

T.C.  
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

## GÖZENEKLİ SİLİSYUM'DA

# ELEKTRİKSEL OLAYLARIN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Gökhan ALGÜN**

Fizik Anabilim Dalı

(Genel Fizik Programı)

57969

Danışman : Prof. Dr. M.Çetin ARIKAN

ARALIK -1996

## ÖNSÖZ

Bu çalışmada, teflon bir hücre içerisindeki HF asit içerisinde konmuş n-tipi Silisyumun iki farklı akım yoğunluğu altındaki elektrokimyasal anodizasyonu ile yüzeyi üzerinde oluşturulan gözenekli tabakaların yapısı ve bu yapıların elektriksel özellikleri incelenmektedir.

Çalışmalarım süresince yardımlarını ve vaktini esirgemeyen değerli hocam sayın Prof. Dr. M.Çetin ARIKAN'a çok teşekkür ederim.

Silisyum malzemenin TÜBİTAK'tan temin edilmesindeki ve elde edilen yapıların yine TÜBİTAK'ta bulunan SEM (scanning electron microscope) de görüntülerinin çekilmesindeki değerli yardımlarıyla sevgili Yener ÖZKAN'a, deneysel çalışmalarım esnasındaki katkılarıyla Adem SOYLAMIŞ'a, tezin yazımındaki katkılarıyla Ayşe EROL'a, ve teflon hücrenin dizayn edilmesinde ve diğer mekanik işlerdeki çalışmalarıyla sayın Kemal ÖZYOLUCU ve Ahmet TAŞKIN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Herşeyden önce de, göstermiş oldukları sabır ve desteklerinden dolayı çok kıymetli aileme tüm kalbimle teşekkür ederim.

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Araştırma Fonunca desteklenmiştir.

Proje No : T-224 / 050396

Gökhan ALGÜN

**İÇİNDEKİLER**

<b>ÖNSÖZ</b> .....	<b>I</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>II</b>
<b>ÖZ</b> .....	<b>III</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>IV</b>
<b>I. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
<b>I.1</b> Yarıiletkenlerin temel özellikleri .....	<b>2</b>
<b>I.2</b> Silisyumun kristal yapısı ve bant modeli .....	<b>9</b>
<b>I.3</b> Gözenekli Silisyum oluşumu .....	<b>13</b>
<b>I.4</b> Gözenekli Silisyumun yapısı .....	<b>36</b>
<b>II. MALZEME ve METOD</b>	
<b>II.1</b> Elektriksel ölçüm yöntemleri .....	<b>41</b>
<b>II.2</b> Elektriksel ölçüm yöntemlerinin gözenekli Silisyuma uygulanması .....	<b>54</b>
<b>II.3</b> Deney düzeneği ve deneyde kullanılan yöntemler .....	<b>67</b>
<b>II.3-1</b> Reaksiyon hücresinin hazırlanması .....	<b>67</b>
<b>II.3-2</b> Gözenekli yapının elde edilişi .....	<b>68</b>
<b>II.3-3</b> Elektriksel ölçümler .....	<b>69</b>
<b>III. DENEYSEL BULGULAR</b> .....	<b>72</b>
<b>IV. TARTIŞMA ve SONUÇ</b> .....	<b>81</b>
<b>V. ÖZET</b> .....	<b>86</b>
<b>SUMMARY</b> .....	<b>87</b>
<b>VI. REFERANSLAR</b> .....	<b>88</b>
<b>VII. ÖZGEÇMİŞ</b> .....	<b>91</b>

**ÖZ****"Gözenekli Silisyumda Elektriksel Olayların İncelenmesi"**

Bu çalışmada, HF asit çözeltisi içerisinde iki farklı akım yoğunluğunda elektrokimyasal anodizasyon işlemine tabi tutulan yapıların elektriksel özellikleri incelenmiştir.

Deneylerde, Sb katkılanmış, (111) oryantasyonuna sahip, 0.006-0.015  $\Omega\text{cm}$  öz dirençli n-tipi Silisyum kullanıldı. Anodizasyon çözeltisi olarak %38'lik HF ve %99'luk  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  un 1:1 oranında karışımı kullanıldı. Anodizasyon işlemi 15 dakikada gerçekleştirildi. Anodizasyondan sonra, düşük akım yoğunluğunda ( $J=5\text{mA}/\text{cm}^2$ ) elde edilen yapı ile yüksek akım yoğunluğunda ( $J=30\text{mA}/\text{cm}^2$ ) elde edilen yapı karşılaştırıldı. Bunların yapıları ve elektriksel özellikleri incelendi.

Sonuçlar, literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılarak yorumlandı.

**ABSTRACT**

“ An investigation of electrical properties of porous silicon ”

In this work, electrical properties of porous silicon structures which were formed with electrochemical anodization in HF acid solution under two different current densities were investigated.

In these experiments, Sb doped, (111) orientation n-type silicon samples with 0.006-0.015 $\Omega$ cm resistivity was used. For anodization solution, we have used %38 HF and %99 C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>OH at 1:1 ratio. Anodization was performed at 15 min. After anodization, structure that formed at low current density ( $J= 5\text{mA}/\text{cm}^2$ ) was compared with structure that formed at high current density ( $J= 30\text{mA}/\text{cm}^2$ ). Their structures and electrical properties were investigated.

Results were compared with literature and discussed.

## I. GİRİŞ

Yarıiletkenler, uzun yıllardır, elektronik devre elemanları yapımında kullanılan, önemli malzemelerdir. Elektronik teknolojisinin hızlı bir şekilde sürekli olarak gelişimi ile ortaya çıkan, çok daha küçük boyutlarda ve daha hızlı çalışan yeni yarıiletken yapıların gereksinimi, bu malzemeler üzerindeki araştırmaların yoğun bir şekilde devam etmesine neden olmaktadır.

Son yıllarda, tek kristal Silisyum üzerinde elde edilen gözenekli Si (g-Si) yapılarda, oda sıcaklığında, gözle görülebilir bir ışık çıktığının gözlenmesi, hem Si'un indirek band aralığına sahip bir yarıiletken olmasından dolayı böyle bir olayın şaşırtıcı oluşu, hem de yapının oluşturulmasının kolay ve maliyetinin düşük oluşu, bu yapılar üzerindeki ilgiyi büyük ölçüde arttırmıştır. Ne var ki, uzun yıllardır yapılan çalışmalara ve son derece ilgi gösterilmesine rağmen, bu yapıların oluşum mekanizması ve bazı optik ve elektriksel özellikleri hala tam olarak anlaşılamamıştır.

Bu çalışmada, elektrokimyasal anodizasyon ile elde edilen g-Si'un yapısı ve bu yapının elektriksel özellikleri incelendi. İlk bölümde, yarıiletkenlerin temel özellikleri ve gözenekli Silisyum'un yapısı ve oluşum metodları hakkında bilgiler verildikten sonra, ikinci bölümde, yapı üzerinde yapılan elektriksel ölçümlere yer verildi. Son bölümde ise, deneylerden elde edilen sonuçlar, literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılarak yorumlandı.

## I.1 YARIİLETKENLERİN TEMEL ÖZELLİKLERİ

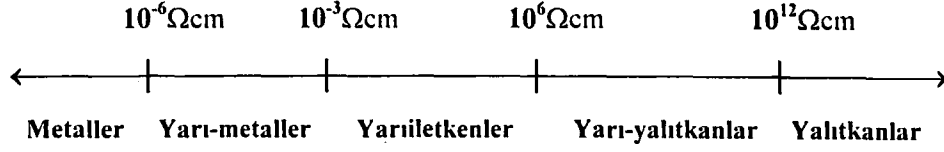
Yarıiletken maddeler üzerinde yapılan araştırmalar, bir asırdan çok daha uzun süredir devam etmektedir. Her ne kadar yapılan ilk çalışmaların çoğu büyük zorluklar altında gerçekleştirilmiş olsa da, deneycilerin dikkati ve özeni sayesinde yarıiletken maddeler ayrı bir sınıf olarak belirlenmiş ve bunların o yıllarda yapılan çalışmalarda tespit edilen temel özelliklerinde daha sonraları yapılan çalışmalarda çok büyük farklılıklar görülmemiştir. Sadece, önceden metaller sınıfına dahil edilen maddelerden birkaçının sonradan yarıiletken olduğu tespit edilmiş ve bunlar yarıiletkenler sınıfına dahil edilmiştir. Çünkü, bu maddelerin gösterdiği metalik davranış aslında yarıiletkenlerin saf olduğunda gösterdiği davranış olduğu belirlenmiştir. Ayrıca eskiden bu sınıf içerisine dahil edilen maddelerden birkaçının da aslında metal olduğu ortaya çıkmıştır.

Elektriksel iletkenlerin bu sınıfını, yani yarıiletkenleri, metallerden ve diğer zayıf iletkenlerden ayırt etmede göze çarpan ilk özellik, bunların direncinin negatif sıcaklık katsayısına sahip olması, yani sıcaklık arttığı zaman metallerin direnci artarken yarıiletkenlerin direncinin azalmasıdır.

Bu olayı ilk defa Michael Faraday [1,2], gümüş sülfat üzerinde deneyler yaparken farketmiştir. Ancak bu kriterin şimdi yetersiz olduğu bilinmektedir. Çünkü yüksek sıcaklıklarda dirençde hızlı bir azalma görüldüğü halde, özellikle çok miktarda kirlilik (impurity) içeren bir yarıiletkenin direncinin belli bir sıcaklık bölgesi üzerinde sıcaklık artışı ile artabildiği görülmüştür. Ayrıca bazı metallerin çoklu kristal külçelerinin ve belirli metalik filmlerin direncinin de negatif sıcaklık katsayısına sahip olduğu görülmüştür.

Diğer taraftan, yarıiletkenler, iyi yalıtkanlardan çok daha küçük özdirençlere sahip olsalar da, iyi metalik iletkenlerden oldukça yüksek özdirence sahiptirler. Oda sıcaklığında iyi bir metalik iletkenin özdirenci  $10^{-6} \Omega\text{cm}$  mertebesinde olmasına rağmen, yarıiletkenlerin, oda sıcaklığındaki özdirençleri  $10^{-3}\Omega\text{cm}$  ile  $10^6\Omega\text{cm}$  arasındadır. Yalıtkan olarak tanımlanan maddelerin özdirençlerinin ise  $10^{12}\Omega\text{cm}$  mertebesinde olduğu belirlenmiştir.

Deneysel olarak elde edilen özdirenç değerleri bir fikir verme açısından şekil I.1-1'de gösterilmektedir.



Şekil I.1-1 Deneysel olarak elde edilen öz direnç değerleri.

Faraday'ın araştırmalarından sonraki 40 yıl içerisinde yapılan araştırmalarda çok önemli ilerlemeler kaydedilmiş olsa da, Tellür gibi zayıf iletkenler sınıfına dahil olan maddelerin son derece yüksek termo-elektrik güç değerlerine sahip olduğu birçok araştırmacı tarafından belirlenmiştir. 1873 ve 1874 yıllarında iki önemli ilerleme daha kaydedilmiştir. F. Braun [1,3], sülfat ve demir piritleri (sülfürlü demir) kullanarak doğrultma (rectification) olayını incelerken, W. Smith [1,4] de, Selenyum'da foto-iletkenlik olayını incelemiştir.

Bundan sonra yapılmış olan pek çok çalışma sonucunda, diğer özelliklerin de ortaya çıkması ile maddenin bu sınıfı "yarıiletken" olarak adlandırılmıştır. Yarıiletkenlerde görülen ve yukarıda bahsedilen temel özellikler maddeler halinde;

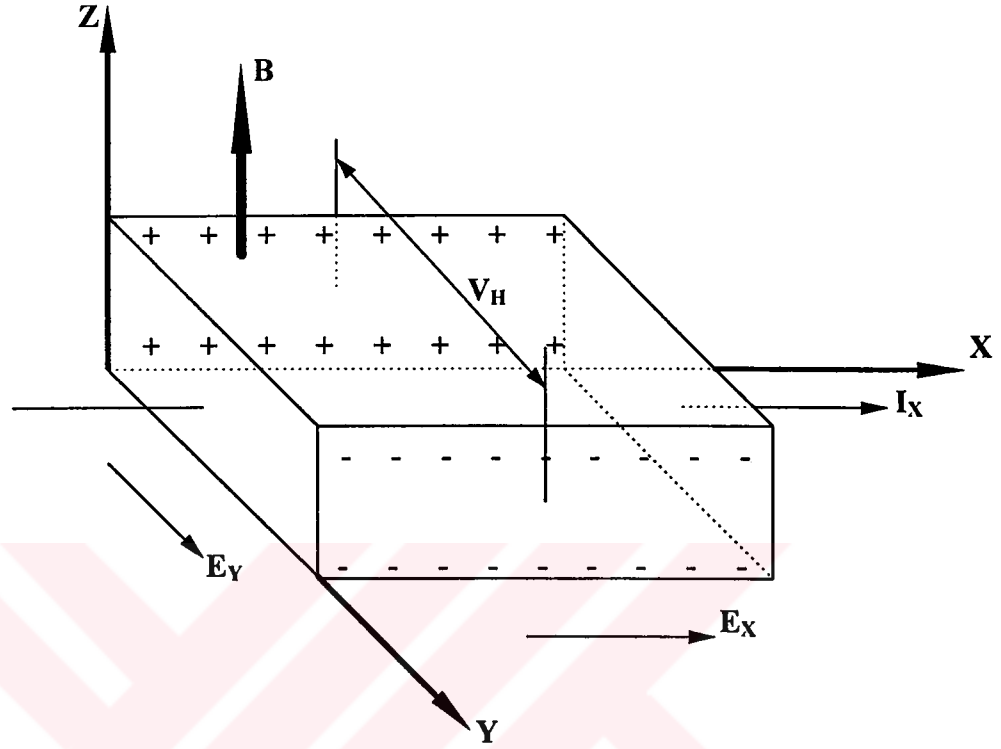
- Direncin negatif sıcaklık katsayısı,
- Öz direncin, yaklaşık  $10^{-3}$  ile  $10^6 \Omega\text{cm}$  arasında olması,
- Genellikle, yüksek termo-elektrik güç,
- Doğrultma olayı veya omik olmayan davranış,
- Işığa karşı duyarlılık.

şeklinde kısaca verilebilir.

Daha önemli bir olay, 1879 yılında E.F. Hall [1,5,6] tarafından, ince metal tabakalarda "Hall Olayı"nın keşfedilmesi ile ortaya çıkmıştır. Bu olay, z doğrultusunda magnetik alan içerisine konmuş, l uzunluğunda, w genişliğinde ve t kalınlığında akım taşıyan bir yarıiletkene x doğrultusunda bir elektrik alan uygulandığı zaman, magnetik alan içerisinde akım taşıyan bu yarıiletken üzerinde, yarıiletkenin içerisindeki alana ve akıma dik doğrultuda, enine bir voltaj (Hall voltajı) meydana gelmesi ve Hall alanı olarak adlandırılan bir  $E_y$  elektrik alanı oluşması esasına dayanır. Bu durum Şekil I.1-2'de şematik olarak gösterilmiştir.

Her ne kadar bu esnada elektron henüz keşfedilmemiş olsa da, bu olayın yarıiletken maddelerdeki elektriksel iletkenliği anlamada ve yarıiletkenleri diğer maddelerden ayırt etmede kilit nokta olduğu ortaya çıkmıştır. Bunun nedeni de, Hall voltajının ölçülmesi ile

birim hacimdeki çoğunluk taşıyıcılarının sayısının ve cinsinin (elektronlar veya boşluklar) belirlenebilmesinin mümkün olmasıdır.



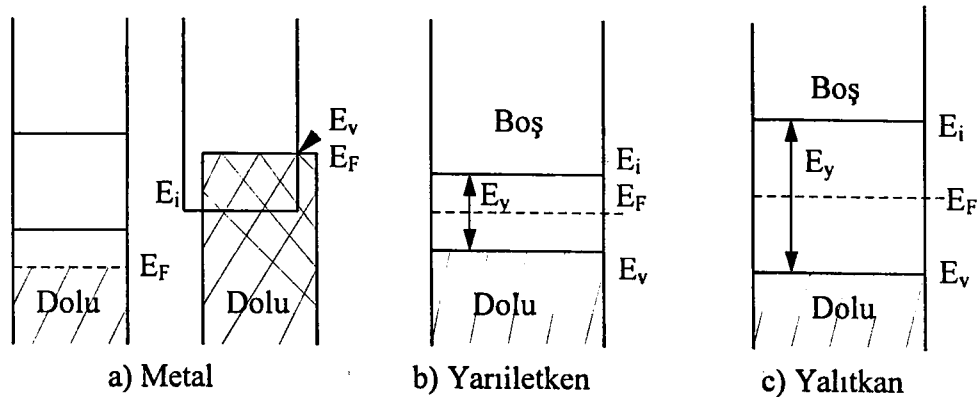
Şekil I.1-2 Hall olayının standart geometrisi

Bununla birlikte, bu olay iyonik iletkenliği elektronik iletkenlikten ayırt etmeyi de mümkün kılmaktadır. Elektronik iletkenlik, uygulanan bir elektrik alan altında madde içerisinde hareket eden taşıyıcıların serbestliğine ve birim hacimdeki akım taşıyıcılarının sayısına bağlıdır. Madde içerisindeki taşıyıcıların hareketi, taşıyıcı mobilitesi olarak bilinmekte olup, bu metallerde sıcaklık arttığında genellikle azalma eğilimindedir. Bu da, özellikle yüksek sıcaklıklarda, sıcaklık artışı ile metallerin iletkenliğindeki azalmayı açıklamaktadır. Bununla birlikte, yarıiletkenlerde akım taşıyıcılarının sayısı sıcaklık ile hızla artar. Bu artış, yarıiletkenlerin iletkenliğini arttırdığından yüksek sıcaklıklarda direncin hızla azalmasına neden olur. Böylece, bir metal ile saf bir yarıiletken arasında en başta bahsettiğimiz temel farkı elde ederiz. Sonuçta, yarıiletkenlerdeki akım taşıyıcılarının sayısının metallerinkinden çok daha az olduğu bulunmuştur. Bu çalışmaların önemli bir sonucu olarak da, Silisyum, Selenyum, Tellür ve çok daha sonraları bu sınıflandırmaya katılan Germanyum elementleri yarıiletkenler olarak adlandırılmıştır.

Daha sonraları, modern yarıiletken teknolojisinin gelişimi ile metaller, yalıtkanlar ve yarıiletkenler arasındaki farklılıkların katıların enerji bant modeline göre açıklanabileceği bulunmuştur [7].

Bu bant modeline göre, elektronlar ile dolu olan banta "valans (valance) bant"ı, üstteki müsaadeli boş banta da "iletkenlik (conduction) bant"ı denilmektedir. Bu bantlar arasında kalan kısım ise yasak enerji aralığı (forbidden band gap) olarak adlandırılır. Yasak enerji aralığı  $E_y$ 'nin büyüklüğü metal, yalıtkan ve yarıiletkenleri ayırt etmede bir ölçü teşkil etmektedir. Ayrıca, iletkenlik bantının en alt noktası "iletkenlik bantının kenarı" olarak adlandırılırken, valans bantının en yüksek noktası da "valans bantının kenarı" olarak adlandırılmaktadır.

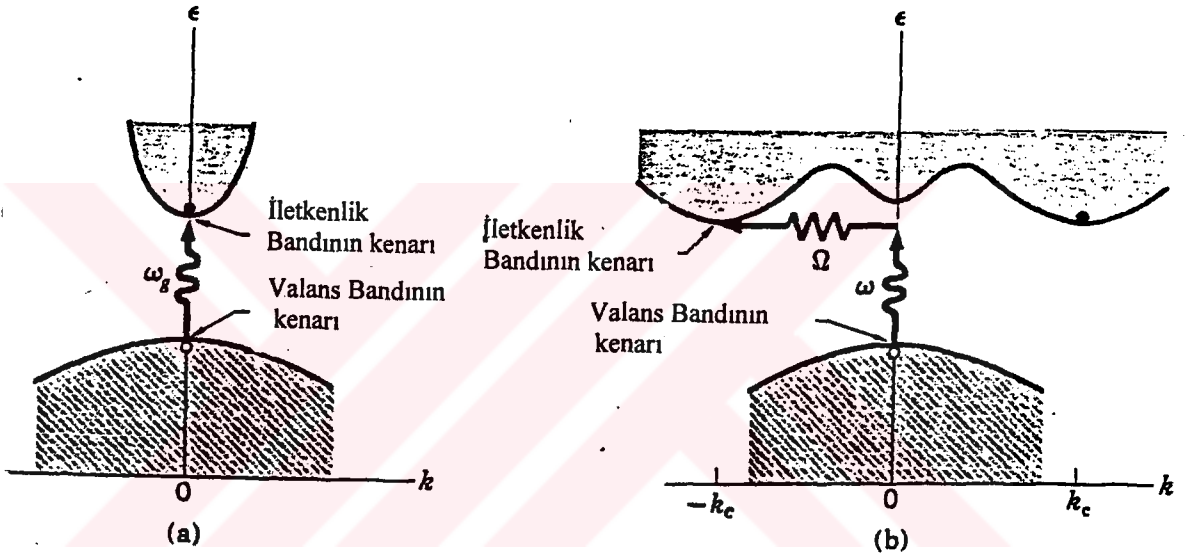
Bu durumda, yalıtkan, yarıiletken ve iletken tanımları bu modele göre yeniden yapılabilmektedir. Buna göre, eğer valans bantı üstteki iletkenlik bantından belli bir enerji ile ayrılmış ise madde çok büyük bir özdirence sahiptir ve "yalıtkan" olarak adlandırılır. Sadece yarısı elektronlar ile dolu bir iletkenlik bantına sahip madde ise çok düşük bir özdirence sahiptir ve "iletken" olarak adlandırılır. Bir yalıtkan ile yarıiletken arasındaki fark ise çok belirgin olmayıp genellikle valans bantı ile iletkenlik bantı arasındaki bant aralığı  $\leq 3.0$  eV olan maddeler "yarıiletken" olarak adlandırılmaktadır. Şekil I.1-3'de metal, yarıiletken ve yalıtkan maddelerin enerji bant diyagramları gösterilmektedir.



Şekil I.1-3 Kristallerin elektrik iletkenliklerine göre enerji-bant diyagramı

$E_v$ , valans bantındaki maksimum enerji,  $E_i$  de iletkenlik bantındaki minimum enerji değeridir.  $E_y = E_i - E_v$  de kristaldeki tüm doğrultular için bu yasak enerji aralığının minimum genişliğini temsil etmekte olup, bir elektronun valans bantından iletkenlik bantına geçebilmesi için kazanması gereken en küçük enerji değeridir.

Diğer taraftan, bazı yarıiletkenlerin valans bantının maksimumu ile iletkenlik bantının minimumu  $k=0$ 'da, yani etkin momentum değerinin sıfıra eşit olduğu durumda bulunur. Böyle yarıiletkenler direk bant aralığına sahip yarıiletkenler olarak adlandırılırlar [6,8]. GaAs, InP ve InGaAs gibi yarıiletkenler direk bant aralığına sahiptirler. Bazı yarıiletkenlerde ise, iletkenlik bantının minimumu  $k=0$  noktasından farklı bir noktada bulunabilir. Böyle yarıiletkenler de indirek bant aralıklı yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Si ve Ge gibi yarıiletkenler indirek bant aralıklıdır. Bu iki durumu gösteren enerji bantları Şekil I.1-4'de gösterilmiştir.



Şekil I.1-4 (a) Direk ve (b) İndirek geçişler [6]

Şekil I.1-4'de görüldüğü gibi, direk geçişli yarıiletkenlerde valans bantının maksimumu ile iletkenlik bantının minimumu aynı  $k$  değerindedir. Bu durumda, valans bantındaki bir elektron, iletkenlik bantına  $h\nu \geq E_g$  enerjili bir foton soğurarak (absorption) direk geçiş yapar. İndirek geçişli yarıiletkenlerde ise, valans bantının maksimumu ile iletkenlik bantının minimumu farklı  $k$  değerinde bulunduğundan, valans bantındaki bir elektron iletkenlik bantına, hem  $h\nu$  enerjili bir foton, hem de kristalden soğuracağı bir fonon ile dolaylı yoldan bir geçiş yapar. Bir elektron valans bantından üstteki iletkenlik bantına uyarıldığı zaman, valans bantında bu elektron tarafından işgal edilen seviye boş kalır ve diğer elektronlardan birisi buraya yerleşebilir. Elektrik alan uygulandığında, geride kalan işgal edilmemiş bu boş yer, orada bulunan bir elektronun hareketine zıt yönde hareket ettiğinden, pozitif yüklü bir tanecik gibi görünür. Bundan dolayı da, genel olarak "pozitif boşluk" veya yalnızca "boşluk

(hole)" olarak adlandırılır. Böylece yarıiletkenin diğer bir özelliği olan, ideal bir yarıiletkendeki elektriksel iletkenliğin, elektrik alan etkisi altında hem iletkenlik bantındaki elektronların hem de valans bantındaki geride kalan boşlukların hareketinden ibaret olduğu sonucu ortaya çıkar.

Doğal halde, içerisinde büyük ölçüde kimyasal (oksit filmi) ve kristalografik kusurlar [kristal örgü içerisinde atomların yerleşme düzeninden ortaya çıkan kusurlar,-yanlış yerleşme veya yerinden çıkma (dislocation), -örgü kusurları ve yabancı atomların meydana getirdiği kirlilikler (impurity)] içermeyen bir katının özellikleri ideal yapının karakteridir ve böyle bir yarıiletken "asal yarıiletken" olarak adlandırılır [9,10]. Her ne kadar gerçek kristallerde bu mükemmel yapının elde edilmesi mümkün olmasa da, deneysel olarak asal davranışı gözlemek için bu ideal duruma varılması birçok şekilde mümkündür. Asal bir yarıiletkende, iletkenlik bantını işgal eden elektronların sayısı, valans bantındaki boşlukların sayısına eşittir, yani yarıiletkendeki elektron yoğunluğu  $n$  (elektron/cm<sup>3</sup>) ve boşluk yoğunluğu  $p$  (boşluk/cm<sup>3</sup>) ise,

$$n=p=n_i$$

dir. Burada  $n_i$ , yarıiletkendeki asal taşıyıcı yoğunluğudur.

Ayrıca, asal bir yarıiletkenin kuantum durumları da katının ideal yapısına uygundur. Eğer, saf bir yarıiletken içerisine yabancı atomlar yani kirlilik atomları girerse bu işleme katkılama veya dope etme (dopping) denir [7,11,12]. Bu mevcut kuantum durumlarının değiştirilmesi yarıiletkenin özelliklerinde önemli değişikliklere neden olur. Değişen bu özellikler kirlilik türüne güçlü bir şekilde bağlı ise, yarıiletken "saf olmayan veya asal olmayan yarıiletken" olarak adlandırılır. Çünkü saf bir yarıiletkende bulunan elektron ve boşlukların sayısı genel olarak düşük olduğundan, kirlilik atomlarının küçük bir katkısı dahi, büyük değişikliklere neden olabilir.

Böyle bir durum için tek kristal-Silisyum göz önüne alınsın. Her bir Si atomu, 4 değerlik (valans) elektronuna sahiptir. Si kristalinden bir Si atomu çıkartıp, yerine P, As veya Sb gibi 5 değerlikli bir atom koyarsak, elektronların 4'ü en yakın komşularıyla kovalent bağlar meydana getirirken, bir elektron fazlalığı olacaktır. Bu fazla elektron, çekirdek üzerindeki ekstra pozitif yük tarafından çekildiği için, kirlilik atomu civarında kalmaya zorlanır. Temel enerjileri, oldukça düşük sıcaklıklarda bile bu bağlanmayı aşmak için yeterli olduğundan, bu

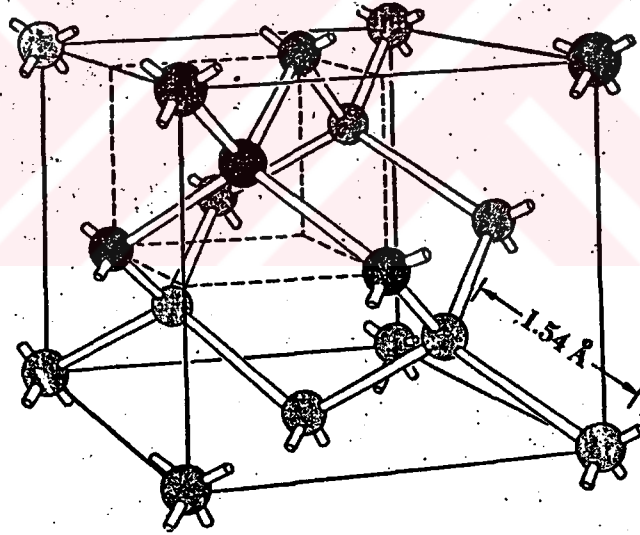
elektron iletkenlik bantındaki boş bir duruma uyarılır ve burada hemen hemen serbest bir elektron gibi hareket eder. Kirlilik atomu olarak periyodik tablonun V. sütunundan yapılan ilaveler, iletkenlik bantına elektron verebildiğinden, böyle kirlilik atomlarına "Verici (donor) atomlar", bu verici atomların yasak bölge içerisinde iletkenlik bantının hemen altında oluşturdukları lokalize enerji seviyelerine de "Verici (donor) seviyeler" denir. Elektron fazlalığı olan verici atomlarının katkılındığı yarıiletkenlere de, yük taşıyıcısı negatif olduğundan dolayı "n-tipi yarıiletkenler" denir.

Benzer şekilde, bir Si atomu yerine, B, Al, Ga veya In gibi 3 değerlikli bir atom konursa, yapıdaki kovalent bağlardan birisi meydana gelmez ve valans bantının hemen üstünde elektronların gidebileceği yeni bir seviye oluşur. Oluşan bu seviyelere "Alıcı (acceptor) seviyeler" denir. Bu oluşmamış elektron çifti bağı yakınındaki bir Si atomundan bir tane değerlik elektronunun geçişi ile sağlanabilir. Si atomundan bir elektronunun kaybı ise, valans bantında bir boşluğun meydana gelmesine neden olur. Böylece yabancı atom, kristaldeki bir valans elektronunu alır. Dolayısıyla böyle boşluk fazlalığı yani elektron eksikliği oluşturan kirlilik atomlarına da "Alıcı (acceptor) atomlar" denir. Alıcı atomlarının katkılındığı yarıiletkenlere de "p-tipi yarıiletken" denir. Çünkü buradaki boşlukların davranışı pozitif yüklerin ki gibidir, yani yük taşıyıcıları pozitifdir.

## I.2 SİLİSYUMUN KRİSTAL YAPISI ve BANT MODELİ

Yer kabuğunun yaklaşık % 28'ini oluşturan Si, doğada Oksijen'den sonra en fazla bulunan elementtir. Doğada serbest olarak değil,  $\text{SiO}_2$  ve çeşitli silikat ve aluminosilikat mineralleri şeklinde bulunmaktadır. En önemli özelliği kendisi ile kavşak (junction) halinde olan yüksek kaliteli doğal bir oksite ( $\text{SiO}_2$ ) sahip olmasıdır.  $\text{SiO}_2$  ise, doğada kum, kuvars ve dağ kristalleri şeklindedir. Periyodik tablonun IV. grubunda bulunan Si elementi, doğadaki bolluğu ve elde edilmesinin kolaylığı nedeni ile geniş uygulama alanına sahiptir. Ayrıca oksit yapısının yalıtkan özelliği nedeni ile elektronik ürünler yapımında vazgeçilmez bir malzemedir. Elmas yapısında oluşan saf kristalize Si, saydam olmayan koyu gri renkte, parlak, sert ve kırılğan bir katıdır. Erime noktası  $1410^\circ\text{C}$ , kaynama noktası  $2600^\circ\text{C}$ , özgül ağırlığı  $2.33 \text{ g/cm}^3$  ve atomik hacmi  $11.4'$  tür.

Elmas yapısında oluşan Si elementinin kristal yapısı şekil 1.2-1 deki gibidir.

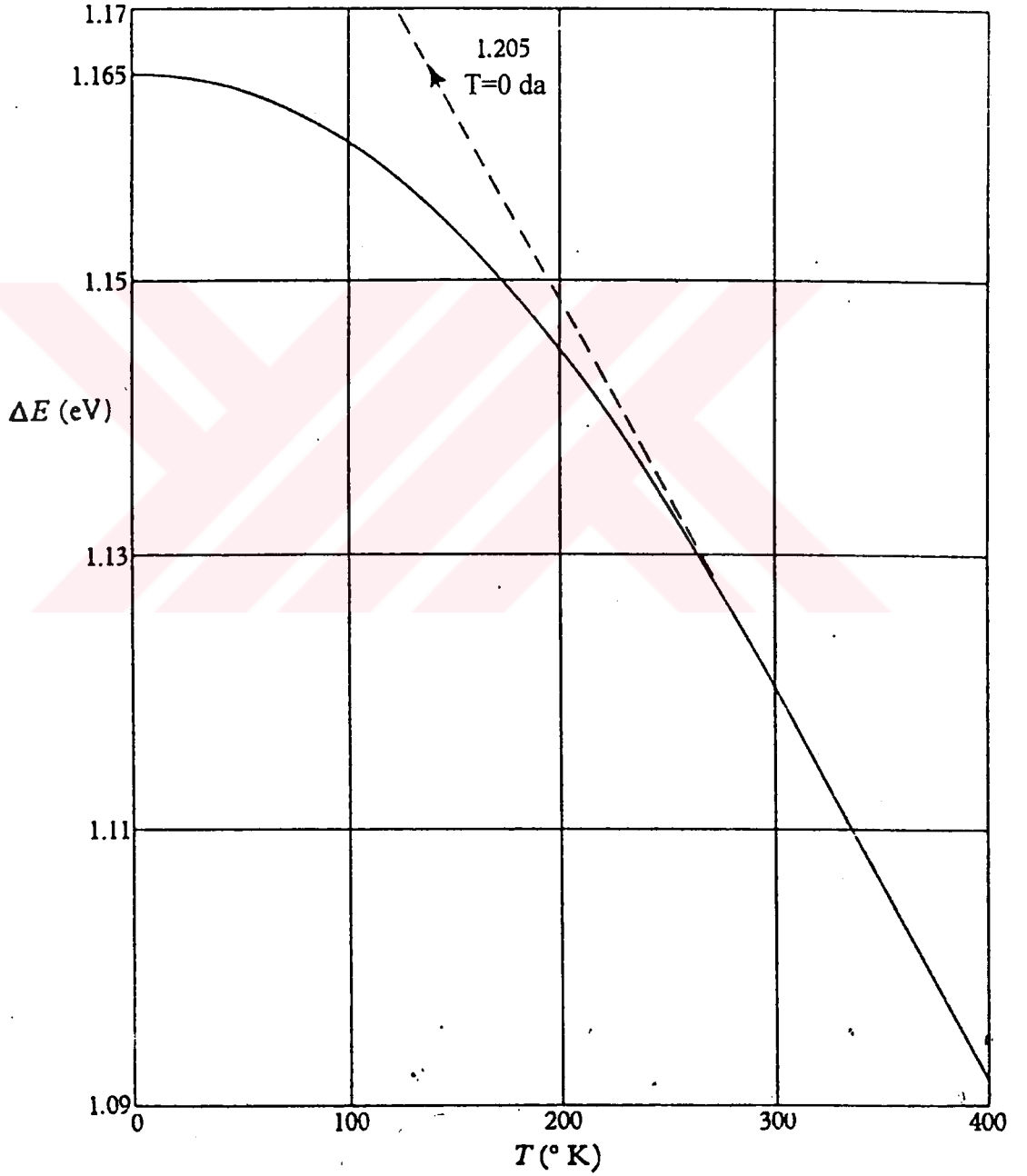


Şekil I.2-1 Elmasın tetrahedral yapısı [12].

Toplam 14 elektronu bulunan Si'un ( $Z=14$ ), temel halde ve izole durumdaki atomunun en dış yörüngesinde bulunan 4 elektrondan ikisi  $l=0$  (3s), ikisi de  $l=1$  (3p) altgruplarında bulunmaktadır [14].

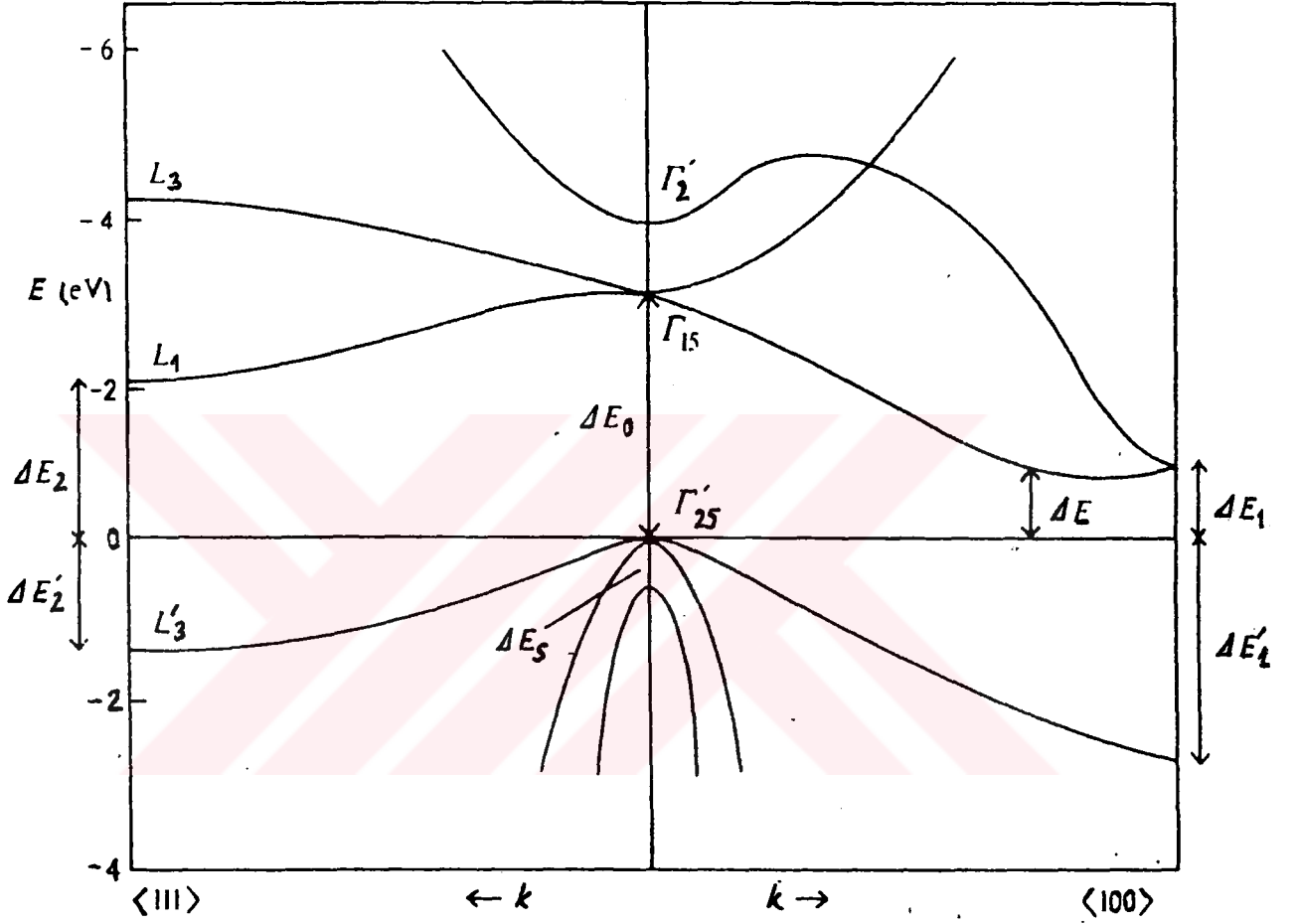
4 valans elektronuna sahip Si'un, bu yapı içerisindeki her bir atomu en yakın benzer 4 komşu Si atomu ile kovalent bağlar oluştururlar. Si atomunun çapı  $1.17 \text{ \AA}$ , iyonunun  $\text{Si}^{4+}$  çapı ise  $0.39 \text{ \AA}$  dur. Atomlar arası mesafe  $2.34 \text{ \AA}$  dur.

Atomlar arasındaki mesafe elmasinkine kıyasla daha küçük olduğundan, Si'daki yasak enerji bant aralığı,  $T=300$  °K de sadece 1.12 eV genişliğindedir [8]. Şekil I.2-2'de, bu yasak enerji bant aralığının sıcaklık ile değişimi gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi,  $\Delta E$ , ~250-400 °K arasında,  $T$  ile lineer olarak değişmektedir ve  $T \rightarrow 0$  giderken  $\Delta E$ 'de sabit bir değere gitmektedir.



Şekil I.2-2 Si'da,  $\Delta E$  yasak enerji aralığının sıcaklık ile değişimi [1].

Şekil I.2-3 ise, Si'un enerji bant yapısını göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, Si, indirek enerji bant aralığına sahip bir malzemedir. Si'un valans bantının maksimumu  $k=0$ , iletkenlik bantının minimumu da,  $k=(0.85 \frac{2\pi}{a}, 0,0)$  dir.

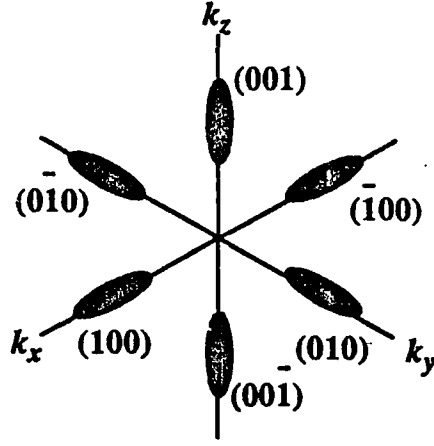


Şekil I.2-3 Silisyumun şematik bant yapısı ve önemli enerji aralıkları,  $\Delta E = 1.12 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_0 = 3.4 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_s = 0.035 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_1 = 1.2 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_1' = 3.1 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_2 = 1.9 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_2' = 2.2 \text{ eV}$  [1].

İletkenlik bantı civarındaki bant yapı minimum,

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_1^*} + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_t^*}$$

dir. Burada  $m_1^* = 0.98m_0$  olan boyuna etkin kütle,  $m_t^* = 0.19m_0$  şeklindeki enine etkin küttedir ve  $k_1^2 = k_z^2$  ve  $k_t^2 = k_x^2 + k_y^2$  şeklindedir. Bu, şekil I.2-4'deki gibi iletkenlik bantının aşağısında elipsoid sabit enerji yüzeyleri verir.



Şekil I.2-4 Si'da iletkenlik bant kenarındaki sabit enerji elipsoidleri [8].

Bununla birlikte, saf Si'un iletkenlik bantı mutlak sıfırda tamamen boş olduğu için, saf Si, düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan gibi davranır [10,12]. Si'a yapılacak katkılar veya kristal yapıdaki bozukluklar bu malzemenin oda sıcaklığında iyi bir iletken olmasını sağlayacaktır [1,10]. Sonuç olarak, enerji bant yapısından da görüldüğü gibi, indirek bant yapısına sahip olmasından dolayı iletkenlik bantındaki bir elektronun valans bantına direk geçiş yapması mümkün değildir. Dolayısı ile Si,opto-elektronik devre elemanları yapımına uygun değildir. Bu sebeple de, lazer ve LED (Light Emitting Diode) yapımında kullanılamazlar. Ancak son yıllarda, bir kısım ek işlemler sonucunda, Si kristalinde oluşturulan gözenekli yapıda, görünür bölgede ışık emisyonunun gözlenmesi, bu yapıların opto-elektronik aygıt olarak kullanılabilceği konusunda yeni çalışmaların başlamasına yol açmıştır.

### I.3 GÖZENEKLİ SİLİSYUM OLUŞUMU

Önceki bölümde bahsedildiği gibi Si, elektronik devre elemanları yapımında kullanılan bir malzemedir. Bu elemanların yapımında, istenilen boyutları elde etmede malzemenin işlem yapılan yüzeyinin ve işlem yapılacak miktarının kontrol edilebilmesi daha kolay ve ucuz olduğundan elektrokimyasal metodlar yaygın olarak kullanılmaktadır.

Ancak, Si her ne kadar yaygın olarak kullanılan bir malzeme olsa da, elektrot olarak kullanılmasında, hala tam olarak anlaşılmayan şaşırtıcı bazı olaylar ortaya çıkmaktadır. Bu olayların sebebini öğrenmek için de, Si'un, özellikle HF çözeltisindeki anodizasyonu birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Önceleri, bu araştırmaların hemen hemen hepsi, Si numunelerin yüzeylerinin düzgünleştirilmesi ve parlatılması (elektropolishing) ile ilgili idi.

**1956 yılında R.JR. Uhlir [14] :** Uhlir, Si yüzeyinin düzgünleştirilmesi ve parlatılması ile ilgili olarak yaptığı deneyler esnasında, anodizasyon metodu ile, parlak ve düzgün bir yüzey elde edilebildiği gibi, belirli şartlar altındaki anodizasyonda, Si yüzeyinde gözenekli bir yapının da oluşabildiğini görmüştür. Sonradan g-Si tabakası olarak adlandırılan bu yapının oluşumunu ilk defa keşfeden Uhler, bu olayın sebebini, yarıiletken-elektrolit arayüzeyinde oluşan doğrultucu engelin bozunmalara karşı çok duyarlı olmasına bağlamıştır. Uhlir'in yaptığı deneylerden gözlemlendiği sonuçlar kısaca şu şekildedir ;

1) Si, eğer yeterli bir süre elektrokimyasal olarak aşındırılır ise (etching), önemli bir ters voltaja ulaşılır ve engelin bozunma voltajında bir düşme meydana gelir. Voltajdaki bu düşme, yüzeyde gözeneklerin oluşmasına neden olur.

2) Etkin çözünme değeri, yani bir Si atomunun çözünmesi için gerekli olan elektron sayısı, düzgünleşme ve parlatma işlemi esnasında 4 iken, gözenek oluşumu esnasında 2 dir ve oluşum esnasında hidrojen gazı çıkışı gözlemiştir.

3) "Bulk" kavşaklardaki bozunma, yüksek alanlarda taşıyıcıların çığ (avalanche) şeklinde çoğalmasından ileri gelmektedir. Aynı mekanizma, yarıiletken elektrolit arayüzeyindeki engelin bozunması için de geçerlidir ve düşük ve değişken bozunma voltajları yukarıda bahsedilen gözeneklere neden olmaktadır. Dolayısı ile yüksek alanlardaki taşıyıcı üretimi, gözenekli yüzey oluşumundan sorumludur.

4) Özdirenç ölçümlerinden gözeneklerin toplandığı bölgelerde donör konsantrasyonunun yüksek olduğu da ortaya çıkmıştır. Bu nedenle, yüksek donör konsantrasyonu bozunmayı kolaylaştırmaktadır.

Ayrıca, g-Si tabakasının düşük sıcaklıkta çok çabuk okside olduğu görülmüştür. Bundan dolayı, g-Si'dan FIBOS (Fully Isolated by Porous Oxidized Silicon) teknolojisinde ve özellikle de SOI (Silicon-On-Insulator) teknolojisinde yararlanılmaktadır.

Uhlir'in bu gözlemlerine karşın, g-Si'un oluşum mekanizması ile ilgili ilk çalışmalar, Turner [15] ve sonradan da Memming ve Scwandt [16] tarafından yapılmıştır.

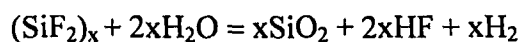
**1958 yılında D.S. Turner [15] ve 1966 yılında R. Memming ve G. Scwandt [16] :** Turner da, Uhlir gibi, HF çözeltisinde Si yüzeyinin parlatılması ile ilgili deneyler yaptığı sırada, kritik bir akım yoğunluğunun aşağısında katı bir anot filmi oluştuğunu ve Si yüzeyinde anodik işlemde sonra gözeneklerin oluştuğunu gözlemiştir. Turner'a göre bu olaya, sadece gözeneklerin meydana geldiği noktalarda bozulan, Si'un yüzey tabakasındaki engel voltajı neden olmaktadır. Turner 'ın deneylerden çıkardığı sonuçlar ise şu şekildedir ;

1) Si'un çözünümü genellikle iki değerlidir. Çözünümün iki değerlikli olması, filmin iki değerlikli Si ihtiva ettiği anlamına gelmektedir.

2) Kritik akım yoğunluğu, HF konsantrasyonuna, sıcaklığa ve etkileşme şartlarına bağlıdır. Buna göre yüksek sıcaklıklar, yüksek akım yoğunlukları gerektirmektedir. Bir akım yoğunluğu uygulandığında, anot potansiyeli, sıcaklığın artması ile artmaktadır. Si'un sıcaklığı sabit olduğunda, kritik akım yoğunluğu, HF konsantrasyonuna lineer olarak bağlıdır.

3) Kritik akım yoğunluğu aşağısında oluşan katı anot filmi, yüzeye yayılan incecik büyük bir tabaka şeklindedir ve oluşumu esnasında hidrojen gazı çıkışı gözlenmektedir. Oluşan katı anot filmi, HF asitini tüketmektedir. Bu ise, yüzeyde bir çözelti tabakası oluşumuna neden olmaktadır. Bununla birlikte, anot filmi elektrolit ile yavaşça reaksiyona girerek  $H_2SiF_6$  (fluosilicic) asit ve hidrojen gazı oluşturmaktadır. Ancak, anot'ta hidrojen gazı oluşumu çok sık rastlanan bir durum değildir. Bu olay anot filmindeki iki değerlikli Si tarafından hidrojen iyonlarının kimyasal indirgenmesine dayanmaktadır.

4) Nokta analizi ile yapılan incelemelerde, gözenekler içinde flor iyonlarının bulunduğu tespit edilmiştir. Bu, gözenekler içerisinde tuzaklanan bir parça HF'den ileri gelmektedir. Bu da filmin  $(SiF_2)_x$  den oluştuğu anlamına gelmektedir. Bu, su çözeltilerinde değişken olup, aşağıdaki gibi gaz çıkışı ile dört değerlikli Si'a yükseltgenir.

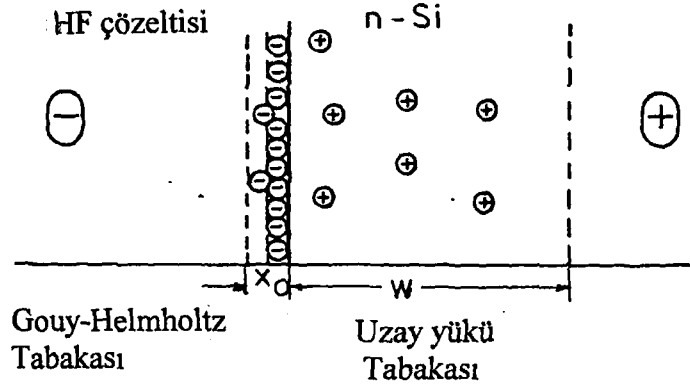


Sonuç olarak, Turner'a göre, g-Si, anodizasyon esnasında oluşan ince ve yüzeye yayılmış tabaka şeklinde bir malzemedir. Turner'ın bulduğu bu sonuçlar daha sonraları Memming ve Scwandt [16] tarafından da desteklenmiştir.

Bu çalışmalardan sonra da g-Si oluşumu ile ilgili olarak birçok çalışma yapılmış ve değişik şekillerde çeşitli mekanizmalar önerilmiştir. Bu modeller kronolojik olarak aşağıda özetlenmiştir.

1972 yılında M.J.J. Theunissen [17] : Theunissen, gözenekli yapının, yüzeyde bir çözelti tabakası oluşumu sonucunda değil, Si içerisindeki seçimli aşındırma işlemi ile oluştuğunu göstermiştir. Theunissen'e göre, uygun akım yoğunluklarında, seyreltik HF çözeltisi içerisinde, n-tipi Si'un anodik çözünümü, monokristalin kristal oryantasyonu doğrultusunda yayılan gözeneklerin oluşumu ile sonuçlanmaktadır. Theunissen'in gözlemleri şu şekildedir ;

1) Anodik çözünüm, yarıiletken yüzeyinde boşlukların (hole) sağlanması ile yönetilir. İlave üretim veya enjeksiyon mekanizması olmaz ise, normalde n-tipi malzemenin yüzeyinde çok az boşluklar olacaktır. Si yüzeyindeki boşluk konsantrasyonu birkaç yolla arttırabildiği gibi bu, yeterli derecede ters besleme (bias) voltajı uygulanması ile de sağlanabilir. Seyreltik HF çözeltisinde, n-tipi Si anodundaki yük dağılımı, şekil I.3-1 deki gibidir.

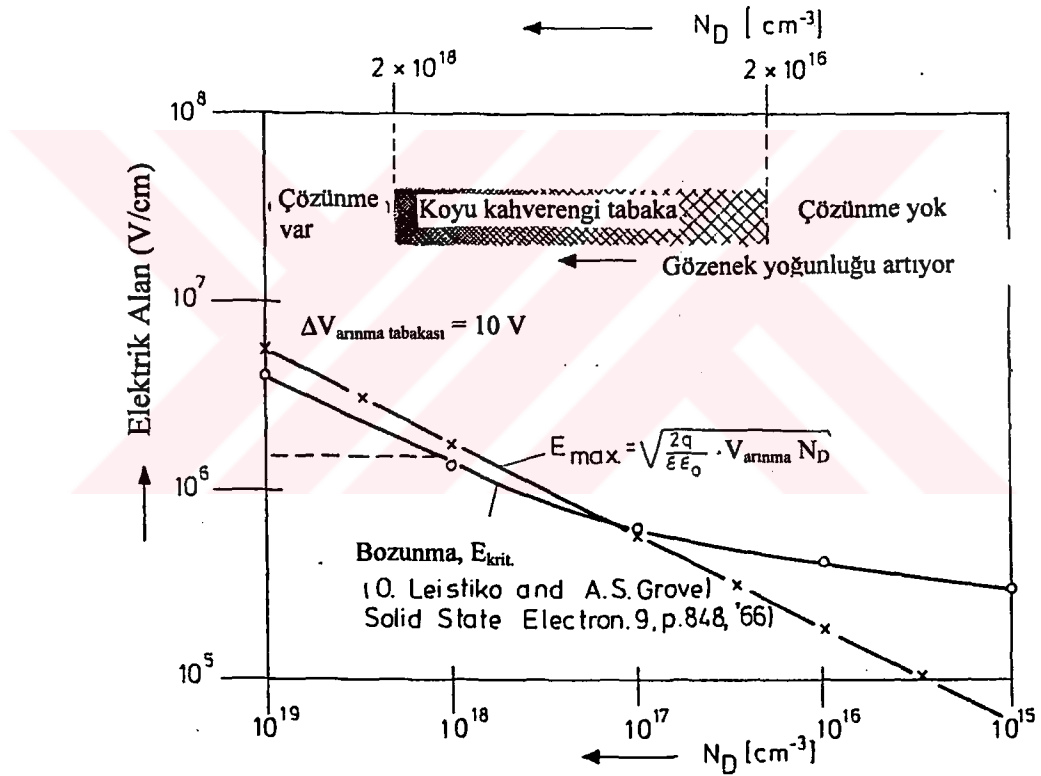


Şekil I.3-1 Anodik besleme durumunda, HF elektrolit - n tipi Si arayüzeyi[17].

Bu durum, ters besleme altında oluşan bir p<sup>+</sup>-n kavşağı veya bir metal-n tipi Si kontağı gibi davranmaktadır. Burada, Si, pozitif besleme olduğundan, onun yüzeyinde, pozitif olarak yüklenmiş bir arınma tabakası oluşur. Negatif olarak yüklenmiş yüksek konsantrasyonlu iyonlar içeren ince bir tabaka da, elektrolit içerisinde oluşur. Arınma

tabakasının kalınlığı ve elektrik alan, n-tipi Si'un donör konsantrasyonunun ve tabakaya düşen voltajın fonksiyonlarıdır.

2) Arınma tabakasında bozunma meydana gelmektedir. Arınma tabakasında bozunma olayının meydana geldiğinin kanıtı, Uhlir tarafından gösterilmiştir. Bozunmanın meydana gelip gelmediğini önceden belirlemek için, arınma tabakasının maksimum elektrik alanı  $E_{max}$ , hesaplanıp, kritik bozunma alanı  $E_{krit.}$  ile karşılaştırılır. Bozunma  $E_{max} > E_{krit.}$  olduğu zaman meydana gelir. Bu durum, şekil I.3-2 de, arınma tabakasına uygulanan 10V için gösterilmektedir.  $E_{krit.}$ 'in değeri, donör konsantrasyonunun fonksiyonu olarak verilmektedir [17,18].



Şekil I.3-2 Bozunma alanının  $E_{krit.}$  değeri ile hesaplanan maksimum elektrik alan

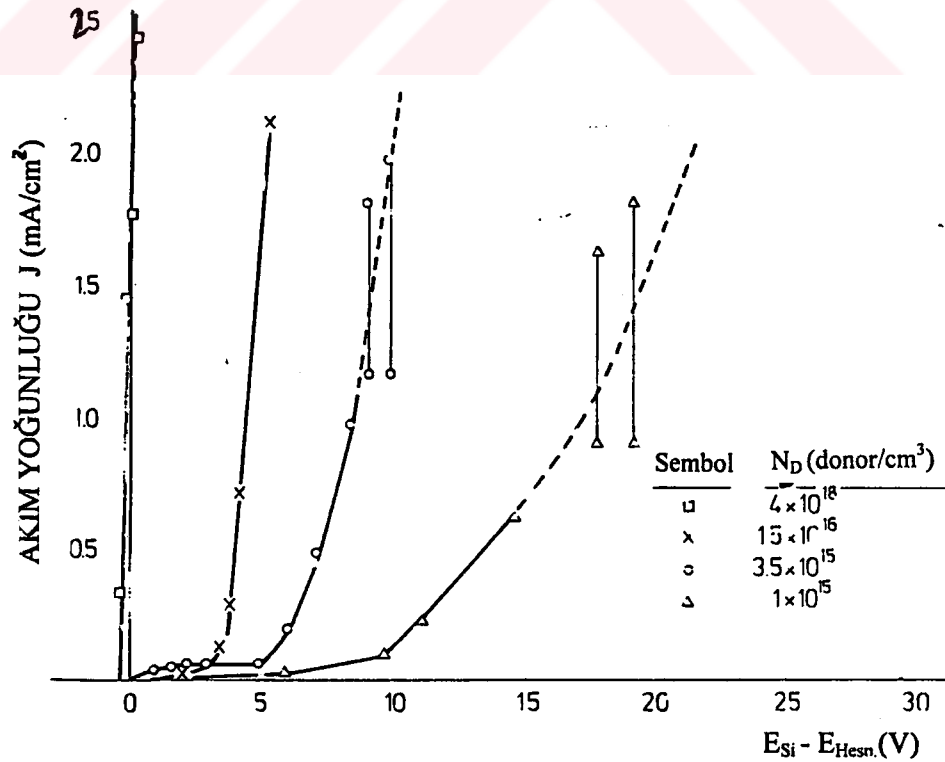
$E_{max}$  değerinin,  $N_D$  donör konsantrasyonunun fonksiyonu olarak çizimi[17].

Şekil'e göre,  $2 \times 10^{17}$  donör/cm<sup>3</sup> ün yukarıdaki donör konsantrasyonlarında  $E_{max}$  değeri,  $E_{krit.}$  değerini aşmaktadır ve çözünüm arınma tabakasının bozunması ile meydana gelmektedir.  $10^{18}$  donör/cm<sup>3</sup> yukarısında ise tünelleme çok daha mümkün olan bozunma mekanizmasıdır. Tünellemenin meydana geldiği alan, kesik çizgi ile gösterilmiştir. Diğer taraftan,  $2 \times 10^{17}$  donör/cm<sup>3</sup> aşağıdaki donör konsantrasyonlarında ise,  $E_{max}$  değeri,  $E_{krit.}$  in

değerinden daha küçüktür. Bu durumlarda, boşluklar üretilmemekte ve çözünüm meydana gelmemektedir.

Aynı grafiğin üst kısmındaki gösterim, 30 dk.'lık anodizasyon işlemi esnasında, pratikte ne olduğunu göstermektedir. Burada, n-tipi malzemede, anodizasyon işleminden sonra, çözünümün meydana geldiği tarafta koyu kahverengi bir tabaka gözlemlenmekte ve farklı karakterlere sahip 3 bölge bulunmaktadır. n-tipi Si'daki kahverengi tabakanın aslında aynı çözünme olayına ait olmakla birlikte, kristal yüzeyindeki çözünümün bölgelere göre farklı derecelerde olması sonucunda oluşur. Buna göre, 10V'da, donör konsantrasyonu,  $2 \times 10^{18}$  donör/cm<sup>3</sup> den daha yüksek olduğu zaman anodik çözünüm meydana gelmektedir.  $2 \times 10^{18}$  ile  $2 \times 10^{16}$  donör/cm<sup>3</sup> arasındaki konsantrasyonlar içinse, kahverengi renkte gözenekli bir yüzey oluşmaktadır.  $2 \times 10^{16}$  donör/cm<sup>3</sup> ün aşağısındaki bölgede ise, çözünümün meydana gelmez ve gözenekler oluşmaz. Buna göre, ters beslemede, gözenek oluşumu, kristal yüzeyindeki arınma tabakasının düşük bozunma voltajına sahip yerlerindeki bozunma sonucunda meydana gelir.

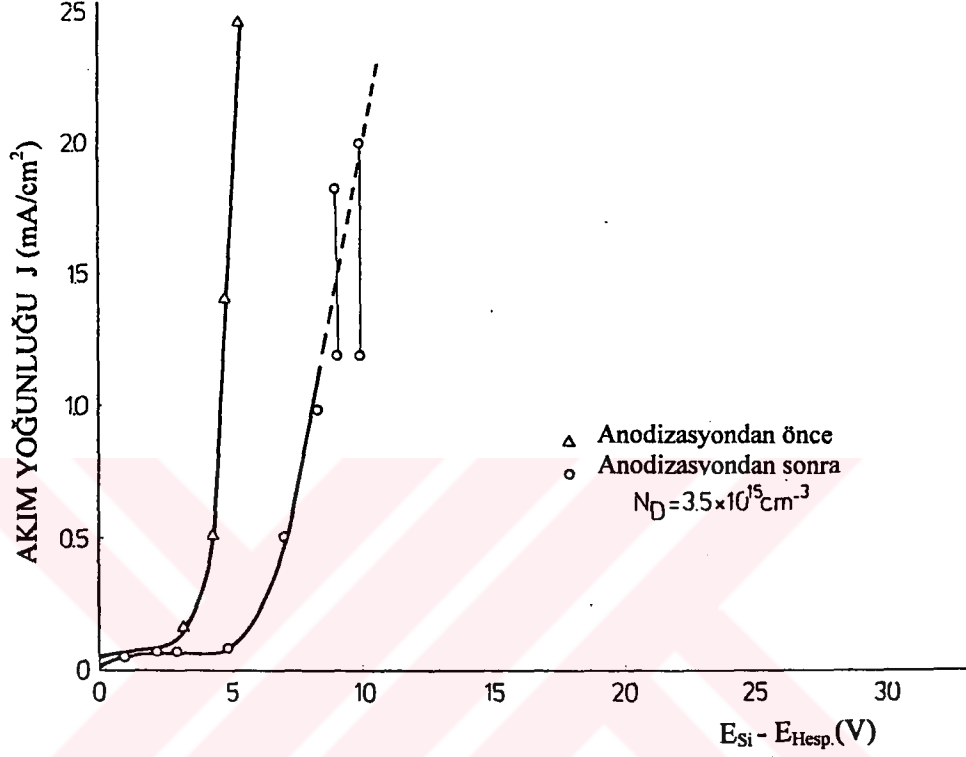
3) Şekil I.3-3, farklı donör konsantrasyonlu Si numunelerin I-V eğrilerini göstermektedir. Burada, yüksek konsantrasyonlu bölgelerde, gözenek yoğunluğu daha yüksektir.



Şekil I.3-3 Farklı donör konsantrasyonlu numuneler için, akım yoğunluğunun elektrot potansiyeline göre değişimi [17].

Şekilde, az katkılanmış numunelerin bozunma karakteristiği gösterdiği ve bozunma voltajının da, donör konsantrasyonu ile ters orantılı olduğu ortaya çıkmaktadır.

4) Gözenek oluşumunun, numunenin I-V karakteri üzerindeki etkisi, aynı numunenin I-V ölçümlerinin, anodizasyondan önce ve sonra tekrar edilmesi ile şekil I.3-4 de gösterilmiştir.



Şekil I.3-4 Anodizasyondan önce ve sonra, numune üzerinde yapılan I-V ölçümü [17].

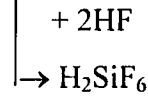
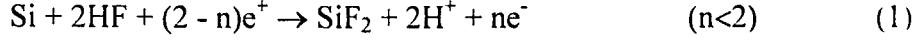
Şekilden, gözenek oluşumunun, numunenin I-V karakteristiğini etkilediği açıkça görülür. Oluşumdan sonra akım yoğunluğu fazla değişmemekle birlikte elektrot potansiyelinde bir artma meydana gelir.

Bu sonuçlara göre, gözeneklerin yoğunluğunun ve derinliğinin, uygulanan voltajın, donör konsantrasyonunun ve anodizasyon zamanının fonksiyonu olduğu belirlenmiş ve gözeneklerin kristalografik yönde yayıldığı tespit edilmiştir. Gözeneklerin oluşup, kristalografik yönde yayılması da, Si yüzeyinde kompleks bir gözenek ağına yol açmaktadır.

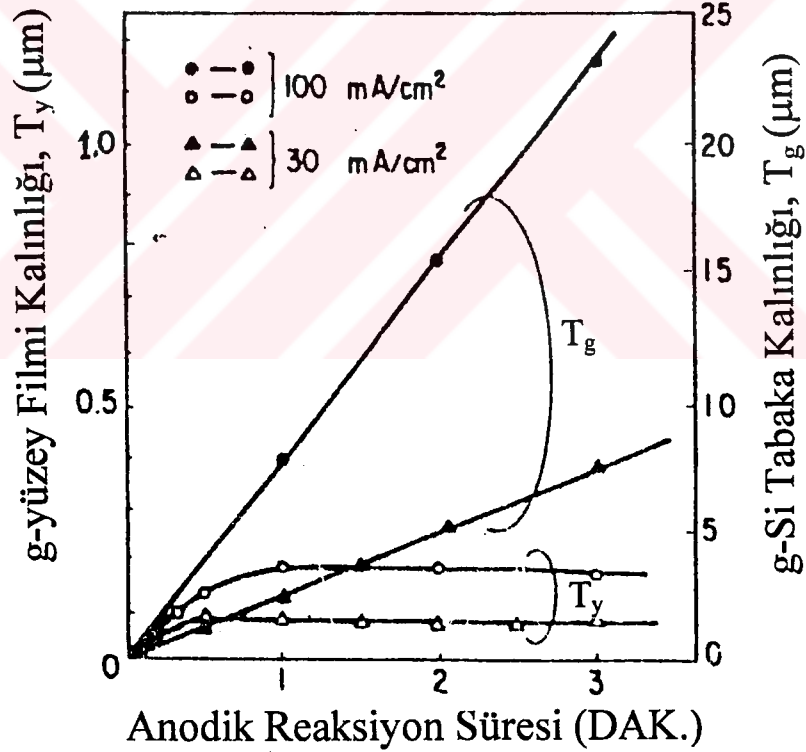
1980 yılında T. Unagami [19] : Unagami, g-Si oluşumunun, anodizasyonun ilk safhalarında oluşan çözünmez bir film ile kaplı Si'un çözünümü ile meydana geldiğini ileri sürmüştür. Unagami'ye göre;

1) Anodizasyonun hemen başlangıcında yüzeyde çözünmez bir yüzey filmi oluşur.

Bu film, g-yüzey filmi olarak adlandırılır ve Turner tarafından ileri sürülen denk. 1 ve 2'deki kararsız reaksiyon ile meydana gelir [15,19].

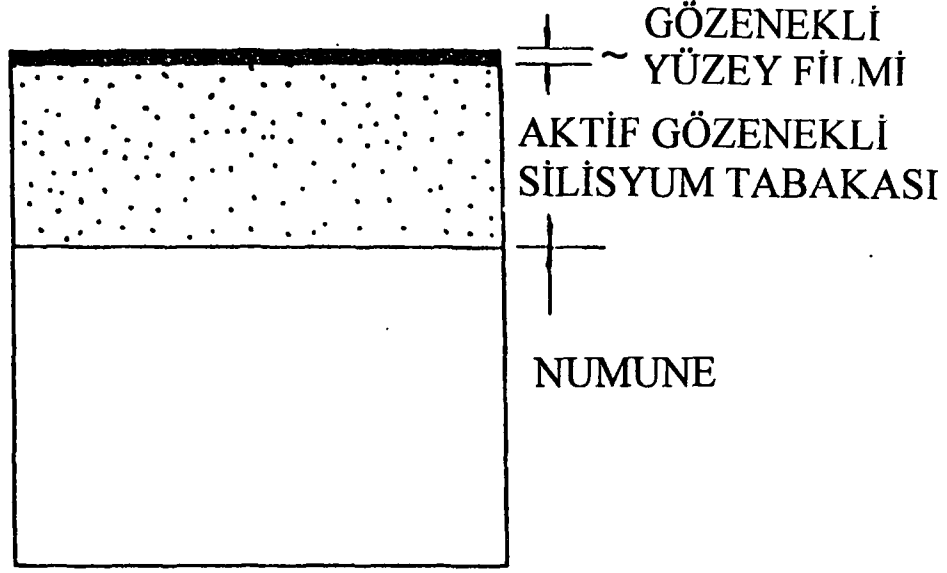


2) Anodik reaksiyon süresi arttırıldığı zaman, g-Si tabakasının kalınlığı  $T_g$  de artarken, g-yüzey filminin kalınlığı  $T_y$  1 dakika içerisinde doymuş hale gelir. Bu durum, şekil I.3-5 de gösterilmiştir.



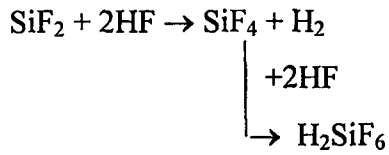
Şekil I.3-5 Anodik akım yoğunluğunun fonksiyonu olarak, g-yüzey filminin ve g-Si tabakasının anodik reaksiyon zamanı ile değişimi [19].

3) g-yüzey filmi HF asit çözeltisi içerisinde daha fazla çözünmediğinden, g-Si tabakası gözenekli yüzey filminin sınırlanmış olduğu bölgede yerel aşındırma ile meydana gelir. Böylece, g-Si tabakası, şekil I.3-6 de görüldüğü gibi, aktif g-Si tabakası ve g-yüzey filmi olarak ikiye ayrılır.

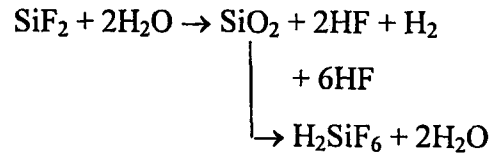


Şekil I.3-6 Gözenekli Silisyum tabakasının yapısı [19].

4) g-yüzey filmi, anodizasyonun başlangıcında oluştuğuna göre, kararsız reaksiyon da sadece g-Si oluşumunun ilk safhasında meydana gelecektir. Dolayısı ile, yüzey filminin büyümesi durduktan sonra artık kararsız reaksiyon meydana gelmeyecektir. Bu nedenle de, g-Si oluşum reaksiyonu, yüzey filmi oluşum reaksiyonundan farklı olacaktır. Buna göre, HF asit çözeltisinde çözünen  $\text{SiF}_2$ 'nin reaksiyonu için Memming ve Scwandt [16] tarafından ileri sürülen iki olasılık, kararsız reaksiyon ile aşağıdaki gibi yer değiştirir. Buna göre, iki değerlikli reaksiyon:



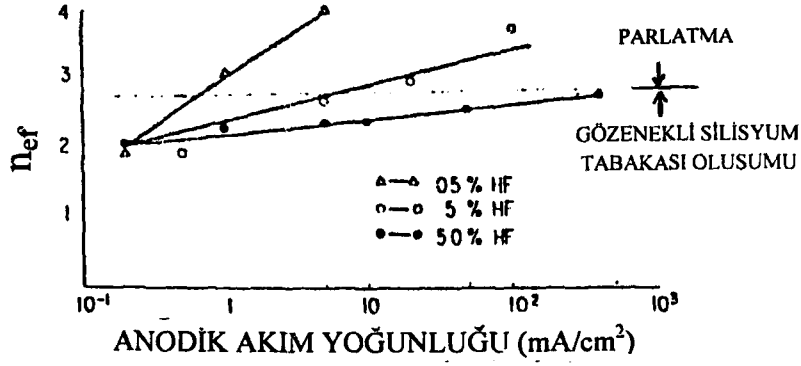
(3)



(4)

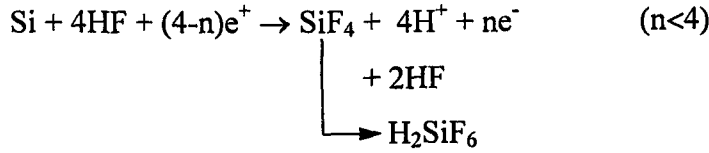
Bu iki reaksiyonun HF asit içerisindeki reaksiyon hızlarına göre, (4) nolu reaksiyonun hızı, (3) nolu reaksiyonun hızından çok daha düşüktür (%50'lik HF asit içerisinde, 4 nolu için 1.4 $\mu\text{m}/\text{min.}$  ve 3 nolu için 7.5  $\mu\text{m}/\text{min.}$ ). Bundan dolayı,  $\text{SiF}_2$ 'nin çözünümünün 3 nolu reaksiyon ile meydana gelir.

5) Etkin çözünme değeri, g-Si oluşumu esnasında 2 ile 2.8 arasındadır. Şekil I.3-7, farklı HF konsantrasyonlarda, anodik akım yoğunluğu ile etkin değer,  $n_{ef}$ , arasındaki ilişkiyi göstermektedir.



Şekil I.3-7 Anodik akım yoğunluğu ile  $n_{ef}$  arasındaki ilişki [19].

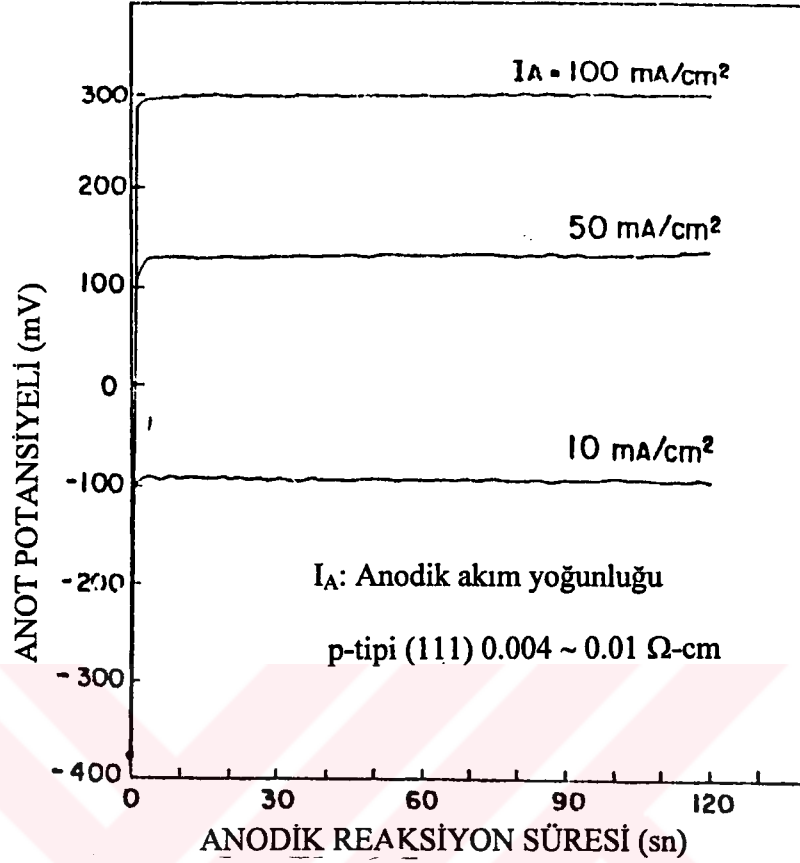
Buna göre  $n_{ef}$ , anodizasyon şartlarına göre 2 ile 4 arasında değişmektedir. Böylece iki değerlikli reaksiyon gibi, dört değerlikli bir reaksiyonun da, Si çözünümü için dikkate alınması gerektiği ortaya çıkmaktadır. Bu 4 değerlikli çözünüm reaksiyonunun en muhtemel şekli aşağıdaki gibidir.



(5)

6) Şekil I.3-8 de görüldüğü gibi, HF asit çözeltisinde, anodik potansiyel anodizasyon süresince sabittir.

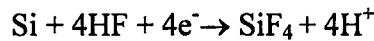
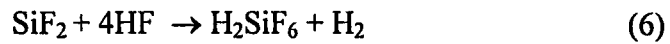
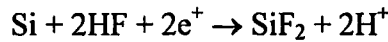
Eğer, anodik akım, anodizasyon esnasında g-Si'dan arta kalan Si'dan geçer ise, anot potansiyelinin, g-Si tabakasının kalınlığının artması ile büyük ölçüde artması gerekir. Anot potansiyelinin, sabit akım yoğunluğundaki anodizasyon esnasında sabit oluşundan, Si'un çözünüm reaksiyonunun sadece gözeneklerin diplerinde meydana geldiği ve kalınlık doğrultusunda üniform olarak ilerlediği ortaya çıkar.



Şekil I.3-8 Anodik reaksiyon zamanı ile anot potansiyeli arasındaki ilişki

1983 yılında V.P. Parkhutik, L.K. Glinenko ve V.A. Labunov [20] : Parkhutik ve arkadaşları ise g-Si oluşumunun, gözenekli Al-oksit (alumina) oluşumuna benzediğini düşünmüşlerdir. Onlara göre, çözünümün meydana gelip, gözeneklerin oluşabilmesi için, evvelce de kabul edildiği gibi, boşlukların mevcut olması gerekmektedir. Parkhutik ve arkadaşlarının deneylerinden çıkardıkları sonuçlar kısaca şöyledir ;

1) Çözünüm reaksiyonu farklı ara ürünlere sahip birkaç ara safha içermektedir. En önemli safhalar da,



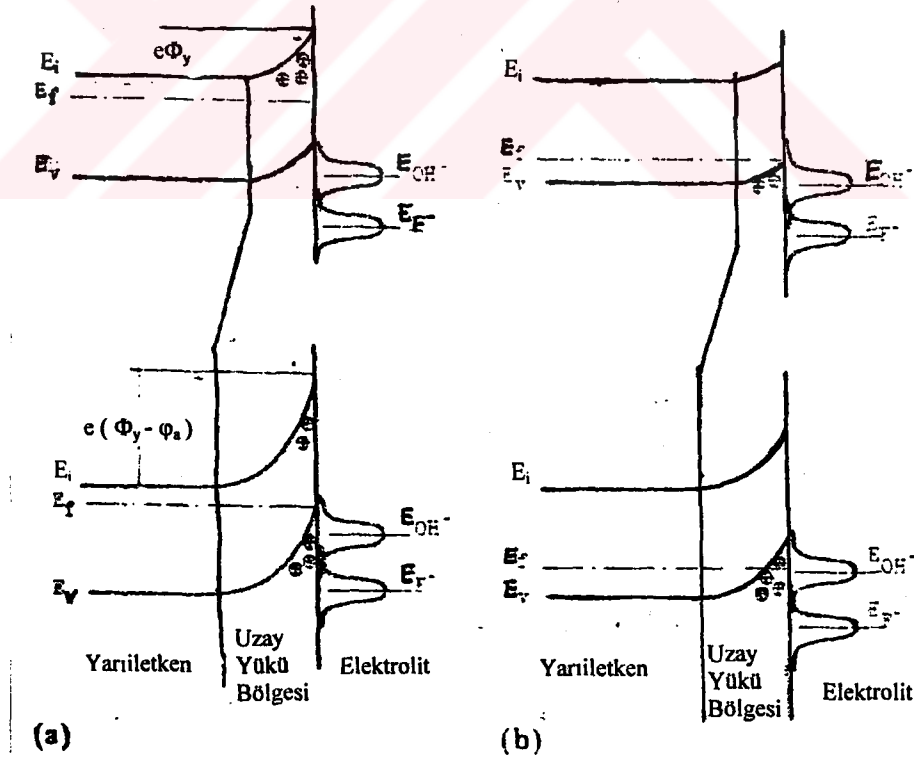
dır. Her iki kararsız reaksiyonun son ürünü olan H<sub>2</sub>SiF<sub>6</sub> , HF çözeltisinde kolayca çözünebildiğinden, Si da gözeneklerin meydana gelmesine neden olmaktadır. Bu

reaksiyonları diğerlerinden ayıran en belirgin özellik,  $n_{ef}$  değerlerinin farklılığıdır. Bu değer, (6) nolu reaksiyon için 2, (7) nolu reaksiyon için de 4 olarak, Faraday yasasına göre,

$$n_{ef} = \frac{28.1 \times J_a \times S \times t}{F \times \Delta P}$$

formülünden hesaplanmıştır [19,20]. Burada  $n_{ef}$ ; etkin çözünme değeri olup kristalden elektrolite geçen her bir Si atomunda harcanan yüklerin sayısı, S; numune alanı ( $cm^2$ ),  $\Delta P$ ; anodizasyon esnasında numune kütleindeki azalma, t; zaman (sn),  $J_a$ ; Akım yoğunluğu ( $mA/cm^2$ ) ve F; Faraday sabitidir.

2) İki reaksiyon arasında başka önemli bir fark olmamakla birlikte reaksiyonda sarf edilen boşlukların sayısının farklı olması, g-Si oluşum mekanizmasında önemli değişikliklere neden olur. Bu durumu göstermek için, n-tipi ve p-tipi Si-elektrolit arayüzeylerinin potansiyel enerji diyagramları, şekil I.3-9 da gösterilmiştir.



Şekil I.3-9 Si-elektrolit arayüzeyinin enerji diyagramları. (a) n-tipi Si, (b) p-tipi Si için.

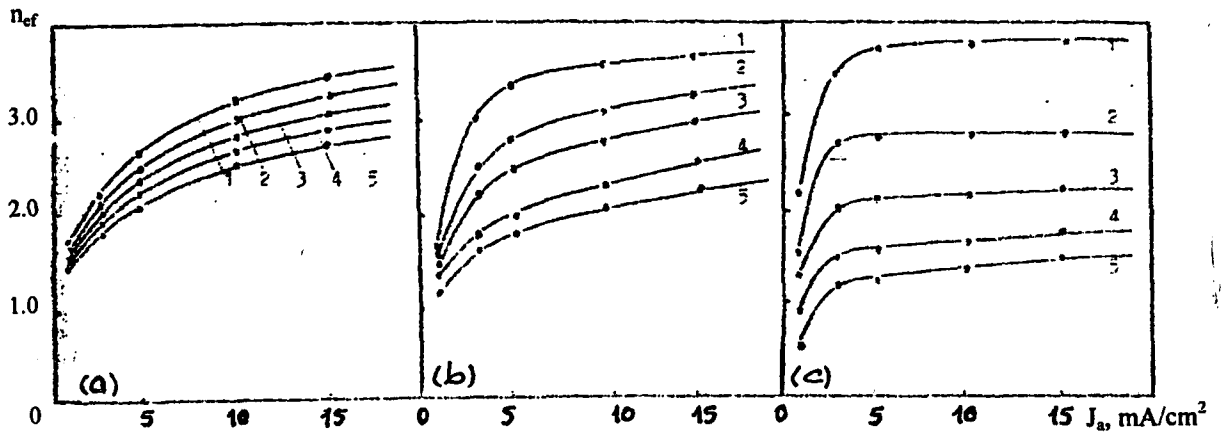
Üstteki diyagramlar, açık devredeki, alttaki diyagramlar ise Silisyuma pozitif bir besleme uygulandıktan sonraki durumu göstermektedir [20].

Şekilde, hem n-tipi hem de p-tipi Si da, elektrolit anyonlarının adsorpsiyonu meydana geldiğinde arayüzey negatif olarak yüklenmiştir. Çünkü, anyon enerji seviyeleri, Si un  $E_v$  seviyesinden bir hayli aşağıdadır. Sonuçta, p-tipi Si'da serbest boşluklar, n-tipi Si'da da iyonize olmuş donör merkezleri tarafından Si da pozitif bir uzay yükü tabakası oluşur.

Silisyuma pozitif bir besleme uygulanır ise, uzay-yükü tabakasının kalınlığı ve voltajında bir artış gözükür. Bu durumda, Si-elektrolit sistemi, sanki kesme (cut-off) rejimindeki bir p-n kavşağı gibi hareket etmektedir. Kesme rejimindeki bir p-n kavşağının I-V karakteristikliklerinde ayırt edilebilir 3 safha vardır. İlk safha, düşük bir anodik akım yoğunluğuna ( $I < 1 \text{ mA/cm}^2$ ) karşılık gelir. Bu safhada boşluklar genellikle difüzyon mekanizması vasıtası ile, Si yüzeyi içerisine enjekte olurlar. İkinci safhada, voltajdaki artış ile meydana gelen difüzyonda boşlukların tüketilmesi, boşluk akışındaki artışa neden olur. Anot potansiyeli daha fazla artar ise, tünelleme veya çığ mekanizması vasıtası ile uzay yükü tabakasında bozunma meydana gelir. Üçüncü safhadaki bu olay ise, yarıiletken yüzeyinin boşluk bakımından zengin duruma gelmesine neden olur. İlk iki safhadaki boşluk akım yoğunluğu düşük olduğundan, çözümlerin reaksiyon hızları da düşük olacaktır.

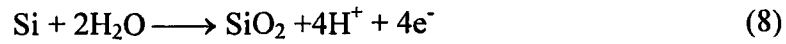
Boşluk konsantrasyonunda bir azalma olursa, 2 değerlikli (6) nolu reaksiyon meydana gelecektir. Çünkü, (7) nolu reaksiyondaki boşlukların sadece yarısı tüketilmiştir. Bu nedenle de, düşük akım yoğunluklarında,  $n_{ef}$ 'in değerinin yaklaşık olarak 2 olacağı beklenir.

2) Anot potansiyelindeki artış ile, bozunmadan önceki bölgeden bozunmadan sonraki bölgeye geçiş, Si yüzeyinin boşluk bakımından zenginleşmesine neden olur ve dört değerlikli (7) nolu reaksiyon meydana gelir ve  $n_{ef}$ 'in değeri 4'e çıkar. (bak. şekil I.3-10)

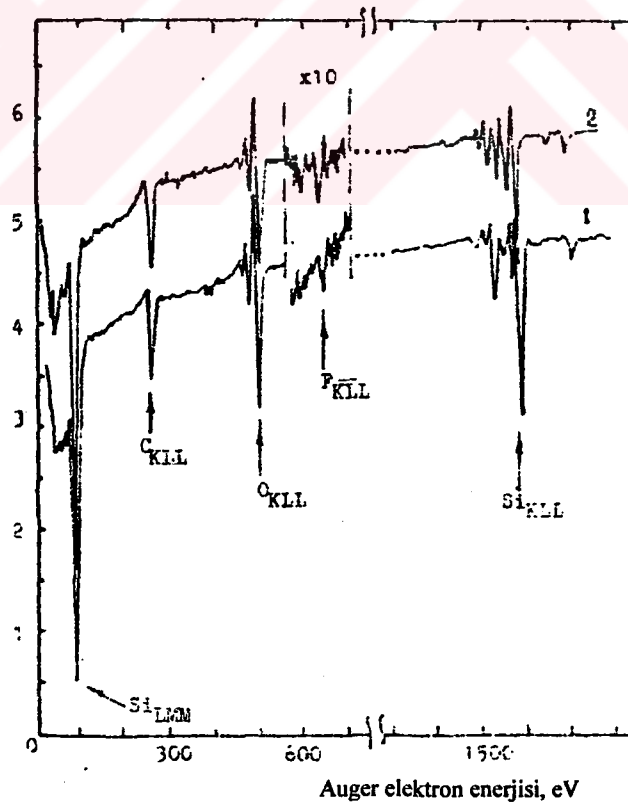


Şekil I.3-10 Farklı g-Si tabakası kalınlıkları için, akım yoğunluğuna göre  $n_{ef}$  etkin değerinin değişimi. (a) %48 lik HF, (b) %24 lük HF ve (c) %12 lik HF içerisinde [20].

3) Bununla birlikte şekilde, çok daha düşük  $n_{ef}$  değerlerine rastlanmaktadır.  $n_{ef}$ 'in düşük değerleri, (6) ve (7) nolu reaksiyonlara ilaveten başka elektrokimyasal reaksiyonların da mevcut olduğu izlenimini verir.  $n_{ef}$  değerinde azalma olabilmesi için, böyle bir reaksiyonun, (6) ve (7) nolu reaksiyonlarda boşlukların tüketilmesi esnasında meydana gelen ağırlık kaybına engel olmak için, anodize edilen numunelerin ağırlığında bir artışa (veya en azından azalmamaya) neden olması gerekmektedir. Böyle bir özelliğe sahip tek reaksiyon,



şeklindeki, Silisyumun oksidasyon reaksiyonudur [20,21]. Aslında (6) ve (8) nolu reaksiyonlar anodizasyon esnasında aynı zamanda meydana gelmektedir. Eğer böyle bir yaklaşım doğru ise  $n_{ef}$  değerinin daha düşük olup, Si yüzeyinin,  $\text{SiO}_2$  fazı ile zenginleştirilmesi için, daha düşük akım yoğunlukları ve seyreltik HF çözeltileri tercih edilir.



Şekil I.3-11 Farklı akım yoğunluklarında oluşmuş iki g-Si tabakasının AES ölçümünden elde edilen veriler. 1 nolu eğri için,  $I=1\text{mA}/\text{cm}^2$  ve 2 nolu eğri için,  $I=10\text{mA}/\text{cm}^2$  dir [20].

4) Silisyumun anodizasyonu esnasında, (6) ve (7) nolu çözünüm reaksiyonları ile (3) nolu oksidasyon reaksiyonu arasında bir rekabet vardır. Bunun doğruluğunun ispatı için, g-Si filmlerin AES(Auger Electron Spectra) ölçümleri yapılmıştır. Buna göre, farklı akım yoğunluklarında anodize edilen iki numuneden elde edilen flor, oksijen ve silisyumun AES ölçüm sonuçları, şekil I.3-11 de gösterilmektedir.

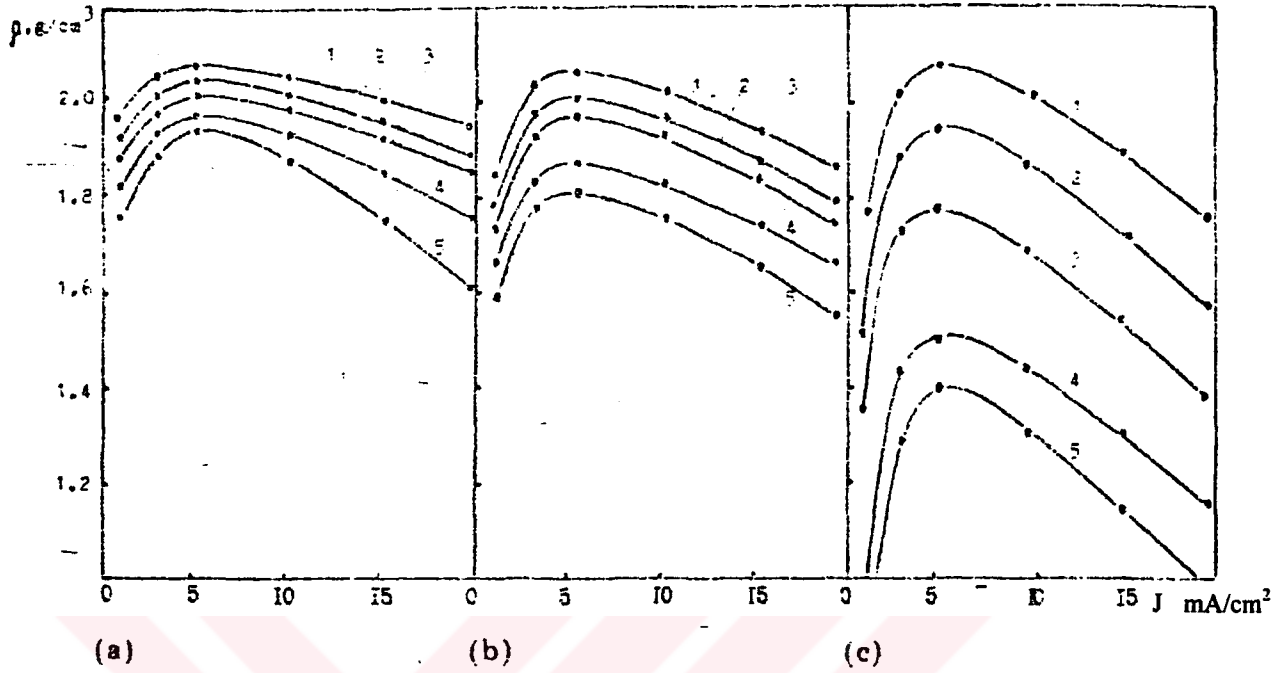
Elde edilen sonuçlar, düşük akım yoğunluklarında anodize edilen numunelerin yüzeylerinin, yüksek akım yoğunluklarında anodize edilen numunelerin yüzeylerine kıyasla, oksijen bakımından daha zenginleşmiş olduğunu açıkça göstermektedir. Şekil I.3 -11 de, flor peak'i hemen hemen görülmemektedir ki bu, anodize edilen numunelerdeki flor miktarının çok düşük (% 1'den daha az) olduğunu gösterir.

5) SiO<sub>2</sub>, HF çözeltisi içerisinde SiF<sub>2</sub> den daha az çözüldüğü için, gözeneklerin dibini ve duvarlarını kaplayan bir "engel tabakası" gibi rol oynar. Bu durum, g-Al'un anodizasyonu esnasında meydana gelen duruma çok benzemektedir. Orada da, gözeneklerin dibini ve duvarlarını kaplayan bir engel oksit filmi, engel tabakası gibi rol oynamaktadır. Engel tabakasına düşen voltaj değeri düşük olduğunda, numune yüzeyinin, HF ile etkileştiğinde pasif olduğu düşünülemez ve anodizasyon esnasında kimyasal çözüne uğrar. Bu olay, g-Al anodizasyonu ile yakın benzerlik içerisinde olan g-Si tabakasında trapezoidal (iki kenarı paralel diğer ikisi paralel olmayan dört kenarlı şekil) bir gözenek şekli içerir. Bu gözenek geometrisinin, muhtemelen gözenek duvarlarının kimyasal çözünümünden ileri gelmektedir. Bu durumda gözenekler, gözenek diplerine doğru incilir.

6) Gözenek duvarlarının kimyasal çözünümünün, anodizasyon süresi artarken, g-Si yoğunluğunda bir azalmaya neden olur. Bu, şekil I.3-12 de açıkça görülmektedir.

Şekile göre, HF çözeltisi daha seyreltik olduğunda bu olay daha belirgindir. Bu durum, kimyasal çözünüm esnasındaki ağırlık kaybının ve seyreltik HF içerisindeki engel tabakasının kalınlığının daha büyük olması şeklinde açıklanabilir.

Sonuç olarak, tercihli olarak SiO<sub>2</sub>'den oluşmuş engel tabakası, gözenek dibi ve duvarları da dahil olmak üzere g-Si tabakasının tüm yüzeyini kaplar ve kalınlığı anodizasyon şartlarına bağlıdır. Ancak, ikna edici dataların olmamasından dolayı tüm bu söylenenlerin doğru olup olmadığı hususunda bir şüphe söz konusudur.



Şekil 1.3-12 Farklı g-Si tabaka kalınlıkları için, g-Si yoğunluğunun akım yoğunluğuna bağlılığı. (a) %48 lik HF, (b) %24 lük HF ve (c) %12 lik HF içerisinde [20].

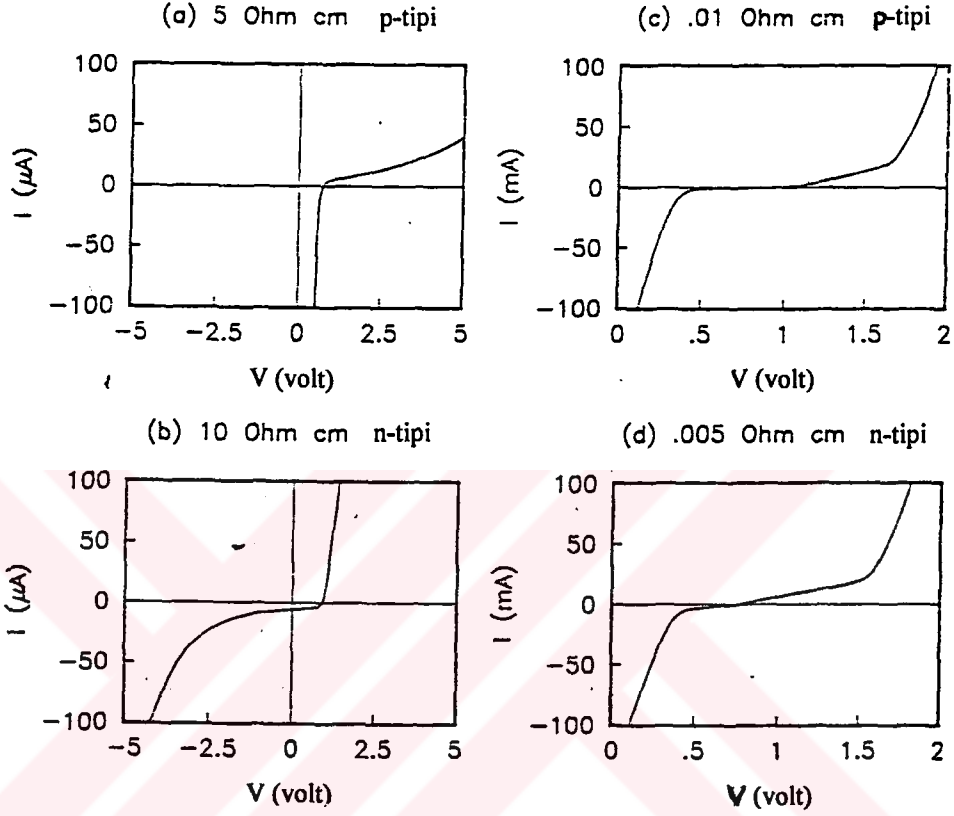
1985 yılında M.I.J. Beale, J.D. Benjamin, M.J. Uren, N.G. Chew, A.G. Cullis [22] :

Beale ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda, yarıiletkende meydana gelen arınma tabakasını, n-tipi ve p-tipi numunedeki elektrik alan yoğunluğunu belirleyen parametre olduğunu farz ederek Theunissen modelini genişletmişlerdir. Onlara göre, temel oluşum mekanizması, oluşum kimyasının ayrıntılı şekilde anlaşılmasına gerek olmaksızın, yarıiletken-elektrolit arayüzeyindeki akıma göre de anlaşılabilir. Bu model, g-Si oluşumu için hemen hemen standart kabul edilmiştir.

Beale ve arkadaşlarının deneylerden çıkardıkları sonuçlar şu şekildedir ;

1) Si, normalde HF asit ile kimyasal olarak etkileşmediğinden, bir reaksiyonun meydana gelebilmesi için Si un anodik olması ve bir akımın olması gerekmektedir. Bu, p-tipi Si un ileri beslenmesine, n-tipi Si'un da ters beslenmesine karşılık gelmektedir. p-tipi Si un anodizasyonunda, gözenekli film oluşumu için gerekli olan akım, hem az hem de aşırı katkılanmış numunelerde aydınlatma yapılmadan düşük bir voltajda sağlanmaktadır. n-tipi Si da ise, akım, aşırı katkılı Si da, azınlık taşıyıcılarının üretilmesi için aydınlatma yapılarak yada çok yüksek voltaj uygulanarak sağlanır iken, az katkılı Si da aydınlatma yapılmadan ancak bozunmayı kolaylaştırmak için çok yüksek voltajlar kullanılarak sağlanabilmektedir.

Sonuçtaki akım dağılımı, kavşak bozunmasından ileri gelen, Si içerisinde girdap modeli şeklinde olan farklı kalınlıklarda gözenekli bir yapının oluşumuna neden olur. Bu, şekil I.3-13 de görülen Si-HF asit sisteminin I-V karakterleriyle de açıklanabilir.



Şekil I.3-13 % 40 lık HF asit içerisinde, az ve aşırı katkılanmış n-tipi ve p-tipi Silisyumun akım-voltaj karakteristikleri [22].

2) Si yüzeyi, HF ile temas halinde olduğu zaman bir arınma meydana gelir. Anodizasyon potansiyelleri altında hem n-tipi hem de p-tipi Si da böyle bir arınmayı elde etmek için Fermi seviyesinin, yasak bant aralığının ortasında sabit tutulduğunun farz edilmesi gerekmektedir. Bu duruma, Si-elektrolit arayüzeyindeki büyük yüzey durum yoğunluğu sebep olur. Bu nedenle sistem, akım iletimi kontrol edilen, bir Schottky engelli diyot gibi davranır. Arınmış olan yarıiletkenin özdirenci (gerçek bulk Si için  $10^6 \Omega\text{cm}$ ), Si numunenin (0.01 ile  $25 \Omega\text{cm}$ ) ve elektrolitin ( $\sim 1 \Omega\text{cm}$ ) özdirencinden daha büyük olduğundan, akım gözenek uçlarındaki elektrolite doğru olur. Bu nedenle çözünme gözenek uçlarından dışarı çıkmaz ve gözenekli bir yapı oluşmasına neden olur.

3) Gözenekli yapının başlangıcı, arayüzeydeki akımın düzensiz olmasından dolayıdır. Akım yoğunluğunun yüksek olduğu bölgelerde, küçük gözeneklerin oluşumu ile sonuçlanan,

tercihli çözümler meydana gelecektir. Bu durumda, elektrik alan aşağıda belirtilecek olan nedenlerden dolayı, söz konusu olan bu gözeneklerde artacaktır. Bu yüzden, akım yoğunluğu ve çözünüm hızı yerel olarak artar. Sonuçta, yüzeyde oluşan küçük gözenekler genişler ve bir gözenek ağı meydana getirerek gözenekli yapı oluşumuna neden olur.

4) Si-HF asit sisteminin I-V karakterleri, az katkılı Si un hem n-tipi hem de p-tipi numunelerinde doğrultucu bir kontak göstermektedir. Doğrultucu karakterin meydana gelişi, hem n-tipi hem de p-tipi Si da ki bir potansiyel engelin varlığını ifade eder. Schottky engeline benzediği düşünülen bu potansiyel engeli, doğrultucu karaktere sebep olan arınma bölgesi ile birleşmiştir. Diğer taraftan, p-tipi ve n-tipi Si'un ters besleme karakterleri, I-V grafiklerinin farklı çeyrek dairelerinde meydana geldiğinden, ters beslemedeki akım, arayüzey bölgesi ile değil de, "bulk" Si bölgesi ile sınırlı olmalıdır.

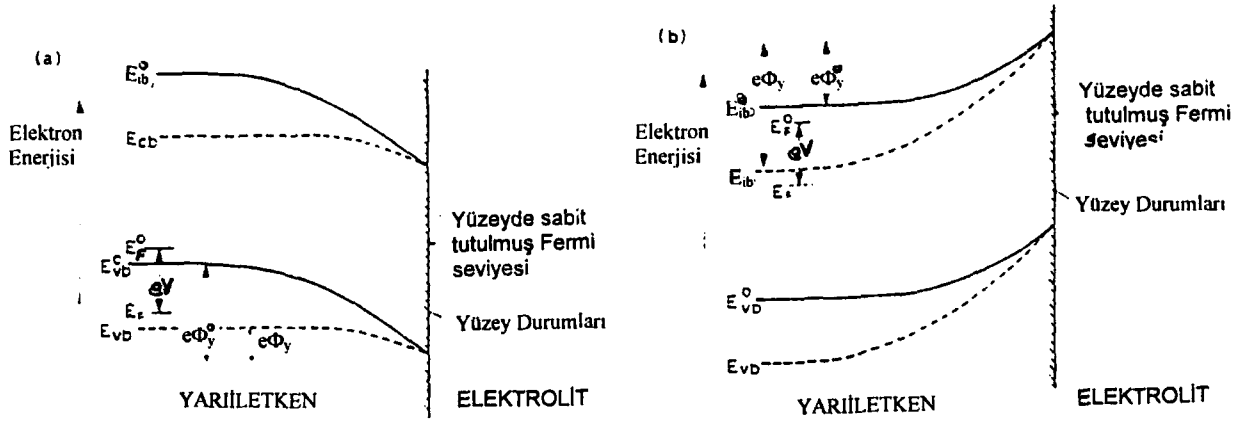
5) Az katkılanmış Si da, engel üzerindeki akım iletimi, termoiyonik emisyon ile olmaktadır. Yani az katkılı durumda yük, Schottky engelini termoiyonik emisyon ile geçer. Akım, engel yüksekliğince belirlendiğinden, bu durumda engel genişliği nispeten önemsizdir.

Gözenek ucundaki Schottky engeli, yüksekliği ve genişliği yarıiletkenin özelliklerine ve anodizasyon şartlarına bağlı olan bir potansiyel engelini temsil ettiğine göre, tek bir gözenek için potansiyel engeli göz önüne alınır ise, yarıiletkendeki engel yüksekliği,  $\Phi_y$ ; "bulk" Si'un Fermi seviyesinin pozisyonu,  $\Phi_F$ , Fermi seviyesinin yüzeyde sabit tutulduğu yüzey durumlarındaki pozisyonu,  $\Phi_{yy}$  ve Si'a düşen voltaj, V ile ilişkilidir ve

$$\Phi_y = \Phi_F - \Phi_{yy} - V \quad (9)$$

denklemleri ile verilir [22,23].

İleri besleme uygulandığı zaman, engel yüksekliği azalır ve bir akım meydana gelir; ters besleme uygulandığında ise, engel yüksekliği artar ve bu da gözlemlenen doğrultucu karaktere yol açar, (bak. şekil I.3-14). Şekilde, kalın çizgi voltaj uygulanmadan önceki durumu, kesikli çizgi ise voltaj uygulandıktan sonraki durumu göstermektedir. Buna göre p-tipi numunede engel alçalmış, n-tipi numunede ise engel yükselmiştir. Burada  $\Phi_y^0$ ,  $E_f^0$ ,  $E_{vb}^0$  ve  $E_{ib}^0$  voltaj uygulanmadan önceki,  $\Phi_y$ ,  $E_F$ ,  $E_{vb}$  ve  $E_{ib}$  de voltaj uygulandıktan sonraki engel yüksekliği, Fermi enerjisi, valans bantı enerjisi ve iletkenlik bantı enerjisini göstermektedir.



Şekil I.3-14 Elektrolit arayüzeyine kadar yarıiletkenin şematik bant yapısı.

(a) p-tipi için, (b) n-tipi için [22].

6) Engel yüksekliği, engel boyunca hareket eden yük vasıtasıyla, elektrolit ve yüzey durumlarında meydana gelen görüntü (image) yükü etkisinden dolayı, gözeneklerin uçlarında alçalmaktadır. Bu alçalma,

$$\Delta\Phi_i = q (E_y / 4\pi\epsilon_y\epsilon_0q)^{1/2} \quad (10)$$

ile verilir [22]. Burada,  $E_y$  (V/m), yarıiletken-elektrolit arayüzeyindeki elektrik alan,  $\epsilon_y$  (F/m), Si'un relative permittivitesi,  $\epsilon_0$  (F/m), serbest uzayın permittivitesi ve  $q$  (C)'da taşıyıcı yüküdür.

7) Büyük bir elektrik alanda, engel yüksekliğinin alçalması daha fazla olacaktır. Düzlemsel bir engel ve  $d_0$ , arınma tabakası genişliği için elektrik alan,

$$E_y = 2\Phi_y / d_0 \quad (11)$$

olur. Bununla birlikte,  $r$  yarıçaplı tek bir yarıkürenin ucundaki arınma için, arınma genişliği  $d$ 'ye göre  $r \ll d$  olmak üzere, denk.11,

$$E_y = \Phi_y / r \quad (12)$$

halini alır. Bu yüzden, küçük yarıçaplı bir gözenğin uç tarafında engel alçalmasına neden olan elektrik alanda ve akım yoğunluğunda bir artış meydana gelir.

8) Tek bir gözenek için yapılmış bu hesaplamalara gözenekler arasındaki etkileşimler de dahil edilmelidir. Her bir gözenek ucundaki yarıküresel arınma bölgesi, hemen hemen düzlemsel bir arınmış bölge ile birleşir. Bu nedenle elektrik alan, gözeneklerin uçlarında, arayüzeyde uniform olarak dağılmış olacak yerde düzlemsel arayüzeyinkine benzer. Gözeneklerin ucundaki bu alanın konsantrasyonu, bunların meydana geldiği arayüzeyin alanı ile ters orantılı, anodizasyonda azalan film yoğunluğu ile yaklaşık olarak doğru orantılıdır.

Bu sonuçlara göre, bir gözenek ucunda, elektrik alanın artmasına neden olan iki faktör vardır: Bunlar, gözenekler ile kaplı arayüzey bölgesi ve her bir gözenek ucunun keskinliği (sharpness) dir.

9) Düzlemsel bir engel için, termoiyonik akım yoğunluğu,

$$I = AT^2 \exp [ - q (\Phi_s - \Delta\Phi_i) / kT ] \quad (13)$$

denklemleri ile verilir [23] . Burada T, sıcaklık, A'da bir sabittir. Eğer bir gözenekte, küçük bir çıkıntı oluşursa, bu ilk önce küçük yarıçaplı bir eğriye sahip olacak ve önemli bir engel alçalması meydana gelir. Akım ve artan çözünme tercihli olarak bu noktada meydana gelir. Gözenek büyür ve yarıçapı artar ise, bu olaylar azalır ve büyüme gecikir. Bu nedenle, oluşan küçük çıkıntılar önce hızla büyür sonra da başka bir çıkıntı oluşumu ile yavaşlar.

10) Her bir gözenek oluşum yönü, çukurların başlangıcının "stochastic" niteliği ile belirlendiğinden, gelişigüzel bir yapısı olur. Bu mekanizmalar ile gözlenen gelişigüzel gözenekli yapının oluşumu nitel olarak anlaşılabilir.

Böylece, elektrik alanında bir artış meydana geldiğinde, gözeneklerin daha küçük olduğu ve gözenek ucundaki engelin daha fazla alçaldığı ve bunların sonucunda da, akımın ve gözenek oluşum hızının daha büyük olduğu sonucu ortaya çıkar.

11) Aşırı katkılanmış Si içinse, n-tipi ve p-tipi numunelerin I-V karakterleri hemen hemen aynıdır. Bu, uygulanan voltajın çoğunun, "bulk" Si bölgesinden ziyade, her iki sistem için müşterek olan arayüzey bölgesine düşmesindedir. Bu nedenle Schottky engeli üzerine düşen voltaj, akım ister ileri doğrultuda, isterse de ters doğrultuda olsun arayüzey bölgesininkine kıyasla düşüktür, dolayısıyla da hafif katkılı durumda görülen doğrultucu özellik artık görülmemektedir. Bu da artan katkılanmanın, engelin oldukça daralmasına (80°A'dan daha az) neden oluşu ile açıklanabilir. Bu durumda akım, her iki doğrultuda da engel üzerinden kolayca geçebileceğinden I-V karakterlerine arayüzey bölgesi hakim

olacaktır. Buna göre Schottky engelindeki akım, ya direk olarak yada zener tünellemesi yoluyla meydana gelecektir. Bu durumda, akım yoğunluğu büyük ölçüde engel genişliğine bağlı olur ve tünelleme olayı, engel genişliği  $80 \text{ \AA}$ 'dan daha az olduğu zaman meydana gelir. Yarıiletken, düzlemsel bir engeldeki arınma tabakasının genişliği,

$$d_o = (2\epsilon_y \epsilon_o \Phi_y / eN_a)^{1/2} \quad (14)$$

ile verilir [23]. Burada,  $N_a$ , taşıyıcı yoğunluğudur. Bununla birlikte, gözenek ucundaki arayüzey düzlemsel olmadığından, arınma tabakasının genişliğinde bir azalma meydana gelecek ve elektrik alan artacaktır. Gözenek ucu,  $r$  yarıçaplı bir yarıküre ve  $d_o$  ve  $d$ 'de sırasıyla düzlemsel arınma tabakası genişliği ve yarıküresel engelin arınma tabakası genişliği ise, arınma tabakasının genişliği,

$$1 - (d/d_o)^2 = 2/3 (d/d_o)^3 d_o/r \quad (15)$$

ile verilir [23]. Arınma tabakasının genişliği, katkı yoğunluğunun artışı, engel yüksekliğinin azalması ve gözenek ucunun yarıçapının azalması ile azalır.

12) Yakın çevredeki diğer gözeneklerin arınma bölgeleri çakıştığından (üst üste bindiğinden), yük taşıyıcıları gözenek ucundan başka bir yerde olduğu zaman son derece uzun bir tünele sahip olurlar. Eğer iki komşu gözenek arınma bölgeleri üst üste gelmiş ise, arınma tabakasının kalınlığı artacağından bu bölgedeki akım yoğunluğu azalacaktır. Bu nedenle de, üst üste gelmeyen taraflarda oluşum en yüksek olacaktır. Tünelleme akımı da, arınma tabakasının genişliğinin azalması ile hızla arttığından akım, eğrinin yarıçapının küçük olmasından dolayı gözenek ucunda toplanmıştır ve civardaki gözeneklerin arınma bölgeleri ile etkileşmesi bulunmamaktadır.

13) Akım yoğunluğu arttığında, arayüzey direnci üzerindeki voltaj yükselir ve akım geçmesi için yeteri derecede ileri beslenmiş gözenek ucundaki alan artar. Bu da, daha büyük gözeneklerin oluşumuna neden olur. Arınma tabakasının genişliği dolayısıyla da gözeneklerin aralığı, sadece gözenek boyutundaki artış ile yavaşça artacağından, gözenek boyutunun artışı, daha düşük bir film yoğunluğuna neden olur.

Son zamanlar da ise, gözenekli yapı oluşumunu açıklayan sınırlı-difüzyon (diffusion-limited) gibi daha dikkate değer bir model ortaya çıkmıştır.

1988 yılında R.I. Smith, S.F. Chuang ve S.D. Collins [24,25] : Smith ve arkadaşları tarafından verilen bu model, Si iç yüzeyindeki elektron ve boşluk gibi elektroaktif özelliklerin difüzyonu neticesinde gözeneklerin meydana geldiğini ileri sürmektedir. Yani model, gelişigüzel hareket etmeye göre g-Si oluşumunu açıklamaktadır. Buna göre;

1) Gözenek oluşumu esnasında, bir boşluk, Si yüzeyine difüze olur ve bir Si yüzey atomu ile etkileşir. Tamamen eşdeğer bir olay da, Si yüzeyinden başka bir yere olan difüzyon esnasında, bir elektronun enjekte olmasıdır. Gelişigüzel hareket etme sonucunda, "bulk" yarıiletken den difüze olan tanecik, muhtemelen gözenek ucuna gitmektedir ve Beale modelinde olduğu gibi, yüzey düzensizliklerinde seçimli çözünüm ortaya çıkmaktadır.

2) Voltajın ve katkı konsantrasyonunun fonksiyonu olan karakteristik difüzyon uzunluğu farklı gözenek şekillerine neden olur.

3) Sınırlı-difüzyon modelinin en önemli avantajı, bunun standart difüzyon modeline göre yapılmasıdır. Beale modelinden farkı ise, modelin sadece diyotlar için sınırlı olmayıp, genellikle her elektrokimyasal olaya uygulanabilmesidir. Bununla birlikte, g-Si oluşumunu tarif etmek için bir diyot benzerliği kullanılır ise, Si-çözelti arayüzeyinde reaksiyon ürünlerinin tüketilmesi ile kendiliğinden meydana gelen yarıiletken arınma bölgelerinden ziyade, Schottky diyotun yarıiletken kısmını ve ileri beslenmiş bir p-n diyottaki sınırlı akımı tarif etmede difüzyonun göz önüne alınması daha uygun olur.

Beale ve sınırlı-difüzyon modelleri, g-Si oluşumu için yeterli açıklamaları vermektedir, ancak birbirlerinden farklı gözenek üretim mekanizmalarına sahiptirler. Bununla birlikte, iki model arasında diğer farklılıklar sadece görünüştedir. Aslında iki model arasında temel bir eşitlik vardır. Bu, uzaysal elektrik alan ile difüzyon alan dağılımları arasındaki matematiksel bir denklemden ortaya çıkmaktadır. Herhangibir elektrostatik veya difüzyon olayında, konsantrasyon gradyentlerinin potansiyel gradyentleri yerine ve difüzyon akılarının da elektrik alanların yerine konması ile ortaya çıkan benzer bir modeldir.

Tablo I.3-1 Gözenekli Si oluşumunun, elektrostatik ve difüzyonel modellerindeki eşdeğer parametrelerin karşılaştırılması

Elektrostatik model		Difüzyon modeli
Elektrik alanlar	E	Akı
Elektrik potansiyel	$\Phi$	Konsantrasyon
Arınma uzunluğu	1/k	Difüzyon uzunluğu (l)
Uzaklık	r	Uzaklık

Elektrostatik ve difüzyon modellerinde kullanılan benzer bileşenler Tablo I.3-1 de karşılaştırmalı şekilde verilmiştir. Aşağıda bahsedilecek durum da, bu olayın kesin bir ispatı olmamakla birlikte bazı belirgin özelliklerin açıklanmasına yardımcı olmaktadır.

4) Elektrostatik ve difüzyon modelleri arasındaki diğer bir benzerlik, elektrostatikteki elektrik alanın,

$$\mathbf{E} = - d\Phi/dr \quad (16)$$

şeklinde potansiyele bağlı olmasıdır. Burada  $\Phi$ , potansiyel,  $E$ , elektrik alan ve  $r$ 'de uzaklıktır. Yükler veya difüzyona neden olan kaynaklar yok ise, potansiyel ve konsantrasyon alanlarının uzaysal dağılımları, Laplace denklemi ile tarif edilir.

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad (17)$$

Burada

$$\nabla = \partial/\partial x + \partial/\partial y + \partial/\partial z$$

şeklinde olup,  $\Phi$  de, elektrik potansiyeli veya konsantrasyon gradyentidir. Her ne kadar, denk.17 kullanılarak üretilmiş yapıların geometrileri g-Si'a şaşırtıcı derecede benzerlik gösterebilir, elektrostatik için uzaysal yük dağılımının veya difüzyon için difüzyon kaynaklarının dağılımının varlığında denk.17, bilinen Poisson denklemine dönüşür.

$$\nabla^2\Phi = e(\mathbf{r}) \quad (18)$$

Burada  $e(\mathbf{r})$  uzaysal yük dağılımıdır.  $e(\mathbf{r})$  için Boltzmann dağılımı alınır ve küçük alanlar için çizgisel olduğu farz edilir ise, denk.18,

$$(\nabla^2 - k^2)\Phi = 0 \quad (19)$$

olur. Yüksek boyutlarda, denk.19'a yakın analitiksel çözümler birkaç özel geometrinin dışında genellikle pek mümkün değildir. Kompleks g-Si geometrileri için çözümler, "discrete" sayısal metodlar ve bilgisayar kullanılmasını gerektirir. Bununla birlikte, denk.19'un tek boyutlu çözümleri, exp bir şekil alır.

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-(x/d)} = \Phi_0 e^{-(x/l)} = \Phi_0 e^{-(kx)} \quad (20)$$

Burada  $\Phi$ 'nin beklenen değeri,  $\Phi(1/k) = \Phi_0 / e$  dir.

Beale modeli, arınma bölgesi ile  $1/k$ 'yı eşitleyen elektrostatik bir görünüm alırken, sınırlı-difüzyon modeli,  $1/k$ 'yı difüzyon uzunluğu olarak kabul eden difüzyon modeli şeklinde bir görünüm almaktadır. Aslında, her ne kadar, iki model de benzer sonuçlar verse de, sürüklenme akımlarının elektrik potansiyelleri ve difüzyonun hakim olduğu durumda, difüzyon modelinin daha uygun olduğu ortaya çıkmaktadır.

Son yıllarda, g-Si yapılar üzerinde yapılan elektrolüminesans ve fotolüminesans çalışmalarında oda sıcaklığında gözle görülebilir güçlü bir ışığın gözlenmesinden sonra bu yapıların optoelektronik aygıtlar (Silicon based LED's) yapımında kullanılabilirliği araştırılmaktadır. Ne var ki, 40 yıla yakın süredir devam eden çalışmalara ve son derece ilgi gösterilmesine rağmen, g-Si'un temel oluşum mekanizması ve en temel özelliklerinden bazıları hala tam olarak anlaşılamamıştır.

#### I.4 GÖZENEKLİ SİLİSYUMUN YAPISI

g- Si un yapısının belirlenmesinde, Si numunenin kristal yapısının, oryantasyonunun ve katkı konsantrasyonunun, anodizasyon esnasında kullanılan HF asit konsantrasyonunun, uygulanan akım yoğunluğunun ve anodizasyon süresinin önemli bir rolü vardır. Bu faktörler, hem gözeneklerin genişliğini ve derinliğini, hem de fotoluminesans özelliklerini etkilemektedir.

X-ışını kırınımı (x-ray diffraction) analizini göre, g-Si tabakası tek kristal bir yapıya sahiptir ve orjinal Si numunenin kristallografik oryantasyonunu korumaktadır. Bununla birlikte, elektron demeti kırınımı (electron beam diffraction) analizine göre de, sadece tabaka yüzeyi üzerinde bulunan polikristal Si'a rastlanmaktadır.

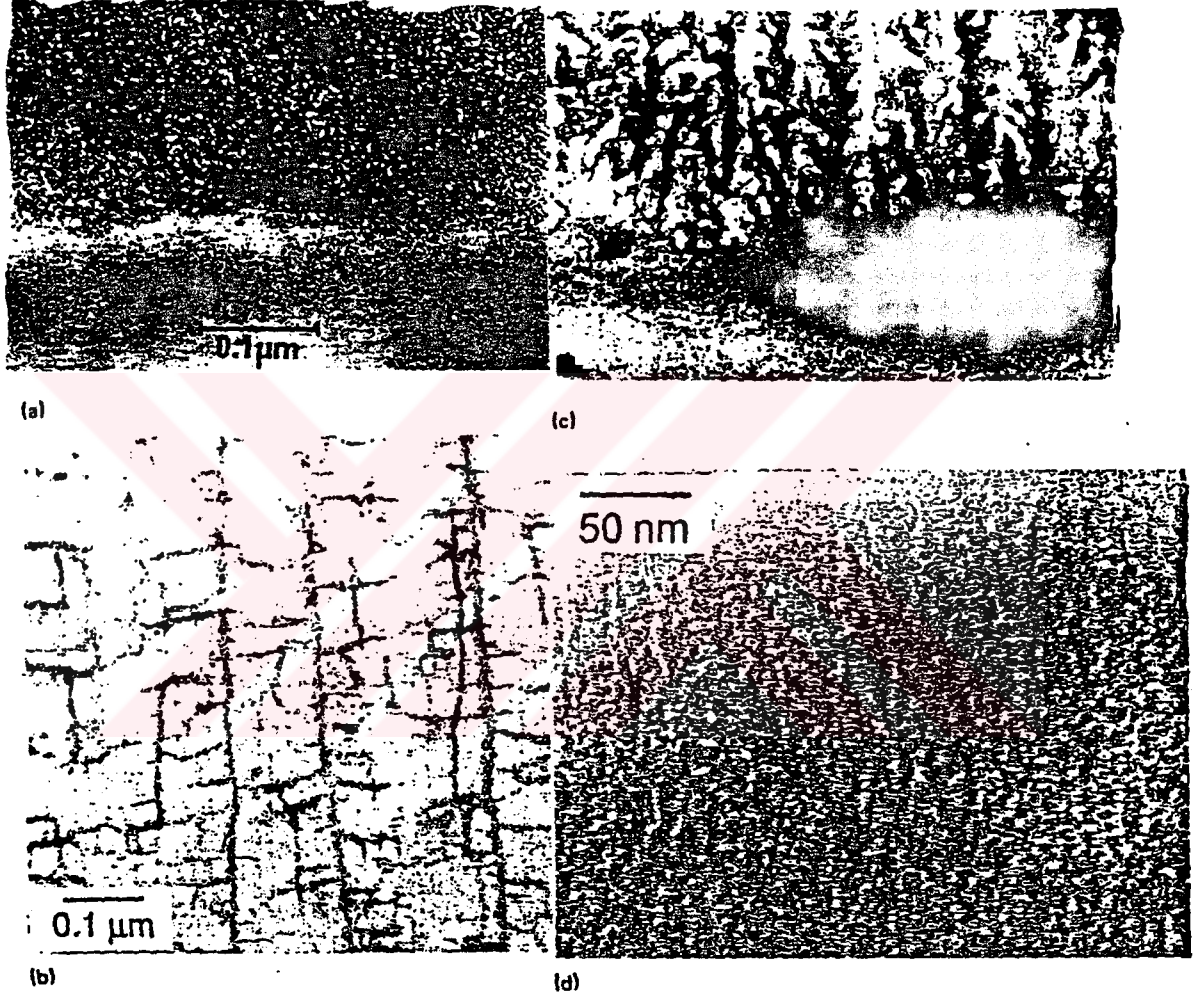
Yapı, anodizasyon şartlarından ziyade Si'daki katkı konsantrasyonundan büyük ölçüde etkilenmektedir [25]. Çünkü katkı konsantrasyonu, uzay yükü tabakasının genişliğini ve elektrik alan şiddetini değiştireceğinden yapıyı etkileyebilmektedir. Bir potansiyel uygulanması halinde alan şiddeti azalır ve katkı konsantrasyonunun azalması ile uzay yükü tabakasının genişliği artar. Yüksek katkı konsantrasyonu ise, gözenekler arasında daha küçük boşluğa neden olacağından, daha küçük gözeneklerin oluşmasına yol açar. Buna göre, g-Si yapılar genellikle n, p, n<sup>+</sup> ve p<sup>+</sup> olarak 4 temel grupta incelenir. Şekil I.4-1, herbir grubu temsil eden numuneleri göstermektedir.

p-tipi Si numunede oluşan gözeneklerin çapları ve gözenekler arası mesafe son derece küçüktür. g-Si tabaka, Şekil I.4-1(a) da, nanometreler büyüklüğündeki bir şebekeden oluşmaktadır. Gözenek çapı, 10 nm veya biraz daha büyüktür. Gözenek yoğunluğu (porosity), anodizasyon şartlarına bağlı olarak %30-80 arasındadır. Aşırı katkılı p<sup>+</sup>-Si da oluşan yapı ise, p-tipi g-Si unkiye benzemekle birlikte, katkı konsantrasyonunun artması ile gözenek çapları ve gözenekler arası mesafe de artmaktadır. Bu, Şekil I.4-1(c) de görülmektedir. Gözenek çapları 10 ile 100 nm arasında değişmektedir. Gözenekler, çok küçük dallanmalar göstererek, yüzeye dik bir şekilde yayılmaktadır. Ayrıca, gözeneklerin kenarlarında birçok küçük tomurcuklanmalar (buds) mevcuttur.

n -tipi Si da ise, gözenek çapı ve gözenekler arası mesafe, Şekil I.4-1(b) ve (d) de görüldüğü gibi, katkı konsantrasyonunun artması ile azalmaktadır. Gözenek çapı, p-tipi Si'unkinden oldukça daha büyük olup 100 nm civarındadır ve Şekil I.4-1(b) de görüldüğü gibi, düz kanallar şekline güçlü bir eğilim vardır. Ana gözenekler, yüzeye dik doğrultuda, yan gözenekler ise ana gözeneklerin köşelerinden yayılmaktadır. Aşırı katkılı n<sup>+</sup>-tipi Si daki

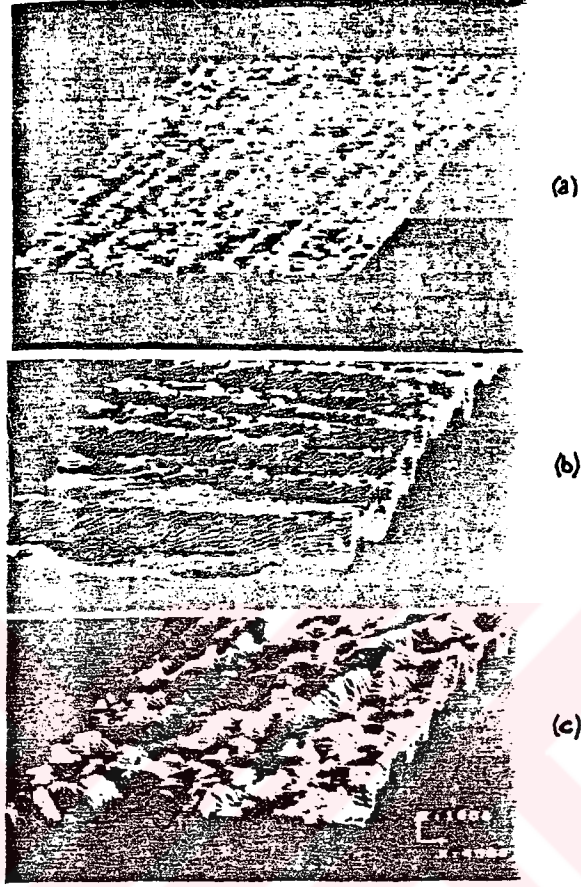
yapı, aşırı katkılı  $p^+$ -tipi Si daki yapıya benzemekle birlikte, tek fark, gözenek çaplarının 10 nm veya biraz daha küçük olmasıdır.

Sonuçta bu şekillerden yapının, Si un katkı konsantrasyonundan büyük ölçüde etkilendiği ortaya çıkmaktadır.



Şekil I.4-1 Farklı numune tiplerinin gözenekli yapısının TEM de çekilmiş olan mikrografları. (a) p-tipi Si, (b) n-tipi Si, (c)  $p^+$ -tipi Si ve (d)  $n^+$ -tipi Si [25].

Diğer taraftan, anodizasyon akım yoğunluğunun etkisi şekil I.4-2 de verilmektedir. Şekilde, anodizasyon işlemine tabii tutulmamış Si kristali (a) ve farklı akım yoğunluğunda elde edilen gözenekli yapıların (b,c) STM (scanning tunneling microscope) de elde edilen kesit görüntüleri görülmektedir [26].

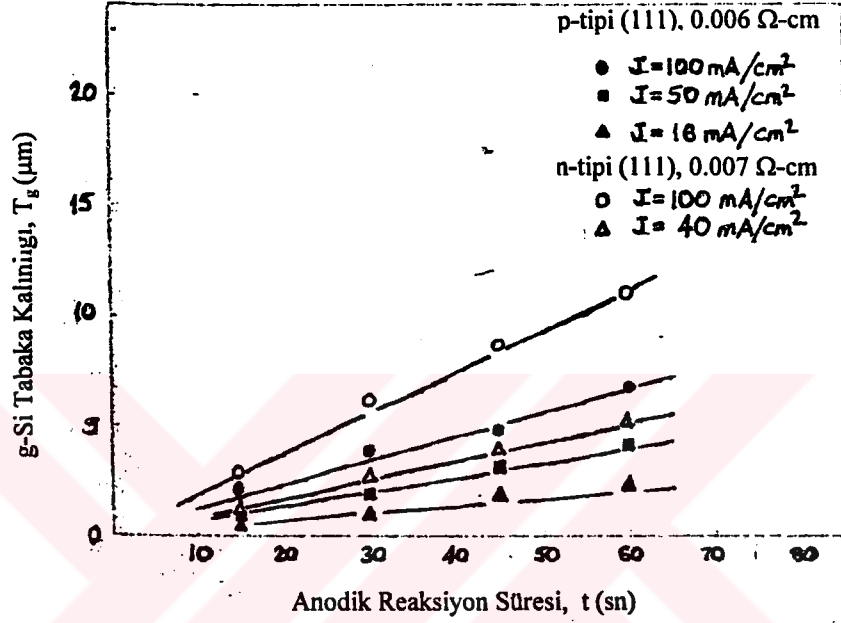


Şekil I.4-2 İşlem yapılmamış Si kristali yapısı ve iki farklı akım yoğunluğunda elde edilen gözenekli yapıların STM de çekilmiş görüntüleri [26].

Buna göre, yüksek akım yoğunluğunda ( $I=25 \text{ mA/cm}^2$ ), Şekil I.4-2 (c) de görüldüğü gibi, gözenekler, lifli(telli) şekilde dallanmıştır. Düşük akım yoğunluğunda ( $I=5 \text{ mA/cm}^2$ ) ise, Şekil I.4-2 (b) de görülen, g-Si tabakasının kesit görüntüsü, sıkı istif edilmiş silindirik gözeneklerin muntazam bir yapısını göstermektedir. Bu şeklin, Şekil I.4-2 (a) daki anodizasyon işlemine tabii tutulmamış referans numune ile karşılaştırılmasında, görülen kabarıklığın oluşan gözeneklerden ileri geldiği tespit edilmiştir. İşlenmemiş Si kristalinin kesiti, yaklaşık  $10^\circ \text{A}$ 'luk dikey bir kabarıklık gösterirken, bu Şekil I.4-2 (c) için  $100^\circ \text{A}$  ve Şekil I.4-2 (b) durumunda da  $30\text{-}50^\circ \text{A}$ 'dan çok daha küçüktür.

Sonuç olarak, STM de çekilen görüntülerinden elde edilen verilere göre, düşük akım yoğunluklarında iyi düzenlenmiş silindirik bir gözenekli yapı gözlenirken, yüksek akım yoğunluklarında (dolayısı ile elektrik alanlarda), gözenekler lifli şekilde dallanmışlardır.

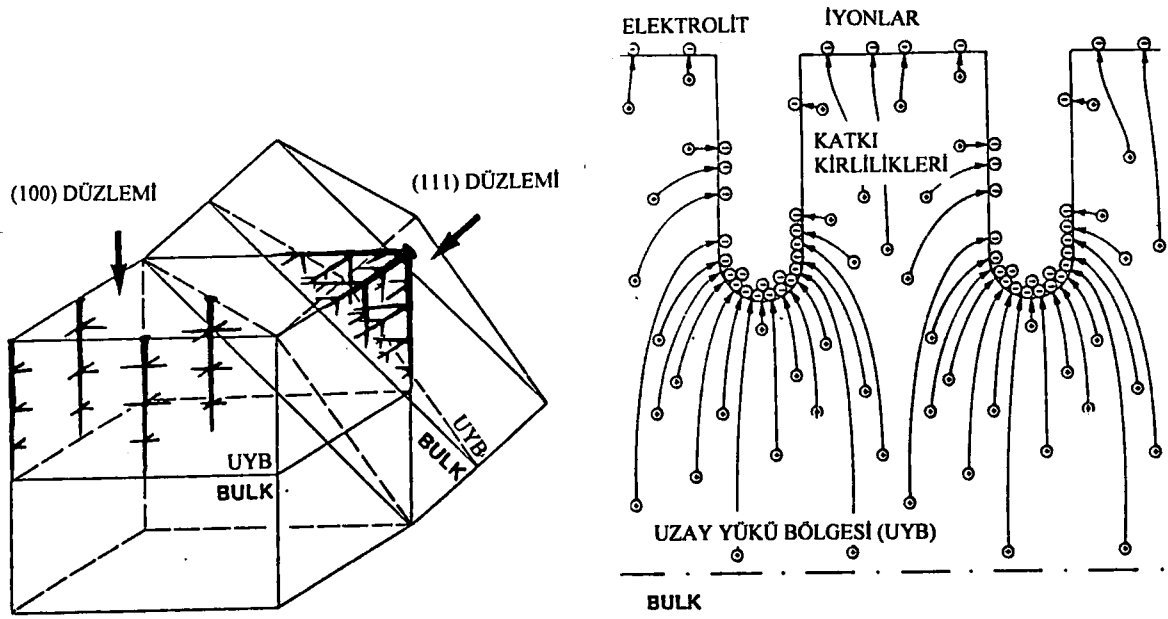
g-Si tabakasının kalınlığının, anodik reaksiyon süresine göre değişimi Şekil I.4-3 de görülmektedir. Buna göre tabaka kalınlığı, anodik reaksiyon süresinin artışı ile artmaktadır. Bu durum şekilde farklı akım yoğunlukları için gösterilmiştir [27]. Buradan tabaka kalınlığının anodizasyon süresinin lineer bir fonksiyonu olduğu sonucu ortaya çıkmaktadır.



Şekil I.4-3 Anodik reaksiyon süresi ile g-Si tabaka kalınlığı ( $T_g$ ) arasındaki ilişki [27].

Si'un kristal düzlemleri de, g-Si tabakaların yapısı üzerinde güçlü bir etkiye sahiptir [28]. Uzay yükü bölgesi ile "bulk" Si arasındaki sınır düzlemi, işlem yapılan Si yüzeyine paralel olacağından, oluşan gözeneklerin yönünü belirlemede bir etkindir. Bu Şekil I.4-4(a) da gösterilmiştir. Şekil I.4-4(b) ye göre de, oluşan gözeneklerin yönü, uzay yükü bölgesi ile "bulk" Si arasındaki sınır yüzeyine dik olacaktır.

Bu durum, (100) oryantasyonlu numuneler için doğrudur. Gerçekten, ana gözenekler, (100) yüzeyinden  $\langle 100 \rangle$  yönünde gelişir ve yayılır. Bununla birlikte, (111) numuneler için de, gözenekler, (111) yüzeyinden  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  ve  $\langle 001 \rangle$  yönlerinde gelişir ve yayılır. (111) numunesi için bu düzlemler yüzeye dik değildir ve gözenekler, sürekli bölünme sonucunda köknar ağacı şeklini almaktadır. Numune yüzeyinde oluşan gözeneklerin yönselliği, görünüşte, katkı tipi ve yoğunluğundan ve elektrik alan yönünden bağımsızdır. Buna karşın,  $p^+$  katkılı tabakalarda oluşan gözeneklerin yönünün, elektrik alan yönü ile bağlantılı olduğu gözlenmiştir.

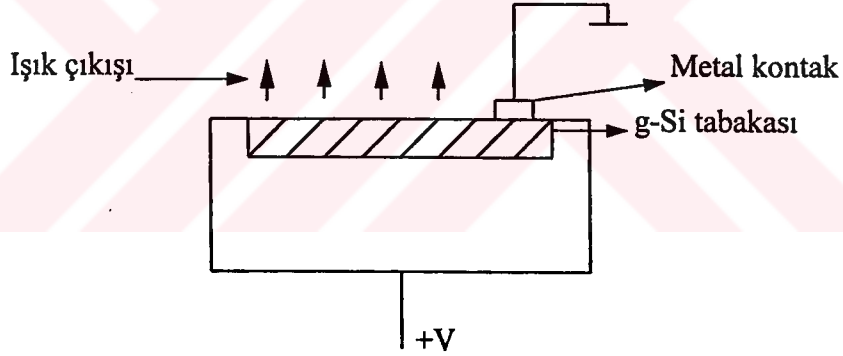


Şekil I.4-4 (a) Si numunenin kristal oryantasyonunun fonksiyonu olarak gözenek konfigürasyonu (b) Anodizasyon esnasında gözenekler etrafında uzay yükü bölgesinde elektrik alan çizgilerinin şematik dağılımı, [28].

## II. MATERYAL ve METOD

### II.1 ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ

Son günlerde, g-Si da oda sıcaklığında gözle görülebilir bir ışık çıktığının gözlenmesi, bu yapılar üzerindeki bilimsel ve teknolojik ilgiyi arttırmıştır. Araştırmaların çoğu da, bunların LED (light emitting diode) yapımında kullanılabilmesine yönelmiştir. Ancak, bunların çoğunda, düşük bir verim elde edilmiş ve ışık çıkma olayı sadece yüksek voltajlarda başarılımıştır. Bu deneylerde kullanılan LED'lerin tipik yapısı, şekil II.1-1'de görüldüğü gibidir [8,29,30].

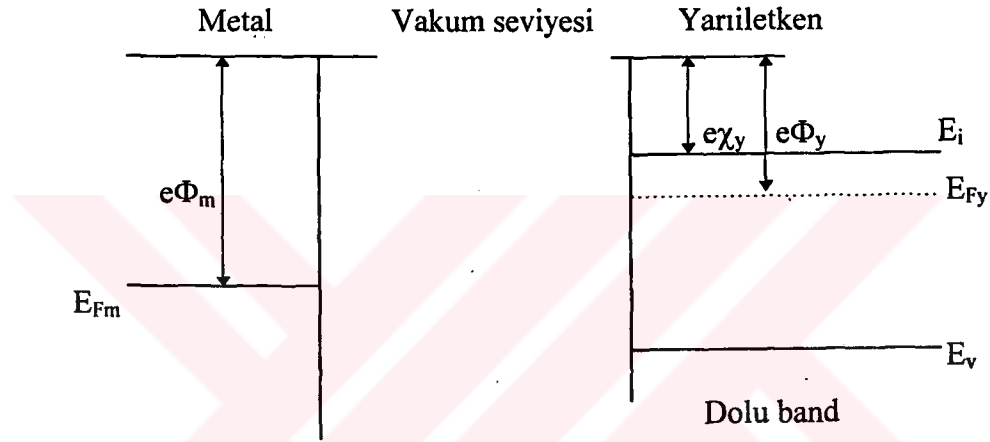


Şekil II.1-1 Elektriksel ölçüm konfigürasyonu [29,30,31].

Şekil II.1-1'e göre, g-Si tabaka, metal kontak ile "bulk" Si arasına sıkıştırılmıştır. Bunun sonucunda da, birisi g-Si ile metal arayüzeyinde diğeri de "bulk" Si ile g-Si arayüzeyinde bulunan double heterokavşak oluşmuştur. Bunların, termal dengede, Fermi seviyelerinin aynı hizaya gelmesi sonucunda bant yapılarındaki değişim, g-Si'un elektronik özelliklerine bağlı olduğundan, arayüzeylerden herhangi biri hakkında çok detaylı bir bilgi yoktur. Buna rağmen, yayınlanan çalışmaların çoğunda, g-Si tabakasının geniş enerji bant aralığına sahip yarıiletken gibi davrandığı var sayılmış ve çalışmaların çoğu, metal ile g-Si arasında olduğu varsayılan Schottky engeli üzerine yapılmıştır. Bu nedenle, düzenekten geçen akımın, metal ile g-Si arayüzeyinde Schottky engeli tarafından kontrol edildiği fikri,

araştırmacıları, bir diyot denkleminde göre elektriksel karakteristikleri açıklamaya yöneltmiştir.

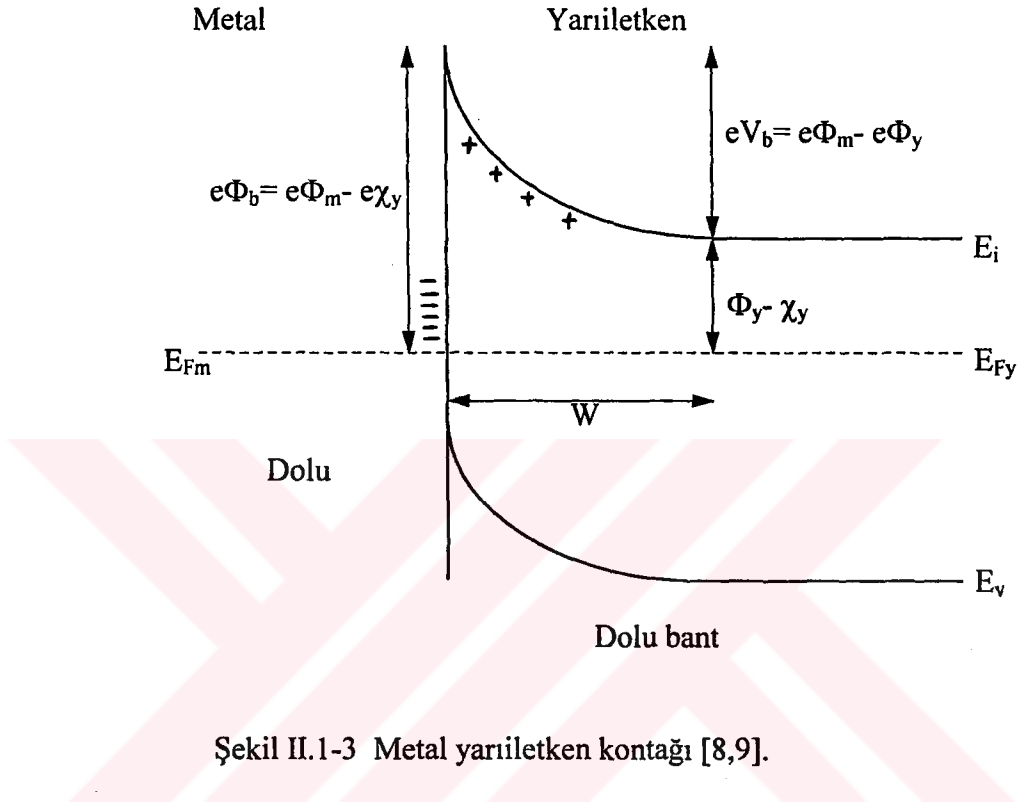
1938 yılında Schottky daha sonraları da Mott tarafından ileri sürülen iki modelin ışığı altında günümüze kadar birçok model göz önüne alınmış ve metal - yarıiletken kontaklarındaki akım geçiş mekanizması anlaşılmaya çalışılmıştır. Buna göre, metal-yarıiletken kontakların özelliklerini anlamak için, metal ile yarıiletkenin enerji bant diyagramlarından yararlanılmaktadır. İş fonksiyonları farklı bir metal ile yarıiletkenin enerji bant diyagramı kontakta önce şekil II.1-2 deki gibidir.



Şekil II.1-2 Metal ile n-tipi yarıiletkenin kontakta önceki enerji bant diyagramı [8,9].

Böyle bir metal-yarıiletken sistemi için iki farklı durum göz önüne alınmaktadır. Bunlardan ilki, yüzey bölgesi civarında yarıiletkenin bant aralığında yüzey durumlarının olmadığı durumdur ki bu, ideal bir kavşak içerir. Bu da, metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha yüksek ve daha alçak olmasına göre iki kısma ayrılır. İlk olarak, metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha alçak olduğu durum yani,  $\Phi_m > \Phi_y$  durumu göz önüne alınmış olsun. Bu durumda, eğer metal ile yarıiletken temas edecek kadar birbirlerine yaklaştırılacak olursa, karşılıklı elektron hareketi ile yeniden bir yük dağılımı meydana gelecek ve termal dengenin sağlanması için, yarıiletkenin Fermi seviyesi daha yüksek olduğundan yarıiletkenden metale doğru bir yük akışı olacaktır. Yük değişimi tamamlandıktan sonra ise, metal ile yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelecek ve şekil II.1-3 de görüldüğü gibi yeni bir denge şartına ulaşılabilecektir. Her iki maddenin termal denge durumunda Fermi seviyelerinin aynı olması, yarıiletkenin Fermi seviyesinin, arayüzeyde  $\Phi_m - \Phi_y$  kadar, yani, iki iş fonksiyonu arasındaki

fark kadar alçalmış olduğu anlamına gelir. Sonuçta, Şekil II.1-3 den de görüldüğü gibi, yarıiletkenin iletkenlik bantı ve valans bantı kenarlarında yukarı doğru bükülme meydana gelir. Metalin temas yüzeyinde ise böyle bir bükülme olmayacaktır.



Şekil II.1-3 Metal yarıiletken kontağı [8,9].

Diğer taraftan, yarıiletkenden metale geçen elektronlar, metali daha negatif yarıiletkeni de daha pozitif yapacak ve Coulomb kuvvetinden dolayı bu yükler her iki maddenin temas bölgesinde yoğunlaşacaktır. Metalin, iletkenlik bantındaki çok sayıdaki enerji seviyeleri bütün fazla elektronların çok ince bir tabakada birikmesine olanak verse de, yarıiletkende durum bundan farklıdır. Yarıiletkende, elektronların ayrılması ile geride kalan iyonize donör atomları buldukları örgü noktalarını terketmeyeceğinden, yarıiletkenin yüzeyine yakın bölgede pozitif bir uzay yükü bölgesi meydana gelecektir. O zaman, metal negatif, yarıiletken de pozitif yüklü olacak ve arada büyük bir potansiyel farkı, yani bir dipol (engel) tabakası oluşacaktır. Bu durumda, metal ile n-tipi yarıiletken arasındaki kontak potansiyeli,

$$eV_b = e\Phi_m - e\Phi_y \quad (1)$$

şeklinde verilir.

Yarıiletken-metal kavşağındaki engelin yüksekliği, kavşakta, yarıiletkenin iletkenlik bantı ile metal Fermi seviyesi arasındaki fark olarak belirlenir ve,

$$e\Phi_b = e\Phi_m - e\Phi_y + (E_c - E_{fy}) = e\Phi_m - e\chi_y \quad (2)$$

denklemleri ile verilir.

Pozitif yük, bir yüzey yükü meydana getirmez fakat onun yerine bir yük dağılımına neden olur. Bu bölgeye uzay yükü bölgesi, iyonize olmuş pozitif yüklere de, uzay yükü denir. Kontak potansiyeli de, bir taraftan diğer tarafa geçen yük taşıyıcıları (elektronlar) için bir engel niteliğinde olduğundan,  $W$  ile gösterilen uzay yükü tabakasının bir diğer adı da "Engel tabakası (barrier layer)" dir. Bu tabakanın genişliği,  $V_b$ 'nin değerine ve iyonize donörlerin konsantrasyonuna bağlıdır. Bir dış potansiyel etkisi altında, arınma bölgesinin genişliği  $W$ , yarıiletken içerisindeki iyonize donör konsantrasyonu  $N_D$ 'ye bağlı olarak,

$$W = [ 2\epsilon\epsilon_0 (V_b - V) / eN_D ]^{1/2} \quad (3)$$

şeklinde verilir. Burada  $\epsilon_0$  ;boşluğun dielektik sabiti,  $\epsilon$  da yarıiletkenin dielektrik sabitidir.

Buradan, engel kalınlığının,  $V_b$  potansiyeline bağlı olduğu görülmektedir.  $V_b$  voltajı da kullanılan metalin iş fonksiyonuna bağlıdır. Diğer taraftan  $W$ , uygulanan voltaja göre daralacak veya artacaktır. Buradan elektrik alan hesabı da yapılabilir.  $x=0$ 'daki  $F_0$  maksimum değerinden  $F = -d\Phi/dx$  şeklinde bir azalma olur. O zaman,

$$F = - d\Phi/dx = - eN_D W / \epsilon\epsilon_0 \text{ 'dan} \quad (4)$$

$x = 0$ 'daki elektrik alan  $F_0$  ise,

$$F_0 = -eN_D W / \epsilon\epsilon_0 = - [ 2eN_D (V_b - V) / \epsilon\epsilon_0 ]^{1/2} = -2(V_b - V) / W \quad (5)$$

olur.  $x = W$ 'da ise, engelin dışında potansiyel sabit olduğu için,

$$F_0 = 0 \quad (6)$$

olur. Burada, dışarıdan uygulanan bir voltaj ve elektrik yükü görülmektedir. Bir denklemden bu iki büyüklük mevcut ise, orada bir kapasitans olduğundan, engel bir kapasitör rolü oynayacaktır.

Metalin birim alanındaki toplam yük  $Q$  ise, türev alınarak,

$$Q = -eN_D W = - [2\epsilon\epsilon_0 e N_D (V_b - V)]^{1/2} \quad (7)$$

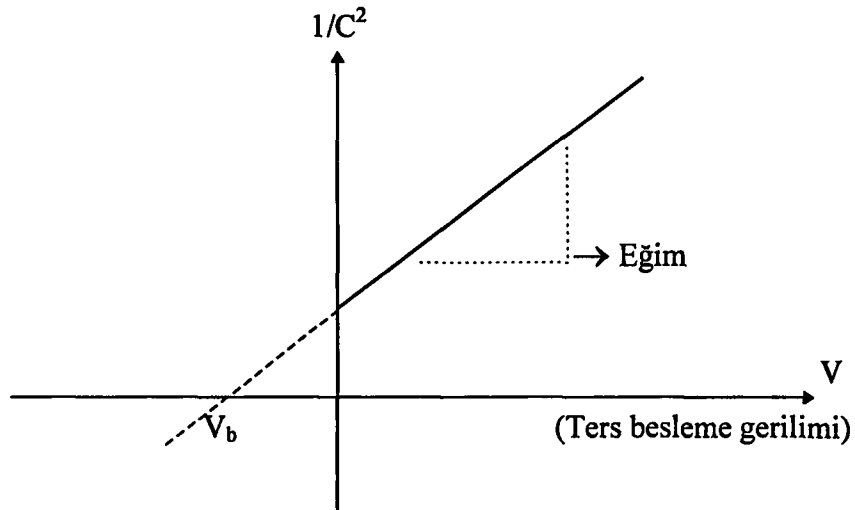
denklemini elde edilir. Diğer taraftan birim alandaki kapasitans  $C$ 'de,

$$C = dQ/dV = [ \epsilon\epsilon_0 N_D / 2(V_b - V) ]^{1/2} = \epsilon\epsilon_0 / W \quad (8)$$

şeklinde verilir. Eğer  $V$ , negatif yapılırsa ( $V < 0$ , ters besleme),  $W$  yükselecek ve  $C$  kapasitansı düşerken,  $F_0$  elektrik alanı artacaktır.  $N_D$ 'nin fonksiyonları olarak düşünüldüğünde ise,  $N_D$  donör konsantrasyonu artırılır ise,  $F_0$  ve  $C$  artacak ancak engel kalınlığı  $W$  azalacaktır. Bu durumda kapasitans,

$$1/C^2 = 2(V_b - V) / \epsilon\epsilon_0 N_D \quad (9)$$

olur.  $1/C^2$  uygulanan  $V$  voltajına göre değişimi ise, şekil II.1-4'deki gibidir.



Şekil II.1-4  $1/C^2$ 'nin,  $V$ 'nin fonksiyonu olarak değişimi

Voltaaj eksenini kesen  $V_b$  noktası, uzay yükü bölgesi içerisindeki bant bükülmesine eşittir. Diğer taraftan eğimden,  $N_D$  donör konsantrasyonu,

$$N_D = [ - 2/ e\epsilon\epsilon_0 ] [ dV/d(1/C^2) ] \quad (10)$$

elde edilir. Burada  $N_D$  sabit olduğundan grafikteki eğri düz bir çizgi şeklindedir. Eğer  $N_D$  sabit değilse eğri lineer çıkmaz. Bu durumda  $1/C^2$  eğrisi ancak homojen olarak katkılanmış kavşaklar için doğru olacaktır.

Diğer taraftan, bir Schottky engelinden geçen akım, bir takım farklı mekanizmalar içerir. En önemli ve de en geçerli mekanizma, engel yüksekliğinden daha büyük enerjiye sahip elektronların engeli aşarak kavşağın karşı tarafına geçişini içeren Termoiyonik Emisyon'dur. Termoiyonik emisyon mekanizmasına ilaveten, eğer yarıiletken aşırı katkılanmış ise, arınma genişliği küçük olacağından, tünelleme mekanizması da geçerli olabilir. Termal denge durumunda, yarıiletkenden metale olan akım,

$$I_{ym} = eA \langle v \rangle N_c \exp[-e(\Phi_b - V)/k_B T] / 4 \quad (11)$$

olur. Burada  $A$ , numunenin alanı,  $\langle v \rangle$  de elektronların ortalama hızıdır ve

$$[\langle v \rangle = (8k_B T / \pi m^*)^{1/2}]$$

şeklinde verilmektedir. Uygulanan besleme  $V$ , sıfır olduğunda, metalden yarıiletkene olan akım, yarıiletkenden metale olan akıma eşit olmalıdır. O zaman,

$$I_{my} = I_{ym} (V=0) = -eA \langle v \rangle N_c \exp[-(e\Phi_b / k_B T)] / 4 \quad (12)$$

olur.  $V$  potansiyeli uygulandığında ise, metal tarafından gelen elektronlar tarafından görülen engel değişmez ve  $I_{my}$  sabit olarak kalır. Bu durumda, bir  $V$  potansiyeli uygulandığındaki net akım (11) ve (12) denklemlerinden,

$$I = I_{ym} - I_{my} = I_s [ \exp(-eV / k_B T) - 1 ] \quad (13)$$

olur. Bu denklem, bir diyottan geçen akım şiddetinin ifadesidir. Bu iş fonksiyonları,  $\Phi_m > \Phi_y$  şartına uyan metal-n tipi yarıiletken kontağının bir karakteristidir. Bu kontağa da doğrultucu (rectifying) kontak denilmektedir. Burada,

$$I_s = A^* T^2 e^{-e\Phi_b/kT} \quad (14)$$

denklemleri ile ifade edilmekte olup,  $I_s$  ye doymuş akım yoğunluğu bu denklemlerde Richardson denklemi denilmektedir. Bu denklem, akımın, katodun iş fonksiyonuna ve sıcaklığına bağlı olduğunu gösterir. Buradaki  $A^*$  sabit bir değere sahiptir ve Richardson denklemi sabiti olarak adlandırılır. Bunun nümerik değeri ise,

$$A^* = \left( 4\pi m^* k_B^2 / h^3 \right) \equiv m^* e k_B^2 / 2\pi^2 h^3 = 120(m^*/m_0) \text{ Amp/cm}^2\text{K}^2$$

şeklinde verilir.

Bu terimin daha geliştirilmiş şekli termoiyonik emisyon-difüzyon teorisi olarak adlandırılır ve bu teori yarıiletken arınma bölgesi içerisindeki elektron çarpışmalarını da göz önüne alır. Sonuçta, arayüzey içerisindeki akım yoğunluğu için yukarıdaki Richardson denklemine benzer bir ifadeye ulaşılır. Ancak bu durumda doyma akımı ifadesi,

$$I_s = A^{**} T^2 \exp(-e\Phi_b/kT) \quad (15)$$

olur. Buradaki  $A^{**}$ , genelleştirilmiş (etkin) Richardson sabiti olarak adlandırılır ve

$$A^{**} = f_p f_Q A^* / [ 1 + f_p f_Q (V_R/V_D) ]$$

denklemleri ile verilir. Bu ifade de,  $f_p$ ; optiksel fonon saçılması olmaksızın yarıiletkenden metal içerisine engel üzerinden elektron emisyon olasılığı,  $f_Q$ ; tünelleme veya kuantum mekaniksel yansımada gözönüne alınmayan toplam akımın bu etkilerin ihmal edildiği durumdaki akıma oranı,  $V_R$  ve  $V_D$  de; rekombinasyon hızı ve termoiyonik emisyonla karşılık gelen etkin difüzyon hızıdır.

Buna karşın gerçek diyottan elde edilen ampirik sonuçlara göre, diyot akımı [8],

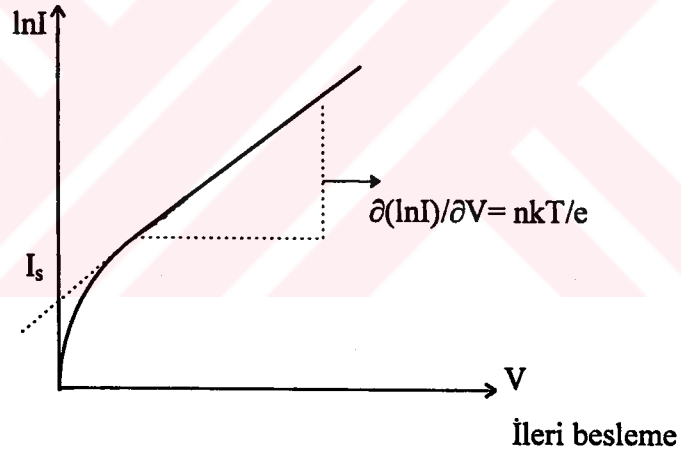
$$I = I_s [ \exp(-eV/nk_B T) - 1 ] \quad (16)$$

şeklindedir. Buradaki,  $n$  çarpanı, ideallik faktörü olarak adlandırılır ve ideal durumdan sapmayı gösterir. Bu,

$$n = e / k_B T [ \partial V / \partial (\ln I) ] = [ 1 + (\partial \Delta \Phi / \partial V) + (k_B T / e) + \partial (\ln A^*) / \partial V ]^{-1} \quad (17)$$

şeklinde verilir ve bunun değeri, numune çok küçük azınlık taşıyıcı katılımına ve rekombinasyon akımına sahip olduğunda Schottky diyotu için 1'e yakındır. Burada  $\Delta \Phi$ , Schottky alçalma miktarıdır.

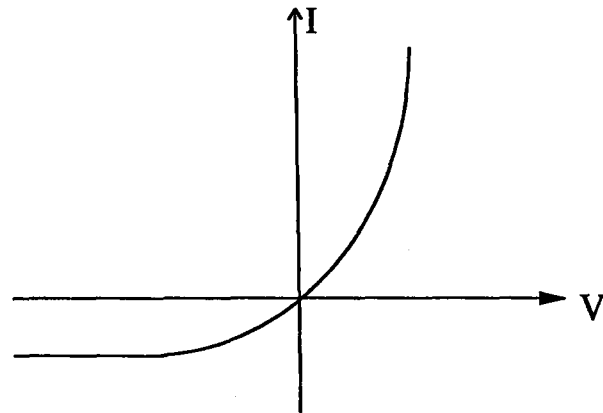
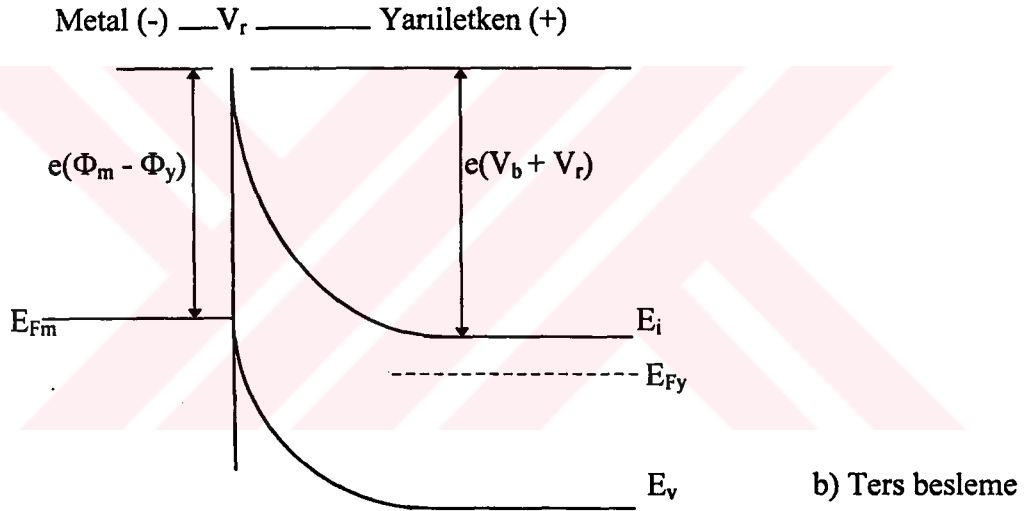
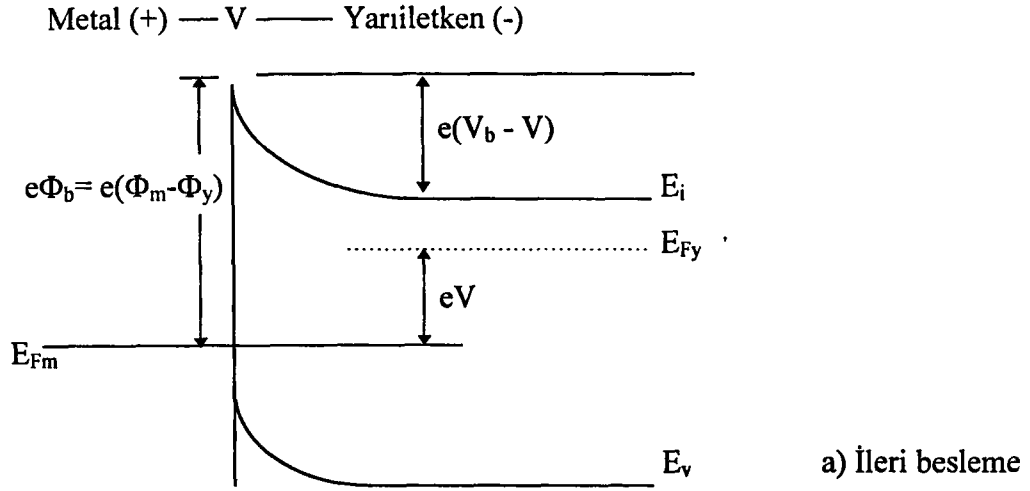
Ayrıca  $n$  ideallik faktörü, şekil II.1-5 de gösterilen,  $\ln I$  ve  $V$  grafiğinin eğiminden belirlenebilir.



Şekil II.1-5  $\ln I$  nın  $V$  ye göre değişimi.

$\Phi_b$  engel yüksekliği için en güvenilir değerler  $n$  ideallik faktörü 1'e yakın olduğu zaman elde edilir. Elde edilen doğrunun ekstrapolasyonu ile sıfır voltajında  $I_s$  değeri elde edilir.

Şekil II.1-6 da ileri ve ters beslemedeki bant değişimi ve bunlara karşılık gelen I-V karakteristiği gösterilmektedir.



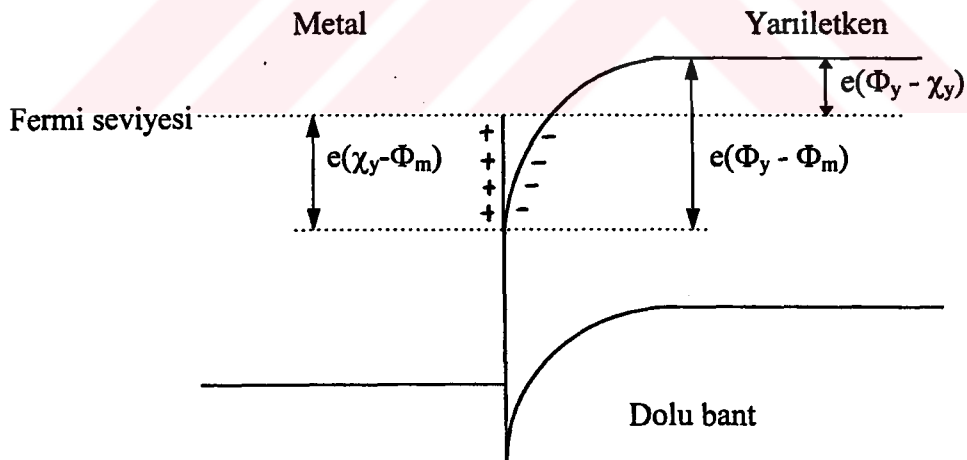
Şekil II.1-6 İleri ve ters beslemedeki bant değişimi ve bunlara karşılık gelen I-V karakteristiği [8].

Diyot denklemi, diyot akımlarının yalnız engel tabakasını aşabilen elektronlardan ileri geldiğini ifade etmektedir. Halbuki tabaka kalınlığı, elektronun dalga boyu mertebesinde ise, tünel akımı yukarıdaki denkleme eklenmelidir. Eğer Schottky engeli, aşırı katkılanmış bir yarıiletken ile yapılmışsa, arınma genişliği çok küçük olur ve elektronlar engelin tepesine yakın bölgelerden tünellenebilirler. Bu proses, alan emisyonu olarak adlandırılır. Tünelleme, sıcaklıktan bağımsız olduğundan, aşırı katkılı durumda akım, sıcaklıktan bağımsız olur ve

$$I = A I_0^t \exp(eV/E_0) \quad (18)$$

şeklinde verilir [8]. Buradaki önemli nokta, I-V karakteristiklerinin doğrultucu nitelikte olmaması ve düşük voltajlar için I'nın V ile orantılı olmasıdır.

Diğer taraftan, birbirleriyle kontak halinde olan metal ile n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu, metalin iş fonksiyonundan daha büyük olursa, yani  $\Phi_m < \Phi_y$  ise, doğrultucu kontak meydana gelmeyecektir. Bu durumda enerji bant diyagramı, kontakta sonra, şekil II.1-7 deki gibi olur.

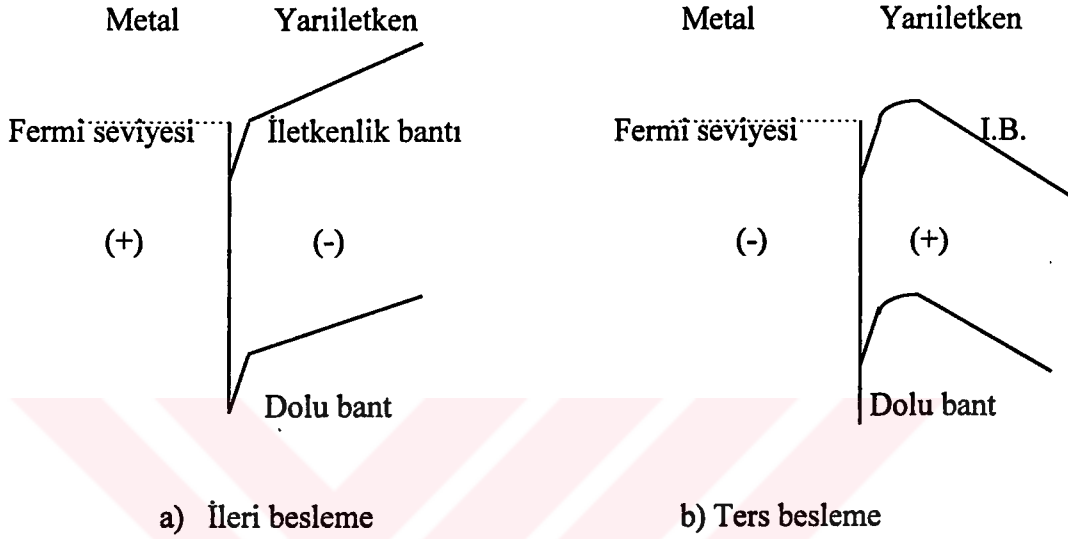


Şekil II.1-7  $\Phi_m < \Phi_y$  için, metal ile n-tipi yarıiletkenin, kontakta sonraki enerji bant diyagramı [9].

Termal denge kurulurken metalden yarıiletkene geçen elektronlar, yarıiletkenin yüzeyini negatif olarak yüklerler. Metalin temas yüzeyi ise, aynı miktarda pozitif olarak yüklü kalır. Yine bir çift tabaka meydana gelir. Ancak bu sefer, yarıiletkene ait seviyeler fazla bir

bükülme göstermezler. Çünkü yarıiletkenin iletkenlik bantında bol miktarda boş enerji seviyesi mevcuttur.

Şekil II.1-8 de ise, sisteme ileri ve ters besleme uygulanması halindeki durumu göstermektedir.



Şekil II.1-8 Metal ile n-tipi yarıiletken kontakına, ileri ve ters besleme uygulanması halindeki durum [9].

Bu durumda, aradaki potansiyel engeli küçük olduğundan bir taraftan diğer tarafa elektron geçişi zor olmaz. Yani elektron akımı hemen hemen engelsiz akar. Bu tür kontakta da Omik (Ohmic) kontak denir.

Sonuçta, kısaca denebilir ki, bir metal-yarıiletken kontakında, n-tipi yarıiletken için,

$$\Phi_m > \Phi_y \text{ ise kontak doğrultucu}$$

$$\Phi_m < \Phi_y \text{ ise kontak omik}$$

karakterdedir.

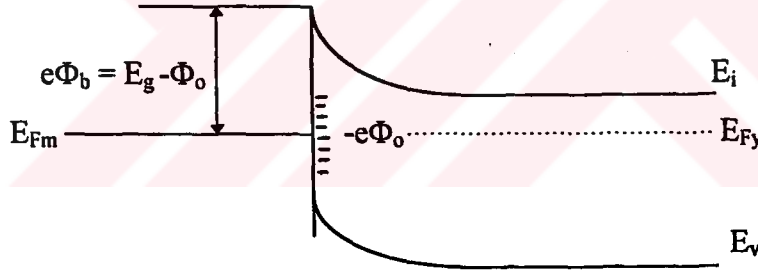
Şimdiye kadarki bahsedilenlere göre, n-tipi yarıiletken, için engel yüksekliğinin metal ve yarıiletkenin özelliklerine bağlı olduğu görüldü.

Bununla birlikte, deneysel olarak elde edilen sonuçlara göre, Tablo II.1-1 den de görülebildiği gibi, engel yüksekliği kullanılan metalden hemen hemen bağımsızdır.

Tablo II.1-1 Kullanılan metale göre engel yükseklikleri

Schottky Metal	n-Si	p-Si
Al (Aluminyum)	0.7	0.8
Ti (Titanyum)	0.5	0.61
W (Tungsten)	0.67	
Au (Altın)	0.79	0.25
PtSi	0.85	0.2
NiSi <sub>2</sub>	0.7	0.45

Bu, ideal olmayan yüzeylere dayanan bir modele göre nitel olarak anlaşılabilir [7]. Bu modelde, metal-yarıiletken arayüzeyi, kimyasal kusurlar (bir oksit filmi gibi), veya bozulmuş bağların varlığından doğan arayüzey durum yoğunluğuna sahiptir. Şekil II.1-9 da görüldüğü gibi, gerçek bir metal-yarıiletken arayüzeyinde, yasak enerji aralığı bölgesinde birçok arayüzey durumları vardır.



Şekil II.1-9 Gerçek metal-yarıiletken arayüzeyi [8].

Burada,  $\Phi_0$  şeklinde nötr bir seviye tarif edilmektedir.  $\Phi_0$ , kendi seviyesinden aşağıdaki arayüzey durumları dolu (işgal edilmiş), yukarısındaki arayüzey durumları boş ise nötr olma özelliğine sahiptir. Eğer, bant aralığında,  $\Phi_0$  civarındaki arayüzey durum yoğunluğu çok yüksek ise, o zaman yarıiletkene elektronların ilavesi veya yarıiletkendeki elektronların arınması, yüzeydeki Fermi seviyesinin durumunu değiştirmez ve Fermi seviyesinin  $\Phi_0$ 'da sabit tutulmuş olduğu söylenir. Bu durumda, Schottky engel yüksekliği,  $\Phi_0$  ve malzemenin bant aralığı tarafından belirlenir. Buna göre, engel yüksekliği,

$$e\Phi_b = E_g - e\Phi_0$$

(19)

olur ve bu, hemen hemen kullanılan metalden bağımsızdır.

Yukarıda anlatılan model, Schottky engel alçalmasının geçerli nedenidir. Bununla birlikte, arayüzey durumlarının oluşum mekanizmasının ve Fermi seviyesinin sabit tutulmasının detayları oldukça komplekstir.



## II.2 ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİNİN GÖZENEKLİ SİLİSYUMA UYGULANMASI

g-Si'un elektriksel özelliklerini en iyi şekilde belirlemek, sadece elektrolüminesans ve diğer fotosensitife elemanların dizaynında değil, g-Si'un yapısını anlamak bakımından da önemlidir. Buna rağmen, önceki yıllarda, g-Si üzerinde yapılan incelemelerin çoğu, g-Si'un optik özellikleri üzerine toplanmış, g-Si daki taşıyıcıların transport mekanizması ve diğer elektriksel özelliklerine yeterince ilgi gösterilmemiştir. Sadece son yıllardaki bazı çalışmalarda, g-Si'un akım-voltaj ve kapasitans karakteristiklerine yer verilmiştir. Yapılan bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar aşağıda kısaca verilmektedir.

### C-V Ölçümleri:

Kapasitans ölçümlerinin amacı, hem arınma bölgesinin durumu (oradaki elektron veya boşlukların durumu), hem de etkin taşıyıcı yoğunluğu hakkında bilgi edinmektir. Buna göre sıfır beslemedeki kapasite ölçümleri, taşıyıcı dağılımları hakkında bilgi verecektir. Mesela, yüzey bölgesi, taşıyıcılardan arınmış olduğu zaman daha düşük kapasite ölçülecektir. Zaten her bir numune tipinin kapasitif davranışının birbirinden farklı olması, bunlardaki taşıyıcı dağılımlarının farklı olduğunu göstermektedir. Mesela, R.C.Anderson ve arkadaşları [31], yaptıkları kapasitans ölçümlerinde, numune tipine göre kapasite değerlerinin farklı olduğunu ve  $n^+$ -tipi g-Si numunelerin,  $p^+$  ve  $p^-$ -tipi numunelere göre daha yüksek kapasiteye sahip olduklarını görmüşler ve bunu bir tablo halinde Tablo II.2-1 deki gibi sunmuşlardır. Tablodan da açıkça görülmektedir ki, ölçülen kapasite değeri,  $n^+$ - tipi numuneden  $p^-$ -tipi numuneye doğru, büyük ölçüde azalmaktadır. Tabloda,  $x_p$ , g-Si tabakasının kalınlığını,  $x_d$ , arınma genişliğini ve  $C_o$ 'da sıfır beslemedeki kapasite değerini göstermektedir.

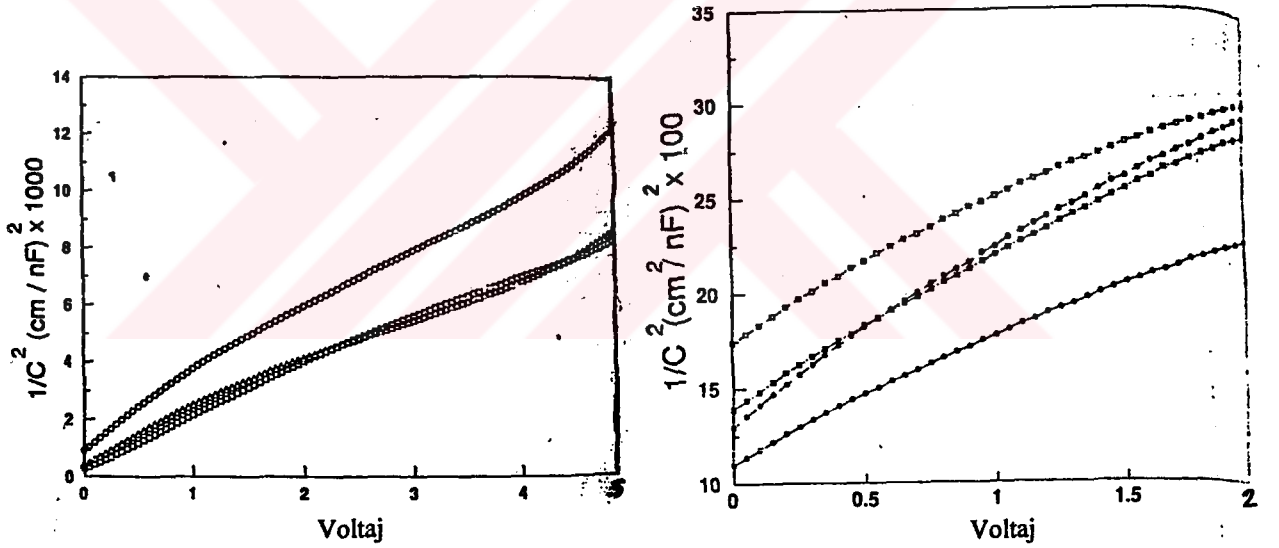
Tablo II.2-1 Sıfır beslemedeki kapasite ölçümleri

numune	$x_p$	$C_o$	$x_d$
$p^-$	2.3 $\mu\text{m}$	0.53 pF	4.3 $\mu\text{m}$
$p^+$	2.8	15	0.2
$n^+$	3.0	195	0.013

Aynı çalışmada, Anderson ve arkadaşları, sisteme bir gerilim uyguladıklarında, çoğunluk taşıyıcıları yüzeyden atılırken kapasite değerinin düştüğünü belirlemişler ve etkin taşıyıcı yoğunluğunu,  $1/C^2$  ile uygulanan voltaj arasındaki lineer ilişkiyi veren,

$$1/C^2 = 2(\Phi_b - V) / e\epsilon N\alpha^2 \quad (1)$$

formülünden hesaplamışlardır [31,32]. Burada C (pF), birim alandaki kapasite, e (C), elektronik yük,  $\epsilon$  (F/m), permittivite, N ( $\text{cm}^{-3}$ ), numunenin taşıyıcı yoğunluğu,  $\alpha$ , numunenin tüm alanı ile işlem yapılan alanı arasındaki oran ( $\alpha = A_{ef} / A_{proj}$ ,  $A_{ef}$ ; numunenin tüm alanı,  $A_{proj}$ ; numunenin işlem yapılan alanı),  $\Phi_b$  (eV), oluşan kontak potansiyeli ve V (volt) da uygulanan ters beslemedir. Şekil II.2-1 (a) ve (b) de, çalışmada elde edilen bazı veriler görülmektedir.



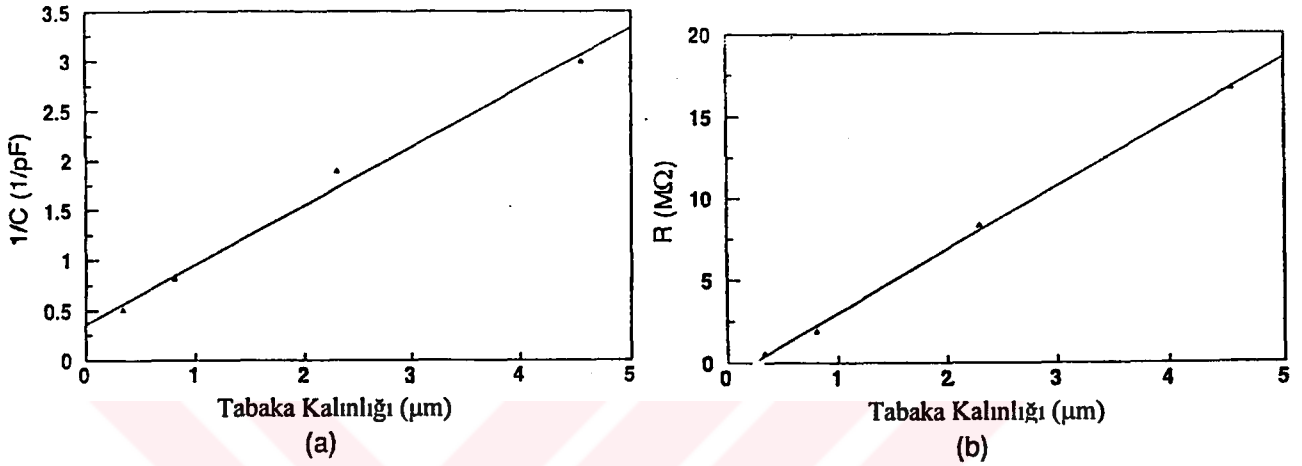
Şekil II.2-1 (a) p<sup>-</sup>-tipi ve (b) p<sup>+</sup>-tipi g-Si için, uygulanan geriliminin fonksiyonu olarak kapasite değerinin değişimi [31].

Grafiklerden elde edilen en iyi sonuçlar, Tablo II.2-2 de verilmektedir.

Tablo II.2-2 g-Si daki etkin kapasitör alanı

numune	N <sub>numune</sub>	$\alpha$
p <sup>-</sup>	$3-5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	0.2
p <sup>+</sup>	$3-9 \times 10^{18}$	0.07
n <sup>+</sup>	$3-9 \times 10^{18}$	0.4

Diğer taraftan, düşük kapasiteli p<sup>-</sup>-tipi numunelerde kapasitenin g-Si tabakasının kalınlığına bağlılığını incelenmişler ve şekil II.2-2 de görüldüğü gibi, kapasitenin, numune kalınlığına göre tersine değiştiğini tespit etmişlerdir. Buradan, numunedeki taşıyıcı arınmasının, gözenekli yüzeyin varlığından direk olarak etkilendiği sonucuna varılmıştır.



Şekil II.2-2 g-Si tabakasının p<sup>-</sup>-tipi g-Si'nin elektriksel özellikleri üzerindeki etkisi (a) kapasite, (b) direnç [31].

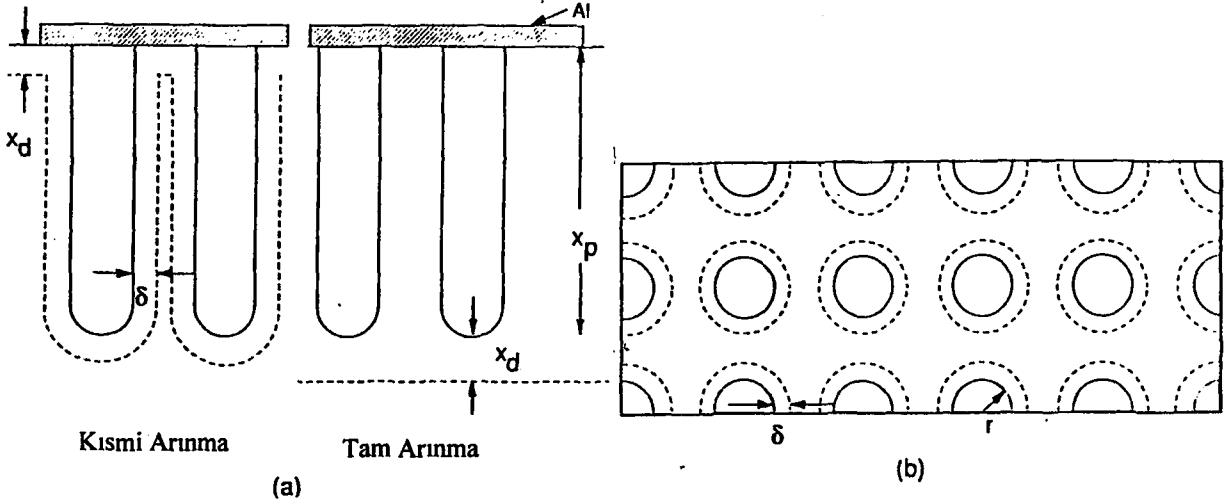
Diğer taraftan, Şekil II.2-2 (b) de görüldüğü gibi, g-Si kalınlığına göre sıfır beslemedeki direnç artışı, omik davranış göstermektedir. Anderson ve arkadaşları, g-Si kalınlığına göre dirençte meydana gelen bu artıştan, g-Si'nin öz direnci,

$$R = \rho(x_p/A) + R_c \quad (2)$$

formülünden hesaplamışlardır [31]. Burada R; sıfır dc beslemede ölçülen direnç, ρ; g-Si'nin öz direnci, A; kontak alanı, R<sub>c</sub>'de; g-Si'a göre seri halde olan dirençtir. Sıfır dc beslemede, değişik x<sub>p</sub>'lere göre elde edilen farklı direnç ölçümlerinden, p<sup>-</sup> tipi g-Si numunenin öz direnci, 1.6x10<sup>7</sup> Ωcm olarak elde edilmiştir.

R.C. Anderson ve arkadaşlarına göre, uygulanan sıfır beslemedeki taşıyıcı arınması, iki nedenden dolayı meydana gelmektedir. Birincisi, Alüminyum ile yarıiletken numune kontak haline getirildiği zaman kavşakta oluşan potansiyel, donör veya akseptör dopinginden birinden arınma ile sonuçlanmaktadır. İkincisi ise, p-tipi numunenin gözenekli yüzeyinde tuzaklanan pozitif yük ilave bir arınmaya neden olmaktadır. Bu pozitif yük, n-tipi numunenin gözenekli yüzeyinde tuzaklanan negatif yüklere eşittir. Sonuçta g-Si da

genellikle şekil II.2-3 de görülen farklı taşıyıcı konsantrasyonu şekilleri olduğu sonucuna varmışlar ve bu iki farklı durumu, tam arınma ve kısmi arınma olarak vermişlerdir.



Şekil II.2-3 Taşıyıcı konsantrasyon profilleri. (a) Tam olarak ve kısmen arınmış g-Si'un kesiti, (b) kısmen arınmış g-Si'un üstten görünüşü [31].

Bu iki farklı durum, tam arınma ve kısmi arınma olarak verilir. Şekil II.2-3 (a) nın sağ tarafında görülen tam arınmış tabaka, gözenek yüzeyinde, dolu tuzaklar ve iyonize dopant atomları içermektedir. Sonuçta, gözenekli tabakadaki net katkı yoğunluğu  $N_p$ , birim alanda, tam olarak dolu olan tuzak yoğunluğu  $N_t'$ 'ye ve numunedeki akseptör yoğunluğu  $N_a$ 'ya bağlı olarak,

$$N_p = \alpha N_t' - (1 - \pi_0) N_a \quad (3)$$

şeklinde verilmektedir. Burada,  $\alpha$ , g-tabakanın spesifik yüzey alanı (gözenek içeren yüzey bölgesinin numune hacmine oranı),  $\pi_0$ , porosity veya gözeneklerin hacim kesiridir. Sonuçta, etkin katkı yoğunluğu  $N_p$ , g-Si tabaka kalınlığının her tarafına uniform olarak dağılmış olan pozitif büyüklüktür.

Şekil II.2-3 (a) nın sol tarafında görülen diğer durum ise, kısmi g-Si arınmasını göstermektedir. Şekilde de görüldüğü gibi, uzay yük bölgesinin şekli planar değildir ve  $\delta$ -kalınlıklı arınma bölgesi, herbir gözeneği kuşatmaktadır. Bu durumda, en yüksek plaka ile numune arasında ölçülen kapasite, plaka ile arasındaki mesafe  $x_d$  olan gözenekler arasındaki arınmamış bölge tarafından belirlenmektedir. Eğer  $x_d$ ,  $x_p$  den çok küçük ise birim alandaki kapasite,

$$C = \epsilon_s \alpha / x_d$$

ile verilir.

Şekil II.2-3 (b) de ise, kısmen arınmanın meydana geldiği durumda g-Si'un üstten görünüşünü göstermektedir.

p<sup>+</sup>-tipi numunede oluşan g-Si'un, hem sıfır beslemedeki hem de gerilime bağlı kapasitif davranışları, p<sup>-</sup>-tipi numunede oluşan g-Si da incelenen kapasitif davranışdan büyük ölçüde farklıdır. Sıfır baysdaki kapasite değerinden elde edilen, arınma derinliği, Tablo II.2-1 de de görüldüğü gibi, g-Si tabaka kalınlığından çok daha küçüktür. Bu sonuçlar, yukarıda bahsedilen kısmi arınma durumuna uygundur.

Bu ölçümlerin sonuçları, 3 değişik tipteki numune için kısaca özetlenirse;

a) p<sup>-</sup>-tipi numunede oluşan g-Si da sıfır beslemedeki kapasite ve iletkenlik farklılıkları, gözenekli tabakanın, serbest taşıyıcılardan tamamen arınmış olduğunu göstermektedir. Direnç ölçümlerinden elde edilen sonuca göre, p<sup>-</sup>-tipi gözenekli malzemenin öz direnci,  $\rho=1.6 \times 10^7 \Omega \text{cm}$ 'dir.

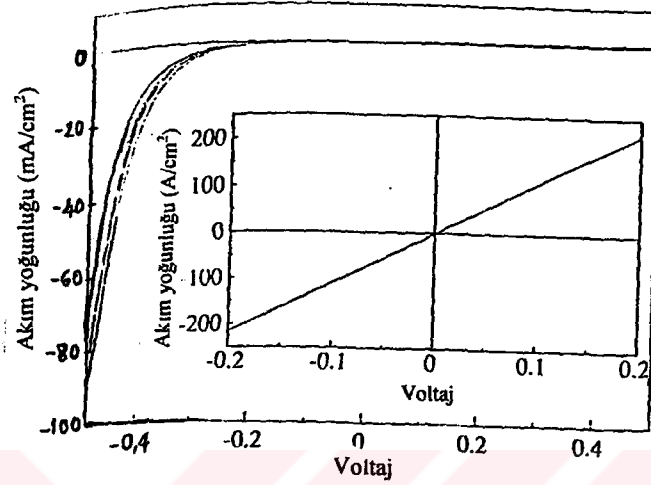
b) p<sup>+</sup>-tipi numunede oluşan g-Si da uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak ölçülen kapasite değerinden belirlenen net taşıyıcı yoğunluğu, g-Si tabakasının, boşluklardan kısmen arınmış olduğunu ve arınma bölgesinin her bir gözenegi kuşatmakta olduğunu göstermektedir.

c) n<sup>+</sup>-tipi Si da meydana gelen g-Si daki kapasite ölçümlerine göre ise, taşıyıcıların, gözenek oluşumu ile arınmadığı görülmektedir.

### I-V Ölçümleri:

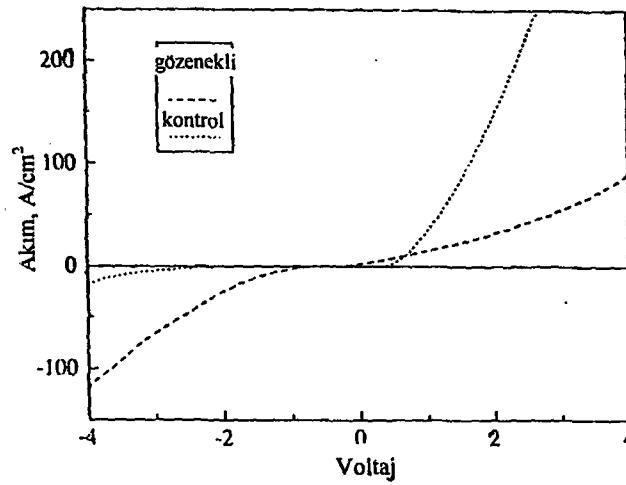
Diğer bir elektriksel özellik araştırması da, g-Si'un, I-V karakteristiklerinin incelenmesi dayanmaktadır. I-V ölçümlerinden de, g-Si'un yapısı hakkında bir bilgi edinilmeye çalışılmaktadır. Bu konudaki ilk çalışma da, 1991 yılında, R.C.Anderson ve arkadaşları [31] tarafından yapılmıştır. Bunlar, yaptıkları I-V ölçümlerinden, g-Si ile Al kontak arasında oluşan kontak tipini belirlemede faydalanmışlardır. Elde ettikleri sonuçları, üzerinde anodik işlem yapılmamış kontrol numunesi ile karşılaştırmışlardır. Değişik tipte numuneleri incelediklerinde, esasen farklı davranış gözlemiş olsalar da, özellikle, ilginç bir durum, p<sup>+</sup>-tipi g-Si da görmüşlerdir. Bu durum, şekil II.2-4 de gösterilmiştir. Şeklin içerisine konan

$p^+$ -Si kontrol elemanının I-V eğrisinin şekli, kaplanan Alüminyum ile  $p^+$ -Si arasında omik bir kontak oluştuğunu gösterirken, dış taraftaki eğri,  $p^+$ -tipi g-Si da blocking bir kontak oluştuğunu göstermektedir.



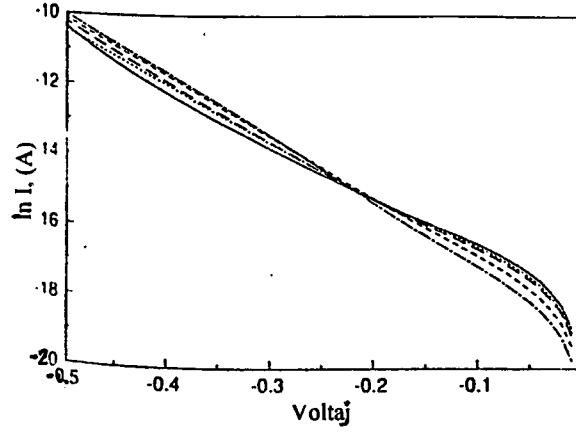
Şekil II.2-4  $p^+$ -tipi g-Si'un I-V eğrisi [31].

$p^-$ -tipi numunede oluşan g-Si yapının akım - voltaj grafiği de  $p^+$ -tipi numuneninki ile aynı sonucu verse de,  $n^+$ -tipi numunenin kontrol test elemanı, şekil II.2-5 de de görüldüğü gibi, bir doğrultucu gibi davranmaktadır. Şekilden görüldüğü üzere,  $n^+$ -tipi g-Si'un da, akım - voltaj eğrisi lineer değildir ve kontrol numunenin akım - voltaj eğrisine benzemektedir.



Şekil II.2-5  $n^+$ -tipi Si'un hem gözenekli hem de gözenekli olmayan yapısının I-V karakteristiği [31].

Şekil II.2-6 ise, p<sup>+</sup>-tipi g-Si'un, düşük ters besleme değerlerindeki logaritmik I-V grafiğini göstermektedir. Anderson ve arkadaşları bu grafikten yararlanarak, aşağıda bahsedilen doymuş akım yoğunluğunun belirlemişlerdir.



Şekil II.2-6 p<sup>+</sup>-tipi g-Si'un logaritmik I-V eğrisi [31].

Sze [23], tarafından verilen ve metal-yarıiletken kontaklarındaki akım iletimini tarif eden (termal potansiyelin çok yukarısında uygulanan tüm potansiyeller için, akım yoğunluğu, uygulanan besleme ile ilişkili olabilir) denklem,

$$I = I_s [e^{eV/nkT} - 1] \quad (4)$$

şeklindedir. Burada I; akım yoğunluğu, I<sub>s</sub>; doymuş akım yoğunluğu, e; elektronik yük, V; uygulanan potansiyel, n; ideallik faktörü, k; Boltzmann sabiti ve T'de; mutlak sıcaklıktır. Hem termoyonik hem de yük taşıyıcılarının difüzyonuna dayanan, doymuş akım yoğunluğu ifadesi,

$$I_s = A^{**} T^2 e^{-e\Phi_b / kT} \quad (5)$$

ile verilir. Burada Φ<sub>b</sub>; engel yüksekliği, A<sup>\*\*</sup> da etkin Richardson sabitidir. Denk.11'deki ideallik faktörü n, termoyonik emisyon-difüzyon birlikteliğinden ayrılabilir. Çünkü, hem Schottky engel alçalması hem de Richardson sabiti uygulanan beslemenin fonksiyonlarıdır. Buna göre, ideallik faktörü,

$$n \equiv (q/kT)(\partial V/\partial \ln J) = [1 + (\partial \Delta \Phi/\partial V) + (kT/q)(\partial \ln A^{**}/\partial V)]^{-1} \quad (6)$$

ile verilir. Burada  $\Delta \Phi$ , Schottky engeli alçalma miktarıdır. Eğer, etkin Richardson sabiti için belli bir değer alınır ise, engel potansiyeli, denk.5 den kabaca tahmin edilebilir. Anderson ve arkadaşlarının, I-V ölçümlerinden elde ettikleri datalara göre, yukarıdaki denklemleri kullanarak ve şekil II.2-6 dan yararlanarak elde ettikleri veriler Tablo III.2-3 de verilmiştir.

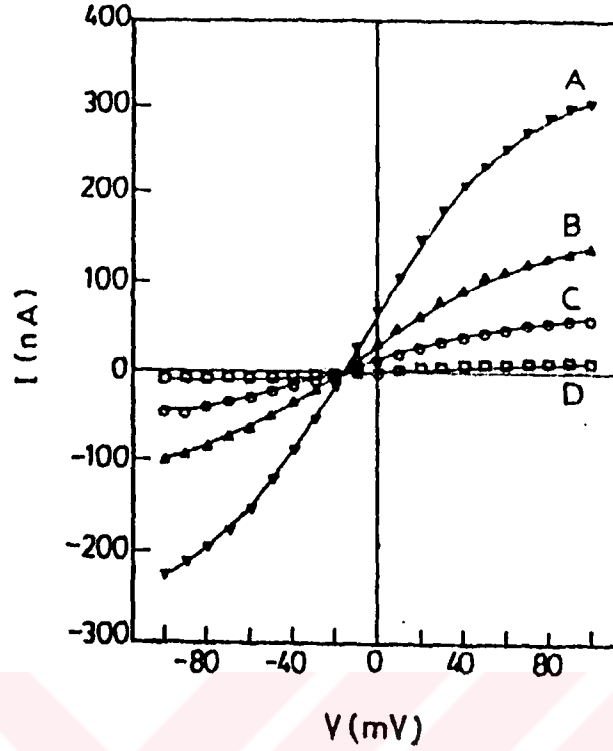
Tablo III.2-3 I-V Ölçümlerindeki Parametreler

numune	$I_s$	n	$\Phi_b$
p <sup>-</sup>	$1.7 \times 10^{-6} \text{Acm}^{-2}$	4.4	760 mV
p <sup>+</sup>	$2.5 \times 10^{-5}$	2.4	690
n <sup>+</sup>	$8.4 \times 10^{-2}$	6.1	480
n <sup>+</sup> (kntrl)	$2.0 \times 10^{-5}$	1.6	700

Sonuçlar, metal-n-tipi g-Si kavşaklar, omik olma eğiliminde iken, metal-p-tipi g-Si kavşaklar Schottky kavşak gibi davrandığını göstermektedir. Bu sonuçlara rağmen, g-Si daki taşıyıcıların transport mekanizması ve I-V karakteristikleri üzerinde detaylı bilgi yoktur.

1993 yılında, C.C. Yeh ve arkadaşları [33], g-Si'un, farklı ışık yoğunlukları altındaki elektriksel transport özelliği üzerine bir çalışma sundular. Şekil II.2-7, ışık yoğunluğunun akım - voltaj eğrileri üzerindeki etkisini göstermektedir.

Şekilde, boş kare ile gösterilen D eğrisi, karanlıkta ölçülen I-V eğrisidir. Bu eğri, koordinatların sıfır noktasından geçer ve iletkenlik oldukça düşüktür. Işık yoğunluğunun büyüklük mertebesi de  $A > B > C$  sırasındadır. Numune, bir dc ışık kaynağı ile aydınlatıldığında, ışık yoğunluğunun artışı ile iletkenliğin de arttığı görülmektedir. Onlara göre, iletkenliğin artışı, "bulk" Si'un özelliğinden öte g-Si oluşumunun neticesidir. Çünkü, işlem yapılmamış referans numunesinde ışığa karşı bir tepki gözlenmemiştir. Bununla birlikte, g-Si bölgesi ışık ile aydınlatıldığı zaman g-Si'un fotoiletkenliğindeki büyük değişimden dolayı, ışık yoğunluğunun artması ile gözenekli bölgeden geçen akım, ışık yoğunluğuna uygun olarak artacaktır.



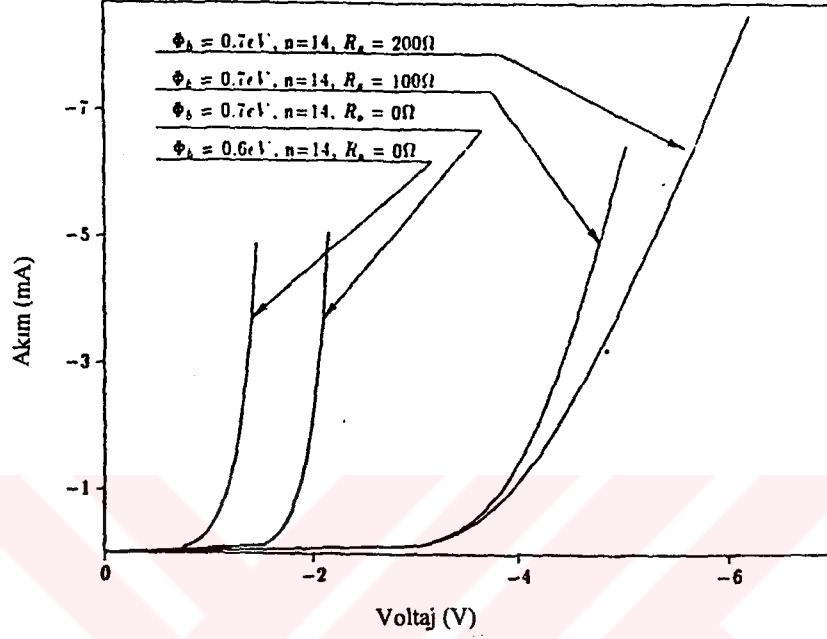
Şekil II.2-7 Farklı ışık yoğunluklarında, g-Si'un I-V eğrileri [33].

C.C.Yeh ve arkadaşları, benzer davranışları amorf Si da da gözlemlediklerinden, bu fotovoltajik olayın, amorf Si daki gibi, bant aralığı durumlarının veya bant aralığı sıçramasının neticesi olabileceğini düşünmüşlerdir.

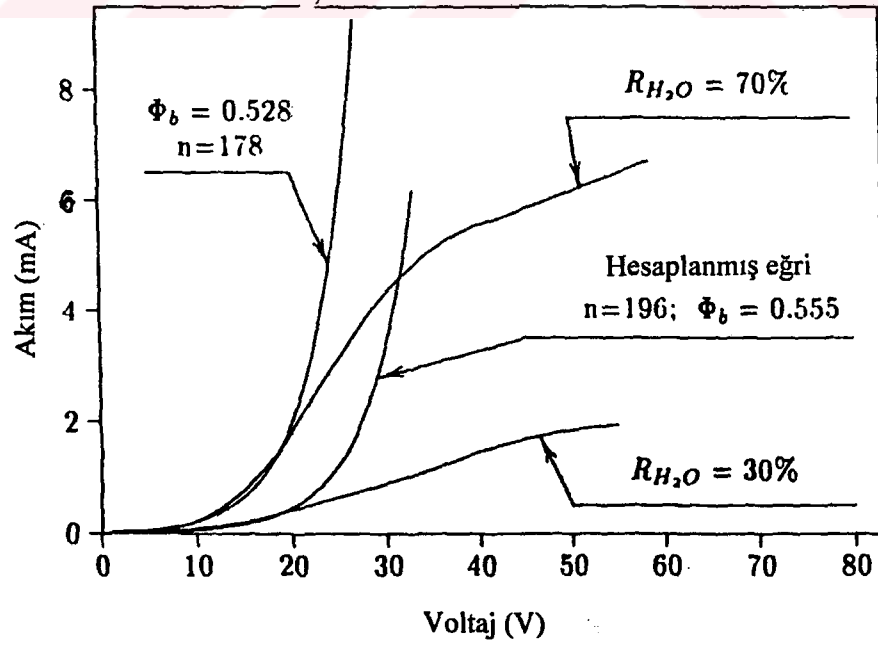
1995 yılında, D.B.Dimitrov'da [34], farklı rutubetdeki ortamlarda g-Si yapılarının akım - voltaj karakterlerini incelemiştir. Dimitrov'un elde ettiği akım-voltaj eğrileri, şekil II.2-8 de verilmektedir. İleri beslemede ölçülen I-V eğrilerinin Schottky diyot karakteristiğine çok benzediği ve yapının rutubete karşı duyarsız olduğu görülmüştür.

Şekil II.2-9 da görülen ters beslemedeki ölçümlerde ise, rutubete karşı güçlü bir bağıllık olduğu belirlenmiştir. Ters I-V karakterlerinin iki farklı voltajdaki çizimlerinin sadece paralel bir değişiklik vermesinden, rutubetin ters beslemedeki akım üzerindeki etkisinin metal-g Si-Si yapısında elektriksel olarak yüklenmiş taneciklerin hareketinden dolayı olmadığı sonucuna varılmıştır. Ters akımın ortamdaki rutubete güçlü bir şekilde bağıllığı ve rutubetin ileri akım üzerinde bir etkisinin olmayışından, rutubetin etkisinin metal elektrot ile g-Si tabaka arasında oluşan Schottky kavşağının yüzey-uzay yükü bölgesi ile birleşmiş rekombinasyon- generasyon akımı ile ilgili olduğunu düşünülmüştür. g-Si-"bulk"Si engelinden geçen akımın, Sze tarafından verilen termoyonik emisyon denkleminde (denk.

II.2-11) uyduğu kabul edilerek hesaplanan eğri, şekil II.2-9 da da görüldüğü üzere, deneysel verilere çok iyi uymaktadır.



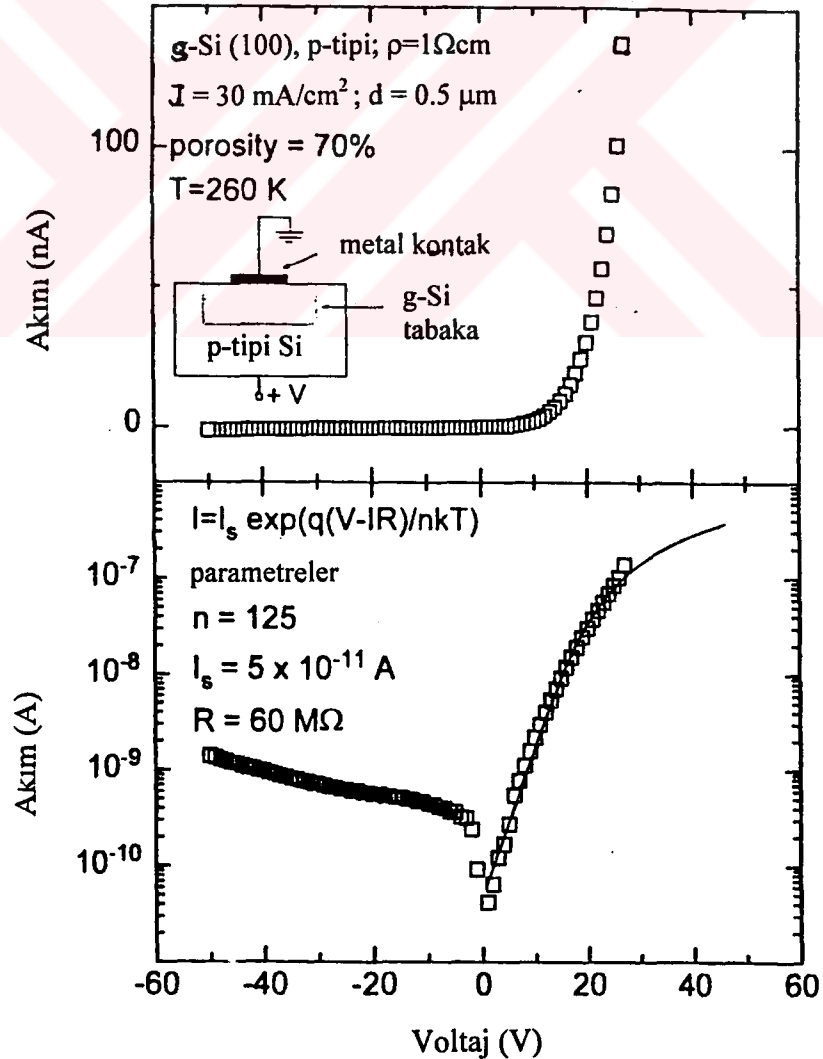
Şekil II.2-8 M-gSi-S yapılarının ileri I-V karakteristikleri [34].



Şekil II.2-9 M-gSi-S yapısının ters I-V karakteristikleri [34].

Bu hesaplamalardaki ideallik faktörü metal-g-Si kavşağından beklenenden çok yüksektir. Bununla birlikte, Dimitrov'a göre, bu yüksek değer, g-Si arayüzeyindeki arayüzey durum yoğunluğunun yüksek olmasından dolayı beklenmelidir. Dimitrov [34], ters I-V eğrilerinin analizinden, arınma bölgesinde üretilen akımın, arınmış g-Si-"bulk" Si bölgesindeki üretim merkezlerinin varlığından dolayı meydana geldiğini düşünmüştür. Ayrıca, ters I-V eğrilerinin, g-Si-"bulk" Si sınırında bir enerji bant aralığı sıçramasının mevcudiyetini gösterdiğini ve bu bant aralığı sıçramasının da, g-Si ile "bulk" Si arasındaki enerji bant aralığı farkından dolayı meydana geldiğini ileri sürmüştür. Dimitrov, bu sonuçlardan da, g-Si-"bulk" Si kavşağının, farklı yasak bant aralığına sahip iki yarıiletken arasındaki bir hetero kavşak gibi davrandığını düşünmektedir.

Yine 1995 yılında, M.Ben-Chorin ve arkadaşları[35], metal-g-Si yapısının I-V karakterini incelemişlerdir. Elde ettikleri I-V eğrileri, şekil II.2-10 da gösterilmiştir.



Şekil II.2-10 0.5  $\mu\text{m}$  kalınlığındaki g-Si numunenin I-V karakteristiği [35].

Bunlar, yaptıkları incelemelerde, akımın, metal-yarıiletken arayüzeyinde bir Schottky engeli tarafından sınırlanmış olduğu fikrinin yanlış olduğunu belirtmişler ve g-Si iletkenliğinin elektrik alana bağlı olduğu şeklinde alternatif bir öneri sunmuşlardır. M.Ben-Chorin ve arkadaşları olayı kısaca şu şekilde açıklamaktadırlar. Şekil II.2-10'a göre, I-V karakteristiğinin doğrultucu bir özelliğe sahiptir. Böyle bir karakteristiği, genellikle bir diyot ile direnç'in seri haldeki kombinasyonu göstermektedir. Bu durumda,

$$V_{\text{toplam}} = IR + (nkT / q) \ln (I / I_s) \quad (7)$$

Burada  $I_s$ , sıfır baysdaki doyma akımıdır. Bu denklemden, ikinci terimin üstün olduğu farz edilir ise,  $\ln I$ 'nin  $V$ 'ye göre çizimi lineer olur ve onun eğiminden, ideallik faktörünün değeri bulunabilir. Denk.7'ye dayanan bir durum, şekil II.2-10 da koyu çizgi ile gösterilmiştir. Bu durumdan hesaplanan ideallik faktörü 125, direnç de 60 M $\Omega$  dur. M.Ben-Chorin, bu kadar yüksek bir direncin yüksek öz dirençli g-Si tabakasının da hesaba katılmış olmasından dolayı olabileceğini ancak yüksek ideallik faktörünün, metal yarıiletken teorisi içerisinde açıklanamıyacağını düşünmektedir. İdeallik faktörünün çok büyük oluşu, uygulanan voltajın çoğunun, engel üzerine değil de g-Si tabaka üzerine düştüğünü bu yüzden de g-Si iletkenliğinin uygulanan voltaja bağlı olacağını ifade etmektedir.

Kalın tabakalı numuneler, uygulanan tüm voltajlar da, yüksek bir direnç gösterdiğinden, akım bu direnç tarafından sınırlanır ve simetrik karakteristikler meydana çıkar. Simetrik karakter ise, akımın, her iki voltaj polaritesinde aynı büyüklüğe sahip olması demektir. Bu, numunelerdeki transportun "bulk" tarafından kontrol edildiğini ve g-Si iletkenliğinin elektrik alana güçlü bir şekilde bağlı olduğunu gösterir. Bu davranışın, hopping iletkenliğinin arttırdığı elektrik alandan dolayı olduğu ileri sürülmektedir.

Diğer taraftan, M.Ben-Chorin ve arkadaşları, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunu çok yüksek olarak bulmuşlardır ( $10^{19}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-3</sup>). Onlara göre, bundan dolayı, metal-g-Si arayüzeyinde arınma meydana gelmemelidir. Ancak, yüksek durum yoğunluğu g-Si - "bulk" Si sınırındaki Fermi seviyesinin hareketini sınırladığından, "bulk" Si içerisinde bir arınmaya ve bant eğrilmesine neden olacaktır.

İnce tabakalar içinse, g-Si'un direnci düşüktür ve akım, diyotun doyma akımını aşabilir. Bundan dolayı, ters beslemede, akım, diyot tarafından sınırlanacak ve doğrultucu karakterler meydana gelecektir. Uygulanan voltaj, engelden çok daha büyük olduğunda, denk.7'deki

diyot teriminin ihmal edilebileceği düşünölmektedir. Bu durumda, toplam voltaj, direnç üzerine düşer ki, bu elektrik alana güçlü şekilde bağlıdır.

Sonuçta, doğrultucu davranışın "bulk" Si numunedeki arınma tabakasından ileri geldiği düşünölmektedir. g-Si - "bulk"Si arayüzeyi bir bakıma, Schottky diyot gibi davranmaktadır.



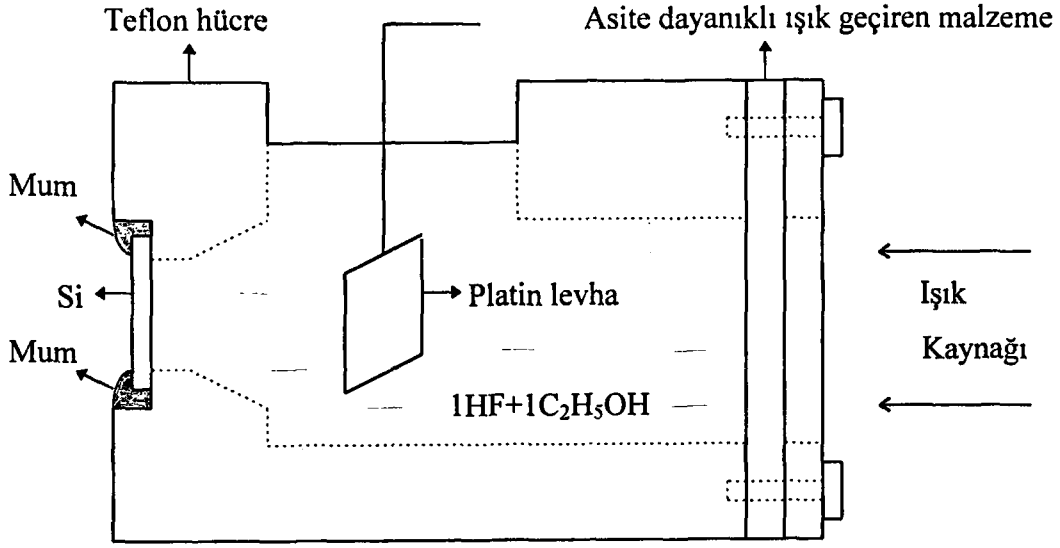
## II.3 DENEY DÜZENEGİ ve DENEYDE KULLANILAN YÖNTEMLER

Önceki bölümlerde verilen bilgilere göre, tek kristal Si, elektrokimyasal anodizasyon sonucunda, yüksek yüzey alanlı bir malzeme haline dönüşmekte ve fiziksel yapıdaki bu değişim de "bulk" Si'un birçok karakterini değiştirmektedir. Nitekim, g-Si'un birçok karakterinin "bulk"Si dan büyük ölçüde farklı olduğu ve g-Si yapısının ve bu yapının özelliklerinin, akım yoğunluğuna, HF asit konsantrasyonuna, numunenin asal taşıyıcı konsantrasyonuna ve kristal oryantasyonuna ve deneyden sonraki ortama bağlı olduğu literatür taramalarında açık bir şekilde görülmüştür (bak. bölüm I.3 ve 4).

Bu çalışma, elektrokimyasal anodizasyon yöntemi ile HF asit çözeltisi içerisinde, farklı sabit akım yoğunlukları altında g-Si yapısının elde edilmesi ve bu yapının elektriksel özelliklerinin incelenmesi esasına dayanmaktadır. Deneylerde iki farklı akım yoğunluğunun kullanılmasının nedeni, düşük akım yoğunluğunda oluşan yapı ile yüksek akım yoğunluğunda oluşan yapıyı karşılaştırarak, akım yoğunluğunun g-Si yapısı ve yapının elektriksel özellikleri üzerinde etkisi olup olmadığını incelemek içindir. Bunun için ilk yapılan işlem deneylerde kullanılacak olan asite dayanıklı bir hücrenin dizayn edilmesi oldu.

### II.3-1 Reaksiyon hücresinin hazırlanması :

Hücrenin yapımında 60mm çapında, 80mm uzunluğunda silindirik bir teflon kullanıldı. Hücre, şekil II.3-1.1 de görülen biçimde dizayn edildi. Literatürde daha farklı şekilleri de bulunan hücrenin bu şekilde dizayn edilmesinin amacı, anodizasyon esnasında kullanılan ışık kaynağını asit buharına karşı korumaktır. Hücrenin ön tarafında, numunenin yerleştirileceği yere, 15 mm uzunluğunda 10x10 mm<sup>2</sup> lik bir delik açıldı. Numunenin kenarlarında meydana gelebilecek gölgelenmeye engel olmak için deliğin teflon hücre içerisinde kalan kısmının bir bölümü kenarlarına pah verildi. Arka tarafa da, numune yüzeyine ışık gönderilebilmesi için 40mm çapında bir pencere açıldı. Bu pencere önüne iki teflon parça arasına sıkıştırılan asitten etkilenmeyen ışığı geçiren bir malzeme (pleksi-glass) yerleştirildi. Bu sayede ışık kaynağının asit buharından direk olarak etkilenmesi önlenmiş oldu. Diğer taraftan, referans elektrotun ve çözeltinin içeri yerleştirilebilmesi için hücrenin üst kısmına bir kanal açıldı. Ayrıca, düzenek, elektrolit çözelti ile numunenin arka yüzeyi üzerindeki kontağın birbirleri ile temas etmesini de engelleyecek şekilde dizayn edildi.



Şekil II.3-1.1 Elektrokimyasal deney düzeneği

Teflon hücre hazırlandıktan sonra g-Si yapı elde edilmeye çalışıldı. Gözenekli yapının elde edilmesi ile ilgili durum aşağıda verilmektedir.

### II.3-2 Gözenekli yapının elde edilişi :

Deneylerde, Sb katkılanmış, (111) oryantasyonuna sahip, 0.006-0.015  $\Omega\text{cm}$  öz dirençli, n-tipi Si kullanıldı. Kristal kesme aletinde, 13x13 mm<sup>2</sup> ebatında kesilen numuneler, mumlardan arındırıldıktan sonra, 1NH<sub>3</sub>+1H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>+4H<sub>2</sub>O çözeltisinde 15 dakika kaynatılarak iyice temizlendi. Temizlenen numuneler, de-iyonize su ile iyice çalkalandıktan sonra, buharlaştırma makinesi içerisine konuldu ve uniform bir akım dağılımı sağlamak amacıyla, arka yüzeylerine ~600 °A kalınlığında Al kaplandı. Al ile kaplanan bu yüzey üzerine "Silver loaded epoxy" ile kontak alındıktan sonra, numuneler, sırayla, şekil II.3-1.1 de görülen teflon hücrenin ön kısmına yerleştirildi ve asit sızdırmaması için, numunenin yerleştirildiği kısmın kenarları asite dayanıklı mum ile kaplandı. Anodizasyondan önce, numuneler ince oksit tabakasından arındırılmak için, 5 dakika seyreltik HF asit (1HF+4H<sub>2</sub>O) çözeltisi içerisinde tutuldu. Bu işlemten sonra, numuneler saf su ile çalkalandı ve teflon hücreye anodizasyon işleminde kullanılacak olan çözelti kondu. Anodizasyonda %38 lik HF ile %99 luk etanolün 1:1 oranındaki karışımı (1HF+1C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH çözeltisi) kullanıldı. Ve anodizasyon, 5 ile 30 mA/cm<sup>2</sup>'lik iki farklı akım yoğunluğunda gerçekleştirildi. Bu iki kritik akım yoğunluğu rastgele seçilmiş olmayıp bir çok farklı akım yoğunluklarında yapılan

denemeler sonucunda belirlenmiştir. Sonuçta, bu çalışmadaki deney şartlarında, kritik akım yoğunluğunun maksimum değerinin  $30 \text{ mA/cm}^2$  minimum değerinde  $5 \text{ mA/cm}^2$  olduğu tespit edildi. Aradaki akım yoğunluklarında da gözenekler meydana gelirken,  $5 \text{ mA/cm}^2$  den küçük ve  $30 \text{ mA/cm}^2$  den büyük akım yoğunluklarında gözenek oluşumu gözlenmedi.

Anodizasyon esnasında, ışık kaynağı olarak 250W'lık tungsten lamba kullanıldı. Bu kaynak, deney esnasında, numuneden 15cm uzağa yerleştirildi. Işık kaynağının 15 cm den daha uzağa yerleştirildiğinde de gözeneklerin meydana geldiği ancak yüzeyde adacıklar şeklinde çatlamların olduğu görüldü. Işık kaynağı kullanılmadığında ise gözenek oluşumu gözlenmedi. Diğer taraftan, "Pleksi-glass"a zarar vermemesi için kaynak 15cm den daha yakına getirilmedi.

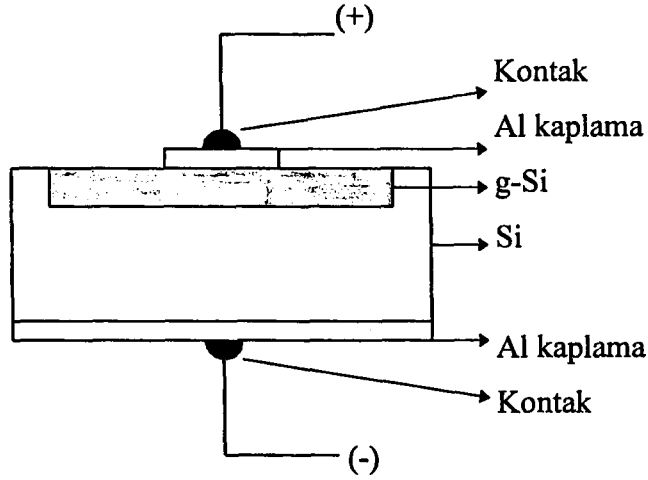
Deneylerde, referans elektrot olarak, numuneden 3 cm uzağa yerleştirilmiş olan bir platin levha kullanıldı. Anodizasyon 15 dakikada gerçekleştirildi. Anodizasyon esnasında bir gaz çıkışı gözlemlendi. Bu çalışmada üzerinde inceleme yapılmayan bu gazın literatürdeki bilgilere göre Hidrojen gazı olduğu söylenmektedir. Anodizasyondan sonra, teflon hücreden çıkartılan numuneler, etanol ile 2 dakika çalkalandıktan sonra açık havada kurutuldu.

p-tipi Si numunelerde üzerinde, farklı çözeltilerde ve akım yoğunluklarında yapılan deneylerde, numune yüzeyinde her seferinde çok ince sarı bir toz tabakasının oluştuğu görüldü. Bu çalışmada p-tipi Si kullanılmamasının nedeni, anodizasyon işlemine tabi tutulan numunelerin SEM de çekilen resimlerinde gözenek oluşup oluşmadığının tam olarak görülebilmesi dolayısıyla da, gözenek çapı ve yoğunluğu hakkında bir fikir edinilememesindedir. Zira bu durumda, oluşan yapılar arasında bir kıyaslama yapılamayacaktır. Diğer taraftan, daha iyi görüntülerin elde edilebileceği TEM (Transmission Electron Microscope) in olmaması da, p-tipi Si üzerinde çalışma yapılamamasında bir neden teşkil etmektedir.

Daha sonra elde edilen g-Si yapıların kapasitans ve I-V karakterizasyonları incelendi. Elektriksel ölçümler ile ilgili durumlar aşağıda verilmektedir.

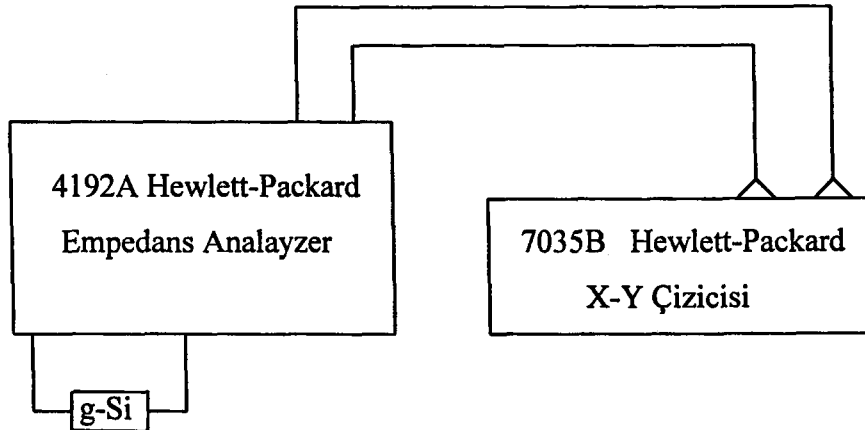
### II.3-3 Elektriksel ölçümler:

Ölçümlerden önce, oluşturulan gözenekli yapının üzerinde,  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 'lik bir alana  $\sim 1000^\circ \text{A}$  kalınlığında Al kaplandı. Tüm elektriksel ölçümler, şekil II.3-3.1 deki gibi, numunenin gözenekli yüzeyi üzerindeki Al kaplı alan ile numunenin arka yüzeyindeki kontak alanı arasında, karanlık bir ortamda gerçekleştirildi.



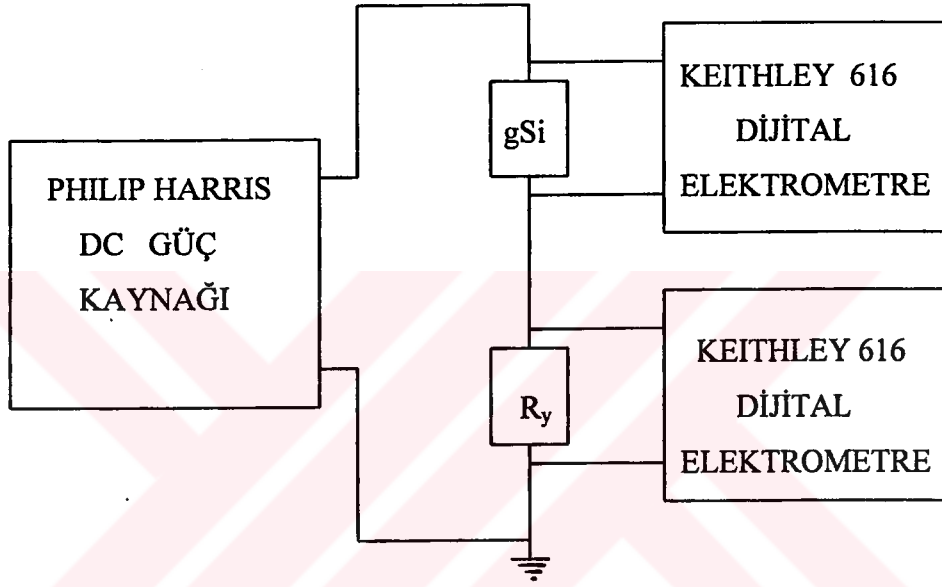
Şekil II.3-3.1 Elektriksel ölçüm konfigürasyonu

Kapasite ölçümleri için, 5Hz-13MHz'lik empedans analizyer kullanıldı. Denejde, kapasite ölçümleri esnasında, iki kontak arasındaki voltaj, -5 V'dan +5V'a kadar taranırken, datalar bir X-Y çizicisi ile kaydedildi. Ölçümler esnasında frekans 1MHz de sabit tutuldu. Çünkü, 100 kHz'in aşağısındaki frekans değerlerinde dalgalanmaların çok olması, 3 MHz'in yukarısındaki frekans değerlerinde C-V ölçümünün sadece düz bir çizgi vermesinden dolayı iyi ölçüler alınamadı. Aradaki değerlerde ise çok az farklılıklar olmakla birlikte birbirine yakın grafikler elde edildi. Denejde kullanılan kapasite ölçüm düzeneğinin şekli, şekil II.3-3.2 de verilmiştir.



Şekil II.3-3.2 C-V Ölçüm düzeneği.

Akım-voltaj ölçümleri de, iki adet elektrometre ve bir adet 25V'lık dc güç kaynağı kullanılarak gerçekleştirildi. Numunelerin  $M\Omega$ 'lara kadar çıkan dirençlerinden dolayı iç direnci yeterince büyük olan elektrometreler ( $G\Omega$  lar mertebesinde) tercih edildi ve  $1k\Omega$ 'luk bir yük direnci kullanıldı. Deneyde, voltaj 0'dan numunenin kırılma voltajına kadar taranırken, ölçülen akım değerleri kaydedildi. Deneyde kullanılan akım-voltaj ölçüm düzeneği de, şekil II.3-3.3 de gösterilmektedir.



Şekil II.3-3.3 I-V Ölçüm Düzeneği.

### III. DENEYSEL BULGULAR

Yapılan deneylerde, düşük akım yoğunluğu ( $5\text{mA/cm}^2$ ) ve yüksek akım yoğunluğu ( $10\text{mA/cm}^2$ ) altındaki 15 ve 30 dakikalık elektrokimyasal anodizasyonlar sonucunda, Si numune yüzeyinde gri renkte gözenekli bir yapı elde edilmiştir. Elde edilen bu yapıların, SEM (scanning electron microscope)'de çekilen yüzey ve kesit görüntüleri, şekil III.1 de gösterilmektedir.

Şekil III.1 (a) ve (c) deki yüzey görüntülerine göre, oluşan gözeneklerin çaplarının düşük akım yoğunluğu ( $5\text{mA/cm}^2$ ) için  $0.3-0.8\ \mu\text{m}$ , yüksek akım yoğunluğu ( $30\text{mA/cm}^2$ ) için de  $1-3\ \mu\text{m}$  arasında olduğu belirlenmiştir. Yine bu görüntülerden gözenek yoğunluğu (porosity), düşük akım yoğunluğunda anodize edilen numune için yaklaşık % 40, yüksek akım yoğunluğunda anodize edilen numune için de yaklaşık % 60 olarak hesaplanmıştır.

Şekil III.1 (b) ve (d) de ise numunelerin kesit görüntüleri görülmektedir. Buradan g-Si tabaka kalınlığının 15 dakikalık anodizasyon sonucunda, her iki akım yoğunluğu için de yaklaşık  $4\ \mu\text{m}$  olduğu tespit edilmiştir.

Bu sonuçlar, Tablo III.1 de özetlenmiştir.

Tablo III.1 G-Si yapısının, akım yoğunluklarına göre değişimi

Akım yoğunluğu	Gözenek çapı	Tabaka kalınlığı	Porosity
$5\text{mA/cm}^2$	$0.3-0.8\ \mu\text{m}$	$4\ \mu\text{m}$	% 40
$30\text{mA/cm}^2$	1-3	4	% 60

Diğer taraftan kesit görüntülerinden gözeneklerin kalınlık doğrultusunda ilerlediği ve gözeneklerin kenarlarında dallanmaların meydana geldiği görülmüştür. Dallanmaların meydana gelişi şekil III.1(e) de daha açık bir şekilde görülmektedir. Bu şekil, 30 dakikalık anodizasyon sonucunda meydana gelen g-Si yapının kesitini göstermektedir. Şekilden, g-Si tabaka kalınlığının ( $6\ \mu\text{m}$ ) anodizasyon süresinin artışı ile artmış olduğu da belirlenmiştir.

Akım - voltaj ölçümlerinden elde edilen grafikler şekil III.2 de verilmektedir. Bu grafiklerden ve

$$J = I / A \quad , \quad E = V / d$$

ve

$$\sigma = J / E \quad , \quad \rho = 1 / \sigma$$

formüllerinden yararlanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda, üzerinde anodik işlem uygulanmayan referans numunenin iletkenliğinin  $10^{-4}(\Omega\text{cm})^{-1}$  ler mertebesindeyken g-Si numunelerin iletkenliğinin  $10^{-5}(\Omega\text{cm})^{-1}$  ler mertebesinde olduğu hesaplanmıştır. Burada, I(mA); grafikten alınan değer, A( $\text{cm}^2$ ); numunenin kontak alanı, V(volt); grafikten alınan değer, d(cm); kontaklar arası mesafe, J( $\text{mA}/\text{cm}^2$ ); akım yoğunluğu, E( $\text{V}/\text{cm}$ ); elektrik alan,  $\sigma(\Omega^{-1}\text{cm}^{-1})$ ; iletkenlik ve  $\rho(\Omega\text{cm})$ ; öz dirençtir. Buna göre, anodizasyon sonucunda, numunenin iletkenliğinde bir azalma dolayısıyla da numunelerin öz dirençlerinde bir artış meydana gelmiştir.

Şekil III.2 de verilen dataların kullanılması ile,  $\ln I$  nin V ye göre çizilen (bak. şekil III.5) grafiklerin eğiminden ve denk.II.1-17 den yararlanılarak elde edilen doymuş akım yoğunluğu ( $I_s$ ,  $\text{mA}/\text{cm}^2$ ), ideallik faktörü (n) ve engel potansiyeli ( $\Phi_b$ , mV) değerleri, akım yoğunluklarına göre ve üzerinde işlem yapılmamış olan referans numunesi ile karşılaştırmalı olarak, Tablo III.2 de verilmiştir.

Tablo III.2 I-V ölçümlerinden elde edilen değerler

Numune ve Akım Yoğunluğu	$I_s$	n	$\Phi_b$
5 $\text{mA}/\text{cm}^2$	1.4-5.5 $\text{mA}/\text{cm}^2$	25-30	540-570 mV
30 $\text{mA}/\text{cm}^2$	3.4-5.2	16-22	540-550
Ref. numune	1.1	26	580

Şekil III.3 de ise, aynı numune üzerinde, farklı günlerde yapılmış olan ölçümlerden elde edilen veriler gösterilmektedir. Buradan yapının zamanla kararlı bir hale geldiği ve ölçümlerin tekrarlanabilir bir nitelik taşıdığı ortaya çıkmaktadır. Ayrıca bu kararlı hale geliş, şekil III.4 deki gibi, akımın ölçüm sayısına göre değişimini veren bir grafiğinin çiziminden de görülebilmektedir. Şekilde, 1V altındaki akımın, ölçüm sayısı arttıkça önce büyük bir artış gösterdiği daha sonra da belli bir periyot içerisinde kararlı kaldığı görülmektedir.

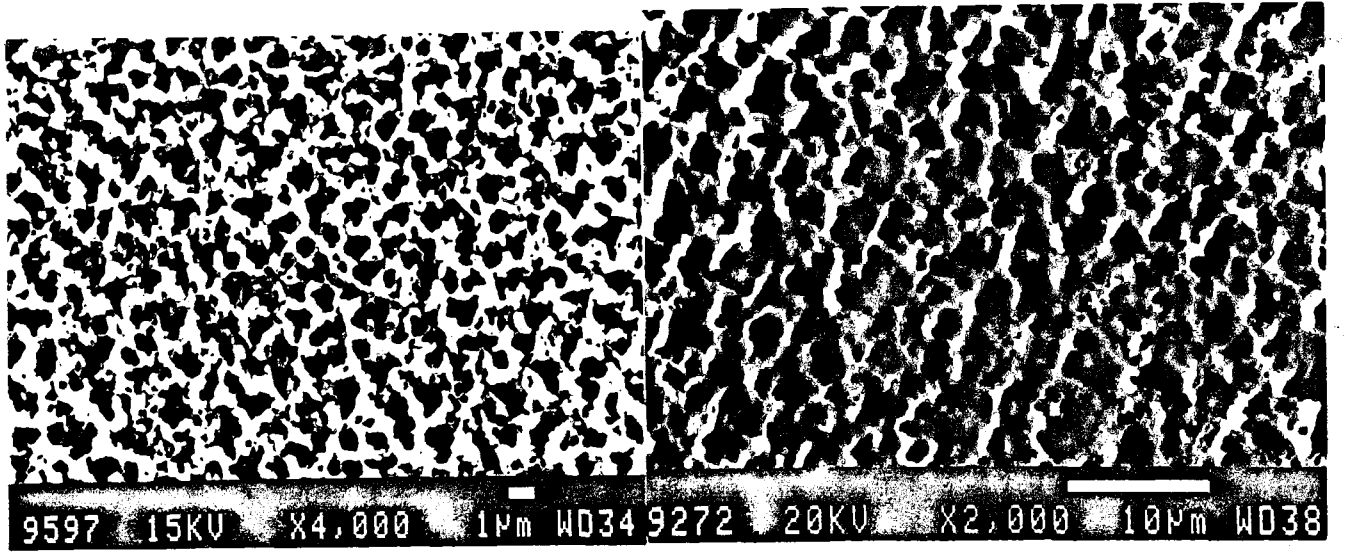
C-V ölçümlerinden elde edilen verilerden yararlanılarak çizilen  $1/C^2$ 'nin V'ye göre değişimini veren grafikler, şekil III.6 da görülmektedir. Bu grafiklerin eğrileri lineer

olmadığından, grafikler üzerinde yapılan hesaplamalar belirli voltaj aralıklarında (1 ile 3 V) gerçekleştirilmiştir. Grafiklerin eğiminden ve denk.II.1-3 ve denk.II.1-10 dan yararlanılarak etkin taşıyıcı yoğunluğu N ( $\text{cm}^{-3}$ ) ve arınma bölgesinin genişliği W ( $\mu\text{m}$ ) hesaplanmıştır. Sonuçlar numunelere göre karşılaştırmalı olarak, Tablo III.3 de verilmiştir.

Tablo III.3 C-V ölçümlerinden elde edilen değerler

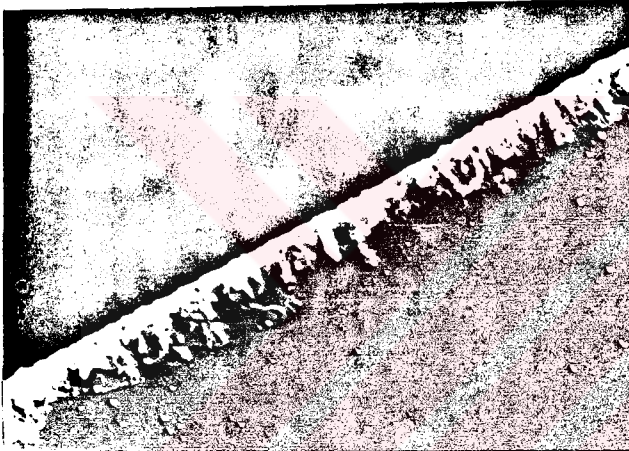
Numune ve Akım Yoğunluğu	N	W
5 mA/cm <sup>2</sup>	$2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	54-80 $\mu\text{m}$
10 mA/cm <sup>2</sup>	$2 \times 10^{13}$	36-44
Ref. numune	$8 \times 10^{11}$	74

Elde edilen tüm verilerin açıklamaları, Tartışma ve Sonuç bölümünde literatürdeki veriler ile karşılaştırılarak verilecektir.



a)

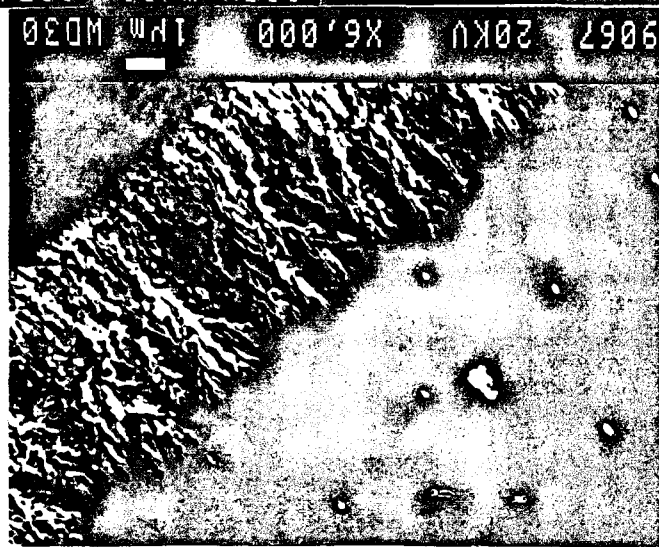
c)



b)



d)

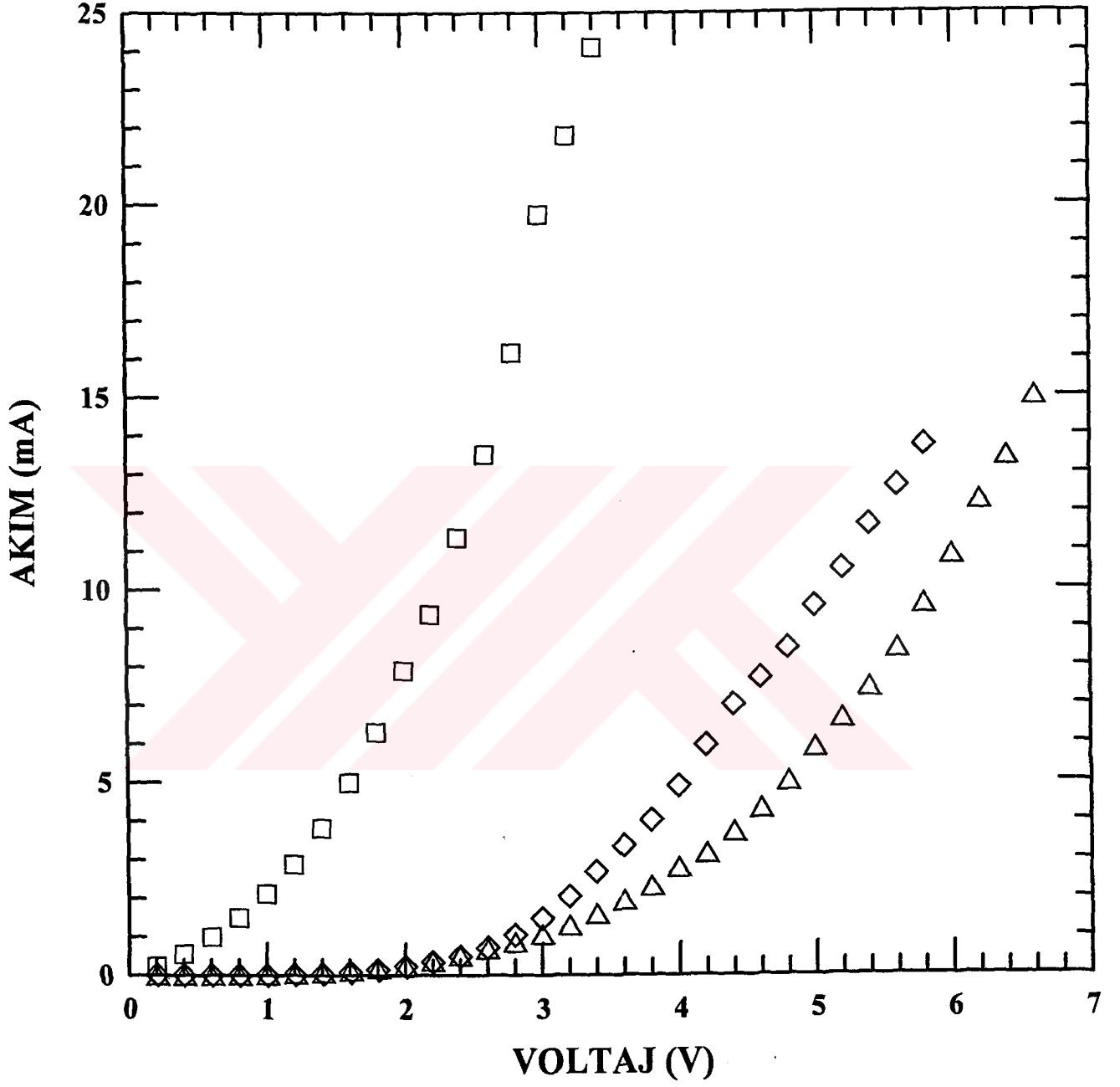


e)

Şekil III.1 Farklı akım yoğunluklarında elde edilen g-Si yapıların yüzey ve kesit görüntüleri.

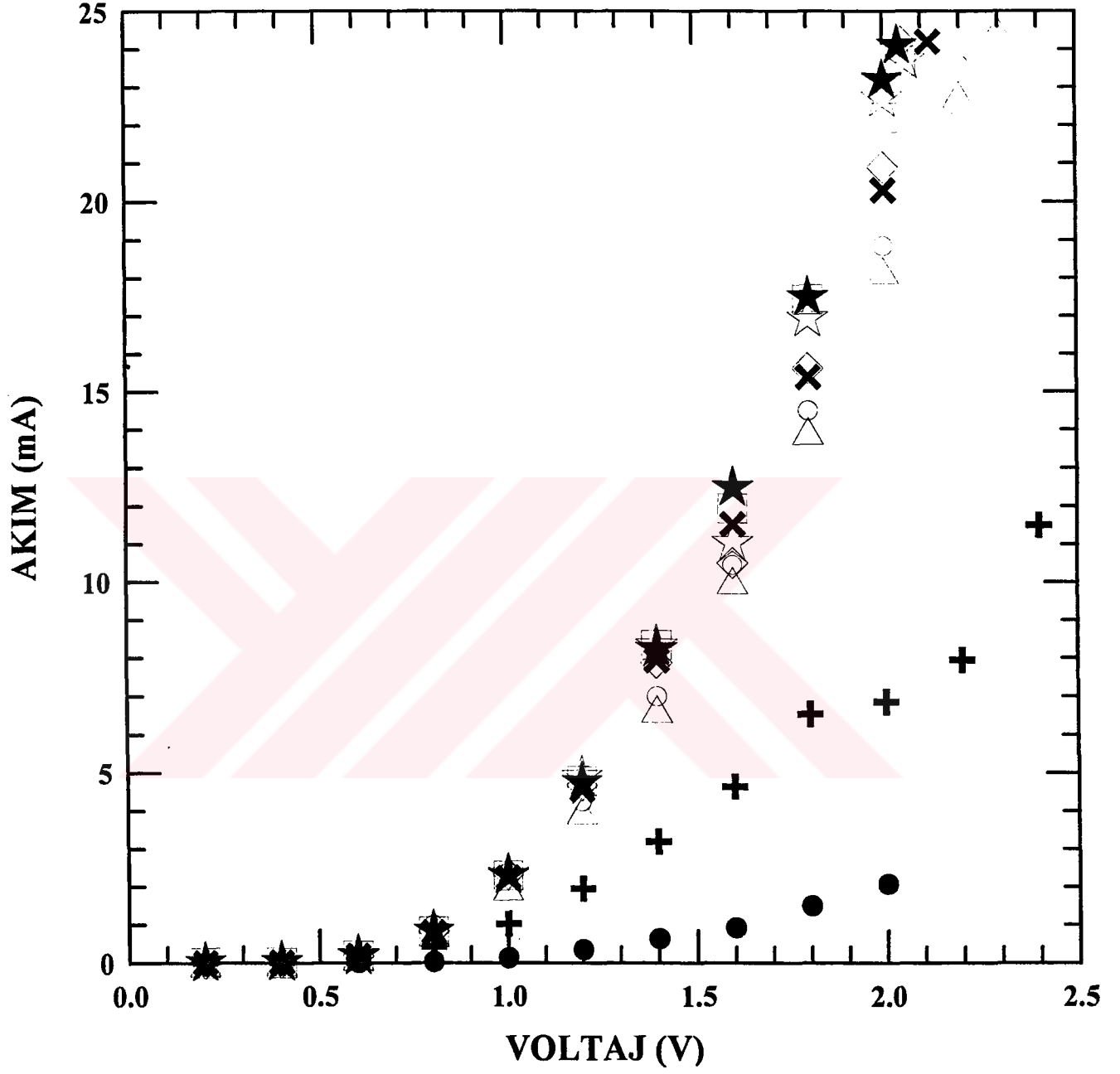
5 mA/cm<sup>2</sup> için, a) yüzey ve b) kesit görüntüleri.

30 mA/cm<sup>2</sup> için, c) yüzey ve d) kesit görüntüleri, e) 30 dakikalık anodizasyondan sonra elde edilen yapının kesit görüntüsü.



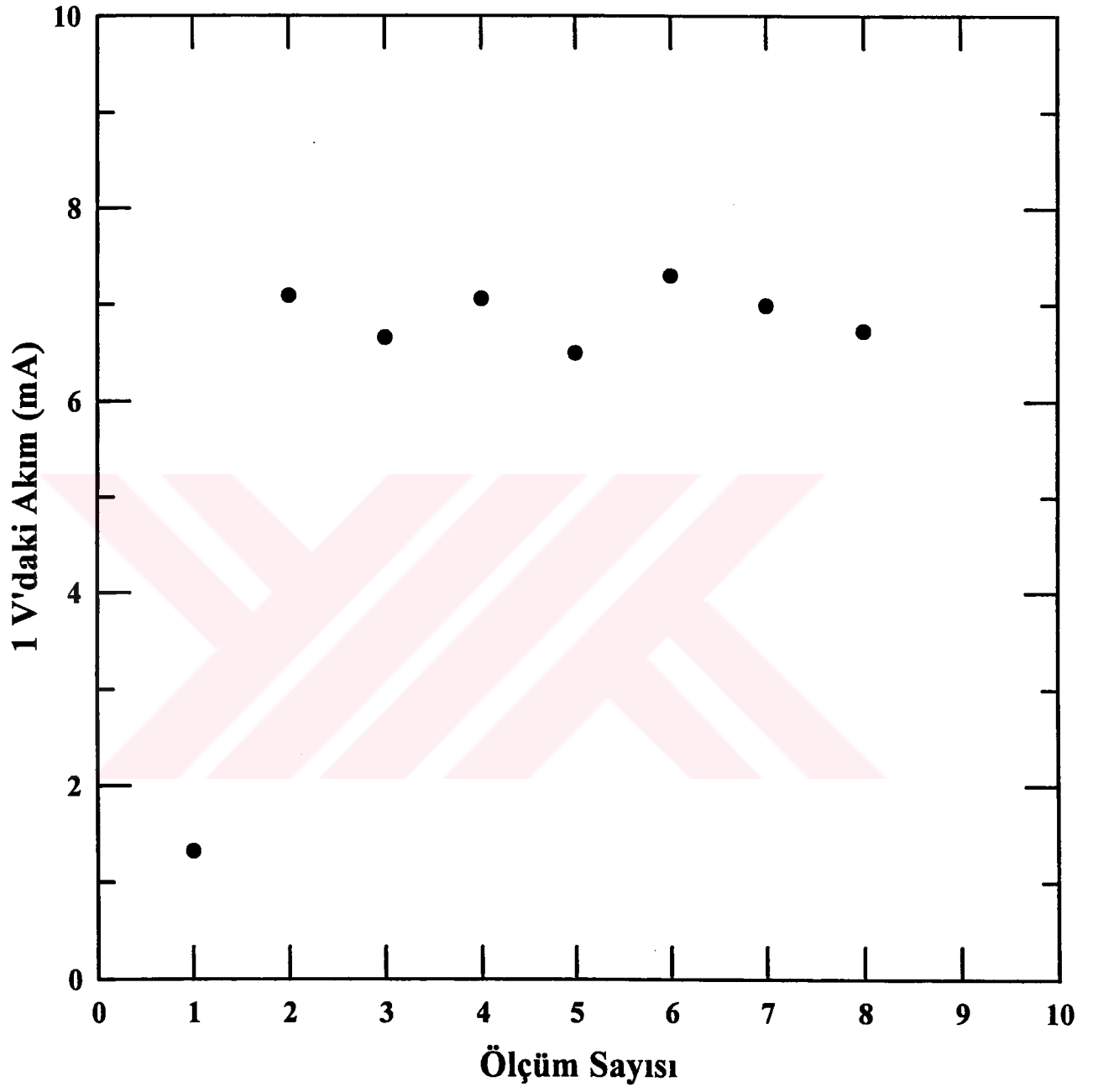
Şekil III.2 Farklı akım yoğunluklarında elde edilen g-Si numunelerin ve anodizasyon işlemi uygulanmayan referans numunesinin I-V karakteri.

- Referans numunesi
- ◇ 5 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı
- △ 30 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı

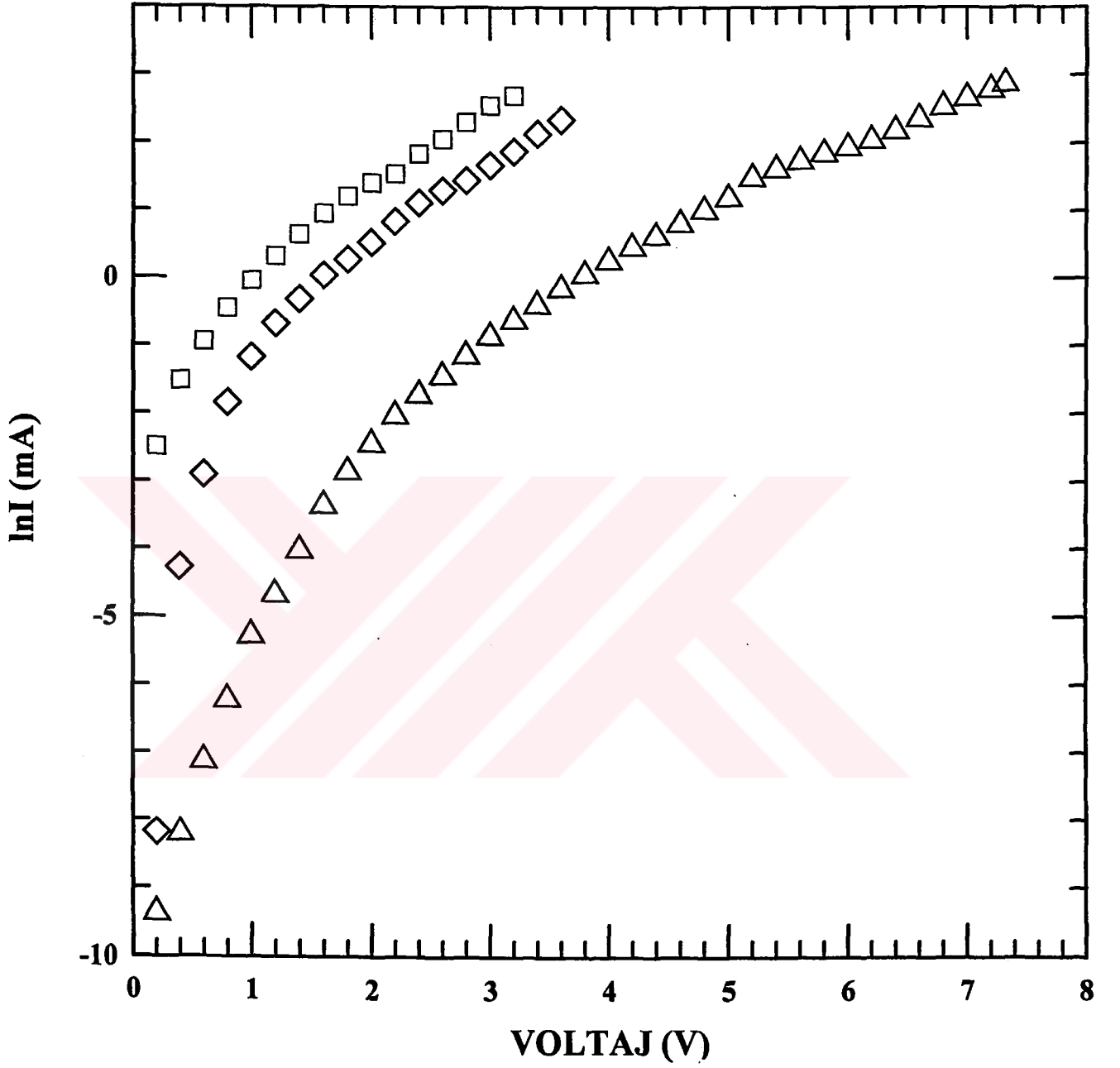


Şekil III.3 Aynı mumune üzerinde farklı günlerde yapılan I-V ölçümleri

- 1.gün,    + 2.gün,    ○ 3.gün,    △ 4.gün,  
 ◇ 5.gün,    □ 6.gün,    ☆ 7.gün,    ★ 8.gün,    ✕ 9.gün

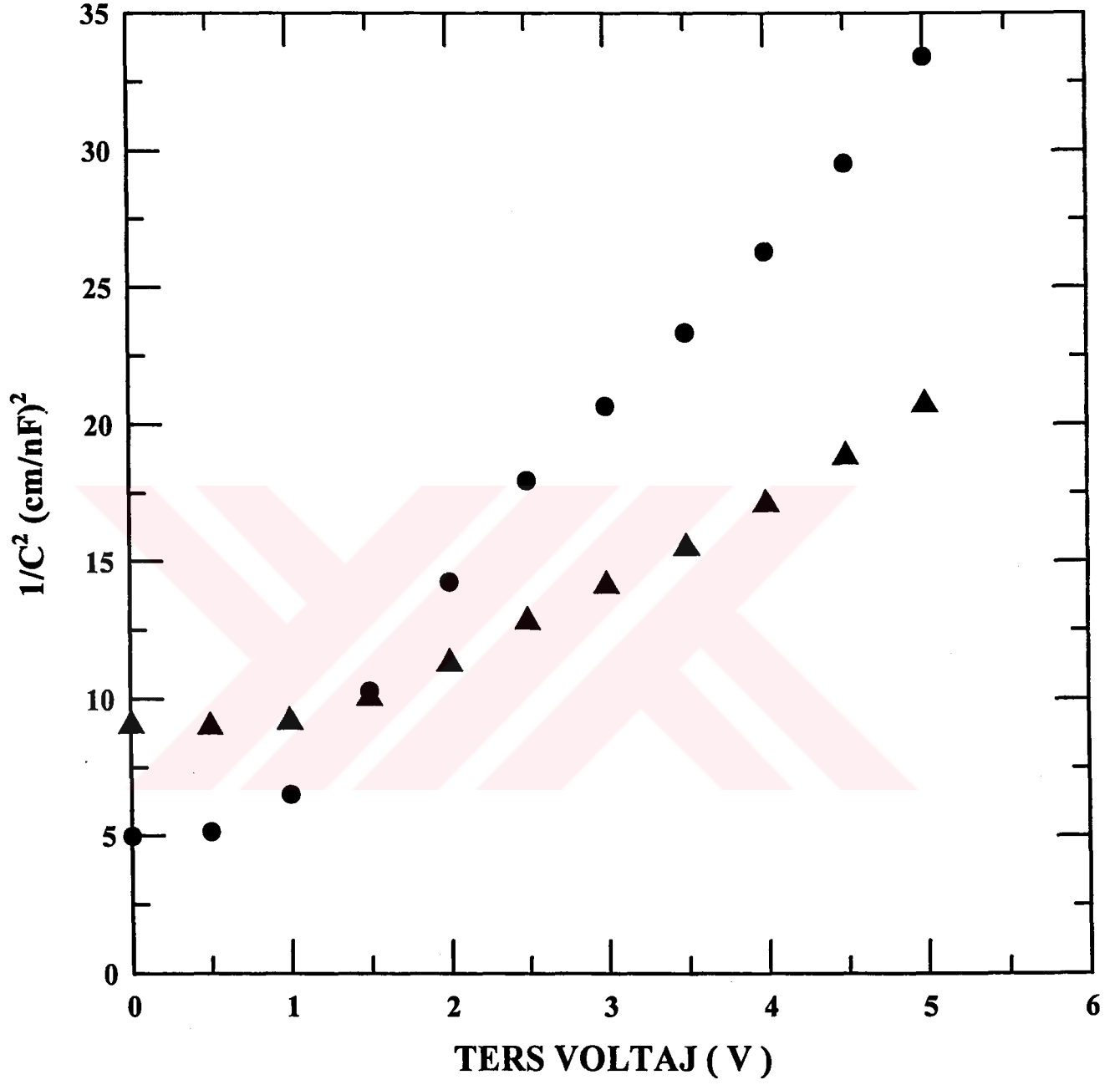


Şekil III.4 Akımın ölçüm sayısına göre değişimi.



Şekil III.5  $\ln I'$  nın  $V$ 'ye göre değişimi.

- Referans numunesi
- ◇ 5 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı
- △ 30 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı



Şekil III.6  $1/C^2$  nin ters voltaja göre değişimi.

- 5 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı
- ▲ 30 mA/cm<sup>2</sup> de oluşan g-Si yapı

#### IV. TARTIŞMA ve SONUÇ

Deneyler sonucunda düşük akım yoğunluğu ile yüksek akım yoğunluğunda elde edilen yapılar arasındaki fark gözlenmiştir. Gözenekli yapının belirli akım yoğunluklarında (5 ile 30 mA/cm<sup>2</sup>) meydana geldiği görülmüştür. 5 mA/cm<sup>2</sup> nin aşağısındaki ve 30 mA/cm<sup>2</sup> nin yukarısındaki akım yoğunluğu değerlerinde gözenekli yapının meydana gelmeyişi, bu yapıların oluşumu için literatürde bahsedilen (bak. bölüm I.3) numune tipine ve anodizasyon şartlarına göre belirli kritik akım yoğunluğu olduğu fikrini doğrulamaktadır. Diğer taraftan, Theunissen [17], Parkhutik [20] ve Beale [22] in de belirttiği gibi, gözeneklerin oluşumu için yarıiletken yüzeyinde boşlukların sağlanması gerektiği ve normalde de n-tipi Si yüzeyinde çok az miktarda boşluk bulunduğu bilindiğinden, n-tipi Si yüzeyindeki boşluk konsantrasyonunu arttırmak için anodizasyon esnasında aydınlatma yapılmıştır. Zaten aydınlatma yapılmayan deneylerde gözeneklerin oluşmamış olmasından da, n-tipi Si için bir ışık kaynağı kullanılmasının gerekliliği ortaya çıkmıştır. (bak. II.3)

p-tipi Si numuneler üzerinde yapılan anodizasyon işleminden sonra ise gözenek oluşup oluşmadığı hakkında birşey söylenememiştir. Çünkü bölüm II.3 de de belirtildiği gibi bu numunelerin SEM de çekilen resimlerinden yapı açıkça görülemedi. Bunun sebebinin, p-tipi Si da oluşan gözeneklerin SEM de görülemeyecek kadar küçük olması olarak düşünülmüştür. Smith ve arkadaşları [25] tarafından da gösterildiği gibi, p-tipi Si da oluşan gözeneklerin n-tipi Si da oluşan gözeneklerden daha küçük olduğu bilinmekte ve literatürde p-tipi Si'un yüzey ve kesit resimlerinin genellikle TEM ( transmission electron microscope) de çekildiği söylenmektedir. Ne var ki, TEM in mevcut olmayışı ve yukarıda belirtilen nedenlerden dolayı bu çalışmada p-tipi Si üzerinde detaylı inceleme yapılamamıştır.

n-tipi Si numune üzerinde yapılan deneylerden elde edilen ve şekil III.1 de gösterilen yapıların şekil I.4-1 deki yapılar ile karşılaştırılması neticesinde bunların yakın benzerlik içerisinde olduğu görülmüştür. Buna göre, bu çalışmada oluşturulan yapılar bunlardan, en çok aşırı katkılı numunede meydana gelen yapıya benzemektedir.

Şekil III.1 deki yüzey görüntülerinden, düşük akım yoğunluğunda oluşturulan g-Si yapıdaki gözeneklerin çapının, yüksek akım yoğunluğunda oluşturulan yapıdaki gözeneklerin çapından daha küçük olduğu belirlenmiştir. Buna göre, gözenek çapının, akım

yoğunluğunun artışı ile artmış olabileceği düşünülmüştür. Parkhutik [26] de iki farklı akım yoğunluğu kullanarak (yüksek akım yoğunluğu ;  $25 \text{ mA/cm}^2$  ve düşük akım yoğunluğu ;  $5 \text{ mA/cm}^2$ ) yaptığı deneylerde aynı sonuca varmıştı. Bu durumda, akım yoğunluğunun, gözenek çapını etkileyen bir parametre olduğu sonucu ortaya çıkmaktadır.

Bununla birlikte, şekil III.1 deki kesit görüntülerinden, 30 dakikalık anodizasyon sonucunda oluşan g-Si tabakasının kalınlığının ,15 dakikalık anodizasyon sonucunda oluşan tabakanın kalınlığından daha büyük olduğu yani tabaka kalınlığının anodizasyon süresinin artışı ile artmış olduğu belirlenmiştir. Buradan tabaka kalınlığının, anodizasyon süresine bağlı olduğu sonucu ortaya çıkmıştır. Bu bağlılık düşüncesi Unagami [19] tarafından verilen şekil I.3-5 ve Arita ve Sunohara [27] tarafından verilen şekil I.4-3 deki tabaka kalınlığının anodizasyon süresine göre değişimini gösteren grafikler ile de desteklenmektedir. O grafiklerde de tabaka kalınlığının anodizasyon süresine bağlı olarak artmakta olduğu gösterilmektedir. Diğer taraftan, tabaka kalınlığı gözenek derinliği ile ilişkili olduğundan buradan çıkan diğer bir sonuç, gözeneklerin numunenin kalınlığı boyunca ilerlemesinden reaksiyonun da kalınlık doğrultusunda ilerlediğidir. Anodizasyon esnasında akım, daha düşük dirençli yol boyunca dolaşacağından, anodik reaksiyon sadece gözeneklerin dibinde meydana gelecek ve gözenek derinliği arttıkça tabaka kalınlığı da artacaktır. Bu da, reaksiyonun kalınlık doğrultusunda ilerlediği düşüncesini doğrulamaktadır. Bu durum Unagami [19], Theunissen [17] ve Lehmann ve Foll [28] tarafından da gösterildi. Bunlarda yaptıkları çalışmalarda, gözeneklerin Si'un kristal oryantasyonu doğrultusunda yayıldığını ve reaksiyonun kalınlık doğrultusunda ilerlediğini tespit etmişlerdi.

Yine kesit görüntülerinden görülen bir diğer olay da gözenekler kalınlık doğrultusunda yayılırken bunların yan taraflarında dallanmaların meydana gelmesidir. Bu olay, şekil I.4-1 deki kesit görüntülerinde de mevcuttur. Bu sonuçlardan, burada elde edilen yapıların literatürde verilen yapılara benzediği doğrulanmış olmaktadır.

Şekil III.2 de ise, I-V ölçümlerden elde edilen grafikler verilmiştir. Şekilden, gözenek oluşumunun numunelerin I-V karakterini etkilediği açıkça görülmektedir. Bu şekillere göre, eğriler doğrultucu bir karakteristik göstermektedir. Doğrultucu karakter de, bir potansiyel engelinin mevcut olduğunu ifade etmektedir. Eğer, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğu yüksek olursa, bölüm I.1 de de belirtildiği gibi, yarıiletken elektronların ilavesi veya yarıiletkendeki elektronların arınması yüzeydeki Fermi seviyesinin durumunu değiştirmeyeceğinden yüksek durum yoğunluğu, arayüzeyde Fermi seviyesinin sabit

tutulmasına neden olacak ve "bulk" Si içerisinde bir arınma ve bant eğilmesi meydana gelecektir. "Bulk" Si daki bu arınma tabakası da, gözlemlenen doğrultucu karaktere neden olacaktır. Bu doğrultucu karakter, bölüm II.2 de verilen tüm I-V ölçüm grafiklerinde görülmüştür. Orada araştırmacıların vardığı genel kanı, yapının ya bir metal-yarıiletken kontağı gibi ya da farklı yasak bant aralığına sahip iki yarıiletken arasındaki heterokavşak gibi davrandığıdır.

Diğer taraftan, şekil III.2 deki grafiklerden yararlanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda anodizasyon sonunda numunenin iletkenliğinde bir azalma olduğu dolayısıyla da numunelerin öz dirençlerinde bir artış meydana geldiği tespit edilmiştir. Sonuçta oluşan gözenekli yapılarda gözenekli olmayan yapılardan daha yüksek öz direnç değerlerine ( $5 \times 10^5$  -  $1 \times 10^6 \Omega \text{cm}$ ) rastlanılmıştır. R.C. Anderson [31] da elde ettiği g-Si yapıların öz dirençlerinin ( $\rho = 1.6 \times 10^7 \Omega \text{cm}$ ) çok yüksek olduğunu görmüştü. Literatürdeki [22,31,35] verilerden elde edilen sonuca göre g-Si yapıların öz direncinin yüksek oluşuna, yük taşıyıcılarının gözeneklerin duvarlarındaki yüzey durumlarında tuzaklanması neden olmaktadır.

Şekil III.2 de verilen datalardan yararlanılarak çizilen  $\ln I$ 'nin V ye göre değişimini veren grafiklerden (bak. şekil III.5) yapılan hesaplamalardan düşük akım yoğunluğunda anodize edilen numunenin ideallik faktörünün yüksek akım yoğunluğunda anodize edilen numunelerinkinden biraz daha yüksek olduğu görülmüştür. Her ne kadar bulunan değerler M.B.Chorin ve arkadaşlarının [35] verdiği değerler kadar yüksek olmasa da , ideal bir diyot için yaklaşık olarak 1 olması gereken bu değer yine de yüksektir. Buna göre, yüksek akım yoğunluğundaki değerlerin düşük akım yoğunluğundaki değerden düşük oluşundan, akım yoğunluğu arttıkça daha ideal bir diyot yapısının elde edildiği sonucu ortaya çıkmaktadır. İdeallikten sapmayı gösteren bu  $n_{ef}$  ideallik faktörünün değerinin yüksek olması yine arayüzeydeki durum yoğunluğunun yüksek olmasına bağlanabilmektedir. Bölüm II.2 de Dimitrov [34],  $n_{ef}$  değerinin değerinin yüksek oluşu için aynı fikri taşısada M.Ben Chorin [35] bu yüksek değerlerin metal-yarıiletken kontağı teorisi içerisinde açıklanamayacağını savunmaktadır.

Bununla birlikte, bu çalışmadaki numunelerin hesaplanan engel potansiyeli değerleri birbirine çok yakındır. Ayrıca, bunların bölüm II.2 de R.C.Anderson'un [31] verdiği değerler ile de aralarında çok büyük bir fark yoktur. Ancak burada birbirine yakın olan doymuş akım yoğunluğu değerleri bölüm II.2 de verilen doymuş akım yoğunluğu değerlerinden daha yüksektir [31].

Yarıiletkene ters gerilim uygulandığında yarıiletkendeki bütün elektronların enerjileri  $eV$  kadar yükselmektedir. Dolayısıyla yarıiletkenin Fermi enerjisi de  $eV$  kadar yükselecektir. Bu durumda metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmezken, iletkenlik bantındaki enerji seviyeleri  $eV$  kadar yükseleceğinden yarıiletkenden metale geçen elektronların karşılaştığı engel yüksekliği  $eV$  değeri kadar alçalacaktır. Bunun sonucunda da, yarıiletkenden metale doğru olan akım  $\exp(eV/kT)$  kadar artacaktır. Sonuçta metal tarafındaki engel aynı kalırken yarıiletken tarafındaki elektronlar uygulanan voltaja göre değişken bir engel göreceklerdir. Eğer bu engel yüksekliği  $kT$  ye kıyasla küçük ise çok yüksek bir doyma akımına sahip olunur. Aksi durumda, engel yüksekliği çok büyük ise o zaman da düşük bir doyma akımına sahip olunur. Buna göre, bu çalışmada elde edilen doymuş akım yoğunluğu değerlerine göre, burada her iki akım yoğunluğunda oluşturulan yapılarda ve referans numunesindeki engel yükseklikleri birbirine yakındır. Ancak bunlar, bölüm II.2 de bahsedilen yapılardaki engel yüksekliği değerlerinden küçüktür [31].

Şekil III.3 ve 4 den yapının zamanla kararlı bir hale geldiği görülmüştür. Kararlı durumda da ölçümler tekrarlanabilir bir nitelik kazanmaktadır.

C-V ölçümlerine göre ise, şekil III.6 da görüldüğü gibi,  $1/C^2$  nin  $V$ 'ye çizimi lineer bir doğru vermemektedir. Bölüm II.1 de bahsedilenlerden çıkan sonuca göre bu, arınma bölgesi genişliğinin ve engel yüksekliğinin sabit olmayıp değişken olduğu anlamına gelir. Buna göre, taşıyıcı yoğunluğu arınma bölgesi boyunca sabit olmayacaktır. Tablo III.3 de verilen sonuçlardan akım yoğunluğu artarken arınma bölgesinin genişliğinin azaldığı ve taşıyıcı konsantrasyonunun artmakta olduğu görülmektedir. Sonuçta akım yoğunluğundaki artışın arınma bölgesinin genişliğini azalttığı ve bu genişliğin yeterince küçük olduğu durumda da etkin taşıyıcıların transport mekanizmasının sadece difüzyon mekanizması yolu ile değil tünelleme vasıtasıyla da meydana gelebileceğinden taşıyıcı konsantrasyonunda bir artış meydana geldiği düşünülmektedir. Bununla birlikte, bu sonuçlar bölüm II.2 de R.C. Anderson [31] tarafından verilen C-V ölçüm sonuçları ile karşılaştırıldığında, sonuçlar arasında farklılıklar olduğu görülmektedir. Buna göre, bu çalışmada incelenen g-Si daki arınma bölgesi genişliği, önceki çalışmalarda incelenen yapılarınkinden daha büyük, taşıyıcı konsantrasyonu ise daha düşüktür.

Aslında g-Si yapısının ve bu yapının özelliklerinin anodizasyon şartlarına ve numune tipine göre değiştiği düşünülür ise bu çalışmada elde edilen sonuçlar ile literatürde verilen sonuçlar arasında bir farklılık olması da normal bir sonuç olur.

Sonuç olarak, oluşturulan yapıların ve bu yapılar üzerinde yapılan elektriksel ölçümlerden elde edilen sonuçların hem literatürdeki veriler ile hem de kendi aralarında karşılaştırılması sonucunda, n-tipi g-Si için, gözenek çapı ve yoğunluğunun, akım yoğunluğunun artışı ile arttığı, tabaka kalınlığının anodizasyon süresine lineer bağlı olduğu, gözenek oluşumu esnasında reaksiyonun kalınlık doğrultusunda ilerlediği, etkin taşıyıcıların transport mekanizmasının arınma bölgesinin genişliğinin yeterince küçük olduğu durumda sadece difüzyon yolu ile değil tünelleme vasıtasıyla da meydana gelebileceği ve yapının her iki akım yoğunluğunda da bir Schottky diyot karakteri gösterdiği söylenebilir.

Yapılan bu çalışmalara ilaveten, burada TEM (transmission electron microscopy) mevcut olmadığı için yapısı hakkında bir bilgi edinilemeyen ve bu nedenle de üzerinde fazlaca durulmayan p-tipi Si daki gözenek oluşumu TEM in mevcut olduğu bir durumda daha detaylı bir şekilde ele alınabilir. SEM de yüzey görüntüleri açık bir şekilde görülemeyen bu numunelerin, literatürden edinilen bilgilere göre, TEM de çekilecek resimlerinin daha net olacağı bu nedenle de yapının incelenmesinin daha kolay olacağı düşünülmektedir. Ayrıca yine burada zaman yetersizliğinden dolayı üzerinde fazlaca durulmayan g-Si'un değişik frekanslardaki C-V ölçümleri de istenildiği takdirde daha ayrıntılı bir şekilde araştırılabilir.

## V. ÖZET

Son yıllarda, gözenekli silisyum yapılar üzerinde gözle görülebilir bir ışık çıktığının gözlenmesinden sonra bunların birgün opto-elektronik malzeme yapımında kullanılabileceğinin ümit edilmesi ile bu yapılar üzerindeki çalışmalar büyük ölçüde artmıştır.

Bu çalışma da, elektrokimyasal anodizasyon yöntemi ile, HF asit içerisinde, kritik bir sabit akım yoğunluğu altında gözenekli silisyum yapısının elde edilmesi ve bu yapının I-V ve C-V karakteristiklerinin incelenmesi esasına dayanmaktadır.

Bu yöntem sonucunda kristal silisyum malzemenin fiziksel yapısının birçok özelliği değişmektedir. Fiziksel yapıda meydana gelen bu değişimler anodizasyon şartlarına ve akım yoğunluğu, HF asit konsantrasyonu gibi deneysel parametrelere büyük ölçüde bağlıdır.

Bu çalışmadaki deneylerde iki farklı akım yoğunluğu kullanıldı. Oluşturulan yapılar birbirleriyle karşılaştırılarak aralarında fark olup olmadığı ve bunların elektriksel özellikleri araştırıldı. Deneyde, iki aşamalı olarak gerçekleştirildi. İlk aşamada, gözenekli Silisyum yapı elde edildi. Yapının SEM de çekilen görüntülerinden gözenek çapı, tabaka kalınlığı ve gözenek yoğunluğu (porosity) hesaplandı. İkinci aşamada ise, elde edilen bu yapıların elektriksel özellikleri incelendi. Elektriksel ölçümlerden elde edilen grafiklerden engel potansiyeli, doymuş akım yoğunluğu taşıyıcı konsantrasyonu ve ideallik faktörü hesaplandı.

Sonuçlar, literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılarak yorumlandı.

## SUMMARY

“An investigation of the electrical properties of porous silicon”

Recently, after the observation of the visible light emission from porous silicon, this material regained a lot of attention in the hope that optoelectronic devices can be mature near future.

In this work, porous silicon structure formed with electrochemical anodization process in HF acid solution under the constant current density and the electrical properties of porous silicon structures were investigated. At the result of this process, many physical properties of the crystalline silicon change. These variations depend on the conditions of anodization and experimental parameters such as current density, HF acid concentration.

The experiment was realized at two stage. At the first stage, porous silicon structure was formed. During formation, two different current densities were used. Anodization was performed at 15 min. Formed structures were compared with each other. From SEM micrographs of electrochemical anodized samples, pore diameter, thickness of the layer and porosity were calculated. At the second stage, electrical properties of these structures were investigated. By using of the data graphics which obtained from electrical measurements, barrier potential, saturated current density, carrier concentration and ideality factor were calculated.

Results were compared with literature and discussed.

## VI. REFERANSLAR

1. SMITH, R.A. (1978) : Semiconductors, 2. Baskı, 0-521-29314-6, J.W. Arrowsmith Ltd., Bristol, Great Britain
2. FARADAY, M. (1833) : Experimental Researches in Electricity, 4.Baskı, 433,9
3. BRAUN, F. (1874) : Ann. Phys. Chem., 153, 556
4. SMITH, W. (1873) : J. Soc. Telegraph Engrs., 2, 31
5. HALL, E.H. (1879) : Amer. J. Math., 2, 287
6. KITTEL, C. ( 1976 ) : Introduction to Solid State Physics, 5. Baskı, 0-471-49024-5, John Wiley & Sons, Inc., Canada
7. AZAROFF, L.V., BROPHY, J.J. (1963) : Electronic Processes in Materials, İnternational Student Edition,
8. SINGH, J. (1994) : Semiconductors Devices an Introduction, 0-07-113906-0, McGraw Hill Co., Singapore
9. ZEIL, V. A. (1968) : Solid State Physical Electronics, Second edition, Prentice-Hall, Inn., Englewood Cliffs., New Jersey
10. BLAKEMORE, J.S., (1981) : Solid State Physics, Revised Edition,
11. ANDERSON, E., KARAALI S. (1981) : Katıhal fiziğine giriş, Ege Üniversitesi Matbaası, İzmir
12. BEISER, A. (1988-89) : Çağdaş Fiziğin Kavramları, 2. Baskı,
13. GÜNDÜZ, E. : Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü
14. UHLIR, A. JR. (1956) : Electrolytic Shaping of Germanium and Silicon, The Bell System Technical Journal, 35, 333-347
15. TURNER, D.S. (1958) : Electropolishing Silicon in Hydrofluoric Acid Solutions J. Electrochem. Soc., 105(1), 402-408
16. MEMMING, R., SCWANDT, G. (1966) : J. Electrochem. Soc., 4, 109
17. THEUNISSEN, M.J.J. (1972) : Etch Channel Formation During Anodic Dissolution of N-Type Silicon in Aqueous Hydrofluoric Acid, J. Electrochem. Soc. , 119(3), 351-360
18. GROVE, A.S. (1967) : Physics and Technology of Semiconductor Devices., John Wiley and Sons, Inc., 193

19. UNAGAMI, T., (1980) : Formation Mechanism of Porous Silicon Layer by Anodization in HF Solution, *J. Electrochem. Soc.*, 127(2), 476-483
20. PARKHUTIK, V.P., GLINENKO, L.K., LABUNOV, V.A. (1983) : Kinetics and Mechanism of Porous Layer Growth During N-Type Silicon Anodization in HF Solution, *Surface Techlogy*, 20, 265-277
21. WILLIAMS, R. (1976) : *J.Vac. Sci. Technol.*, 13, 12
22. BEALE, M.I.J., BENJAMIN, J.D., UREN, M.J., CHEW, N.G., CULLIS, A.G. (1985): An Experimental and Theoretical Study of The Formation and Microstructure of Porous Silicon, *Journal of Crystal Growth*, 73, 622-636
23. SZE, S.M. (1981) : *Physics of Semiconductors Devices*, 2.Baski, John Wiley and Sons, New York
24. SMITH, R.I., CHUANG, S.F., COLLINS, S.D. (1988) : *J. Electron Mater.*, 17, 533
25. SMITH, R.I., COLLINS, S.D. (1992) : Porous Silicon Formation Mechanism, *J. Appl. Phys.*, 71(8), R1-R22
26. PATKHUTIK, V.P., ALBELLA, J.M., MARTINEZ-DUART, J.M. (1993) : Different Types of Pore structure in Porous Silicon, *Appl.Phys. Lett.*, 62(4), 366-367
27. ARITA, Y., SUNOHARA, Y. (1977) : Formation and Properties of Porous Silicon Film, *J.Electrochem. Soc.*, 124(2), 285-295
28. LEHMANN, V., FOLL, H., (1990) : Formation Mechanism and Properties of Electrochemically Etched Trenches in N-Type Silicon, *J. Electrochem. Soc.* 137(2), 653- 659
29. NAMAVAR, F., MARUSKA, H.P. and KALKHORAN, N.M. (1992) : Visible Electroluminescence from PS np Heterojunction Diodes, *Appl. Phys. Lett.*, 60(20) 2514-2516
30. KOSHIDA, N., and KOYAMA, H. (1992) : Visible Electroluminescence from PS *Appl. Phys. Lett.*, 60(3), 347-349
31. ANDERSON, R.C., MULLER, R.S., TOBIAS, C.W. (1991) : Investigation of The Electrical Properties of Porous Silicon, *J. Electrochem. Soc.*, 138(11), 3406-3411
32. MULLER, R.S., and KAMINS, T.I. (1986) : *Devices Electronics for Integrated Circuits*, 2.Baski, John wiley and Sons, New York.
33. YEH, C.C., HSU, K.Y.J., SAMANTA, L.K., CHEN, P.C., HWANG, H.L. (1993) : Study on The Photoconductivity Characteristic of Porous Si, *Appl. Phys. Lett.* 62(14), 1617-1619

34. DIMITROV, D.B. (1995) : Current-Voltaj Characteristic of Porous Silicon Layers, Physical Review B, 51(3), 1562-1566
35. CHORIN, M.B., MOLLER, F., KOCH, F. (1995) : Band Alignment and Carrier Injection at The Porous Silicon- Crystalline Silicon Interface, J. Appl. Phys., 77(9), 4482-4488



## VII. ÖZGEÇMİŞ

- Adı ve Soyadı** : Gökhan ALGÜN
- Doğum yeri ve tarihi** : Bakırköy, 24/09/1969
- Uyruğu** : T.C.
- Adres** : Fatih mah. 27 Mayıs cad. No:50 D/16, Küçükçekmece-İSTANBUL
- Öğrenim durumu** : Fikret Yüzaltı İlkokulu- İstanbul (1975-1980)  
Bahçelievler Ortaokulu- İstanbul (1980-1983)  
Bakırköy Endüstri Meslek Lisesi- İstanbul (1983-1986)  
Karadeniz Teknik Üniversitesi- Trabzon (1988-1992)
- Katıldığı Toplantılar** : i) Low Dimensional Semiconductor Structures & Devices,  
Workshop, İstanbul Üniversitesi, İstanbul, 1995  
ii) Low Dimensional Semiconductor Structures & Devices,  
Workshop, Bilkent Üniversitesi, Ankara, 1996
- Yayımlar** : Katıların Optik Özellikleri, Lisans tezi, K.T.Ü., 1992