

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

**METAL/ORGANİK/İNORGANİK YARIİLETKEN YAPILARIN
SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK ELEKTRİKSEL VE OPTİK
PARAMETRELERİNİN BELİRLENMESİ**

Enise ÖZERDEN

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DİYARBAKIR
Haziran 2014**

T.C. DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ
DİYARBAKIR

Enise ÖZERDEN tarafından yapılan “Metal/Organik/İnorganik Yarıiletken Yapıların Sıcaklığa Bağlı Olarak Elektriksel ve Optik Parametrelerinin Belirlenmesi” konulu bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT

Üye : Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU

Üye : Prof. Dr. Giray TOPAL

Üye : Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ

Üye : Doç. Dr. Yusuf Selim OCAK

Tez Savunma Sınavı Tarihi: 02/06/2014

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

.../...../.....

Doç. Dr. Mehmet Yıldırım

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma, Sayın Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU öncülüğünde gerçekleştirilmiştir. Çalışmalarım süresince maddi ve manevi her türlü desteğini ve yardımlarını hiçbir zaman benden esirgemeyen ve çalışmalarımın her aşamasında katkılarını gördüğüm kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU'na çok teşekkür ederim. Ayrıca, lisans öğrenciliğimden itibaren her daim desteğini ve katkılarını hep yanımda hissettiğim ve bu çalışmam dâhil bütün çalışmalarım boyunca engin bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e teşekkürü her zaman bir borç bilirim.

Deneysel çalışmalarında, deneysel ölçümlerimin değerlendirilmesinde ve tez çalışmam boyunca yardımlarını gördüğüm saygı değer hocalarım Sayın Doç. Dr. Yusuf Selim OCAK'a ve Sayın Arş. Gör. Ahmet TOMBAK'a çok teşekkür ederim.

Bu çalışmada yapılan sıcaklık ölçümleri Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Katıhal Fiziği Laboratuvarları'nda gerçekleştirilmiş olup, çalışmalarım için laboratuvarında her türlü imkânı sağlayan ve yardımlarını benden esirgemeyen değerli hocam Sayın Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a çok teşekkür ederim. Sıcaklık ölçümlerinin gerçekleştirilmesinde yardımcı olan Sayın Hüseyin TECİMER'e çok teşekkür ederim.

Ayrıca manevi desteğinden ve katkılarından dolayı değerli hocam Sayın Doç. Dr. Nevzat DAMLA'ya çok teşekkür ederim.

Geçmişten bugüne kadar bana emeği geçen başta ailem olmak üzere, tüm saygı değer hocalarıma teşekkürü ömrüm boyunca her zaman bir borç bilirim.

Bu çalışma aynı zamanda Dicle Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (DÜBAP) Koordinatörlüğü tarafından "Organik Madde Kullanılarak Oluşturulan Metal/Organik/Yarıiletken Yapıların Fiziksel Parametrelerinin İncelenmesi" adlı ve 12–FF–89 nolu proje ile desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEŞEKKÜR.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET.....	V
ABSTRACT.....	VII
ÇİZELGE LİSTESİ.....	IX
ŞEKİL LİSTESİ.....	X
KISALTMALAR VE SİMGELER.....	XV
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	7
3. MATERYAL VE METOT.....	21
3.1. Metal/Yarıiletken Kontaklar.....	21
3.1.1. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	26
3.1.1.1. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	26
3.1.1.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	29
3.1.2. Metal/p-Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	31
3.1.2.1. Metal/p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	31
3.1.2.2. Metal/p-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	33
3.2. Metal (Omik)/n-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	34
3.3. Metal (Omik)/p-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	35
3.4. Schottky Diyotlarda Termoionik Emisyonla Akım İletimi.....	36
3.5. Schottky Diyotların İdeal Durumdan Sapma Nedenleri.....	40
3.5.1. Yüzey Kusurları (Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliği).....	40
3.5.2. Tünelleme.....	44
3.5.3. Seri Direnç Etkisi.....	44
3.5.4. Kenar Etkileri.....	45
3.5.5. Tükenim Bölgesi Jenerasyon-Rekombinasyon Etkileri.....	45

3.6.	Arayüzey Tabakalı Metal/Yarıiletken Yapılarda Arayüzey Hal Yoğunluklarının Uygulama Gerilimi ile Değişimi ve Akım-Gerilim İlişkileri.....	46
3.7.	Norde Modeline Göre Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi...	50
3.8.	Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi.....	54
3.9.	Metal/Yarıiletken Kontaklarda Isının Etkisi.....	57
3.10.	Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	59
3.11.	İdealite Faktörünün Gerilime ve Sıcaklığa Bağlılığı.....	60
3.12.	Dielektrik Özellikler.....	61
3.12.1.	Dielektriksiz ve Dielektrikli Paralel Plakalı Kondansatörler.....	63
3.12.2.	Dielektrik Kutuplanma.....	65
3.12.2.1.	Kutuplanma Yükleri.....	66
3.12.2.2.	Kutuplanma Yüklerinin Alanı.....	67
3.12.3.	Dielektriklerde Elektrik Alan ve Dielektrik Kayıp.....	70
3.12.4.	Dielektrik Sabitinin Hesaplanması.....	77
3.12.5.	Dielektrik Kayıplar.....	81
3.13.	Optik Özellikler.....	82
3.13.1.	Soğurma Olayı, Doğrudan ve Dolaylı Geçişler.....	82
3.13.1.1.	Doğrudan (Direct) Bant Geçişi.....	83
3.13.1.2.	Dolaylı (Indirect veya Non-Direct) Bant Geçişi.....	84
3.14.	Fotovoltaik Özellikler.....	85
3.14.1.	Güneş Pillerinin Karakterizasyonu.....	85
3.15.	Plazma Saçtırma Buharlaştırma Yöntemi.....	88
3.16.	Termal Buharlaştırma Yöntemi.....	90
3.17.	Taramalı Elektron Mikroskopu (Scanning Electron Microscope-SEM).....	91
3.18.	Ultraviyole (UV) ve Görünür (Visible) Bölge Absorpsiyon Spektrofotometresi (UV/Vis Absorpsiyon Spektrofotometresi).....	95
3.19.	Deneysel İşlemler.....	98
3.19.1.	Organik Maddenin Özelliklerinin Belirlenmesi.....	98
3.19.2.	n-Si Kristalinin Kimyasal Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması.....	100

3.19.3.	Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP)/n-Si/Au-Sb Diyot Yapısının Oluşturulması.....	101
3.19.4.	p-Si Kristalinin Kimyasal Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması.....	102
3.19.5.	Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP)/p-Si/Al Diyot Yapısının Oluşturulması.....	103
3.19.6.	Deney ve Ölçüm Sistemi.....	104
4.	ARAŞTIRMA BULGULARI	107
4.1.	9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP) Organik Bileşiğinin Optik Özellikleri.....	107
4.2.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al Diyotlarının Fotoelektriksel Özellikleri ve SEM Analizleri.....	110
4.3.	Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim (<i>I-V</i>) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	115
4.4.	Norde Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi.....	133
4.5.	Arayüzey Hal Yoğunluğunun Hesaplanması.....	136
4.6.	Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim (<i>C-V</i>) ve Kondüktans (İletkenlik)-Gerilim (<i>G/ω-V</i>) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	138
4.7.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al Diyotlarının Sıcaklığa Bağlı Dielektrik Özellikleri ile ac Elektriksel İletkenliği.....	151
4.8.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al Diyotlarının Frekansa Bağlı Dielektrik Özellikleri ile ac Elektriksel İletkenliği.....	161
5.	TARTIŞMA VE SONUÇ	171
6.	KAYNAKLAR	191
	ÖZGEÇMİŞ	209

ÖZET

METAL/ORGANİK/İNORGANİK YARIİLETKEN YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK ELEKTRİKSEL VE OPTİK PARAMETRELERİNİN BELİRLENMESİ

DOKTORA TEZİ

Enise ÖZERDEN

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2014

Bu çalışmada (100) yöneliminde, 500 μm kalınlıkta, oda sıcaklığında 1-10 $\Omega\cdot\text{cm}$ özdirence sahip n-tipi Si kristali ile yine (100) yöneliminde olan, 270 μm kalınlıkta ve oda sıcaklığında 1-10 $\Omega\cdot\text{cm}$ özdirence sahip p-tipi Si kristali kullanıldı. Omik kontaklı n-Si ve p-Si yarıiletkenlerin parlak yüzeyinde 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiğine ait çözeltinin buharlaşması için kısa bir süre beklenerek, bu yüzeyler üzerinde organik ince film tabakası oluşturuldu. Schottky kontakları elde edebilmek için her iki numunenin organik ince film kaplı tarafına, yaklaşık 2×10^{-6} Torr basınç altında Ag metali 1.5 mm çapında dairesel noktalar olacak şekilde termal olarak buharlaştırıldı. Böylece Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al Schottky diyotları elde edildi.

Kuartz yüzey üzerindeki 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filmin absorpsiyon spektrumu kullanılarak, 9,10-H₂BaP organik ince filminin optik bant aralığı elde edildi. Ayrıca Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının *I-V* ölçümleri 40-100 mW/cm^2 ışık şiddeti altında ölçülerek, yapıların ışığa karşı duyarlılıkları ve fotoelektriksel özellikleri incelendi. Her iki diyot için ışık şiddeti arttıkça, ters beslem akımının da arttığı gözlemlendi. Böylece yapıların fotodiyot özelliği gösterdiği ve optoelektronik uygulamalarda kullanılabileceği belirlendi.

Elde edilen Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla *I-V*, *C-V* ve *G/ ω -V* ölçümleri alındı. *I-V* grafiklerinden engel yükseklikleri ve idealite faktörleri bulundu. Elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı görüldü. Bu durum, engelin yanal inhomojenliğine atfedildi. Ayrıca *I-V* ölçümlerinden yararlanılarak, yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri için Richardson eğrileri çizildi. Bu eğrilerden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri bulundu. Yine engel yüksekliği-sıcaklık grafiklerinden, her iki sıcaklık bölgesi için ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerleri elde edildi.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının 1 MHz'de 80-360 K sıcaklık aralığında *C-V* ve *G/ ω -V* ölçümleri alındı ve bu ölçümlere ait grafikler çizildi. *C-V* grafikleri yardımıyla her iki diyot için difüzyon potansiyeli, engel yüksekliği ve Fermi enerji seviyesi değerleri elde edildi. Kapasite ve kondüktansın artan sıcaklıkla arttığı görüldü. Ayrıca Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının oda sıcaklığında ve geniş bir frekans aralığında *C-V* ve *G/ ω -V* karakteristikleri incelendi. Artan frekansla kapasite ve kondüktans değerlerinin azaldığı görüldü. Bu durumun artan frekansa bağlı olarak, arayüzey durumlarının (N_{ss}) ac sinyalini izleyememesiyle açıklandı.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının sıcaklığa bağılı $C-V-T$ ve $G/\omega-V-T$ ve frekansa bağılı $C-V-f$ ve $G/\omega-V-f$ ölçümlerinden yapıların dielektrik özellikleri; dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), elektrik modülleri (M' ve M'') ve ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri elde edildi. Elde edilen bu parametrelerin, sıcaklık ve frekansa karşı değişimleri incelendi. Deneysel sonuçlar, dielektrik parametrelerinin oldukça kuvvetli bir şekilde sıcaklık ve frekansa bağımlı olduğunu gösterdi.

Anahtar Kelimeler: Metal/Organik/İnorganik Yarıiletken Kontaklar, Ölçüm Sıcaklığı, Schottky Diyotlar, Schottky Engel Yüksekliği, Engel İnhomojenliği, Dielektrik Özellikler, ac Elektriksel İletkenlik, Arayüzey Durumları, Optik Bant Aralığı.

ABSTRACT

DETERMINATION OF TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRICAL AND OPTICAL PARAMETERS OF METAL/ORGANIC/INORGANIC SEMICONDUCTOR STRUCTURES

Ph. D. Thesis

Enise ÖZERDEN

DİCLE UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS

2014

In this study (100) orientation, 500 μm thickness, at the room temperature having 1-10 $\Omega\cdot\text{cm}$ resistivity n-type Si wafer at the room temperature with another (100) orientation, 270 μm thickness and p-type Si wafer having 1-10 $\Omega\cdot\text{cm}$ resistivity at the room temperature were used. After waiting a short period of time for evaporating, the solution that belongs to the organic compound of 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) on the bright surface of n-Si and p-Si semiconductors that was made ohmic contact, an organic thin film layer was generated on these surfaces. To able to obtain Schottky contacts Ag metal was evaporated thermally about under 2×10^{-6} Torr on the sides that were organic thin film coated of each two samples were evaporated with 1.5 mm diameter circular dots. Thus Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al Schottky diodes were obtained.

Optical band gap of 9,10-H₂BaP organic thin film was obtained using absorbance spectrum of 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organic thin film on the quartz surface. In addition, I - V measurements of Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diodes measured under light which had intensity of 40-100 mW/cm^2 and these structures were investigated sensitivities against light and photoelectrical properties. It is observed for both diodes that the reverse bias current of the diodes with increasing the light intensity, increases also. Thus the structures determined that the photodiode property and can be used in optoelectronic applications.

Obtained Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diodes were taken I - V , C - V and G/ω - V measurements with 40 K steps from 80 K to 280 K and with 20 K steps from 280 K to 360 K. Barrier heights and ideality factors were found from I - V graphics. It was seen that the obtained barrier height was increased with the increasing temperature, but the ideality factor was decreased. This situation was attributed to the lateral inhomogeneity of the barrier. Also Richardson plots were drawn with the help of I - V measurements for high and low temperature regions. From these plots, the mean barrier height and Richardson constant values were found. Furthermore, the mean barrier height and standard deviation values were obtained from barrier height-temperature graphics.

The C - V and G/ω - V measurements of Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diodes were taken at 1 MHz in the 80-360 K temperature range and the graphics of these measurements were drawn. For both diodes diffusion potential, barrier height and Fermi energy level values were obtained with the help of C - V graphics. It was seen that the capacitance and conductance increased with increasing temperature. Also C - V and G/ω - V characteristics of Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diodes were examined at room temperature and in a wide frequency range. It was seen that the capacitance

and conductance values were decreased with the increasing frequency. This situation was explained as dependent on increasing frequency, that interface states (N_{ss}) cannot follow the ac signal.

Dielectric properties; dielectric constant (ϵ'), dielectric loss (ϵ''), loss tangent ($\tan \delta$), electric modulus (M' and M'') and ac electrical conductivity (σ_{ac}) values of structures were obtained from the measurements of $C-V-f$ and $G/\omega-V-f$ that depend on frequency and $C-V-T$ and $G/\omega-V-T$ that depend on temperature of Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb and Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diodes. Changes of the obtained these parameters were examined against temperature and frequency. Experimental results have showed that the dielectric parameters were quite strongly temperature and frequency dependent.

Keywords: Metal/Organic/Inorganic Semiconductor Contacts, Measurement Temperature, Schottky Diodes, Schottky Barrier Height, Barrier Inhomogeneity, Dielectric Properties, ac Electrical Conductivity, Interface States, Optical Band Gap.

ÇİZELGE LİSTESİ

<u>Çizelge No</u>		<u>Sayfa</u>
Çizelge 3.1.	İş fonksiyonlarının durumuna göre, doğrultucu ve omik kontakların oluşumu	23
Çizelge 4.1.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun 40-100 mW/cm ² ışık şiddeti altında I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen ışığa karşı duyarlılık, I_{sc} ve V_{oc} değerleri	112
Çizelge 4.2.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun 40-100 mW/cm ² ışık şiddeti altında I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen ışığa karşı duyarlılık, I_{sc} ve V_{oc} değerleri	112
Çizelge 4.3.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri	118
Çizelge 4.4.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri	118
Çizelge 4.5.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Norde fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri	135
Çizelge 4.6.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Norde fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri	135
Çizelge 4.7.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen temel diyot parametreleri	142
Çizelge 4.8.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen temel diyot parametreleri	142

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil No</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 3.1.	Kontaktan önce metal ve n-tipi yarıiletken için enerji-bant diyagramları	27
Şekil 3.2.	Kontaktan sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı	28
Şekil 3.3.	$\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı (a) Kontaktan önce (b) Kontaktan sonra (c) Düz beslem altında (d) Ters beslem altında	30
Şekil 3.4.	Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontakta enerji-bant diyagramı (a) Kontaktan önce (b) Kontaktan sonra ve termal dengede (c) $V \neq 0$ durumunda	31
Şekil 3.5.	Metal/p-tipi omik kontakta enerji-bant diyagramı (a) Kontaktan önce (b) Kontaktan sonra (c) $V \neq 0$ durumunda	34
Şekil 3.6.	N^+NM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	35
Şekil 3.7.	P^+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	36
Şekil 3.8.	Lateral (yanal) inhomojen engel yüksekliğine sahip bir Schottky kontakta iki boyutlu bant diyagramı	41
Şekil 3.9.	Metal/yarıiletken kontakta seri direncin etkisi	44
Şekil 3.10.	Arayüzey tabakalı metal/n-yarıiletken Schottky diyotun uygulama gerilimi altındaki enerji-bant diyagramı	47
Şekil 3.11.	Metal/p-tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontakta; (a) Potansiyel dağılımı (b) Yük dağılımı	55
Şekil 3.12.	(a) Dielektriksiz (b) Dielektrikli paralel plakalı kondansatör	63
Şekil 3.13.	Dış elektrik alan uygulandığında dipollerin yönelimleri	66
Şekil 3.14.	Dielektrik üzerindeki kutuplanma yük yoğunluğu	67
Şekil 3.15.	D 'nin zamanla değişim grafiği (E =sabit)	72
Şekil 3.16.	Elektrik alanın (E) zamanla değişim grafiği (D =sabit)	73
Şekil 3.17.	Dielektrik sabitinin gerçel (ϵ') ve sanal (ϵ'') bileşenlerinin frekansa bağlı değişimi	76
Şekil 3.18.	Dielektrikli bir kondansatördeki ac akımı	79
Şekil 3.19.	Dielektrikli bir kondansatörde yük akımı (I_c) ile kayıp akımı (I_1) arasındaki ilişki	79

Şekil 3.20.	İnce bir filmdeki soğurma	82
Şekil 3.21.	Doğrudan geçişli ve dolaylı geçişli bant aralıklarının gösterimi	83
Şekil 3.22.	(a) Bir güneş piline ait eşdeğer devrenin gösterimi (b) Bir güneş piline ait (güneş pili+diyot) akım-gerilim grafiği	86
Şekil 3.23.	Güneş pillerinde (3.155) denkleminin karşılık gelen akım-gerilim grafiği	87
Şekil 3.24.	Güneş pilinde maksimum gücün elde edildiği noktaların gösterimi	87
Şekil 3.25.	DC saçtırma sisteminin şematize edilmiş hali 1. Anot 2. Vakum odası 3. Katot koruması 4. Hedef 5. Argon girişi 6. İnce filmlerin büyütüleceği yüzeyler 7. Argon gazı çıkışı 8. Yüksek potansiyel fark	89
Şekil 3.26.	Termal buharlaştırma sisteminin şematize edilmiş hali 1. Vakum odası 2. Altlık tablası 3. Numune tutucu 4. Metal buharı 5. Isıtıcı filaman 6. Buharlaştırılacak metal	90
Şekil 3.27.	Gelen elektron demetinin numune yüzeyi ile etkileşmesi	92
Şekil 3.28.	Elektron demeti-numune etkileşimi	92
Şekil 3.29.	Taramalı elektron mikroskopunun deney düzeneği	94
Şekil 3.30.	Bir spektrofotometrenin temel bileşenleri	97
Şekil 3.31.	Benzo[a]pyrene 'nin (BaP) kimyasal yapısı	99
Şekil 3.32.	9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one'nın (9,10-H ₂ BaP) kimyasal yapısı	100
Şekil 3.33.	Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP)/n-Si/Au-Sb diyot yapısı	102
Şekil 3.34.	Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP)/p-Si/Al diyot yapısı	104
Şekil 3.35.	<i>I-V</i> , <i>C-V</i> ve <i>G/ω-V</i> ölçümlerinde kullanılan deney düzeneğinin şematik gösterimi	105
Şekil 3.36.	<i>I-V</i> , <i>C-V</i> ve <i>G/ω-V</i> ölçümlerinde kullanılan deney düzeneğinin fotografik görünümü	106
Şekil 4.1.	9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP) organik bileşiğinin absorban spektrumu	108
Şekil 4.2.	Kuartz yüzey üzerindeki 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H ₂ BaP) organik ince filmine ait $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$ ve $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafikleri	109
Şekil 4.3.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun 40-100 mW/cm ² ışık şiddeti altında ve karanlıktaki <i>lnI-V</i> grafikleri	111

Şekil 4.4.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun 40-100 mW/cm ² ışık şiddeti altında ve karanlıktaki $\ln I-V$ grafikleri	111
Şekil 4.5.	n-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan 9,10-H ₂ BaP organik ince filminin a) ×30000, b) ×60000 ve c) ×120000 defa büyütülmüş SEM görüntüleri	113
Şekil 4.6.	p-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan 9,10-H ₂ BaP organik ince filminin a) ×40000, b) ×40000 ve c) ×80000 defa büyütülmüş SEM görüntüleri	114
Şekil 4.7.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $\ln I$ 'nın V 'ye karşı değişimi	119
Şekil 4.8.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $\ln I$ 'nın V 'ye karşı değişimi	120
Şekil 4.9.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	121
Şekil 4.10.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	121
Şekil 4.11.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ ve $C-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	122
Şekil 4.12.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ ve $C-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	122
Şekil 4.13.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $[(1/n)-1]$ ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi	124
Şekil 4.14.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait $[(1/n)-1]$ ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi	124
Şekil 4.15.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun $\ln(I_0 / T^2)$ 'nin $1/kT$ veya $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri	125
Şekil 4.16.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun $\ln(I_0 / T^2)$ 'nin $1/kT$ veya $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri	126
Şekil 4.17.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş $\ln(I_0 / T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi	127
Şekil 4.18.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunda engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş $\ln(I_0 / T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi	127
Şekil 4.19.	Farklı sıcaklıklarda Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi	128
Şekil 4.20.	Farklı sıcaklıklarda Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotuna ait engel	129

yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

- Şekil 4.21.** Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait ($\Phi_{CV} - \Phi_{IV}$) değerinin 1/2kT 'ye göre değişimi 130
- Şekil 4.22.** Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait ($\Phi_{CV} - \Phi_{IV}$) değerinin 1/2kT 'ye göre değişimi 130
- Şekil 4.23.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi 132
- Şekil 4.24.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi 132
- Şekil 4.25.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $F(V)-V$ grafiği 134
- Şekil 4.26.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $F(V)-V$ grafiği 134
- Şekil 4.27.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun düz beslem $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), sıcaklığa bağlı olarak arayüzey hal enerjisine (E_c-E_{ss}) göre değişimi 137
- Şekil 4.28.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun düz beslem $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), sıcaklığa bağlı olarak arayüzey hal enerjisine ($E_{ss}-E_v$) göre değişimi 137
- Şekil 4.29.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı C 'nin V 'ye karşı değişimi 143
- Şekil 4.30.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı C 'nin V 'ye karşı değişimi 144
- Şekil 4.31.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı G/ω 'nin V 'ye karşı değişimi 144
- Şekil 4.32.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı G/ω 'nin V 'ye karşı değişimi 145
- Şekil 4.33.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi 146
- Şekil 4.34.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişimi 146
- Şekil 4.35.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen Fermi enerji seviyesinin (E_f) sıcaklıkla değişimi 147
- Şekil 4.36.** Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen Fermi enerji seviyesinin (E_f) sıcaklıkla değişimi 148
- Şekil 4.37.** Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $C-V$ karakteristikleri 149

Şekil 4.38.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $C-V$ karakteristikleri	149
Şekil 4.39.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $G/\omega-V$ karakteristikleri	150
Şekil 4.40.	Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $G/\omega-V$ karakteristikleri	150
Şekil 4.41.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait dielektrik sabitinin (ϵ'), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	153
Şekil 4.42.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait dielektrik kaybın (ϵ''), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	154
Şekil 4.43.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait kayıp tanjantın ($\tan \delta$), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	156
Şekil 4.44.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	157
Şekil 4.45.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait elektrik modülünün gerçel değerlerinin (M'), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	159
Şekil 4.46.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait elektrik modülünün sanal değerlerinin (M''), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi	160
Şekil 4.47.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında dielektrik sabitinin (ϵ') frekansla değişimi	163
Şekil 4.48.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında dielektrik kaybın (ϵ'') frekansla değişimi	164
Şekil 4.49.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında kayıp tanjantın ($\tan \delta$) frekansla değişimi	166
Şekil 4.50.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}) frekansla değişimi	167
Şekil 4.51.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında elektrik modülünün gerçel değerlerinin (M') frekansla değişimi	168
Şekil 4.52.	Ag/9,10-H ₂ BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H ₂ BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında elektrik modülünün sanal değerlerinin (M'') frekansla değişimi	169

KISALTMALAR VE SİMGELER

A	: Diyotun etkin alanı
A^*	: Richardson sabiti
ac	: Alternatif akım
C	: Kapasite
$C-V$: Kapasite-gerilim
$C-V-f$: Kapasite-gerilim-frekans
d	: Schottky bölgesinin genişliği
D	: Elektrik yer değiştirme
e	: Elektronun yükü
E	: Elektrik alan
E_g	: Optik bant aralığı
E_c	: İletkenlik bandı enerji seviyesi
E_v	: Valans (değerlik) bandı enerji seviyesi
E_c'	: Metal içindeki termiyonik emisyon için gerekli minimum enerji
E_f	: Fermi enerji seviyesi
E_{ph}	: Fononun enerjisi
E_s	: Valans bandının tepesi ile vakum seviyesi arasındaki fark
E_{ss}	: Yarıiletken yüzeyindeki arayüzey hallerinin enerjisi
ϵ_s	: Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ^*	: Kompleks dielektrik geçirgenlik sabiti
ϵ'	: Dielektrik sabiti
ϵ''	: Dielektrik kayıp
f	: Frekans
FF	: Güneş pilinin doluluk oranı
$f_F(E)$: Fermi-Dirac fonksiyonu
$F(V)$: Norde fonksiyonu
Φ_{ap}	: Sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) engel yüksekliği

Φ_b	: Schottky engel yüksekliği
$\overline{\Phi}_b$: Ortalama engel yüksekliği
Φ_b^c	: Kapasite-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_b^j	: Düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_e	: Etkin engel yüksekliği
Φ_m	: Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_{IV}	: Akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği
Φ_{CV}	: Kapasite-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği
$\Delta\Phi$: Engel yüksekliğindeki değişim
χ	: Arayüzey tabakasının gösterdiği tünelleme engel yüksekliği
χ_s	: Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Psi(x)$: Yüzey potansiyeli
$g_c(E)$: İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
$G/\omega-V$: Kondüktans (iletkenlik)-gerilim
$G/\omega-V-f$: Kondüktans (iletkenlik)-gerilim-frekans
h	: Planck sabiti ($h=6.626 \times 10^{-34}$ J.s)
$h\nu$: Fotonun enerjisi
I	: Akım
$I-V$: Akım-gerilim
I_0	: Doyma akımı
I_F	: Doğru beslem altındaki akım
I_{ph}	: Işık tarafından oluşturulan akım
I_R	: Ters beslem altındaki akım
I_{sc}	: Kısa devre akımı
J	: Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$: Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$: Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_{sT}	: Ters-doyma akım yoğunluğu

J_g	: Jenerasyon akım yoğunluğu
J_r	: Rekombinasyon akım yoğunluğu
k	: Boltzmann sabiti ($k = 8.625 \times 10^{-5}$ eV/K)
m^*	: Etkin tünelleme kütlesi
m_e^*	: Elektronun etkin kütlesi
m_h^*	: Holün etkin kütlesi
M_A	: Molekül ağırlığı
M^*	: Kompleks elektrik modülü
M'	: Elektrik modülünün gerçel bileşeni
M''	: Elektrik modülünün sanal bileşeni
n	: İdealite faktörü
n_0	: n-tipi bir yarıiletken için elektron konsantrasyonu
n_{ap}	: Sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) idealite faktörü
n_i	: Asal elektron konsantrasyonu
N_a	: İyonize olmuş akseptör konsantrasyonu
N_d	: İyonize olmuş donör konsantrasyonu
N_c	: Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_v	: Yarıiletkenin valans bandındaki hal konsantrasyonu
N_{ss}	: Arayüzey hal yoğunluğu
P	: Güç kaybı
p_0	: p-tipi bir yarıiletken için hol konsantrasyonu
Q	: Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
Q_{ss}	: Arayüzey hal yük yoğunluğu
R_s	: Seri direnç
S	: Güneş pilinin etkin alanı
η	: Güneş pilinin verimi
ρ	: Voltaj katsayısı
$\rho(x)$: Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
σ	: Yüzey yük yoğunluğu

σ_{ac}	: ac elektriksel iletkenlik
σ_s	: Standart sapma
α	: Engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı
α_e	: Emisyon katsayısı
α_s	: Soğurma katsayısı
α_σ	: Standart sapmanın sıcaklığa bağıllığı
T	: Sıcaklık
τ	: Taşıyıcı yaşam süresi
δ	: Arayüzey tabakasının kalınlığı
$\tan \delta$: Kayıp tanjant
V	: Gerilim (voltaj)
V_{dif}	: Difüzyon potansiyeli
V_i	: Arayüzeydeki gerilim düşmesi
V_{oc}	: Açık devre gerilimi
V_s	: Tükenim bölgesindeki gerilim düşmesi
v	: Hız
w	: Tükenim tabakasının genişliği
ω	: Uygulanan elektrik alanın açısal frekansı
Y	: Admitans
Z	: Empedans
Z^*	: Kompleks empedans
BaP	: Benzo[a]pyrene
BH	: Engel yüksekliği
DC	: Doğru akım
DLTS	: Derin seviye geçici spektroskopisi
EDX	: Enerji dağılımlı X-ışını
FE	: Alan emisyonu
FET	: Alan etkili transistör
GD	: Gaussian (Gauss) dağılımı
HJD	: Heteroeklem yapı
IR	: Kızılötesi (infrared)

MESFET	: Metal yarıiletken (Schottky engel tabakalı) alan etkili transistör
MFIS	: Metal/ferroelektrik/yalıtkan/yarıiletken
MIS	: Metal/yalıtkan/yarıiletken
MOS	: Metal/oksit/yarıiletken
MOSFET	: Metal oksit yarıiletken alan etkili transistör
MS	: Metal/yarıiletken
OFET	: Organik alan etkili transistör
OP-AMP	: İşlemsel yükselteç
OPVD	: Organik fotovoltaik yapı
PAH	: Polisiklik aromatik hidrokarbon
PVD	: Fiziksel buhar biriktirme
RF	: Radyo frekansı
SBD	: Schottky engel diyotu
SEM	: Taramalı elektron mikroskobu
TE	: Termoyonik Emisyon
TED	: Termoyonik Emisyon-Difüzyon
TEM	: Geçirimli elektron mikroskobu
TFE	: Termoyonik alan emisyonu
UV	: Morötesi (ultraviyole)
9,10-H ₂ BaP	: 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one

1. GİRİŞ

1900'lü yılların başlangıcında kullanılan ilk metal/yarıiletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yarıiletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş metal bir telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. 1950'li yıllarda bu metal/yarıiletken kontaklar kolaylıkla yeniden üretilemedikleri için mekanik olarak fazla güvenilir olmamışlardır. Ancak günümüzde yarıiletken ve vakum teknolojisinde, yeniden üretilen ve güvenilir metal/yarıiletken kontakları kullanılmaktadır (Rhoderick ve Williams 1988). Nokta kontak diyotların en gelişmiş şekli Schottky kontak diyot olarak adlandırılır. Schottky diyotların önemini, yapılarının kolaylığı ve karakteristiklerinin çoğunlukla bilinmesi arttırmıştır. Bir metal ile Si, GaAs gibi bir yarıiletken kontak haline getirildiği zaman metal/yarıiletken kontak oluşur. Karşılıklı yük geçişinden sonra her iki tarafın Fermi enerji düzeyleri aynı seviyeye gelir (Mönch 1995) ve termal denge durumunda yarıiletken tarafında bir tükenim bölgesi oluşur (Schottky 1938). Bu bölge, kontak boyunca meydana gelen yük geçişlerinde tek yönlü bir potansiyel engel olarak davranır. Metal/yarıiletken kontaklar bu özellikleri nedeniyle alternatif akımın doğru akıma dönüştürülmesinde kullanılırlar.

Metal/yarıiletken kontaklar çağımızda geniş bir uygulama alanı bulmuştur. Bu yüzden bu elemanlar üzerinde çok fazla durmak gerekir (Robinson 1985, Brillson 1982). Hızlı anahtarlama (switching) uygulamaları, mikrodalga karıştırıcı dedektörler, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler), Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler (MESFET), metal oksit yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET) ve daha birçok yarıiletken elektronik devre uygulamalarında bu yapılardan faydalanılmaktadır (Robinson 1985, Wilmsen 1985). Kaliteli Schottky kontak yapımında ortaya çıkan problemler, elektronik sanayisinde önemli bir yer işgal etmektedir (Türüt ve Köleli 1992, Tung 1992). Bunlara ek olarak; Operational Amplifier (OP-AMP) gibi aktif devre elemanları ve Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), Photo-Induced Current Transient Spectroscopy (PICTS), Thermally Stimulated Current (TSC) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinden başka güneş pilleri, farklı dedektör uygulamaları, mikrodalga devre elemanları, modülatör ve demodülatörler de Schottky diyotların kullanım alanlarındandır.

Metal/yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar uygulayarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir (Rhoderick ve Williams 1988).

Günümüzde yapılan Schottky kontaklar, küçük seri direnç, düşük gürültüye ve yüksek güç yeteneğine sahiptirler. Schottky engel yüksekliği, teknolojik açıdan en önemli devre parametresi olup, son zamanlarda engel yüksekliğini yapay olarak artırmak için çalışmalar yapılmaktadır. Bunun için metal ve yarıiletken arasına çok ince bir (50-100 Å) izolasyon tabakası kaplanmaktadır. Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerin bilinmesine ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bundan dolayı yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanların fiziksel ve elektronik özelliklerini ayrıntılı olarak araştırmak oldukça önemlidir. Yapılan araştırmaların amacı, bir yandan bu yapıların fiziksel özelliklerini belirlemek, diğer yandan da bu fiziksel özelliklerden faydalanarak yeni devre elemanları geliştirmektir. Son yıllarda katıhal ve yarıiletken devre elemanları fiziğinde önemli mesafeler kaydedilmiştir. Ancak, Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizmaları henüz tam olarak belirlenememiştir (Tung 2001).

Arayüzey oluşumunda, yarıiletken ve metalin etkileri 1930'lu yıllarda incelenmeye başlandı. Daha sonraları, arayüzeydeki potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller önerildi (Brillson 1982). Metal/yarıiletken kontaklarda doğrultma mekanizması ile ilgili ilk adım, 1931 yılında Schottky, Störmer ve Waibel'in kontakta akım aktığında tüm kontak boyunca bir potansiyel düşüşü olacağını göstermeleri ile atılmıştır. Kuantum mekaniğinin gelişimi bu döneme denk geldiği için 1932 yılında Willson ve bazı araştırmacılar doğrultma olayını kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla açıklamaya çalışmışlar ancak, bu mekanizmanın kolay akım akış yönünü yanlış tahmin ettiği hemen anlaşılmıştır. 1938 yılında Schottky ve Mott birbirinden bağımsız olarak doğrultmanın gözlenen yönünün elektronların potansiyel engeli üzerinden normal sürüklenme ve difüzyon şeklinde geçişi kabul edilerek açıklanabileceğini ifade etmişlerdir. Schottky-Mott teorisine göre, oluşan potansiyel engelin nedeni, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki nicelik farkıdır. Potansiyel engelin büyüklüğü ise, yine bu modele göre metalin iş fonksiyonundan yarıiletkenin elektron ilgisi çıkarılarak elde edilir (Rhoderick ve Williams 1988).

Mott'a (1938) göre, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından dolayı bir potansiyel engeli oluşmaktadır. Elektrik alanın sabit olması ve elektrostatik potansiyelin metal yaklaşımında olduğu gibi mesafeyle lineer olarak değişebilmesi için engel bölgesi safsızlıklardan arınmıştır. Aksine Schottky (1938), metal yaklaşımında olduğu gibi Poisson denkleminde göre elektrik alanın lineer olarak artması, elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden (kuadratik) değişmesi için yüklü safsızlıkların konsantrasyonunun sabit olduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir. Engel şeklinin tanımı için uzay yükünün rolü hakkında benzer fikirler Rusya'da Davydov (1939, 1941) tarafından geliştirilmiştir. Ancak daha sonra yapılan deneyler, Schottky engel yüksekliğinin, metalin iş fonksiyonundan daha çok metal/yarıiletken kontağın hazırlanma yöntemlerine bağlı olduğunu göstermiştir. Elde edilen sonuçlara göre, bu teorinin eksikliği metal/yarıiletken arayüzeyde bir tabakanın varlığını dikkate almamasıydı. Oysa bu tabaka pratikte her zaman mümkündür ve ancak kontağın hazırlanma şartlarına göre kalınlığı ve kimyasal yapısı değişebilir.

Schottky diyotların akım mekanizmaları üzerine çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Schottky ve Spenke (1939), 1930'lu yıllarda enerji engelinden taşıyıcı difüzyonu olayını esas alan doğrultma teorisini geliştirmişlerdir. Bir yıl sonra Willson (1932), metal/yarıiletken (MS) diyotlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultma için ters polariteyi açıklamıştır. Crowell ve Sze (1966), Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termioyonik emisyon teorilerini, tek bir teori (Emisyon-Difüzyon Teorisi) olarak ortaya koymuşlardır. Metal/yarıiletken ve metal/yalıtkan/yarıiletken yapılarda başlıca akım iletim mekanizmaları; termioyonik emisyon (TE), difüzyon, termioyonik emisyon-difüzyon (TED), termioyonik alan emisyonu (TFE), alan emisyonu (FE), azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, recombination-generation ve çok katlı tünellemedir. Fakat bu mekanizmalardan hangisinin veya hangilerinin birlikte geçerli olduğu ancak sıcaklık ve gerilim bölgesi geniş bir sıcaklık aralığında ölçülen akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) deneysel ölçümleri ile mümkün olabilmektedir (Altındal 1993).

Schottky engel diyotlarda elektriksel iletkenlik, çoğunluk taşıyıcıları ile sağlandığından ve yeniden birleşme (rekombinasyon) olayı olmadığından bunlar yüksek frekanslarda ve düşük düz beslemde çalışabilen diyotlardır. GHz mertebesinde

anahtarlama hızına sahiptirler. Bu Schottky engel diyotların optoelektronikte ve telekomünikasyon alanında kullanılmalarına sebep olmuştur (Sze 1981). Bu yapılar birçok karmaşık devre elemanının oluşturulmasında da kendilerine yer bulmaktadırlar. Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasına doğal yada yapay olarak oluşturulan yalıtkan arayüzey tabakası, diyotun elektriksel özelliklerini oldukça etkilemektedir. Bundan dolayı, Schottky diyotların elektriksel özellikleri çoğunlukla onların arayüzey özellikleri ile belirlenir. Özel üretilmedikleri müddetçe metal/yarıiletken arayüzeyinde oksit tabaka oluşur. Bu tabaka Schottky kontakları metal/yalıtkan/yarıiletken (MIS) yapıya çevirir ve diyot karakteristiğine kuvvetli etkisi vardır.

Metal/yarıiletken kontakların oluşum mekanizmaları ile ilgili olarak çok sayıda çalışma yapılmasına rağmen, açıklanması gereken önemli problemler vardır. Bunlar; **a)** yarıiletken yüzeyine yapılan metalizasyon işlemlerinde kullanılan yöntemler ve metalin etkisi, **b)** yarıiletken yüzeyinin metalizasyondan önceki temizleme işlemleri, **c)** diyot parametrelerini belirlemede kullanılan ölçüm tekniklerinde ortaya çıkan sonuçlardaki farklılıklar ve **d)** teknolojik uygulamalarda ortaya çıkan, devre elemanlarının boyutları ile ilgili problemlerdir (Biber ve Türüt 2002).

İnorganik yarıiletken teknolojisinin fiziksel limitlerine varılmış olma ihtimali, yeni alet kavramlarının geliştirilmesi için yeni fikirler aramayı gerektirmektedir. Daha ucuz malzeme kullanmak ve teknolojiyi geliştirmek için kapsamlı araştırmalar yapılmaktadır. Polimerik ve polimerik olmayan organik malzemeler birçok elektronik ve optoelektronik uygulamalarda inorganik yarıiletkenlerin yerini almaya başlamıştır. Organik malzemelerin üretimi birçok yarıiletkenlerde kullanılan tekniklerle karşılaştırıldığında daha ucuz ve basittir. Bununla birlikte özel amaçlar için organik madde üretebilme ihtimali organik maddeleri çekici kılmıştır. Pi (π) bağları açısından zengin polimerik ve polimerik olmayan organik maddeler katıhal fiziğinde ve modern teknolojiye çığır açmıştır. Son zamanlarda yapılan çalışmalar, katıhal çalışmalarında organik malzemelerin optik, elektrik, fotoelektrik ve magnetik özellikleri açısından çok ilginç özelliklere sahip olduklarını göstermiştir. Özellikle sensörler, plastik bataryalar, güneş pilleri, FET'ler, optik veri saklayıcılar, organik elektrolüminesans devre elemanları, anahtarlama devre elemanları gibi birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır.

Organik malzemeler, atomların iyonik veya kovalent bağlarından oluşup, bağımsız moleküllere dayanıp, zayıf moleküller arası etkileşmelerle karakterize edilirler. Organik malzemeler elektronik ve optoelektronik devre elemanlarında ince filmler şeklinde oluşturulurlar. Organik filmler; spin kaplama, vakumda buharlaştırma ile kaplama, elektrokimyasal kaplama gibi tekniklerle yapılırlar (Yasuhiko 2000).

Au, Cu, Al gibi metaller ile GaAs, Si, InP gibi inorganik yarıiletkenler kullanılarak Schottky veya omik kontak yapımının yanısıra, hem ticari hem de fabrikasyon olarak maliyeti ucuz, elde edilmesi kolay organik bileşikler metal ve yarıiletken olarak kullanmak, Schottky diyot yapımı ve karakteristik parametrelerinin hesaplanmasından dolayı araştırmacılar arasında ve elektronik sahasında çok büyük bir öneme sahiptir (Çakar 2002).

"Metal/Organik/İnorganik Yarıiletken Yapıların Sıcaklığa Bağlı Olarak Elektriksel Ve Optik Parametrelerinin Belirlenmesi" adlı çalışmamızda organik madde ile organik/inorganik kontaklar elde ederek, bu yapıların bazı fiziksel özelliklerini inceleyerek ve böylece organik bileşiklerle elde edilen yapılarda hem organik hem de inorganik malzemelerin birkaç fiziksel özelliklerinden aynı anda faydalanılabileceğini göstererek, literatürde bu konuda yapılan çalışmalara katkıda bulunmayı amaçladık.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Yarıiletkenlerin elektronik devre elemanı (aygıtlar) fabrikasyonunda kullanılması, katıhal fiziğinin 20. yüzyıl teknolojisine getirdiği belki de en büyük katkıdır. Metal/yarıiletken kontak yapısı ile elde edilen Schottky yapılar, yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün önemini artırması ile çok farklı kullanım alanları bulmaktadır. Elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar önemli bir yere sahiptir. Bu tür diyotların çalışma prensibi normal diyot (pn eklemi) gibidir. Güç kayıpları çok azdır. Fakat bu diyotların gerilim ve akım değeri normal ve hızlı diyotlara göre daha düşüktür. Yüksek frekans uygulamalarında kullanılırlar. Dezavantajı ise ters beslem durumunda normal diyotlardan daha fazla akım geçirirler. Schottky diyotlar, nokta temaslı diyotlar gibi metal ve yarıiletken kristallerinin birleştirilmesi ile elde edilmektedir. Ancak bunlar eklem tipindedir. Değme yüzeyi (jonksiyon) direnci çok küçük olduğundan doğru beslemde 0.25 V'ta dahi kolaylıkla ve hızla iletim sağlamaktadır. Ters yöne doğru akan azınlık taşıyıcıları çok az olduğundan ters yön akımı küçüktür. Bu nedenle de gürültü seviyeleri düşük ve verimleri yüksektir.

Metal/yarıiletken kontakların en önemli aygıtları olan Schottky engel diyotların teknolojik öneminden dolayı, Schottky engel diyotlarının en önemli özellikleri kontakların elektriksel karakteristikleridir. Schottky engel diyotlarının akım-voltaj karakteristikleri, genellikle ideal termoiyonik akım modeline göre biraz değişir. Metal/yarıiletken kontaklarda engel yüksekliği ve idealite faktörü gibi karakteristik parametreler ile ilgili birçok çalışmalar yapılmıştır (Graf ve ark. 1990, Pietsch ve ark. 1993).

Metal/yarıiletken devre elemanları elektronik sahada önemli bir yere sahiptir. Metal/yarıiletken diyotlar ve farklı devre elemanları genellikle güç doğrultucular, düşük seviye dedektörler, karıştırıcılar, hızlı anahtar uygulamaları, metal yarıiletken alan etkili transistör (MESFET) ve varaktör (kapasiteleri uygulanan voltajla değişen kondansatörler) olarak kullanılırlar. Bu alanda p-tipi Si, n-tipi Si, GaAs ve InP yarıiletkenleri yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu şekilde geniş alanlardaki kullanılmaları metal/yarıiletken yapılara olan ilgiyi arttırmıştır (Türüt ve Köleli 1992).

Schottky diyotların dirençlerinin düzgün olmaması nedeniyle daha çok karıştırıcı olarak kullanılırlar. Ayrıca modülatör, demodülatör, dedektör olarak da kullanılmaktadırlar. Bunun yanında (Ziel 1968), metal/yarıiletken yapıların karakteristiklerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülüp, bu yapıların sıcaklığın tayininde kullanıldığını ifade etmiştir.

Metal/yarıiletken kontak diyotların önemli bir özelliği de yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene engel üzerinden taşıyıcıların (elektronların veya boşlukların) akışıdır (Subhash ve Jitendra 1995, 1996). Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasına doğal yada yapay olarak oluşturulan yalıtkan arayüzey tabakası, diyotun elektriksel özelliklerini oldukça etkilemektedir (Bardeen ve Brattain 1948). Türüt ve ark. (1992), arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Al/p-Si Schottky diyotlarında arayüzey tabakası, arayüzey halleri ve arayüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak, $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerini inceleyip, engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey durum yoğunluklarını tespit etmişlerdir. Ayrıca C^2-V grafiğindeki lineer olmayan durumu arayüzey hallerinin artık sığası ile izah edilebileceğini göstermişlerdir. Arayüzey seviyeleri üzerine diğer bir çalışma Cowley ve Sze (1965) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu araştırmacılar, Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna, arayüzey seviyelerine ve arayüzey tabaka kalınlığına bağımlılığını incelemiştir.

Cheung ve Cheung (1986), metal/yarıiletken kontakın doğru beslem $I-V$ karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasına ilişkin bir model geliştirmişlerdir. Bu model; idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç ifadelerinin hesaplanmasına olanak sağlamaktadır. Tung (2001), aynı şartlarda aynı şekilde hazırlanmış diyotlar için engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki ilişkiyi akım-gerilim ($I-V$) ve kapasite-gerilim ($C-V$) karakteristikleri yardımıyla incelemiştir. Hanselaer ve ark. (1984), Ti/p-Si Schottky kontak yapıları oluşturarak oda sıcaklığında yaptıkları ölçümlerle $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin 0.65 ile 0.85 eV arasında değiştiğini ve bu değerlerin $C-V$ karakteristiği yardımıyla elde edilen engel yüksekliği değerlerinden (0.96 eV) daha küçük olduğunu yaptıkları çalışmalarında belirtmişlerdir.

Nathan ve ark. (1996), sıcaklığa bağlı olarak Schottky engel yüksekliğini ve idealite faktörünü hesaplamışlar, akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığını, idealite faktörünün ise artan sıcaklıkla azalmakta olduğunu tespit etmişlerdir. Sıcaklık 298 K'den 473 K'e arttığında $I-V$ karakteristiğinde Schottky engel yüksekliğinin çok az (hemen hemen %3.5 kadar) artarken idealite faktörünün ise %5 kadar azaldığını belirtmişlerdir. Ayrıca flat-bant Schottky engel yüksekliğinin, artan sıcaklıkla çok az azalan $\phi_b \times n$ çarpanına yaklaştığını ifade etmişlerdir. Yine aynı düşünceyle kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliğinin de benzer diyotlarda aynı davranışı gösterdiğini rapor etmişlerdir. Bu durumun yanal inhomojen engel yüksekliklerinden kaynaklandığını belirtmişlerdir. İnhojenliklerin en çok Ni/n-GaAs reaksiyon fazlarından ve arayüzeydeki kristal düzenleniminden kaynaklandığını açıklamışlardır.

İdeal olmayan Schottky kontaklarda seri direncin etkisi, doğru beslem akım-gerilim ($I-V$) karakteristikleri için Norde (1979) tarafından araştırılmıştır. Ayrıca seri direnç (nötral bölge direnci), Sato ve Yasmura (1985) tarafından Schottky diyotların doğru beslem akım-gerilim ($I-V$) grafiğinden yararlanılarak da hesaplanmıştır. Metal/yarıiletken kontaklarda, idealite faktörünün ideallikten uzaklaşma nedenlerini araştıran Rhoderick ve Williams (1988), ideal olmayan bu durumun seri dirençten kaynaklanabileceğini ifade etmiştir.

Akkılıç ve ark. (2003), $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinin aynı şekilde hazırlanmış numunelerde diyottan diyota değişip değişmediğini gözlemlemek için Cd/n-Si (33 diyot) ve Cd/p-Si (15 diyot) Schottky diyotlarını hazırlamışlardır. Schottky engel yüksekliğinin Cd/n-Si diyotlarda 0.701 ile 0.605 eV ve idealite faktörünün 1.913 ile 1.213 arasında değiştiğini; Cd/p-Si diyotlarda ise; engel yüksekliğinin 0.688 ile 0.730 eV ve idealite faktörünün 1.473-1.040 arasında değiştiğini tespit etmişlerdir. Lineer bölgenin ekstrapole edilmesiyle homojen engel yüksekliği ve idealite faktörlerini hesaplamışlar, engel yüksekliği ile idealite faktörleri için ideallikten sapmayı yanal inhomojenliklere bağlamışlardır.

Schottky engel diyotların oluşturulması ve engel yüksekliğinin istenilen değere ayarlanması büyük önem arz etmektedir. İstenilen Schottky engel diyotlarının oluşturulması ve engel yüksekliğinin değişiminin ayarlanmasındaki en büyük problem, arayüzey hallerinden dolayı Fermi seviyesinin mihlanmasıdır. Bu başlı başına bir mühendislik alanıdır (Egash ve ark. 1987, Zahn ve ark. 2002). Doğru beslem $I-V$ karakteristiklerden elde edilen idealite faktörünün büyüklüğüne bağlı olarak, arayüzey hallerinin metalle mi yarıiletkenle mi dengede olduğu Card ve Rhoderick (1971) tarafından teorik ve deneysel olarak araştırılmıştır. Deneuille ve ark. (1974); Card ve Rhoderick'in yaptıkları çalışmaları genişleterek doğru ve ters beslem $I-V$ karakteristiklerinden arayüzey tabakasının kalınlığını ve arayüzey hallerinin enerji dağılımını elde etmişlerdir.

Tung (2001), Schottky diyotlarla yaptığı çalışmalarda, Schottky engelli diyotlarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen termiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini ifade etmiştir. İdealite faktörü yaklaşık 1.10'dan büyük olması durumunun, termiyonik emisyon modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ve genellikle Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığına atfedileceğini açıklamıştır. Ayrıca idealite faktörünün birden daha büyük çıkması; imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir.

Organik tabanlı aygıt çalışmalarını genel olarak; polimerlerle yapılan çalışmalar, metal kompleksleri ile yapılan çalışmalar ve küçük moleküllerle yapılan çalışmalar olarak sınıflandırmak mümkündür. Organik bileşiklerle aygıt üretimi üzerine yapılan çalışmaların bir kısmı organik-organik yapılar üzerine yoğunlaşırken, bir kısmı da organik-inorganik yapılar üzerine yoğunlaşmıştır. Akkılıç ve ark. (2006), Ag/chitin/n-Si Schottky engel diyotunun oda sıcaklığında $I-V$ karakteristiklerini incelemiştir. $I-V$ karakteristiklerinden engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerini sırasıyla 0.959 eV ve 1.553 olarak elde etmişlerdir. Ayrıca ($E_c-0.897$) eV'tan ($E_c-0.574$) eV'a enerji aralığında chitin/n-Si tabakasında, yarıiletkenin bant aralığında lokalize olmuş arayüzey hal yoğunluğunun enerji dağılımını $I-V$ karakteristiklerinden belirlemişlerdir. Arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}); ($E_c-0.897$) eV'ta $5.965 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ 'den, ($E_c-0.574$) eV'ta $1.706 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ 'e değiştiğini ve değişimin bu enerji

aralığında, besleme eksponansiyel arttığını belirtmişlerdir.

Metal/yarıiletken arayüzeyinde akım iletimi sıcaklığa bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar küçük engel yüksekliği ile karşılaştıklarından akım kolaylıkla sağlanır ve idealite faktörü artar (Tung 1991, Sullivan ve ark. 1991). Sıcaklık daha da arttırılırsa elektronlar daha büyük bir engeli aşmaya yetecek kadar bir enerji kazanırlar ve engel yüksekliği, sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Ayrıca sıcaklık artışı ile taşıyıcıların termal hızları arttığından dolayı iletim bandındaki taşıyıcı sayısı artmakta ve yarıiletkendeki genişmeden dolayı yarıiletkenin yasak enerji aralığı da azalmaktadır. Buna bağlı olarak seri direnç değerinin de azalması beklenir. Yani sıcaklık artışı ile seri direnç değerinin azalması, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand ve Kumar 1996).

Karataş ve ark. (2003), 150-400 K sıcaklık aralığında Sn/hidrojenlenmiş p-tipi Si Schottky kontakların akım-gerilim (I - V) karakteristiklerini ölçmüşlerdir. Düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki (Φ_{b0}) azalmadan, idealite faktörünün (n) artmasından ve aktivasyon enerjisindeki lineer olmayan durumdan (non-linearity) sorumlu olarak, Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımının vuku bulmasını göstermişlerdir. Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılım ifadesini elde etmek için $1/T$ 'ye karşı engel yüksekliğinin (Φ_{b0}) grafiği çizilmiştir. Bu grafikten sıfır beslemde standart sapma ve ortalama engel yüksekliği için $\sigma_0 = 0.114$ V ve $\bar{\Phi}_{b0} = 1.049$ eV değerleri elde edilmiştir. Ayrıca modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/T$ 'ye karşı grafiğinden $\bar{\Phi}_{b0}$ ve A^* değerlerini sırasıyla 1.026 eV ve $14.60 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplamışlardır. Yapının sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinin, engel yüksekliğinin Gauss dağılımı ve termoiyonik emisyon mekanizmasının temeliyle başarılı bir şekilde açıklandığı sonucuna varılmıştır. Üstelik sıcaklık katsayısı için ortalama -0.247 meVK^{-1} değeri elde edilmiştir. Hidrojenlenmiş p-tipi Si için elde edilen bu değer, p-tipi Si yüzeyinin hidrojenlenmesinden dolayı literatürdeki sonuçlardan farklı olduğu sonucuna varmışlardır.

Aydoğan ve ark. (2005), polypyrrole/p-InP yapısını; p-InP yüzeyine, polypyrrole organik bileşiğinin elektrokimyasal polimerizasyonu ile elde etmişlerdir. Bu yapının oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda akım-voltaj (I - V) ve kapasite-voltaj

($C-V$) karakteristiklerini incelemişlerdir. Her bir frekansta ölçülen kapasitenin, artan frekansla azaldığını, bu durumun 50 kHz-1 MHz frekans aralığında arayüzey hallerinin sürekli dağılımından kaynaklandığını belirtmişlerdir. polypyrrole/p-InP yapısının $I-V$ karakteristiklerinden idealite faktörünü ve engel yüksekliğini sırasıyla, 1.68 ve 0.59 eV olarak hesap etmişlerdir. Diyotun bütününden daha büyük bir ideallikle, ideal olmayan (non-ideal) $I-V$ davranışını göstermesini; yapının arayüzey tabakasına, arayüzey hallerine ve engelin inhomojenliğine atfederek açıklamışlardır. $C-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerinin, $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerinden daha büyük olduğunu ifade etmişlerdir. Bu farklılığın, $I-V$ ve $C-V$ ölçüm tekniklerinin farklı doğasından kaynaklanabileceğini söylemişlerdir.

Özdemir ve ark. (2005), Au/nGaAs Schottky kontakların 80-300 K sıcaklık aralığında akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristiklerini incelediler. Sıcaklığın azalmasıyla, idealite faktörünün (n) arttığını ve engel yüksekliğinin (Φ_b) anormal azaldığını gözlemlədiler. Bu davranışı, metal/yarıiletken arayüzeyinde engel yüksekliğinin Gaussian dağılıma sahip olduğunu farz ederek, engelin inhomojenliğine atfettiler. Au/n-GaAs yapısının $I-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa bağıllığı, çift (double) Gaussian dağılım gösterdiğinden, ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerlerini sırasıyla 0.967-0.710 eV ve 0.105-0.071 olarak hesap ettiler. Modifiye edilmiş $\ln(I_0 / T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin $1/T$ 'ye karşı grafiğinden her iki sıcaklık bölgesi için $\bar{\Phi}_{b0}$ ve A^* değerlerini; 0.976 ile 0.703 eV ve 13.376 ile 8.110 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak elde ettiler. Ayrıca sıcaklık katsayısı için de -08.674 meV K^{-1} değerini elde ettiler ve bu değer de Au/n-GaAs Schottky diyotları için literatürdeki diğer sonuçlarla uyum içinde olduğunu belirtmişlerdir.

Kılıçoğlu ve ark. (2007), Al/methyl red/p-Si Schottky engel diyotlarının oda sıcaklığında (düşük ve yüksek frekanslarda) elektronik ve arayüzey hal yoğunluğu dağılım özelliklerini, akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristiklerinden elde etmişlerdir. (0.675- E_v) eV'tan (0.783- E_v) eV'a enerji aralığında organik bileşik/inorganik yarıiletken arayüzeyinde, inorganik yarıiletken band aralığında lokalize olmuş arayüzey hal yoğunluğunun enerji dağılımını belirlemişlerdir. Ayrıca arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}); (0.675- E_v) eV'ta $6.12 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ 'den, (0.783- E_v) eV'ta $4.31 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{V}^{-1}$ 'e değiştiğini belirtmişlerdir. Arayüzey hal yoğunluğunun bant

aralığının ortasından (mid-gap) valans bandının tepesine doğru, besleme eksponansiyel bir artışa sahip olduğunu ifade etmişlerdir.

Ocak ve ark. (2009), Sn/Methylene Blue (MB)/p-Si Schottky diyotun elektriksel ve arayüzeysel özelliklerini oda sıcaklığında yapının akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) ölçümlerini kullanarak belirlemişlerdir. Diyotun engel yüksekliği, seri direnç gibi elektriksel karakteristiklerini elde etmek için Cheung fonksiyonlarını ve modifiye edilmiş Norde fonksiyonlarını kullanmışlardır. MB tabakasının yarıiletken ve metal arasında fiziksel bir engel oluşturduğunu ve yapının etkin engel yüksekliğini değiştirdiğini ifade etmişlerdir. Yapının elektriksel özelliklerini; $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen özelliklerle, $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen özellikleri karşılaştırarak açıklamışlardır. Yeterince yüksek frekanslarda, arayüzeydeki yükün ac sinyalini takip etmediğini belirtmişlerdir. Ayrıca yapının arayüzey hal yoğunluğunu da hesap etmişlerdir.

Güllü ve ark. (2008), Al/phenolsulfonphthalein (PSP)/n-Si/AuSb yapısının oda sıcaklığında akım-voltaj ($I-V$), kapasite-voltaj ($C-V$) ve kapasite-frekans ($C-f$) karakteristiklerini incelediler. Bilinen düz beslem $I-V$ metoduyla birleştirilen modifiye edilmiş Norde fonksiyonunu kullanarak, seri direnç ve engel yüksekliği gibi parametreleri elde ettiler. Norde fonksiyonundan elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini Cheung fonksiyonundan elde edilen değerlerle karşılaştırdılar. Her iki metottan elde edilen engel yüksekliği değerlerinin uyumlu olduğunu gördüler. Kapasitenin frekansın belli bir değerine kadar neredeyse frekanstan bağımsız olduğunu, ancak yüksek frekanslarda kapasitenin hızlı bir şekilde azaldığını ifade ettiler. Düşük frekanslarda daha yüksek kapasite değerlerine; alternatif akım (a.c.) sinyalini takip edebilen, n-Si'la dengedeki arayüzey hallerinden kaynaklanan artık kapasiteye atfetmişlerdir.

Lee ve ark. (2002), pentacene/Alüminyum Schottky kontaklı organik diyotların akım-voltaj ($I-V$), kapasite-frekans ($C-f$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristiklerini incelediler. Ölçülen diyot kapasitesinden, pentacene'nin bant aralığında yerleşmiş tuzaklarla ilgili frekansa bağlı özellikleri belirttiler. $C-V$ karakteristiklerini farklı frekanslar için incelediler. Düşük frekans bölgesinde ters beslemede kapasitenin hemen hemen sabitken, düz beslemede ise arttığını ifade ettiler. Daha yüksek düz beslem

değerlerinde bile kapasitenin, tuzaklanmış yüklerin tuzaklanmamış olmasından dolayı giderek azaldığını açıkladılar. Pentacene'de asal yük taşıyıcı konsantrasyonu $C-V$ $3.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak elde ettiler. Pentacene tabanlı $C-V$ özelliklerini, metal/oksit/yarıiletken yapı için de çalıştılar.

Demirezen ve ark. (2012), Au/PVA (Bi-doped)/n-Si Schottky engel diyotlarının düz beslem ve ters beslem akım-voltaj ($I-V$), kapasite-voltaj ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-voltaj ($G/\omega-V$) karakteristiklerini arayüzey hallerini (N_{ss}), ve seri direnci (R_s) dikkate alarak oda sıcaklığında incelediler. R_i direncinin voltaja bağlı profillerini, Ohm Kanunu ve Nicollian metodunu kullanarak hem $I-V$ hem de $C/G-V$ ölçümlerinden elde ettiler. R_i direncinin elde edilen değerlerinin, özellikle diyotun R_s direncinin değerine karşılık gelen yeterince yüksek beslem voltajlarında birbirleriyle uyumlu olduğunu belirttiler. Arayüzey hallerinin (N_{ss}) enerji yoğunluğu dağılım profilini, etkin engel yüksekliğini (BH) Φ_e ve seri direnci (R_s) dikkate alarak düz beslem $I-V$ datalarından elde ettiler. İdealite faktörünün (n) büyük değerde olmasını, arayüzey hallerinin (N_{ss}) yüksek yoğunluğuna ve metal/yarıiletken (MS) arayüzeyindeki arayüzey polimer tabakasına atfettiler. Donor katkı konsantrasyonu (N_D), Φ_e , R_s ve N_{ss} gibi bazı elektriksel parametrelerin değerlerinin frekansa bağlılığını incelemek için, oda sıcaklığında 50 kHz-5 MHz frekans aralığında diyotun $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerini incelediler. Deneysel sonuçların, Schottky engel diyotunun (SBD) etkili elektriksel karakteristiklerinden olan N_{ss} , R_s ve arayüzey tabakasının önemli parametreler olduğunu doğruladığını belirttiler.

Oral (1983), dielektrikler yani yalıtkanlar, elektriksel iletkenliği sağlayacak kadar serbest taşıyıcıya sahip değildir. Dielektrik bir madde, elektrik alan içerisine konulduğunda olabilecek tek hareket, pozitif ve negatif yüklerin oluşan elektrostatik kuvvet altında zıt yönlerdeki küçük yer değiştirmelerdir. Bunun sonucunda dipol momentleri oluşur. İçinde böyle küçük yer değiştirmelerin olduğu dielektriklere kutuplanmış dielektrikler denir. Elektrik alan etkisi ortadan kaldırıldığında bu yükler eski yerlerine dönerler ve net dipol moment tekrar sıfır olur. Bazı dielektrik maddeler ise; elektrik alan içine konmadan içerisinde bu yük ayrışımı vardır. Bu maddeler net bir dipol momente sahiptir. Bunlara polar dielektrikler denir. Dielektrik maddelerin elektriksel özellikleri genellikle dielektrik sabitleri cinsinden ifade edilir. Çoğu

maddelerde bu değer, elektrik alan şiddetinden bağımsızdır, ancak değişken elektrik alan etkisinde frekansa bağlıdır (Yücedağ 2007).

Karataş ve Kara (2011) yaptıkları çalışmada; Sn/p-Si metal/yarıiletken (MS) yapıların sıcaklığa bağlı elektrik ve dielektrik özelliklerini, 80-400 K sıcaklık aralığında kapasite-voltaj ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-voltaj ($G/\omega-V$) karakteristiklerini kullanarak incelediler. Sıcaklığın fonksiyonu olarak çizilen ve ölçülen $C-V$ ve $G/\omega-V$ karakteristiklerinden, dielektrik sabitini (ϵ'), dielektrik kaybı (ϵ''), kayıp tanjantı ($\tan \delta$) ve ac elektriksel iletkenliğini (σ_{ac}) hesap ettiler. Düşük sıcaklıkta (=80 K) ϵ' , ϵ'' , $\tan \delta$ ve σ_{ac} değerlerini sırasıyla; 0.57, 0.37, 0.56 ve 1.04×10^{-7} ve yüksek sıcaklıkta (=400 K) ise; ϵ' , ϵ'' , $\tan \delta$ ve σ_{ac} değerlerini sırasıyla; 0.75, 0.44, 0.59, ve 1.21×10^{-6} olarak hesap ettiler. Böylece sıcaklığın artmasıyla ϵ' , ϵ'' , $\tan \delta$ ve σ_{ac} değerlerinin de arttığını ifade ettiler. Ayrıca geniş bir sıcaklık aralığında $C-V$ karakteristiklerinden, arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}) ve seri direncin (R_s) etkilerini de incelediler.

Günümüzde metal/yarıiletken (MS), metal/yalıtkan/yarıiletken (MIS), metal/oksit/yarıiletken (MOS) veya metal/ferroelektrik/yalıtkan/yarıiletken (MFIS) yapıların kapasite-voltaj ($C-V$) ve kondüktans-voltaj ($G/\omega-V$) karakteristikleri; arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}), seri direnç (R_s) ve yalıtkan tabaka etkisi dikkate alınarak frekans ve sıcaklığa bağlı olarak incelenmektedir (Lee ve ark. 2005). Kalın yalıtkan tabakalı metal/yalıtkan/yarıiletken (MIS), metal/ferroelektrik/yalıtkan/yarıiletken (MFIS) ve metal/oksit/yarıiletken (MOS) yapılarda, kalın yalıtkan tabakadan dolayı $I-V$ ölçümleri kullanılmadığından, elektriksel ve dielektriksel parametreler genellikle sıcaklık ve frekansa bağlı olarak $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerinden elde edilir (Jarzebski 1976, Maudes ve Rodriguez 1980). Bu ölçüm metotlarından elde edilen sonuçlara dayanarak, bu yapıların performansını etkileyen birçok faktör vardır. Bu faktörlerin başında metal/yarıiletken (MS) arayüzeyinde büyütülen yalıtkan tabakanın kalınlığı ve homojenliği, yarıiletken/yalıtkan arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumları, yapının seri direnci ve sıcaklığı gelmektedir. Bütün bu faktörler yarıiletken aygıtın ideal durumdan sapmasına neden olur. Bu yüzden hesaplamalarda bu faktörlerin dikkate alınması, sonuçların doğruluğunu ve güvenilirliğini arttırmaya yardımcı olur.

Arslan ve ark. (2010), SiN_x pasivasyonlu ve pasivasyonsuz (Ni/Au)/ $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ hetero-yapıların AC (alternatif akım) elektriksel iletkenliğini ve dielektrik özelliklerini geniş bir sıcaklık (80-400 K) ve frekans (5 kHz-5 MHz) aralığında kapasite-voltaj ve kondüktans-voltaj ölçümlerini kullanarak incelemiştir. Dielektrik sabitinin (ϵ'), dielektrik kaybın (ϵ''), kayıp tanjantın ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenliğinin (σ_{ac}) ve elektrik modüllerinin (M' ve M'') gerçel (reel) ve sanal (imajiner) kısmının deneysel değerlerinin, sıcaklık ve frekansın güçlü bir fonksiyonu olduğunu belirttiler. Sıcaklık ve frekansın artmasıyla her iki durumda da ϵ' ve ϵ'' değerlerinde bir azalmaya sebep olduğunu ifade ettiler. M' ve M'' değerlerinin ise; artan sıcaklık ve frekansla arttığını rapor ettiler. Ayrıca σ_{ac} değerinin; artan sıcaklıkla azalırken, artan frekansla arttığını açıkladılar. Metal/yarıiletken arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey hal yoğunluğunun sayısıyla, düşük sıcaklıklarda ve frekanslarda çok daha kolay vuku bulabilen arayüzey polarizasyonunun (kutuplanmanın), yukarıda bahsedilen değişimlere neden olabileceği sonucuna vardılar. Bu sonucun ϵ' ve σ_{ac} değerlerine de katkısı olduğunu belirttiler.

Dökme ve ark. (2008), Au/ SiO_2 /n-Si yapısının dielektrik sabitini (ϵ'), dielektrik kaybı (ϵ''), kayıp tanjantı ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenliğini (σ_{ac}) ve elektrik modüllerini belirlemek için admitans ölçüm tekniğini kullandılar. ϵ' , ϵ'' , $\tan \delta$, σ_{ac} ve elektrik modüllerinin değerlerinin, oldukça yüksek frekanslarda ve arayüzey yüklerinden ve polarizasyondan dolayı özellikle düşük frekanslarda kapı besleme dağılımıyla (gate bias dispersion) belli olduğunu deneysel sonuçlarla gösterdiler. ϵ' ve ϵ'' değerlerindeki artışı, hem frekanstaki azalmayla hem de frekanstaki artmayla gözlemlədiler. σ_{ac} 'nin hem artan frekansla hem de artan gerilimle arttığını ifade ettiler. Ayrıca deneysel dielektrik verilerini, elektrik modüllerinin biçimlendirilmesine göre analiz ettiler. Özellikle düşük frekanslarda hem deplasyon hem de akümülyasyon (birikim) bölgelerinde metal/yalıtkan/yarıiletken (MIS) yapıların dielektrik özellikleri üzerinde, arayüzey yüklerinin ve arayüzey polarizasyonunun (kutuplanmanın) kuvvetli bir etkisi olduğu sonucuna vardılar.

Tuğluoğlu ve Karadeniz (2012), Au/perylene-monoimide (PMI)/n-Si Schottky engel diyotunun elektriksel ve arayüzey hal özelliklerini oda sıcaklığında akım-voltaj

($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) ölçümlerini kullanarak incelediler. $I-V$ karakteristiklerinin iyi doğrultma davranışı gösterdiğini belirttiler. $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden seri direncin (R_s) değerini sırasıyla, 160 Ω ve 53 Ω olarak elde ettiler. Au/PMI/n-Si Schottky diyotunun engel yüksekliğini (Φ_b); 0.694 eV ($I-V$) ve 0.826 eV ($C-V$), idealle faktörünü (n) ise; düz beslem $I-V$ karakteristiklerinden 4.27 olarak hesap ettiler. PMI-tabanlı yapının arayüzey hal yoğunluğunu (N_{ss}) enerji dağılımını belirleyerek, N_{ss} 'nin enerji değerlerinin; bant aralığının ortasından (midgap) iletkenlik bandının tabanına doğru eksponansiyel büyümesiyle beraber, $E_c-0.508$ eV'tan $E_c-0.569$ eV'a değiştiğini ifade ettiler. Seri dirençsiz (R_s) N_{ss} değerlerinin; $E_c-0.508$ eV'ta 2.11×10^{12} eV⁻¹cm⁻² ve $E_c-0.569$ eV'ta ise; 2.00×10^{12} eV⁻¹cm⁻² olduğunu açıkladılar. Bu sonuçları; perylene-monimide ince aratabakanın kullanılmasıyla oluşturulan metal/n-Si yapıları için, arayüzey potansiyel engelin modifikasyonuna (değişikliğine) dayandırarak izah ettiler.

Fouad ve ark. (2014), p-ZnGa₂Te₄/n-Si heteroeklem yapıların (HJD) geniş bir sıcaklık (303-423 K) ve frekans (5-500 kHz) aralığı boyunca, kapasite-voltaj ($C-V$) ve kondüktans-voltaj ($G-V$) karakteristiklerini çalıştılar. Hem arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}) hem de seri direncin (R_s) sıcaklık ve frekansa kuvvetli bir şekilde bağlı olduğunu açıkladılar. Arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), artan sıcaklıkla arttığını ve artan frekansla azaldığını belirttiler. Built-in potansiyelinin (V_{bi}) artan sıcaklık ve frekansla arttığını ifade ederek, V_{bi} 'nin değerlerini hesap ettiler. Kapasitenin (C), kondüktansın (G), seri direncin (R_s), düzeltilmiş kapasitenin ve kondüktansın (C_{ADJ} ve G_{ADJ}), dielektrik sabitinin (ϵ'), dielektrik kaybın (ϵ''), kayıp tanjantın ($\tan \delta$) ve AC elektriksel iletkenliğinin (σ_{ac}) değerlerinin uygulanan frekansa, gerilime ve sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağlı olduğunu ifade ettiler. N_{ss} ve R_s 'in lokasyonlarının çalışılan diyotun elektriksel karakteristikleri üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu ve bu durumun da elde edilen sonuçlardan görüldüğünü rapor ettiler.

Tataroğlu (2006), Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotların elektriksel ve dielektriksel özelliklerini, 100 Hz-1 MHz frekans (f) ve 80-300 K sıcaklık (T) aralıklarında kapasite-voltaj ($C-V$) ve kondüktans-voltaj ($G/\omega-V$) ölçümlerini kullanarak incelemiştir. Dielektrik sabitinin (ϵ'), dielektrik kaybın (ϵ''), kayıp tanjantın ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenliğinin (σ_{ac}) ve elektrik modüllerinin T ve f 'nin kuvvetli bir

fonksiyonu olduğunu ve deneysel sonuçların da bunu gösterdiğini ifade etmiştir. ϵ' ve ϵ'' değerlerindeki artışı, hem frekanstaki azalmayla hem de sıcaklıktaki artmayla gözlemlediğini ve σ_{ac} 'nin ise; hem artan frekansla hem de artan sıcaklıkla arttığını belirtmiştir. Ayrıca deneysel dielektrik verilerinin, elektrik modüllerinin formüle edilmesine göre analiz edildiğini açıklamıştır. Sonuç olarak; MIS Schottky diyotların dielektriksel özelliklerinin gelişimine; arayüzey polarizasyonun, ve/veya Si/SiO₂ arayüzeyi arasındaki arayüzey hal yoğunluğunun sayısı ile daha düşük frekanslarda daha fazla kolayca vuku bulmasının katkı sağlayacağını rapor etmiştir.

Bir yarıiletken diyotun elektriksel karakteristiklerini sadece bir ölçüm metoduyla yada tek bir sıcaklıkta belirlemek hem zordur hem de güvenilir değildir. Ancak geniş bir sıcaklık aralığında ölçülecek $I-V$, $C-V$ ve $G-V$ karakteristiklerinden hangi akım-iletme mekanizmasının hangi sıcaklık veya gerilim bölgesinde etkin olduğunu belirlemek mümkündür (Rhoderick ve Williams 1988).

Elektrik ve dielektrik özellikler incelenirken, yarıiletken yüzeyi, yalıtkan tabaka ve yalıtkan arayüzeyi özelliklerine dikkat edilmelidir. Ancak 1 MHz ve üzeri frekanslarda arayüzey durumlarının, uygulanan ac (alternatif akım) sinyalini takip edememesinden dolayı kapasiteye ve kondüktansa (iletkenliğe) arayüzey hallerinin yüklerinden herhangi bir katkı olmaz. Sıcaklık da, dielektrik özellikler incelenirken üzerinde durulması gereken önemli bir faktördür. Esasında; yalıtkan, yarıiletken, iletken tüm maddelerin sıcaklığı değiştirildiği takdirde elektronların termal enerjisi de değişmiş olur. Buda maddenin iletkenlik, direnç vb. birçok davranışında değişikliğe sebep olur (Eroğlu 2011).

Bu çalışmada, Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/p-Si/Al Schottky diyotlarının geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K) akım-gerilim ($I-V-T$) ve kapasite-gerilim ($C-V-T$) ölçümleri alınarak, bu ölçümlerden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelenmiştir. Doğru beslem akım-gerilim ($I-V$) ve ters beslem kapasite-gerilim ($C-V$) karakteristiklerinden idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplanmıştır. Elde edilen idealite faktörlerinin artan sıcaklıkla azaldığı ve engel yüksekliklerinin ise artan sıcaklıkla arttığı gözlenmiştir. Böyle bir değişimin

metal/organik/inorganik yarıiletken arayüzeyindeki engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliğine atfedildi. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/p-Si/Al Schottky diyotlarının sıcaklığa bağlı kapasite-gerilim ile kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($C-V-T$ ve $G/\omega-V-T$) ve frekansa bağlı kapasite-gerilim ile kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($C-V-f$ ve $G/\omega-V-f$) ölçümlerinden yapıların dielektrik özellikleri; dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), elektrik modülleri (M' ve M'') ve ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri elde edildi. Elde edilen bu parametrelerin sıcaklık ve frekansa karşı değişimleri incelendi. Deneysel sonuçlardan, dielektrik parametrelerinin oldukça güçlü bir şekilde ölçüm sıcaklığına ve frekansa bağımlı olduğu gözlenmiştir.

Doktora tezi olarak sunduğumuz bu çalışma altı bölümden oluşmaktadır. Birinci ve ikinci bölüm; metal/organik/yarıiletken kontaklarla ilgili literatür çalışması ve bu konunun amacı ile önemini belirten "giriş" ve "kaynak özetleri", üçüncü bölüm; metal/yarıiletken kontak teorisi, akım iletim olayı, Schottky kapasitesi, kontaklarda ısının etkisi ile diyot karakteristiklerinin belirlenmesini açıklayan kuramsal temeller, numunelerin hazırlanması, deney sistemleri hakkında bilgi veren "materyal ve metot", dördüncü bölüm; $I-V$, $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerinden faydalanılarak elde edilen temel diyot parametrelerini kapsayan "araştırma bulguları", beşinci bölüm; ölçümlerin değerlendirilmesi sonucunda elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını açıklayan "tartışma ve sonuç" ve altıncı bölüm ise; tez içerisinde kullanılan kaynakların alfabetik sırayla yer aldığı "kaynaklar" bölümünü içermektedir.

3. MATERYAL VE METOT

Bu bölüm; metal/yarıiletken kontak teorisi, akım iletim olayı, Schottky kapasitesi, kontaklarda ısının etkisi ile diyot karakteristiklerinin belirlenmesini açıklayan kuramsal temeller, numunelerin hazırlanması ve ölçüm sistemleri ile ilgili bilgileri içermektedir. Ayrıca bölüm sonunda, gerçekleştirilen tüm deney basamakları sırasıyla anlatılmaktadır.

3.1. Metal/Yarıiletken Kontaklar

Günümüzde elektronik aletlerin büyük bir bölümü doğru akımla çalışmaktadır. Elektronik sistemlerde alternatif akımı doğru akıma çeviren bu işlem, diyotlarla gerçekleştirilmektedir. n-tipi bir yarıiletkenle p-tipi bir yarıiletkenin atomik boyutlarda üst üste gelmesiyle p-n eklem diyotu, bir metal ile bir yarıiletkenin belirli koşullar altında kontak haline getirilmesi ile Schottky diyotu elde edilir. Metal/yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluştuğunu ilk defa Schottky ortaya koyduğu için bu kontaklara atfen Schottky diyotlar veya Schottky kontaklar denilmektedir (Cowley ve Sze 1965). Metal/yarıiletken kontaklarda meydana gelen doğrultma işlemi yarıiletkenin eklem tarafındaki deplasyon tabakası tarafından sağlanır (Schottky 1938). Bir metal/yarıiletken kontak ani bir arayüzey oluşana kadar metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri arasındaki farkın ortadan kalkması ile elde edilebilir (Mönch 1995).

Mikroelektronik aygıtların çoğunluğunun çalışma prensipleri metal/yarıiletken ve p-tipi yarıiletken/n-tipi yarıiletken (pn eklemi) kontakların fiziksel karakteristiklerine bağlıdır. Bu tür kontakların sınır bölgesinde potansiyel engelleri meydana gelmektedir. Potansiyel engellerinin oluşması metal/yarıiletken arası veya p-tipi/n-tipi yarıiletkenler arası yük taşıyıcıların konsantrasyonlarının yeniden dağılmasına bağlıdır. Bu tür kontakların elektriksel özellikleri dışarıdan uygulanan gerilimin değeri ve yönü ile değişmektedir. Yarıiletken kontaklar lineer olmayan akım-gerilim karakteristikler göstermektedir. Kontakların lineer olmayan özellikleri elektrik akımının doğrultulması, dönüşümü, amplifikasyonu veya elektrik sinyallerinin jenarasyonu için kullanılabilir. Bu tür doğrultucu eklemlerden diyotlar, transistörler, tünel diyotlar, Schottky diyotları yapılmaktadır (Cafer 2000).

Metal/yarıiletken kontaklar bütün yarıiletken devre elemanlarında yer aldıkları için büyük bir öneme sahiptir. Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin anlaşılabilmesinin bir yolu da kristale uygun kontakların yapılmasıdır. Kontaklar arayüzeyin karakteristiklerine bağlı olarak ya bir Schottky engeli yada bir omik kontak gibi davranırlar. Kontak, kristal ile kristale uygulanacak olan kontak malzemenin en az dirençle atomik boyutta temas etmeleri olarak düşünülebilir. Kontakın ideal olması kontak malzemenin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasıyla doğrudan ilişkilidir (Crowell ve Sze 1965).

İki madde (metal/metal, metal/yarıiletken, yarıiletken/yarıiletken) kontak haline getirildiğinde aralarındaki yük alışverişinden sonra yeni denge durumu meydana gelir ve her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında yapılan kontak durumunda, bu dipol tabakası kontakın her iki tarafındaki yüzey yükleri nedeniyle meydana gelir. Oluşan bu kontak, elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır. Şayet, kontakı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik yada doğrultucu olabilir. Doğrultucu kontak (Schottky kontak), akımın bir doğrultuda diğeri doğrultudan çok daha kolay aktığı kontakdır. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken, ters yöndeki geçişleri kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir (Ziel 1968).

Bir metal/yarıiletken eklem üzerindeki akım çoğunluk taşıyıcılarına bağlıdır. Başlıca üç farklı mekanizma bulunur: Bunlar; yarıiletkenden metale doğru taşıyıcıların difüzyonu, Schottky engeli üzerindeki taşıyıcıların termoiyonik emisyonu ve engel boyunca kuantum-mekaniksel tünellemedir. Difüzyon teorisi, deplasyon tabakasının genişliği üzerinden itici gücün akıma katkı sağladığını farzeder. Öte yandan termoiyonik emisyon teorisi, sadece metal/yarıiletken arayüzeyindeki iletkenlik bant enerjisine eşit yada daha fazla enerjiye sahip enerjik taşıyıcıların akıma katkısını kabul eder. Engel boyunca kuantum mekaniksel tünelleme ise; elektronun dalga yapısının engelden geçmesine izin verdiğini düşünür. Verilen bağtıda bu üç mekanizmanın bir

birleşimi bulunmalıdır. Buna rağmen, baskın akım mekanizması olan sadece bir tanesi akımı oluşturur.

Metal/yarıiletken kontakta iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (holler ve elektronlar) bir yönden diğer yöne (metalden yarıiletkene yada yarıiletkenenden metale) daha kolay iletiliyorsa bu tür davranışa doğrultma denir. Yani; diyotun tam ilettime geçtiği voltaj değerinde, doğru beslem (forward bias) altındaki akımın (I_F), ters beslem (reverse bias) altındaki akıma (I_R) oranı "doğrultma oranı" olarak verilir ve bu oran diyotun kalitesini önemli ölçüde belirler. İdeal diyotlarda doğrultma oranı (I_F/I_R) yaklaşık olarak, 10^8 - 10^{10} civarındadır.

Metal/yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (Φ_m ve Φ_s) bağlı olarak, omik ve doğrultucu kontak (Schottky kontak) olmak üzere iki kısımda incelenir. n-tipi yarıiletken/metal kontaklarında $\Phi_m > \Phi_s$ ise; doğrultucu kontak, eğer $\Phi_m < \Phi_s$ ise; omik kontak oluşur. p-tipi yarıiletken/metal kontaklarında ise; $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda doğrultucu kontak ve $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda da omik kontak oluşur. Doğrultucu ve omik kontakların oluşumu kısaca; Φ_m metalin ve Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, Çizelge 3.1.'de tablo halinde verilmiştir.

Çizelge 3.1. İş fonksiyonlarının durumuna göre, doğrultucu ve omik kontakların oluşumu

<i>İş Fonksiyonlarının Durumu</i>	<i>Yarıiletkenin Türü</i>	<i>Kontak Türü</i>
$\Phi_m > \Phi_s$	n-tipi	Doğrultucu
$\Phi_m < \Phi_s$	n-tipi	Omik
$\Phi_m > \Phi_s$	p-tipi	Omik
$\Phi_m < \Phi_s$	p-tipi	Doğrultucu

Metal/yarıiletken kontaklarla ilgili bazı temel fiziksel parametreleri aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz:

Fermi Enerjisi (E_F): İletkenlerde mutlak sıfır sıcaklığında ($T=0$ K), elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Mutlak sıfır sıcaklığında Fermi seviyesinin üzerindeki enerji seviyeleri boştur. Yarıiletkenlerde ise; iletkenlik ve değerlik bandındaki izinli enerji durumlarının yoğunluğuna (N_c veya N_v), katkı atomlarının yoğunluğuna (N_d veya N_a) ve sıcaklığa bağlı olarak, yasak enerji bölgesinde yer alan izafi seviye Fermi enerjisi olarak

adlandırılır. n-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerjisi referans olarak, iletkenlik bandının (E_c) alt kenarından itibaren ölçülürken, p-tipi yarıiletkenler de ise; değerlik bandının (E_v) üst kenarından itibaren ölçülmektedir.

Fermi Enerji Seviyesi: İletkenlik ve değerlik bandındaki taşıyıcı sayısına bağlı olarak, yasak enerji aralığında yer alan izafi seviyeye denir.

İş Fonksiyonu (Φ_m, Φ_s): Metalin veya yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarına denir. Bir metal veya yarıiletkenine verilen kinetik enerji önce iş fonksiyonu için harcanır, eğer verilen kinetik enerji iş fonksiyonundan fazla ise; elektrona kinetik enerji olarak aktarılır.

Vakum Seviyesi: Metalin veya yarıiletkenin yüzeyi olup, elektronun hareketsiz olduğu yüzeydir. Metal veya yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli minimum enerji miktarı olan iş fonksiyonu kadar bir enerji ile elektronun maddenin dışına çıkması halinde hareketsiz kaldığı yani; kinetik enerjisinin sıfır olduğu enerji seviyesine Vakum Seviyesi denir. Kısacası; bir elektronu yüzeyden koparmak için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarı veya yüzeyde hareketsiz duran bir elektronun enerjisidir.

Elektronun İyonizasyon Enerjisi (E_s): Metalin veya yarıiletkenin değerlik bandının (E_v) maksimumu ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına denir.

Elektron Yakınlığı (χ_s): Kimyasal olarak, bir atomun bir elektron alırken açığa çıkardığı enerji veya bir atomun bir elektron aldığı anda serbest kalan enerjisi olarak tanımlanır. Ayrıca, iletkenlik bandının (E_c) tabanı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına denir.

Bir Schottky engel diyotu (SED), pn eklem diyotuyla karşılaştırıldığında birçok avantaja sahiptir. Bu avantajlar ile kullanıldıkları yerlerde ne gibi farklılıklar gösterdiğini açıklayalım (Rhoderick ve Williams 1988, Neamen 1992, Singh 2001):

1. Schottky engel diyotunda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanırken, bir pn eklemde ise; akım iletimi azınlık taşıyıcıları tarafından sağlanır. Buda Schottky engel diyotunda yeniden birleşme (rekombinasyon) olmayacağından,

akımda bir azalma meydana gelmez ve verim daha yüksek olur. Ama bir pn eklemine ise; yeniden birleşme olacağından akımda azalma meydana gelir.

2. Schottky engel diyotunda ters beslemde oluşturulan akımın sıcaklığa bağımlılığı oldukça düşük iken, bir pn eklemine ise, ters beslemde oluşturulan akımın sıcaklığa bağımlılığı oldukça yüksektir. Yani bir FET'in (alan etkili transistör) kapı (gate) terminali Schottky engel diyotundan yapılmış ise; akım azalır ve sıcaklıktan hemen hemen bağımsız bir karakteristik gösterir. Genellikle kızılötesi yani IR (infrared) dedektörleri negatif beslemde yani ters beslemde tutulur. Bunun için sıcaklıktan etkilenmemeleri çok önemlidir.

3. Schottky engel diyotunda anahtarlanma hızı, enjekte edilen elektronların termal hızları ile kontrol edilirken, pn eklemine anahtarlanma hızı, enjekte edilen azınlık taşıyıcıların yeniden birleşmesiyle (rekombinasyon) kontrol edilir. Buna göre Schottky engel diyotu çok daha yüksek frekans uygulamalarında (100 GHz'e kadar, sinyal karıştırıcı ve dedektörlerde) kullanılabilir. Ancak bu uygulamalarda Schottky engel diyotu için kullanılan metal yeterince ince yani, yarı geçirgen film şeklinde olmalıdır. Aksi takdirde, gelen ışığın şiddetinin düşmesine neden olur.

4. Schottky engel diyotunu ilettime geçirmek için gerekli olan cut-in (turn-on) gerilimi oldukça küçük iken, pn eklemine ilettime geçirmek için gerekli olan gerilim daha büyüktür. Buda eklemine daha az enerji harcaması anlamına gelir ve dolayısıyla daha az ısınmasına neden olur.

5. İdealde Schottky engel diyotunda yeniden birleşme olayı (rekombinasyon) olmadığından, idealite faktörü yaklaşık olarak 1.0'dir. Ama pn eklemine deplasyon bölgesindeki yeniden birleşmeden dolayı idealite faktörü yaklaşık olarak 1.2-2.0 arasındadır.

6. Schottky engel diyotunun oluşturulması, teknolojik açıdan bir pn eklemine oluşturulmasından oldukça kolaydır. Ayrıca pn eklemine genelde aynı malzemenin hem n-tipi hem de p-tipini elde etmek mümkün olmamakta, olsa bile aynı özelliklere sahip olamamaktadır. Mesela; mobiliteleri; birbirinden farklı olmakta, buda eklemine verimli çalışmasını engellemektedir.

7. pn eklemiyle yapılan bir dedektörde kullanılan malzemenin cinsine bağlı olarak, mesela Si ele alalım; gelen parçacık veya fotonun enerjisi kullanılan malzemenin yasak enerji aralığından (1.12 eV'tan) daha büyük olmalıdır. Bu durumda bir IR dedektörü yapımı mümkün olmaz. Ama böyle bir yapı Schottky engel diyotu kullanılarak, rahatlıkla elde edilebilir. Çünkü engel yüksekliği kontrol edilebilmektedir. Genellikle de Pt metali kullanılmaktadır (McCafferty ve ark. 1996). Yada pn eklemde kullanılan yarıiletkenin yasak enerji aralığı, gözlenen fotonun enerjisinden küçük seçilmelidir.

Yukarıda sıraladığımız sebeplerden dolayı Schottky engel diyotunun, birçok yönden pn eklem diyotuna göre üstün tarafları vardır. Bu yüzden Schottky engel diyotunun oluşturulması ve bu yapıların karakterizasyonu çalışmamızın temelini oluşturmaktadır.

3.1.1. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar

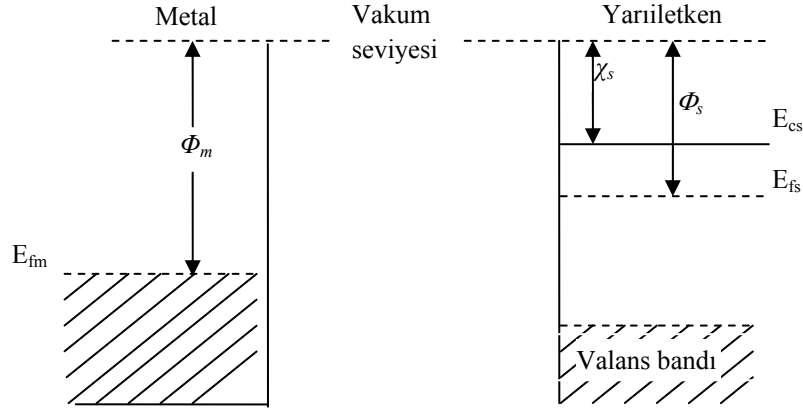
3.1.1.1. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Akım taşıyıcıları (boşluk ve elektron) bir doğrultuda kolayca hareket ederken, potansiyel engelinden dolayı diğer yönde hareketleri zorlaşır. Bu tür kontaklar doğrultucu kontaklardır. Bu olayı açıklamak için bir metal ve bir n-tipi yarıiletken dikkate alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve $\Phi_m > \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda Şekil 3.1.'de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük mübadelesi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenir. Yani yarıiletkenin enerji seviyesi Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalmıştır. Sonuç olarak, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $(\Phi_m - \Phi_s)$ ve metal tarafındaki yüksekliği ise $(\Phi_m - \chi_s)$ kadardır.

Yarıiletken tarafındaki bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden;

$$eV_{dif} = (\Phi_m - \Phi_s) \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilir. V_{dif} niceliği difüzyon potansiyeli olarak bilinir ve metalin yüzeyine göre alınır. Potansiyel engeli kontaktaki elektrik dipol tabakası tarafından korunur (sürdürülür). Kontakın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından dolayı bunlara yüzey yükü olarak değil bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontaktaki potansiyel engelinden dolayı, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Ayrıca bu metal/yarıiletken kontakın yüzey tabakası uzay yükü tabakası olarak da adlandırılır. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır.



Şekil 3.1. Kontaktan önce metal ve n-tipi yarıiletkene ait enerji-bant diyagramları

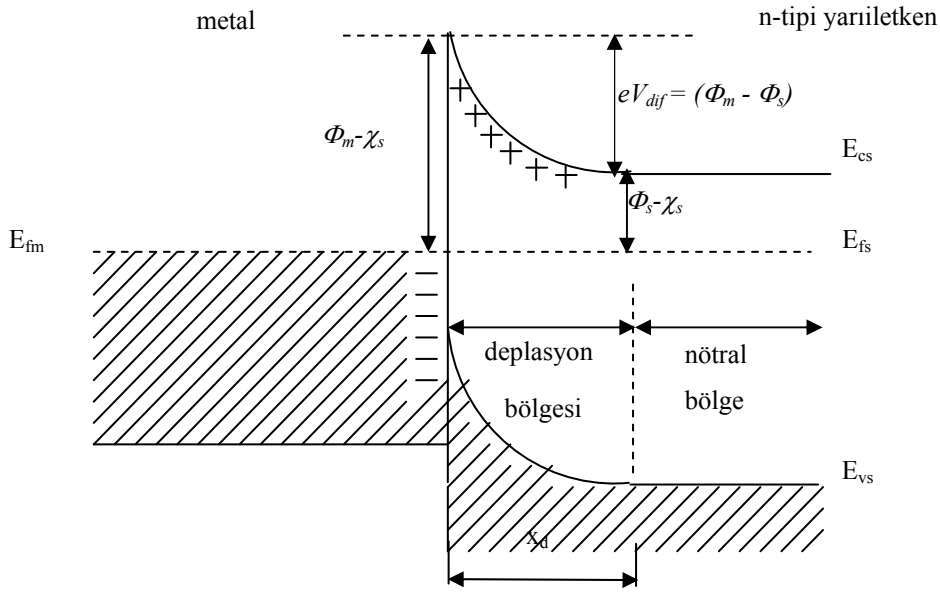
Termal uyarılmadan dolayı metalin bazı elektronları potansiyel engelini aşıp, yarıiletkenin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar ve aynı şekilde, yarıiletkenin bazı elektronları potansiyel engelini aşıp metalin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklardır. Denge durumunda bu eşit ve zıt I_0 akımlarına sebep olacaktır.

Yarıiletkene $-V$ gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akımda değişmez. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır.

Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. Bu durumda oluşan net akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

ile verilir. I net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/e$) düz beslem durumu denir. Yani $V \gg kT/e$ için akım büyük ve pozitifdir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulandığında iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) ters beslem durumu denir. Yani $V \ll -kT/e$ için akım küçük ve negatiftir, hemen hemen $-I_0$ 'a eşittir.



Şekil 3.2. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı

Buradan anlaşılacağı gibi, yarıiletkenin potansiyel engelinin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişir. Metal tarafındaki engel yüksekliği uygulanan voltajdan bağımsızdır. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta $V > 0$ ise kontak ters beslenmektedir. Eğer $V < 0$ ise kontak doğru beslenmektedir.

3.1.1.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

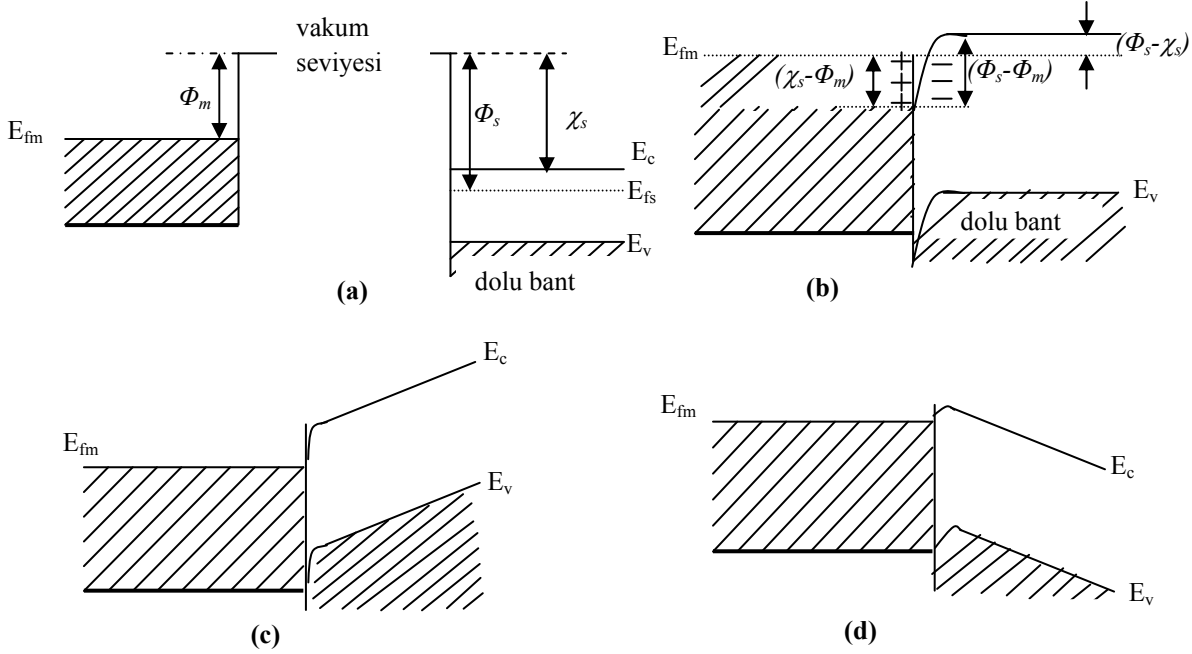
n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , metalin iş fonksiyonu Φ_m 'den büyük ise ($\Phi_m < \Phi_s$) omik kontak oluşur. Omik kontaklar, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren metal/yarıiletken eklemlerdir (Brillson 1993, Neamen 1992). Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış sergilerler. Kontak direncinin değeri ise omik kontakın kalitesini belirler.

Omik kontak elde etmenin üç genel şekli vardır. Bunlardan ilki; Schottky engel yüksekliği düşük bir eklem oluşturmak suretiyle elektronların her iki yönde de geçiş yapabileceği bir kontak oluşturmak (non-rectifying barrier), ikincisi ise; Schottky engel yüksekliği büyük olsa dahi elektronların tünelleme yapabileceği dar potansiyel engeli oluşturmaktır (tunneling barrier). Bu tünelleme engeli, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik (n^{++} veya p^{++}) gösterecek şekilde katkılanmak suretiyle elde edilir. Üçüncü olarak da, termal difüzyonla dar bant aralıklı ve taban ile aynı özellikte bir tabaka oluşturmak suretiyle omik kontak oluşturmaktır. Burada sadece düşük Schottky engel yüksekliğine sahip metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda omik kontak oluşumu anlatılacaktır.

$\Phi_m < \Phi_s$ durumunda, bir metalle n-tipi yarıiletken kontak halinde olsunlar. Kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramı Şekil 3.3.a.'da görülmektedir. Kontakta sonra termal denge durumunda, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve bu durumda yarıiletken yüzeyin n-tipliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar bir negatif yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride bir yüzey yükü tabakası (pozitif yük dağılımı) meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Bu durum Şekil 3.3.b.'de görülmektedir. Yük mübadelesi bittikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi seviyesi ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar yükselir.

Şayet metal tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 3.3.c.). Şayet yarıiletken tarafına bir $+V$ gerilimi

uygulanırsa, elektronların karşılaştıkları engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akacaklardır (Şekil 3.3.d.).



Şekil 3.3. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı

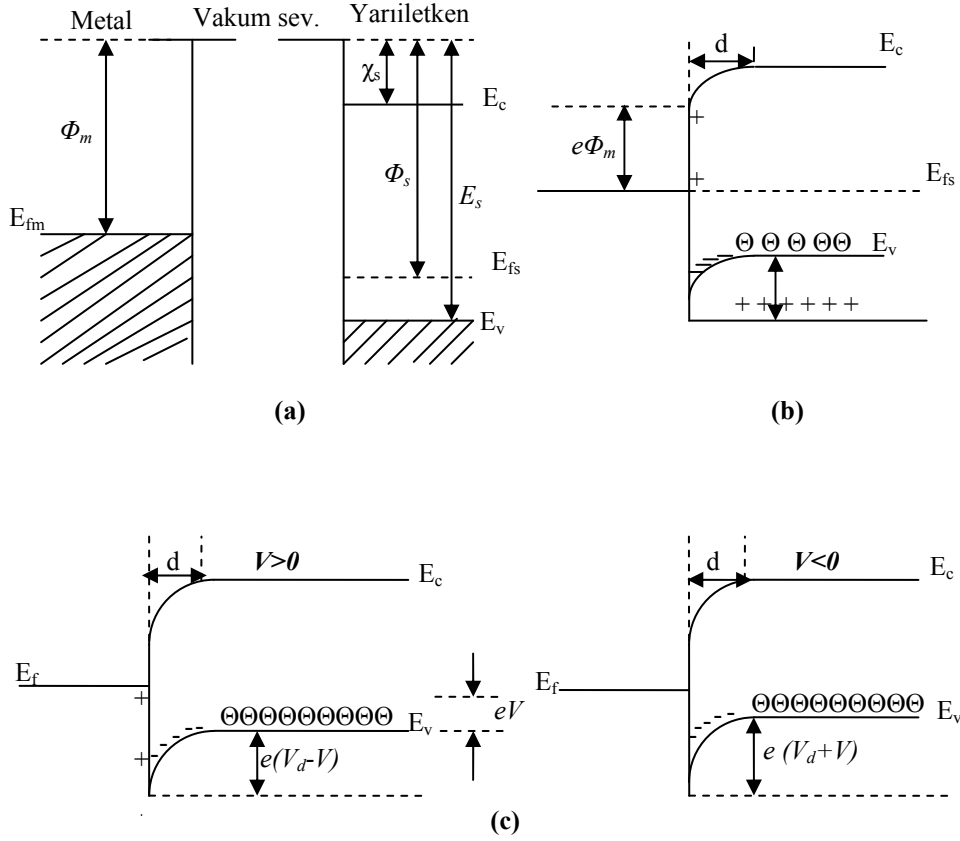
(a) Kontak öncesi (b) Kontak sonrası (c) Düz beslem altında (d) Ters beslem altında

Sonuç olarak böyle bir kontakta, elektronlar her iki yönde de kolayca hareket edebilirler. $(\Phi_s - \chi_s)$ nispeten küçük olursa, elektronlar herhangi bir zorlukla karşılaşmadan engel boyunca hareket edebilirler. Bu özellikte oluşan kontaklara **omik kontaklar** denir. Omik kontakta $+V$ gerilimi uygulandığında, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir $-V$ gerilimi uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel 1968).

Omik kontakta bir V_a gerilimi uygulanırsa bu gerilim Schottky kontakta olduğu gibi sadece Schottky bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Normalde omik kontak elde edebilmek için n-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, daha sonra yarıiletkenin yüzeyinde bir n^+ tabakası oluşturmak için belli bir sıcaklıkta tavlınır ve yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Bu n^+ tabakası yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir (Sze 1981).

3.1.2. Metal/p-Tipi Yarıiletken Kontaklar

3.1.2.1. Metal/p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar



Şekil 3.4. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontakın enerji-bant diyagramı
(a) Kontakdan önce (b) Kontakdan sonra ve termal dengede (c) $V \neq 0$ durumunda

Bir metal, bir yarıiletken ile kontak haline getirildiği zaman, bu iki madde arasında yüklerin yeniden dağılımı vuku bulur. Yük dağılımı, her iki maddenin Fermi seviyeleri (elektrokimyasal enerjileri) aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Bu durumda dengeye ulaşılır. Bir metal/yarıiletken kontakta yük taşıyıcıları (elektronlar ve holler) bir doğrultuda diğer doğrultuya göre daha kolay geçebiliyorsa, buna doğrultucu kontak denir. Bundan dolayı doğrultucu kontakta bir doğrultudaki akım diğer doğrultuya göre daha kolay geçer. Φ_s ; yarıiletkenin iş fonksiyonu, Φ_m ; metalin iş fonksiyonu ve E_s ise valans bandının tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki fark olsun. Eğer $\Phi_m < \Phi_s$ ise; kontak doğrultucu, $\Phi_m > \Phi_s$ ise; kontak omik olur.

Şimdi $\Phi_m < \Phi_s$ olan birinci durumu göz önüne alalım. Oda sıcaklığında akseptörlerin hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce (Şekil 3.4.a.), yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, metal ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı olur. Bunun sonucunda yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler, d kalınlığındaki bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = (\Phi_s - \Phi_m) \quad (3.3)$$

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

$$e\Phi_b = (\Phi_s - \Phi_m) + (E_s - \Phi_s) = (E_s - \Phi_m) \quad (3.4)$$

olur. Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp, metalin içine geçebilirler. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanıp yarıiletken içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü I_0 akımı oluşur.

Eğer yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (Şekil 3.4.b.), soldan sağa akan hol akımı değişmez, ama sağdan sola akan hol akımı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşer ve buna bağlı olarak yarıiletkenden metale (sağdan sola) geçen holler için engel yüksekliği eV kadar azalır. Sonuç olarak, yarıiletkenden metale geçen hollerin oluşturduğu akımın doğrultusu pozitif olarak kabul edilirse karakteristik akım;

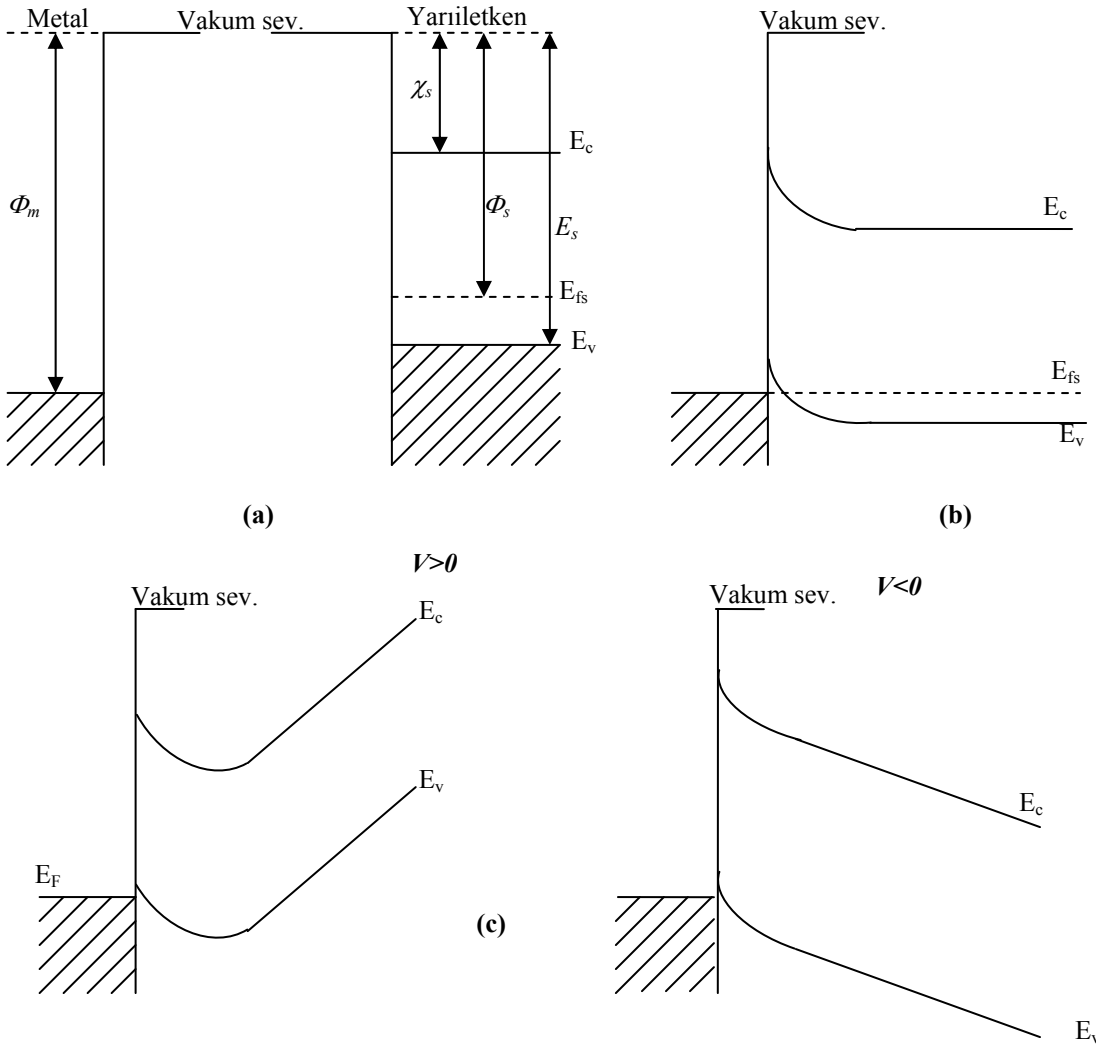
$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.5)$$

olacaktır. Bu bir doğrultucu kontaktaır.

3.1.2.2. Metal/p-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

Şimdi $\Phi_m > \Phi_s$ durumunu dikkate alalım. Şekil 3.5.a.'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük mübadelesi olacaktır. Yarıiletkendeki elektronlar, hollerden dolayı geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak ve metal tarafında bir negatif yüzey yükünü oluşturarak metal tarafına akarlar. Buna bağlı olarak yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 3.5.b.'de görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur.

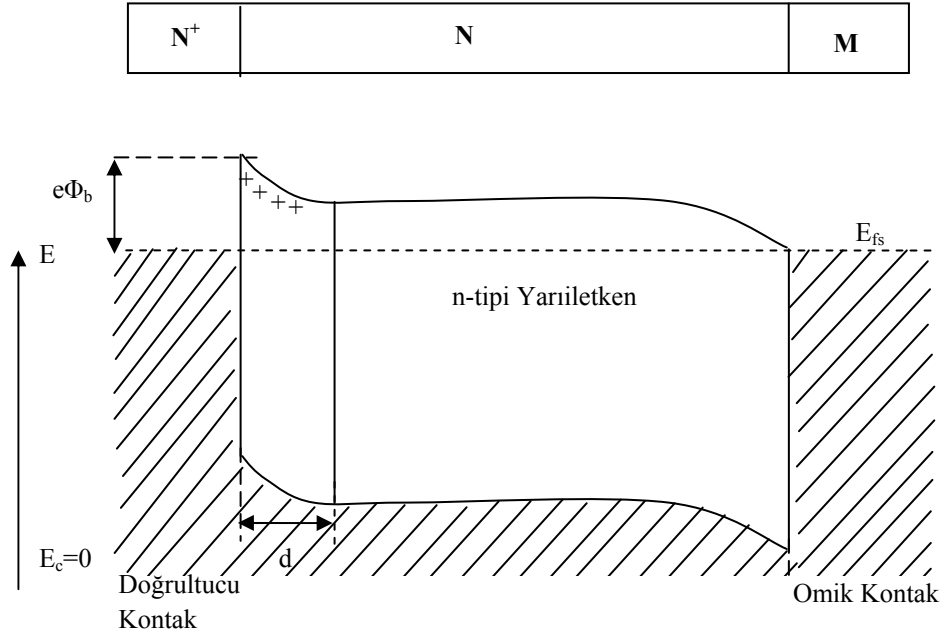
Elektronlar, metalden yarıiletken içerisindeki boş durumlara kolayca geçebilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler (yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı) hemen nötralize olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Bu şekilde, her iki doğrultuda akımı kolayca geçirebilen kontaklara omik kontak denir.



Şekil 3.5. Metal/p-tipi omik kontakın enerji-bant diyagramı (a) Kontakdan önce (b) Kontakdan sonra (c) $V \neq 0$ durumunda

3.2. Metal (Omik)/n-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı

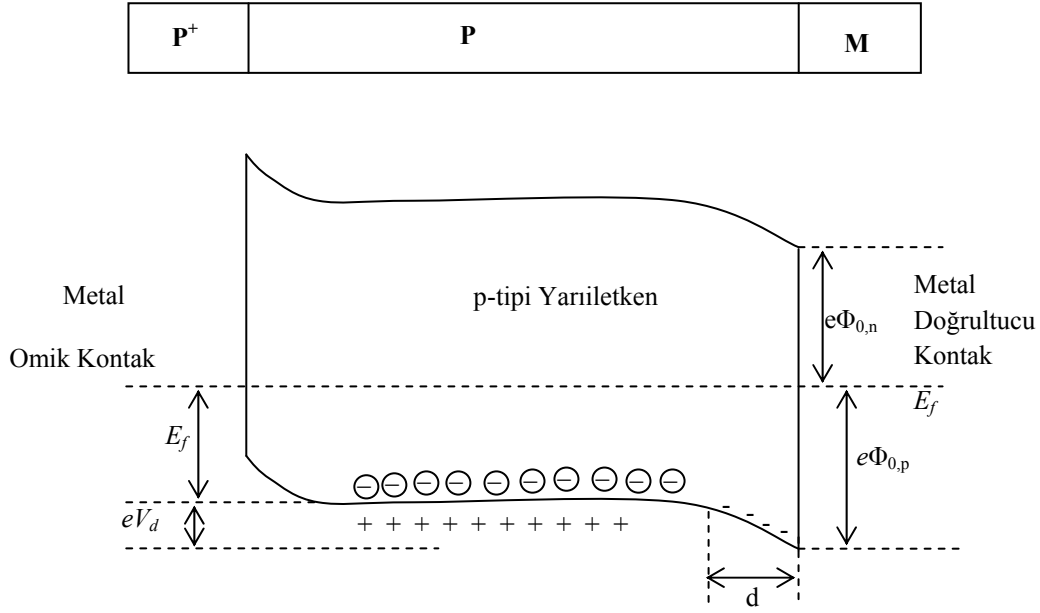
Metal (Omik)/n-tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) yapısı; n-tipi yarıiletkenin bir yüzeyinin aşırı katkılanması sonucu elektron bakımından çok zengin N^+N omik kontak ve diğer yüzeyine uygulanan NM doğrultucu kontakından oluşmaktadır. Bu yapıya ait enerji-bant diyagramı aşağıdaki Şekil 3.6.'da verilmiştir. N^+ omik kontak tarafına negatif bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslenmiş olur. N^+NM yapısı diyot gibi davrandığı için, böyle bir yapı yarıiletken diyot olarak adlandırılır (Aydoğan 2004).



Şekil 3.6. N^+NM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

3.3. Metal (Omik)/p-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı

Metal/p-tipi yarıiletken/metal (P^+PM) yapısı, p-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk bakımından çok zengin P^+P omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan PM doğrultucu kontağından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji-bant diyagramı Şekil 3.7.'de görülmektedir. P^+ omik kontak tarafı $V > 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. P^+ tarafına $V < 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulanırsa, yapı ters beslemde olur. P^+PM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Bu şekildeki bir yapı yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 3.7.'de görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği $e\Phi_{0,p} = (eV_d + E_f)$ 'ye eşittir (Temirci 2000).



Şekil 3.7. P⁺PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

3.4. Schottky Diyotlarda Termoionik Emisyonla Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşıması işlemi termoionik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır (Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı **termoionik emisyon** olarak bilinir.). Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar akımı sağlar. Termoionik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelini, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.

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

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c'}^{\infty} v_x dn \quad (3.6)$$

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

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (3.7)$$

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

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_c)}{kT}\right] dE \quad (3.8)$$

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

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (3.9)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (3.10)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (3.11)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (3.8) ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kt} \right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (3.12)$$

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

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (3.13)$$

şeklinde olur. Diferansiyel hacim terimini $(4\pi v^2 dv)$, $dv_x dv_y dv_z$ şekline dönüştürerek (3.6) ifadesi,

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kt} \right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \end{aligned} \quad (3.14)$$

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

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (3.15.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (3.15.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (3.15.c)$$

Ayrıca minimum v_{0x} hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V) \quad (3.16)$$

yazılabilir. Bu durumda $v_x \rightarrow v_{0x}$ şartı için $\alpha = 0$ olur. Yine $v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*}\right) \alpha d\alpha$

yazılabilir. Bu ifadeler (3.14) denkleminde kullanılırsa;

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*}\right)^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left[\frac{-e(V_{bi} - V)}{kT}\right] \\ &\times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \end{aligned} \quad (3.17)$$

Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-e(\Phi_n + V_{bi})}{kT}\right] \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (3.18)$$

yada

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_b}{kT}\right] \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (3.19)$$

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

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_b}{kT}\right] \quad (3.20)$$

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

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.21)$$

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

$$A^* = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \quad (3.22)$$

ile verilir. Genel bir durum için (3.21) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.23)$$

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

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (3.24)$$

şeklinde ifade edilir. Φ_b Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve $\Phi_b = \Phi_{b0} - \Delta\Phi$ şeklinde verildiği dikkate alınarak (3.24) ifadesi yeniden,

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right) \quad (3.25)$$

şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi, artan elektrik alanla yada artan ters beslem gerilimi ile artacaktır. Ters-doyma akım yoğunluğu, engel düşmesi etkisinden dolayı ters beslem voltajı ile artar. Bu durum aynı zamanda Schottky engel diyotun "breakdown" 'a gittiğini göstermektedir.

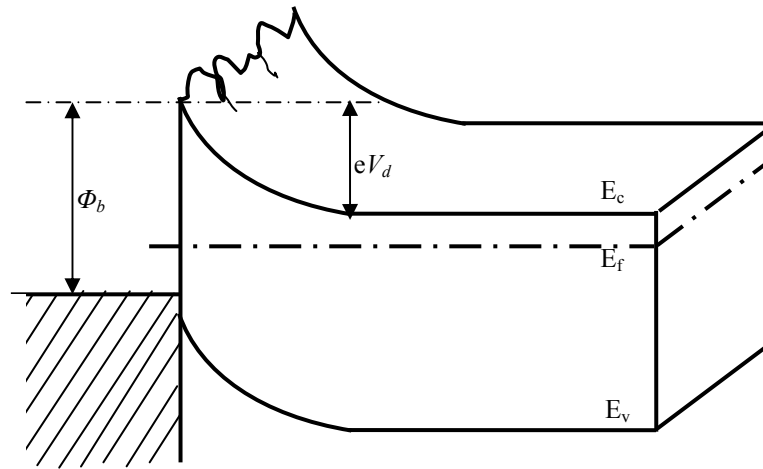
3.5. Schottky Diyotların İdeal Durumdan Sapma Nedenleri

3.5.1. Yüzey Kusurları (Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliği)

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; Schottky kontaklarda engel yüksekliği, akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontaklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması farklı şekillerde açıklanmaktadır: metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması),

Şekil 3.8.'de gösterilen V_d (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma neden olacaktır.

Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki donör atomlarının rasgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir. Küçük boyutlu devre elemanlarındaki bu tür katkı atomlarının etkisi Arnold ve Hess (1987) ve Nixon ve Davies (1990) tarafından incelenmiştir. Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır (Werner ve Guttler 1991). Bu konuda daha önce yapılan çalışmalarda farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde farklı çalışmalar yapılmıştır.



Şekil 3.8. Lateral (yanal) inhomojen engel yüksekliğine sahip bir Schottky kontakın iki boyutlu bant diyagramı

Örneğin, Karataş (2003) tarafından bildirildiğine göre; Ohdomari ve Tu (1980), PtSi/Si ve NiSi/Si gibi farklı diyotların özelliklerini inceleyerek, düşük engelli NiSi/Si ve yüksek engelli PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam d.c. akımın, düşük engelli ve yüksek engelli akımlarının toplanması ile modifiye edilebileceğini

açıklamışlardır. Benzer modeller, foto-tepki ve kapasite ölçümlerine de uygulanmıştır. Böylece, akım, kapasite ve fotoemiyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ve yüksek engelli kontak alanlarının oranına bağlı olduğu açıklanmıştır. $I-V$ eğrileri için benzer çalışma Tuy ve Mojzes (1990) tarafından yapılmıştır. Ohdomari ve Tuy'un modeli, $I-V$ ölçümlerinden daha yüksek olan $C-V$ ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar (Ohdomari ve Tu 1980). DC akımı düşük engelli diyotların alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Ayrıca Ohdomari ve Tu (1980), bir engel dağılımının yerine iki farklı engelin varlığını kabul etmişlerdir. Böylece $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri için hem Schottky engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı hem de idealite faktörünün 1'den büyük olmasını açıklamak için bu modeller uygun olmayabilir. Ayrıca, Freeouf ve ark. (1982), yaptıkları simülasyon programı ile $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ile iki farklı engelin varlığını doğrulamışlardır.

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

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (3.26)$$

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

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (3.27)$$

ile verilir. Verilen aralıklarda integral alınacak olursa;

$$I(V) = AA^*T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT}\left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap}kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (3.28)$$

Ayrıca satürasyon akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (3.29)$$

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

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (3.30)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (3.31)$$

ile verilir (Biber 2003). σ_s 'nin sıcaklığa bağlılığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Halbuki, standart sapma ve Schottky engel yüksekliğinin ortalama değerinin Gauss parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama gerilimleri oldukları kabul edilir ve bu ifadeler aşağıdaki denklemlerde verildiği şekilde ifade edilir.

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{ve} \quad \rho_s = \rho_{s0} + \rho_3 V \quad (3.32)$$

Burada ρ_2 ve ρ_3 , sıcaklığa bağlı olabilen ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar.

Ayrıca (3.29) ve (3.30) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (3.33)$$

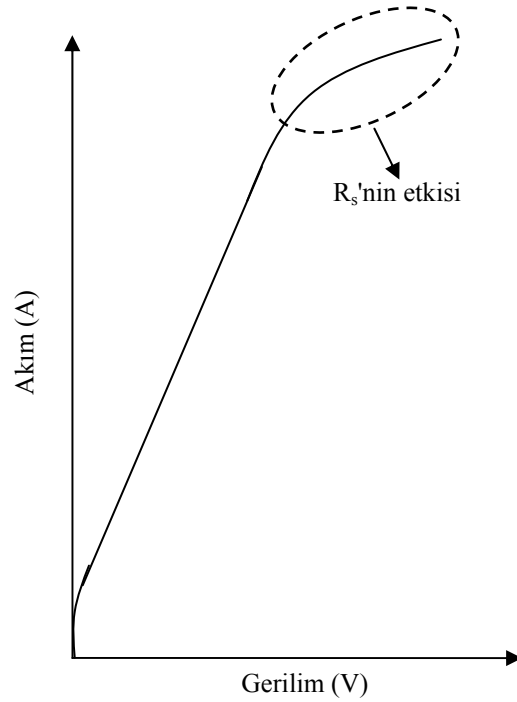
elde edilir.

3.5.2. Tünelleme

Aşırı katkılanmış yarıiletkenlerden yapılan Schottky kontaklarda, düşük sıcaklıklarda baskın durumda olan bir etkidir. Bu mekanizmada yük taşıyıcıları, normal olarak engel üzerinden geçmeyip engeli kuantum mekaniksel tünelleyerek geçerler. Bu mekanizma diyotun elektriksel karakteristiklerinin ideal durumdan sapmasına yol açar.

3.5.3. Seri Direnç Etkisi

Metal/yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yarıiletken tarafında oluşan deplasyon bölgesi dışında kalan nötral bölgenin diyot akımına karşı gösterdiği dirençtir ve R_s ile gösterilir. Bu etki, büyük gerilim değerlerinde baskın olmaya başlar ve diyot akımının düşmesine neden olur. Şekil 3.9., bir Schottky diyotta büyük gerilim değerlerinde seri direncin etkisi ile meydana gelen diyot akımındaki azalmayı göstermektedir.



Şekil 3.9. Metal/yarıiletken kontakta seri direncin etkisi

3.5.4. Kenar Etkileri

Bundan önceki kısımlarda, metal/yarıiletken arasında elektrik alan çizgilerinin eklem dik olduğu varsayılarak, gerekli formül türetmeleri yapıldı. Bununla beraber Schottky kontaklar, genelde geniş bir yarıiletken yüzeyine küçük bir metal nokta (dot) yapılarak oluşturulmaktadır ve metal noktanın kenarındaki elektrik alanın değerinin, merkezindeki alandan daha büyük olduğu görülmüştür. Bu yüzden eklem kenarındaki akım yoğunluğu merkezdekenden daha küçüktür.

3.5.5. Tükenim Bölgesi Jenerasyon-Rekombinasyon Etkileri

Tükenim bölgesindeki jenerasyon (taşıyıcı oluşumu)-rekombinasyon (yeniden birleşme) etkileri termoiyonik emisyon akım iletim mekanizması bileşenine paralel bir artış verir. Bu durum özellikle orta sıcaklık bölgesinde önemli bir mekanizmadır (Rhoderick ve Williams 1988).

Uzay yükü bölgesindeki rekombinasyonun etkisi, Yu ve Snow (1968) tarafından ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Schottky diyotlarda rekombinasyonun olduğu durumlardaki akım iletim mekanizması p-n eklem diyotun akım iletim mekanizmasına benzemektedir. Sah ve ark. (1957), düz beslemdeki küçük gerilim bölgesinde baskın olan rekombinasyon akım yoğunluğunun yaklaşık olarak;

$$J_r = J_{r0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) [1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)] \quad (3.34)$$

ile verilebileceğini bildirmişlerdir. Burada $J_{r0} = \frac{qn_i w}{2\tau_r}$ 'dir. Bu ifadede yer alan n_i asal elektron konsantrasyonu, w tükenim tabakasının genişliği ve τ_r elektronların bu bölgeyi geçmesi için gerekli zamandır.

Rekombinasyon mekanizmasının tam tersi işlem olan jenerasyon olayı tükenim bölgesinde elektron-boşluk çiftlerinin meydana gelmesidir ve ters beslem durumunda ortaya çıkar. Jenerasyon mekanizmasıyla oluşan akım J_g olup, $J_g = \frac{qn_i w}{2\tau_r}$ ile verilir. Tükenim bölgesinin genişliği uygulanan ters gerilim ile orantılı olduğu için jenerasyon

akımı ters beslemede gerilim arttıkça artar. Düşük sıcaklıkla etkisi daha fazladır. Çünkü termoiyonik emisyon bileşeninden daha düşük aktivasyon enerjisine sahiptir.

3.6. Arayüzey Tabakalı Metal/Yarıiletken Yapılarda Arayüzey Hal Yoğunluklarının Uygulama Gerilimi ile Değişimi ve Akım-Gerilim İlişkileri

Yüzey potansiyeli ψ_s , yarıiletkenin yeni Fermi seviyesi E_f ile yüzey Fermi seviyesi E_{fi} arasında farktır. Yüzey potansiyeli ayrıca uzay yükü tabakası boyunca oluşan potansiyel farkı olarak da tarif edilebilir. N_d , n-tipi yarıiletkenin donör konsantrasyonu olmak üzere uzay yükü bölgesinin kalınlığı, p-n eklemine olduğu gibi;

$$x_d = \left[\frac{2\varepsilon_s \psi_s}{eN_d} \right]^{1/2} \quad (3.35)$$

ile verilir (Neamen 1992). Burada ε_s , yarıiletkenin dielektrik sabitidir. Şekil 3.10.'da arayüzey tabakalı metal/n-tipi yarıiletken Schottky kontağın uygulama gerilim altındaki enerji-bant diyagramı görülmektedir. Şekilde Φ_m ; metalin iş fonksiyonu, χ ; yarıiletkenin elektron ilgisi, δ ; arayüzey tabaka kalınlığı, V_i ; arayüzey tabakası boyunca meydana gelen potansiyel düşmesi ve Φ_0 ; valans bandının üstünden ölçülen arayüzey hallerinin nötral seviyesidir.

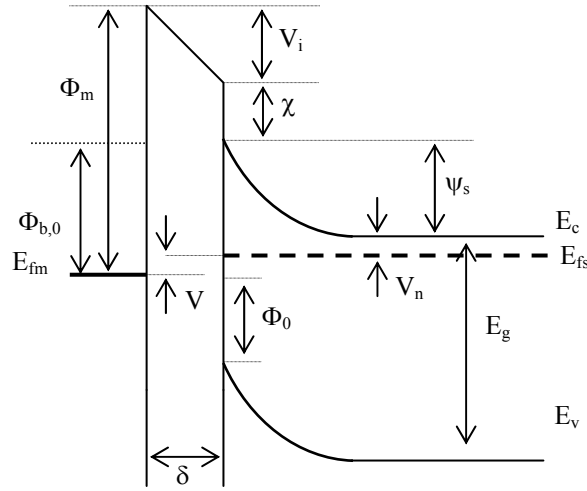
Termal dengede durumunda, nötral seviye ve yarıiletkenin Fermi seviyesi arasındaki işgal edilmiş hallerden dolayı meydana gelen arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{ss} (C/cm^2);

$$Q_{ss}(V) = -qN_{ss} [E_g - q\Phi_0 - q\psi_s(V) - qV_n] \quad (3.36)$$

ile verilir (Rhoderick ve Williams 1988, Türüt ve ark. 1996, Card ve Rhoderick 1971). Burada N_{ss} sabit olup yarıiletkenle dengede olan arayüzey hal yoğunluğudur. Düz beslem durumu için yazılan (3.36) ifadesi $V=0$ durumunda,

$$Q_{ss}(0) = -qN_{ss} [E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{b,0}] \quad (3.37)$$

olur. Burada $\Phi_{b,0}$; $V=0$ durumundaki (termal denge durumu) Schottky engel yüksekliğidir.



Şekil 3.10. Arayüzey tabakalı metal/n-yarıiletken Schottky diyotun uygulama gerilimi altındaki enerji-bant diyagramı

(3.36) denklemi (3.37)'den çıkarılırsa, uygulanan V gerilimi altında yarıiletkenin mihlanmış Fermi seviyesi için N_{ss} 'deki değişim,

$$qN_{ss}(V) = \frac{[Q_{ss}(0) - Q_{ss}(V_s)]}{\Delta V} \quad (3.38)$$

şeklinde yazılabilir (Türüt ve ark. 1996, Card ve Rhoderick 1971, Cova ve ark. 1998). Burada,

$$\Delta V = \Phi_b(V) - [\psi_s(V) - V_n] = \frac{1}{n(V)}V \quad (3.39)$$

ile verilir. Bu ifade ideal olmayan Schottky diyotlar için deplasyon bölgesi boyunca meydana gelen potansiyel düşmesini verir ve $V_s = [1/n(V)]V$ 'dir (Türüt ve ark. 1996, Card ve Rhoderick 1971). Bu sonuca göre arayüzey tabakasının varlığı durumunda engel yüksekliği, uygulama gerilimine bağlı olarak değişir. Burada n idealite faktörü olup diyotun termoiyonik emisyonu uygunluğunun bir ölçüsüdür. n -tipi bir yarıiletken için yarıiletken yüzeyindeki arayüzey hallerinin enerjisi E_{ss} , iletkenlik bandının tabanına göre,

$$E_c - E_{ss} = \Phi_b(V) - qV \quad (3.40)$$

ile verilir (Türüt ve ark. 1996). Nötral bölgenin seri direnç (R_s) etkisi dikkate alınmadığı zaman, diyota uygulanan V gerilimi, deplasyon bölgesindeki gerilim düşmesi olan V_s ve arayüzeydeki gerilim düşmesi olan V_i 'nin toplamı olur. Gauss Kanunu kullanılarak arayüzey tabakası boyunca uygulama geriliminde meydana gelen düşme,

$$\Delta(0) - \Delta(V) = V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} [Q_{sc}(0) + Q_{ss}(0) - Q_{sc}(V_s) - Q_{ss}(V_s)] = V - V_s \quad (3.41)$$

şeklinde yazılabilir (Türüt ve ark. 1996, Card ve Rhoderick 1971, Cova ve ark. 1998). Burada $\Delta(0)$ ve $\Delta(V)$ sırasıyla sıfır gerilimde ve beslem durumunda, arayüzey tabakası boyunca meydana gelen potansiyel düşmesidir. $Q_{ss}(V_s)$, nötral seviye ile yarıiletkenin Fermi seviyesi arasındaki hallerden dolayı meydana gelen arayüzey yük yoğunluğudur. $Q_{sc}(0)$ ve $Q_{sc}(V_s)$ ise termal denge durumunda ve düz beslem durumunda yarıiletkenin deplasyon tabakasındaki uzay yük yoğunluklarıdır. Bu ifadeler,

$$Q_{sc}(0) = [2q\epsilon_s N_d N_d (\Phi_{e,0} - V_n)]^{1/2} \quad (3.42)$$

$$Q_{sc}(V) = [2q\epsilon_s N_d \psi_s(V)]^{1/2} \quad (3.43)$$

ile verilirler. Bu ifadeler uygulama geriliminde meydana gelen düşmenin, hem arayüzey tabakasından hem de yüzey potansiyelinden kaynaklandığını göstermektedir. Bu durumda uygulama gerilimine bağlı olarak arayüzey hal yük yoğunluğundaki değişim ifadesi,

$$V_i = (1 - \frac{1}{n})V \quad (3.44)$$

$$\psi_s(V) = \Phi_b(V) - \frac{1}{n}(V - IR_s) - V_n \quad (3.45)$$

denklemlerini ve (3.39) ile (3.41) ifadelerini kullanarak,

$$Q_{ss}(0) - Q_{ss}(V) = \left[\frac{\epsilon_i(1-n)}{\delta n} V + Q_{sc}(0) - Q_{sc}(V) \right] \quad (3.46)$$

şeklinde elde edilir. Metal/n-tipi yarıiletken kontak durumunda $Q_{ss}(0)$ 'yi (3.46)'dan bağımsız olarak hesaplamak için aşağıdaki denklem de kullanılabilir (Nuhoglu ve ark. 1998, RayChaudhuri ve Chattopadhyay 1994).

$$\Delta(0) = (\Phi_m - \chi - \Phi_{b,0}) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} [Q_{sc}(0) + Q_{ss}(0)] \quad (3.47)$$

Sonuç olarak, düz beslem altında yarıiletkenin Fermi seviyesi ile nötral bölge arasındaki işgal edilmiş arayüzey hallerinin enerji dağılım eğrilerinin, (3.38) ve (3.46) ifadeleri ile elde edilebileceği söylenebilir. Günümüzde yapılan Schottky kontaklar, küçük seri dirence, düşük gürültüye ve yüksek güç yeteneğine sahiptirler.

Schottky kontakların çok ince bir arayüzey film tabakası içermesi durumunda, termoiyonik emisyon teorisine göre uygulanan V gerilimi için oluşan düz beslem akım ifadesi ($V > 3kT$ için),

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (3.48)$$

ile verilmektedir. Burada n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık ve I_0 ekstrapole edilmiş satürasyon akımıdır. Arayüzey tabakalı durumda I_0 akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left[-\frac{2}{\hbar}(2m^*\chi)^{1/2}\delta\right] \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,0}}{kT}\right)$$

$$I_0 = AA^*T^2 \exp[-a\chi^{1/2}\delta] \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,0}}{kT}\right) \quad (3.49)$$

ile verilir (Quan ve Hbib 1993). Burada $a = (2/\hbar)(2m^*)^{1/2}$, A^* ; etkin Richardson sabiti, A ; diyot alanı ve m^* ; elektronun etkin tünelleme kütleleridir. χ ; arayüzey tabakasının gösterdiği tünelleme engel yüksekliği ve $a\chi^{1/2}\delta$ ise; elektronun tünelleme faktörüdür. (3.49) ifadesi,

$$kT \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) = q\Phi_{b,0} + kT(a\chi^{1/2}\delta) \quad (3.50)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Buradaki $kT \ln(AA^*T^2 / I_0)$ ifadesi arayüzey tabakalı durumda deneysel I_0 değerlerinden elde edilen engel yüksekliği $q\Phi_b$ olup görünür engel yüksekliği olarak tarif edilir. Yani,

$$q\Phi_b = kT \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_0} \right) \quad (3.51)$$

şeklinde verilir. Böylece (3.50) ifadesi,

$$q\Phi_b(T) = q\Phi_{b0}(T=0) + (a\chi^{1/2}\delta)kT \quad (3.52)$$

olarak elde edilir. Burada, $q\Phi_{b0}$ referans diyotun engel yüksekliğidir. (3.52) ifadesinden görüleceği üzere görünür engel yüksekliği sıcaklığın lineer bir fonksiyonudur.

3.7. Norde Modeline Göre Schottky Diyot Karakteristiklerinin Tayin Edilmesi

$$F(V) = \frac{V}{2} - (\beta^{-1}) \ln(I / AA^* T^2) \quad (3.53)$$

fonksiyonu kullanılarak, Schottky diyotların akım-gerilim karakteristikleri belirlenmiştir (McLeon 1986). Bu fonksiyon yardımıyla çoğu Schottky diyotun seri direnç değerlerinden, engel yüksekliklerini tahmin etmek mümkündür.

Schottky diyotların ölçülen I-V karakteristiklerinden Schottky engel yüksekliği (Φ_b) değerlerinin hesaplanmasını mümkün hale getirmek için, (3.53) formülündeki fonksiyonun fit değerlerini içine alan standart bir yaklaşım Rhoderick ve Williams (1988) tarafından geliştirildi.

$$I = I_s \exp \left(\frac{eV}{nkT} \right) = I_s e^{\beta V / n} \quad (3.54)$$

Burada $\beta = 1/kT$, $V > 3/\beta$ voltaj aralığında $\ln I-V$ eğrisinden bulunur. Eşitlik (3.53) potansiyel engeli boyunca elektronların emisyonundan hareketle elde edilen, ideal diyot eşitliğinin düzenlenmiş bir formudur. Schottky engelin büyüklüğü, eğrinin ekstrapole edilmesi suretiyle akım eksenini kestiği noktadan hesaplanabilir. Buna ek olarak $\ln I-V$ eğrisinin doğrusal bölgesi yoksa ve seri direnci çok yüksekse, standart yaklaşımı uygulamak çok zordur. $F(V)$ eğrisinin kullanılmasıyla bu zorluk ortadan kalkmıştır. Bu

fonksiyon,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{AA^*T^2}\right) \quad (3.55)$$

eşitliği ile verilir. Burada A ; diyotun alanı ve A^* ; modifiye edilmiş Richardson sabitidir. Eğer $F(V)$ 'nin değişimine karşılık hiçbir seri direnç yoksa, $F(V)$ 'ye karşılık $V=-1/2$ ile verilir ve eğrinin ekstrapole edilerek $F(V)$ eksenini kestiği nokta, direkt olarak Schottky engel yüksekliğini verir. Eğer yalnızca bir seri direnç varsa, fonksiyon asimptotik olarak $+1/2$ 'nin bir gradiyentine eşit olur. Her iki durumda da V_0 voltaj değerinde bir minimum vardır. Engel yüksekliği,

$$\Phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \quad (3.56)$$

ile seri direnç değeride,

$$R = (\beta I_0)^{-1} \quad (3.57)$$

ifadesi ile verilir. Burada I_0 ve V_0 ; doğru beslem değerindeki minimum akım ve ona karşılık gelen voltaj değeridir. Engel yüksekliği; seri direnç çok küçükse, ekstrapole edilmiş eğrinin $F(V)$ eksenini kestiği noktadan yada seri direnç çok büyükse, minimum $F(V)$ 'deki pozisyonundan bulunabilir.

Norde'un (1979) metodu, seri direnç çok büyük olduğunda arayüzey düzensizliklerinden bağımsız olarak ideal diyotlarda Φ_b 'nin tespit edilebilmesi için standart metotta yapılan bir ilerlemedir. Buna ek olarak Φ_b 'nin voltaj bağımlılığı yada iletim mekanizması termoiyonik emisyonadaki gibi hesaba katılmaz. Hafifçe dop edilmiş diyotlarda termoiyonik alan emisyon eğrisinin ihmal edilmesine sık sık rastlanır. Bunun nedeni büyük ölçüde geniş engellerin tünelleme ihtimalini, oda sıcaklığında tünelleme mekanizmasının güvenli bir şekilde ihmal edilebileceği bir seviyeye düşürmesidir. Fakat bazı durumlarda; deplasyon bölgesinde lokalize olmuş durumlarda, taşıyıcıların tuzaklanmasının ve rekombinasyon etkilerinin ihmalî doğru olmaz. Doğru akım için bir rekombinasyon unsuru, yarıiletkenin enerji bandının enerjisine sahip lokalize olmuş

durumlar vasıtasıyla oluşan ve arınma bölgesini aşabilen taşıyıcılar nedeniyle meydana gelir. Rekombinasyon merkezleri bir paralel iletim modelini sağlar ve $I-V$ karakteristikleri yaklaşık olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$I = I_s (e^{\beta(V-IR)} - 1) + I_r (e^{\beta(V-IR)/2} - 1) \quad (3.58)$$

Bu son yazdığımız denklemde I_r ; asal taşıyıcı konsantrasyonunun ve deplasyon tabaka genişliğinin direkt olarak bir oranıdır ve deplasyon bölgesi boyunca taşıyıcı yaşama süresi ile ters orantılıdır.

Rekombinasyon bileşeni, düşük sıcaklıklardaki ideal lineer davranıştan sapan $F(V)$ 'ye neden olur ve $V=0$ 'da $F(V)$ 'nin minimumunda bir yön değişimini meydana getirir. Eğer $F(V)$ büyük bir rekombinasyon unsuruna sahip Schottky engel yüksekliklerinde elde edilerek kullanılıyorsa, engel yüksekliği tahmin edilen değer altında olacaktır. Oluşan bu güçlük standart yaklaşımda da vardır.

Norde'un orijinal yaklaşımı da Φ_b 'nin voltaja bağımlılığını ihmal eder. Bunun $F(V)$ 'ye etkisi, engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığının lineer ve $\Phi_b - \Delta\Phi + \alpha V$ 'ye ($\Delta\Phi$; sıfır beslemdeki engel düşmesidir.) eşit olduğunu varsaymakla ortaya konabilir. Bu $3/\beta$ 'dan büyük voltajlar için rekombinasyon akımı ihmal edilerek gösterilmektedir. Böylelikle $F(V)$ ifadesi aşağıdaki formu alır.

$$F(V) = \Phi_b - \Delta\Phi + IR - \frac{V}{2}(1 - 2\alpha) \quad (3.59)$$

Düşük voltaj bölgesinde $F(V)$ 'nin eğimi $-1/2$ 'den $+1/2$ 'ye değişir ve eğrinin V_0 'da kesilmesi ile $F(V)$, asal Schottky engelin yüksekliğine (Φ_{sb}) eşit olur ($\Delta\Phi$ değişimi ile). Φ_{sb} 'nin voltaja bağımlılığı eğrinin eğimini değiştirir ve böylece minimum durumu da değişir. Bu sayede $F(V)$ 'den $\Phi_b - \Delta\Phi$ için doğru bir değer elde edebilmek, Φ_b 'nin voltaja bağımlılığının minimum durumu nasıl etkilediğini bilmekle mümkün olur.

$$\frac{dF}{dV} = 0 \text{ şartı kullanılarak } \frac{dI}{dV} = \frac{1}{2}\beta I \quad (3.60)$$

eşitliği elde edilir. Engel düşmesine bağlı voltajın varlığında $3/\beta$ civarındaki voltajlar

için,

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta(1-\alpha)I}{(1+\beta IR)} \quad (3.61)$$

ve $I_r=0$ olduğu durumda,

$$I_0 = \frac{(1-2\alpha)}{\beta R} \quad (3.62)$$

denklemleri ile bulunur. Bu katkının değerlendirilmesiyle,

$$F(V_0) = \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (3.63)$$

bağıntısı bulunur. Schottky engel yüksekliği bu temel değişkenlere bağlı olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\Phi_{sb} - \Delta\Phi = F(V_0) + (1-2\alpha)\left(\frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta}\right) \quad (3.64)$$

Φ_b 'nin voltaja bağımlılığının etkisi, $(1-2\alpha)$ terimi ile belirlenmektedir ve $\Delta\Phi$ ile α , sıfıra eşitlendiğinde eşitlik (3.55) elde edilir. Eşitlik (3.62)'nin sonucu ve eşitlik (3.64) kullanılarak n , R ve Φ_b değerleri hesaplanır. Bu uygulamada bazı problemler vardır. Birincisi diyotun oda sıcaklığından itibaren artan sıcaklığının, arayüzey yapısında geri dönüşü olmayan değişikliklere neden olabilmesidir. Üstelik numuneyi soğutmak zaman kaybıdır ve bir kriostat gerektirir. Fakat bundan da önemlisi, rekombinasyon akımının önemi düşük sıcaklıklarda artmaktadır. Bu nedenle rekombinasyon etkisi de hesaba katılmalıdır.

Daha önce rekombinasyon akımının, daha düşük voltajlarda V_0 değerindeki bir değişikliğe neden olduğu gösterilmiştir. Böylelikle arayüzeydeki bozukluğun büyük bir derecesinin varlığında bu değişim hesaba katılmıştır.

Eşitlik (3.64)'de voltaja bağımlı engel yüksekliğine sahip bir diyota Norde

metodunun uygulanması, Schottky engel yüksekliğinin gerçek değerinin üstünde hesaplanmasına neden olmuştur. Norde metodu jenerasyon-rekombinasyon etkileri ve voltaja bağlı engel yüksekliğini içine alacak şekilde kolaylıkla genellenemez. Bu genellemenin yapılabilmesi için Φ_{sb} , n , I_r yada R parametrelerinin bazılarının önceden bilinmesi gerekir.

Sonuç olarak; voltaja bağlı engelin yada jenerasyon-rekombinasyon akımlarının varlığında, $F(V)$ 'nin minimumu olan V_0 'ın pozisyonunun değiştiği gözlenmiştir. Φ_b 'nin voltaja bağlılığı 1'den daha büyük olan idealite faktörlerine sebep olur ve buda Φ_b 'nin olduğundan daha büyük hesaplanmasına neden olur. Eğer rekombinasyon akımı V_0 'da ΔV_0 kadar bir değişiklik meydana getirirse, bu Φ_b 'nin yaklaşık ΔV_0 farkıyla olduğundan daha küçük olarak hesaplanmasına neden olur. Norde metodunun çoğu pratik diyota uygulanması, yalnızca Φ_b 'nin ve R 'nin yaklaşık olarak bir tahminini ortaya koyar. Gerçekte çoğu durumda eğri fit etme prosedürünü kullanarak, diyotun elektriksel özelliklerini tahmin etmek çok daha kolaydır.

3.8. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

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

Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilir. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için diyotun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

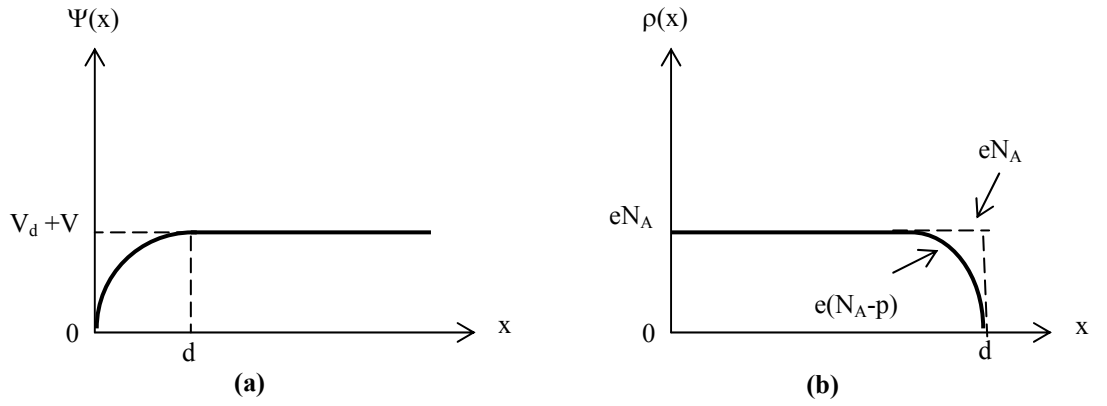
$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (3.65)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

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

$$\rho(x) = e(N_A - N_d) \quad (3.66)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick ve Williams 1988). Burada N_d ; yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu, N_A ; yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 3.11.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.11. Metal/p-tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontağın; **(a)** Potansiyel dağılımı **(b)** Yük dağılımı

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

$$\rho(x) = eN_A \quad (3.67)$$

yazılabilir. (3.65) ve (3.67) eşitliklerinden,

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (3.68)$$

elde edilir. (3.68) ifadesinin çözümü, aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

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

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

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

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

$$E_x = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - d) \quad (3.69)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (3.69) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (3.70)$$

elde edilir. (3.70) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözülmüşür;

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (3.71)$$

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

$$Q = -eN_A d \quad (3.72)$$

ile verilir. (3.71) ve (3.72) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -\left[2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_A (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (3.73)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (3.73) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (3.74)$$

yazılarak (3.73) ve (3.74) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (3.75)$$

veya

$$C = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (3.76)$$

olarak bulunur. Bu ifade birim alan başına düşen kapasiteyi verir. Herhangi bir A alanına sahip diyotun kapasitesi isteniyorsa, (3.76) ifadesinin A ile çarpılması gerekir. Buradan herhangi bir A alanına sahip diyotun kapasitesi,

$$C = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 A}{d} \quad (3.77)$$

ile verilir. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters orantılı ve yarıiletkenin akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

3.9. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Isının Etkisi

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; yarıiletken devre elemanlarında kullanılan kontakların çoğu ısıya maruz kalmaktadır. Metalin yarıiletkene adhezyonunu artırmak için bu durum kaçınılmaz olabilir. Çünkü metalin kaplanmasından sonra oluşan diğer işlem basamakları için yüksek sıcaklığa ihtiyaç duyulabilir. Yapılan bu işlem ısı sinterleme veya ateşleme olarak adlandırılır. Doğrultucu kontağın eriyebileceği sıcaklıktan kaçınmak çok önemlidir. Çünkü arayüzey yarıiletkenin içinde keskin metalik sivri bir çıkıntıya sahip düzlemsel olmayan yapıya sahip olmaya başlar. Bu durum oluştuğunda, çıkıntının ucundaki yüksek alan bölgesi elektriksel karakteristikleri nispeten küçültebilir (Andrews 1974). Kontakın alaşım hali istenmedikçe (omik kontak oluşumundaki gibi) sıcaklıkları metal/yarıiletken sisteminin ötektik (eutectic) sıcaklığının altında kontakın oluşacağı değerde tutmak gerekir. Örneğin, silisyumun Au,

Al ve Ag ile yapılan alaşımlarının ötektik sıcaklıkları sırasıyla 370 °C, 577 °C ve 840 °C'dir.

Esasen ötektik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda bile yarıiletkenin içine metal göçü oluşabilir. Bu metalurjik değişimler son zamanlarda yeni geliştirilmiş olan Rutherford'un backscattering (geri saçılma), Auger Electron Spectroscopy ve Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) teknikleri kullanılarak yaygın olarak çalışılmıştır. Örneğin; Hiraki ve ark. (1971), 200 °C'ye kadarki sıcaklıklarda Rutherford'un backscattering tekniği kullanılarak bir altın film içine silisyumun taşındığını göstermişlerdir. Buharlaştırmadan önce bu göçün veya taşınmanın genişlemesi silisyumun yüzeyinin durumuna oldukça duyarlıdır ve arayüzeyde ince bir oksit tabakasının varlığı ile tamamen engellenebilir. Bu durum basitçe tek tip difüzyonla açıklanamayabilir, muhtemelen buna ek olarak tane sınırı difüzyonunu da gerektirir. Göçün etkisi mükemmel bir silisyum/metal eklemesinde çok farklı bir arayüzey oluşturur ve elektriksel karakteristikler de ideal olmaz. Hiraki ve ark. (1977), düşük sıcaklıklardan oda sıcaklığına kadar geniş bir sıcaklık aralığında yarıiletkenlerin birçoğu için benzer karakteristiklerin var olduklarını göstermişlerdir. Genel olarak, silisyumun arayüzeyindeki difüzyonunun ihmal edilebilmesi için bir metaldeki silisyumun difüzyon sabitinin silisyum içindeki aynı metalin difüzyon sabitinden defalarca büyük olması gerekir (Mc Caldin 1974).

Devre elemanı uygulamalarında diyotta akım akışı ile oluşan ısının bir sonucu olarak bir düzensizlik oluşabilir. Gözlenen metalurjik değişimler için $I-V$ karakteristiklerinin bozulmasını açıklamak oldukça zordur. $I-V$ karakteristiklerindeki değişim her zaman engel yüksekliğindeki bir değişimle basitçe açıklanamayabilir. Bazen karakteristikler donör veya akseptör olarak davranan atomların yarıiletkene difüze oldukları kabul edilerek yorumlanabilir veya yarıiletkende katkı atomlarının etkin yoğunluğunun değiştirilmesi için elektriksel olarak aktif merkezler oluşturulur. Katkı yoğunluğu arttıkça engel daralır ve termoiyonik alan emisyonu oluşabilir. Yarıiletken içine giren atomlar veya kusurlar asıl katkı atomlarıyla zıt polaritede iseler etkin hal yoğunluğu azalır ve bazen p-n eklemesinin oluşabileceği durum elde edilir. Bunun en iyi örneği Al/Si kontaklardır ve teknolojik öneminden dolayı yaygınca çalışılmaktadır (Rhoderick ve Williams 1988).

3.10. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; inhomojen engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadeler kullanılmaktadır.

$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{(2kT)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (3.78)$$

Burada Φ_b^j ; düz beslem gerilimine bağlı olarak I - V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, Φ_b^c ; C - V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$; ortalama engel yüksekliği ve σ_s ; standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade inhomojen Schottky engeli için sıcaklık ve bahsedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadelere göre, I - V ve C - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınır, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. (3.78) ifadesi, potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi hakkında bilgi vermektedir. Her sıcaklık için I - V karakteristiğinin sıfır uygulama gerilimine fit edilmesiyle bulunan I_0 doyma akımlarından engel yüksekliklerinin, 'ye karşı değişim karakteristiği bir doğru hesaplanan verir. Bu doğrunun eğimi $1/T \left(\frac{q\sigma_s^2}{2k} \right)$ olur ve bu değerlerden standart sapma bulunur. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir. Bu standart sapma (σ_s) ve ortalama potansiyel engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) değerleri (3.78) eşitliğinde yerine yazılırsa, uzaysal inhomojen potansiyel engelleri için Gauss dağılımı elde edilir. Standart sapmanın (σ_s) sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma(T) \quad (3.79)$$

şeklinde verilir. Burada α_σ , standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı olarak ifade edilir.

Sıfır beslemdeki standart sapmayı ve bir ortalama değere sahip engel yüksekliklerinin Gauss dağılımını göz önüne alarak, deneysel doğru beslem $I-V$ grafiğinden bulunan engel yüksekliği (Φ_b^j) , $\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_b^c$ engel yüksekliği ile de ilgilidir. Kapasite sadece ortalama bant bükülmesine bağlı olup, engel yüksekliğinin standart sapmasından (σ_0) bağımsızdır. Deneysel engel yüksekliği (Φ_b^j) ile C^2-V grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği $(\bar{\Phi}_b)$ arasındaki bağıntı,

$$\bar{\Phi}_b - \Phi_b^j = -\frac{q\sigma_0^2}{2kT} + \frac{q\alpha_\sigma}{2k} \quad (3.80)$$

ile verilir (Karataş ve ark. 2003). Kapasite-gerilim ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^c) ile doğru beslem altında akım-gerilim ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^j) arasındaki farkın $((\Phi_b^c) - (\Phi_b^j))$ $1/2kT$ 'ye göre değişimi lineer bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi $q\sigma_0^2$ 'ye eşit olup, y eksenini kestiği nokta $\frac{q\alpha_\sigma}{2k}$ 'dır.

Aynı zamanda Schottky engel yüksekliğinin (Φ_b) sıcaklığa bağlı değişimi;

$$\Phi_b(T) = \Phi_{b0}(T=0) + \alpha T \quad (3.81)$$

şeklinde verilir. (3.81) eşitliğinde $\Phi_{b0}(T=0)$, $T=0$ için engel yüksekliği olup, α ise; engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısıdır.

3.11. İdealite Faktörünün Gerilime ve Sıcaklığa Bağlılığı

Termoionik emisyon teorisine göre, yarılogaritmik akım-gerilim eğrilerinin eğiminden hesaplanan idealite faktörleri genelde $n>1$ 'dir. Dolayısıyla termoionik emisyon teorisine göre hesaplanan potansiyel engel yüksekliği, artan sıcaklıkla artar. Bu durum silisyum (Si) için negatif sıcaklıkla değişim katsayısına aykırıdır. Yani; termoionik emisyon teorisinden sapmanın da bir göstergesidir. İdealite faktörlerinin $n>1$ olmasının birkaç nedeni vardır. Bunlardan birincisi; metal ve yarıiletken arasındaki ince oksit tabakasının varlığıdır. İkincisi; yüksek katkılı yarıiletkenlerde yada yeterince düşük sıcaklıklarda tünelleme akımlarıdır (termoionik alan emisyonu ve alan emisyonu). Üçüncüsü; arayüzeyde elektrik alandan dolayı, hayali Schottky engel

yüksekliğinin alçalmasıdır ($\Delta\Phi_b$). Dördüncüsü ise; uzay yükü bölgesindeki taşıyıcı oluşumu/yeniden birleşme (generation/recombination) akımlarıdır. Bu dört neden Schottky kontaklarının, aşırı durumlarını (arayüzey tabaka, yüksek katkılanma, yüksek elektrik alan, uzay yükü bölgesindeki tuzaklar), metal/yarıiletken arasındaki arayüzeyin ataomik olarak düzgün olmadığını ve genelde uzaysal bir homojensizliğe sahip olduğunu gösterir.

3.12. Dielektrik Özellikler

Günümüzde teknolojik gelişmeler ile birlikte elektriksel yalıtkanların kullanım alanları da artmaktadır. Bu alanların başında, yüksek gerilimli güç sistem elemanlarında ve düşük gerilimli yüksek frekans uygulamalarında dielektriklerin ana yalıtkan olarak kullanılması gelmektedir. Çok geniş sınırlar içerisinde ve değişik koşullarda kullanılan bu yalıtkanların elektriksel özelliklerinin nasıl bir değişim gösterdiğinin bilinmesi güvenli işletim için oldukça önemlidir. Bu nedenle, farklı alanlarda ve işletme koşullarında kullanılan yalıtkan malzemelerin işletildiği koşullar altında dielektrik özelliklerinin ölçülmesi gerekmektedir. Bu özelliklerin başında, dielektrik sabiti ve kayıp faktörü gelmektedir. Malzemeye dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında, malzeme enerjisi depolama kabiliyetine sahip ise; bu malzeme dielektriktir. Dielektrik sabiti (permittivite veya elektriksel geçirgenlik) bir alan etkisi altında, dış elektrik alanda ne kadar enerji depolandığını ve malzeme içerisinde kaybolan enerji miktarını belirlemek için kullanılır. Malzemenin dielektrik sabiti, iki elektrik yükü arasındaki elektrostatik kuvveti azaltan bir parametredir. Elektrik alan etkisinde malzeme içerisindeki elektronlar ve atomlar yer değiştirir ve sonuçta elektrik yük merkezleri kayacağından kutuplanma gözlenir. Oluşan elektriksel dipoller dielektrik malzeme yüzeyinde yük birikimine sebep olur. Yalıtkan olarak kullanılmalarının sebebi, elektrik devrelerinde yük transferini engellemeleridir (Göver 1996, Yücedağ 2007).

Dielektrikler, bir dış elektrik alan etkisi altında içerisinde hareket edebilen serbest taşıyıcı bulundurmamaları bakımından iletkenlerden ayrılır. Dielektrikler, bir başka ifade ile yalıtkanlar, elektriksel iletkenliği sağlayacak kadar serbest taşıyıcıya sahip değildir. Dielektriklerde tüm yükler belirli atom veya moleküllere bağlıdır ve hareketleri molekül içinde sınırlıdır. Dielektrik bir madde, elektrik alan içerisine konulduğunda olabilecek tek hareket, pozitif ve negatif yüklerin oluşan elektrostatik

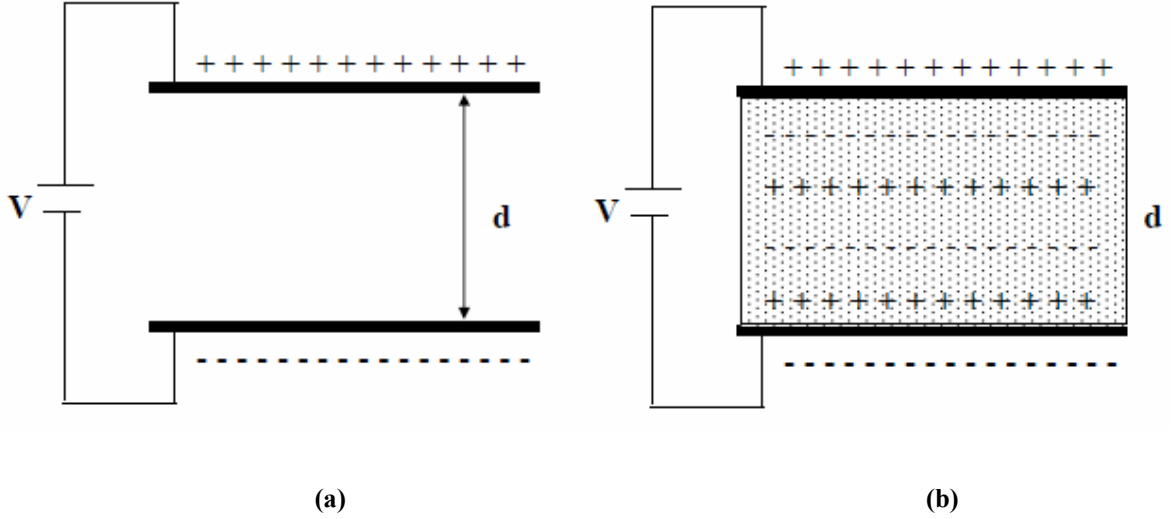
kuvvet altında zıt yönlerdeki küçük yer değiştirmeleridir. Bunun sonucunda dipol momentleri oluşur. İçinde böyle küçük yer değiştirmelerin olduğu dielektriklere kutuplanmış dielektrikler denir. Elektrik alan etkisi ortadan kaldırıldığında bu yükler eski yerlerine dönerler ve net dipol moment tekrar sıfır olur. Pozitif ve negatif yüklerin elektrostatik kuvvet altında yer değiştirmesinden başka sürekli bir dipol momente sahip molekülleri de yönlendirir. Bu tür moleküller, kendilerini alan doğrultusunda yönlendirmeye çalışan bir kuvvet çifti etkisi altında kalırlar. Sonuçta, net bir yönelmenin olduğu denge kutuplanması elde edilir. Bazı dielektrik maddeler ise; elektrik alan içine konmadan içerisinde bu yük ayrışımı vardır. Bu maddeler net bir dipol momente sahiptir. Dielektrik maddelerin elektriksel özellikleri genellikle dielektrik sabitleri cinsinden ifade edilir. Çoğu maddelerde bu değer, elektrik alan şiddetinden bağımsızdır, ancak değişken elektrik alan etkisinde frekansa bağlıdır (Yücedağ 2007).

Malzemedeki kutuplanma derecesini dielektrik sabiti ϵ göstermektedir. Kutuplanmanın derecesi, dipollerin yoğunluğuna ve büyüklüğüne bağlıdır. Genel olarak, bir elektrik alanı tarafından kutuplanabilen bir ortama "dielektrik" adı verilir. Buradaki kutuplanabilme kavramı, elektrik alan içine konan maddenin moleküllerine ait elektrik dipol momentlerinin, elektrik alanla aynı doğrultuda yönelmesini ifade etmektedir (Parlaktürk 2007).

Gökçen (2008), bir yalıtkan madde de bazı dış faktörlerle maddenin dielektrik özelliğinde azalma meydana gelebilir. Bir dielektrik maddeyi oluşturan atomların, dış kabuklarındaki elektronların bağlı oldukları atomlardan ayrılmaları sonucu madde içinde bir iletkenlik oluşur ve bu iletkenlik yabancı madde karışması, özellikle de nem ile artar. Eğer alternatif bir gerilim uygulanırsa, önemli bir ısınma olur ve açığa çıkan ısı bu gerilimin frekansı ile artar. Buna sebep olan, dış alanın değişen yönüne göre yönelme eğilimi olan moleküllerin birbirlerine sürtünmeleridir. Komşu moleküllerle olan sürtünmeler nedeniyle, molekülün alanın değişimini takip etmesi gecikir. Bu olaylarla dielektrikte ısıya dönüşen enerji "dielektrik kayıp" olarak tanımlanır. Sıcaklık arttıkça, dielektrik maddenin termal enerjisi arttığından hem iletkenliği artacak hem de sürtünmeler artarak dış alanla yönelim gecikmeye uğrayacaktır. Bu nedenle artan sıcaklık, genel olarak dielektrik kayıplarda artışa sebep olmaktadır (Neamen 1997).

3.12.1. Dielektriksiz ve Dielektrikli Paralel Plakalı Kondansatörler

Gökçen (2008) tarafından bildirildiğine göre; A yüzey alanına sahip ve aralarında d uzaklığı bulunan iki paralel plakalı bir kondansatörün plakaları arasında dielektrik bir malzeme yokken ve varken ki durumları Şekil.3.12.'de verilmiştir.



Şekil 3.12. (a) Dielektriksiz (b) Dielektrikli paralel plakalı kondansatör

İletken paralel plakalar arasında boşluk veya yalıtkan bir tabaka varken levhalar arasında bir yük geçişi olmaz ve plakalar bir üretcein uçlarına bağlanırsa bu kondansatör kolayca yüklenebilir. Plakalardan birinin yükü +Q ve diğerinin yükü -Q olur. Plakalar arası boş iken, bu arada oluşan elektrik alan şiddeti,

$$E_0 = \sigma / \varepsilon_0 \quad (3.82)$$

ifadesi ile verilir. Burada ε_0 ; boşluğun geçirgenlik sabiti ($\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm), σ ise; her plaka üzerinde birim alan başına düşen yüzey yük yoğunluğudur. Aralarında d uzaklığı bulunan plakalar arasında oluşan potansiyel farkı,

$$V_0 = E_0 d \quad (3.83)$$

olur. Buna göre her plakanın sahip olduğu toplam yük, σA olmak üzere paralel plakalı kondansatörün sığası,

$$C_0 = Q_0 / V_0 = \varepsilon_0 A / d \quad (3.84)$$

olarak ifade edilir.

Ayrıca σ yüzey yük yoğunluğu, plakalar arasındaki bölgede elektrik yer değiştirme kaynağı olarak düşünülebilir. Buna göre elektrik yer değiştirme;

$$D = \sigma = \varepsilon_0 E_0 \quad (3.85)$$

ile ifade edilir (Neamen 1997).

Bu kondansatörün plakaları arasındaki boşluk yalıtkan (dielektrik) bir madde ile tamamen doldurulursa, kondansatörün sığası birimsiz ε' çarpanı kadar artar. Bu ε' çarpanına yalıtkanın dielektrik sabiti denir. Bu sabit her zaman boşluğun geçirgenlik sabiti (ε_0) cinsinden ifade edilir ve 1'den büyük bir sayıdır.

Bir dielektrik yokken paralel plakalı kondansatörün sığası C_0 , kondansatörün uçları arasındaki potansiyel farkı V_0 ve elektrik alanı E_0 olsun. Plakalar arasına bir dielektrik madde konulursa, potansiyel farkı ve elektrik alanı $1/\varepsilon'$ çarpanı kadar azalır. Yani;

$$V = V_0 / \varepsilon' \quad (3.86)$$

$$E = E_0 / \varepsilon' \quad (3.87)$$

olur. Kondansatör üzerindeki Q yükü değişmediğinden dolayı, sığanın değeri ise; ε' çarpanı kadar artmaktadır. Yani;

$$C = Q_0 / V = \varepsilon' Q_0 / V_0 = \varepsilon' C_0 \quad (3.88)$$

olur. O halde; plakalar arasındaki bölge tam olarak dielektrik madde ile dolduğu zaman paralel plakalı kondansatörün sığası,

$$C = \varepsilon' \varepsilon_0 A / d \quad (3.89)$$

olarak ifade edilebilir.

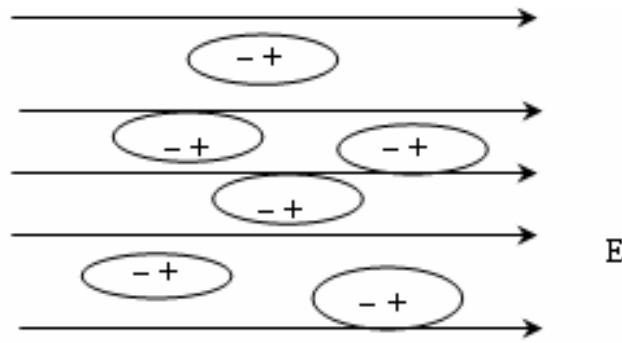
3.12.2. Dielektrik Kutuplanma

Yücedağ (2007) tarafından bildirildiğine göre; bir kondansatörün levhaları arasına bir dielektrik (yalıtkan) yerleştirildiği zaman potansiyelin azalması, elektrik alan şiddetinin ($E = V/d$) azalmasını gerektirir. Elektrik alan şiddetinin ($E = \sigma/\epsilon_0$) azalması ile birim yüzeydeki net yük azalır. Buda ancak, dielektriğin levhalara bakan yüzlerinde zıt işaretli yüklerin meydana gelmesiyle mümkündür. Bir iletken elektrik alan içine yerleştirildiğinde alan tarafından uygulanan kuvvetlerin etkisi altında serbest yükler yer değiştirir. Elektrostatik denge kurulduğunda etkiyle meydana gelen yüklerin elektrik alanı, bütün noktalarda dış alanı nötrleştirir ve iletken içinde elektrik alan sıfır olur (Oral 1983).

Bir dielektrik kondansatörün levhaları arasına konulunca, dielektriğin levhalara karşı olan yüzlerinde yükler meydana gelir. Bazı dielektriklerin molekülleri daimi dipol ihtiva ederler. Polar denilen bu maddelerde pozitif ve negatif yüklerin ağırlık merkezleri çakışmaz, yani; yükler birbirinden çok az miktarda ayrılırlar. N_2O ve H_2O moleküllerinin her ikisinde de hidrojen ve azot atomları oksijen atomunun aynı tarafında yer alır ve bu moleküller polardırlar. Polar olmayan bir molekülde ise; pozitif çekirdeğin ağırlık merkezi ile elektronların ağırlık merkezi normal olarak çakışır. H_2 , N_2 , O_2 gibi simetrik moleküller polar değildir. Bir dielektrik elektrik alan içine yerleştirildiği zaman, bir yük hareketi olmamakla beraber, elektronlar ait oldukları atomun çekirdeğine çok küçük bir yer değiştirme yaparlar. Böylece atomlar çok küçük (atomik) dipolar haline geçerler ve dielektrik kutuplanırlar. Böylece dipolar hale geçen molekül dipol momenti elektrik alana paralel olacak şekilde yönelir. Elektrik alan kaldırıldığı zaman atomlar tekrar normal hallerine dönerler ve dipoller kaybolur.

Polar olmayan molekül kutuplandığı zaman, yer değiştiren yükleri geri çağıran kuvvetler oluşur. Dış alan tarafından yüklere etkiyen kuvvet geri çağırıcı kuvvetlere eşit oluncaya kadar yükler birbirinden ayrılırlar. Geri çağırıcı kuvvetler molekülden moleküle değişir, bu nedenle verilen bir alan için yüklerin yer değiştirmesi yani kutuplanma farklı olur. Moleküller sabit bir uyarım içinde bulduklarından tam bir yöneliş olmaz. Fakat uygulanan elektrik alan şiddeti arttıkça ve sıcaklık küçüldükçe yönelme derecesi artar (Oral 1983).

Bir dielektrik polar moleküllerden (daimi dipollerden) meydana gelmiş ise; bir dış alan mevcut olmadığı zaman dipoller rasgele doğrultularda yönelirler. Bir dış alanın etkisi altında buldukları zaman P dipol momentleri Şekil 3.13.'deki gibi alana paralel olacak şekilde yönelirler (Tareev 1979). Kısmen yönelen bu dipoller, dış elektrik alana karşı koyan zıt yönlü bir iç elektrik alan oluştururlar. Dielektriğin molekülleri daimi dipol momentine sahip değilse, bu durumda dış elektrik alan bir miktar yük ayrışmasına sebep olur. Buda dış elektrik alanın bir miktar azalmasına neden olur.



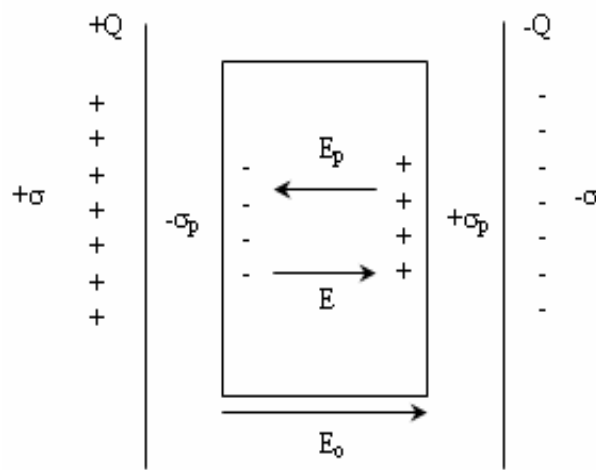
Şekil 3.13. Dış elektrik alan uygulandığında dipollerin yönelimleri

3.12.2.1. Kutuplanma Yükleri

Bir dielektrik madde kondansatörün levhaları arasında bulunduğu zaman, yönelme ile olan kutuplanma, bütün dielektriğin pozitif yüklerinin merkezini, negatif yüklerin merkezinden uzaklaştıracak şekildedir. Dielektrik bütün olarak yük bakımından nötr olmakla beraber polarize olmuştur. Net etki dielektriğin levhalara bakan yüzlerinde zıt işaretli yük meydana getirecek tarzdadır. Dielektriğin içinde herhangi bir hacim elemanında bir yük fazlalığı yoktur. Dielektrik bütün olarak, elektrik bakımından nötr olduğuna göre, yüzeyde meydana gelen negatif ve pozitif kutuplanma yükleri eşit olmalıdır. Bu olayda dielektriğin kondansatörün levhalarına bakan yüzlerinde meydana gelen yükler son derece ince bir tabaka içindedir. Bu yükler yakın atomların etkisi altındadır. Bunlara bağlı yükler denir. Çünkü dielektriğin yüzeylerine dokundurulan iletken bir levha ile bu yüzeylerden hiçbir yük kaldırılamaz. Bir iletken serbest yükler bulunduğu halde, polarize bir yalıtkanda meydana gelen yükler bağlıdır (Oral 1983).

3.12.2.2. Kutuplanma Yüklerinin Alanı

Dielektriğin levhalara karşı olan yüzlerinde meydana gelen kutuplanma yükleri nedeniyle, levhalar üzerindeki serbest yüklerden ileri gelen alana ters yönde bir alan meydana gelir. Bu durum Şekil 3.14.'deki gibi açıklanabilir. Şekil 3.14.'de görüldüğü gibi düzgün bir E_0 elektrik alanı içindeki bir dielektrik maddede moleküllerin pozitif kısmı elektrik alan yönünde, negatif kısmı da alana zıt yönde yönelir. Böylece uygulanan elektrik alan, dielektrik madde tümü ile nötr olmasına karşın dielektriği polarize eder. Elektrik alanın etkisi sonucu; negatif yükler sol yüzeyde, pozitif yükler sağ yüzeyde birikmişlerdir. Dielektrik bütünü ile nötr kalmasından dolayı, negatif yüzeyde oluşan yük miktarı pozitif yüzeyde oluşan yük miktarına eşittir.



Şekil 3.14. Dielektrik üzerindeki kutuplanma yük yoğunluğu

E_0 ; dielektrik bulunmadığı zamanki alan şiddeti ve E_p ise; polarize olmuş dielektriğin meydana getirdiği alan şiddeti olmak üzere; bileşke alan bunların vektörel toplamına eşit olur.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p \quad (3.90)$$

E_0 polarize eden alan ile, polarize yüklerden ileri gelen E_p alanı zıt yönlüdürler. Böylece (3.90) denklemi,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_p \quad (3.91)$$

yazılabilir. E_p alanı, kutuplanmayı önlemeye çalışan alandır. Bileşke alan daima E_0 yönündedir. Kondansatörün levhaları üzerindeki serbest yük yoğunluğu σ , dielektriğin levhalara karşı olan yüzlerde meydana gelen kutuplanma yük yoğunluğu ve σ_p ise; etkili yük yoğunluğu ($\sigma - \sigma_p$) olur. σ serbest yük yoğunluğu, E_0 elektrik alanına,

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (3.92)$$

ile bağlıdır. σ_p kutuplanma yük yoğunluğu ise; E_p elektrik alanına,

$$E_p = \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \quad (3.93)$$

bağıntısı ile bağlı olur. Bu nedenle dielektrik içindeki alan, yani; bileşke alan,

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \quad (3.94)$$

olur.

Bir kondansatörün levhaları arasına bir dielektrik yerleştirildiği zaman potansiyel farkının azalmasına, dolayısıyla alan şiddetinin azalmasına yol açan ters yöndeki alanı meydana getiren, bu kutuplanma yükleridir. Levhalar arasındaki boşluk tamamen bir dielektrik madde ile doldurulursa, kondansatör üzerindeki yük değişmediğinden kondansatörün kapasitesi birimsiz ϵ' çarpanı kadar artar ve potansiyel fark ve elektrik alan şiddeti ise; $1/\epsilon'$ çarpanı kadar azalır. Bu ϵ' çarpanına yalıtkanın dielektrik sabiti denir. Bu sabit her zaman boşluğun geçirgenlik sabiti (ϵ_0) cinsinden ifade edilir ve 1'den büyük bir sayıdır.

$$V = \frac{V_0}{\epsilon'} \quad (3.95)$$

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\varepsilon' \varepsilon_0} \quad (3.96)$$

$$C = \varepsilon' C_0 \quad (3.97)$$

ifadeleriyle verilir. Burada C_0 , E_0 ve V_0 dielektrik yokken kondansatörün kapasitesi, potansiyel farkı ve elektrik alanıdır. (3.97) denkleminde C_0 ($C_0 = \varepsilon_0 A/d$) değeri yerine konulursa, kondansatörün kapasitesi;

$$C = \frac{\varepsilon' \varepsilon_0 A}{d} \quad (3.98)$$

olarak elde edilir. (3.96) denklemi, (3.94) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\frac{\sigma}{\varepsilon' \varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\varepsilon_0} \quad (3.99)$$

$$\sigma_p = \sigma \left(1 - \frac{1}{\varepsilon'}\right) \quad (3.100)$$

elde edilir. $E_0 > E_p$ olduğundan, dielektrik üzerindeki σ_p kutuplanma yük yoğunluğu, kondansatörün plakaları üzerindeki σ serbest yük yoğunluğundan küçüktür ($\sigma_p < \sigma$). Hiçbir dielektrik yoksa, $\varepsilon'=1$ ve $\sigma_p = 0$ olur. Buna karşın, dielektrik yerine bir iletken yerleştirilirse, $E = 0$ olur. O zaman (3.91) denkleminden, $E_0 = E_p$ elde edilir ve bu da $\sigma_p = \sigma$ ifadesine karşılık gelir. Yani; iletken üzerinde kutuplanan yük, plakalar üzerindeki yüke eşit ve zıt işaretli olacağından, dolayısıyla iletkendeki net alan da sıfır olacaktır (Sze 1981).

Dielektriğin her noktasında P kutuplanması, bileşke E alanı ile aynı yönde ve doğru orantılıdır. Bu özellik lineer ve homojen izotropik dielektrikler için,

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (3.101)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada χ , dielektriğin elektrik alınganlığı olarak adlandırılan bir niceliktir. Boşlukta polarize olacak madde olmadığından $\chi = 0$ olur.

$$\chi = (\varepsilon' - 1) \quad (3.102)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Kutuplanma etkisi, dielektrik yüzeyde bulunan yüklerin iletken olduğu gibi serbestçe hareket edemeyip, yer değiştirmesi ile anlaşılır (Oral 1983). Polarize dielektrikler için, D elektrik yer değiştirme veya elektrik akı yoğunluğu, dielektrik içindeki E alanı ile orantılıdır. D elektrik yer değiştirme,

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (3.103)$$

ifadesiyle verilir. (3.101) denklemi, (3.103) denkleminde yerine konulursa,

$$D = \varepsilon_0(1 + \chi)E = \varepsilon_0 \varepsilon' E \quad (3.104)$$

olarak elde edilir (Oral 1983, Fröhlich 1958, Von Hippel 1959).

Dielektrikler, polar ve polar olmayanlar diye genelde iki kısma ayrılabilir. Polar maddeler; içerdikleri moleküllerindeki atomların konumlarından kaynaklanan pozitif ve negatif iyonların yük merkezlerinin bir noktada çakışmamasından dolayı, kalıcı bir elektrik dipol momentlerine sahiptirler. Bu elektrik dipol momentleri çoğu zaman çift-kutup momentleridir ve bunlara çift kutuplu maddeler denir. Dielektriklerde temelde dört tip kutuplanma meydana gelmektedir. Bunlar elektronik, iyonik, yönelme ve uzay yükü (veya arayüzey) kutuplanmalarıdır (Von Hippel 1959, Popescu ve Bungenet 1984).

3.12.3. Dielektriklerde Elektrik Alan ve Dielektrik Kayıp

Yücedağ (2007) tarafından bildirildiğine göre; net ve kalıcı dipol momente sahip bir numune elektrik alan içerisine konulduğunda, bu numune için elektrik yer değiştirme (D) ve elektrik alan (E) zamanın bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Elektrik yer değiştirme vektörünün (D) zamana bağlılığı (dipol-durulma olayı), daimi dipollere sahip numunelerde görülür. Bu durum, hiç dipolü olmayan numunelerden farklıdır. Bir kristale $t=0$ anında, statik bir elektrik alan (E) belli bir süre uygulanmış olsun. Kristaldeki dipollerin hareketi iki şekilde olur. Bu hareket; dipollerin ya uygulanan elektrik alan yönünde hemen düzenlenmesi yada son konfigürasyonlarını

yavaş bir şekilde bulmalarındır. İlk durum statik durum olarak bilinir. Diğeri ise; elektrik alan ile kutuplanma vektörünün aynı fazda olmamalarından kaynaklanır.

Elektrostatikte elektrik yer değiştirmenin ifadesi;

$$D = \epsilon E \quad (3.105)$$

ile verilir. ϵ , zamandan bağımsız gerçek (reel) bir sabittir. Yukarıdaki denkleme zaman ile ilgili bir terim eklendiğinde, ifade fiziksel manada zamanın bir fonksiyonu haline gelir. D ve E ifadelerine, birinci dereceden zamana göre türev terimleri eklenerek,

$$D + a \frac{dD}{dt} = bE + c \frac{dE}{dt} \quad (3.106)$$

denklemini elde edilir. a, b ve c 'nin eklenen terimlerdeki düzeltme sabitleri olduğunu düşünelim. Zamana göre ikinci, üçüncü vs. türev terimleri eklenebilir. Ancak orta şiddetli elektrik alanlar için, yüksek dereceli türevlerin ihmal edildiğini düşünelim. Aşağıda verilen koşullar ele alınarak, dielektrik davranış incelenecek olursa; a, b ve c sabitlerinin numuneye özgü oldukları ortaya çıkar (Wert ve Thomson 1970).

a) Numunenin sabit bir elektrik alan etkisinde bırakıldığını düşünelim. Bu statik bir durumdur ve bu koşulda elektrik alan ve dolayısıyla elektrik yer değiştirme niceliklerinin zamanla değişimi görülmez ($\frac{dE}{dt} = 0, \frac{dD}{dt} = 0$). Bu durumda (3.106) denklemini,

$$D = bE \quad (3.107)$$

olur. Buradaki b , statik dielektrik geçirgenlik sabitidir (ϵ_s). Yani; (3.106) denklemini yeniden yazılırsa,

$$D + a \frac{dD}{dt} = \epsilon_s E + c \frac{dE}{dt} \quad (3.108)$$

şeklinde ifade edilebilir.

b) Numunenin ani olarak bir elektrik alan etkisinde bırakıldığı durumu ele alalım. Elektrik alan, uygulandığı süre boyunca sabit değerde kalsın. Bu durumda numunenin elektrik yer değiştirmesi (D), ani olarak karakteristik bir değere ulaştıktan sonra, dipoller belli bir düzene gelene kadar zamana bağlı bir şekilde artma eğilimi gösterir. $\frac{dE}{dt} = 0$ durumu için, (3.108) denklemi;

$$D + a \frac{dD}{dt} = \epsilon_s E \quad (3.109)$$

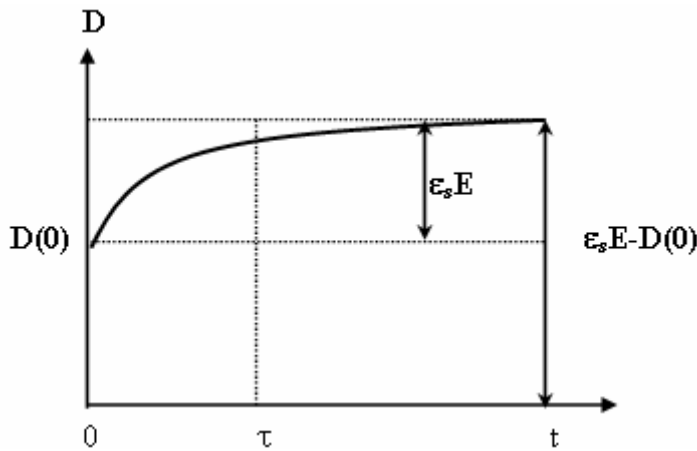
olarak ifade edilir. Bu denklemin çözümü " $\ln(D - \epsilon_s E) = -t/a + \text{sabit}$ " ile verilir. $t=0$ 'da $D = D(0)$ olsun. Buna göre;

$$D = \epsilon_s E - [-D(0) + \epsilon_s E]e^{-t/a} \quad (3.110)$$

olur. Yukarıdaki denklem göz önüne alınarak, D 'nin zamanla değişimi Şekil 3.15.'de verilmiştir. Elektrik yer değiştirmenin ilk değerinin $D(0)$, son değerinin de eksponansiyel bir artış ile geldiği ($\epsilon_s E$) maksimum değeri olduğu görülmektedir. Bu incelemenin (3.106) denkleminde yer alan a sabiti, bu eksponansiyel davranışta görülen τ (durulma zamanı) zaman sabitidir. Buna göre; (3.108) denkleminin son hali,

$$D + \tau \frac{dD}{dt} = \epsilon_s E + c \frac{dE}{dt} \quad (3.111)$$

olur.



Şekil 3.15. D 'nin zamanla değişim grafiği ($E=\text{sabit}$)

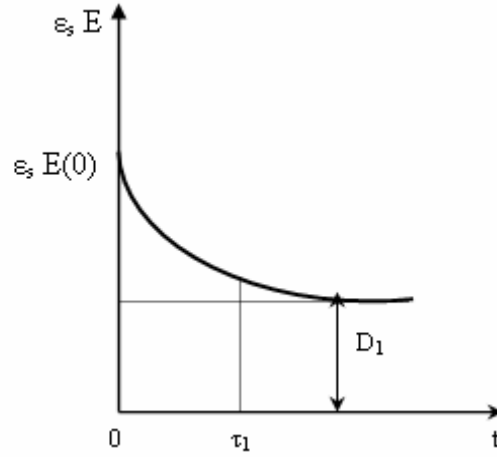
c) Numune bu defa, $t=0$ anında $E(0)$ değerine sahip bir elektrik alan etkisinde kalmış olsun. Bu etki altında, numune içinde meydana gelen elektrik yer değiştirme değerinin D_1 olduğunu düşünelim. D 'nin D_1 değerinde sabit kalması için, elektrik alan zamana göre değişir ve (3.111) denklemi,

$$D_1 = \varepsilon_s E + c \frac{dE}{dt} \quad (3.112)$$

olur. Yukarıdaki denklemin integrali alındığında,

$$\varepsilon_s E = D + [\varepsilon_s E(0) - D_1] e^{-\varepsilon_s t / c} \quad (3.113)$$

elde edilir. Bu ifadeye karşılık gelen grafik, Şekil 3.16.'da verilmiştir.



Şekil 3.16. Elektrik alanın (E) zamanla değişim grafiği (D =sabit)

Şekil 3.16., eksponansiyel azalmanın farklı bir zaman sabiti ($\tau_1 = c / \varepsilon_s$) ile olduğunu gösterir. Bu nedenle, (3.111) denkleminin son hali,

$$D + \tau \frac{dD}{dt} = \varepsilon_s E + \varepsilon_s \tau_1 \frac{dE}{dt} \quad (3.114)$$

olarak ifade edilir. Sonuç olarak (3.114) eşitliğiyle; numuneye özgü sabitlerinde yer aldığı zamana bağlı türev terimleri ile birlikte, E ve D arasındaki ilişkiyi de ifade eden bir diferansiyel denklem elde edildi.

Dielektrik numuneye Δt süresince ΔE artırımları ile elektrik alan uygulanırsa, D 'de ΔD kadar bir artış meydana gelir. (3.114) denkleminde, bu değişimin etkisi diferansiyel formda Δt üzerinden terim integrali alınarak anlaşılabilir.

$$\int_0^{\Delta t} D dt + \tau \int_0^{\Delta D} dD = \varepsilon_s \int_0^{\Delta t} E dt + \varepsilon_s \tau_1 \int_0^{\Delta E} dE \quad (3.115)$$

Δt zaman aralığı küçüldüğünde, denklemin her iki tarafındaki ilk terimler sıfıra yaklaşır. ΔE dolayısıyla ΔD , zamandaki bu daralmayı herhangi bir değişim ile karşılayamaz. Sözelimi bu zaman aralıklarında, elektrik alan ΔE artırımları ile uygulandığında sözü edilen terimler sabit bir değerde kalır. Buna göre;

$$\tau \Delta D = \varepsilon_s \tau_1 \Delta E \quad \text{yada} \quad \frac{\Delta D}{\Delta E} = \frac{\varepsilon_s}{\tau} \tau_1 \quad (3.116)$$

olur. Bu ifadeler ışığında ε_∞ gibi bir terim kullanılabilir.

$$\Delta D = \varepsilon_\infty \Delta E \quad (3.117)$$

Buradaki ε_∞ , numunedeki sürekli dipoller hareket etmeden önce, ΔD ve ΔE 'deki ani bir değişime karşılık gelen geçirgenlik (permittivite) değerini ifade eder. Buna göre (3.116) deklemini;

$$\tau \varepsilon_\infty = \varepsilon_s \tau_1 \quad (3.118)$$

olur. Böylece (3.114) denkleminin son hali;

$$D + \tau \frac{dD}{dt} = \varepsilon_s E + \tau \varepsilon_\infty \frac{dE}{dt} \quad (3.119)$$

olarak elde edilir.

Dipol yöneliminin en ilginç yanı, (3.119) denkleminde görülebilir. Buna göre; dielektrik numunedeki bir dipol yönelimi, frekansı ω olan periyodik bir elektrik alan uygulandığında meydana gelir. Periyodik alan,

$$E = E_1 e^{i\omega t} \quad (3.120)$$

olur. D elektrik yer değiştirme vektörü, elektrik alana uymaya çalışır. Bu durum aralarındaki muhtemel bir faz kayması ile tarif edilir. Sonuç olarak, dielektrik geçirgenlik sabitinin aynı fazda ve farklı fazda olan iki bileşeni bulunur. Bu durum kompleks gösterimle ifade edilebilir.

$$D = \varepsilon^* E \quad (3.121)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (3.122)$$

(3.122) denkleminde, gerçel (reel) bileşen ε' ve sanal (imajiner) bileşen de ε'' ile ifade edilmektedir. ε' ve ε'' değerlerini bulmak için, (3.120) ve (3.121) denklemleri (3.119) denkleminde kullanıldığında,

$$\varepsilon^* = \left[\varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \right] + j \left[\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \omega \tau \right] \quad (3.123)$$

elde edilir. İlk terim gerçel terim olup; E ile çarpıldığı zaman, E ile aynı fazda olan D bileşeni elde edilir. İkinci terim ise; sanal terim olup; E ile çarpıldığında, D 'nin E ile aynı fazda olmayan yada aralarındaki faz farkı 90° olan bileşenini verir. Kompleks gösterimde ifade edilmiş olan dielektrik geçirgenlik sabitinin aynı faz ile farklı faz bileşenleri (gerçel bileşen ile sanal bileşenleri),

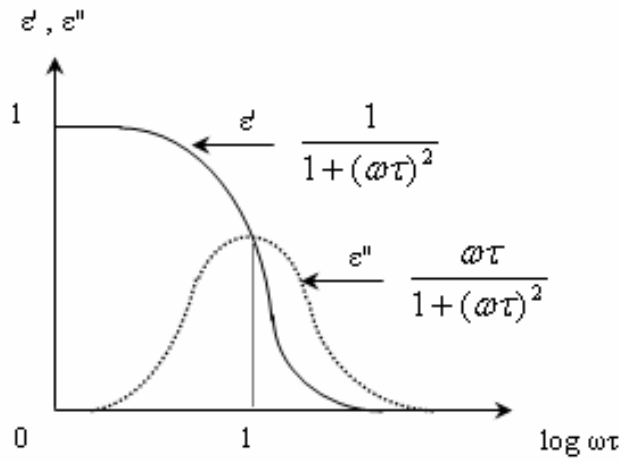
$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.124)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2} \omega \tau \quad (3.125)$$

denklemleri ile verilir. τ , numuneye özgü bir niceliktir ve sıcaklığın bir fonksiyonudur. $\omega = 2\pi f$ olup, uygulanan elektrik alanın açısal frekansıdır ve sıcaklıktan bağımsızdır (Wert ve Thomson 1970).

(3.123) denkleminin sağ tarafı, frekans sıfırla sonsuz arasında değiştiğinde sıfıra

yakalaşır. Bu terim, Şekil 3.17.'de dolu çizgi ile verilmiş olan $\log \omega\tau$ 'nin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Çok düşük frekanslarda ($\omega \ll 1/\tau$); dielektrik sabitinin gerçel bileşeni, statik dielektrik sabitine yaklaşır. Yüksek frekanslarda ($\omega \gg 1/\tau$); gerçel bileşen, ε_∞ değerine yaklaşır. Yüksek ve düşük frekans arasında kalan bölgede (iki faz bölgesi arasında) ise; düzgün geçişler olur. Dielektrik sabitinin sanal bileşeni ile ilgili eğri (kesik çizgili olan), yine Şekil 3.17.'de verilmektedir. Eğride bu terimin, $\omega = 1/\tau$ olduğu noktada belirli bir maksimum verdiği görülmektedir.



Şekil 3.17. Dielektrik sabitinin gerçel (ε') ve sanal (ε'') bileşenlerinin frekansa bağlı değişimi

Elektrik yer değiştirme (D) ifadesindeki elektrik alan ile farklı fazda olan terim, dielektrikteki enerji kaybını gösterir. Birim hacimdeki güç kaybı P ,

$$P = J \cdot E \quad (3.126)$$

ifadesi ile verilir. Burada J , E ile aynı fazda olan akım yoğunluğu bileşenidir. Toplam akım yoğunluğu,

$$J = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt}(\varepsilon' E - \varepsilon'' E) = (j\omega\varepsilon' + \omega\varepsilon'')E \quad (3.127)$$

olur. Buna göre güç kaybı;

$$P = \omega |\varepsilon''| E^2 \quad (3.128)$$

ifadesi ile verilir. Güç kaybı, elektrik yer değıştirmenin faz farkı bileşeni ile orantılıdır ve Şekil 3.17.'de verilen frekansın bir fonksiyonu olarak, ε'' bileşenine yakın bir davranış sergiler. Düşük ve yüksek frekanslarda değeri düşer. Bunun dışında ara frekanslarda ise; " $\omega = 1/\tau$ " bir maksimum verir. Benzer şekilde enerji kayıp değeri, kayıp açısı δ ile tanımlıdır ve

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_s + \varepsilon_\infty \omega^2 \tau^2} \omega \tau \quad (3.129)$$

ile ifade edilir. P güç kaybı; ε' ve $\tan \delta$ cinsinden,

$$P = \omega E^2 \varepsilon' \tan \delta \quad (3.130)$$

elde edilir (Wert ve Thomson 1970).

3.12.4. Dielektrik Sabitinin Hesaplanması

Yücedağ (2007) tarafından bildirildiğine göre; dielektriklerin, dışardan uygulanan elektrik alana duyarlı olması onların elektriksel özelliklerini araştırmada önemli bir faktör olarak görülür. Bu nedenle bir dielektrik madde, bir elektriksel devre ile özdeşleştirilir. Dielektrik madde ile doldurulmuş bir paralel plakalı kondansatör yapısı, admitans ile karakterize edilebilir. Admitans Y ile gösterilir. Buna göre;

$$Y = G + j\omega C \quad (3.131)$$

ile ifade edilir. G iletkenlik, ω uyarıcı geriliminin açısal frekansı ve C ise; toplam sığadır. Bu ifade;

$$Y = G + j\omega(C_0 \varepsilon^*) \quad (3.132)$$

şeklinde yazılabilir. C_0 ; kondansatörün dielektrik madde yok iken sahip olduğu sığa, ε^* ise; dielektrik maddenin boşluğa göre sahip olduğu bağıl dielektrik geçirgenlik sabitidir. Bağıl dielektrik geçirgenlik sabiti,

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (3.133)$$

olarak ifade edilmektedir. Admitansın son hali,

$$\begin{aligned} Y &= G + j\omega C_0(\varepsilon' - j\varepsilon'') \\ Y &= (G + \omega\varepsilon''C_0) + j\omega C_0\varepsilon' \end{aligned} \quad (3.134)$$

olur (Von Hippel 1959, Daniel 1967).

Buna göre; admitansın gerçel ve sanal bileşenleri elde edilmiş olur. Empedans ise; admitansın tersine eşittir. Yani; $Z = 1/Y$ olur. Buna göre;

$$Z = \frac{1}{j\omega C + G} = \frac{1}{j\omega C_0\varepsilon^*} \quad (3.135)$$

yazılır. (3.133) denklemi, (3.135) denklemine yerine yazılırsa, gerçel ve sanal kısımların çözümleri;

$$\varepsilon' = \frac{C}{C_0} \quad \text{ve} \quad \varepsilon'' = \frac{G}{\omega C_0} = \frac{1}{\omega RC_0} \quad (3.136)$$

olarak bulunur (Symth 1955).

Bir dielektrik maddeye ac uyarıcı gerilim ($V = V_0 \cos \omega t$) uygulandığında, numuneden geçen akım,

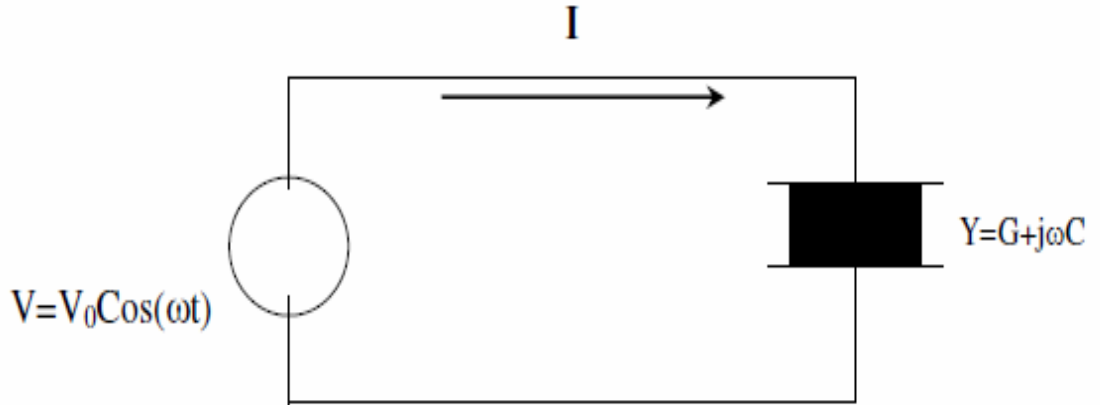
$$I = (\varepsilon^* C) \frac{dV}{dt} \quad (3.137)$$

olarak ifade edilir. Numuneden geçen akım,

$$I = I_R + jI_C \quad (3.138)$$

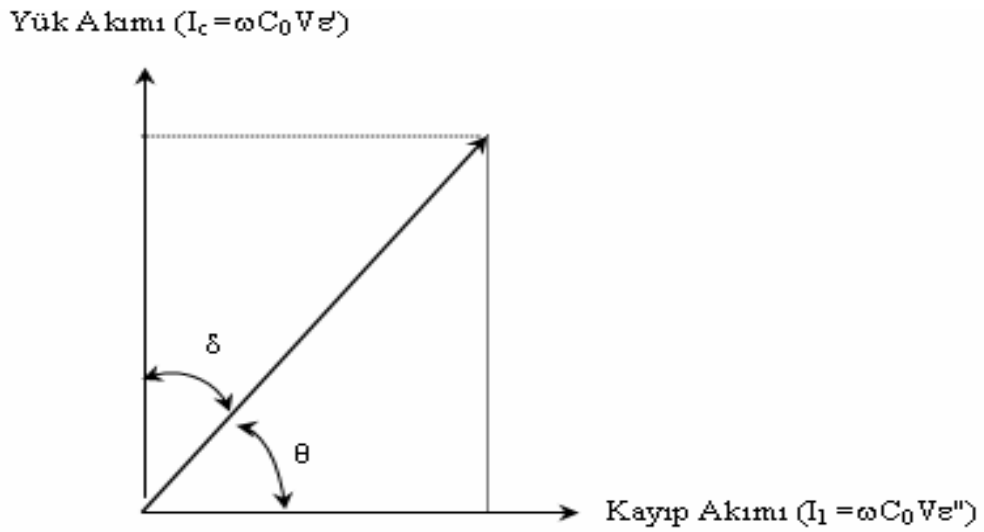
olarak yazılır. Burada I_R ; uyarma gerilimi ile aynı fazda olan, gerçel yada dirençsel bileşen olarak adlandırılır. I_C ise; uyarma gerilimi ile farklı fazda olan, sanal yada

sığasal bileşen olarak adlandırılır.



Şekil 3.18. Dielektrikli bir kondansatördeki ac akımı

Numuneden geçen akım, bileşenleri ile birlikte Şekil 3.19.'da verilen fazör diyagramında görülmektedir.



Şekil 3.19. Dielektrikli bir kondansatörde yük akımı (I_c) ile kayıp akımı (I_1) arasındaki ilişki

Bu diyagramda görülen δ terimi, numune üzerindeki ac uyarıcı gerilim etkisi nedeniyle, dielektrik bir maddenin davranışında ifade edilmiş olan periyodik elektrik alan ile onunla aynı fazda olmayan elektrik yer değiştirme arasındaki faz kayması olarak tanımlanır. $\tan \delta$ ise; sığasal olarak numunede depolanan enerjinin bir periyot kayıp

miktarı biçiminde dielektrik tanjant yada kayıp açısı olarak ifade edilir. Buna göre;

$$\tan \delta = \frac{|I_R|}{|I_C|} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{1}{\omega RC} \quad (3.139)$$

ifadesi, kayıp açısı faktörünü ifade eder (Daniel 1967, Chelkowski 1980).

Dielektrik bir malzemenin ac elektriksel iletkenliği (σ_{ac}) aşağıdaki denklem ile verilebilir (Tataroğlu ve ark. 2005, Sönmez 2012).

$$\sigma_{ac} = \omega C \tan \delta (d/A) = \omega \varepsilon_0 \varepsilon' \tan \delta \quad (3.140)$$

Burada d ; yalıtkan arayüzey tabaka kalınlığı ve A ; MIS (metla/yalıtkan/yarıiletken) yapının doğrultucu kontak alanıdır. $\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ olduğundan (3.140) denklemi;

$$\sigma_{ac} = \omega \varepsilon_0 \varepsilon'' \quad (3.141)$$

olur. Ayrıca $\varepsilon'' = G/\omega C_0$ ve $C_0 = \varepsilon_0 A/d$ eşitliklerini (3.141) denkleminde yerine yazacak olursak, σ_{ac} değeri;

$$\sigma_{ac} = \frac{Gd}{A} \quad (3.142)$$

olarak yazılabilir.

Kompleks empedans (Z^*) ve kompleks elektrik modülü (M^*), dielektrik malzemelerin analizine göre bazı araştırmacılar tarafından tartışıldı (Sattar ve Rahman 2003, Migahed ve ark. 2004, Macedo ve ark. 1972, Sönmez 2012). Birçok araştırmacı bu malzemelerin dielektrik özelliklerini; elektrik modüllerinin formüle edilmesini kullanarak, tanımlamayı tercih etti (Kar ve Narasimhan 1987, Grove 1967, Gandhi 1983, Sönmez 2012).

Kompleks dielektrik geçirgenlik verilerinin Z^* formalizasyonu ile incelenmesi ($Z^* = 1/Y^* = 1/j\omega C_0 \varepsilon^*$), genellikle yüzey ve bulk (hacim, tüm numune) olgularını

ayırt etmek ve yapının bulk dc iletkenliğini elde etmek için kullanılır (Pissis ve Kyritsis 1997, Gökçen 2008). Genellikle dielektrik gevşeme spektroskopisi hakkında daha detaylı bir bilgi elde etmek için, elektrik modülü formülasyonu kullanılmaktadır. Elektrik modülünün gerilime bağlı değişik frekanslardaki profili, bu yapının dielektrik gevşeme ve polarizasyon mekanizması hakkında önemli bilgiler vermektedir (Gökçen 2008).

Kompleks empedans (Z^*) ve kompleks dielektrik geçirgenlik sabiti ($\epsilon^* = 1/M^*$) aşağıdaki denklem kullanılarak, M^* formuna dönüştürülebilir (Pissis ve Kyritsis 1997, Prabakar ve ark. 2003, Gökçen 2008).

$$M^* = j\omega C_0 Z^* \quad (3.143)$$

veya;

$$M^* = \frac{1}{\epsilon^*} = M' + jM'' = \frac{\epsilon'}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + j \frac{\epsilon''}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} \quad (3.144)$$

olarak ifade edilir. (3.144) denkleminde M' ve M'' elektrik modülleri; kompleks elektrik modülünün (M^*) sırasıyla gerçel ve sanal bileşenleridir.

3.12.5. Dielektrik Kayıplar

Bir dielektrik ihtiva eden kondansatörün plakaları arasına yüksek bir gerilim uygulanırsa (yalıtkanlığını koruyabildiği maksimum gerilimin altında) dielektrik ısınır. Yalıtkanı teşkil eden atomların dış tabakalarındaki elektronların ait oldukları atomları terk etmeleri sonucu meydana gelen bu iletkenlik, yabancı madde karışması ve özellikle nem ile artar. Eğer alternatif bir gerilim uygulanırsa, önemli bir ısınma olur ve açığa çıkan ısı frekans ile artar. Buna sebep, dış alanın değişen yönüne göre yönelecek olan moleküllerin birbirlerine sürtünmeleridir. Bu sürtünmelere karşı yaptıkları iş ısıya dönüşür. Komşu moleküllerle olan sürtünmeler nedeniyle, molekülün alanın değişimini takip edişi gecikmeli olur. Bu olaylarla dielektrikte ısıya dönüşen enerji "dielektrik kayıp" olarak tanımlanır. Sıcaklık arttıkça, dielektrik kayıplar da artar (Oral 1983, Yücedağ 2007).

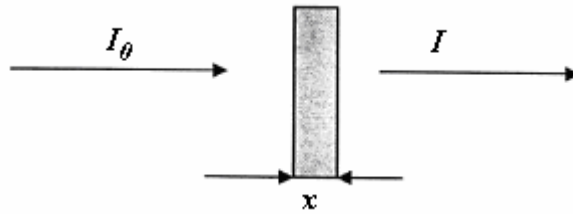
3.13. Optik Özellikler

3.13.1. Soğurma Olayı, Doğrudan ve Dolaylı Geçişler

Bir kristal düzlemine gelen elektromanyetik dalganın, kristalde bulunan elektriksel yüklerle etkileşmesi sonucu enerji kaybına uğraması soğurma olarak adlandırılır (Pankove 1975, Ocak 2010). Yarıiletkenlerin yasak enerji bant aralıklarını belirlemede en çok kullanılan yöntem optik soğurma metodudur. Soğurma işleminde yarıiletken malzeme üzerine düşürülen bir foton, yarıiletkendeki bir elektronu düşük bir enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. x kalınlığına sahip bir ince film üzerine düşürülen ve malzemeyi geçen ışın şiddeti arasındaki bağıntı;

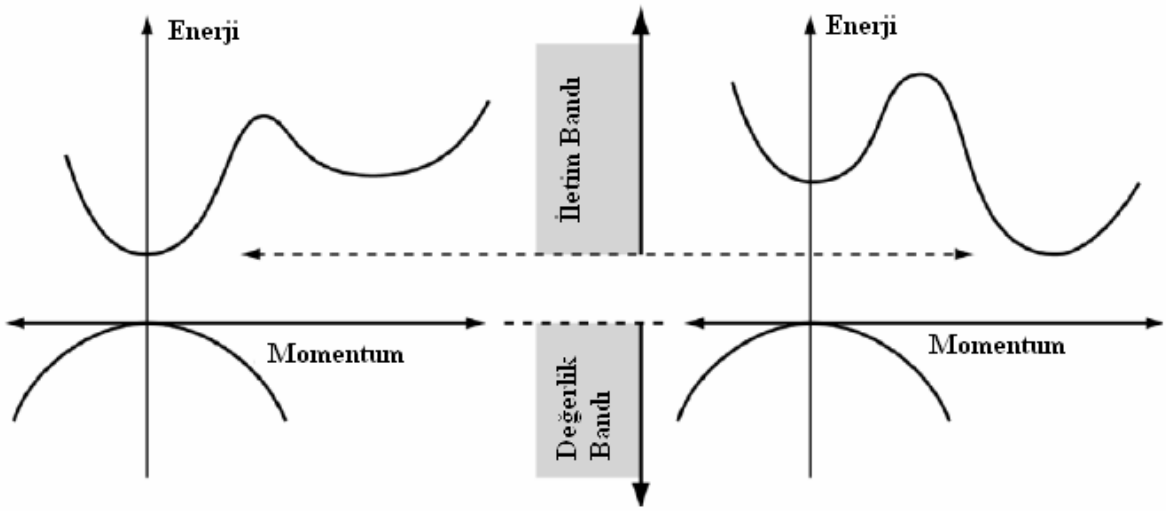
$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3.145)$$

olarak yazılabilir. Burada I_0 ; ince film üzerine düşürülen ışığın yoğunluğu, I ; ince filmi geçen ışığın yoğunluğu, x ; ışığın ince film içerisinde aldığı yolu (ince filmin kalınlığını) ve α ise; kullanılan malzemenin (yarıiletkenin) soğurma katsayısıdır (Meyer 1972, Ocak 2010).



Şekil 3.20. İnce bir filmdeki soğurma

Kristal ve amorf yarıiletkenlerde iki çeşit bant geçişi söz konusudur. Bunlar; Şekil 3.21.'de gösterilen doğrudan ve dolaylı bant geçişleridir. Doğrudan geçiş durumu, malzemenin değerlik bandının maksimumu ile iletim bandının minimumunun aynı momentuma sahip olması durumunda görülür. Şekil 3.21.'de; değerlik bandındaki bir elektron, momentum değerinde değişme olmadan bir foton soğurur ve fotondan aldığı enerji ile iletim bandına geçer.



Şekil 3.21. Doğrudan geçişli ve dolaylı geçişli bant aralıklarının gösterimi

Dolaylı bant aralığına sahip malzemelerin iletim bandının momentumu, değerlik bandının maksimumunkinden farklıdır. İletim bandındaki elektronlar, hızlı bir şekilde minimum bant enerjisine inerler. Aynı ölçüde holler de, değerlik bandının maksimumuna ulaşırlar. Bundan dolayı, doğrudan geçişli bir yarıiletkenin elektron ve boşlukların momentumları eşit iken, dolaylı geçişli yarıiletkenlerin bu momentumları eşit değildir. Bu sonuç, azınlık taşıyıcıların ömürlerinin ve yarıiletkenlerin optik özelliklerinin bir sonucudur.

3.13.1.1. Doğrudan (Direct) Bant Geçişi

$h\nu$ enerjisine sahip bir foton doğrudan bant geçişli bir yarıiletkene geldiğinde, bir elektronu değerlik bandından iletim bandına geçirir. E_i yarıiletkende ilk durum ve E_s son durum enerjisi olmak üzere enerji farkı (Pankove 1975, Ocak 2010);

$$h\nu = E_s - E_i \quad (3.146)$$

denklemleri ile verilmektedir. Parabolik bantlarda ise;

$$E_s - E_g = \frac{p^2}{2m_e^*} \quad (3.147)$$

ve

$$E_i = \frac{p^2}{2m_h^*} \quad (3.148)$$

ifadeleri ile belirlenir. Burada m_e^* ; elektronun etkin kütleini ve m_h^* ise; holün etkin kütleini göstermektedir. (3.146), (3.147) ve (3.148) denklemleri düzenlendiğinde;

$$h\nu - E_g = \frac{p^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (3.149)$$

bağıntısı elde edilir. Doğrudan bant geçişinde α ile $h\nu$ arasındaki bağıntı;

$$\alpha h\nu \approx B(h\nu - E_g)^m \quad (3.150)$$

denklemleri ile verilir. Burada B ; sabit bir sayı ve m ise; izinli geçiş için 1/2 veya yasaklı geçiş için 3/2 değerlerini alabilen bir sabittir. Ayrıca denklem (3.150)'de $\alpha h\nu$ değerini sıfır yapan değer, yarıiletkenin yasak enerji aralığı değerini vermektedir (Eren 2006, Mott ve Davis 1971, Ocak 2010).

3.13.1.2. Dolaylı (Indirect veya Non-Direct) Bant Geçışı

Değerlik bandının maksimumu ile iletkenlik bandının minimumunun momentumları farklı olduğundan elektron momentumunun korunması için, foton soğurma olayı ilave bir parçacık içermelidir. Bu durumda momentum korunumu için, bir fononun emisyonu veya soğurulması gereklidir. Fonon soğurulmasında, soğurma katsayısı;

$$\alpha_s(h\nu) = \frac{B(h\nu - E_g + E_{ph})^m}{\exp(E_{ph}/kT) - 1} \quad (3.151)$$

ve

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{B(h\nu - E_g + E_{ph})^m}{1 - \exp(-E_{ph}/kT)} \quad (3.152)$$

olarak yazılabilir. Burada α_s ; soğurma katsayısı, α_e ; emisyon katsayısı ve E_{ph} ise; fononun enerjisidir. Her iki olasılıkta imkan dahilinde olduğu için,

$$\alpha(h\nu) = \alpha_s(h\nu) + \alpha_e(h\nu) \quad (3.153)$$

olarak yazılabilir. Açık bir şekilde yazıldığında,

$$\alpha(h\nu) = \frac{B(h\nu - E_g + E_{ph})^m}{\exp(E_{ph}/kT) - 1} + \frac{B(h\nu - E_g + E_{ph})^m}{1 - \exp(-E_{ph}/kT)} \quad (3.154)$$

şeklinde yazılır. Burada m ; dolaylı bant geçişli bir yarıiletken için, izinli geçişte 2 veya yasaklı geçişte 3 değerlerini alabilen bir sabiti göstermektedir (Gaffar ve ark. 2003, Ocak 2010).

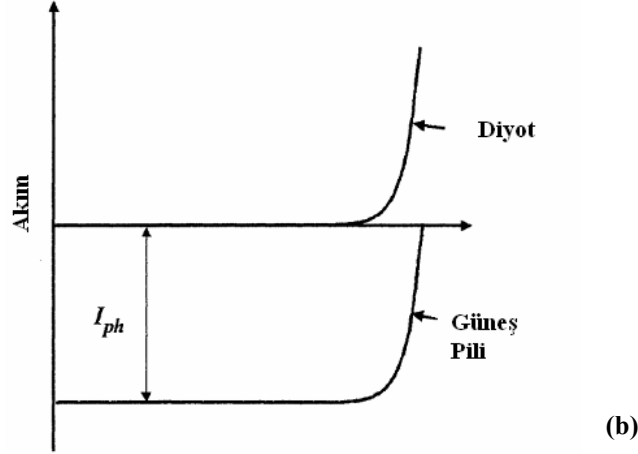
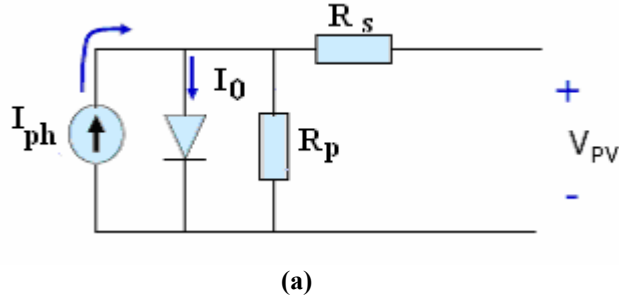
3.14. Fotovoltaik Özellikler

3.14.1. Güneş Pillerinin Karakterizasyonu

Güneş pillerinde fotovoltaik enerji dönüşümünde iki basamak mevcuttur. Bunlar sırasıyla; soğurulan ışık tarafından elektron-boşluk çiftlerinin oluşması ve elektronların güneş pilinin negatif, boşlukların ise; güneş pilinin pozitif terminaline gitmeleridir. Böylece elektriksel güç elde edilir. Bir güneş pili, Şekil 3.22.'de gösterildiği gibi doğrultucu bir diyota bağlanmış bir akım kaynağı ile tasvir edilebilir. Ayrıca Şekil 3.22.b.'de diyot ve güneş piline ait akım-gerilim grafiklerinin üst üste binmesi şematize edilmiştir. Bir güneş pilinin akım-gerilim karakteristiği, Shockley tarafından ifade edilmiştir (Shockley 1950, Ocak 2010).

$$I = I_{ph} - I_0 [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.155)$$

Burada k ; Boltzmann sabiti, T ; mutlak sıcaklık, q ; elektronun yükü ve V ise; pilin iki terminali arasına uygulanan gerilimdir. I_0 ; doyma akımıdır ve karanlık altında güneş pilinin klasik doğrultucu kontak gibi davrandığını ifade eder. I_{ph} ise; ışık tarafından oluşturulan akımdır ve pil üzerine düşürülen foton akışı ile ilişkilidir.

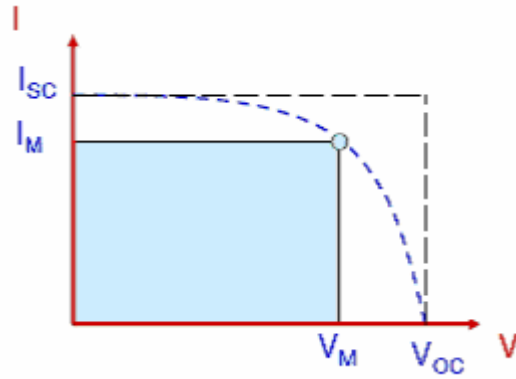


Şekil 3.22. (a) Bir güneş piline ait eşdeğer devrenin gösterimi (b) Bir güneş piline ait (güneş pili+diyot) akım-gerilim grafiği

Şekil 3.23., denklem (3.155)'e karşılık gelen akım-gerilim ifadesini temsil etmektedir. Burada, I_{sc} kısa devre akımıdır ve ışık tarafından oluşturulan I_{ph} akım değerine eşittir. Ayrıca güneş pilinin üzerinde hiçbir gerilim yokken yani; diyotun iki ucu arasındaki direnç sıfırken (kısa devre iken) ölçülen akım değeri kısa devre akımıdır (I_{sc}). V_{oc} ise; açık devre gerilimidir ve diyotun uçları arasındaki direncin sonsuz büyüklükteki bir değerinde olması durumunda (açık devre) ölçülen gerilim değeridir. Bu durumda $I=0$ olduğundan, (3.155) eşitliği düzenlendiğinde V_{oc} değeri;

$$V_{oc} = \frac{kt}{q} \ln \left(1 + \frac{I_{ph}}{I_0} \right) \quad (3.156)$$

denklemleri ile ifade edilir. Grafikte ifade edilen I_m ve V_m ifadeleri sırasıyla; maksimum gücün elde edildiği, maksimum akım ve gerilim değerleridir.

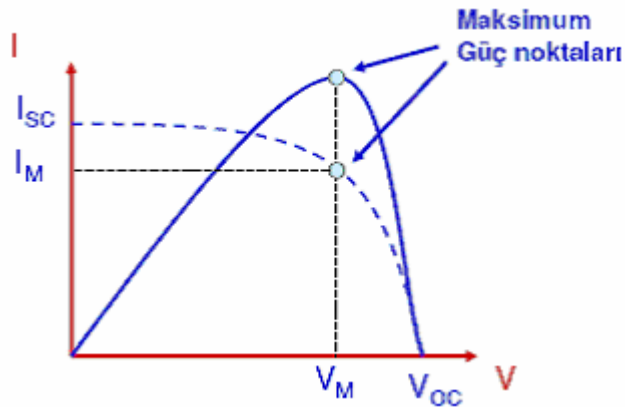


Şekil 3.23. Güneş pillerinde (3.155) denkleminin karşılığı gelen akım-gerilim grafiği

Pil tarafından üretilen güç Şekil 3.24.'de gösterilmektedir. Pilden elde edilen maksimum güç;

$$P_{\max} = I_m \times V_m \quad (3.157)$$

olarak yazılır.



Şekil 3.24. Güneş pilinde maksimum gücün elde edildiği noktaların gösterimi

Güneş pilinin enerji dönüşüm verimi (η); pil devreye bağlandığında soğurulan ışık enerjisinin, elektrik enerjisine çevrilme yüzdesidir. Bu ifade; pilden elde edilen maksimum gücün, pil üzerine düşürülen ışığın gücüne oranıdır. Güneş pilinin verimi;

$$\eta = \frac{P_{\max}}{P_{in} \times S} \quad (3.158)$$

denklemleri ile verilir. Burada P_{in} ; pil yüzeyine düşürülen ışığın gücü ve S ise; güneş pilinin etkin alanıdır. Bundan dolayı ölçümlerde kullanılan simülasyonun ışık gücü ile güneş pilinin etkin alanının çarpılması ile net güç bulunur.

Güneş pillerinin karakterizasyonunda kullanılan diğer bir parametre doluluk oranıdır. Bu terim elde edilen maksimum gücün, açık devre gerilimi (V_{oc}) ile kısa devre akımının (I_{sc}) çarpımına oranıdır ve (3.159) denklemi ile ifade edilir (Gray 2003, Ocak 2010).

$$FF = \frac{P_{max}}{V_{oc} \times I_{sc}} = \frac{\eta \times P_{in}}{V_{oc} \times I_{sc}} \quad (3.159)$$

Bir güneş pilinin doluluk oranı, bu pilin seri ve paralel direncinden doğrudan etkilenir. Paralel direncin artırılması ve seri direncin düşürülmesi, doluluk oranını artırır ve dolayısıyla pilin verimini de arttırmış olur.

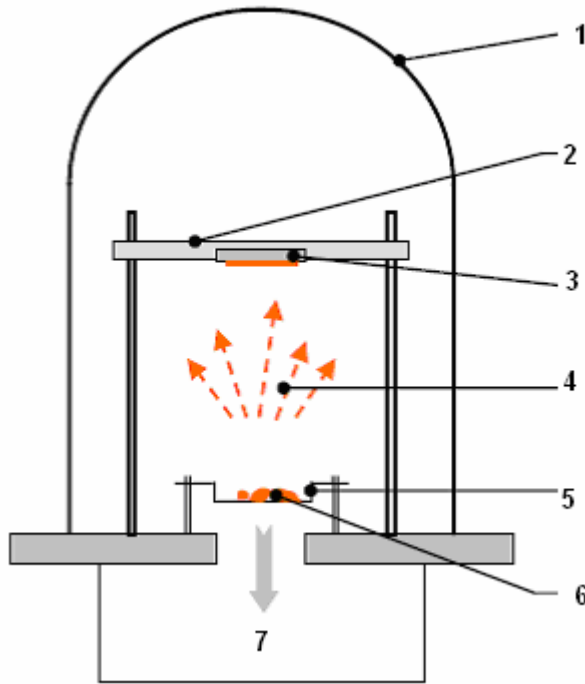
3.15. Plazma Saçtırma Buharlaştırma Yöntemi

PVD (Physical Vapour Deposition-Fiziksel Buhar Biriktirme) teknolojisinde en önemli dallardan biri plazma saçtırma yöntemidir. 1852 yılında Grove tarafından geliştirilen bir yöntemdir (Mattox 2003). Bu güne kadar bu yöntem büyük ölçüde geliştirildi ve 160 yıl boyunca endüstride kullanıldı (Ocak 2010).

Bu yöntemin prensibi şöyledir: Vakum odasında vakum oluşturulur ve ardından oda Argon gazı ile doldurulur. Yüksek gerilim uygulanması ile Argon gazı plazma durumuna geçer. Argon iyonları (Ar^+) katoda yüksek bir hızla çarpar ve hedef malzemeyi saçtırır. Burada hedef katot olarak kullanılmalıdır. Hedef atom ve molekül, alttaş (numune) yüzeyine çarpar ve yoğun bir film tabakası oluşturur. Buharlaştırma yöntemindeki ısısal eritme yerine, Ar^+ plazma iyonları hedefe çarpar ve hedefi saçtırır. Bu olay saçtırma yönteminin temel mekanizmasıdır. Hedef atom Ar^+ iyonu ile hedeften sökülür. Burada iyonların çarpma hızı çok yüksektir ve hedef atomu yüksek hızlara ivmelendirebilir. Bu hızla, hedef atom alttaş yüzeye yoğun bir şekilde çarpar ve bağlanır. Film yoğunluğu buharlaştırmadan daha yüksektir (Ocak 2010).

3.16. Termal Buharlaştırma Yöntemi

Vakum ortamında rezistif ısıtıcı ile yapılan termal buharlaştırma tekniği, yarıiletken yüzeylerine ince metal filmleri kaplamak için en yaygın şekilde kullanılan tekniklerden biridir. Kaplanacak olan malzemeler, W, Mo, Ta gibi ısıya dayanıklı, ergime noktası çok yüksek olan metallerden imal edilmiş potaların içinde veya direkt olarak ısıtılmış rezistans üzerinden buharlaştırılır. Kuartz, grafit, alüminyum, berilyum, bor-nitrit ve zirkonyumdan imal edilmiş potalar direkt ısıtmada kullanılmaktadır (Ocak 2010).



Şekil 3.26. Termal buharlaştırma sisteminin şematize edilmiş hali 1. Vakum odası 2. Altlık tablası 3. Numune tutucu 4. Metal buharı 5. Isıtıcı filaman 6. Buharlaştırılacak metal 7. Vakum odasının alt kısmındaki yapı

Bu yöntem diğer tekniklere göre daha ucuzdur ancak bazı dezavantajları vardır. Geometrik faktörler sebebiyle, büyük çaplı üretimler çok zordur veya mümkün değildir. Düşük ergime sıcaklığına sahip malzemeler (<1500 °C) için kullanılabilir. Bazı durumlarda, pota da sıcaklıktan etkilenerek buharlaşır ve kaplama bozulabilir (Ocak 2010).

Archibald ve Parent (1976), termal buharlaştırma için mevcut olan çeşitli kaynak buharlaştırıcılarının deposizyon karakteristiklerini, avantajlarını ve sınırlamalarını

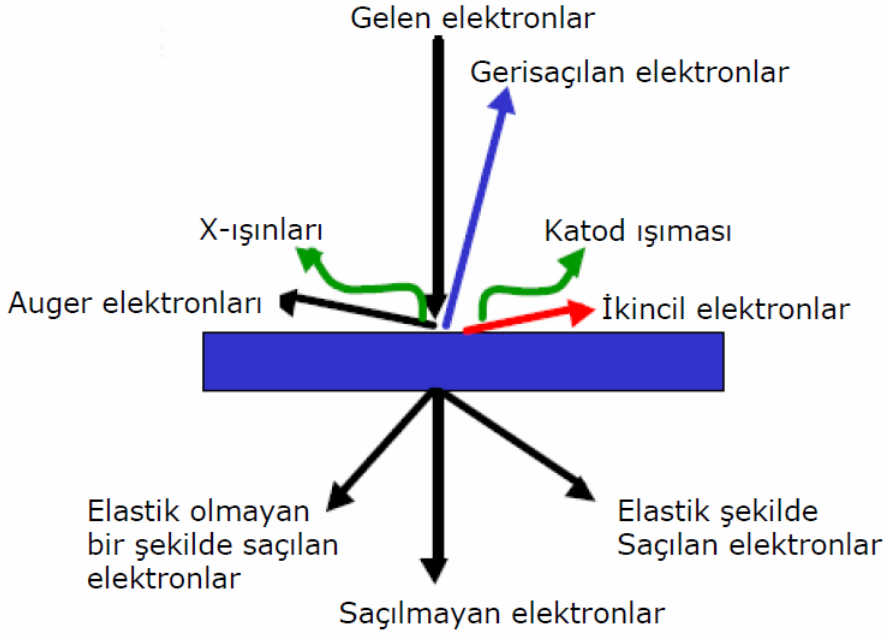
tartışmışlardır. Bu teknik için buharlaşma oranları, belli bir sıcaklık ve vakum altında tutulan buharlaştırıcının buhar basıncı ile kontrol edildiğinden başlangıç materyalinin içeriğinin aynısına sahip alaşım ve karışımları kaplamak zordur. Bununla beraber flaş buharlaştırma tekniği kullanılarak, bu problemin üstesinden gelinir. Bu teknikte alaşımın veya metalin oldukça küçük boyutlu tozları kontrollü bir oranda sıcak olan buharlaştırma potasına konularak, buharlaştırma yapılır ve böylece alaşımdaki oranın benzeri kaplanmış olur (Ocak 2010).

3.17. Taramalı Elektron Mikroskobu (Scanning Electron Microscope-SEM)

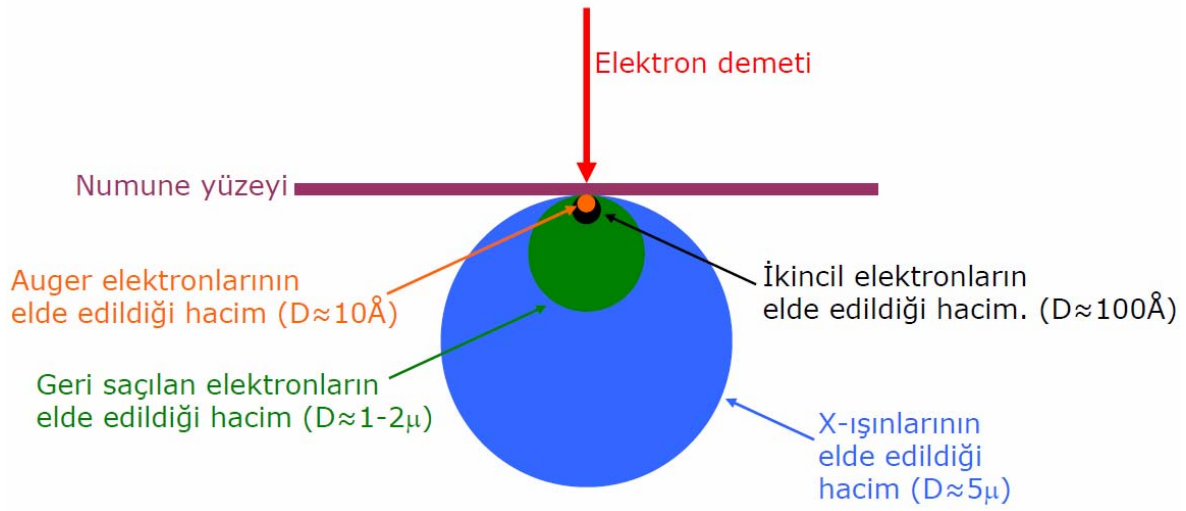
Malzeme inceleme tekniklerinden son yıllarda en çok kullanılanlardan birisi; taramalı elektron mikroskobu (SEM) tekniğidir. Taramalı elektron mikroskobu Manfred von Ardenne öncülüğünde 1930'lu yıllarda geliştirilmiş ve daha sonra dünyanın farklı yerlerinde 1939 yılından itibaren çeşitli elektron mikroskopları kullanılmaya başlanmıştır. İngiltere'de 1936'da, Amerika'da 1938'de ve Almanya'da 1939'da elektron mikroskobu ile çalışmalar yapılmıştır.

Taramalı elektron mikroskobu yönteminde kesit yerine numune bütünü ile incelenir. Böylece özellikle yüzeysel yapıların üç boyutta incelenebilmesi sağlanır. Taramalı elektron mikroskobu yüksek çözünürlüklü resim oluşturmak için, vakum ortamında oluşturulan ve aynı ortamda elektromagnetik lenslerle inceltelen elektron demeti ile incelenecek malzemeyi analiz etme imkânı sunar. SEM tekniği ile sadece yüzey görüntüsü elde edilmez, aynı zamanda numune döndürülerek bu teknikte yapı içinde (SEM kesit alanı) farklı tabakaların kalınlıkları hakkında bilgi de elde edilebilir. SEM'in en sık kullanıldığı biçimi, yüzeyden yayılan ikincil (secondary) elektronlarla yapılan ölçüm olup, özellikle bu ölçüm yüzeyin engebeli (topografik) yapısıyla ilişkili bir görüntü oluşturarak, bize bilgi verir. Bu teknikte incelenecek olan alan veya analiz edilecek mikrohacim, bir kafes içinde numune yüzeyi boyunca süpürülen iyi odaklanmış elektronlarla aydınlatılır. Bir elektron demeti numune yüzeyine çarptığında oluşan sinyaller; ikincil elektronlar, geri saçılan elektronlar, saçılmayan elektronlar, Auger elektronları, karakteristik X-ışınları ve çeşitli enerjilerde fotonlardır (Şekil 3.27.). Her bir sinyal numuneye gelen elektronlar ve numune arasındaki bazı önemli etkileşimlerin sonucudur ve numune hakkında bize farklı bilgiler sağlar (Şekil 3.28.)

(Aydoğan 2011, Arabacı 2001) .



Şekil 3.27. Gelen elektron demetinin numune yüzeyi ile etkileşmesi



Şekil 3.28. Elektron demeti-numune etkileşimi

SEM yönteminde numunenin yüzey görüntüsü ~ 10 eV'luk düşük enerjilere sahip ikincil elektronlar ile elde edilir. Çünkü bu sinyaller; elektron demeti bütün numune yüzeyi boyunca tarandığında, yüzeydeki farklılıklara bağlı olarak değişirler. Numune

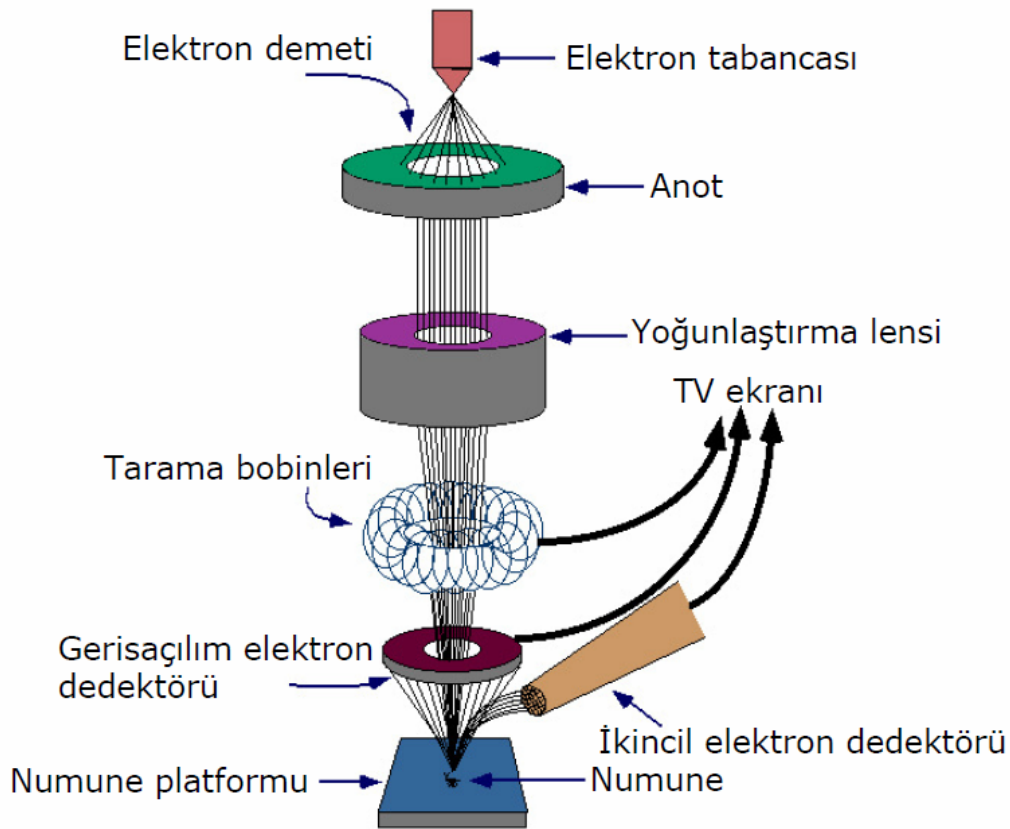
yüzeyinde birbirinden kimyasal olarak farklı bölgelerin olması nedeniyle, numune yüzeyine dik doğrultuda gelen elektronların oluşturduğu ikincil elektronların şiddeti, farklı bölgeler için farklı olacaktır. SEM'de analizi yapılmak istenen numunenin elektriksel olarak iletken olması, görüntü sinyali elde edebilmenin en önemli gereksinimidir. Ancak elektriksel iletkenlik özelliğine sahip olmayan numuneler de, üzerileri iletkenliği yüksek maddelerle (genellikle altın) kaplayarak SEM analizi yapılabilir duruma getirilebilirler.

Geri saçılan (backscattered) elektronlar, gelen elektronların numunenin atomları ile etkileşmesi ve geri saçılması sonucu oluşan elektronlardır. Bu elektronların enerjileri, numune yüzeyine gelen elektronların enerjileri ile ikincil elektronların enerjileri arasındaki bir enerji bölgesi değerindedir (~25 keV-10 eV). Auger elektronları 1-2 keV enerjili ve numunenin ~10 Å kalınlığındaki bölgesinde bulunan atomların iç kabuk elektronları ile etkileşmesi sonucu oluşan elektronlardır. Karakteristik X-ışınları ise; numunenin yüzey görüntüsünden çok kimyasal analizi için kullanılır.

Şekil 3.29.'da taramalı elektron mikroskopunun çalışma prensibi gösterilmektedir. SEM tekniğinin temel elemanları; elektron tabancası, mercek sistemi, tarama sistemi, dedektör, yükseltici, görsel ve kaydedici katot ışını tüpü ve bununla ilgili elemanlardır. SEM'in çalışma düzeneğinde bu elemanlara ek olarak bir EDX (Energy Dispersive X-ray Detector: Enerji dağılımlı X-ışını dedektörü) dedektörü eklenerek, numunenin elemental analizi de yapılabilir. Günümüzde mevcut SEM düzeneklerinin çoğunda bu alet kullanılmaktadır. Böylece numune hakkında hem yüzeysel hem de kristalografik ve bileşim bilgileri elde edilebilmektedir.

Taramalı elektron mikroskopunda (SEM) görüntü, yüksek voltaj ile hızlandırılmış elektronların numune üzerine odaklanması, bu elektron demetinin numune yüzeyinde taratılması sırasında elektron ve numune atomları arasında oluşan çeşitli girişimler sonucunda meydana gelen etkilerin uygun algılayıcılarda toplanması ve sinyal güçlendiricilerinden geçirildikten sonra bir katot ışınları tüpünün ekranına aktarılmasıyla elde edilir. Modern sistemlerde bu algılayıcılardan gelen sinyaller dijital sinyallere çevrilip, bilgisayar monitörüne verilmektedir.

Elektron tabancası, yaklaşık 1 keV ile 40 keV arasında enerjilere sahip elektronlar üretir. Elektron tabancası ile direkt olarak oluşturulan elektron demeti çapı, yüksek kalitede belirgin olarak büyütülmüş görüntü elde edebilmek için oldukça büyüktür. Bu nedenle, elektron kaynağının çapını küçültmek için yani; numune üzerine odaklanacak şekilde bir elektron demeti elde edebilmek amacıyla elektron mercekleri kullanılır. Birçok SEM yönteminde, numune yüzeyinde 10 nm'den (100 Å) daha küçük bir nokta boyutunda elektron demeti oluşturulabilir (Williams ve Carter 1996, Arabacı 2001).



Şekil 3.29. Taramalı elektron mikroskopunun deney düzeneği

Bir SEM düzeneğinde iki yada daha fazla mercek bulunabilir. En son mercekte çıkan elektron demeti numune odasına (chamber) girer. Burada $\sim 1 \mu\text{m}$ kadar bir derinliğe kadar numune yüzeyi ile etkileşir ve görüntü oluşumu için kullanılan sinyaller

elde edilmiş olur.

Gerçek görüntüyü nokta nokta oluşturabilmek için, bir tarama sistemi gerekmektedir. Numune, tarama bobinleri ile tamamen taranır. Bir görüntüde kontrast elde edebilmek için, demet numune etkileşmesinden alınan sinyal numune yüzeyi boyunca nokta nokta ölçülmelidir. Dedektör ise; numune yüzeyinden yayınlanan düşük enerjili ikincil elektronların, yada diğer sinyallerin miktarını hesaplar. Böylece oluşan sinyaller tarama sistemi, dedektör ve yükseltici yardımıyla katot ışını tüpünde (CRT) belirgin bir görüntü oluşturmaktadır. Ekranda beliren noktanın parlaklığı, dedektörden algılanarak yükseltici ile yükseltilecek akım yardımıyla değiştirilir. Demet-numune etkileşmesinden alınan sinyal, numune yüzeyi boyunca nokta nokta ölçülmelidir. Saptırma sisteminin fonksiyonu, demeti bir çizgi boyunca taramak ve sonraki tarama için çizgiyi yeniden düzenlemektir.

Katı nesnelerin mikro-yapısal karakteristiklerinin belirlenmesinde ve analizinde oldukça yaygın kullanıma sahip olan SEM tekniğinin ayırma gücü, elektron mikroskopuna göre fazla olmasına rağmen geçirimli elektron mikroskopuna (Transmission Electron Microscope-TEM) oranla daha azdır. SEM'in ayırma gücü 4 nm ve TEM'in ayırma gücü ise; 0.2-0.4 nm aralığındadır. TEM tekniği ile elektronlar numunenin daha da iç kısımlarına girerek ince detayları da görmemizi sağlar. Ancak TEM'de incelenecek numunenin kalınlığı sınırlıdır. Bu değer, 0.2 µm'den (2000 Å) daha az olmalıdır. SEM'de böyle bir sınırlama yoktur (Williams ve Carter 1996, Arabacı 2001).

3.18. Ultraviyole (UV) ve Görünür (Visible) Bölge Absorpsiyon Spektrofotometresi (UV/Vis Absorpsiyon Spektrofotometresi)

Bir çözültiden geçen ışık miktarı, ışığın çözülti içinde kat ettiği yol ve çözülti konsantrasyonu ile logaritmik olarak ters orantılı, emilen ışık miktarı ise; doğru orantılıdır. İçerisinde organik moleküller bulunan bir çözültiden UV/görünür bölge ışınları geçerse, çözülti bu ışınların bir kısmını seçimli olarak soğurur (absorpsiyon), diğerlerini ise; çok az soğurur veya olduğu gibi geçirir (transmisyon). Bir kap içerisine konmuş renkli bir çözültiden çıkan ışık şiddeti (I), çözültiye giren ışık şiddetinden (I_0) daha küçüktür. Çözültiden çıkan ışık şiddetinin, çözültiye giren ışık şiddetine oranı (I/I_0)

transmitans (geçirgenlik (T)) olarak tanımlanır. Transmitans genellikle % Transmitans (% T) olarak ifade edilir.

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (3.160)$$

$$\%T = \frac{I}{I_0} \times 100 \quad (3.161)$$

Transmitansın tersinin logaritması absorpsiyon (optik dansite (optik yoğunluk), A) olarak tanımlanır ki; bu çözeltinin içinden geçen ışığın ne kadarının absorbe edildiğinin (soğurulduğunun) ifadesidir.

$$A = \log \frac{1}{T} = -\log T = -\log \frac{I}{I_0} \quad (3.162)$$

Bir çözeltide çözülmüş olan maddenin miktarı veya konsantrasyonuyla % transmitans (% T) arasında doğrusal olmayan azalan bir ilişki olduğu halde, absorpsiyon (A) ile arasında doğrusal olarak artan bir ilişki vardır.

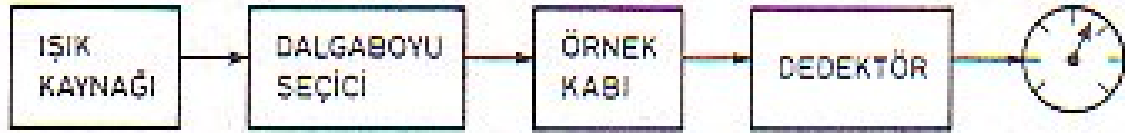
Bir maddenin rengi, o maddeden gözümüze ulaşan görünür bölgedeki elektromagnetik ışınlardır. Bu ışınlar, saydam maddeler için maddenin içinden geçip gelen, saydam olmayan maddeler için ise; yansıyan ışınlardır. Elektromagnetik ışınların en çok karşılaşılan türleri, gözle algıladığımız görünür ışık ve ısı şeklinde algıladığımız infrared (kızılötesi-IR) ışınlardır. İnsan gözü, dalga boyu yaklaşık olarak 380-750 nm arasında olan elektromagnetik ışın enerjilerine cevap verebilmektedir.

Çözelti içindeki madde miktarını, çözeltilerden geçen veya çözeltinin tuttuğu ışık miktarından faydalanarak ölçme işlemine fotometri, bu tip ölçümde kullanılan cihazlara da fotometre denir. Fotometrik ölçümde, renksiz çözeltilerin konsantrasyonu da ölçülebilir.

Analiz edilen örnek üzerine ışık demetinin bir kısmını filtreler kullanarak ayıran ve gönderen aletler kolorimetre veya fotometre olarak adlandırılırken, yarıklar yada prizmalar aracılığı ile bu seçiciliği yapan aletler spektrofotometre olarak adlandırılır.

Spektrofotometrelerde, konsantrasyonu bilinen bir standart çözeltinin absorpladığı ışık miktarı (absorbans, optik dansite (optik yoğunluk)) ile konsantrasyonu bilinmeyen çözeltinin absorpladığı ışık miktarı karşılaştırılır.

Çözelti içerisindeki bir maddenin, üzerine gönderilen ışığı absorplama durumunu ölçmek için veya maddenin ışığı absorplamasını incelemek için kullanılan cihazlara absorpsiyon spektrometresi veya absorpsiyon spektrofotometresi adı verilir. Bir spektrofotometre Şekil 3.30.'da görüldüğü gibi ışık kaynağı, dalgaboyu seçicisi (monokromatör) ve dedektörden oluşur.



Şekil 3.30. Bir spektrofotometrenin temel bileşenleri

UV ve görünür bölgede D_2 , W, H_2 ve Xe gibi sürekli ışık kaynakları kullanılır. Absorbansın ölçülmesi sırasında, ışık kaynağından gelen polikromatik ışıktan tek bir dalgaboyunda ışık seçilerek, analizi yapılacak numuneye (örneğe) gönderilir. Polikromatik ışıktan, monokromatik ışık elde edilmesini gerçekleştiren düzeneğe monokromatör (dalgaboyu seçici) adı verilir. Monokromatör olarak prizmalar veya optik ağ adını alan parçalar kullanılır. Maddenin ışığı absorplayıp absorplamadığını anlamak için, ışık kaynağından gelen ışığın şiddetinin ölçülmesi amacıyla spektrofotometrelerde kullanılan bileşene dedektör adı verilir. Bir dedektörün ışığa karşı duyarlı olması, ışık şiddeti ile doğru orantılı bir sinyal üretmesi, üzerine düşen ışığa cevap vermesi yani; sinyal üretme süresinin kısa olması, kararlı olması ve üretilen elektriksel sinyalin yardımcı devrelerle çoğaltılabilmesi istenir. Ultraviyole (UV) ve görünür bölgede kullanılabilen üç tür dedektör vardır. Bunlar; fotovoltaiik (veya fotoiletken), fototüp ve fotoçoğaltıcı tüp dedektörleridir. Absorpsiyon spektrofotometresinde dedektörde elektrik sinyaline çevrilen optik sinyal, bir kaydedici veya bir galvanometre ile ölçülür. Bu ana bileşenlere ek olarak; spektrofotometrelerde ışığı toplamak, odaklamak, yansıtmak, iki demete bölmek ve örnek üzerine belli bir

şiddette göndermek amacıyla mercekler, aynalar, ışık bölücüleri, giriş ve çıkış aralıkları vardır. Analizi yapılacak numune ise; kullanılan dalgaboyu bölgesinde ışığı geçiren maddeden yapılmış örnek kaplarına konularak, ışık yoluna yerleştirilir.

Ultraviyole ve görünür ışık (UV/Vis) absorpsiyon spektroskopisi, bir ışın demetinin b ışın yoluna sahip bir hücreden geçtikten veya bir örnek yüzeyinden yansıtıldıktan sonra ışık şiddetindeki azalmanın ölçülmesidir. Işığın şiddetinin azalması, absorplamanın (A) arttığını gösterir. Hücre içerisindeki numunenin derişimi, ışığın belirli bir dalgaboyundaki absorpsiyonu ölçülerek bulunur. UV/Vis spektrofotometresi genellikle çözeltideki organik moleküller veya inorganik iyon ve komplekslerin analizinde kullanılır. Bir absorpsiyon spektrumu, molekülün yapısını gösteren birçok absorplama bantlarından oluşmaktadır. Bu absorpsiyon, daha çok moleküllerdeki bağ elektronlarının uyarılmasından kaynaklanır. Bunun sonucu olarak, moleküler absorpsiyon spektroskopisi; bir moleküldeki fonksiyonel grupların tanımlanmasında ve aynı zamanda fonksiyonel grupları taşıyan bileşiklerin nicel tayininde kullanılır.

3.19. Deneysel İşlemler

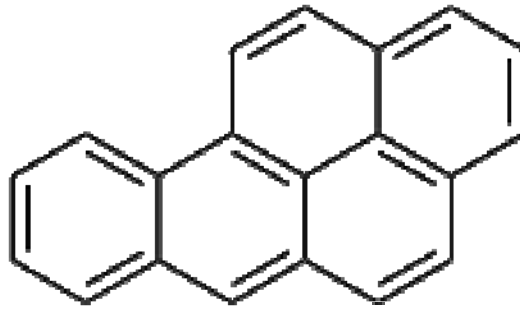
3.19.1. Organik Maddenin Özelliklerinin Belirlenmesi

Bu tezin amacı; bazı organik maddeler ile organik/inorganik kontaklar elde etmek, elde edilen bu yapıların fiziksel özelliklerini incelemek ve böylece organik bileşiklerle elde edilen yapılarda hem organik hem de inorganik malzemelerin fiziksel özelliklerinden aynı anda faydalanılabileceğini göstermektir. Bu amaçla çalışmada pi (π) bağları açısından zengin olan organik bileşik kullanıldı. Bunun için 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiği fabrikasyon olarak hazır temin edildi. Bu organik bileşiğin molekül ağırlığı (M_A) 270.325 gr/mol ve görünümü bej renkli kristal tozdur. 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiği polisiklik aromatik hidrokarbon olup, benzo[a]pyrene'nin (BaP) türevlerine göre öncüdür.

Polisiklik Aromatik Hidrokarbon'lar (PAH'lar); organik bileşiklerin tam yanmaması sonucu ortaya çıkan, toksik ve kanserojen etkiye sahip yine organik yapıda olan bileşiklerdir. PAH'lar yağ, kömür ve katran bırakıntılarında bulunur ve yakıtların

(fosil yakıtları veya biyoyakıtlar) yakılmasında yan ürün olarak ortaya çıkar. Aynı zamanda yıldızlar arası ortamda da; kuyruklyıldızlarda ve göktaşlarında bulunmuşlardır ve yaşamın ilk biçimlerinde bir temel teşkil edecek aday molekül olarak gösterilmişlerdir. PAH'lar hava, su, gıdalar ve sigara dumanı ile insan vücuduna girerek, DNA'da mutasyona neden olmaktadır.

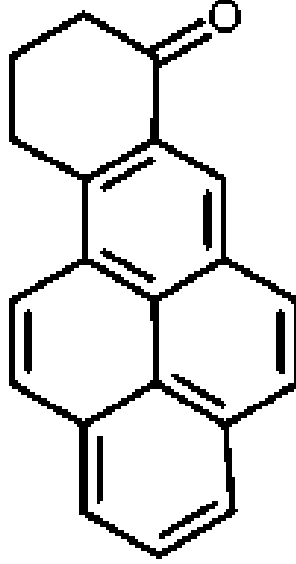
Benzo[a]pyrene (Benzo[a]piren, BaP) kimyasal formülü $C_{20}H_{12}$ olan ve Şekil 3.31.'de gösterildiği gibi beş halkalı bir polisiklik aromatik hidrokarbondur. Mutajenik (genetik mutasyona neden olan) ve yüksek derecede etkili bir kansorejendir. Benzopirenler olarak da adlandırılan bir polisiklik aromatik bileşikler sınıfına dahildir. Bu bileşiklerin ortak özelliği bir piren molekülü ile kaynaşmış bir benzen halkası içermeleridir. Benzo[a]piren'in kömür katranının bir bileşeni olduğu 1933'te bulunmuştur. Bu bileşik, kömürün 300-600 °C'de kısmi yanmasından kaynaklanır. Ayrıca Benzo[a]piren'in kaynakları arasında otomobil egzoz dumanları (özellikle dizel motorlarının), organik malzemenin yanmasından kaynaklanan her türlü duman ve ızgarada pişirilmiş yiyecekler de bulunur.



Şekil 3.31. Benzo[a]pyrene 'nin (BaP) kimyasal yapısı

Çalışmamızda kullandığımız organik bileşik; 9,10-dihydrobenzo(A)pyrene-7(8H)-one, 9,10-Dihydrobenzo(a)pyrene-7(8H)-one, DihydrobenzoapyreneHone, 9,10-dihydrobenzo[pqr]tetraphen-7(8H)-one, Benzo[a]pyrene-7(8H)-one,9,10-dihydro-, 7-Oxo-7,8,9,10-tetrahydrobenzo(a)pyrene ve 7-Oxo-7,8,9,10-tetrahydrobenzo[a]pyrene olarak da adlandırılmaktadır. Bu organik bileşiğin erime noktası (melting point) 172-175 °C olup, kaynama noktası (boiling point) ise; 492 °C'dir (760 mmHg=1 atm'de).

9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşigi, organik alan etkili transistörlerde (OFET'lerde) ve organik fotovoltaiik yapılar da (OPVD) kullanılmaktadır. Bu bileşigin kimyasal yapısı Şekil 3.32.'deki gibi olup, kimyasal formülü C₂₀H₁₄O olarak verilir.



Şekil 3.32. 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one'nin (9,10-H₂BaP) kimyasal yapısı

3.19.2. n-Si Kristalinin Kimyasal Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada (100) yöneliminde, 500 µm kalınlıkta, oda sıcaklığında 1-10 Ω.cm öz dirence sahip ve bir yüzü parlatılmış n-Si yarıiletkeni kullanıldı. Hem diyotun istenilen kalitede olabilmesi hem de alınan ölçüm sonuçlarının güvenilir olabilmesi için numune yüzeyinin organik ve mekanik her türlü kirliliklerden arındırılması gerekmektedir. Numune yüzeyinin parlatılma işlemi fabrikasyon olarak yapıldığı için, ayrıca bir mekanik temizlemeye ihtiyaç duyulmadı. Kimyasal temizleme için sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edildi:

- 1) Trikloretillen'de (C₂HCl₃) 5 dakika kaynatıldı.
- 2) Deiyonize su (18 MΩ) ile iyice yıkandı.
- 3) Metanol'de (CH₃OH) 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 4) Deiyonize su (18 MΩ) ile iyice yıkandı.
- 5) Aseton'da (CH₃COCH₃) 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.

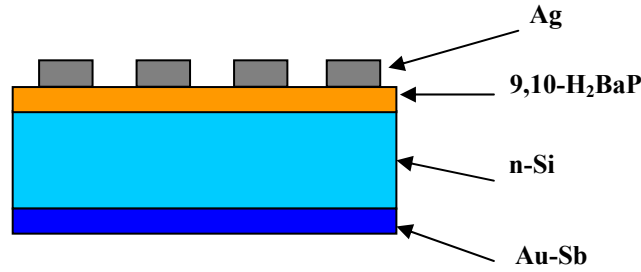
- 6) Deiyonize su (18 MΩ) ile iyice yıkandı.
- 7) %10 seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 8) Deiyonize su (18 MΩ) ile iyice yıkandı.
- 9) Azot gazı (N₂) ile iyice kurutuldu.

3.19.3. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb Diyot Yapısının Oluşturulması

Numunenin kimyasal temizleme işleminden sonra mat tarafına omik kontak yapılması gerekir. Numunenin omik kontak yapılacak tarafı (mat taraf), önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen ve NANOVAK firmasından satın alınan NVTS-400 Termal & Sputter Kombine Sistemi içine yerleştirildi. Vakum sistemi içindeki basınç yaklaşık 2×10^{-6} Torr değerine düşüncü, potaya yerleştirilmiş olan Altın-Antimon (Au-Sb) alaşımı (%99-%1) n-Si yarıiletkeni üzerine yaklaşık olarak 51 nm kalınlığında termal olarak buharlaştırıldı. Kısa bir süre bekledikten sonra numune, ters işlem yapılarak ve vakum sistemine Argon gazı (Ar₂) verilerek vakum cihazından çıkartıldı. Numune kimyasal olarak temizlenmiş kuartz pota içerisine yerleştirilip, önceden yakılarak numune tavlama işlemi için hazır hale getirilen (n-tipi Si için 420 °C'ye ayarlanmış) fırında N₂ ortamında 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak yapımı tamamlanmış oldu.

Organik filmi kaplamadan önce, numunenin parlak yüzeyinde laboratuvar ortamında oluşan oksit tabakasını kaldırmak için numunenin yüzeyi %10 seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) ile 30 sn temizlenerek, deiyonize su ile iyice yıkanıp, azot gazı (N₂) ile kurutuldu. Daha sonra organik bileşiği çözmek için cam beherin içerisine yaklaşık olarak 40 ml Kloroform (CHCl₃)-Metanol (CH₃OH) karışımı ve yaklaşık 10 mgr 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiği koyularak bir süre ultrasonik olarak yıkandı. Daha sonra cam beherin içerisine magnet koyup, magnetik karıştırıcıya yerleştirildi. Magnetik karıştırıcıya biraz ısı uygulayıp ve bir süre bekledikten sonra organik bileşik çözünüp, çözelti haline geldi. Organik ince film tabakasını oluşturmak için elde edilen çözelti, kimyasal temizliği yapılmış numunenin parlak yüzeyinde buharlaşması kısa bir süre beklenerek, numune yüzeyinde organik ince film tabakası olarak kaplandı.

Organik film kaplandıktan sonra doğrultucu kontağı yapmak için numune, önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen NANOVAK firmasından satın alınan NVBJ-300 Termal Sistemi içine yerleştirildi. Vakum sistemi içindeki basınç yaklaşık 2×10^{-6} Torr değerine düşüncü, potaya yerleştirilmiş olan Gümüş (Ag) metali 1.5 mm çapında dairesel noktalar olacak şekilde, organik film kaplı n-Si yarıiletkeni üzerine yaklaşık olarak 100 nm kalınlığında termal olarak buharlaştırıldı. Böylece Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb diyot yapısı elde edilip, diyot ölçümler için hazır hale getirildi. Elde edilen diyot yapısı Şekil 3.33.'de verilmiştir.



Şekil 3.33. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb diyot yapısı

3.19.4. p-Si Kristalinin Kimyasal Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada (100) yöneliminde, 270 µm kalınlıkta, oda sıcaklığında 1-10 Ω.cm öz dirence sahip ve bir yüzü parlatılmış p-Si yarıiletkeni kullanıldı. Hem diyotun istenilen kalitede olabilmesi hem de alınan ölçüm sonuçlarının güvenilir olabilmesi için numune yüzeyinin organik ve mekanik her türlü kirliliklerden arındırılması gerekmektedir. Numune yüzeyinin parlatılma işlemi fabrikasyon olarak yapıldığı için, ayrıca bir mekanik temizlemeye ihtiyaç duyulmadı. Kimyasal temizleme için sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edildi:

- 1) Trikloretilen'de (C₂HCl₃) 5 dakika kaynatıldı.
- 2) Deiyonize su (18 MΩ) ile iyice yıkandı.
- 3) Metanol'de (CH₃OH) 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.

- 4) Deiyonize su (18 M Ω) ile iyice yıkandı.
- 5) Aseton'da (CH₃COCH₃) 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 6) Deiyonize su (18 M Ω) ile iyice yıkandı.
- 7) %10 seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 8) Deiyonize su (18 M Ω) ile iyice yıkandı.
- 9) Azot gazı (N₂) ile iyice kurutuldu.

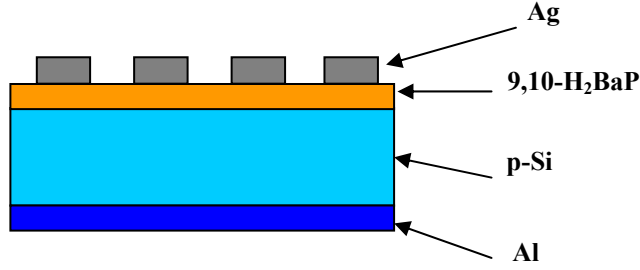
3.19.5. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al Diyot Yapısının Oluşturulması

Numunenin kimyasal temizleme işleminden sonra mat tarafına omik kontak yapılması gerekir. Numunenin omik kontak yapılacak tarafı (mat taraf), önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen NVTs-400 Termal & Sputter Kombine Sistemi içine yerleştirildi. Vakum sistemi içindeki basınç yaklaşık 2×10^{-6} Torr değerine düşünce, vakum sisteminden Argon gazı (Ar₂) geçirildi. Vakum seviyesi 20×10^{-3} Torr'a geldiğinde 40 Watt DC güç uygulanıp, p-Si yarıiletkeni üzerine yaklaşık 200 nm kalınlığında Alüminyum (Al) ince filmi oluşturuldu. Kısa bir süre bekledikten sonra ters işlem yapılarak, vakum sistemine Argon gazı (Ar₂) verildi. Saçırma işleminden sonra numune vakum cihazından çıkartılıp, kimyasal olarak temizlenmiş kuantz pota içerisine yerleştirildi. Önceden yakılarak numune tavlama işlemi için hazır hale getirilen (p-tipi Si için 580 °C'ye ayarlanmış) fırında N₂ ortamında 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak yapımı tamamlanmış oldu.

Organik filmi kaplamadan önce, numunenin parlak yüzeyinde laboratuvar ortamında oluşan oksit tabakasını kaldırmak için numunenin yüzeyi %10 seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) ile 30 sn temizlenerek, deiyonize su ile iyice yıkanıp, azot gazı (N₂) ile kurutuldu. Yukarıda bahsettiğimiz yöntemle hazırlanan çözelti, organik ince film tabakasını oluşturmak için, kimyasal temizliği yapılmış numunenin parlak yüzeyinde buharlaşması kısa bir süre beklenerek, numune yüzeyinde organik ince film tabakası olarak kaplandı.

Organik film kaplandıktan sonra doğrultucu kontağı yapmak için numune, önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen NVBJ-300 Termal Sistemi içine yerleştirildi. Vakum sistemi içindeki basınç yaklaşık 2×10^{-6} Torr değerine

düşünce, potaya yerleştirilmiş olan Gümüş (Ag) metali 1.5 mm çapında dairesel noktalar olacak şekilde, organik film kaplı p-Si yarıiletkeni üzerine yaklaşık olarak 100 nm kalınlığında termal olarak buharlaştırıldı. Böylece Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al diyot yapısı elde edilip, diyot ölçümler için hazır hale getirildi. Elde edilen bu yapı Şekil 3.34.'de verilmiştir.



Şekil 3.34. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al diyot yapısı

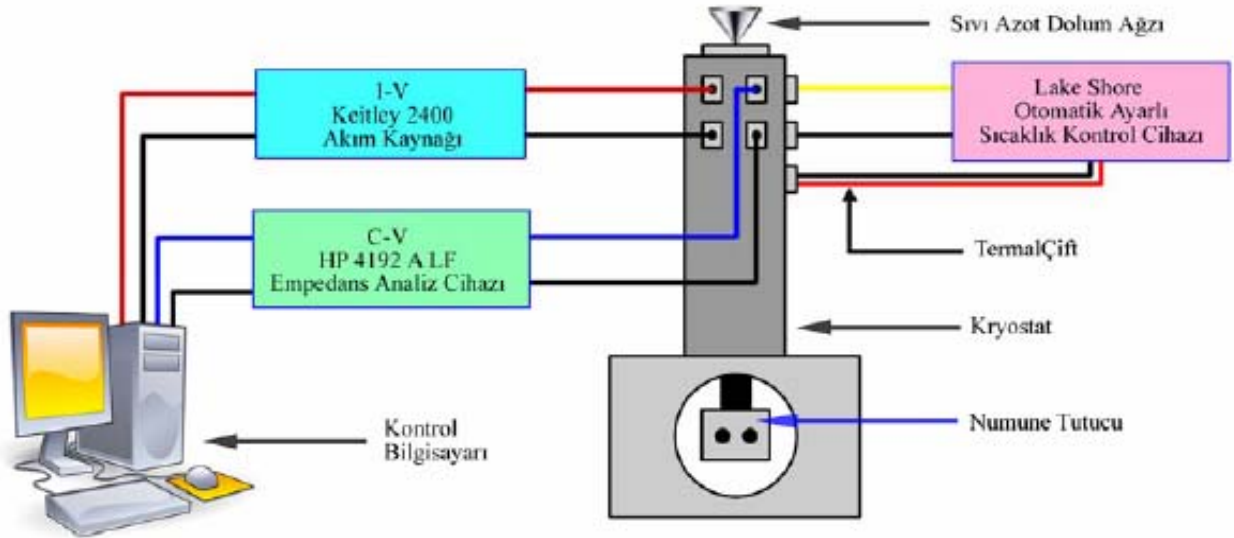
3.19.6. Deney ve Ölçüm Sistemi

Elektriksel karakteristikler için gerekli ölçümlerin tamamı Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Katihal Fiziği Laboratuvarları'nda gerçekleştirildi. Akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri KEITHLEY 2400 SourceMeter akım-gerilim cihazında bilgisayar kontrollü olarak ± 2.5 Volt aralığında, 0.01 Volt'luk adımlarla 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla (80-360 K sıcaklık aralığında) alındı. Gerilim kaynaklı akım, akım kaynaklı gerilim ölçebilen bu cihazda, ölçümler gerilim kaynaklı akım okunarak yapıldı. Bu ölçüm cihazı $\pm 1\mu V$ 'dan ± 200 V'a kadar gerilim, ± 10 pA'den ± 1 A'e kadar akım ölçümü yapabilmektedir.

Kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri ise; Hewlett Packard (HP) 4192A LF Impedance Analyzer (5 Hz-13 MHz) ölçüm cihazında bilgisayar kontrollü olarak, 1 MHz'de, ± 2.5 Volt aralığında, 0.04 Volt'luk adımlarla 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla (80-360 K sıcaklık aralığında) alındı. Hewlett Packard (HP) 4192A LF Impedance Analyzer (5 Hz-13 MHz) ölçüm cihazında, test sinyali (osilatör genlik aralığı) 5 mV-1 V ve ters gerilim voltajı -35 V ile +35 V arasında değer alabilmektedir.

Bütün bu ölçümler, Hewlett Packard (HP) bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart ve yazılım programı yardımıyla kumanda edilerek elde edildi. Ayrıca numunelerin sıcaklığa bağlı akım-gerilim ($I-V$), kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri; Janes VPF-475 kriostat içinde yaklaşık 10^{-3} Torr basınç altında, bakır tutucuda konumlandırılmış ve bilgisayar kontrollü olarak, hassasiyeti ± 0.1 K olan Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak, ters ve doğru DC gerilimlerinde gerçekleştirildi. Bu kriostat, Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemine sahip olup, 79 K ile 425 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilme özelliğine sahiptir.

Sıcaklığa bağlı ölçümler için kullanılan deney düzeneğinin şematik ve fotografik gösterimi, sırasıyla Şekil 3.35. ve Şekil 3.36.'da verilmiştir.



Şekil 3.35. $I-V$, $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerinde kullanılan deney düzeneğinin şematik gösterimi (Asar 2012)



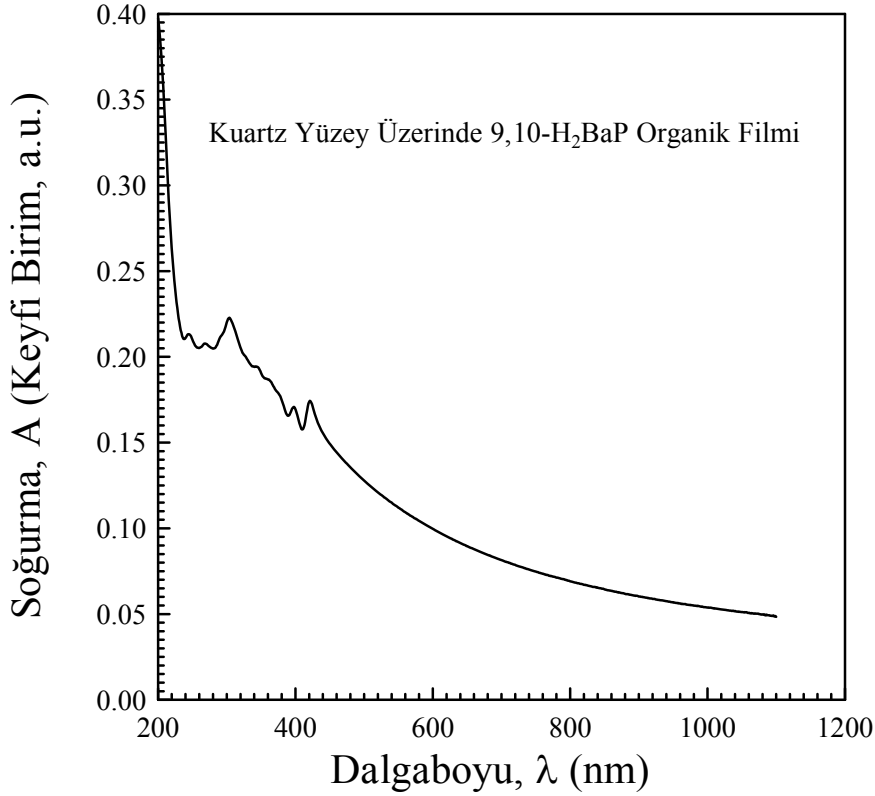
Şekil 3.36. $I-V$, $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerinde kullanılan deney düzeneğinin fotografik görünümü (Taşçıoğlu 2012)

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu bölümde; Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/p-Si/Al diyotlarının akım-gerilim ($I-V$), kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümlerinden sıcaklığa ve frekansa bağlı olarak elde edilen değişimlerin değerlendirilmesi bulunmaktadır. Ayrıca elde edilen bu değişimlerin değerlendirilmesinde kullanılan metotlar ve değişimlerin değerlendirilmesi sonucu metal/organik madde/n-Si ve metal/organik madde/p-Si Schottky diyotlarının elektriksel, dielektriksel ve fotoelektriksel karakterizasyonları için gerekli olan temel diyot parametrelerinin bazıları yer almaktadır.

4.1. 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) Organik Bileşiğinin Optik Özellikleri

9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiğinin optik özelliklerinin belirlenebilmesi için sırasıyla metanol (CH₃OH) ve aseton (CH₃COCH₃) ile yıkanıp kurutularak hazır hale getirilen kuartz üzerine, çözelti halindeki 9,10-H₂BaP organik bileşiğinin ince filmi oluşturuldu. Daha sonra bu ince filmin görünür bölge absorbansı Perkin Elmer Lambda 25 UV/Vis Spektrofotometre cihazı kullanılarak, 200-1100 nm dalgaboyu aralığında incelendi. Üzerine ince film oluşturduğumuz numune analiz yapılmadan önce, UV/Vis cihazı standart bir numune (kuartz) ile kalibre edildi. Bu sayede analizi yapılacak numunenin hangi dalgaboyları arasında absorbans yapabileceği belirlenip, UV/Vis cihazında programlama yaparken belirlenen bu dalgaboyları dikkate alındı. Daha sonra organik bileşiğin kaplı olduğu numune cihazın uygun bölmesine yerleştirilip, analiz için gerekli soğurma spektrumu ölçümü yapıldı. Şekil 4.1., 9,10-H₂BaP organik bileşiğine ait absorbans spektrumunu göstermektedir.

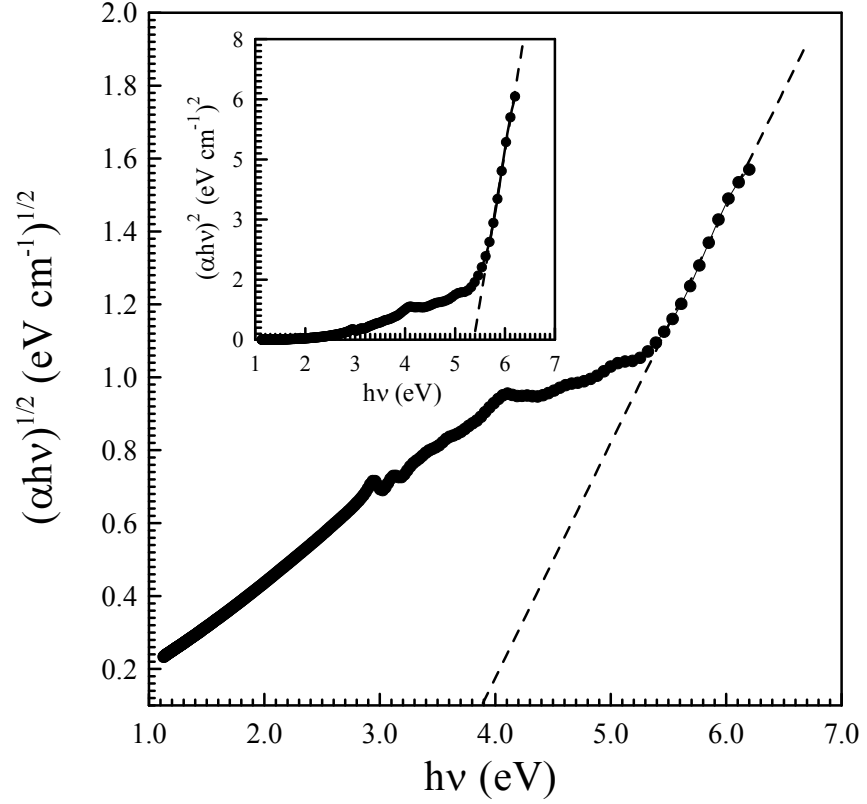


Şekil 4.1. 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiğinin absorbans spektrumu

9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiğinin optik bant aralığı (E_g) (Pankove 1975);

$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^m \quad (4.1)$$

denklemini kullanılarak elde edilir. Burada α ; soğurma katsayısı, B ; sabit bir sayı, h ; Planck sabiti ($h=6.626 \times 10^{-34}$ J.s) ve m ise; doğrudan bant aralığı için 1/2 ve dolaylı bant aralığı için 2 değerlerini alan bir sabittir. Kuartz yüzey üzerindeki 9,10-H₂BaP organik ince filmine ait $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$ ve $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafiklerinin her ikisi birlikte Şekil 4.2.'de verilmiştir.

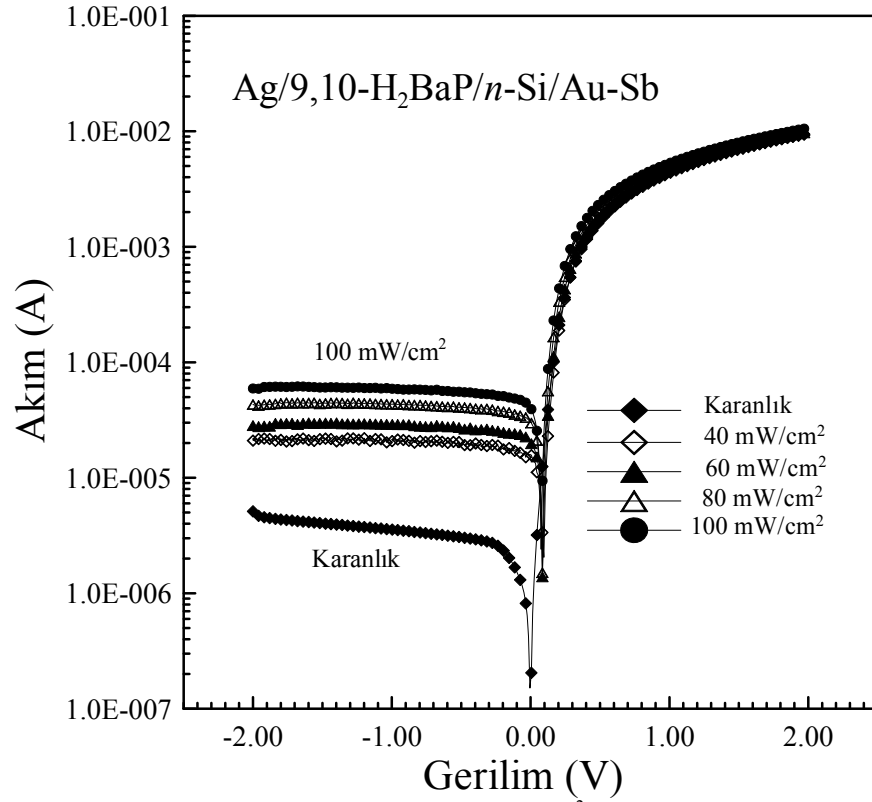


Şekil 4.2. Kuartz yüzey üzerindeki 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filmine ait $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$ ve $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafikleri

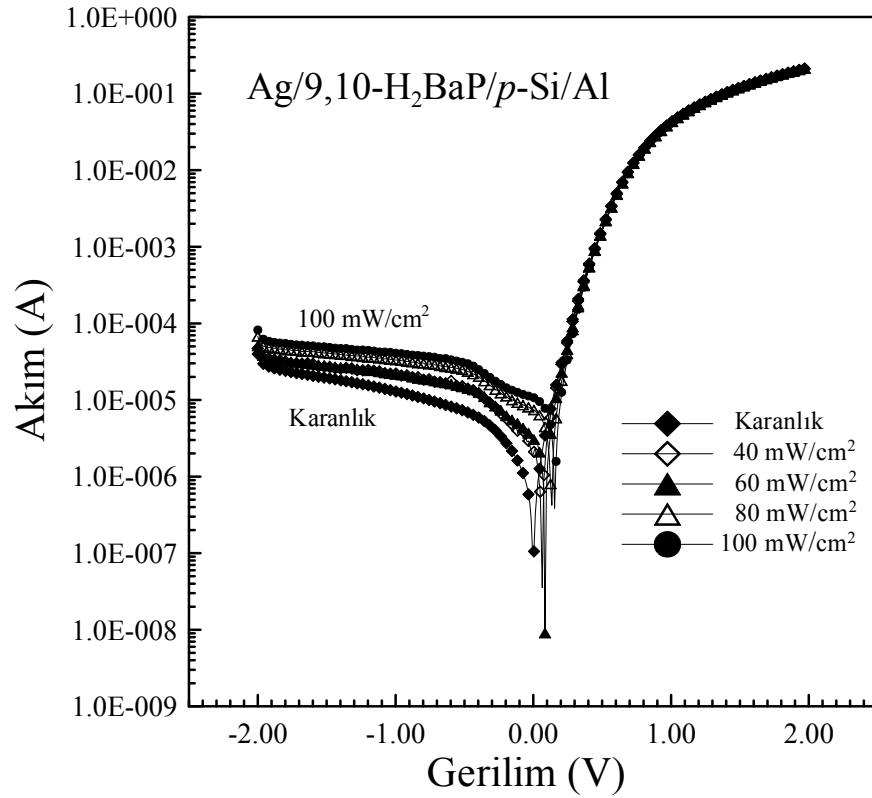
$(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$ ve $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafiklerinin lineer kısmına ekstrapole edilerek çizginin foton enerjisi eksenini kestiği noktadan, 9,10-H₂BaP organik ince filminin doğrudan ve dolaylı bant aralığı (E_g) sırasıyla 3.727 ve 5.373 eV olarak elde edildi. Buradan 9,10-H₂BaP ince filminin 3.727 eV doğrudan bant aralığına ve 1.551, 1.352 ve 1.342 eV tuzak seviyelerine sahip olduğu belirlendi.

4.2. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al Diyotlarının Fotoelektriksel Özellikleri ve SEM Analizleri

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının fotoelektriksel karakterizasyonunun yapılabilmesi için Newport Oriel 9600 model güneş simülatörü kullanıldı. Yapıların ışığa karşı tepkilerini incelemek için akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri, AM1.5 global filtreye sahip güneş simülatörü altında 40, 60, 80 ve 100 mW/cm² şiddetindeki ışıklar kullanılarak gerçekleştirildi. Şekil 4.3. ve Şekil 4.4., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının bu ölçümlere ait grafiklerini göstermektedir. Bu grafiklerden, her iki diyot yapısının da ışığa karşı bir tepki verdiği belirlendi. Fakat diyotların ışığa karşı olan hassasiyetleri, grafiklerden de görüleceği gibi diyottan diyota farklılık göstermektedir. Her iki diyot yapısının ışığa karşı duyarlılıkları; -2 V'da her bir ışık şiddeti altındaki akım değerlerinin, karanlık ortamdaki akım değerine oranlanarak ($I_{\text{aydınlık}}/I_{\text{karanlık}}$) elde edildi ve Çizelge 4.1. ile Çizelge 4.2.'de verildi. Çizelgelerden de görüldüğü gibi; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna göre ışığa karşı duyarlılığı daha büyüktür. Işığın şiddeti arttırıldığında, her iki diyot için de ters beslem bölgesindeki her bir ters beslem akımının arttığı görülmektedir. Diyotlar, güneş pillerinden ziyade fotodiyot özelliği gösterdiğinden, ters beslemde belirgin bir akım artışı olup, düz beslemde ise; akımda belirgin bir değişiklik olmamaktadır. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait grafiklerden de bu durum açıkça görülmektedir. Bu sonuçlar bize, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının optoelektronik uygulamalarda ve ışık sensörü olarak kullanılabileceğini göstermektedir. Ayrıca her bir ışık şiddeti için Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait kısa devre akımı (I_{sc}) ve açık devre gerilimi (V_{oc}) değerleri de Çizelge 4.1. ile Çizelge 4.2.'de belirtildi.



Şekil 4.3. $\text{Ag}/9,10\text{-H}_2\text{BaP}/n\text{-Si}/\text{Au-Sb}$ diyotunun $40\text{-}100 \text{ mW}/\text{cm}^2$ ışık şiddeti altında ve karanlıktaki $\ln I$ - V grafikleri



Şekil 4.4. $\text{Ag}/9,10\text{-H}_2\text{BaP}/p\text{-Si}/\text{Al}$ diyotunun $40\text{-}100 \text{ mW}/\text{cm}^2$ ışık şiddeti altında ve karanlıktaki $\ln I$ - V grafikleri

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

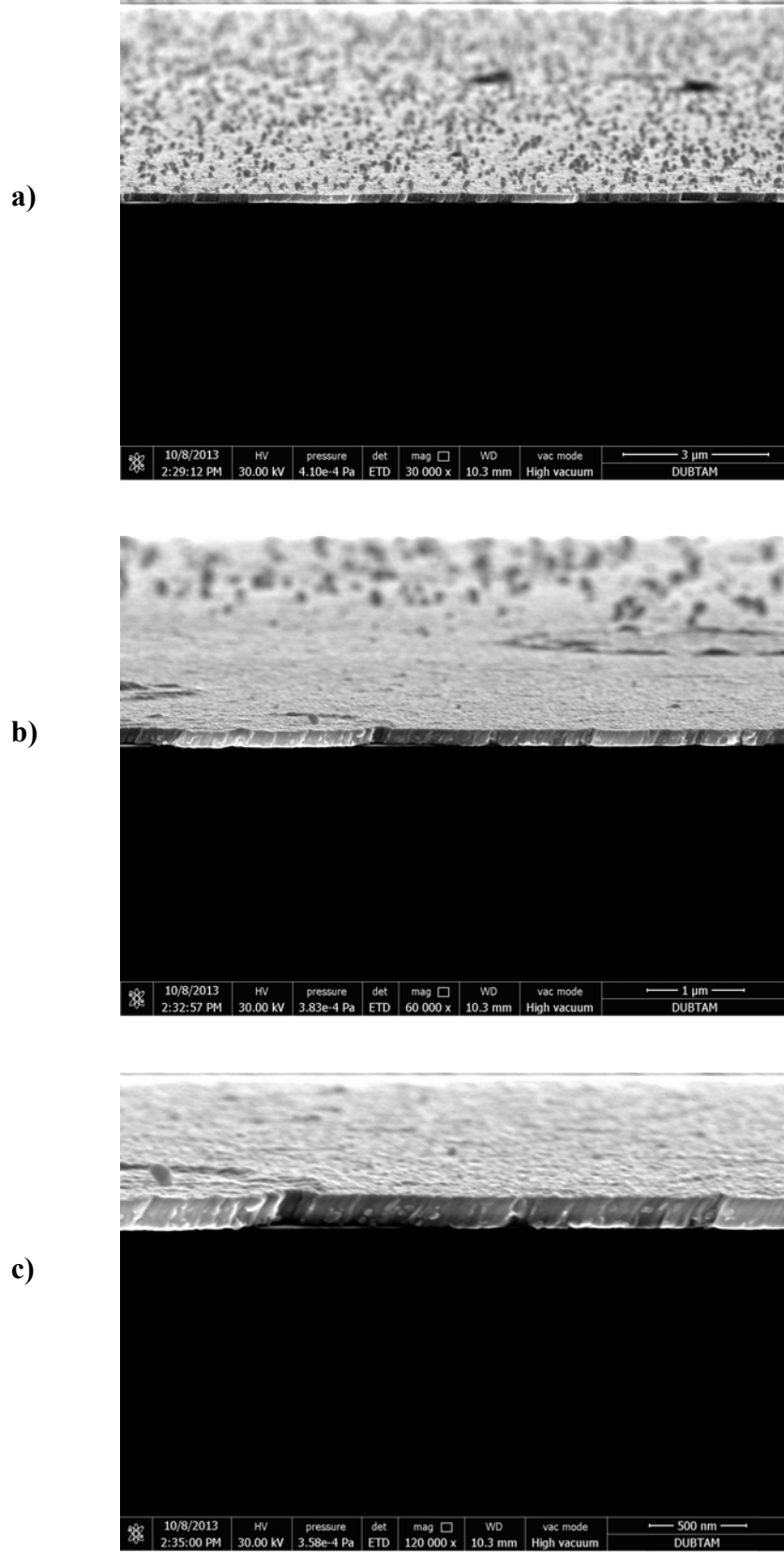
Çizelge 4.1. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun 40-100 mW/cm² ışık şiddeti altında I 'nın V 'ye karşı değişiminden elde edilen ışığa karşı duyarlılık, I_{sc} ve V_{oc} değerleri

<i>Işık Şiddeti (mW/cm²)</i>	<i>Işığa Karşı Duyarlılık</i>	<i>I_{sc} (µA)</i>	<i>V_{oc} (mV)</i>
40	4.118	15.9	95
60	5.549	21.1	85
80	8.451	30.9	85
100	11.628	40.4	75

Çizelge 4.2. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun 40-100 mW/cm² ışık şiddeti altında I 'nın V 'ye karşı değişiminden elde edilen ışığa karşı duyarlılık, I_{sc} ve V_{oc} değerleri

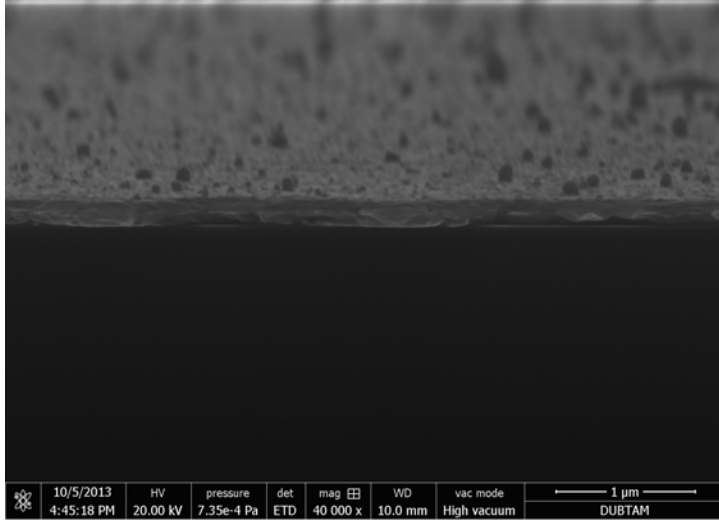
<i>Işık Şiddeti (mW/cm²)</i>	<i>Işığa Karşı Duyarlılık</i>	<i>I_{sc} (µA)</i>	<i>V_{oc} (mV)</i>
40	1.191	1.8	65
60	1.276	3.5	85
80	1.706	7.5	135
100	2.063	10.9	135

Ayrıca n-Si ve p-Si yarıiletkenleri üzerine oluşturduğumuz 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filminin kalınlığı ve görüntüleri FEI Quanta 250 FEG model taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılarak belirlendi. Yapılan ölçümler sonucunda n-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan ince filmin kalınlığı yaklaşık 180 nm ve p-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan ince filmin kalınlığı ise; yaklaşık 100 nm olarak elde edildi. Şekil 4.5. ve Şekil 4.6., n-Si ve p-Si yarıiletkenleri üzerine oluşturduğumuz 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filmine ait SEM görüntüleridir.

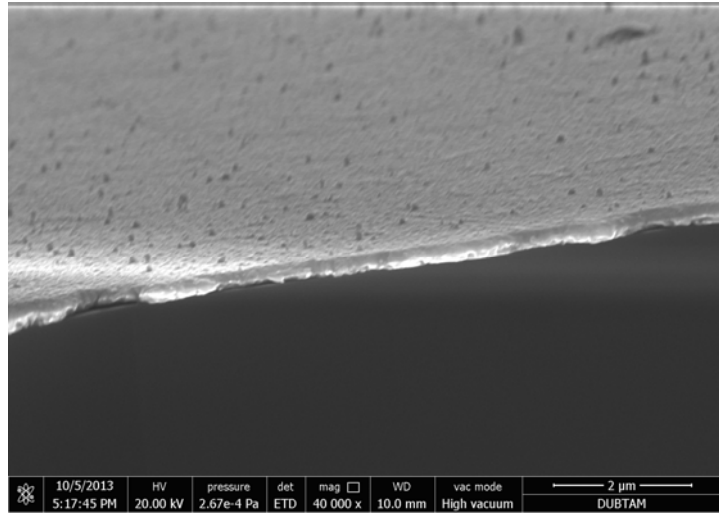


Şekil 4.5. n-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan 9,10-H₂BaP organik ince filminin **a)**×30000, **b)**×60000 ve **c)**×120000 defa büyütülmüş SEM görüntüleri

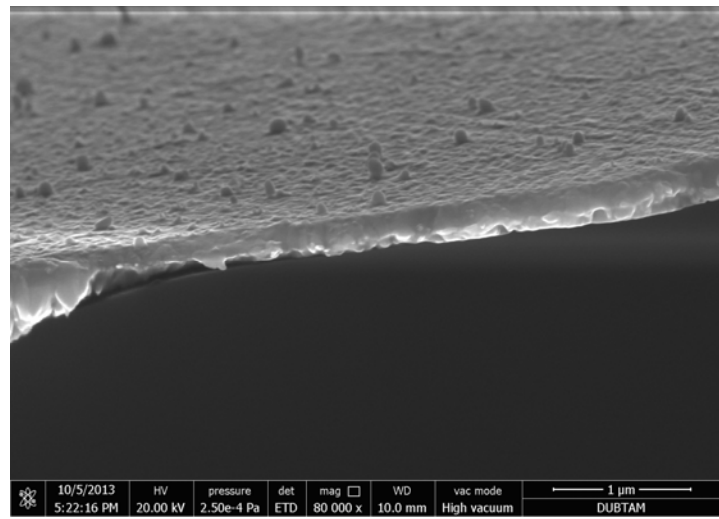
a)



b)



c)



Şekil 4.6. p-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan 9,10-H₂BaP organik ince filminin a)×40000, b)×40000 ve c)×80000 defa büyütülmüş SEM görüntüleri

4.3. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim (I - V) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Akım-gerilim (I - V) ölçümleri KEITHLEY 2400 SourceMeter akım-gerilim cihazında bilgisayar kontrollü olarak ± 2.5 Volt aralığında, 0.01 Volt'luk adımlarla 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla (80-360 K sıcaklık aralığında) alındı. Bu ölçümler, Hewlett Packard (HP) bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart ve yazılım programı yardımıyla kumanda edilerek elde edildi. Ayrıca numunelerin sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I - V) ölçümleri; Janes VPF-475 kriostat içinde yaklaşık 10^{-3} Torr basınç altında, bakır tutucuda konumlandırılmış ve bilgisayar kontrollü olarak, hassasiyeti ± 0.1 K olan Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak, ters ve doğru DC gerilimlerinde gerçekleştirildi.

Akım-gerilim (I - V) ölçümlerinden hareketle diyotun doğru beslem tarafındaki değişiminden idealite faktörü (idealite faktörü; diyotun ne kadar ideal olduğunu belirleyen önemli parametrelerden biridir. "n" ile sembolize edilen ve boyutsuz bir parametre olan idealite faktörü, engel yüksekliğinin gerilime bağlı olduğunu gösterir. İdeal bir diyot için $n=1$ olarak verilir. n değeri 1'den büyük olduğunda ($n>1$), diyot idealden uzaklaşıyor demektir.) ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı.

İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.2)$$

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

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (4.3)$$

şeklinde olur. (4.3) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da V 'ye göre türevi alınırsa; idealite faktörü için (4.4) eşitliği elde edilir.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.4)$$

$\ln I-V$ grafiği çizildiğinde, doğru beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek, bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ değeri elde edilir. Bulunan bu değerle birlikte; e (elektronun yükü= 1.6×10^{-19} C), k (Boltzmann sabiti= 8.625×10^{-5} eV/K) ve T (Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı (K)) terimleri (4.4) ifadesinde yerine yazılarak, her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri hesaplandı. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. (4.3) eşitliğindeki I_0 doyma akım yoğunluğu;

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

eşitliği ile verilmektedir. (4.5) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, Φ_b 'ye göre çözümlerse; (4.6) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

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

Bu ifadede A ; diyotun etkin alanı ($A=0.01767146 \text{ cm}^2$) ve A^* ; Richardson sabiti olup, n-Si için $A^*=110 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ ve p-Si için $A^*=32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ 'dir.

Sıcaklığa bağlı olarak Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one/p-Si/Al diyotlarının doğru beslem akım-gerilim ($I-V$) grafikleri Şekil 4.7.'de ve Şekil 4.8.'de verilmiştir. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I-V$ grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan tespit edildi. Doyma akım yoğunlukları akım-gerilim grafiğinden okunup, (4.6) eşitliğinde yerine yazılarak engel yükseklikleri bulundu. Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri (n), engel yükseklikleri (Φ_b) ve doyma akımı (I_0) değerleri Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.4.'de görülmektedir. Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.4.'den de görüldüğü gibi; artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri ise artmıştır. Ayrıca idealite faktörleri, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 11.189 ile 5.196, engel yükseklikleri ise; 0.269 eV ile 0.853 eV ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de idealite faktörleri 7.067 ile 1.848, engel yükseklikleri ise; 0.216 eV

ile 0.791 eV arasında değerler almaktadır. Şekil 4.7. ve Şekil 4.8.'den de görüleceği gibi, oda sıcaklığından (300 K) daha düşük sıcaklıklara gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının sıcaklığa bağlı akım-gerilim ($I-V$) değişimleri -2.5 Volt ile 2.5 Volt aralığında, 0.01 Volt'luk adımlarla alındı. (4.4) eşitliğinden idealite faktörü (n), (4.5) eşitliğinden doyma akım yoğunluğu (I_0) ve (4.6) eşitliğinden de Schottky engel yüksekliği (Φ_b) hesaplandı.

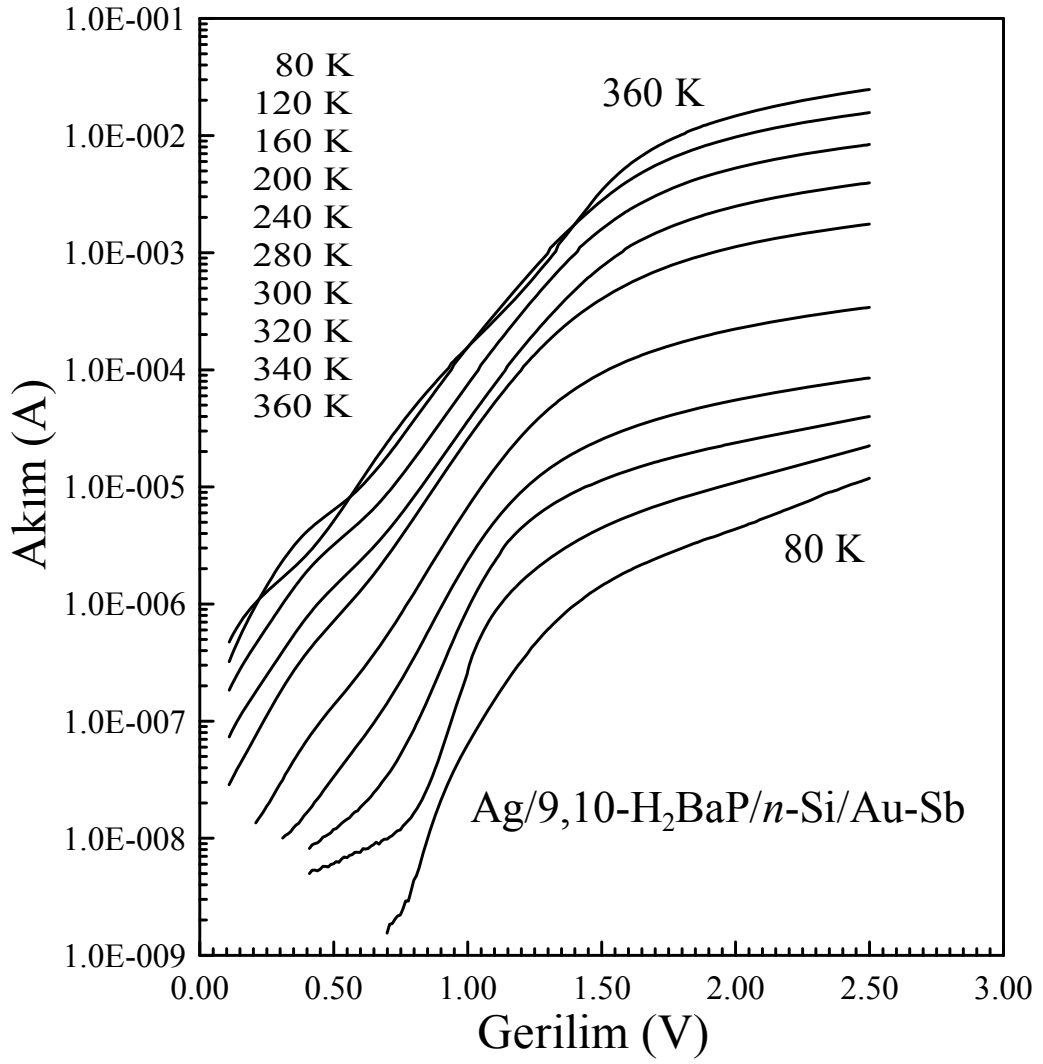
Akım-gerilim ($I-V$) ölçümlerinden hareketle elde edilen bazı grafikler, her iki numune için düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak incelendi. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 1. bölge yüksek sıcaklık bölgesi (200-360 K) ve 2. bölge ise; düşük sıcaklık bölgesidir (80-200 K). Aynı şekilde Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de; 1. bölge yüksek sıcaklık bölgesi (160-360 K) ve 2. bölge de düşük sıcaklık bölgesidir (80-160 K). Elde edilen idealite faktörlerinin ve engel yüksekliklerinin yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak, artan sıcaklığa bağlı değişimi sırasıyla Şekil 4.9. ile Şekil 4.10. ve Şekil 4.11. ile Şekil 4.12.'de görülmektedir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için sırasıyla; Şekil 4.9. ile Şekil 4.10.'daki değişimde idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmakta iken, Şekil 4.11. ile Şekil 4.12.'de ise; $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri her iki numune için de artan sıcaklıkla artmaktadır.

Çizelge 4.3. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

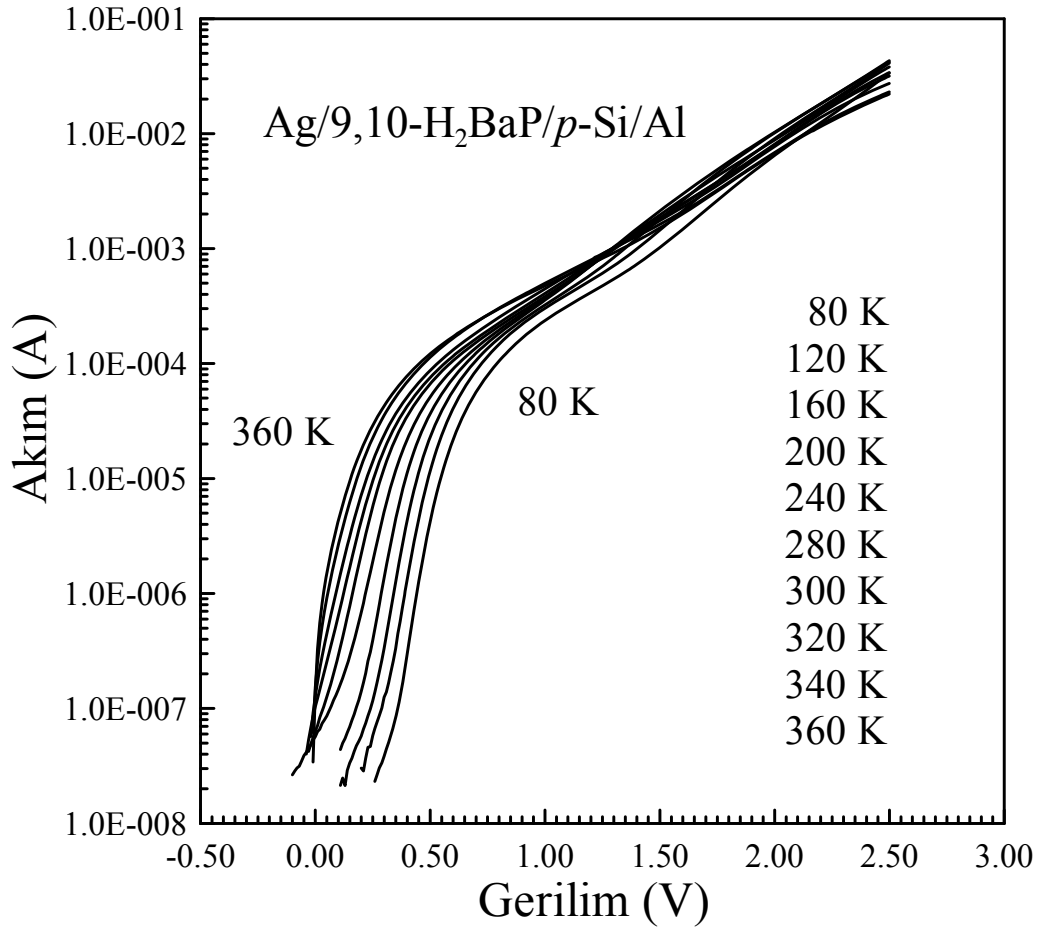
Sıcaklık (K)	I-V		
	n	Φ_b (eV)	I_0 (A)
80	11.189	0.269	1.554×10^{-13}
120	6.883	0.409	1.968×10^{-13}
160	6.406	0.498	1.046×10^{-11}
200	6.618	0.571	3.323×10^{-10}
240	6.267	0.648	2.803×10^{-9}
280	5.843	0.716	2.024×10^{-8}
300	5.798	0.750	4.594×10^{-8}
320	5.328	0.787	8.282×10^{-8}
340	5.199	0.813	2.079×10^{-7}
360	5.196	0.853	2.972×10^{-7}

Çizelge 4.4. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı I 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

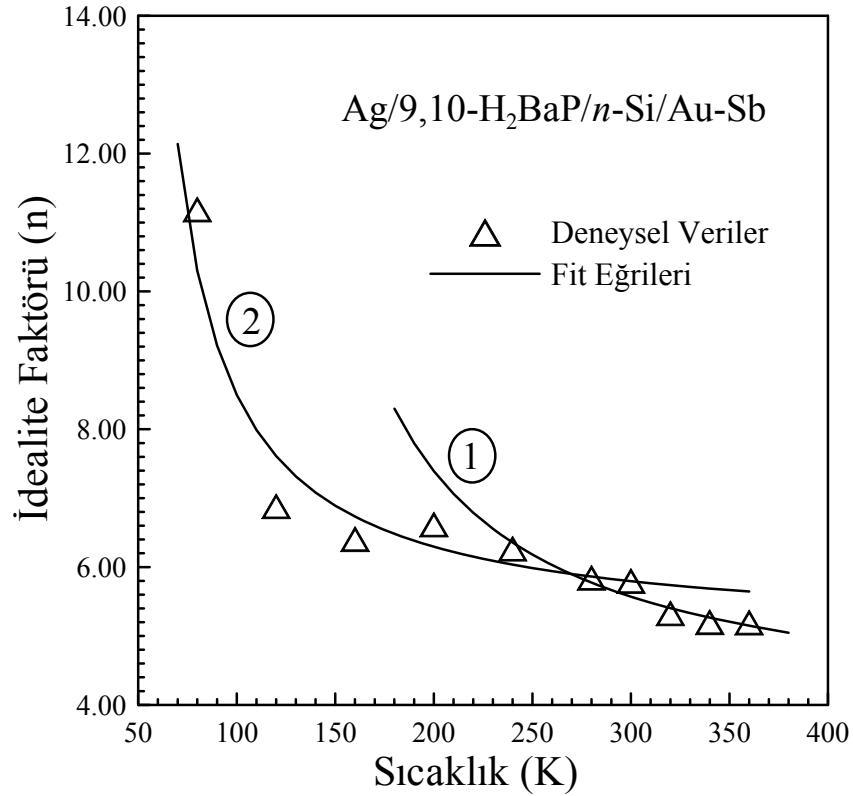
Sıcaklık (K)	I-V		
	n	Φ_b (eV)	I_0 (A)
80	7.067	0.216	9.341×10^{-11}
120	4.758	0.318	3.520×10^{-10}
160	3.521	0.421	8.364×10^{-10}
200	2.824	0.513	2.687×10^{-9}
240	2.872	0.576	2.640×10^{-8}
280	2.363	0.661	5.771×10^{-8}
300	2.362	0.690	1.328×10^{-7}
320	2.188	0.725	2.280×10^{-7}
340	2.052	0.755	4.314×10^{-7}
360	1.848	0.791	6.286×10^{-7}



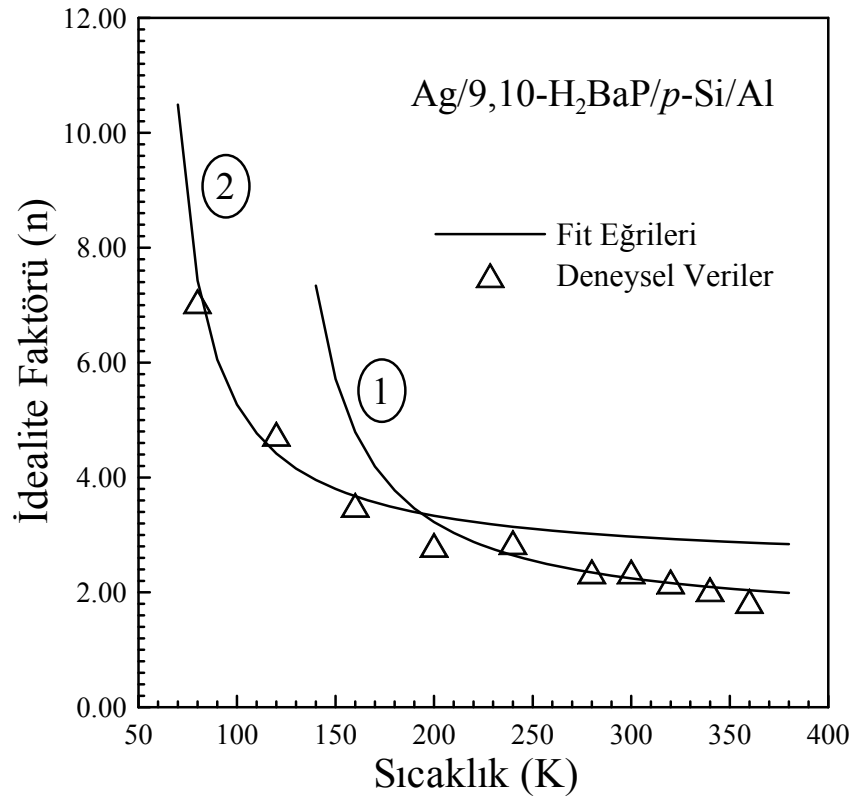
Şekil 4.7. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $\ln I$ 'nin V 'ye karşı değişimi



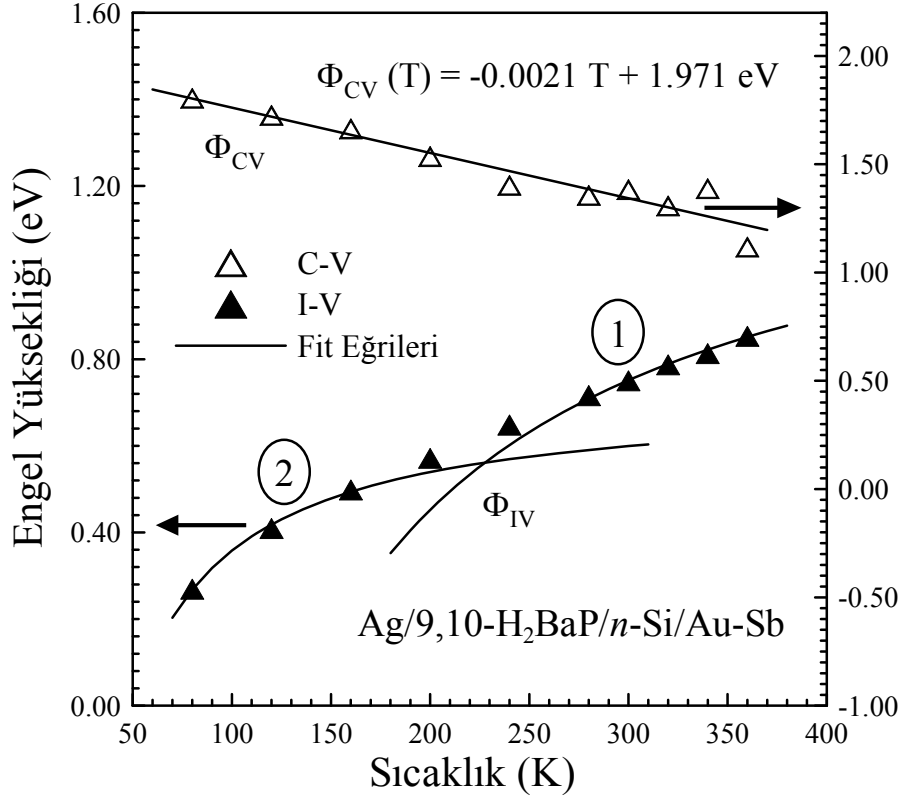
Şekil 4.8. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $\ln I$ 'nin V 'ye karşı değişimi



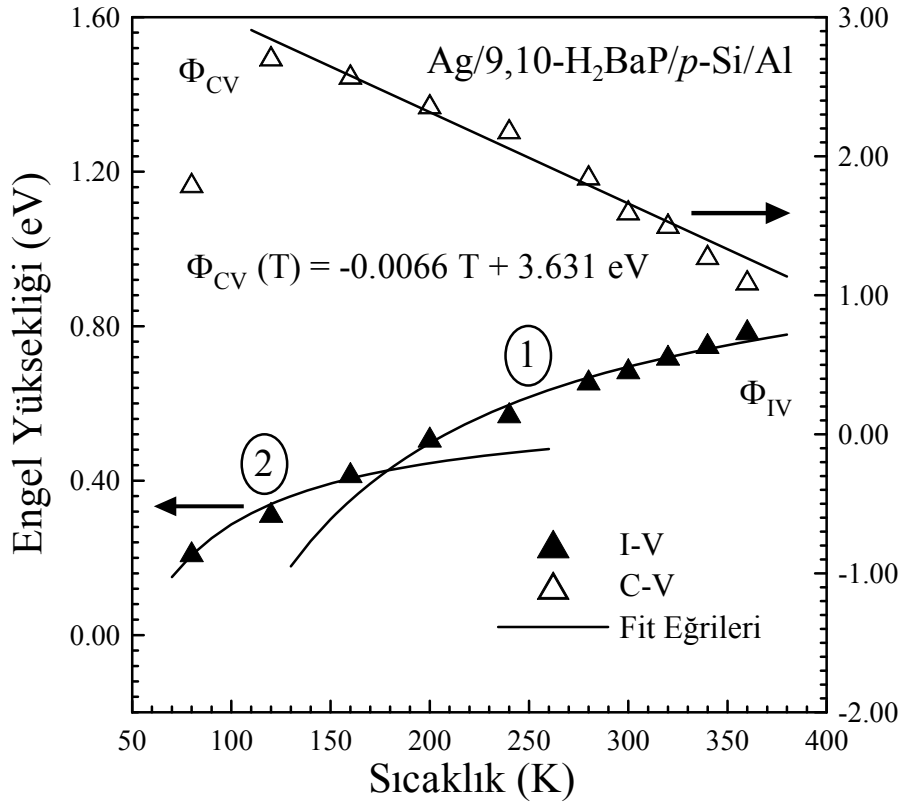
Şekil 4.9. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.10. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi



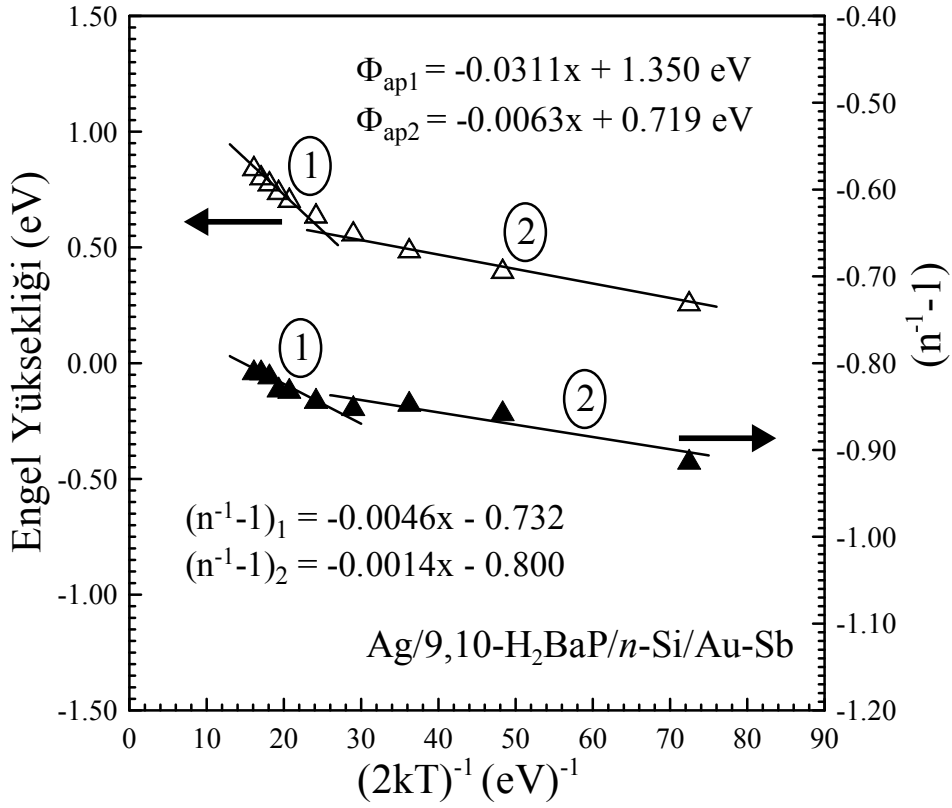
Şekil 4.11. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı *I-V* ve *C-V* grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi



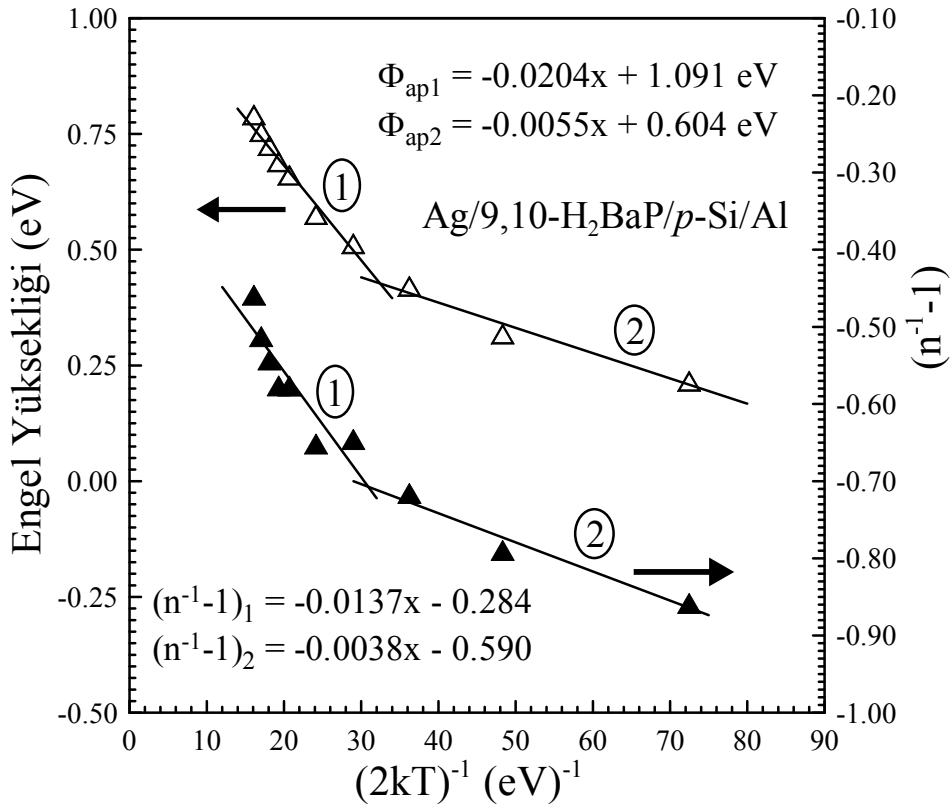
Şekil 4.12. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı *I-V* ve *C-V* grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.11. ve Şekil 4.12., ters beslemede C^2-V grafiğinden 1 MHz'de elde edilen engel yükseklikleri ile doğru beslemede $I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yüksekliklerinin, artan sıcaklığa karşı değişimini göstermektedir. Grafiklerden de görüldüğü gibi; C^2-V grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklığa karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. (3.81) eşitliği kullanılarak, C^2-V grafiğinden elde edilen engel yüksekliklerine fit edilen doğrunun eğimi, engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısını (α) ve doğrunun ekseni kestiği nokta ise; $\Phi_{b0}(T=0)$ olup, $T=0$ K için engel yüksekliği değerini verir. Buradan Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için bu değerler sırasıyla, $\alpha = -2.1 \text{ meVK}^{-1}$, $\Phi_{b0}(T=0) = 1.971 \text{ eV}$ ve $\alpha = -6.6 \text{ meVK}^{-1}$, $\Phi_{b0}(T=0) = 3.631 \text{ eV}$ olarak bulundu.

Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'de grafiği verilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri, diyotlarımızın $I-V$ grafiğinden elde edilen değerlerdir. Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak (3.30) eşitliği yardımıyla, ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve σ_0 standart sapma değerleri bulunur. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda 1. ve 2. bölgeler için bu grafiğe fit edilen doğru denklemlerinden $\bar{\Phi}_{b1} = 1.350 \text{ eV}$, $\bar{\Phi}_{b2} = 0.719 \text{ eV}$ ve $\sigma_{01} = 0.176 \text{ V}$, $\sigma_{02} = 0.079 \text{ V}$ olarak bulundu. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de her iki bölgeyi göz önüne aldığımızda $\bar{\Phi}_{b1} = 1.091 \text{ eV}$, $\bar{\Phi}_{b2} = 0.604 \text{ eV}$ ve $\sigma_{01} = 0.143 \text{ V}$, $\sigma_{02} = 0.074 \text{ V}$ olarak hesaplandı. (3.31) denklemi kullanılarak, Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'de gösterilen $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğe, her iki bölge için fit edilen doğru denklemlerinden voltaj katsayıları Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için $\rho_{21} = 0.732$, $\rho_{22} = 0.800$ ve $\rho_{31} = -0.0046 \text{ V}$, $\rho_{32} = -0.0014 \text{ V}$ olarak bulundu. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait $[(1/n)-1]-1/2kT$ grafiğine yapılan fit denklemlerinden her iki bölge için voltaj katsayıları ise; $\rho_{21} = 0.284$, $\rho_{22} = 0.590$ ve $\rho_{31} = -0.0137 \text{ V}$, $\rho_{32} = -0.0038 \text{ V}$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.13. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait [(1/n)-1] ve engel yüksekliğinin 1/2kT 'ye karşı değişimi

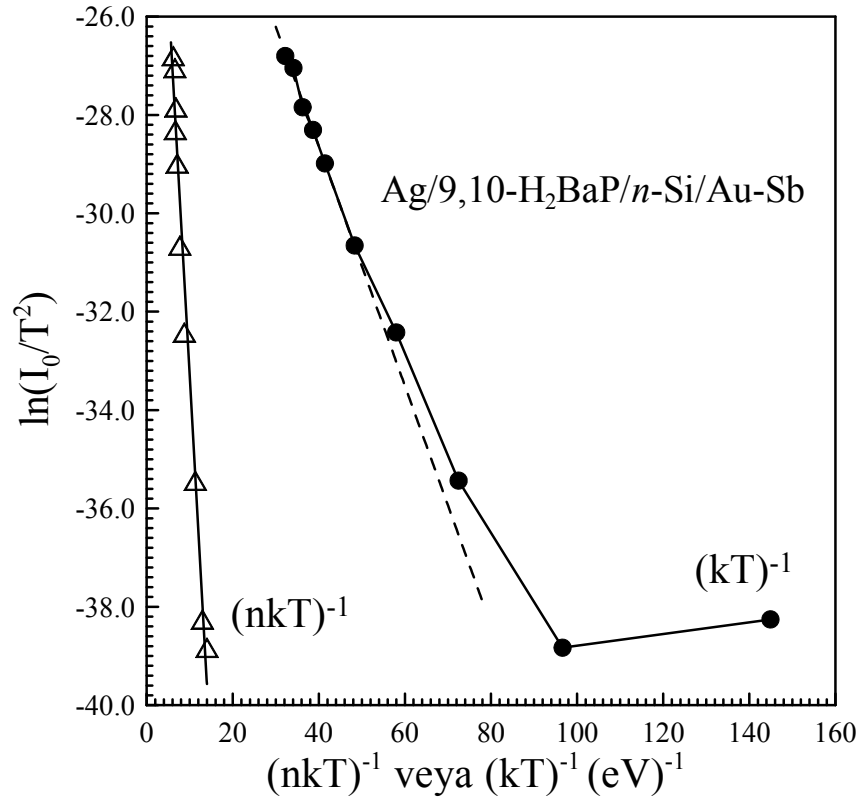


Şekil 4.14. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait [(1/n)-1] ve engel yüksekliğinin 1/2kT 'ye karşı değişimi

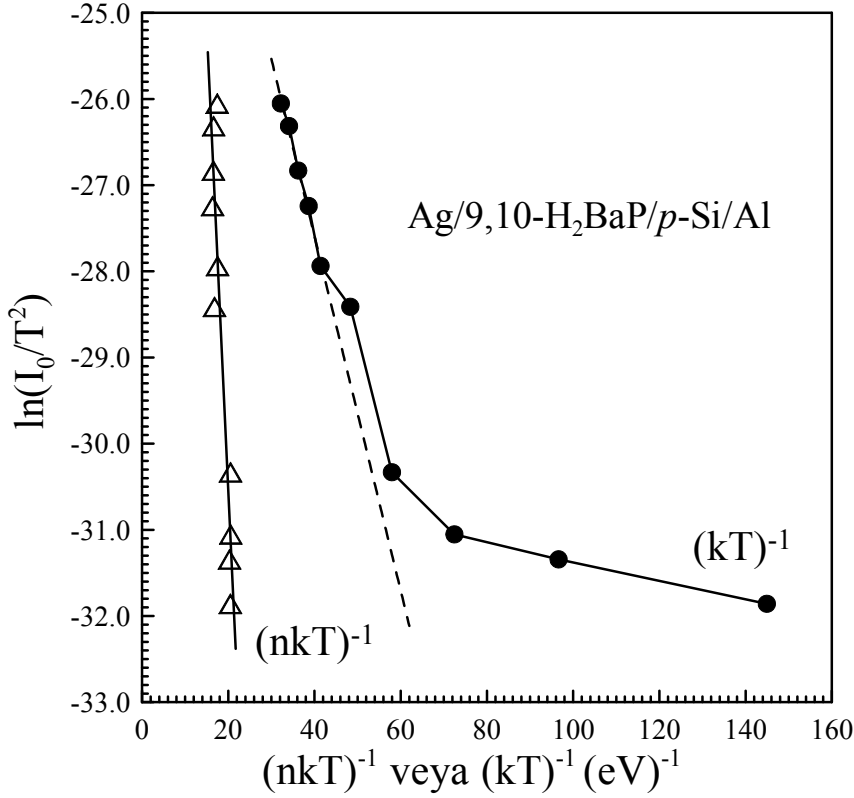
I - V grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye ve $1/nkT$ 'ye karşı çizilen grafiği Şekil 4.15. ve Şekil 4.16.'da verilmiştir. (3.29) denklemi düzenlenecek olursa,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_b}{kT} \quad (4.7)$$

eşitliği elde edilir. Burada, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/kT$ 'ye göre grafiğinin eğimi, Φ_b ve y eksenini kestiği nokta ise $\ln(AA^*)$ olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için sırasıyla; Richardson sabiti (A^*) = $3.477 \times 10^{-7} A/K^2 cm^2$, engel yüksekliği (Φ_b) = 0.243 eV ve Richardson sabiti (A^*) = $2.204 \times 10^{-7} A/K^2 cm^2$, engel yüksekliği (Φ_b) = 0.206 eV olarak bulundu. Richardson eğrilerinin lineerlikten sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.

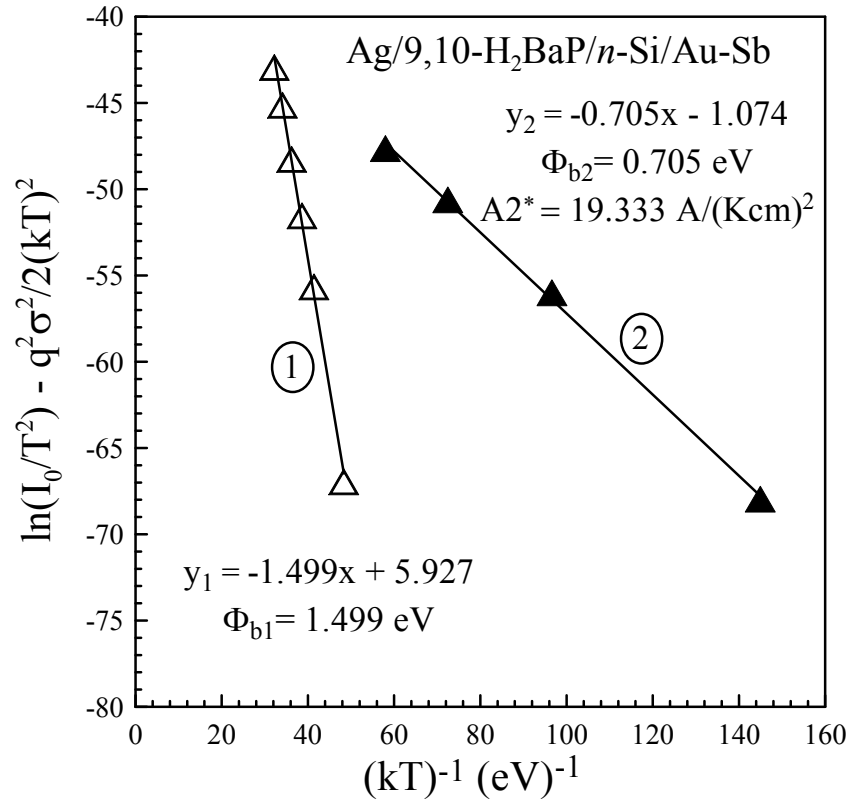


Şekil 4.15. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ veya $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri

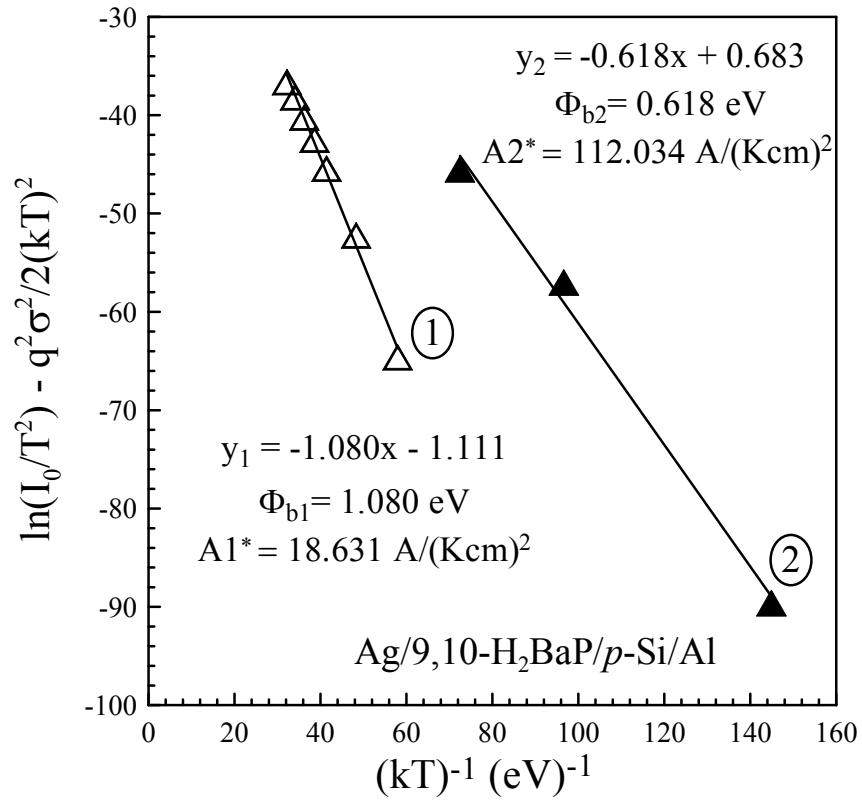


Şekil 4.16. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ veya $1/nkT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri

Şekil 4.17. ve Şekil 4.18.'de Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait her iki sıcaklık bölgesi için $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişimi verilmiştir. Bu grafikte belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi için (3.33) eşitliği kullanılarak, doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ve eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti bulunur. (3.33) eşitliği kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait 200-360 K sıcaklık bölgesi (1. Bölge) ve 80-200 K sıcaklık bölgesi (2. Bölge) için ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla; $\bar{\Phi}_{b1} = 1.499$ eV ve $\bar{\Phi}_{b2} = 0.705$ eV, $A2^* = 19.333$ A/K²cm² olarak bulundu. Benzer şekilde Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait 160-360 K sıcaklık bölgesi (1. Bölge) ve 80-160 K sıcaklık bölgesi (2. Bölge) için de (3.33) eşitliği kullanılarak, ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla $\bar{\Phi}_{b1} = 1.080$ eV, $A1^* = 18.631$ A/K²cm² ve $\bar{\Phi}_{b2} = 0.618$ eV, $A2^* = 112.034$ A/K²cm² olarak hesaplandı.

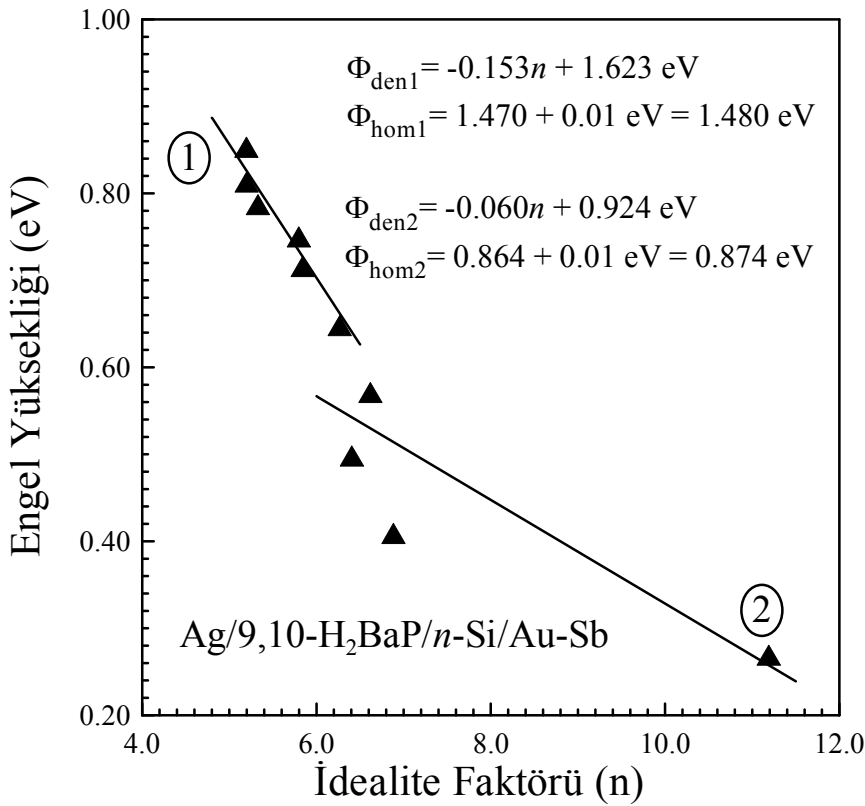


Şekil 4.17. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

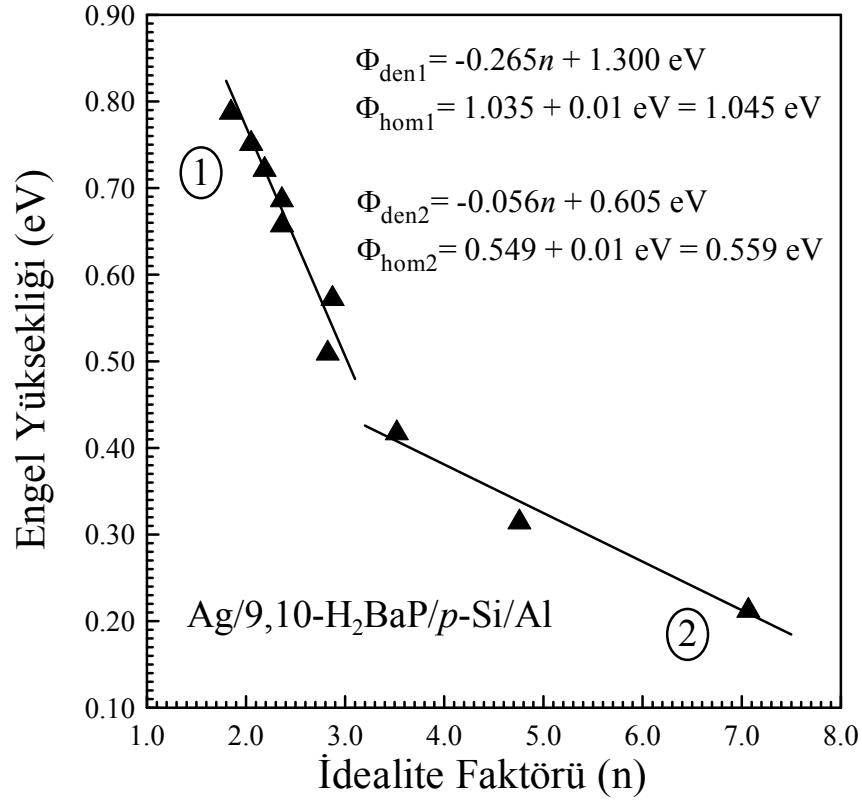


Şekil 4.18. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunda engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

Şekil 4.19. ve Şekil 4.20.'de Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri için engel yüksekliğinin (Φ_b), idealite faktörüne (n) göre değişimi verilmiştir. Grafiklerde verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörleri diyotların $I-V$ grafiğinden elde edilen değerlerdir. Şekil 4.19. ve Şekil 4.20.'den de görüldüğü gibi idealite faktörü ve engel yüksekliği arasında lineer bir ilişki vardır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliği ile açıklanabilir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerini dikkate alarak, n=1 değeri için grafiği ekstrapole ettiğimizde, yanal homojen engel yüksekliği her iki sıcaklık bölgesi için sırasıyla; 1.480 eV ve 0.874 eV olarak bulundu. İmaj kuvvet etkisinden dolayı 0.01 eV değeri eklenmiştir. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu içinde yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerini dikkate alarak, n=1 değeri için grafiği ekstrapole ettiğimizde, yanal homojen engel yüksekliği her iki sıcaklık bölgesi için sırasıyla; 1.045 eV ve 0.559 eV olarak hesaplandı. Burada da yanal homojen engel yüksekliği değerlerine, imaj kuvvet etkisinden dolayı 0.01 eV değeri eklenmiştir.



Şekil 4.19. Farklı sıcaklıklarda Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

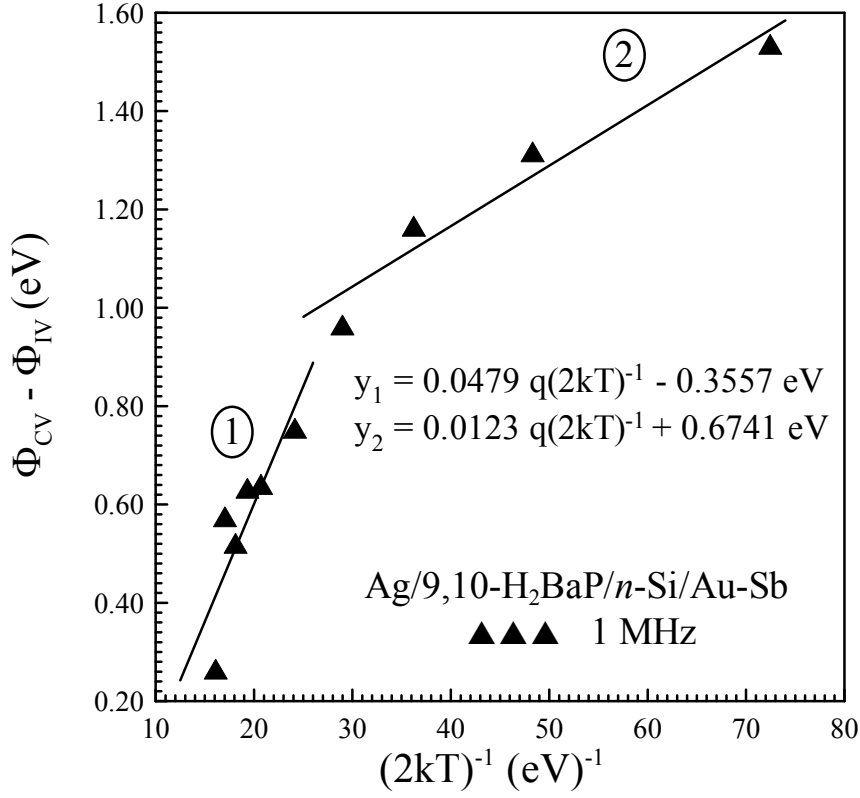


Şekil 4.20. Farklı sıcaklıklarda Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

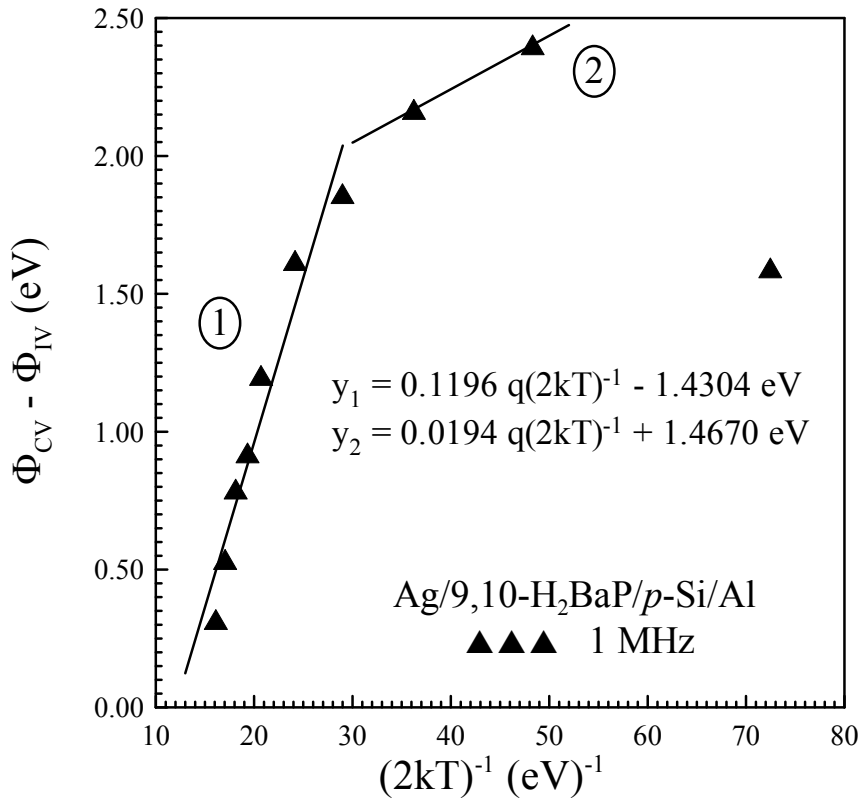
Ters beslemde C^2-V grafiğinden 1 MHz'de elde edilen engel yükseklikleri ile doğru beslemde $I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yükseklikleri arasındaki farkın, $1/2kT$ 'ye göre değişimi yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri için Şekil 4.21. ve Şekil 4.22.'de verilmiştir. Bu grafiklerde belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi için (3.80) eşitliği kullanılarak, doğrunun eğimi $q\sigma_0^2$ 'ye ve y eksenini kestiği nokta ise;

$\frac{q\alpha_\sigma}{2k}$ 'ya eşit olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda

1. ve 2. bölgeler için 1 MHz'de standart sapmanın değerleri sırasıyla; $\sigma_{01} = 0.219 \text{ V}$, $\sigma_{02} = 0.111 \text{ V}$ ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı ise; $\alpha_{\sigma 1} = 0.0614 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$, $\alpha_{\sigma 2} = 0.1163 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$ olarak bulundu. (3.80) denklemi kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de 1. ve 2. sıcaklık bölgeleri dikkate alındığında, 1 MHz'de standart sapmanın değerleri sırasıyla; $\sigma_{01} = 0.346 \text{ V}$, $\sigma_{02} = 0.139 \text{ V}$ ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı ise; $\alpha_{\sigma 1} = 0.2467 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$, $\alpha_{\sigma 2} = 0.2531 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.21. Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait ($\Phi_{CV} - \Phi_{IV}$) değerinin $1/2kT$ 'ye göre değişimi

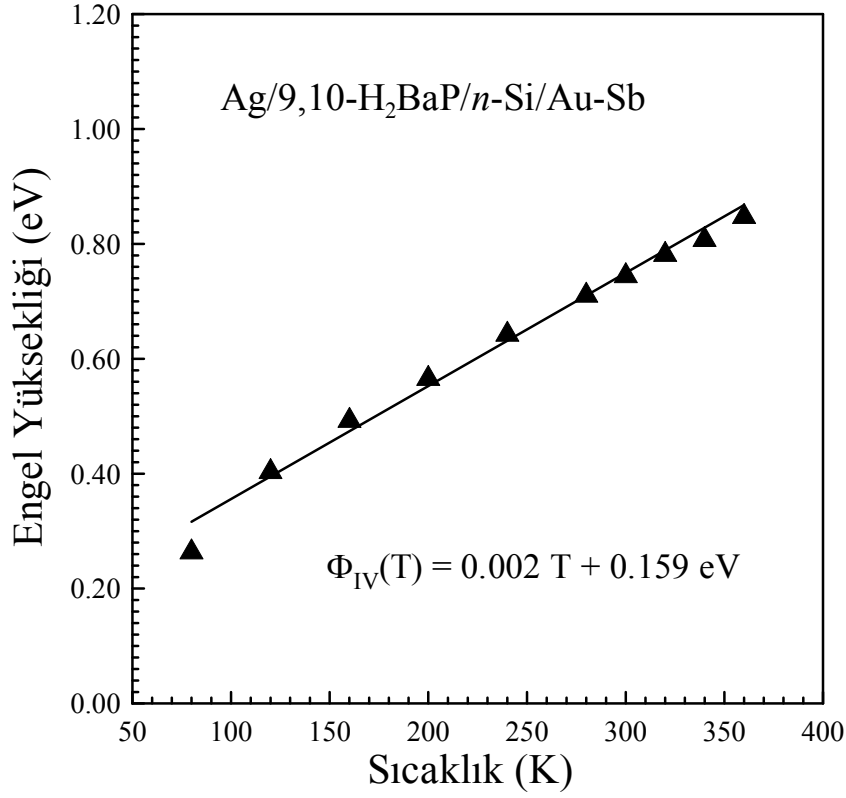


Şekil 4.22. Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait ($\Phi_{CV} - \Phi_{IV}$) değerinin $1/2kT$ 'ye göre değişimi

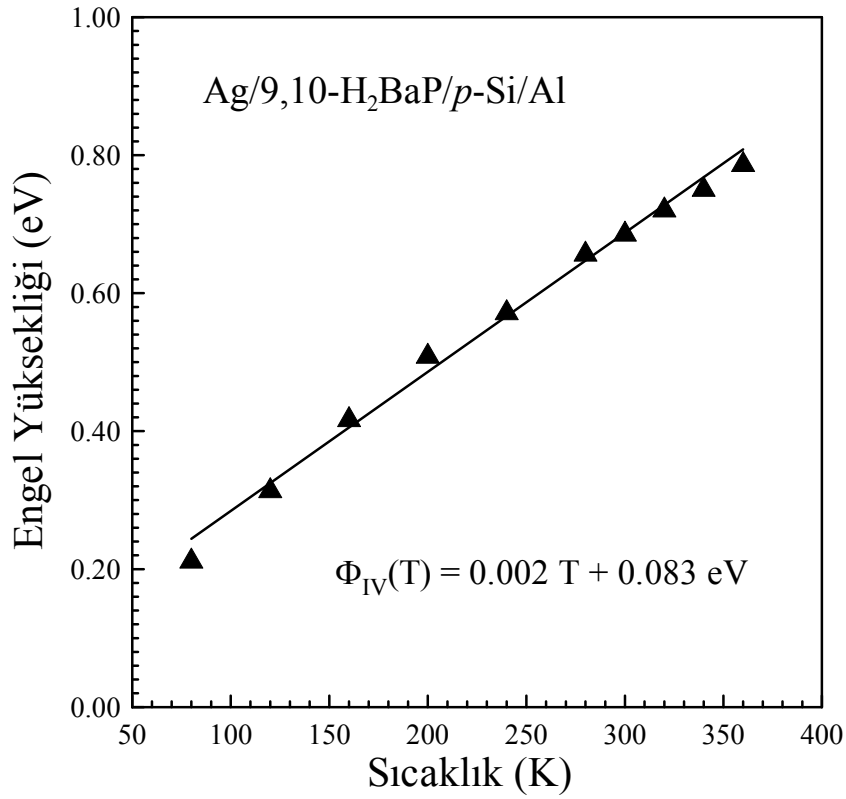
Şekil 4.23. ve Şekil 4.24.'de verilen grafikler, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerinin (Φ_b), sıcaklığa karşı değişimini göstermektedir. Şekil 4.23. ve Şekil 4.24.'den de görüldüğü gibi engel yüksekliği ile sıcaklık arasında lineer bir ilişki vardır. Bu grafiklere fit edilerek, elde edilen fit denklemlerinden hareketle (3.52) eşitliğinde de ifade ettiğimiz aşağıdaki denklemden faydalanarak, her iki diyot için taşıyıcı tünelleme faktörü hesaplandı.

$$q\Phi_b(T) = q\Phi_{b0}(T = 0) + (a\chi^{1/2}\delta)kT \quad (4.8)$$

(4.8) eşitliğindeki $(a\chi^{1/2}\delta)$ ifadesi, taşıyıcı tünelleme faktörüdür. Burada $a = (2/\hbar)(2m^*)^{1/2}$ olup, elektronun etkin tünelleme kütleğine (m^*) ve Planck sabitine ($\hbar = \hbar/2\pi$) bağlı olan bir sabittir. χ ; arayüzey tabakasının gösterdiği tünelleme engel yüksekliği ve δ ise; arayüzey tabakasının kalınlığıdır. Ayrıca $\Phi_b(T)$, deneysel sıfır beslem engel yüksekliği ve $\Phi_{b0}(T = 0)$ ise; $T = 0$ K'deki engel yüksekliğidir. (4.8) denklemini kullanılarak, her iki diyot için de taşıyıcı tünelleme faktörünün değeri 23.188 olarak elde edildi.



Şekil 4.23. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait sıcaklığa bağlı I - V grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.24. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait sıcaklığa bağlı I - V grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

4.4. Norde Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Norde, engel yüksekliği ve seri direncin hesaplanmasında yeni bir metot önermiştir (Norde 1979, Ocak 2010). Modifiye edilmiş Norde fonksiyonu;

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (4.9)$$

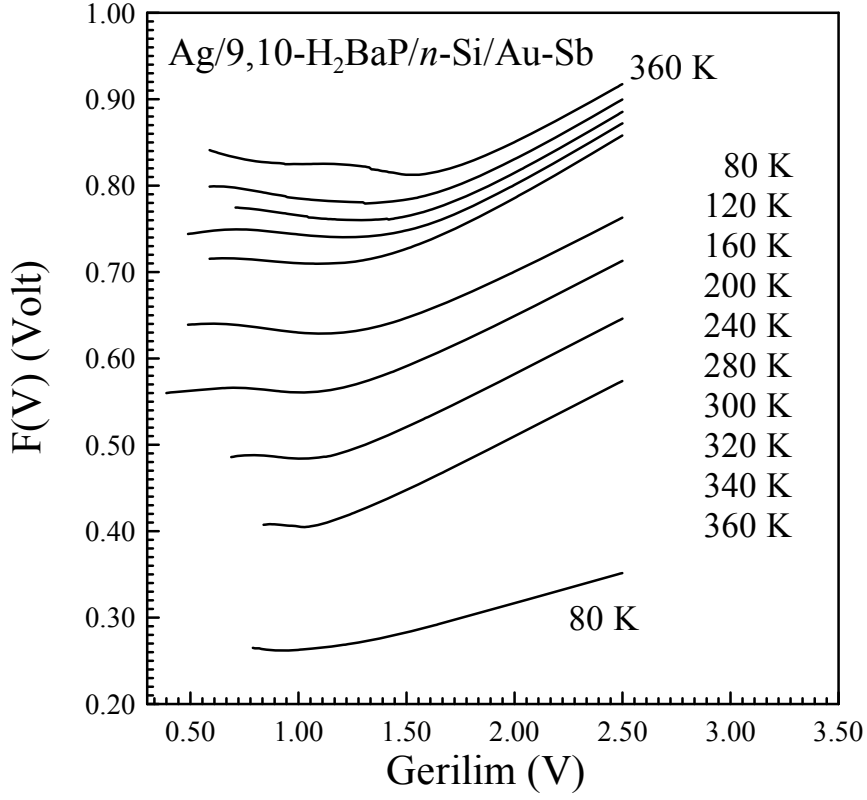
şeklinde yazılmaktadır (Karataş ve ark. 2007, Ocak 2010). Burada γ ifadesi, idealite faktörü (n) değerinden büyük olan ilk tam sayı değeri olup, $I(V)$ ise; $I-V$ grafiğinin eğiminden elde edilen akım değeridir. Bu metotta engel yüksekliği,

$$\Phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.10)$$

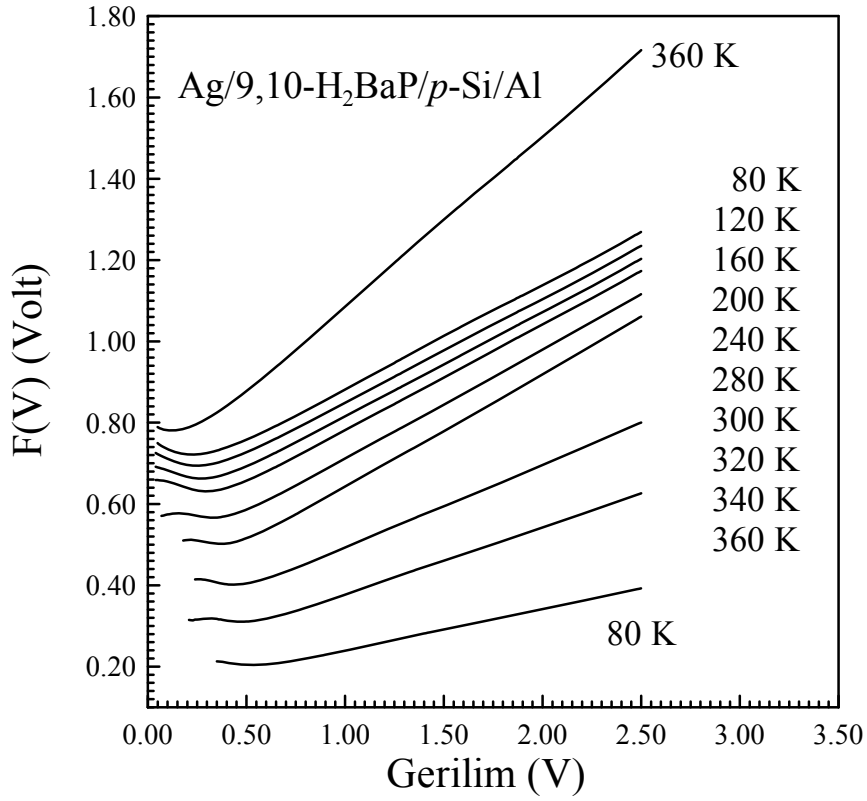
olarak verilir. Burada $F(V_0)$ ifadesi, $F-V$ grafiğinin minimum $F(V)$ değeri ve V_0 ise; bu değere karşılık gelen gerilim değeridir. Şekil 4.25. ve Şekil 4.26., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait $F(V)-V$ grafiklerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini vermektedir. Norde metodunda seri direnç değerleri,

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{qI} \quad (4.11)$$

denklemleri ile elde edilir. Burada I değeri, V_0 değerine karşılık gelen akım değeridir. (4.9), (4.10) ve (4.11) eşitlikleri kullanılarak, her bir sıcaklık için Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının seri direnç ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının Norde fonksiyonları tarafından, sıcaklığa bağlı olarak elde edilen $F(V_0)$, V_0 , engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 4.5. ve Çizelge 4.6.'da görülmektedir.



Şekil 4.25. $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ diyotuna ait sıcaklığa bağlı $F(V)-V$ grafiği



Şekil 4.26. $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotuna ait sıcaklığa bağlı $F(V)-V$ grafiği

Çizelge 4.5. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Norde fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri

<i>Sıcaklık (K)</i>	<i>F(V₀) (Volt)</i>	<i>V₀ (V)</i>	<i>R_s (Ω)</i>	<i>Φ_b (eV)</i>
80	0.262	0.929	1.844×10 ⁵	0.332
120	0.405	1.029	2.899×10 ³	0.542
160	0.484	1.011	7.970×10 ³	0.615
200	0.561	1.029	2.217×10 ³	0.690
240	0.629	1.138	819.801	0.771
280	0.710	1.098	73.291	0.868
300	0.740	1.208	32.962	0.916
320	0.760	1.298	33.497	0.949
340	0.779	1.308	21.374	0.968
360	0.813	1.519	6.625	1.035

Çizelge 4.6. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Norde fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri

<i>Sıcaklık (K)</i>	<i>F(V₀) (Volt)</i>	<i>V₀ (V)</i>	<i>R_s (Ω)</i>	<i>Φ_b (eV)</i>
80	0.204	0.539	714.312	0.265
120	0.310	0.479	309.027	0.396
160	0.402	0.439	702.412	0.498
200	0.502	0.369	464.565	0.608
240	0.566	0.329	308.901	0.655
280	0.631	0.299	1.255×10 ³	0.707
300	0.663	0.269	1.334×10 ³	0.726
320	0.694	0.249	1.594×10 ³	0.750
340	0.722	0.229	1.524×10 ³	0.769
360	0.781	0.119	788.915	0.810

4.5. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Hesaplanması

Arayüzey durumlarının yoğunluğu, Schottky diyotun karakteristikleri üzerine etkili olması bakımından önemlidir. Arayüzey organik tabakalı bir MIS diyotun, düz beslem durumunda ve yarıiletken ile dengede olan arayüzey hallerine ait enerji dağılımı, diyotun $I-V$ karakteristikleri üzerinde önemli bir rol oynar. Diyota uygulanan gerilimin bir kısmı arayüzey tabakası üzerine, bir kısmı deplasyon tabakası üzerine ve bir kısmı da gövde direnci üzerine düşmektedir. Arayüzey hal yoğunlukları, arayüzey hal enerjisinin fonksiyonu olarak, $I-V$ karakteristiklerinden hesaplandı. Bir n-tipi ve p-tipi yarıiletkende arayüzey hal enerjisi;

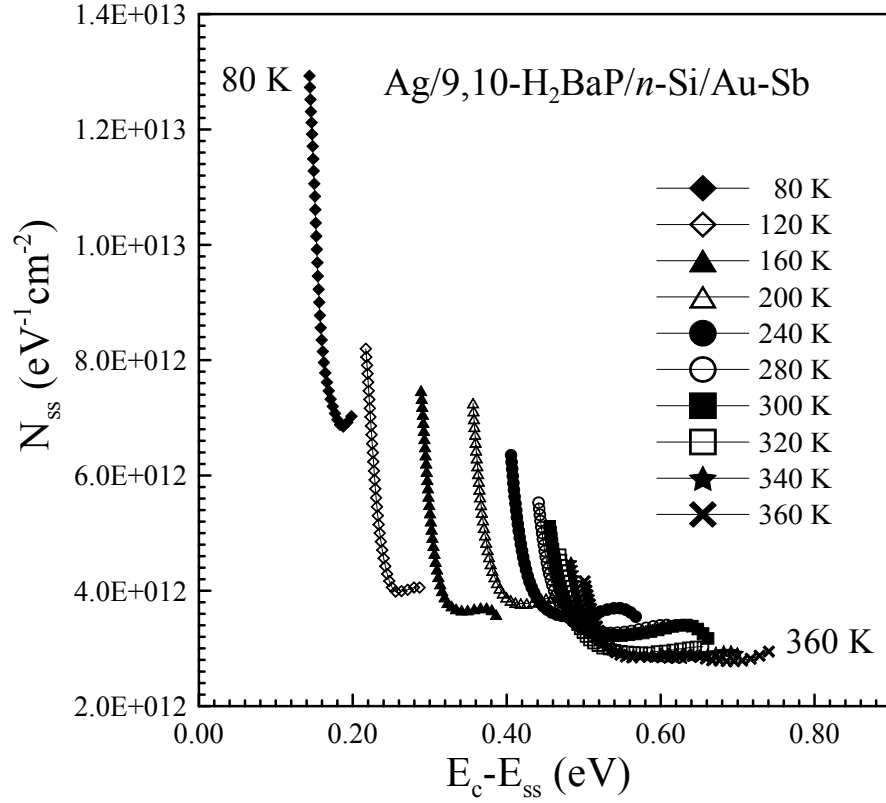
$$E_c - E_{ss} = q\Phi_b - qV \quad (\text{n-tipi yarıiletken}) \quad (4.12)$$

$$E_{ss} - E_v = q\Phi_b - qV \quad (\text{p-tipi yarıiletken}) \quad (4.13)$$

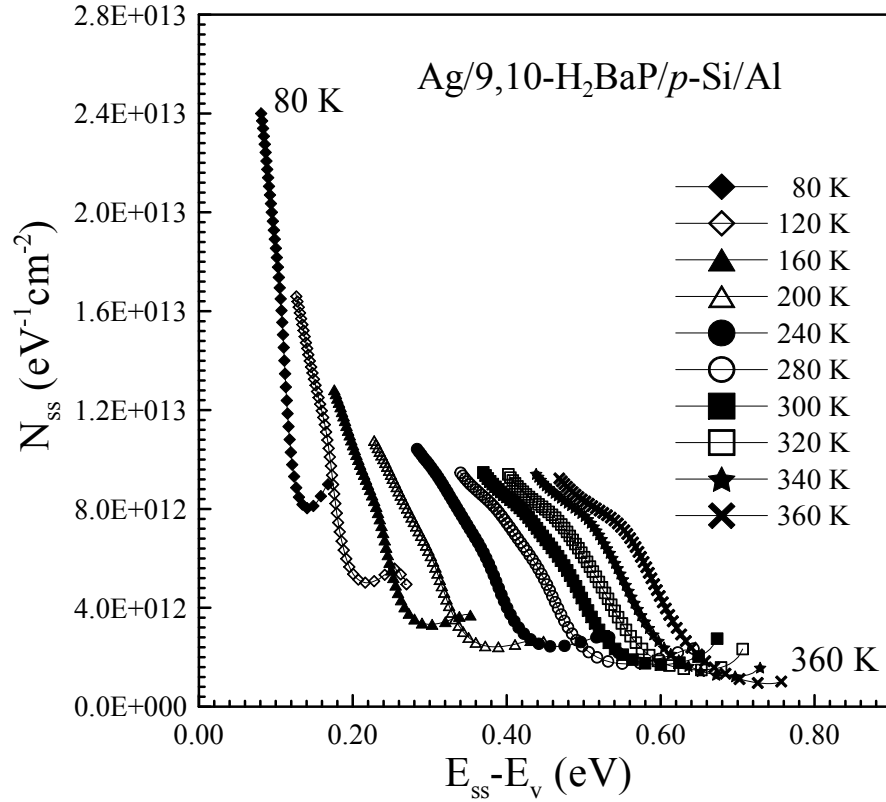
denklemleri ile verilir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), arayüzey hal enerjisine ($E_c - E_{ss}$, $E_{ss} - E_v$) göre sıcaklığa bağlı değişimini veren grafikler, engel yüksekliğinin (Φ_b) gerilime bağlılığı dikkate alınarak $I-V$ karakteristiklerinden,

$$N_{ss} = \frac{\varepsilon_i}{q\delta} (n-1) \quad (4.14)$$

denklemini kullanılarak çözüldü. Burada δ ; diyotun arayüzey tabaka kalınlığı (Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için $\delta = 180 \times 10^{-7} \text{ cm}$ ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de $\delta = 100 \times 10^{-7} \text{ cm}$), ε_i ; arayüzey tabakasının elektriksel geçirgenliği (Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için $\varepsilon_i = 1.965 \times 10^{-12} \text{ F/cm}$ ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de $\varepsilon_i = 2.230 \times 10^{-12} \text{ F/cm}$), n; idealite faktörü ve q ise; elektronik yüküdür ($q=1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$). Şekil 4.27. ve Şekil 4.28., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), arayüzey hal enerjisine ($E_c - E_{ss}$, $E_{ss} - E_v$) göre; sıcaklığa bağlı değişimini gösteren grafiklerdir. Grafiklerden de görüldüğü gibi; her iki diyot içinde her bir sıcaklık değerine karşılık gelen arayüzey durum yoğunluğu değerleri oldukça yüksektir (10^{12} , $10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde) ve artan sıcaklıkla azalmaktadır.



Şekil 4.27. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun düz beslem I - V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), sıcaklığa bağlı olarak arayüzey hal enerjisine (E_c-E_{ss}) göre değişimi



Şekil 4.28. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun düz beslem I - V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), sıcaklığa bağlı olarak arayüzey hal enerjisine ($E_{ss}-E_v$) göre değişimi

4.6. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim ($C-V$) ve Kondüktans (İletkenlik)-Gerilim ($G/\omega-V$) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Bir Schottky diyotun uzay yükü bölgesine ait kapasitesi, metal/yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Kapasitenin ters beslem gerilimine bağlı olarak ölçülmesi durumunda, doğrultucu kontağa ait engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi hesaplanabilir (Wilmsen 1985).

Kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri, Hewlett Packard (HP) 4192A LF Impedance Analyzer (5 Hz-13 MHz) ölçüm cihazında bilgisayar kontrollü olarak, 1 MHz'de, ± 2.5 Volt aralığında, 0.04 Volt'luk adımlarla 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla (80-360 K sıcaklık aralığında) alındı. Bu ölçümler, Hewlett Packard (HP) bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart ve yazılım programı yardımıyla kumanda edilerek elde edildi. Ayrıca numunelerin sıcaklığa bağlı kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri; Janes VPF-475 kriostat içinde yaklaşık 10^{-3} Torr basınç altında, bakır tutucuda konumlandırılmış ve bilgisayar kontrollü olarak, hassasiyeti ± 0.1 K olan Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak, ters ve doğru DC gerilimlerinde gerçekleştirildi. Bütün bu ölçümler, (4.15.a) ve (4.15.b) eşitlikleri düzenlenerek değerlendirildi.

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.15.a)$$

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.15.b)$$

Burada ϵ_s ; yarıiletkenin dielektrik sabiti (Si için $\epsilon_s = 11.8$), $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm olup, boşluğun elektriksel geçirgenliği, e ; elektronun yükü ($e = 1.6 \times 10^{-19}$ C), V_d ; difüzyon potansiyeli, k ; Boltzmann sabiti ($k = 8.625 \times 10^{-5}$ eV/K), N_d ; iyonize olmuş donör konsantrasyonu, N_a ; valans bandında iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu, T ;

Kelvin (K) cinsinden ortamın sıcaklığı ve A ise; diyotun etkin alanıdır ($A=0.01767146 \text{ cm}^2$). (4.15.a) ve (4.15.b) eşitlikleri düzenlenecek olursa,

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_d} \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.16.a)$$

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_a} \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.16.b)$$

elde edilir. Burada V uygulama gerilimidir. ($C^{-2}-V$) grafiği çizildiğinde, grafiğe yapılacak uygun lineer fit ile $C^{-2}=0$ için $V_d = V$ olur. Böylece difüzyon potansiyeli (V_d) elde edilmiş olur. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının ($C^{-2}-V$) grafiklerinden yararlanılarak, farklı sıcaklıklarda (80-360 K sıcaklık aralığında) ve 1 MHz'de bulunan difüzyon potansiyelleri, Çizelge 4.7. ve Çizelge 4.8.'de verilmiştir. V_d değerleri; Çizelge 4.7.'de 1.743 V ile 0.835 V arasında ve Çizelge 4.8.'de ise; 2.640 V ile 0.853 V arasında değişmektedir.

(4.16.a) ve (4.16.b) ifadelerinin V 'ye göre türevi alınırsa;

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_d} \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.17.a)$$

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_a} \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.17.b)$$

elde edilir. Bu ifadelerden N_d ve N_a çekilirse,

$$N_d = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.18.a)$$

$$N_a = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.18.b)$$

ifadeleri elde edilir. Yine Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının ($C^{-2}-V$) grafiklerinden, farklı sıcaklıklarda (80-360 K sıcaklık aralığında)

elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları (N_d ve N_a), Çizelge 4.7. ve Çizelge 4.8.'de verilmiştir. N_d değerleri; Çizelge 4.7.'de $3.580 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ile $2.966 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ arasında ve N_a değerleri ise; Çizelge 4.8.'de $4.143 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ile $2.622 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ arasında değer almaktadır. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için elde edilen N_d taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin N_c 'den küçük oldukları ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de elde edilen N_a taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin N_v 'den küçük oldukları gözlemlendi.

Termal denge durumunda n-tipi ve p-tipi bir yarıiletken için elektron ve hol konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.19.a)$$

$$p_0 = N_v \exp\left(\frac{-(E_f - E_v)}{kT}\right) \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.19.b)$$

ile verilmektedir. (4.19.a) ifadesinde, N_c , termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu olup, Si için $N_c=2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. n-tipi bir yarıiletken için $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_d$ olur. Burada n_i , intrinsic (asal) elektron konsantrasyonudur. Ayrıca (4.19.b) ifadesinde N_v , termal denge durumunda valans (değerlik) bandındaki hal konsantrasyonu olup, Si için $N_v=1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. p-tipi bir yarıiletken için $N_a \gg n_i$ olacağı için $p_0 \cong N_a$ olur (Neamen 1992). Burada n_i , intrinsic (asal) elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alınarak (4.19.a) ve (4.19.b) ifadeleri yeniden düzenlenecek olursa;

$$N_d = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.20.a)$$

$$N_a = N_v \exp\left(\frac{-(E_f - E_v)}{kT}\right) \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.20.b)$$

olarak elde edilir. Son ifadelerin tabii logaritması alınacak olursa, iletkenlik bandı referans seviye olarak ($E_c=0$) ve valans bandı da referans seviye olarak ($E_v = 0$) kabul edilirse;

$$E_f = kT \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \quad (\text{n-Si için}) \quad (4.21.a)$$

$$E_f = kT \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (\text{p-Si için}) \quad (4.21.b)$$

Böylece Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait Fermi enerji seviyesi değerleri, Çizelge 4.7. ve Çizelge 4.8.'de verilmiştir. E_f değerleri; Çizelge 4.7.'de 0.283 eV ile 0.062 eV arasında ve Çizelge 4.8.'de ise; 0.257 eV ile 0.055 eV arasında değişmektedir. Ayrıca $C-V$ grafiğinden engel yükseklikleri n-Si ve p-Si için;

$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.22)$$

ile verilmektedir (Neamen 1992). (4.22) ifadesi ideal bir diyot içindir. İdeal olmayan durum için bu ifade,

$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.23)$$

ile verilir. Son ifadede elde edilen engel yüksekliği değerleri, düzeltilmiş engel yükseklikleri olarak adlandırılır. Buradaki n değeri, $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörüdür. Aynı şekilde Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait ($C-V$ ölçümlerinden elde edilen) engel yüksekliği değerleri, Çizelge 4.7. ve Çizelge 4.8.'de verilmiştir. Φ_b değerleri; Çizelge 4.7.'de 1.805 eV ile 1.118 eV arasında ve Çizelge 4.8.'de ise; 2.721 eV ile 1.110 eV arasında değerler almaktadır.

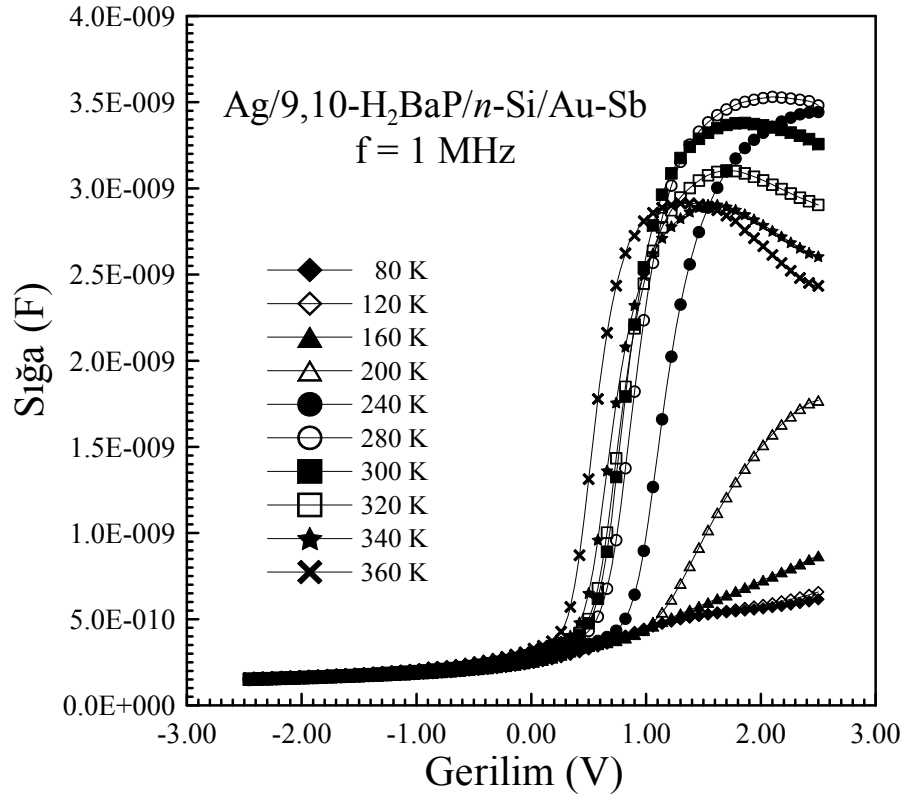
Çizelge 4.7. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait 1/C²'nin V'ye karşı değişiminden f=1 MHz'de elde edilen temel diyot parametreleri

<i>Sıcaklık</i> (K)	<i>C-V (1 MHz)</i>			
	<i>V_a (V)</i>	<i>E_f (eV)</i>	<i>N_a (cm⁻³) × 10¹⁵</i>	<i>Φ_b (eV)</i>
80	1.743	0.062	3.580	1.805
120	1.632	0.093	3.333	1.726
160	1.539	0.125	3.156	1.664
200	1.378	0.158	2.974	1.536
240	1.214	0.189	2.966	1.403
280	1.137	0.220	3.123	1.357
300	1.148	0.235	3.225	1.383
320	1.057	0.251	3.114	1.308
340	1.122	0.266	3.197	1.388
360	0.835	0.283	3.060	1.118

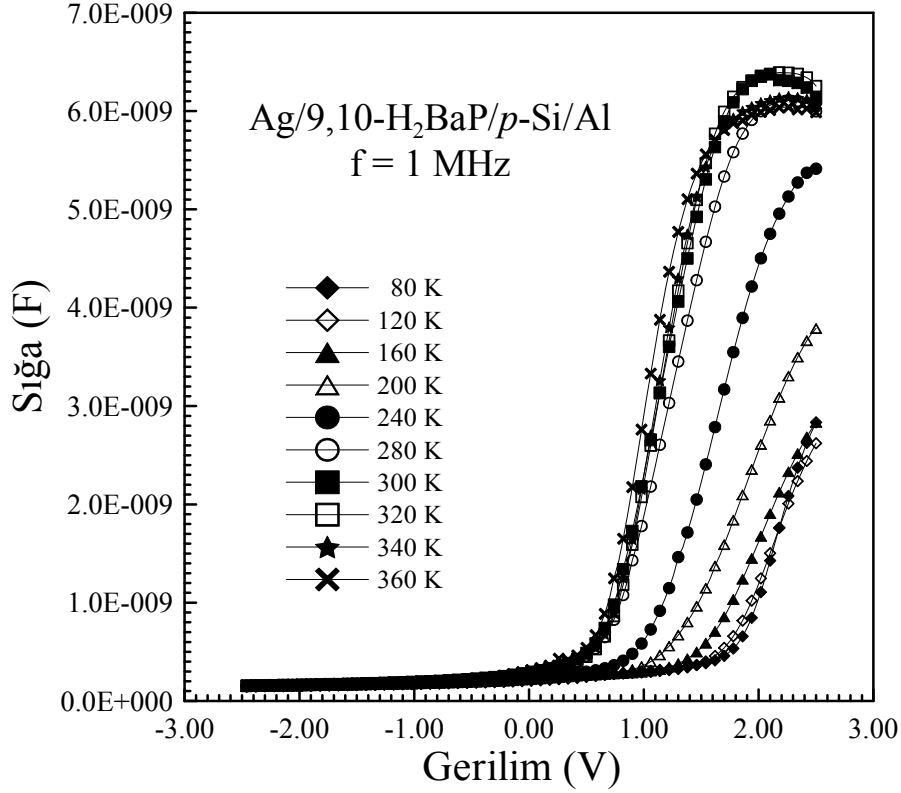
Çizelge 4.8. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait 1/C²'nin V'ye karşı değişiminden f=1 MHz'de elde edilen temel diyot parametreleri

<i>Sıcaklık</i> (K)	<i>C-V (1 MHz)</i>			
	<i>V_a (V)</i>	<i>E_f (eV)</i>	<i>N_a (cm⁻³) × 10¹⁵</i>	<i>Φ_b (eV)</i>
80	1.755	0.055	3.601	1.810
120	2.640	0.081	4.143	2.721
160	2.482	0.108	4.044	2.590
200	2.240	0.136	3.851	2.376
240	2.033	0.164	3.790	2.197
280	1.674	0.192	3.729	1.865
300	1.405	0.207	3.452	1.613
320	1.293	0.223	3.193	1.517
340	1.050	0.241	2.778	1.292
360	0.853	0.257	2.622	1.110

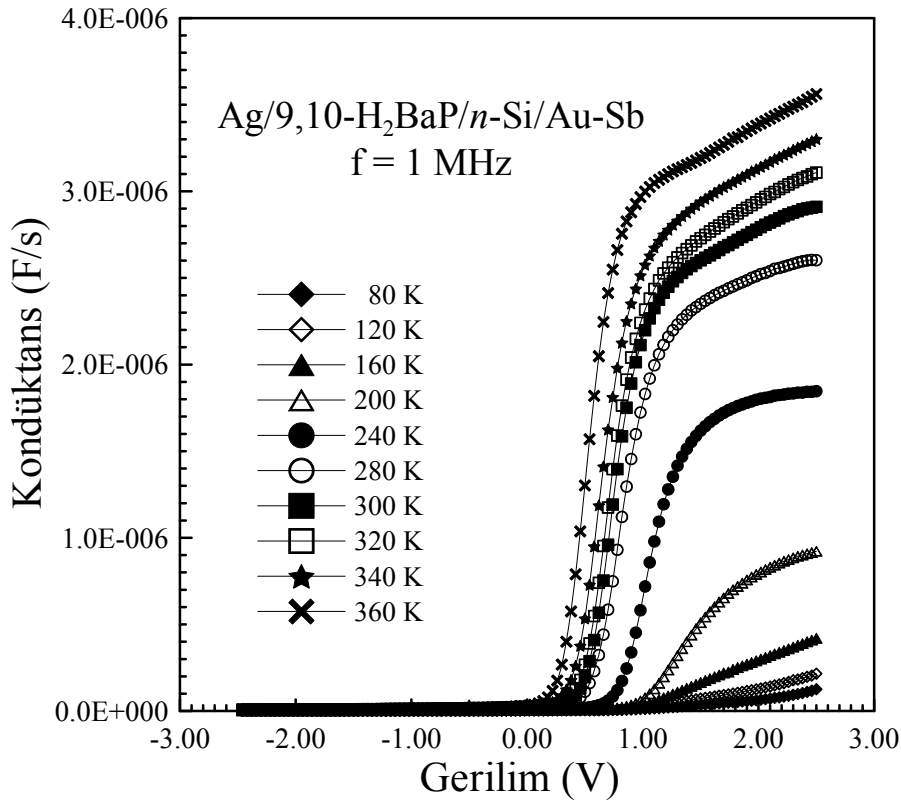
Şekil 4.29. ve Şekil 4.30., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının sabit frekans ($f=1$ MHz) altında sıcaklığa bağlı $C-V$ değişimini göstermektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi; gerek düz beslem ve gerekse ters beslem bölgesi için düşük sıcaklıklarda kapasite düşük iken, yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe kapasite artmaktadır. Ayrıca Şekil 4.31. ve Şekil 4.32. ise; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının sabit frekans ($f=1$ MHz) altında sıcaklığa bağlı $G/\omega-V$ değişimini göstermektedir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi; artan gerilimle ve sıcaklıkla kondüktans (iletkenlik) değerlerinin arttığı görülmektedir. $C-V$ ve $G/\omega-V$ grafiklerinden hareketle, kapasite ve iletkenlik yüksek sıcaklıklara karşı oldukça duyarlıdır. Bu durum, yüksek sıcaklıklarda etkili olan arayüzey uzay yüklerinden ve Schottky engel bölgesi kapasitesini veren uzay yüklerinden kaynaklanabilir (Nicollian ve Brews 1982).



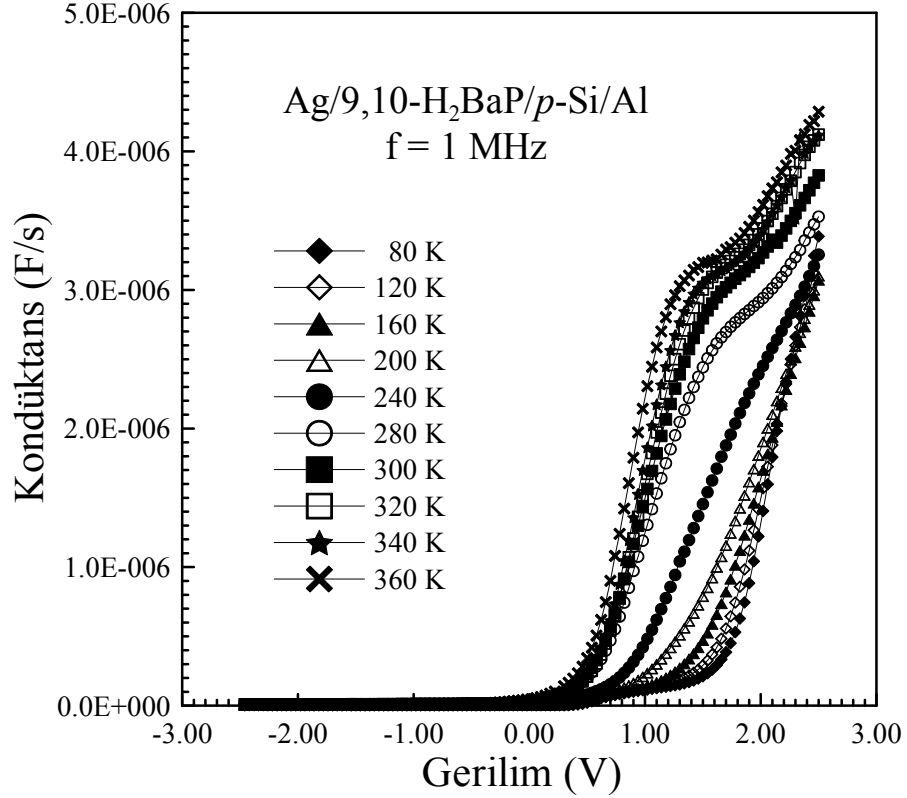
Şekil 4.29. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı C 'nin V 'ye karşı değişimi



Şekil 4.30. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait f=1 MHz'de sıcaklığa bağlı C'nin V'ye karşı değişimi

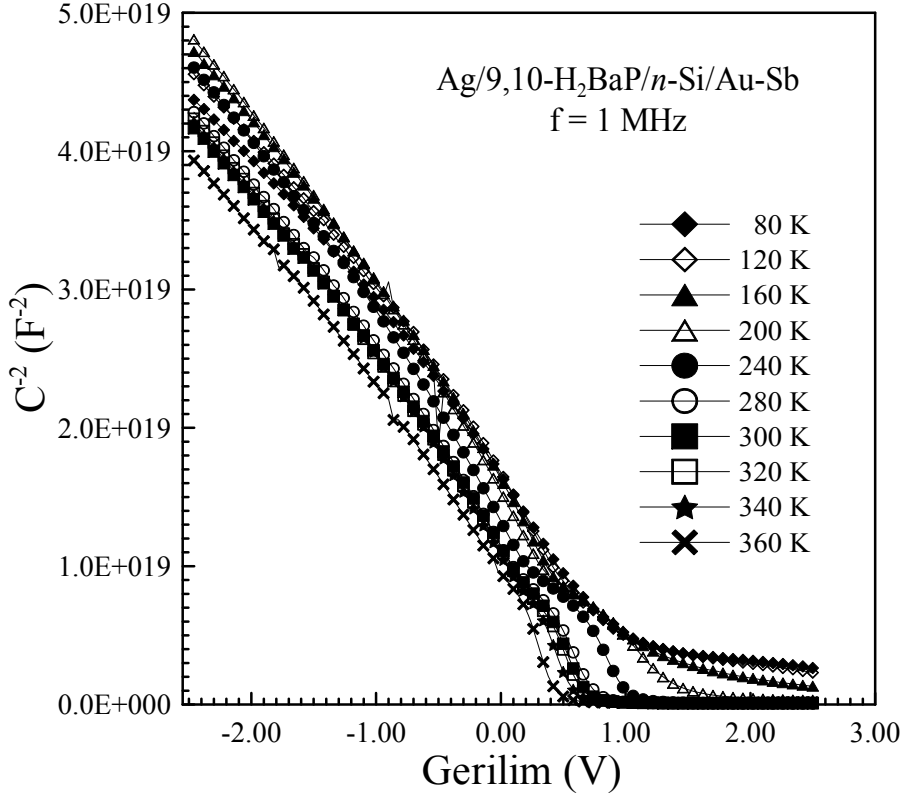


Şekil 4.31. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait f=1 MHz'de sıcaklığa bağlı G/omega'nın V'ye karşı değişimi

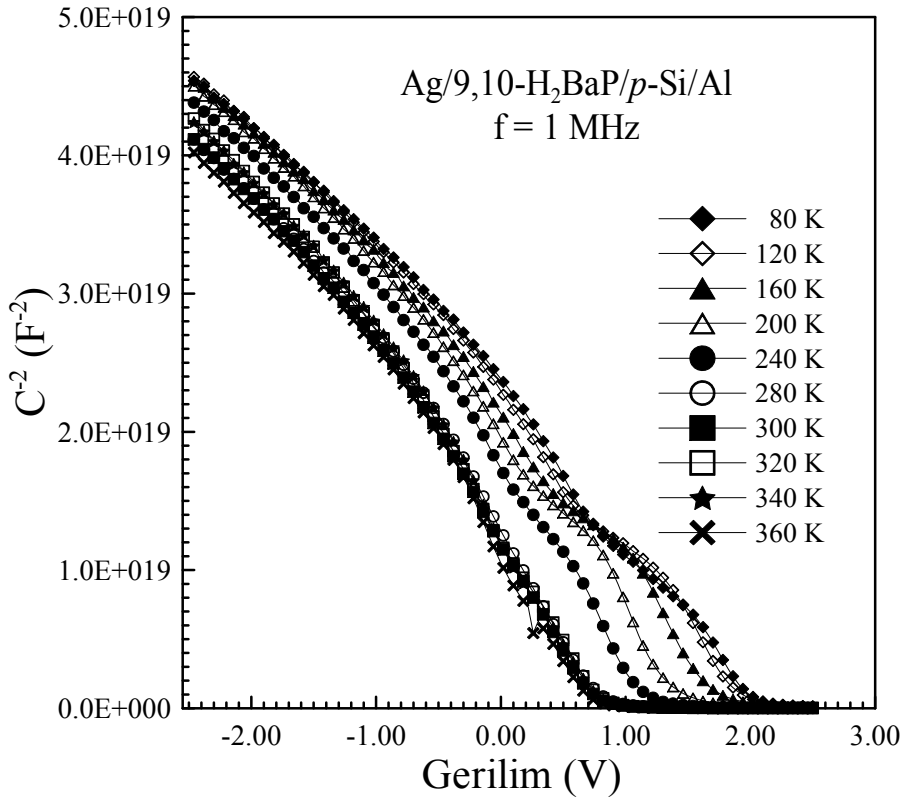


Şekil 4.32. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait f=1 MHz'de sıcaklığa bağlı G/ω 'nın V 'ye karşı değişimi

Şekil 4.33. ve Şekil 4.34., f=1 MHz'de Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için sıcaklığa bağlı olarak verilen ters beslem $C-V$ grafiklerindeki datalardan faydalanılarak elde edilen I/C^2-V değişimini göstermektedir. Her iki diyot için de düşük sıcaklıklarda kapasitenin küçük, yüksek sıcaklıklarda büyük olmasından dolayı I/C^2 değerleri; aynı uygulama gerilimlerinde düşük sıcaklıklarda büyük iken, artan sıcaklıklarda ise; azalmaktadır. Ayrıca $C-V$ değişimlerinin ters beslem bölgesine ait I/C^2-V grafiklerinin, geniş bir gerilim bölgesinde her sıcaklık değeri için, lineer bir davranış sergiledikleri görülmektedir.

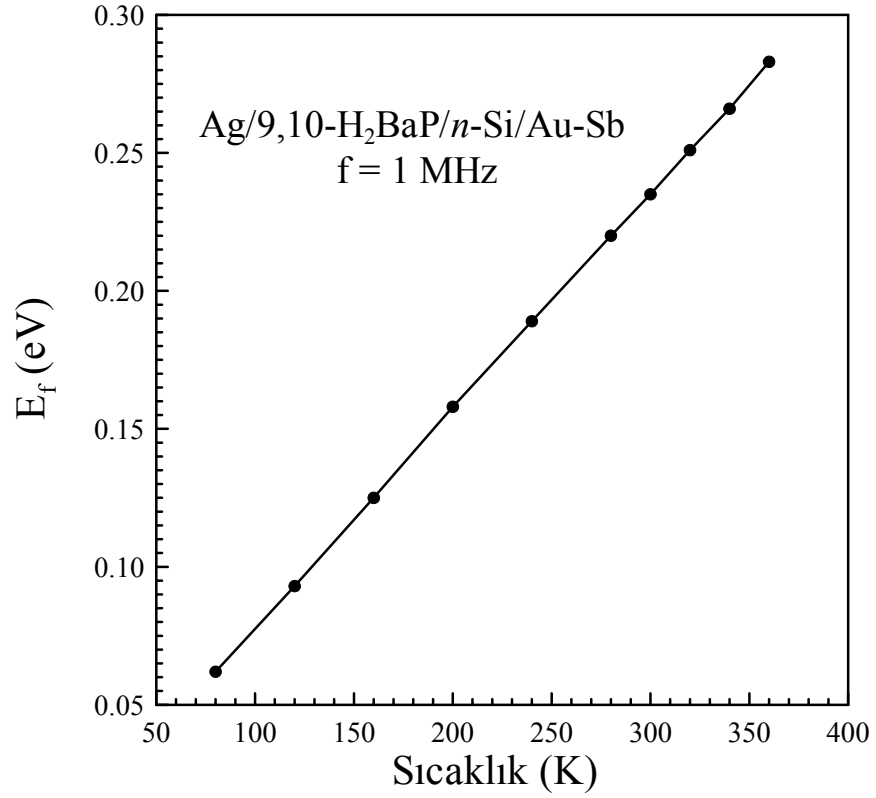


Şekil 4.33. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait f=1 MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda I/C^2 'nin V 'ye karşı değişimi

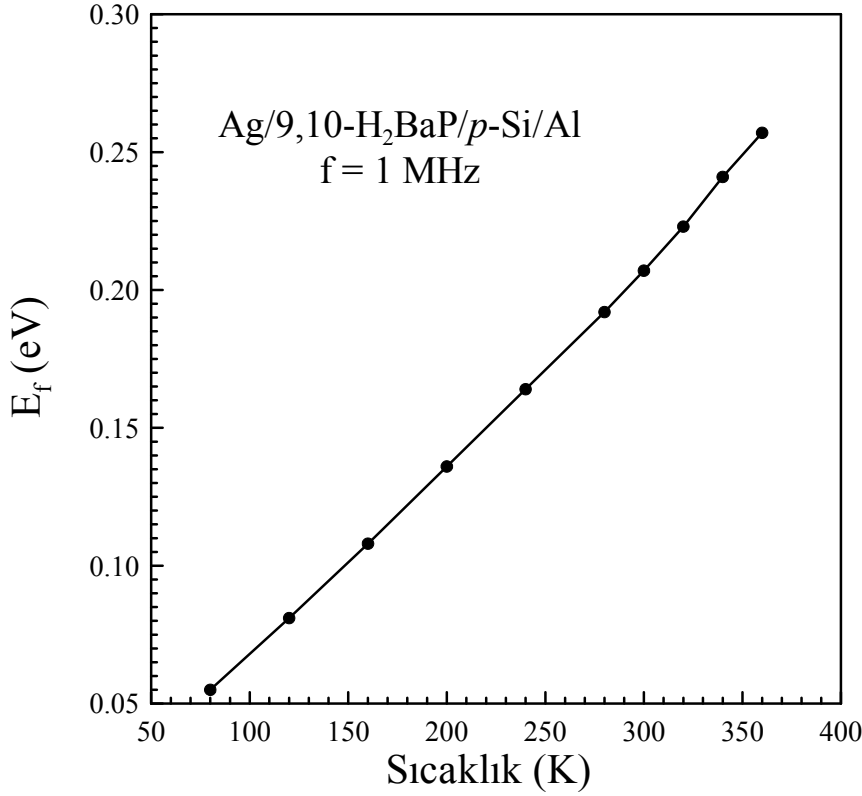


Şekil 4.34. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait f=1 MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda I/C^2 'nin V 'ye karşı değişimi

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait Şekil 4.35. ve Şekil 4.36.'da verilen grafikler, I/C^2 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen Fermi enerji seviyesinin (E_f), sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Her iki diyot için verilen grafiklerde; Fermi enerji seviyesinin (E_f), artan sıcaklıkla lineer olarak arttığı görülmektedir.

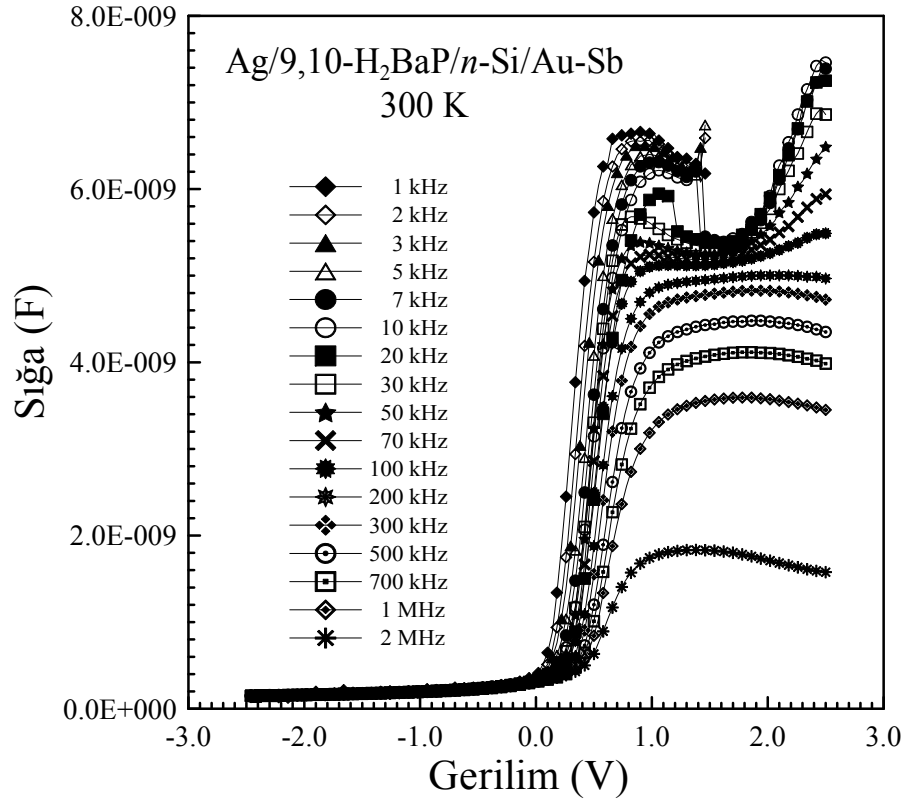


Şekil 4.35. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotuna ait I/C^2 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen Fermi enerji seviyesinin (E_f) sıcaklıkla değişimi

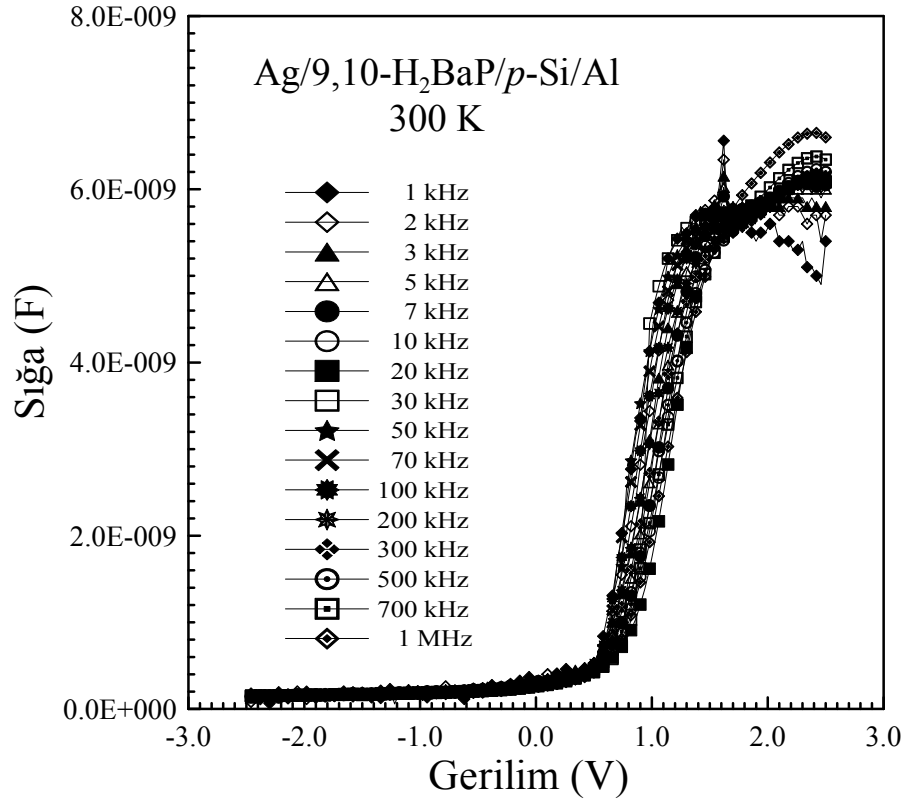


Şekil 4.36. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna ait I/C^2 'nin V 'ye karşı değişiminden $f=1$ MHz'de elde edilen Fermi enerjisi seviyesinin (E_f) sıcaklıkla değişimi

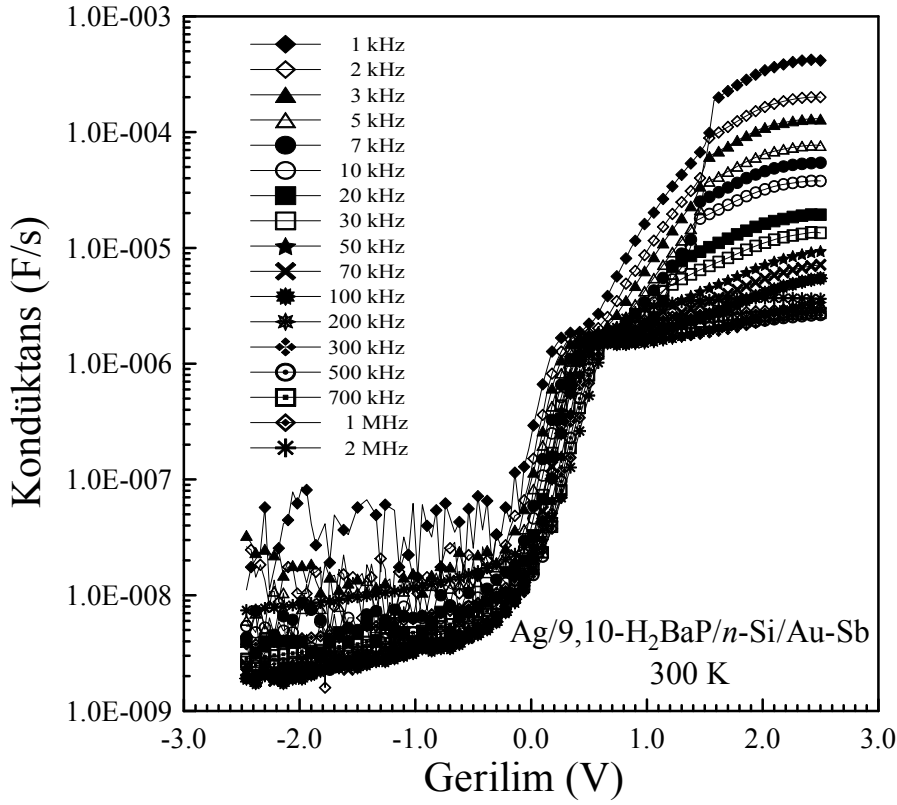
Geniş bir frekans aralığında; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 1 kHz-2 MHz ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de 1 kHz-1 MHz olmak üzere, 40 mV_{rms} büyüklüğündeki küçük bir ac sinyali ile oda sıcaklığında (300 K) $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri gerçekleştirildi. Hem $C-V$ hem de $G/\omega-V$ 'nin ölçülen değerleri, frekansa bağıllık göstermektedir. Geniş bir frekans aralığında $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri, hazırlanan aygıtın temel elektriksel ve dielektriksel özellikleri hakkında çok önemli bilgiler verir. Şekil 4.37. ve Şekil 4.38., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında, geniş bir frekans aralığındaki $C-V$ karakteristiklerini ve Şekil 4.39. ve Şekil 4.40. ise; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının yine oda sıcaklığında, geniş bir frekans aralığındaki $G/\omega-V$ değişimini göstermektedir. Gerek $C-V$ gerekse $G/\omega-V$ grafikleri, özellikle pozitif gerilim bölgesinde bir frekans dağılımına sahiptir. $G/\omega-V$ karakteristikleri Şekil 4.39. ve Şekil 4.40.'dan da görüldüğü gibi, $C-V$ karakteristiklerine benzer olarak artan gerilimle artmakta iken, artan frekansla ise; azalmaktadır.



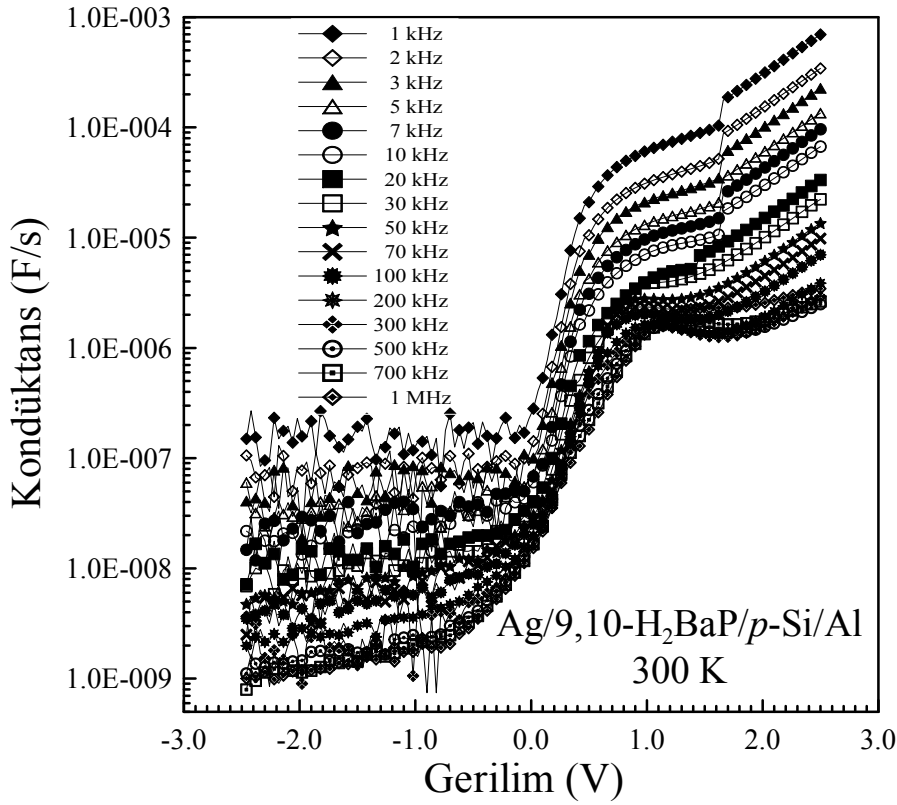
Şekil 4.37. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $C-V$ karakteristikleri



Şekil 4.38. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $C-V$ karakteristikleri



Şekil 4.39. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $G/\omega-V$ karakteristikleri



Şekil 4.40. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki $G/\omega-V$ karakteristikleri

4.7. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al Diyotlarının Sıcaklığa Bağlı Dielektrik Özellikleri ile ac Elektriksel İletkenliği

Dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) ile elektrik modülünün gerçel (M') ve sanal (M'') kısımlarının sıcaklığa bağlılıkları; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için yüksek frekansta ($f=1$ MHz), geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K), $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri kullanılarak incelendi.

Dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerleri; sıcaklığa bağlı olarak ölçülen kapasite-gerilim (C_m-V) ve kondüktans-gerilim (G_m-V) grafiklerinin doyum bölgesindeki C_0 değerinin (3.136) eşitliklerinde kullanılmasıyla hesap edildi. Bu (3.136) eşitliklerindeki C_0 değeri ise; $C-V$ grafiğinde yüksek uygulama gerilimindeki doyum bölgesinden elde edilir. MOS yapılarında bu değer, arayüzey tabakasının kapasitesidir.

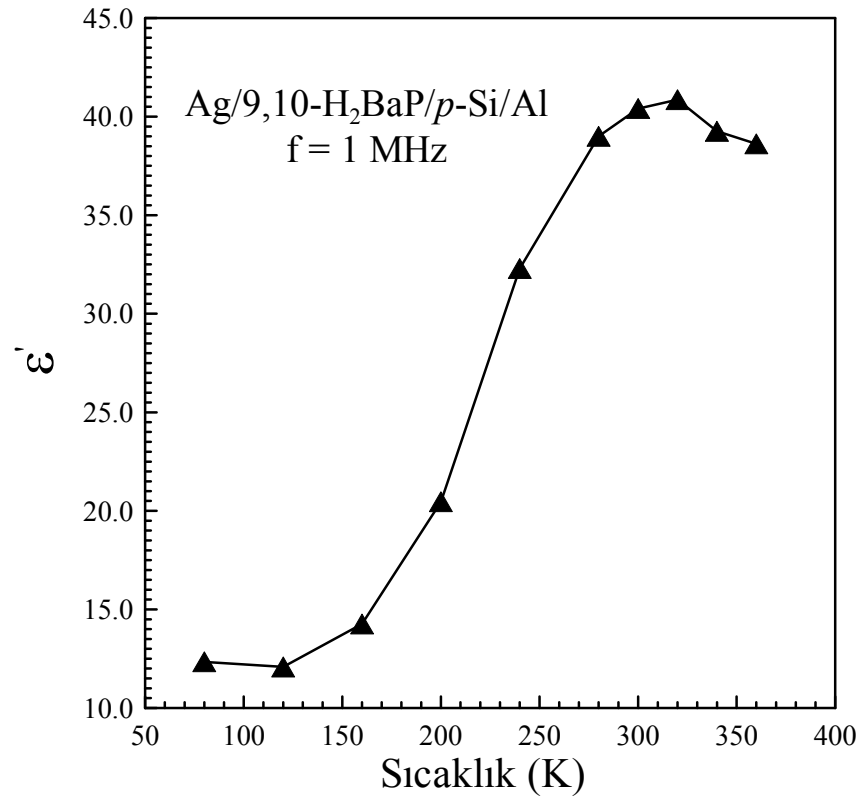
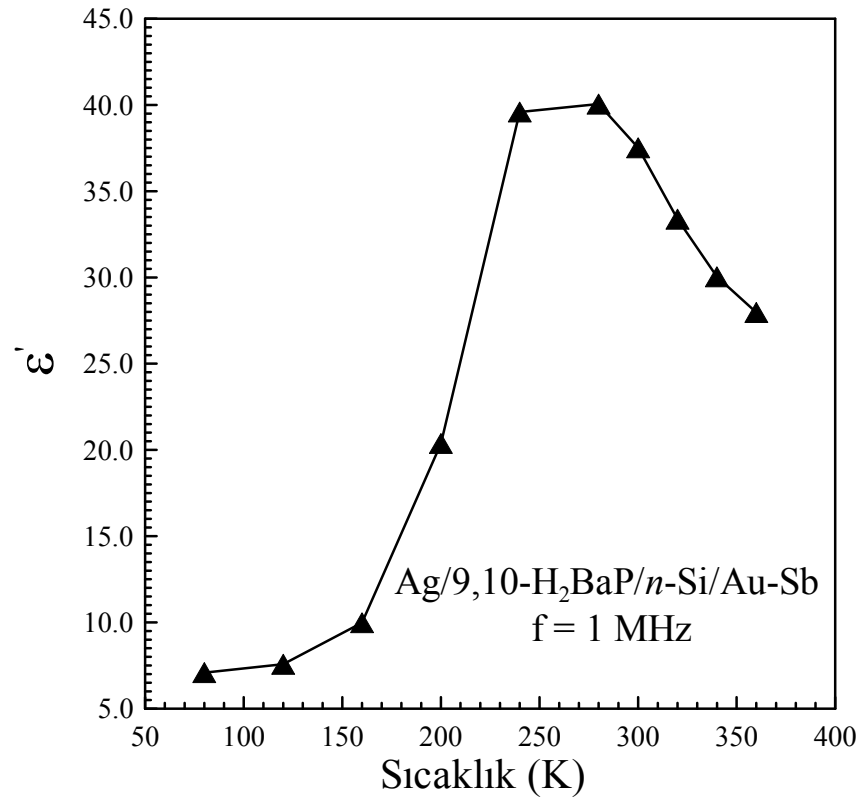
Dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin elde edilmesiyle, (3.139) denklemi kullanılarak, kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri sıcaklığa bağlı olarak belirlendi. Her bir sıcaklık için ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, hesap edilen dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin (3.141) eşitliğinde kullanılmasıyla elde edildi. Elektrik modülleri (M' ve M'') ise; dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin, (3.144) denkleminde yerine yazılmasıyla her bir sıcaklık değeri için belirlendi.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için $f=1$ MHz'de, geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K); organiğe ait (dielektrik parametreleri doyum bölgesinde hesaplandığı için organiğindir/polimerindir.) dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) ile elektrik modülünün gerçel (M') ve sanal (M'') kısımlarının sıcaklığa bağlılıkları Şekil 4.41., Şekil 4.42., Şekil 4.43., Şekil 4.44., Şekil 4.45. ve Şekil 4.46.'da belirtilmiştir.

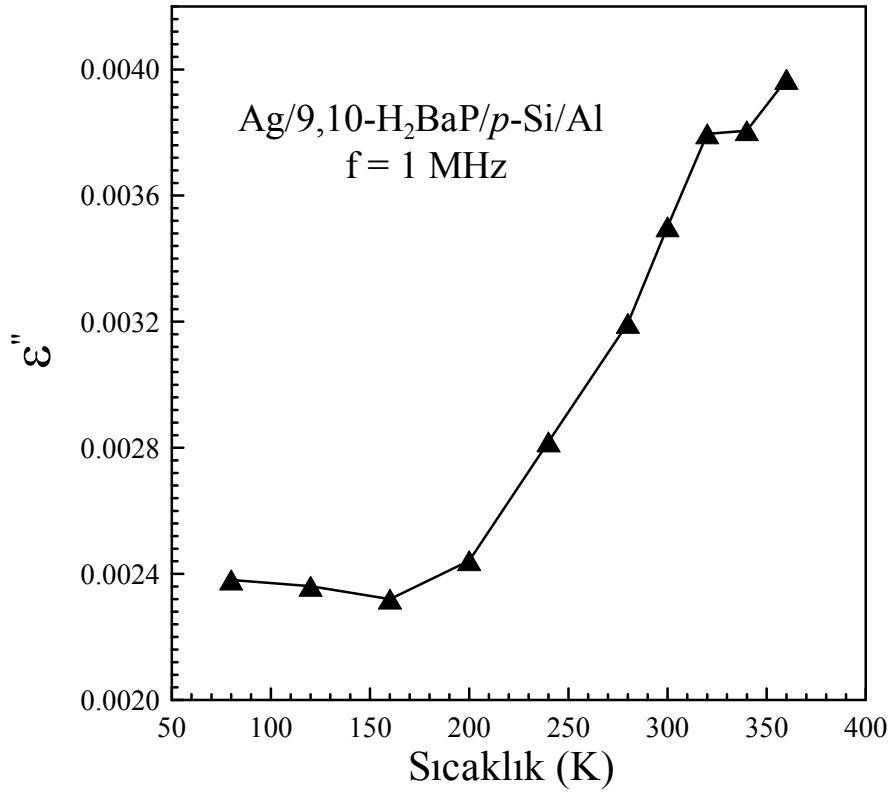
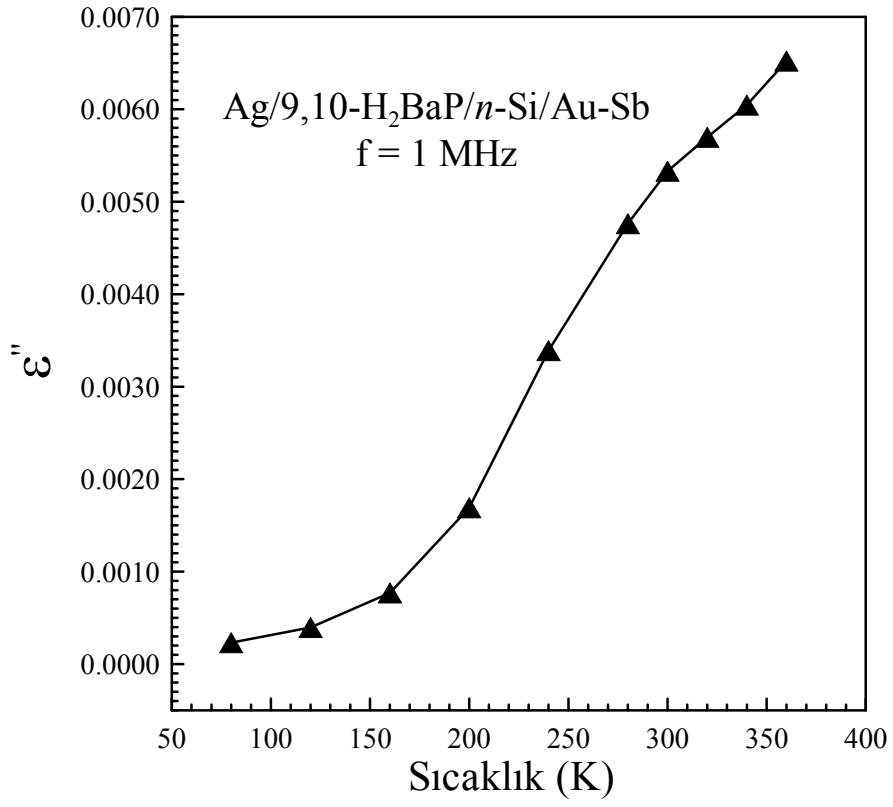
Şekil 4.41. ve Şekil 4.42., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait yüksek frekansta ($f=1$ MHz) ve farklı sıcaklıklarda (80-360 K), dielektrik sabiti (ϵ') ile dielektrik kaybın (ϵ'') sıcaklığa bağlı değişimini

göstermektedir. (3.136) eşitliklerinden elde edilen ϵ' değerleri, her iki diyot için grafiklerden de görüldüğü gibi artan sıcaklık ile artarken, yüksek sıcaklık bölgesinde azalmakta ve ϵ'' değerleri ise; artan sıcaklık ile artmaktadır. Sıcaklık arttıkça, örgüde kusurlar/düzensizlikler oluşur ve çoğunluk yük taşıyıcılarının (iyonlar ve elektronlar) hareketliliği (mobilitesi) artar (Fanggao ve ark. 1996, Tataroğlu ve ark. 2005). Bu birleşik etki, sıcaklıktaki artış ile ϵ' ve ϵ'' değerlerinde bir artışa sebep olur. Bu hem iyon sıçraması, hem de yönelim ve yük taşıyıcılarının konsantrasyonlarının artmasından meydana gelen uzay yükü etkisi nedeniyle olabilir. Ayrıca sıcaklıktaki artış, elektronik polarizasyonda bir artışa sebep olur. Polarizasyonda gözlenen artışın etkisiyle, dielektrik malzemenin ϵ' ve ϵ'' değerleri de artar.

Her iki diyot için de dielektrik sabitinin (ϵ') ve dielektrik kaybın (ϵ'') büyük değerleri, yüksek sıcaklıklarda gözlenmektedir. Ayrıca bu değerler (ϵ' ve ϵ''), düşük sıcaklıklarda neredeyse sabit kalmaktadır. Yani; bu değerlerin düşük sıcaklıklarda sıcaklığa bağımlılığı azalmaktadır. Dar bant aralıklı yarıiletkenlerde yük taşıyıcıları tuzaklanmış olup, harekette serbest değildirler. Bu durum, bir arayüzey potansiyeline sebep olur. Sıcaklığın artmasıyla, yüklü taşıyıcıların sayısı üstel olarak artar ve daha fazla uzay yükü polarizasyonu oluşur. Bu durum da dielektrik sabitinin (ϵ') ve dielektrik kaybın (ϵ'') hızlıca artmasına neden olur (Yücedağ 2007).



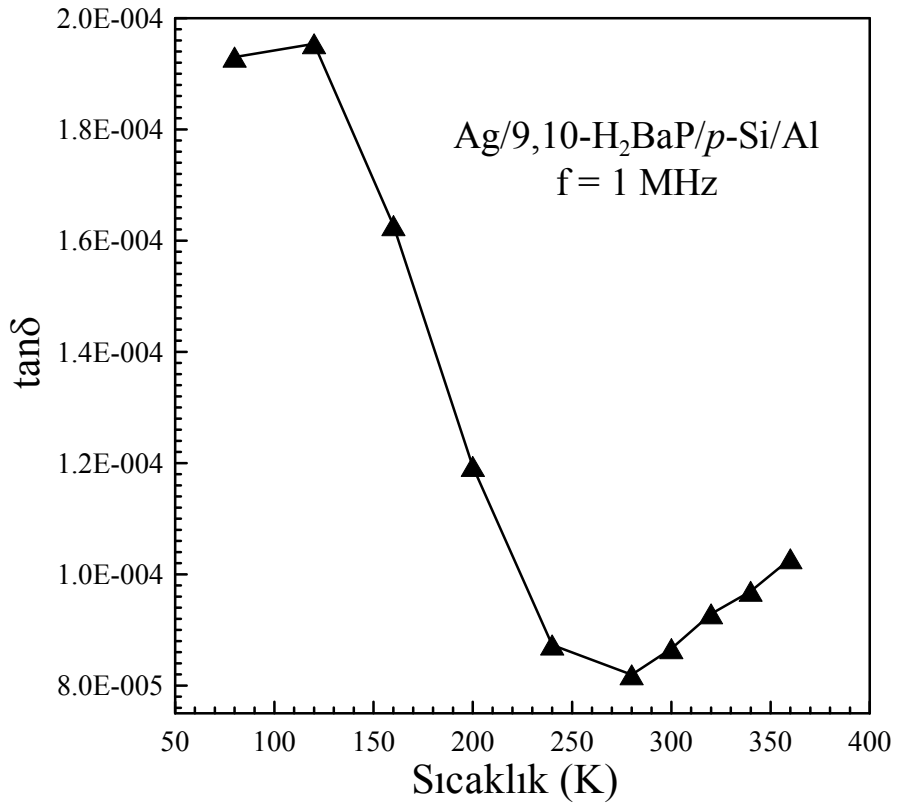
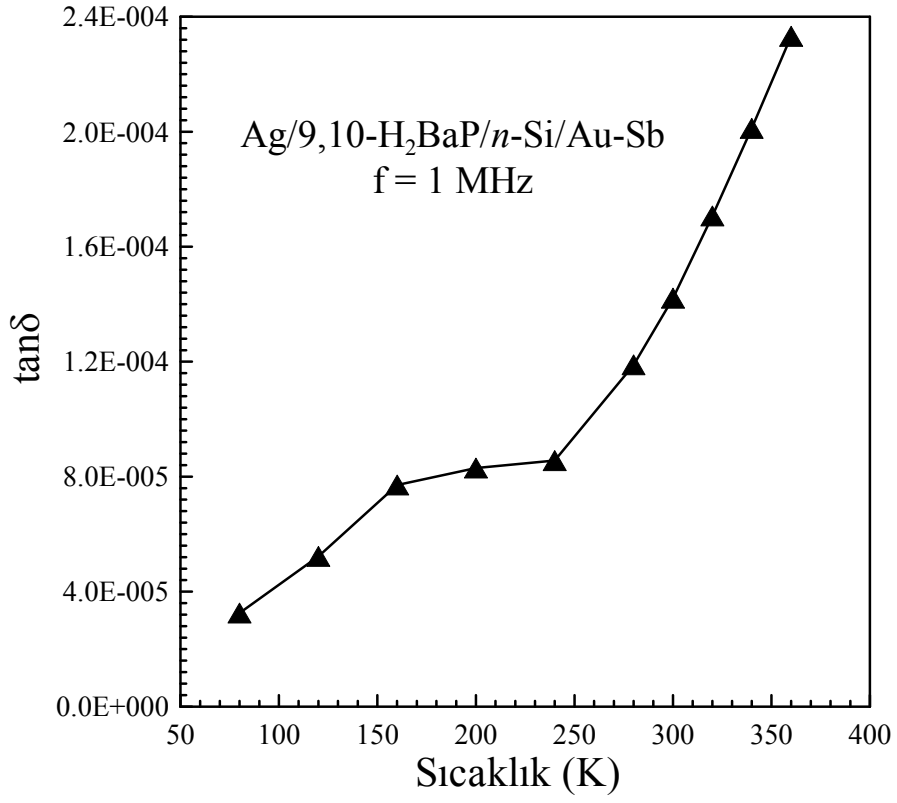
Şekil 4.41. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait dielektrik sabitinin (ϵ'), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi



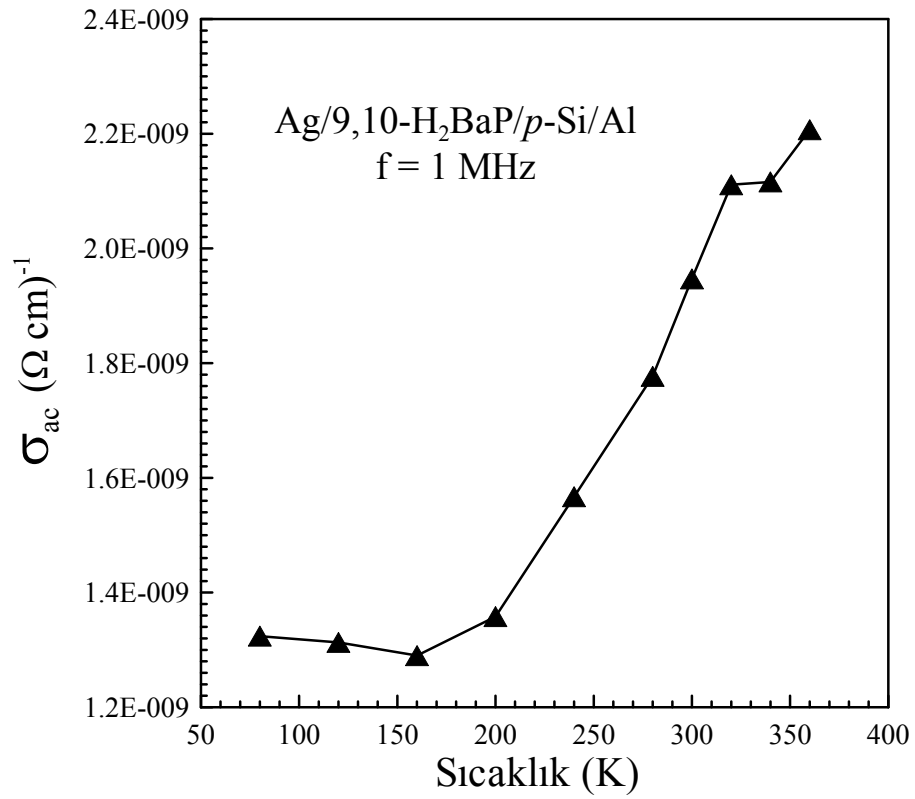
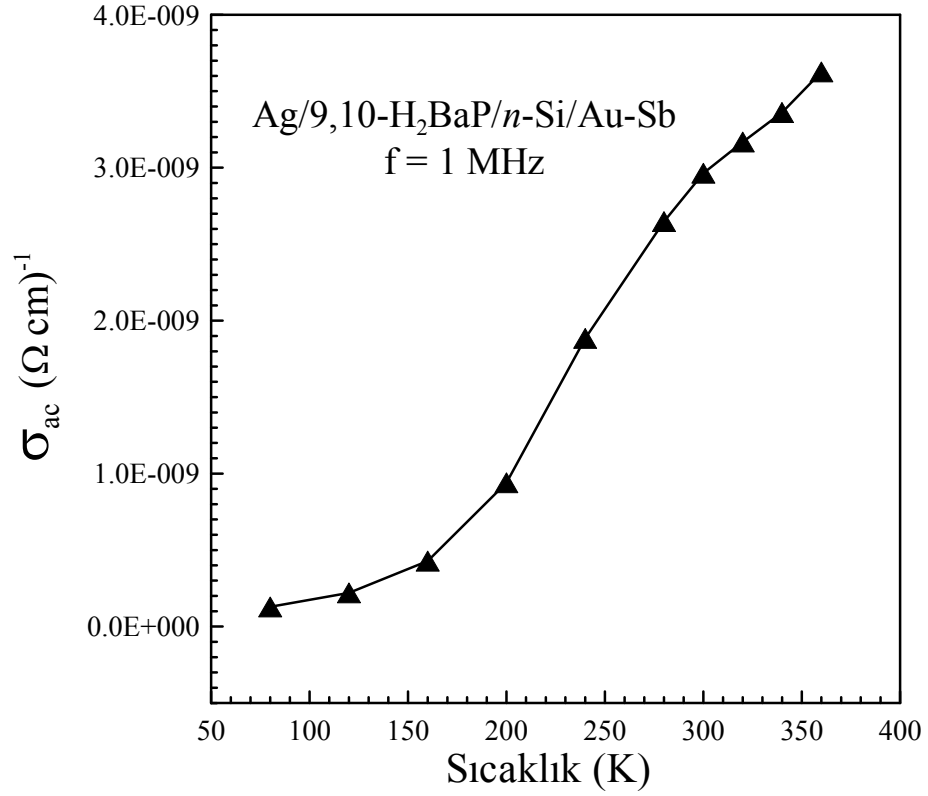
Şekil 4.42. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait dielektrik kaybın (ϵ''), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerlerinin, yüksek frekansta ($f=1$ MHz) ve 80-360 K sıcaklık aralığındaki değişimi Şekil 4.43.'de verilmiştir. (3.139) eşitliği kullanılarak hesaplanan kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için sıcaklığa bağlı olarak artarken, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise, eksponansiyel olarak azalmaktadır. Kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerindeki artışa ϵ' ve ϵ'' değerlerinde olduğu gibi; sıcaklık arttıkça örgüde kusurların/düzensizliklerin oluşması, çoğunluk yük taşıyıcılarının mobilitesinin artması, taşıyıcılarının konsantrasyonlarının artmasından dolayı, meydana gelen uzay yükü etkisi ve polarizasyonda gözlenen artışın etkisi neden olmaktadır. Ayrıca katı yapıda bir çözülmeye (rijit yapının bozulmasına) neden olan sıcaklıktaki artış oranı, dipol yöneliminde bir artışa ve bu durumda ϵ' , ϵ'' ve $\tan \delta$ değerlerinde bir artışa neden olur.

Şekil 4.44. ise; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının yüksek frekansta ($f=1$ MHz) ve farklı sıcaklıklarda (80-360 K), ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerlerinin sıcaklığa karşı değişimini göstermektedir. (3.141) denklemi kullanılarak elde edilen ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, $f=1$ MHz'de sıcaklık artışına bağlı olarak her iki diyot için de artmaktadır. Grafiklerden de görüldüğü üzere; σ_{ac} değerlerinin düşük sıcaklıklarda sıcaklığa bağımlılığı az olup, yüksek sıcaklıklarda ise; daha belirgindir. Mattsson ve ark. (1980), Migahed ve ark. (2004), Maurya ve ark. (2005), Sattar ve Rahman (2003) yaptıkları çalışmalarda; yüksek sıcaklıklarda ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}) artmasını, sınırda yerleşmiş safsızlıklara (kirliliklere) atfetmişlerdir (Yücedağ 2007). Sınırdaki yüzeyde yer alan bu safsızlıklar iletkenlik bandının tabanının altında bulunduğundan, küçük bir aktivasyon enerjisine sahiptirler. Böylece daha yüksek sıcaklıklar için, esas olarak iletim mekanizmasına katkıda bulunan sınırdaki yüzeydir. Ayrıca σ_{ac} değerlerindeki artış, seri direncin artan sıcaklık ile kademeli olarak azalmasıyla da açıklanabilir (Dökme ve ark. 2010). Artan sıcaklıkla hem yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıların hem de arayüzey durumlarının iletme katkıda bulunmasından dolayı iletkenliğin artması, seri direncin artan sıcaklıkla azalmasına sebep olmaktadır.

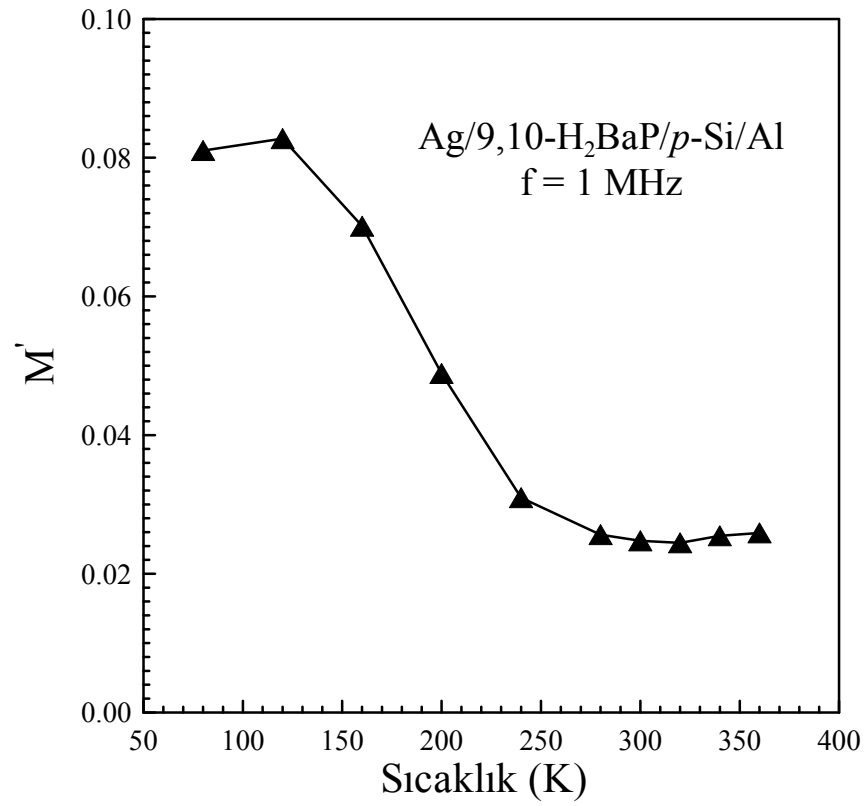
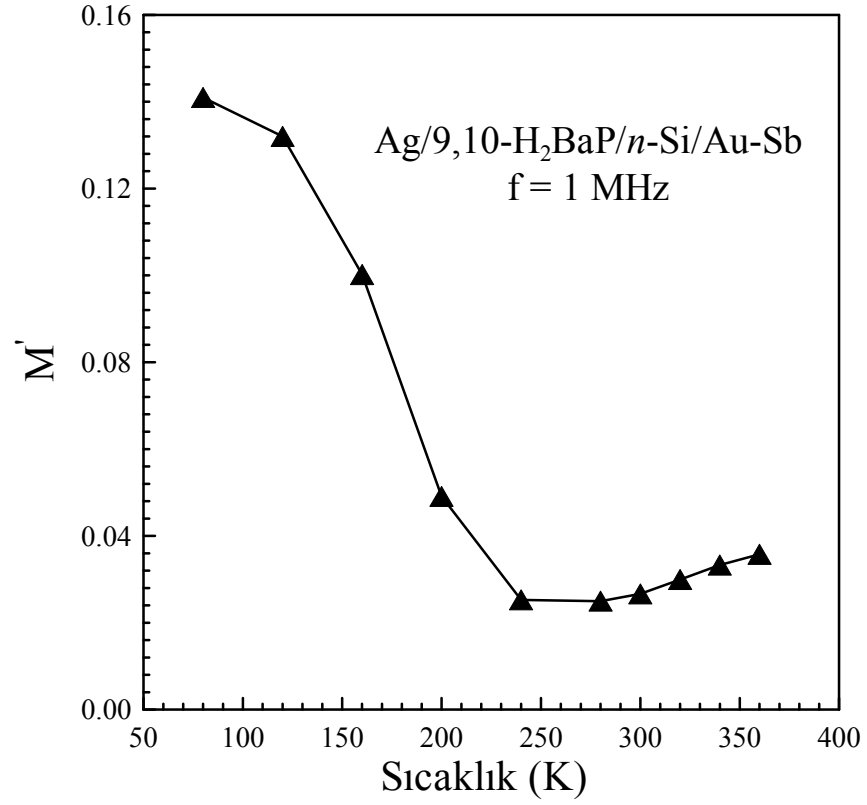


Şekil 4.43. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait kayıp tanjantın ($\tan \delta$), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi

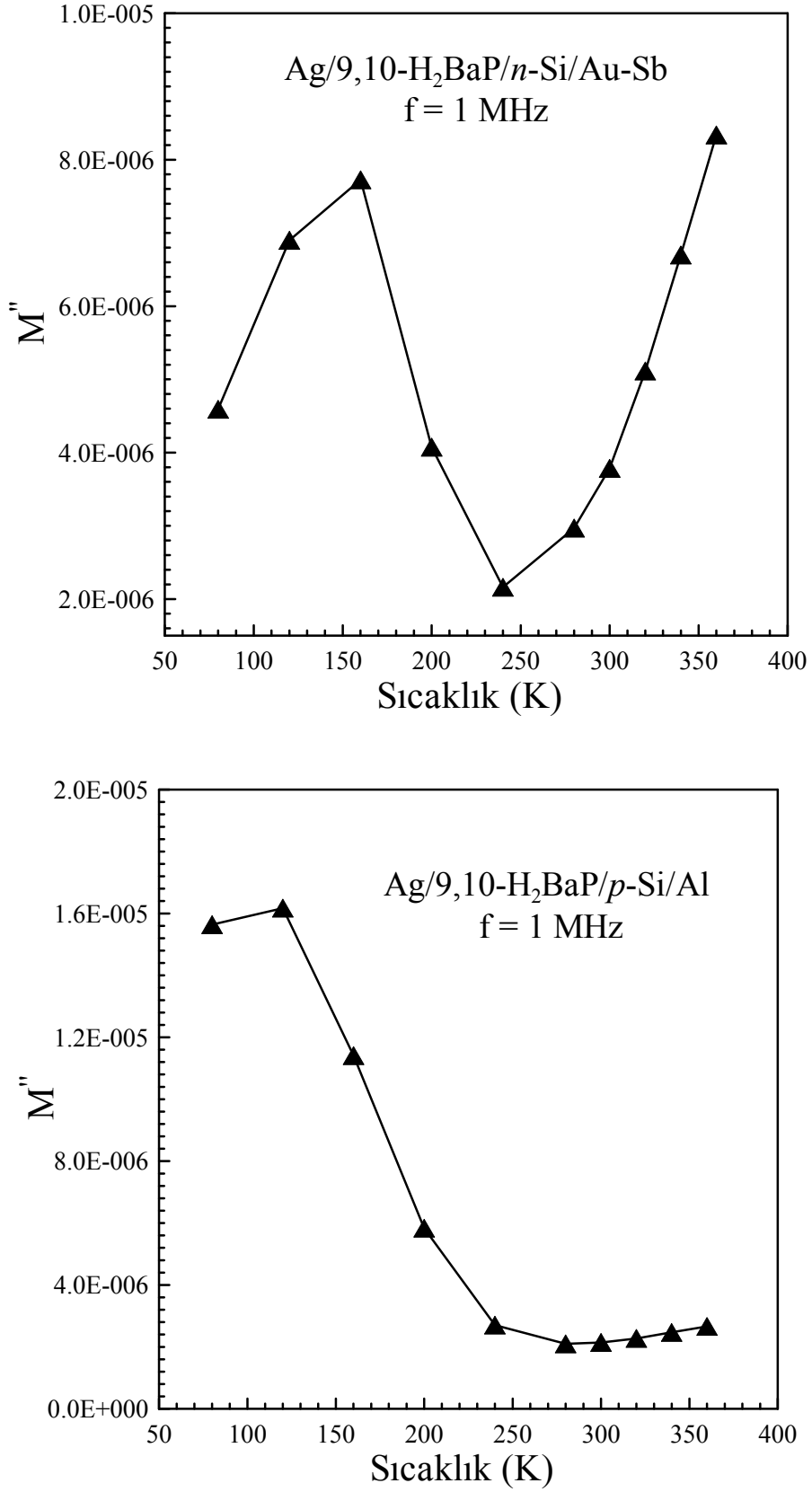


Şekil 4.44. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}), f=1 MHz'de sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.45. ve Şekil 4.46., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için $f=1$ MHz'de kompleks elektrik modülünün (M^*), gerçel (M') ve sanal (M'') bileşenlerine ait değerlerin sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. (3.144) eşitliği kullanılarak hesaplanan M' değerleri, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için artan sıcaklıkla azalmakta ve yüksek sıcaklıklarda ise; bu değerler hemen hemen sabit kalmaktadır. Yine (3.144) eşitliğinden elde edilen M'' değerleri grafikten de görüldüğü gibi, artan sıcaklık ile artmakta iken, sonra azalmakta ve sonra yine artmaktadır. M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek sıcaklıklarda sıcaklığa bağımlılığı daha belirgindir. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun M' ve M'' değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Her iki grafikte de bu değişim, yüksek sıcaklık bölgesinde hemen hemen değişmeyip sabit kalmaktadır. Düşük ve yüksek sıcaklık bölgesi arasında kalan sıcaklık bölgesinde ise; sıcaklığa bağımlılık daha belirgindir.



Şekil 4.45. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait elektrik modülünün gerçel değerlerinin (M''), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.46. $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarına ait elektrik modülünün sanal değerlerinin (M''), $f=1$ MHz'de sıcaklıkla değişimi

4.8. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al Diyotlarının Frekansa Bağlı Dielektrik Özellikleri ile ac Elektriksel İletkenliği

Dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) ile kompleks elektrik modülünün (M^*), gerçel (M') ve sanal (M'') kısımlarının frekansa bağılıkları; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için oda sıcaklığında (300 K), geniş bir frekans aralığında (Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 1 kHz-2 MHz ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de 1 kHz-1 MHz), $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri kullanılarak incelendi.

Dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerleri; frekansa bağlı olarak ölçülen kapasite (C_m) ve kondüktans (G_m) değerlerinin, (3.136) eşitliklerinde kullanılmasıyla hesap edildi. Bu (3.136) eşitliklerindeki C_0 değeri ise; metal ile yarıiletken arasında yalıtkan tabakanın (dielektrik) olmadığı durum için kapasitenin değeridir.

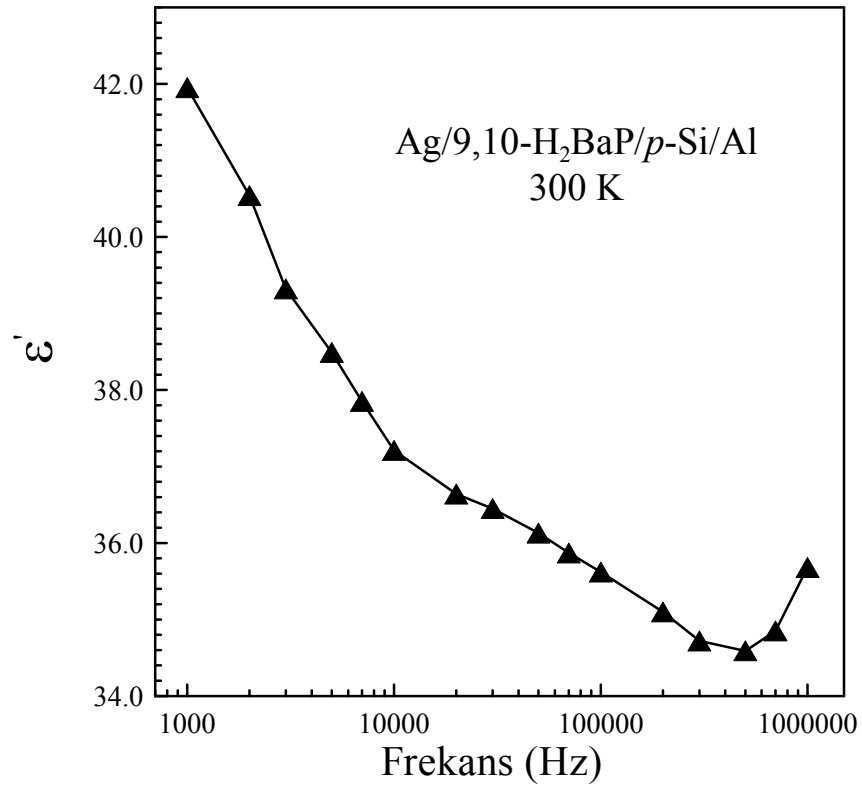
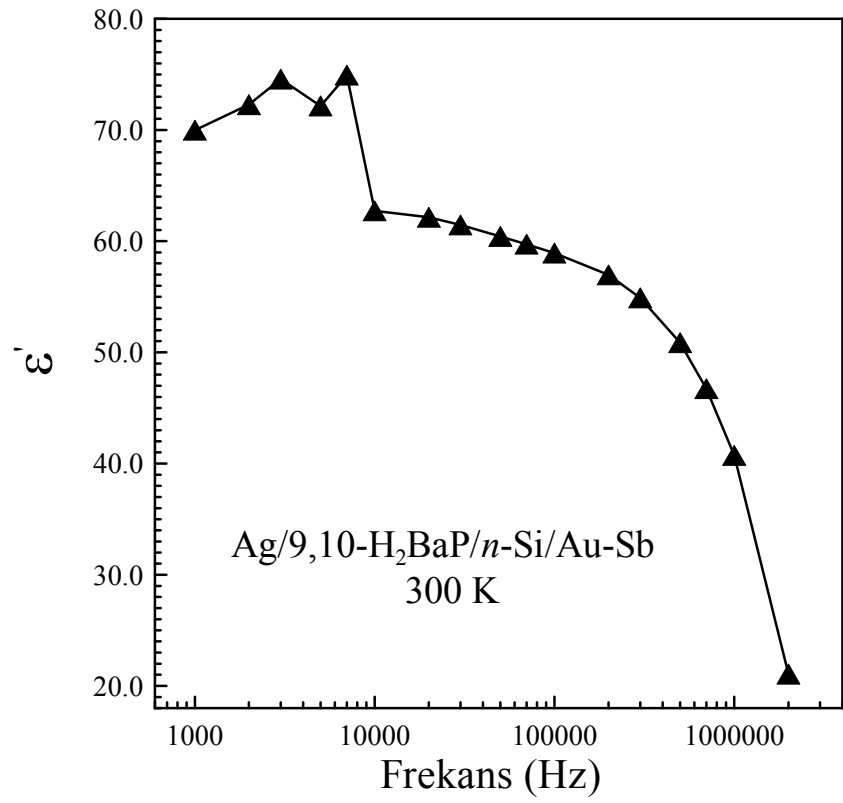
Dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin elde edilmesiyle, (3.139) denklemi kullanılarak, kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri frekansa bağlı olarak belirlendi. Her bir frekans için ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, hesap edilen dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin (3.141) eşitliğinde kullanılmasıyla elde edildi. Elektrik modülleri (M' ve M'') ise; dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ'') değerlerinin, (3.144) denkleminde yerine yazılmasıyla her bir frekans değeri için belirlendi.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için T=300 K'de, geniş bir frekans aralığında; organige ait dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ''), kayıp tanjant ($\tan \delta$), ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) ile elektrik modülünün gerçel (M') ve sanal (M'') kısımlarının frekansa bağılıkları Şekil 4.47., Şekil 4.48., Şekil 4.49., Şekil 4.50., Şekil 4.51. ve Şekil 4.52.'de belirtilmiştir.

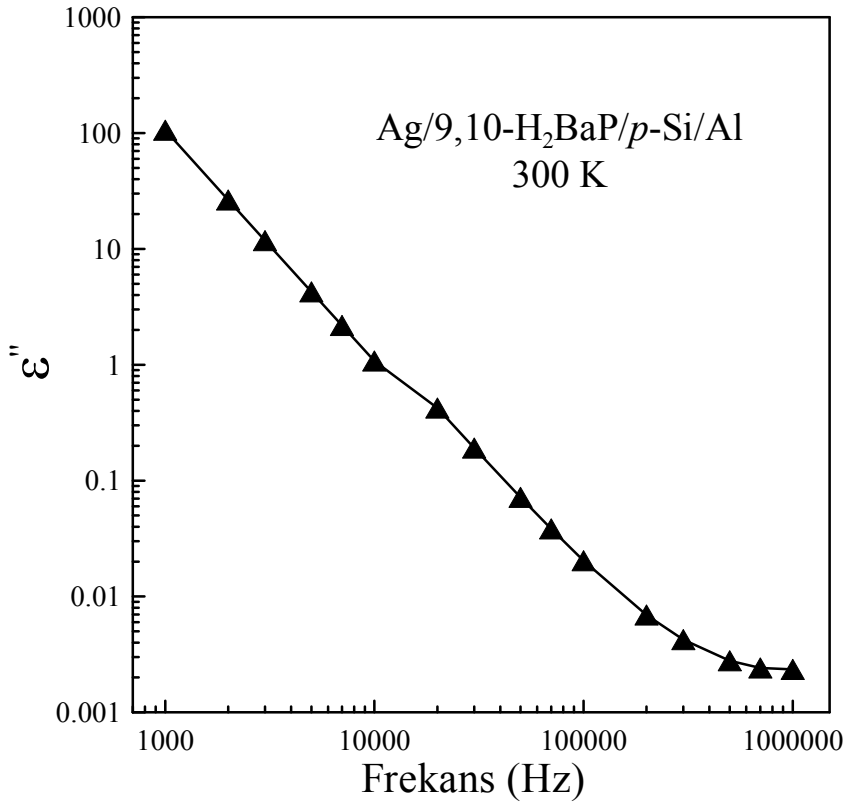
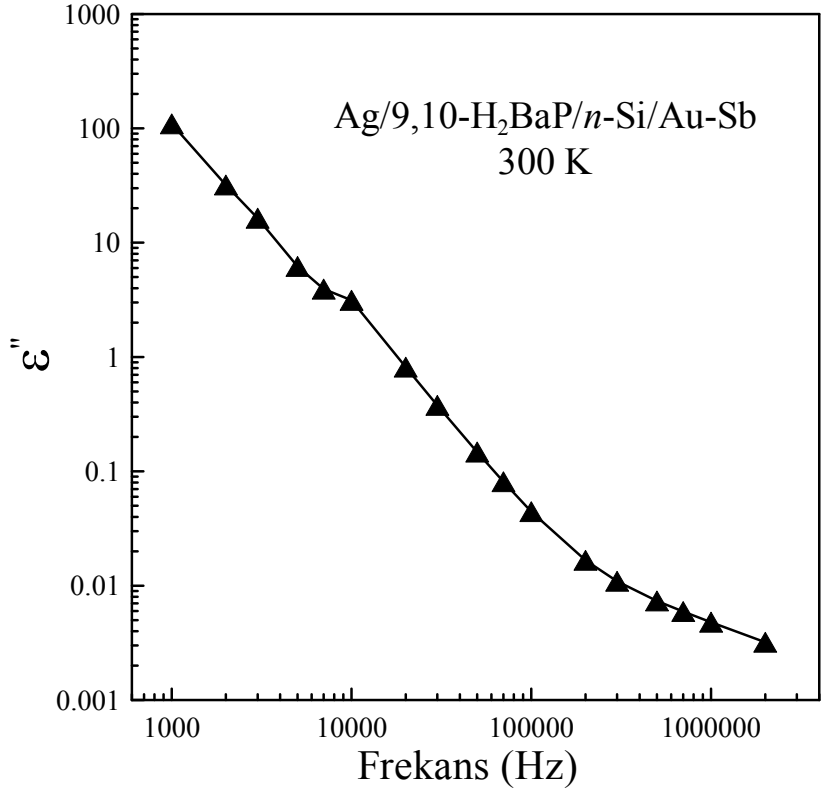
Şekil 4.47. ve Şekil 4.48., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında (300 K) ve farklı frekanslarda, dielektrik sabiti (ϵ') ile dielektrik kaybın (ϵ'') frekansa bağlı değişimini göstermektedir. (3.136)

eşitliklerinden elde edilen ϵ' ve ϵ'' değerleri, her iki diyot için grafiklerden de görüldüğü gibi, artan frekans ile azalmaktadır. Dielektrik sabitinin (ϵ') ve dielektrik kaybın (ϵ'') frekansla değişimi düşük frekanslarda büyük, yüksek frekanslarda ise; küçüktür. Düşük frekans ve sıcaklıklarda elektronik, iyonik, dipolar ve arayüzey veya yüzey polarizasyonu olmak üzere dört tip polarizasyon oluşumu gözlenir. Bu polarizasyonlar ϵ' ve ϵ'' değerlerine katkıda bulunur (Dökme ve ark. 2008).

Düşük frekans bölgesine doğru ϵ' ve ϵ'' değerlerinde meydana gelen artışlar, düşük frekansta etkili olabilecek arayüzey kutuplanma mekanizmasının varlığına atfedilebilir (Parlaktürk 2007). Çünkü; yalıtkan tabaka ve yarıiletken arasında birtakım yüzey durumlarından dolayı daha düşük frekansta arayüzey polarizasyonu çok daha kolay gözlenir. Artan frekanslarda ϵ' ve ϵ'' değerlerine, arayüzey, dipolar, iyonik polarizasyon katkıları etkisiz olmaktadır. Ayrıca yeterince yüksek frekanslarda arayüzey durumları (N_{ss}) ac sinyalinin takip edemediğinden ve herhangi bir arayüzey kutuplanma mekanizmasının olmaması nedeniyle, kapasitenin (C) ϵ' ve ϵ'' değerlerine ilave bir katkısı olmaz (Fanggao ve ark. 1996).



Şekil 4.47. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında dielektrik sabitinin (ϵ') frekansla değişimi

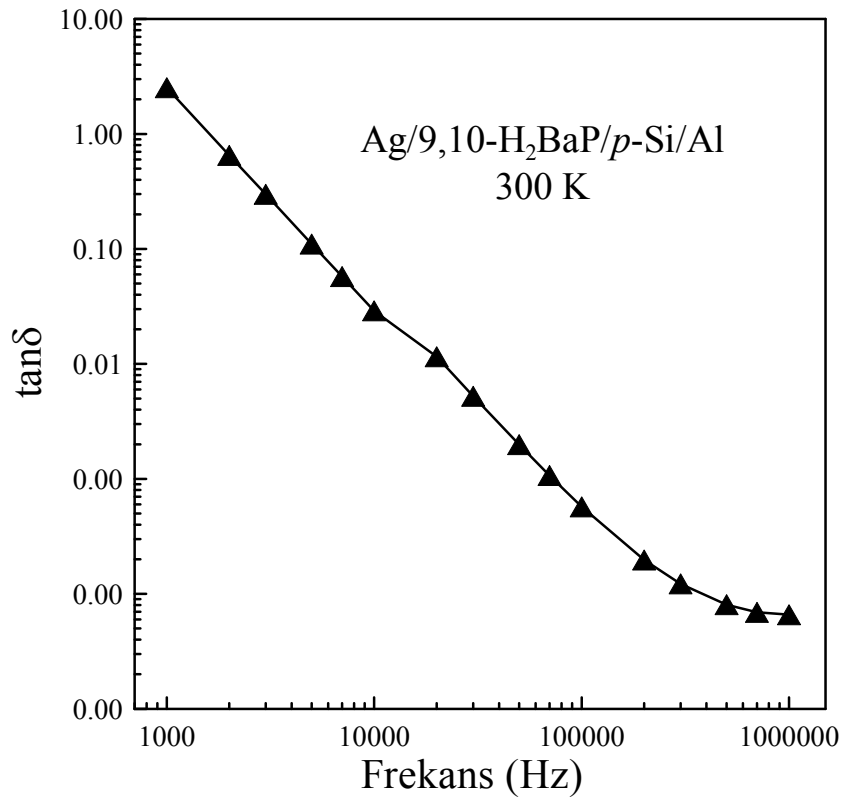
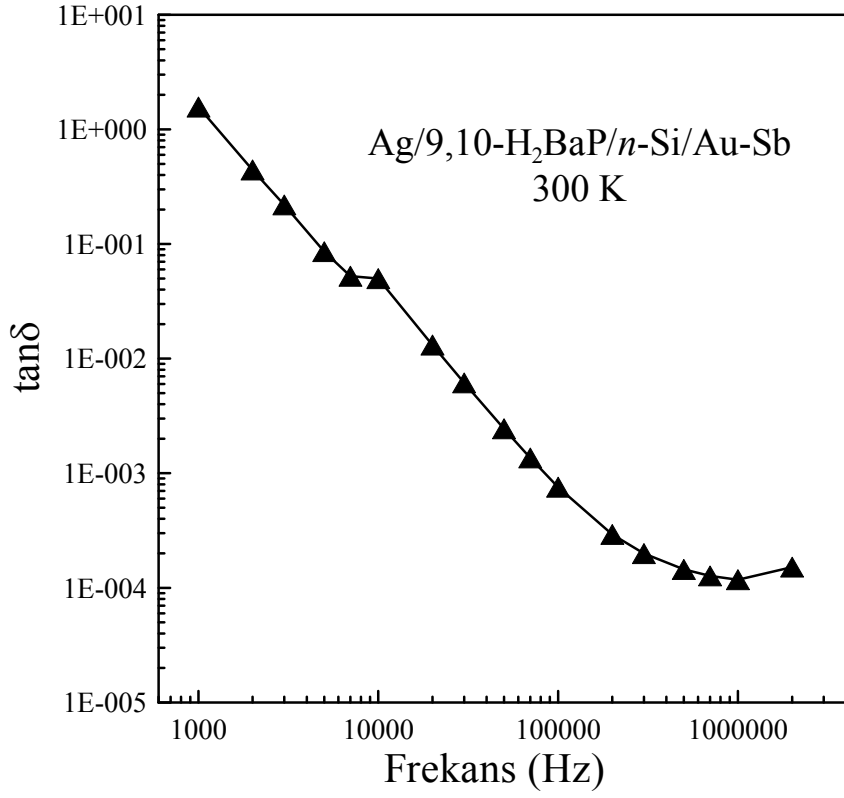


Şekil 4.48. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında dielektrik kaybın (ϵ'') frekansla değişimi

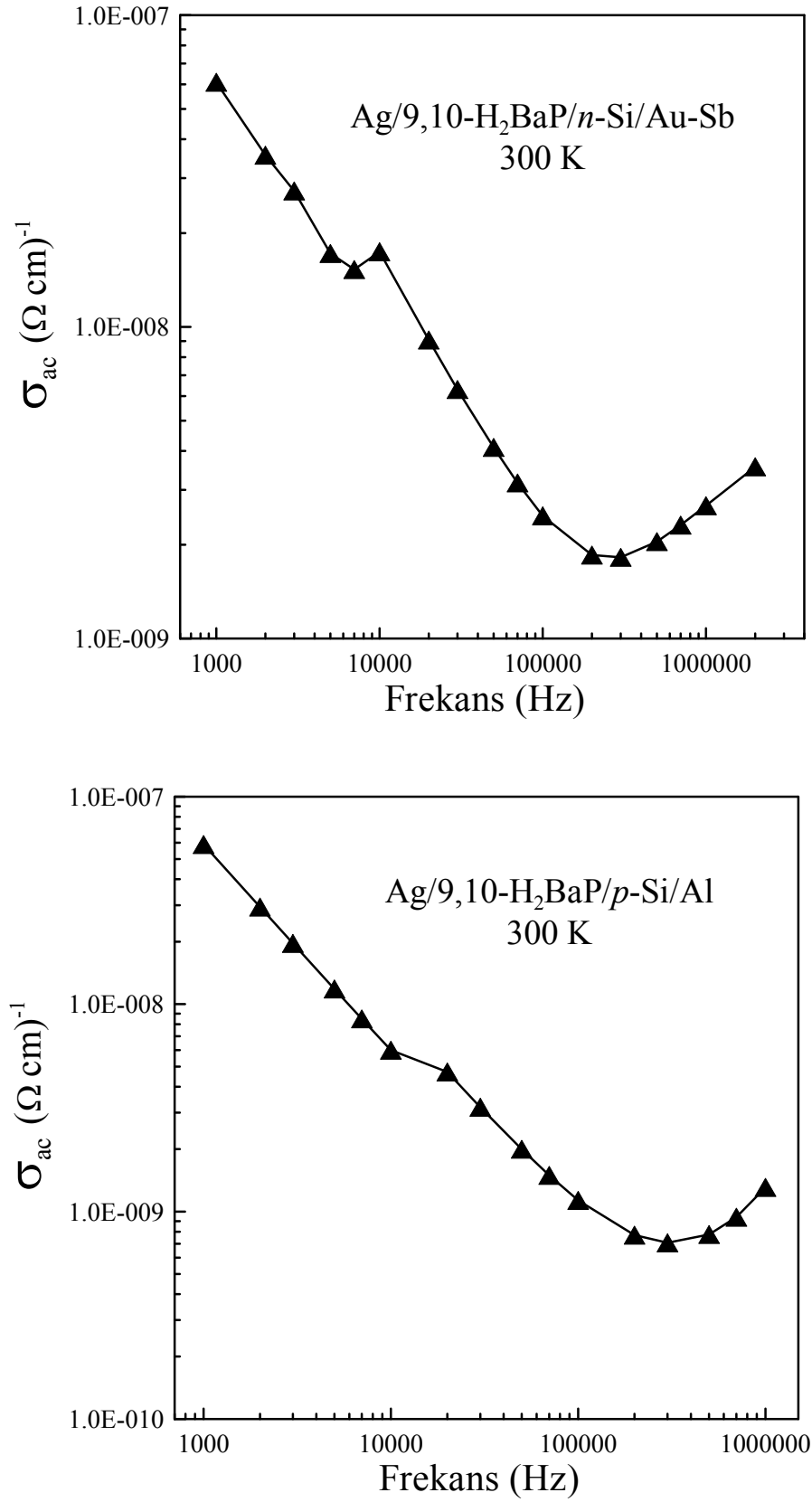
Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerlerinin, 300 K'de ve geniş bir frekans aralığındaki değişimi Şekil 4.49.'da verilmiştir. (3.139) eşitliği kullanılarak hesaplanan kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri, her iki diyot için de artan frekansla azalmaktadır. Kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri grafiklerden görüldüğü üzere, frekansa dikkate değer bir şekilde bağlıdır. $\tan \delta$ değerlerindeki bu davranış; metal ve yarıiletken arasında lokalize olmuş arayüzey durumlarına (N_{ss}) bağlı dislokasyona, yapının seri direnci (R_s) ve pasivasyon tabakasının kalınlığı gibi pek çok parametreye bağlıdır (Arslan ve ark. 2010).

Şekil 4.50. ise; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda, ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerlerinin frekansa karşı değişimini göstermektedir. ac elektriksel iletkenliği (σ_{ac}) sadece, sıfır frekansta sonsuz olan ve yüksek frekanslarda önemli olmayan dielektrik kayıba (ϵ'') katkıda bulunmaktadır (Cutroni ve ark. 1996, Afandiyeva ve ark. 2012). (3.141) denklemi kullanılarak elde edilen ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, 300 K'de frekanstaki artışa bağlı olarak, her iki diyot için de azalmaktadır. Grafiklerden de görüldüğü gibi; σ_{ac} değerlerinin düşük frekanslardaki değişimi, yüksek frekanslardaki değişimine göre daha belirgindir.

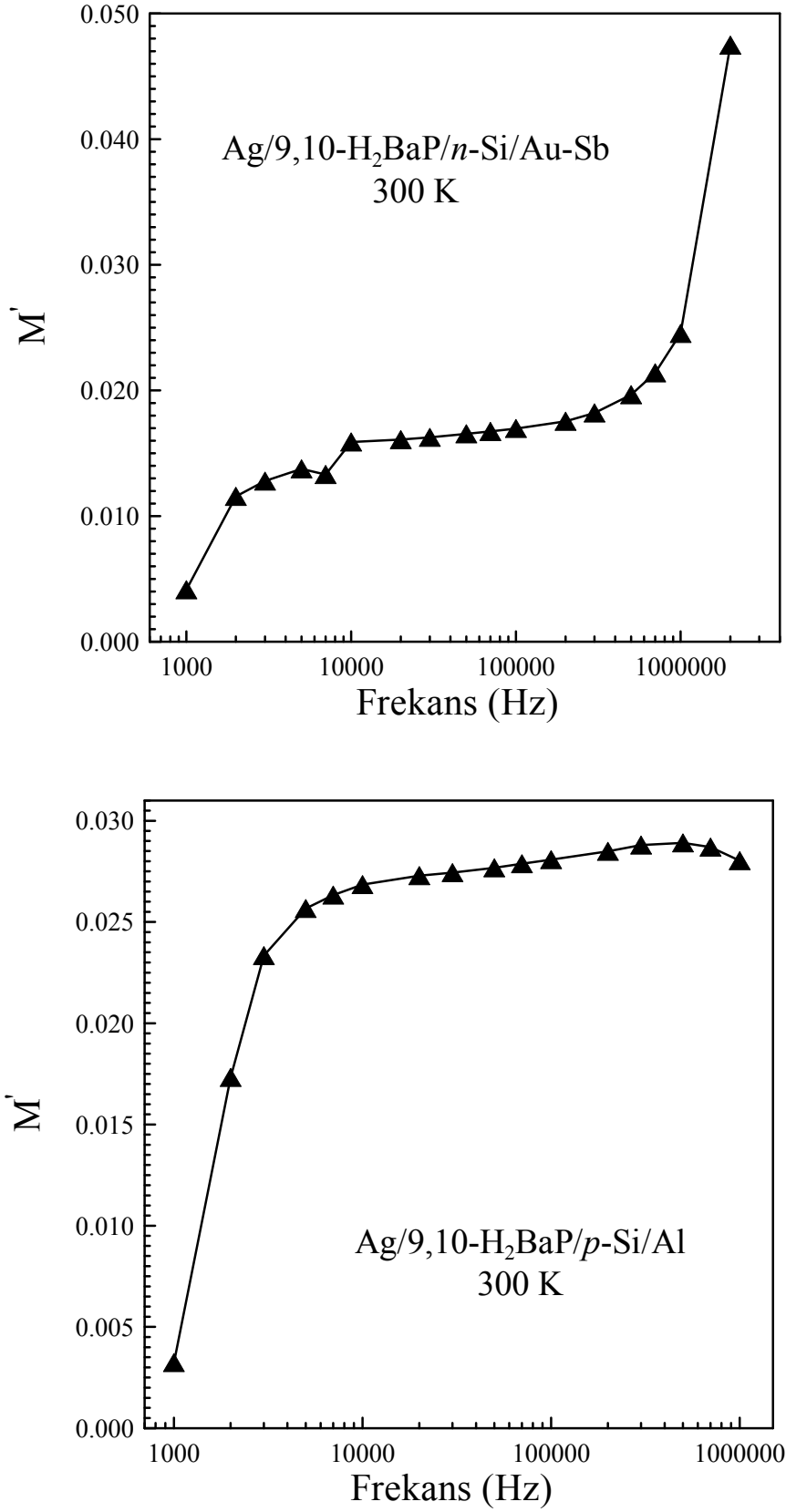
Şekil 4.51. ve Şekil 4.52., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için 300 K'de kompleks elektrik modülünün (M^*), gerçel (M') ve sanal (M'') bileşenlerine ait değerlerin frekansa bağlı değişimini göstermektedir. (3.144) eşitliği kullanılarak hesaplanan M' değerleri, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için artan frekansla artmakta ve yüksek frekanslarda ($f < 2$ MHz) ise; bu değerler hemen hemen sabit kalmaktadır. (3.144) eşitliğinden M'' değerleri ise; grafikten de görüldüğü gibi, oda sıcaklığında artan frekansa bağlı olarak azalmaktadır. M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek frekanslarda ($f < 2$ MHz) frekansa bağımlılığı daha belirgindir. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun frekansa bağlı olarak M' ve M'' değerleri için durum, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun M' ve M'' değerlerinde olduğu gibidir. Burada da M' değerleri artan frekansla artmakta ve M'' değerleri de grafikten görüldüğü gibi, artan frekansla azalmaktadır. Ayrıca M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek frekanslarda frekansa bağımlılığı daha belirgindir.



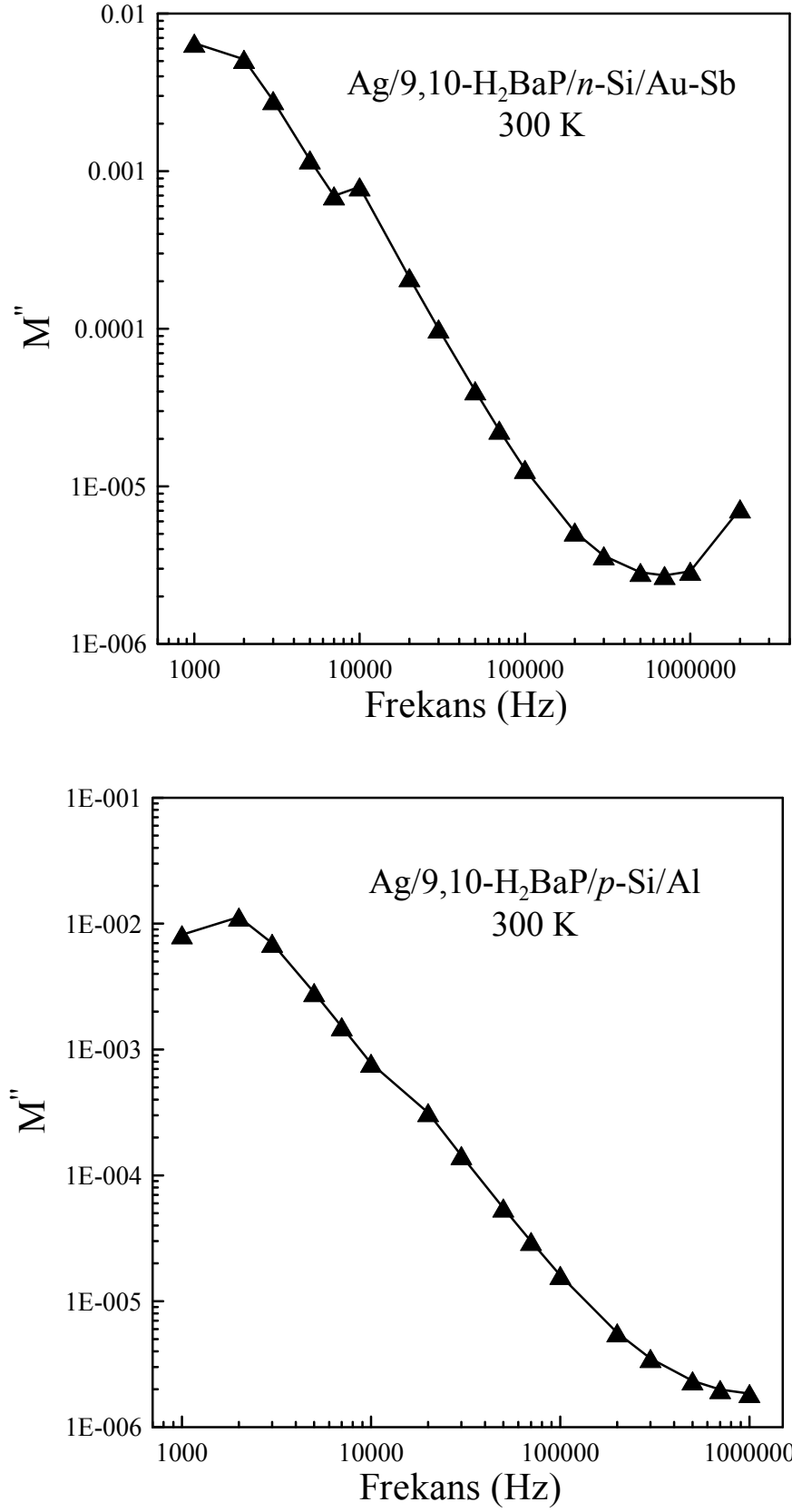
Şekil 4.49. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında kayıp tanjantın ($\tan \delta$) frekansla değişimi



Şekil 4.50. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}) frekansla değişimi



Şekil 4.51. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında elektrik modülünün gerçel değerlerinin (M') frekansla değişimi



Şekil 4.52. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında elektrik modülünün sanal değerlerinin (M'') frekansla değişimi

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada (100) yöneliminde, 500 µm kalınlıkta, oda sıcaklığında 1-10 Ω.cm özdirence sahip ve bir yüzü parlatılmış n-Si yarıiletkeni ile yine (100) yöneliminde olan, 270 µm kalınlıkta, oda sıcaklığında 1-10 Ω.cm özdirence sahip ve bir yüzü parlatılmış p-Si yarıiletkeni kullanıldı. Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb ile Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al Schottky diyotları elde edilerek, bu diyotların geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K) akım-gerilim (*I-V*), kapasite-gerilim (*C-V*) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim (*G/ω-V*) değişimleri ve bu değişimler üzerine sıcaklığın ve frekansın etkisi çalışıldı.

n-Si ve p-Si yarıiletkenleri 3. Bölüm'de bahsedildiği gibi kimyasal olarak temizlendikten sonra, n-Si yarıiletkeni için numunenin omik kontak yapılacak tarafına (mat taraf), vakum cihazı içerisinde ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan Au-Sb (%99-%1) alaşımı buharlaştırıldı. p-Si yarıiletkeni için ise; yine numunenin omik kontak yapılacak tarafına (mat taraf), vakum cihazı içerisine yerleştirilmiş Al hedef (target) kullanılarak, saçırma (sputtering) yöntemiyle Al ince filmi oluşturuldu. n-Si numunesi için 420 °C'ye ve p-Si numunesi için ise; 580 °C'ye ayarlanmış fırında numuneler tavlansın, her iki numune için de omik kontak yapısı elde edildi. Organik filmi kaplamadan önce, numunelerin parlak yüzeyinde laboratuvar ortamında oluşan oksit tabakasını kaldırmak için her iki numunenin yüzeyi kimyasal olarak temizlendi. 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik bileşiği gerekli çözücüler kullanılarak çözünüp, çözelti haline getirildikten sonra kimyasal temizliği yapılmış numunelerin parlak yüzeyinde buharlaşması için kısa bir süre beklenip, organik ince film tabakası olarak her iki numune yüzeyinde oluşturuldu. Schottky kontaklar için numunelerin organik ince film kaplı tarafı, çapları 1.5 mm olan maskenin üzerine aşağı bakacak şekilde yerleştirilerek, vakum sistemi içerisinde ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş Ag metali her iki numune üzerine termal olarak buharlaştırıldı. Böylece Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al Schottky diyot yapıları elde edildi. Her iki diyotun sıcaklığa bağlı *I-V* grafiklerinden doğrultucu karakteristik sergiledikleri görüldü.

9,10-H₂BaP organik bileşiğine ait absorbands spektrumu Şekil 4.1.'de verildi. Şekil 4.2.'de belirtilen $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$ grafiğinden yararlanılarak, kuartz yüzey üzerindeki 9,10-H₂BaP organik ince filminin 3.727 eV optik bant aralığına ve 1.551, 1.352 ve 1.342 eV tuzak seviyelerine sahip olduğu belirlendi.

Şekil 4.3. ve Şekil 4.4., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının 40-100 mW/cm² ışık şideti altında ve karanlıktaki $\ln I-V$ grafiklerini göstermektedir. Bu grafiklerden, her iki diyot yapısının da ışığa karşı bir tepki verdiği belirlendi. Fakat diyotların ışığa karşı olan hassasiyetleri, grafiklerden de görüleceği gibi diyottan diyota farklılık göstermektedir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun ışığa karşı duyarlılığı, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna göre daha belirgindir. Her iki diyot yapısının ışığa karşı duyarlılıkları; -2 V'da her bir ışık şideti altındaki akım değerlerinin, karanlık ortamdaki akım değerine oranlanarak ($I_{\text{aydınlık}}/I_{\text{karanlık}}$) elde edildi ve Çizelge 4.1. ile Çizelge 4.2.'de verildi. Çizelgelerden de görüldüğü gibi; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunun, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotuna göre ışığa karşı duyarlılığı daha büyüktür. Işığın şideti arttırıldığında, her iki diyot için de ters beslem bölgesindeki her bir ters beslem akımının arttığı görüldü. Ayrıca diyotlar güneş pillerinden ziyade fotodiyot özelliği gösterdiğinden, ters beslemde belirgin bir akım artışının olduğu, düz beslemde ise; akımda belirgin bir değişikliğin olmadığı Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.'den de görüldü. Bu sonuçlar bize, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının optoelektronik uygulamalarda ve ışık sensörü olarak kullanılabileceğini göstermektedir. Ayrıca her bir ışık şideti için Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait kısa devre akımı (I_{sc}) ve açık devre gerilimi (V_{oc}) değerleri de Çizelge 4.1. ile Çizelge 4.2.'de belirtildi.

n-Si ve p-Si yarıiletkenleri üzerine oluşturduğumuz 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filminin kalınlığı ve görüntüleri taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılarak belirlendi. Yapılan ölçümler sonucunda n-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan ince filmin kalınlığı yaklaşık 180 nm ve p-Si yarıiletkeni üzerine oluşturulan ince filmin kalınlığı ise; yaklaşık 100 nm olarak elde edildi. Şekil 4.5. ve Şekil 4.6., n-Si ve p-Si yarıiletkenleri üzerine oluşturduğumuz 9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP) organik ince filmine ait SEM görüntüleridir.

Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-Dihydrobenzo[a]pyrene-7(8H)-one (9,10-H₂BaP)/p-Si/Al diyotlarının 80 K'den başlayarak 360 K'ne kadar (80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla) her sıcaklıkta $I-V$, $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri Şekil 3.35. ve Şekil 3.36.'da verilen deney düzeneği kullanılarak gerçekleştirildi. Akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri KEITHLEY 2400 SourceMeter akım-gerilim cihazında bilgisayar kontrollü olarak ± 2.5 Volt aralığında, 0.01 Volt'luk adımlarla 80-360 K sıcaklık aralığında alındı. Bu ölçümler, Hewlett Packard (HP) bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart ve yazılım programı yardımıyla kumanda edilerek elde edildi. Ayrıca numunelerin sıcaklığa bağlı akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri; Janes VPF-475 kriostat içinde yaklaşık 10^{-3} Torr basınç altında, bakır tutucuda konumlandırılmış ve bilgisayar kontrollü olarak, hassasiyeti ± 0.1 K olan Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak, ters ve doğru DC gerilimlerinde gerçekleştirildi. Bu ölçümler geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K) değerlendirildi. Akım-gerilim ($I-V$) ölçümlerinden hareketle elde edilen bazı grafikler, her iki numune için düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak incelendi. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 1. bölge yüksek sıcaklık bölgesi (200-360 K) ve 2. bölge ise; düşük sıcaklık bölgesidir (80-200 K). Aynı şekilde Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de; 1. bölge yüksek sıcaklık bölgesi (160-360 K) ve 2. bölge de düşük sıcaklık bölgesidir (80-160 K).

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının değişik sıcaklıklar için $\ln I-V$ grafikleri Şekil 4.7.'de ve Şekil 4.8.'de verildi. Bu diyotlara ait her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri $\ln I-V$ grafiklerinin lineer bölgelerinin eğiminden hesaplandı. Diyotlara ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiklerinden hesaplanan idealite faktörlerinin yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak, sıcaklığa göre değişimi Şekil 4.9.'da ve Şekil 4.10.'da verilmiştir. Her iki diyot için hesaplanan bu değerler Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.4.'de görülmektedir. 80-360 K sıcaklık aralığında Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için Çizelge 4.3.'den görüldüğü gibi; idealite faktörleri 11.189-5.196 değerleri arasında ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise; Çizelge 4.4.'de belirtildiği gibi; 7.067-1.848 değerleri arasında değişmektedir. Bir diyotun idealite faktörü, diyotun ideale ne kadar yakın olduğunu gösteren önemli parametrelerden biridir. İdealite faktörü 1 değerine yaklaştıkça ($n \cong 1$), diyotun o derece ideallığa yaklaştığı yani; akımın termoiyonik akım ifadesine uyduğu ve idealite faktörü

1 değerinden uzaklaştıkça diyotun da ideallikten uzaklaştığı şeklinde yorumlanabilir. Bu durumda yüksek sıcaklık değerlerine doğru gidildikçe diyotun ideale yaklaştığı sonucu çıkarılabilir. Yine Şekil 4.11. ve Şekil 4.12.'de $I-V$ grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak, sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.4.'den görüleceği üzere, 80-360 K sıcaklık aralığında Şekil 4.7.'den elde edilen engel yüksekliği değerleri 0.269 eV ile 0.853 eV arasında ve Şekil 4.8.'den elde edilen engel yüksekliği değerleri ise; 0.216 eV ile 0.791 eV arasında değerler almaktadır. Bu durumda engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı sonucunu çıkarılabilir. Bu değişimlerden görüleceği gibi; artan sıcaklıkla engel yüksekliği artarken, idealite faktörü azalmaktadır. Böyle bir değişim metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir (Vural ve ark. 2010). Bu homojensizlik atomik yapının farklı fazlarından, yüzey kusurlarından ve arayüzey etkisinden ortaya çıkabilir.

Metal/yarıiletken arayüzeyi boyunca akım iletimi sıcaklığa bağlı bir işlem olduğundan dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engelleri aşabilirler ve bu yüzden akım daha düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerden (patches) geçen akım akışıyla belirlenir. Bu durum büyük idealite faktörüne sebep olur. Sıcaklık arttığında daha fazla elektron yüksek Schottky engellerini aşmak için yeterli enerjiye sahip olur. Bunun sonucu olarak da dominant (baskın) olan engel yüksekliği sıcaklıkla ve beslem voltajıyla artarken idealite faktörü azalır (Sullivan ve ark. 1991, Tung 1992). Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için $I-V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörünün artan sıcaklıkla azalması ve engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla artması literatürde yapılan çoğu çalışmayla (Biber 2003, Özdemir ve ark. 2006, Vural ve ark. 2010, Korucu ve Duman 2013) uyum içerisindedir.

Schottky diyotlarda asıl akım iletim mekanizması Termoionik Emisyon (TE) modeli ile açıklanmaktadır. Ancak homojen olmayan Schottky engel diyotlarda ideal durumdan sapmalar gözlenebilir ve genellikle idealite faktörü 1'den büyük değerler alır. İdealite faktörünün 1'den büyük olması; metal/yarıiletken arayüzeyinde lokalize olan arayüzey durumları, yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı, arayüzeyde elektrik alan etkisiyle imaj kuvvet etkisinin düşmesi ve uzay yükü bölgesinde jenerasyon/rekombinasyon akımları gibi faktörlere atfedilmiştir (Card ve Rhoderick

1971, Altındal ve ark. 2006, Ejderha ve ark. 2010).

Ayrıca Şekil 4.11. ve Şekil 4.12.'de $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin (Φ_{IV}) ve $C-V$ ölçümlerinden 1 MHz için elde edilen engel yüksekliğinin (Φ_{CV}) sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir. Akım-gerilim ($I-V$) ve kapasite-gerilim ($C-V$) ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri değerleri birbirinden farklıdır. Akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla artarken, kapasite-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ise; artan sıcaklıkla azalmaktadır. Yani; her sıcaklıkta Φ_{IV} değeri, Φ_{CV} değerinden daha küçük olarak elde edilmiştir. Potansiyel engelin uzaysal dağılımından dolayı akım-gerilim ve kapasite-gerilim ölçümleri farklı durumlarda etkilendiğinden her iki ölçümden elde edilen engel yükseklikleri değerleri farklı olmaktadır. Metal/yarıiletken arayüzeyindeki akım, Φ_b 'ye üstel olarak bağlı olduğundan engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın daha çok minimum engelden geçmesine neden olur. Bu sebeple, Schottky diyotlarda kapasite-gerilim karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin (Φ_{CV}), akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinden (Φ_{IV}) daha büyük olması beklenir (Rhoderick ve Williams 1988, Werner ve Guttler 1991).

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının Şekil 4.11. ve Şekil 4.12.'de $f=1$ MHz için $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerinin artan sıcaklığa bağlı olarak değişimleri verilmektedir. Grafiklerden de görüldüğü gibi her iki diyot için, engel yüksekliklerinin sıcaklığa karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Her iki grafikte de doğrunun eğiminden yararlanarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı (α) ve $T = 0$ K için engel yüksekliği ($\Phi_{b0}(T = 0)$) değerleri sırasıyla, $\alpha = -2.1$ meVK⁻¹, $\Phi_{b0}(T = 0) = 1.971$ eV ve $\alpha = -6.6$ meVK⁻¹, $\Phi_{b0}(T = 0) = 3.631$ eV olarak bulundu. Her iki diyot için elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı (α) değerleri, silisyum (Si) için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı olan $\alpha = -4.73 \times 10^{-4}$ eV/K teorik değeriyle uyumlu değildir. Bu durum, arayüzey tabakası olarak kullanılan organik bileşiğin varlığından kaynaklanmaktadır.

Sullivan ve ark. (1991) tarafından bildirildiğine göre; Schottky diyotlarda asıl akım iletim mekanizması, Termoionik Emisyon (TE) modeli ile açıklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmaların nedenini, $I-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği (Φ_{IV}) ile $C-V$ değişimlerinden elde edilen engel yüksekliğinin (Φ_{CV}) farklı çıkması gibi birçok belirsiz durumu tam olarak açıklayan bir model yoktur. Ancak bunlardan engelin inhomojenliği son yıllarda üzerinde fazla durulması gereken konulardan biri olmuştur. Genel olarak Schottky diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı olarak tayin edilebilmesi için, geniş bir sıcaklık aralığında çalışılması gerekmektedir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda termoionik emisyon (TE) modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca artan sıcaklıkla idealite faktöründeki azalma " T_0 etkisi" olarak adlandırılmaktadır. Schottky diyotlarla yapılan deneysel çalışmalarda idealite faktörü genelde sıcaklığa bağlıdır. İdealite faktörüyle sıcaklık arasındaki bu ilişki ilk olarak Padovani ve Sumner (1965) tarafından ifade edilmiştir ve matematiksel olarak $n = 1 + (T_0 / T)$ şeklinde verilmektedir. Burada T_0 , geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve gerilimden bağımsız bir parametredir (Hardikar ve ark. 1999).

$I-V$ karakteristiklerinden ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$), standart sapma (σ_0) ve voltaj katsayıları (ρ_2 ve ρ_3) değerleri bulunmuştur. Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'den görüldüğü gibi, yüksek sıcaklık bölgesi (1. bölge olup, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 200-360 K ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise; 160-360 K) ve düşük sıcaklık bölgesi (2. bölge olup, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 80-200 K ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise; 80-160 K) dikkate alındığında, Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğin eğiminden Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için σ_0 standart sapma değerleri sırasıyla; $\sigma_{01} = 0.176$ V, $\sigma_{02} = 0.079$ V ile $\sigma_{01} = 0.143$ V, $\sigma_{02} = 0.074$ V ve y eksenini kestiği noktadan ise ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) sırasıyla; $\bar{\Phi}_{b1} = 1.350$ eV, $\bar{\Phi}_{b2} = 0.719$ eV ile $\bar{\Phi}_{b1} = 1.091$ eV, $\bar{\Phi}_{b2} = 0.604$ eV olarak elde edildi. Standart sapma, engel yüksekliğinin homojenliğinin bir ölçüsüdür. Standart sapma (σ_0) ne kadar küçük olursa, homojen engel yüksekliğine o kadar yaklaşılr. Dolayısıyla en iyi Schottky diyotun performansı, standart sapmanın daha düşük değerine bağlı olarak en iyi engel homojenliğini ifade eder (Song ve ark. 1986, Zhu ve ark. 1999). Hem yüksek hem de düşük sıcaklık bölgelerinde

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için standart sapmanın (σ_0) değerleri, ortalama engel yüksekliğinin ($\bar{\Phi}_b$) değerlerine göre küçük değildir ve arayüzeyde homojen olmayan durumların varlığını gösterir. Literatürde bu durum diyot bölgesinde (kontakt bölgesinde) engel yüksekliğinin GD1 ve GD2 olmak üzere çift Gaussian dağılıma (GD) sahip olduğu ile açıklanır (Werner ve Guttler 1991, Chand ve Kumar 1996, Schmitsdorf ve ark. 1995). Yine Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'de $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı değişiminden elde edilen grafiğe fit edilen doğru denkleminde de yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri için Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait voltaj katsayıları (ρ_2 ve ρ_3) sırasıyla; $\rho_{21} = 0.732$, $\rho_{22} = 0.800$ ile $\rho_{31} = -0.0046$ V, $\rho_{32} = -0.0014$ V ve $\rho_{21} = 0.284$, $\rho_{22} = 0.590$ ile $\rho_{31} = -0.0137$ V, $\rho_{32} = -0.0038$ V olarak hesaplandı. Bu parametreler (ρ_2 ve ρ_3) engel yüksekliği dağılımında gerilim bozulmasını düzenler (Werner ve Guttler 1991, Zeyrek ve ark. 2006). $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinin doğrusal davranışı, idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj değişimiyle açıklandığını gösterir. Bu sonuçlardan daha büyük ρ_2 ve daha küçük ρ_3 voltaj katsayılarıyla, birinci bölgenin dağılımının ikinci bölgeye göre daha geniş ve daha büyük engel yüksekliğine sahip olduğu sonucu çıkarılabilir.

$I-V$ grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye ve $1/nkT$ 'ye karşı çizilen grafiği Şekil 4.15. ve Şekil 4.16.'da verilmiştir. Burada, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/kT$ 'ye göre değişim grafiğinin eğimi, $e\Phi_b/k$ ve y eksenini kestiği nokta ise; $\ln(AA^*)$ olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için sırasıyla; Richardson sabiti (A^*) = $3.477 \times 10^{-7} A/K^2cm^2$, engel yüksekliği (Φ_b) = 0.243 eV ve Richardson sabiti (A^*) = $2.204 \times 10^{-7} A/K^2cm^2$, engel yüksekliği (Φ_b) = 0.206 eV olarak bulundu. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait elde edilen Richardson sabiti değerlerinin, n-Si için $110 A/K^2cm^2$ ve p-Si için $32 A/K^2cm^2$ olan teorik Richardson sabiti değerlerinden çok farklı çıkması; düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla, homojen olmayan engel yükseklikleriyle ve arayüzey tabakası olarak organik bileşiğin

varlığı ile açıklanabilir (Karataş ve ark. 2005, Chand ve Kumar 1996, Gümüş ve ark. 2002, Werner ve Guttler 1991, Maeda 2001, Zhu ve ark. 2000). Diğer bir ifadeyle Schottky diyotunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmaktadır (Chand ve Kumar 1997, Biber 2003, Hüdait ve Krupanidhi 2001, Chand 2002). Horvath (1996) tarafından açıklandığı gibi, sıcaklığa bağlı akım-gerilim ($I-V$) karakteristiklerinden elde edilen A^* değerleri, engelin homojen olmamasından dolayı gerçek değerden uzaklaşabilir. Bu davranış, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılıma sahip olmasıyla açıklanır (Altındal ve ark. 2003, Chand ve Kumar 1997, Zhu ve ark. 2000, Chand 2002, Horvath 1996, Zhu ve ark. 1999, Yıldız ve ark. 2008). Bundan dolayı artan sıcaklıkla, idealite faktörünün (n) azalması ve engel yüksekliğinin ($\Phi_b(I-V)$) artması $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ grafiğinde doğrusallıktan (lineerlikten) sapmaya yol açar. Şekil 4.15. ve Şekil 4.16.'daki her iki diyota ait Richardson grafiklerinden görüldüğü gibi $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ grafikleri düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmaktadır. Ancak $\ln(I_0/T^2)-1/nkT$ grafikleri ise; bir doğru vermektedir ve $\ln(I_0/T^2)-1/nkT$ grafiklerinin bir doğru vermesi, akım ifadesinde idealite faktörünün (n) etkili olabileceğini gösterir (Eftekhari ve ark. 1983). Ayrıca $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ grafiklerinin düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapması ise; engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığıyla açıklanabilir (Singh ve ark. 1990, Altındal ve ark. 2003, Cova ve Singh 1990).

Şekil 4.17. ve Şekil 4.18.'de Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait her iki sıcaklık bölgesi için $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişimi; eğimi ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_b$) ve y eksenini kestiği nokta ise; Richardson sabitini veren bir doğru olmalıdır. 1. ve 2. sıcaklık bölgeleri dikkate alındığında, $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişiminden elde edilen ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için sırasıyla; $\bar{\Phi}_{b1} = 1.499$ eV ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.705$ eV, $A2^* = 19.333$ A/K²cm² ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise bu değerler sırasıyla; $\bar{\Phi}_{b1} = 1.080$ eV, $A1^* = 18.631$ A/K²cm² ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.618$ eV, $A2^* = 112.034$ A/K²cm² olarak hesaplandı. Görüldüğü gibi, Şekil 4.17.'deki grafikten Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb

diyotu için elde edilen $\bar{\Phi}_{b1} = 1.499$ eV ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.705$ eV değerleri, Şekil 4.13.'de $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye göre değişiminden bulunan ortalama engel yüksekliği $\bar{\Phi}_{b1} = 1.350$ eV ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.719$ eV değerleriyle çok iyi uyum içerisindedir. Aynı şekilde Şekil 4.18.'deki grafikten Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de elde edilen $\bar{\Phi}_{b1} = 1.080$ eV ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.618$ eV değerleri, Şekil 4.14.'de $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye göre değişiminden bulunan ortalama engel yüksekliği $\bar{\Phi}_{b1} = 1.091$ eV ile $\bar{\Phi}_{b2} = 0.604$ eV değerleriyle yine çok iyi uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

Schmitsdorf ve ark. (1995), Tung'un teorik yaklaşımını kullanarak, deneysel Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü arasında lineer bir ilişki olduğunu ifade etmişlerdir. Şekil 4.19. ve Şekil 4.20.'de Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri (1. ve 2. bölgeler) için engel yüksekliğinin (Φ_b), idealite faktörüne (n) göre değişimi verilmiştir. Her iki diyot için grafikte verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörleri diyotun $I-V$ grafiğinden elde edilen değerlerdir. Grafikten de görüldüğü gibi, idealite faktörü ve engel yüksekliği arasında lineer bir ilişki vardır. İdealite faktörü artarken, Schottky engel yüksekliği değerleri azalmaktadır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanıl (lateral) inhomojenliği ile açıklanabilir (Biber 2003, Zeyrek ve ark. 2006, Horvath 1996). İdealite faktörü ve engel yüksekliğinin bu davranışı homojen olmayan engel yüksekliği dağılımındaki, eyer (dönüm) noktasının (saddle-point) potansiyelinin voltaja bağımlılığı ile açıklanabilir (Sullivan ve ark. 2001, Tung 2001). Düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerdeki (patches) eyer noktası potansiyelleri, etraftaki engel yüksekliklerinden daha küçüktür. Düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerin (patches) bu özellikleri, yanıl (lateral) homojensizliğe sahip Schottky kontaklarda akım iletimini önemli ölçüde etkiler (Mönch 1999). Engel homojensizliklerine; arayüzey yalıtkan tabaka kompozisyonundaki homojensizlik, arayüzey yüklerinin değişebilirliği ve arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı sebep olabilir (Song ve ark. 1986). Yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerini dikkate alarak, $n=1$ değeri için Φ_b - n grafiğini ekstrapole ettiğimizde, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait yanıl homojen engel yüksekliğinin değerleri sırasıyla; 1.480 eV ile 0.874 eV ve 1.045 eV ile 0.559 eV olarak bulundu. Her iki diyot

için yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde elde edilen yanal homojen engel yüksekliği değerlerine, imaj kuvvet etkisinden dolayı 0.01 eV değeri eklenmiştir. İki ayrı bölgede Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait elde edilen değerler kıyaslandığında, her iki diyot için de 1. bölgeden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri silisyumun yasak enerji aralığına (1.12 eV) daha yakındır. Bu davranış; akım iletiminin farklı sıcaklık bölgelerinde, farklı mekanizmalar tarafından kontrol edildiğini gösterir.

Ters beslemde $C^{-2}-V$ grafiğinden 1 MHz'de elde edilen engel yükseklikleri ile doğru beslemde $I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yükseklikleri arasındaki farkın $1/2kT$ 'ye göre değişimi yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak, hem Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb hem de Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için sırasıyla; Şekil 4.21. ve Şekil 4.22.'de verilmiştir. Bu grafiklerde belirtilen değişimlerden, elde edilen doğrunun eğimi $q\sigma_0^2$ 'ye ve y eksenini kestiği nokta ise $\frac{q\alpha_\sigma}{2k}$ 'ya eşit olmalıdır.

Bu ifadeler kullanılarak, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotunda 1. bölge (200-360 K) ve 2. bölge (80-200 K) için 1 MHz'de standart sapmanın değerleri sırasıyla; $\sigma_{01} = 0.219$ V, $\sigma_{02} = 0.111$ V ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı ise; $\alpha_{\sigma_1} = 0.0614$ mV²K⁻¹, $\alpha_{\sigma_2} = 0.1163$ mV²K⁻¹ olarak bulundu. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de 1. bölge (160-360 K) ve 2. bölge (80-160 K) olmak üzere, 1 MHz'de standart sapmanın değerleri sırasıyla; $\sigma_{01} = 0.346$ V, $\sigma_{02} = 0.139$ V ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı ise; $\alpha_{\sigma_1} = 0.2467$ mV²K⁻¹, $\alpha_{\sigma_2} = 0.2531$ mV²K⁻¹ olarak elde edildi. Sonuçlardan da görüldüğü gibi, 1 MHz'de her iki numune için yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde elde edilen standart sapmanın değerleri, birbirlerine yakındır. Her iki diyot için standart sapmanın 1 MHz'de hesaplanan bu değerleri, Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'de verilen engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye göre değişim grafiğinden yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri dikkate alınarak, elde edilen standart sapmanın Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için $\sigma_{01} = 0.176$ V, $\sigma_{02} = 0.079$ V ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de $\sigma_{01} = 0.143$ V, $\sigma_{02} = 0.074$ V değerleriyle uyumludur.

Şekil 4.23. ve Şekil 4.24.'de verilen grafikler, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerinin (Φ_b), sıcaklığa karşı değişimini göstermektedir. Şekil 4.23. ve Şekil 4.24.'den de görüldüğü gibi engel yüksekliği ile sıcaklık arasında lineer bir ilişki vardır. Bu grafiklere yapılan fitler sonucunda, elde edilen fit denklemlerinden hareketle her iki diyot için (3.52) denklemi kullanılarak, taşıyıcı tünelleme faktörü ($a\chi^{1/2}\delta$) değerleri elde edildi. Burada $a = (2/\hbar)(2m^*)^{1/2}$ olan sabit bir sayı, χ ; arayüzey tabakasının gösterdiği tünelleme engel yüksekliği ve δ ise; arayüzey tabakasının kalınlığıdır. Buradan hareketle, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının her ikisi için de arayüzey tabakası olarak aynı organik bileşik kullanıldığından, tünelleme faktörünün değeri 23.188 olarak elde edildi. Bu sonuç, tünelleme faktörünün engel yüksekliğinde dikkate alınması gerektiğini göstermektedir.

Norde fonksiyonları kullanılarak, her bir sıcaklık için Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının $F(V_0)$, V_0 , engel yüksekliği ve seri direnç değerleri elde edildi. Elde edilen bu değerler Çizelge 4.5. ve Çizelge 4.6.'da görülmektedir. Şekil 4.25. ve Şekil 4.26., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait $F(V)-V$ grafiklerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini vermektedir. Her iki numune için de $F(V)-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri; her bir sıcaklık için artarken, seri direnç değerleri ise; her bir sıcaklık için düzgün olarak azalması gerekirken azalmamaktadır. Düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe (80 K'den 360 K'ne), Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait $F(V_0)$ değerleri ise; her iki grafikten de görüldüğü gibi artan sıcaklıkla artmaktadır. Bu durum Çizelge 4.5. ve Çizelge 4.6.'dan da görülmektedir.

Şekil 4.27. ve Şekil 4.28., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}), arayüzey hal enerjisine ($E_c - E_{ss}$, $E_{ss} - E_v$) göre; sıcaklığa bağlı değişimini gösteren grafiklerdir. Grafiklerden de görüldüğü gibi; her iki diyot içinde her bir sıcaklık değerine karşılık gelen arayüzey durum yoğunluğu değerleri oldukça yüksektir (10^{12} , 10^{13} eV⁻¹cm⁻² mertebesindedir) ve artan sıcaklıkla azalmaktadır. N_{ss} değerlerinde meydana gelen bu değişim, sıcaklığın

etkisiyle metal/yarıiletken arayüzeyindeki durumların termal yeniden yapılanmasına ve yeniden düzenlenmesine (Card ve Rhoderick 1971, Tung 1992, Tseng ve Wu 1987, Sze 1981) yada sıcaklık arttıkça yeteri kadar enerji kazanan yük taşıyıcılarının tuzaklardan kurtulmasına atfedilmektedir. Şekil 4.27. ve Şekil 4.28.'de grafikteki kıvrımlar, bulk yarıiletkenin yasak enerji aralığı yakınındaki arayüzey derin seviye yoğunluklarına atfedilir (Kanbur 2008). Arayüzey hal yoğunluğunun (N_{ss}) artan sıcaklıkla azalması, akım iletim mekanizmasının arayüzey durumları tarafından kontrol edildiğini göstermektedir. Aynı zamanda bu davranışın arayüzeydeki engel yüksekliğinin homojensizliği (düzensizliği) nedeniyle, engel yüksekliğinin Gaussian dağılım göstermesinden (Schottky engel homojensizliğinden) kaynaklandığı ifade edilmiştir (Yıldız 2008).

Kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri, Hewlett Packard (HP) 4192A LF Impedance Analyzer (5 Hz-13 MHz) ölçüm cihazında bilgisayar kontrollü olarak, 1 MHz'de, ± 2.5 Volt aralığında, 0.04 Volt'luk adımlarla 80 K'den 280 K'ne 40 K'lik adımlarla ve 280 K'den 360 K'ne 20 K'lik adımlarla (80-360 K sıcaklık aralığında) alındı. Bu ölçümler, Hewlett Packard (HP) bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart ve yazılım programı yardımıyla kumanda edilerek elde edildi. Ayrıca numunelerin sıcaklığa bağlı kapasite-gerilim ($C-V$) ve kondüktans (iletkenlik)-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri; Janes VPF-475 kriostat içinde yaklaşık 10^{-3} Torr basınç altında, bakır tutucuda konumlandırılmış ve bilgisayar kontrollü olarak, hassasiyeti ± 0.1 K olan Lake Shore model 321 Autotuning dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak, ters ve doğru DC gerilimlerinde gerçekleştirildi.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının $C-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa nasıl bağlı olduğunu görmek için, bütün sıcaklıklarda diyotların $C-V$ değişimleri çizildi. Her iki diyot için 1 MHz'de sıcaklığa bağlı olarak elde edilen $C-V$ değişimleri; Şekil 4.29. ve Şekil 4.30.'dan hareketle, gerek düz beslem ve gerekse ters beslem bölgesi için düşük sıcaklıklarda kapasitenin düşük olduğu, yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe ise; kapasitenin arttığı görüldü. Ayrıca Şekil 4.31. ve Şekil 4.32. ise; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının sabit frekans ($f=1$ MHz) altında sıcaklığa bağlı $G/\omega-V$ değişimlerini göstermektedir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi; artan gerilimle ve sıcaklıkla kondüktans (iletkenlik)

değerlerinin arttığı görülmektedir. $C-V$ ve $G/\omega-V$ grafiklerinden hareketle, kapasite ve iletkenlik yüksek sıcaklıklara karşı oldukça duyarlıdır. Bu durum, yüksek sıcaklıklarda arayüzey uzay yüklerinin etkili olmasından ve değerlerinin artmasından kaynaklanabilir (Nicollian ve Brews 1982).

Literatürde genel olarak, $C-V$ ve $G/\omega-V$ grafiklerinin, artan gerilimle arttığı ve artan frekansla ise; azaldığı belirtilir. Ancak bu davranış, düşük ve orta frekanslarda arayüzey durumlarının durulma (relaksasyon) zamanına ve ac sinyalinin frekansına bağlı olarak farklı olabilir. Yani düşük frekanslarda arayüzey durumları ac sinyalini takip edebilir. Oysa yüksek frekanslarda ($f \geq 500$ kHz), hemen hemen hiçbir arayüzey durumu ac sinyalini takip edemez (Nicollian ve Goetzberger 1967).

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının I/C^2-V karakteristiği ise; yüksek frekansta ($f=1$ MHz) sıcaklığa bağlı olarak Şekil 4.33. ve Şekil 4.34.'de belirtildiği gibi, geniş bir gerilim bölgesinde lineer bir eğri vermektedir. Bu lineer davranış; ölçümlerin yeterince yüksek frekansta (ω) yapıldığını, böylece taşıyıcı yaşam süresinin (τ), $1/\omega$ 'dan oldukça büyük olmasından dolayı arayüzey durumlarının ac sinyalini takip edemediğini gösterir (Nicollian ve Brews 1982, Altındal ve ark. 2003). Lineer olmayan değişimler, arayüzeydeki durum yoğunluğunun varlığı ile ortaya çıkan artık (excess) kapasite ile açıklanmaktadır. Her iki grafikte de verilen bir gerilim değerinde I/C^2 değerleri, artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ayrıca Şekil 4.33. ve Şekil 4.34.'den hareketle C^2-V eğrilerinin, tüm sıcaklıklar için hemen hemen birbirlerine paralel olduğu görülmektedir. Bu durum verici (N_d)/alıcı (N_a) katkı atomlarının yoğunluklarının sıcaklıkla fazla değişmediğinin bir göstergesidir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotları için; düşük sıcaklıklarda kapasitenin küçük, yüksek sıcaklıklarda büyük olmasından dolayı I/C^2 değerleri; aynı uygulama gerilimlerinde düşük sıcaklıklarda büyük iken, artan sıcaklıklarda ise; azalmaktadır. I/C^2-V grafiklerinin her ikisinde de, 1 Volt civarında arayüzey durumlarının etkisinden dolayı aşağı yönlü bir bükülme görülmektedir.

Ters beslem C^2-V grafiklerinden yararlanılarak, farklı sıcaklıklarda (80-360 K) ve yüksek frekansta ($f=1$ MHz) Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının difüzyon potansiyeli (V_d), n-tipi yarıiletken için iyonize olmuş donör

konsantrasyonu (N_d), p-tipi yarıiletken için iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu (N_a), Fermi enerji seviyesi (E_f) ve engel yüksekliği (Φ_b) değerleri hesaplandı. 80-360 K sıcaklık aralığında ve $f=1$ MHz'de bulunan, Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait bu parametrelerin hepsi sırasıyla; Çizelge 4.7. ve Çizelge 4.8.'de verildi. V_d değerleri; Çizelge 4.7.'de 1.743 V ile 0.835 V ve Çizelge 4.8.'de ise; 2.640 V ile 0.853 V arasında, N_d ve N_a değerleri; Çizelge 4.7.'de $3.580 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ile $2.966 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve Çizelge 4.8.'de ise; $4.143 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ile $2.622 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ arasında, E_f değerleri ise; Çizelge 4.7.'de 0.283 eV ile 0.062 eV ve Çizelge 4.8.'de ise; 0.257 eV ile 0.055 eV arasında değişmektedir. Yine her iki diyot için de C^2-V grafiklerinden elde edilen Φ_b değerleri; Çizelge 4.7.'de 1.805 eV ile 1.118 eV ve Çizelge 4.8.'de ise; 2.721 eV ile 1.110 eV arasında değişmektedir.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait Şekil 4.35. ve Şekil 4.36.'da verilen grafikler, $1/C^2$ 'nin V 'ye karşı değişiminden elde edilen Fermi enerji seviyesinin (E_f), sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Her iki diyot için verilen grafikler de; Fermi enerji seviyesinin (E_f), artan sıcaklıkla lineer olarak arttığı görülmektedir.

Geniş bir frekans aralığında $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri, hazırlanan aygıtın temel elektriksel ve dielektriksel özellikleri hakkında çok önemli bilgiler verir. Şekil 4.37. ve Şekil 4.38., oda sıcaklığında (300 K), geniş bir frekans aralığında; Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için 1 kHz-2 MHz ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için de 1 kHz-1 MHz olmak üzere, $C-V$ karakteristiklerini göstermektedir. Bununla birlikte, her iki diyot için yine oda sıcaklığında, aynı frekans aralıklarında $G/\omega-V$ karakteristikleri ise; Şekil 4.39. ve Şekil 4.40.'da verilmiştir. Böylece oda sıcaklığında ve geniş bir frekans aralığında hem C hem de G/ω değerleri tersinim, tükenim ve yığılım bölgeleri için elde edildi. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait hem $C-V$ hem de $G/\omega-V$ grafiklerinde, tükenim ve yığılım bölgelerinde ölçülen $C-V$ ve $G/\omega-V$ karakteristikleri, frekansa bağlılık göstermektedir. Bu davranış veya düşük frekanslardaki daha yüksek kapasite (C) değerleri, Si ile dengede olan arayüzey durumlarına (N_{ss}) atfedilebilir (Kar ve Dahlke 1972, Nicollian ve Brews 1982, Konofaos ve ark. 1997, Parlaktürk 2007). Yani, düşük frekanslarda arayüzey durumları

(N_{ss}) ac sinyalinin takip edebildiğinden, MIS yapının kapasitesine bu N_{ss} 'lerden dolayı önemli ölçüde bir katkı gelmektedir. Bu katkıdan dolayı, meydana gelen kapasiteye ilave kapasite denir. Frekans arttırıldıkça, MIS yapının kapasitesi azalır ve daha sonra hemen hemen sabit olur. Yani yüksek frekanslarda ölçülen kapasite değerlerine, N_{ss} 'lerden dolayı meydana gelen katkı gittikçe azalır ve yaklaşık 1 MHz'den sonra bu katkı tamamen ortadan kalkar (Nicollian ve Brews 1982, Parlaktürk 2007). $G/\omega-V$ karakteristikleri grafiklerden de görüldüğü gibi, $C-V$ karakteristiklerine benzer olarak, artan gerilimle artmakta iken, artan frekansla ise; azalmaktadır. Bu davranışlar düşük ve orta seviye frekanslarda, arayüzey durumlarının durulma (relaksasyon) zamanına ve ac sinyalinin frekansına bağlı olarak farklı olabilir. Yani düşük açısız frekanslarda ($\omega=2\pi f$) elde edilen $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri için peryot değeri ($T=1/2\pi f$), arayüzey tuzaklarındaki taşıyıcıların yaşam süresinden ($\approx \tau = 10^{-4} - 10^{-6}$ s) büyük olacaktır ($T>\tau$). Bu nedenle çok küçük frekanslarda ($f \leq 50$ Hz), hemen hemen tüm arayüzey durumları ac sinyalinin takip edebilirken, yeterince yüksek frekanslarda ($f \geq 1$ MHz), hemen hemen hiçbir arayüzey durumu ac sinyalinin takip edemez (Nicollian ve Brews 1982, Parlaktürk 2007). Bu frekans değerleri arasında (orta frekanslarda) ise; arayüzey durumlarının ac sinyalinin takip etme gücü azalan frekansla artmaktadır. $C-V$ ve $G/\omega-V$ grafiklerinin frekansa karşı bu davranışı, numunenin diğer elektrik ve dielektrik karakteristiklerinin frekansa bağımlılığının da bir göstergesidir. Böylece Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının frekansa bağlı olarak geniş bir gerilim aralığındaki bu ölçümleri, bize elektrik ve dielektrik özelliklerin hem gerilime hem de frekansa bağlı dağılım profillerini elde etme imkânını sağladı.

Farklı sıcaklık ve frekanslar için ölçülen kapasite ve iletkenlik, yüksek sıcaklıklarda ve düşük frekanslarda oldukça duyarlıdır. Sabit yüksek bir frekans değerinde ($f=1$ MHz), artan sıcaklıkla kapasite ve iletkenlik değerleri artmakta iken; oda sıcaklığında (300 K) artan frekansla kapasite ve iletkenlik değerleri ise; azalmaktadır.

Şekil 4.41. ve Şekil 4.42., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait yüksek frekansta ($f=1$ MHz) ve farklı sıcaklıklarda (80-360 K), dielektrik sabiti (ϵ') ile dielektrik kaybın (ϵ'') sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Her iki diyot için grafiklerden de görüldüğü gibi, ϵ' değerleri artan sıcaklık ile artarken, yüksek sıcaklık bölgesinde azalmakta ve ϵ'' değerleri ise; artan

sıcaklık ile artmaktadır. Sıcaklık arttıkça, örgüde kusurlar/düzensizlikler oluşur ve çoğunluk yük taşıyıcılarının (iyonlar ve elektronlar) hareketliliği (mobilitesi) artar (Fanggao ve ark. 1996, Tataroğlu ve ark. 2005). Bu birleşik etki, sıcaklıktaki artış ile ϵ' ve ϵ'' değerlerinde bir artışa sebep olur. Bu hem iyon sıçraması, hem de yönelim ve yük taşıyıcılarının konsantrasyonlarının artmasından meydana gelen uzay yükü etkisi nedeniyle olabilir. Ayrıca sıcaklıktaki artış, elektronik polarizasyonda bir artışa sebep olur. Polarizasyonda gözlenen artışın etkisiyle, dielektrik malzemenin ϵ' ve ϵ'' değerleri de artar. Yani ϵ' ve ϵ'' değerlerinde gözlenen artış, moleküllerin sıcaklığın etkisiyle genişlemesinden kaynaklanır (Kar ve Dahlke 1972, Schulz ve Klausmann 1979, Sharma 1984). Katı (rijit) yapıda bir çözülmeye (bozulmaya) neden olan sıcaklıktaki artış oranı, dipol yöneliminde bir artış ve dolayısıyla da ϵ' ve ϵ'' değerlerinde de bir artış ile sonuçlanır. Bu sonuçlar, MIS (metal/yalıtkan/yarıiletken) Schottky diyotun, oda sıcaklığından daha düşük olan sıcaklıklarda, en iyi dielektrik özelliklere sahip olduğunu gösterir.

Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarının kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerlerinin, yüksek frekansta (f=1 MHz) ve 80-360 K sıcaklık aralığındaki değişimi Şekil 4.43.'de verilmiştir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri, sıcaklığa bağlı olarak artarken, Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotu için ise; eksponansiyel olarak azalmaktadır. Kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerindeki artışa ϵ' ve ϵ'' değerlerinde olduğu gibi; sıcaklık arttıkça örgüde kusurların/düzensizliklerin oluşması, çoğunluk yük taşıyıcılarının mobilitesinin artması, taşıyıcılarının konsantrasyonlarının artmasından dolayı, meydana gelen uzay yükü etkisi ve polarizasyonda gözlenen artışın etkisi neden olmaktadır. Ayrıca katı yapıda bir çözülmeye (rijit yapının bozulmasına) neden olan sıcaklıktaki artış oranı, dipol yöneliminde bir artışa ve bu durumda $\tan \delta$ değerlerinde de bir artışa neden olur.

Şekil 4.44.'de verilen ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, f=1 MHz'de sıcaklık artışına (80 K'den 360 K'e) bağlı olarak her iki diyot için de artmaktadır. Mattsson ve ark. (1980), Migahed ve ark. (2004), Maurya ve ark. (2005), Sattar ve Rahman (2003) yaptıkları çalışmalarda; yüksek sıcaklıklarda ac elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}) artmasını, sınırda yerleşmiş safsızlıklara (kirliliklere) atfetmişlerdir (Yücedağ 2007). Sınırdaki yüzeyde yer alan bu safsızlıklar iletkenlik bandının tabanının altında

bulduğundan, küçük bir aktivasyon enerjisine sahiptirler. Böylece daha yüksek sıcaklıklar için, esas olarak iletim mekanizmasına katkıda bulunan sınırdaki yüzeydir. Ayrıca σ_{ac} değerlerindeki artış, seri direncin artan sıcaklık ile kademeli olarak azalmasıyla da açıklanabilir (Dökme ve ark. 2010). Artan sıcaklıkla hem yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıların hem de arayüzey durumlarının iletme katkıda bulunmasından dolayı iletkenliğin artması, seri direncin artan sıcaklıkla azalmasına sebep olmaktadır.

Kompleks elektrik modülünün (M^*), gerçel (M') ve sanal (M'') bileşenlerine ait değerlerin sıcaklığa bağlı değişimi her iki numune için Şekil 4.45. ve Şekil 4.46.'da gösterilmektedir. Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb diyotu için M' değerleri artan sıcaklıkla azalmakta ve yüksek sıcaklıklarda ise; bu değerler hemen hemen sabit kalmaktadır. M'' değerleri grafikten de görüldüğü gibi, artan sıcaklık ile artmakta iken, sonra azalmakta ve sonra yine artmaktadır. M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek sıcaklıklarda sıcaklığa bağımlılığı daha belirgindir. Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotunun M' ve M'' değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Her iki grafikte de bu değişim, yüksek sıcaklık bölgesinde hemen hemen değişmeyip sabit kalmaktadır. Düşük ve yüksek sıcaklık bölgesi arasında kalan sıcaklık bölgesinde ise; sıcaklığa bağımlılık daha belirgindir.

Şekil 4.47. ve Şekil 4.48., Ag/9,10-H₂BaP/n-Si/Au-Sb ve Ag/9,10-H₂BaP/p-Si/Al diyotlarına ait oda sıcaklığında (300 K) ve farklı frekanslarda, dielektrik sabiti (ϵ') ile dielektrik kaybın (ϵ'') frekansa bağlı değişimini göstermektedir. Dielektrik sabitin (ϵ') ve dielektrik kaybın (ϵ'') frekansla değişimi düşük frekanslarda büyük, yüksek frekanslarda ise; küçüktür. Düşük frekans ve sıcaklıklarda elektronik, iyonik, dipolar ve arayüzey veya yüzey polarizasyonu olmak üzere dört tip polarizasyon oluşumu gözlenir. Bu polarizasyonlar ϵ' ve ϵ'' değerlerine katkıda bulunur (Dökme ve ark. 2008). Düşük frekans bölgesine doğru ϵ' ve ϵ'' değerlerinde meydana gelen artışlar, düşük frekansta etkili olabilecek arayüzey kutuplanma mekanizmasının varlığına atfedilebilir (Parlaktürk 2007). Çünkü; yalıtkan tabaka ve yarıiletken arasında birtakım yüzey durumlarından dolayı daha düşük frekansta arayüzey polarizasyonu çok daha kolay gözlenir. Artan frekanslarda ϵ' ve ϵ'' değerlerine, arayüzey, dipolar, iyonik polarizasyon katkıları etkisiz olmaktadır. Ayrıca yeterince yüksek frekanslarda arayüzey durumları (N_{ss}) ac sinyali takip edemediğinden ve herhangi bir arayüzey

kutuplanma mekanizmasının olmaması nedeniyle, kapasitenin (C) ϵ' ve ϵ'' değerlerine ilave bir katkısı olmaz (Fanggao ve ark. 1996).

Oda sıcaklığında $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarına ait kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerlerinin, artan frekansla azalan bir değişim gösterdiği Şekil 4.49.'da verilmiştir. Kayıp tanjant ($\tan \delta$) değerleri grafiklerden hareketle, frekansa dikkate değer bir şekilde bağlıdır. $\tan \delta$ değerlerindeki bu davranış; metal ve yarıiletken arasında lokalize olmuş arayüzey durumlarına (N_{ss}) bağlı dislokasyona, yapının seri direnci (R_s) ve pasivasyon tabakasının kalınlığı gibi pek çok parametreye bağlıdır (Arslan ve ark. 2010).

Şekil 4.50. ise; $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarının oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda, ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerlerinin frekansa karşı değişimini göstermektedir. ac elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) değerleri, 300 K'de frekanstaki artışa bağlı olarak, her iki diyot için de azalmaktadır. σ_{ac} değerlerinin düşük frekanslardaki değişimi, yüksek frekanslardaki değişimine göre daha belirgindir.

Kompleks elektrik modülünün (M^*), gerçel (M') ve sanal (M'') bileşenlerine ait değerlerin frekansa bağlı değişimi $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotları için Şekil 4.51. ve Şekil 4.52.'de belirtilmiştir. $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ diyotu için M' değerleri artan frekansla artmakta ve yüksek frekanslarda ($f < 2$ MHz) ise; bu değerler hemen hemen sabit kalmaktadır. M'' değerleri de, oda sıcaklığında artan frekansa bağlı olarak azalmaktadır. M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek frekanslarda ($f < 2$ MHz) frekansa bağımlılığı daha belirgindir. $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotunda da M' değerleri artan frekansla artmakta ve M'' değerleri ise; artan frekansla azalmaktadır. Ayrıca M' değerlerinin aksine, M'' değerlerinin yüksek frekanslardaki frekansa bağımlılığı daha belirgindir.

Sonuç olarak, $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarının geniş bir sıcaklık aralığında (80-360 K) $I-V$, $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümleri alındı. Bu ölçümlerden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelendi. $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün artan sıcaklıkla azaldığı ve

engel yüksekliğinin ise; artan sıcaklıkla arttığı gözlemlendi. Böyle bir değişim, metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklandı. İdealite faktörü ve engel yüksekliği arasındaki ters ve lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliğine atfedildi. Ayrıca $I-V$ ölçümlerinden yararlanılarak, yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri (1. bölge ve 2. bölge) için Richardson eğrileri çizildi. Bu eğrilerden 1. bölge ve 2. bölge için ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri bulundu. Elde edilen Richardson sabiti değerlerinin, teorik değerlerden çok farklı çıkması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleriyle açıklandı. Sıcaklığa bağlı elde edilen $C-V$ ve $G/\omega-V$ değişimlerinden, kapasite ve kondüktansın artan sıcaklıkla arttığı görüldü. Ayrıca $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarının oda sıcaklığında (300 K) ve geniş bir frekans aralığında $C-V$ ve $G/\omega-V$ karakteristikleri incelendi. Artan frekansla kapasite ve kondüktans değerlerinin azaldığı görüldü. Bu durumun artan frekansa bağlı olarak, arayüzey durumlarının (N_{ss}) ac sinyalini takip etme gücünün azalmasıyla açıklandı. Dielektrik özelliklerin ve ac elektriksel iletkenliğin oldukça güçlü bir şekilde sıcaklık ve frekansa bağımlı olduğu görüldü. Ayrıca $Ag/9,10-H_2BaP/n-Si/Au-Sb$ ve $Ag/9,10-H_2BaP/p-Si/Al$ diyotlarının $I-V$ ölçümleri 40-100 mW/cm² ışık şiddeti altında ölçülerek, yapıların ışığa karşı duyarlı oldukları ve böylece diyotların optoelektronik uygulamalarda kullanılabileceği belirtildi. Yapılan çalışmada elde edilen sonuçlar dikkate alındığında, organik maddelerin Schottky diyot yapımında kullanılabilecekleri ve elde edilen bu yapıların da optoelektronik uygulamalarda yer alabileceği söylenebilir.

6. KAYNAKLAR

Afandiyeva, I. M., Bülbül, M. M., Altındal, Ş., Bengi, S., 2012. Frequency dependent dielectric properties and electrical conductivity of platinum silicide/Si contact structures with diffusion barrier. *Microelectronic Engineering*, 93: 50-55.

Akkılıç, K., Türüt, A., Çankaya, G., Kılıçoğlu, T., 2003. Correlation between barrier heights and ideality factors of Cd/n-Si and Cd/p-Si Schottky barrier diodes. *Solid State Communications*, 125: 551-556.

Akkılıç, K., Aydın, M. E., Uzun, İ., Kılıçoğlu, T., 2006. The calculation of electronic parameters of an Ag/chitin/n-Si Schottky barrier diode. *Synthetic Metals*, 156: 958-962.

Altındal, Ş., 1993. Al-SiO_x-pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 1-4.

Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Tataroğlu, A., 2003. The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes. *Solid-State Electronics*, 47 (10): 1847-1854.

Altındal, Ş., Dökme, İ., Bülbül, M. M., Yalçın, N., Serin, T., 2006. The role of the interface insulator layer and interface states on the current-transport mechanism of Schottky diodes in wide temperature range. *Microelectronic Engineering*, 83 (3): 499-505.

Andrews, J. M., 1974. The role of metal-semiconductor interface in silicon integrated circuit technology. *J. Vac. Sci. Technol.*, 11: 972-984.

Arabacı, E., 2001. ZnS yarıiletken bileşiğinin spray pyrolysis yöntemi ile elde edilmesi. Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir. 44-48.

Archibald, P., Parent, E., 1976. Source evaporant systems for thermal evaporation. *Solid State Technology*, 19 (7): 32-40.

Arnold, D., Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants. *J. Appl. Phys.*, 61 (11): 5178.

Arslan, E., Şafak, Y., Taşçıoğlu, İ., Uslu, H., Özbay, E., 2010. Frequency and temperature dependence of the dielectric and AC electrical conductivity in (Ni/Au)/AlGaIn/AlN/GaN heterostructures. *Microelectronic Engineering*, 87: 1997-2001.

Asar, Y. Ş., 2012. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu-yapıların elektriksel karakteristiklerinin admitans spektroskopisi yöntemiyle incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 45.

Aydoğan, Ş., 2004. Sn/PPy/n-Si/Au-Sb yapının bazı karakteristik parametrelerinin sıcaklığa bağlı akım-voltaj, kapasite-voltaj ve kapasite-frekans ölçümlerinden tayin edilmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum. 27-56.

Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., 2005. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of polypyrrole/p-InP structure. *Vacuum*, 77: 269-274.

Aydoğan, Ş., 2011. Katıhal Fiziği. Nobel Yayın Dağıtım, Ankara. 442.

Bardeen, J., Brattain, W. H., 1948. Nature of the forward current in germanium point contacts. *Phy. Rev.*, 74: 231-232.

Biber, M., Türüt A., 2002. The Cu/n-GaAs Schottky barrier diodes prepared by anodization Process. *J. Electron. Mater.*, 31 (12): 1362-1368.

Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes. *Physica B*, 325: 138-148.

Brillson, L. J., 1982. The structure and properties of metal-semiconductor interfaces. *Surface Science Reports.*, 2: 123.

Brillson, L. J., 1993. *Contacts To Semiconductors*. Noyes Publications, New Jersey.

Cafer, T., 2000. Katıhal Elektroniği, Yıldız Teknik Üniversitesi Vakfı Yayınları-YTÜVAK, İstanbul. 78.

Card, H. C., Rhoderick, E. H., 1971. Studies of tunnel MOS diodes II. thermal equilibrium considerations. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4: 1602-1611.

Card, H. C., Rhoderick, E. H., 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. interface effects in silicon Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4 (10): 1589-1601.

Chand, S. and Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of the barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements. *Semiconductor Science and Technology*, 11 (1): 1203-1208.

Chand, S. and Kumar, J., 1996. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. *Semiconductor Science and Technology*, 10 (12): 1680-1688.

Chand, S. and Kumar, J., 1997. Electron transport and barrier inhomogenities in palladium silicide Schottky diodes. *Applied Physics A*, 65: 497-503.

Chand, S., 2002. An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights. *Semiconductor Science and Technology*, 17 (7): L36-L40.

Chattopadhyay, P. and Daw, A. N., 1986. On the current transport mechanism in a metal-insulator-semiconductor (MIS) diode. *Solid State Electron*, 29: 555-560.

Chelkowski, A., 1980. *Dielectric Physics*. Elsevier, Amsterdam. 97-105.

Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *J. Appl. Phys. Let.*, 49: 85-87.

Cova, P. and Singh, A., 1990. Temperature dependence of I-V and C-V characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky barrier type diodes. *Solid-State Electronics*, 33 (1): 11-19.

Cova, P., Singh, A., Medina, A. and Masut, R. A., 1998. Effect of doping on the

forward current-transport mechanisms in a metal-insulator-semiconductor contact to InP:Zn grown by metal organic vapor phase epitaxy. *Solid-State Electronics*, 42 (4): 477-485.

Cowley, A. M., Sze, S. M., 1965. Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems. *J. Appl. Phys.*, 36: 3212-3220.

Crowell, C. R. and Sze, S. M., 1965. Electron-optical-phonon scattering in the emitter and collector barriers of semiconductor-metal-semiconductor structures. *Solid-State Electron.*, 8 (12): 979-990.

Crowell, C. R. and Sze, S. M., 1966. Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid-State Electronics*, 9 (11-12): 1035-1048.

Cutroni, M., Mandanici, A., Piccolo, A., Fanggao, C., Saunders, G. A. and Mustarelli, P., 1996. Frequency and temperature dependence of ac conductivity of vitreous silver phosphate electrolytes. *Solid State Electronics*, 90 (1-4): 167-172.

Çakar, M., 2002. Organik pyronin-B, polipirol ve inorganik yarıiletken Schottky diyotların fabrikasyonu ve karakteristik parametrelerinin tayini. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.

Daniel, Vera V., 1967. *Dielectric Relaxation*. Academic Press, London. 1-19, 79-87.

Davydov, B., 1939. *J. Phys. USSR*, 1, 167. and 1941. *J. Phys. USSR*, 4: 335.

Demirezen, S., Sönmez, Z., Aydemir, U., Altındal, Ş., 2012. Effect of series resistance and interface states on the I-V, C-V and G/ω -V characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA)/n-Si Schottky barrier diodes at room temperature. *Current Applied Physics*, 12: 266-272.

Deneuille, A., Keradec, J. P., Gerard, P., Mini, A., 1974. D.C. electrical, optical and photoelectrical properties of Ge_xT_{1-x} amorphous thin films. *Solid State Communications*, 14 (4): 341-346.

Dökme, İ., Altındal, Ş., Gökçen, M., 2008. Frequency and gate voltage effects on the dielectric properties of Au/SiO₂/n-Si structures. *Microelectronic Engineering*, 85: 1910-1914.

Dökme, İ., Altındal, Ş., Tunç, T., Uslu, İ., 2010. Temperature dependent electrical and dielectric properties of Au/polyvinyl alcohol (Ni, Zn-doped)/n-Si Schottky diodes. *Microelectronics Reliability*, 50: 39-44.

Eftekhari, G., Tuck, B., Decogan, D., 1983. Electrical properties of InP MIS devices. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 16 (6): 1099-1107.

Eglash S. J., Newman N., Pan, S., Mo, D., Shenai, K., Spincer, W. E., Ponce, F. A. Ve Collins, D. M., 1987. Engineered Schottky barrier diodes for the modification and control of Schottky barrier heights. *J. Appl. Phys.*, 61: 5159-5169.

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. *Superlattices and Microstructures*, 47 (2): 241-252.

Eren, O., 2006. Alüminyum katkılı ZnO ince filmlerinin bazı fiziksel özellikleri. Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.

Eroğlu, A. G., 2011. Au/SiO₂/n-Si (MIS) yapının elektrik ve dielektrik karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 2.

Fanggao, C., Saunders, G. A., Lanbson, E. F., Hampton, R. N., Carini G., Dimarco, G., Lanza, M., 1996. Temperature and frequency dependencies of the complex dielectric constant of poly(ethylene oxide) under hydrostatic pressure. *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics*, 34 (3): 425-433.

Fouad, S. S., Sakr, G. B., Yahia, I. S., Abdel-Basset, D. M., Yakuphanoglu, F., 2014. Capacitance and conductance characterization of nano-ZnGa₂Te₄/n-Si diode. *Materials Research Bulletin*, 49: 369-383.

Freeouf, J. L., Jackson, T. N., Laux, S. E. and Woodall, J. M., 1982. Effectivbe

barrier heights of mixedc phase contacts: Size effects. Appl. Phys. Lett., 40: 634.

Fröhlich, H., 1958. Theory of Dielectrics. Clarendon Press, Oxford. 1-21, 70-78.

Gaffar, M. A., El-Fadl, A. A., Anooz, S. B., 2003. Electron irradiation-induced effects on optical spectra of $(\text{NH}_4)_2\text{ZnCl}_4 \cdot x \text{Sr}^{+2}$ single crystals. Crystal Research and Technology, 38 (1): 83-93.

Ghandhi, S. K., 1983. VLSI Fabrication Principles. John Wiley & Sons., New York. 401-405.

Gökçen, M., 2008. Au/SiO₂/n-GaAs (MOY) yapıların elektrik ve dielektrik karakteristiklerinin frekans ve sıcaklığa bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 46-49, 76.

Göver, K., 1996. Bazı endüstriyel malzemelerin mikrodalga dielektrik sabitinin ölçülmesi. Yüksek Lisans Tezi, Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya. 2-20.

Graf, D., Grunder, M., Schulz, R., Mühlhoff, L., 1990. Oxidation of HF-treated Si wafer surfaces in air. J. Appl. Phys., 68: 5155.

Gray, J. L., 2003. The Physics of the Solar Cell-Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., England.

Grove, A. S., 1967. Physics and Technology of Semiconductor Devices. John Wiley & Sons., New York. 91-106, 334-357.

Güllü, Ö., Aydoğan, Ş., Biber, M., Türüt, A., 2008. Fabrication and electrical properties of Al/phenolsulfonphthalein/n-Si/AuSb structure. Vacuum, 82: 1264-1268.

Gümüş, A., Türüt, A., Yalçın, N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs. J. Appl. Phys., 91 (1): 245-250.

Hanselaer, P. L., Laflere, W. H., Van Meirhaeghe, R. L., Cardon, F., 1984. Current-voltage characteristics of Ti/p-Si metal-oxide-semiconductor diodes. J. Appl.

Phys., 56 (8): 2309-2314.

Hardikar, S., Hudait, M. K., Modak, P., Krupanidhi, S. B. and Padha, N., 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 68 (1): 49-55.

Hiraki, A., Lugujo, E., Nicolet, M.-A. and Mayer, J. W., 1971. Low-temperature migration of silicon through metal films importance of silicon-metal interface. *Phys. Status Solidi A*, 7: 401-406.

Hiraki, A., Shuto, K., Kim, S., Kamamura, W. and Iwami, M., 1977. Room temperature interfacial reaction in Au-semiconductor systems. *Appl. Phys. Lett.* 31: 611.

Horvath, Zs. J., 1996. Comment on "Analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature range". *Solid-State Electronics*, 39 (1): 176-178.

Hudait, M. K., Krupanidhi, S. B., 2001. Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures. *Physica B: Condensed Matter*, 307 (1-4): 125-137.

Jarzebski, Z. M., 1976. Physical properties of SnO₂ materials: 1. Preparation and defectstructure. *J. Electrochem. Soc.*, 123 (7): 199-205.

Kanbur, H., 2008. Yalıtkan tabakalı Al/p-Si Schottky diyotlarda elektriksel karakteristiklerin sıcaklığa bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 72.

Kar, S., Dahlke, W. E., 1972. Interface states in MOS structures with 20-40 Å thick SiO₂ films on nondegenerate Si. *Solid-State Electronics*, 15 (2): 221-237.

Kar, S., Narasimhan, R. L., 1987. Characteristics of the Si-SiO₂ interface states in thin (70-320 Å) oxide structures. *J. Appl. Phys.*, 61 (12): 5353-5359.

Karataş, Ş., 2003. Sn/p-Si Schottky kontakların elektriksel karakteristiklerinin

geniş bir sıcaklık aralığında incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 35.

Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., 2003. Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si (100) Schottky contacts. *Applied Surface Science*, 217: 250-260.

Karataş, Ş., Altındal, Ş., Çakar, M., 2005. Current transport in Zn/p-Si (100) Schottky barrier diodes at high temperatures. *Physica B*, 357: 386-397.

Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Çakar, M., 2007. Electrical transport characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts revealed from I-V-T and C-V-T measurements. *Physica B*, 392 (1-2): 43-50.

Karataş, Ş. ve Kara, Z., 2011. Temperature dependent electrical and dielectric properties of Sn/p-Si metal-semiconductor (MS) structures. *Microelectronics Reliability*, 51: 2205-2209.

Kılıçoğlu, T., Aydın, M. E., Ocak, Y. S., 2007. The determination of the interface state density distribution of the Al/methyl red/p-Si Schottky barrier diode by using a capacitance method. *Physica B*, 388: 244-248.

Konofaos, N., McClean, I. P., Thomas, C. B., 1997. Characterization of the interface states between amorphous diamond-like carbon films and (100) silicon. *Physica Status Solidi (A)*, 161 (1): 111-123.

Korucu, D. ve Duman, S., 2013. Current-voltage-temperature characteristics of Au/p-InP barrier diode. *Thin Solid Films*, 531: 436-441.

Lee, Y. S., Park, J. H., Choi, J. S., 2002. Electrical characteristics of pentacene-based Schottky diodes. *Optical Materials*, 21: 433-437.

Lee, K. C., Kim, W. S., Park, H., Jeon, H., Pae, Y. H., 2005. Thermal-stress stability of yttrium oxide as a buffer layer of metal-ferroelectric-insulator-semiconductor field effect transistor. *Thin Solid Films*, 473 (2): 335-339.

Macedo, P. B., Moynihan, C. T., Bose, R., 1972. Role of ionic diffusion in polarization in vitreous ionic conductors. *Phys. Chem. Glasses*, 113: 171-179.

Maeda, K., 2001. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers. *Surface Science*, 493 (1): 644-652.

Mattox, D. M., 2003. *The Foundations of Vacuum Coating Technology*. William Andrew Publishing.

Mattsson, M. S., Niklasson, G. A., Forsgren, K. and Harsta, A., 1980. A frequency response and transient current study of β -Ta₂O₅: Methods of estimating the dielectric constant, direct current conductivity and ion mobility. *J. Appl. Phys.*, 51: 3417-3421.

Maudes, J. S., Rodriguez, T., 1980. Sprayed SnO₂ films: Growth mechanism and film structure characterization. *Thin Solid Films.*, 69 (2): 183-189.

Maurya, D., Kumar, J., Shripal, 2005. Dielectric-spectroscopic and a.c. conductivity studies on layered Na_{2-x}K_xTi₃O₇ (x=0.2, 0.3, 0.4) ceramics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 66 (10): 1614-1620.

McCafferty, P. G., Sellai, A., Dawson, P. and Elabd, H., 1996. Barrier characteristics of PtSi/p-Si Schottky diodes as determined from I-V-T measurements. *Solid-State Electron*, 39: 583-592.

Mc Caldin, J. O., 1974. Effective barrier heights of mixed phase contacts. *J. Vac. Sci. Technol.*, 11: 990.

Mclean, A. B., 1986. Limitations to the Norde I-V plot. *Semicond. Sci. Tech.*, 1: 177-179.

Meyer, R. J., 1972. *Introduction to Classical and Modern Optics*. Prentice-Hall.

Migahed, M. D., Ishra, M., Fahmy, T., Barakat A., 2004. Electric modulus and AC conductivity studies in conducting PPy composite films at low temperature. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 65 (6): 1121-1125.

Mott, N. F., 1938. Note On The Contact Between A Metal and An Insulator or Semiconductor. Proc. Cambridge Philos. Soc., 34, 568.

Mott, N. F., Davis, E. A., 1971. Electronic Process in Non Crystalline Materials. Clarendon Press, London.

Mönch, W., 1995. Semiconductor Surfaces and Interfaces, Springer Series on Surface Science, Second Edition, Springer, Berlin.

Mönch, W., 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneties. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 17 (4): 1867-1876.

Nathan, M., Shoshani, Z., Ashkinazi, G., Meyler, B., Zolotarevski, O., 1996. On the temperature dependence of barrier height and the ideality factor in high voltage Ni/n-GaAs Schottky diodes. Solid State Elect., 39 (10): 1457-1462.

Neamen, D. A., 1992. Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles. 1st Edition, Irwin, Inc., Illinois. P. 144, 323-494.

Neamen, D. A., 1992. Semiconductor Physics and Devices. R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.

Neamen, D. A., 1997. Semiconductor Physics and Devices. 2nd ed., Mc Graw-Hill, New York. 420-450, 517-523.

Nicollian, E. H., Goetzberger, A., 1967. The Si-SiO₂ interface-Electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique. Bell System Technical Journal, 46 (6): 1055-1133.

Nicollian E. H., Brews, J. R., 1982. Metal-Oxide-Semiconductor (MOS) Physics and Technology. 1st edition, John Wiley & Sons, New York. 285-318, 423-491.

Nixon, J.A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices. Phys. Rev., B. 41: 7929.

Norde, H., 1979. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high

series resistance. J. Appl. Phys., 50 (7): 5052-5053.

Nuhoğlu, ., Ayyıldız, E., Sağlam, M. and Trt, A., 1998. Thermal treatment of the MIS and intimate Ni/n-LEC GaAs Schottky barrier diodes. Applied Surface Science, 135 (1-4): 350-356.

Ocak, Y. S., Kulakçı, M., Kılıçoğlu, T., Turan, R., Akkılıç, K., 2009. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Sn/Methylene Blue/p-Si Schottky diode. Synthetic Metals, 159: 1603-1607.

Ocak, Y. S., 2010. Organik-inorganik hibrit yapıların elektriksel ve fotoelektriksel karakterizasyonu. Doktora Tezi, Dicle Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır. 35-46, 71-72.

Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel Silicide Contacts. J. Appl. Phys., 51: 3735.

Oral, M., 1983. Elektrostatik. Ege Üniversitesi Matbaası, İzmir. 221-252.

zdemir, A. F., Trt, A., Kke, A., 2006. The double Gaussian distribution of barrier heights in Au/n-GaAs Schottky diodes from I-V-T characteristics. Semicond. Sci. Technol., 21: 298-302.

Padovani, F. A., Sumner, G. G., 1965. Experimental study gold-gallium arsenide Schottky barriers. Journal of Applied Physics, 36: 3744-3747.

Pankove, J., 1975. Optical Process in Semiconductors. Dover Publications, Inc., New York.

Parlaktürk, F., 2007. Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SiO₂/n-Si (MFIS) yapıların hazırlanması, elektriksel ve dielektrik özelliklerinin frekans ve sıcaklığa bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 38, 93, 74-76.

Pietsch, G. J., Khler, U., Henzler, 1993. Anisotropic etching versus interaction of atomic steps: Scanning tunneling microscopy observations on HF/NH₄F-treated Si (111). J. Appl. Phys., 73: 4797.

Pissis, P., Kyritsis, A., 1997. Electrical conductivity studies in hydrogels. *Solid State Ionics*, 97 (1-4): 105-113.

Popescu, M., Bunget, I., 1984. *Physics of Solid Dielectrics*. Elsevier, Amsterdam. 206-245, 282-291.

Prabakar, K., Narayandass, S. K., Mangalaraj, D., 2003. Dielectric studies on Cd_{0.4}Zn_{0.6}Te thin films. *Mater. Chem. and Phys.*, 78 (3): 809-815.

Quan, D. T. and Hbib, H., 1993. High barrier height Au/n-type InP Schottky contacts with a poxnyhz interfacial layer. *Solid-State Electronics*, 36 (3): 339-344.

Raychaudhuri, B. and Chattopadhyay, P., 1994. Energy-distribution of interface state charge-density in Cu-nSi Schottky diode with thin interfacial oxide layer. *Applied Surface Science*, 78 (3): 233-238.

Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*. 2nd ed., Oxford University Press, Clarendon, Oxford. 1-257.

Robinson, G. Y., 1985. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*.

Sah, C. T., Noyce, R. N., Shockley, W., 1957. Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junctions characteristics. *Proc. IRE.*, 45 (9): 1228-1243.

Sato, K., Yasmura, Y., 1985. Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.*, 58 (9): 3655-3657.

Sattar, A. A., Rahman, S. A., 2003. Dielectric properties of rare earth substituted Cu-Zn ferrites. *Physica Status Solidi (A)*, 200 (2): 415-422.

Schmitsdorf, F. R., Kampen, T. U., Mönch, W., 1995. Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si (111) Schottky diodes. *Surface Science*, 324 (2-3): 249-256.

Schottky, W., 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave

radar receivers. *Z. Phys.*, 113: 367-414.

Schottky . W., Spenke, E., 1939. *Wiss. Verbffentl Siemens-Werken* 18: 225.

Schulz, M., Klausmann, E., 1979. Transient capacitance measurements of interface states on the intentionally contaminated Si-SiO₂ interface. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 18 (2): 169-175.

Sharma, B. L. 1984. *Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their Applications*. 1st edition, Plenum Press, New York. 113-118.

Shockley, W., 1950. *Electrons and Holes in Semiconductors*. D. Van Nostrand, Princeton, New Jersey.

Singh, A., Reinhardt, K. C., Anderson, W. A., 1990. Temperature dependence of the electrical characteristics of Pb/p-InP tunnel metal-insulator-semiconductor junctions. *J. Appl. Phys.*, 68 (7): 3475-3479.

Singh, J., 2001. *Semiconductor Devices: Basic Principles*. John-Wiley.

Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflere, 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 Electronics*, 29 (6): 633-638.

Sönmez, Z., 2012. *Metal-yalıtkan-yarıiletken (Al/SiO₂/p-Si) yapıların elektrik ve dielektrik özelliklerinin frekans ve potansiyele bağlı incelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 78.

Subhash, C., Jitendra, K., 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. *Semicond. Sci. Technol.*, 10: 1680-1688.

Subhash, C., Jitendra, K., 1996. Current transport in Pd₂Si/n-Si (100) Schottky diodes at low temperatures. *Appl. Phys. A.*, 63: 171.

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 (12): 7403-7423.

Symth, C. P., 1955. *Dielectric Behaviour and Structure*. Mc Graw-Hill, New York. 52-61, 202-215.

Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed., John Wiley and Sons. Inc., New York.

Tareev, B., 1979. *Physics of Dielectric Materials*. Mir Publishers , Moscow. 67-95, 140-156.

Taşcıoğlu, İ., 2012. Au/PVA:Zn/n-Si (MPS) Schottky engel diyotun elektriksel özelliklerinin sıcaklık ve radyasyona bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 55.

Tataroğlu, A., Altındal, Ş., Bülbül, M. M., 2005. Temperature and frequency dependent electrical and dielectric properties of Al/SiO₂/p-Si (MOS) structure. *Microelectronic Engineering*, 81: 140-149.

Tataroğlu, A., 2006. Electrical and dielectric properties of MIS Schottky diodes at low temperatures. *Microelectronic Engineering*, 83: 2551-2557.

Temirci, C., 2000. Anodik oksidasyon metoduyla yüksek engelli ve yüzey pasivasyonlu Sn/p-Si Schottky diyotlarının fabrikasyonu. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum. 11.

Tseng, H. H., Wu, C. Y., 1987. A simple interfacial layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky barrier diode. *Solid State Electronics*, 30 (4): 383-390.

Tuğluoğlu, N., Karadeniz, S., 2012. Analysis of current-voltage and capacitance-voltage characteristics of perylene-monoimide/n-Si Schottky contacts. *Current Applied Physics*, 12: 1529-1535.

Tung, R. T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers.

Apply. Phys. Lett., 58 (24): 2821-2823.

Tung, R. T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory, Physical Review B, 45 (23): 13509-13523.

Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. Material Science and Engineering R., 35 (1-3): 1-138.

Tuy, T. O. and Mojzes, I., 1990. Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer. Appl. Phys. Lett., 56: 652.

Türüt., A., Köleli F., 1992. Semiconductive Polymer-Based Schottky Diodes. Journal Of Applied Physics, 72 (2): 818-819.

Türüt, A., Yalçın, N., Sağlam, M., 1992. Parameter extraction from nonideal C-V characteristics of a Schottky diode with and without interfacial layer. Solid-State Electronics, 35 (6): 835-841.

Türüt, A., Batı, 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. Physica Scripta, 53 (1): 118-122.

Von Hippel, A. R., 1959. Dielectrics and Waves. John Wiley & Sons., New York. 3-8, 63-122, 160-166, 228-234.

Vural, Ö., Şafak, Y., Altındal, Ş., Türüt, A., 2010. Current-voltage characteristics of Al/Rhodamine-101/n-GaAs structures in the wide temperature range. Current Applied Physics, 10: 761-765.

Wehner, G. K., 1955. Advances in Electronics and Electron Physics, Academic Press Inc., New York. Vol. 7, P. 239.

Werner, J. H. and Guttler, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. J. Appl. Phys., 69 (3): 1522-1533.

Wert, C. A. and Thomson R. M., 1970. Physics of Solids. 2nd ed., Mc Graw-Hill,

New York. 388-403, 410-421.

Williams, D. B., Carter, C. B., 1996. Transmission Electron Microscopy: A Textbook for Materials Science. Plenum Press, New York.

Willson, A. H., 1932. A note of the theory of rectification, Proc. R. Soc, London, Ser. A, 136: 487-498.

Wilmsen, C. W., 1985. Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces. Plenum Press, New York.

Yasuhiko, S., 2000. Organic materials for electronic and optoelectronic devices, J. Mater. Chem., 10: 1.

Yıldız, D. E., 2008. Al/SiO₂/p-Si (MY) yapıların akım-iletim mekanizması ve elektriksel özelliklerinin sıcaklığa bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 88-89.

Yıldız, D. E., Altındal, Ş., Kanbur, H., 2008. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes. J. Appl. Phys. 103 (12): 124502-124502-7.

Yu, A. Y. C., Snow, E. H., 1968. Surface Effects on Metal-Silicon Contacts. J. Appl. Phys., 9: 3008.

Yücedağ, İ., 2007. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarda elektrik ve dielektrik özelliklerinin sıcaklık ve frekansa bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara. 3-52, 81-90.

Zahn, D. R. T., Park, S. and Kampen, T. U., 2002. Tuning Schottky barrier heights by organic modification of metal-semiconductor contacts. Vacuum, 67: 101-113.

Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, M. M., 2006. Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures. Applied Surface Science, 252 (8): 2999-3010.

Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Ru, G. P., Li, B. Z., Cardon, F., 1999. A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes. *Solid State Communications*, 112 (11): 611-615.

Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X. P., Li, B. Z., 2000. Barrier height inhomogeneties of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid-State Electronics*, 44 (4): 663-671.

Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall, Inc., New Jersey. P. 97-245.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Şanlıurfa'nın Birecik ilçesinde doğan Enise ÖZERDEN, ilk ve orta öğrenimini Birecik'te tamamladı. 1997 yılında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı ve 2001 yılında aynı bölümden mezun oldu. 2001 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı ve 2005 yılında Yüksek Lisans programından mezun oldu. Ayrıca 2003-2005 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Fen Bilimleri Enstitüsü kadrosunda Araştırma Görevlisi olarak çalıştı.

2010 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora öğrenimine başladı. 2010 yılının Eylül ayında Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Doktora programına yatay geçiş yaptı. 2010 yılından itibaren Batman Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.