

539.216.2

K 19 f

4009



TÜRKİYE BİLİMSEL VE
TEKNİK ARAŞTIRMA KURUMU

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL
RESEARCH COUNCIL OF TURKEY

FOTO ve TERMAL KAPASİTANS TEKNİKLERİYLE SİLİSYUM İNCE FİMLER
YEREL DURUMLARININ BELİRLENMESİ

1997-505

PROJE NO : TBAG 1019

1-3

(4)

Temel Bilimler Araştırma Grubu

Basic Sciences Research Grant Committee

4009

TÜRKİYE BİLİMSEL VE TEKNİK ARAŞTIRMA KURUMU

539.216.2'
K 19 f

FOTO ve TERMAL KAPASİTANS TEKNİKLERİYLE SİLİSYUM İNCE FİLMERİN
YEREL DURUMLARININ BELİRLENMESİ

1997-505

1-36

PROJE NO : TBAG 1019

43

Prof.Dr. Bayram KATIRCIOĞLU
Araş.Gör.Dr. İsmail ATILGAN
Araş.Gör.Dr. Serhat ÖZDER

17839

AĞUSTOS 1993

ANKARA

ÖNSÖZ

TÜBİTAK destekli silisyum ince filmleri büyütmeye dönük ilk proje (TBAG No:639) Kasım 1989 da bitirilerek kesin raporu sunulmuştur. Bu ilk projede, yerel olanaklarla, RF güç kaynağı dahil, süreç gazları akı ve basınç denetim birimleri, atık gaz tasfiye ve sıcaklık denetim düzenekleri, vakum oluşturma takımı gibi çevre birimleriyle birlikte reaktörün kendisi üretilip hazırlanarak plazmayla hızlandırılmış kimyasal buhar depolama sistemi kurulmuştu. Hem n- hem de p-türü katkılanmış silisyum filmler, 200°C'den 600°C'ye kadar çok çeşitli taban sıcaklıklarında ve çeşitli RF gücünde büyütülmüştü. Bu filmlerin yapısı x-ışınları kırınım yöntemiyle, taban sıcaklığına göre saptanmıştı. Ayrıca filmlerdeki hidrojenin konumları ve miktarı kızıl ötesi soğurma (IR) tekniğiyle belirlenmişti. Katkılamanın etkinliği ise bünye iletkenliğinin sıcaklık bağımlılığından çıkarılmıştı.

Bu çalışmada, ODTÜ olanaklarıyla satın alınan yeni bir plazma reaktörüyle, elektrod oluşturmada laboratuvarımızın olanaklarını çok yükselten çığlama (sputtering) ve elektron demeti sistemi çevre birimleriyle birlikte kurulmuş ve n-türü katkılı, hidrojenlenmiş amorf silisyum filmleri üzerine Schottky diyodları üretilmiştir. Bu diyodlarda yapılan çeşitli termal kapasitans ölçümleriyle ve TÜBİTAK'ın bu proje bütçesiyle satın aldığı yüksek frekanslı kapasitans metreyle ölçülen fotokapasitans tekniğiyle, öngörüldüğü gibi amorf filmlerin yerelleşmiş derin durum yoğunluğu dağılımı çıkarılmıştır. Bu projenin sonuçlanmasına katkısı olan herkese teşekkür ederim.

Prof.Dr. Bayram Katırcıoğlu

ÖZ

Işıyan boşalım sistemi, gerekli bütün yan çevre birimleriyle birlikte kuruldu; ayarlanıp, fosfor katkılı hidrojenlenmiş amorf silisyum (n-türü a-Si:H) ince film büyütülmesi için kalibre edildi. Bu doğrultuda, elektron demeti ve iyon çığılama (sputtering) düzenekleri kuruldu ve krom (Cr), paladyum (Pd) gibi parlak metallerin buharlaştırılabilmesi için ayarlandı.

Yukarıda sözü edilen düzenekler kullanılarak fosfor katkılanmış a-Si:H filmler üzerine Pd ve Cr Schottky engelleri üretildi. Bu diyodlar I-V ve C-V gibi yaygın ölçümlerle belirlendi. Issız bölge admittansı frekans, sıcaklık, voltaj gibi parametreler işlevinde çözümlendi. C- ω -T, DLTS gibi ısıl uyarmalı sığa tabanlı teknikler, yerelleşmiş düzeylerin belirlenmesinde başarıyla uygulandı. Ayrıca çift demet fotokapasitans düzenegi kuruldu ve katkılanmış a-Si:H filmlerin band aralığında yerelleşmiş derin düzey dağılımının çıkarılmasında kullanıldı.

ABSTRACT

A glow discharge system with all necessary peripheral units has been installed, adjusted and calibrated for growing phosphorus doped hydrogenated amorphous silicon (n-type a-Si:H) thin films. Parallely, an electron gun and a sputtering units have been installed and calibrated for refractory metal evaporation such as chromium (Cr) and palladium (Pd).

Pd and Cr Schottky barrier of doped a-Si:H films were fabricated by using the above mentioned systems. These diodes were electrically characterized by conventional I-V and C-V measurements. The admittance associated with the Schottky barrier space charge region was analysed in detail. Different thermally activated capacitance techniques such as C- ω -T, DLTS were successfully applied for deep localized state investigations. Double beam photocapacitance setup was built and used to carry out the qualitative distribution of localized deep states within the pseudogap of doped a-Si:H films.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
1. Giriş	1
2. Katkılama-Derin Elektronik Durum İlişkisi	3
3. Silisyum İnce Film Büyütme Sistemi ve Diyod Üretim Birimleri	9
4. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Filmlerin Schottky Yapısıyla İncelenmesi	12
4.1. Giriş	12
4.2. Schottky Diyodların Akım-Voltaj Davranışları	12
4.3. Eklem Admittansı	15
4.4. Sığa-Voltaj Ölçümleri	21
4.5. Serbest Taşıyıcı Donması	24
4.6. Isıl Sığayla Durum Yoğunluğu	25
4.7. Dengeye Dönüş Tarama Tekniği (DLTS)	27
4.8. Çift Demet Fotokapasitans Tekniği	30
5. Sonuç	34
Referanslar	36

1. Giriş

Çağdaş iletişim teknolojisi, iki temel bölümle tanımlanabilir: bir yanda mikroişleyiciler (mikroelektronik), öteyandan da çevre birimleri (insan-makina ara yüzü'nü oluşturan giriş ve çıkış birimleri). Mikroişlemcilerin gelişmesi tek kristal silisyum üzerinde gitgide minyatürleşen yongalarla sürerken, giriş-çıkış birimleri büyük boyutlu kalarak geliştiriliyorlar. Klavye, yazıcı, belge kopyalayıcı, elektronik gösterim gibi birimlerden oluşan çevre birimlerinin gerektirdiği teknoloji, geniş alanlı elektronik teknolojisi diye adlandırılmaktadır. Bunun için gerekli 20-25 cm boyutlarında elektronik malzeme, ancak ince film biçiminde elde edilebilir ve giderek ucuz taban üzerinde elde edilebildiği ölçüde de kabuledilebilir maliyette üretilebilirler.

Bilindiği gibi, yarıiletkenleri, aygıt üretiminin temeli yapan özelliklerinin başında, iletimi sağlayan serbest elektrik yükü taşıyıcılarının, hem türlerinin (n yada p) hem de miktarlarının denetimli biçimde ayarlanabiliyor olması yatmaktadır. Oysa amorf silisyum (a-Si) filmler, önlenemez sarkık bağlı yapılarından dolayı, yasak enerji aralığı ortalarına doğru $10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ gibi yüksek yoğunlukta yerleşmiş derin durum yoğunluğu dağılımı içerirler; böylece olası katkı atomlarının sağlayabileceği fazlalık serbest elektronlar bu derin tuzaklar tarafından yakalanarak etkin katlanma önlenmiş olur. Dolayısıyla iletkenliğinin türü ve miktarı denetlenemiyen bir yarıiletkenin teknolojik öneminin sınırlı olduğu açıktır. Amorf silisyum filmlerinin bu tıkanıklığı, sarkık bağlar hidrojenle doyurularak aşılmıştır. Yaklaşık %10 hidrojenle alaşımlaştırılan a-Si filmlerde, sarkık bağların hidrojenle doyurulmalarından dolayı derin yerel durum yoğunluğu yaklaşık 10^5 kez azalmaktadır, neredeyse başka bir malzeme oluşmaktadır. Bu hidrojenlenmiş amorf silisyum (a-Si:H) filmlerde her tür ve miktarda katkılama yapılabildiğinden elektronik aygıt üretiminde önü açılmaktadır. Öteyandan, kristal silisyuma göre, yasak enerji aralığı yaklaşık %60, optik soğurma katsayısı ise 10-20 kez büyüdüğünden, hem ışık duyarlılığı insan gözünün etkili olduğu görünürlük bölgesine taşınmakta, hem de belli bir foton miktarı soğurmak için çok daha ince malzeme yeterli olmaktadır. Düşük taşıyıcı hareketliliği ve optik yıpranma sorunlarına karşın a-Si:H filmler, optik özellikleri zayıf olan kristal silisyumun bu açığını büyük ölçüde kapatmaktadır. Ayrıca germanyum, karbon, azot... gibi elementlerle alaşım yapabilen hidrojenlenmiş amorf silisyum filmlerin yasak enerji aralığı kızıl ötesinden mor ötesine kadar ayarlanabilmekte ve geniş alanlı

optoelektronik uygulamalara yol açmaktadır.

Böylece, a-Si:H filmler, ilginç özelliklerinin yanında, mevcut mikroelektronik malzemelerle (tek kristal Si, SiO₂, Si₃N₄...) uyumlu olması, alçak sıcaklıklarda çok katlı yapılara girebiliyor olması, günümüzde "amorfsilisyum teknolojisi" diye adlandırabilecek bir teknolojinin temel malzemesini oluşturmaktadır.

2. Katkılama-Derin Elektronik Durum İlişkisi

Hidrojenlenmiş amorf-silisyum filmlerin uygulamaları, katkılanabiliyor olmalarının anlaşılmasından beri [1] katlanarak sürmektedir. Öteyandan, amorf yapıların uzun süre katkılanamaz olarak algılanmaları arkasından, katkılamanın gerçekleşmesi, olası katkılama mekanizmaları üzerine son yıllarda yoğun bir araştırma başlatmıştır.

Amorf yapılarda katkılamanın olamayışı 8-N kuralı ile açıklanmıştır [2,3]. Burada N, eldeki atomun değerlik elektronlarının sayısını göstermektedir. Bu açıklamada, amorf yapının karmaşık ortamında katkı atomu enerjisini en aza çekecek, ve tüm değerlik elektronlarını kullanıp çevre atomlarla bağlar kuracak biçimde konumunu ayarlama olanağı bulabilir. Dolayısıyla bağ dışı kalmış ısıl uyarımayla ilgili banda atlayabilecek zayıf bağlı elektronu kalmadığından, kristal yarıiletkendeki bu katkılama modeli, amorf yapılarda gerçekleşmemektedir. Birçok amorf yarıiletkende geçerli olan 8-N katkılanamazlık kuralı [4], a-Si:H filmlerde işlemediği saptanmıştır. Bunun nedenlerini anlamak için, genel olarak amorf yapılarda, özel olarak a-Si:H filmlerde başlıca nelerin kristal yapıdan farklı olduğunu anımsatmak yararlı olabilir.

—Amorf yarıiletkenlerde, kristal yarıiletkenler gibi, ilgili taşıyıcıya belli bir hareketlilik sağlayan yaygın elektronik durumların oluşturduğu iletim ve değerlik bantları yanında, ilgili bantlardan yasak enerji aralığı içine doğru yayılan yerelleşmiş elektronik durumların oluşturduğu "yerelleşmiş band uzantısı durumları" dağılımı kaçınılmazdır. Bu band uzantısı durumları, amorf yapılardaki bağ uzunluğu ve bağ açısı dağılımlarından zayıflamış yada değişikliğe uğramış yaygın band durumlarından türemişlerdir [5]. Uzantı durumlarında tuzaklanmış taşıyıcıların hareketsiz olmalarına karşın dolaylı yoldan bu durumlar taşıyıcı hareketliliğini, giderek iletkenliğini etkilerler. Bu uzantı-durum yoğunluğu, band eşliğinden yasak enerji aralığı içine doğru üstel biçimde sönerek ortalama olarak yaklaşık 0.1 eV yaygınlık sergilerler.

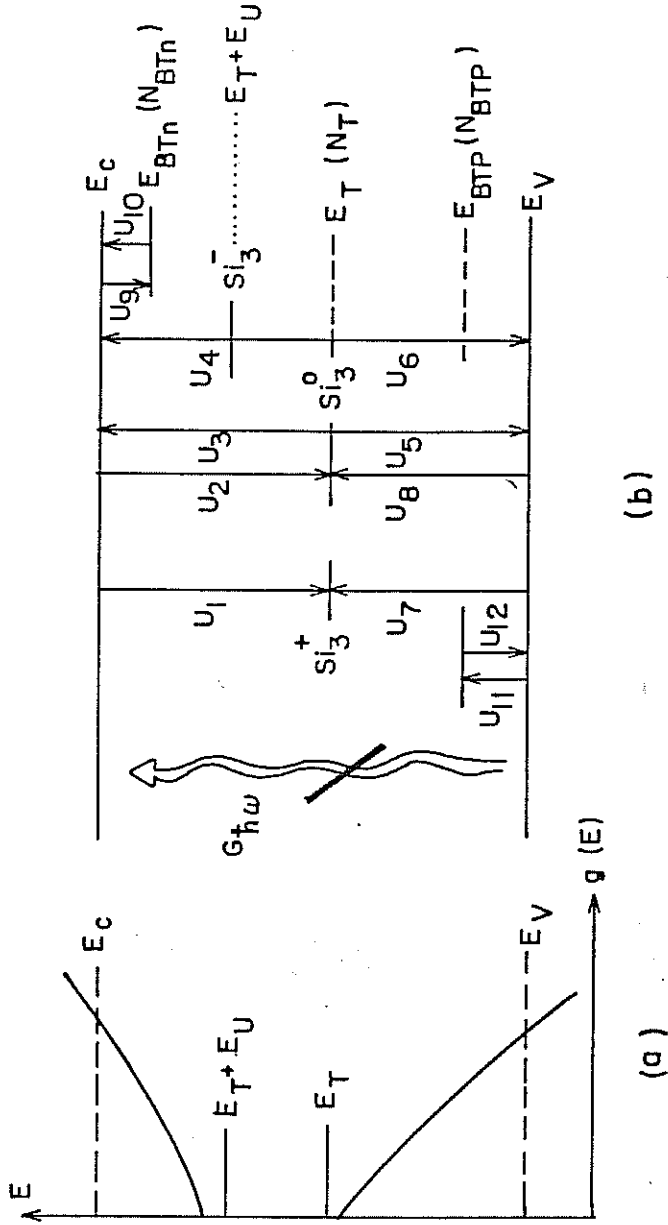
—Band uzantısı durumlardan başka, yasak enerji aralığı merkezi çevresinde dağılmış derin yerelleşmiş durumlar ikinci grubu oluşturmaktadır. Bu durumlar, bir atomun değerliğinin gerektirdiğinden ya fazla yada eksik bağ yapmasından kaynaklanırlar. Tipik bir derin durum, bir silisyum atomunun en yakın dört komşu yerine (Si_4) üçüyle (Si_3) bağ yapmasından oluşan sarkık

bağ konumudur. Bu sarkık bağ durumu ne iletim bandı nede değerlik bandı durumu olduğundan enerji düzeyi yasak enerji aralığı ortalarında beklenmektedir.

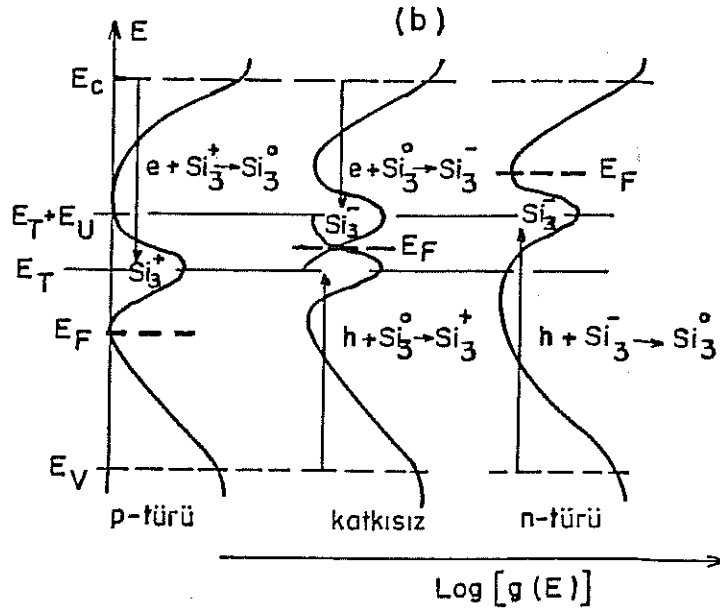
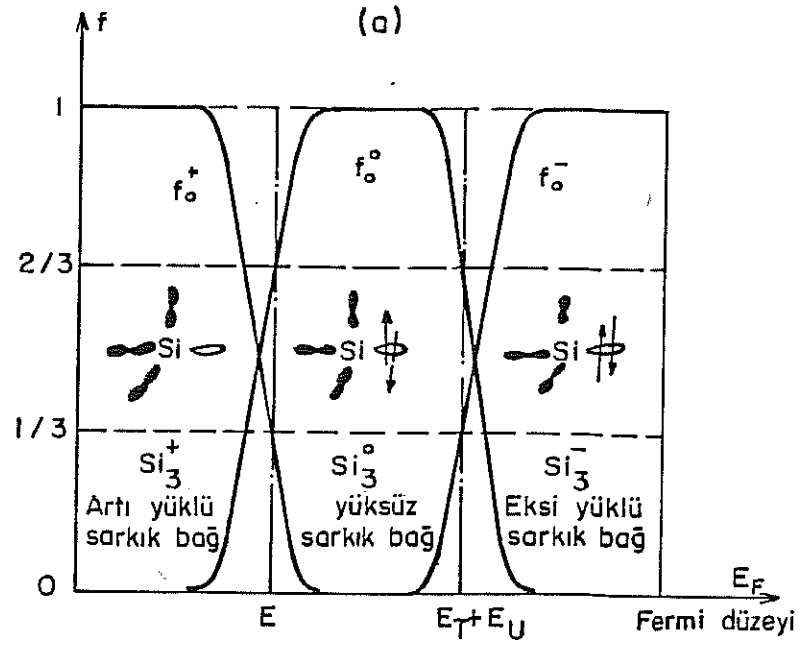
Sarkık bağ üç ayrı yük durumunda olabilir: üzerindeki tek elektronla sarkık bağ yüksüz konumdadır (Si_3^0), bu tek elektronu boşladığında derin verici iyon (Si_3^+), ikinci bir elektron yakalayınca da derin alıcı iyon (Si_3^-) konumuna girer. Yüksüz konumdaki (Si_3^0) tek elektronun enerjisi E_T ise, eksi yüklü konumdaki (Si_3^-) iki elektronun toplam enerjisi $2E_T$ yerine $2E_T+U$ ve her bir elektronun enerjisi ise E_T+E_U olur. Burada $U=2E_U$, yerelleşmiş bir durumda iki elektronun etkileşim enerjisini yansıtır; eğer Coulomb itmesi başatsa U artı olarak alınmalıdır. Bu tartışmadan anlaşılacağı gibi sarkık bağ, yük durumuna göre iki değişik enerji düzeyi oluşturur. Öteyandan, her sarkık bağın yakın çevresi, amorf yapıdan dolayı farklılık gösterebildiğinden, her yük durumu için tek bir enerji düzeyi yerine, ortalama değeri yukarıda verilen enerjiler olan dağılımlar ortaya çıkar (Şekil 2). Elektrik yada optik yolla termodinamik denge dışına taşınan a-Si:H filmin dengeye dönüşünde giderek sürdürmesinde, yerelleşmiş derin enerji düzeylerinin ve band uzantısı düzeylerinin birinci derecede işlevleri vardır. Derin düzeyler, serbest taşıyıcılar için birleşme merkezi olarak davranırken, band uzantısı düzeyler daha çok tuzak olarak (tek bandla alış-verişli) kalırlar. Bu durum Şekil-1 de gösterilmiştir. Burada, sadeleştirmek amacıyla durum dağılımları yerine ortalama değerler tek değer olarak gösterilmiştir: iletim bandı uzantısı için E_{BTn} (ortalama yoğunluk N_{BTn}), değerlik bandı uzantısı için E_{BTp} (N_{BTp}), derin durumlar için ise E_T (N_T) ve E_T+E_U kullanılmıştır. Şekil-1 deki oklar, optik uyarma altında (G_{hw} =optik üretim hızı), yasak enerji aralığında yukarıda tanımlanan yerelleşmiş durumlarla bandlar arasındaki elektron geçişlerini göstermektedir. Yerelleşmiş düzeyler arasındaki elektron geçişleri, olasılıkları düşük olduğundan, göz ardı edilmişlerdir. Sarkık bağ merkezleriyle her iki band arasındaki geçişlerin neden olduğu merkezler arasında birbirlerine dönüşler şöyle ifade edilebilir:



Aydınlanmasız ortamda, şekil-1 tanımlanan sistem, termodinamik dengede aşağıda verilen üç bağımsız denklemlerle belirlenir:



Şekil-1: a) Yerelleşmiş düzeylerin band aralığında yalın konumu
 b) Sarkık bağ düzeylerinde (E_T ve $E_T + E_U$) birleşme ve band uzantısı düzeylerde (E_{BT}) tuzaklanma doğrultusunda elektron akışı.



Şekil-2: a) Fermi düzeyi işlevinde, sarkık bağ düzeylerinin doluluk oranı değişimi.

b) üç değişik Fermi düzeyi konumunda, olası elektron geçişleri ve yerleşmiş durum yoğunluğu dağılımı.

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= U_3 + U_4 - U_1 - U_2 = 0 \\ \frac{dp}{dt} &= U_5 + U_6 - U_7 - U_8 = 0 \\ \frac{d(Si_3^+)}{dt} &= U_3 + U_4 - U_1 - U_2 = 0\end{aligned}\quad (2)$$

Burada, n (p) serbest elektron (hol) yoğunluğunu, U_1 ise şekil-1 de belirtilen birleşme hızlarını gösterir. U_1 hızları, Shockley-Read-Hall istatistigi aracılığıyla, serbest taşıyıcı yoğunlukları ve yerleşmiş merkez parametreleri işlevinde ifade edilebilirler:

$$\begin{aligned}U_1 &= nN_T f^+ c_n^+ & U_2 &= nN_T f^0 c_n^0 & U_3 &= N_T f^0 e_n^0 & U_4 &= N_T f^- e_n^- \\ U_5 &= pN_T f^0 c_p^0 & U_6 &= pN_T f^- c_p^- & U_7 &= N_T f^+ e_p^0 & U_8 &= N_T f^0 e_p^0 \\ U_9 &= nN_{BTn} (1-f_n) c_n & U_{10} &= N_{BTn} f e_n & U_{11} &= pN_{BTp} f c_p & U_{12} &= N_{BTp} (1-f_p) e_p\end{aligned}\quad (3)$$

Yukarıdaki ifadelerde c_j^i ve e_j^i , merkezin sırayla serbest taşıyıcı yakalama ve boşlama katsayılarını; i =başlangıç yük durumu; j =taşıyıcı türü; N_{BTn} (N_{BTp})=elektron (hol) tuzağı yoğunluğu; f_n (f_p)=tuzakların doluluk olasılığı; c_n , e_n , c_p ve e_p = sırayla elektron ve hol tuzaklarının yakalama ve boşlama katsayılarıdır.

Yukarıda sunulan denklemler, boşlama katsayısını (tek merkezde yapıldığı gibi) yakalama katsayısı işlevinde ifade etmeye yetmemektedir. Her yük durumundaki sarkık bağ ve her iki banddaki serbest taşıyıcı yoğunluklarının dengedeki değişmezliği gözönüne alıp aşağıdaki ek denklemleri kullanarak, boşlama katsayıları yakalama katsayıları işlevinde elde edilebilirler [6]

$$U_1 = U_3 \quad ; \quad U_2 = U_4 \quad ; \quad U_5 = U_7 \quad ; \quad U_6 = U_8 \quad (4a)$$

buradan

$$e_n^0 = n_o \frac{f_o^+}{f_o^0} c_n^+ \quad ; \quad e_n^- = n_o \frac{f_o^0}{f_o^-} c_n^0 \quad ; \quad e_p^0 = p_o \frac{f_o^-}{f_o^0} c_p^- \quad ; \quad e_p^+ = p_o \frac{f_o^0}{f_o^+} c_p^0 \quad (4b)$$

Sarkık bağ doluluk oranını veren f_o^+ , f_o^0 ve f_o^- için Fermi-Dirac dağılımı, Si_3^- merkezindeki iki elektronun bağımsız olmamaları yüzünden, kullanılamaz. Bu oranlar sorunun özgülüğü göz önüne alınarak çıkarılabilir [7]:

$$f_o^+ = \left[1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right) + \exp\left(\frac{2(E_F - E_T - 2E_U)}{kT}\right) \right]^{-1}$$

$$f_o^0 = 2f_o^+ \exp\left(\frac{2(E_F - E_T)}{kT}\right) \quad (5)$$

$$f_o^- = f_o^+ \exp\left(\frac{2(E_F - E_T - 2E_U)}{kT}\right)$$

Ayrıca $f_o^+ + f_o^0 + f_o^- = 1$ olduğunu unutmamak gerekir. Bu dağılımların Fermi enerji düzeyi işlevinde değişimi şekil-2 de gösterilmiştir.

Banddan banda üretim hızı $G_{h\nu}$ olan aydınlatma altında, (2) numaralı denklem takımı, ilk ikisinin sağ tarafına $G_{h\nu}$ terimini ekleyerek kullanılabilir ve bu durumda f^+ , f^0 , f^- ile gösterilen doluluk oranları, $f^+ + f^0 + f^- = 1$ bağıntısı göz önüne alınarak çıkarılabilirler:

$$f^+ = \frac{1}{1+a(1+\frac{1}{b})} ; \quad f^0 = \frac{1}{1+a+b} ; \quad f^- = \frac{1}{1+b(1+\frac{1}{a})} \quad (6)$$

Burada $a \equiv (e_p^+ + nc_n^+) / (e_n^0 + pc_p^0)$ ve $b \equiv (e_n^- + pc_p^-) / (e_p^0 + nc_n^0)$ alınmıştır.

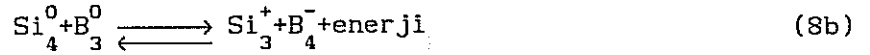
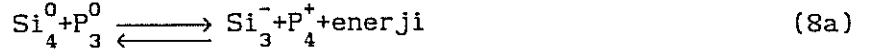
Band uzantısındaki tuzakların doluluk oranları, ısıl dengede Fermi dağılımınca (f_n^0 ve f_p^0) belirlenirler, aydınlatma altında kararlı duruma ulaşıncaya, $U_9 = U_{10}$ ve $U_{11} = U_{12}$ olduğu göz önüne alınarak şöyle ifade edilir:

$$f_n = \frac{n}{n + n_1 \exp\left(\frac{E_{BTn} - E_1}{kT}\right)} ; \quad f_p = \frac{n_1 \exp\left(\frac{E_1 - E_{BTp}}{kT}\right)}{p + n_1 \exp\left(\frac{E_1 - E_{BTp}}{kT}\right)} \quad (7)$$

Bu ifadelerde n_1 ve E_1 sırasıyla katkılanmamış filmlerde serbest taşıyıcı

yoğunluğu ve Fermi düzeyini göstermektedir.

Kristal yarıiletken katkılamaalarında, katkı atom enerji düzeyleri sığ düzeyler oluşturduğundan, derin düzeylerle doğrudan çok önemli bir etkilene beklenmez. Oysa amorf silisyum filmlerde (a-Si:H), derin düzeyleri göz önüne almadan katkılanma olayını anlamak olası değildir. Hidrojenlenmiş amorf silisyum filmlerin katkılanma mekanizması için çeşitli modeller önerilmiştir [8-13]; sarkık bağla karşılama modeli benimsenmiştir [10-13]. Bu modelde yüklü katkı atomuyla sarkık bağ durumu, filmin büyüyen yüzünde denge halinde olup, yaklaşık eşit yoğunlukta oluşurlar. Sırayla n-türü ve p-türü katkı için fosfor ve bor atomları aşağıdaki kimyasal tepkimeleri oluşturdukları düşünülmektedir:



Bu durumda Fermi enerji düzeyi, yüklü sarkık ve katkı atom düzeyleri arasında konumlanır. 8-a denkleminde, bazı fosfor atomları, 5 değerlik elektronundan üçünü, üç yakın komşuyla bağlanmada, ve ikiside s-orbitalinde kullanarak, katkılama yönünden etkisiz kalırlar (P_3^0). Geri kalan bazıları ise dörtlü bağ yapar ve zayıf kalan beşinci elektronu ya sarkık bağlara yada band uzantısı durumlara terkedip verici katkı atomu konumuna girerek iyonlaşırlar (P_4^+). Elektrik yükü korunumu aşağıdaki bağıntıyı ortaya çıkarır:

$$C_4^+ = n_{BT} + N_T f_o^- \quad (9a)$$

Burada n_{BT} =band uzantısındaki elektron yoğunluğu, N_T =sarkık bağ yoğunluğu, ve C_4^+ =katkılamaada etkin olan katkıatom yoğunluğudur.

Öteyandan, bor katkılama, fosforun benzeridir. Bor atomlarının önemli bir oranı üç en yakın komşuyla bağlı ve yüksüz konuma girerek katkılama dışı kalır (B_3^0). Geri kalan bor atomları dörtlü bağ yaparak, eksi olarak yüklenip, alıcı atom konumuyla katkılama yaparlar (B_4^-). Yakalanan bu dördüncü elektron ya sarkık bağlardan yada değerlik bandı uzantısı durumlardan geldiği varsayılarak elektrik yükünün korunumu dolayısıyla şöyle bir bağıntı elde edilir:

$$C_4^- = p_{BT} + N_T f_o^+ \quad (9b)$$

Burada, C_4^- =katkılamada etkin olan katkı atom yoğunluğu, p_{BT} =band uzantısındaki hol yoğunluğudur.

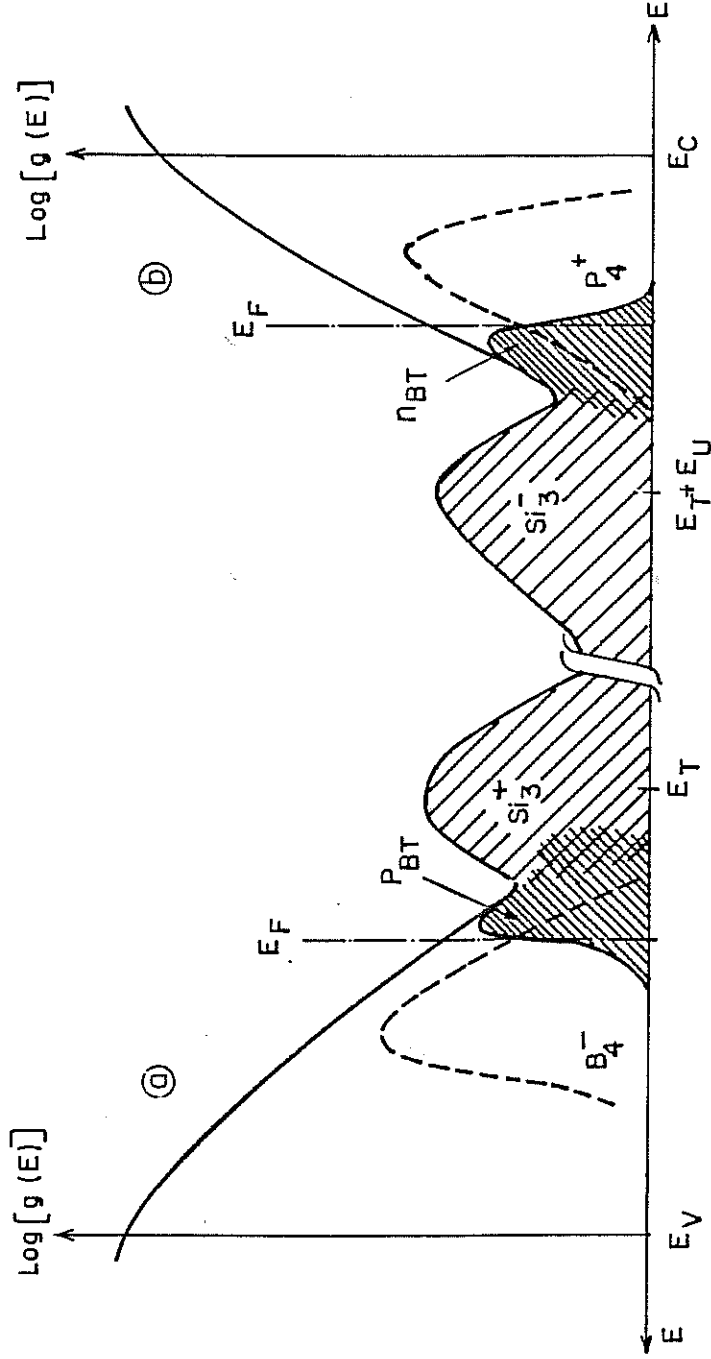
Tek başına dört bağılı katkı atomu oluşturmak, örgüyü rahatlatan üç bağılı atomdan daha yüksek enerjiye mal olması beklenir; ama dört bağılı katkı atomu, 8 numaralı denklemde öngörüldüğü gibi, sarkık bağla bir çift olarak düşünülürse ($Si_3^-P_4^+$ yada $Si_3^+B_4^-$), üç bağılı katkı atomu ile dört bağılı normal silisyum atomu çiftinden ($Si_4^0-P_3^0$ yada $Si_4^0-B_3^0$) daha düşük enerjiye mal olabileceği kabul edilebilir (şekil-3) [14]. (9-a) ve (9-b) numaralı denklemlerde, n-türü filmlerde $f_o^- \approx 1$, p-türü filmlerde $f_o^+ \approx 1$ alınıp, ayrıca n_{BT} ve p_{BT} değerleri N_T yanında gözardı edilebileceğini gösteren deneysel çalışmaların ışığında [11] yaklaşık olarak etkin katkı atom yoğunluğunun sarkık bağ yoğunluğuna eşit olduğu sonucuna varılır:

$$C_4 \approx N_T \quad (10)$$

Sonuç olarak, kristal yarıiletkenlerinin tersine, katkı atomları, ilgili badda serbest taşıyıcı sağlayacağına, Fermi enerji düzeyini, yasak enerji ortalarından (≈ 0.9 eV), band eşigine yaklaştırıp (≈ 0.15 eV), elektriksel iletkenliğin uyarılma enerjisi olan $E_C - E_F$ yada $E_F - E_V$ değerini küçülterek iletkenliği yükseltir ve fiilen bir cins katkılama gerçekleştirirler.

Ayrıca 8 ve 10 numaralı denklemler gözönüne alınırsa, sarkık bağ yoğunluğuna (N_T) eşit olan etkin katkılama yoğunluğu (C_4) filmin içine sokulan toplam katkı atom yoğunluğunun kare kökü gibi değişir [11,15-17]

$$C_4 = (\text{sabit}) C^{1/2} \quad (11)$$



Şekil-3: a-Si:H filmlerde enerjiye karşı durum yoğunluğu dağılımı

a) Bor katkılı b) Fosfor katkılı

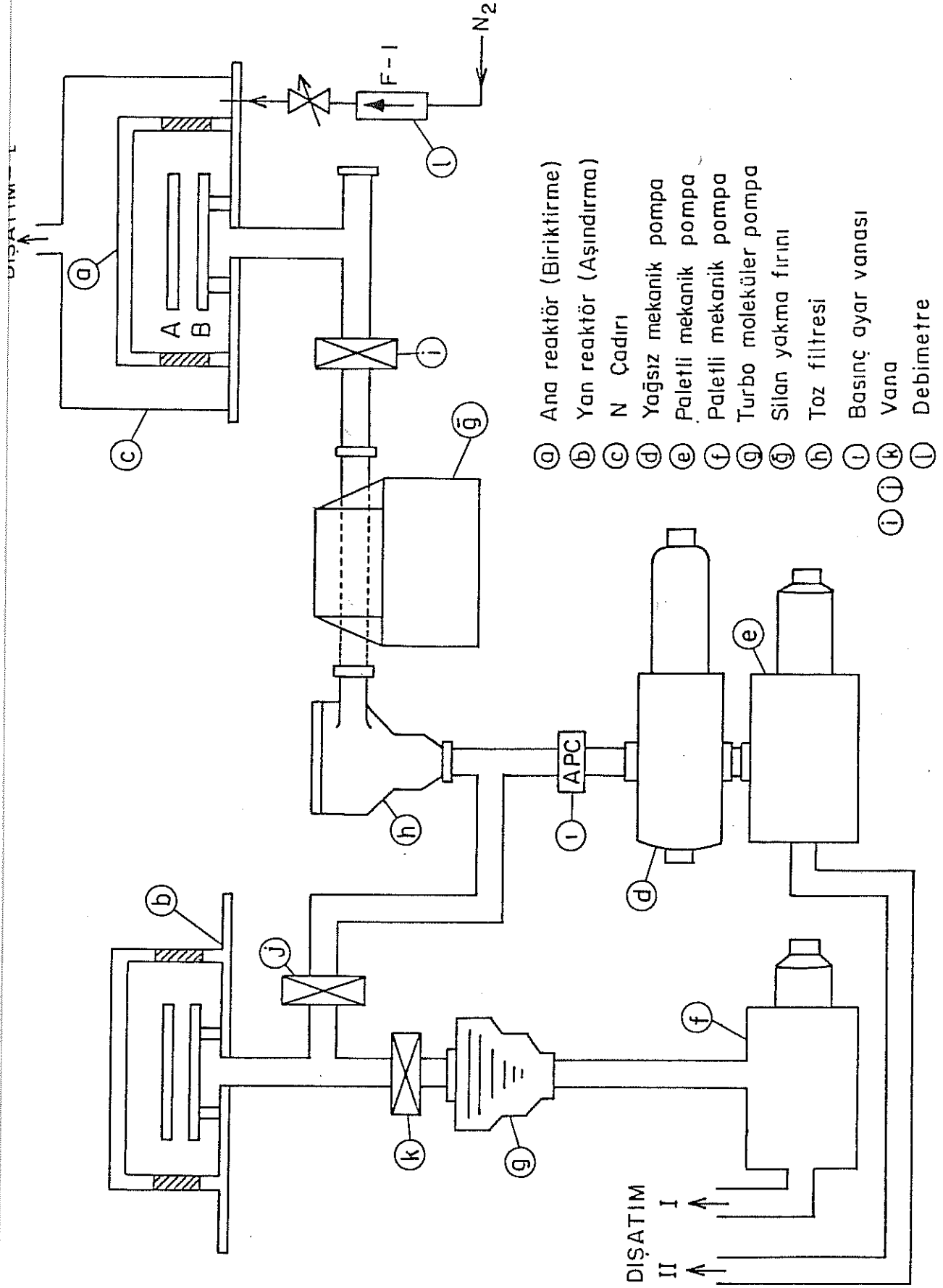
3. Silisyum Ince Film Büyütme Sistemi ve Diyod Üretim Birimleri

Plazma ortamında silisyum ince filmler büyütme ODTÜ Fizik Bölümü Katı Hal laboratuvarlarında önce yerel olanaklarla imal edilen bir reaktörde başlandı [18,19]. Arkasından yurtdışından, daha iyi geliştirilmiş ve donatılmış plazma biriktirme (ana reaktör) ve aşındırma (yan reaktör), sistemleri satın alındı. Bu projenin ilk döneminde bu sistemler kuruldu ve çalışır duruma getirildi (şek. 4). Tepkime bölgesi sığa türü ve silindir biçiminde olan bu reaktörlerin 200 mm çaplı karşılıklı iki elektrod uzaklığı 30-60 mm ayarlanabilmektedir. Elektrik güç bindiren (yada canlı olan) üst elektrod alüminyumdan yapılmış ve su soğutmalıdır (şek. 5). Filmlerin büyütüldüğü taban alt elektroda yerleştirilmekte ve elektrodun sıcaklığı 400°C kadar denetlenebilmektedir. Bu elektrodta ısıyı hapsedebilmek için reaktör tabanıyla ısıl iletkenlik zayıflatılmıştır; ayrıca, contaların korunması için, taban suyla soğutulmaktadır.

Bu reaktör, düşük ve orta sıcaklıklarda çalışan düşük basınçlı, kimyasal buhar depolama sistemi kabul edilebilir. Reaktörün basıncı, girişte kütle debimetresi (şek. 6), çıkışta ise basıncı ayar vanasıyla birbirlerinden bağımsız olarak ayarlanabilmektedir.

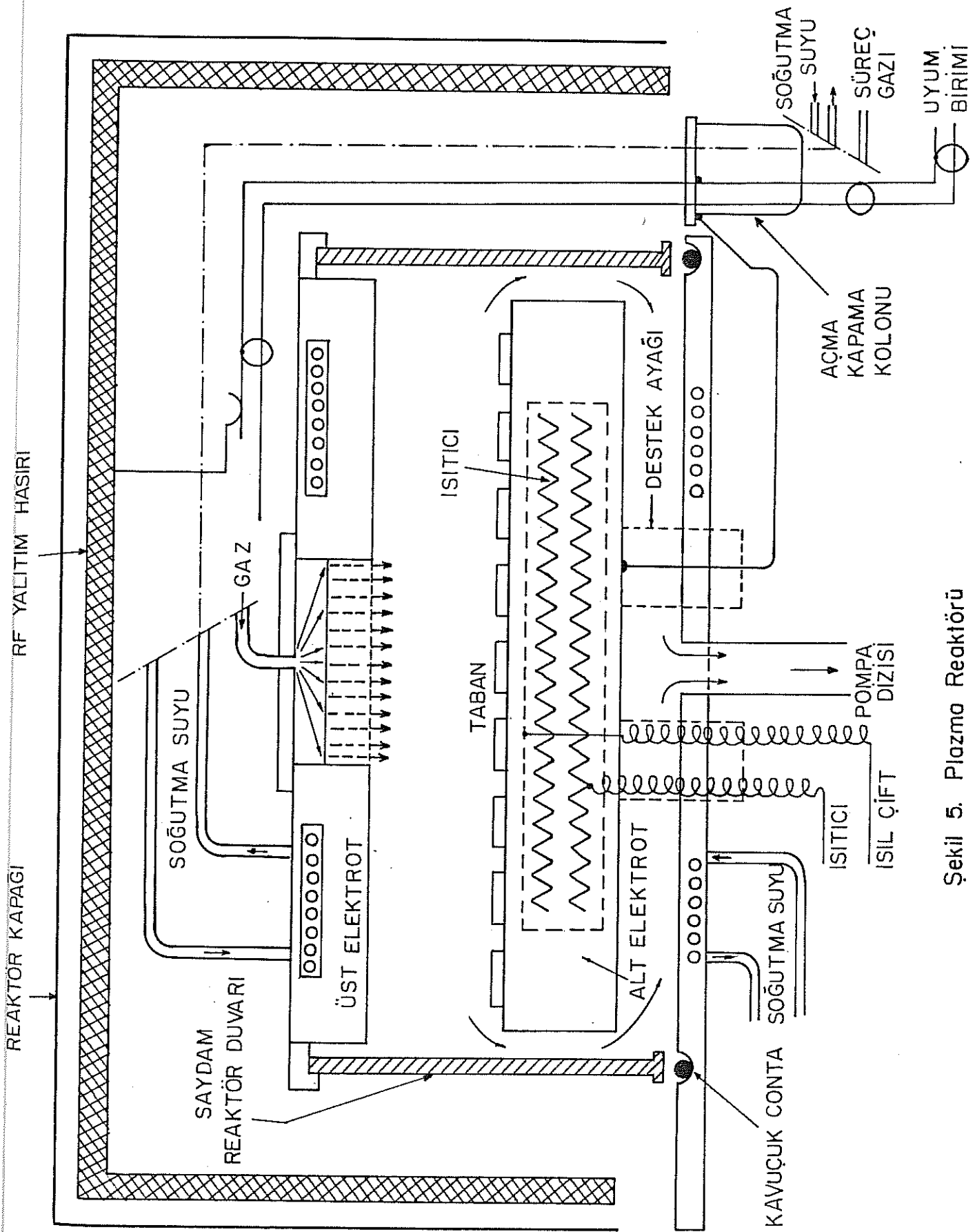
Bu plazma sisteminin önemli bölümlerinden birisi de denetimli gaz kullanım birimidir (şek. 7). Silisyum filmlerinin büyütülmesinde kullanılabilen gazlar ve ilgili denetim birimleri gaz kabini-I'de gösterilmiştir. Bu kabinde dört ayrı gaz bulunmaktadır: silisyum kaynağı olarak SiH_4 (saf silan), n-türü katkı kaynağı olarak hidrojen (H_2) içinde $\%10^{-2}$ oranında fosfin (PH_3) ve p-türü kaynağı olarak gene hidrojen içinde $\%10^{-2}$ oranında diboran (B_2H_6) ve yıkama ve hidrojenleme için, jeneratörle üretilen hidrojen gazı (H_2) başlıca süreç gazlarıdır. Ön yıkamalarda tepkisiz gaz olarak yüksek saflıkta azot (N_2) kullanılmaktadır. Bu süreç gazları yanıcı, patlayıcı ve zehirleyici olduğundan her gaz için yüksek kaliteli bir regülatör, bir adet imdat vanası, bir adet çapraz gaz tasviye biriminden oluşan gaz panoları kullanılmaktadır (şek. 7). Çapraz gaz tasviye birimi, borulardaki oksijen ve diğer atmosfer gazlarını önce saf azotla daha sonra da hidrojenle değiştirmek için kullanılır. Böylece hem güvenlik sağlanmış olur, hem de büyütülen filmlerin kirlenmesi önlenmiş olur.

Plazma biriktirme ve aşındırma reaktörleri, pompalama, otomatik basınç denetim, gaz denetim odası ve RF jeneratörü gibi birimlerinden ortak

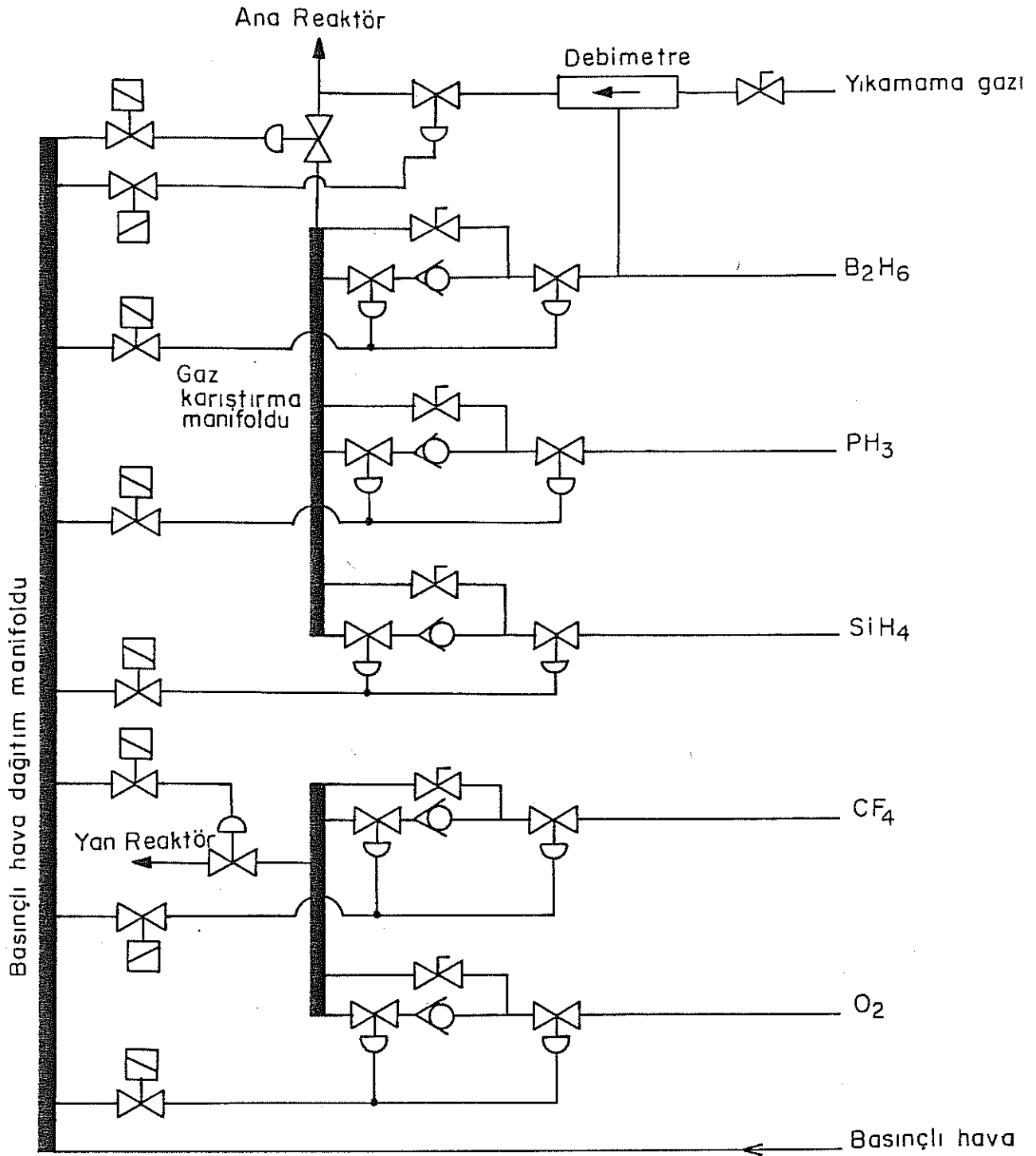





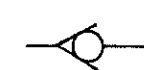
- a Ana reaktör (Biriktirme)
- b Yan reaktör (Aşındırma)
- c N Çadırı
- d Yağsız mekanik pompa
- e Paletli mekanik pompa
- f Paletli mekanik pompa
- g Turbo moleküler pompa
- g Silan yakma fırını
- h Toz filtresi
- i Basınç ayar vanası
- j Vana
- k Vana
- l Debimetre

Şekil 4 Plasma Biriktirme ve Aşındırma Sistemi

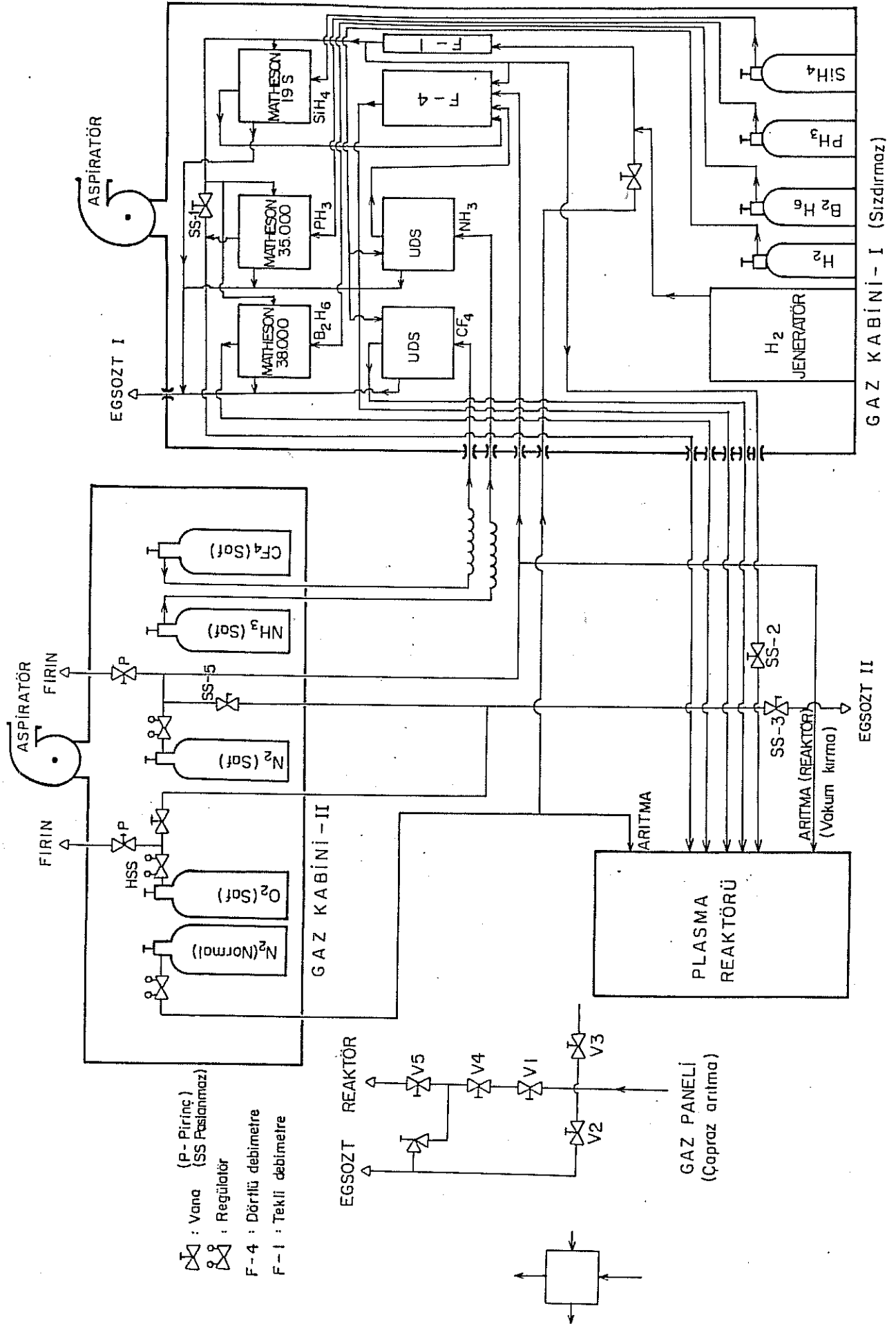


Şekil 5. Plazma Reaktörü



-  El vanası
-  Pnomatik vana
-  Solenoid
-  Akı denetleyici

Şekil 6. Gaz Dağıtım ve Denetim Düzeni



Şekil 7. Gaz Deneşim ve Dağılım Şeması

yararlanacak biçimde düzenlenmiştir. Plazma oluşturmada kullanılan RF jeneratörü 13.56 MHz frekans ve 300 W gücündedir; plazma ortamına maksimum güç aktarımı için her reaktöre ayrı bir uyum devresi konmuştur. Böylece uyum devreleri ayrı değerlere ayarlanarak her iki reaktör aynı anda çalışabilir özelliktedir.

Sekiz kanallı mikro işlem denetim sistemi, 4 gaz hattı, gaz akışı, RF gücü, voltaj, işlem basıncı, işlem süresi, işlem bitişi, ön pompalama ve pompalama seçimini denetimini bağımsızca yapabilmektedir.

Büyütülmek istenen silisyum filmleri belirleyen taban türü, taban sıcaklığı, RF gücü basınç gibi etkenler daha önce gerçekleştirilen çalışmalarda, x-ışınları, kızılötesi soğurma, elektrik iletkenlik gibi tekniklerle incelenmiştir [18,19]. Bu projede kullanılan hidrojenlenmiş amorf silisyum filmler, yukarıda sözü edilen deneyimin ışığında, çizelge-1 de sunulan koşullarda büyütülmüştür.

Çizelge-1

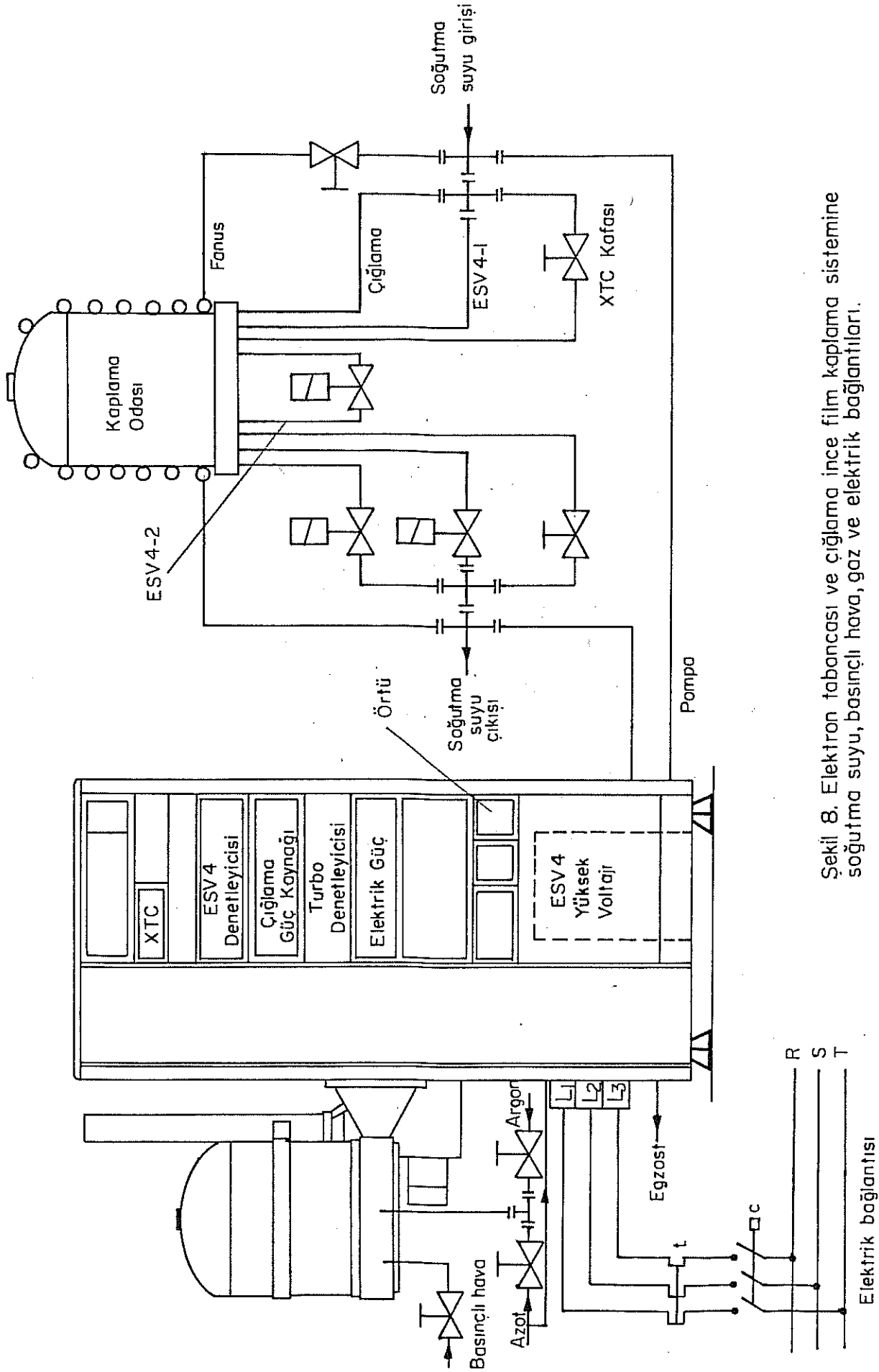
Büyütülen film	Süreç gazı		Katkı gazı		Taban		RF güç (W)	Süre (dak)	Basınç (Torr)
	cins	(akı) (ml/dak)	cins	oran	cins	Sıcaklık (°C)			
n ⁺ -a-Si:H	SiH ₄	3	PH ₃	9×10 ⁻³	Cr/Cam	250	5	30	0.27
	H ₂	260		"					
n ⁻ -a-Si:H	SiH ₄	17	PH ₃	8×10 ⁻⁵	n ⁺ -Si	"	15	160	0.27
	H ₂	14		"					

Taban olarak hem krom kaplı olarak cam levhalar hem de düşük dirençli n-türü kristal silisyum pulları kullanılmıştır. Bu proje kapsamı içinde ayrıca elektrod oluşturmada kullanılan elektron tabancası ve çiglama (sputtering) birimleriyle donatılmış vakum sistemi kurularak çalışır duruma getirilmiştir. Şekil-8 de ayrıntılarıyla gösterilen sistemin elektron tabancası, çiglama, fanus... gibi çeşitli birimlerine soğutma suyu dolaşimleri, özellikle kalınlık belirleme kafasının örtüsünü dışardan güdümlmek için basınçlı hava bağlantısı, çiglamada vurucu iyon olarak kullanılan yüksek

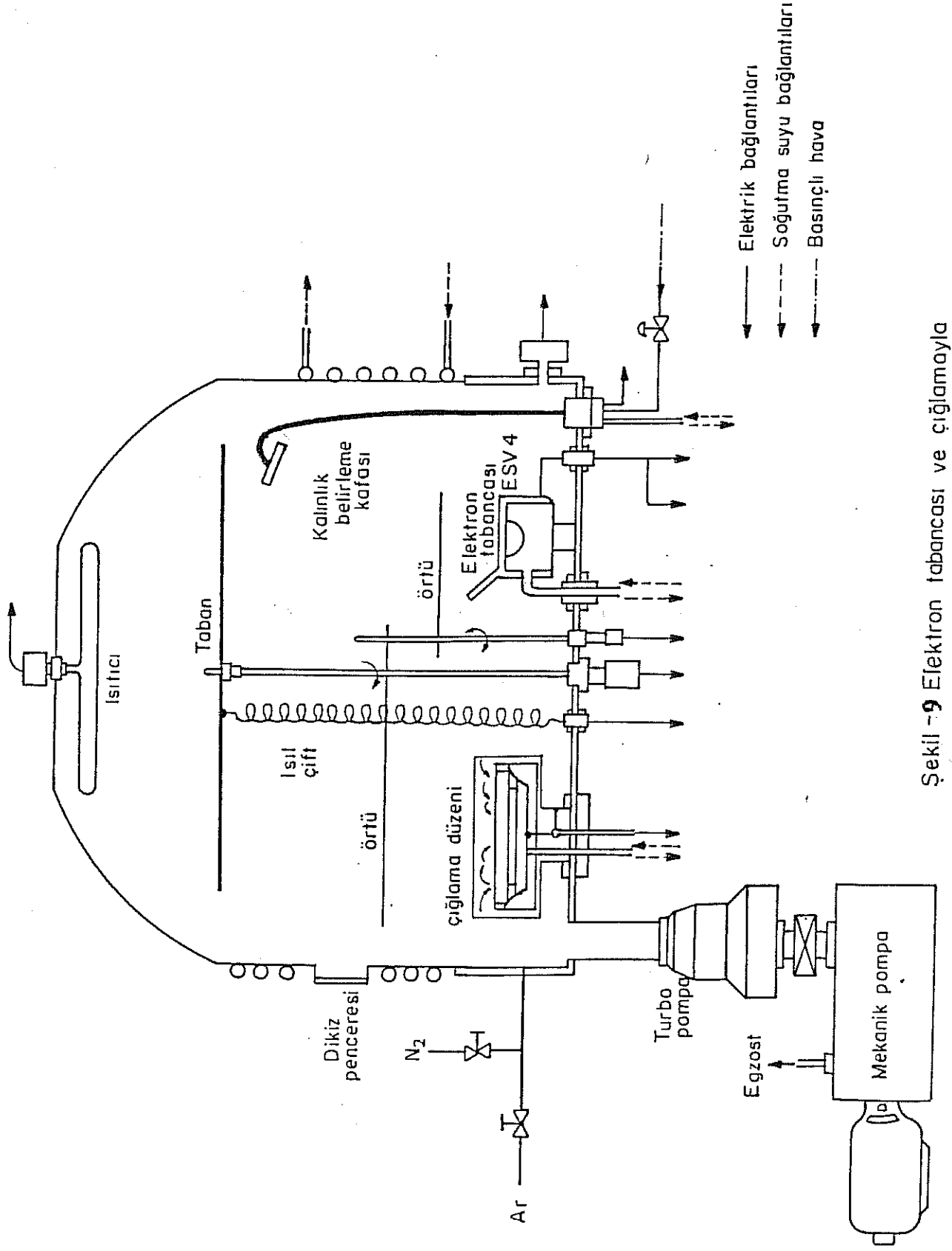
saflıkta argon gazı bağlantısı, vakumu kırmak için azot gazı bağlantısı ve ayrıca her alt birime elektrik bağlantısı gerçekleştirilmiştir. Şekil 9 da ise çiglama, elektron tabancası, kalınlık belirleme kafası, dışardan güdümlü mekanik örtü, büyütülmek istenen filmlere taban ve tutucu gibi birimlerin vakum odasına yerleşimi verilmiştir.

Bu arada hem çiglama kaynağını, hem de elektron tabancası kaynağını kapatabilen, dışardan güdümlü mekanik örtü düzenegi özel olarak geliştirilmiştir. Şekil-10 da çiglama ve elektron tabancası birimlerinin ayrıntıları verilmiştir.

Sığa ölçüleriyle, büyütülen filmlerin yerleşmiş durumlarını belirlemek için gerekli olan Schottky (metal-yarıiletken) diyodlarının üretimi, yukarıda sunulan elektrod yapım birimleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Diyod üretim aşamaları şekil-11 de verilmiştir.

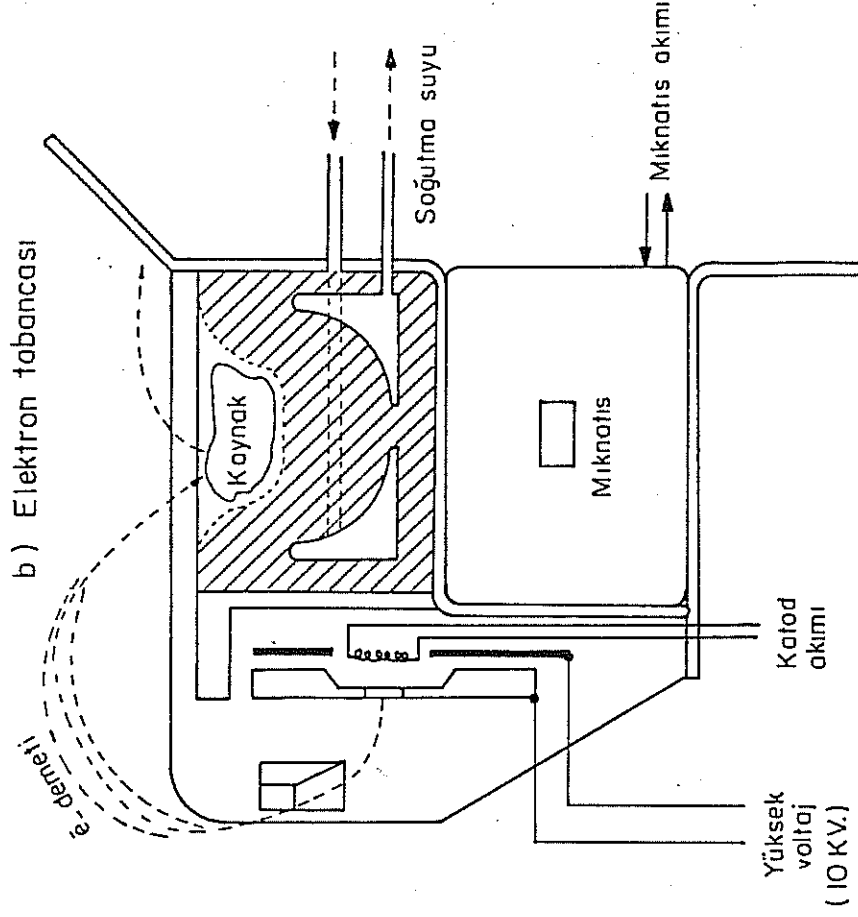


Şekil 8. Elektronik tabancası ve çığlama ince film kaplama sistemine soğutma suyu, basınçlı hava, gaz ve elektrik bağlantıları.

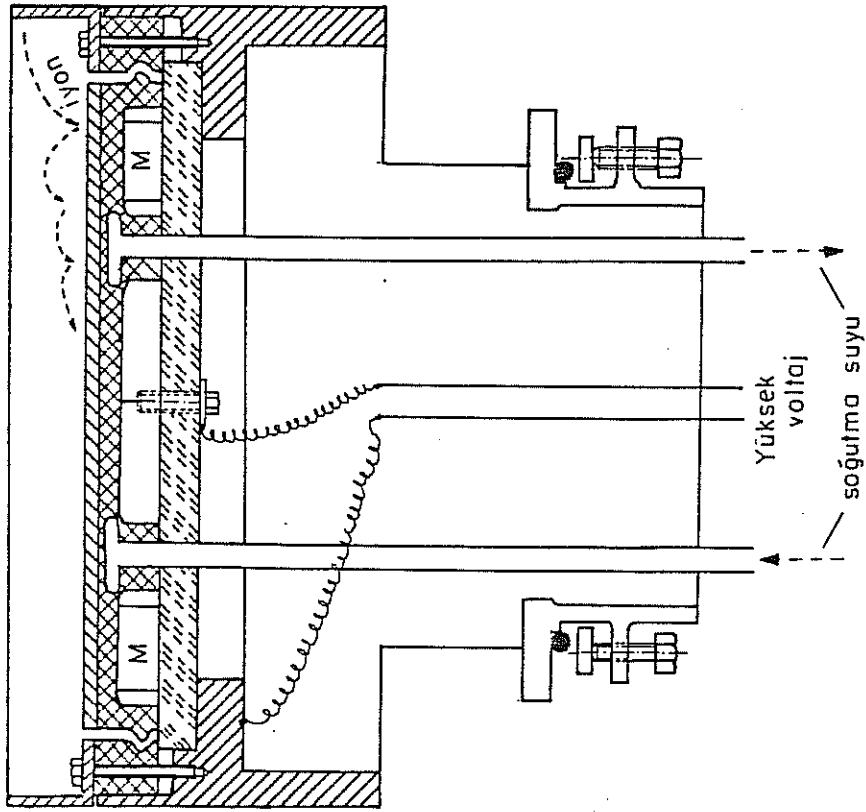







Şekil -9 Elektron tabancası ve çığlamayla ince film kaplama odası.

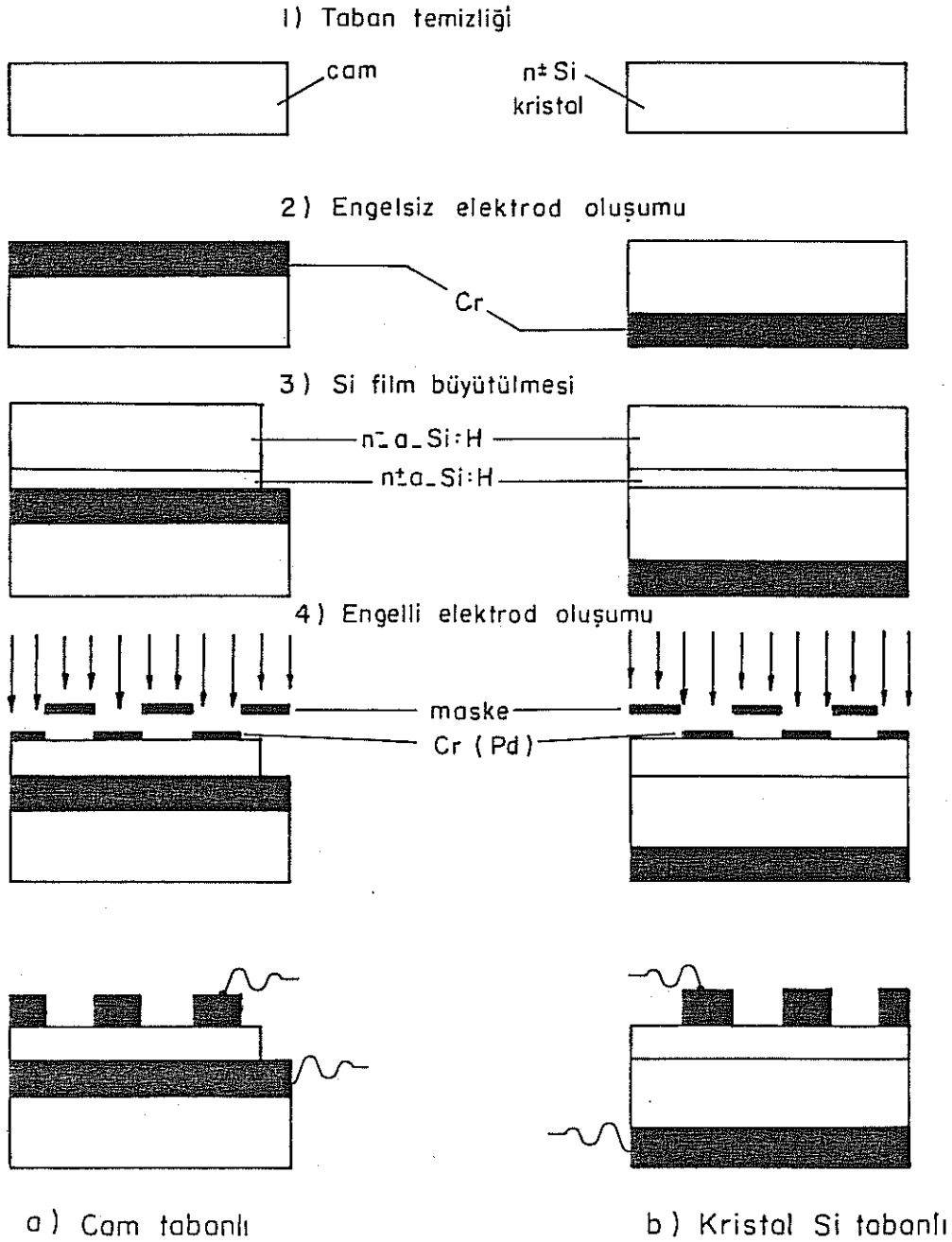
b) Elektron tabancası



a) Çığlama



- | | | | |
|---|-----------------|---|------------------------|
|  | Çığlama kaynağı |  | Paslanmaz çelik } anod |
|  | Bakır |  | Teflon |
|  | Miknatıs | | |
- Katod



şekil II. Silisyum ince film schottky diyod üretim aşamaları

4. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Filmlerin Schottky Yapısıyla İncelenmesi

4.1. Giriş

İlk bölümde, sarkık bağlardan dolayı amorf silisyum filmlerin yasak enerji aralığının derin elektronik düzeylerle dolu olduğu vurgulandı. Hidrojenlemeyle, bu derin durumların yoğunluğu yaklaşık 10^{-8} oranında azalıp, katkılamanın olası olduğu, bu arada katkılamayla koşut olarak derin merkezlerin yoğunluğunun yükselmeye yöneldiği belirtildi. Optoelektronik amaçlı aygıt üretiminde, bu filmlerin yasak enerji içindeki derin düzey yoğunluğu, $g(E)$, denetlenip bilinmeden, başarı elde edilemeyeceği anlaşılmıştır [20-22]. Bu amaçla çok çeşitli teknikler geliştirilmiştir; ama tekniklerin ortaya koyduğu yerel durum dağılımı biçiminde, $g(E)$, henüz bir anlaşmaya varılamamıştır [20,23]. Bu projede Schottky engeli admittansını temel alan şu ölçümler gerçekleştirilmiştir:

* Odasıcaklığı-sıvı azot sıcaklığı arasında diyod sığası ya da iletkenliği ile DLTS sinyali (termal kapasitans)

* Yakın kızılötesi-görünür bölge arasında çift demet fotokapasitans

4.2. Schottky Diyodların Akım-Voltaj Davranışları

Amorf silisyum diyodlarda, kristal silisyum diyodların benzeri akım mekanizmaları varsayılır.

Düşük sıcaklıklarda, metalden ya doğrudan bandede yada yasak enerji aralığında yerelleşmiş yasak enerji düzeyi aracılığıyla bandede tünelleme mekanizmaları gözardı edilemeseler bile, oda sıcaklığında daha çok engel üzerinden taşıyıcı geçişini temel alan akım mekanizmalarının geçerli olduğu ortaya çıkmıştır [24]. Isıl yayım yada difüzyonla, doğru beslemede, akım voltaj bağıntısı bilindiği gibi şöyle ifade edilir:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right)\right] \quad (12)$$

Burada hem ısıl yayım, hem de ıssız bölgede birleşmeyle sınırlanmayan difüzyon modellerinde diyod kalite parametresi $n \approx 1$ olur; ancak ıssız bölgede elektron-hol birleşmesi önemilyse $n \approx 2$ beklenir. Her durumda akım yoğunluğunun voltajla üsttel değişimi aynı kalır. Sadece her iki modelde, doyum akım

yoğunluğu J_0 farklı olur [25]. Isıl yayım modelinde doyum akım yoğunluğu şöyle ifade edilir

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (13)$$

Burada ϕ_B =engel yüksekliği, A^* =Richardson sabitini gösterir.

Oysa difüzyon modelinde doyum akımı şöyle verilir [25]:

$$J_0 = qN_c \mu_n F_s \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (14)$$

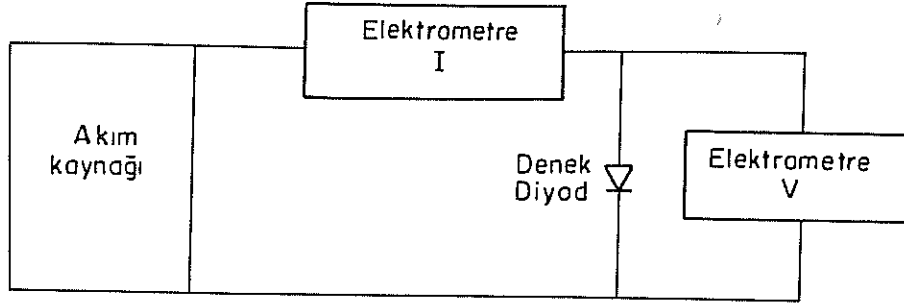
Burada F_s =ara yüzeydeki elektrik alan değeri, N_c =band ucundaki etkin durum yoğunluğu, ve μ_n =taşıyıcı hareketliliğini gösterir.

Eldeki diyodların akım voltaj eğrileri şekil 12-a da gösterilen devreyle ölçülmüştür. Ölçümlerden, şekil 13 ve 14 de örnekler verilmiştir. $V=0.5$ V da diyod doğrultma oranı, çizelge-2 de verilmiştir. Bu doğrultma oranları kabul edilebilir olmakla birlikte, ileri derecede katkılanmış n-türü kristal silisyum (n^+ -Si) tabanlara büyütülen diyodlarda daha düşük değerler elde edilmiştir. Ters akımın yüksekliği kadar, yüzeyde engel yüksekliği ϕ_B 'nin yer yer düşük değerler sergileyerek doğru akımı sınırlaması, buna neden olduğu düşünülmektedir.

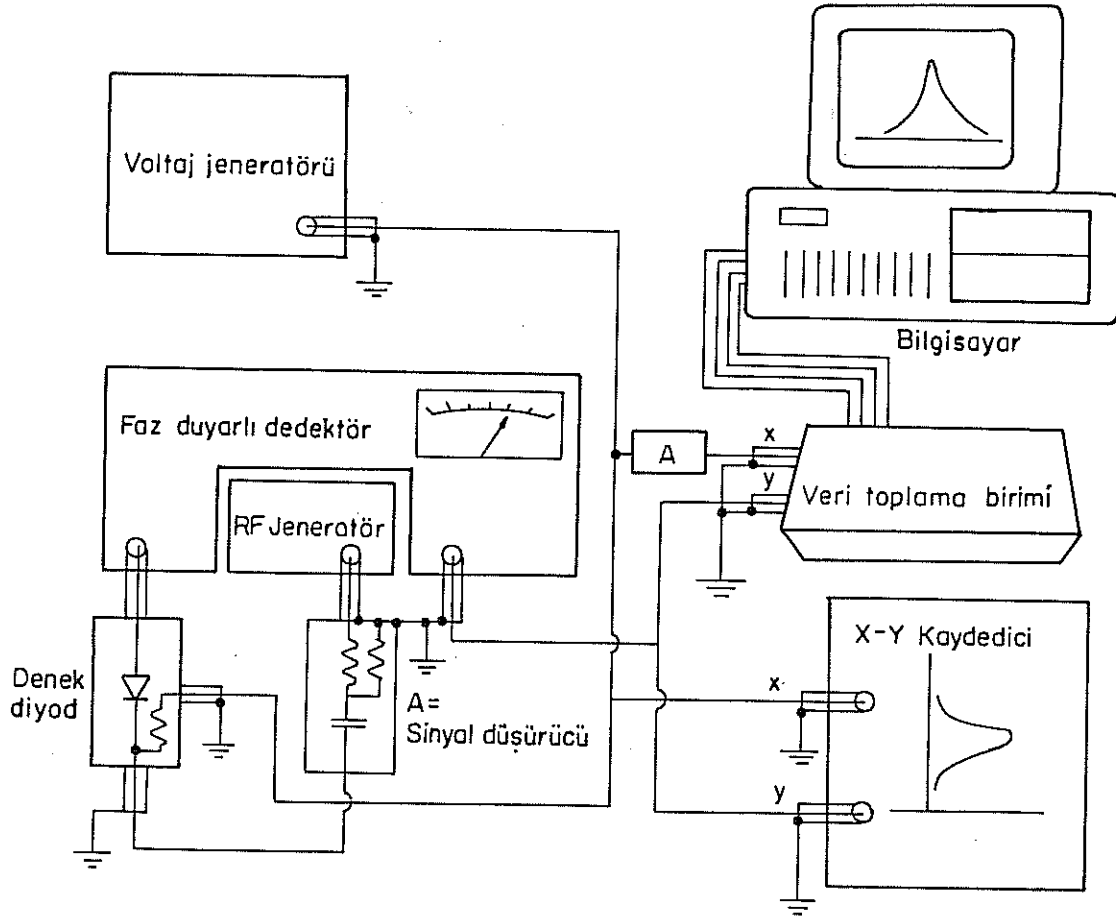
Çizelge-2: $V=0.5$ V da diyodların doğrultma oranları.

Schottky elektrod	Krom (Cr)		Paladyum (Pd)	
Engelsiz arka elektrod	Cr/Cam	n^+ -Si	Cr/Cam	n^+ -Si
Doğrultma oranı $\left(\frac{I_{ileri}}{I_{geri}}\right)_{V=0.5V}$	3×10^4	50	10^3	45

Bu bölümün başında sunulan tartışmada, oda sıcaklığı çevresinde, ısıl yayım yada difüzyon modellerinden hangisinin geçerli olduğu belirtilme-

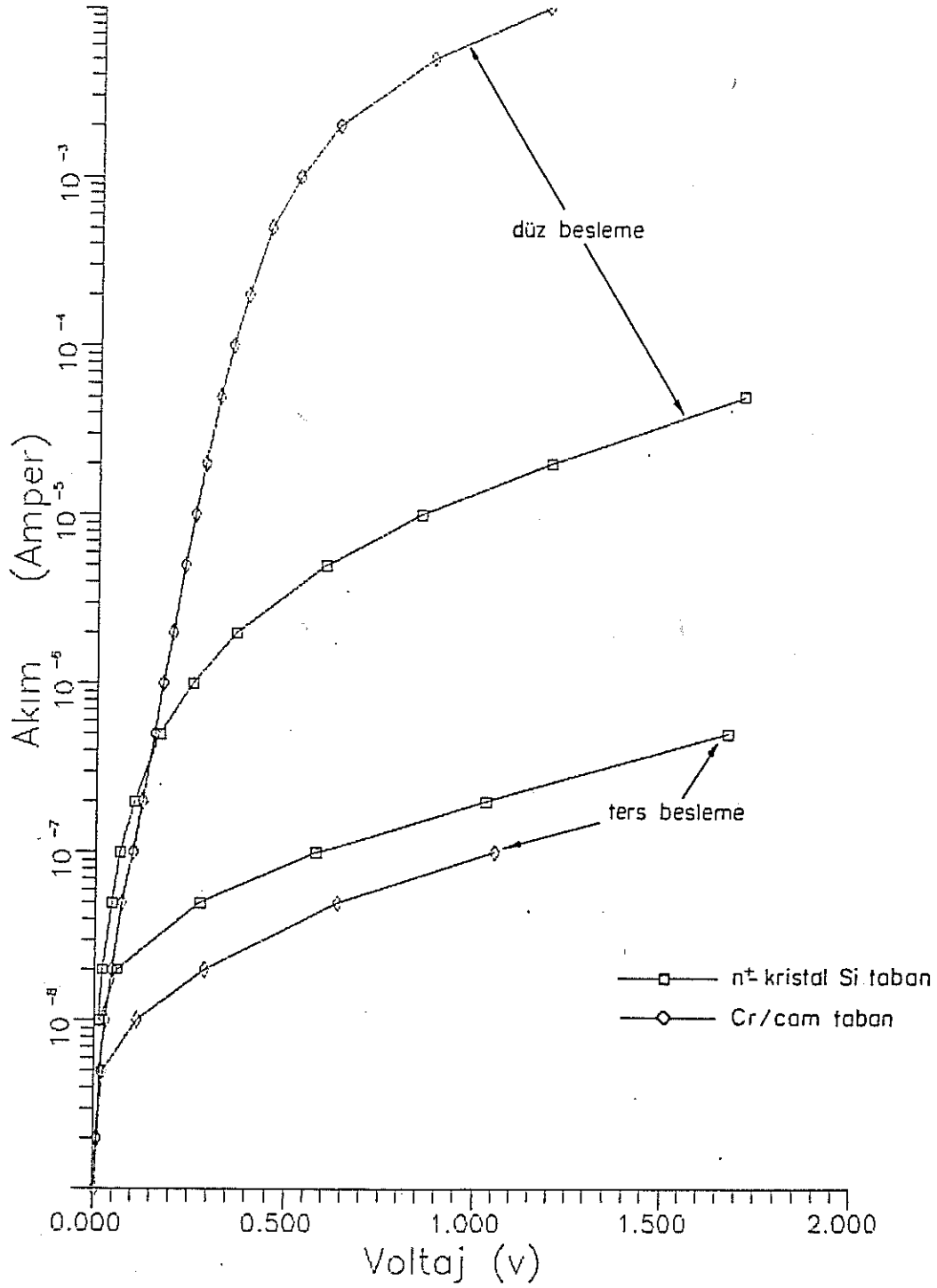


a - Akım - Voltaj

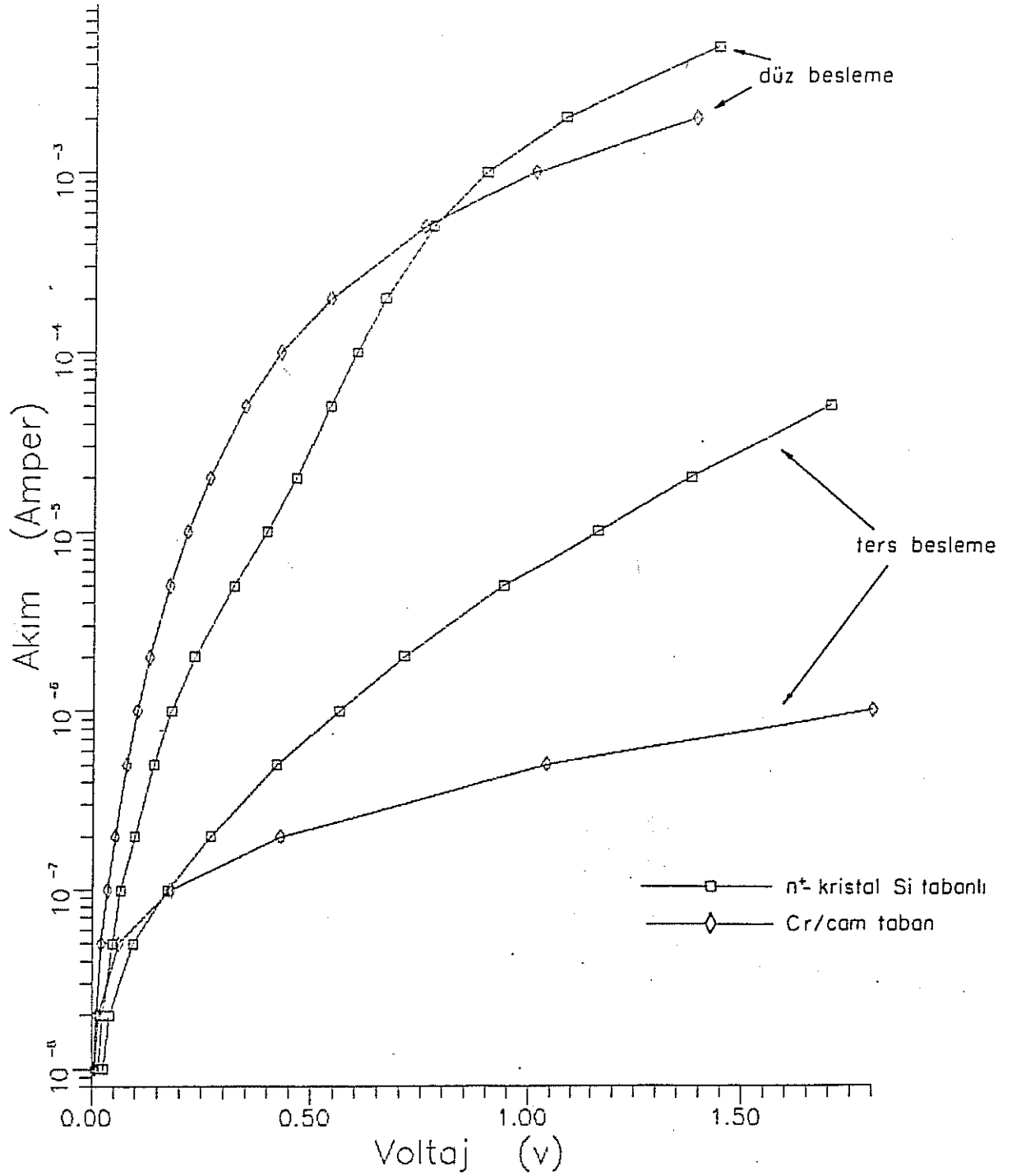


b - Siga - Voltaj

Şekil - 12. Ölçüm ve bilgi işleme düzeneği



Şekil 13 Krom elektrodlu diyodların akım voltaj davranışları



Şekil 14 Paladyum elektrodlu diyodlerin akım voltaj davranışları

miştir. Amorf filmlerde, serbest taşıyıcı hareketliliğinin düşük olması, difüzyon modelini akla getirirken, ölçümler daha çok ısı yayım modelinin geçerli olduğunu göstermektedir [23]. Bu model ışığında, (13) numaralı ifade yardımıyla, (12) numaralı denklemlerle tanımlanan davranışa uygunluk gösteren tipik diyodlardan Cr/a-Si:H/Cr-Cam için önce doyum akımı ($J_0 \approx 4.7 \times 10^{-10}$ A-cm⁻²), buradan da $\phi_B = 0.8$ V bulunmuştur. Burada $A^* = 110$ A-cm⁻²-K⁻² olarak alınmıştır. Bu diyodla ilgili hesaplanan parametreler çizelge-3 de verilmiştir.

Çizelge-3: Cr/a-Si:H/Cr-Cam diyodların ısı yayım modeline göre parametreleri.

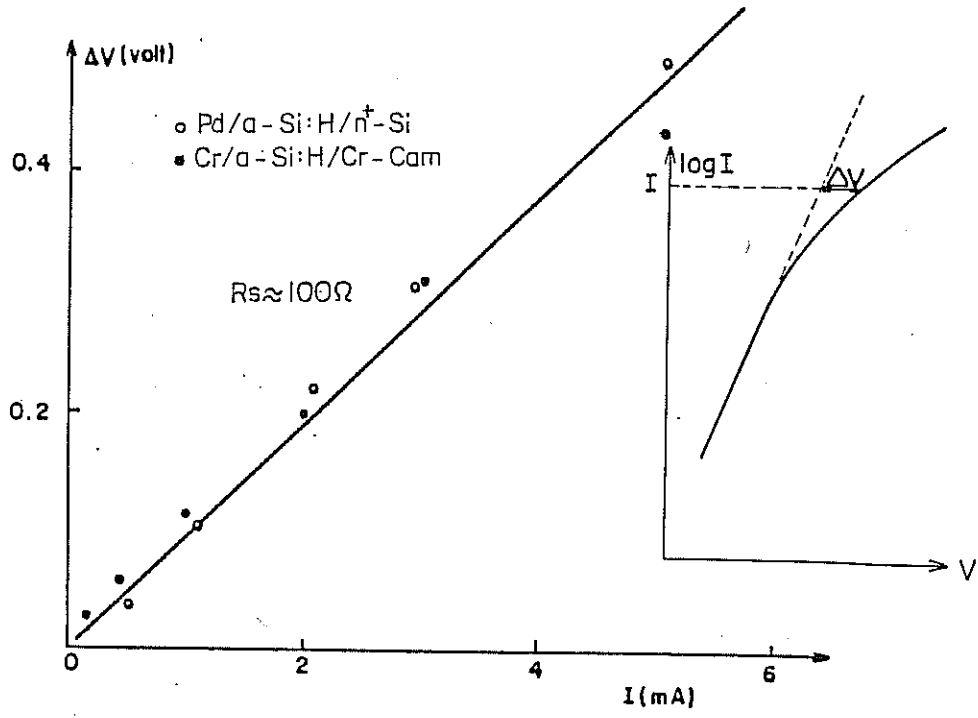
J_0 (nA/cm ²)	$q\phi_B$ (eV)	n	R_s (Ω)
0.47	0.8	1.3	100

Bilindiği gibi ln(J)-V eğrisinde, doğru yönde belli bir voltajı aşınca, eğri doğrusal davranmaktan uzaklaşır. Burada diyod akımını sınırlayan diyodun seri direncidir. Şekil-15-a da gösterildiği gibi hem krom hem de paladyum engelli diyodlarda, engelsiz elektrodlarının değişik olmasına karşın, seri direnci $R_s = 100 \Omega$ bulunmuştur. Genel olarak seri direnç, engelsiz elektrod direnci (R_c), yarıiletkenin bünyesinin direnci (R_B), ve engelli elektrod tarafından oluşan yayılım direnci (R_{sp}) bileşenlerinden oluşur [25]:

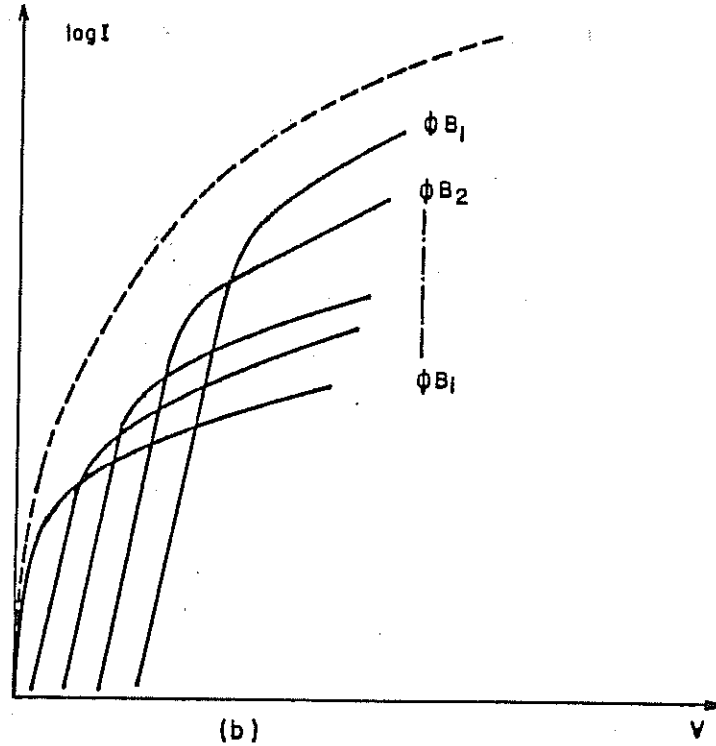
$$R_s = R_c + R_B + R_{sp} \quad (15)$$

Bir taraftan engelsiz elektrodun R_s değiştirmemesi, R_c nin göz ardı edilebilecek kadar önemsiz olduğunu, diğer taraftan, filmin kalınlığı $L = 3 \times 10^{-4}$ mm, engelli elektrod yarıçapı $a = 0.5$ mm olduğundan bünye direnci R_B de çok düşük kalmaktadır. Böylece R_s sadece yayılım direnci R_{sp} den oluştuğu anlaşılmaktadır. $R_{sp} = \rho/4a$ olduğundan [25], filmin bünye öz direnci $\rho \approx 20 \Omega\text{-cm}$ olarak bulunur.

Şekil 13 ve 14 incelendiğinde bazı diyodlarda akım-voltaj eğrilerinin üsttel davranıştan uzak oldukları görülür. Bunun nedeninin, filmlerin yüzeyinde engel yüksekliği (ϕ_B) dağılımının yattığı sanılmaktadır. Elektrod



(a)



(b)

Şekil. 15. a) Diyod seri direnci b) Engel yüksekliği dağılımının I-V eğrisine etkisi.

oluşturmadan önceki temizlik süresince yada elektrod oluştururken yüzeyin zedelenmiş olması bu engel yüksekliği dağılımın, giderek akım-voltaj davranışının kuramdan uzaklaşmasının nedeni gösterilebilir. Şekil 15-b de, engel yüksekliği dağılımının, $\ln(J)$ -V eğrisini nasıl doğrusal değişimden uzaklaştırdığı gösterilmiştir.

4.3. Eklem Admittansı

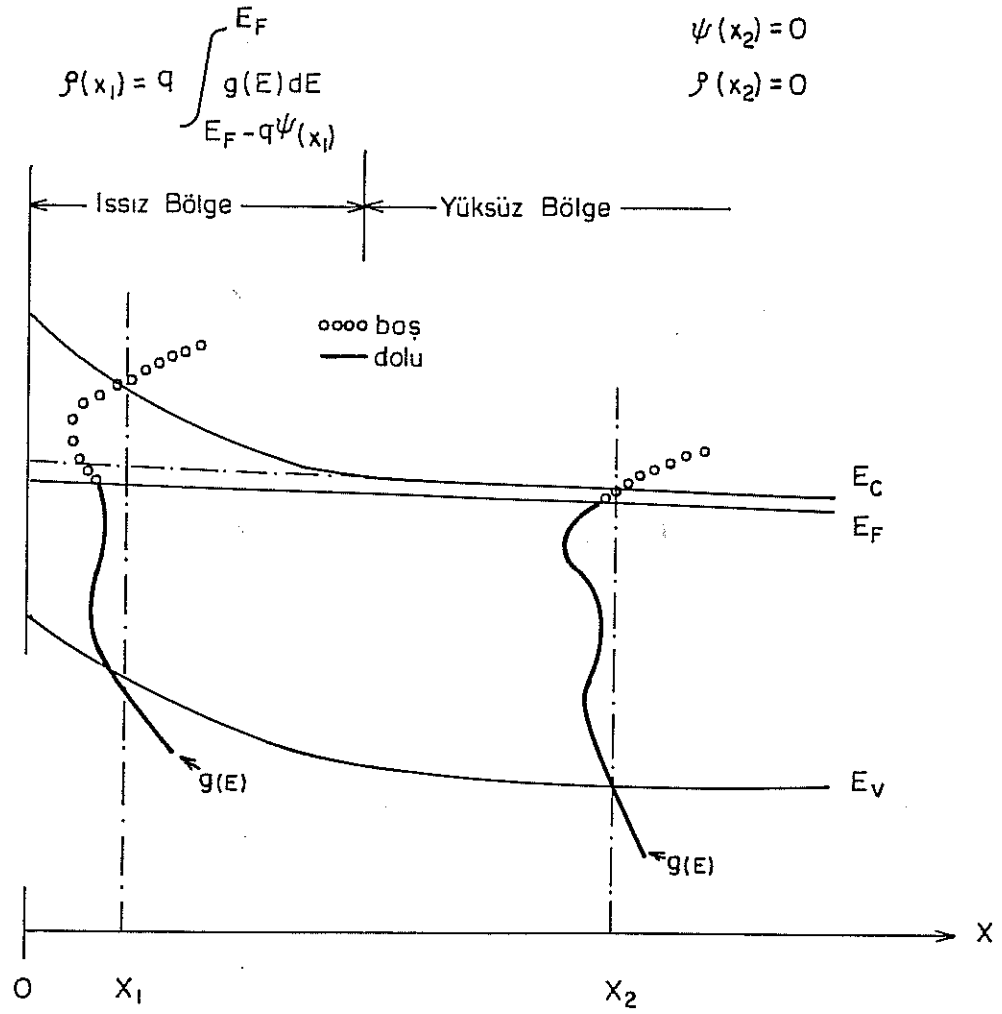
Schottky engellerinde diferansiyel admittans ölçümleri, kristal yarıiletkenlerin yasak enerji aralığında yerleşmiş elektronik durumların belirlenmesinde çok önemli katkılar sağlamıştır [26-30]. Sığ katkı atom düzeyi yoğunluğu, bu derin düzey yoğunluğundan yüksek olduğu ve yasak enerji aralığı içindeki hertürlü enerji düzeyinin, enerji eksenini boyunca birbirini etkilemeyecek aralıklarda olup "birbaşına" olduğu sürece, diyodun admittansı, diyod ve ölçüm parametreleri işlevinde ifade edilebilmiştir; dolayısıyla admittans tabanlı bir çok çözümleme yöntemine kaynaklık oluşturmuştur [28,30,31]. Oysa yukarıda sayılan iki koşul da amorf silisyum filmler için geçerli değildir: hem derin enerji düzeylerinin yoğunluğu çok yüksektir, hem de enerji eksenini boyu birbirlerine çok yakın olup yoğunluğu $g(E)$ olan dağılım sergilerler. Dolayısıyla eklem admittansının açık ifadesini çıkarmak çok karmaşıktır, neredeyse olası değildir. Engelli ekleme, ıssız bölge potansiyeli ($\psi(x)$), Poisson denklemi aracılığıyla yük yoğunluğuna ($\rho(x)$), yük yoğunluğu ise potansiyele bağlıdır (şekil 16):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (16)$$

$$\rho[\psi(x)] = q \int [f(E', E_F, T) - f(E', E_F - q\psi(x))] g(E') dE' \quad (17)$$

Alçak sıcaklıklarda, doluluk oranı $f(E, T)$ basamak biçiminde alınabilirse ($E > E_F$ ise $f=0$, $E < E_F$ ise $f=1$) yük yoğunluğu daha basit ifade edilebilir:

$$\rho[\psi(x)] = q \int_{E_F - q\psi(x)}^{E_F} g(E) dE \quad (18)$$



Şekil. 16 Metal/a-Si:H diyodlarında yasak enerji aralığı boyu potansiyele bağlı uzay yükü oluşumu

Şekil-17, kristal (a) ve amorf (b) yarıiletken ıssız bölge yük yoğunluğunun, uygulanan voltajın (V_a) değişimi (δV_a) sonucu uzay yük değişimi farklılığını sergilemektedir. Poisson denklemi şu özdeşlik ışığında yeniden ifade edilebilir:

$$\frac{d}{dx} \left[x \frac{d\psi}{dx} \right] \equiv \frac{d\psi}{dx} + x \frac{d^2\psi}{dx^2} \quad (19)$$

$$\frac{d}{dx} \left[x \frac{d\psi}{dx} \right] \equiv \frac{d\psi}{dx} + x \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (20)$$

(20) numaralı denklemin, ara yüzden ($\psi(x=0) \equiv \psi_s$) yarıiletken bünyesine ($\psi(\infty)=0$, $d\psi(\infty)/dx=0$) kadar integrali alınır, yarıiletken yüzey potansiyeli bulunur:

$$\psi_s = \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^{\infty} x \rho(x) dx \quad (21)$$

Elektrod alanı A olan bir diyodun toplam uzay yükü Q ise şöyle ifade edilir:

$$Q = A \int_0^{\infty} \rho(x) dx \quad (22)$$

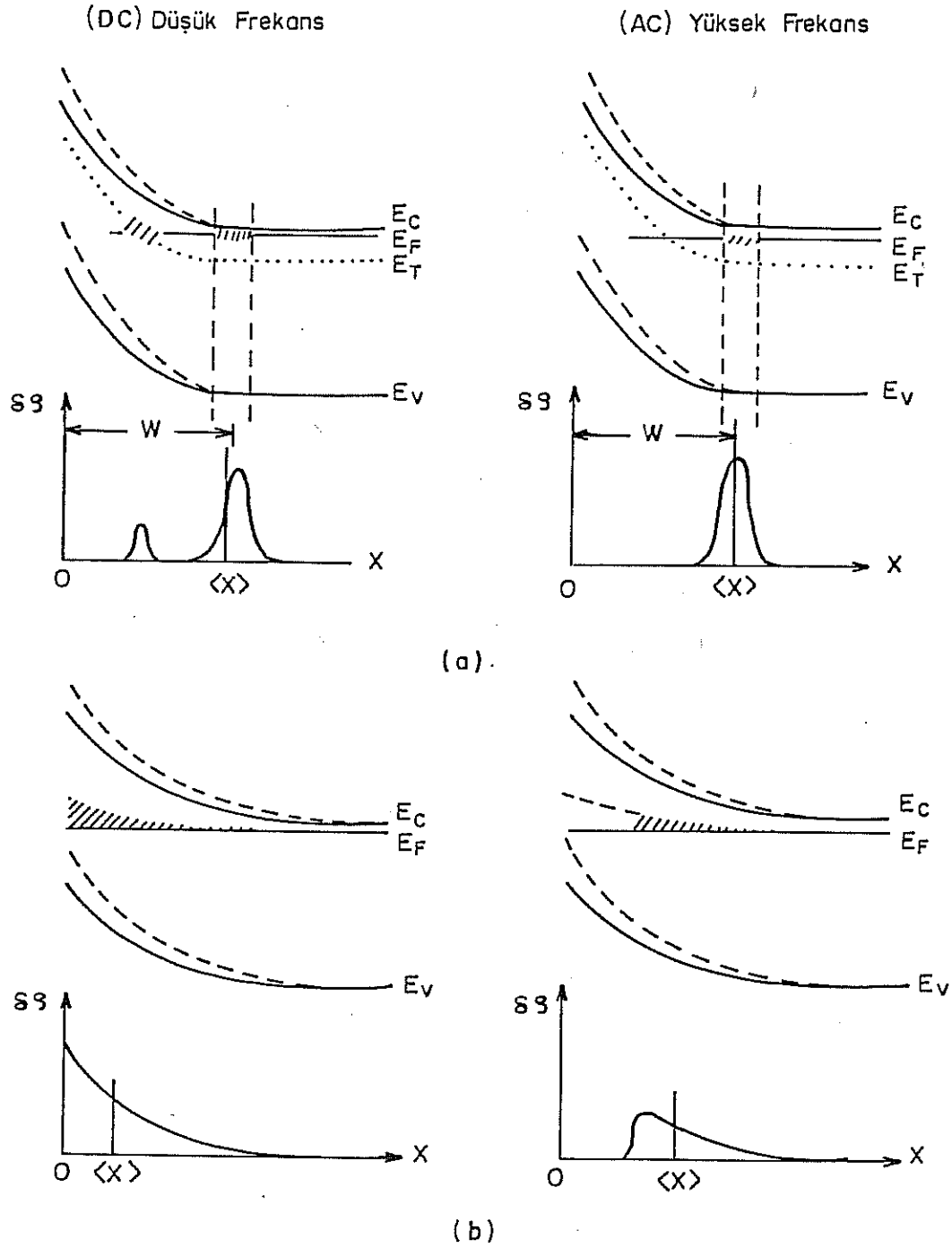
Schottky diyodun diferansiyel sığası C ise şöyle tanımlanır:

$$C = \frac{\delta Q}{\delta \psi_s} \quad (23)$$

burada $\delta \psi_s = \delta V_a$ olur ve δV_a ise ölçüm uygulanan küçük genlikli a.c. voltajı gösterir. (21) ve (22) numaralı denklemler yardımıyla ψ_s ve Q değerlerinin küçük değişim ifadeleri çıkarılarak (23) numaralı sığa ifadesi şöyle yazılabilir:

$$C = \frac{\epsilon_s A}{\langle x \rangle} \quad (24)$$

Burada $\langle x \rangle$, elektrik yük değişim yoğunluğu ($\rho(x)$) ağırlıklı ortalama uzay yükü genişliğini gösterir (şek.17)



Şekil-17: δV_a voltaj değişimi sonucunda a) kristal b) amorf yarıiletkenlerde düşük ve yüksek frekanslarda ıssız bölge yük yoğunluğu değişimi

$$\langle x \rangle = \frac{\epsilon_s A \int_0^{\infty} x \delta \rho(x) dx}{\int_0^{\infty} \delta \rho(x) dx} \quad (25)$$

Şekil 17, hem kristal, hem de amorf yarıiletkenlerde sığanın frekansa bağımlılığı, uzay yükü bölgesinin voltaj değişimi periyodu boyunca, değişime yanıt verebilen kesiminin yaygınlığından kaynaklanır. Burada yanıt verebilme, Fermi düzeyi E_F ile band ucu E_c arasında taşıyıcı alışverişinin (yakalama-bırakma) olabilmesine bağlıdır. Burada $E_c(x) - E_F$ enerji farkının film yüzeyine doğru büyüdüğü, söz konusu alışverişin koştut olarak zayıfladığı gözönüne alınmalıdır. Dolayısıyla, belli bir frekansta yüzey tarafında, bu frekansa bağlı olarak, belli bir derinliğe kadar, yanıt alınamaz (şek.17).

Düşük genlikli a.c. voltaj değişimine uzay yükünün yanıt verme olayının, değişim frekansına (koştut olarak ortam sıcaklığına) bağıllığı, eşdeğer devre yaklaşımıyla da açıklığa kavuşturulabilir (şek.18). Bu devreyi oluşturmak için, diyodun ıssız bölgesini, zihinsel olarak, yüzeye paralel, çok ince tabakalara bölünmüş olsun. Bu tabakalardan, x_1 derinliğinde, $x_1 - x_{1-1}$ kalınlığında, rastgele birisi gözönüne alınırsa, Fermi düzeyi çevresindeki tuzaklanmış taşıyıcıların dengeye dönüş zamanı yaklaşık olarak tek bir degerle, τ_1 , ifade edilebilir. Bu bölgede, Fermi düzeyi çevresindeki yerelleşmiş düzeylerin doluluk oranı f_T , a.c. voltaj değişimi nedeniyle değişime uğrar. Bu değişimin kinetiği, iletim bandından elektron yakalama katsayısı $c_n(x_1) [= \sigma_1 v_{th}$, σ_1 = söz konusu yerelleşmiş düzeylerin etkin kesiti, v_{th} = serbest elektron ısııl hızı] ve bandda elektron boşlama katsayısı $e_n(x_1)$ işlevinde ifade edilebilir:

$$\frac{df_T}{dt} = [e_n(x_1) + c_n(x_1)n(x_1)]f_T + c_n(x_1)n(x_1) \quad (26)$$

Burada $\tau_1 = (e_n + c_n n)^{-1}$ = kararlı duruma dönüş zamanını tanımlar ve $n(x_1)$, x_1 konumu çevresinde, yaygın enerji düzeylerinden oluşan iletim bandında yerel serbest elektron yoğunluğunu gösterir ve şöyle ifade edilir [5]:

$$n(x_i) = g(E_c) kT \exp\left[-\frac{E_c(x_i) - E_F}{kT}\right] \quad (27)$$

Bu ifadede $g(E_c)$ =band ucundaki durum yoğunluğudur. Kararlı durumda $df_T/dt=0$ olacağından, doluluk oranı f_T elde edilir:

$$f_T = \frac{c_n}{e_n + c_n} \quad (28)$$

Isıl dengede f_T Fermi-Dirac dağılımına özdeş olacağından, e_n ve c_n arasında bir bağıntı bulunur:

$$e_n(x_i) = \frac{1}{2\tau_i} = \nu \exp\left[-\frac{E_c(x_i) - E_F}{kT}\right] \quad (29)$$

Burada $\nu = \sigma_i v_{th} kTg(E_c)$ olarak tanımlanmıştır. Öteyandan $\tau_i \equiv C_i R_i$ devre elemanları işlevinde tanımlanabilir (şek.18): C_i , voltaj değişimi sonucu, Fermi düzeyi ve x_i konumu çevresinde yük değişiminden türeyen dinamik bir sığadır; R_i ise yukarıda tanımlanan bölgeden ilgili band ile taşıyıcı alışverişini tanımlayan kinetik bir dirençtir. Ayrıca C'_i ve R'_i , x_i ve x_{i-1} arasında ıssız bölge dielektrik sığası ve direncini tanımlar. Bu durumda toplam ıssız bölge dielektrik sığası şöyle olur:

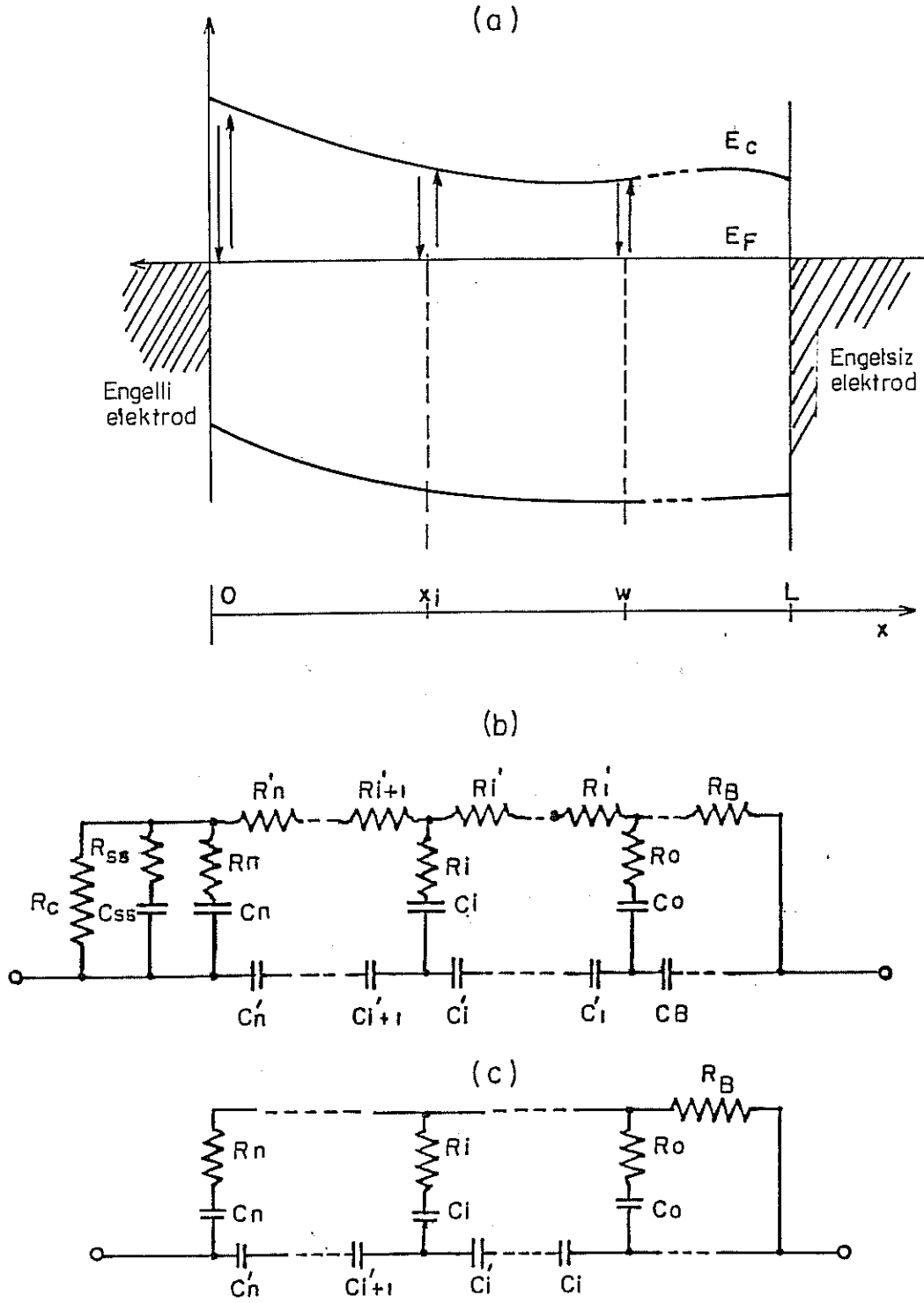
$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{C'_i} = \frac{A\epsilon_s}{W} \equiv \frac{1}{C} \quad (30)$$

R'_i direnci, serbest taşıyıcıların ıssız bölge içinde, band içinde uzayda rahatlamalarını tanımlarken, R_i ise taşıyıcıların enerji eksenini boyu rahatlamalarını yansıtır.

Şekil-18 de C_B ve R_B yüksüz bölgenin dielektrik sığası ve direncini gösterirler:

$$C_B = \frac{\epsilon_s A}{L-W} \quad \text{ve} \quad R_B = \rho_B \frac{(L-W)}{A} \quad (31)$$

Burada L =filmin toplam kalınlığı, ρ_B =filmin öz direncidir.



Şekil-18: a-Si:H Schottky diyodun ıssız bölge eşdeğer devresi a) enerji band diagramı üzerinde taşıyıcı alış-veriş okları b) düşük frekanslarda eşdeğer devre c) yüksek frekanslarda eşdeğer devre

Şekil-18 de, sürekli dağılım gösteren yerleşmiş durumların etkisini, tek tek devre elemanlarıyla göstermek ileri gitmiş bir basitleştirme gibi gözükse de, diyod admittansının frekans giderek sıcaklık bağımlılığını açıklayabilecek niteliktedir.

Diyoddan akım geçiş mekanizmalarını tartışırken, difüzyon modelinden çok, ısıl yayım modelinin geçerli olduğu benimsenmişti; bu durumda $R'_1 \ll R_1$ koşulu geçerli olur (ıssız bölge iletimi birinci derecede sınırlayıcı etken değildir) dolayısıyla özdeş devrede R'_1 gözardı edilebilir. Ayrıca katkılanmış filmlerde yüksüz bünyenin sığa etkisi yok sayılabilir. Böylece şekil-18-c deki özdeş devre ortaya çıkar.

Voltaj değişimine karşı, Fermi düzeyi çevresinde yük değişiminin ortaya çıkması, ancak band aracılığıyla taşıyıcı alışverişi sürebildiği ölçüde olasıdır (hoplama iletimi katkılanmış filmlerde gözardı ediliyor). Bu durumda, T sıcaklık ortamında, ω frekanslı a.c. voltaj değişimi olunca, ıssız bölge boyu öyle bir konum ($\approx x_1$) vardır ki bu konumdan daha derinlerde ($x > x_1$), Fermi düzeyi çevresinde tüm yerleşmiş düzeyler, voltaj değişimini izleyebilirler (bu durumda $\omega\tau_{i-j} < 1$, $0 < j < i$ olur). x_1 konumundan yüzeye doğru ise ($x < x_1$), yerleşmiş düzeyler voltaj değişimine yanıt vermezler ($\omega\tau_{i+j} > 1$, $i < j \leq n$). Tam $x = x_1$ konumunda ise ($\omega\tau_1 = 1$) yerleşmiş durumlar kısmen yanıt verirler. Bu çözümlerden anlaşılacağı gibi frekans ω düşürüldükçe yada sıcaklık artırıldıkça x_1 sınır konumu kademeli olarak ıssız bölgenin yüzey tarafına doğru kayar zira yüzey tarafına doğru Fermi düzeyi E_F , band eğiminden dolayı, band ucundan uzaklaştığından, kademeli olarak daha derin düzeyler, (29) numaralı ifadeden de anlaşılacağı gibi, yanıt verebilirler. Bu arada çok düşük frekanslarda $x_1 = 0$ ve çok yüksek frekanslarda $x_1 = W$ olacağından ıssız bölge admittansında frekans yada sıcaklık bağımlılığı beklenmez oysa $0 < x_1 < W$ koşuluna karşılık gelen orta frekanslarda sözkonusu bağımlılık kaçınılmazdır. Bu son durumda, şekil-18-c de birbirine seri bağlı C_1 ve R_1 bileşenlerini, birbirlerine paralel C_{1p} ve G_{1p} bileşenlerine denkleyip $\tau_1 = R_1 C_1$ alarak şu ifade bulunur.

$$C_{1p} = \frac{C_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \quad ; \quad \frac{G_{1p}}{\omega} = \frac{\omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \quad (32)$$

Yukarıdaki ifadeler, $\omega\tau_1 = 1$ veren bölgede G_{1p}/ω nin en yüksek sürüklenme enerjisine karşılık gelen tepeden geçtiğini, C_{1p} nin ise en yüksek değişme

hızına ulaştığı açıkça göstermektedir. Burada $\omega\tau_1=1$ koşulu, $x=x_1$ konumunda yerel potansiyelin kT/q kadar değiştiği, δx_1 genişliğinde, Fermi düzeyi çevresinde yerleşmiş düzeyleri kapsar.

Diyod ıssız bölgesinin toplam admittansını elde etmek için, yukarıda çözümlenmesi yapılan x_1 konumu çevresi dışında kalan tüm ıssız bölgeyi gözönüne almak gerekir. Bunun için ıssız bölge, verilen bir $\omega(=1/\tau_1)$ frekansına göre iki kesime ayrılabilir: kesim I yüzey tarafı ($0 < x < x_1$); kesim II bünye tarafı ($x_1 < x < W$). Kesim I de, voltaj değişimine yanıtız kalır ve sığası dielektrik sığası olarak oluşur:

$$C_1 = \frac{\epsilon_s A}{x_1} \quad (33)$$

oysa kesim II de tüm düzeyler, voltaj değişimine ayak uydururlar. Kesim II nin sığasını bulmak için, önce bu kesimin toplam yükü, Q_2 , bulunmalıdır. Bunun için aşağıdaki özdeşlik gözönüne alınır:

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{d\psi}{dx} \right]^2 = 2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2\psi}{dx^2} \quad (34)$$

Yukarıdaki denklem, (16) numaralı ifade gözönüne alınarak filmin bünyesinden ($d\psi/dx=0$), ıssız bölge içinde $x=x_1$ sınırına kadar integrali alınarak, sınırdaki elektrik alan F_1 ile potansiyel ψ_1 arasındaki bağıntı bulunur:

$$\frac{2}{\epsilon_s} \int_0^{\psi_1} \rho(\psi') d\psi' = \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{x_1=0}^2 = F_1^2 \quad (35)$$

Kesim II deki, toplam yük Q_2 , Gauss yasasıyla, $x=x_1$ sınırındaki elektrik alanı ve (18) numaralı denklemle verilen uzay yükü yoğunluğu ρ_1 cinsinden şöyle ifade edilir:

$$Q_2 = \epsilon_s F_1 A = \left[2\epsilon_s \int_0^{\psi_1} \rho(\psi') d\psi' \right]^{1/2} \quad (36)$$

(36) numaralı ifadeden, kesim II nin düşük frekanslı yada d.c. sığası bulunur:

$$C_2 = \frac{dQ_2}{d\psi_1} = \frac{\rho_1 A}{F_1} \quad (37)$$

İssız bölge toplam sığası C, (33) ve (37) numaralarla bağıntılarla tanımlanan kesim I ve kesim II sığalarının seri bağlantılarına eşittir:

$$C^{-1} = C_1^{-1} + C_2^{-1} \longrightarrow C(\omega, T) = \frac{\rho_1 \epsilon_s A}{\epsilon_s F_1 + x_1 \rho_1} \quad (38)$$

Özet olarak, diyoda ω frekanslı bir a.c. voltaj değişimi uygulanırsa, ıssız bölge içinde potansiyelin ψ_1 olduğu $x=x_1$ konumunda, Fermi enerjisi boyu öyle bir enerji sınırı tanımlanırki, E_1 den daha derin yerelleşmiş düzeyler yanıtız kalırlar. Bu sınır enerjisi E_1 , (29) numaralı denklem ve $\omega\tau_1=1$ bağıntısından yararlanarak şöyle belirlenebilir:

$$E_1 = E_c(x_1) - E_F = kT \ln(2\nu/\omega) \quad (39)$$

Burada ν , (29) numaralı ifadeyle tanımlanan kurtulmaya yeltenme frekansıdır.

4.4. Sığa-Voltaj Ölçümleri

Üretilen Schottky diodların sığaları, sıcaklık, a.c. voltaj frekansı, ters besleme voltajı gibi parametrelerin işlevinde şekil 12-b de verilen ölçüm düzeneginde gerçekleştirilmiştir. Önce oda sıcaklığında, çeşitli frekanslarda, ters yönde sığa-voltaj eğrileri (C-V) ölçülmüştür. Bilindiği gibi, kristal yarıiletkenlerde C-V ölçümleri çok yaygın kullanılarak $1/C^2$ yi V'ye karşı çizerek, eğimden yerel katkı atom yoğunluğu, voltaj eksenine uzantısından da diyodun engel yüksekliği buluna gelmiştir. Bu yöntemin kullanılabilmesi için, sığanın ölçüm frekansından bağımsız olması gerekmektedir; eğer frekans bağımlılığı varsa, bu bağımlılığı üreten derin düzeylerin çözümlenmesinde kullanılmıştır [32].

Şekil-17-b de de gösterildiği gibi amorf yarıiletkenlerde uzay yükü yoğunluğu daha karmaşık olduğundan $1/C^2$ -V eğrilerinden elde edilen parametrelerin yorumu belirgin değildir. Bundan dolayı, C-V ölçümleri şekil-19 da gösterildiği gibi çeşitli frekanslarda yapılmış ve önemli bir frekans

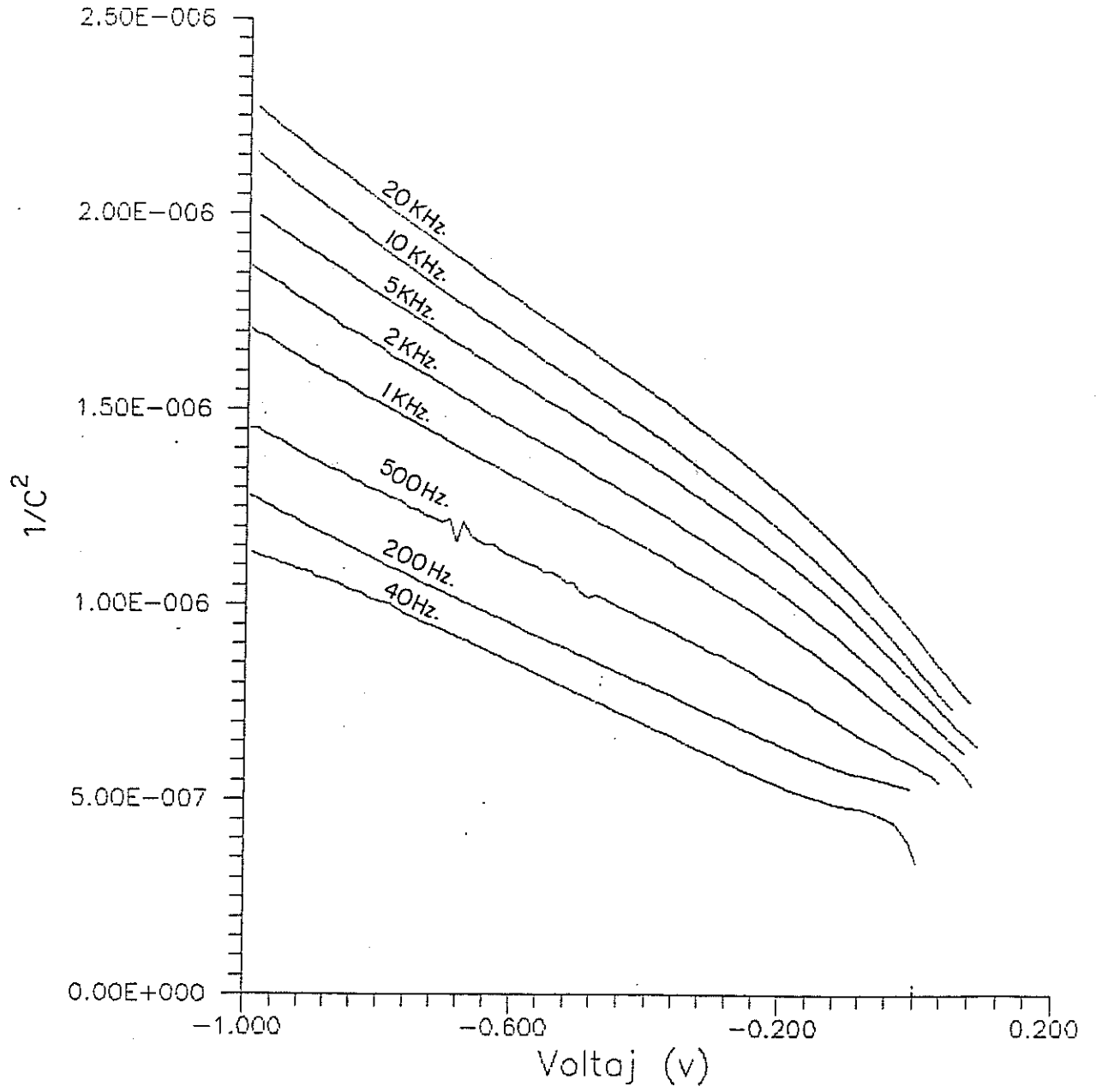
bağımlılığı ortaya çıkmıştır. Buna karşın $1/C^2-V$ çizimleri doğrusal davranış sergilemekte, ayrıca eğimleri birbirine yakın kalmaktadır (şek.19). Bu durumda C-V ölçümlerinin frekansın benzeri biçimde (yüksek frekans düşük sıcaklığa, düşük frekans yüksek sıcaklığa karşılık gelir) sıcaklığa bağımlı olması kaçınılmazdır. Ölçümler de bunu açıkça göstermiştir (şek.20). Çeşitli sıcaklıklardaki C-V çizimleri doğrusal olup eğimden uzay yükü yoğunluğu olarak 10^{17}cm^{-3} çevresinde birbirlerine yakın yoğunluklar bulunmuştur (şek.20). İlk bakışta sabit bir uzay yükü yoğunluğu beklentileri terstir. Böyle bir davranış şekil-21 de sunulan bir modelle açıklanabilir. Bu modelde ıssız bölgede, yüzeyden belli bir derinliğe kadar, yasak enerji aralığında doluluk boşluk sınırını belirleyen sınır (sözde Fermi düzeyi), band ucundan sabit bir enerji uzaklığında, E_F^* oluşur; bundan dolayı da bu bölgede, (18) numaralı ifade gözönüne alındığında, düzgün bir uzay yükü yoğunluğu ($=qN$) oluşur (şek.21). Bu olayın nedeni bandların bükülmesi yada yüksek bir elektrik alanının oluşması, üreme-birleşme ile kurulan ısıl dengeyi bozmasıdır. Bu alan bölgeden serbest taşıyıcıları süpürerek, birleşmeyi zayıflatıp elektron ve hol üretimin başat olduğu ısıl denge dışı kararlı yeni bir oluşuma yol açar. Elektron ve hol yayınlanma katsayıları sırayla $e_n = \nu_n \exp[-E_F^*/kT]$ ve $e_p = \nu_p \exp[-(E_G - E_F^*)/kT]$ olarak alınır, E_F^* şöyle ifade edilir:

$$E_F^* = \frac{kT}{2} \ln(\nu_n/\nu_p) + E_G/2 \approx E_G/2 \quad (40)$$

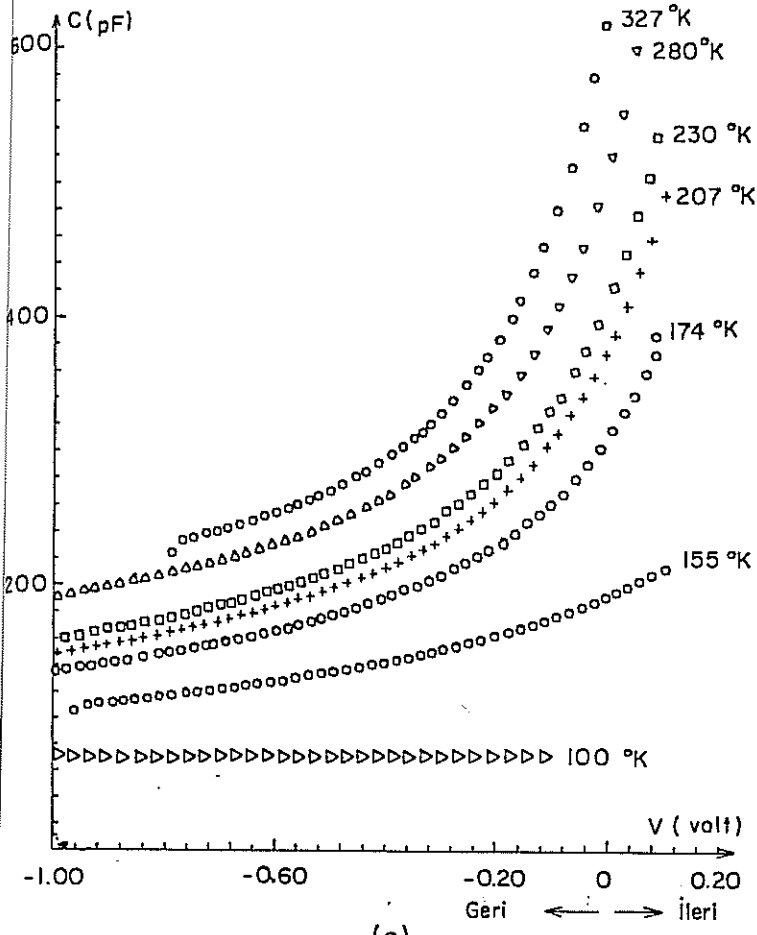
Burada E_G yasak enerji aralığı, ν_n ve ν_p sırayla elektron ve hol kurtulmaya yeltenme frekanslarıdır ($\nu_n \approx \nu_p$ alınabilir).

Düzgün uzay yüklü bu bölgenin genişliği, a.c. voltaj değişimi frekansından bağımsız olup, sadece d.c. voltajla değişir. Şekil-21 de gösterildiği gibi, bu bölgeyi, uzay yükü yoğunluğu kademeli olarak sönen, taşıyıcı yakalama-boşlama olaylarının işlediği, termodinamik dengenin geçerli olduğu, ıssız bölgenin son kısmı izler. Voltajdan bağımsız frekansa bağımlı bu bölgenin genişliği $L(\omega)$, bir tür perdeleme uzunluğu olarak yorumlanabilir. (21) numaralı ifade kullanılarak ıssız bölge boyu oluşan toplam potansiyel dağılımı ψ_s elde edilir:

$$\psi_s = V_a + V_0 = \frac{qN}{\epsilon_s} \int_0^W x \, dx + \frac{1}{\epsilon_s} \int_W^\infty x \rho(x) \, dx = \frac{qNW^2}{2\epsilon_s} + V_L(\omega) \quad (41)$$

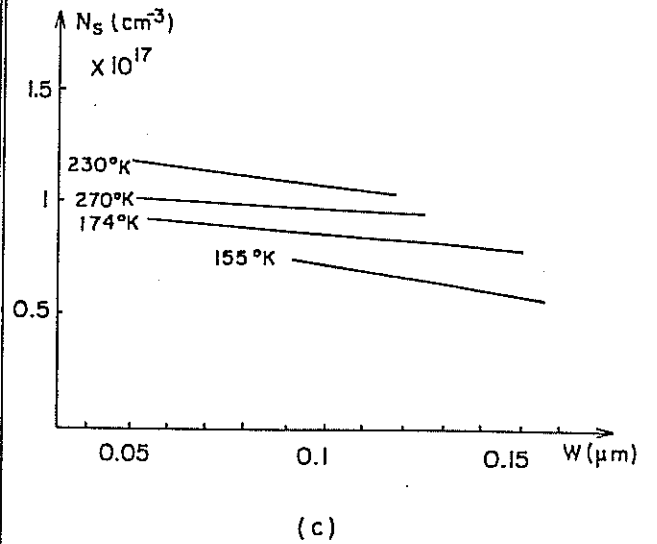
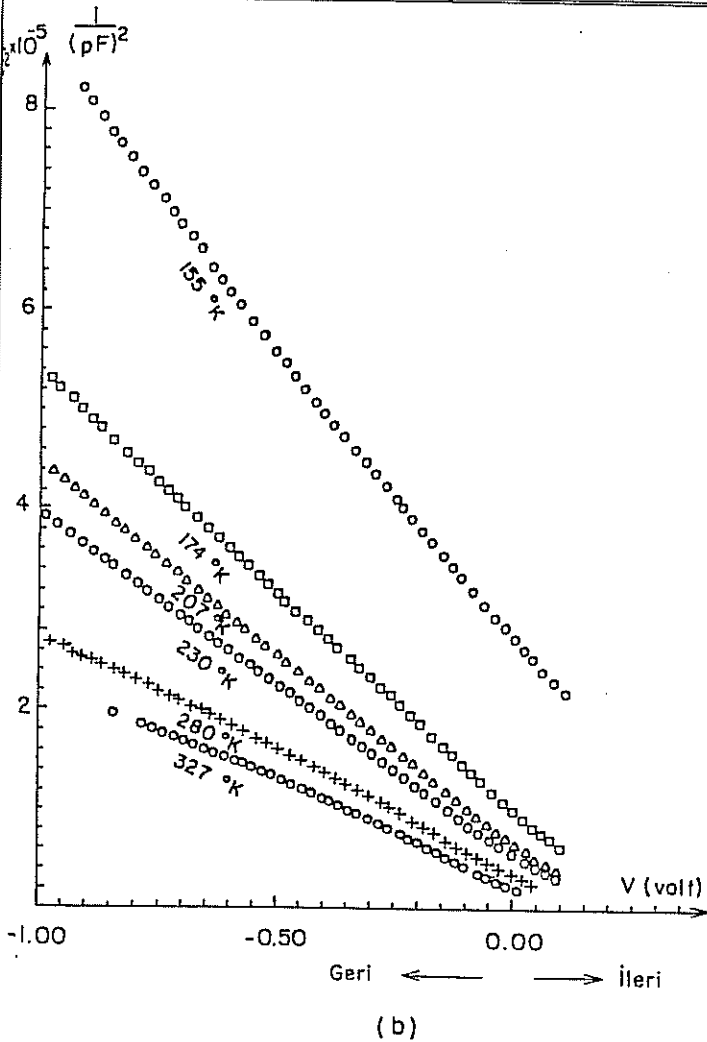


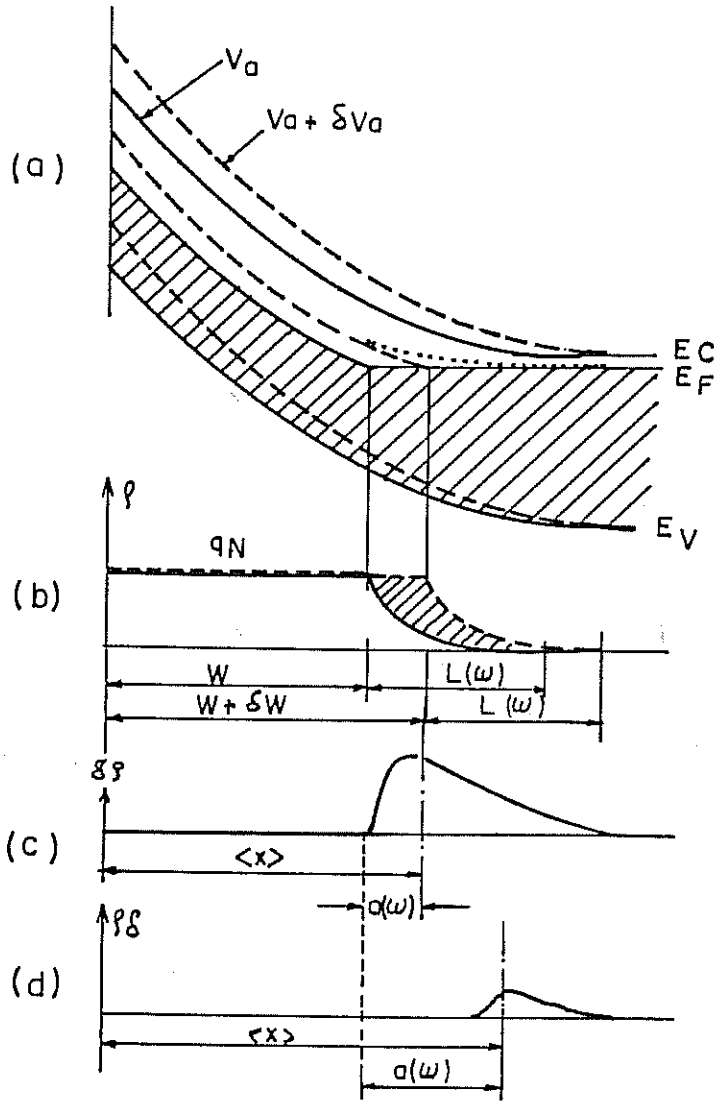
Şekil.19. Sığa - voltaj ölçümlerinin frekans bağımlılığı



Şekil.20 n⁺-Si/a-Si:H/Pd diyotlarının f=100KHz.de sığa-voltaj ölçümleri (C-V)

- a) Çeşitli sıcaklıklarda C-V eğrileri
- b) $\frac{1}{C^2}$ -V eğrileri
- c) Uzay yükü yoğunluğu dağılımı





a) Enerji band diagramı

— V_a

- - - $V_a + \delta V_a (t \rightarrow \infty)$

..... $V_a + \delta V_a (t = 0)$

b) Uzay yükü dağılımı

c) Düşük frekans

d) Yüksek frekans

Şekil. 21. n-türü a-Si:H Schottky diyodunun voltaj (V_a) değişimi (δV_a) arkasından uzay yükü değişimi

Burada V_a =uygulanan d.c. voltaj, V_0 =engel yüksekliği ve $V_L(\omega) \equiv 1/\epsilon_s \int_w^\infty x\rho(x)dx$ olarak tanımlanmıştır.

Böylece uygulanan d.c. voltaj V_a ve düzgün uzay yükü yoğunluğu N arasında şu ilişki bulunur:

$$V_a + V_0 - V_L(\omega) = \frac{qnW^2}{2\epsilon_s} \quad (42)$$

şekil-21 de belirtildiği gibi, (25 numaralı) ifadeyle verilen a.c. voltaj değişimine karşı oluşan uzay yükü değişimiyle ağırlıklı ortalama ıssız bölge genişliği $\langle x \rangle$, düzgün yüklü bölge genişliği $=W$ ve frekans bağımlı bölge genişliği $=L(\omega)$ terimlerinin toplamından oluştuğunu ve (24) numaralı ifadeyi gözönüne alarak, diyodun sığası C şöyle yazılır:

$$C = \frac{\epsilon_s A}{W+a(\omega)} \quad (43)$$

Burada, frekans bağımlı bölgenin, yük değişimi ağırlıklı genişliği olan $a(\omega)$ parametresi, frekans yükseldikçe (yada sıcaklık düştükçe) büyüdüğünden sığanın frekans (yada sıcaklık) bağımlılığının nedenini oluşturmaktadır (şek.19 ve 20-a).

Eğer $a(\omega) \ll W$ koşulu geçerliyse (43) numaralı bağıntı şöyle basitleştirilebilir:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{qn\epsilon_s A^2} \left[1 + \frac{a(\omega)}{W} \right]^2 \left[V_a + V_0 - V_L(\omega) \right] \quad (44a)$$

$$\frac{1}{C^2} \approx \frac{2}{qn\epsilon_s A^2} \left[V_a + V_0 - V_L(\omega) \right] \quad (44b)$$

Yukarıda (44-b) ifadesi şekil-19 ve 20-b deki $1/C^2 - V$ çizimlerinin doğrusal davranışını açıklamaktadır; ayrıca sunulan sözde Fermi düzeyi modelini doğrulamaktadır. Eğimden, sözde Fermi düzeyi ve iletim bandı ucu arası ortalama yük yoğunluğu olan $N \approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur (şek.20-c). Öteyandan (44-b) ifadesi $1/C^2 - V$ çiziminin, voltaj eksenine uzantısından bulunan, $V_0 = 0.2$ Volt, engel yüksekliğinin neden düşük olduğunu da

açıklamaktadır: bu deger görünen bir engel yüksekliği olup $V'_0 = V_0 - V_L$ e eşittir. I-V ölçümlerinden bulunan $\phi_b = V_0 + (E_c - E_F)/q = 0.8$ V, $(E_c - E_F)/q = 0.2$ V alınirsa V_L için yaklaşık 0.4 Volt gibi bir değer bulunur.

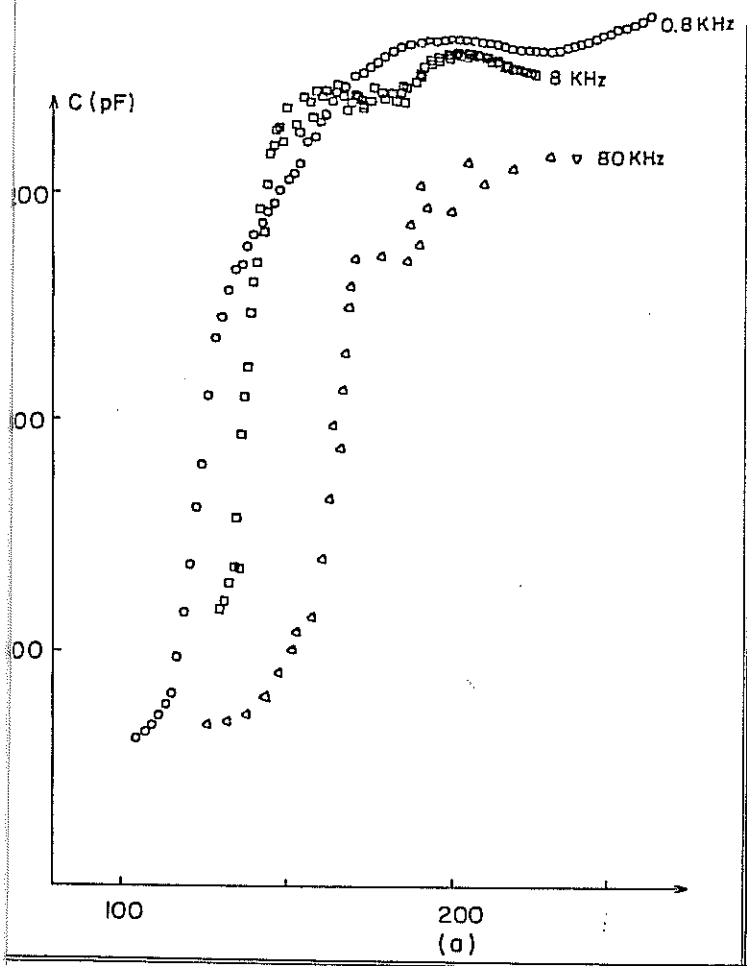
4.5. Serbest Taşıyıcı Donması

Şekil-20-a da verilen C-V eğrilerindeki, sığanın sıcaklıkla yumuşak biçimde düşmesi, frekans bağımlılığının benzeri olarak, ıssız bölgeyi kısmen belirleyen $a(\omega)$ parametresi yardımıyla yorumlanabilir; ama 150°K çevresinde düşüşün hızlanması giderek 100°K doğru bir sınır değerde durup voltajdan bağımsızlaşması, serbest taşıyıcıların "donması" diye adlandırılan başka bir olayın etkisinden kaynaklanmaktadır. Şekil-22-a da sıcaklıkla bu iki değişik düşüş ve donma olayının ölçüm frekansına bağımlılığı sergilenmektedir. Donma süresince sığa basamak biçiminde azalıp, silisyum filmin dielektrik yada geometrik sığası olarak adlandırılan, elektrodan elektroda sabit sığaya indirgenmektedir. Aynı sıcaklık bölgesinde a.c. iletkenlik ise tepe değerinden geçmektedir. Şekil-22 de görüldüğü gibi, donma olayından önce sığa, C, W genişliğindeki ıssız bölgenin oluşturduğu, $C = \epsilon_s A/W$, sığadır. Burada $A = 0.2 \text{mm}^2$ elektrod alanıdır. Ayrıca C üzerinden ıssız bölgenin gerisinde yarıiletken filmin direnci (seri direnç) R nin etkisi her zaman gözardı edilemez. Ölçüm düzeneği C, G ve R den oluşan devre yerine paralel iki ögeden (C_m, G_m) oluşan devre "görecektir". Bu iki devre arasında özdeş bağlantılar kolayca hesaplanabilir:

$$C_m = C [(1+RG)^2 + R^2 C^2 \omega^2]^{-1} \quad (45a)$$

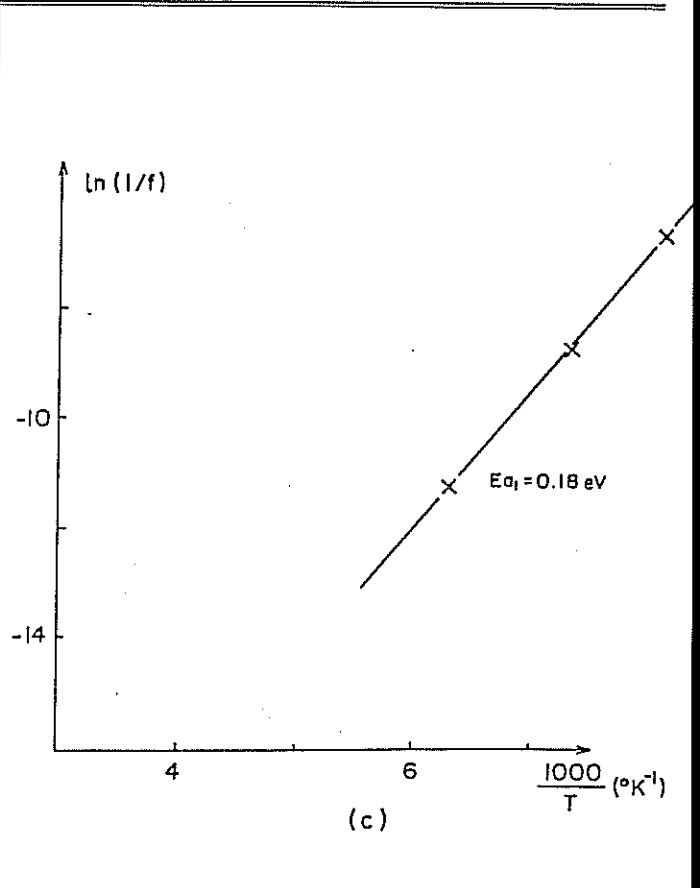
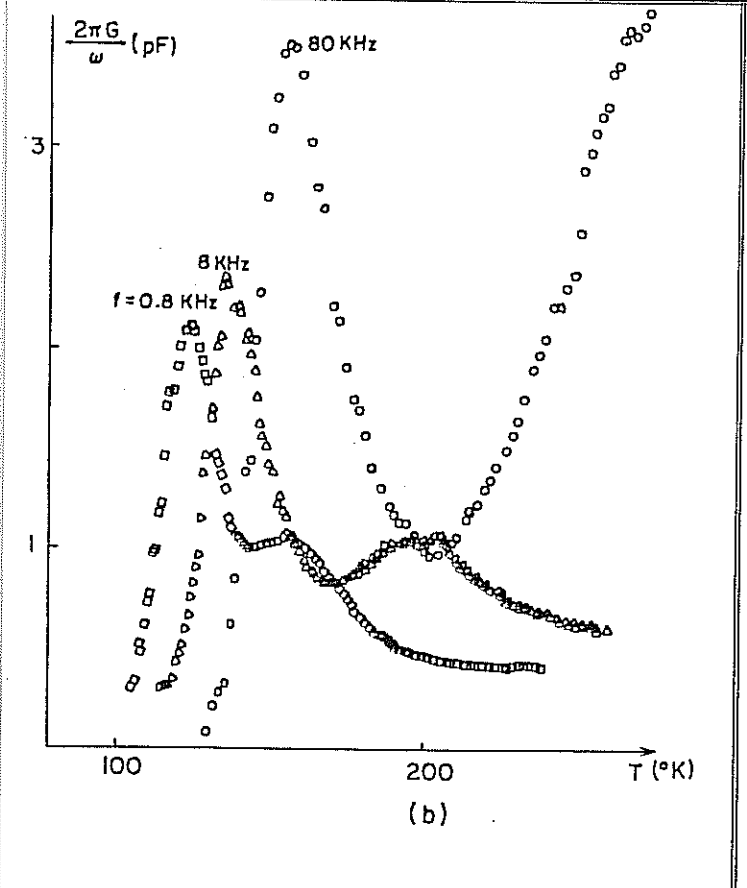
$$G_m = [G(1+RG) + RC^2 \omega^2] [(1+RG)^2 + R^2 C^2 \omega^2]^{-1} \quad (45b)$$

Yukarıdaki ifadelerden de anlaşılacağı gibi ancak $RC \ll 1$ ve $RC\omega \ll 1$ koşulları gerçekleşince $C_m = C$ ve $G_m = G$ kabul edilebilir. Aksi durumlarda, yani kaçaklı diyodlarda (G büyük), seri direnç büyük yarıiletkenlerde (serbest taşıyıcı yoğunluğu düşük) ve çok yüksek frekanslı (ω) ölçümlerde gerçek sığa değerinden apayrı değerler ölçülebilir. Sıcaklık düştükçe, Fermi enerji düzeyi band eşigine yaklaşır ve iletkenliği sağlamakta olan banddaki yaygın enerji düzeylerine uyarılmış taşıyıcılar "donma" olayını deneyen yerel durumlara dönerler. Donma olayı başlayınca bir yandan seri direnç R yükselirken, öteyandan kaçakları yansıtan paralel iletkenlik G sıfıra doğru düşer ($G=0$). Bu durumda C_m ve G_m ifadeleri aşağıdaki biçime dönüşür:



Şekil.22 Cr/a-Si:H/Pd diyodlarının admittans-sıcaklık - frekans değişimi

- a) Sığa (C) - T, f
- b) a.c iletkenlik ($\frac{G}{\omega}$) - T, f
- c) Arrhenius'la ısı yarıma enerjisi



$$C_m = C[1+(\omega\tau)^2]^{-1} ; G_m/\omega = C(\tau_m)[1+(\omega\tau)^2]^{-1} \quad (46)$$

Burada $\tau=RC$ filmn bünyesinden ıssız bölgeye serbest taşıyıcı temin etme zaman sabitini tanımlamaktadır. (46) numaralı ifade donma olayınca sığanın basamak, a.c. iletkenliğin tepeden geçen değişimini açıklığa kavuşturmaktadır. Sırayla seri direnç R, yüksek sıcaklık sığası C ve alçak sıcaklık sığası sırayla şöyle ifade edilir:

$$R = \rho \frac{L-W}{A} ; C = \frac{\epsilon_s A}{W} ; C_G = \frac{\epsilon_s A}{L} \quad (47)$$

Burada L=film kılnlığı, ρ =filmin özdirencini göstermektedir. (46) numaralı ifadeden iletkenliğin tepe noktasına karşılık gelen $\omega\tau=1$ koşulu ve (47) numaralı bağıntılar göz önüne alınarak aşağıdaki eşitlik bulunur:

$$\omega^{-1} = \rho \epsilon_s \left[\frac{C}{C_G} - 1 \right] \quad (48)$$

Öteyandan filmin iletkenliği ($=\rho^{-1}$) sıcaklıkla üsttel $\sigma = \sigma_0 \exp[-(E_c - E_F)/kT]$, ve Fermi enerjisinin ise doğrusal $E_F(T) = E_F(0) - \gamma T$ değiştiği varsayılarak [5], (48) numaralı ifade şu biçimde yazılabilir:

$$\omega^{-1} = \frac{f^{-1}}{2\pi} = \epsilon_s \left[\frac{C}{C_G} - 1 \right] \sigma_0^{-1} \exp[\gamma/k] \exp\left[\frac{E_c - E_F(0)}{kT} \right] \quad (49)$$

şekil-22-c de, ölçüm frekansı (f), iletkenlik tepesine karşılık gelen sıcaklık eşlenerek, çizilmiştir; eğimden $E_c - E_F(0) = 0.18$ eV, yatay eksenini kesimden de $\sigma_0 \approx 120$ ($\Omega\text{-cm}$)⁻¹ bulunmuştur. Burada $\gamma = 2.5 \times 10^{-4}$ eV/ $^{\circ}$ K değeri kullanılmıştır [5]. Filmlerin katkılama oranı gözönüne alınırsa burada bulunan Fermi enerjisinin konumu ve öniletkenlik σ_0 değeri beklentilere uygundur.

4.6. Isıl Sığayla Durum Yoğunluğu

Fermi düzeyi çevresindeki durum yoğunluğu $g(E_F)$ sığa-sıcaklık (C-T) ölçümlerinden, $C^2[dC/dT]^{-1}$ sıcaklığa karşı çizilerek hesaplanabilir. Bunun

için ıssız bölge sıgāsının sıcaklıgā göre türevi (38) numaralı ifadeden elde edilebilir:

$$\frac{dC}{dT} = \frac{C^2}{A\rho_1^2} \left[F_1 \frac{d\rho_1}{d\psi_1} - \rho_1 \frac{dF_1}{d\psi_1} - \frac{\rho_1^2}{\epsilon_s} \frac{dx_1}{d\psi_1} \right] \frac{d\psi_1}{dT} \quad (50)$$

(18), (35) ve (39) numaralı ρ_1 , F_1 ve ψ_1 parametrelerini veren ifadelerden yararlanarak yukarıdaki denklem şu biçime dönüştürülür:

$$C^2 \left[\frac{dC}{dT} \right]^{-1} = \frac{A \rho_1^2}{F_1 q k \ln[2\nu/\omega] g(E_1 - \psi_1)} \quad (51)$$

Taylor serisiyle $g(E)$ dağılımı, E_F çevresinde açılabilir:

$$g(E) = g(E_F) + (E - E_F) \frac{dg}{dE} + \frac{(E - E_F)^2}{2} \frac{d^2g}{dE^2} + \dots \quad (52)$$

Bu açılım (18) numaralı bağıntıya taşınarak şu ifade bulunur:

$$\rho_1 \approx q^2 g(E_F) \psi_1 - q^3 \frac{dg}{dE} \frac{\psi_1^2}{2} \quad (53)$$

Ayrıca (52) numaralı açılım şöyle yazılabilir:

$$g(E_1 - \psi_1) \approx g(E_F) - q \frac{dg}{dE} \psi_1 + \dots \quad (54)$$

(35) ve (53) numaralı ifadeler, x_1 konumunda elektrik alanı (F_1) da yaklaşık verebilirler:

$$F_1 = \frac{q^2 g(E_F) \psi_1^2}{\epsilon_s} - \frac{q^2}{3\epsilon_s} \frac{dg}{dE} \psi_1 + \dots \quad (55)$$

(53), (54) ve (55) numaralı bağıntılar (51) numaralı denkleme taşınıp, ayrıca $\psi_1 [(dg/dE)/g(E_F)] \ll 1$ varsayılırsa şu ifadeye ulaşılır:

$$C^2 \left[\frac{dC}{dT} \right]^{-1} = \frac{A}{k \ln(2\nu/\omega)} [q\epsilon_s g(E_F)]^{1/2} \left[q\psi_1 + q^2 \frac{dg/dE}{g(E_F)} \frac{\psi_1^2}{6} + \dots \right] \quad (56)$$

T_0 sıcaklığında sergilenen sıga donmasında $\omega\tau=1$ koşulu ve (29) numaralı ifade $\tau^{-1}=2\nu\exp[-(E_c-E_F)/kT_0]$ olduğundan $E_c-E_F=kT\ln(2\nu/\omega)$ bulunur. Öteyandan (39) numaralı bağıntı yardımıyla $q\psi_1$ şöyle ifade edilir:

$$q\psi_1 = E_1 - (E_c - E_F) = (T - T_0)kT \ln(2\nu/\omega) \quad (57)$$

Bu son ifade (56) numaralı denkleme taşınırsa şu eşitliğe ulaşılır:

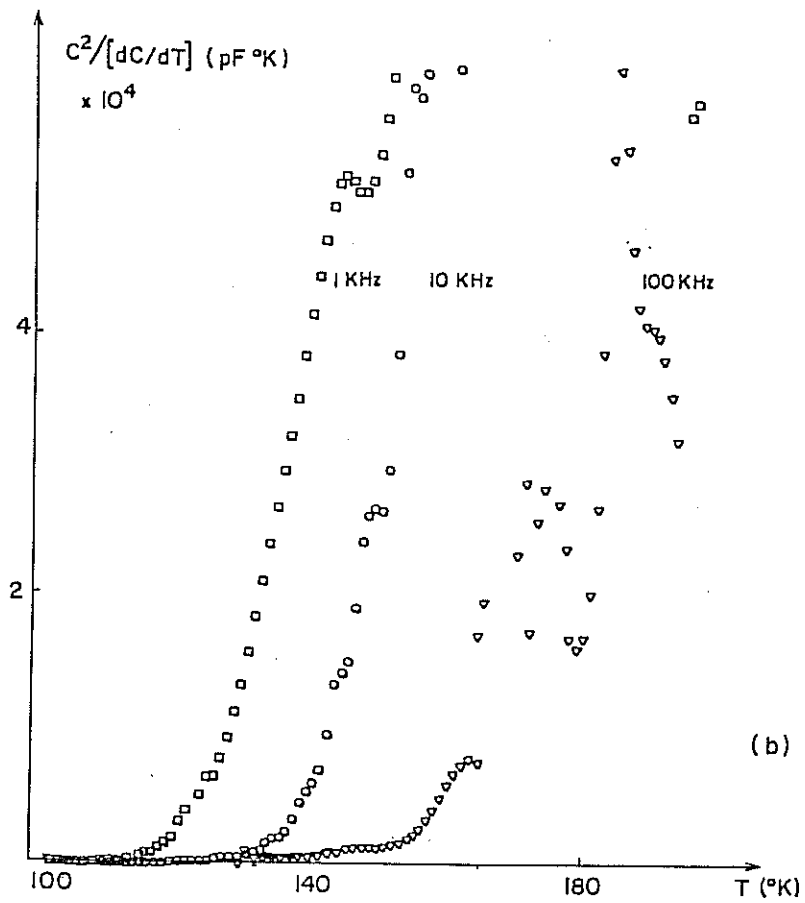
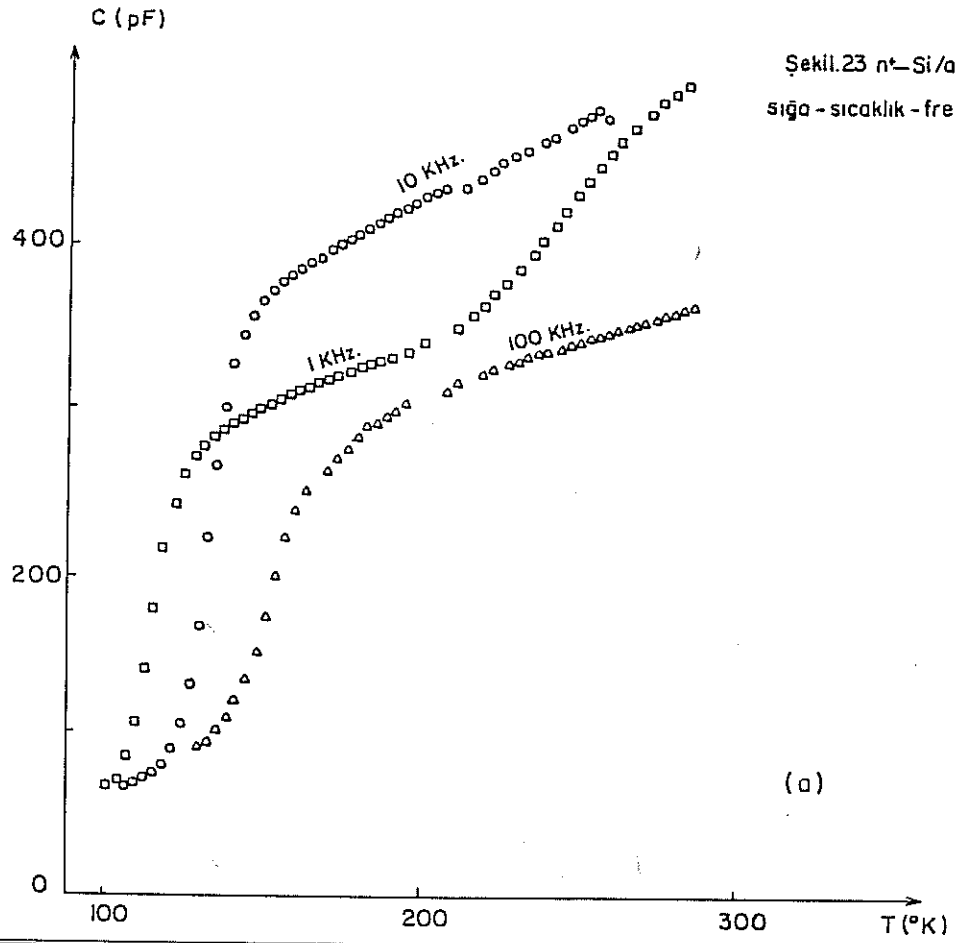
$$C^2 \left[\frac{dC}{dT} \right]^{-1} = A [q\epsilon_s g(E_F)]^{1/2} \left\{ (T - T_0) + \frac{k\ln(2\nu/\omega)}{6} \frac{dg/dE}{g(E_F)} (T - T_0)^2 + \dots \right\} \quad (58)$$

Bu teknik, şekil-23 de 3 değişik frekansta sunulan sıga donmasına uygulanarak $C^2[dC/dT]^{-1}$ sıcaklığa çizilmiştir. Bu çizimin doğrusal olduğu ve eğimin frekanstan ölçüm sapmaları sınırı içinde bağımsız olduğu gözlenmiştir. Yukarıdaki (58) numaralı ifadenin yardımıyla şekil-23-b deki eğim $g(E_F)$ için $10^{19} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$ gibi bir değer ortaya çıkarmıştır. İletim bandında ortalama durum yoğunluğu $g(E_c) \approx 4 \times 10^{22} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$ ve şekil-3 de sunulduğu gibi band uzantıları boyunca durum yoğunluğunun üsttel azaldığı, $g(E) = g(E_c) \exp[-(E_c - E)/E_0]$ kabul edilirse, $E = E_F$ çevresinde, $E_0 \approx 50 \text{meV}$ alınarak [5], $g(E_F) \approx (1-3) \times 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$ bulunur; böylece deneysel bulunan değerle kabul edilebilir bir buluşma gözlenmiş oldu.

4.7. Dengeye Dönüş Tarama Tekniği (DLTS)

Bu teknik, diyodun ıssız bölgesini voltaj yada aydınlatma darbesiyle ısıtılma dışına taşıyıp, taşıyıcı yayımlamayla ıssız bölgenin dengeye dönüşünü, yüksek frekanslı sıga ölçümüyle izlenmesi temeli üzerine kuruludur [30]. Bu tekniğin sağladığı çıkış sinyalinin çözülmesi oldukça kolaydır; ayrıca çabuk olması dolayısıyla taramada kullanılabilir, artı ve eksi taşıyıcı yayımlanmasını ayırabilir, çok duyarlı bir tekniktir [33-35].

Şekil-24 de ters beslenmiş bir diyoda, doğru yönde, dengenin oluşması için yeterli sürede voltaj darbesi uygulandıktan sonra ıssız bölge yük durumunun eski durumuna dönüş evrimi gösterilmiştir. Dengeye dönüş, yerleşmiş düzeylerden, ilgili banda taşıyıcı yayımlamayla kademeli olarak gerçekleşir. Banda ulaşan taşıyıcı yerel elektrik alan tarafından ıssız bölgeden uzaklaştırılır. Şekil-24-c de gösterilen $t=t_1$ süresinde ıssız



bölgede üç değişik bölge oluşur. Bölge I, yüzey tarafında, yerelleşmiş düzeyler derin olduklarından, henüz hiç bir yayımı olmamıştır. Bölge II de, yerelleşmiş düzeyler taşıyıcı yayımına başlamıştır ama baştan yoğunlukları çok düşük olduğu için taşıyıcı yakalama çok zayıf kalır. Bu bölgede bir yerelleşmiş düzeyin doluluk oranı f_T zamanla üsttel değişir:

$$\frac{df_T}{dt} = -e_n f_T \longrightarrow f_T = \exp(-e_n t) \quad (59)$$

Burada e_n , yerelleşmiş düzeyden iletim bandına elektron yayımlama katsayısıdır ve (29) numaralı ifadede belirlenmiştir. Tüm bölge II boyunca, aşağıda verilen doluluk-boşluk sınırı E_i ($f_T=1/2$ düzeyi), şekil-21 ve (40) numaralı ifadede tanımlandığı gibi, band ucundan eşit enerji uzaklığındadır, dolayısıyla ortaya çıkan uzay yükü yoğunluğu sabittir.

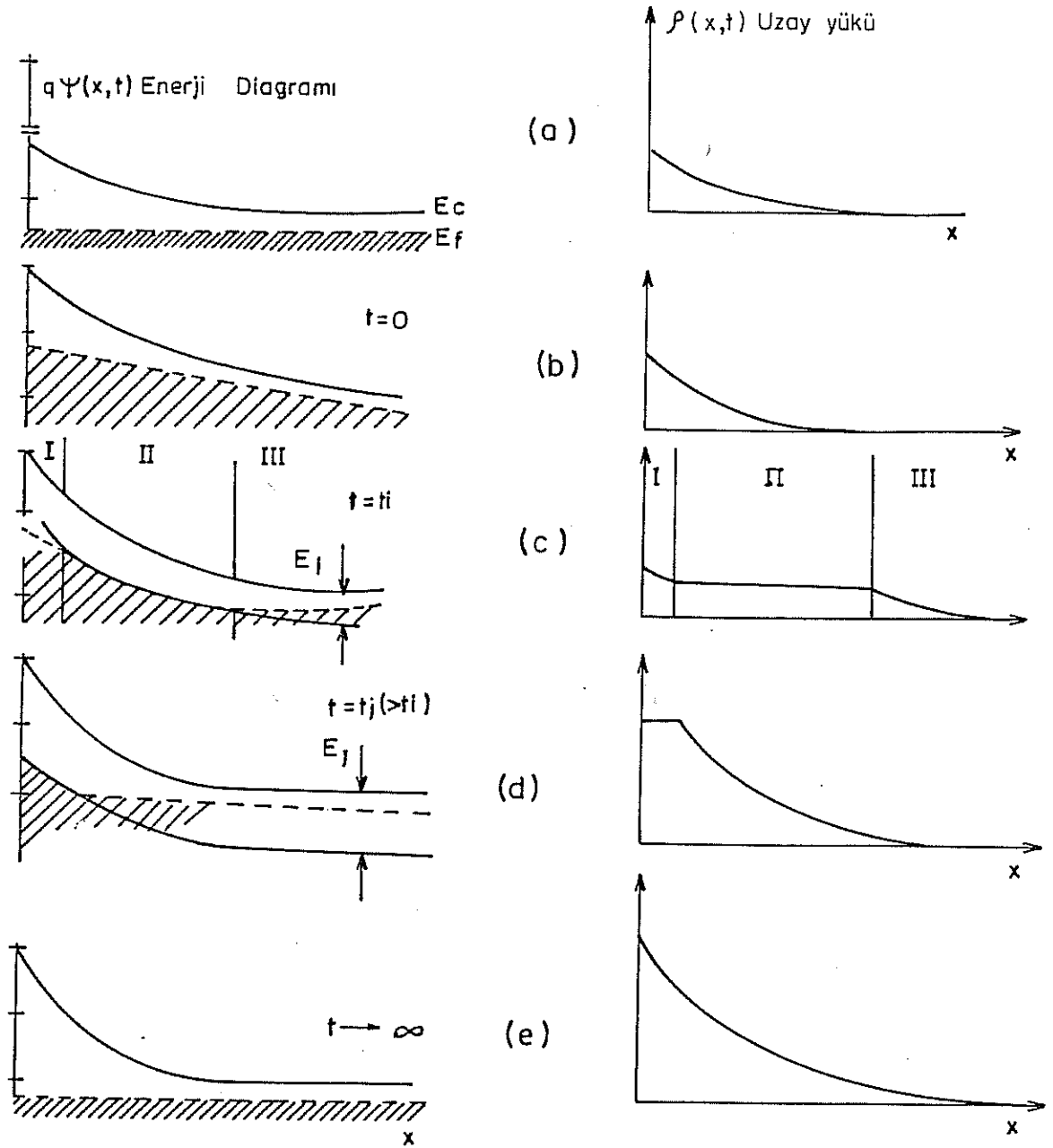
$$E_i = kT \ln[\nu_n t_i / \ln 2] \quad (60)$$

Bölge III ise, yüksüz bölge tarafında olup, yayımlama-yakalama olaylarının birbirlerini dengeleyerek ısı dengeyi sağladığı dolayısıyla doluluk-boşluk sınırını Fermi düzeyinin belirlediği ıssız bölgenin uç kısmıdır (şek.24-c). daha önce şekil-21 de sunulduğu gibi bölge II gibi sabit uzay yüklü, doluluk-boşluk sınırı, yasak enerji aralığı ortalarında sabitleşen bir bölgenin sürekli kalıcı olduğu, ters beslenmiş diyodlarda açıklığa kavuşturulmuştur.

Yukarıda tanımlanam, uzay yükünün zaman ve sıcaklığa bağlı olarak dengeye dönüşü, (60) numaralı ifadeyle verilen (E_i) tek bir parametreyle izlenebilir. Bilindiği gibi uzay yükü değişimi, en duyarlı biçimde sığa ölçüleriyle belirlenir. Bunun için, T sıcaklığında, t_i zamanından sonra δt süresince, uzay yükü değişimi δQ_i , (22) numaralı ifade gözönüne alınarak şöyle yazılabilir:

$$\delta Q_i = Q(E_i + dE) - Q(E_i) = \int_0^{\infty} \rho(x, E_i + dE) dx - \int_0^{\infty} \rho(x, E_i) dx = \frac{d}{dE} \left[\int_0^{\infty} \rho(x, E_i) dx \right] dE \quad (61)$$

Doluluk-boşluk sınırı, yerelleşmiş düzeylerden banda doğru taşıyıcı yayımından dolayı E_i den $E_i + dE$ ye kayınca, ıssız bölge sığasındaki değişim dC şöyle ifade edilebilir:



Şekil-24: Diyoda uygulanan doğru yönde voltaj darbesinden sonra, ıssız bölge yük durumunun zaman içinde evrimi

$$dC = R_c(E_i) dE \equiv \frac{\delta Q_i}{\delta V_a} \quad (62)$$

Burada δV_a , ω frekansında a.c. voltaj değişimini gösterir. T sıcaklığında, voltaj darbesinden sonra t zamanında, ıssız bölge sığası değişimi $\Delta C(t, T)$, (62) numaralı ifadede tanımlanan $R_c(E)$ fonksiyonunun Laplace dönüşümü olarak elde edilebilir [33]:

$$\Delta C(t, T) = \int R_c(E) \exp[-e_n(E)t] dE \quad (63)$$

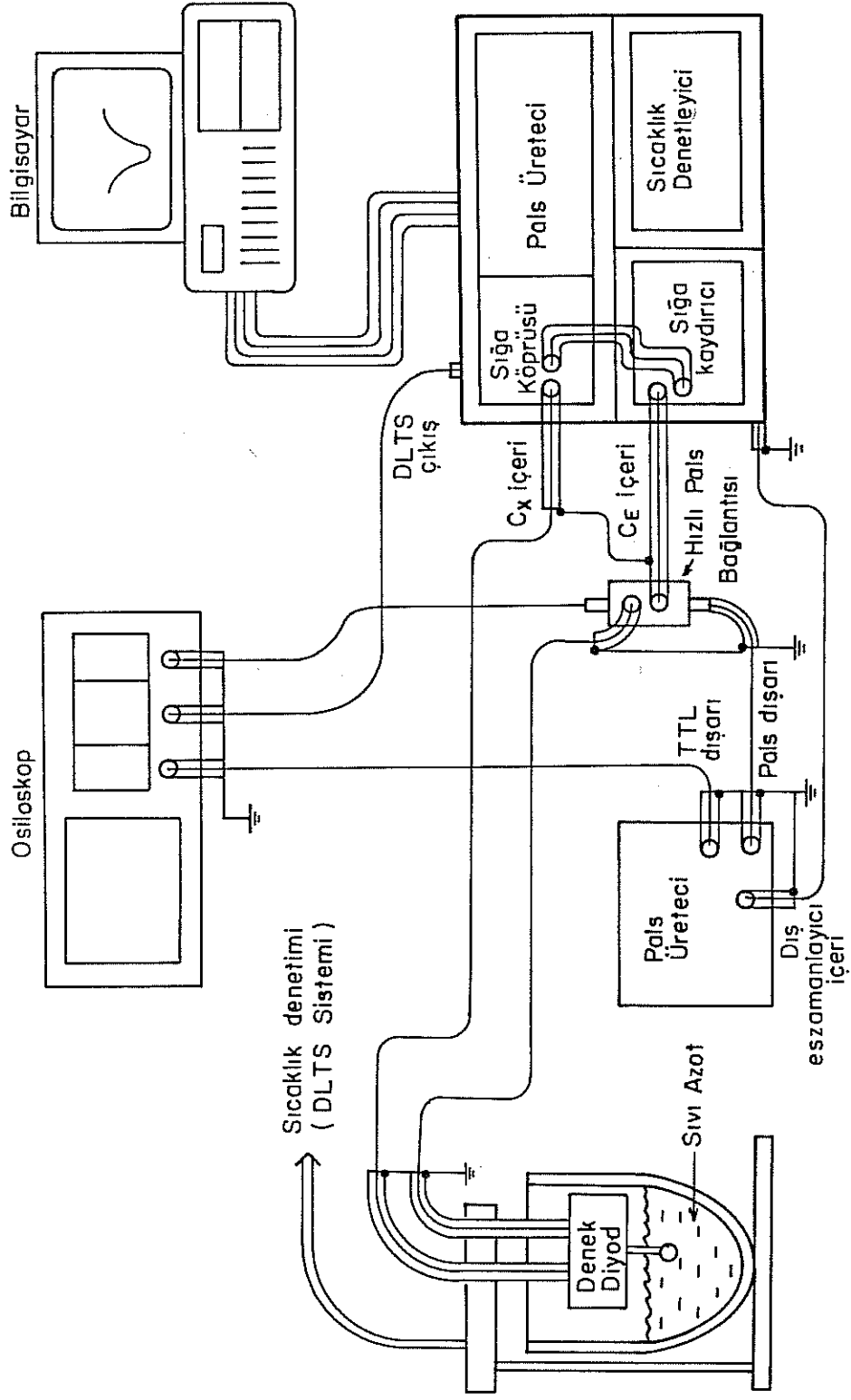
Yukarıda e_n , (29) numaralı ifadede tanımlanan elektron boşlama (yada yayımlama) katsayısını gösterir.

T sıcaklığında DLTS sinyali $S(T)$, (63) numaralı ifadenin, Z periyodlu, alternatif kare dalga ağırlık çarpanının ürettiği zaman ortalamasından doğan farkla tanımlanır (şek.26)

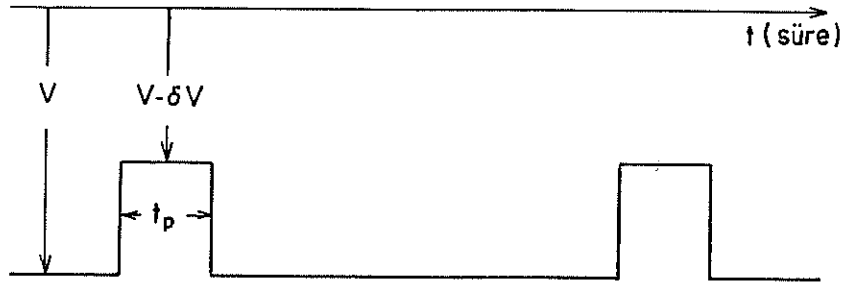
$$S(T) = \frac{1}{T_p} \left\{ \int_0^{Z/2} \Delta C(t, T) dt - \int_{Z/2}^Z \Delta C(t, T) dt \right\} \quad (64)$$

Böylece oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına tarama yapınca, sabit tutulan zaman ekseninde ortalama alma hızı $(1/Z)$ DLTS sinyalinin izleme penceresi gibidir: yüksek sıcaklıklarda sığa sönümü $\Delta C(t)$ büyük ölçüde bitmiş olduğundan, düşük sıcaklıklarda ise sönüm henüz başında olup çok yavaş söndüğünden, bir fark olan $S(T)$ sinyali görelî olarak küçük oluşur; bu iki ucun arasında belli bir sıcaklıkta, Z periyoduna bağlı olarak $S(T)$ bir tepe değerden geçer. Böylece bu sıcaklıkta (T_m) , sığanın sönüm zaman sabiti τ_m , Z periyoduna eşit olur. Eger sığanın bir tek zaman sabiti yerine zaman sabiti dağılımı varsa (başka bir deyişle, taşıyıcılar yerelleşmiş bir düzey yerine, yasak enerji aralığına dağılmış enerji düzeylerinden banda yayımlanırsa) DLTS bir tepe yerine, tepeler dağılımının oluşturduğu bir zarf ölçer; bu zarfın biçimi yasak enerji aralığındaki yerelleşmiş enerji düzeylerinin dağılım yoğunluğunu yansıtır.

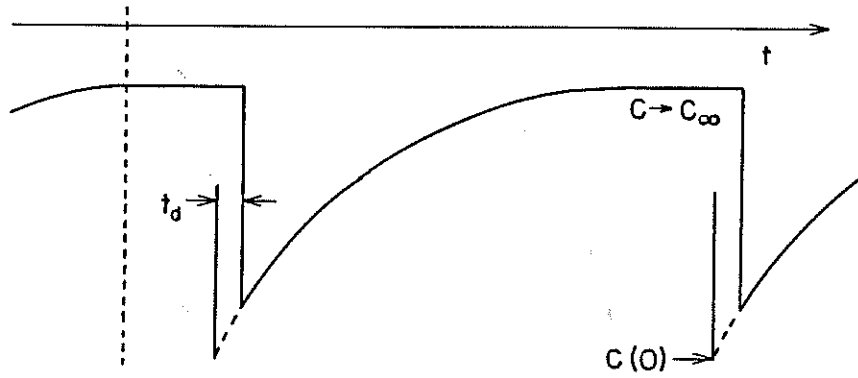
Şekil-25 de, sığa ölçüm köprüsü, voltaj darbesi (Pals) üretici, soğutucu, sıcaklık denetleyici gibi temel birimlerden oluşan DLTS ölçüm düzeneği sunulmuştur. Şekil-26 da ise, voltaj darbesi δV arkasından oluşan



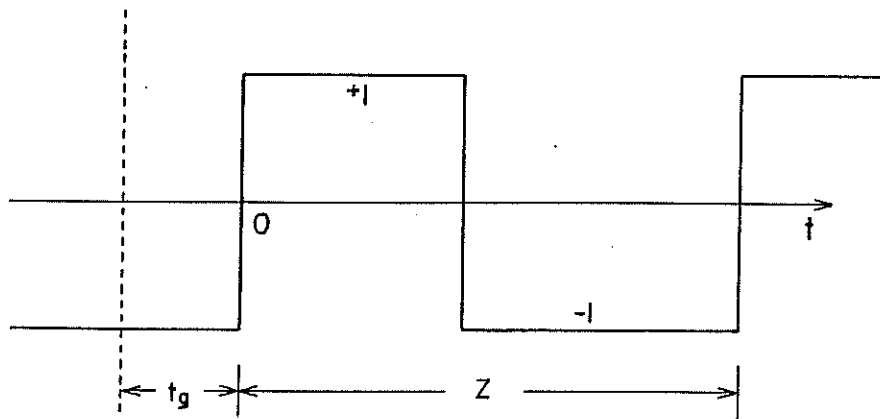
Şekil. 25. DLTS Ölçüm Düzenegi



a) Diyota uygulanan voltaj, $V(t)$

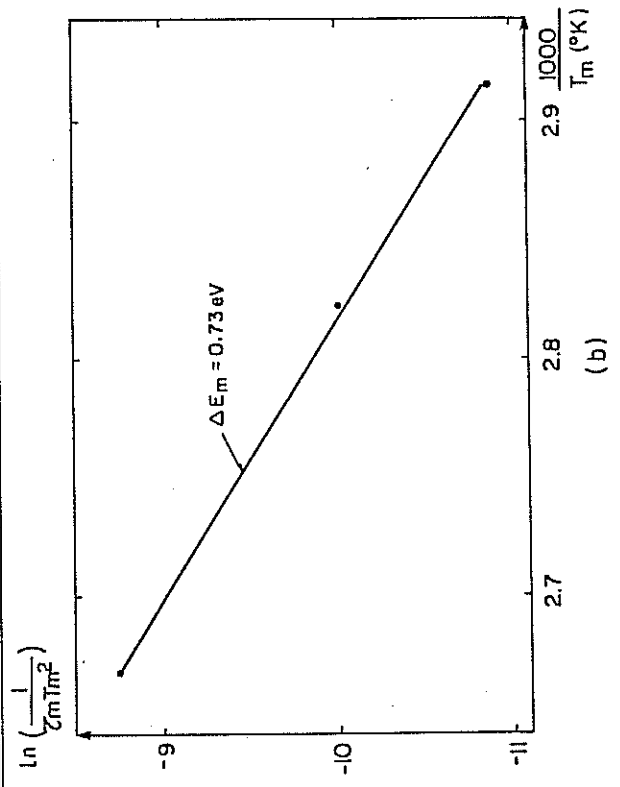
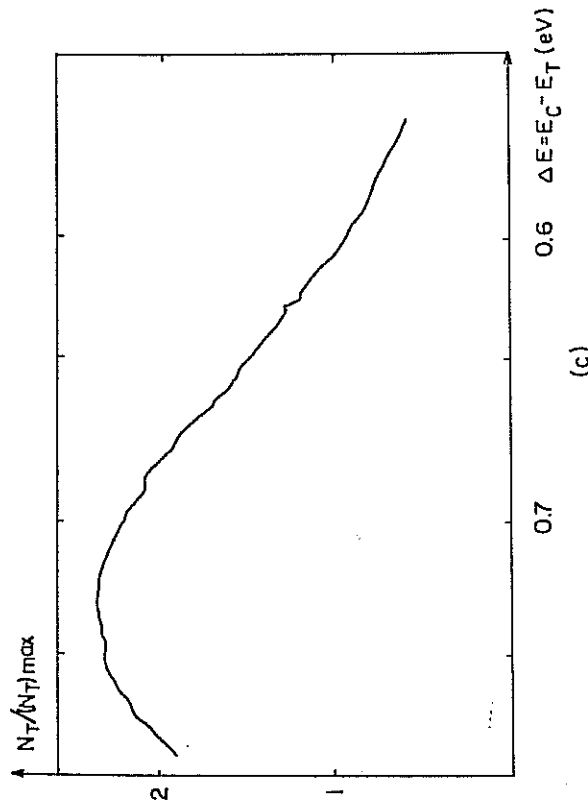
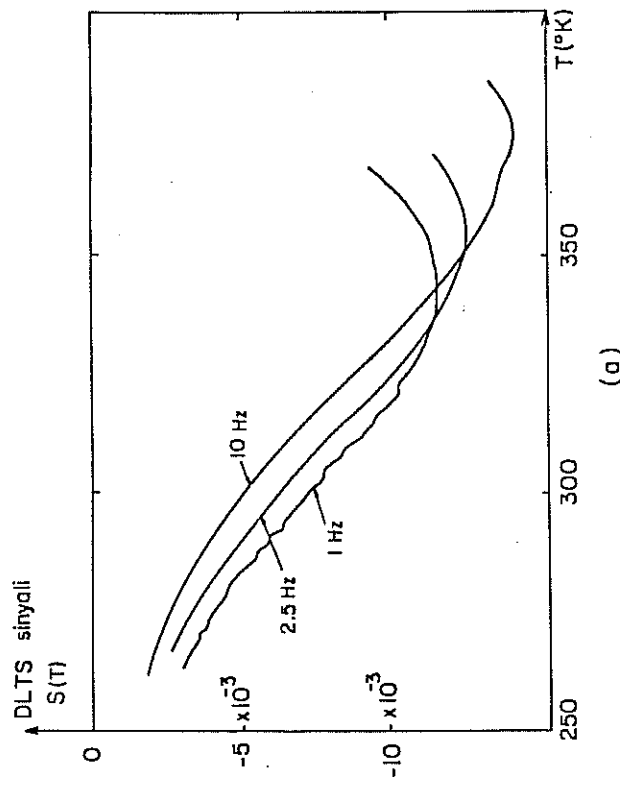


b) Sığa değişimi $\Delta C(t)$



c) Ağırlık çarpanı $F(t)$

Şekil.26 Sığa değişiminin zaman ortalamasının belirlenmesi



Şekil.27 n⁺-Si/a-Si:H/Pd diyodlarında DLTS ölçümleri
 a) Çeşitli frekanslarda DLTS - sıcaklık taraması
 b) Arrhenius çiziminden referans enerjisi
 c) İletim bandı eşiği altında yerel durum yoğunluğu

sığa sönüşünü, $\Delta C(t)$, DLTS sinyaline dönüştüren kare dalga ağırlık çarpanı sergilenmiştir. Şekil-27-a da çeşitli periyodlarda DLTS sinyali verilmiştir. Bilindiği gibi taşıyıcıların yayımlanma katsayısı $e_n = \tau_m^{-1}$, üsttel biçimde sıcaklığa bağlıdır, uyarılma enerjisini $\Delta E = E_c - E_T$ ise yayım yapılan enerji düzeyinin band ucuna uzaklığı belirler. Sıcaklığa karşı, frekansın Arrhenius çiziminden $(\ln(\tau_m) - 1/T) \Delta E$ belirlenir (şek.27-b). Buradan, $\Delta E = kT \ln(\nu \tau_m)$ kullanılarak, yatay eksen sıcaklıktan enerjiye dönüştürülür. Şekil-27-c de, DLTS ile elde edilen yerelleşmiş derin enerji düzeylerinin göreceli yoğunluk dağılımları sunulmuştur. Bu dağılım, iletim bandı yakınında (yaklaşık 0.4eV) minimum, yasak enerji ortalarına doğru maksimum sergileyen sonuçlarla uyumludur [36-38]. Merkezdeki bu maksimumu sarkık bağların oluşturduğu sanılmaktadır [20].

4.8. Çift Demet Fotokapasitans Tekniği

Bir yarıiletken içinde $\hbar\omega$ enerjili bir foton, E enerji düzeyindeki bir elektronu, boş olan $E + \hbar\omega$ enerji düzeyine uyarabilir koşuldaysa, bu foton yarıiletken tarafından söğurulabilir ve söğurma katsayısı $\alpha(\omega)$ şöyle ifade edilir:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{K}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^{\infty} |M(E)|^2 g(E) g(E + \hbar\omega) f(E) [1 - f(E + \hbar\omega)] dE \quad (65)$$

Burada k =sabit, $M(E)$ ise E ve $E + \hbar\omega$ durumları arasındaki momentum matris elementidir. Eğer $M(E)$ enerjiyle çabuk değişmiyorsa, $\alpha(\hbar\omega)$ nın enerji bağımlılığı, yerelleşmiş durum yoğunluğundan ($g(E)$) kaynaklanır; ama $\alpha(\hbar\omega)$ ölçümünden $g(E)$ değişimine geçmek için, ilişik durum yoğunlukları $g(E)$ ve $g(E + \hbar\omega)$ yi birbirinden ayırmak gerekir.

Kristal silisyumda, banddan banda geçişler, kristal momentumu korunumundan dolayı fonon yardımıyla dolaylı geçişler olduğundan, olasılıkları düşük olur bu da, hemen yasak enerji üzerinde α nın yavaş değişmesine yol açar.

Oysa amorf silisyumda, simetriye bağlı momentum korunumu söz konusu olmadığından, geçişler doğrudan olur ve olasılıkları yüksektir, bu da 50-100 kat daha yüksek bir α 'ya yol açar. Sonuç olarak 1-2 μm kalınlığında a-Si:H filmler 50-100 μm kalınlığında kristal silisyum pullara denktir.

(65) numaralı ifadede, α , elektronik durumların yerelleşmiş yada yaygın olmasından bağımsız olarak tanımlandığından, ayrıca amorf silisyumda durum yoğunluğu banddan yasak enerji aralığına doğru sürekliliğini koruduğundan bir soğurma eşiği beklemek yersiz olur. Fazla anlamlı olmasa da karşılaştırmalarda yararlı olabileceğinden $\alpha=10^4 \text{cm}^{-1}$ değerine karşılık gelen enerji değeri optik yasak enerji aralığı olarak alınmaktadır [14]. Bu sözde optik band aralığı altında, α , yerelleşmiş band uzantısı durumlarıyla karşı bandın yaygın durumları arasındaki geçişlerin sonucu olup, enerji düştükçe üsttel olarak azalmaktadır.

Durum yoğunluğu bandlarda ($\sim 10^{22} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$) yüksek, band aralarında 10^{-5} ile 10^{-7} mertebesinde düşük olduğundan, yerelleşmiş derin durumlarla yaygın band durumları arasındaki geçişlerin yol açtığı α çok düşük olur (yerelleşmiş durumlar arasındaki geçişler ise, bu merkezlerin uzayda birbirlerinden, ortalama uzaklıkları $>300 \text{Å}$ olduğundan, pek olası değildir). Bu düşük α değerinden dolayı soğurma tekniğiyle, derin yerelleşmiş düzeyleri belirlemek güçtür. Bu güçlük fotokapasitans tekniğiyle aşılabılır, çünkü bu teknikte uyarma optik yoldan olup bir soğurma olayıdır, çıkış sinyali ise elektrik bir sinyal olup, elektronun tüm sinyal işleme yolları ve yöntemlerine açıktır.

DLTS tekniğine seçenek yada tümleç olabilecek çift demet fotokapasitans, bir tarama tekniği olarak, a-Si:H filmlerin band aralığındaki yerelleşmiş düzeylerin incelenmesinde kullanılabilir [39-43]. Bu teknikte, diyodun ıssız bölgesi DLTS de olduğu gibi voltaj darbesiyle elektrik yoldan uyarma yerine enerjisi sürekli değişen ışık demetiyle optik yoldan uyarılır. Işık altında, bu enerji düzeyinin doluluk oranı değişimi şöyle olur:

$$\frac{df_T}{dt} = -e_n^o f_T + e_p^o (1-f_T) \quad (66)$$

Bu denklemde ısı yayımlanma süreçleri gözardı edilmiştir; e_n^o ve e_p^o sırayla elektron ve hollerin optik yayımlanma katsayılarıdır. Doluluk oranının zaman içinde evrimi (66) numaralı denklemi çözerek bulunur:

$$f_T(t) = \frac{e_p^o}{e_n^o + e_p^o} + M \exp[-t/\tau_{op}] \quad (67)$$

Burada $\tau_{op} = (e_n^o + e_p^o)^{-1}$ optik sönüm zaman sabiti, M ise olayın başlangıç

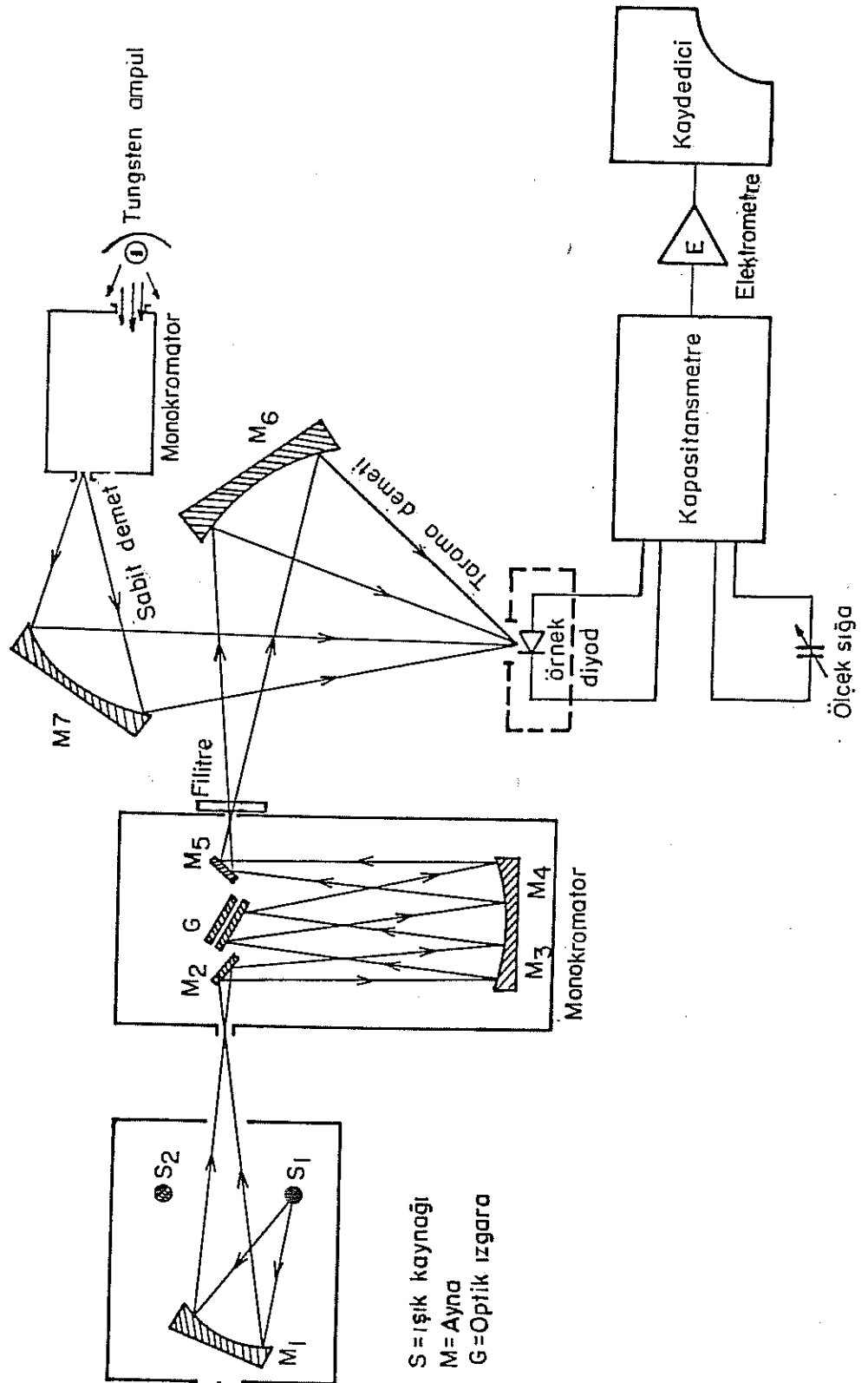
koşullarına bağlı bir sabittir. Bu $f_T(t)$ fonksiyonu, τ_{op} zaman sabiti ile kararlı bir doluluk oranına yönelir:

$$f_T(t) \longrightarrow \frac{e_p^o}{e_n^o + e_p^o} \quad (68)$$

(68) numaralı ifade sürekli aydınlanma altında dinamik bir doluluk sağlayarak bir bakıma optik bir kutuplama üretir. Yerelleşmiş düzeylerin bu dinamik doluluğu, ıssız bölge yükünde değişiklik yaratmış olduğundan, ıssız bölge sığasını C_0 değerinden C değerine değiştirir.

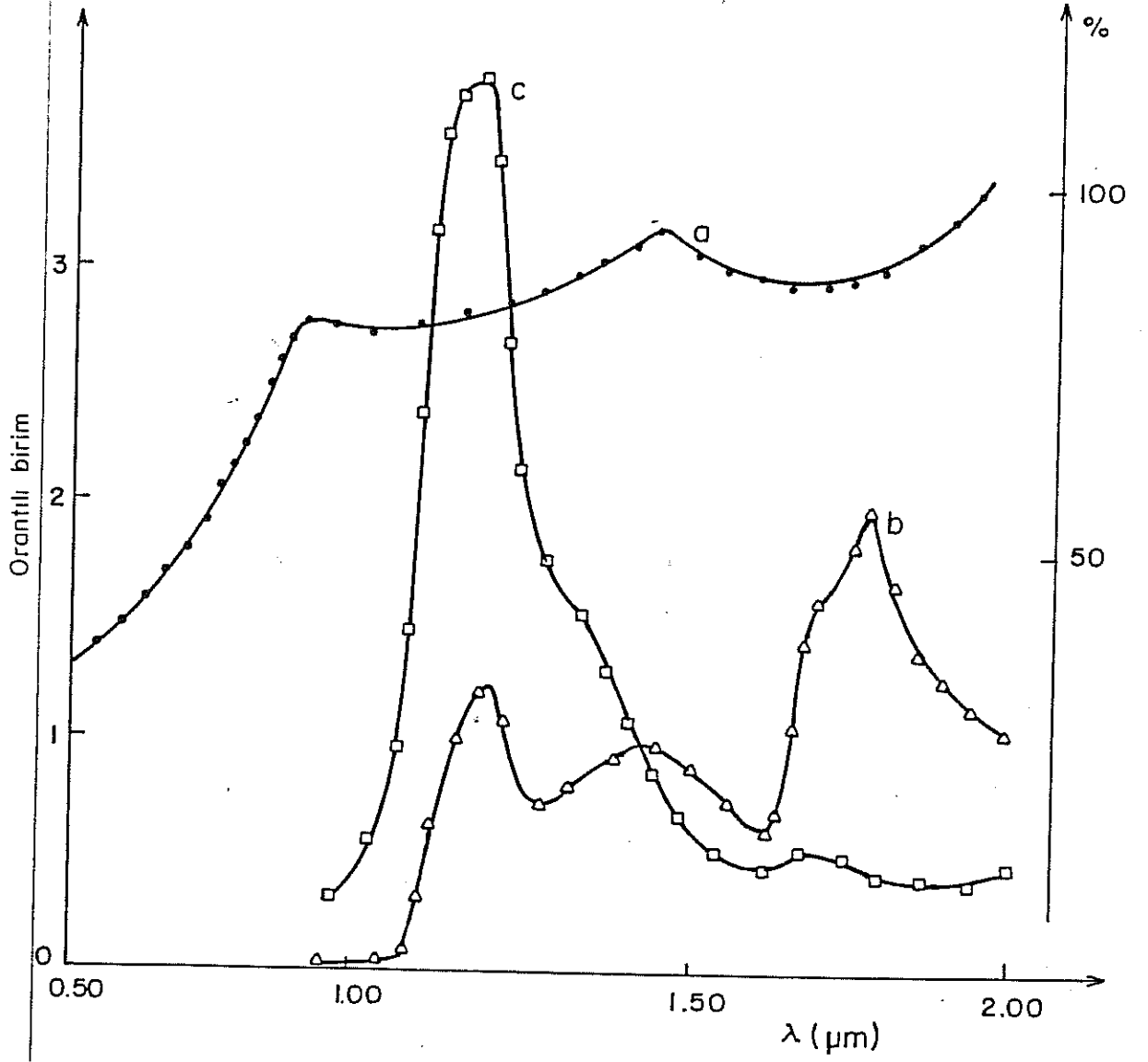
Kararlı bir ışık demetiyle yukarıda anlatıldığı gibi kutuplanan Schottky engeli ıssız bölgesi, monokromatik ikinci bir demetle yakın kızıl ötesinden ($\approx 0.4eV$), band aralığı yakınına kadar ($\approx 1.4eV$) sabit bir hızla taranır. Bu monokromatik ikinci demet, ıssız bölge sığasında, fotonların enerjisine karşılık gelen yerelleşmiş durum yoğunluğu $g(E)$ değerine orantılı değişiklik üretir. Sığanın dengeye dönüş zamanı, kutuplamada kullanılan birinci sabit ışık demeti tarafından tanımlanan τ_{op} yeteri kadar küçük aydınlanabildiğinden (optik yayımlanma katsayıları foton akısına orantılıdır), sığa değişimi foton enerjisi işlevinde 30 dakkikalık bir sürede kaydedilebilir. Böylece optik bir spektruma ulaşır. Bu spektrumun foton enerjisine göre türevi, nitel olarak yerel durum dağılımına orantılı olur [40]. Bu teknikle band uçlarına yakın enerji bölgeleri ısı süreçlerinin (yakalama, boşlama) etkin olmasından dolayı incelenemez [43]. Düşük sıcaklık buna bir ölçüde çözüm olsada yukarılarda tartışıldığı gibi donma olayı düşük sıcaklık ölçümlerini engeller.

Fotokapasitans ölçüm düzeneği şekil-28 de gösterilmiştir. Sığa, 1MHz sabit frekanslı 30mV genlikle bir sığa köprüsü kullanılarak ölçülmüştür. Köprü, istenirse, kendi içinde bulunan çeşitli değerlerde ölçüt sığalarla, ölçülen sığanın farkını ölçebilir. Çıkış sinyali sığaya kalibre edilmiş bir voltaj olduğundan küçük değişimli sığa ölçümlerinde "gövde" sinyalden fark ölçerek kurtulup, bir voltaj yükselticisiyle bu çıkış sinyalini yükseltme yoluna gidildi. (şek.28 de gösterildiği gibi voltaj yükseltici olarak elektrometre kullanıldı) ve çıkış sinyali dalga boyuna karşı kaydedildi. Bu deneyde sabit enerjili birinci ışık demeti ($\hbar\omega > E_G/2$) prizmalı bir monokromatör aracılığıyla halojen lambadan sağlandı. Değişken enerjili ikinci demet, monokromatik olup, görünür ve yakın kızıl ötesini kapsamaktadır. Görünür bölgede ışık kaynağı kuartz-halojen lambadan (S_1), yakın kızıl ötesinde de

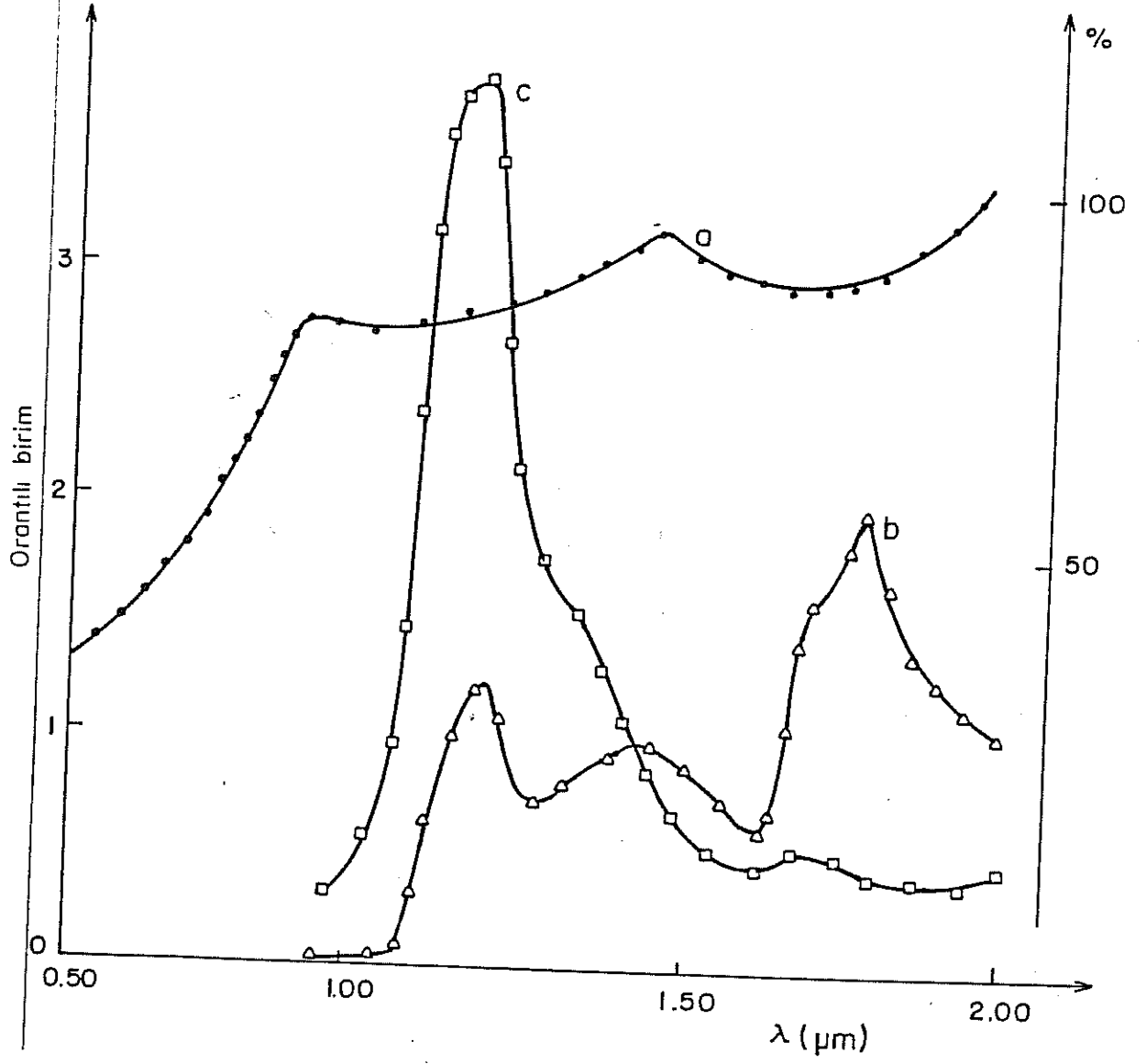


Şekil-28: Çift demet fotokapasitans ölçüm düzeni

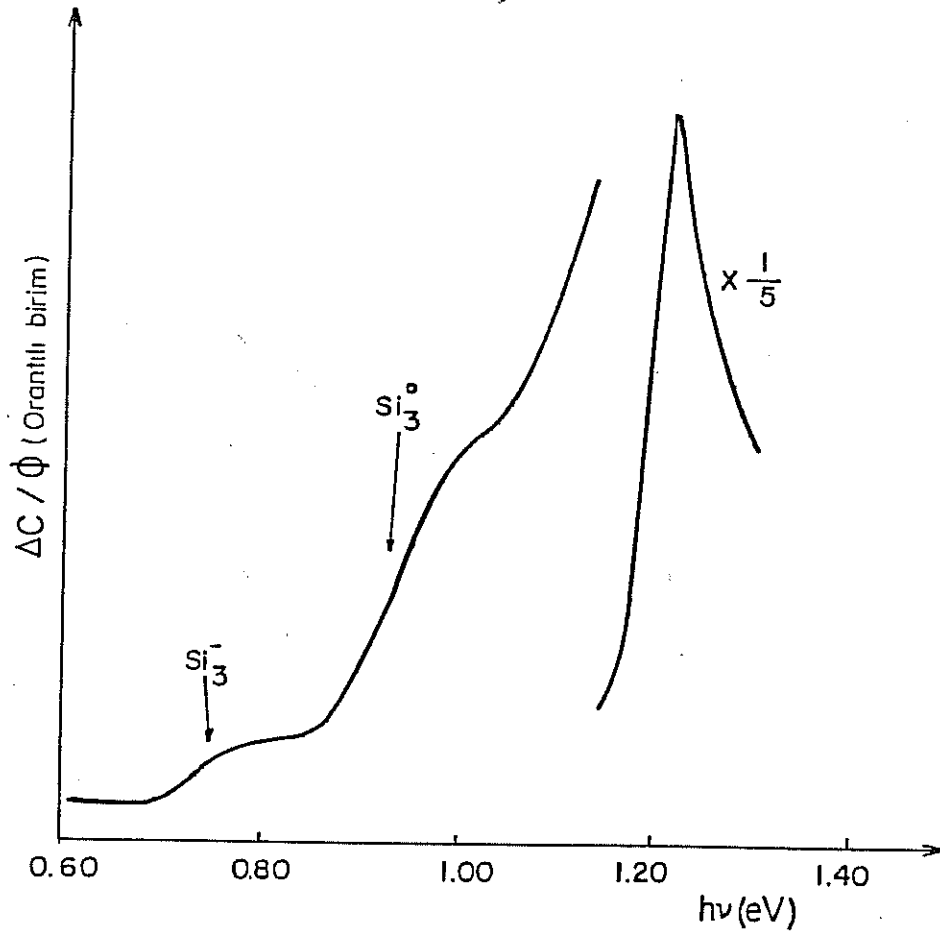
100-140 W güçle beslenen silisyum Karbür etkin bölgesi silindir biçimindeki malzemedan (S₂) sağlanmaktadır. Özel yoğunlaştırıcı (M₁) bu kaynaklardan sağlanan ışığı, optik ızgaralı monokromatörün girişine düşürmektedir. Monokromatörden çıkan ışık bir yoğunlaştırıcıyla (M₆), özel geliştirilmiş mikrokonumlayıcı kutu (yada soğutucu) içindeki denek üzerine düşürülür (şek.28). İkinci ışık kaynağının dalgaboyu taraması, monokromatöre bağlanan bir a.c. motor tarafından sağlanmıştır. Fotokapasitans sinyalinin anlamlı olabilmesi için tarama yapılan demetin şiddetinin dalga boyuna göre düzgün olması, eğer düzgün değilse, şiddetinin ölçülerek spektrumu düzeltmek gerekir. Bu çalışmada kullanılan ışık kaynaklarının şiddeti düzgün olmadığından, PbS fotoiletken detektörle ışık şiddeti ölçülüp (şek.29-b), detektörün kendi kalibrasyon eğrisiyle (şek.29-a) düzelttikten sonra fotokapasitans sinyali düzeltilmiştir (şek.30). Bu spektrumda, üç önemli bölge ayırt edilebilmektedir. Birinci bölge olarak, spektrumun yüksek enerji ($\hbar\omega > 1.1\text{eV}$) bölgesi değerlik bandı yerleşmiş uzantı durumlarıyla, iletim bandı yaygın durumlar arasındaki elektron geçişlerine karşılık gelen soğurmayı yansıttığı varsayılan bölgeyi içermektedir. Şimdilik bu çalışmada üstünde durulmamıştır; zaten monokromatörün yüksek kat dalga boylarını kesmek için kullanılan filtre, optik uyarı yapan katı da ($\hbar\omega > 1.22\text{eV}$) bir yerden sonra kesmektedir. Ayrıca bu bölge banda yaklaştığından, ısı taşıyıcı yakalama-boşlama süreçleri gözardı edilemez ve sinyalin yorumu çok çetrefillidir. Diğer iki bölge spektrumun düşük enerji bölgesinde, tabana göre tırmanışlar biçiminde belirlemektedir. Bu tırmanışlar, yerleşmiş derin düzeylerle, iletim bandı yaygın durumları arasındaki geçişlerden kaynaklandığı sanılmaktadır. İletim bandında, durum yoğunluğu değerlerinden enerjiye göre çok keskin değişimler beklenmediğinden, bu tırmanışların yerleşmiş durum yoğunluğu dağılımından kaynaklandığı sanılmaktadır (şek.2). Bu dağılımları nitel olarak belirginleştirmek için şekil-30 da verilen fotokapasitans spektrumunun, foton enerjisine göre türevi alınarak şekil-31 de verilmiştir. Bu şekilde 0.75 eV ve 0.95 eV çevresinde konumlanmış yukarıdaki sözü edilen tırmanışları yansıtan iki ayrı dağılım sergilenmektedir. Bu dağılımlardan ilki çift elektronun oturduğu sarkık bağa (Si₃⁻), ikincisi ise tek elektronun oturduğu sarkık bağa (Si₃⁰) yakıştırılabilir. Özellikle ilk dağılım, DLTS tekniğinin ortaya koyduğu yerleşmiş düzey yoğunluğuyla (şek.27-c) uyumlu gözükmektedir.



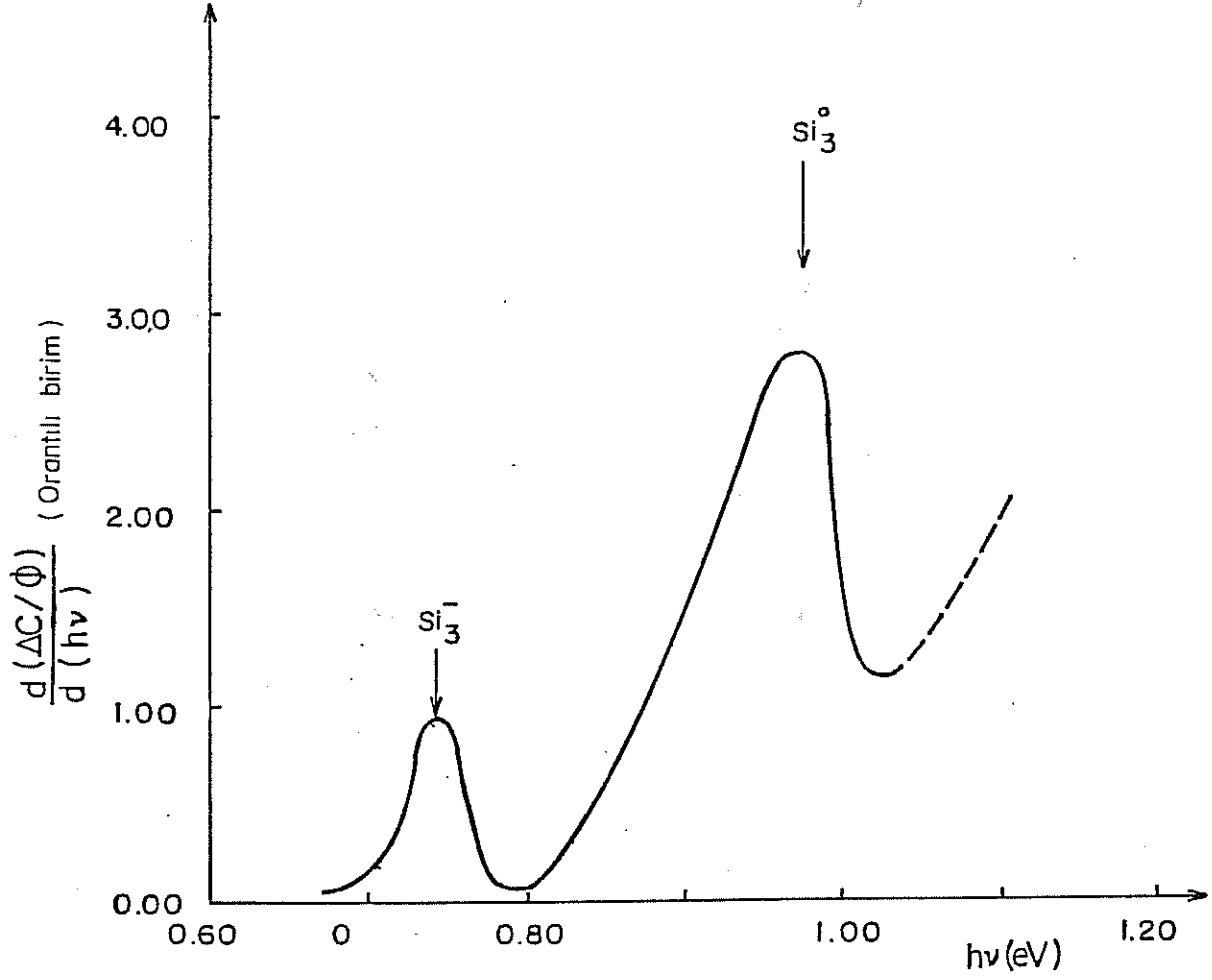
Şekil-29: a) Detektör kalibrasyon eğrisi
 b) Tarama demetinin şiddeti
 c) fotokapasitans spektrumu



Şekil-29: a) Detektör kalibrasyon eğrisi
 b) Tarama demetinin şiddeti
 c) fotokapasitans spektrumu



Şekil-30: Düzeltilmiş fotokapasitans spektrumu



Şekil-31: Fotokapasitans dantüretilmiş derin yerelleşmiş durum dağılımı

5. Sonuç

Fiziksel buhar kaplama düzeneği tüm çevre birimleriyle ve iç donatısıyla kuruldu ve ayarlandı. Bu doğrultuda elektron demeti birimi, krom buharlaştırmada, çiglama (sputtering) birimi paladyum kaplamada başarıyla uygulandı.

Öteyandan ışılan boşalım sistemi, süreç gazları denetim kabini, tepkime odasının gaz karışımı ve basıncını düzenleyen birimler, atık gazları güvenlik içinde yok eden birimlerle birlikte kurularak işler duruma getirildi. Bu düzende, n ve p türü katkılanmış hidrojenlenmiş amorf ince filmler çeşitli tabanlar üzerine biriktirildi.

Bu filmler üzerinde, yukarıda sözü edilen metal elektrod kaplama birimleriyle metal-yarıiletken (Schottky) diyodları üretildi. Bu diyodlar, bilinen akım-voltaj ölçüleriyle test edildi. Isıl yayımlanma sürecinin başat akım geçiş türü olduğu kabul edilerek, geçerli sayılan diyodlarda, engel yüksekliği $\phi_B=0.8$ V, voltaj bölüm sayısı $n=1.2$ ve seri direnç $R_s=100 \Omega$ olarak hesaplandı.

Bir uzay yükü modeli geliştirilerek, ters beslemede, sığa voltaj ölçümlerinin frekans bağımlılığı yorumlandı. $1/C^2-V$ çizimlerinin doğrusal davranması, eğimden düzgün yük yoğunluğu hesaplanabileceğini göstermiş, bunun da ıssız bölgenin yüzey tarafının termodinamik denge dışı önemli bir bölgenin oluşmasından kaynaklandığı açıklığa kavuşturulmuştur.

Admittansın sıcaklığa bağımlılığı, yüksek sıcaklıklarda yukarıda sözü edilen modelle, düşük sıcaklıklarda "serbest taşıyıcı donması" modeliyle yorumlanmıştır. Donma ölçümleri çeşitli frekanslarda gerçekleştirilerek Arrhenius çiziminden sırayla Fermi düzeyi konumu ($E_c-E_F=0.18$ eV) ve öz iletkenlik üsttel önçarpanı [$\sigma_0=120(\Omega\text{-cm})^{-1}$] hesaplanmıştır. Bu değerler, film büyütülürken öngörülen katkılamayla (PH_3/SiH_4 oranı= 10^{-4} tutulmuştur) bağdaşık ve benzeri çalışmalarla uyumludur. Ayrıca sığanın, çeşitli frekanslarda, sıcaklığa göre türevinden yola çıkarak geliştirilen bir teknikte, filmin bünyesinde, Fermi düzeyi çevresinde yerleşmiş düzey yoğunluğu hesaplanarak yaklaşık $g(E_F)=10^{19}\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ gibi bir değer bulunmuştur; iletim bandı ucunda $g(E_c)\approx 10^{22}\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ olduğundan, üsttel azalan durum yoğunluğu E_c ucunun 0.18eV altında $10^{19}\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ gibi bir değere düşmesi hem beklenen hem de literatürde kaydedilen bir değerdir.

Band aralığında yerleşmiş durum yoğunluğu, bir taraftan ısıtılma kapasitesinin bir türü olan DLTS tekniğiyle ötetaraftan çift demet fotokapasitans tekniğiyle çıkarılmıştır. DLTS sonuçları, çeşitli modellerden, band aralığı ortalarında (0.74 eV) tepeden geçen, iletim bandı ucuna 0.4 eV yakınlıkta dip değerden geçen modele uygun bulunmuştur. Bu dağılım silisyum sarkık bağlarından kaynaklanmış olarak yorumlanmıştır.

Çift demet fotokapasitans da DLTS tekniğiyle çelişmeyen yerleşmiş durum yoğunluğu vermiştir; burada iki farklı dağılım birbirinden ayrılabilir. Bunlardan birisi çift elektronun oturduğu sarkık bağ (Si_3^-), diğeri ise tek elektronun oturduğu sarkık bağ (Si_3^0) olarak yorumlanmıştır.

Band aralığında yerleşmiş durum yoğunluğu, bir taraftan ısıtılabilir kapasitansın bir türü olan DLTS tekniğiyle ötetaraftan çift demet fotokapasitans tekniğiyle çıkarılmıştır. DLTS sonuçları, çeşitli modellerden, band aralığı ortalarında (0.74 eV) tepeden geçen, iletim bandı ucuna 0.4 eV yakınlıkta dip değerden geçen modele uygun bulunmuştur. Bu dağılım silisyum sarkık bağlarından kaynaklanmış olarak yorumlanmıştır.

Çift demet fotokapasitans da DLTS tekniğiyle çelişmeyen yerleşmiş durum yoğunluğu vermiştir; burada iki farklı dağılım birbirinden ayrılabilir. Bunlardan birisi çift elektronun oturduğu sarkık bağ (Si_3^-), diğeri ise tek elektronun oturduğu sarkık bağ (Si_3^0) olarak yorumlanmıştır.

Referanslar

- [1] W.E. Spear and P.G. LeComber, Solid State Com. 17, 1193 (1975)
- [2] N.F. Mott, Adv. Phys. 16, 49 (1967)
- [3] N.F. Mott, Philos. Mag. 19, 835 (1969)
- [4] N.F. Mott, "Electronic Processes in Non-Crystalline Materials", Oxford (1967)
- [5] H.C.P. Thomas, "Electronic Transport in Hydrogenated Amorphous S.C, Heidelberger (1989)
- [6] A. Glade, J. Beichler and H. Mell, J. Non-Cryst. Sol. 77-78, 397 (1985)
- [7] H. Okamoto and Y. Hamakawa, Solid State Com. 24, 23 (1977)
- [8] W.E. Spear and P.G. LeComber, Phil. Mag. 33, 935 (1976)
- [9] D. Adler, Phys. Rev. Lett., 1187 (1978)
- [10] R.A. Street, Phys. Rev. Lett., 1187 (1982)
- [11] R.A. Street, J. Non-Cryst. Sol. 77-78, 1 (1985)
- [12] J. Kakalios and R.A. Street, Phys. Rev. 34, 6014 (1986)
- [13] R.A. Street, J. Kakalios and T.M. Hayes, Phys. Rev. B 34, 3030 (1986)
- [14] "Phys. Properties of Amorphous Materials", Ed. D. Adler, NewYork (1985)
- [15] J.A. Reimer and T.M. Duncan, Phys. Rev B27, 4895 (1983)
- [16] S.G. Greenbaum, W.E. Carlos and P.C. Taylor, Solid State Com. 43, 663 (1982)
- [17] J.C. Knights, T.M. Hayes and J.C. Mikkelsen, Phys. Rev. Lett. 39, 712 (1977)
- [18] Bayram Katircioğlu ve Ismail Atılğan "Kimyasal Buhar Depolama Yöntemiyle Büyütülmüş Polikristal Silisyum İnce Filmlerin Elektrik Özellikleri" TÜBİTAK-TBGA no:639 Kasım 1989
- [19] Bayram Katircioğlu ve Ismail Atılğan, Doğa, Tr. J. Phys. 15, 544 (1991)
- [20] "Tetrahedrally-Bonded Amorphous Semiconductors", Ed. by D. Adler and H. Fritzsche, Plenum Press New York (1985)

- [21] H. Fritzsche "Semiconductors and Semimetals" vol. 21, part D, Ed. by J.I. Pankove, Academic Press (1984)
- [22] "Amorphous and Liquid Semiconductors" Ed. by M. Paesler, S.c. Agarval and R. Zallen, North Holland (1989)
- [23] "Semiconductors and Semimetals" vol. 21, a-Si:H" part c, Ed. by J.I. Pankove, Academic Press (1984)
- [24] M. Hirase, T.Suzuki and G.H. Dohler, Appl. Phys. Lett. 34, 234 (1979)
- [25] "Phys. of Semiconductor Devices", S.M. Sze 2nd Ed. by John Wiley and Sons Inc. (1981)
- [26] A.T. Goodman, J. Appl. Phys. 34, 329 (1963)
- [27] C.T. Sah and G.K. Reddi, IEEE Trans. Elec. Dev. ED-11, 345 (1964)
- [28] G.J. Roberts and C.R. Crowell, J. Appl. Phys. 41, 1767 (1970)
- [29] M. Beguwala and C.R. Crowell, Solid State Electron 17, 203 (1974)
- [30] D.L. Losee, J. App. Phys. 46, 2204 (1975)
- [31] D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)
- [32] J.L. Pautrat, B. Katircioğlu, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister and L. Revoil, Solid State Electronics 23, 1159 (1980)
- [33] J.D. Cohen and D.V. Lang, Phys. Rev. B25, 5321 (1982)
- [34] N.M. Johnson, Appl. Phys. Lett. 34, 802 (1979)
- [35] K. Yamasaki, M. Yoshta and T.Sugano, Jap. J. Appl. Phys. 18, 113 (1979)
- [36] W.B. Jackson, R.J. Nemanick and N.M. Amer, Phys. Rev. B27, 4861 (1983)
- [37] J.D. Cohen and J.P. Harbison, Phys. Rev. Lett. 45, 197 (1980)
- [38] D.V. Lang, J.D. Cohen and J.P. Harbison, Phys. Rev B25, 5285 (1982)
- [39] A.M. White, P.J. Dean and P. Portous, J. Appl. Phys. 47, 3230 (1976)
- [40] B. Katircioğlu and J.L. Pautrat, J. Appl. Phys. 50, 4856 (1979)
- [41] N.M. Johnson and D.K. Biegelsen, Phys. Rev. B31, 4066 (1985)
- [42] R.S. Crandall, Appl. Lett. 42, 451 (1983)
- [43] N.M. Johnsonn and W.B. Jackson, J. Non-Cryst. Solids 77-78, 335 (1985)