

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**PECVD YÖNTEMİYLE BÜYÜTÜLMÜŞ BN FİLMLERİN  
OPTO-ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Fizikçi Bora BOZKURT

**FBE Fizik Anabilim Dalında Hazırlanan**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Orhan ÖZDEMİR**

**İSTANBUL, 2010**

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**PECVD YÖNTEMİYLE BÜYÜTÜLMÜŞ BN FİMLERİN  
OPTO-ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Fizikçi Bora BOZKURT

**FBE Fizik Anabilim Dalında Hazırlanan**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Orhan ÖZDEMİR**

**İSTANBUL, 2010**

# İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ .....	iv
KISALTMA LİSTESİ .....	viii
ŞEKİL LİSTESİ .....	ix
ÇİZELGE LİSTESİ .....	xiii
ÖNSÖZ.....	xiv
ÖZET .....	xv
ABSTRACT .....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Bor Nitrür Yapılar.....	1
1.2 Elektronların Elektromanyetik Radyasyonla Etkileşimi .....	14
1.3 Negatif Elektron Çekerlik (NEÇ) .....	18
1.3.1 Elektron çekerlik.....	18
1.3.2 Negatif elektron çekerlik .....	19
1.3.3 NEÇ aktivasyonu .....	20
1.3.4 Bor nitrürün negatif elektron çekerliği .....	23
1.4 Yalıtkanlarda Akım İletim Mekanizmaları.....	24
1.4.1 Arayüzeyde sınırlanan akım .....	24
1.4.2 Hacim içerisinde sınırlanan akım .....	26
1.4.2.1 Tuzak içermeyen yalıtkanlarda.....	27
1.4.2.2 Tuzak içeren yalıtkanlarda.....	28
1.4.2.3 Ohm kanunu.....	29
1.5 İletkenlik Analizi İçin Modellemeler.....	30
1.5.1 Tekil enerji düzeyi modeli (Single level model) .....	31
1.5.2 Süreklilik modeli (Continuum model).....	35
1.5.3 İstatistiksel model (Statistical model).....	36
2. ÖLÇÜM SİSTEMLERİ ve FİLM ÜRETİMİ.....	39
2.1 Optik Analiz.....	39
2.1.1 Morötesi – görünür bölge geçiş spektroskopisi .....	39
2.1.2 Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopisi.....	40
2.2 Elektriksel Analiz .....	41
2.2.1 İletkenlik ölçüm sistemi.....	41
2.2.2 Admitans ölçüm sistemi .....	44
2.3 Mekanik Analiz .....	46
2.3.1 Yüzey profilinin incelenmesi.....	46
2.4 Örnek Üretimi.....	49

2.4.1	Filmlerin kimyasal temizliği (RCA).....	49
2.4.2	Plazma ortamında film biriktirme tekniği.....	50
2.4.3	Plazma destekli kimyasal buhar biriktirme sistemi (PECVD) .....	53
2.4.4	Metal kontakların üretimi .....	56
3.	DENEYSEL ÖLÇÜMLER ve TARTIŞMALAR .....	58
3.1	PECVD Yöntemiyle Büyütülen BN Filmin Özellikleri .....	58
3.2	Örneklerin Hazırlanması ve Ölçüm Cihazları .....	59
3.3	Optik Karakterizasyon .....	60
3.4	Elektriksel İletkenlik Ölçümü.....	63
3.5	Admitans Analizi .....	66
4.	SONUÇLAR.....	74
4.1	Atomik Konfigürasyon ve Enerji Bandı Yapısı .....	74
4.2	Yerel Enerji Durumlarının Yasak Enerji Bandı Boyunca Dağılımı .....	77
4.3	Deney Sonuçlarının Yorumlanması ve Öneriler.....	78
	KAYNAKLAR.....	84
	EKLER .....	87
	Ek 1 Optik soğurma.....	88
	Ek 2 Sıcaklık kontrol devresi.....	101
	ÖZGEÇMİŞ.....	104

## SİMGE LİSTESİ

$a$	Kristal örgü sabiti
$\vec{A}$	Düzlem dalga vektör potansiyeli
$A_0$	Düzlem dalga vektör potansiyeli genliği
$B$	Suseptans
$B_C$	Kapasitif suseptans
$c$	Işığın boşlukta yayılma hızı
$c_n$	Elektron yakalanma olasılığı
$c_n(t)$	Olasılık dağılım fonksiyonu
$c_p$	Boşluk yakalanma olasılığı
$C_{BN}$	BN film kapasitansı
$C_D$	Arınma bölgesi kapasitansı
$C_{FB}$	Düz bant kapasitansı
$C_{HH}$	$V_{HH}$ gerilim değerine karşılık gelen kapasitans değeri
$C_{ins}$	Yalıtkan tabaka kapasitansı
$C_m$	Ölçülen kapasitans
$C_p$	Eş değer kapasitans
$d$	Yalıtkan tabaka kalınlığı
$D$	Serbest taşıyıcıların difüzyon katsayısı
$D_{it}$	Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu
$e$	Elemanter yük
$e_n$	Elektron emisyonu sabiti
$E_0$	Urbach enerjisi
$E_C$	İletkenlik bandı minimumu
$E_F$	Fermi enerji düzeyi
$E_g$	Kusursuz kristalin yasak enerji aralığı
$E_G$	Yasak enerji aralığı
$E_{ph}$	Fonon enerjisi
$E_V$	Valans bandı maksimumu

$E_t$	Tuzak enerji düzeyi
$f_0$	DC biasa karşılık gelen Fermi fonksiyonu
$f(t)$	Zamana bağlı Fermi fonksiyonu
$g$	Dejenerasyon katsayısı
$G$	İletkenlik
$G_m$	Ölçülen iletkenlik
$G_n(t)$	Tekil enerjili durumlar için elektron emisyon oranı
$G_p$	Eş değer iletkenlik
$h$	Planck sabiti
$i_s(t)$	Silikonun uzay yükü bölgesindeki akım yoğunluğu
$i_{ss}(t)$	Silikon arayüzeyindeki akım yoğunluğu
$I$	Ortalama iyonizasyon enerjisi
$I_e$	Elektron akımı
$I_{iyon}$	İyon akımı
$J$	Akım yoğunluğu
$k$	Dalga sayısı
$k_B$	Boltzmann sabiti
$k_i$	$ i\rangle$ durumu için elektronun kristal momentumu
$k_n$	$ n\rangle$ durumu için elektronun kristal momentumu
$m$	Elektron kütlesi
$m_{ind}^*$	İndirgenmiş kütle
$M_{in}$	Geçiş oranı
$n$	Optik kırıcılık indisi
$n_i$	Silikonun doğal taşıyıcı konsantrasyonu
$n_{s0}$	Fermi enerji düzeyi tuzak enerji düzeyine eşitken silikon yüzeyindeki yük yoğunluğu
$N_A$	Çoğunluk taşıyıcıların konsantrasyonu
$N_{ss}$	Tekil enerjili durumların yoğunluğu
$N_t$	Tuzak konsantrasyonu

$N_v$	Efektif durum yoğunluğu
$N(E)$	Enerji durum yoğunluğu
$p$	Serbest taşıyıcı konsantrasyonu
$p_0$	Termal olarak uyarılmış taşıyıcı konsantrasyonu
$p_i$	Enjekte olan taşıyıcıların konsantrasyonu
$p_t$	Tuzaklanan taşıyıcı konsantrasyonu
$q$	Elektriksel yük
$Q_f$	Yalıtkan içindeki yük miktarı
$Q_{it}$	Arayüzeydeki yük miktarı
$Q_s$	Silikonun uzay yükü miktarı
$Q_{ss}$	Silikon yüzeyindeki yük miktarı
$R_n(t)$	Tekil enerjili durumlar için elektron yakalanma oranı
$R_s$	Seri direnç düzeltmesi
$T$	Sıcaklık
$v_{th}$	Termal hız
$V_{FB}$	Düz bant gerilimi
$V_G$	Ön elektrot gerilimi
$V_{HH}$	$C_m - V_G$ eğrilerinin voltaj eksenindeki öteleme miktarı
$V_p$	Plazma potansiyeli
$W$	Arınma bölgesi genişliği
$x$	Pauling elektronegatiflik değeri
$X$	Reaktans
$X_C$	Kapasitif reaktans
$Y$	Elektriksel admitans
$Y_m$	Ölçülen admitans
$Y_{ma}$	Yığılma bölgesinde ölçülen admitans
$Y_p$	Eş değer admitans
$Y_{ss}$	Arayüzey admitansı
$Z$	Elektriksel empedans

$\alpha$	Optik soğurma katsayısı
$\delta_{mn}$	Dirac delta fonksiyonu
$\epsilon_i$	Yalıtkan tabakanın elektriksel geçirgenliği
$\epsilon_s$	Silikon tabakanın elektriksel geçirgenliği
$\theta$	Enjekte olan taşıyıcılar içinde serbest taşıyıcıların oranı
$\lambda$	Fotonun dalga boyu
$\mu$	Taşıyıcı mobilitesi
$\nu$	Fotonun yayılım frekansı
$\xi$	Elektrik alan
$\sigma_s$	Standart sapma miktarı
$\tau$	Tuzaklanan yükün yakalanma/emisyon zaman sabiti
$\phi_B$	Bariyer potansiyeli
$\chi$	Elektron çekerlik
$\psi$	Bant bükülme miktarı
$\psi_s$	Silikon arayüzeyinde bant bükülme miktarı
$\omega$	AC sinyalin açısal frekansı
$\omega_{ph}$	Fonon titreşim frekansı



## **KISALTMA LİSTESİ**

AC	Alternating Current
BNC	Bayonet Neill-Concelman Connector
CVD	Chemical Vapor Deposition
DC	Direct Current
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
DOS	Density Of States
FTIR	Fourier Transform Infrared Spectroscopy
IC	Integrated Circuit
LED	Light-Emitting Diode
MS	Metal Semiconductor
MIM	Metal Insulator Metal
MIS	Metal Insulator Semiconductor
MOS	Metal Oxide Semiconductor
NEÇ	Negatif Elektron Çekerlik
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PEÇ	Pozitif Elektron Çekerlik
RCA	Radio Corporation of America
RF	Radio Frequency
SC-1	Standart Cleaning-1
SC-2	Strandart Cleaning-2
SRH	Schockley Read Hall
SPD	Single Photon Detector
UV	Ultraviolet
VLSI	Very Large Scale Integration
XPS	X-ray Photoelectron Spectroscopy
7SEG	Seven Segment Display

## ŞEKİL LİSTESİ

- Şekil 1.1 Bir  $s$  ve iki  $p$  orbitalin bir araya gelerek üç  $sp^2$  hibrit yörüngeyi oluşturmaları. 2
- Şekil 1.2 Düzlemsel  $sp^2 - \sigma$  BN bağları ve gösterimi. .... 2
- Şekil 1.3 Düzlemsel yapının oluşmasına katkı sağlayan komşu  $p_z$  yörüngeleri arasındaki etkileşme. .... 3
- Şekil 1.4 Bor ve azot atomları bağlıyken oluşan net yük dağılımı. Azot atomu yüksek elektronegatifliğinden dolayı elektronları daha çok çekerek negatif yüklenirken tam tersi durum bor atomu için geçerlidir. .... 4
- Şekil 1.5  $sp^2$  bağlanma düzeninde  $\sigma$  bağlarının düzlemsel olarak birbirleriyle  $120^\circ$  açı yapmaları durumunda, toplam dipol momentinin sıfır olması beklenir. .... 5
- Şekil 1.6  $sp^2$  bağlı katmanların z-ekseni boyunca oluşturdukları (a) ABAB... dizilimli hegzagonal h-BN ve (b) ABCABC... dizilimli rombohedral r-BN yapı. .... 6
- Şekil 1.8 Turbostratik (düzensiz) hegzagonal ( $sp^2$ ) yapı. .... 8
- Şekil 1.9 (a) Yasak enerji bandı civarında enerji durum yoğunluğu. (b) işaretli Brillouin bölgesi içerisinde enerji - kuasimomentum grafiği. (c) yasadışı enerji bandı KPH sınırı boyunca oluşan h-BN yapının birinci Brillouin bölgesi. (d) valans ve iletkenlik bantlarını oluşturan atomik  $p_z$  yörüngelerinin etkileşimi. .... 10
- Şekil 1.10 (a) Farklı tuzak enerji seviyelerine eşlik eden temel dalga fonksiyonları ve dağılımları. (b) bant kenarından yasadışı enerji aralığı boyunca durum yoğunluğunun enerjinin bir fonksiyonu olarak dağılımı. .... 12
- Şekil 1.11 Yerel bozulmaların olduğu bir yarıiletkende beklenen farklı enerji durum yoğunlukları (Özdemir vd., 2009a). .... 13
- Şekil 1.12 Doğrudan bant geçişli yarıiletkenlerde yasadışı enerji aralığı. Valans bandı maksimumu ve iletkenlik bandı minimumunda momentum değerleri aynıdır. 16
- Şekil 1.13 Doğrudan geçişli olmayan yarıiletkenlerdeki bant yapısı. Geçiş için gerekli olan enerjinin bir kısmı fononlar tarafından karşılanır. .... 17
- Şekil 1.14  $E_C, E_F, E_V$  sırasıyla iletkenlik bandı minimumu, Fermi enerji düzeyi ve valans bandı maksimumu olmak üzere; (a) pozitif elektron çekerlik (b) negatif elektron çekerlik durumları için enerji bandı diyagramları. .... 19
- Şekil 1.15 Atomların lineer dizilimi ve potansiyel dağılımı. .... 21
- Şekil 1.16 (a) Bantların düz olduğu durum. (b) yüzeydeki pozitif yükler nedeniyle oluşan arınma bölgesinin etkisiyle bükülen bantlar. (üstte) vakum seviyesi iletkenlik

	bandı altına çekilirken (altta) ara yüzeyde taşınan yükler görülmektedir.....	22
Şekil 1.17	MIM (metal-yalıtkan-metal) yapılarda yük taşıyıcılarının iletim mekanizmaları (• elektronlar, ○ boşluklar, $E_F$ metalin Fermi enerji düzeyi, $E_C$ ve $E_V$ BN filmin iletkenlik ve valans bandı kenarları, $E_t$ tekil enerji seviyeli tuzak). Alüminyumun ( $Al$ ) ( $\phi_B \cong 4eV$ ) Fermi enerji seviyesi BN filmin valans bandına daha yakındır ve kabaca vakum enerji düzeyi iletkenlik bandının çok az altında ya da üzerinde kabul edilebilir dolayısıyla yükler çoğunlukla boşluklar tarafından iletilmektedir.....	25
Şekil 1.18	Taşıyıcının yakalandığı tuzaktan Frenkel-Poole emisyonu. Tuzak civarındaki potansiyel, uygulanan gerilim nedeniyle $(\Delta E_t)_0$ değerinden $(\Delta E_t)'$ 'ye düşmektedir.....	26
Şekil 1.19	Bir MIS kapasitörün arınma bölgesinde n-tipi silikon yüzeyindeki bant bükülmelerinin şematik gösterimi.....	30
Şekil 1.20	(a) RC devrenin arayüzey tuzak admitansı (b) eş değer paralel devrenin iletkenlik ve kapasitans büyüklükleri.....	33
Şekil 1.21	(a) Süreklilik modeli için MIS kapasitörün arınma bölgesi eş değer devresi (b) paralel modda birleştirilmiş eş değer devre. ....	35
Şekil 1.22	İstatistiksel modele göre bir MIS kapasitörün eş değer devresi. $C_D$ arınma bölgesi kapasitansı her bir parça için aynı değildir.....	37
Şekil 2.1	Morötesi – görünür bölge geçiş spektroskopisi sistemi (Sel, 2007).....	39
Şekil 2.2	Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopi (FTIR) sistemi (Sel, 2007).....	41
Şekil 2.3	Oda sıcaklığında (dc) iletkenlik ölçüm sistemi (Sel, 2007).....	42
Şekil 2.4	Sıcaklığa bağlı (dc) iletkenlik ölçüm sistemi (Sel, 2007).....	43
Şekil 2.5	HP 4192A empedans analiz cihazı. ....	45
Şekil 2.6	HP 4192A kontrol paneli. ....	46
Şekil 2.7	Mekanik profilometrenin şematik diyagramı (Anutgan, 2007).....	48
Şekil 2.8	Kapasitif çiftlenimli radyo frekans deşarjı. $I_e$ ve $I_{ions}$ elektron ve iyon akımları olmak üzere, potansiyel dağılımı elektrotlar arası bölgenin altındaki grafikte görülmektedir (Atılğan, 1993). ....	51
Şekil 2.9	PECVD reaktörü (Sel, 2007). ....	54
Şekil 2.10	Gaz dağıtım sistemi (Sel, 2007).....	55
Şekil 2.11	Univex 450 e-beam ve magnetron sputtering sistemi (Atılğan, 1993).....	56
Şekil 2.12	Metal ( $Al$ ) kaplama sistemi (Sel, 2007).....	57

Şekil 3.1	BN filmin büyütülmesi aşamasında alınan morötesi-görünür bölge optik geçiş spektrumu grafiği. (a) zayıf soğurma (b) orta şiddetli soğurma (c) kuvvetli soğurma bölgeleri görülmektedir.....	60
Şekil 3.2	Filmin kızılötesi spektroskopi sonucu elde edilen atomik bağ yapısı. (a) sistemde bulunan oksijen kirliliğinin bağ yapısına etkisi (b) tavlama etkisiyle hidrojen yoğunluğunun sıcaklığa bağlı olarak düşüşü.....	62
Şekil 3.3	(a) Yatay ve (b) dikey kontaklardan elektriksel iletkenlik ölçümü (Anutgan, 2007). .....	63
Şekil 3.4	Doğru ve ters bias gerilimi altında MIS (Al/BN/p-Si) yapının akım-gerilim karakteristiği. ....	63
Şekil 3.5	Doğru bias gerilimi altında dikey kontaklardan geçen akıma karşılık yatay kontak akımı grafiği.....	64
Şekil 3.6	MIS (Al/BN/p-Si) yapının dikey akım iletim mekanizması. (i) ohmik geçiş (ii) yüksek kusur yoğunluklu arayüzey geçişi ve (iii) uzay yükü sınırlamalı akım geçiş bölgeleri. ....	65
Şekil 3.7	MIS (Al/BN/p-Si) yapının farklı ön elektrot gerilimleri için alınan kapasitans grafikleri. (a) $R_s$ seri direnç düzeltmesi yapılmadan önce (b) $R_s$ seri direnç düzeltmesi yapıldıktan sonra (c) $R_s$ seri direnç ve $C_{BN}$ yalıtkan kapasitansı düzeltmelerinden sonra. ....	67
Şekil 3.8	(Al/BN/p-Si) yapının farklı ön elektrot gerilimleri için alınan iletkenlik grafikleri. (a) $R_s$ seri direnç düzeltmesi yapılmadan önce (b) $R_s$ seri direnç düzeltmesi yapıldıktan sonra (c) $R_s$ seri direnç ve $C_{BN}$ yalıtkan kapasitansı düzeltmelerinden sonra. ....	68
Şekil 3.9	(a) MIS (Al/BN/p-Si) ve MIM (Al/BN/Al) yapıların oda sıcaklığında farklı ön elektrot gerilimlerine karşılık admitans ( $C_m$ ve $G_m/\omega$ ) grafiği. (b) arayüzey tuzak yoğunluğunun ( $D_{it}$ ) elde edilmesinde kullanılan MIS eş değer devre. (c) yalıtkan kapasitansı ( $C_{BN}$ ) ve seri direnç ( $R_s$ ) düzeltmelerinden sonra farklı frekans değerleri için alınan $G_m/\omega - V_G$ grafiği. (d) seri direnç ve kapasitans düzeltmelerinden sonra arınma ve zayıf tersinme bölgelerine karşılık gelen farklı $V_G$ bias gerilimleri için $G_m/\omega - f$ grafiği. ....	69
Şekil 3.10	Silikonun yasak enerji bandının yarısı boyunca, süreklilik ve istatistiksel iletkenlik modelleri kullanılarak farklı tavlama sıcaklıkları için hesaplanan	

	efektif arayüzey durum yoğunluklarının ( $D_{it}$ ) dağılımı.....	72
Şekil 4.1	$BN$ atomik düzeni ve turbostratik yapı ( $t-BN$ ) oluşumu (Özdemir vd., 2009b). .....	75
Şekil 4.2	(a) Enerji durum yoğunluklarının valans ve iletkenlik bandı kenarındaki dağılımı. (b) Brillouin bölgesinde (KPH) boyunca net optik bant geçişinin görüldüğü enerji – kuasimomentum grafiği. (c) $h-BN$ yapının birinci Brillouin bölgesi. (d) valans ve iletkenlik bantlarını oluşturan atomik yörüngelerin etkileşimi. ....	76
Şekil 4.3	Turbostratik veya amorf $BN$ film katmanının sözde yasak enerji bandı boyunca dağılım göstermesi beklenen yerel enerji durumları (Özdemir vd., 2009b). .....	77
Şekil 4.4	Yüksek frekans ac sinyal altında, +10V dc bias gerilimi için elektronların enjeksiyon kinetiği. Voltaj ekseninde zamana bağlı $C_m - V_G$ eğri ötelemelerine, kapasitans değerlerinin yarısına karşılık gelen $V_{HH}$ gerilimleri eşlik etmektedir. ....	80
Şekil Ek 1.1	Doğrudan bant geçişli yarıiletkenlerde valans bandı maksimumu ve iletkenlik bandı minimumu bölgeleri aynı momentum değerine sahiptir. ....	96
Şekil Ek 1.2	Doğrudan geçişli olmayan yarıiletkenlerde bant geçişleri, yetersiz kalan foton enerjisinin fononlar tarafından karşılanmasıyla gerçekleşir. ....	98
Şekil Ek 2.1	Pozitif sıcaklık değerleri için sinyal çıkışı grafiği. ....	101
Şekil Ek 2.2	Negatif sıcaklık değerleri için sinyal çıkışı grafiği. ....	102
Şekil Ek 2.3	Sıcaklık kontrol cihazı devre şeması.....	103

## ÇİZELGE LİSTESİ

- Çizelge 1.1 Bor ve azot atomlarının ortalama atomik yarıçap ve elektronegatiflikleri karbon atomuyla neredeyse aynıdır. Dolayısıyla bor-azot bileşiği ile karbon-karbon yapılarının izoelektronik olmaları beklenir..... 4

## ÖNSÖZ

Başta bu tezin hazırlanmasında ve çalışmalarında büyük emeği geçen, öğrencisi olmaktan ve birlikte çalışmaktan onur duyduğum değerli bilim insanı Sayın Doç. Dr. Orhan ÖZDEMİR'e saygılarımı ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Yarıiletken Elektronik Laboratuvarı olanaklarını bana sunan, desteğini her zaman hissettiğim değerli hocam Sayın Prof. Dr. Kubilay KUTLU'ya ve Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Bölümüne teşekkürü bir borç bilirim.

*Bu tez, değişmeyen tek şeyin değişimin kendisi olduğu gerçeğine ve daima yanımda olan Sevgili Annem'e adanmıştır...*

## ÖZET

Bor nitür (BN) bileşikleri farklı kristal simetride bulunabilen malzemelerdir. Grafite çok benzer yapıda olan altıgen (h-BN) katmanlar halinde bulunabilecekleri gibi elmasa çok yakın özellikteki kübik (c-BN) kristal simetride de bulunabilirler. BN yapının en kararlı ve doğal fazı olan (h-BN), ince film şeklinde plazma destekli kimyasal buhar biriktirme yöntemiyle (PECVD) geniş alanlara düşük maliyetle opto-elektronik uygulamalar için büyütülebilir. Kısaca h-BN malzemeler opto-elektronik uygulamalar için potansiyele sahiptir. p ve n türü katkılabildiğinden dolayı, elektronik malzemelerin yapıtaşı olan p-n eklemine üretilmesinde ve dolayısıyla mor-mavi ışık algılayıcı (dedektör) ve yayıncı (LED) aygıt uygulamalarında önü açıktır. Ayrıca dielektrik özelliklerinden ötürü VLSI devrelerde aktif ortamın pasifasyonu için kullanılabilir. Yüksek yasak enerji aralığına sahip olmasından dolayı uç koşullarda (yüksek sıcaklıklarda) çalışabilecek cihazların yapımında kullanılması olasıdır. Bunlarla birlikte ve belki en önemlisi, dünyadaki bor rezervlerinin en az %65'inin ülkemizde olduğu düşünülürse, bor karbür, bor fiberi ve bor nitür gibi yeni malzemelerin, yüksek katma değerli teknolojik ürünlerin ortaya çıkarılmasında kullanımının ve inovasyonunun gerekliliği kolayca anlaşılabilir.

Ancak son yıllarda yapılan araştırmalar BN filmlerin çok miktarda kusur içerdiğini ortaya koymuştur. Yüksek miktardaki yerleşmiş elektronik kusurlar, h-BN tabanlı ince filmlerin kolay ve ucuz şekilde üretilebilmesine karşın olası uygulamalar için ciddi sayılabilecek tehditler içerdiğini göstermiştir. Yerleşmiş kusurlar, nispeten kolay üretilebilen ve yorumlanabilen: metal-yarıiletken (MS), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) ya da metal-yalıtkan-metal (MIM) yapılarında yüke duyarlı spektroskopik tekniklerle (admitans ve DLTS gibi) incelenebilir. Bu tez çalışmasında farklı üretim parametreleriyle (kullanılan bor ve azot kaynakları, gaz kompozisyonu, kaplama yüzeyini oluşturan altlıklar, plazma yoğunluğu, RF gücü, büyütme sıcaklığı vb.) büyütülmüş BN filmlerin, eldeki optik karakteristik verileri yorumlanarak, oluşturulan MIM ve MIS aygıtların dc iletkenlik analizi ve admitans spektroskopisi yoluyla elektriksel özellikleri incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** turbostratik bor nitür, ince film, h-BN, PECVD, MIS, MIM



## **ABSTRACT**

The boron nitride compound (BN) is a polymorphous material. It could be found in layered hexagonal structure (h-BN) which is very much like graphite as well as in cubic form (c-BN) with properties similar to diamond. h-BN is the most stable and natural phase of BN crystal structure and it is relatively easier to deposit in thin film form by plasma enhanced chemical vapor deposition (PECVD) system which is widely used for production of large area-low cost opto-electronic materials in semiconductor industry. Briefly, h-BN material has a potential for thin film opto-electronic applications. Possibility of p and n type doping allows to make p-n junction which is the building block of the microelectronic devices and hence it can be used to make light detector or light-emitting diode (LED) in violet-blue region. Due to its dielectric properties and chemical inertness, the material may be a candidate for passivation or insulator layer in both VLSI circuits assigned to reactive media and high-speed integrated circuits (IC) of the metal-insulator-semiconductor (MIS) structure. Moreover, owing higher forbidden energy gap, there is possibility to build a device that can operate in extreme conditions such as high temperature. Apart from these and may be the most essential one, considering that at least 65% of boron reserve in earth exists in the country force, the need and the importance of innovation research on the subject is clearly obvious.

Nevertheless, h-BN films grown by PECVD upto nowadays are very defective. Huge density of localized electronic states (DOS), some of which are related to stoichiometric problems, constitutes a serious threat to the possible applications of h-BN film. These localized states can be studied by charge sensitive spectroscopic measurement techniques (such as admittance and DLTS). Through this thesis study, MIM and MIS devices were used towards dc conductivity and admittance spectroscopy measurements to investigate electrical properties of BN film grown with different deposition conditions and also optical properties of films at hand were used to reinterpret the atomic structure of h-BN crystals.

**Keywords:** turbostratic boron nitride, thin film, h-BN, PECVD, MIS, MIM

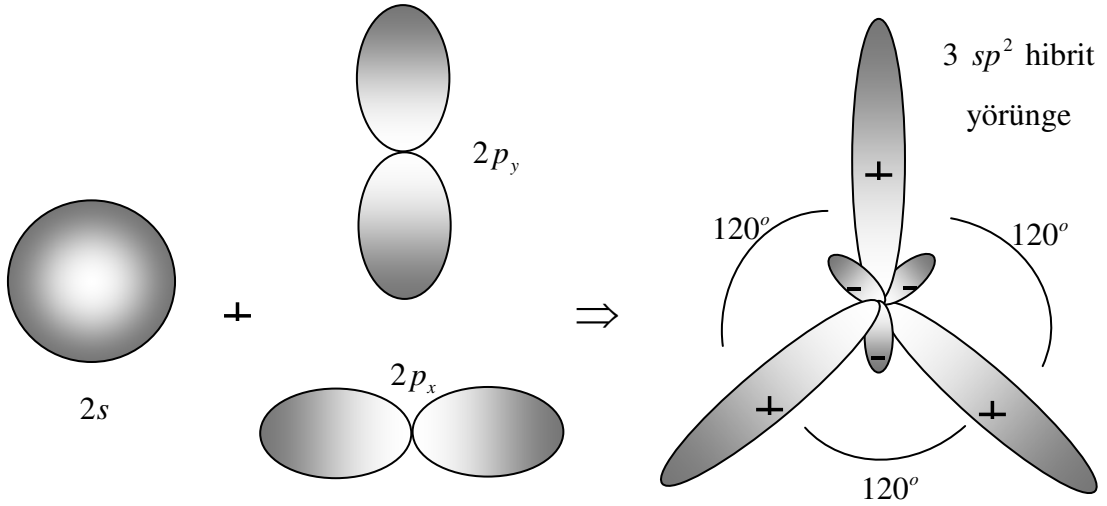
## 1. GİRİŞ

Bor nitrür (BN) malzemelerin yalıtkan ince film tabaka olarak üretim süreci ve opto-elektronik uygulamalardaki kullanım özelliklerine değinmeden önce, BN bileşiğinin atomik ve kristal yapısının anlaşılması, malzemenin genel fiziksel davranışı açısından önem taşımaktadır. Bu sayede BN tabanlı yarıiletken aygıtların elektriksel tepki ve davranışları hakkında daha tutarlı sonuçlara varmak doğru ve mümkün olacaktır. Dolayısıyla bu bölümde BN malzemenin atomik yapısı, farklı kristal fazları, elektriksel iletkenlik ve iletkenlik modellemeleri incelenmiştir.

### 1.1 Bor Nitrür Yapılar

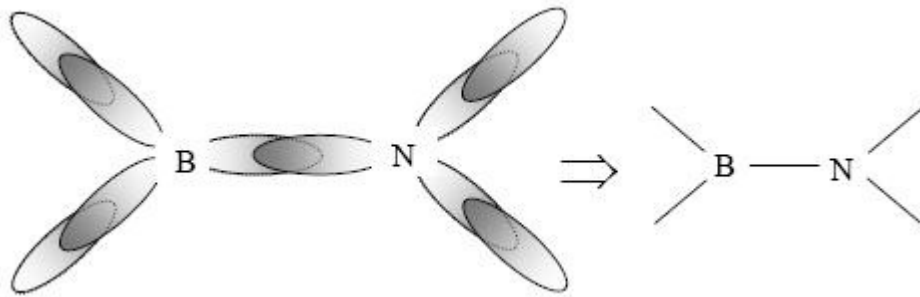
Çoklu atomik yapıların kararlı türlerinin (element ya da bileşikler) varlığı, atomların kendilerinden daha düşük potansiyel enerjiye sahip kümeler oluşturabildiklerini göstermiştir. Diğer bir deyişle; söz konusu kararlı yapılar, atomların kendi aralarında kimyasal bağlar oluşturmalarıyla meydana gelirler. Atomlar arasındaki bu kimyasal bağlanmalar element ve bileşiklerin fiziksel ve kimyasal özelliklerini belirler. Bir bağdaki elektronlar, bağı oluşturan atomlar tarafından eşit veya eşit olmayan şekillerde paylaşılabilirler. Eşit olarak paylaşılan elektronlar kovalent bağları, eşit olarak paylaşılmayanlar ise iyonik bağları oluştururlar. Kimyasal bağlar üzerinde çalışılırken yapılan yaklaşımlardan biri, bağları üst üste binmiş atomik yörüngelerden oluşan moleküler yörüngeler olarak kabul etmekten geçmektedir.

Bor atomu normal elektronik düzeninde bir yarı dolu yörüngeye ( $1s^2 2s^2 2p^1$ ) sahip olmasına karşın, kısmen dolu yörüngelerinin maksimum sayısı üçtür ( $1s^2 2s^1 2p_x^1 2p_y^1$ ). Dolayısıyla üç adet kovalent bağ yapabilir. Benzer şekilde, azot atomunun da normal elektronik düzeninde üç yarı dolu yörünge bulunur ( $1s^2 2s^2 2p^3$ ) bu da üç adet kovalent bağ yapabileceği anlamına gelir. Atomik yörüngelerdeki bağlanma elektronları uzaya eşit olarak dağılmazlar. Bağların uzaya eşit dağılımı, bileşiklerdeki (BN gibi) atomik yörüngelerin bir araya gelmeleriyle oluşur. Bor ve azot atomlarının bağlanabilmeleri için, bir 2s-yörünge ve iki 2p-yörünge (düzlemsel  $2p_x$  ve  $2p_y$ ) bir araya gelerek, üç eş değer  $sp^2$  (hibrit) yörünge oluştururlar (Şekil 1.1).



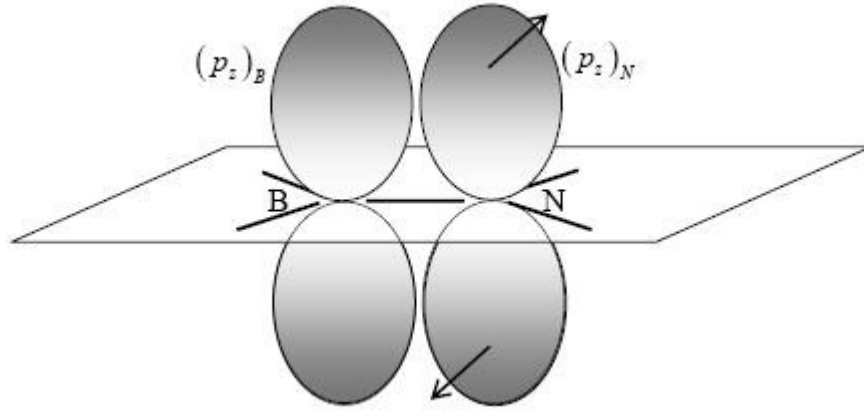
Şekil 1.1 Bir  $s$  ve iki  $p$  orbitalin bir araya gelerek üç  $sp^2$  hibrit yörüngeyi oluşturmaları.

BN eksenini etrafında silindirik simetriye sahip olan üç düzlemsel  $sp^2$  benzeri  $\sigma$  bağı, her bir bileşen etrafında biçimlenir (Şekil 1.2). Ancak bağlanma elektronları bor ve azot atomları arasında eşit olarak paylaşılmadıkları için söz konusu  $\sigma$  bağları tam olarak kovalent değildir. Öte yandan, bu hetero-nükleer diatomik bağlardaki elektronların, bağın bor tarafına oranla daha düşük potansiyel enerjili azot tarafında toplanmaları beklenir. Diğer bir deyişle, B-N bağı az da olsa kutuplanmış durumdadır ( $B^{+\delta} \leftarrow_a \rightarrow N^{-\delta}$ ). Dolayısıyla dipol momenti sıfırdan farklıdır ( $\mu = d\delta$ ).



Şekil 1.2 Düzlemsel  $sp^2 - \sigma$  BN bağları ve gösterimi.

Her bir atom etrafında üç düzlemsel  $sp^2 - \sigma$  benzeri bağ oluşurken, bir adet hibritleşmemiş  $p_z$  atomik yörünge,  $sp^2$  yörünge düzlemine dik olacak şekilde serbest kalır. Daha önce de belirtildiği gibi, azot atomları bor atomlarına göre daha düşük potansiyel enerjiye sahip olduklarından,  $(p_z)_B$  yörüngesi boş kalırken,  $(p_z)_N$  yörüngesinin zıt spinli iki elektron tarafından işgal edilmesi beklenir (azot atomunun  $2s^2$  yörüngesindeki elektronlarından birinin  $sp^2$  bağına, diğerinin ise  $(p_z)_N$  yörüngesine katıldığı kabulü ile). Dolayısıyla,  $sp^2$  bağlarının aşağı ve yukarı kısımlarında kalan  $(p_z)_B$  ve  $(p_z)_N$  yörüngeleri,  $sp^2$  bağ düzlemi tarafından simetrik olarak ikiye ayrılır.



Şekil 1.3 Düzlemsel yapının oluşmasına katkı sağlayan komşu  $p_z$  yörüngeleri arasındaki etkileşme.

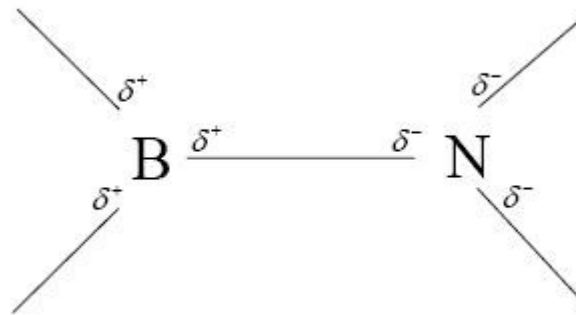
Bor – azot bağlarını (B-N) incelerken, bu aşamada her iki bağın da izoelektronik olması (bağdaki toplam elektron sayılarının eşit olması durumu) ve bor ile azot atomlarının periyodik tabloda karbon atomunun her iki yanında bulunması açısından, karbon – karbon bağlarıyla (C-C) karşılaştırmak yerinde olacaktır. Kovalent yörünge yarıçapı ve elektronegatiflik\* karşılaştırmaları yapıldığında, karbon atomu bor ve azot atomlarının arasında yer almaktadır (Çizelge 1.1).

\* Pauling'in elektronegatiflik değeri  $x$ , bir elementin ortalama iyonizasyon potansiyel enerjisi  $I$  ve elektron çekiciliği  $\chi$  cinsinden ifade edilirse:  $x = 0.18(I + \chi)$  eV'tur.

Çizelge 1.1 Bor ve azot atomlarının ortalama atomik yarıçap ve elektronegatiflikleri karbon atomuyla neredeyse aynıdır. Dolayısıyla bor-azot bileşiği ile karbon-karbon yapılarının izoelektronik olmaları beklenir.

Element	Elektronegatiflik	Kovalent Yarıçapı	Valans Elektronları
<b>Karbon</b>	<b>2.5</b>	<b>0.77</b>	<b>4</b>
<b>Bor</b>	<b>2</b>	<b>0.88</b>	<b>3</b>
<b>Azot</b>	<b>3</b>	<b>0.7</b>	<b>5</b>

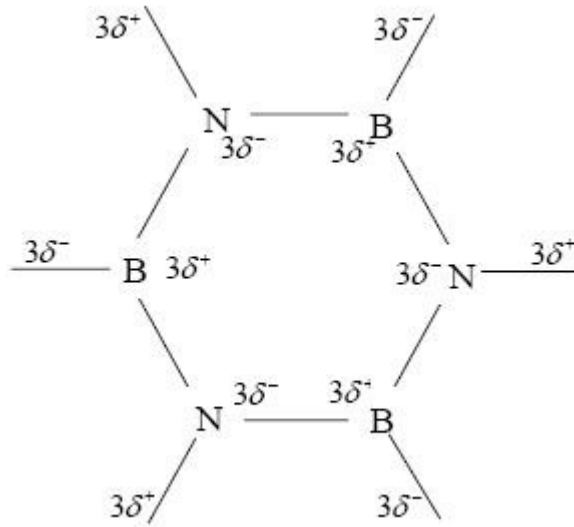
Karbon-karbon yapısında, Şekil 1.3’de görülen üst üste binmiş  $p_z$  yörüngeleri ikinci bir bağ daha oluştururlar. Sonuç olarak  $\pi$  ve  $sp^2 - \sigma$  bağları bir araya gelerek ünlü ( $>C=C<$ ) çift bağ yapısını oluşturur. Öte yandan BN bileşiğinde de benzer bir çift bağ yapısının varlığı tartışılabilir.  $(p_z)_N$  yörüngesindeki elektronların bir kısmının  $(p_z)_B$  yörüngesine geçmeleriyle bir  $\pi$  bağı oluşabilir. Ancak bor ve azot atomları arasındaki elektronegatiflik farklılığından dolayı  $sp^2 - \sigma$  bağı kompanse edilemez ve çift bağ yapısı karbon-karbon bağları kadar sağlam değildir. Dolayısıyla  $(p_z)_N$  yörüngesindeki elektron çiftinin BN bağ yapılına etkisi sınırlıdır ve ihmal edilebilir (Şekil 1.4).



Şekil 1.4 Bor ve azot atomları bağliken oluşan net yük dağılımı. Azot atomu yüksek elektronegatifliğinden dolayı elektronları daha çok çekerek negatif yüklenirken tam tersi durum bor atomu için geçerlidir.

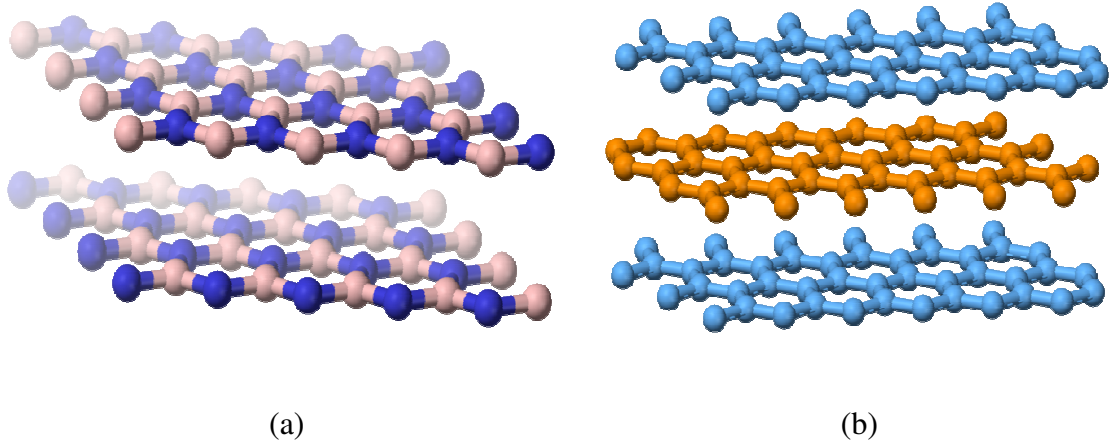
Daha önce tanımlamış olduğumuz BN yapısında her bir atom bir diğerine, birbirleriyle  $120^\circ$  açı yapan düzlemsel üç köşeli  $sp^2 - \sigma$  bağları ile bağlıdır. Bu düzenlenme bizi aşağıdaki iki olaydan ötürü düzgün altıgen yapıya götürür:

- Altıgen düzlemin alt ve üst yüzlerinde yer alan hibritleşmemiş  $(p_z)_B$  ve  $(p_z)_N$  yörünge etkileşmelerinin optimizasyonu (Şekil 1.3).
- B-N bağı kutuplanmış olmasına karşın toplam dipol momentini sıfırlama eğilimi (Şekil 1.5).



Şekil 1.5  $sp^2$  bağlanma düzeninde  $\sigma$  bağlarının düzlemsel olarak birbirleriyle  $120^\circ$  açı yapmaları durumunda, toplam dipol momentinin sıfır olması beklenir.

Yukarıda tanımlanan üçlü  $sp^2 - \sigma$  benzeri bağların oluşturduğu altıgen yapılar, 2-boyutlu sonsuz genişlikli bir katman olarak düşünülebilir. Bu altı kenarlı  $B_3N_3$  halkaların oluşturduğu büyük düzlemsel moleküller, zayıf van der Waals veya dipolar etkileşmelerle bir arada tutulurlar. Diğer bir deyişle, bu etkileşmeler altıgen düzlemler arasında oluşan ikinci bir zayıf bağ olarak yorumlanabilir. Teorik olarak bu sonsuz genişlikteki 2-boyutlu altıgen katmanların üst üste paketlenmeleriyle kristal yapı oluşur. Her bir katmanda bulunan bor ve azot atomlarına sırasıyla bir üst katmandaki en yakın komşu olan azot ve bor atomlarının karşılık gelmesiyle Şekil 1.6a'da görülen hegzagonal BN yapı meydana gelir (h-BN).



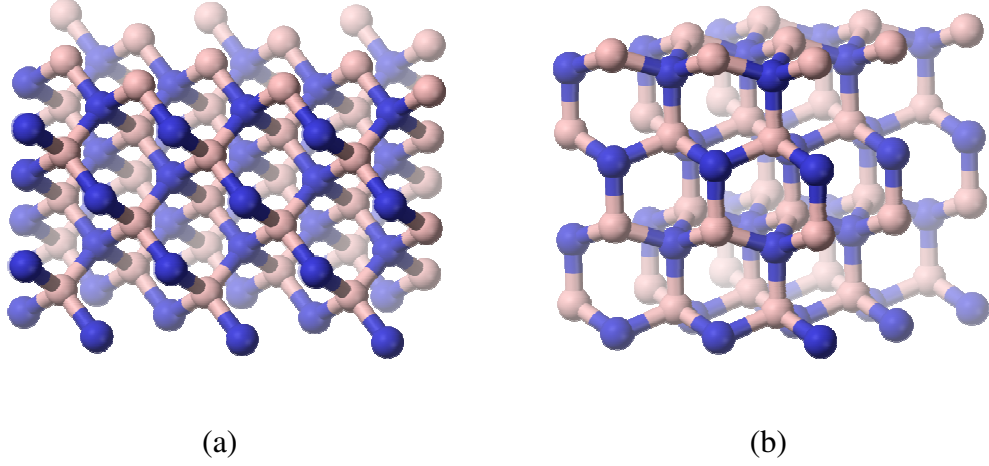
Şekil 1.6  $sp^2$  bağlı katmanların z-ekseni boyunca oluşturdukları (a) ABAB... dizilimli hegzagonal h-BN ve (b) ABCABC... dizilimli rombohedral r-BN yapı.

Grafit benzeri bu yapı (beyaz grafit olarak da adlandırılır) bor nitrürün en yaygın kullanılan şeklidir. Öte yandan, grafit kristal örgüsünde hegzagonal katmanlar bir bağ uzunluğu kadar ötelenerek ABAB... diziliminde bulunurlarken, h-BN'in diatomik yapısı göz ardı edildiğinde, hegzagonal örgü düzlemi AAAA... şeklinde dizilir. Dolayısıyla kristal örgü paket yapısı ve BN'nin kutuplanmış bağ yapısı sebebiyle h-BN'in elektriksel iletkenliği grafitten daha azdır. Bugüne kadar yapılan çalışmalar, h-BN yapının bor nitrür çoklu kristal yapıları arasında doğada bulunan tek kararlı fazı olduğunu ortaya koymuştur.

BN katı kristali, daha kararlı ya da kararsız, pek çok mikroskobik düzene sahiptir. Örneğin, rombohedral (r-BN) simetri,  $sp^2 - \sigma$  benzeri üçlü bağların oluşturduğu hegzagonal düzlemlerin ABCABC... biçiminde dizilimiyle, çoğunlukla kübik (c-BN) formdan hegzagonal (h-BN) forma geçişte oluşur (Şekil 1.6b). Rombohedral yapı, hegzagonal yapının genişletilmiş yığılma kusuru olarak kabul edilebilir. r-BN saf formda bulunmaz, daha çok hegzagonal yapıyla karışık olarak bulunur ve termodinamik olarak kararsızdır.

BN kristalinin bir başka kararlı formu ise hegzagonal yapıya termal işlemlerin uygulanmasıyla elde edilebilen kübik (c-BN) bor nitrür yapıdır. Bor ve azot atomlarının bağlanabilmesi için toplam 8 valans elektronu, kendi aralarında atomik yörüngelerin lineer kombinasyonu ile hibrit  $2s^1 2p_x^1 2p_y^1 2p_z^1$  yörüngeler oluştururlar.

Her bir atom etrafında  $sp^3 - \sigma$  benzeri dörtlü bağlar atomlar arası uzaya eşit olarak dağılarak komşu atomlara bağlanırlar. Üretim zorluklarına rağmen c-BN yapılar, elmasa yakın sertlik zellikleri (Bello vd., 2005), elektriksel yalıtkanlıkları ve mkemmел ısı iletim karakteristiklerinden dolayı mikroelektronik endüstrisinde tercih edilirler.



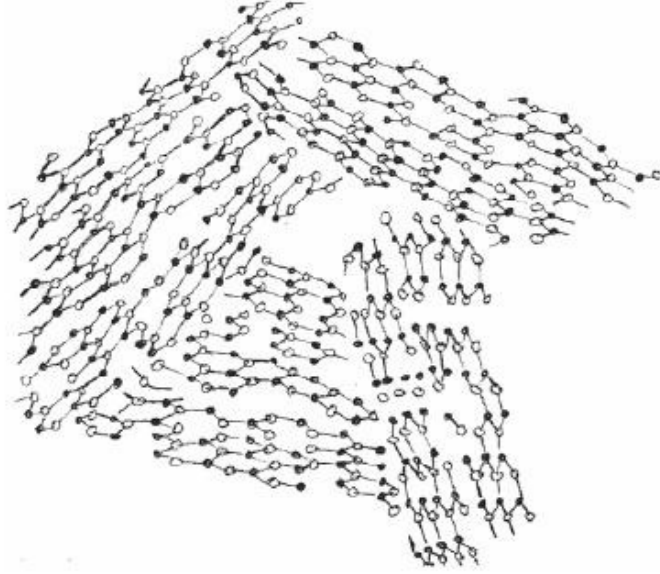
şekil 1.7  $sp^3$  bağ yapılı (a) kübik c-BN ve (b) wurtzite w-BN kristaller.

Bir diğer BN formu ise yüksek basınç altında oluşan ve kübik (c-BN) fazın yarı kararlı biçimi olan wurtzide (w-BN) kristal yapısıdır. Bu yapı, dörtlü  $sp^3 - \sigma$  benzeri bağlanma düzenini sağlayan, iki i ie geçmiş hegzagonal yapıdan oluşur. Dolayısıyla bor nitrürün fiziksel olarak sert bir fazı olan wurtzide kristal yapısında her bir atom, eşit olarak konumlanmış dört komşu atom tarafından çevrelenir. BN bileşiğinin tekli kristal formlarının yanı sıra mikro ve nano kristaller olmak üzere çeşitli çoklu kristal formları da mevcuttur. Çeşitli büyüklükte kümelenmiş hegzagonal kristalitler malzemenin kendisini oluşturur. Her bir kristalit daha çok ya da daha az mükemmellikte olabilir. Kristalitlerin pek çoğu içerisinde boşluklar, kırık veya sarkık bağlar, oyuklar gibi çeşitli kusurlar barındırabilir. Dolayısıyla bu gözenekli yapılar dışarıdan hidrojen, oksijen vb. elementlerle bağ yaparak safsızlaşmaya açıktırlar. BN malzeme, ince film formunda üretilirken kaçınılmaz olarak düzensiz bir turbostratik yapı da oluşur (Ronning vd., 1997).



Film büyütülürken alt tabakadan belirli bir uzaklıkta kusur içermediği düşünülen  $sp^2 - \sigma$  bağlı hegzagonal BN kristalitleri bile rastgele yönelim gösterebilirler. Bu düzlemsel hegzagonal katmanların birbirlerine mükemmel şekilde paralellik göstermemeleri sonucunda kristal yapının ABAB... dizilimi bozulur ve kristal düzensiz bir yapı kazanır (Şekil 1.8).

Bu düzensiz sınır bölgeleri ileri derecede kusur oluşturabilirler. Malzeme üretilirken, safsızlıklar nedeniyle oluşan kirlenme ve gözenekliliğin derecesi, üretim şartlarına ve çevresel faktörlere bağlıdır. Dolayısıyla üretilen malzemenin fiziksel özellikleri bu parametrelere bağlı olarak değişir. Çok kısa mesafelerde kristal örgü periyodikliğinin görüldüğü uç koşullarda, turbostratik yapı amorf olarak sınıflandırılabilir. Film büyütme işlemi yapılırken, başlangıç aşamasında, alt tabaka yüzeyindeki etkilerden dolayı, büyütülen ilk katman 2 – 4 nm'ye kadar amorf olabilir. Zira bu katman her tür kusuru içerebileceği için, elektronik durum yoğunluğunun valans bandı ile iletkenlik bandı arasındaki yasak enerji aralığına dağılması beklenir.

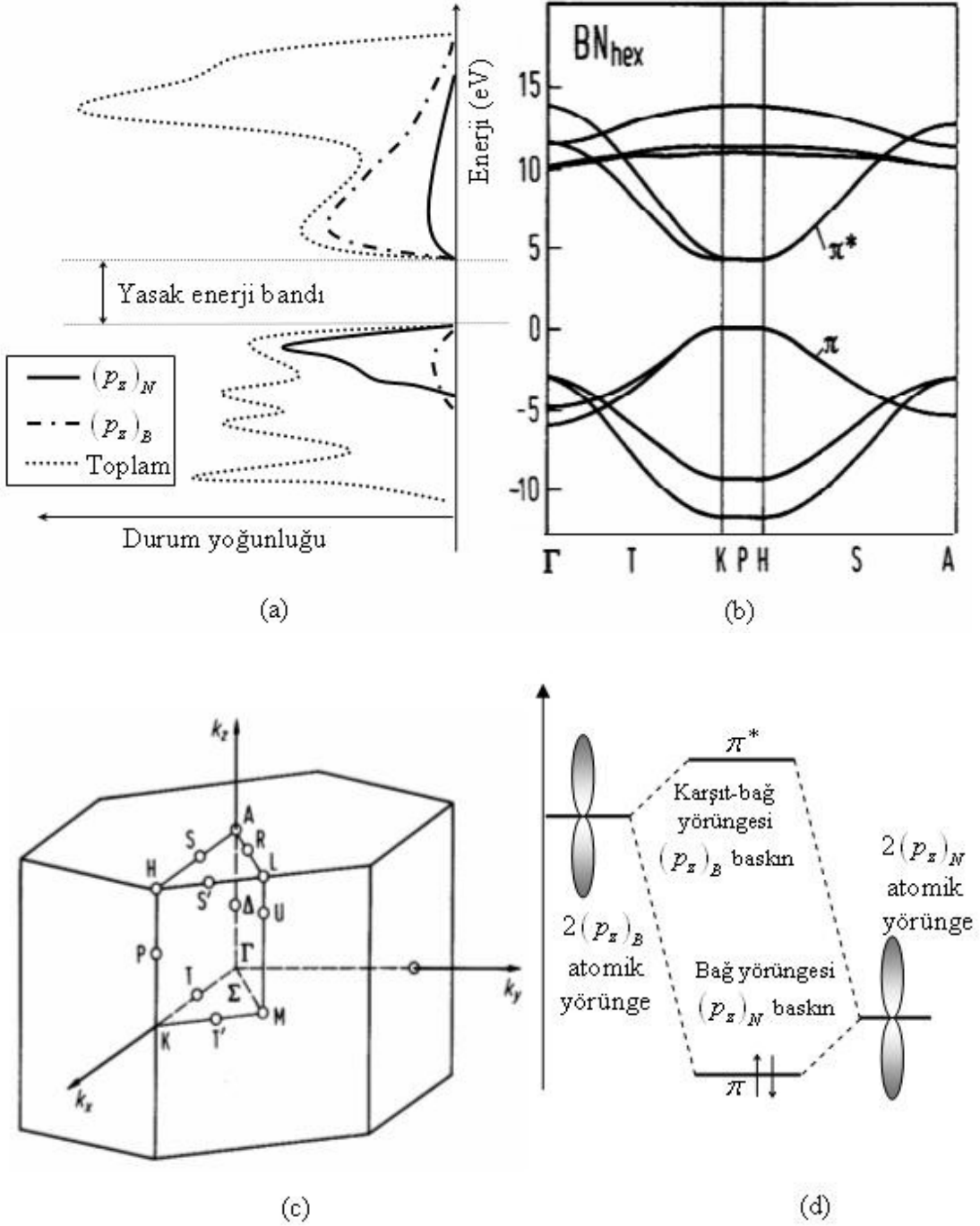


Şekil 1.8 Turbostratik (düzensiz) hegzagonal ( $sp^2$ ) yapı.

h-BN yapının elektronik durum yoğunluğunu anlayabilmek için, 3-boyutlu sıkı bağlı bant yapısını incelemek gerekir. Bu aşamada, sıkı bağ yapısı çok daha iyi bilinen ve benzer bir kristal yapı olan grafitten yararlanılabilir (Robertson, 1984). Söz konusu yaklaşım, yapılan X-ışını ve fotoemisyon ölçümü deneylerinin sonuçlarıyla da tutarlılık göstermektedir (Robertson, 1984). Öte yandan h-BN, grafitin aksine Brillouin bölgesinde KPH kuasimomentum sınırı boyunca net bir yasak bant aralığına sahiptir (Şekil 1.9c).

Valans bandı maksimumu, ağırlıklı olarak  $\pi$  bağlı  $(p_z)_N$  yörüngeleri tarafından oluşturulurken, iletkenlik bandı minimumu daha çok karşıt  $\pi^*$  bağlı  $(p_z)_B$  yörüngeleri tarafından oluşturulur (Şekil 1.9a). Bunun nedeni, azot atomunun bor atomuna göre daha yüksek elektronegatifliğe (daha düşük potansiyele) sahip olmasıdır. Dolayısıyla  $\pi$  bağlanma yörüngeleri azot atomuna  $(p_z)_N$  daha yakın bulunurken,  $\pi^*$  karşıt bağlanma yörüngeleri bor atomuna  $(p_z)_B$  daha yakın bulunur (Şekil 1.9d). Öte yandan  $\pi$  bağları (özellikle  $\pi^*$ ) diğer bağlara oranla daha geniştir. Bu durumun sebebi ise,  $(p_z)_B$  ve  $(p_z)_N$  yörüngelerinin bağlandığı katmanlar arası mesafenin ( $\approx 3.33 \text{ \AA}$ ) hegzagonal düzlemdeki B-N atomlarını bağlayan  $sp^2 - \sigma$  bağlarının uzunluğundan ( $1.45 \text{ \AA}$ ) daha fazla olmasıdır.

Sonuç olarak,  $(p_z)_B$  atomik yörüngeleri daha zayıf bağlı oldukları ve daha çok etkileştikleri için  $\pi^*$  karşıt bağ genişliğini açıklayabilirler (Şekil 1.9d).



Şekil 1.9 (a) Yasak enerji bandı civarında enerji durum yoğunluğu. (b) işaretli Brillouin bölgesi içerisinde enerji - kuasimomentum grafiği. (c) yasak enerji bandı KPH sınırı boyunca oluşan h-BN yapının birinci Brillouin bölgesi. (d) valans ve iletkenlik bantlarını oluşturan atomik  $p_z$  yörüngelerinin etkileşimi.

Şimdiye kadar olan açıklamalar bütün enerji durumlarının kristalin tümüne yayıldığı ideal h-BN yapısı için geçerlidir. Fakat gerçek örneklerde (Şekil 1.8), kaçınılmaz olarak ideal durumlardan sapmalar mevcuttur. Söz konusu ideallikten sapmalar, malzemenin belirli bölgelerinde yerel durumlara neden olurlar. Bu yerel durumlar kabaca ikiye ayrılır:

**a. Kuyruk durumlar**

**b. Derin durumlar**

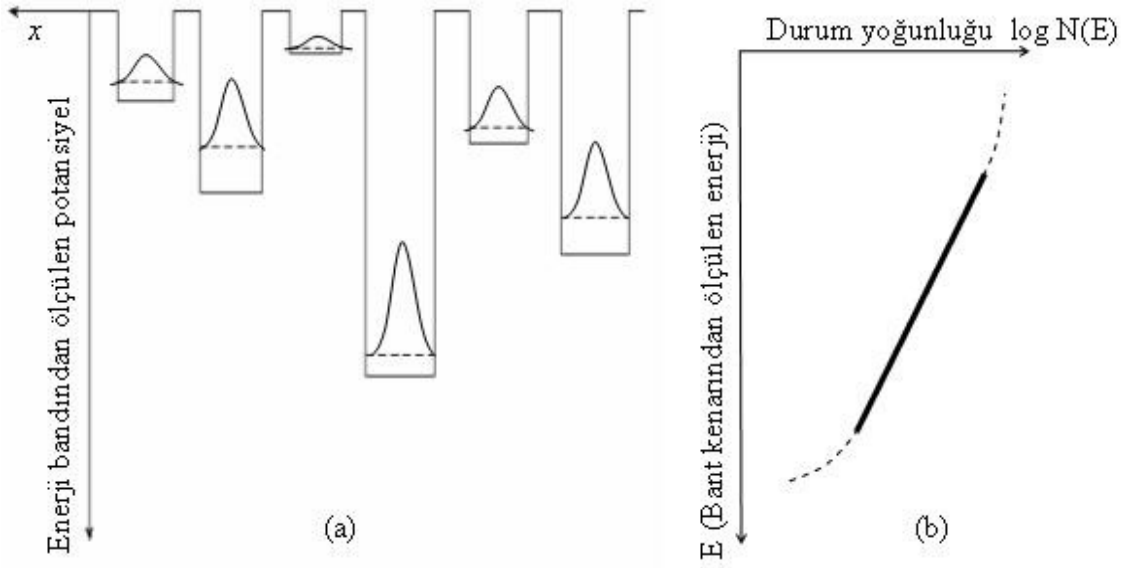
**a. Kuyruk durumlar:** Bağ açısı ve bağ uzunluklarının bozulmasıyla oluşan farklı enerji durumlarıdır. Ortalama  $R$  uzaklığında belirli bir bölgedeki bozulma, yerel tuzak potansiyelinin  $V(R-r)$  oluşmasına sebebiyet verir. Belirli bir bant aralığında, toplam enerji durum sayısı sabit kalırken, durum yoğunluğunun genişliği yerel pertürbasyonun derecesine bağlı olarak artar ya da azalır.

Yerel bozulmaların mertebesine göre toplam tuzak potansiyeli  $V$ , kusur oluşturma enerjisi ile ilişkilidir. Büyük kusur oluşturma enerjisi, termodinamik olarak bu kusurun oluşma olasılığının düşük olduğunu ifade eder. Her bir tuzak potansiyelinin rastgele ve bağımsız olarak oluştuğu hesaba katılırsa, yerel bir tuzağın oluşma olasılığını veren ifadenin bir Gauss dağılımı olması beklenebilir:

$$P(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \exp\left(-\frac{V^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (1.1)$$

$\sigma_s$  terimi belirli bir referans değerden standart sapma ise, fiziksel yorumu; enerji dağılımında ortalama bozulmanın derecesi veya düzensizlik parametresi olarak ifade edilebilir.

Her bir tuzağın efektif etki alanının atomlar arası mesafeyle sınırlı kalması ya da en azından merkezi etkisinin çok dar bir bölgeyi kapsamaması nedeniyle söz konusu yerel tuzak potansiyelleri, sığ veya derin kare kuyu potansiyeller gibi düşünülebilir (Şekil 1.10a).



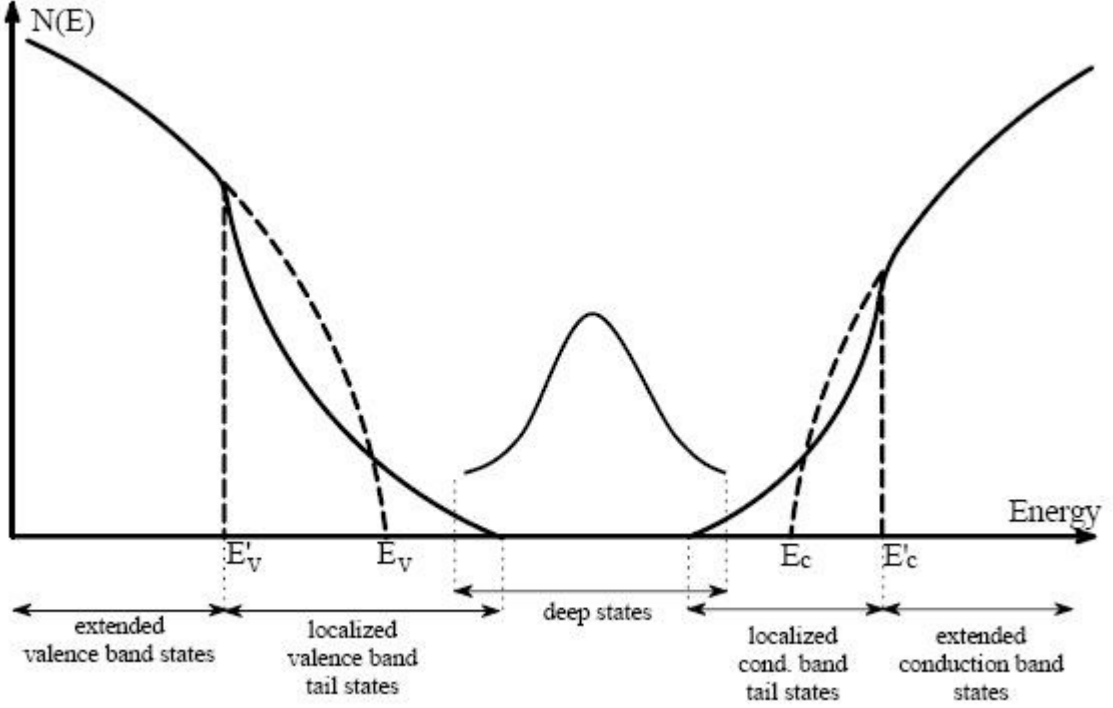
Şekil 1.10 (a) Farklı tuzak enerji seviyelerine eşlik eden temel dalga fonksiyonları ve dağılımları. (b) bant kenarından yasak enerji aralığı boyunca durum yoğunluğunun enerjinin bir fonksiyonu olarak dağılımı.

Temel enerji durumları, üst üste binmiş tuzak enerji seviyeleri olarak kabul edilirse, enerji durum yoğunluğu sayısı  $N(E)$  yasak enerji bandına doğru üstel olarak azalan bir fonksiyon şeklinde ifade edilebilir (Şekil 1.11).

$$N(E) = N_{kenar} \exp\left(-\frac{|E|}{E_0}\right) \quad (1.2)$$

$$E_0 = \frac{\pi^2 \sigma_s^2}{2V_0} \quad \text{ve} \quad V_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2} \quad (1.3)$$

olmak üzere  $m$  elektronun kütlesi,  $2a$  potansiyel kuyusunun genişliğidir.



Şekil 1.11 Yerel bozulmaların olduğu bir yarıiletkende beklenen farklı enerji durum yoğunlukları (Özdemir vd., 2009a).

**b. Derin durumlar:** Çoğunlukla koordinasyon kusurlarından kaynaklanan derin durumların oluşmasının sebebi kırık veya sarkık bağlardır. Sistemde bulunması muhtemel yabancı atomlarla birlikte çok miktardaki kusurların etkisi BN bileşiğinde bulunan bor ve azot atomlarından daha farklı şekilde derin durumların oluşumuna neden olur. Dolayısıyla rastgele dağılmış h-BN kristalitlerin içindeki her bir atom farklı şekillerde çevrelenebilir (Şekil 1.8).

Yasak enerji bandı ortalarında enerji durum yoğunluğu Gauss benzeri bir dağılım gösterir:

$$N = N_{orta} \exp\left(-\frac{(E - E_{orta})^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (1.4)$$

Sarkık bağların amfoterik doğasından ötürü (pozitif, negatif ve yüksüz durumların eş zamanlı varlığı gibi) çifte işgal edilmiş bölgeler Gauss benzeri durum yoğunluğu dağılımında bir kaymaya neden olurlar. Dolayısıyla zayıf bağların (valans bandı kuyruğu), karşıt bağların (iletim bandı kuyruğu) ve sarkık bağların yerel enerji durum yoğunluklarının, en az komşu amorf katman içinde olmak üzere, tüm yasak enerji bandını kapsamaları beklenir

## 1.2 Elektronların Elektromanyetik Radyasyonla Etkileşimi

Maxwell denklemlerine göre,  $\vec{A}$  vektör potansiyeline sahip bir foton bir elektron ile etkileştiğinde, elektronun momentumunu  $-e\vec{A}/c$  kadar değiştirir. Bir yarıiletkenin valans bandı kenarındaki bir elektron, bir foton ile etkileştiğinde Hamiltoniyeni:

$$H = \frac{\left(\hat{p} - \frac{e\vec{A}}{c}\right)^2}{2m} + V(r) \quad (1.5)$$

Toplam Hamiltoniyen, karanlıktaki Hamiltoniyen ve aydınlıktan kaynaklanan pertürbasyon teriminin toplamı olarak da ifade edilebilir. Aydınlık altında toplam Hamiltoniyeni elde etmek için, Lorentz ifadesi ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ ) ve vektör potansiyelin üstlü terimlerinin katkısı göz ardı edilerek baskın olan birinci terim hesaba katılırsa:

$$H = H_0 + W \quad (1.6)$$

$$W = i \frac{\hbar e}{mc} \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \quad (1.7)$$

Buradaki W ifadesi geçişlerden sorumlu olan pertürbasyon terimidir. Başlangıç durumundan son duruma geçiş olasılıkları için zamana bağlı pertürbasyon teorisi göz önünde bulundurulmalıdır (Ek 1). Pertürbasyon çözümü seri açılımlarını içerdiğinden, karşılaşılan problemin türüne göre seri açılımındaki terimler düzenlenir.

Elektromanyetik radyasyonla etkileşme göz önüne alındığında, pertürbasyon etkisi genellikle çok küçük olduğundan geçiş olasılığını veren seri açılımındaki ilk birkaç terimi hesaba katmak yeterli olacaktır. Birinci derece terimlerin alındığı yaklaşımda (Ek 1), başlangıç durumu  $i$ 'den, son durum  $n$ 'ye geçiş olasılığı:

$$\left|c_n^{(1)}\right|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle n | W | i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_n - E_i)t} dt \right|^2 \quad (1.8)$$

$c_n^{(1)}(t)$  ifadesi, son durum  $n$ 'yi temsil eden dalga fonksiyonunun seri açılımındaki birinci derece terimi ifade etmektedir. Geçişler, bu olasılığın zamana göre değişimi olan geçiş oranıyla tanımlanırlar.

$$M_{in} = \frac{d}{dt} \left| c_n^{(1)}(t) \right|^2 \quad (1.9)$$

Yarıiletkenlerde elektron geçişleri, malzemenin ışığı hangi mertebede soğurabildiği ile yakından ilişkilidir. Enerji ve momentum korunumları hesaba katılarak yarıiletken malzemenin soğurma olasılıkları bulunabilir (Ek 1). Birim zamandaki soğurma olasılığı değişimi:

$$M_{in} = \frac{2\pi}{\hbar} |v_{in}|^2 \delta(E_n - E_i - \hbar\omega) \delta_{k_i, k_n} \quad (1.10)$$

$$v_{in} = -\langle n | \frac{eA_0}{mc} e^{i\frac{w}{c}\vec{n}\cdot\vec{x}} (\hat{\epsilon}\cdot\vec{p}) | i \rangle \quad (1.11)$$

Soğurma işlemi genel olarak iki temel parametre ile tanımlanır:

- **Soğurma katsayısı** (Birim mesafe başına soğurulan enerji miktarı)
- **Soğurma kesit alanı** (Soğuran yüzeyin efektif alanı)

Işık, elektronların oluşturduğu efektif alan tarafından soğurulacağından, soğurma; başlangıç ve son durumdaki elektronların enerji durum yoğunluğuna bağlıdır.

Elektronların efektif kesit alanı, birim enerji akısı başına geçiş oranı olarak tanımlanabilir. En küçük birim hacmin spin yukarı ve spin aşağı olmak üzere iki elektron içerdiği durum yoğunluğu hesaba katılırsa,  $d\tau_k$ : momentum uzayında hacim elemanı olmak üzere, soğurma katsayısı (Ek 1):

$$\alpha = \frac{e^2}{\pi^4 cm^2 n\omega} \int_{\tau_k} |v_{if}|^2 \delta(E_f(k_i) - E_i(k_i) - \hbar\omega) d\tau_{k_i} \quad (1.12)$$

Yarıiletkenlerde elektronların büyük bir çoğunluğu çekirdeğe zayıf şekilde bağlı olarak valans bandında bulunur. Malzeme yeterli enerjiye sahip ışıkla aydınlatıldığında elektronlar bu zayıf bağları kırarak iletkenlik bandına çıkabilir ve iletkenliğe katkıda bulunabilirler.

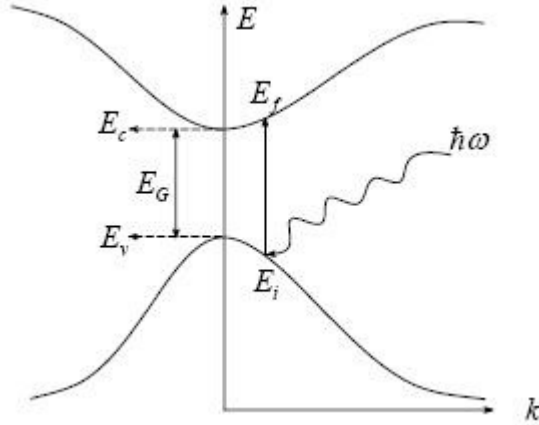
Yarıiletkenlerin elektronik bant yapısı, valans bandı maksimumu ile iletkenlik bandı minimumunun aynı ya da farklı momentum değerlerine karşılık gelmesi durumuna göre iki gruba ayrılır:

- Doğrudan bant geçişli yarıiletkenler**
- Doğrudan bant geçişli olmayan yarıiletkenler**



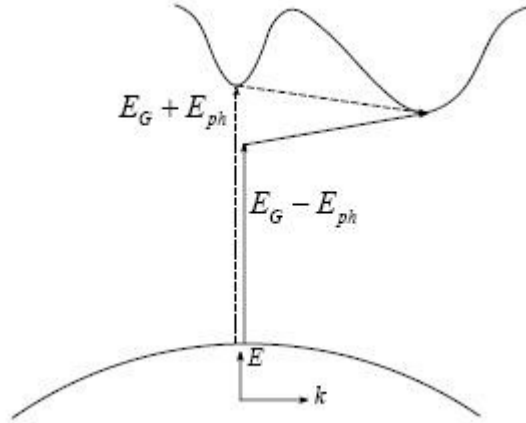
**a. Doğrudan bant geçişli yarıiletkenler:** Bu gruptaki yarıiletkenlerin enerji ekseninde valans bandı maksimumu iletkenlik bandı minimumunun altındadır (Şekil 1.12). Bir elektron, minimum yasak bant enerjisine sahip bir fotonu soğurarak, momentum korunumu için fonon soğurmaya gerek duymadan iletkenlik bandına geçebilir. (1.12) eşitliğinden momentum korunumu ifadeleri çıkarıldığında (Ek 1), doğrudan geçişli yarıiletkenler için soğurma katsayısı aşağıda görülen ifade ile tanımlanır:

$$\alpha = \frac{2e^2 |v_{if}(0)|^2 (2m_{ind}^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_G)^{1/2}}{\pi^3 cm^2 n \hbar^2 \hbar\omega} \quad (1.13)$$



Şekil 1.12 Doğrudan bant geçişli yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı. Valans bandı maksimumu ve iletkenlik bandı minimumunda momentum değerleri aynıdır.

**b. Doğrudan bant geçişli olmayan yarıiletkenler:** Bu gruba giren yarıiletkenlerde ise valans ve iletkenlik bandı uçları aynı momentum değerlerini taşımaz (Şekil 1.13). Dolayısıyla sadece enerji ekseninde bir geçiş olmayacağı için tek başına bir fotonun enerjisi elektronu iletkenlik bandına geçirmeye yetmez. Momentumun korunabilmesi için fonon soğurulması gereklidir.



Şekil 1.13 Doğrudan geçişli olmayan yarıiletkenlerdeki bant yapısı. Geçiş için gerekli olan enerjinin bir kısmı fononlar tarafından karşılanır.

Doğrudan olmayan geçişler, sadece foton soğurulmasının yeterli olduğu doğrudan geçişlerin aksine, gerekli momentuma sahip fononların da yakalanması gerekliliğinden ötürü daha yavaş gerçekleşir. Geçiş için gerekli fonon momentumu, enerji karşılığına çevrildiğinde (Ek 1), doğrudan geçişli olmayan yarıiletkenler için soğurma katsayısı:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{A'(\hbar\omega - E_G \mp E_{\text{fonon}})^2}{\hbar\omega} \quad (1.14)$$

Amorf yarıiletken yapılarında ise momentumdaki belirsizliğin büyük olması ve fonon soğurulmasına gerek olmadan momentum değerleri arasındaki geçişin mümkün olması nedeniyle momentum korunumu ifadesi anlamını yitirir. Dolayısıyla başlangıç ve son durumdaki momentumlar üzerinden çift integral alındığında (Akaoglu, 2004), amorf yarıiletkenler için soğurma katsayısı (1.15) eşitliğindeki gibi bulunur.

$$\alpha(\hbar\omega) = B \frac{(\hbar\omega - E_G)^2}{\hbar\omega} \quad (1.15)$$

Yukarıdaki eşitlikte yer alan  $B$  terimi, yarıiletken yapıdaki düzensizlik parametresini ifade etmektedir. Amorf yarıiletkenlerde bir diğer düzensizlik parametresi ise Urbach enerjisidir. Daha önce de değinildiği üzere, amorf malzemelerde yerel kusurlardan kaynaklanan bağ açılı ve uzunluklarındaki bozulmalar, yarıiletkenin tüm yasak enerji bandı boyunca kuyruk durumlarının oluşumuna sebebiyet vermektedir. Bu durum yoğunluklarının bant içerisindeki dağılımı, enerji ile üstel olarak azalan bir karakteristiğe sahiptir.

Dolayısıyla, soğurma katsayısı durum yoğunluğu ile orantılı olduğuna göre, enerjinin üstel olarak azalan bir fonksiyonu olması beklenir.

$$\alpha = C \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (1.16)$$

$C$ : malzemeye özgü bir sabit olmak üzere,  $E_0$ : kuyruk durumların yasak enerji bandı boyunca dağılımını gösteren bir büyüklük olan Urbach enerjisidir.

### 1.3 Negatif Elektron Çekerlik (NEÇ)

#### 1.3.1 Elektron çekerlik

Bir atomu, bir tek elektron kopartarak pozitif yüklü bir iyon haline getirmek için gerekli enerji iyonizasyon enerjisi olarak tanımlanır. Yüksüz bir atomun, bir tek elektron kazanarak negatif yüklendiğinde verdiği enerji ise elektron çekerliği olarak tanımlanmaktadır. Örneğin, aşağıdaki reaksiyonda klor atomunun aldığı tek elektrona karşılık 3.6 eV/atom 'luk enerji verdiği görülmektedir.



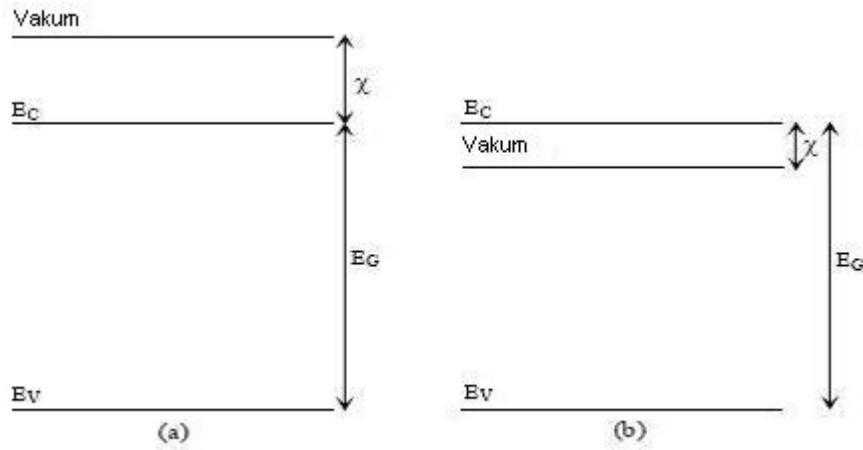
Buradaki negatif işaret enerjinin sistem tarafından verildiğini ifade eder. Sonuç olarak klor atomu reaksiyon sonrası kararlı bir negatif iyona dönüşmüştür.

Yarıiletkenlerde ise elektron çekerliği iletkenlik bandı minimumu ile vakum enerji seviyeleri arasındaki fark olarak tanımlanır (Şekil 1.14). Eğer malzeme pozitif elektron çekerliğe (PEÇ) sahipse, valans bandı maksimumundaki bir elektronun vakum düzeyine ulaşabilmesi için gerekli enerji, yasak enerji bandı aralığı  $E_G$  ile malzemenin elektron çekerlik enerjisinin toplamına eşittir ( $E_G + \chi$ ). Burada  $\chi$  terimi elektron çekerliği temsil etmektedir (Şekil 1.14a).

### 1.3.2 Negatif elektron çekerlik

Pozitif elektron çekerliğin aksine, bu olay vakum seviyesinin iletkenlik bandı minimumunun altında kaldığı durumlarda gözlenir. Bağlı olmayan durumlarda, iletkenlik bandına uyarılmış herhangi bir elektron vakum seviyesine kaçabilir (Şekil 1.14a). Dolayısıyla negatif elektron çekerlik özelliği gösteren malzemelerde vakum düzeyine ulaşmak için gerekli enerji sadece  $E_G$  yasak bant enerjisidir. Bu özellik, elektron emisyonunun kullanıldığı soğuk katot vericileri, UV ve X-ışını fotodedektörleri gibi aygıtlarda uygulama alanı bulmaktadır.

Günümüzde pek çok fotodedektörün NEÇ fotokatotlar kullanılarak dizayn edilmesinin yanı sıra, fotokatotların çevresel faktörlerden etkilenerek kolayca kirlenmeleri NEÇ aygıt teknolojisinin gelişimini yavaşlatmaktadır.



Şekil 1.14  $E_C, E_F, E_V$  sırasıyla iletkenlik bandı minimumu, Fermi enerji düzeyi ve valans bandı maksimumu olmak üzere; (a) pozitif elektron çekerlik (b) negatif elektron çekerlik durumları için enerji bant diyagramları.

Doğal yarıiletkenlerde iletkenlik bandı minimumunun vakum enerji seviyesinin altında yer alması termodinamik olarak kaçınılmaz olsa da vakum enerji düzeyinin daha alt seviyelere indiği durumlar da mevcuttur. Bunu sağlamak için bir alkali metal veya oksidini yarıiletken film yüzeyinde biriktirmek yeterlidir (Santes vd., 1992).

Yüksek performanslı NEÇ aygıtlar üretebilmek için, söz konusu ince filmlerin belirli koşullara uyması gerekmektedir. Eğer film, bir fotodedektörde fotokatot olarak veya bir elektron vericisinde soğuk katot olarak kullanılacaksa, aygıtın düşük tepki süresine sahip olması ve keskin görüntü çıkışı vermesi beklenir.

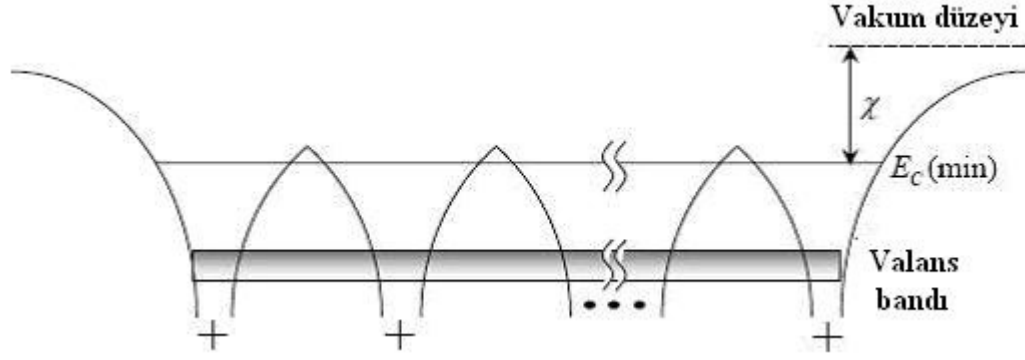
Dolayısıyla bu yarıiletken filmlerin, doğrudan bant geçişli ve yüksek optik soğurma katsayılı malzemelerden üretilmesi gerekmektedir.

1960'lı yıllarda negatif elektron çekerlik kavramının ispatından sonra, vaadettiği uygulamalar açısından bu konu geniş ilgi bulmuştur (Bell, 1973). Ancak ilerleyen yıllarda NEÇ yüzeylerin atmosferik kirlilikten kolayca etkilendiğinin anlaşılmasıyla konuyla ilgili çalışmalar azalmıştır. Öte yandan son yıllarda *AlN* ve *BN* gibi yeni NEÇ malzemelerin sundukları avantajlar dolayısıyla araştırmaya olan ilgi yeniden artmıştır (Powers vd., 1995; Loh vd., 1999). Yarıiletken yüzeylerdeki NEÇ aktivasyonunun daha iyi anlaşılmasıyla yüksek verimliliğe sahip NEÇ aygıtların geliştirilmesi mümkündür.

### 1.3.3 NEÇ aktivasyonu

Negatif elektron çekerlik olayı ilk defa ince sezyum (*Cs*) tabakayla kaplanmış *GaAs* örneklerde gözlenmiştir (Scheer vd., 1965). Efektif elektron çekerliği, yarıiletken yüzeyin oksijen uygulanarak oluşturulan *Cs<sub>2</sub>O* tabaka ile kaplanmasıyla daha da aşağılara çekilebilir (Sommer, 1971). Yarıiletken yüzeylere *Cs* kaplanarak kazandırılan negatif elektron çekerlik özelliğinin 1980'lerin sonuna kadar dipol katman modeline (iyonik model) uyduğu kabul ediliyordu (Taylor vd., 1933). 1989 yılındaki itirazlara rağmen (Ning vd., 1986; Ishida, 1989) hala bu model NEÇ aktivasyonunun ana fikrini tutarlı bir biçimde açıklamaktadır.

Birden fazla atom bir araya gelerek bir molekülü oluştururken, atomik yörüngeler komşu atomların etkileşimlerinden dolayı kaçınılmaz olarak üst üste binerler. Ancak katıların yüzeylerinde bu tür üst üste binmiş yörüngeler bulunmaz. Katıların yüzeyinde üst üste binen atomik yörüngeler yerine, elektronların vakum düzeyine kaçmalarına engel olan potansiyel alan dağılımları yer alır (Şekil 1.15). Bu potansiyelin yüksekliği vakum seviyesi olarak tanımlanır. Fermi enerji seviyesinde bulunan bir elektronu vakum düzeyine taşımak için gerekli enerji ise iş fonksiyonu olarak adlandırılır. Elektron emisyonu için elektronların vakum seviyesine ulaşmaları gerekir. Dolayısıyla düşük vakum enerji düzeyine sahip bir ortamda elektron emisyonu daha kolay gerçekleşir.



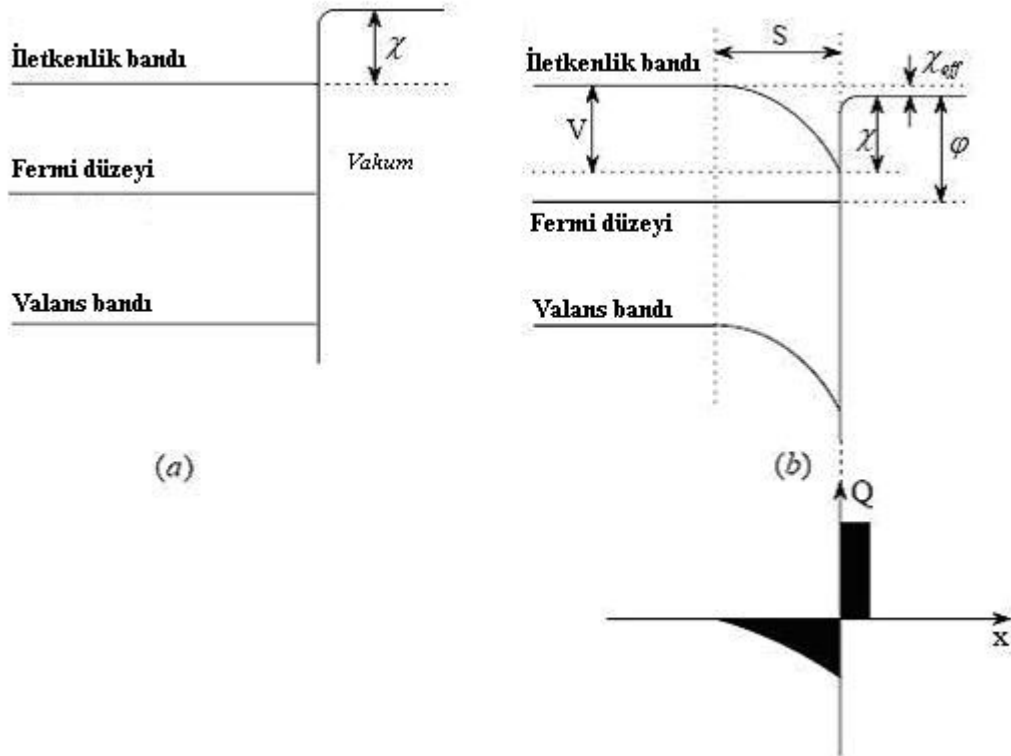
Şekil 1.15 Atomların lineer dizilimi ve potansiyel dağılımı.

Negatif elektron çeker yüzeyler oluşturabilmek için ilk aşama, düşük vakum enerji seviyesine sahip malzemeler kullanmaktır. Yarıiletkenlerin vakum enerji seviyeleri, yüzeylerine çeşitli metotlar uygulanarak aşağı çekilebilir. Yaygın kullanılan uygulamalardan bazıları; *GaAs* yüzeylerin *Cs*, elmas yüzeylerin ise hidrojenize atomik katmanlarla kaplanmasıdır (Himpsel vd., 1979). Öte yandan sadece vakum enerji seviyesinin aşağı çekilmesi, yarıiletken yüzeylerde NEÇ aktivasyonu için yeterli değildir. Vakum enerji düzeyi, bant yapısı düz olduğu müddetçe iletkenlik bandı minimumunun üzerinde kalır (Şekil 1.16a). Yarıiletken/kaplama arayüzeyindeki negatif iyonlardan bir arınma bölgesinin oluşturulmasıyla, vakum enerji seviyesini iletkenlik bandı minimumunun altına çekmek mümkün olabilir (Şekil 1.16b).

Yerel bozulmalardan, yığılma ve safsızlık gibi kusurlardan dolayı pozitif yüklü atomlar yüzeyde bulunabilirler. Yüzeydeki bu yükler, malzeme içerisindeki pozitif yükleri itererek yüzeyden uzak tutarlar. Sonuçta sadece negatif iyonları içeren bir arınma bölgesi oluşur. Bu bölge bantları aşağı doğru bükerek, vakum enerji seviyesinin de aşağı çekilmesine neden olur. Yarıiletken malzemenin elektron çekerlik özelliğine ve bantların bükülme miktarına bağlı olarak, vakum enerji seviyesi iletkenlik bandı minimumunun altına çekilebilir (Şekil 1.16b). Vakum enerji seviyesinin alçaltılmasına katkıda bulunan önemli faktörler; dipol kuvveti, aktivasyon katmanının kalınlığı ve malzemenin yasak enerji bandı olarak sayılabilir.

Dipol yoğunluğunun ve yüzeyin dipol momentinin artırılması vakum seviyesini alçaltmanın yollarından biridir. Zira dipoller malzeme yüzeyindeki bant bükülmelerinin kaynağıdır, dolayısıyla dipol yoğunluğu bantların bükülme miktarını belirler.

Bir diğer faktör olan aktivasyon katmanının kalınlığı ise malzemenin negatif elektron çekerlik kazanmasında etkilidir. Çok kalın bir tabaka bağımsız bir heteroeklem gibi davranabilirken, çok ince bir tabaka ise bantları yeterli miktarda bükemez ve malzeme pozitif elektron çekerlik (PEÇ) sınırları içinde kalır. Dolayısıyla verimlilik açısından aktivasyon katmanının optimum kalınlıkta olması önemlidir. Son olarak yarıiletkenin yasak enerji bandı genişliği, uyarılan elektronların vakum düzeyine kaçabilmelerinde rol oynayan bir etkidir. Dar yasak enerji bandına sahip yarıiletkenlerde, malzeme ve aktivasyon katmanı arasındaki efektif bariyer yüksekliğinin ( $E_b$ ) fazla olmasından dolayı bariyeri aşabilen elektron sayısı azdır. Geniş yasak enerji bantlı yarıiletkenlerde ise malzeme yüzeyi aktivasyon katmanı tarafından kaplanırken, efektif potansiyel bariyerinin yüksekliği iletkenlik bandının altında kalır. Dolayısıyla NEÇ özellik kazanmış bir yarıiletkende iletkenlik bandına uyarılmış bir elektron bariyeri kolaylıkla aşarak vakuma kaçabilir.



Şekil 1.16 (a) Bantların düz olduğu durum. (b) yüzeydeki pozitif yükler nedeniyle oluşan arınma bölgesinin etkisiyle bükülen bantlar. (üstte) vakum seviyesi iletkenlik bandı altına çekilirken (altta) ara yüzeyde taşınan yükler görülmektedir.

### 1.3.4 Bor nitrürün negatif elektron çekerliği

Yüksek soğurma katsayısına ( $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} E_G$ ) ve geniş yasak enerji bandı aralığına (5-6 eV) sahip, doğrudan geçişli bir yarıiletken olan hegzagonal bor nitrür (h-BN) bu optik özelliklerinden dolayı NEÇ aygıtların üretiminde kullanılmaya uygundur. İlk kez 1995 yılında NEÇ karakteristik gösterdiği gözlenen h-BN ince filmlerin (Powers vd., 1995) negatif elektron çekerlik özelliklerine değinmek yerinde olacaktır.

BN molekülü ile izoelektronik olan elmasın negatif elektron çeker özellik gösterdiği bilinmektedir (Himpsel vd., 1979). c-BN yapısının yasak enerji bandı elmasa oranla daha geniştir. Daha önce değinildiği üzere, yasak bant genişliğinin negatif elektron çekerliğe etkisi göz önüne alındığında, c-BN'nin NEÇ karakteristik göstermesi beklenebilir (Loh vd., 1998). h-BN'nin yasak bant yapısı ise elmasa daha yakındır, dolayısıyla c-BN kadar belirgin bir NEÇ özellik göstermesi beklenmez. Ancak farklı kalınlıklardaki h-BN malzemeler üzerinde yapılan çalışmalar, h-BN'nin güçlü bir karakteristik NEÇ emisyonuna sahip olduğunu kanıtlamıştır (Powers vd., 1995). h-BN'nin yüzey özelliklerinin negatif elektron çekerliğe etkisi hala tartışma konusu olsa da, yarıiletken ve yüzey katmanı arasındaki ara yüzey boşluklarının dipolleri oluşturan temel etken olduğu bilinmektedir. h-BN malzemenin geniş yasak bant aralığının ve B - N atomları arasındaki dipolar bağların yarıiletken film ve yüzey katmanı arasında bir arınma bölgesi oluşumunda etkili oldukları söylenebilir. Öte yandan, h-BN yüzeyi üzerinde hidrojen, oksijen veya termal uygulamalarla da malzemenin elektron çekerlik özellikleri değiştirilebilmektedir (Loh vd., 1999; Li vd., 2005).

Film  $1100^\circ\text{C}$  'ye kadar ısıtıldığında h-BN yüzeyi NEÇ özelliğini kaybederek, pozitif elektron çeker (PEÇ) özellik kazanmaktadır. Daha sonra film yüzeyi oda sıcaklığında hidrojen atomlarına maruz bırakıldığında ise tekrar NEÇ özellik kazandığı gözlenmiştir. Dolayısıyla, h-BN film yüzeyi üzerindeki hidrojenin bu süreçte etkin rol oynadığı anlaşılabilir. Hidrojen atomlarının elmas yüzeyi üzerindeki negatif elektron çekerlik etkisi göz önüne alındığında, hidrojenin h-BN üzerinde gerekli olan uygun dipolar yüzey katmanını oluşturduğu düşünülebilir. Ayrıca, B ve N atomlarının elektronegatiflikleri arasındaki farkın veya H ile etkileşimlerinin de söz konusu dipolar katmanın oluşumuna katkıda bulunduğu sonucuna varılabilir (Loh vd., 1999). Oksijen plazma uygulamalarının h-BN'nin emisyon karakteristiklerindeki etkisi ise yukarıda anlatılanlara oranla daha karmaşık ve anlaşılması güç görünmektedir.



## 1.4 Yalıtkanlarda Akım İletim Mekanizmaları

Bor nitrid,  $\approx 5$  eV'luk geniş yasak enerji bandı nedeniyle yalıtkan olarak sınıflandırılabilir. Yalıtkanlardaki akım iletim mekanizmalarının karmaşık oldukları bilinmektedir. Dolayısıyla filmin elektriksel direncini mümkün olduğunca doğru belirleyebilmek için bu mekanizmaların doğru anlaşılması önem taşımaktadır.

Sisteme uygulanacak bir dc bias gerilimi ( $V$ ) altında akan akım ( $I$ ), metal/yalıtkan arayüzeyi veya yalıtkan filmin hacim özellikleri tarafından sınırlandırılır. Bu nedenle arayüzeyde ve hacim içerisinde sınırlanan akımın, iletim mekanizmalarının incelenmesi yerinde olacaktır.

### 1.4.1 Arayüzeyde sınırlanan akım

İlk durumda, metal/yalıtkan arayüzeyinde oluşan  $q\phi_B$  enerji bariyerinin yük taşıyıcılarının geçişini zorlaştırması nedeniyle taşıyıcıların metal elektrodun Fermi enerji düzeyinden ( $E_F$ ) yalıtkanın ilgili bandına enjeksiyonu akımı sınırlandıracaktır (emisyon veya kontak tarafından sınırlandırılan akım). Bu durumda enerji bariyerinin aşılabilmesi için mümkün olan iki mekanizma göz önünde bulundurulabilir:

- **Termoiyonik (Schottky) emisyon:** Taşıyıcılar bariyer üzerinden geçebilirler (Şekil 1.17 – mekanizma (1)).
- **Fowler-Nordheim tünelleme:** Taşıyıcılar bariyeri tünelleyerek yalıtkan bandına veya  $E_t$  enerji seviyeli tuzağa geçebilirler (Şekil 1.17 – mekanizma (2) ve (3)).

Termoiyonik akım büyük ölçüde sıcaklığa bağlı bir mekanizma olmakla birlikte, geçen akım miktarı (Sze, 1981):

$$I \approx T^2 \exp\left(\frac{a\sqrt{V}}{T} - \frac{q\phi_B}{k_B T}\right) \quad (1.17)$$

Yukarıdaki ifadede,  $V$ : uygulanan dc gerilim,  $T$ : sıcaklık,  $a = \sqrt{q/(4\pi\epsilon_i d)}$ ,  $\epsilon_i$ : yalıtkanın elektriksel geçirgenliği ve  $d$ : yalıtkan tabakanın kalınlığıdır.

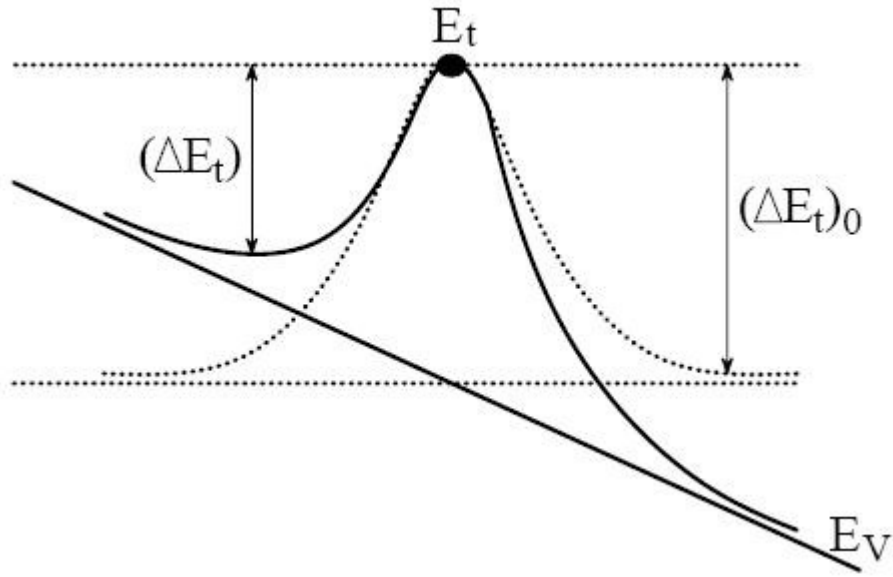
Termoiyonik akım mekanizmasında görülen çok küçük miktardaki gerilim bağımlılığı, uygulanan elektrik alanın  $\phi_B$  bariyerini aşağı çekerken endüklediği sanal kuvvetten kaynaklanmaktadır (Sze, 1981).



Son olarak akım, daha önce sözü edilen mekanizmalara ek olarak, tuzaklanmış yüklerin uygun enerji bandına emisyonu sonucunda sınırlanabilir (Şekil 1.18).

Frenkel–Poole emisyonu adı verilen bu mekanizma, taşıyıcıların bariyer üzerinden geçebildiği termoiyonik (Schottky) emisyonu benzerlik göstermektedir (Sze, 1981).

$$I \approx V \exp\left(\frac{2a\sqrt{V}}{T} - \frac{\Delta E_t}{k_B T}\right) \quad (1.19)$$



Şekil 1.18 Taşıyıcının yakalandığı tuzaktan Frenkel-Poole emisyonu. Tuzak civarındaki potansiyel, uygulanan gerilim nedeniyle  $(\Delta E_t)_0$  değerinden  $(\Delta E_t)$ 'ye düşmektedir.

#### 1.4.2 Hacim içerisinde sınırlanan akım

Belirli bir sıcaklığın veya uygulanan elektrik alanın aşılması durumunda akım, kontak direnci nedeniyle değil yalıtkan içerisine enjekte olan yük taşıyıcılarının oluşturduğu uzay yükü bölgesi tarafından sınırlandırılır. İdeal ve gerçek durumlar için uzay yükü nedeniyle sınırlanan akım mekanizmalarını inceleyelim.

### 1.4.2.1 Tuzak içermeyen yalıtkanlarda

Serbest taşıyıcı yoğunluğunun  $p_0 = 0$  ve tuzaklanan taşıyıcı yoğunluğunun  $p_t = 0$  olduğu, yerel tuzak içermeyen ideal bir yalıtkanında, taşıyıcıların  $x = 0$ 'da (Şekil 1.17) metal elektrottan enjekte olduğu kabulü ile yalıtkan içerisinde  $x$  doğrultusundaki akım yoğunluğu ( $J$ ) sürüklenme ve difüzyon akım yoğunluklarının toplamı olarak yazılabilir:

$$J = qp\mu\xi - qD \frac{dp}{dx} \quad (1.20)$$

Yukarıdaki ifadede  $p$ : enjekte olan taşıyıcı konsantrasyonu,  $\mu$ : taşıyıcı mobilitesi,  $\xi$ : elektrik alan ve  $D$ : serbest taşıyıcıların difüzyon katsayısı olarak tanımlıdır. Aynı  $x$  sınır geçiş değeri için Poisson denklemi yazıldığında:

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{qp}{\varepsilon_i} \quad (1.21)$$

Poisson denklemi toplam akım yoğunluğu eşitliğinde yerine yazıldığında:

$$J = \mu\varepsilon_i\xi \frac{d\xi}{dx} - D\varepsilon_i \frac{d^2\xi}{dx^2} \quad (1.22)$$

Einstein ifadesi  $D = \frac{k_B T}{q} \mu$  kullanılarak, (1.22)'nin integrali alındığında:

$$J \cdot x = \mu\varepsilon_i \frac{\xi^2}{2} - \frac{k_B T}{q} \mu\varepsilon_i \frac{d\xi}{dx} \quad (1.23)$$

Elektrik alanın düzgün olduğu  $\left( \frac{d\xi}{dx} \cong 0 \right)$  varsayılırsa,  $V \gg \frac{k_B T}{q}$  durumu için toplam akım yoğunluğu ifadesindeki difüzyon terimi gözardı edilebilir. Bu durumda  $V = \int_0^d \xi dx$  olduğu dikkate alındığında, Mott-Gurney kare bağıntısı elde edilir:

$$J = \frac{9}{8} \frac{\varepsilon_i \mu}{d^3} V^2 \quad (1.24)$$

Mott-Gurney ifadesi, akım yoğunluğunun uygulanan gerilimle doğru orantılı olduğu ( $J \propto V$ ) ohmik durumu yansıtmaz.

### 1.4.2.2 Tuzak içeren yalıtkanlarda

Bölüm 1.1'in sonunda tartışıldığı üzere, gerçekte yalıtkanın yasak enerji bandı içerisine dağılmış pek çok yerel enerji durumu (tuzak) bulunur. Basitleştirmek için tuzakların  $E_t$  tekil enerji seviyeli olduklarını kabul edelim. Söz konusu yerel tuzaklar, serbest taşıyıcıları ilgili enerji bandından yakalayarak enjekte olan taşıyıcıların mobilizasyonunu engeller ve iletkenliği etkilerler (Lampert, 1970).

$$p = p_0 + p_i = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{F_p}}{k_B T}\right) \quad (1.25)$$

$$p_i = \frac{N_t}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_{F_p}}{k_B T}\right)} \quad (1.26)$$

olmak üzere  $p$ ,  $p_0$ ,  $p_i$  ve  $p_t$  sırasıyla; serbest, termal olarak serbest, enjekte olan ve tuzaklanan taşıyıcı konsantrasyonları,  $N_v$ : efektif durum yoğunluğu,  $E_{F_p}$ : taşıyıcıların yarı Fermi enerji seviyesi,  $g$ : dejenerasyon katsayısı ve  $N_t$ : tuzak konsantrasyonudur.

$p_t \gg p$  olması durumunda, (1.25) eşitliği kullanılarak  $p_t$  ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$N = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_t}{k_B T}\right) \quad (1.27)$$

olmak üzere,

$$p_t = \frac{N_t}{1 + \frac{N}{gp}} \quad (1.28)$$

$p \gg p_t$  durumunda ise çok az sayıda taşıyıcı tuzaklara yakalanacağından, tuzakların iletkenliğe etkisi göz ardı edilebilir.

Tuzakların işgal edilmelerindeki denge durumu, taşıyıcıların tuzaklar tarafından yakalanmaları ve termal uyarılmalarla uygun banda geri emisyonları arasındaki ilişkiye bağlıdır (Şekil 1.17 – mekanizma (6)).

Çok kuvvetli olmayan bir elektrik alanının varlığında, serbest ve tuzaklanmış taşıyıcılar arasındaki denge sadece enjeksiyona eşlik eden serbest taşıyıcı konsantrasyonunun değiştirilmesiyle bozulabilir.  $E_t$  tuzak enerji seviyesinin  $E_{F_p}$ 'nin altında yer alan  $[(E_{F_p} - E_t)/k_B T > 1]$  sığ bir enerji seviyesi olması durumunda (1.28) eşitliği aşağıdaki hali alır:

$$p_t = g \frac{N_t}{N} p \quad (1.29)$$

$p_t \gg p$  durumu için, enjekte olan taşıyıcılar içinde serbest taşıyıcıların oranı:

$$\theta = \frac{p}{p + p_t} \approx \frac{p}{p_t} = \frac{N}{gN_t} = \frac{N_v}{gN} \exp\left(\frac{E_v - E_t}{k_B T}\right) \quad (1.30)$$

Dikkat edilirse (1.30)'daki serbest taşıyıcıların oranı, uygulanan gerilimden bağımsızdır.

Sonuç olarak  $E_t$  sığ enerji seviyeli  $N_t$  tuzak konsantrasyonu, serbest taşıyıcı kesrinin  $\theta \ll 1$  olması durumunda, uzay yükü tarafından sınırlandırılmış enjeksiyon akımını etkiler. Bu durumda akım-gerilim ilişkisi (1.31) eşitliğinde görüldüğü gibidir.

$$J = \frac{9}{8} \frac{\mu \epsilon_i \theta}{d^3} V^2 \quad (1.31)$$

Eğer yalıtkan içerisinde tekil enerji seviyeli tuzakların yanı sıra çoklu enerji seviyeli tuzaklar da bulunuyorsa, uzay yükü tarafından sınırlandırılan akım-gerilim ilişkisi tekil durumlardan farklı olacaktır. Farklı enerji seviyelerindeki tuzakların dağılımı, enerjinin üstel bir fonksiyonu ise akım-gerilim ilişkisi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$J = (\text{sabit}) \frac{V^{a+1}}{d^{2a+1}} \quad (a > 1) \quad (1.32)$$

### 1.4.2.3 Ohm kanunu

Geniş yasak enerji bandı aralığına ( $E_G$ ) sahip bir yalıtıkanda, serbest taşıyıcı yoğunluğunun ( $p_0$ ) çok düşük olması beklenir  $[p_0 \approx \exp(-E_G/2k_B T)]$ . Fakat sığ enerji seviyeli yeterli konsantrasyondaki katkılama ile serbest taşıyıcıların sayısı arttırılabilir.

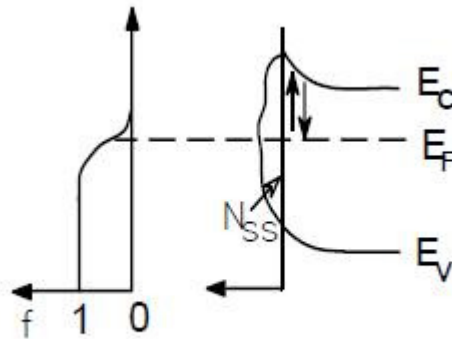
Katkılama atomları uygun enerji bandına serbest taşıyıcı sağlayarak, sistemin ohmik davranmasına neden olur:

$$J = qp_0\mu \frac{V}{d} \quad (1.33)$$

Söz konusu ohmik davranış, fazladan enjekte olan ortalama serbest yük taşıyıcıları yoğunluğunun ( $p_i$ ), termal yolla uyarılarak yaratılan taşıyıcı yoğunluğu ( $p_0$ ) ile kıyaslanabilir büyüklükte veya daha büyük olması durumunda kaybolur. Diğer bir deyişle, yalıtkanlarda Ohm kanunu dışarıdan uygulanan belirli bir gerilim değerine kadar geçerlidir.

### 1.5 İletkenlik Analizi İçin Modellemeler

Bir MIS kapasitörün elektriksel iletkenlik (admitans) analizi yapılırken, sistemin deneysel gözlem sonuçlarıyla tutarlı bir eş değer devreye indirgenmesi kolaylık sağlamaktadır. Bu durumda sisteme uygulanan dc bias gerilimi ve frekans değerleri cinsinden admitans elemanlarını türetmek yerinde olacaktır. Deneysel bulgular, arınma bölgesinde ölçüm alındığında sadece çoğunluk yük taşıyıcılarının yakalanması ve emisyonunun önem arz ettiğini göstermiştir. Sisteme uygulanacak bir ac sinyal, Fermi enerji seviyesinin zamanla değişim göstermesine neden olarak, zamana bağlı bir Fermi fonksiyonu doğurur (Şekil 1.19). Yarıiletken/yalıtkan arayüzey tuzaklarının farklı enerji durumları için, dışarıdan uygulanan ac sinyale verdikleri yanıt üç farklı iletkenlik modeli ile açıklanabilir.



Şekil 1.19 Bir MIS kapasitörün arınma bölgesinde n-tipi silikon yüzeyindeki bant bükülmelerinin şematik gösterimi.

### 1.5.1 Tekil enerji düzeyi modeli (Single level model)

Shockley-Read-Hall (SRH) istatistiğine göre arayüzey tekil enerji durumu için elektronların (p-tipi silikon için boşlukların) sırasıyla yakalanma ve emisyon oranları:

$$R_n(t) = N_{ss} c_n [1 - f(t)] n_s(t) \quad (1.34)$$

$$G_n(t) = N_{ss} e_n f(t) \quad (1.35)$$

olarak ifade edilir. Burada  $N_{ss}$ : durum yoğunluğu ( $cm^{-2}$ ),  $c_n$ : elektron yakalanma olasılığı ( $cm^2/s$ ),  $e_n$ : elektron emisyon sabiti ( $s^{-1}$ ),  $f(t)$ : zamana bağlı fermi fonksiyonu ve  $n_s(t)$ : t anında silikon yüzeyindeki elektron yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )'dur. Bu durumda net akım yoğunluğu:

$$i_{ss}(t) = qN_{ss} c_n (1 - f(t)) - qN_{ss} e_n f(t) \quad (1.36)$$

Silikon yüzeyindeki toplam yük yoğunluğu ve Fermi fonksiyonu, sisteme uygulanan dc ve ac gerilimlerden gelen etkilerin toplamı olacağına göre:

$$n_s(t) = n_0 + \delta n_s \quad (1.37a)$$

$$f(t) = f_0 + \delta f \quad (1.37b)$$

$f_0$ :  $V_G$ , dc biasa karşılık gelen Fermi fonksiyonu,  $\delta f$ : ac sinyal nedeniyle oluşan değişim,  $n_{s0}$ : Fermi enerji düzeyi tuzak enerji düzeyine eşit olduğunda silikon yüzeyindeki yük yoğunluğu ve  $\delta n_s$ : ac sinyalin yol açtığı yük yoğunluğu değişimidir.

Yük emisyonu oranını ( $e_n$ ), yakalanma oranı ( $c_n$ ) cinsinden, yük ifadesinden ( $e_n = c_n (1 - f_0) n_{s0} / f_0$ ) türetir ve bu ifadeleri (1.36) net akım yoğunluğu eşitliğinde yerine yazarsak aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$i_{ss}(t) = qN_{ss} c_n \left[ (1 - f_0) \delta n_s - n_0 \frac{\delta f}{f_0} \right] \quad (1.38)$$

Öte yandan net akım yoğunluğu ( $i_{ss}(t) = qN_{ss} df/dt$ ) olarak yeniden tanımlanır ve denklem (1.36)'ya eşitlenerek  $df/dt$  diferansiyeli çözülürse:

$$\frac{df}{dt} = c_n (1 - f_0) \delta n_s - c_n n_{s0} \frac{\delta f}{f_0} \quad (1.39)$$



Küçük sinyal modülasyonları için Fermi fonksiyonunun değişimi  $\delta f = f_m e^{j\omega t}$  ise, fonksiyonun zamana göre değişimi aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\frac{df}{dt} = j\omega \delta f \quad (1.40)$$

(1.39) ve (1.40) ifadeleri yeniden düzenlenerek  $\delta f$  ifadesi yalnız bırakıldığında,

$$\delta f = \frac{f_0(1-f_0)\delta n_s}{n_{s0}[1+j\omega f_0/c_n n_{s0}]} \quad (1.41)$$

Denklem (1.41), (1.38)'de yerine yazıldığında net akım yoğunluğu aşağıdaki gibi bulunur:

$$i_{ss}(t) = \frac{j\omega q N_{ss} f_0(1-f_0)\delta n_s}{(1+j\omega f_0/c_n n_{s0})n_{s0}} \quad (1.42)$$

Elde edilen son net akım yoğunluğu denkleminde (1.42),  $\delta n_s/n_{s0}$  terimi ac yüzey potansiyeline eşittir.  $\psi_s$ :  $k_B T/q$  cinsinden silikon bant bükülmesi olmak üzere,

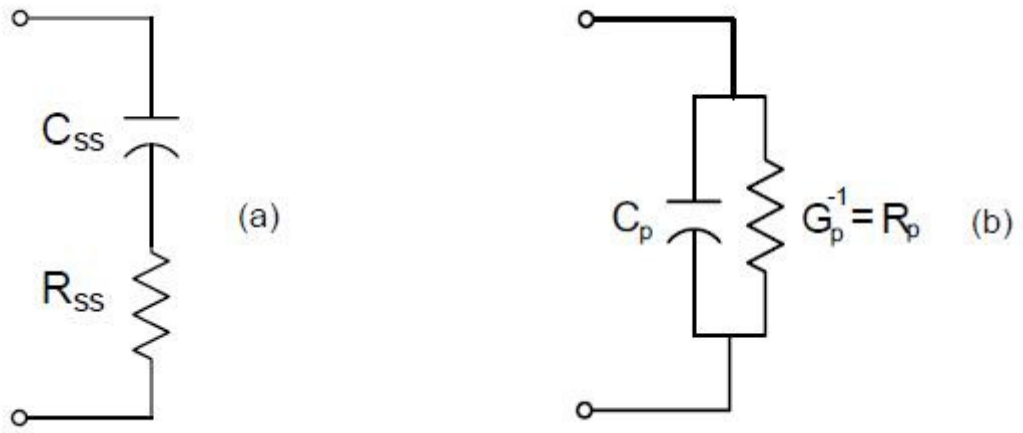
$$\delta n_s/n_{s0} \equiv \left( \delta u_s = \frac{q\psi_s}{k_B T} \right) \text{dir. Sonuç olarak net akım yoğunluğu ifadesi aşağıdaki şekildeki}$$

gibi ifade edilebilir:

$$i_{ss}(t) = Y \delta \psi_s \quad (1.43a)$$

$$Y = j\omega \frac{q^2}{k_B T} \frac{N_{ss} f_0(1-f_0)}{(1+j\omega f_0/c_n n_{s0})} \quad (1.43b)$$

(1.43b) eşitliği ile gösterilen ilişki,  $C_{ss} = q^2 N_{ss} f_0(1-f_0)/k_B T$  kapasitansına ve  $\tau_{ss} = f_0/c_n n_{s0}$  zaman sabitine sahip bir RC devrenin admitansını vermektedir. Admitans ifadesindeki gerçek (reel) ve sanal (imajiner) kısımların ayrılmasıyla elde edilen eş değer iletkenlik ve kapasitans ilişkileri Şekil 1.20'de görülmektedir.



Şekil 1.20 (a) RC devrenin arayüzey tuzak admitansı (b) eş değer paralel devrenin iletkenlik ve kapasitans büyüklükleri.

Dolayısıyla elde edilen eş değer iletkenlik ve kapasitans değerleri aşağıdaki gibidir:

$$G_p = \frac{C_{ss} \omega^2 \tau_{ss}}{1 + \omega^2 \tau_{ss}^2} \quad (1.44a)$$

$$C_p = \frac{C_{ss}}{1 + \omega^2 \tau_{ss}^2} \quad (1.44b)$$

Admitans ölçümlerinin alındığı empedans analiz cihazı (HP 4192A) seri modda okuma yapabilmesine karşın, implementasyonu paralel modda ölçüm alacak şekilde olduğundan eş değer iletkenlik ve kapasitans ifadelerinin türetilmiş olması deneysel aşamada kolaylık sağlamaktadır.

Buna karşılık, belirli bir bias gerilimi için MIS kapasitörde oluşan toplam yük yoğunluğu aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$Q_T = Q_s + Q_{ss} + Q_f \quad (1.45)$$

$Q_s$ : silikonun uzay yükü yoğunluğu,  $Q_{ss}$ : yüzeydeki yüklerin yoğunluğu ve  $Q_f$ : yalıtkan içindeki sabit yük yoğunluğu olmak üzere, alternatif akım yoğunluğu ( $i_T(t) = dQ_T/dt$ ) için:

$$i_T(t) = i_s(t) + i_{ss}(t) \quad (1.46)$$

$i_s(t)$  ve  $i_{ss}(t)$  ön elektroda uygulanan ac sinyal altında değişen, sırasıyla; silikonun uzay yükü katmanındaki ve arayüzeydeki akım yoğunluklarıdır.  $i_s(t)$  değerinin elde edilebilmesi için bant bükülmelerine göre akım değişimlerinin hesaba katılması gerekmektedir.

$i_s(t) = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} \frac{d\psi_s}{dt}$  ve t anında silikonun bant bükülmesinin volt cinsinden değeri:

$\psi_s(t) = \psi_{s0} + \delta\psi_s$  olmak üzere,  $\psi_{s0}$ : uygulanan bias gerilimine karşılık gelen bükülme miktarı ve  $\delta\psi_s = a \exp(j\omega t)$  için bükülmenin zamana göre değişimi:  $d\psi_s/dt = j\omega\delta\psi_s$  olur.

Burada  $dQ_s/d\psi_s$  ifadesi, arınma bölgesi kapasitansına ( $C_D$ ) eşittir. Dolayısıyla  $i_s(t) = j\omega C_D \delta\psi_s$  ve  $i_{ss}(t) = Y_{ss} \delta\psi_s$  eşitlikleri (1.46)'da yerlerine yazıldığında aşağıdaki ifade elde edilir:

$$i_T(t) = (j\omega C_D + Y_{ss}) \delta\psi_s \quad (1.47)$$

Bu sonuca göre tekil enerji düzeyi için yüzey yüklerinden kaynaklanan  $C_D$  kapasitansı seri RC devresinde paralel modda görünmektedir (Şekil 1.20). Admitansın gerçekte ve sanal kısımları düzenlendiğinde,

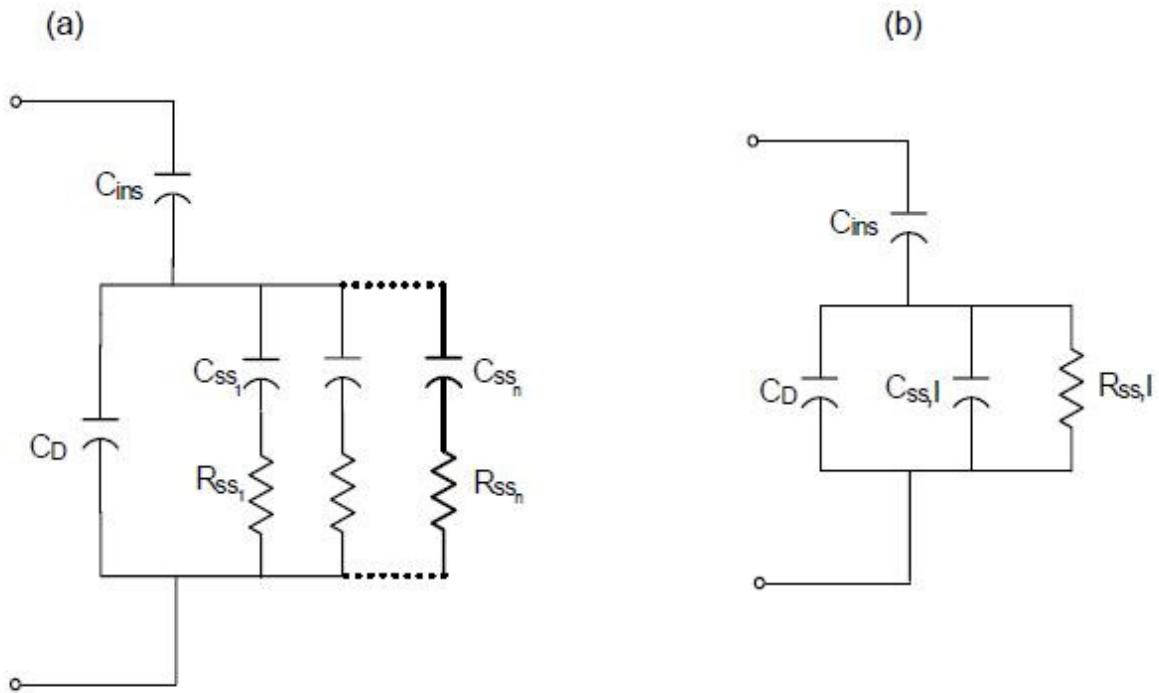
$$C_p = C_D + \frac{C_{ss}}{1 + (\omega\tau_{ss})^2} \quad (1.48a)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_{ss} \omega\tau_{ss}}{1 + (\omega\tau_{ss})^2} \quad (1.48b)$$

elde edilir. Denklem (1.48b)'deki iletkenlik ifadesi yalnızca yüzeyin yük durumuna bağlıdır ve  $\omega\tau_{ss} = 1$  olması durumunda maksimum değerini alır. Bu durumda  $G_p/\omega = C_{ss}/2$ 'dir. Sonuçta yalıtkan kapasitansının elde edilmesinde kullanılan eş değer paralel iletkenlik düzeltmeleri, iletkenlik ölçümü sonucunda  $C_{ss}$  ve  $\tau_s$  değerlerinin doğrudan elde edilebilmesine olanak sağlar. Diğer yandan, tekil enerji düzeyi için önerilen bu model, MIS yapının eş değer devre indirgememesinin kolay anlaşılabilirliği açısından kabul görmektedir. Gerçekte MIS yapıların admitans analizi ile iletkenlik özelliklerinin belirlenmesi daha karmaşık modellere dayanmaktadır.

### 1.5.2 Süreklilik modeli (Continuum model)

Tekil enerji düzeyi modeline yapılabilecek düzeltmelerden biri; çok sayıda farklı enerji seviyesinin enerji ekseninde birbirinden ayırt edilemeyecek kadar yakın konumlanmış olabileceği fikridir. Bu durumda ayrık enerji düzeyleri yerine belirli bir aralıkta enerjinin süreklilik durumu söz konusudur. Şekil 1.21’de süreklilik modeli için MIS yapının eş değer devre şeması görülmektedir.



Şekil 1.21 (a) Süreklilik modeli için MIS kapasitörün arınma bölgesi eş değer devresi (b) paralel modda birleştirilmiş eş değer devre.

Süreklilik modelinde çoğunluk yük taşıyıcılarının yakalanması ve emisyonu  $E_F$ : Fermi enerji düzeyi olmak üzere,  $E_F \pm k_B T/q$  civarındaki enerji durumlarında gerçekleşebilir.

Denklem (1.43b)'nin yasak enerji bandı boyunca integrali alındığında, süreklilik modelinden elde edilen admitans ifadesi:

$$Y = j\omega \frac{q^2}{k_B T} \int \frac{N_{ss} f_0 (1 - f_0) d\psi}{(1 + j\omega f_0 / c_n n_{s0})} \quad (1.49)$$

Denklem (1.49)'un integrandı Fermi enerji düzeyi civarında  $k_B T/q$  genişliğinde bir maksimum eğrisi verir.  $f_0(1-f_0) = k_B T/q (df_0/d\psi)$  ifadesi admitans denkleminde (1.49) yerinde yazılarak,  $f_0$  üzerinden  $0 \rightarrow 1$  aralığında integrali alındığında,

$$Y = \frac{qN_{ss}}{2\tau_m} \ln(1 + \omega^2 \tau_m^2) + jq \frac{N_{ss}}{\tau_m} \arctan(\omega \tau_m) \quad (1.50a)$$

$$\tau_m = 1/c_n n_{s0} \quad (1.50b)$$

olarak bulunur. Admitans ifadesinde, eşitliğin gerçek kısmı iletkenliği verdiği göre, denklem (1.50a)'dan iletkenlik ifadesi aşağıdaki gibi bulunur:

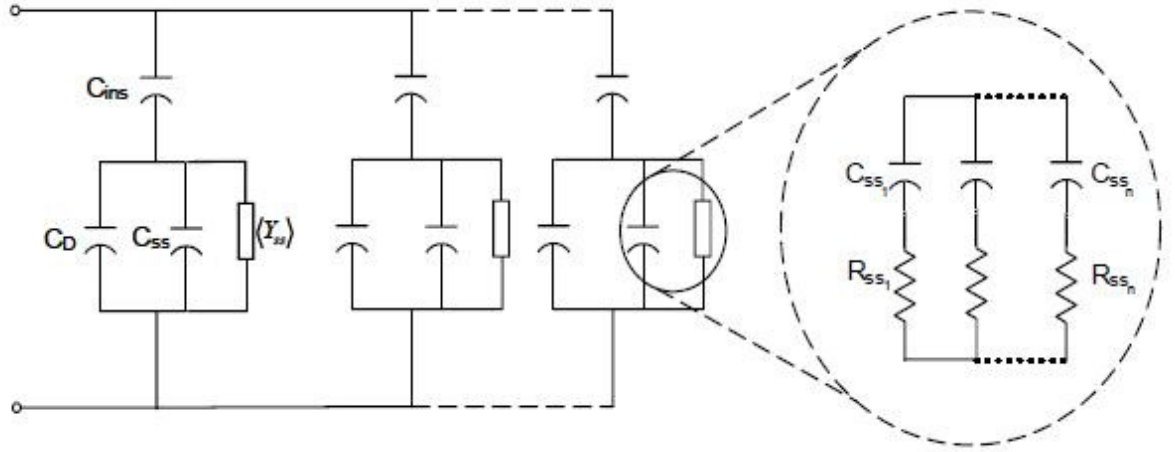
$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{2\tau_m} \ln(1 + \omega^2 \tau_m^2) \quad (1.51)$$

Dolayısıyla yasak enerji bandı boyunca enerjinin sürekliliği göz önüne alındığından bu teknik, süreklilik (continuum) modeli olarak isimlendirilmiştir. Tekil enerji düzeyi modeli ve süreklilik modeli kullanılarak elde edilen iletkenlik eğrileri karşılaştırıldığında, süreklilik modeli eğrilerinin tepe noktalarının yarısındaki eğri genişlikleri artmıştır. İletkenlik maksimumu  $\omega\tau = 1$  değerinde gözlenirken, süreklilik modelinde  $\omega\tau = 1.98$ 'e kaymış ve  $(G_p/\omega)$ 'nın tepe noktası 0.5'den 0.403  $C_{ss}$ 'ye düşmüştür. Deneysel çalışmalar süreklilik modelinin tekil enerji seviyeli modele göre daha başarılı sonuçlar verdiğini göstermektedir. Öte yandan süreklilik modeli kullanıldığında elde edilen iletkenlik eğrilerinde tepe noktalarının beklenenden daha geniş ve daha alçak değerde oldukları görülmüştür. Bu sonuçtan yola çıkılarak MIS yapıdaki iletkenlik kavramının daha iyi açıklanabilmesi için süreklilik modelinin genişletilmesi gerektiği anlaşılmıştır.

### 1.5.3 İstatistiksel model (Statistical model)

Süreklilik modelindeki eksiklikleri tamamlamak amacıyla Nicollian & Goetzberger, istatistiksel modeli öne sürmüşlerdir. Model, arayüzeydeki bant bükülmeleri dağılımının düzgün ve homojen olmadığı kabulüne dayanmaktadır. Buna bağlı olarak, dağılımın zamana bağlı dispersiyonundan da söz edilebilir.  $\tau$  zaman sabiti olmak üzere, bant bükülmelerine üstel olarak bağlıdır ( $\tau_p^{-1} = c_p N_A \exp[-q\psi_s/k_B T]$ ).  $\psi_s$  üzerindeki küçük değişimler,  $\tau$  üzerinde daha büyük değişimlere neden olmaktadır.

İstatistiksel modelde elektrot alanının tamamı bant bükülmelerinin ve arınma bölgesi genişliğinin ( $W$ ) kendi içinde düzgün olduğu küçük parçalara ayrılmıştır. Her küçük parça kendi içinde homojen bir yapıdadır ve her birinin bant bükülmesi ve arınma bölgesi genişliği birbirinden farklıdır. Bu varsayımlar altında bir MIS kapasitörün eş değer devresi, ayrılan parçaların elemanter kapasitans eş değerlerinin paralel kombinasyonuna eşittir (Şekil 1.22).



Şekil 1.22 İstatistiksel modele göre bir MIS kapasitörün eş değer devresi.  $C_D$  arınma bölgesi kapasitansı her bir parça için aynı değildir.

Dolayısıyla bu durumda  $Y_{ss}$  arayüzey admitansı yalnızca tek bir parça için geçerli olur. Bütün bir yüzeyin admitans ifadesini elde edebilmek için bant bükülmelerinin yüzey boyunca dağılımının Gauss dağılım fonksiyonuna uyacak şekilde olduğu hesaba katılmalıdır. Zira arayüzeydeki yük yoğunluğunun bir Gauss dağılım karakteristiği gösterdiği kabul edilmektedir. Sonuç olarak yüzey admitansı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\langle Y_{ss} \rangle = q \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{Y}_{ss}(u_s) P(u_s) du_s \quad (1.52)$$

$$P(u_s) = (2\pi\sigma_s^2)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(u_s - \bar{u}_s)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (1.53)$$

Denklem (1.52)'de  $\bar{Y}_{ss}(u_s) \equiv Y_{ss}$  olmak üzere, silikonun yasak enerji bandı boyunca yüzey durumu admitansdır ve herhangi bir ( $u_s = \psi_s/k_B T$ ) bant bükülmesi için yüzey enerji dağılımı üzerinden ortalaması alınmıştır.

$\langle Y_{ss} \rangle$ : bant bükülme miktarlarının hesaba katılmasıyla elde edilen ortalama yüzey admitansı,  $\sigma_s$ :  $k_B T/q$  cinsinden bant bükülmelerinin varyansı ve  $\bar{u}_s$ : bant bükülmelerinin ortalama değeri olmak üzere, süreklilik modeli için elde edilen iletkenlik ifadesi düzenlendiğinde aşağıdaki hali alır:

$$\langle G_p \rangle / \omega = \frac{q}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_{ss}}{\omega \tau} \ln(1 + \omega^2 \tau^2) P(u_s) du_s \quad (1.54)$$

Yüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) ve çoğunluk yük taşıyıcılarının yakalanma olasılığı ( $c_p$ ) sabit olduğundan integral dışına alınabilir. Denklem (1.54)'e zaman sabiti ve Gauss dağılım ifadeleri eklendiğinde, iletkenlik:

$$\frac{\langle G_p \rangle}{\omega} = q N_{ss} (2\pi\sigma_s^2)^{-1/2} \left( \frac{c_p N_A}{\omega} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{(u_s - \bar{u}_s^2)}{2\sigma_s^2}\right] \exp(-u_s) \tan^{-1}\left(\frac{\omega}{c_p N_A} \exp(u_s)\right) du_s \quad (1.55)$$

Denklem (1.55)'i sadeleştirmek ve ( $c_p N_A$ ) teriminden kurtulmak amacıyla emisyon ifadesi kullanılarak yeni bir değişken tanımlanırsa;  $\xi = \omega \tau_p = \omega (c_p N_A)^{-1} \exp(\bar{u}_s)$  ve  $\eta = u_s - \bar{u}_s$  için iletkenlik ifadesinin son hali aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{\langle G_p \rangle}{\omega} = \frac{q N_{ss} (2\pi\sigma_s^2)^{-1/2}}{2\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_s^2}\right) \exp(-\eta) \ln(1 + \xi^2 \exp(2\eta)) d\eta \quad (1.56)$$

Sonuç olarak istatistiksel modele dayanarak elde edilen iletkenlik ifadesi diğer modeller ile karşılaştırıldığında deneysel sonuçlarla en fazla tutarlılık gösteren iletkenlik ifadesi olarak kendini göstermektedir. Dolayısıyla iletkenlik ölçüm sonuçlarının yorumlanmasında süreklilik modelinin yanı sıra sıklıkla istatistiksel modele de başvurulmaktadır.

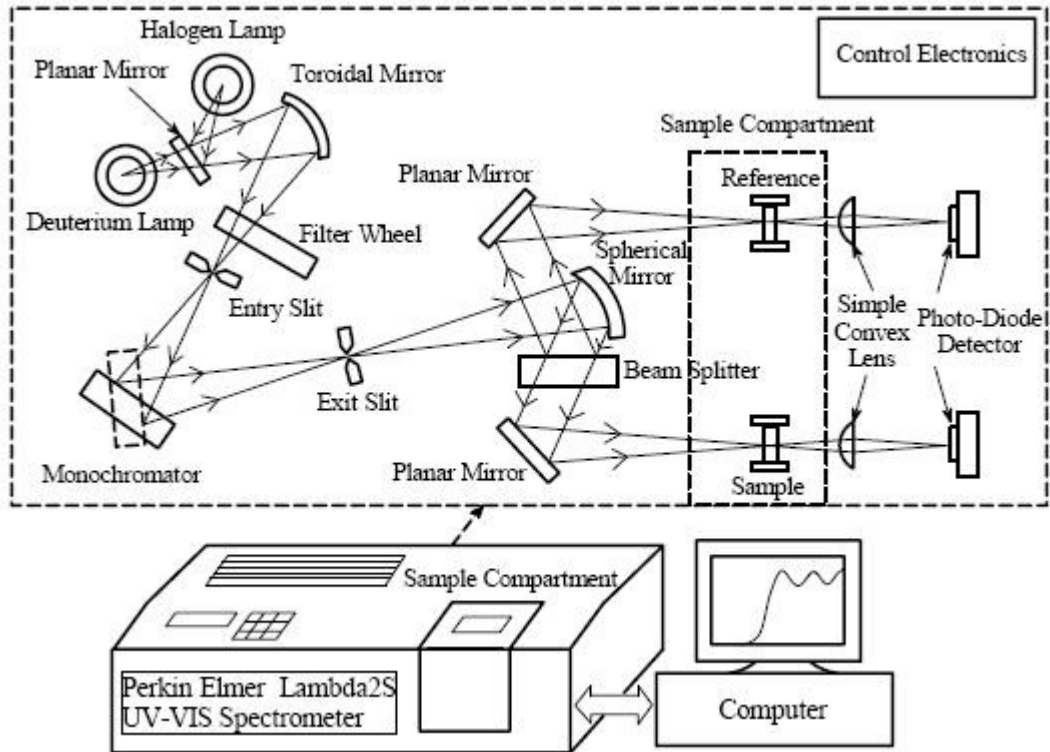
## 2. ÖLÇÜM SİSTEMLERİ ve FİLM ÜRETİMİ

### 2.1 Optik Analiz

#### 2.1.1 Morötesi – görünür bölge geçiş spektroskopisi

Morötesi-görünür bölge (UV-Visible) geçiş spektroskopisi filmin kalınlığını, kırıcılık indisini, soğurma katsayısını ve yasak enerji bandı aralığını belirlemede kullanılan bir optik analiz yöntemidir.

Optik geçiş spektroskopisi ölçümlerinde Perkin Elmer Lambda 2S - çift ışın demetli spektrometre kullanılır. Bu sistem 200 – 1100 nm dalga boyuna duyarlı 1053 şerit/mm holografik ızgara aralıklı içbükey bir monokromatör, fotodiyot dedektör ve bir bilgisayar içermektedir (Şekil 2.1). Işık kaynağı olarak döteryum ve tungsten-halojen lambalar kullanılır. Geçişler fotodiyot dedektörler tarafından algılanmaktadır.



Şekil 2.1 Morötesi – görünür bölge geçiş spektroskopisi sistemi (Sel, 2007).



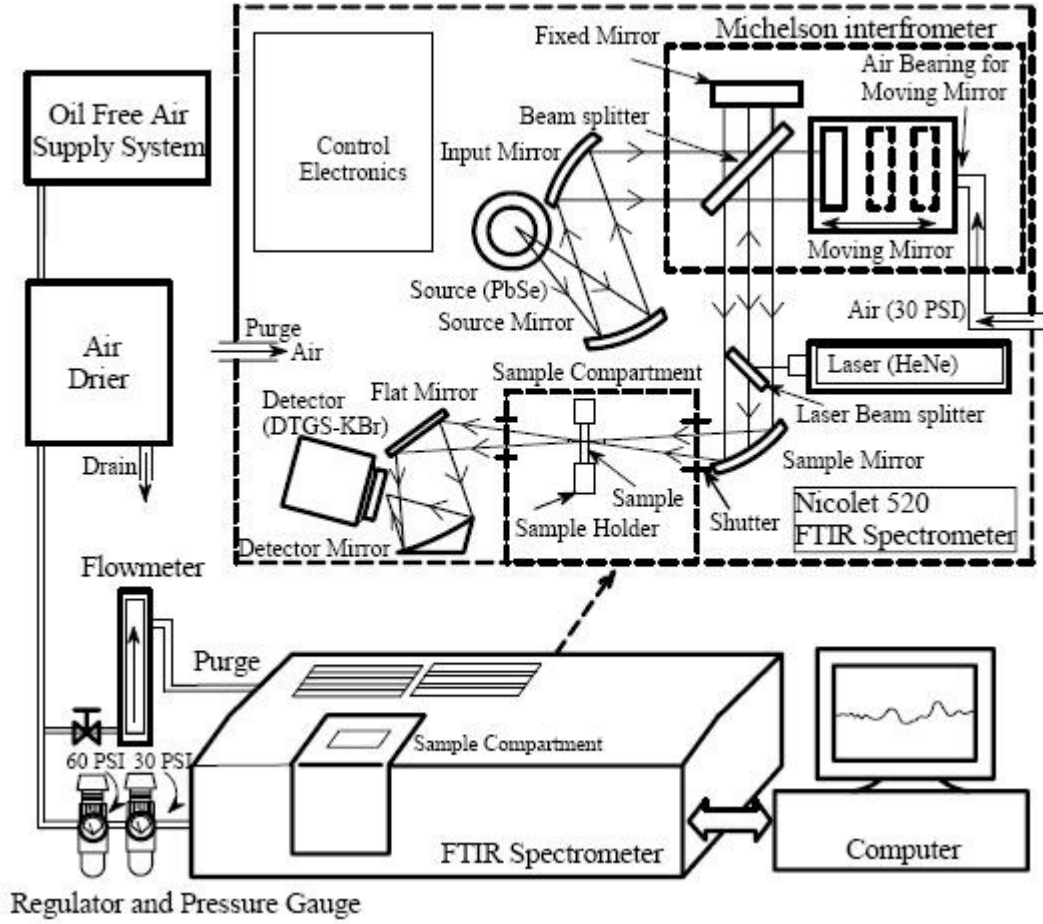
Spektroskopik ölçüm sonucu elde edilen ham veriler RS-232 seri port arabirimi ile bilgisayara aktarılarak optik analizler OptiChar© adı verilen program yardımıyla gerçekleştirilir. Analiz aşamasında OptiChar© tarafından kullanılan nümerik metotlar, film kalınlığı, kırıcılık indisi gibi parametreler için birden fazla olası sonuç verebilmektedir. Bu tür belirsizliklerden kaçınmak amacıyla, analiz yapılırken ek olarak zarf metodu (Swanepoel, 1983) kullanılmaktadır.

### 2.1.2 Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopi

Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopi (FTIR) filmin moleküler titreşim karakteristiklerini ve bağ yapısını analiz edebilme imkanı veren bir yöntemdir. FTIR sistemi, bir hava pompası, bir hava kurutma ünitesi, FTIR spektrometre ve bir bilgisayardan oluşmaktadır (Şekil 2.2).

Hava pompası ve kurutma ünitesinin görevi; sistemi su buharı,  $CO_2$  ve uçucu solventlerden arındırmak ve spektrometre içerisinde bulunan hareketli ayna için gerekli hava yastığı bağlantısını kontrol etmektir. Hava veya azot kullanılarak sistemin arındırılmasıyla, su buharı ve  $CO_2$  gibi istenmeyen gazların soğurulması engellenebilir. En iyi performans için hava yerine saf azot kullanılmalıdır.

FTIR spektroskopi ölçümleri Nicolet 520 spektrometre kullanılarak yapılır. FTIR spektrometre üç temel bileşenden oluşur: Işık kaynağı (PbSe), Michelson interferometresi ve dedektör (DTGS-KBr). Michelson interferometresi, sabit bir ayna, bir demet ayırıcı ve hareketli bir ayna içermektedir. Frekans değerlerinde sapma oluşturmadığı için geleneksel monokromatörün yerini almıştır. Sistemin kontrolü ve elde edilen verilerin işlenmesi bilgisayar tarafından yürütülür. Elde edilen tepe noktalarından soğurulan dalga boyu spektrumunun analizi için PeakFit© v4.12 programı kullanılmaktadır.



Şekil 2.2 Fourier dönüşüm kızılötesi spektroskopi (FTIR) sistemi (Sel, 2007).

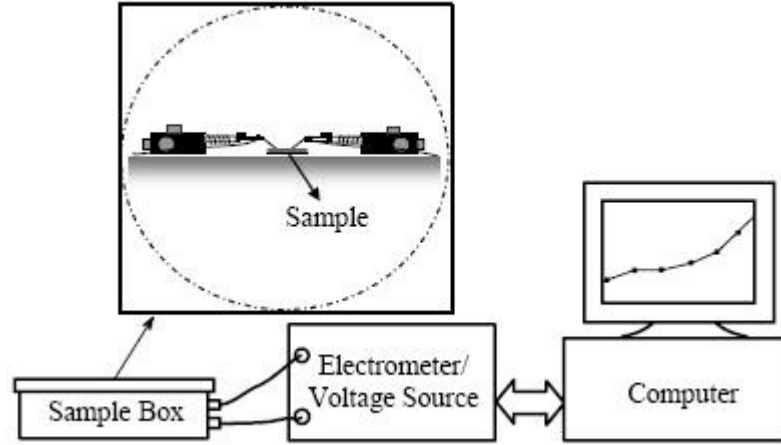
## 2.2 Elektriksel Analiz

### 2.2.1 İletkenlik ölçüm sistemi

Filmlerin elektriksel karakteristiklerini belirlemede iletkenlik ölçümleri önem taşımaktadır. İki farklı iletkenlik ölçüm sistemi bulunur. Bunlardan ilki oda sıcaklığında iletkenlik ölçümleri için diğeri ise sıcaklık değişimine bağlı iletkenlik ölçümleri için kullanılmaktadır.

Oda sıcaklığında iletkenlik ölçümleri için kullanılan sistem, sıcaklığa bağlı ölçüm sistemine göre daha basittir. Pratik ve hızlı ölçümler alma olanağı sağlayan bu sistem, bir elektrometre/gerilim kaynağı (KEITHLEY 6517), örneğin yerleştirildiği bir kutu ve bir bilgisayardan oluşur (Şekil 2.3).

İletkenlik ölçümü yapılacak örnek, kutu içerisinde üç boyutta hareket edebilen iğne şeklindeki kontaklar tarafından tutulur. İletkenlik verileri, LabVIEW© programı aracılığıyla kontrol edilen bilgisayar tarafından otomatik olarak alınır.



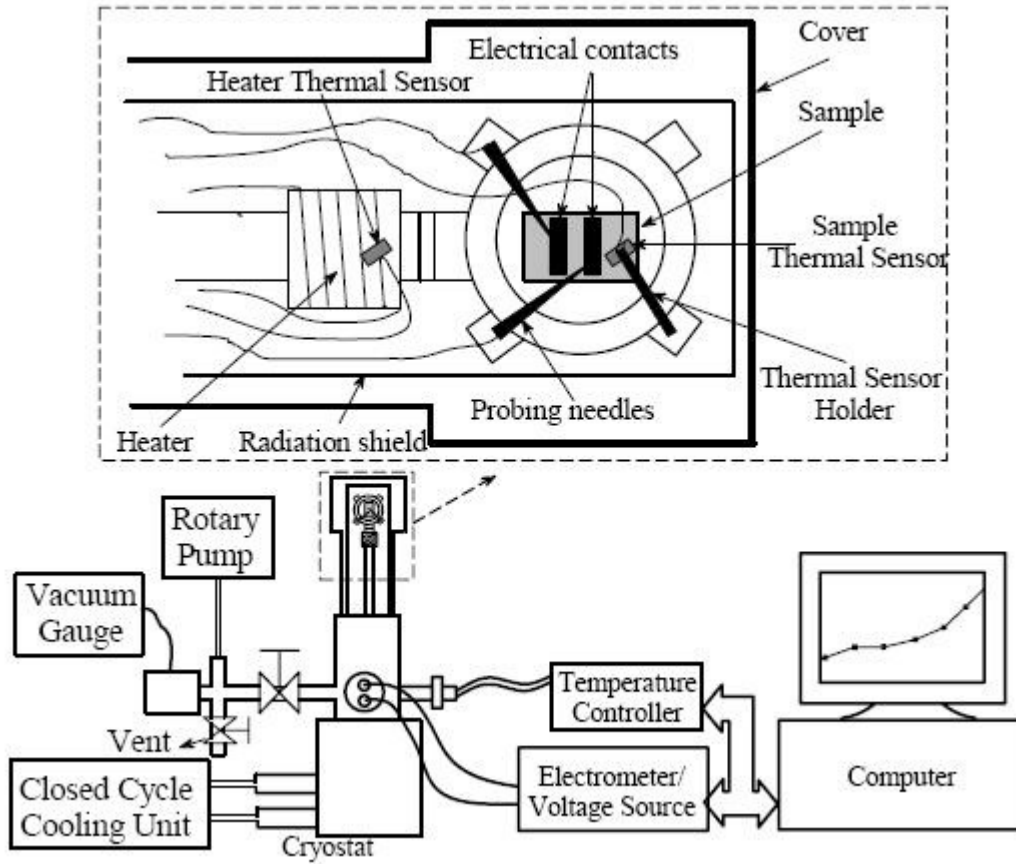
Şekil 2.3 Oda sıcaklığında (dc) iletkenlik ölçüm sistemi (Sel, 2007).

Sıcaklığa bağlı iletkenlik değişimlerinin ölçüldüğü sistem ise oda sıcaklığındaki iletkenlik ölçümlerinde kullanılan sisteme ilave bazı bileşenler içermektedir. Şekil 2.4’de örneğin konulduğu bölme ve sistemin kendisi görülmektedir. Sistemde soğutma için (ARS S204) kapalı döngü *He* sabit düşük sıcaklık kabı (cryostat) bulunmaktadır. Bu sayede örneğin sıcaklığı 13 – 450 K arasında istenilen değerde sabit tutulabilmektedir. Elektriksel ölçümler, düşük sıcaklık kabının (cryostat) ucunda bulunan iki iletken iğne kontakla yapılmaktadır. Sıcaklık ölçümleri ise ısıtıcının ve örneğin üzerinde konumlanmış olan sıcaklık sensörleri tarafından yapılır. Sıcaklık kontrolü, LakeShore 331 model sıcaklık kontrolcüsü\* tarafından, ısıtıcı üzerindeki sıcaklık sensöründen elde edilen verilerin denetlenerek ısıtıcı kazancının ayarlanmasıyla yapılmaktadır.

Örneğin bulunduğu bölme ışınım ve vakum muhafazalarıyla çevrilidir. Işınım muhafazası, siyah cisim ışınımını hapsederek daha düşük sıcaklıklara ulaşma imkanı sağlamaktadır.

\* Elektriksel ölçümlerin Semilab  $LN_2$  Bath-type cryostat ile alınması durumunda sisteme uyarlanan sıcaklık kontrol devresi Ek 2’den görülebilir.

Düşük sıcaklık kabı üzerinde yer alan vakum muhafazası ise, düşük sıcaklıklarda gerekli olan vakum ortamını sağlamaktadır. Sistemdeki vakum, döner pompa (rotary pump) tarafından oluşturularak vakum seviyesi iyonizasyon vakum ölçer (Leybold model) ile tespit edilmektedir.



Şekil 2.4 Sıcaklığa bağlı (dc) iletkenlik ölçüm sistemi (Sel, 2007).

### 2.2.2 Admitans ölçüm sistemi

Üretilen filmlerin statik (dc) elektriksel özelliklerinin yanı sıra zamana göre değişen dinamik (ac) elektriksel karakteristiklerinin de belirlenmesi, yüklerin davranışının anlaşılabilmesinde önemlidir. Bu nedenle admitans ölçüm teknikleri kullanılmaktadır. Elektriksel empedans kavramı; bir devrenin ac akıma karşı gösterdiği direncin bir ölçüsüyken, elektriksel admitans kavramı empedansın tam zıddı olarak; bir devre veya sistemin, elektrik akımının akmasına hangi mertebede izin verdiğinin bir ölçüsüdür. Frekans uzayında yer alan ve karmaşık bir sayı olan admitans ifadesi kararlı durum akımları için gerçek iletkenlik kısmı ve dinamik sanal suseptans bileşenlerinden oluşmaktadır. Aşağıda eşitliklerde empedans ifadesinden admitansa nasıl geçildiği ve admitans sabitleri görülmektedir (Edminister ve Nahvi, 1995).

$Z$  : empedans ( $\Omega$ ),  $R$  : rezistans ( $\Omega$ ) ve  $X$  : reaktans ( $\Omega$ ) olmak üzere, admitans ifadesi:

$$Z = R + jX \quad (2.1)$$

$$Y = Z^{-1} = \frac{1}{R + jX} = \left( \frac{R}{R^2 + X^2} \right) + j \left( \frac{-X}{R^2 + X^2} \right) \quad (2.2)$$

$$Y = G + jB \quad (2.3)$$

$$G = \Re(Y) = \left( \frac{R}{R^2 + X^2} \right) \quad (2.4)$$

$$B = \Im(Y) = \left( \frac{-X}{R^2 + X^2} \right) \quad (2.5)$$

Yukarıdaki eşitliklerde,  $Y$  : admitans ifadesi olmak üzere, SI sistemindeki birimi ( $\Omega^{-1}$ ) Siemens'dir.  $G$  : iletkenlik ( $\Omega^{-1}$ ) ve  $B$  : suseptans ( $\Omega^{-1}$ ) ifadelerini temsil etmektedir.

Dinamik yük karakteristiği incelenirken filmin elektriksel iletkenliği ve elektriksel kapasite özellikleri öne çıktığından, empedans ifadesindeki reaktans elemanının kapasitif bileşeni önem taşımaktadır. Dolayısıyla admitans ifadesinde suseptans elemanının kapasitif suseptansı temsil ettiği unutulmamalıdır. Empedans ifadesindeki rezistif ve kapasitif bileşenler göz önüne alınarak admitans ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$Z = R - jX_c \quad (2.6)$$

$$X_c = -\frac{1}{\omega C} \quad (2.7)$$

$R$  : rezistans,  $X_C$  : kapasitif reaktans olmak üzere, admitans ifadesi aşağıdaki hali alır:

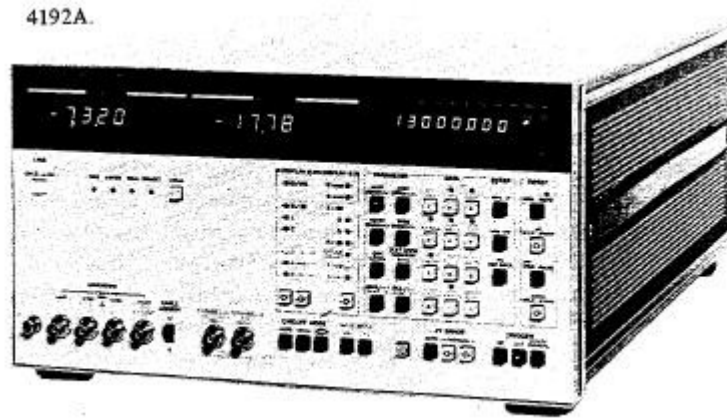
$$Y = Z^{-1} = G + jB_C \quad (2.8)$$

$$B_C = \omega C \quad (2.9)$$

$$Y = G + j\omega C \quad (2.10)$$

Sonuçta,  $Y$  : iletkenlik ve kapasitans bileşenlerini içeren admitans ifadesi,  $G$  : iletkenlik ( $\Omega^{-1}$ ) ve  $B_C$  : kapasitif suseptans ( $\Omega^{-1}$ ) ifadelerini göstermektedir.

Filmin söz konusu dinamik elektriksel özelliklerinin incelenmesinde HP 4192A empedans analiz cihazı kullanılmaktadır (Şekil 2.5).



Şekil 2.5 HP 4192A empedans analiz cihazı.

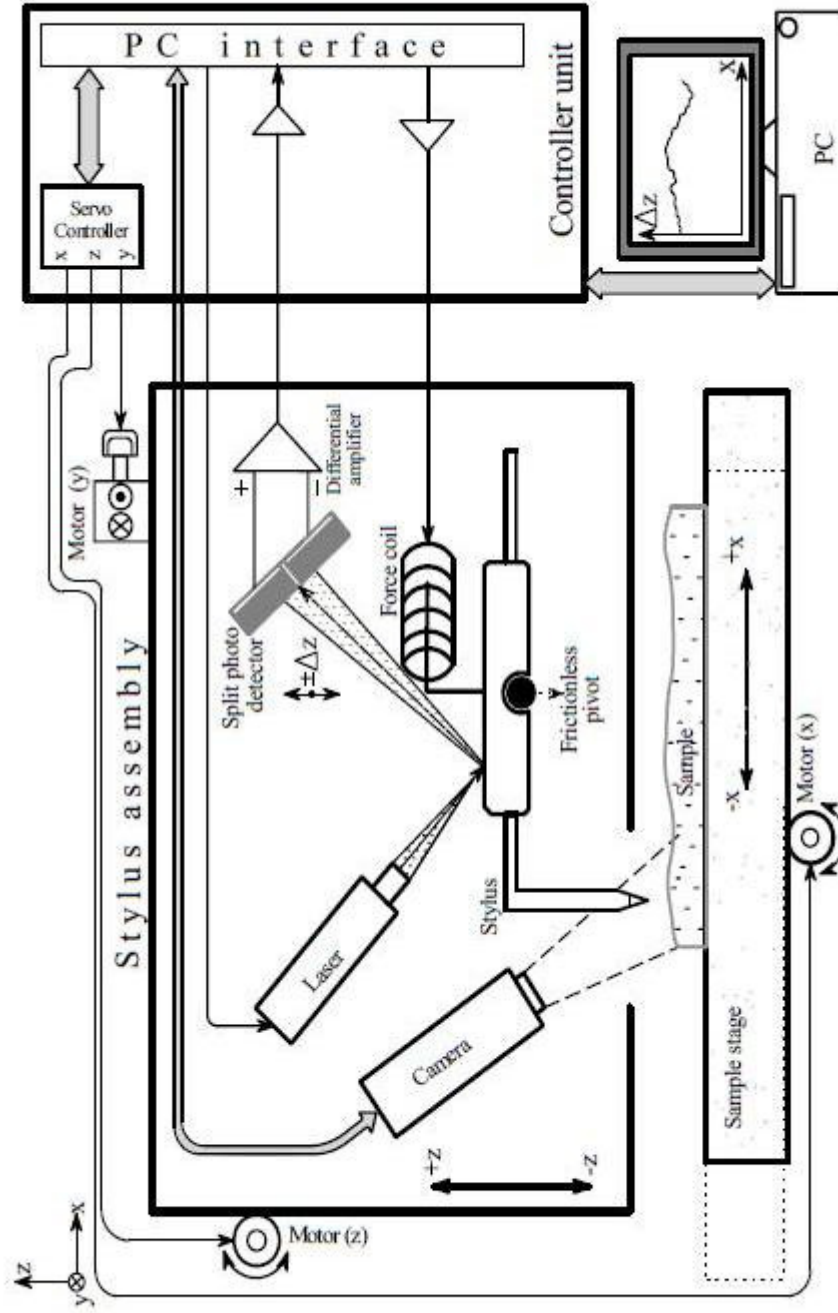
Bölüm 1.5 iletkenlik analizi metotlarında değinildiği üzere, seri ve paralel modda okuma yapabilen bu cihaz yardımıyla sistemin elektriksel iletkenlik ve kapasitans özellikleri belirlenebilmektedir. AC sinyal çıkış karakteristiği 5 Hz -13 MHz frekans aralığında 5mV – 1.1V(rms) genliğinde, DC sinyal çıkış karakteristiği  $\pm 35$  V olan cihaz, mutlak empedans ( $|Z|$ ), mutlak admitans ( $|Y|$ ), faz açısı ( $\theta$ ), rezistans ( $R$ ), reaktans ( $X$ ), iletkenlik ( $G$ ), kapasitans ( $C$ ), suseptans ( $B$ ) ve endüktans ( $L$ ) gibi pek çok empedans parametresinin ölçümüne izin vermektedir.



İğne, örneğin engebeli yüzeyi üzerinde ilerlerken kuvvet bobininin sürtünmesiz pivot üzerinde uygun momenti yaratması yardımıyla iğneye etkiyen kuvvet sabit tutulabilmektedir.

İğne yüksekliğinin belirlenebilmesi için iğneyi tutan düzlemin arkasında bulunan aynaya yansıtılan kırmızı lazer ışını bir fotodedektör (SPD) tarafından algılanır. İğne tutucu yatay konumdayken yüksekliğin sıfır olduğu referans konumundadır. Tutucu bu konumdayken lazer ışını SPD dedektörünün her iki alıcısı tarafından eşit olarak paylaşılır. Alıcılar tarafından kontrol ünitesine gönderilen sinyaller aynı olduğundan, genliklerinin farkı sıfırdır ve iğne yüksekliğinin de sıfır olduğu sistem içerisinde onaylanmış olur. Diğer yandan, iğne referans konumunda değilken, söz gelimi engebeli yüzey üzerinde bir tümsekte veya çukurda bulunuyorken, fotodedektörün alıcılarına yansıtılacak lazer ışınları farklı uzaklıklarda olacaktır. Dolayısıyla alıcılardan okunan sinyaller farklı olacağından, fark sinyali genliğinin uygun amplifikasyonu doğru iğne yüksekliğini verecektir. Bu işlem sistem içinde her bir veri noktası için yapılarak (bir ölçümde işlenen maksimum veri noktası sayısı 60000'dir) elde edilen veriler ışığında incelenen örnek yüzeyinin iki boyutlu resmi bilgisayar ekranında oluşturulur. Şekil 2.7'de mekanik profilometrenin şematik diyagramı görülmektedir.





Şekil 2.7 Mekanik profilometrenin şematik diyagramı (Anutgan, 2007).

## 2.4 Örnek Üretimi

### 2.4.1 Filmlerin kimyasal temizliği (RCA)

Filmler üretilirken her bir üretim döngüsünde ince kristal silikon levhaların yüzeylerinin temizlenmesi gerekir. Bu işlem için RCA temizleme adı verilen standart bir yöntem geliştirilmiştir. Temel prosedür 1965 yılında Werner Kern tarafından RCA (Radio Corporation of America)'da çalışırken keşfedilmiştir. Yarıiletken üretiminde kullanılan silikon levhaların, oksidasyon, difüzyon, kimyasal buhar biriktirme (CVD) gibi yüksek sıcaklık işlemlerine girmeden önce temizlenmesini sağlayan bir dizi aşamadan oluşmaktadır.

Bu aşamalar sırasıyla:

- Organik kirleticilerin kaldırılması (Organik temizleme)
- İnce oksit tabakanın soyulması (Oksit kaldırma)
- İyonik kirleticilerin temizlenmesi (İyonik temizleme)

olarak sıralanabilir.

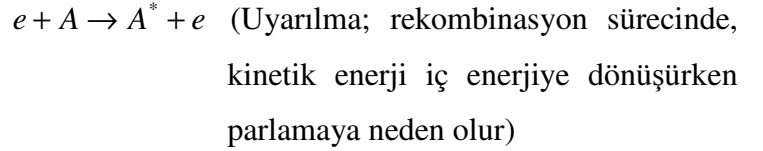
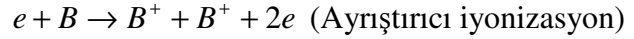
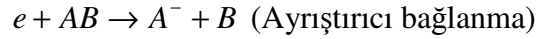
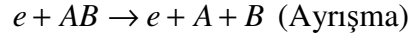
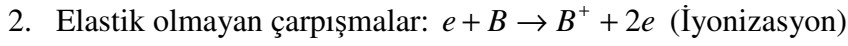
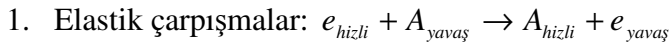
İlk aşama (SC-1), levhanın 1:1:5 ölçekli  $NH_4OH + H_2O_2 + H_2O$  solüsyon içerisinde  $75-80^{\circ}C$ 'de bekletilmesidir. Bu işlem sonucunda silikon levha üzerinde yaklaşık 10 angström kalınlığında ince silikondioksit bir tabaka oluşur. Metalik kirliliğin derecesine bağlı olarak sonraki aşamalarda bu tabaka kaldırılır.

İkinci aşamada levha,  $25^{\circ}C$ 'deki 1:50 ölçekli  $HF + H_2O$  solüsyon içerisinde kısa süre bekletilir. Bu sayede ince oksit tabaka kaldırılarak, iyonik kirleticilerin bir kısmı temizlenmiş olur.

Üçüncü ve son aşamada (SC-2), silikon levha  $75-80^{\circ}C$ 'deki 1:1:6 ölçekli  $HCl + H_2O_2 + H_2O$  solüsyonda bekletilerek kalan metalik (iyonik) kirleticilerden de arınması sağlanır.

### 2.4.2 Plazma ortamında film biriktirme tekniği

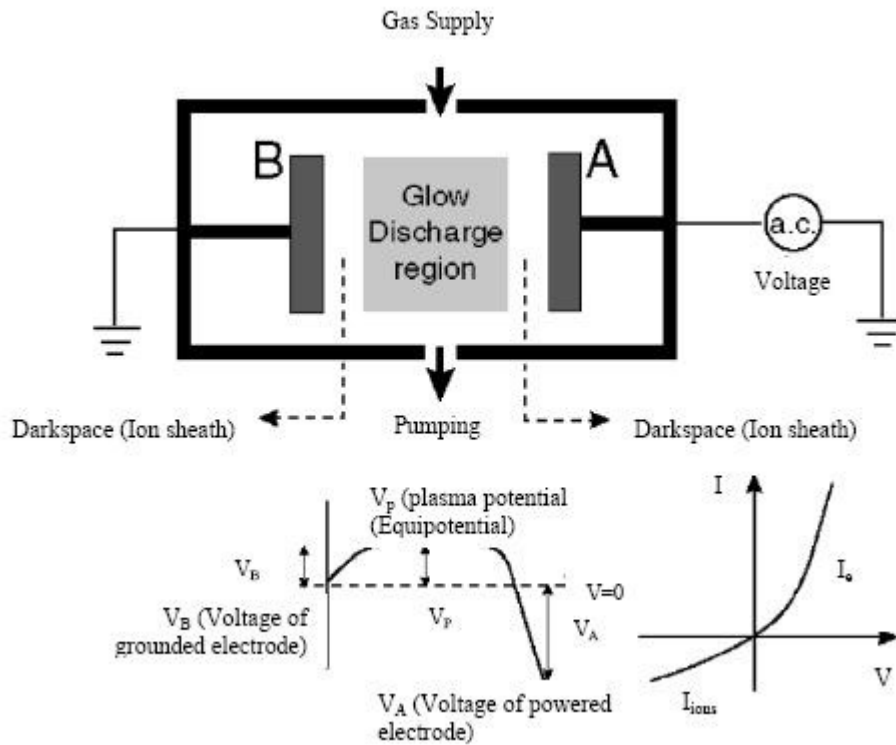
Düzensiz hareket eden ortalama yüksüz serbest parçacıkların oluşturduğu ortam plazma olarak adlandırılır. Yeterli elektrik alan altında, plazma reaktörü içerisindeki gaz kırılarak elektron veya kozmik ışınım yapmaya başlar. Kırınımına uğrayan gaz, elektron, iyon, radikaller ve diğer türden parçacıklardan oluşan oldukça reaktif bir plazma ortamı oluşturur. Plazma ortamında, parçacıklar arasında gerçekleşen çarpışmaların türleri çoğunlukla aşağıdaki gibidir (Atılğan, 1993; Lieberman, 1994):



Elektronun kütlesi ağır atomlara göre çok küçük olduğundan, elastik olmayan çarpışmalarda parçacıklar arasında küçük enerji alışverişleri gerçekleşir. Elektronlar enerjilerini çoğunlukla bu esnek olmayan çarpışmalarda kaybederler. Bu tür çarpışmalarda elektron ve iyon çiftleri yaratılırken, moleküler ayrışmalarda atom ve serbest radikaller yaratılır. Serbest radikaller yüksüz olmalarına karşın, tamamlanmamış kimyasal bağlanmalardan ötürü oldukça reaktiflerdir. Plazma kullanılarak film kaplama ve kaldırma işlemlerinin ardında bu radikaller yatmaktadır. Plazma ortamında aralıksız olarak yüklü parçacıklar yaratılır ve yok edilir. Kararlı durumda yüklü taneciklerin yaratılma ve yok edilme süreci birbirini dengeler. Diğer bir deyişle, plazma kendi ortamını sürdürür. Reaktör içerisinde plazma ortamı oluşur oluşmaz, elektrotlar arasında akım akmaya başlar. Şekil 2.8'de kapasitif çiftlenimli radyo frekansı (RF) deşarj diyagramı görülmektedir.

Yüklü parçacıkların yaratılabilmesi için yeterli genlikte uygulanan alternatif gerilimin negatif alternansında pozitif yüklü iyonlar, pozitif alternansında ise negatif yüklü iyonlar ve elektronlar (A) elektroduna doğru ivmelenirler. Bir tam periyot süresince pozitif iyonlara oranla daha çok elektron elektrotta toplanır. Dolayısıyla net bir negatif yüklenmeden söz edilebilir. Uygulanan alternatif gerilimin sonraki periyotları göz önüne alındığında, elektrotta biriken negatif yükler yeni gelen elektronları iterek, pozitif iyonları çekecektir. Kararlı durumda, elektroda doğru akan elektron yükü ile pozitif iyon yükü birbirine eşittir. Sonuçta elektrotta kalıcı bir negatif yük birikimi oluşarak,  $V_A$  negatif (dc) ofset gerilimine neden olur.

Elektrotlar arasındaki potansiyel üç temel bölgede dağılır (Şekil 2.8):  $V_B$  potansiyelindeki topraklanmış elektrot,  $V_p$  potansiyelinde bulunan deşarj bölgesi ve alternatif gerilim kaynağına bağlı toprağa göre  $V_A$  potansiyelindeki güç elektrodu. En büyük potansiyel düşmesi, toprağa göre daha negatif yüklenmiş olan güç elektrodunda meydana gelir. Bu sebeple güç elektrodu katot (A), topraklanmış elektrot anot (B) olarak adlandırılır. Örnekler anot üzerine yerleştirilirse plazma kaldırma veya biriktirme, katot üzerine yerleştirilirse reaktif iyon kaldırma işlemi gerçekleşir.



Şekil 2.8 Kapasitif çiftlenimli radyo frekans deşarjı.  $I_e$  ve  $I_{ions}$  elektron ve iyon akımları olmak üzere, potansiyel dağılımı elektrotlar arası bölgenin altındaki grafikte görülmektedir (Atılğan, 1993).

Elektronların kütleleri iyonlara göre küçük olduğundan daha hızlı ivmelenirler. Dolayısıyla elektronların elektrotlar arası bölgeyi ortalama geçiş süreleri iyonlarınkinden kısadır. Sonuç olarak herhangi bir anda iyon konsantrasyonu, elektron konsantrasyonundan büyüktür. Bu sebepten ötürü elektronların yakınında iyonlar tarafından oluşturulan uzay yükü bölgesi bulunur. Elektrottan çıkan elektronlar karanlık bölgeye girerlerken, uzay yükü bölgesinin oluşturduğu elektrik alandan dolayı ivmelenerek iyonizasyona neden olurlar. Bu bölge karanlık bölge veya iyon kılıfı olarak bilinir. Karanlık bölgede enerjilerinin büyük bir kısmını kaybeden elektronlar yavaşlarlar ve sadece uyarılmalara neden olabilirler. Deşarj bölgesinde görülen parlamalar elektronik olarak uyarılmış moleküllerdeki rekombinasyonlar sonucu gerçekleşir. Bu bölgede potansiyel yaklaşık olarak  $V_p$  plazma potansiyeline eşittir (Şekil 2.8).

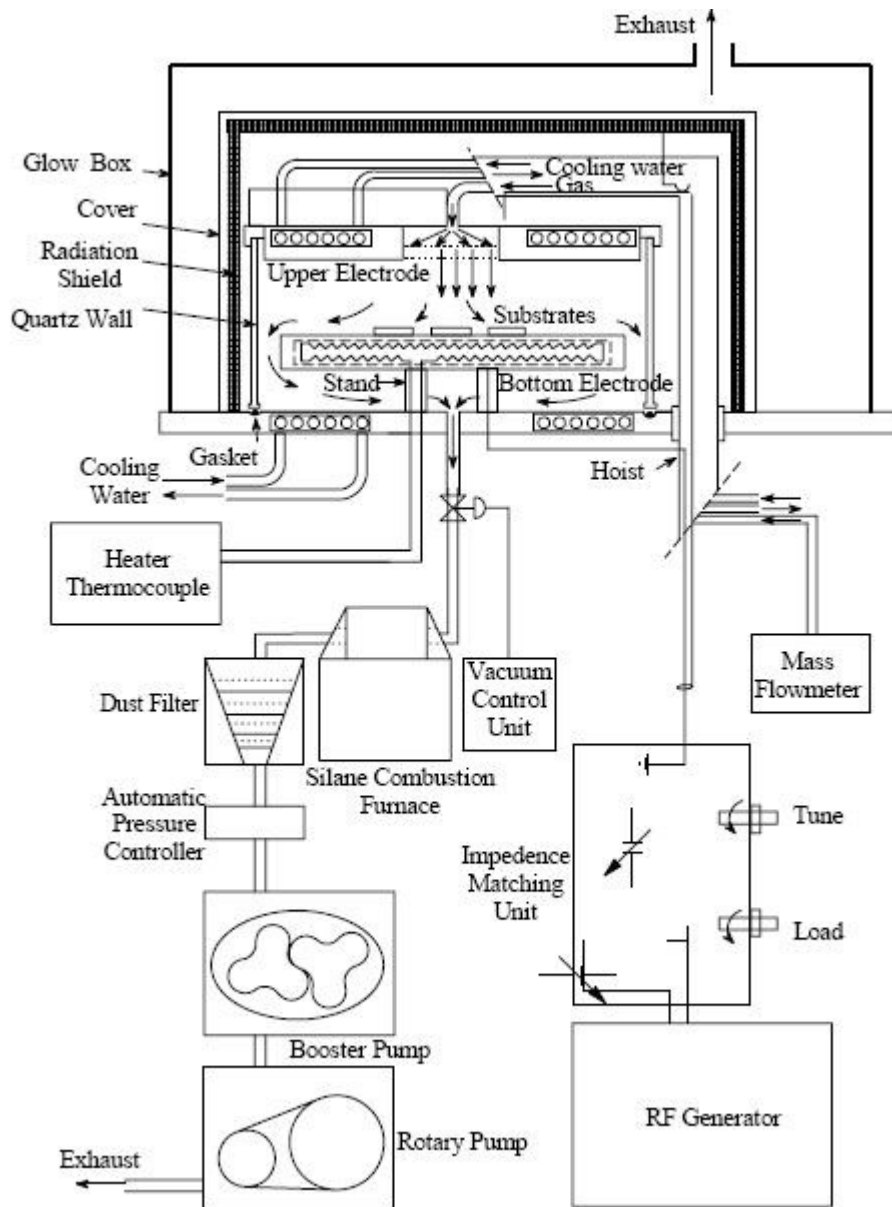
Plazmanın iletkenlik karakteristiği, sızdıran bir diyotun iletkenlik karakteristiğine benzer (Şekil 2.8). Uygulanan gerilimin frekansı çok düşük değerlerden (dc) daha yüksek değerlere (ac) artarken, belirli bir değerin üzerinde, kırılma noktasında yaratılan iyonlar, elektrotlar arası boşluğun yarısına bile çekilemezler. Öte yandan, hafif kütlelerinden dolayı elektronlar kolayca bu bölgeye çekilebilirler. Dolayısıyla elektron akımı her zaman iyon akımından büyüktür ( $I_e > I_{iyon}$ ). Daha yüksek frekanslarda, uygulanan alternatif gerilimin yarı periyodu süresince, elektronların büyük çoğunluğu pozitif elektroda sürüklenecek zamanı bulamaz. Bu durumda elektronlar, elektrotlar arası bölgede titreşim yapmaya başlayarak gaz molekülleriyle çarpışmaya maruz kalırlar. Söz konusu olayın gözlemlendiği aralık RF menzili olarak adlandırılır ve tipik olarak 25 kHz - 25 Mhz frekans aralığında gözlenir (Atılğan, 1993).

### 2.4.3 Plazma destekli kimyasal buhar biriktirme sistemi (PECVD)

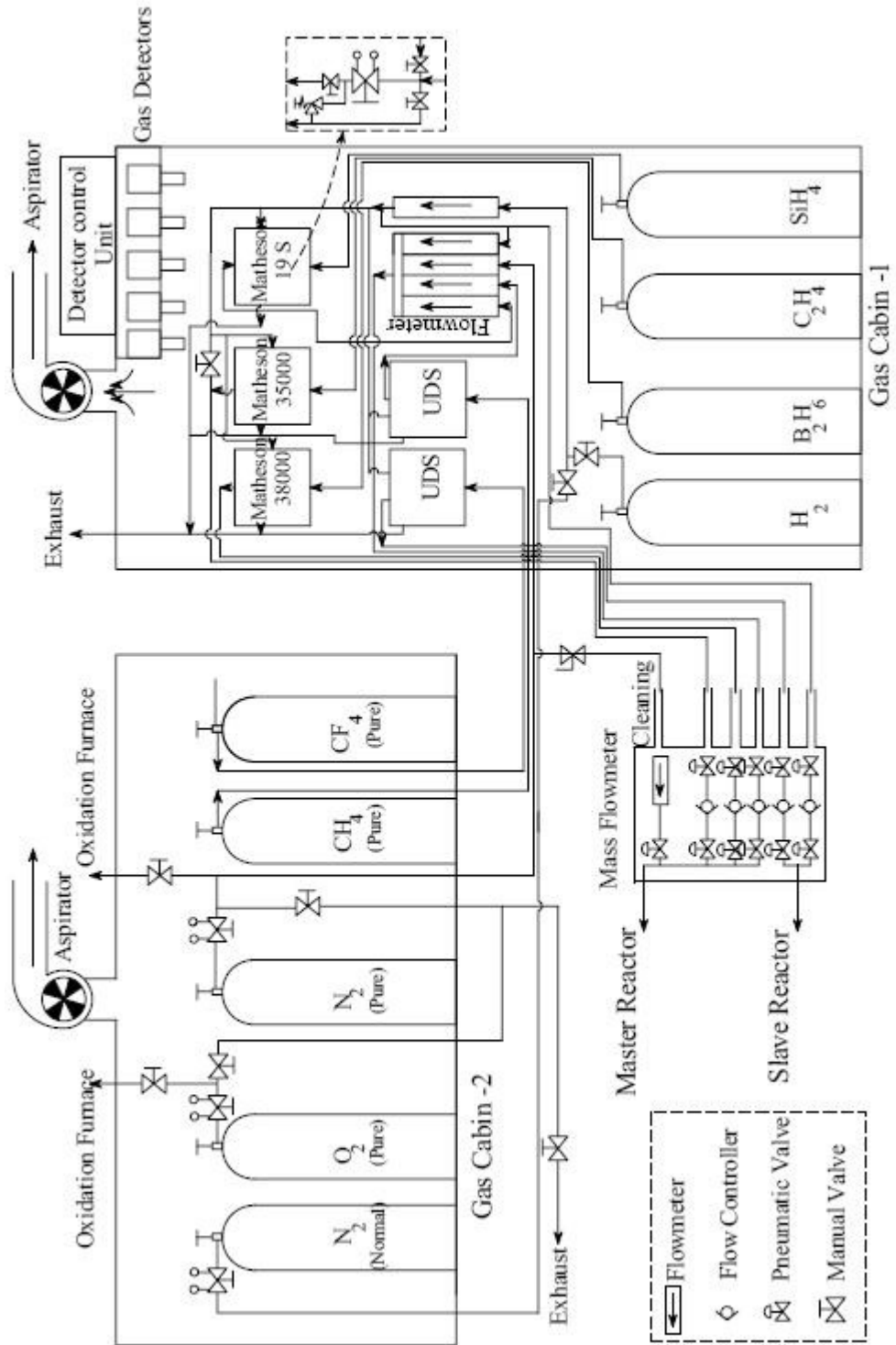
Plazma destekli kimyasal buhar biriktirme (PECVD) sistemi, film biriktirme işlemi amacıyla bir plazma reaktörü ve bir gaz kontrol ekipmanından oluşmaktadır (Şekil 2.9 ve Şekil 2.10). Sistemin kullanımı, basınç, sıcaklık, güç ve etkin gazların akış oranı gibi biriktirme parametrelerinin, hassas ve dikkatli kontrolünü gerektirir. Zira bu parametreler biriktirilecek filmin yapısal, elektronik ve optik özelliklerini doğrudan etkiledikleri için önemlidirler.

Film biriktirme işlemi, paralel plakalı kapasitör tipteki plazma reaktörünün alt elektrodu üzerinde gerçekleştirilir. Üst elektroda uygulanan RF gücü, sistemin temel parametrelerinden biridir ve efektif kontrolünü gerektirmektedir. RF gücü, 13.56 MHz frekansta titreşen kuvarz kristalin uygun yarıiletken elektronik devre yardımıyla genliğinin yükseltilmesi ve bir empedans eşleştirici üniteden geçirilmesiyle üst elektroda aktarılır. Jeneratörde üretilen gücün, kayıpsız olarak üst elektroda iletilebilmesi için empedansların eşitlenmesi gerekir. Eğer jeneratörün çıkış empedansı, reaktör elektrotlarının kapasitansını da içeren yük devresinin empedansına eşit değilse, gücün bir kısmı geri yansır ve tamamı iletilemez. Reaktör içerisinde bulunan 24 cm çapındaki elektrotlara iletilebilecek maksimum güç yoğunluğu  $0.66 \text{ W/cm}^2$  'dir.

Efektif ayrıştırma için gerekli olan vakum ortamının sağlanmasında hassas vakum kontrolü hayati önem taşımaktadır. Dahili pompalama sisteminin (döner pompa ve yardımcı itici pompa) pompalama oranı, vakum seviyesini 0.1 mTorr ile 760 Torr (atmosfer basıncı) aralığında ayarlama imkanı sağlayan otomatik basınç kontrol ünitesi tarafından kontrol edilir. Vakum kontrolünün yanı sıra gazların akış miktarlarının kontrolü de istenilen film biriktirme koşullarının oluşturulmasına yardımcı olur. Reaktör içerisindeki gazların bağlı konsantrasyonu, kütle akış kontrolörleri ve akı ölçerlerle ayarlanabilir. Kütle akış kontrolörleri, gazın tipine bağlı olarak gaz akış oranını 1-200 ccm arasında istenilen bir değerde tutabilir. Üretilen filmin özelliklerini kontrol edebilmek amacıyla, reaktör içerisinde alt elektrot üzerinde bulunan altlıkların sıcaklıkları ise  $0-400^\circ\text{C}$  arasında ayarlanabilmektedir.



Şekil 2.9 PECVD reaktörü (Sel, 2007).



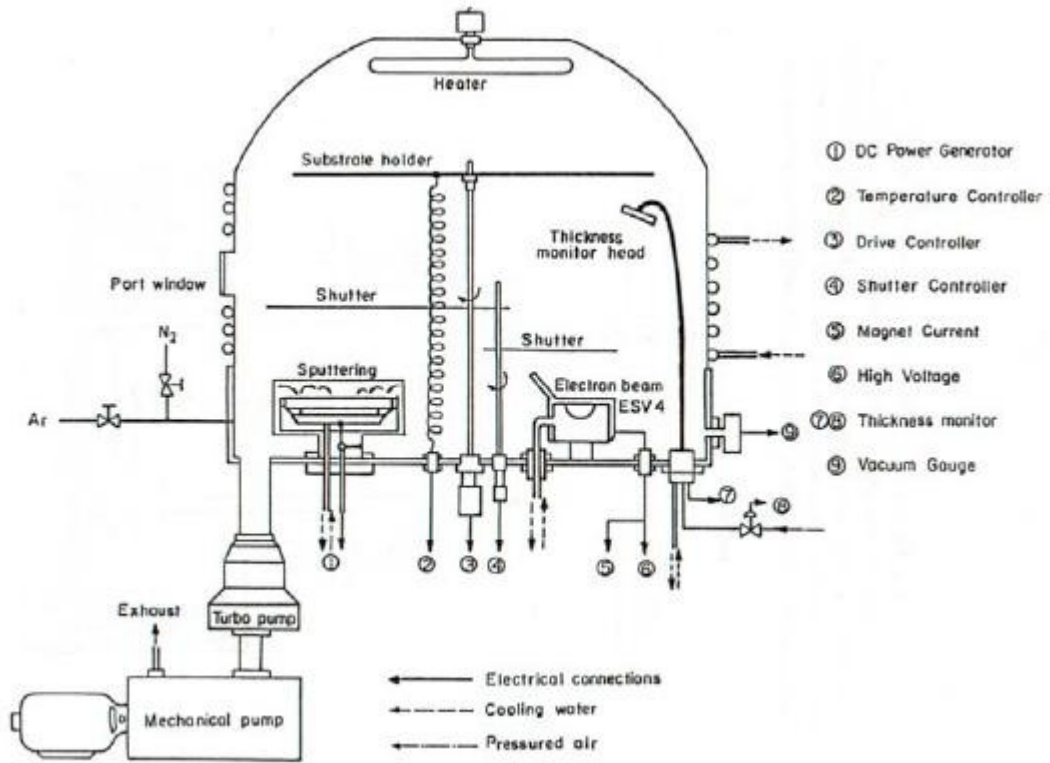
Şekil 2.10 Gaz dağıtım sistemi (Sel, 2007).



#### 2.4.4 Metal kontakların üretimi

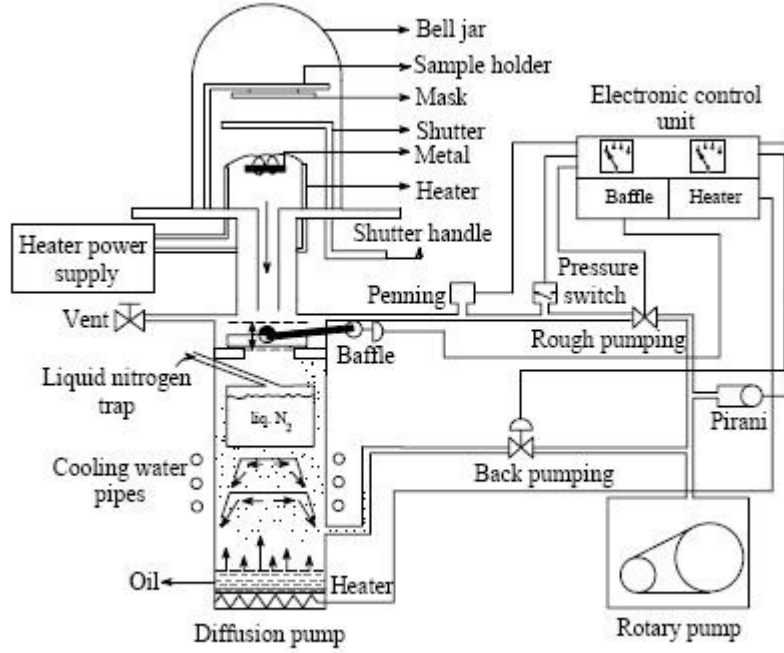
Filmlerin elektriksel karakterizasyon ölçümleri için metalle kaplanmaları gerekir. Dolayısıyla akım-gerilim ölçümlerinin yapılabilmesi için *Al*, *Cr* gibi metal kontakların film yüzeyinde biriktirilmesi gerekmektedir. Bu amaç için iki farklı metal kaplama sistemi kullanılır.

Metalizasyon sistemlerinden ilki, bir elektron demeti (e-beam) ve bir püskürtücü (magnetron sputtering) sistem içeren Univex 450 vakum sistemidir (Şekil 2.11). Univex 450'nin vakum pompalama mekanizması döner (rotary) ve turbo moleküler pompalara dayanmaktadır. Sistem çok hızlı bir şekilde, pirani ve iyon vakum ölçerlerin algılayabildiği  $10^{-6}$  Torr gibi düşük vakum değerlerine ulaşabilir. Biriktirilen metalin kalınlığı, bir piezo-elektrik kristalin rezonans frekansından yararlanılarak XTC kalınlık monitörü tarafından ölçülmektedir (Atılğan, 1993).



Şekil 2.11 Univex 450 e-beam ve magnetron sputtering sistemi (Atılğan, 1993).

Şekil 2.12’de görülen ikinci metalizasyon sistemi ise vakum altında çok yüksek sıcaklık gerektirmeyen *Al* kaplama işlemi için kullanılmaktadır. Bir rezistanslı buharlaştırma ünitesi, bir döner pompa ve bir difüzyon pompası içeren sistemin vakum düzeyinin ölçümü pirani ve penning vakum ölçerlerle yapılmaktadır.



Şekil 2.12 Metal (*Al*) kaplama sistemi (Sel, 2007).

### 3. DENEYSEL ÖLÇÜMLER ve TARTIŞMALAR

#### 3.1 PECVD Yöntemiyle Büyütülen BN Filmin Özellikleri

PECVD yöntemi kullanılarak ucuz ve kolay şekilde üretilebilen h-BN filmler, üretim tekniği ve stokiyometrik yapı problemlerinden dolayı çok miktarda arayüzey kusuru içermektedir. Elektriksel iletkenliği doğrudan etkileyen söz konusu yerel kusurlar, admitans ölçüm teknikleriyle incelenebilmektedirler. Üretilen filmin admitans analizinin yapılabilmesi için MS (metal/yarıiletken) ve MIS (metal/yalıtkan/yarıiletken) ya da MIM (metal/yalıtkan/metal) aygıtların hazırlanması gerekmektedir. Yerel kusurlar tarafından tuzaklanan yük miktarı, MIM ve MIS yapıya dışarıdan uygulanacak dc ve ac gerilimler yardımıyla elektrotta serbest yük taşıyıcılarının biriktirilmesi sayesinde değiştirilebilir. Tuzaklanmış olan yüklerin hareketi ise admitans ölçümünde kapasitans ve iletkenlik kısımlarından izlenebilmektedir.

Dielektrik filmin geometrik kapasitansının ölçülmesinde MIM yapı MIS yapıya göre daha avantajlıdır. Zira MIM yapıda bir yarıiletken kapasitansı mevcut değildir. Dielektrik sabitin bilinmesi durumunda geometrik kapasitans kullanılarak üretilen filmin kalınlığı veya tam tersi olarak film kalınlığının bilinmesi durumunda dielektrik sabiti belirlenebilir. Diğer yandan, enerji bantlarının düz olduğu ( $V_{FB}$ ) gerilimi altında sistemin yük durumu belirlenmek istendiğinde, yarıiletken tarafındaki alt elektrot bir referans teşkil edeceğinden MIS yapı MIM yapıya göre avantaj kazanmaktadır. MIS yapının  $V_{FB}$  referans gerilimine karşılık gelen  $C_{FB}$  kapasitansı deneysel olarak belirlenerek, yalıtkan filmin toplam yük miktarı  $V_{FB}$  geriliminden türetilir. Ayrıca ( $V_G$ ) ön elektrot gerilimi değiştirilerek, yarıiletkenin (p-Si) Fermi enerji düzeyinin yasak enerji bandı ortasından valans bandı kenarına kadar olan enerji aralığını taraması sağlarsa, bu enerji aralığındaki yerel kusur yoğunluğunun dağılımı da elde edilebilir.

Bu tez çalışmasında, BN malzeme güçlü bir dielektrik yani yalıtkan olduğundan, özellikle MIS yapı üzerinde durulmuştur. p-tipi kristal silikon üzerinde büyütülen h-BN filmin yerel kusur yoğunluğu admitans spektroskopisi yardımıyla incelenmiştir. Admitans analizi sırasında, h-BN/p-Si arayüzeyindeki kusurların bulunmasında iletkenlik analiz metodlarından Süreklilik Modeli (Continuum Model) kullanılmış, arayüzeyde tuzaklanan yerel yük dağılımının belirlenmesinde ise İstatistiksel Model (Statistical Model) başvurulmuştur.

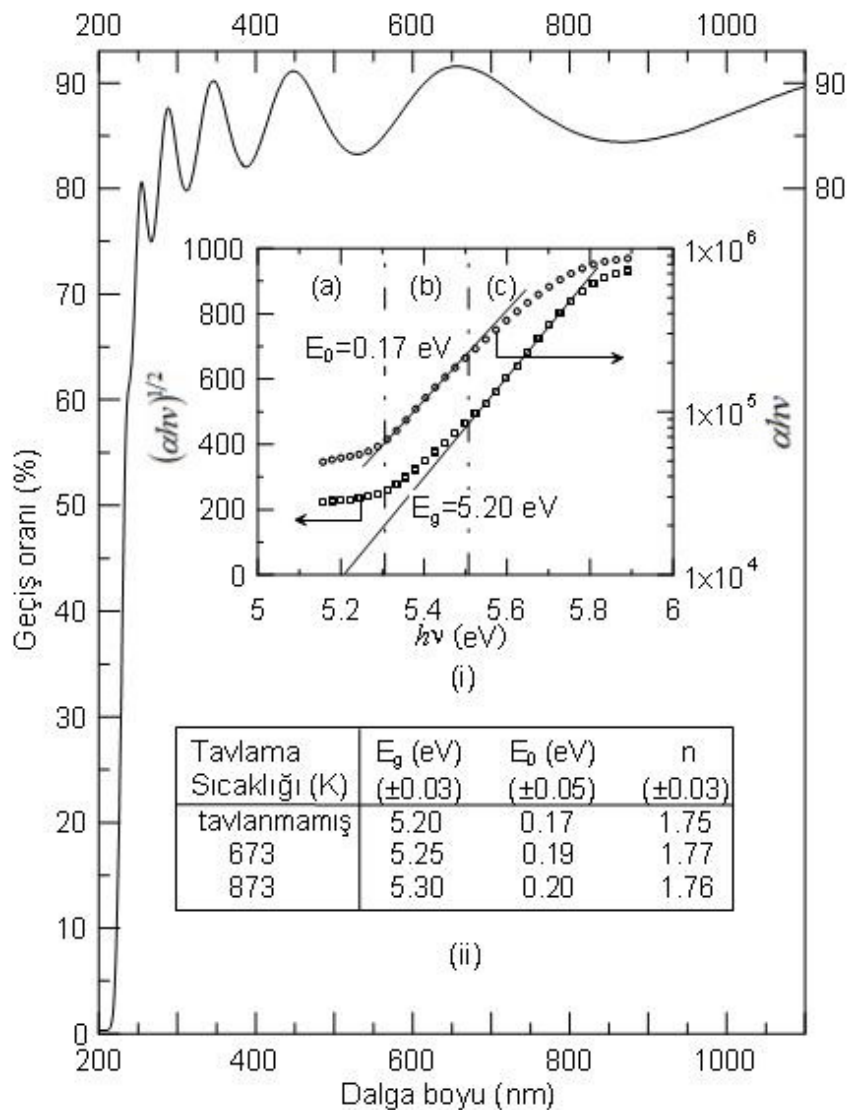
### 3.2 Örneklerin Hazırlanması ve Ölçüm Cihazları

Kızılötesi spektroskopi (FTIR) ve admitans analizleri için iki adet (1 0 0) yönelimli p-tipi silikon altlık ( $50\ \Omega\ \text{cm}$  ve  $2\ \Omega\ \text{cm}$ ) standart RCA temizlik prosedürüne tabi tutulmuştur. Morötesi-görünür bölge optik geçişi, film kalınlığı ve admitans ölçümlerinde altlık olarak kullanılan; kuvars, cam ve cam üzerine kaplanmış alüminyum plakalar ise yağ çözücü içinde kaynatıldıktan sonra seyreltik hidrojen peroksit ( $H_2O_2$ ) ve triklor etilen ( $C_2HCl_3$ ) solüsyona daldırılarak temizlenmeleri sağlanmıştır. Altlıklar, ( $\mu P$  80, Plasmalab) PECVD sistemin topraklanmış alt elektroduna yerleştirilmeden önce, MIS yapı için hazırlanan altlığın arka kısmı alüminyum (Al) ile kaplanarak ohmik kontak oluşturmak amacıyla  $530^\circ\text{C}$  'de azot atmosferinde tavllanmış ve ön yüzü seyreltik hidröflorik asit (HF) solüsyonunda yüzdürülerek temizlenmiştir. Daha sonra *h* – BN filmi 13.56 MHz PECVD tekniğiyle büyötmek üzere, 0.5 Torr basınç ve  $300^\circ\text{C}$  sıcaklık altında üretim parametreleri: RF gücü:  $0.55\ \text{W}/\text{cm}^2$ , Gaz akışı oranı: Amonyum ( $NH_3$ )  $20\ \text{cm}^3/\text{dk}$  ve Diboron ( $B_2H_6$  - %15 hidrojen seyreltik)  $4.5\ \text{cm}^3/\text{dk}$  olacak şekilde ayarlanmıştır. Büyötmme işleminin tamamlanmasıyla MIS (Al/BN/p-Si/Al) ve MIM (Al/BN/Al) yapıları üretebilmek için 0.15 cm çaplı kontak maskesi kullanılarak alüminyum, film üzerinde biriktirilmiş ve ön elektrot oluşturulmuştur. Üretilen BN filmin kalınlığı (Ambios XP-2) profilometre ile ölçölerek 375 nm olarak belirlenmiş ve büyüme hızı  $4.2\ \text{nm}/\text{dk}$  olarak hesaplanmıştır. Film, azot ortamında  $475^\circ\text{C}$  ve  $650^\circ\text{C}$  sıcaklıklarda 90 dakika süresince tavlannmıştır.

(Lambda 2S, Perkin Elmer) morötesi-görünür bölge spektrometresi ile alınan optik geçiş ölçümlerinde filmin kırıcılık indisi ( $n$ ), optik yasak enerji aralığı ( $E_G$ ) ve kuyruk durumların karakteristik enerji genişliği ( $E_0$ , Urbach enerjisi) elde edilmiştir. Ayrıca (Nicolet 520) ile alınan kızılötesi spektrum ölçümleri sonucunda BN yapının farklı fazlarının atomik titreşim karakteristikleri göz önüne alınarak üretilen filmin bağ yapısı hakkında bilgi sahibi olunmuştur. Optik analizlerin ardından filmin elektriksel özelliklerinin belirlenebilmesi amacıyla, ilk önce (Keithley 6517) iletkenlik ölçüm sistemi kullanılarak MIS yapının oda sıcaklığında yatay ve dikey doğru akım karakteristiği belirlenmiş, sonrasında (HP 4192A) LCR metre yardımıyla 3 kHz – 100 kHz frekans aralığında admitans analizi yapılarak MIS yapıdaki yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde bulunan yerel kusur yoğunluklarının dağılımı ve elektriksel iletkenliğe olan etkileri incelenmiştir.

### 3.3 Optik Karakterizasyon

Optik iletkenlik ölçümleri morötesi-görünür bölge (200-1100nm) dalga boyu aralığında alınmıştır (Şekil 3.1). *BN* film içinde ışığın aldığı yol (*n.d*) optik iletkenlik spektrumundaki geçirgen bölge saçaklarından bulunmuştur (Swanepoel, 1983). Önceden elde edilmiş olan film kalınlığı (*d* optik yolu) kullanılarak filmin kırıcılık indisi yaklaşık ( $n=1.75$ ) olarak hesaplanmıştır. Söz konusu optik kırıcılık indisi değerinin tavlama işlemi sonrasında önemli bir değişikliğe uğramadığı görülmüştür.



Şekil 3.1 *BN* filmin büyütülmesi aşamasında alınan morötesi-görünür bölge optik geçiş spektrumu grafiği. (a) zayıf soğurma (b) orta şiddetli soğurma (c) kuvvetli soğurma bölgeleri görülmektedir.

Yığılma bölgesinde alınan kapasitans-gerilim ( $C-V$ ) ölçümlerinde, en yüksek frekansa karşılık gelen kapasite değeri için kırıcılık indisi, ( $\epsilon$ : elektriksel geçirgenlik olmak üzere,  $n \approx \sqrt{\epsilon}$  ve  $A$ : elektrot alanı olmak üzere,  $C = \epsilon \frac{A}{d}$  için)  $n = 1.78$  olarak bulunmuştur.

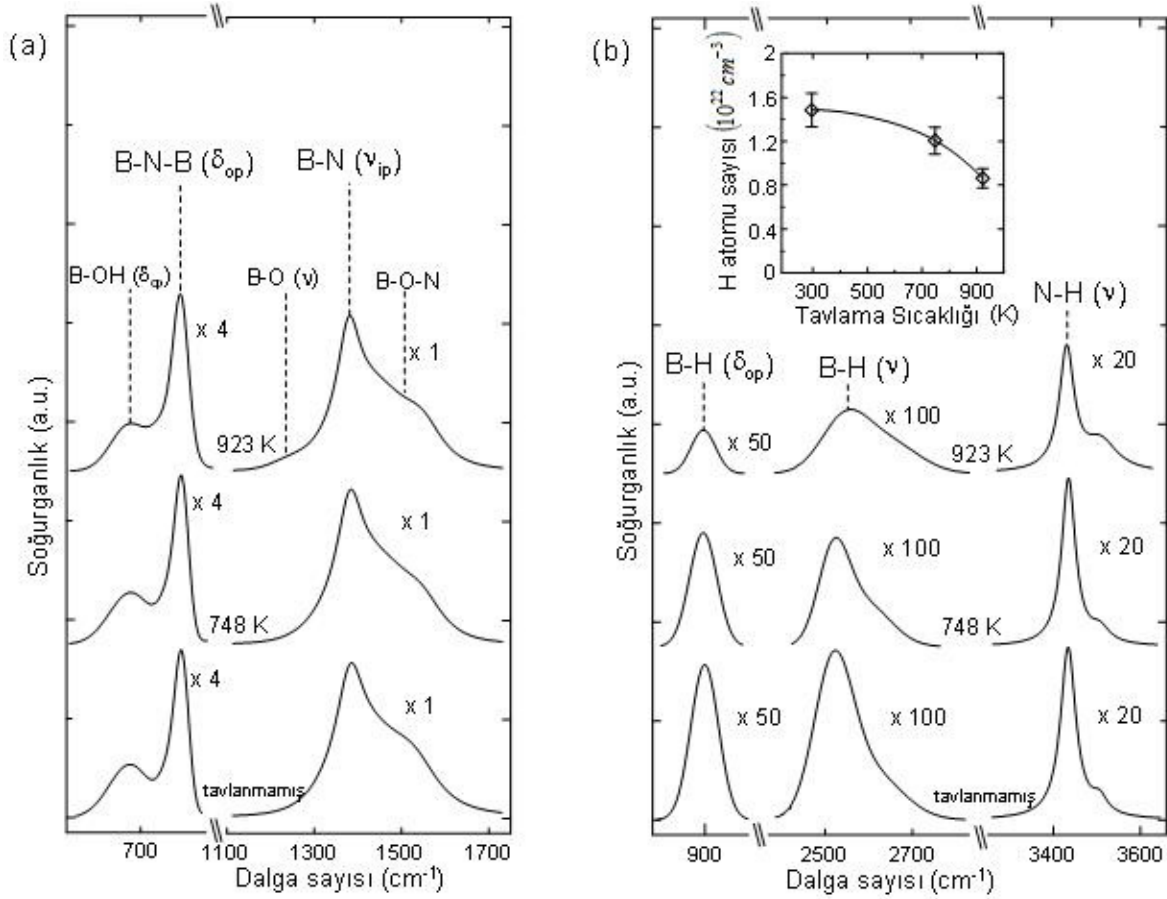
Soğurma katsayısı ( $\alpha(h\nu)$ ) gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olmak üzere, optik geçiş spektrumunun soğurma bölgesinden hesaplanmıştır. Yasak enerji bandı aralığı (optik bant) ise  $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$  grafiğinde, eğrinin lineer uzantısının  $h\nu$  (eV) enerji eksenini kestiği noktadan elde edilmiştir. Uygulanan bu yaklaşım kusurlu yarıiletkenler için uygun ve yeterlidir. Tavlama sıcaklığının artmasıyla yasak enerji bandının genişliği 5.20 eV'tan 5.30 eV'a yükselmiştir (Şekil 3.1). Gözlenen bu değerler  $h-BN$  yapının yasak bant aralığına yakınlık göstermektedir (Battiston vd., 2005).

Kuyruk durumların yoğunluğunun belirlenebilmesi için  $\log(\alpha h\nu) - h\nu$  grafiği çizilmiş, orta şiddette soğurmanın gözleendiği bölgede ekstrapole edilen eğrinin eğiminden sistemin Urbach enerjisi ( $E_0 = 0.17$  eV) olarak bulunmuştur.

Bant genişliğindeki artışa benzer şekilde, tavlama sıcaklığının yükselmesiyle Urbach enerjisinin de yavaşça artış göstererek 0.20 eV'a ulaştığı görülmüştür (Şekil 3.1).

PECVD yöntemiyle büyütülmüş  $BN$  filmin kızılötesi spektrumundan elde edilen veriler ise Şekil 3.2'de görülmektedir.  $795 \text{ cm}^{-1}$  ve  $1388 \text{ cm}^{-1}$  civarlarında gözlenen tepe noktaları film yapısının kristal ( $h-BN$ ) yapıdan çok, turbostratik ( $t-BN$ ) faz karakteristiğinde olduğuna işaret etmektedir (Mirkarimi vd., 1997). Şekil 3.2a'da görülen  $1388 \text{ cm}^{-1}$  civarındaki geniş tepe noktalarının kademeli düşüşü, ortamda bulunan oksijen atomları nedeniyle  $B-O-N$  bağlarının titreşim modunda bulunuyor olmaları ile açıklanabilir (Su, 1998). Diğer yandan, tavlama sıcaklığının artmasıyla  $B-O$  bağlarında oluşan gerilim aynı grafikte  $1250 \text{ cm}^{-1}$  civarında görülmektedir.

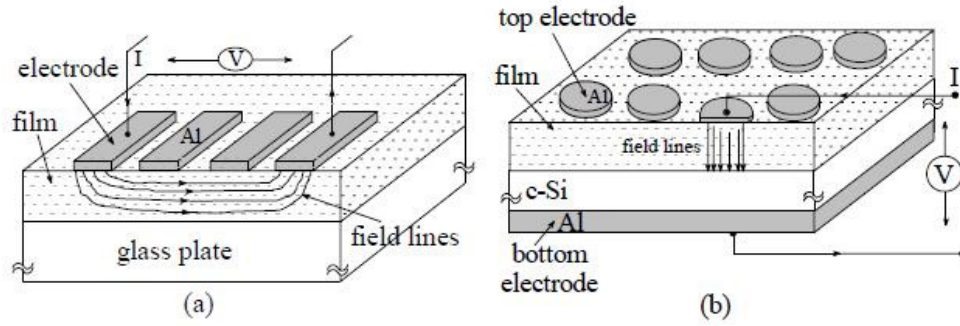
Şekil 3.2b’de görüldüğü üzere, tavlama işlemi hidrojenin filmi terk etmesine yol açmıştır.  $B-H$  ve  $N-H$  bağları için kalibrasyon sabitleri (Godet vd., 1991; Park vd., 2001) kullanılarak sistemdeki hidrojen yoğunluğunun sıcaklığa bağlı düşüşü hesaplanmıştır.



Şekil 3.2 Filmin kızılötesi spektroskopi sonucu elde edilen atomik bağ yapısı. (a) sistemde bulunan oksijen kirliliğinin bağ yapısına etkisi (b) tavlama etkisiyle hidrojen yoğunluğunun sıcaklığa bağlı olarak düşüşü.

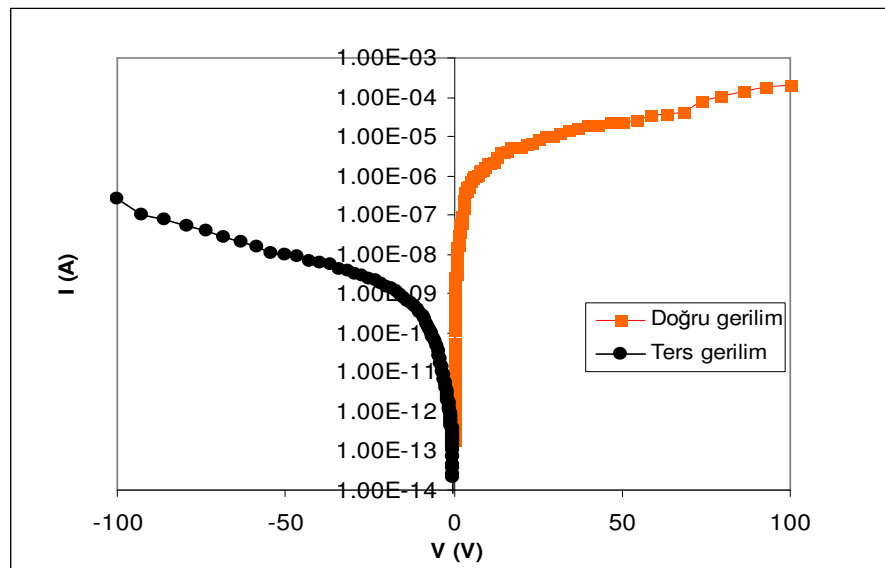
### 3.4 Elektriksel İletkenlik Ölçümü

Üretilen filmlerin elektriksel yalıtkanlık davranışlarının anlaşılmasında dc akım karakteristiklerinin belirlenmesi önem taşımaktadır. Bu amaçla, yüksek dielektrik özelliğe sahip malzemelerin akım-gerilim ölçümlerinin alınabilmesine olanak sağlayan Keithley 6517 elektrometre yardımıyla, MIS (Al/BN/p-Si) yapının oda sıcaklığında dikey ve yatay (Şekil 3.3) akım-gerilim karakteristikleri incelenmiştir.



Şekil 3.3 (a) Yatay ve (b) dikey kontaklardan elektriksel iletkenlik ölçümü (Anutgan, 2007).

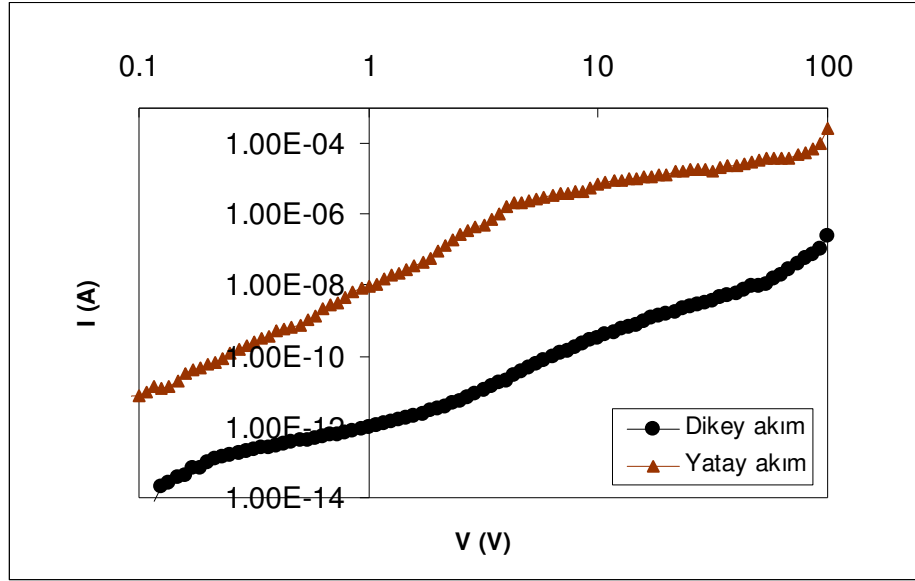
Dikey kontaklardan alınan ölçümler sonucunda, MIS yapının yüksek gerilim altında bir diyot karakteristiği sergileyerek, doğrultucu özellik gösterdiği anlaşılmıştır (Şekil 3.4).



Şekil 3.4 Doğru ve ters bias gerilimi altında MIS (Al/BN/p-Si) yapının akım-gerilim karakteristiği.



Şekil 3.3a'da görüldüğü üzere, bias geriliminin yatay kontaklara uygulanması ile metal/yalıtkan arayüzündeki kanal boyunca güçlü bir elektrik alan oluşur. Dolayısıyla yatay akımın, dikey kontaklardan ölçülen akıma oranla ( $\approx 10^2 - 10^3$  katı kadar) daha büyük olması beklenebilir (Özdemir vd., 2009a). Alınan ölçümler yatay ve dikey kontak akımları arasında beklenen farklılığı net bir tutarlılıkla göstermiştir (Şekil 3.5).

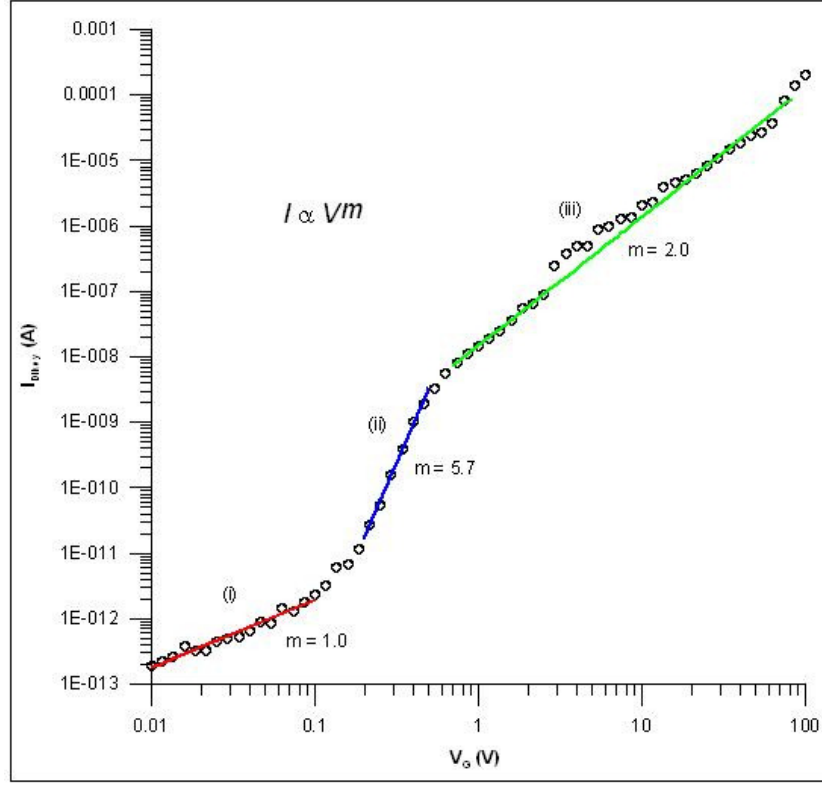


Şekil 3.5 Doğru bias gerilimi altında dikey kontaklardan geçen akıma karşılık yatay kontak akımı grafiği.

Diğer yandan üretilen örneklerin zaman içerisinde ortamda bulunan su buharı ile etkileşerek, bağ yapılarının bozulması sonucunda yatay ve dikey kontak akımları arasında beklenen belirgin farklılığın oluşmaması durumu gözlenebilir. Örnek üretiminden test aşamasına kadar geçen zamana ve ortamdaki su buharı yoğunluğuna bağlı olarak, yatay ve dikey kontaklardan okunacak akımlar arasındaki farklılık değişkenlik gösterebilmektedir.

MIS (Al/BN/p-Si) yapıda dikey kontaklara uygulanan bias gerilimine karşılık kontaklar arasında akan akım arayüzey kusur yoğunluğu ile yakından ilişkilidir. Kontaklar arasında akan akım miktarı, uygulanan gerilime üstel olarak bağlıdır ( $I \propto V^m$ ). Akımın uygulanan gerilimle lineer olarak değişim göstermesi ( $m=1$ ) ohmik davranışı ifade etmektedir.  $m$  değerinin 1-2 aralığında olması ( $1 < m < 2$ ) durumunda sığ enerjili kusurlardan kaynaklanan, uzay yükü tarafından sınırlandırılmış bir akımın varlığı söz konusudur.

Kuvvet değerinin 2'den çok büyük olması durumu ise üstel olarak artış gösteren bir kusur yoğunluğunun varlığına işaret etmektedir. Şekil 3.6'da oluşturulan MIS (Al/BN/p-Si) yapının I-V ölçümü sonrası logaritmik eksenle çizilmiş dikey akım iletim grafiği görülmektedir.



Şekil 3.6 MIS (Al/BN/p-Si) yapının dikey akım iletim mekanizması. (i) ohmik geçiş (ii) yüksek kusur yoğunluklu arayüzey geçişi ve (iii) uzay yükü sınırlamalı akım geçiş bölgeleri.

Yukarıdaki grafikte (i) ohmik bölge geçişini ve (iii) sistemdeki sığ enerjili kusurların varlığını ortaya koyarken (ii)  $m=5.7$  değeri, 2-3 nm kalınlıktaki amorf yalıtkan/yarıiletken arayüzey katmanında bulunan yüksek miktardaki tuzak yoğunluğuna ( $D_{it}$ ) işaret etmektedir.

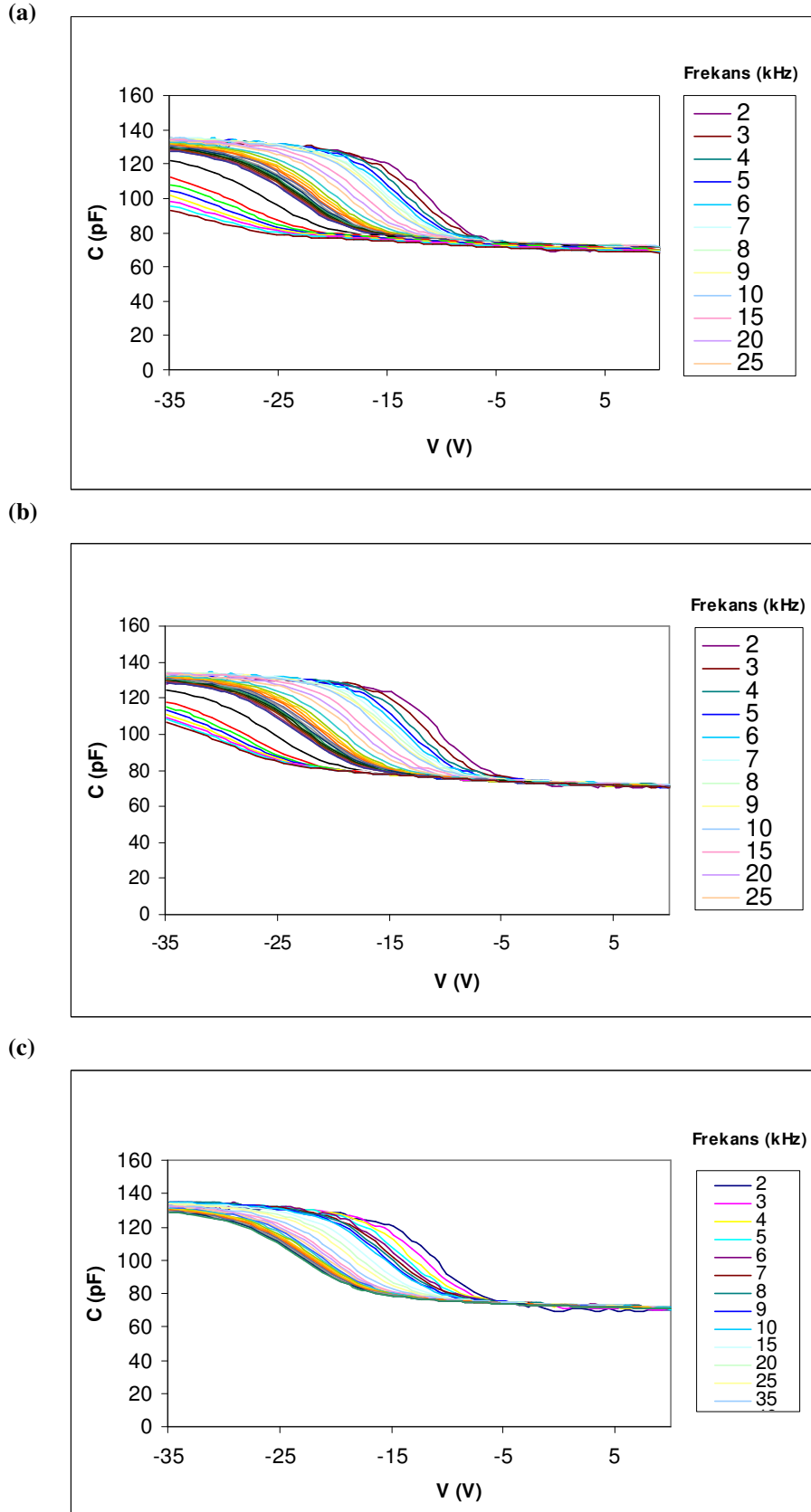
### 3.5 Admitans Analizi

Admitans spektroskopisi, ön elektroda uygulanan dc bias gerilimi ( $V_G$ ) ve ac sinyalin modülasyon frekansı ( $\omega$ ) gibi pek çok farklı parametreye dayalı olarak sistemin elektriksel kapasitans ( $C_m$ ) ve iletkenlik ( $G_m$ ) ölçümlerini içermektedir. MIS yapıların elektriksel yüklerle olan duyarlılıklarından dolayı elektronik özelliklerinin incelenmesinde admitans analiz metotları sıklıkla kullanılmaktadır.

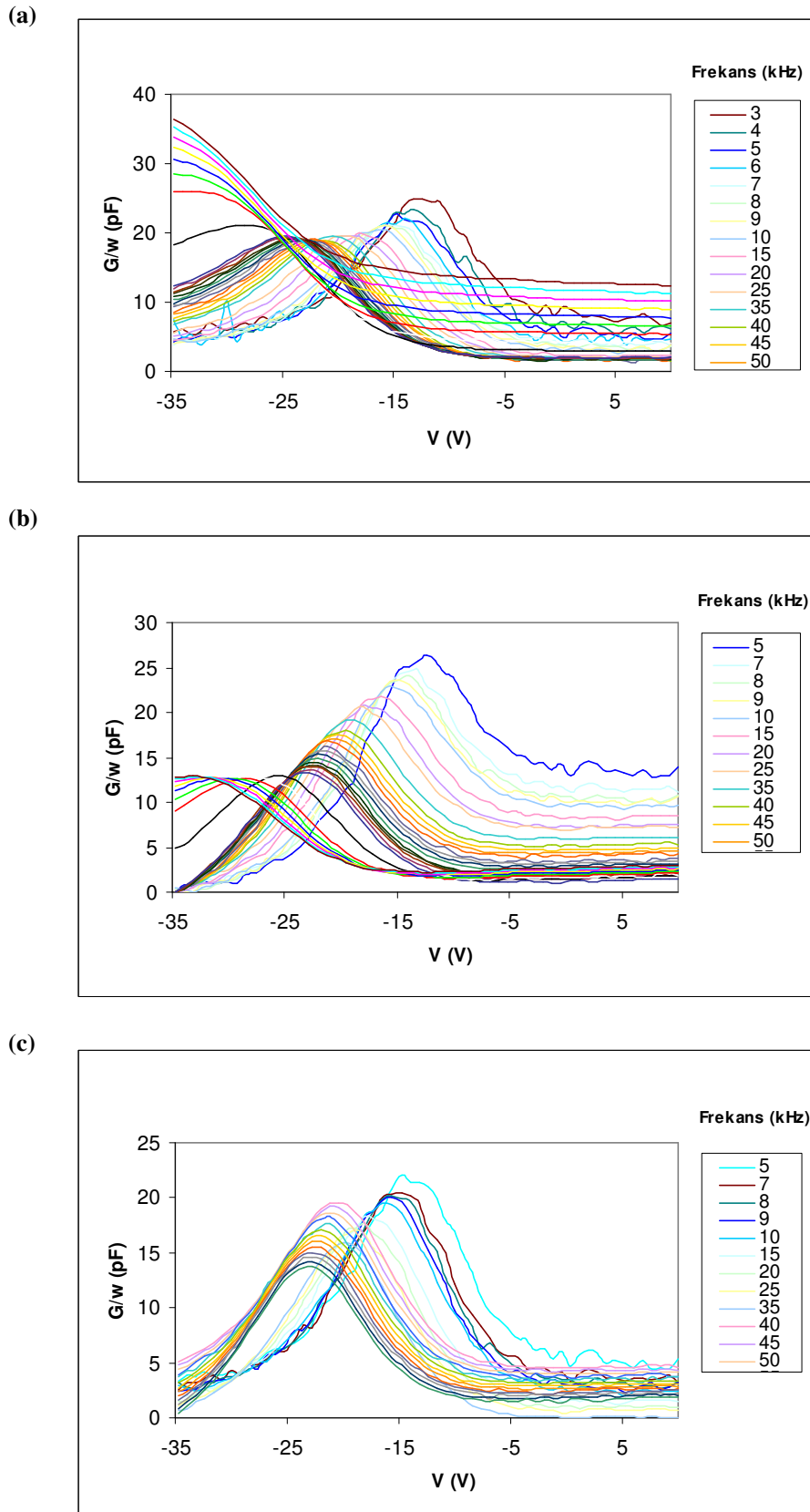
Şekil 3.7 ve Şekil 3.8’de, üretilen MIS (Al/BN/p-Si) kapasitörün oda sıcaklığında farklı ( $\omega$ ) frekans değerleri için alınmış  $C_m - V_G$  ve  $G_m/\omega - V_G$  grafikleri görülmektedir. Analiz sonuçlarına geçmeden önce öne sürülecek yorumların daha anlaşılır olması açısından kapasitans ve iletkenlik kavramlarındaki temel noktaların açıklanması yerinde olacaktır.  $C_m - V_G$  ölçümlerinde, yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde meydana gelen üç farklı durum admitans analizinde alınan sinyal cevapları için ayırd edici özellik taşımaktadır. Sisteme (ön elektroda) yüksek negatif gerilim uygulandığında, çoğunluk yük taşıyıcıları (p-tipi silikon için boşluklar) arayüzeyde birikerek bir yığılma bölgesi (accumulation region) oluşturur. Sistemin bu koşullar altında ölçülen kapasitansı ( $C_{BN}$ ), uygulanan dc bias geriliminden bağımsızdır ve seri direnç ( $R_s$ ) etkisinin eş değer devre düzeltmeleri yapıldığında (Şekil 3.7b) yalıtkan filmin geometrik kapasitansı bulunabilir.

Elektroda uygulanan negatif gerilim azaltıldığında, diğer bir deyişle pozitif değerlere doğru çekildiğinde ise arayüzeydeki yüklerin birbirlerinden ayrışmalarıyla, dışarıdan uygulanan dc bias gerilimine bağlı bir kapasitans bölgesi oluşmaktadır. Bu bölge ise arınma bölgesi (depletion region) olarak tanımlanır. Sisteme uygulanan pozitif dc gerilimin genliği arttırıldığında, azınlık yük taşıyıcıları yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde birikmeye başlayarak tersinme bölgesi (inversion region) olarak bilinen, kapasitansın uygulanan bias geriliminden bağımsız olduğu üçüncü bir bölgenin oluşmasına neden olurlar.

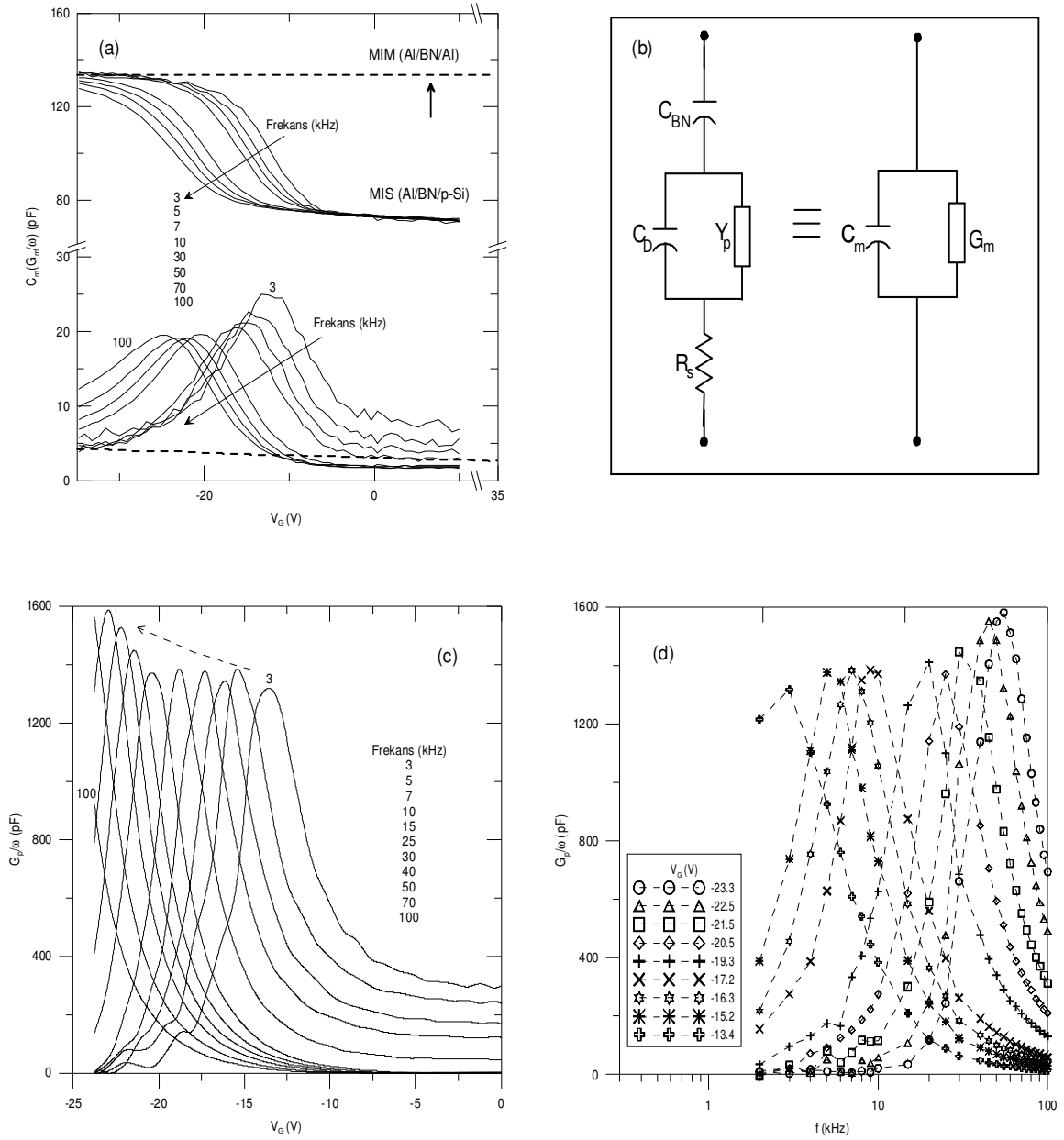
Şekil 3.7c’de tersinme bölgesi kapasitansının, yığılma bölgesi kapasitansından daha düşük değerde olduğu görülmektedir. Zira yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde, sisteme uygulanan dc sinyale yanıt verebilecek azınlık yük taşıyıcılarının varlığına rağmen düşük yaratılma-rekombinasyon oranlarından dolayı 3-100 kHz frekans aralığındaki ac modülasyona yanıt verememektedirler. Dolayısıyla sisteme uygulanan ac sinyal, arınma bölgesi sınırındaki yüklerin modülasyonuna neden olduğundan toplam kapasitans yalıtkan film ve silikon tabakanın arınma kapasitanslarının seri kombinasyonuna eşittir.



Şekil 3.7 MIS (Al/BN/p-Si) yapının farklı ön elektrot gerilimleri için alınan kapasitans grafikleri. (a)  $R_s$  seri direnç düzeltmesi yapılmadan önce (b)  $R_s$  seri direnç düzeltmesi yapıldıktan sonra (c)  $R_s$  seri direnç ve  $C_{BN}$  yalıtkan kapasitansı düzeltmelerinden sonra.



Şekil 3.8 (Al/BN/p-Si) yapının farklı ön elektrot gerilimleri için alınan iletkenlik grafikleri.  
 (a)  $R_s$  seri direnç düzeltmesi yapılmadan önce (b)  $R_s$  seri direnç düzeltmesi yapıldıktan sonra  
 (c)  $R_s$  seri direnç ve  $C_{BN}$  yalıtkan kapasitansı düzeltmelerinden sonra.



Şekil 3.9 (a) MIS (Al/BN/p-Si) ve MIM (Al/BN/Al) yapıların oda sıcaklığında farklı ön elektrot gerilimlerine karşılık admıtans ( $C_m$  ve  $G_m/\omega$ ) grafiği. (b) arayüzey tuzak yoğunluğunun ( $D_{it}$ ) elde edilmesinde kullanılan MIS eş değer devre. (c) yalıtkan kapasitansı ( $C_{BN}$ ) ve seri direnç ( $R_s$ ) düzeltmelerinden sonra farklı frekans değerleri için alınan  $G_m/\omega - V_G$  grafiği. (d) seri direnç ve kapasitans düzeltmelerinden sonra arınma ve zayıf tersinme bölgelerine karşılık gelen farklı  $V_G$  bias gerilimleri için  $G_m/\omega - f$  grafiği.

Yığılma bölgesinden arınma bölgesine doğru gidildikçe silikonun enerji bandı bükülmelerinin ( $q\psi_s$ ) polaritesi değişmektedir. İdeal durumda  $V_G (\equiv V_{FB}) = 0$  için bandın düz olduğu ( $\psi_s = 0$ ) kabul edilse de pratik uygulamalarda bu durum gerçeği yansıtmamaktadır ( $V_{FB} \neq 0$ ).

Metal elektrot ve silikon tabaka arasında oluşan iş fonksiyonunun gözardı edilebilecek kadar küçük etkisinin yanı sıra, söz konusu bant bükülmeleri yalıtkan içinde ( $Q_f$ ) ve arayüzeyde ( $Q_{it}$ ) bulunan yerel yüklerin varlığından kaynaklanmaktadır. Sistemde bulunan bu yerel yükler kendilerini  $C_m - V_G$  grafiklerindeki eğrilerin voltaj ekseninde yaptıkları kaymalar olarak gösterirler. Dolayısıyla  $V_{FB}$  geriliminin belirlenmesi, yerel yüklerin hesaplanabilmesinde hayati önem taşımaktadır.  $C_m - V_G$  grafiğinde, voltaj eksenindeki kayma miktarı yani ( $V_{FB}$ ) kullanılarak film içindeki ve/veya arayüzeydeki yerel yüklerin efektif yoğunlukları bulunabilir (Sze, 1969; Brews ve Nicollian, 1982; Atılgan, 1999; Özdemir, 2004):

$$Q_{it} + Q_f \cong V_{FB} C_{BN} \quad (3.1)$$

Sistemin ölçülen admitansının ( $Y_m = G_m + j\omega C_m$ ) kapasitans ( $C_m$ ) ve iletkenlik ( $G_m$ ) bileşenlerinden herhangi biri arayüzey durum yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılabilir. Ancak  $G_m/\omega - V_G$  grafiğindeki eğrilerin karakteristik tepe noktalarının daha hassas ve kesin olarak yorumlanabilmesinden dolayı iletkenlik bileşeni tercih edilebilir. Öte yandan yığılmanın ve şiddetli tersinmenin olduğu bölgelerde büyük miktarda yük taşıyıcısının arayüzeyde depolanmış olması sebebiyle, arayüzeydeki iletkenlik etkisi ölçülebilir değildir. Arınma bölgesinde ise yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde bulunan yerel tuzaklar ve ilgili enerji bantları arasında değiş-tokuş edilen çoğunluk yük taşıyıcısı miktarının az olması nedeniyle iletkenlik tepe noktalarının bu bölgede belirgin olarak gözlenebildiği söylenebilir. Söz konusu arınma bölgesi sınırları içindeki iletkenlik kavramı yerel tuzak ve ilgili bant arasında transfer edilecek olan çoğunluk yük taşıyıcılarının talep ve temin edilmesi arasında geçen gecikme süresinden kaynaklanmaktadır. Arayüzey tuzaklarının admitansı ( $Y_p = G_p + j\omega C_p$ ) ve özellikle iletkenlik bileşeni ( $G_p/\omega$ ) deneysel olarak ölçülen ( $Y_m = G_m + j\omega C_m$ ) admitansından elde edilebilir. Sistemi basitleştirmek için yalıtkan film kapasitansı ( $C_{BN}$ ) ve seri direnç ( $R_s$ ) katkısı kaldırıldığında MIS yapı Şekil 3.9b'de görülen eş değer devreye indirgenebilir. Bunun için  $C_{BN}$  ve  $R_s$  ifadeleri yüksek frekansta yığılma bölgesinde ölçülen

admitans değerinden ( $Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma}$ ) hesaplanabilir. Yığılma bölgesi yüksek frekans admitansı ( $Y_{ma}$ ), yaklaşık olarak:  $1/j\omega C_{BN}$  ve  $R_s$  empedanslarının seri kombinasyonunun tersine eşittir (Brews ve Nicollian, 1982).

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{\omega C_{BN}^2 (G_m - \omega^2 C_m^2 R_s - R_s G_m^2)}{(\omega^2 C_{BN} R_s C_m - G_m)^2 + \omega^2 (C_{BN} - C_m - C_{BN} R_s G_m)^2} \quad (3.2a)$$

$$R_s = G_{ma} / (G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2) \quad (3.2b)$$

$$C_{BN} = C_{ma} (1 + (G_{ma} / \omega C_{ma})^2) \quad (3.2c)$$

İndirgenmiş devrenin; iletkenlik ( $G_p/\omega$ ), uygulanan bias gerilimi ( $V_G$ ) ve ac modülasyon frekansı ( $f$ ) cinsinden sinyal cevabı Şekil 3.9c ve Şekil 3.9d'de görülmektedir.

Sistemin elektriksel iletkenlik özelliklerini belirleyen yerel ( $BN/Si$ ) arayüzey kusurlarının enerji durumları,  $BN$  yapının yasak enerji bandı boyunca dağılım göstermektedir. Admitans ölçümü sırasında ön elektroda uygulanan ac sinyal, sistemin Fermi enerjisi seviyesinin  $E$  gibi bir değer ile  $E + dE$  arasında modülasyonuna neden olur. Dolayısıyla ( $D_{it}(E) = \text{Arayüzey tuzakları sayısı} / \text{Alan} \times \text{Enerji}$ ) olmak üzere;  $D_{it}(E)dE$  kadar arayüzey tuzağının doluluk durumu etkilenir. Bu durum süreklilik modeli yaklaşımıyla iletkenlik cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q^2 D_{it}}{2\omega\tau_p} A \ln(1 + \omega^2 \tau_p^2) \quad (3.3)$$

(3.3) ile gösterilen eşitlikte;  $\tau_p^{-1}$ : boşluk yakalanma/emisyon zaman sabiti olmak üzere,  $\tau_p^{-1} = \sigma_p v_{th} N_A \exp(q\psi_s/k_B T)$ 'dir.  $\sigma_p$ : tuzağın yakalama etkin kesit alanı,  $v_{th}$ : termal hız,  $N_A$ : çoğunluk yük taşıyıcılarının konsantrasyonu ve  $\psi_s$ : silikon arayüzeyindeki bant bükülme miktarıdır. Arayüzeyde bulunan  $E$  enerjili tuzakların sayısı ( $D_{it}$ ),  $G_m/\omega - V_G$  grafiğinde iletkenlik değerinin tepe noktasından faydalanılarak hesaplanabilir:

$$D_{it} = \frac{(G_p/\omega)_{\max}}{0.402q^2 A} \quad (3.4)$$

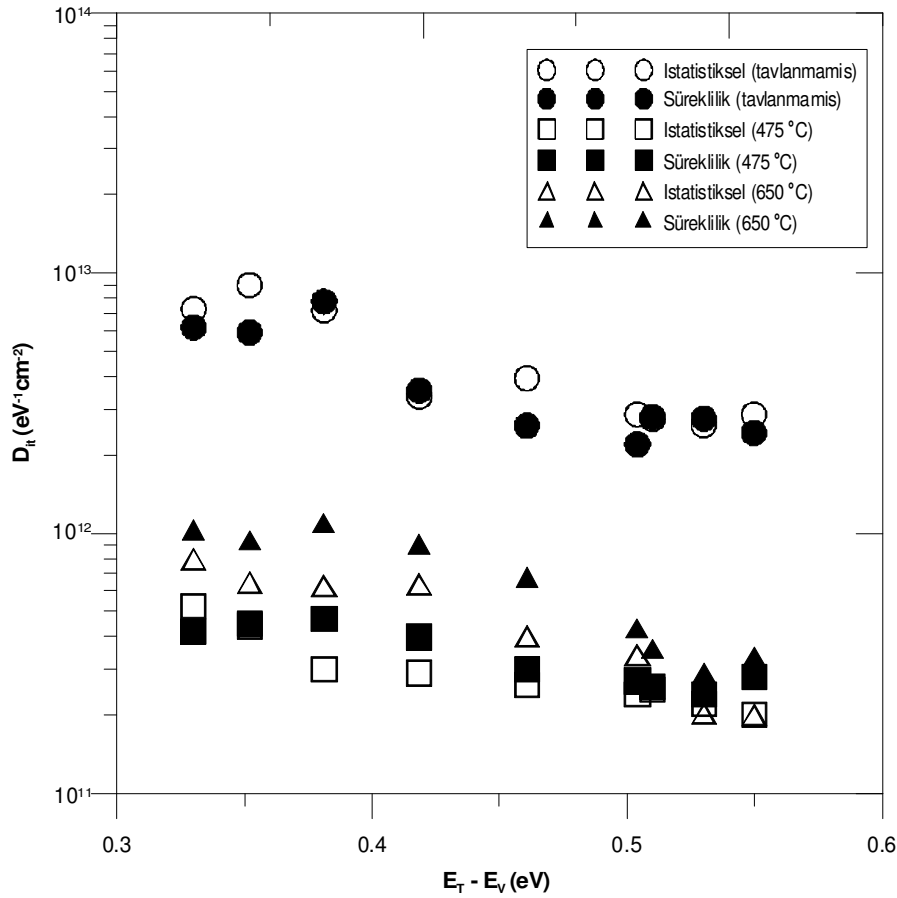
Arınma bölgesi boyunca ön elektroda uygulanan bias geriliminin ( $V_G$ ) değişimi sağlanarak



$D_{it}(E)$  arayüzey tuzaklarının enerji yoğunluğu dağılımı elde edilebilir.  $E_T$  referans tuzak enerji düzeyi olmak üzere, yasak enerji bandında taranacak enerji aralığı ( $\Delta E$ ), yasak bandın ortasından ( $E_F$ ) valans bandı kenarına ( $E_V$ ) kadar olan kısımdır. Dolayısıyla;

$$\Delta E = E_V - E_F = q\psi_s + k_B T \ln(N_A/n_i) \quad (3.5)$$

Yukarıdaki ifadede;  $n_i$ : silikon doğal taşıyıcı konsantrasyonu ve  $E_F$ : Fermi enerji seviyesidir.  $C_m = C_D C_{BN} / (C_D + C_{BN})$ ,  $C_D = \epsilon_s A/W$ ,  $\psi_s = qN_A W^2 / 2\epsilon_s$  ve  $W$ : arınma bölgesi genişliği olmak üzere; (3.5)'de yer alan bant bükülme miktarı ( $\psi_s$ ) ve çoğunluk taşıyıcısı konsantrasyonu ( $N_A$ ) değerleri yüksek frekans admitans ölçümünden elde edilen  $C_m - V_G$  eğrileri yardımıyla hesaplanmıştır. Deneysel olarak bulunan  $D_{it}(E)$  arayüzey tuzaklarının enerji dağılımı Şekil 3.10'da görülmektedir.



Şekil 3.10 Silikonun yasak enerji bandının yarısı boyunca, süreklilik ve istatistiksel iletkenlik modelleri kullanılarak farklı tavlama sıcaklıkları için hesaplanan efektif arayüzey durum yoğunluklarının ( $D_{it}$ ) dağılımı.

Arayüzey tuzaklarının *BN / Si* arayüzeyi boyunca homojen dağılım göstermemesi durumunda süreklilik modeli yanlış  $D_{it}(E)$  değerlerinin bulunmasına neden olmaktadır. Zira tuzakların düzgün olmayan dağılımları, silikonun arayüzeyde farklı enerji bandı bükülmelerine ( $\psi_s$ ) sahip olmasına sebebiyet verir. Bu noktada süreklilik modelinden istatistiksel modele geçmek yerinde olacaktır. Bölüm 1.5'den hatırlanacağı gibi  $\psi_s$  : bant bükülmesi olmak üzere,  $P(\psi_s)$  olasılık dağılım fonksiyonu bir Gauss dağılımıdır.  $\langle \psi_s \rangle$  : ortalama bant bükülme miktarı ve  $\sigma_s$  :  $k_B T/q$  cinsinden bükülmenin varyansı olarak kabul edildiğinde,  $(G_p/\omega)$  iletkenlik değeri  $\langle G_p \rangle/\omega$  ortalama değerine dönüşmektedir. Dolayısıyla iletkenlik ifadesi (3.6) eşitliğinde görüldüğü gibi ifade edilebilir;

$$\frac{\langle G_p \rangle}{\omega} = q^2 D_{it} f_D A(\sigma_s) \quad (3.6)$$

Dağılım fonksiyonu:

$$f_D(\sigma_s) = \frac{(2\pi\sigma_s^2)^{-1/2}}{2\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_s^2}\right) \exp(-\eta) \ln(1 + \xi^2 \exp(2\eta)) d\eta \quad (3.7)$$

Yukarıdaki ifadede ( $u_s = \exp(q\psi_s/k_B T)$ ) olmak üzere;  $\eta = u_s - \bar{u}_s$ ,  $\xi = \omega\tau_p$  ve  $\xi_p$  :  $G_p/\omega - \ln \omega$  grafiğinde eğri maksimumuna karşılık gelen  $\xi$  değerini temsil etmektedir.

İstatistiksel modele dayanarak arayüzey tuzak yoğunluğunun ( $D_{it}$ ) belirlenmesinde deneysel olarak elde edilen  $\langle G_p \rangle/\omega - \ln \omega$  eğrilerinden yararlanılmıştır (Şekil 3.9d). (3.7) ile belirtilen ifadenin nümerik olarak çözülebilmesi için gerekli olan  $\sigma_s$  sabiti, farklı frekans değerlerine karşılık gelen iki ortalama iletkenlik değerinin ( $\langle G_p \rangle/\omega$ ) birbirine oranı kullanılarak bulunmuştur. (Frekans çiftleri;  $\omega_p$  : tepe noktası frekansı olmak üzere,  $\omega_p - 5\omega_p$  veya  $\omega_p - \frac{1}{5}\omega_p$  biçiminde seçilebilir.)

Sonuç olarak  $\langle G_p \rangle/\omega - \ln \omega$  grafiğinde farklı  $V_G$  bias gerilimlerine karşılık gelen tepe noktalarından efektif arayüzey kusur yoğunlukları ( $D_{it}$ ) belirlenmiştir. Süreklilik modeline benzer şekilde bulunan arayüzey kusur yoğunluklarının enerji dağılımları Şekil 3.10'da görülmektedir.

## 4. SONUÇLAR

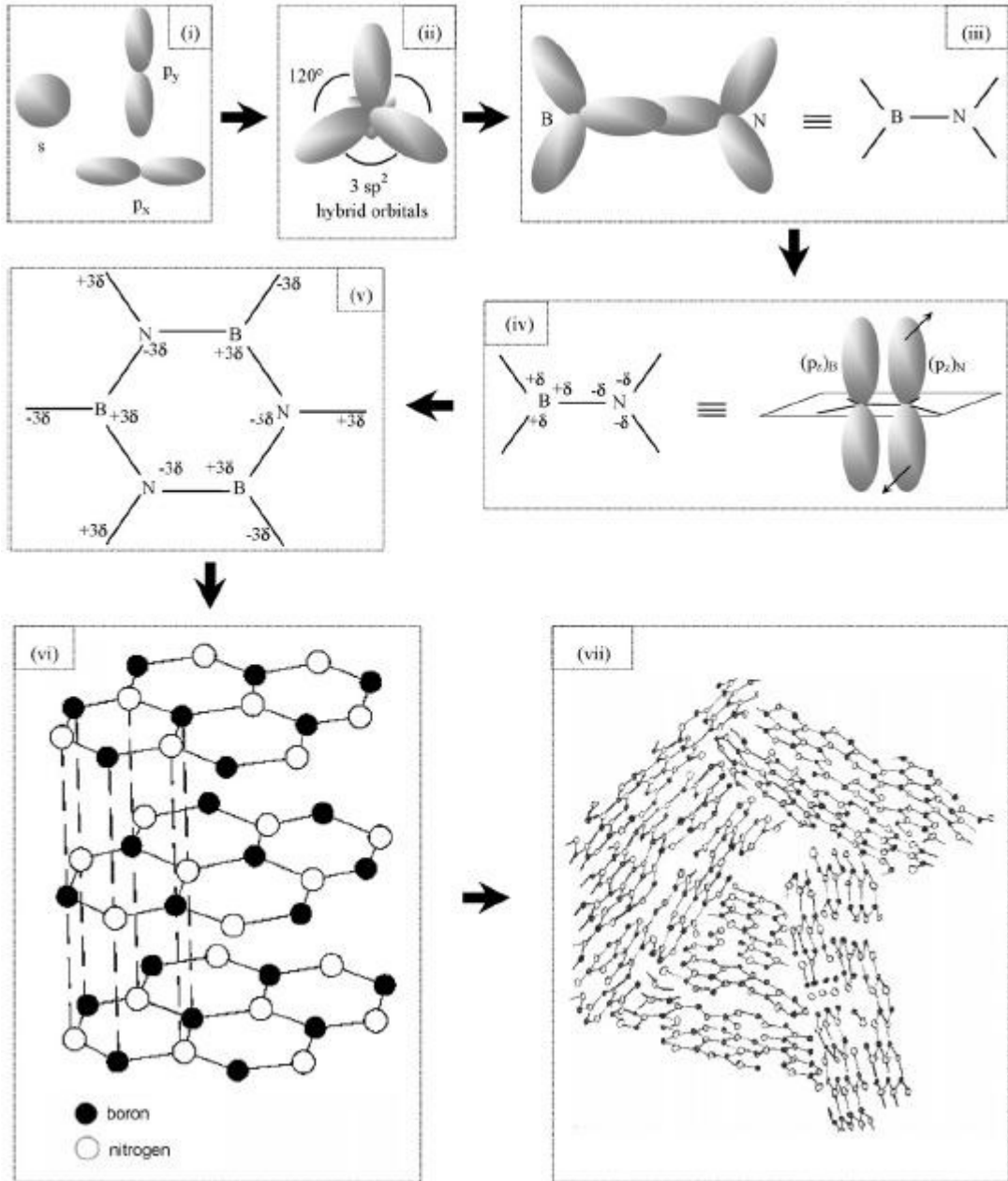
PECVD yöntemiyle üretilen  $BN$  filmlerin arayüzey tabakaları çok ince olmasına karşın admitans spektroskopisinden elde edilen sonuçlara göre çok miktarda elektronik kusur içerdikleri anlaşılmıştır. Bu bölümde söz konusu elektronik kusurların yapısal nedenleri ve yerel enerji durumları tartışılmış, deneysel sonuçlar yorumlanarak önerilerde bulunulmuştur.

### 4.1 Atomik Konfigürasyon ve Enerji Bandı Yapısı

Bölüm 1.1'de açıklandığı üzere  $h-BN$  yapıda  $B-N$  bağlarının kutuplanmış olması ( $B^{+\delta} \leftarrow_d \rightarrow N^{-\delta}$ ) ve dolayısıyla bir dipol momentine ( $\mu = d \cdot \delta$ ) sahip olmasından yola çıkılarak altıgen kristal yapının nasıl oluştuğu incelenmiştir. Doğada ya da laboratuvar koşulları altında; kübik ( $c-BN$ ), rombohedral ( $r-BN$ ) veya wurtzide ( $w-BN$ ) simetriterde de bulunabilen  $BN$  yapı, herhangi bir özel önlem alınmadan düşük sıcaklıklarda ince film olarak üretildiğinde, turbostratik (düzensiz) bir katmanın (Şekil 4.1) oluşması kaçınılmazdır (Ronning vd., 1997). Film yapısında meydana gelen bu gözeneklilik ve safsızlık kusurları üretim koşullarına bağlı olduğu kadar sistemi çevreleyen atmosferin fiziksel özellikleriyle de ilişkilidir.

Üretim aşamasında kusur oluşumuna sebebiyet verecek en uç koşullarla karşılaşılması durumunda, turbostratik yapı amorf bir yapıya dönüşebilir. Bu durumda kristal yapının düzeninin sürekliliği birkaç atom ile sınırlı kalmaktadır.

Film büyütme işleminin başlangıcında çoğunlukla altlık yüzeyinden kaynaklanan etkilerden dolayı filmin ilk 2-3 nm kalınlıktaki tabakası amorf yapıda olabilmektedir. Söz konusu amorf tabakanın her türden kusuru barındırıyor olmasından dolayı çok miktarda elektronik kusurun enerji seviyelerinin valans bandından iletkenlik bandına kadar bütün yasak enerji bandı boyunca dağılım göstermiş olması beklenmelidir.



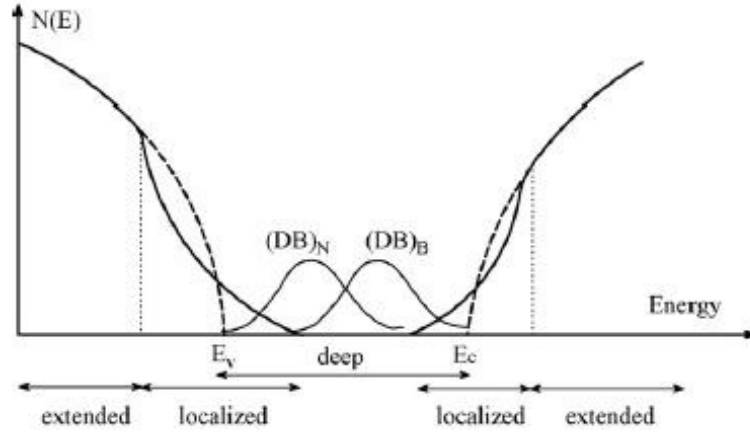
Şekil 4.1  $BN$  atomik düzeni ve turbostratik yapı ( $t$ - $BN$ ) oluşumu (Özdemir vd., 2009b).

$h$ - $BN$ 'nin üç boyutlu sıkı-bağlı bant yapısı benzer özellikteki grafit yapı göz önüne alınarak incelendiğinde (Robertson, 1984),  $h$ - $BN$  yapının grafitten farklı olarak, Brillouin bölge sınırları içinde kuasimomentum (KPH) doğrultusu boyunca doğrudan bir optik yasak enerji bandına sahip olduğu görülebilir (Şekil 4.2c). Dolayısıyla,  $BN$  yapının valans bandı maksimumu civarı  $\pi$  bağı ( $P_Z$ )<sub>N</sub> atomik yörüngeleri tarafından işgal edilirken, iletkenlik bandı minimumu civarında karışık  $\pi^*$  bağı ( $P_Z$ )<sub>B</sub> atomik yörüngeleri baskın durumdadır (Şekil 4.2a). Söz konusu davranış Şekil 4.2d'de daha detaylı şekilde verilmiştir.



#### 4.2 Yerel Enerji Durumlarının Yasak Enerji Bandı Boyunca Dağılımı

İdeal durumdan sapmalar sonucunda oluşan elektronik kusurlar, oluşum nedenlerine bağlı olarak kendi içlerinde kuyruk enerji durumları ve derin enerjili durumlar olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Film yapısı içinde sınırlı bölgelerde oluşan bu kusurlardan kuyruk durum kusurları bağ açısı ve uzunluğundaki bozulmalardan dolayı meydana gelirken, derin enerjili kusurlar sarkık ya da kırık bağlardan kaynaklanan koordinasyon eksikliği sebebiyle oluşmaktadır. Atomların bağlanma açısı ve bağ uzunluklarındaki bozulmalar yerel kusurları doğurarak tuzak potansiyellerini oluşturmaktadırlar. Yerel tuzaklama potansiyelinin büyüklüğü o bölgede meydana gelen yerel bozulmanın bir ölçütüdür. Diğer bir deyişle; bir bölgede yerel bir tuzak oluşturabilmek için gerekli enerji miktarı, termodinamik olarak o bölgede böylesi bir tuzağın bulunma olasılığı ile ters orantılıdır. Dolayısıyla üretilen film içinde bir kusur yaratmak ne kadar çok enerji gerektiriyorsa kusurun o bölgede doğal yollarla oluşma olasılığı o kadar düşük olmaktadır. Şekil 4.3'den de görüleceği üzere, yerel enerji durum yoğunluğu ( $N(E)$ ), enerji miktarına bağlı olarak ilgili enerji bandından yasak enerji bandına doğru gidildikçe üstel olarak azalış göstermektedir ( $N(E) = N \exp(-|E|/E_0)$ ). Burada Urbach enerjisi ( $E_0$ ) sistemdeki bozulmanın enerji cinsinden bir ölçüsüdür.



Şekil 4.3 Turbostratik veya amorf *BN* film katmanının sözde yasak enerji bandı boyunca dağılım göstermesi beklenen yerel enerji durumları (Özdemir vd., 2009b).

Öte yandan sarkık ve kırık bağlanmaların sorumlu olduğu derin enerjili tuzaklar, rastgele dağılım gösteren  $h-BN$  katmanlar arasında (Şekil 4.1) yasak enerji bandı boyunca Gauss benzeri istatistiksel bir enerji dağılımı göstermektedir. Diğer bir deyişle, Şekil 4.2d’de görülen bor ve azot atomlarının bağ yörüngeleriyle ilişkili olarak, valans ve iletkenlik bandı yakınlarında iki farklı Gauss dağılımı kendini göstermektedir (Şekil 4.3). Dolayısıyla tuzakların doluluk/boşluk durumlarına göre sistemin Fermi enerji düzeyinin son durumu bu iki enerji dağılımının arasında bir yerde bulunmalıdır. Sarkık bağların amfoterik doğası gereği çifte işgal edilmiş bölgeler,  $N(E)-E$  grafiğinde görülen Gauss benzeri dağılım eğrilerinin enerji ekseninde ötelemelerine neden olurlar. Sonuç olarak valans ve iletkenlik bandı kenarında yer alan kuyruk enerji durumları ve sarkık bağlardan kaynaklanan derin enerji durumlarının toplamı, film üretilirken ilk 2-3 nm kalınlıklı tabakada oluşan amorf katmanın yasak enerji bandı genişliğini kapsamaktadır.

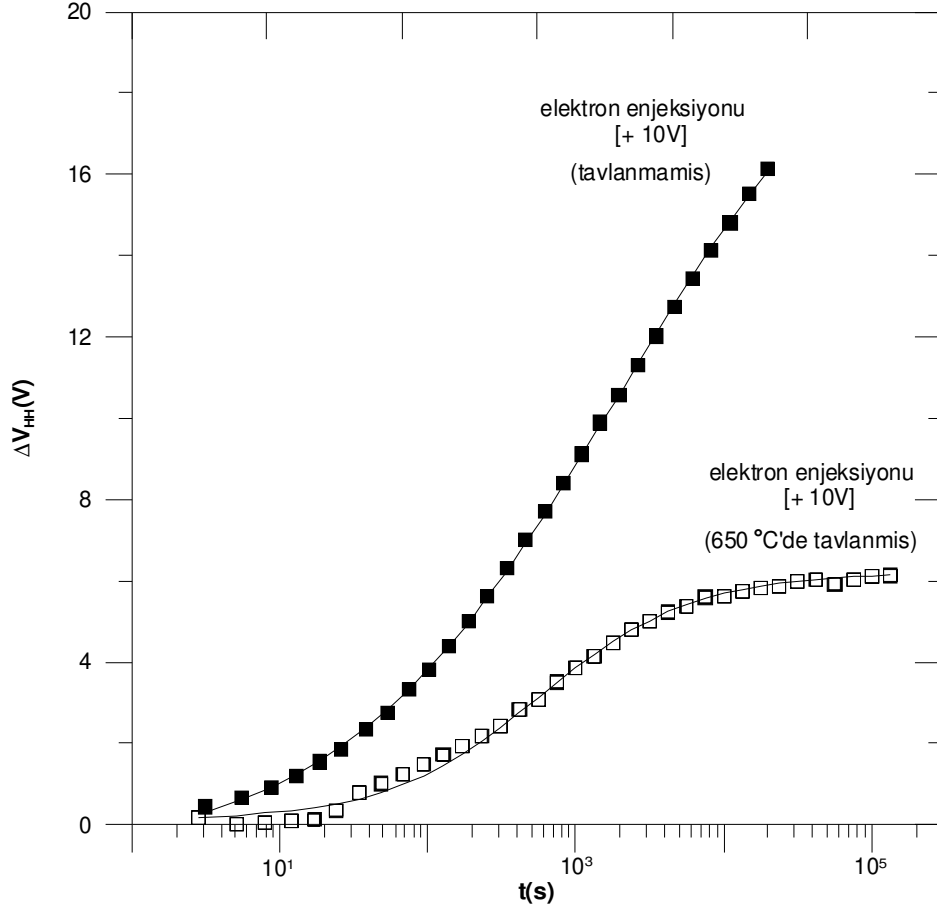
### 4.3 Deney Sonuçlarının Yorumlanması ve Öneriler

$C_m$  kapasitans değerlerinin ve karşılık gelen  $G_m/\omega$  iletkenlik tepe noktalarının belirgin bir biçimde frekansa bağımlı olduğu arınma bölgesinde, farklı  $V_G$  bias gerilimleri için elde edilen admitans sonuçları Şekil 3.7, Şekil 3.8 ve Şekil 3.9a’da görülmektedir. Admitans ölçüm cihazının (HP 4192A) dc çıkış geriliminin (-35, +35V) aralığında sınırlı olmasından dolayı özellikle yüksek frekanslar için şiddetli yığılmanın olduğu gerilim bölgesine erişilememiş, dolayısıyla bu bölgedeki kapasite değerlerinin frekansa bağımlılığı tam olarak gösterilememiştir.  $R_s$  seri direnç etkisinden bağımsız olarak yarıiletken tabakadan yalıtkan tabakaya yük enjeksiyonunun yığılma bölgesi kapasitansında belirgin bir frekans bağımlılığına yol açabileceği olasılığı (Atılğan vd., 1999) test edilmek üzere, MIM (Al/BN/Al) yapının da kapasitans ölçümleri alınmıştır (Şekil 3.9a).  $R_s$  seri direnç düzeltmelerinden sonra geriye kalan az miktardaki frekans bağımlılığı ise silikon tabakadan  $BN$  filme enjekte olan yüklerin, tüm yalıtkan film katmanı göz önüne alındığında film kalınlığının %1’inden daha ince (yaklaşık olarak 2-3 nm) çok sığ bir derinliğe kadar nüfuz edebildiklerine işaret etmektedir. Söz konusu sığ katmanın, oldukça ince bir arayüzey katmanı olmasına rağmen, sebepleri önceki bölümde ortaya konduğu üzere yasak enerji bandı boyunca yayılmış çok miktarda yerel kusuru içerdiği anlaşılmıştır. Yük taşıyıcılarının  $BN$  film içine enjeksiyonu bu tez kapsamında detaylı olarak incelenmemiş olsa da Şekil 4.4’den yalıtkan filmin enjeksiyon kinetiği hakkında fikir edinmek mümkündür.

MIS (Al/BN/p-Si) yapıda, enjekte olan boşluklar güçlü yığılma altında, elektronlar ise tersinme altında yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde depolanmaktadırlar. (3.1) eşitliğinde öngörüldüğü üzere, enjekte olan yük miktarındaki artış  $C_m - V_G$  eğrilerinin voltaj ekseninde ötelemelerine neden olmaktadır. Voltaj eksenindeki bu kayma; boşlukların enjeksiyonunda negatif yöne, elektronların enjeksiyonunda ise pozitif yöne doğrudur.

$C_m - V_G$  eğrilerinin voltaj eksenindeki öteleme miktarı ( $V_{HH}$ ) şu şekilde belirlenmiştir: admitans ölçümü sonucunda elde edilen  $C - V$  eğrileri, kübik eğri regresyon modeline uydurulmuştur. Geleneksel olarak  $V_{FB}$  gerilim değerini almak yerine pratik kolaylık sağlaması açısından  $V_{HH}$  gerilimine karşılık gelen spesifik kapasitans değeri ( $C_{HH}$ ), yığılma ve tersinme bölgelerindeki kapasitans değerlerinin tam ortasında yer alan değer olarak seçilmiştir. Burada ölçülen  $V_{HH}$  gerilimi,  $C - V$  grafiğindeki eğrinin voltaj eksenindeki öteleme miktarını ve  $BN$  yalıtkan film içine enjekte olan toplam yük miktarını göstermektedir. Çok kısa zaman aralıklarıyla (200 ms'den daha az olacak şekilde) ön elektroda uygulanan dc gerilim ( $V_G$ ) kesilerek elde edilen  $C - V$  eğrilerinin benzer şekilde kübik eğri regresyon modeline uydurulmasıyla, karşılık gelen  $V_{HH}(t)$  gerilim değerlerinin beklenen  $C_{HH}$  kapasitans değerlerini doğrulayıp doğrulamadıkları kontrol edilmiştir (Jackson vd., 1989). Şekil 4.4'de +10V bias gerilimi altında yalıtkan filme enjekte olan elektronların voltaj ekseninde neden oldukları öteleme görülmektedir. Grafikte tavlama etkisinin yerel durum yoğunluğunu büyük ölçüde azalttığı ve sistemde bulunan tuzakların enjeksiyon kinetiğine olan etkileri görülebilir. Tavlama sonucunda yoğunluğu azalan tuzakların uygulanan bias gerilimi altında belirli bir süre sonra ( $\approx 10^5 s$ ) doyuma ulaşarak elektron enjeksiyonununun kesildiği söylenebilir.





Şekil 4.4 Yüksek frekans ac sinyal altında, +10V dc bias gerilimi için elektronların enjeksiyon kinetiği. Voltaj ekseninde zamana bağlı  $C_m - V_G$  eğri ötelemelerine, kapasitans değerlerinin yarısına karşılık gelen  $V_{HH}$  gerilimleri eşlik etmektedir.

Admitans ölçümlerinde güçlü yığılma ve tersinme bölgelerinin aksine, arınma bölgesi boyunca belirgin bir frekans bağımlılığı gözlenmiştir (Şekil 3.9a). Diğer bir deyişle, ön elektrota uygulanan ac sinyal modülasyonu ( $\omega$ ) altında BN film içindeki yerel tuzaklar silikon tabakanın valans bandı ile boşluk alış-verişinde bulunmaktadır. Söz konusu yük transferi mekanizması SRH istatistiği ile (Atılğan vd., 2006) aşağıdaki gibi açıklanabilir:

Silikon valans bandında bulunan bir boşluk, BN/Si arayüzeyinde bulunan ve silikonun Fermi enerji düzeyi civarında enerji yoğunluğuna sahip bir tuzak tarafından yakalanır ve yük transferi bu şekilde gerçekleşir. Arayüzeyde tuzaklanan yük taşıyıcılarının BN film içinde bulunan yerel tuzaklara tünelleme olasılıkları vardır. Yalıtkan arayüzeyinden  $x$  uzaklıkta yalıtkan içinde bulunan bir tuzağa tünelleme olasılığı  $\exp(-Kx)$  ile doğru orantılıdır.

Bu ifadede  $K^2 = 2mU/\hbar^2$  olmak üzere,  $U$  tuzağın ilgili bant kenarına kadar olan efektif potansiyel derinliğidir (Atılğan vd., 1999). Belirli bir frekans ve sıcaklık çifti  $(\omega, T)$  için  $x_t$  gibi bir uzaklıkta;  $x < x_t$  değerlerinde tuzaklanan yüklerin tamamı ac modülasyona yanıt verebilirken,  $x > x_t$  durumu için hiçbiri yanıt veremez.  $x = x_t$  sınır koşulunda ise  $\omega\tau_t = 1$  olması durumunda tuzaklanan yüklerin yalnızca bir kısmı ac sinyale cevap verebilmektedir. Sınır koşulu ifadesinde  $\tau_t = (e_p + c_p p_s)^{-1}$  olmakla birlikte, SRH istatistiğine göre emisyon zamanını belirtmektedir. Buna göre;  $e_p$  : emisyon oranı,  $c_p = \sigma_{px} v_{th}$  : yakalama sabiti,  $\sigma_{px} = \sigma_p \exp(-Kx)$  : arayüzeyden  $x$  uzaklığı kadar içeride bulunan tuzakların yakalama kesit alanı,  $v_{th}$  : serbest boşlukların termal hızı,  $p_s = p_0 \exp(-q\psi_s/k_B T)$  : arayüzeyde bulunan serbest boşlukların konsantrasyonu ve  $p_0$  : silikon tabaka içinde bulunan serbest boşlukların konsantrasyonudur. Fermi – Dirac istatistiğine göre  $e_p = c_p p_s$  olduğundan,  $\tau_t$  sabiti yeniden düzenlendiğinde,  $\omega\tau_t = 1$  koşulu aşağıdaki ifadeye dönüşmektedir:

$$Kx_t + \frac{q\psi_s}{k_B T} = \ln\left(\frac{\text{sabit}}{\omega}\right) \quad (4.1)$$

Yukarıdaki denklemden sistemin frekans bağımlılığı açıkça görülmektedir.

Öte yandan;  $N_t$  :  $BN$  film içinde birim hacim başına düşen birim enerjili tuzak sayısı olmak üzere, arayüzey tuzaklarının efektif yoğunluğu ( $D_{it}$ ) aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$D_{it} = N_t x_t \quad (4.2)$$

Dolayısıyla belirli bir  $V_G$  ön elektrot gerilimi altında ( $\psi_s$  : bant bükülme miktarı sabit olmak üzere), sistemin arınma bölgesi kapasitansının frekans bağımlılığı ile ilgili olarak şu sonuçlara varılmıştır: Yüksek frekanslarda  $x_t \approx 0$ , yani  $D_{it} \approx 0$  olması durumunda, ön elektrotta oluşan yük modülasyonu arınma bölgesindeki yüklerin modülasyonu tarafından dengelenir. Bu durumda,  $C_D$  : arınma bölgesi kapasitansı olmak üzere, sistemin ölçülen kapasitansı aşağıdaki ifadeye yakınsar:

$$C_m \approx \frac{C_{BN} C_D}{C_{BN} + C_D} \quad (4.3)$$

Düşük frekanslarda  $x_i$  genişliği daha büyük olacağından, arayüzey tuzak yoğunluğunun ( $D_{it}$ ) etkisi baskın durumdadır. Bu durumda ölçülen kapasite değeri:

$$C_m \approx C_{BN} \quad (4.4)$$

Ara frekans değerlerinde ise arayüzey tuzak yoğunluğunun ağırlıklı ortalaması ve arınma bölgesindeki yüklerin modülasyonu ölçülen kapasitansın değerini belirlemektedir. Dolayısıyla aşağıdaki ifade geçerli olmaktadır:

$$\frac{C_{BN} C_D}{C_{BN} + C_D} < C_m < C_{BN} \quad (4.5)$$

*BN* filmin yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde, enerji seviyeleri yasak enerji bandı ortalarında bulunan tuzakların yoğunluğu ( $D_{it}$ ), bor ve azot atomlarının sarkık bağ yapılarıyla ilişkilendirilebilir. XPS analizi sonucu (Anutgan, 2007), bor atomlarınca zengin bir yapıda olduğu bilinen *BN* film içinde, bor atomlarına ait sarkık bağların söz konusu tuzak yoğunluğunu belirlemede baskın bir rol oynadıkları düşünülebilir. Ancak ölçülen optik bant genişliği ( $\approx 5.2$  eV) üretilen *BN* filmin altıgen (hegzagonal) stokiyometrisine ( $h-BN$ ) işaret etmekte ve bu düşünce ile çelişkili görünmektedir. Söz konusu tutarsızlık, kızılötesi spektroskopisi (FTIR) sonuçlarında fark edilen (Şekil 3.2), sistemdeki oksijen kirliliğinin hesaba katılmasıyla giderilebilir. Oksijen atomunun azot atomuna göre daha elektronegatif olması sebebiyle  $B-N$  bağlarında azotun yerini alan oksijen atomları optik bant genişliğini arttırmaktadır. Sonuç olarak *BN* film yapısındaki bor atomlarının fazlalığı ve oksijen atomu kirliliği yalıtkan filmin optik bant aralığını belirlemede etkin rol oynamaktadırlar.

Öte yandan tavlama işlemi sonucunda ortaya çıkan Urbach enerjisindeki ( $E_0$ ) artış, tavlamanın sistem üzerinde dehidrojenizasyon etkisi yaratarak bağ açılarında genişlemeye ve bağ uzunluklarında deformasyona neden olmasıyla açıklanabilir. *BN* yapıyı oluşturan atomlar arasındaki bağlarda meydana gelen bu değişiklikler kuyruk durumların yoğunluğunu arttırarak Urbach enerjisini yükseltmiş olabilir. Kuyruk durum yoğunluğundaki artışın aksine, azot atomlarından kaynaklanan kusurların giderilmesi amacıyla filmin azot atmosferi altında tavlama sonucu sistemdeki derin durum yoğunluğunun düşmesi beklenebilir.

Dolayısıyla tavlama işlemi sonucu film yapısında kuyruk durum yoğunluğu artarken, derin durum yoğunluğu azalarak sistemdeki azot atomlarından ve bor atomlarının sarkık bağlarından kaynaklanan kusurlar telafi edilmiş olur.

Şekil 4.4'de görüldüğü üzere azot ( $N_2$ ) atmosferi altında  $475^{\circ}C$ 'de tavlama işlemi sonucunda film arayüzeyindeki tuzak yoğunluğunda ( $D_{it}$ ) büyük ölçüde azalma elde edilmiştir. Aynı atmosfer koşulları altında tavlama sıcaklığı  $650^{\circ}C$ 'ye çıkarıldığında ise tuzak yoğunluğunda azalma yerine az miktarda bir artışla karşılaşmıştır. Bu durumun sebebi şu şekilde açıklanabilir: tavlama işlemi sırasında sistemin dehidrojenizasyonu sonucu  $B-H$  ve  $N-H$  bağ yoğunluklarının azalması ve sarkık bağ sayısının artması nedeniyle derin durumların yoğunluğunun yükselmiş olması muhtemeldir. Tavlama sıcaklığı arttıkça  $BN$  film içinde serbest kalan hidrojen, ardında yapısal olarak değişikliğe uğramış ve deforme olmuş bir yapı bırakır. Bu sebeple sarkık bağ yoğunluğunun artış göstermesi beklenebilir. Sonuç olarak tavlama sıcaklığının daha da artmasıyla dehidrojenizasyon etkisi kendini göstermiş, artan sarkık bağ miktarı ve yerel derin durum yoğunluğu nedeniyle filmin  $D_{it}$  arayüzey tuzak yoğunluğunda artış gözlenmiştir.  $BN$  filmin üretim ve  $475^{\circ}C$ 'de tavlama işlemleri sırasında süreklilik ve istatistiksel modeller kullanılarak elde edilen  $D_{it}$  dağılım değerleri arasındaki fark deneysel hata payı sınırları içinde kalmıştır. Bu duruma sebep olarak tuzakların arayüzey boyunca homojen bir biçimde dağılım göstermiş olmaları öne sürülebilir. Ortaya çıkan bu yorum, ac iletkenlik ölçüm metotları yardımıyla belirlenen tuzakların büyük çoğunluğunun, yalıtkan film ile alt elektrot arayüzeyinde bulunan 2-3 nm kalınlıktaki amorf katmanın içinde yer aldıkları sonucunu doğrular niteliktedir. Diğer yandan,  $650^{\circ}C$ 'de süreklilik ve istatistiksel modeller kullanılarak alınan  $D_{it}$  değerleri arasında bulunan az miktardaki farklılık amorf arayüzey katmanında kısmi bir turbostratik kristal yapı ( $t-BN$ ) oluşumuna işaret ederek, böyle bir turbostratik katmandaki tuzak dağılımının homojenlikten uzak olduğunu göstermiştir.

Sonuç olarak bu tez çalışmasında PECVD tekniği ile üretilen  $BN$  ince filmin optik ve elektronik özellikleri incelenmiş, optik testler ışığında oksijen kirliliğine sahip olduğu görülen filmin turbostratik kristalit yapısı ortaya çıkarılmıştır.  $BN$  film, yalıtkan tabaka olarak kullanılarak MIS (Al/BN/p-Si) yapı oluşturulmuş ve admitans analizleri sonucunda çok miktarda elektronik arayüzey kusurlarına sahip olduğu anlaşılmıştır. Tavlama işleminin kusur yoğunluğu üzerindeki etkisi araştırılarak, üretim aşamasında alt kontak ve yalıtkan arayüzeyinde oluşan 2-3 nm kalınlığındaki amorf tabakanın elektronik kusur yoğunluğu ve tuzakların yüklerle olan etkileşimi yorumlanmıştır. Nihayetinde sistemde bulunan elektronik kusurların oluşum nedenleri ve elektriksel kapasitans ve iletkenliğe olan etkileri detaylı bir şekilde açıklanarak, elde edilen analiz sonuçları yorumlanmış ve öneriler ortaya konmuştur.

**KAYNAKLAR**

Ahaitouf, A., Bath, A., Thevenin, P. ve Abarkan, E., (2000), "Analysis of Interface States of n-InP MIS Structures Based on Bias Dependence of Capacitance and Photoluminescence Intensity", *Mater. Sci. Eng.*, B77:67-72.

Akoğlu, B., (2004), Ph.D. Thesis, Optical Properties of Silicon Based Amorphous Thin Films, METU, Ankara.

Anutgan, M., (2007), M.Sc. Thesis, Investigation of Plasma Deposited Hexagonal Boron Nitride Thin Films, METU, Ankara.

Anutgan, T.A., Anutgan, M., Atılgan, İ. ve Katırcıoğlu, B., (2009), "Stability and Degradation of Plasma Deposited Boron Nitride Thin Films in Ambient Atmosphere", *Thin Solid Films*, 518:419-425.

Atılgan, İ., (1993), Ph.D. Thesis, The Production and Characterization of Si Thin Films, METU, Ankara.

Atılgan, İ., Özder, S., Özdemir, O. ve Katırcıoğlu, B., (1999), "Admittance Analysis of a MIS Structure Made with PECVD Deposited a-SiN<sub>x</sub>:H Thin Film", *J. Non-Cryst. Solids*, 249:131-144.

Atılgan, İ., Özdemir, O., Akoğlu, B., Sel, K. ve Katırcıoğlu, B., (2006), "Transport Studies of Carbon-Rich a-SiC<sub>x</sub>:H Film Through Admittance and Deep-Level Transient Spectroscopy Measurements", *Philos. Mag. B*, 86 (19):2771-2796.

Battiston, G.A., Berto, D., Convertino, A., Emiliani, D., Figueras, A., Gerbasi, R. ve Viticoli, S., (2005), "PECVD of h-BN and c-BN Films From Boranedimethylamine As a Single Source Precursor", *Electrochim. Acta.*, 50:4600-4604.

Bell, R.L., (1973), *Negative Electron Affinity Devices*, Oxford University Press.

Bello, I., Chang, Y.M., Leung, K.M., Chan, C.Y., Ma, K.L., Zhang, W.J., Lee, S.T. ve Layyous, A., (2005), "Cubic Boron Nitride Films for Industrial Applications", *Diamond Relat. Mater.*, 14:1784-1790.

Brews, J.R. ve Nicollian, E.H., (1982), *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, John Wiley & Sons.

Edminister, J.A. ve Nahvi, M., (1995), *Schaums's Outline of Electric Circuits*, 3rd Edition, McGraw-Hill.

Godet, C., Schmirgeld, L., Zuppiroli, L., Sardin, G., Gujrathi, S. ve Oxoron, K., (1991), "Optical Properties and Chemical Reactivity of Hydrogenated Amorphous Boron Thin Films", *J. Mater. Sci.*, 26:6408-6418.

Hambley, A.R., (2002), *Electrical Engineering Principles and Applications*, 2nd Edition, Prentice-Hall, New Jersey.

Himpsel, F.J., Knapp, J.A., Van Vechen, J.A. ve Eastman, D.E., (1979), "Quantum Photoyield of Diamond (111)-A Stable Negative Affinity Emitter", *Phys. Rev. B.*, 20(2):624-627.

Heil, R.B. ve Aita, C.R., (1997), "Sputter Deposition of Boron Nitride Using Neon-Nitrogen Decharges", *J. Vac. Sci. Tech. A.*, 15(1):93-98.

- Ishida, H., (1989), "Electronic Structure of Alkali-Metal Overlayers on the Semi-Infinite Jellium Surface", *Phys. Rev. B.*, 39(8):5492-5495.
- Jackson, W.B., Moyer, M.D., Tsai, C.C. ve Marshall, J.M., (1987), "Band Offsets for the Silicon Nitride/Amorphous Silicon Interface: Implications for Charge Transport and Trapping in Silicon Nitride", *J. Non-Cryst. Solids*, 97(98):891-894.
- Jackson, W.B., Marshall, J.M. ve Moyer, D.M., (1989), "Role of Hydrogen in the Formation of Metastable Defects in Hydrogenated Amorphous Silicon", *Phys. Rev. B.*, 39:1164.
- Lampert, M.A., (1970), *Current Injection in Solids*, Academic Press, New York.
- Li, W., Gu, G., Li, Y., He, Z., Liu, L., Zhao, C. ve Zhao, Y., (2005), "Influence of Hydrogen and Oxygen Plasma Treatment on Field Emission Characteristics of Boron Nitride Thin Films", *Appl. Surf. Sci.*, 242:207-211.
- Lieberman, A.M. ve Lichtenberg, J.A., (1994), *A. Wiley Interscience Publication*, New York.
- Loh, K.P., Gamo-Nishitani, M., Sakaguchi, I., Taniguchi, T. ve Ando, T., (1998), "Thermal Stability of the Negative Electron Affinity Condition on Cubic Boron Nitride", *Appl. Phys. Lett.*, 72(23):3023-3025.
- Loh, K.P., Sakaguchi, I., Nishitani-Gamo, M., Tagawa, S., Sugino, T. ve Ando, T., (1999), "Surface Conditioning of Chemical Vapor Deposited Hexagonal Boron Nitride Film for Negative Electron Affinity", *Appl. Phys. Lett.*, 74(1):28-30.
- Loh, K.P., Sakaguchi, I., Nishitani-Gamo, M., Taniguchi, T. ve Ando, T., (1999), "Negative Electron Affinity of Cubic Boron Nitride", *Diamond Relat. Mater.*, 8(2):781-784.
- Mirkarimi, P.B., McCarty, K.F. ve Medlin, D.L., (1997), "Review of Advances in Cubic Boron Nitride Film Synthesis", *Sci. Eng.*, R21:47-100.
- Neamen, D., (2006), *An Introduction to Semiconductor Devices*, McGraw-Hill International Edition, New York.
- Ning, W., Kailai, C. ve Dingsheng, W., (1986), "Work Function of Transition-Metal Surface with Submonolayer Alkali-Metal Coverage", *Phys. Rev. Lett.*, 56(25):2759-2792.
- Özdemir, O., (2004), *Ph.D. Thesis, Instability Studies in Amorphous Silicon Based Alloys*, METU, Ankara.
- Özdemir, O., Atılğan, İ. ve Katırcıoğlu, B., (2008), "Similar Admittance Behavior of Amorphous Silicon Carbide and Nitride Dielectrics within the MIS Structure", *Vacuum*, 82(6):566-573.
- Özdemir, O., (2009), "Observation of Apparent MOS Regimes on Al/PECVD Grown Boron Nitride/p-c-Si/Al MIS Structure, Investigated Through Admittance Spectroscopy", *International Journal of Hydrogen Energy*, 34:1468-1471.
- Özdemir, O., Anutgan, M., Aliyeva-Anutgan, T., Atılğan, İ. ve Katırcıoğlu, B., (2009a), "Electrical Transport Mechanism in Boron Nitride Thin Film", *J. Non-Cryst. Solids*, 355:851-859.
- Özdemir, O., Anutgan, M., Aliyeva-Anutgan, T., Atılğan, İ. ve Katırcıoğlu, B., (2009b), "Annealing Improvement on the Localized States of Plasma Grown Boron Nitride Film Assessed Through Admittance Measurements", *J. Alloys and Comp.*, 475:794-803.

- Park, Y.B. ve Rhee, S.W., (2001), "Bulk and Interface Property of Low Temperature Silicon Nitride Films Deposited by Remote Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition", *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, 12:515.
- Pouch, J.J. ve Alterovitz (Eds), S.A., (1990), *Synthesis and Properties of Boron Nitride*, TransTech Publications.
- Powers, M.J., Benjamin, M.C., Porter, L.M., Nemanich, R.J., Davis, R.F., Cuomo, J.J., Doll, G.L. ve Harris, S.J., (1995), "Observation of a Negative Electron Affinity for Boron Nitride", *Appl. Phys. Lett.*, 67(26):3912-3914.
- Robertson, J., (1984), "Electronic Structure and Core Exciton of Hexagonal Boron Nitride", *Phys. Rev.*, B29(4):2131.
- Ronning, C., Dreher, E., Feldermann, H., Gross, M., Sebastian, M. ve Hofsass, H., (1997), "Electrical Properties and Thermal Stability of Ion Beam Deposited BN Thin Films", *Diamond Relat. Mater.*, 6:1129-1134.
- Santes, E.J.P. ve MacDonald, N.C., (1992), *IEEE - IEDM*, 92:743-746.
- Scheer, J.J. ve Van Laar, J., (1965), "GaAs-Cs: A New Type of Photoemitter", *Sol. State Com.*, 3:189-193.
- Sel, K., (2007), Ph.D. Thesis, The Effects of Carbon Content on The Properties of Plasma Deposited Amorphous Silicon Carbide Thin Films, METU, Ankara.
- Simmons, J.G. ve Wei, L.S., (1973), "Theory of Dynamic Charge and Capacitance Characteristics in MIS Systems Containing Discrete Surface Traps", *Solid-State Electronics*, 16:43-52.
- Sommer, A.H., (1971), "Cesium-Oxygen Activation of Three-Five Compound Photoemitters", *J. Appl. Phys.*, 42:2158.
- Su, S., (1998), "An Electronic Structure Investigation of the BNO-BON-NBO System", *J. Mol. Struct. – Theo. Chem.*, 430:137.
- Swanepoel, R., (1983), "Determination of the Thickness and Optical Constants of Amorphous silicon", *J. Phys. E.: Sci. Instrum.*, 16:1214-1222.
- Sze, S.M., (1969), *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York.
- Sze, S.M., (1981), *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York.
- Taylor, J.B. ve Langmuir, I., (1933), "The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Cesium Films on Tungsten", *Phys. Rev.*, 44:423-458.

**EKLER**

- Ek 1 Optik soğurma  
Ek 2 Sıcaklık kontrol devresi



## Ek 1 Optik soğurma

### Zamana Bağlı Pertürbasyon Teorisi

Zamana göre değişen bir sistemin  $t = 0$  için başlangıç durumu  $|\psi(t=0)\rangle_m = \sum c_n |n\rangle$  ise, sistemin  $t$  anındaki son durumu zamana bağlı Schrödinger denklemi ile bulunur:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_0 |\psi(t)\rangle \quad (\text{Ek 1.1})$$

$$|\psi(t)\rangle = \sum c_n e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}} |n\rangle \quad (\text{Ek 1.2})$$

Burada  $|n\rangle$  ifadesi  $H_0$  Hamiltoniyenin öz durumudur. Hamiltoniyenin zamana bağımlı olması durumunda, söz gelimi elektromanyetik radyasyon altında,  $c_n$  ifadesi de zamana bağlı olmalıdır. Dolayısıyla böylesi bir dış etki altında toplam Hamiltoniyen  $H_0 + W$  için sistemin durumu aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$|\psi(t)\rangle = \sum c_n(t) e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}} |n\rangle \quad (\text{Ek 1.3})$$

Dolayısıyla  $t$  anında sistemin  $|n\rangle$  öz durumunda bulunma olasılığı:

$$\langle n | \psi(t) \rangle = \sum c_m(t) e^{-i\frac{E_m t}{\hbar}} \langle n | m \rangle \quad (\text{Ek 1.4})$$

Dirac delta fonksiyonu için  $\langle n | m \rangle = \delta_{nm}$  geçerli olduğuna göre, olasılık ifadesi şu şekilde yazılabilir:

$$|c_n(t)|^2 = |\langle n | \psi(t) \rangle|^2 \quad (\text{Ek 1.5})$$

Elektromanyetik pertürbasyon ( $W$ ) altında zamana bağlı Schrödinger denklemi kullanılarak  $c_n(t)$  olasılık dağılım fonksiyonları bulunabilir:

$$\left\langle n \left| i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) \right. \right\rangle = \langle n | H \psi(t) \rangle \quad (\text{Ek 1.6})$$

$$e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} c_n(t) = \sum_m \langle n | W | m \rangle \langle m | \psi(t) \rangle \quad (\text{Ek 1.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} c_n(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_m e^{i(E_n - E_m)t} W_{nm}(t) c_m(t) \quad (\text{Ek 1.8})$$

### Geçiş Olasılığının Bulunmasında Dyson Serisinin Kullanılması

Denklem (Ek 1.8)'de yer alan diferansiyel ifadenin genellikle ikiden fazla boyutlu problemler için tam çözümü mevcut değildir. Dolayısıyla  $c_n(t)$  olasılık fonksiyonlarının elde edilmesinde farklı bir yaklaşımın uygulanması gerekmektedir. Zira olasılık dağılım fonksiyonunun mutlak değerinin karesi geçiş olasılığını verir.  $c_n(t)$  ifadesi kuvvet serisine açılacak olursa aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$c_n(t) = c_n^{(0)}(t) + c_n^{(1)}(t) + c_n^{(2)}(t) + \dots \quad (\text{Ek 1.9})$$

Olasılık fonksiyonunun kuvvet serisi elemanları zamana bağlı birim operatör kullanılarak elde edilebilir:

$$U(t + dt, t) = I - \frac{i}{\hbar} H dt \quad (\text{Ek 1.10})$$

$$U(t + dt, t_0) = U(t + dt, t) U(t, t_0) \quad (\text{Ek 1.11})$$

$$U(t+dt, t_0) = U(t, t_0) - \frac{i}{\hbar} HU(t, t_0)dt \quad (\text{Ek 1.12})$$

$dt$  ifadesi sonsuz küçük olduğundan (Ek 1.12) eşitliği aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U(t, t_0) = HU(t, t_0) \quad (\text{Ek 1.13})$$

Hamiltoniyen ifadesi zamana bağımlı ise denklemin zamana göre integrali alınarak, zamana göre değişim operatörü elde edilebilir:

$$U(t, t_0) = I - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t')U(t', t_0)dt' \quad (\text{Ek 1.14})$$

Bu aşamada Dyson-Wick yineleme metodu uygulanabilir. Dolayısıyla,

$$\hat{U}(t, t_0) = U_0^\dagger(t)U(t, t_0)U_0(t) \text{ ve } U_0 = e^{-\frac{iH_0(t-t_0)}{\hbar}} \text{ eşitlikleri için}$$

- Sıfırıncı mertebeden yaklaşım:

$$\hat{U}^{(0)}(t, t_0) = I \quad (\int \text{ terimi düşer}) \quad (\text{Ek 1.15})$$

- Birinci mertebeden yaklaşım:

$$\hat{U}^{(1)}(t, t_0) = I - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t')\hat{U}^{(0)}(t', t_0)dt' \quad (\text{Ek 1.16a})$$

$$\hat{U}^{(1)}(t, t_0) = I - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t')dt' \quad (\text{Ek 1.16b})$$

- İkinci mertebeden yaklaşım:

$$\hat{U}^{(2)}(t, t_0) = \mathbf{I} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t') \hat{U}^{(1)}(t', t_0) dt' \quad (\text{Ek 1.17a})$$

$$= \mathbf{I} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t H(t') dt' + \left( \frac{i}{\hbar} \right)^2 \int_{t_0}^t dt' \int_{t_0}^{t'} H(t') H(t'') dt'' \quad (\text{Ek 1.17b})$$

Zamana göre değişim operatörü elde edilirken,  $|\psi(t)\rangle$  durumu daha önceki bir zamandaki  $|i\rangle$  durumu cinsinden ifade edilebilir:

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0)|i\rangle \quad (\text{Ek 1.18})$$

Dolayısıyla  $c_n(t)$  olasılık fonksiyonu bra-ket işlemi sonucunda elde edilebilir:

$$c_n(t) = \langle n | \hat{U}(t, t_0) | i \rangle \quad (\text{Ek 1.19})$$

(Ek 1.17b)'de bulunan Dyson serisi ifadelerinden ve olasılık dağılım fonksiyonunun kuvvet serisi açılımından faydalanılarak, birinci mertebeden yaklaşıma kadar geçerli olan aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir:

- $c_n^{(0)} = \langle n | \mathbf{I} | i \rangle = \delta_{in}$  (zamandan bağımsız) (Ek 1.20)

- $c_n^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' e^{i\frac{(E_n - E_i)}{\hbar} t'} \langle n | W | i \rangle$  (Ek 1.21)

Başlangıç durumundan farklı bir son duruma geçerken, sıfırıncı mertebede zamandan bağımsız olan terim düşer.

Dolayısıyla  $W$  pertürbasyonu altında  $|i\rangle$  durumundan  $|n\rangle$  durumuna geçiş olasılığını veren ifade aşağıdaki gibidir:

$$|c_n^{(1)}|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle n|W|i\rangle e^{i\frac{(E_n-E_i)t'}{\hbar}} dt' \right|^2 \quad (\text{Ek 1.22})$$

Birim zamanda geçiş olasılığı, diğer bir deyişle geçiş oranı ise;

$$M_{in} = \frac{d}{dt} |c_n^{(1)}(t)|^2 \quad (\text{Ek 1.23})$$

biçiminde ifade edilebilir.

### Soğurma İşlemi

$\hat{\epsilon}$  birim vektörü boyunca uzanan,  $\omega$  açısal frekanslı ve  $A_0$  genlikli bir monokromatik düzlem dalganın sahip olduğu  $\vec{A}$  vektör potansiyeli aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\vec{A} = A_0 e^{i\frac{\omega}{c}\hat{\epsilon}\cdot\vec{x} - i\omega t} \hat{\epsilon} \quad (\text{Ek 1.24})$$

Dolayısıyla pertürbasyon operatörü;

$$W = \left[ -\frac{e}{mc} A_0 e^{i\frac{\omega}{c}\hat{\epsilon}\cdot\vec{x}} (\hat{\epsilon}\cdot\vec{p}) \right] e^{-i\omega t} \quad (\text{Ek 1.25})$$

(Ek 1.22), (Ek 1.23) ve (Ek 1.25) ifadeleri kullanılarak  $t$  anındaki geçiş olasılığı şu şekilde yazılabilir:

$$|c_n^{(1)}|^2 = \frac{1}{\hbar^2} |v_{in}|^2 \frac{\sin\left(\frac{E_n - E_i - \omega}{\hbar} t\right)}{\left(\frac{E_n - E_i - \omega}{\hbar}\right)} \quad (\text{Ek 1.26})$$

Yukarıdaki ifadede:

$$v_{in} = -\langle n | \frac{eA_0}{mc} e^{i\frac{\omega}{c}\hat{n}\cdot\vec{x}} (\hat{\mathcal{E}}\cdot\vec{p}) | i \rangle \quad (\text{Ek 1.27})$$

olarak tanımlıdır.

$t \rightarrow \infty$  durumunda (Ek 1.26) ifadesi Dirac  $\delta$  - fonksiyonuna yakınsar ve fonksiyonun değeri  $t$  değerine bağlı olarak büyür. Bu durumda geçiş oranı;

$$M_{in} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 A_0^2}{m^2 c^2} |v_{in}|^2 \delta(E_n - E_i - \hbar\omega) \quad (\text{Ek 1.28})$$

Sonuç olarak  $i \rightarrow n$  geçişi soğurulan enerjinin son durum ve ilk durum arasındaki enerji farkına eşit olması durumunda mümkündür.

(Ek 1.27) eşitliğinde yer alan  $v_{in}$  ifadesinin değeri;  $k_n : |n\rangle$  durumu için elektronun kristal momentumu,  $k_i : |i\rangle$  durumu için elektronun kristal momentumu olmak üzere, yalnızca  $\vec{k}_n = \vec{k}_i$  olması durumunda sıfırdan farklıdır.  $a$ : kristal örgü sabiti birkaç angström olmak üzere; foton momentumunun  $(\hbar/\lambda)$  kristal momentumundan  $(\hbar/a)$  çok daha küçük olduğu kabul edilmiştir.

Dolayısıyla (Ek 1.28) eşitliğine elektron momentumunun ilk ve son durumunu veren ifadenin de eklenmesiyle geçiş oranı:

$$M_{in} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 A_0^2}{m^2 c^2} |v_{in}|^2 \delta(E_n - E_i - \hbar\omega) \delta_{k_i, k_n} \quad (\text{Ek 1.29})$$

### Optik Soğurma Katsayısı

Soğurma katsayısı  $\alpha(\hbar\omega)$ , bir parçacık tarafından birim mesafede soğurulan enerji miktarının bir ölçüsü olarak tanımlanmaktadır. Soğurma katsayısı;  $\sigma$ : birim akının tekil bir merkezdeki soğurulma olasılığı,  $dn_i$ : bu merkezlerin yoğunluğu,  $dn_f$ : geçiş sonrasında elektron için müsait olan durumların yoğunluğu olmak üzere;

$$\alpha = \iint \sigma dn_i dn_f \quad (\text{Ek 1.30})$$

biçiminde ifade edilebilir.

Radyasyon akısı birim foton enerjisinin yoğunluğu olarak tanımlanabilir. Söz konusu enerji yoğunluğu ise birim zamanda birim alan başına düşen ortalama elektromanyetik enerji şeklinde ifade edilebilir ( $\epsilon v E_0^2 / 8\pi$ ). Elektrik alan genliğinin vektör potansiyelin genliği cinsinden ifade edilmesiyle ( $E_0 = (\omega/c)A_0$ ) radyasyon akısı aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$F = \frac{\epsilon A_0^2 \omega}{8\pi c \hbar} \quad (\text{Ek 1.31})$$

Denklem (Ek 1.29)'da yer alan soğurma olasılığı oranı (geçiş oranı) kullanılarak elde edilen, birim akı başına soğurulma olasılığı diğer bir deyişle soğurma etkin kesit alanı ifadesi ise (Ek 1.32) eşitliğinde görülmektedir.

$$\sigma = \frac{M_{if}}{F} = \frac{8\pi mc\hbar}{\epsilon\omega A_0^2} M_{if} \quad (\text{Ek 1.32})$$

Soğurma katsayısının belirlenebilmesi için gerekli olan durum yoğunluğu hesaplanırken, bütün taban durumların dolu ve uyarılmış durumların boş olduğu 0 K sıcaklıktaki bir doğal yarıiletkenin elektronik durum yoğunluğu göz önüne alındığında, Heisenberg belirsizlik ilkesi gereğince  $\Delta x \cdot \Delta k_x = 2\pi$  için momentum uzayındaki belirsizliğin hacmi  $\tau_k = 8\pi^3/\tau_v$  'dir. Her  $\tau_k$  hacmi; spin yukarı ve spin aşağı olmak üzere iki elektronik durum içerebildiğine göre  $d\tau_k$  hacim elemanı içindeki durum yoğunluğu aşağıdaki gibi olur:

$$dn_i = \frac{d\tau_{k_i}}{4\pi^3} \quad (\text{Ek 1.33})$$

$$dn_f = \frac{d\tau_{k_f}}{4\pi^3} \quad (\text{Ek 1.34})$$

Dolayısıyla (Ek 1.29) ve (Ek 1.34)'de yer alan ifadelerin yardımıyla bilinen parametreler cinsinden soğurma katsayısı şu şekilde ifade edilebilir:

$$\alpha = \frac{e^2}{\pi^4 cm^2 n\omega} \int |v_{if}|^2 \delta(E_f(k_i) - E_i(k_i) - \hbar\omega) d\tau_{k_i} \quad (\text{Ek 1.35})$$

### **Doğrudan Bant Geçişli Yarıiletkenlerde Soğurma**

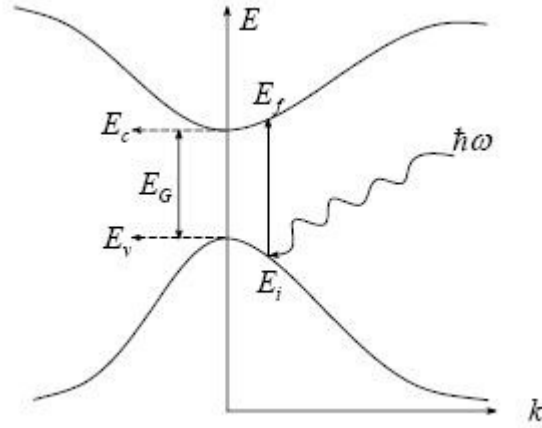
Doğrudan bant geçişli yarıiletkenlerde iletkenlik bandı minimumu valans bandı maksimumunun hemen üzerinde yer aldığı için fonon soğurulmasından söz edilmez.

Bu durumda radyasyon etkileşimi nedeniyle değişmesi beklenen momentumun beklenen değerinin değişmediği ve  $k_i = k_f = 0$  olarak sabit kaldığı kabul edilir.



Dolayısıyla denklem (Ek 1.27)'de yer alan  $v_{if}$  ifadesi sıfırıncı mertebe yaklaşımıyla sabit kabul edilmelidir:

$$v_{if}(k_i) = v_{if}(0) + \frac{dv_{if}}{dk_i} k_i + \dots \cong v_{if}(0) \quad (\text{Ek 1.36})$$



Şekil Ek 1.1 Doğrudan bant geçişli yarıiletkenlerde valans bandı maksimumu ve iletkenlik bandı minimumu bölgeleri aynı momentum değerine sahiptir.

İlk ve son durum enerjileri:

$$E_i(k_i) = E_v - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_h^*} \quad (\text{Ek 1.37})$$

$$E_f(k_i) = E_c + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_e^*} \quad (\text{Ek 1.38})$$

Bant kenarlarında parabolik yaklaşım kullanılarak hacim elemanı  $d\tau_{k_i} = 4\pi k_i^2 dk_i$  alındığında, denklem (Ek 1.35)'da yer alan soğurma katsayısı (Ek 1.39b) eşitliğinde görülen forma kavuşur:

$$\alpha = \frac{e^2}{\pi^4 cm^2 n \omega} \int_{\tau_k} |v_{if}(0)|^2 \delta\left(\hbar\omega - E_G - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_{ind.}^*}\right) 4\pi k_i^2 dk_i \quad (\text{Ek 1.39a})$$

$$= \frac{2e^2 |v_{if}(0)|^2 (2m_{ind.}^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_G)^{1/2}}{\pi^3 cm^2 n \hbar^2 \hbar\omega} \quad (\text{Ek 1.39b})$$

Soğurma katsayısının deneysel optik geçiş verilerinden elde edilmesi durumunda,  $(\alpha\hbar\omega)^2 - \hbar\omega$  grafiği güçlü soğurma bölgesinde doğrusal bir eğri vermelidir. Eğrinin enerji eksenini kestiği nokta yarıiletkenin optik yasak enerji bandına eşittir.

### Doğrudan Bant Geçişli Olmayan Yarıiletkenlerde Soğurma

Bant geçişlerinde enerji değişiminin yanı sıra momentum değişimi de söz konusu olduğunda, geçiş iki aşamaya ihtiyaç duymaktadır. Zira fotonun momentumu elektronun momentumunu geçiş için gerekli miktarda değiştirmeye yetmez. Momentum kristal örgü titreşimleri ile etkileşerek korunur. Örgü titreşimlerinin enerji dalga paketleri fonon olarak isimlendirilir. Oda sıcaklığında geniş bir enerji aralığına yayılmış farklı enerjilere sahip pek çok fonon bulunur. Öte yandan bant geçişleri için yalnızca gerekli momentuma sahip fononlar işe yarar durumdadır (Şekil Ek 1.2).  $\omega_{ph}$  fonon titreşim frekansı olmak üzere, fononların karakteristik enerjileri  $E_{ph} = \hbar\omega_{ph}$  biçiminde ifade edilir. Bant geçişleri, bir fononun soğurulması veya emisyonu yoluyla gerçekleşebilir.

$$\hbar\omega_a = E_f - E_i - E_{ph} \quad (\text{Ek 1.40})$$

$$\hbar\omega_e = E_f - E_i + E_{ph} \quad (\text{Ek 1.41})$$

Bant geçişi sırasında, doğrudan geçişli yarıiletkenlerden farklı olarak, valans bandında yer alan işgal edilmiş herhangi bir durumdan iletkenlik bandında yer alan işgal edilmemiş herhangi bir boş duruma geçiş mümkün olabilir.

Valans bandındaki  $E_i$  enerjili durumların yoğunluğu:

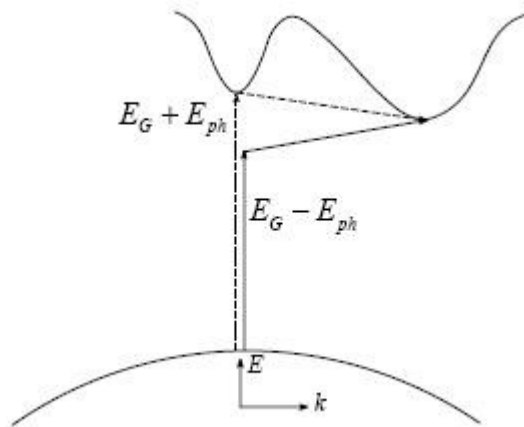
$$N(E_i) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_h^*)^{3/2} |E_i|^{1/2} \quad (\text{Ek 1.42})$$

İletkenlik bandındaki  $E_f$  enerjili durumların yoğunluğu:

$$N(E_f) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (E_f - E_G)^{1/2} \quad (\text{Ek 1.43})$$

Denklem (Ek 1.41)'da yer alan ifadeler denklem (Ek 1.43)'de yerine yazıldığında iletkenlik bandındaki  $E_f$  enerjili durumların yoğunluğu aşağıdaki eşitlikte görülmektedir:

$$N(E_f) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_G \mp E_{ph} - E_i)^{1/2} \quad (\text{Ek 1.44})$$



Şekil Ek 1.2 Doğrudan geçişli olmayan yarıiletkenlerde bant geçişleri, yetersiz kalan foton enerjisinin fononlar tarafından karşılanmasıyla gerçekleşir.

Bu durumda soğurma katsayısı, durum yoğunluğunun  $\hbar\omega \pm E_{ph}$  aralığında mümkün olan bütün enerji durumları üzerinden integrali ile fononların elektronlarla etkileşme olasılığının çarpımına eşittir.  $N_{ph} : E_{ph}$  enerjili fononların ortalama sayısı olmak üzere, Bose-Einstein istatistiğine göre;

$$N_{ph} = \frac{1}{e^{\frac{E_{ph}}{k_B T}} - 1} \quad (\text{Ek 1.45})$$

Dolayısıyla  $A$  bir sabit olmak üzere,

$$\alpha(\hbar\omega) = AN_{ph} \int_0^{-(\hbar\omega - E_G \mp E_{ph})} |E_i|^{1/2} (\hbar\omega - E_G \mp E_{ph} + E_i)^{1/2} dE_i \quad (\text{Ek 1.46})$$

(Ek 1.45) ifadesi (Ek 1.46)'de yerine yazılarak integrali alındığında soğurma katsayısı aşağıdaki gibi bulunur:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{A(\hbar\omega - E_G \mp E_{ph})^2}{e^{\frac{E_{ph}}{k_B T}} - 1} \quad (\text{Ek 1.47})$$

Amorf yarıiletkenlerde ise soğurma katsayısı foton enerjisine bağlıdır (Akaoglu, 2004):

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{B(\hbar\omega - E_G)^2}{\hbar\omega} \quad (\text{Ek 1.48})$$

$\sqrt{\alpha\hbar\omega} - \hbar\omega$  grafiğinin soğurmanın kuvvetli olduğu bölgede doğrusal bir eğriye sahip olması beklenir. Eğrinin enerji eksenini kestiği nokta yarıiletkenin optik yasak enerji aralığına eşittir (Şekil 3.1).

Optik bant aralığı her ne kadar bantlar arası geçiş için gerekli olan enerji miktarını gösteriyor olsa da bağ açısı ve uzunluklarındaki farklılıklar nedeniyle, oluşan kuyruk durumlardan ilgili bantlara veya bantlardan kuyruk durumlara geçişler mümkün olabilmektedir. Dolayısıyla kuyruk durumlardan ilgili banda geçişlerin mümkün olduğu foton enerji bölgesinde soğurma katsayısı enerjinin üstel bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir (Heil vd., 1997):

$$\alpha_{TB} = Ce^{-\frac{E_g - E}{E_0}} \quad (\text{Ek 1.49})$$

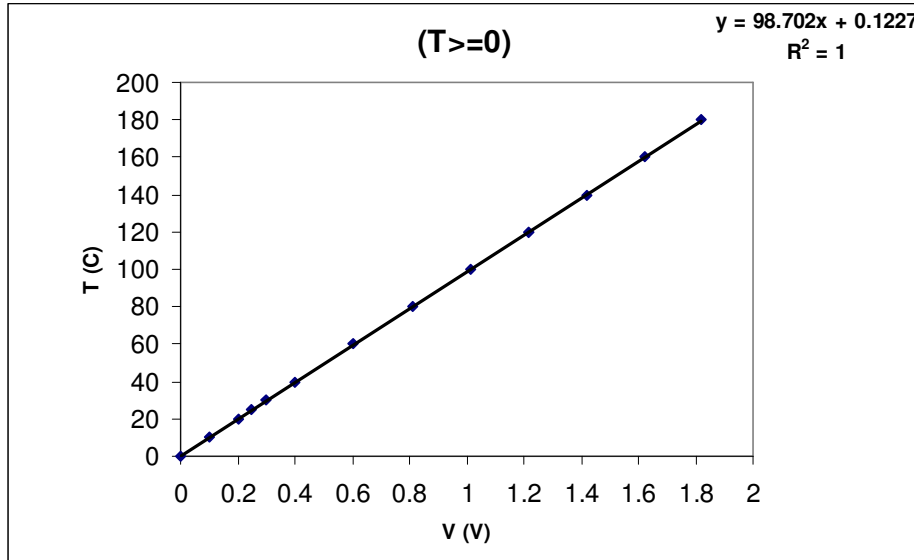
Yukarıdaki eşitlikte,  $C$  malzemeye özgü bir sabit olmak üzere,  $E_0$  : Urbach enerjisini ifade etmektedir. Urbach enerjisi sistemdeki yapı bozukluğunun enerji cinsinden bir karşılığı olmakla birlikte düzgün kristal yapılarda yaklaşık olarak sifıra eşittir ve malzemenin yapı bozukluğu arttıkça  $E_0$  'ın aldığı değer de artar.

$E_g$  : Teorik olarak 0 K sıcaklıkta kusursuz bir kristal yapının yasak enerji bandı aralığıdır. Kristal yapıdaki bozulmanın derecesini ( $E_0$ ) bulmak için optik geçiş verileri kullanılarak soğurulmanın orta şiddette gerçekleştiği bölgede  $\ln \alpha - E$  grafiğinden yararlanılabilir.

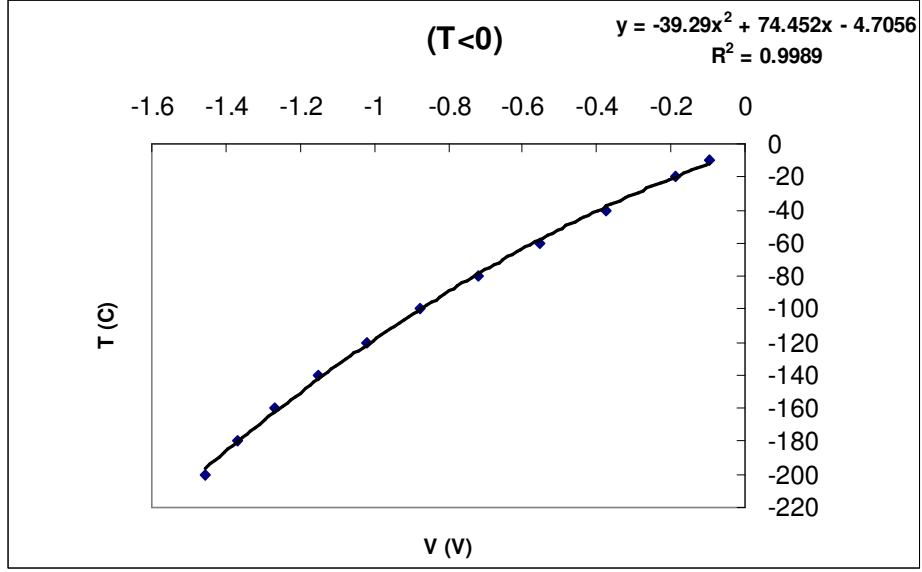
## Ek 2 Sıcaklık kontrol devresi

Yarıiletken aygıtların (MS, MIM, MIS vb.) sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri için Semilab© firmasının  $LN_2$  Bath-type cryostat modelinin kullanılması durumunda, sıcaklık kontrolü Şekil Ek 2.3’de görülen devre yardımıyla sağlanabilir. Cryostat içinde yer alan AD595C entegresi, termoçiftten aldığı sinyalleri kompanse ederek yükseltir ve yaklaşık olarak  $10mV/^{\circ}C$  hassasiyetle çıkışına verir. Çıkışta okunan  $-1.454V$ ,  $+1.817V$  aralığındaki dc sinyal, sistemin Celsius cinsinden sıcaklık bilgisini içermektedir. Gerçekleştirilen cihaz yardımıyla, devre üzerinde yer alan çok turlu trimpot istenilen sıcaklığa karşılık gelen gerilim değerine ayarlanarak sıcaklığın bu değerde sabit kalması sağlanabilir.

Şekil Ek 2.1 ve Şekil Ek 2.2’de kompanse edilmiş sinyal çıkışına ( $V_{DLTS}$ ) karşılık gelen sıcaklık değeri grafikleri görülmektedir. Negatif sıcaklık değerlerinde sistem (cryostat) lineer davranış göstermediğinden, sıcaklık-gerilim ilişkisi negatif ve pozitif değerler için iki ayrı eğri ile karakterize edilmiştir.

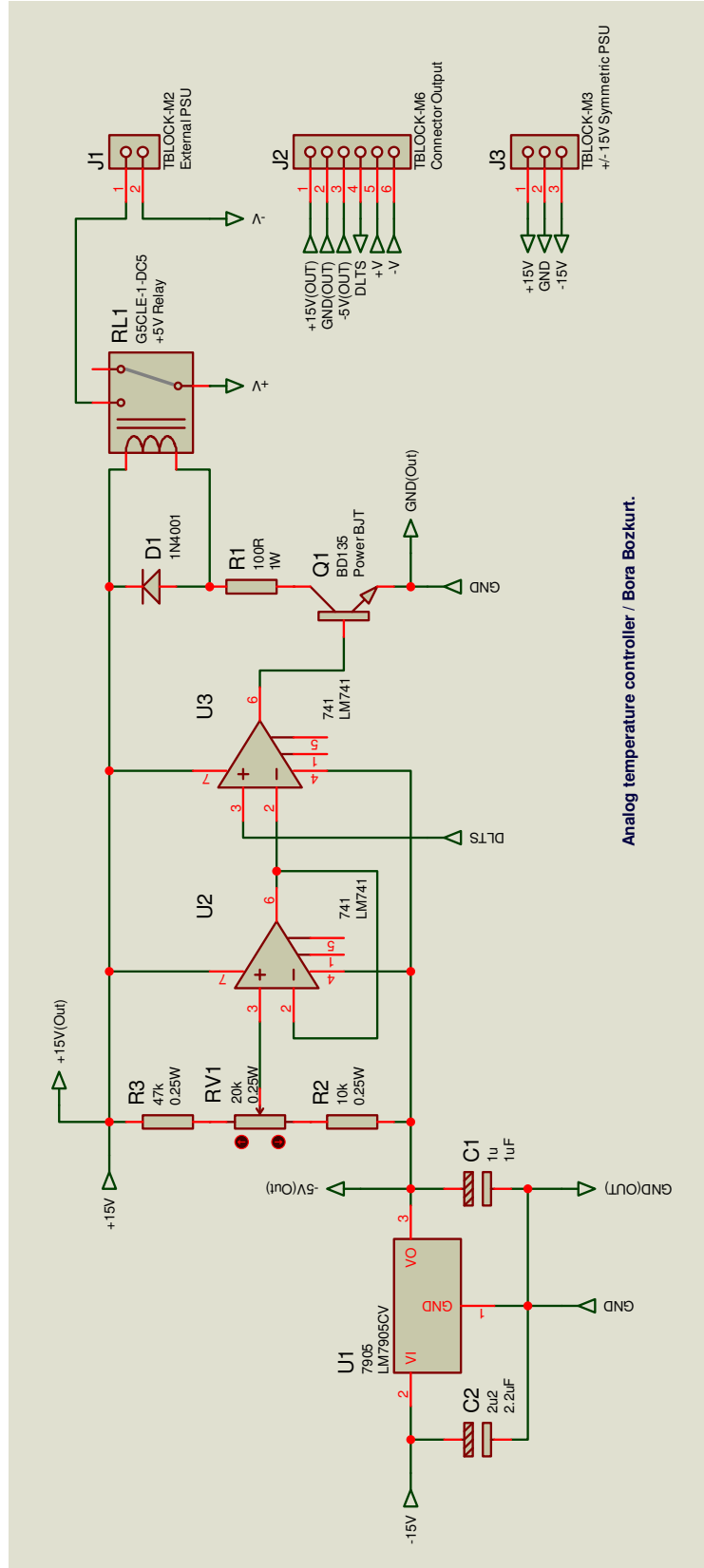


Şekil Ek 2.1 Pozitif sıcaklık değerleri için sinyal çıkışı grafiği.



Şekil Ek 2.2 Negatif sıcaklık değerleri için sinyal çıkışı grafiği.

Kontrol devresinin temel olarak çalışma prensibi, cryostat tarafından kompanse edilerek yükseltileen sinyalin (sistemin sıcaklık bilgisini taşıyan  $V_{DLTS}$  sinyali) ve devre üzerinde yer alan çok turlu trimpot yardımıyla sabit kalması istenen sıcaklık değerine karşılık ayarlanan referans geriliminin bir op-amp (işlemsel yükselteç) tarafından karşılaştırılarak, sıcaklık sinyalinin referans sinyale eşit olması durumunda sistemi ısıtan dış güç kaynağının bağlı olduğu röleyi tetiklemesi ve ısıtma işlemini devre dışı bırakması olarak açıklanabilir. Sistemin sıcaklığı düşmeye başladığında, op-amp'a gelen sıcaklık sinyali referans sinyalden farklı olacağından, op-amp çıkışında yer alan ve röleyi tetikleyen transistor kesime giderek rölenin serbest bırakılmasına neden olacaktır. Dolayısıyla dış güç kaynağının yeniden devreye girmesiyle birlikte, cryostat içindeki rezistans ısınmaya başlayarak sistemin istenen sıcaklık değerinde sabit tutulmasını sağlamış olur. Şekil Ek 2.3'de gerçekleştirilen sıcaklık kontrol cihazının devre şeması görülebilir.



Şekil Ek 2.3 Sıcaklık kontrol cihazı devre şeması.



**ÖZGEÇMİŞ**

Doğum tarihi	26.02.1983	
Doğum yeri	İstanbul	
Lise	1997-2000	A. Korkmaz Yiğit Lisesi
Lisans	2000-2001	Yıldız Teknik Üniversitesi (İngilizce Hazırlık)
	2001-2005	Yıldız Teknik Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	2005-2007	Boğaziçi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	2007-2010	Yıldız Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü