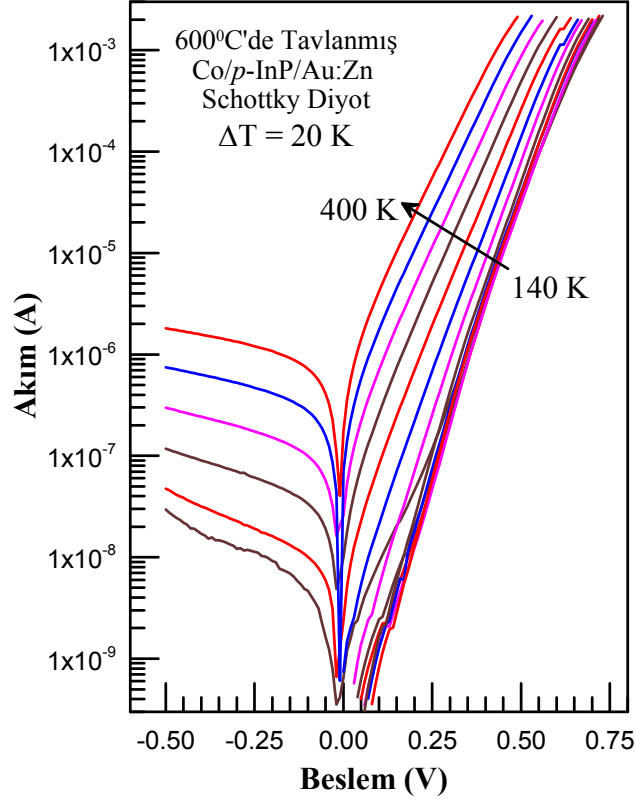
Şekil 4.23. 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



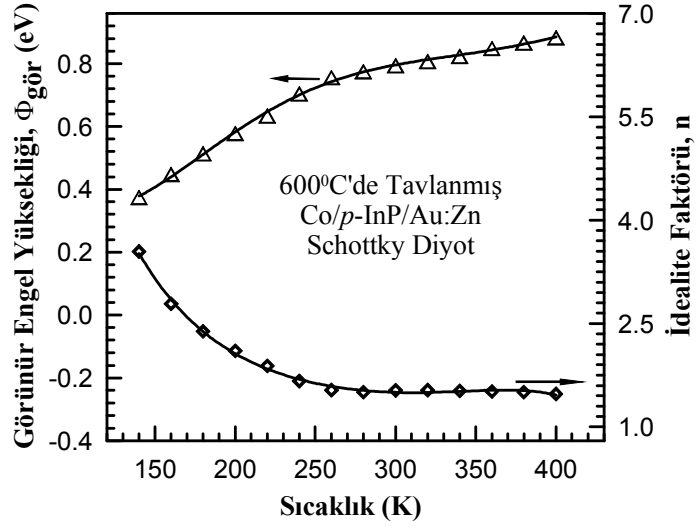
Şekil 4.24. 400°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



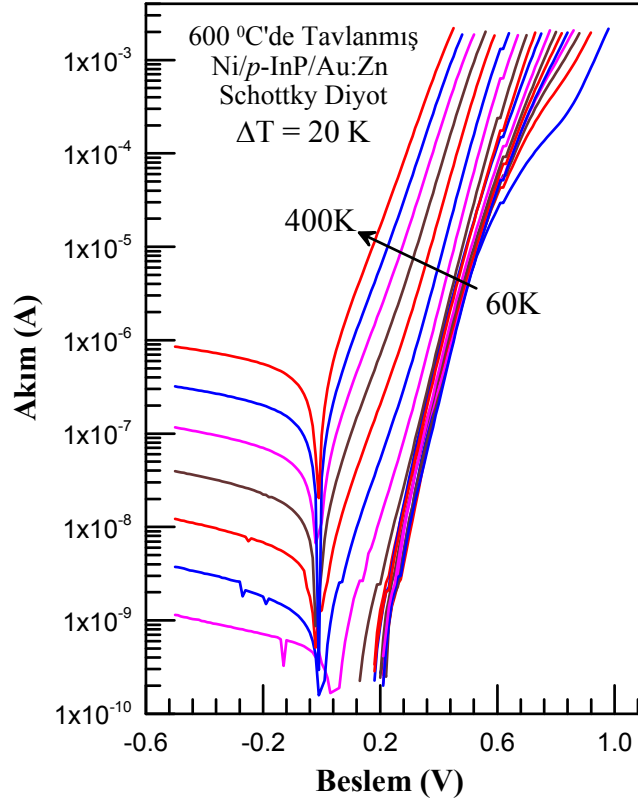
Şekil 4.25. 400°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



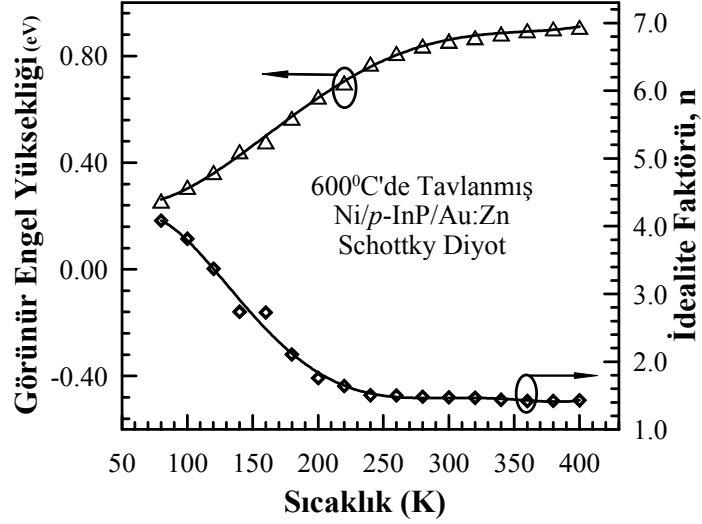
Şekil 4.26. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 140-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



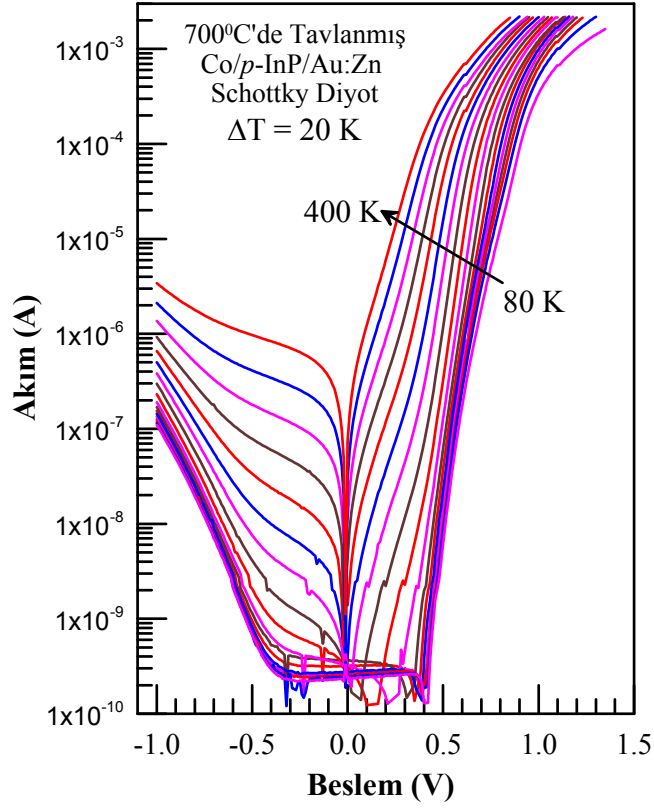
Şekil 4.27. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 140-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



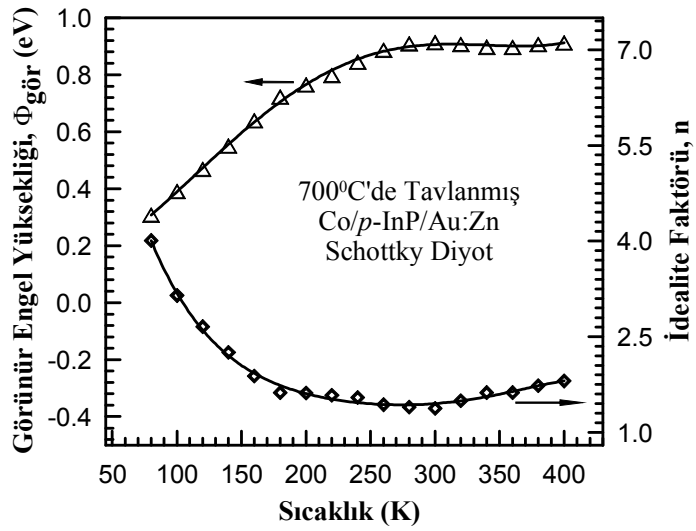
Şekil 4.28. 600°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



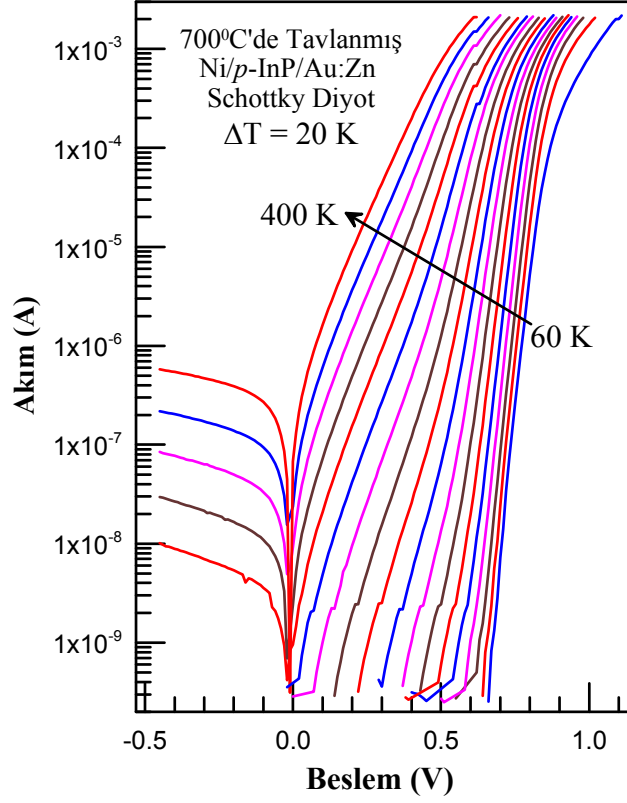
Şekil 4.29. 600°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 600-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



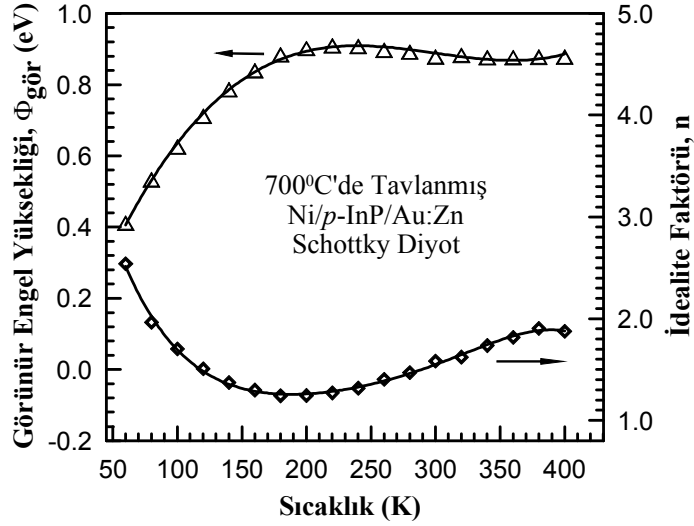
Şekil 4.30. 700 °C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



Şekil 4.31. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.



Şekil 4.32. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik akım-voltaj çizimleri.



Şekil 4.33. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K aralığında 20 K adımlarla numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür engel yüksekliği değerleri.

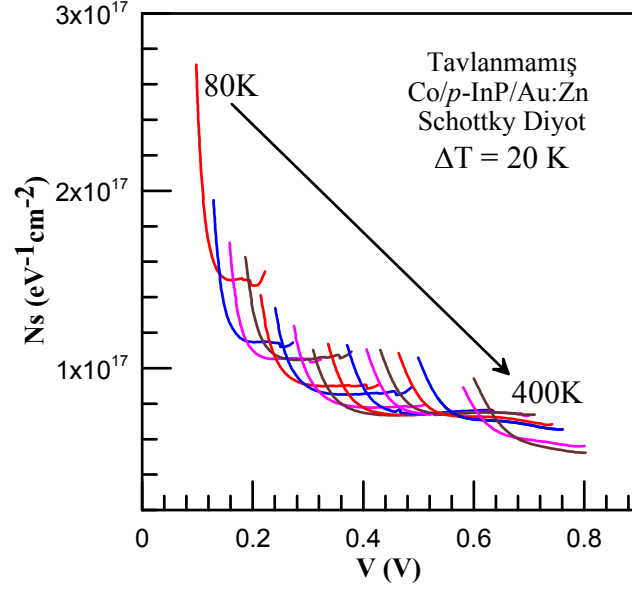
Çizelge 4.2. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b 'nin deneysel değerleri.

| Co/p-InP/Au:Zn SED | | | | | | | | |
|----------------------|------------------------|------|---------------|------|---------------|------|---------------|------|
| Numune Sıcaklığı (K) | Tavlama Sıcaklığı (°C) | | | | | | | |
| | Tavlanmamış | | 400 | | 600 | | 700 | |
| | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n |
| 60 | 0,24 | 5,06 | - | - | - | - | - | - |
| 80 | 0,41 | 3,06 | 0,36 | 3,10 | - | - | 0,31 | 4,08 |
| 100 | 0,49 | 2,55 | 0,44 | 2,55 | - | - | 0,39 | 3,15 |
| 120 | 0,54 | 2,42 | 0,50 | 2,27 | - | - | 0,47 | 2,66 |
| 140 | 0,57 | 2,42 | 0,56 | 2,07 | 0,37 | 3,55 | 0,55 | 2,26 |
| 160 | 0,63 | 2,22 | 0,61 | 1,90 | 0,44 | 2,78 | 0,64 | 1,88 |
| 180 | 0,66 | 2,16 | 0,65 | 1,78 | 0,51 | 2,39 | 0,72 | 1,62 |
| 200 | 0,70 | 2,06 | 0,68 | 1,71 | 0,57 | 2,11 | 0,77 | 1,62 |
| 220 | 0,73 | 2,00 | 0,71 | 1,63 | 0,63 | 1,89 | 0,79 | 1,58 |
| 240 | 0,75 | 2,01 | 0,74 | 1,58 | 0,70 | 1,67 | 0,84 | 1,54 |
| 260 | 0,76 | 2,03 | 0,75 | 1,57 | 0,75 | 1,53 | 0,88 | 1,43 |
| 280 | 0,78 | 2,01 | 0,77 | 1,58 | 0,75 | 1,50 | 0,91 | 1,39 |
| 300 | 0,80 | 2,01 | 0,77 | 1,62 | 0,79 | 1,53 | 0,91 | 1,37 |
| 320 | 0,82 | 1,94 | 0,78 | 1,61 | 0,80 | 1,53 | 0,91 | 1,49 |
| 340 | 0,84 | 1,91 | 0,79 | 1,60 | 0,82 | 1,52 | 0,90 | 1,62 |
| 360 | 0,85 | 1,85 | 0,81 | 1,54 | 0,84 | 1,51 | 0,90 | 1,62 |
| 380 | 0,87 | 1,78 | 0,83 | 1,37 | 0,86 | 1,50 | 0,91 | 1,73 |
| 400 | 0,89 | 1,73 | 0,84 | 1,37 | 0,88 | 1,47 | 0,91 | 1,80 |

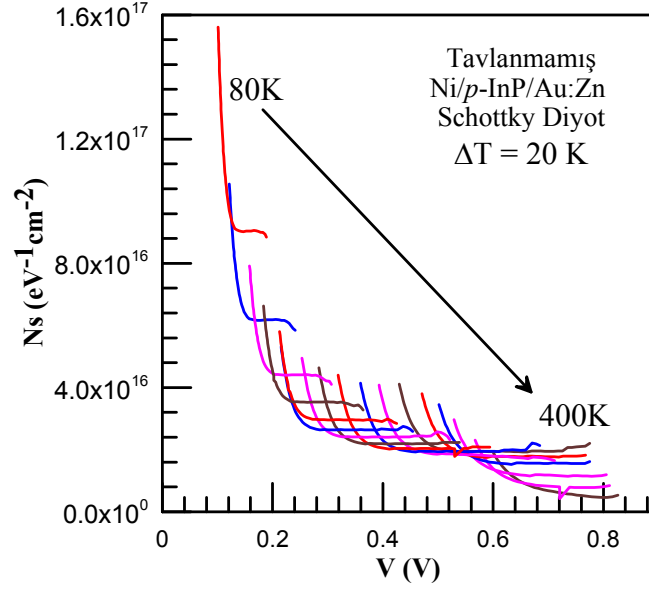
Çizelge 4.3. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Ni/*p*-InP/Au:ZnSED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b nin deneysel değerleri.

| Ni/ <i>p</i> -InP/Au:Zn SED | | | | | | | | |
|-----------------------------|------------------------|------|--------------|------|--------------|------|--------------|------|
| Numune Sıcaklığı (K) | Tavlama Sıcaklığı (°C) | | | | | | | |
| | Tavlanmamış | | 400 | | 600 | | 700 | |
| | Φ_b (V) | n | Φ_b (V) | n | Φ_b (V) | n | Φ_b (V) | n |
| 60 | 0,36 | 2,99 | - | - | 0,19 | 5,69 | 0,41 | 2,54 |
| 80 | 0,48 | 2,22 | 0,31 | 2,34 | 0,26 | 4,08 | 0,53 | 1,97 |
| 100 | 0,57 | 1,84 | 0,38 | 1,97 | 0,31 | 3,81 | 0,62 | 1,70 |
| 120 | 0,65 | 1,60 | 0,45 | 1,72 | 0,36 | 3,37 | 0,71 | 1,51 |
| 140 | 0,71 | 1,48 | 0,52 | 1,58 | 0,44 | 2,74 | 0,79 | 1,37 |
| 160 | 0,75 | 1,40 | 0,58 | 1,43 | 0,48 | 2,73 | 0,83 | 1,29 |
| 180 | 0,78 | 1,36 | 0,64 | 1,38 | 0,57 | 2,11 | 0,88 | 1,24 |
| 200 | 0,80 | 1,32 | 0,68 | 1,30 | 0,65 | 1,76 | 0,90 | 1,24 |
| 220 | 0,82 | 1,30 | 0,70 | 1,30 | 0,70 | 1,64 | 0,90 | 1,27 |
| 240 | 0,84 | 1,28 | 0,76 | 1,26 | 0,77 | 1,51 | 0,91 | 1,32 |
| 260 | 0,85 | 1,27 | 0,81 | 1,23 | 0,81 | 1,50 | 0,89 | 1,40 |
| 280 | 0,86 | 1,26 | 0,84 | 1,22 | 0,84 | 1,48 | 0,89 | 1,47 |
| 300 | 0,86 | 1,25 | 0,86 | 1,18 | 0,86 | 1,48 | 0,87 | 1,58 |
| 320 | 0,87 | 1,24 | 0,87 | 1,19 | 0,87 | 1,47 | 0,88 | 1,62 |
| 340 | 0,89 | 1,21 | 0,87 | 1,22 | 0,88 | 1,44 | 0,87 | 1,74 |
| 360 | 0,90 | 1,16 | 0,89 | 1,17 | 0,90 | 1,42 | 0,87 | 1,81 |
| 380 | 0,91 | 1,12 | 0,89 | 1,17 | 0,90 | 1,42 | 0,87 | 1,90 |
| 400 | 0,91 | 1,11 | 0,90 | 1,15 | 0,91 | 1,43 | 0,87 | 1,88 |

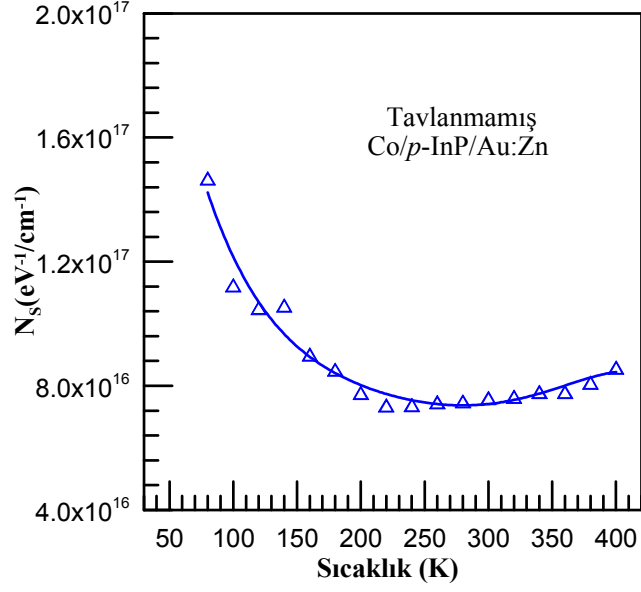
Arayüzey tabakası hal yoğunluğunun sıcaklıkla ve besleme değişimini incelemek için eşitlik (2.19)'da $C_2 = 1/n$ dikkate alınarak hesaplanan arayüzey hallerinin her bir sıcaklık değeri için voltaja bağlı değişimleri tavlanmamış Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn için sırasıyla Şekil 4.34 ve 35'te verilmiştir. Öte yandan arayüzey hallerinin sabit voltajda sıcaklığa bağlı değişimleri ise yine sırasıyla Şekil 4.36 ve 37'de verilmiştir.



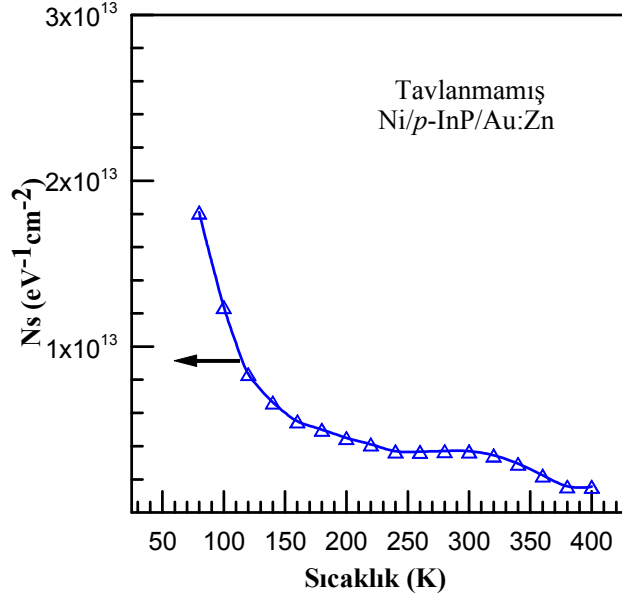
Şekil 4.34. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için 80-400 K aralığında arayüzey hallerinin voltaja göre değişimi.



Şekil 4.35. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için 80-400 K aralığında arayüzey hallerinin voltaja göre değişimi.



Şekil 4.36. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için sabit voltajda arayüzey hallerinin numune sıcaklığına göre değişimi.

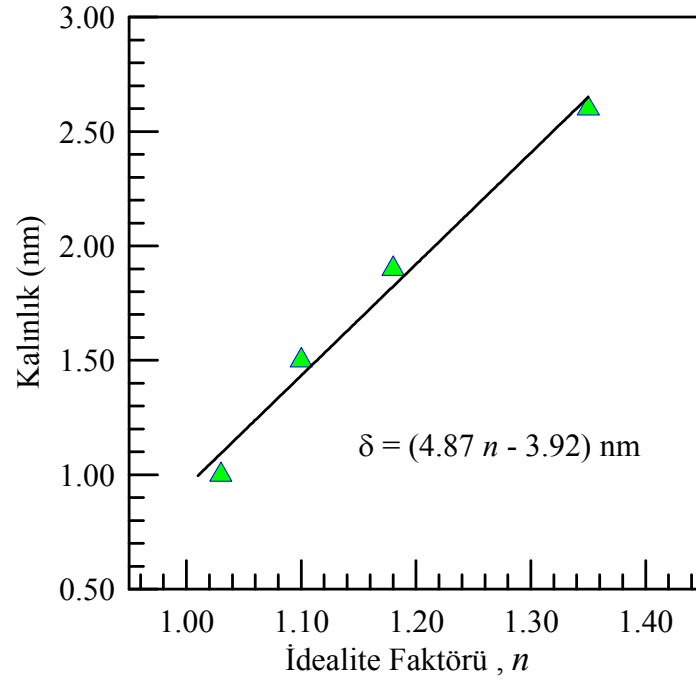


Şekil 4.37. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için sabit voltajda arayüzey hallerinin numune sıcaklığına göre değişimi.

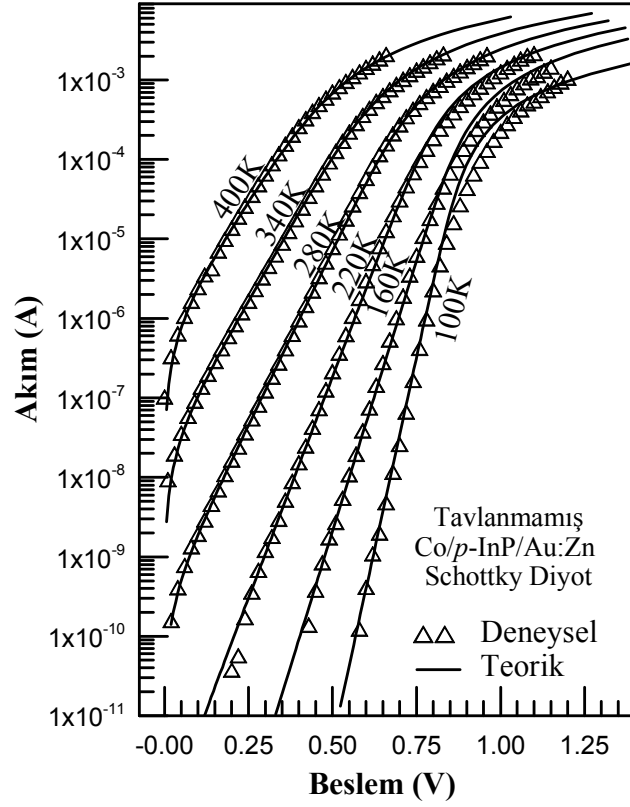
Arayüzey tabakasının EY'ne etkisini düzeltmek için görünür EY'ni veren (2.27) eşitliğinde $q\Phi_b$ çekilerek arayüzey tabakasız EY;

$$q\Phi_b = q\Phi_{gör} - akT\chi^{1/2}\delta \quad (4.1)$$

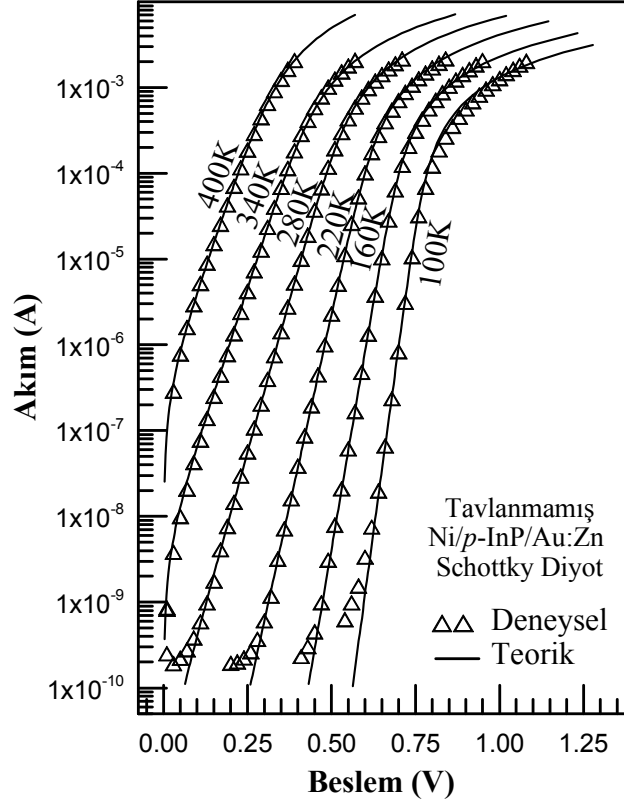
olarak elde edilir. Bu ifadeden tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'ler için arayüzey tabakası eEY değerleri $akT\chi^{1/2}\delta$ hesaplanmıştır. Bu değerler her iki numune için sırasıyla; 100, 200, 300 ve 400 K sıcaklıklarda 0.055, 0.109, 0.160, 0.219 eV olarak elde edilmiştir. Bu değerlerin (4.1) eşitliğinde kullanılması ile de arayüzey tabakasız EY $q\Phi_b$ değerleri hesaplanmıştır. Bu elde edilen değerler (2.24) denkleminde kullanılmasıyla çizilen teorik doğru beslem eğrisinin deneysel doğru beslem eğrisine uydurulması ile (Şekil 4.39 ve 40) arayüzey düzeltmesinden sonraki idealite faktörleri ve seri direnç değerleri elde edilmiştir. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için idealite faktörleri 100, 200, 300 ve 400 K'de düzeltmeden önce 2.55, 2.06, 2.01, ve 1.73 iken düzeltmeden sonra 1.96, 1.55, 1.51 ve 1.43 olarak; ve Ni/p-InP/Au:Zn SED için ise düzeltmeden önce yine sırasıyla 1.84, 1.33, 1.26 ve 1.12 iken düzeltmeden sonra 1.43, 1.07, 1.03 ve 1.01 olarak bulunmuştur. Bu değerler hesaplanırken Şekil 4.38'den elde edilen $\delta \approx 30 \text{ \AA}$ ile $N_{ss} = 6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ ve $\epsilon_i = 7\epsilon_0$ (Rhoderick and Williams 1988) değerleri ve kullanıldı. Arayüzey geçirgenlik katsayısı $\theta_p = 1.76 \times 10^{-3}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.38. İdealite faktörü n 'nin üzerine arayüzey tabakası kalınlığının etkisini gösterir çizim (Card and Rhoderick 1971).



şekil 4.39. Co/p-InP/Au:Zn SED'in bazı sıcaklıklarda deneysel ve teorik düz-beslem akım-voltaj karakteristikleri. Kesintisiz çizgiler teorik değeri, içi boş üçgenler ise deneysel değeri temsil etmektedir.



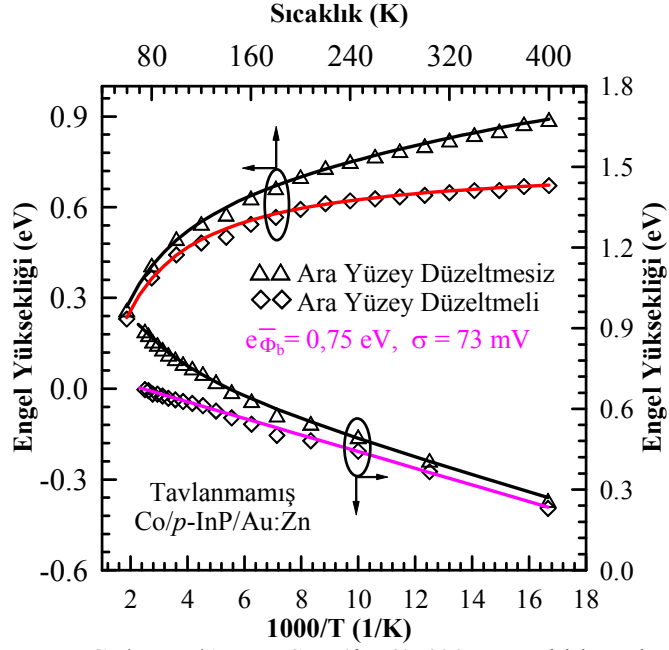
Şekil 4.40. Ni/p-InP/Au:ZnSED'in bazı sıcaklıklarda deneysel ve teorik düz-beslem akım-voltaj karakteristikleri. Kesintisiz çizgiler teorik değerleri, içi boş üçgenler ise deneysel değerleri temsil etmektedir.

Gauss dağılımına göre EY değişimini incelemek için eşitlik (2.39) dikkate alındığında EY'lerinin dağılımı tekil GD'ye uyuyorsa, Φ_b 'ye karşı $1/T$ grafiği doğrusal bir çizgi vermelidir. Bu lineer çizginin eğimi σ_1 'nin karesini ve düşey eksenin kesim noktası da ortalama EY olan $\bar{\Phi}$ 'yi verir. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için Φ_b 'nin T ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilen EY çizimleri arayüz düzeltmesinden önce ve arayüz düzeltmesinden sonra Şekil 4.41'de verilmiştir. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için ise Φ_b 'nin $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilen grafiği arayüz düzeltmesi gerektirmeden doğrusal bir grafik verdiği için, Φ_b 'nin T ve $1/T$ 'ye göre çizimlerinin sadece arayüz düzeltmesiz olanı verilmiştir. Yine 400 ve 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için Φ_b 'nin $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilen çizimleri de Şekil 4.43, 45'te verilmiştir. Bunların da yine $1/T$ 'ye göre çizimleri doğrusal bir değişim sergilemektedir.

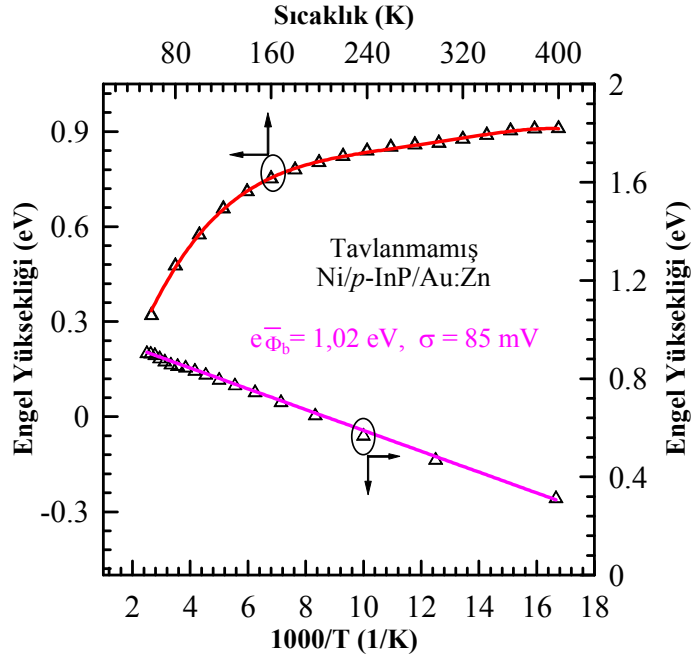
Öte yandan Φ_b 'ye karşı $1/T$ çizimi doğrusal bir değişim göstermediği durumlarda ise ilk etapta eşitlik (2.41) ile verilen

$$\Phi_{gör} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2} \right) + \rho_2 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2} \right) \right] \quad (4.2)$$

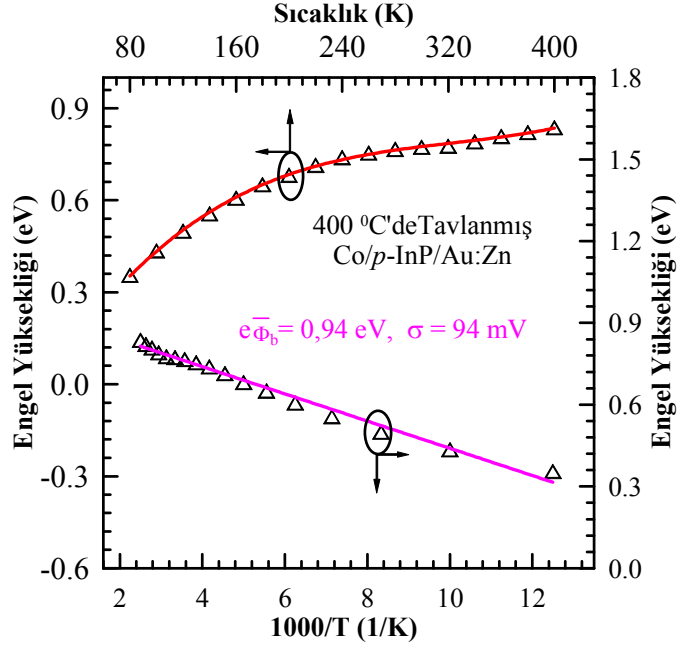
eşitliği dikkate alınmalıdır. Bu bağlamda 400 ve 700°C'de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED ile 700°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'ler ikili GD'ye göre incelenmiş ve bunlar için Φ_b 'nin T ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilen grafikleri Şekil 4.44, 48, 47'de verilmiştir. 600°C'de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn ise Şekil 4.46'da verilen Φ_b 'nin T ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilen grafiği tekil veya ikili GD'ye uymadığı için tespit edilen üç ayrı bölge için tekil GD'ye ait $\bar{\Phi}$ ve σ_i değerleri elde edilmiştir.



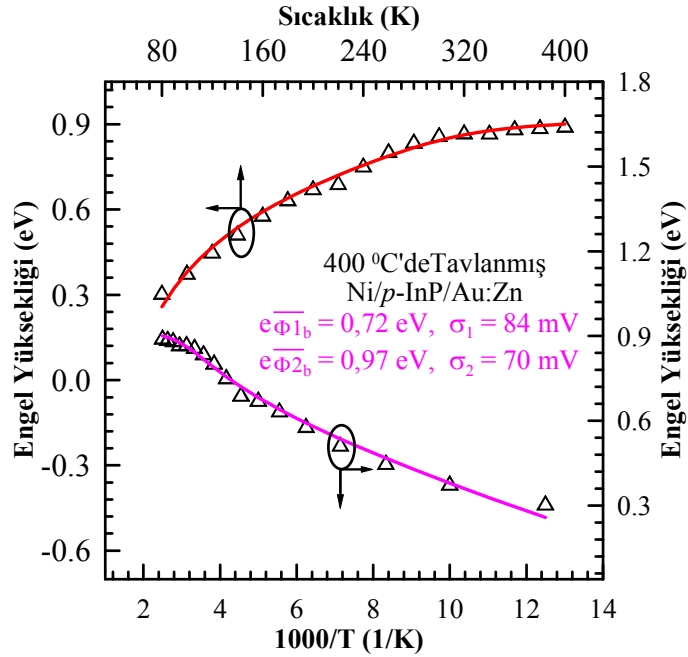
Şekil 4.41. Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K sıcaklık aralığında T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Kırmızı ve pembe çizgiler deneysel değerlere tekil GD'ye göre en iyi fitlerdir.



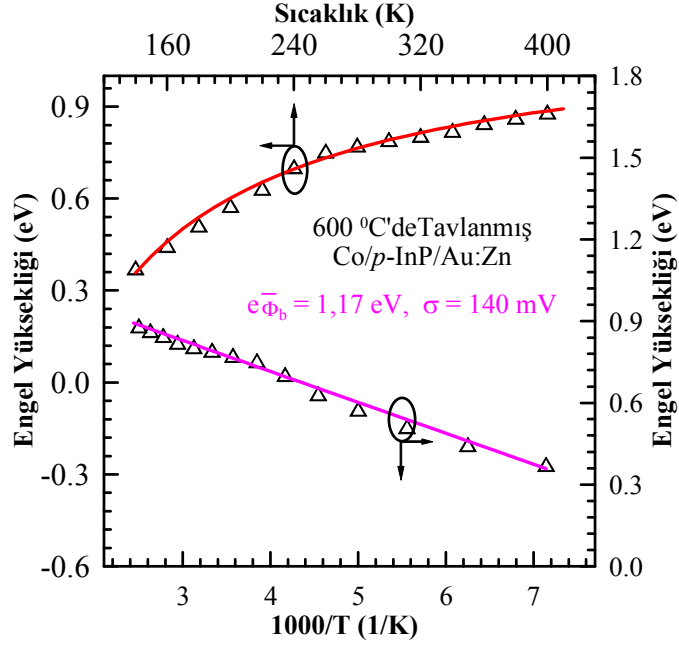
Şekil 4.42. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 80-400 K sıcaklık aralığında T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Kırmızı ve pembe çizgiler deneysel değerlere tekil GD'ye göre en iyi fitlerdir.



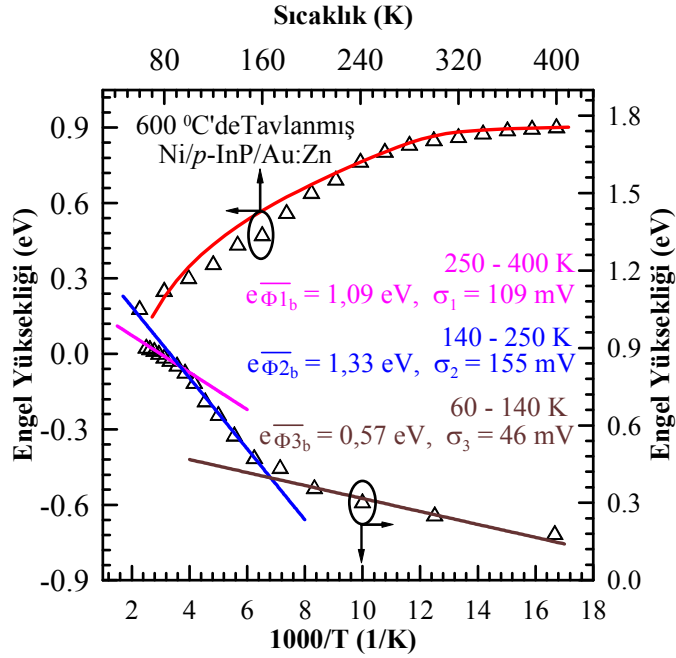
Şekil 4.43. 400°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K sıcaklık aralığında T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Kırmızı ve pembe çizgiler deneysel değerlere tekil GD'ye göre en iyi fitlerdir.



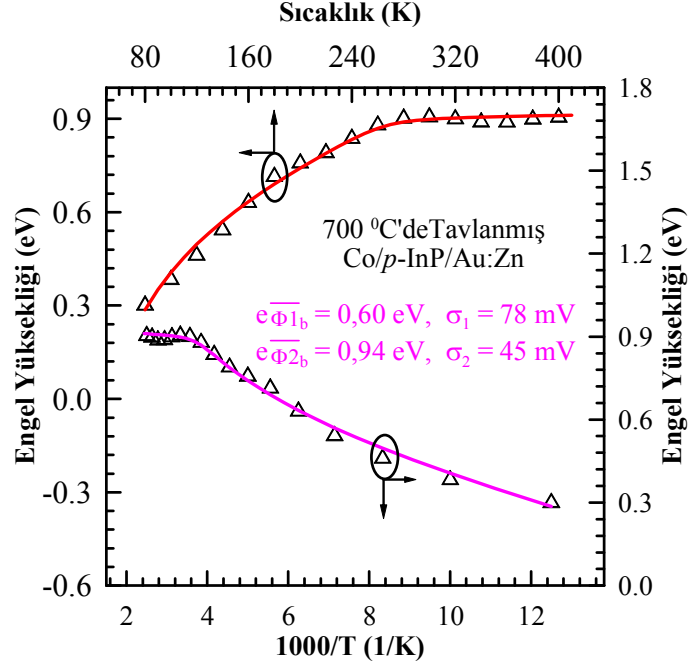
Şekil 4.44. 400°C'de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K sıcaklık aralığında T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Pembe ve kırmızı çizgiler verilen değerler için deneysel değerlere ikili GD'ye göre fitleri temsil etmektedir.



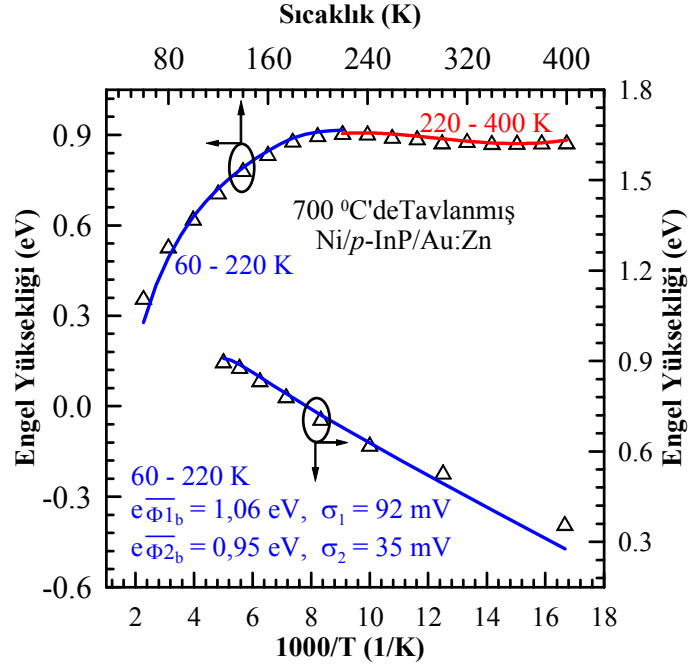
Şekil 4.45. 600°C’de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED’in 140-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Kırmızı ve pembe çizgiler deneysel değerlere tekil GD’ye göre en iyi fitlerdir.



Şekil 4.46. 600°C’de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED’in 60-400 K sıcaklık aralığında T ’nin ve $1/T$ ’nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Kırmızı çizgi deneysel değerlere ikili GD’ye göre çizilmiş en iyi fittir. Pembe çizgi 250–400 K aralığında, mavi çizgi 140–250 K aralığında, kahverengi çizgi ise 60–140 K aralığındaki fitleri temsil etmektedir.



Şekil 4.47. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'in 60-400 K sıcaklık aralığında T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak engel yüksekliğinin değişimi. Pembe ve kırmızı çizgiler deneysel değerlere ikili GD'ye göre fitleri temsil etmektedir.



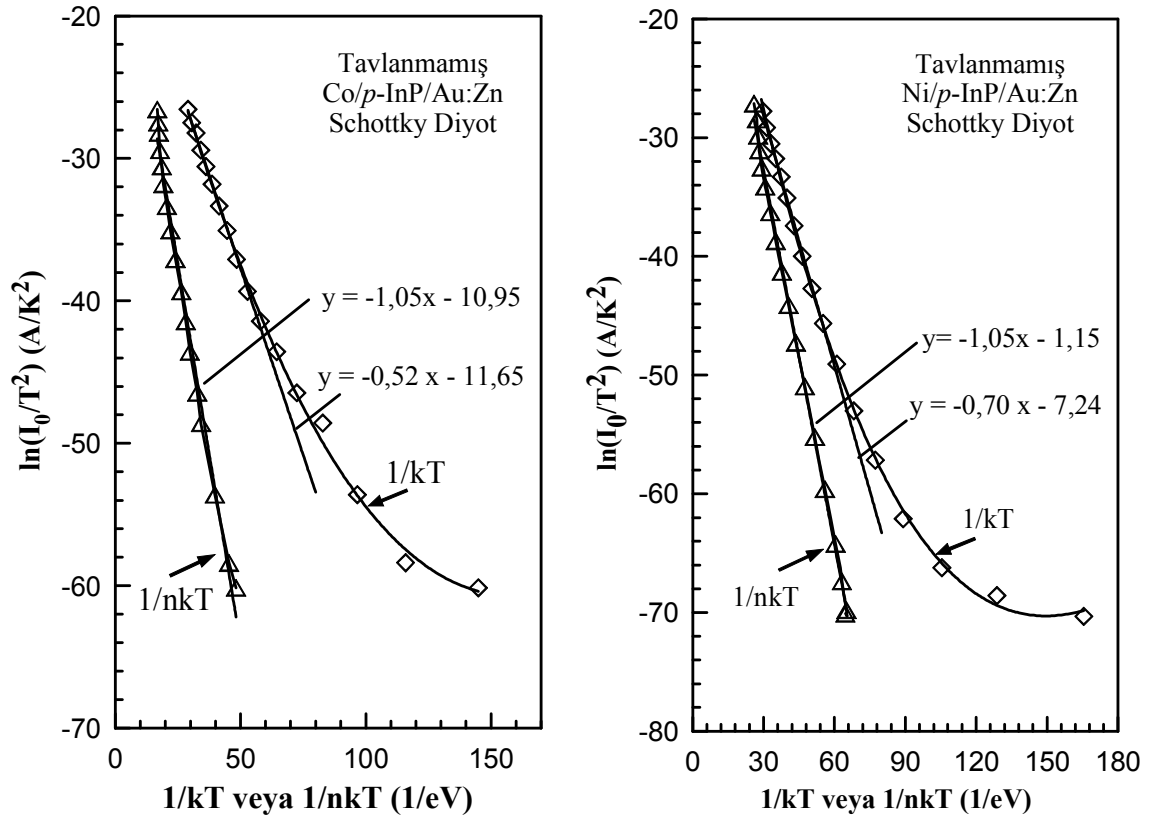
Şekil 4.48. 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in engel yüksekliğinin T 'nin ve $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak değişimi. Kırmızı çizgi 220–400 K sıcaklık aralığındaki lineer bölgeyi, mavi çizgiler ise 60–220 K sıcaklık aralığındaki ikili GD bölgesini temsil etmektedir.

Çizelge 4.4. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin tekli ve ikili Gauss dağılımına göre hesaplanan $\bar{\Phi}_1$ (V), $\bar{\Phi}_2$ (V), ρ_1 , ρ_2 , σ_1 (V) ve σ_2 (V) parametreleri.

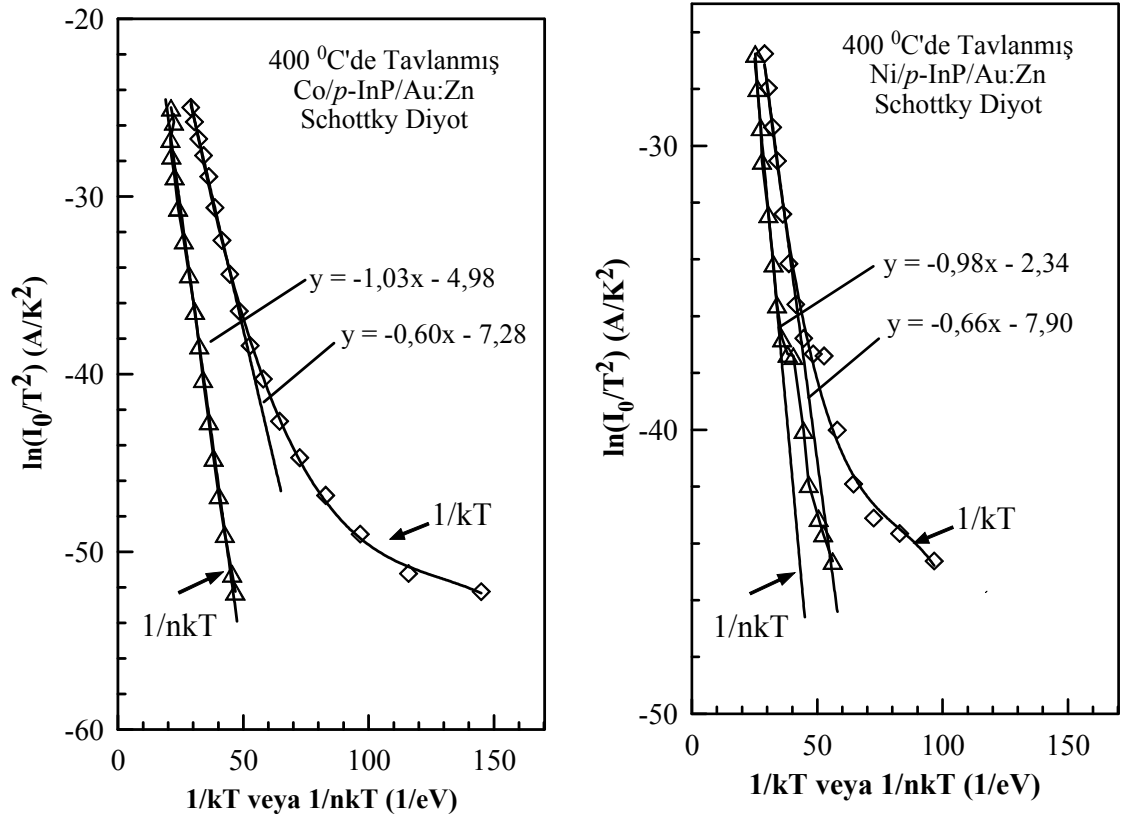
| | $\bar{\Phi}_1$ (V) | $\bar{\Phi}_2$ (V) | ρ_1 | ρ_2 | σ_1 (V) | σ_2 (V) |
|--|--------------------|--------------------|-----------------------|--------------|----------------|----------------|
| Arayüzey düzeltmesinden önce tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED | 0,72 | 1,05 | $6,82 \times 10^{-4}$ | $(1-\rho_1)$ | 0,071 | 0,085 |
| Arayüzey düzeltmesinden sonra tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED | 0,75 | - | 1 | - | 0,073 | - |
| 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED | 0,94 | - | 1 | - | 0,094 | - |
| 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED | 1,17 | - | 1 | - | 0,140 | - |
| 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED | 0,60 | 0,94 | $1,0 \times 10^{-8}$ | $(1-\rho_1)$ | 0,078 | 0,045 |
| Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED | 1,02 | - | 1 | - | 0,085 | - |
| 400°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED | 0,69 | 0,98 | $1,1 \times 10^{-5}$ | $(1-\rho_1)$ | 0,084 | 0,070 |
| 600°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED | - | - | - | - | - | - |
| 700°C'de tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED | 1,06 | 0,95 | $1,1 \times 10^{-3}$ | $(1-\rho_1)$ | 0,092 | 0,035 |

Etkin $EY\Phi_{et}$, doyma akımı I_0 ve onun sıcaklık bağıllığının bir ifadesi olan Richardson çizimi kullanılarak elde edilebilir. Ters beslem doyma akımı I_0 'ı veren (2.2) eşitliği dikkate alındığı zaman; $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye göre grafiği çizilirse, her iki eğrinin lineer kısmına yapılan fitlerin eğiminden Φ_{et} bulunur. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) -1/nkT$ çizimleri yani Richardson çizimleri Şekil 4.49, 50, 51, 52'de

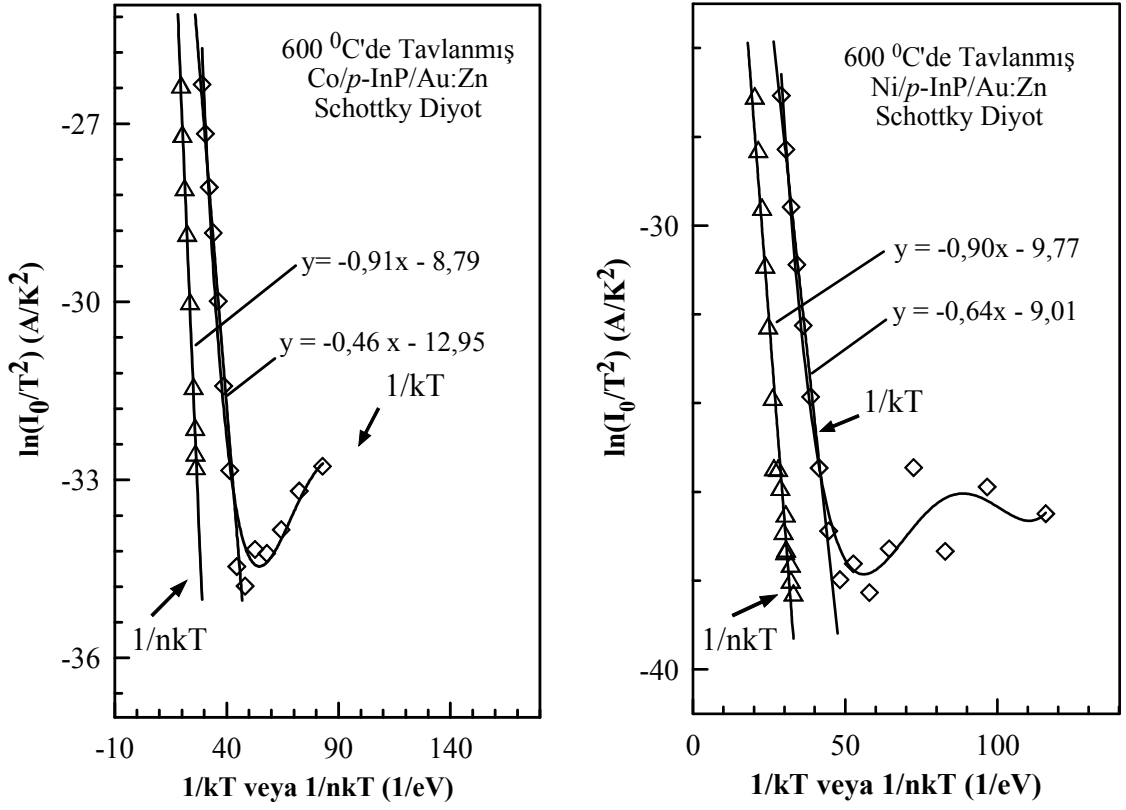
verilmiştir. $\ln(I_0/T^2)-1/nkT$ çizimlerinin eğimlerinden Φ_{et} ; tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'ler için 1,05 eV ve 400, 600 ve 700°C'de tavlınmış Co/p-InP/Au:Zn SED için sırasıyla 1,03 eV, 0,91 eV ve 0,93 eV; 400, 600 ve 700°C'de tavlınmış Ni/p-InP/Au:Zn SED için ise yine sırasıyla, 0,98 eV, 0,90 eV ve 0,87 eV olarak elde edilmiştir.



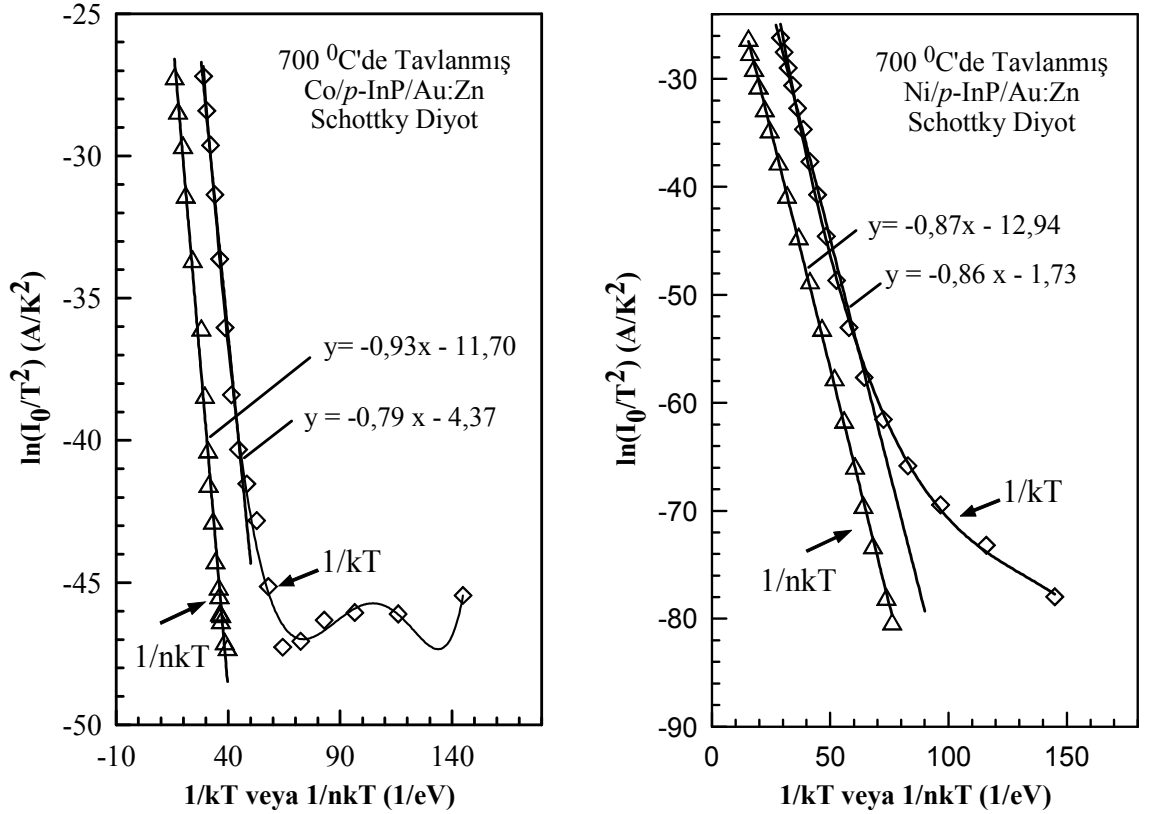
Şekil 4.49. Tavlınmamış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2)-1/nkT$ çizimleri.



Şekil 4.50. 400°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$ çizimleri.



Şekil 4.51. 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$ çizimleri.



Şekil 4.52. 700°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn ve Ni/p-InP/Au:Zn SED'lerin $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ ve $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$ çizimleri.

Geleneksel Richardson çizimi $\ln(I_0/T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ grafiği düşük sıcaklıkta lineer olmayan bir davranış gösterdiği veya anlamlı Richardson sabiti değeri elde edilemediği durumlarda eşitlik (2.2) ve (2.39) kullanılarak

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(A_d A^*) - \frac{q\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (4.2)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik yardımıyla GD'ye göre elde edilen σ değerleri kullanılarak bir modifiye edilmiş Richardson çizimi oluşturulabilir. Deneysel I_0 verileri kullanılarak, eşitlik (4.2)'ye göre modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ çizimine σ değerinin geçerli olduğu bölge için yapılan fitin eğimi $\bar{\Phi}_b$ değerini, y -eksenini kesim noktası ($= \ln A_d A^*$) da belirli diyot alanı için A^* 'yı veren bir doğru verir. Öte yandan arayüzey

düzeltilmesini ekleyerek modifiye Richardson çizimi elde etmek için eşitlik (2.25) ve (2.39)'u kullanılarak

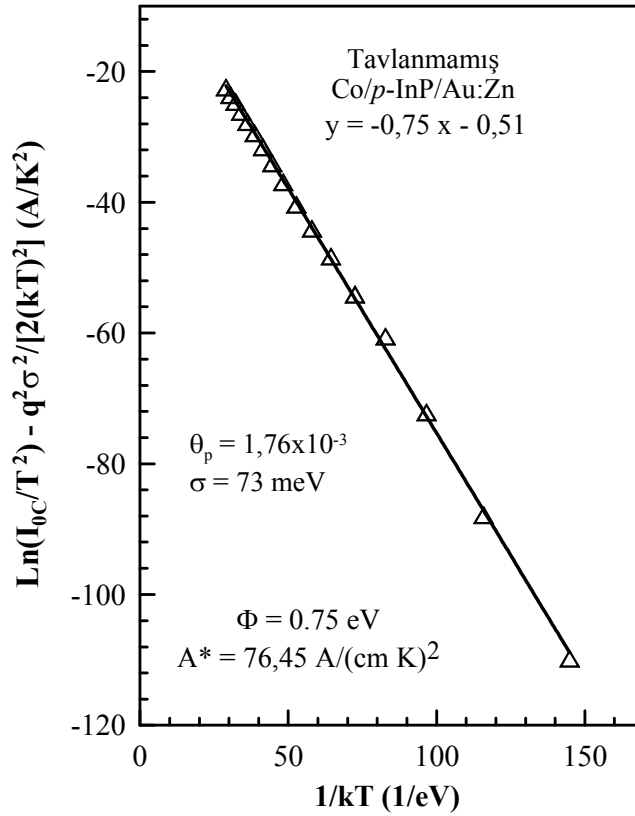
$$\ln\left(\frac{I_{0C}}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(A_d A^*) - \frac{q\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (4.3)$$

eşitliği elde edilir. Burada I_{0C} , ara yüzey tabakasının etkisinin düzeltilmesine göre eşitlik (2.25)'teki (I_0/θ_p) 'a eşittir ($\theta_p=1.76 \times 10^{-3}$). Deneysel I_0 verileri kullanılarak, eşitlik (4.3)'e göre modifiye edilmiş $\ln(I_{0C}/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)$ 'a karşı $1/kT$ çizimine yapılan fitin eğimi $\bar{\Phi}_b$ değerini, y-eksenini kesim noktası ($=\ln A_d A^*$) da belirli diyot alanı için modifiye A^* 'yı veren bir doğru verir.

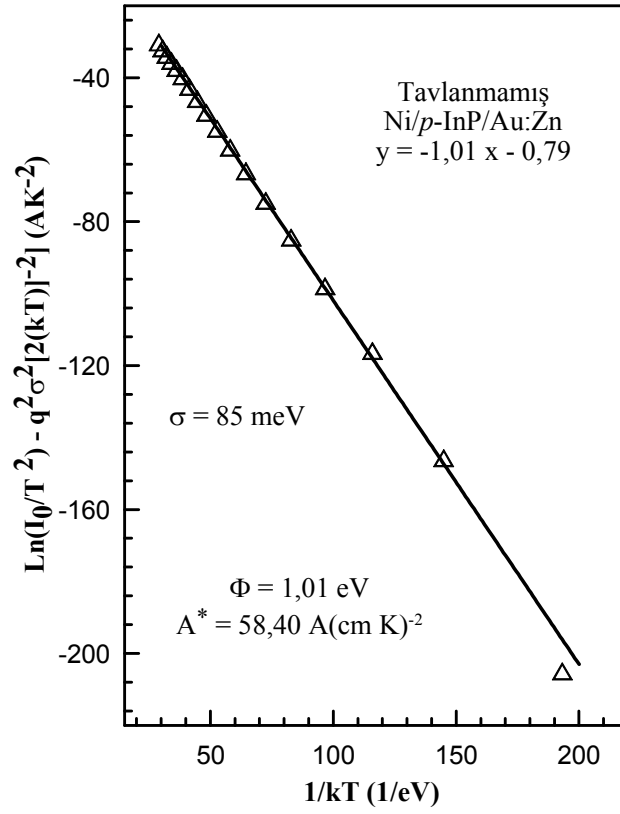
Tavlanmamış Co/p-InP/Au:Zn SED için arayüzey düzeltilmesini de içeren $\ln(I_{0C}/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)$ değeri, ara yüzey tabakasının etkisi düzeltildikten sonra Şekil 4.41'deki 80-400 K aralığı için elde edilen σ değeri kullanılarak tekrar hesaplandı. Böylece, Şekil 4.53'te içi boş üçgenler σ değeri kullanılarak modifiye edilmiş $\ln(I_{0C}/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ eğrisini, sürekli çizgi ise liner bölgede bu eğriye yapılan doğrusal fiti göstermektedir.

Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn ile 400 ve 600°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için eşitlik (4.2)'ye göre modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ çiziminde sırasıyla Şekil 4.42, 43, 45'ten σ değerleri kullanılarak elde edilen modifiye Richardson çizimleri Şekil 4.54, 55, 57'da verilmiştir. Bu şekillerde içi boş üçgenler modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ eğrisini, sürekli çizgiler ise bu eğrilere yapılan doğrusal fitleri göstermektedir. Bu fitlerin eğiminden ve $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)$ eksenini kestiği noktalardan sırasıyla EY ve A^* değerleri elde edilmiştir.

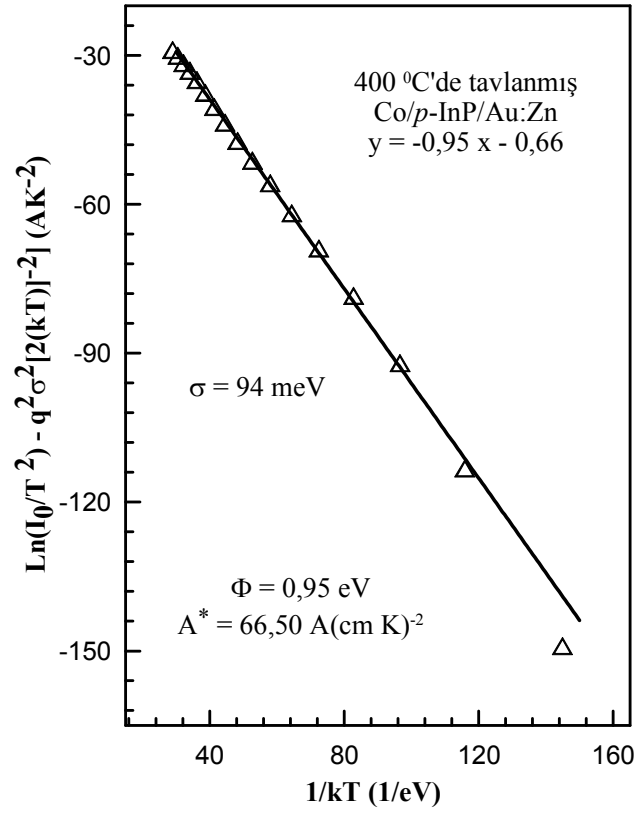
Şekil 4.44, 46, 47'den görüldüğü üzere 400 ve 600°C'de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn ile 700°C'de tavllanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin EY'leri tekil GD'ye uymayıp çoklu GD'ye uymaktadır. Diğer taraftan, Şekil 4.48'den görüldüğü gibi, 700°C'de tavllanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in EY'nin 220 K'nın üzerinde yaklaşık olarak sabit kaldığı, bu sıcaklığın altında ise ikili GD'ye uymaktadır. Bundan dolayı bu SED'lerin modifiye Richardson çizimi oluşturulurken $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)$ ifadesi her bir σ değeri için hesaplama yapıp ve çizildikten sonra her bir σ değerinin geçerli olduğu bölge için fit yapılarak EY değerleri hesaplanmıştır. A^* değerleri sadece bazı σ değerleri için hesaplanılmıştır. Bu değişimler sırasıyla Şekil 4.56, 58, 59, 60'ta verilmiştir.



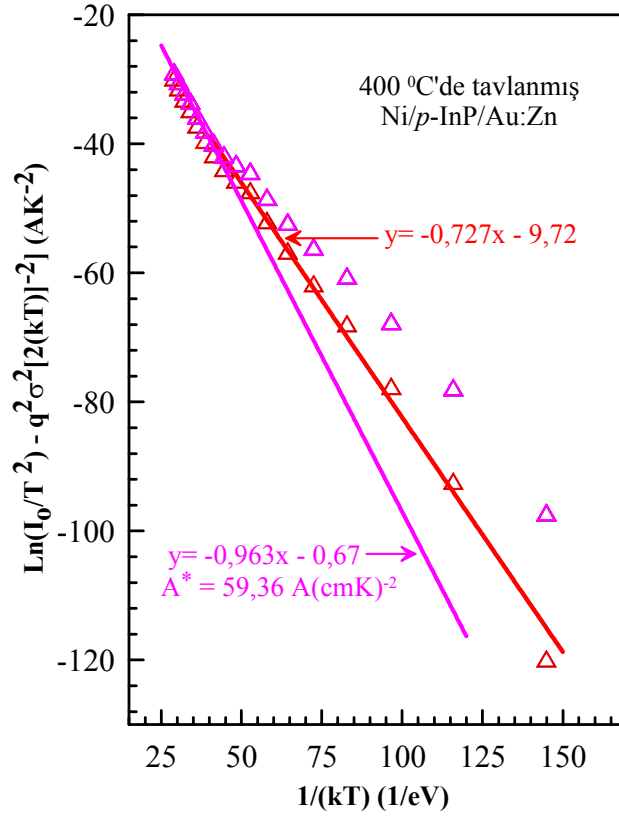
Şekil. 4.53. Tavlannamış Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_{0c}/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)$ 'ye karşı $1/kT$ Richardson çizimi. İçi boş üçgenler ara yüzey tabakasının etkisinin düzeltilmesinden sonraki deneysel verileri temsil etmektedir.



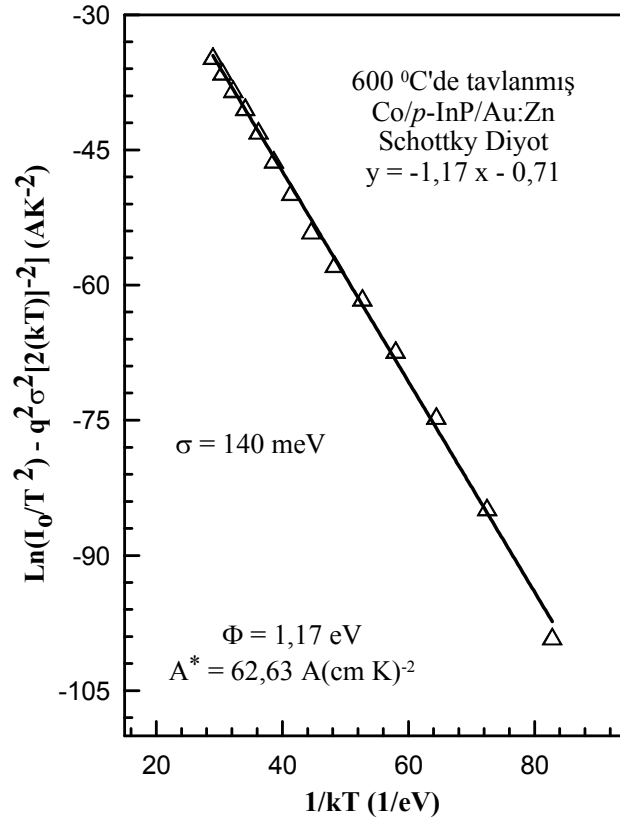
Şekil. 4.54. Tavlanmamış Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi.



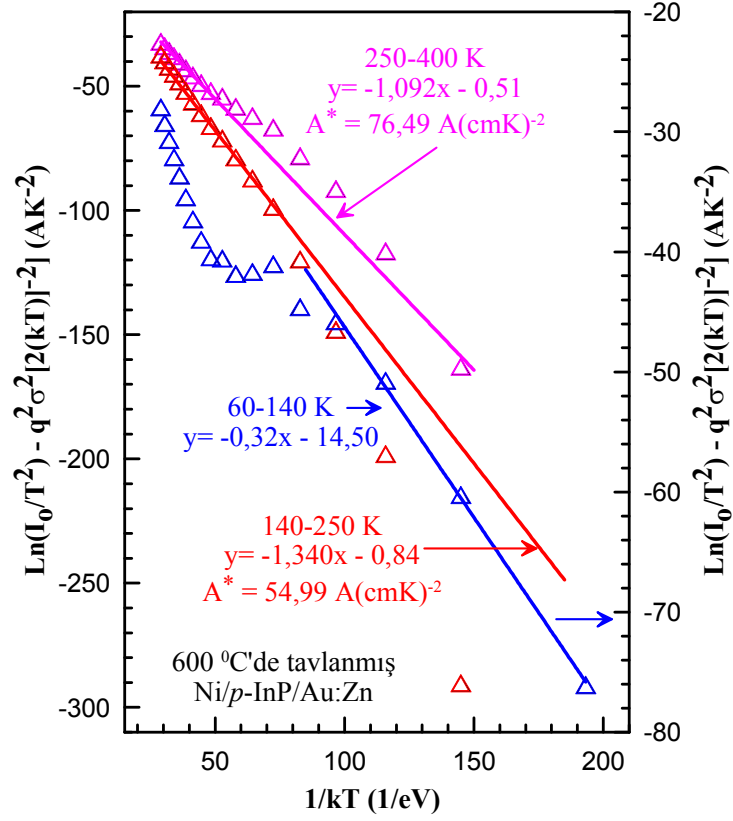
Şekil. 4.55. 400°C'de tavlannmiş Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi.



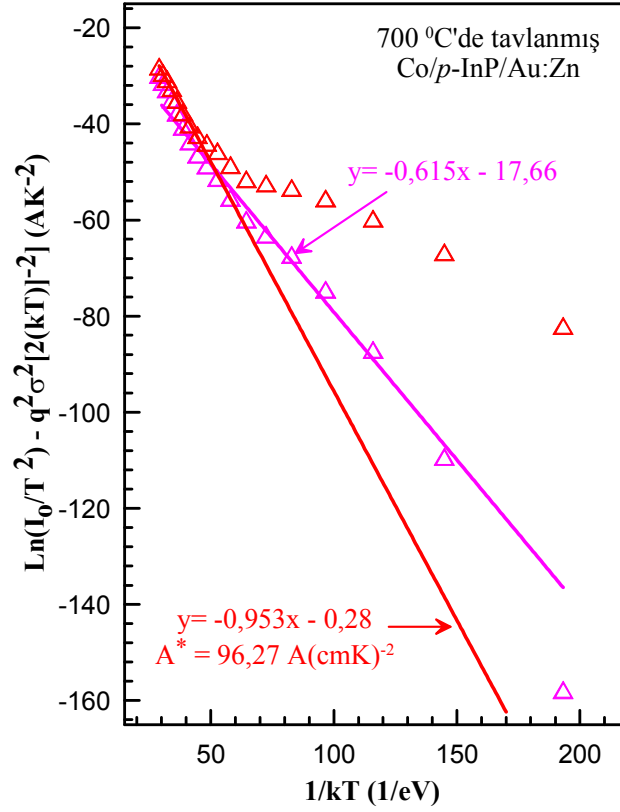
Şekil. 4.56. 400°C'de tavlannış Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi. Kırmızı çizgi ($\sigma_1 = 84$ meV) düşük sıcaklık bölgesini, pembe çizgi ise ($\sigma_2 = 70$ meV) yüksek sıcaklık bölgesini temsil etmektedir.



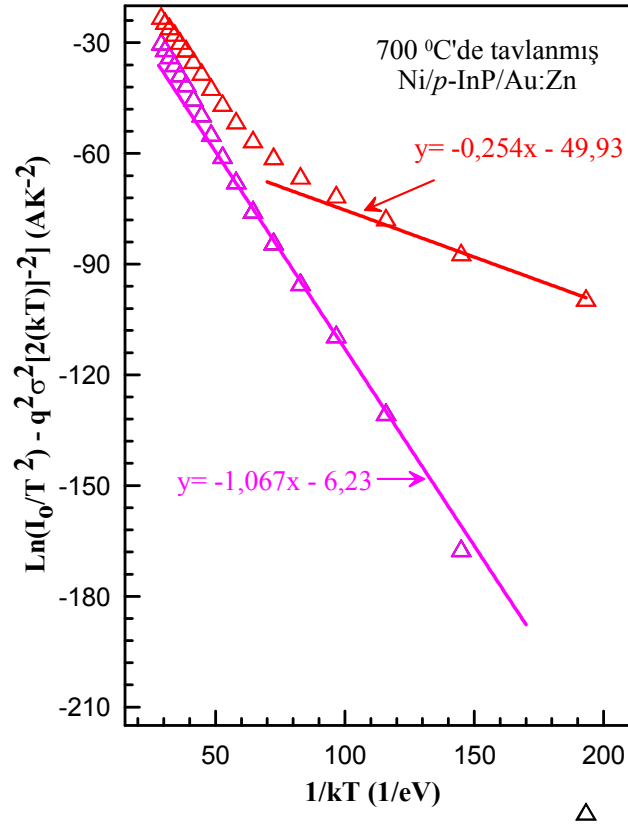
Şekil. 4.57. 600°C'de tavlannmiş Co/p-InP/Au:Zn SED için; engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi.



Şekil. 4.58. 600°C'de tavlannış Ni/p-InP/Au:Zn SED için üç farklı bölgede engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi. Pembe çizgi ($\sigma_1 = 109$ meV) yüksek sıcaklık bölgesini, kırmızı çizgi ($\sigma_2 = 155$ meV) orta sıcaklık bölgesini, mavi çizgi ise ($\sigma_3 = 46$ meV) düşük sıcaklık bölgesini temsil etmektedir.



Şekil. 4.59. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin ikili GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/[2(kT)]^2 - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi. Pembe çizgi ($\sigma_1 = 78$ meV) düşük sıcaklık bölgesini, kırmızı çizgi ise ($\sigma_2 = 45$ meV) yüksek sıcaklık bölgesini temsil etmektedir.



Şekil. 4.60. 700°C'de tavlaniş Ni/p-InP/Au:Zn SED için engel yüksekliğinin tekli GD'ye göre düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2T^2) - 1/kT$ modifiye Richardson çizimi. Kırmızı çizgi ($\sigma_1 = 92$ meV) orta sıcaklık bölgesini, pembe çizgi ise ($\sigma_2 = 35$ meV) düşük sıcaklık bölgesini temsil etmektedir.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

III-V grubu yarıiletkenler ticari önemlerinden dolayı geniş kullanım alanına sahiptirler. Günümüzde gelişen teknolojiyle birlikte yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanların kullanımı yaygınlaşmıştır. Bundan dolayı, MY kontakların doğasının anlaşılması gerekliliği azımsanamaz bir ihtiyaç oluşturmuştur. Yüksek sıcaklık uygulamaları potansiyeli nedeniyle de refraktori metallere çalışılması kaçınılmaz olmuştur. Buradan yola çıkarak bu tez çalışmasında III-V bileşik yarıiletkeni olan *p*-tipi InP altlık üzerinde Co ve Ni refraktori metalleri ile iki grup SED üretilmiştir. İmal edilen diyotların tamamının oda sıcaklığında *I-V* karakteristikleri uygun teoriler kullanılarak analiz edilmiştir. Daha sonra, bunlardan ideale yakın parametrelere sahip birer diyot seçilip sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri kaydedilmiştir. Bunun ardından, imal edilen SED'ler N₂ gazı altında değişik sıcaklıklarda belli bir süre tavlandıktan sonra aynı ölçümler tekrarlanmıştır. Bu ölçümlerden bu SED'lerin üretildikten sonra (tavlanmamış) ve her bir tavlama sonrası oda sıcaklığında ve numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü *n* ve SEY değerleri hesaplanarak SED'lerin tavlama ve numune sıcaklığına bağlı diyot parametrelerinin değişimi incelenmeye çalışılmıştır. Tavlanmış ve tavlanmamış Co/*p*-InP/Au:Zn ve Ni/*p*-InP/Au:Zn Schottky diyotlar için numune sıcaklığına bağlı *I-V* karakteristiklerinin 20 K'lik basamaklarla, 60-400 K aralığında kesintisiz sıcaklığa bağlı incelenmesiyle ilgili herhangi bir çalışma literatürde bulunmamaktadır. Bunlardan başka, bu ölçümlerin 400 K gibi yüksek sıcaklıklarda icra edilmesi çalışmaya ayrı bir önem kazandırmıştır.

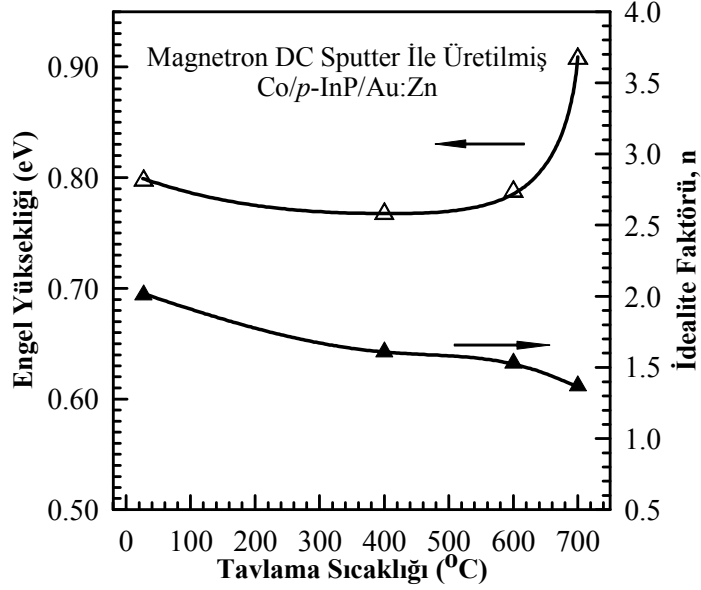
Tavlammamış ve tavlanmış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'lerin oda sıcaklığında alınan *I-V* karakteristiklerinin yarı-logaritmik çizimleri Şekil 4.1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15 ve bunlardan hesaplanan $n_{g\ddot{or}}$ ve SEY değerleri arasındaki ilişki Şekil 4.2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16'da verilmiştir. Elde edilen idealite faktörü $n_{g\ddot{or}}$ ve deneysel EYsekliliği $\Phi_{g\ddot{or}}$ 'ün maksimum ve minimum değerleri ile bu grafiklerin eğiminden elde edilen Φ_b^{hom} değerleri Çizelge 1'de verilmiştir. Şekil 4.2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16'dan görüldüğü gibi, $\Phi_{g\ddot{or}}$ ve $n_{g\ddot{or}}$ değerleri diyottan diyota değişmektedir. Bu şekillerden $\Phi_{g\ddot{or}}$ 'deki azalmaya karşılık

$n_{g\ddot{or}}$ 'de lineer bir artışı olduğu g\ddot{or}lmektedir. Bu durum, EY'nin yanal inhomojenliği ile a\c{c}ıklanabilir (Huang and Fang 2006). İmaj kuvvet etkisinden dolayı EY azalmasıyla ancak 1,01 ile 1.03 arasındaki idealite fakt\ddot{or}u değerleri beklenebilir (Asubay *et al.* 2009). Deneysel olarak elde edilmiş idealite fakt\ddot{or}u değerlerine karşı SEY \c{c}iziminde imaj kuvveti azalmasından elde edilen teorik (beklenen) idealite fakt\ddot{or}u değerleri n_{ika} 'ya extrapole edilmek suretiyle elde edilen SEY değerleri, $\Phi_b^{nik} = \Phi_b^{hom} - \Delta\Phi_{ik}^0$ yanal homojen engel y\ddot{u}ksekliliğinin imaj kuvveti etkisi \c{c}ıkarılmış halidir. $\Delta\Phi_{ik}^0$ ve n_{ika} değerleri, Asubay *et al.* (2009) tarafından, metal/*p*-InP i\c{c}in sırasıyla 55,0 meV ve 1,03 olarak hesaplanmıştır. Bu bilgiler ışığında oda sıcaklığındaki deneysel verilerden SEY'in Gauss Dağılım teorisine g\ddot{ore} yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen ortalama engel y\ddot{u}ksekliliği $\bar{\Phi}$ ve bunların standart sapması (σ_s) değerleri ile $\Phi_{g\ddot{or}}$ ve $n_{g\ddot{or}}$ '\ddot{u}n değişim aralıkları \c{c}izelge 4.1'de verilmiştir. Ayrıca, homojen EY değerleri aşağıda verilen \c{c}izelge 5.1'de g\ddot{or}lebilir. \c{c}izelge 5.1'den g\ddot{or}\ddot{u}ld\ddot{u}đi gibi bu \c{c}alışmada, tavlammamış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'ler i\c{c}in Φ_b^{hom} değerleri, sırasıyla, 1,00 eV ve 0,98 eV b\ddot{u}y\ddot{u}kl\ddot{u}ğ\ddot{u}ndedir. Tavlammamış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'ler i\c{c}in elde edilen Φ_b^{hom} değerleri bir birine \c{c}ok yakın iken; 400 ve 700°C'de tavlammamış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'ler i\c{c}in elde edilen Φ_b^{hom} değerleri birbirine eşit, 600°C'de tavlammamış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'ler i\c{c}in ise \c{c}ok b\ddot{u}y\ddot{u}k olmayan bir farklılık mevcuttur. Bu durum, Barden (1947) tarafından ifade edilen, engel y\ddot{u}ksekliliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu d\ddot{u}ř\ddot{u}ncesini doğrulamaktadır.

\c{c}izelge 5.1. Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'lerin tavlama sıcaklığına g\ddot{ore} homojen engel y\ddot{u}kseklilikleri değerini.

| | | Tavlammamış | 400°C'de tavlammamış | 600°C'de tavlammamış | 700°C'de tavlammamış |
|---------------------|-------------------|-------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| Φ_b^{hom} (eV) | Co/ <i>p</i> -InP | 1,00 | 0,94 | 0,92 | 0,94 |
| | Ni/ <i>p</i> -InP | 0,98 | 0,94 | 1,04 | 0,94 |

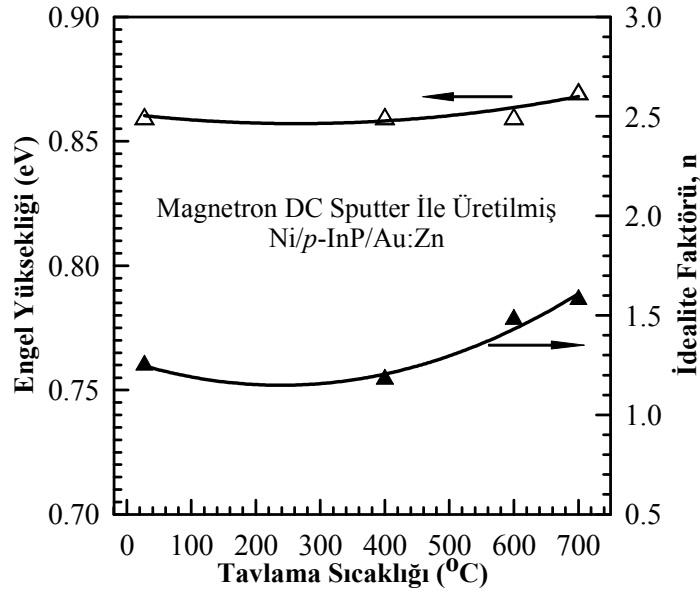
Şekil 4.2 ve Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi, tavlama sıcaklığı 300 K’deki EY 0,73-0,83 eV, idealite faktörü değerleri ise 1,84-2,17 aralığında değişmektedir. Tavlama ve numune sıcaklığı ölçümleri için, bu diyotlardan 0,80 eV engel yükseklikli ve 2.00 idealite faktörlü bir diyot ele alınmıştır.



Şekil 5.1. Co/p-InP diyotlardan birinin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ($T = 300$ K).

Tavlama sıcaklığından oda sıcaklığına kadar soğutulduktan sonra onların $I-V$ ölçümleri yapılmıştır. Şekil 5.1, ısı olarak tavlama sıcaklığına kadar soğutulmuş ve 400°C’de 2 dakika, 600 ve 700°C’de bir dakika süre ile tavlama sıcaklığına bağlı değişimini göstermektedir. Şekil 5.1’den görüleceği gibi, 300 K numune sıcaklığında, idealite faktörü tavlama sıcaklığıyla azalırken EY, 400-700°C tavlama sıcaklığı aralığında artarak 700°C’de 0.90 eV’luk değere ulaşmıştır. Öte yandan 400°C’de tavlama sıcaklığına bağlı olarak elde edilen Φ_b^{hom} değeri Van Meirhaeghe *et al.* (1990) tarafından elektron tabancası ile buharlaştırma yöntemi kullanılarak imal edilen Co/p-InP SED’ler için 400°C’de tavlama sıcaklığına bağlı olarak elde edilen ~0.78 eV değerinden daha büyüktür. Van Meirhaeghe *et al.* (1990), 300 K’de Co/p-InP SED için $I-V$ karakteristiklerinden 0.85 eV, Hökelek and Robinson (1982), 0.81 eV’luk bir SEY elde ettiler ve 0.81 eV’luk bu

değer, bu çalışmada tavlama yapılmamış numune için elde edilen 0.80 eV'luk değeri ile çok yakın bir uyum içindedir. Co/p-InP SED'lerin tavlama yapılmamasıyla elde edilen sonuçlar için şu söylenebilir: Diyot 700°C'ye kadar tavlama yapıldığı halde, onun Schottky diyot özelliği, yani doğrultuculuk özelliği bozulmamıştır. Diğer taraftan, idealite faktörünün artan tavlama sıcaklığıyla 700°C'de 1,37'lik bir değere sahip olması, diyotun arayüzeyinin iyileştiğini belirtir. Van Meirhaeghe *et al.* (1990) tarafından işaret edildiği gibi, Co metali 250-350°C'ye kadar InP ile reaksiyona giremeyebilir. Ancak, 400°C üzerindeki tavlama sıcaklıklarında Co ile InP reaksiyona girer ve Co tabakası olduğu gibi bir Co-posfayd (Co₂P) tabakasına dönüşür. Ayrıca, Co₂P tabakasının oluşumu esnasında, InP altlığındaki indiyum yüzeye doğru tırmanır ve altlığın daha dış kısmında indiyum oksit tabakası oluşturur. Co₂P tabakası metalik bir iletken gibi bir davranış gösterir. Böylece, 400°C tavlama sıcaklığından itibaren yapı Co₂P/InP Schottky diyotu halini almış olur. Van Meirhaeghe *et al.* 1990 tarafından da rapor edildiği gibi Co₂P/InP arayüzeyi Co/InP arayüzeyinden daha keskindir.



Şekil 5.2. Ni/p-InP diyotlardan birinin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimi (numune sıcaklığı T = 300 K).

Şekil 4.4 ve Çizelge 4.1 de görüldüğü gibi, tavlama yapılmamış Ni/p-InP SED'ler için 300 K'deki engel yükseklikleri 0,83-0,88 eV, idealite faktörü değerleri ise 1,24-1,54

aralığında değişmektedir. Tavlama ve numune sıcaklığına bağlı ölçümler için bu diyotlardan 0,86 eV EY'li ve 1.25 idealite faktörlü bir diyot ele alınmıştır. Newman *et al.* (1987) 300 K'de I-V karakteristiklerinden Ni/p-InP SED için 0.90 eV'luk bir SEY değeri elde ettiler. 0.90 eV'luk SEY değeri bu çalışmada tavlınmamış Ni/p-InP SED için elde edilen 0.86 eV'luk değerden %5 kadar daha büyüktür. Şekil 5.2, ısı olarak tavlınmamış ve 400°C'de 2 dakika, 600 ve 700°C'de bir dakika süre ile tavlınmış Ni/p-InP diyotların 300 K'deki engel yüksekliği ve idealite faktörünün tavlama sıcaklığına bağlı değişimini göstermektedir. Çizelge 4.3 ve Şekil 5.2'den görüldüğü gibi, idealite faktörü artan tavlama sıcaklığıyla azalarak 400°C'de 1,18 değerini almakta daha sonra artan tavlama sıcaklığıyla artarak 700°C'de 1,58 değerine ulaşmaktadır. İncelenen SED için n değerlerinin birden büyük çıkması, MY ara yüzeyinde doğal oksit tabakasının varlığına atfedilebilir (Türüt *et al.* 1999; Morita *et al.* 1990; Card and Rhoderick 1971; Rhoderick and Williams 1998; Werner and Rau 1988). Grafiklerden görüldüğü gibi, tavlama rağmen idealite faktörünün değeri azalmamıştır. Sands (1990), Ni/InP kontak sisteminin yüksek sıcaklıklarda tavlınması durumunda Ni'in oksit tabakasının içine ancak 2-5 nm kadar nüfuz ettiğini rapor etmiştir. Bu durum, arayüzeydeki oksit tabakasının Ni ile InP arasında herhangi bir reaksiyonun oluşumunu engellediği şeklinde değerlendirilebilir. Bilindiği gibi, eğer yarıiletken yüzeyi alışılmış parlatma teknikleri veya kimyasal temizleme işlemiyle hazırlırsa, yarıiletken yüzeyinde yaklaşık 10-30 Å kalınlığında doğal oksit tabakasının varlığı kaçınılmazdır. Atomik boyuttaki bu istenmeyen ara yüzey tabakasından dolayı; MY kontak, ideal Schottky kontak özelliği gösteremez ve idealite faktörü birden daha büyük bir değer alır. (Aydın 2004; Card and Rhoderick 1971; Rhoderick and Williams 1998; Werner and Rau 1988). Ni ile InP yapısında EY değerlerinin artan tavlama sıcaklığıyla 0,86-0,87 eV aralığında hemen hemen sabit kaldığı Bhaskar *et al.* (2010) tarafından bildirilmektedir. Bu veri ve gözlemler Ni ile InP yapısında tavlamanın arayüzey oksit tabakasına etkisinin çok az olduğunu gösterir.

Şekil 4.18 ve 20'de tipik tavlınmamış Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin 80-400 K aralığında, 20 K adımlarla, numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik $I-V$ çizimleri verilmiştir. Her bir sıcaklık için, bu grafiklerden etkin EY ve idealite faktörü değerleri

eşitlik (2.5) ve (2.6) kullanılarak elde edilmiştir. Tavlanmamış Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED'lerin numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve görünür EY değerleri Şekil 4.19 ve 21'de verilmiştir. Bu çizimlerden görüldüğü gibi, azalan sıcaklıkla EY değerleri azalmakta ve idealite faktörü değerleri artmaktadır. TE akım teorisine göre, hem EY hem de idealite faktörü sıcaklık değişimiyle değişmemelidir. MY Schottky kontaklarda *I-V* karakteristiklerinin ideal olmaması, azalan sıcaklıkla idealite faktörünün artması ve EY'nin azalması, MY arayüzeyindeki uzaysal inhomojenliklerden veya Schottky EY'nin yanıl (lateral) inhomojenliğinden ortaya çıkabilir. Tung (1991; 1992), standart TE teorisinden gözlenen sapmaları açıklamak için, MY arayüzeyinde, daha yüksek düzgün engel içine gömülmüş farklı küçük bölgeler veya düşük engelli küçük lokal bölgelerin olduğunu varsaymıştır. Bu yaklaşımda nanometre boyutunda küçük lokal bölgelerin (patches) arınma (deplasyon) bölgesinin boyutuna göre küçük olduğu kabul edilmiştir. EY inhomojenliği üzerine yapılan çalışmalarda, ara yüzey atomik yapısının ve grain boundaries (tane sınırları), çoklu fazlar, facets (gözenekler) ve yüzey kusurlarının sebep olduğu MY ara yüzeyindeki atomik inhomojenliğin EY'ne önemli derecede etkilerinin olabileceği belirtilmiştir (Werner 1991; Chand and Kumar 1997; Chand and Bala 2005; Meirhaeghe *et al.* 2004; Osvald 1999; Dobrocka and Osvald 1994; Osvald 2006; Doğan *et al.* 2006; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991). Ayrıca, EY inhomojenliğinin ara yüzey oksit tabaka inhomojenliği ve ara yüzey yüklerinin farklılığından oluşabileceği de önerilmiştir (Im *et al.* 2001; Rossi and Lewis 2001; Song *et al.* 1986).

400, 600 ve 700°C'de tavlanmış Co/*p*-InP SED'lerin numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik *I-V* çizimleri Şekil 4.22, 26 ve 30'da; benzer olarak, 400, 600 ve 700°C'de tavlanmış Ni/*p*-InP SED'lerin numune sıcaklığına bağlı yarı-logaritmik *I-V* çizimleri Şekil 4.24, 28 ve 32'de verilmiştir. *I-V* karakteristiklerinden (2.5) ve (2.6) eşitlikleri kullanılarak her bir sıcaklık için hesaplanan etkin EY ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri Co/*p*-InP SED'ler için Şekil 4.22, 26 ve 30'da ve Ni/*p*-InP SED'ler için Şekil 4.24, 28 ve 32'de gösterilmiştir. Bu değerler, bir özet anlamında, Çizelge 5.2 ve Çizelge 5.3'de tekrar verilmiştir.

Çizelge 5.2. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Co/p-InP/Au:Zn SED'lerin numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü ve EY Φ_b nin deneysel değerleri.

| Co/p-InP/Au:Zn SED | | | | | | | | |
|----------------------|------------------------|------|---------------|------|---------------|------|---------------|------|
| Numune Sıcaklığı (K) | Tavlama Sıcaklığı (°C) | | | | | | | |
| | Tavlanmamış | | 400 | | 600 | | 700 | |
| | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n |
| 100 | 0,49 | 2,55 | 0,44 | 2,55 | - | - | 0,39 | 3,15 |
| 140 | 0,57 | 2,42 | 0,56 | 2,07 | 0,37 | 3,55 | 0,55 | 2,26 |
| 180 | 0,66 | 2,16 | 0,65 | 1,78 | 0,51 | 2,39 | 0,72 | 1,62 |
| 220 | 0,73 | 2,00 | 0,71 | 1,63 | 0,63 | 1,89 | 0,79 | 1,58 |
| 260 | 0,76 | 2,03 | 0,75 | 1,57 | 0,75 | 1,53 | 0,88 | 1,43 |
| 300 | 0,80 | 2,01 | 0,77 | 1,62 | 0,79 | 1,53 | 0,91 | 1,37 |
| 340 | 0,84 | 1,91 | 0,79 | 1,60 | 0,82 | 1,52 | 0,90 | 1,62 |
| 400 | 0,89 | 1,73 | 0,84 | 1,37 | 0,88 | 1,47 | 0,91 | 1,80 |

Yukarıda sözü edilen çizimlerden ve Çizelge 5.2 ve 5.3'den görüldüğü gibi, tavlanmamış numunelerde olduğu gibi, 400 ve 600°C'de tavlanmış Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin de numune sıcaklığına bağlı olarak azalan sıcaklıkla EY değerlerinde azalma, idealite faktörü değerlerinde ise artış mevcuttur. Bu numunelerden farklı olarak, sadece 700°C'de tavlanan Co/p-InP için EY ve idealite faktörü değerleri 400-280 K aralığında hemen hemen değişmezken bu sıcaklıktan itibaren her iki parametre de azalan sıcaklıkla değişmiştir. 700°C'de tavlanan Ni/p-InP için EY değerleri 400-200 K aralığında hemen hemen sabittir. Bu numune için, idealite faktörü değerleri 400-180 K aralığında azalarak 180 K'da 1,24 değerini almış, 180 K'dan sonra ise artarak 60 K'da 2.54 değerine ulaşmıştır.

Çizelge 5.3. Tavlanmamış ve değişik sıcaklıklarda tavlanmış Ni/p-InP/Au:Zn SED'in numune sıcaklığına bağlı idealite faktörü n ve EY Φ_b nin deneysel değerleri.

| Ni/p-InP/Au:Zn | | | | | | | | |
|----------------------|------------------------|------|---------------|------|---------------|------|---------------|------|
| Numune Sıcaklığı (K) | Tavlama Sıcaklığı (°C) | | | | | | | |
| | Tavlanmamış | | 400 | | 600 | | 700 | |
| | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n | Φ_b (eV) | n |
| 60 | 0,36 | 2,99 | - | - | 0,19 | 5,69 | 0,41 | 2,54 |
| 100 | 0,57 | 1,84 | 0,38 | 1,97 | 0,31 | 3,81 | 0,62 | 1,70 |
| 140 | 0,71 | 1,48 | 0,52 | 1,58 | 0,44 | 2,74 | 0,79 | 1,37 |
| 220 | 0,82 | 1,30 | 0,70 | 1,30 | 0,70 | 1,64 | 0,90 | 1,27 |
| 260 | 0,85 | 1,27 | 0,81 | 1,23 | 0,81 | 1,50 | 0,89 | 1,40 |
| 300 | 0,86 | 1,25 | 0,86 | 1,18 | 0,86 | 1,48 | 0,87 | 1,58 |
| 360 | 0,90 | 1,16 | 0,89 | 1,17 | 0,90 | 1,42 | 0,87 | 1,81 |
| 400 | 0,91 | 1,11 | 0,90 | 1,15 | 0,91 | 1,43 | 0,87 | 1,88 |

EY'nin sabit kalması, 700°C'lik tavlama sıcaklığından dolayı, her iki diyot için de metal/InP arayüzeyinin iyileştiğini ve diyotların daha kaliteli devre elemanı haline geldiklerine işaret eder. Bununla birlikte, ideallikten sapmalar MY arayüzeyindeki uzaysal inhomojenlikle veya SEY'nin yanıl inhomojenliği düşüncesi ile açıklanabilmiştir (Werner and Güttler 1991, Chand and Kumar 1997, Van Meirhaeghe *et al.* 2004, Dobrocka and Osvald 1994, Tung 1992, Sullivan *et al.* 1991).

TE mekanizmasıyla hesaplanan EY değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerinin literatürde rapor edilen birçok çalışmada olduğu gibi farklı sıcaklık aralıklarında tekli veya çoklu Gauss dağılımına sahip SEY'nin katkıları dikkate alınarak açıklanabileceği gösterilmiştir (Werner and Güttler 1991; Chand and Kumar 1997; Van Meirhaeghe *et*

al. 2004; Dobrocka and Osvald 1994; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991). Yani, EY'nin sıcaklıkla değişimi tekli GD için (2.28) ile verilen

$$\Phi_{gör} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_i^2}{2kT} \quad (5.1)$$

eşitliğine göre bir dağılım göstermelidir. Çoklu dağılım için de engel yüksekliği (2.41) eşitliğiyle verilen

$$\Phi_{gör} = -kT \ln \left[\rho_1 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_1}{kT} + \frac{\sigma_1^2}{2k^2T^2} \right) + \rho_2 \exp \left(-\frac{\bar{\Phi}_2}{kT} + \frac{\sigma_2^2}{2k^2T^2} \right) \right] \quad (5.2)$$

ifadesine uymalıdır. Tavlanmamış Co/p-InP yapısının SEY'nin T ve $1/T$ ile değişimi Şekil 4.41'de üçgen sembollerle verilmiştir. Bu çizimden görüldüğü gibi, Co/p-InP yapısının EY'nin $1/T$ ile değişimi eşitlik (5.2)'ye uymaktadır. EY'nin ikili Gauss dağılımına uyması metal/InP arasındaki fazlara veya bir doğal arayüzey oksit tabakasının varlığına atfedilebilir. Bilindiğı gibi, arayüzey tabakalı metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için TE akım ifadesine boşluk tünelleme faktörü $\theta_p = \exp(a\delta(\chi)^{1/2})$ teriminin ilave edilmesiyle doyma akım yoğunluğu (2.25) ifadesi ile verildiğı üzere

$$I_0 = A_d A^* \theta_p T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \quad (5.3)$$

Gibidir. Tavlanmamış Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin deneysel doyma akım yoğunluğu değerlerinden θ_p değerleri çıkarılıp elde edilen arayüzey tabakasız doyma

akım yoğunluğu verilerinden SEY değerleri yeniden hesaplanmıştır. Hesaplanan SEY ve n değerleri (2.24) eşitliğinde de verilen

$$I = A_d A^* \theta_p T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b(V_s)}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{nkT}\right) \quad (5.4)$$

ifadesi kullanılarak her iki SED için elde edilen düz beslem teorik $I-V$ karakteristikleri deneysel $I-V$ karakteristiklerine fit edilmiştir. Bu fitler Şekil 4.39 ve 40'ta verilmiştir. Bu çizimlerde sürekli çizgiler yarı-teorik, içi boş üçgenler ise ölçülen deneysel $I-V$ karakteristiklerini temsil etmektedir. Bu düzeltme işleminden sonra, yani arayüzey tabakasından gelen katkı bertaraf edildikten sonra, tavlınmamış Co/ p -InP devre elemanın EY'nin T ve $1/T$ ile değişimi Şekil 4.41'de içi boş kare sembollerle verilmiştir. Şekil 4.43'ten görüldüğü gibi, bu diyotun düzeltmeden sonraki EY'nin $1/T$ ile değişimi denklem (5.1)'e, yani SEY'nin tekli GD'ye uymaktadır. EY'nin sıcaklığa bağlı değişiminin tekli GD'ye uyması tavlınmamış Co/ p -InP yapısının EY'nin yanal inhomojenliğine atfedilebilir. Tavlınmamış Ni/ p -InP SED'in deneysel doyma akım yoğunluğundan elde edilen EY değerleri T ve $1/T$ ile değişimi ise Şekil 4.42'de içi boş üçgen sembollerle verilmiştir. Şekil 4.42'den görüldüğü gibi engel yüksekliğinin $1/T$ ile değişimi herhangi bir arayüzey düzeltmesi gerekmeden eşitlik (5.1)'e, yani SEY'nin tekli GD'na uymaktadır. Bu durum, yine, Ni/ p -InP SED'in yapısının EY'nin yanal inhomojenliğinden kaynaklandığının göstergesidir.

400 ve 600°C'de tavlınmış Co/ p -InP yapılarının EY'nin $1/T$ ile değişimi Şekil 4.43 ve 45 te verilmiştir. Bu çizimlere bakıldığında, arayüzey tabakasıyla ilgili bir düzeltme terimine ihtiyaç duyulmaksızın, EY'nin $1/T$ ile lineer olarak değiştiği, yani eşitlik (5.1)'e göre SEY'nin tekli GD'na uyduğu görülür. Bu durum, Co/ p -InP SED'in EY'nin 600°C'ye kadar yanal inhomojenliğini koruduğunun bir göstergesidir. Ayrıca, 400 ve 600°C'de tavlınmış Co/ p -InP yapısı tavlınmamış Co/ p -InP yapısı ile karşılaştırıldığında, arayüzey tabakasıyla ilgili herhangi bir düzeltme terimine ihtiyaç

duyulmaksızın tekli GD'ye uygun ifadelerle fit edilebilmesi Co/p-InP yapısında arayüzeyin ısısal tavlama ile iyileştiğini açık bir şekilde ifade eder.

700°C'de tavllanmış Co/p-InP ile 400 ve 700°C'de tavllanmış Ni/p-InP yapılarının EY'nin T ve $1/T$ ile değişimi, sırasıyla, Şekil 4.47, 44 ve 48'de verilmiştir. Bu çizimlerden görüldüğü gibi, SEY'nin $1/T$ ile değişimi farklı iki lineer bölgeye sahiptir ve bu bölgelerde deneysel verilere fit edilen doğruların eğim ve kesim noktalarından iki adet ortalama EY ve iki adet σ değeri elde edilir. Bu durum 700°C'de tavllanmış Co/p-InP yapısı ile 400 ve 700°C'de tavllanmış Ni/p-InP yapılarının EY'nin ikili GD sahip yanal inhomojen SEY'ne sahip olduğunu gösterir. 600°C'de tavllanmış Ni/p-InP yapılarının EY'nin T ve $1/T$ ile değişimi de Şekil 4.46'da verilmiştir. Bu çizimden görüleceği üzere 600°C'de tavllanmış Ni/p-InP yapısının SEY'nin $1/T$ ile değişimi ne tekli ne de ikili GD'ye uymayıp üç lineer ayrı bölgeye sahiptir. Dolayısıyla, bu üç bölge için ayrı ayrı tekli GD'ye göre ortalama EY ve σ değerleri bulunmuştur. Bu durum 600°C'de tavllanmış Ni/p-InP yapısının üç ayrı bölge için kendi içinde EY'nin yanal inhomojen olduğunu gösterir.

Etkin engel yüksekliği Φ_{et} , doyma akımı I_0 ve onun sıcaklık bağıllığının bir ifadesi olan Richardson çizimi kullanılarak elde edilebilir (Williams and Robinson 1985; Rhoderick and Williams 1988). Eşitlik (2.2)'de ifade edildiği gibi, doyma akım yoğunluğu

$$I_0 = A_d A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{gör}}{kT}\right) \quad (5.4)$$

eşitliği ile verilir. (5.4) eşitliği dikkate alındığı zaman; $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ çizimi doğrusal bir değişime sahip olmalıdır ve bu eğrinin lineer kısmına yapılan fitlerin eğiminden Φ_{et} ve bu fitin y -ksenini kestiği noktası $\ln(AA^*)$ 'dan da A^* bulunur. Bununla birlikte, Richardson çiziminin doğrusal değişim göstermediği durumlarda ise bu eğriye idealite faktörü düzeltmesi getirmek amacıyla $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$ çizimine yapılan fitin eğimi de

yine etkin EY Φ_{et} ve bu fitin y -eksenini kestiği noktası A^* 'ı verir. Bu bağlamda tavlammamış ve çeşitli sıcaklıklarda tavlammış Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'ler için elde edilen Richardson çizimleri Şekil 4.49, 50, 51, 52'de verilmiştir. Bu çizimlere bakıldığı zaman Şekil 4.50'de verilen 400°C'de tavlammış Ni/ p -InP SED hariç diğerleri için $\ln(I_0/T^2) - (nkT)^{-1}$ çiziminin doğrusal bir değişim gösterdiği görülür. 400°C'de tavlammış Ni/ p -InP SED ise bu çizimin 280 K'nın üzerinde doğrusal bir değişime sahip olduğu görülmektedir. Bu çizimin doğrusal kısmına yapılan fitten elde edilen 0,98 eV büyüklüğündeki Φ_{et} değeri 400°C'de tavlammış Co/ p -InP SED için elde edilen 1,03 eV'luk SEY değeriyle iyi bir uyum içinde olduğu görülür. Tavlammamış ve değişik sıcaklıklarda tavlammış Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'ler için Richardson çizimlerinden elde edilen Φ_{et} değerleri Çizelge 5.4'te verilmiştir.

Çizelge 5.4. Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'lerin tavlama sıcaklığına göre etkin engel yükseklikleri değişimi.

| | | Tavlammamış | 400°C'de tavlammış | 600°C'de tavlammış | 700°C'de tavlammış |
|------------------|--------------|-------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Φ_{et} (eV) | Co/ p -InP | 1,05 | 1,03 | 0,91 | 0,93 |
| | Ni/ p -InP | 1,05 | 0,98 | 0,90 | 0,87 |

Çizelge 5.4'teki değerlere bakıldığında her iki metalle yapılan Co/ p -InP ve Ni/ p -InP yapıları için elde edilen Φ_{et} 'lerin birbiriyle uyum içinde olduğu görülür (Barden 1947). Diğer taraftan, tavlammamış ve çeşitli sıcaklıklarda tavlammış Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'ler için elde edilen Φ_{et} değerleri Çizelge 5.1'de verilen Φ_b^{hom} değerleri ile karşılaştırıldığında Φ_{et} değerlerinin Φ_b^{hom} değerleri ile uyum içinde olduğu görülür. Ayrıca, Şekil 4.49, 50, 51, 52'den görüldüğü üzere $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ çizimleri Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'ler için belli sıcaklıkların altında lineerlikten saptığı görülmektedir. Her ne kadar; Co/ p -InP ve Ni/ p -InP SED'ler için $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$ çizimleri belli bir sıcaklıktan sonra lineerlikten sapsa da; bu sıcaklıkların yukarısında deneysel değerlerin doğrusal kısmına yapılan fitlerden etkin EY veya aktivasyon enerjisi değerleri elde

edilebilmiştir. Bu iki hesaplama arasındaki fark, bu diyotların idealliği hakkında bilgi verir. Bu iki çizimden elde edilen Φ_{et} değerleri arasındaki fark dikkate alınır; bu değer Co/p-InP SED için tavlama ile sırasıyla, 53, 43, 45, 14 meV değerlerini Ni/p-InP SED için de 35, 32, 26, 1,0 meV değerlerini aldığı görülür. Bu değerlerden, tavlama ile bu farkın azaldığı, dolayısıyla tavlamanın Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'ler için iyileştirici bir rol oynadığı sonucuna ulaşılabilir. Ayrıca; belli sıcaklığın altındaki lineerlikten sapmalar yine EY'nin yanal inhomojenliğine bağlanabilir.

Yukarıda işlendiği gibi; tavlansız ve değişik sıcaklıklarda tavlansız Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'ler için elde edilen $\ln(I_0/T^2) - (kT)^{-1}$ çizimleri belli sıcaklık değerlerinin altında lineerlikten sapmıştır. $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$ çizimleri de lineer bir doğru sergilemesine rağmen bu çizimlerden literatürde InP için verilen $A^* = 60 \text{ A(cmK)}^{-2}$ değerine yakın makul bir değer elde edilememiştir. Ayrıca, tavlansız ve değişik sıcaklıklarda tavlansız Co/p-InP ve Ni/p-InP SED'lerin her birinin tekli ya da ikili GD sahip SEY'ne hatta, 600°C'de tavlansız Ni/p-InP SED'in üç bölgede ayrı ayrı tekli GD sahip SEY'ne uyduğu dikkate alınarak; modifiye Richardson çizimleri oluşturmak için (2.25) ve (2.39) ifadeleri birleştirilerek

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(A_d A^*) - \frac{q \bar{\Phi}_b}{kT} \quad (5.5)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğe göre her bir SED için SEY'nin GD'den elde edilen σ standart sapma değerleri kullanılarak, $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - (kT)^{-1}$ çizimleri oluşturulduğunda her bir σ değerinin geçerli olduğu bölge için deneysel verilere yapılan fitlerin eğiminden $\bar{\Phi}_b$ değeri ve y-eksenini kestiği noktadan da $(\ln(A_d A^*))$ modifiye edilmiş Richardson sabiti A^* değeri elde edilir. Öte yandan, tavlansız Co/p-InP SED'in arayüzey düzeltilmesi ile daha düzenli hale gelmesi ve SEY'nin tekli GD'ye uyması dikkate alınarak modifiye Richardson çizimine arayüzey düzeltilmesini de eklemek için; eşitlik (3.2) ve (3.25)'i kullanarak,

$$\ln\left(\frac{I_{0C}}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(A_d A^*) - \frac{q\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (5.6)$$

ifadesi (eşitlik (4.3)) elde edilir. Burada I_{0C} , ara yüzey tabakasının etkisinin düzeltilmesine göre eşitlik (2.25)'teki (I_0/θ_p) 'a eşittir ($\theta_p=1.76 \times 10^{-3}$). Deneysel I_0 verileri kullanılarak, eşitlik (5.6)'ya göre düzeltilmiş $[\ln(I_{0C}/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2)] - 1/kT$ çizimine yapılan lineer fitin eğimi $\bar{\Phi}_b$ değerini, y -eksenini kesim noktası ($=\ln(A_d A^*)$) da belirli diyot alanı için modifiye Richardson sabiti A^* 'yı verir.

Bu eşitlikler kullanılarak her bir SED için elde edilen modifiye Richardson çizimleri Şekil 4.53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60'ta verilmiştir. Tavlanmamış Co/p-InP SED'in arayüzey düzeltilmesini ihtiva eden modifiye Richardson çizimini gösteren Şekil 4.53 çizilirken ($\theta_p=1.76 \times 10^{-3}$) ve ($\sigma=73$ meV) değerleri kullanılmıştır. Bu değerler kullanılarak yeniden çizilen grafikten $\Phi = 75$ meV ve $A^* = 76,45$ A(cmK)⁻² değerleri elde edilmiştir. Tavlanmamış Ni/p-InP SED arayüzey düzeltilmesi gerektirmediği için sadece SEY'nin GD'ye göre modifikasyonu içeren Richardson çizimi Şekil 4.54 çizilirken de yine tekli GD sahip SEY'den elde edilen $\sigma = 85$ meV değeri kullanılmış ve $\Phi = 1.01$ eV ve $A^* = 58,40$ A(cmK)⁻² değerleri elde edilmiştir. A^* için elde edilen bu değerler p-InP için hesaplanan teorik $A^* = 60$ A(cmK)⁻² değeri ile uyum içindedir.

400 ve 600°C'de tavlanmış Co/p-InP SED için tekli GD sahip SEY den elde edilen $\sigma = 94$ ve 140 meV değerleri kullanılarak elde edilen modifiye Richardson çizimleri sırasıyla; Şekil 4.55 ve 57'de verilmiştir. Bu şekillerden 400 ve 600°C'de tavlanmış Co/p-InP SED için sırasıyla; $\Phi = 0,095$ eV, $A^* = 66,5$ A(cmK)⁻² ve $\Phi = 1,17$ eV, $A^* = 62,6$ A(cmK)⁻² değerleri elde edilmiştir. 700°C'de tavlanmış Co/p-InP SED için de ikili GD sahip SEY'den elde edilen ve Şekil 4.47'de verilen $\sigma_1 = 78$ meV ve $\sigma_2 = 45$ meV değerleri kullanılarak elde edilen iki ayrı Richardson çizimi Şekil. 4.59'da verilmiştir. Düşük sıcaklık bölgesinde geçerli olan $\sigma_1 = 78$ meV değeri için A^* için makul bir değer elde edilemezken yüksek sıcaklık bölgesinde geçerli olan $\sigma_2 = 45$ meV değeri ile

Richardson sabiti A^* için ancak $A^* = 96,27 \text{ A(cmK)}^{-2}$ değeri elde edilebilmiştir. Bu da Co/*p*-InP SED'in tavlama ile 600°C'ye kadar iyileştiğini, 700°C'de ise bozulduğunu göstermektedir.

400°C'de tavllanmış Ni/*p*-InP SED için ikili GD'ye sahip SEY'den elde edilen $\sigma_1 = 84 \text{ meV}$ ve $\sigma_2 = 70 \text{ meV}$ değerleri kullanılarak oluşturulan modifiye Richardson çizimi Şekil 4.56'da verilmiştir. Bu şekilde düşük sıcaklık bölgesi $\sigma_2 = 70 \text{ meV}$ için $\Phi = 0,73 \text{ eV}$ değeri elde edilirken A^* için makul bir değer elde edilememiştir. Yüksek sıcaklık bölgesi $\sigma_1 = 84 \text{ meV}$ için ise $\Phi = 0,96 \text{ eV}$ ve $A^* = 59,36 \text{ A(cmK)}^{-2}$ değerleri elde edilmiştir. A^* için elde edilen $59,36 \text{ A(cmK)}^{-2}$ değeri bilinen değerle hemen hemen aynıdır. 600°C'de tavllanmış Ni/*p*-InP SED için üç bölgede tekli GD sahip SEY'ne göre elde edilen $\sigma_1 = 109 \text{ meV}$, $\sigma_2 = 155 \text{ meV}$ ve $\sigma_3 = 46,0 \text{ meV}$ değerleri kullanılarak elde edilen Richardson çizimleri Şekil 4.58'de verilmiştir. Bu çizimden görüldüğü gibi; yüksek sıcaklık bölgesinde geçerli olan $\sigma_1 = 109 \text{ meV}$ değeri ile $\Phi = 1,09 \text{ eV}$ ve $A^* = 76,49 \text{ A(cmK)}^{-2}$, orta sıcaklık bölgesinde geçerli $\sigma_2 = 155 \text{ meV}$ değeri ile $\Phi = 1,34 \text{ eV}$ ve $A^* = 54,99 \text{ A(cmK)}^{-2}$, ve düşük sıcaklık bölgesinde geçerli $\sigma_3 = 46 \text{ meV}$ değeri ile sadece $\Phi = 0,32 \text{ eV}$ değeri elde edilebilmiştir. 700°C'de tavllanmış Ni/*p*-InP SED için 220 K'nın altında ikili GD sahip SEY'ne göre elde edilen $\sigma_1 = 92 \text{ meV}$, $\sigma_2 = 35 \text{ meV}$ değerleri kullanılarak çizilen Richardson çizimi de Şekil 4.60'ta verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi orta sıcaklık bölgesinde geçerli $\sigma_1 = 92 \text{ meV}$ değeri ile $\Phi = 0,25 \text{ eV}$ ve düşük sıcaklık bölgesinde geçerli $\sigma_2 = 35 \text{ meV}$ değeri ile $\Phi = 1,07 \text{ eV}$ değeri elde edilirken her iki bölge için de A^* için makul bir değer bulunamamıştır. Bu da yüksek sıcaklıklardaki tavlamanın Ni/*p*-InP SED için tahrip edici bir etki gösterdiği anlamına gelmektedir.

Sonuç olarak; Co ve Ni refraktori metalleri kullanılarak magnetron DC saçtırma yöntemiyle üretilen SED'lerin oda sıcaklığı ölçümlerinden elde edilen Φ_b^{hom} değerlerinin, 700°C'de tavlama hariç, her iki metalle yapılan SED için birbiriyle uyumlu oluşu Barden (1947) tarafından ortaya atılan SEY'in metalin iş fonksiyonundan bağımsızlığı fikrini desteklemektedir. Öte yandan sıcaklığa bağlı ölçümlerden elde edilen Richardson çizimlerinden elde edilen Φ_{et} değerleri de birbiri ile ve Φ_b^{hom}

değerleri ile uyum içinde çıkmıştır. Sıcaklığa bağlı yapılan incelemeler ele alındığında Co elementi ile yapılan tavlamanmış SED arayüzey oksit tabakası etkisi ile ikili GD sahip SEY sergilerken arayüzey oksit tabakası etkisi çıkarıldıktan sonra tekli GD sahip SEY düşüncesi geçerli olmuştur. Ni ile yapılan tavlamanmış SED ise arayüzey tabakası etkisi çıkarılmasına gerek kalmadan tekli GD sahip SEY özelliği sergilemiştir. Bu da oksit tabakasının farklı metallerle oluşturduğu reaksiyonun farklılığına atfedilmiştir. Tavlama etkisiyle Co/*p*-InP SED 400 ve 600°C’de arayüzey oksit tabakası etkisi dikkate alınmadan tekli GD’ye sahip SEY’ne uyumu ve bu sıcaklıklara kadar da bu davranışını korumuştur. Ancak bu durum 700°C’de tavlama ile bozulmuştur. Ni/*p*-InP SED ise tavlamanmadan önce arayüzey düzeltmesi gerektirmeksizin tekli GD sahip SEY’ne uyarken, tavlamanın etkisiyle bu davranış değişerek ikili GD sahip SEY ile uyumuştur. Nitekim modifiye Richardson çizimlerinden elde edilen Richardson sabiti değerleri de bu durumu destekler niteliktedir. Bütün bunlara rağmen imal edilen SED’ler 60-400 K gibi geniş bir sıcaklık aralığında doğrultucu özelliğini korumuş ve 700°C’ye kadar tavlama ile bu özellik devam ettirilmiştir. Böylece refraktori metalleri olan Co ve Ni ile yapılan Co/*p*-InP ve Ni/*p*-InP SED’lerin kararlı birer SED olduğu söylenebilir.

KAYNAKLAR

- Asubay, S., Gullu O., Abay, B., Turut, A., and Yilmaz, A., 2008. Temperature-dependent behavior of Ti/p-InP/ZnAu Schottky barrier diodes. *Semicond. Sci. Technol.*, 23, 035006.
- Asubay, S., Güllü, Ö. and Turut, A., 2009. Determination of the laterally homogenous barrier height of metal/p-InP Schottky barrier diodes. *Vac.*, 83, 1470-1474.
- Aydın, M.E., Akkılıç, K. and Kılıçoğlu, T., 2004. The importance of the neutral region resistance for the calculation of the interface state in Pb/p-Si Schottky contacts. *Physica B.*, 352, 312–317.
- Bardeen, J., 1947. Surface states and rectification at a metal-semiconductor contact. *Phys. Rev.*, 71, 10.
- Bethe, H. A., 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT, *Radiat. Lab.Rep.*, 43, 12.
- Bhaskar Reddy, M., V. Janardhanam, M.V., Ashok Kumar A., Rajagopal Reddy, V. and Narasimha Reddy, P., 2010. Influence of rapid thermal annealing on electrical and structural properties of double metal structure Au/Ni/n-InP (1 1 1) diodes, *Current Applied Physics* 10, 687-692.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides. (in German) *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.
- Brillson L. J., 1982. The structure and properties of metal-semiconductor interfaces, *Surface Sci. Rep.*, 2, 2.
- Brillson, L. J., 1993. *Contacts to semiconductors fundamentals and technology*, William Andrew Inc., Ohio, 680.
- Brors, DL., Monning KA., Fair, JA., Coney W. and Sarast KC., 1984. CVD Tungsten- a solution for the poor step coverage and high contact resistance of Aluminum. *Solid State Technology*, 27, (4), 313-314.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Evidence For The Double Distribution Of Barrier Heights In Pd₂si/N-Si Schottky Diodes From I –V –T Measurements, *Semicond. Sci. Technol.* 11, 1203–1208.
- Chand, S., Kumar, J., 1997a. Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes, *Appl. Phys. A*, 65, 497.
- Chand, S., Kumar, J., 1997b. Effects of barrier height distribution on behavior of a Schottky diode, *J. Appl. Phys.*, 82, 5005.
- Chand, S. and Bala, S., 2005. Analysis of current–voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures, *Appl. Surf. Sci.*, 252, 358.
- Card, H. C., and Rhoderick, E.H., 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4, 1589.
- Chattopadhyay, P., Daw, A.N., 1986. On the current transport mechanism in a metal-insulator-semiconductor (mis) diode, *Solid State Electronics*, 29, 555-560.
- Chattopadhyay, P. and RayChaudhri, B., 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes, *Solid-State Electronics*, 36, 605–610.
- Chen, W. X., Yuan, M. H., Wu, K., Zhang, Y. X., Wang, Z. M., and Qin, G. G., 1995. Experimental study on the Er/p-InP Schottky barrier, *J. Appl. Phys.*, 78, 584.

- Cheung S.K. and Cheung N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics, *Appl. Phys. Lett.* 49, 85.
- Cova, P., Delmonte, N. and Bertoluzza, F., 1990, A software tool for the design of high power PiN diodes based on the numerical study of the reverse characteristics, *Solid-State electron.* 63(1), 60-69
- Cova P., Singh A., Medina A. And Masu R.A., 1997. Effect of doping on the forward current transport mechanisms in a metal-insulator-semiconductor contact to InP:Zn grown by Metal organic vapor phase epitaxy, *Solid-State Electron.* 42 (4), 477-485.
- Cowley, A. M. And Sze, S. M., 1965. Surface states and barrier height of metal-semiconductor system, *J. Appl. Phys.* 36, (10), 3212
- Crowell, C. R. and Sze, S. M., 1966. Current transport in metal- semiconductor barriers, *Solid State Electron.*, 9, 1035.
- Çetin, H. and Ayyıldız, E., 2005. Temperature dependence of electrical parameters of the Au/n -InP Schottky barrier diodes, *Semicond. Sci. Technol.* 20, 625-631
- Davydov, B., 1939. On the contact resistance of semiconductors, *J. Phys. USSR*, 1, 167-174.
- Dobrocka, E., Osvald, J., 1994. Influence of barrier height distribution on the parameters of Schottky diodes, *Appl. Phys. Lett.*, 65, 575.
- Dogan, H., Yıldırım, N., Turut, A., Biber, M., Ayyıldız, E. and Nuhoglu, C., 2006. Determination of the characteristic parameters of Sn/n-GaAs/Al-Ge Schottky diodes by a barrier height inhomogeneity model, *Semicond. Sci.Technol.*, 21, 822.
- Ebeoglu, M.A., Temurtas, F.T., Ozturk, Z.Z., 1998. Ag:n-GaAs Schottky MIS diodes with Surface insulating layers prepared using $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ solutions without water, *Solid-State Electron.*, 42, 23.
- Ejderha, K., Yıldırım, N., Abay, B., Turut, A., 2009. Examination by interfacial layer and inhomogeneous barrier height model of temperature-dependent I-V characteristics in Co/p-InP contacts, *J. All. and Comp.*, 484, 870-876.
- Ejderha, K., Yıldırım, N., Türüt, A., Abay, B., 2010. Influence of interface states on the temperature dependence and current-voltage characteristics of Ni/p-InP Schottky diodes, *Superlatt. and Microstruct.*, 47, 241-252.
- Everaert, J.L., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H. and Cardon, F., 1990. characterization of Zn/Au back contact to low-doped p-InP. *Semicond. Sci.Technol.*, 5, 60.,
- Fraser, D. B., 1983. In *VLSI Technology* (ed. S. M. Sze). Mc Graw-Hill, Singapore.
- Furukawa, Y. and Ishibashi, Y., 1967. Trapping Effects in Au-n-Type GaAs Schottky Barrier Diodes, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 6, 503-508.
- Gold'berg, Y. A., Nasledov, D. N. and Tsarenkov, B. V., 1971. Procedure for fabricating surface-barrier structures by chemical deposition of metals on surface of a semiconductor. *Instrum. Exp. Tech.*, 14, (3), 899.
- Hattori, K. and Torii, Y., 1991. A new method to fabricate Au/n-type InP Schottky contacts with an interfacial layer, *Solid-State Electron.*, 34, 527.
- Holland, L., 1956. *Vacuum deposition of thin films*, Chapman and Hall London
- Horvath, Zs. J., 1992. Lognormal Lateral Distribution of Barrier Height in Au/n-GaAs Schottky Junctions?, *Mater.Res.Soc.Symp.Proc.*, 260, 367 .

- Horvath, Zs. J., Rakovics, V., Szentpali, B., Püpsöki, S. and Zd'ansky, K., 2003. InP Schottky junctions for zero bias detector diodes, *Vacuum* 71, 113.
- Hökelek, E. and Robinson, G., 1982. Schottky contacts on chemically etched *p*- and *n*-type indium phosphide, *Appl. Phys. Lett.* 40, 426.
- Huang, T., and Yang, M., 1991. Interfacial reactions of Cr, Cr-Si, and Cr/Si films on GaAs, *J. Appl. Phys.*, 70, 5675-5683.
- Huang, T., and Pang, J., 1997. Thermal stability of the Pd-Al alloy Schottky contacts to n-GaAs, *Matt. Sci. Eng. B*, 49, 144-151.
- Huang, S., Fang, L., 2006. Investigation on the barrier height and inhomogeneity of nickel silicide Schottky, *App. Sur. Sci.*, 252, 4027-4032.
- Hudait, M.K., Venkateswarlu, P., Krupanidhi, S.B., 2001. Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures, *Solid-State Electron.*, 45, 133.
- Hwang, J.S. and Tyan, S.L., 1992. *In situ* photoreflectance study of Schottky barrier formation in InP(110), *J. Vac. Sci. Techn. A*, 10(5), 3176.
- Im, H.J., Ding, Y., Pelz, J.P. and Choyke, W.J., 2001. Nanometer-scale test of the Tung model of Schottky-barrier height inhomogeneity, *Phys. Rev. B.*, 64, 75310.
- Joyce, B. A. and Neave, J. H., 1971. An investigation of silicon-oxygen interactions using Auger electron spectroscopy, *Surf. Sci.* 27,(3), 499-515
- Kaminski, A., Marchand, J.J. and Laugier, A. 1998. Non ideal dark *I*₀*V* curves behavior of silicon solar cells, *Solid state electron.*, 51, 221-231.
- Kano, G., Inoue, M., Matsuno, J. and Takayanagi, S., 1966. Molybdenum-Silicon Schottky barrier. *J. Appl. Phys.* 37, (8), 2985-2987.
- Kim, T.W., Lee, D.U., Yoon, Y.S., Shin, Y.H., Kim, C.O., 1999. Structural and electrical properties of Fe films grown on InP substrates, *Thin Solid Films*, 338,161.
- Kowalczyk, S. T., Waldrop, J. R. and Grant, R. W., 1981. Reactivity and interface chemistry during Schottky-barrier formations: Metals on thin native oxides of GaAs investigated by x-ray photoelectron spectroscopy, *J. App. Phys.*, 38(3), 167-169.
- Mead, C. A. And Spitzer, W. G., 1964. Fermi level position at metal-semiconductor interfaces, *Phys. Rev.* 134(3), A713-A716.
- Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M. and Ohwada, M., 1990. Growth of native oxide on a silicon surface, *J. Appl. Phys.* 68, 1272.
- Mott, N. F., 1938. Note On The Contact Between A Metal and An Insulator or Semiconductor. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34, 568.
- Mönch, W., 1988. Chemical trends in Schottky barriers: Charge transfer into adsorbate induced gap states and defects, *Phys. Rev. B.*, 37, 7129.
- Mönch, W., 2001. *Semiconductor surfaces and interfaces*. 3rd ed. Springer-Verlag,493, Berlin.
- Newman, N., Kendelewicz, T., Bowman, L. and Spicer, W. E., 1985. Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean and air-exposed *n*-InP(110) surfaces, *Appl. Phys. Lett.*, 46, 1176.
- Newman, N., Van Schilfgaarde, M. and Spicer, W. E., 1987. Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean *p*-type InP(110) surfaces, *Phys. Rev. B*, 35, 6298.

- Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel silicide contacts, *J. Appl. Phys.* 51, 3735.
- Osvald, J., 1992. On barrier height inhomogeneities at polycrystalline metal–semiconductor contacts, *Solid State Electron.*, 35, 1629.
- Osvald, J., Dobrocka, E., 1996. Generalized approach to the parameter extraction from I–V characteristics of Schottky diodes, *Semicond. Sci. Technol.*, 11, 1198.
- Osvald, J., 1999. Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes, *J. Appl. Phys.*, 85, 1935.
- Osvald, J., 2000. Response to Comment on Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes, *J. Appl. Phys.*, 88, 7366-7369.
- Osvald, J., 2006. Series resistance influence on intersecting behaviour of inhomogeneous Schottky diodes I–V curves, *Solid-State Electron.*, 50, 228.
- Otterlo, J. D. Van and Geritsen, L.J., 1978. The accuracy of Schottky-barrier-height measurement on clean-cleaved silicon, *J. Appl. Phys.*, 49, 723.
- Pakma, O., Serin, N., Serin, N., Altındal, Ş., 2008. The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO₂ /p-Si (metalinsulator-semiconductor) structures at low temperatures, *J. Appl. Phys.*, 104, 014501.
- Pickard, G. W., 1906. US patent no: 836531.
- Pierce, W. G., 1907. Crystal Rectifiers for Electric Currents and Electric Oscillations. PART I. CARBORUNDUM. *Phys. Rev. (Series I)*, 25, 31–60.
- Razeghi, M., 2009. *Fundamentals of solid state engineering-3rd edn.* Springer science&Business Media, 765, New York.
- Rhoderick E.H., Williams R. H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts.* Clarendon Press, Oxford University Press, p. 20., Oxford.
- Rhoderick E.H., Williams R. H., 1998. *Metal-Semiconductor Contacts.* Clarendon Press, Oxford University Press, p. 144., Oxford.
- Rideout, V. L., 1978. A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers. *Thin Solid Films*, 48, 261.
- Rossi, R.C. and Lewis, N.S., 2001. 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*, 105, 12303.
- Sağlam, M., Türüt, A., Nuhoglu, Ç., Efeoğlu, H., Kılıçoğlu, T. and Ebeoğlu, M. A., 1997. Influences of thermal annealing, the electrolyte pH, and current density on the interface state density distribution of anodicMOS structures. *Appl. Phys. A*, 65, 33–37.
- Sağlam, M. And Türüt, A., 1997. Effect of thermal annealing in nitrogen on the I-V and C-V characteristics of Cr-Ni-Co alloy/ LEC n-GaAs Schottky diodes. *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 1028-1031.
- Sands, T., 1988. Compound semiconductor contact metallurgy. *Materials Science and Engineering: B*, 1, 289-312.
- Seeger, K., 1991. *Semiconductor Physics* Springer-Verlag press USA 4th edition.
- Schmitsdorf, R.F., Kampen, T.U. and Mönch, W., 1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. *J. Vac. Sci. Tech. B*, 15, 1221.
- Schottky, W., 1938. *Naturwiss* 26 843-8.

- Shaw, J. M. and Amick, J. A., 1970. Vapor-deposited tungsten as a metallization and interconnection material for silicon devices. *RCA Rev.* 31, (2), 306.
- Singh, A., 1985. Characterization of interface states at Ni/*n*CdF₂ Schottky barrier type diodes and the effect of CdF₂ surface preparation. *Solid state electron.* 28(3), 223-232.
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Lafle're, W.H., Cardon, F., 1986. 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, 633.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R. and Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70, 7043.
- Szatkowski, J. and Sierański, K., 1988. Interface effects on Mg • Zn₃P₂ Schottky diodes. *Solid state electron.*, 31,(2), 257-260.
- Sze, S.M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. Wiley, 850, New York.
- Thanailakis, A. and Northrop, D. C., 1973. Metal-germanium Schottky barrier, *Solid state electron.*, 16,(12), 1383-1389.
- Tung, R.T., Sullivan, J.P., Schrey, F., 1992. On The Homogeneity Of Schottky Barriers. *Mat. Sci. And. Eng.*, 14, 266-280.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interface: general theory. *Phys Rev. B*, 45(23), 13509.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Mat. Sci. And. Eng.*, 35, 266-280.
- Türüt A., Tüzemen, S., Yıldırım, M., Abay, B. and Sağlam, M., 1992. Barrier height enhancement by annealing Cr-Ni-Co alloy Schottky contacts on LEC GaAs. *Solid-St. Electron.*, 35(10), 1423-1426.
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. Determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285-2.
- Türüt, A., Bati, B., Kökçe, A., Sağlam, M. and Yalçın, N., 1996. The bias-dependence change of barrier height of Schottky diodes under forward bias by including the series resistance effect. *Phys. Scr.*, 53, 118.
- Türüt, A., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Yalçın, N., Yildirim, M., Abay, B., 1999. Interpreting The Nonideal Reverse Bias C-V Characteristics And Importants Of The Dependence Of Schottky Barrier Height On Applied Voltage. *Physica B*, 205, 41.
- Van den Berghe, L.M.O., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F., 1990. On the electrical properties, the interfacial reactivity and the thermal stability of CoSi₂-, TiSi₂-, Co- and Ti/p-InP Schottky barriers. *Solid-State Electron.*, 33, 79.
- Vandenbroucke, D.A., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., 1987. Sputter-induced damage in Al/*n*-GaAs and Al/p-GaAs Schottky barriers. *Semicond. Sci. Technol.*, 2, 293.
- Victorovitch, P., Louis, P., Besland, M. P. and Chovet, A., 1995. Electrical characterization of metal-oxide-InP tunnel diodes based on current-voltage, admittance and low frequency noise measurements. *Solid-State Electron.*, 38, 1035.

- Werner, J.H., Güttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69, 1522.
- Werner, J.H. and Rau, U., 1994. Springer Series in Electronics and Photonics, Vol. 32 Edited by J.F. Luy and P. Russer. Springer, Berlin.
- Williams, R.H. and Robinson, G.Y., 1985. Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces. Edited by C. W. Wilmsen, Plenum Press, New York.
- Woodall, J. M., Freeouf, J. L., Petit, G. D., Jackson, T. and Kirchner, P., 1981. Ohmic contacts to normal-GaAs using graded band-gap layers of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ grown by molecular-beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.*, 19(3), 626-627.
- Wu, X. and Yang, Edward S., 1989. Interface capacitance in metal-semiconductor junctions. *J. Appl. Phys.*, 65, 3560.
- Wu, N.J., Hashizume, T., Hasegawa, H. and Amemiya, Y., 1995. Schottky Contacts on n-InP with High Barrier Heights and Reduced Fermi-Level Pinning by a Novel In Situ Electrochemical Process. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34, 1162.
- Yıldırım, N., 2009. Saçtırma Yöntemiyle Hazırlanan Ni/n-GaAs Schottky Engel Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Tavlama ve Numune Sıcaklığına Bağlı Değişimleri. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Yokoyama, N., Ohnishi, T., Odani, K., Onodera, H. and Abe, M., 1982. TiW Silicide Gate Self-Alignment Technology for Ultra-High-speed GaAs MESFET LSI/VLSI's. *IEEE Trans. Electron Devices*, 29, 1541.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R.L., Forment, S., Ru, G., Li, B., 2004. Effects of the annealing temperature on Ni silicide/n-Si(1 0 0) Schottky contacts. *Solid-State Electron.*, 48, 29.
- Ziel A., 1968. Solid State Physical Electronics. Prentice-Hall International Inc., Minnesota.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Kayseri'nin Yahyalı ilçesinde dünyaya geldi. İlk ve orta öğrenimini Yahyalı'da tamamladı. 2000 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nde Lisans öğrenimine başladı. 2006 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı **KATIHAL FİZİĞİ** Bilim dalında DOKTORA öğrenimine başladı. 2009 yılından beri Bingöl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

Kadir EJDERHA

Şubat 2012