

28597

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**PLAZMA YARDIMLI KİMYASAL BUHAR
DEPOLAMA YÖNTEMİYLE ÜRETİLEN
HİDROJENLİ AMORF SİLİSYUM İNCE
FİLMLERDE KARBON VE BOR ATOMLARININ
ELEKTRİKSEL VE OPTİK ÖZELLİKLERE
ETKİLERİ**

**İşık KARABAY (OFLAZER)
F.B.E. Fizik Anabilim Dalında hazırlanan
DOKTORA TEZİ**

**Tez Savunma Tarihi : 21 Eylül 1993
Tez Danışmanı : Prof.Dr. Şevket ERK (Y.T.Ü.)
Jüri Üyeleri : Prof.Dr. Yarı SKARLATOS (İ.Ü.)
Prof.Dr. Sami GEZCİ (İ.T.Ü.)**

İSTANBUL, Eylül 1993

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

İÇİNDEKİLER

1- GİRİŞ	1
2- GENEL BİLGİLER	
2.1- KRİSTAL VE AMORF YAPILAR	4
2.1.1- Band Modelleri	9
2.1.2- Hidrojenin Amorf Silisyum Şebekesine Etkisi	11
2.1.3- p tipli Amorf Silisyum Alaşımlar'ın Önemi	13
2.2- ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER	15
2.3- OPTİK ÖZELLİKLER	20
2.4- STAEBLER-WRONSKI OLAYI	29
3- DENEYSEL ÖLÇÜMLER	
3.1- NUMUNELERİN HAZIRLANMASI	33
3.2- ELEKTRİKSEL ÖLÇÜMLER	40
3.3- OPTİK ÖLÇÜMLER	49
3.4- STAEBLER-WRONSKI OLAYININ GÖZLENMESİ	62
4- DENEYSEL BULGULAR	66
5- TARTIŞMA VE SONUÇ	89
KAYNAKLAR	92

TEŐEKKÖR

Doktora çalışmamın her aşamasında beni destekleyen ve tez yöneticiliğini űstlenen Prof. Dr. şevket ERK'e, deneysel çalışmam süresince her fırsatta çalışmamı takip eden Prof. Dr. Atilla ATAMAN'a, yine deneysel çalışmam sırasında beni yönlendiren Doç. Dr. Hüseyin UđUR'a, bana fikir ve eleştirileriyle destek olan Prof. Dr. Yanı Skarlatos'a, bilgisayar programları konusunda yardımcı olan şevki GÜNER'e; ayrıca çalışmalarım süresince benden manevi desteğini esirgemeyen aileme iten teőekk r ederim.

ÖZET

Bu çalışmada, hidrojenli saf ve p tipi amorf silisyum (a-Si:H), ile amorf silisyum karbür (a-SiC:H) ince filmler Plazma Yardımlı Kimyasal Buhar Depolama (PECVD) yöntemiyle elde edilmiş ve metan ile diboran gazlarının değişik oranlarına göre filmlerdeki elektriksel ve optik özellikler incelenmiştir.

Saf durumdayken karanlık iletkenliği $3,5 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ve aktivasyon enerjisi 0,84 eV olarak belirlenen söz konusu filmlerin, bor ve karbon atomlarının ilavesiyle bu özelliklerinin değişimleri elektriksel deneylerle incelenmiştir.

Diğer yandan, saf haldeyken kırılma indisi 3,4 , kalınlığı 1000 nm ve optik band aralığı 1,721 eV olarak elde edilen filmlerin bu özelliklerindeki değişimler yine metan ve diboran gaz oranlarına göre 400-1100 nm aralığında incelenerek elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir.

Ayrıca, saf hidrojenli amorf silisyum filmlerde 10 mW/cm²'lik beyaz ışık altında Staebler-Wronski olayı da araştırılmıştır.

Bu çalışmada, ince film amorf silisyum güneş pillerinin elde edilmesinde bir basamak olan p tipi amorf silisyum karbür tabakaların optimizasyonu yapılarak, bu konuda daha ileri çalışmalara olan gereksinim belirtilmiştir.

T.C. YÜSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON BİRİMİ

SUMMARY

In the present study, intrinsic and p type hydrogenated amorphous silicon (a-Si:H) and amorphous silicon carbide (a-SiC:H) thin films were produced by "Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition" (PECVD) technique and electrical as well as optical properties, due to altered ratios of methane and diborane gasses were investigated.

With the addition of boron and carbon atoms, the variations in dark conductivity and activation energy of the above mentioned films, which are $3,5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ and 0,84 eV respectively in the intrinsic case, are examined by electrical measurements.

Furthermore, films with refractive index 3,4, thickness 1000 nm, and optical band gap 1,721 eV in the intrinsic state, are examined in the range of 400-1100 nm regarding changes in these properties under different methane and diborane gas ratios.

Finally, the Staebler-Wronski effect is also investigated in the intrinsic films under white light of 10 mW/cm^2 .

In the context of thin film amorphous silicon solar cells, the p type amorphous silicon carbide layers are optimized and the need for further studies is stated.

1- GİRİŞ:

Amorf yarıiletkenler, 1960'lı yıllardan beri araştırmacıların deneysel ve teorik olarak çalıştıkları konulardan biridir. Hidrojenli amorf silisyumun mobilite band aralığında çok sayıda yerelleşmiş durumlar bulunması nedeniyle, 1970'li yıllara kadar amorf yarıiletkenler ilginç bir konu olarak görülmemiştir. Dundee Üniversitesinden bir grup'un çalışmalarından 1969'larda elde edilen sonuçlardan sonra ilgi çekici gelişmeler izlenmeye başlanmıştır. Bu grubun elde ettiği düşük kusur seviyeli yani devre elemanı ve cihazlara uygulanabilecek kalitede a-Si:H numuneler radyo-frekansta (rf) anodizasyon yöntemiyle elde edilmiştir^[1]. Bu malzemelerin n^[2] ve p^{[3],[4]} tipi katkılanabilmeleri sonucunda amorf silisyuma dayalı alaşımlar konusunda ilginç çalışmalar başlamış ve özellikle de fotovoltaik uygulamalara yönelik araştırmacılar tarafından yapılan yoğun çalışmaların sonucunda, amorf yarıiletkenler birçok teknolojik uygulama alanı bulmuştur. Sonraki yıllarda, 1975'de Spear ve Le Comber'in^[5] elektron ve deşiklerin amorf silisyumda kontrol edilebileceğini göstermelerinden, ve özellikle de Carlson'un^[6] 1977'de % 5.5'luk verime sahip amorf silisyum güneş pillerini gerçekleştirmesinden sonra bu konuya olan ilgi giderek artmıştır. Se, Cu₂O gibi bir takım ucuz malzemelerle elde edilen güneş pilleri en fazla % 1-3 verime sahipken, amorf silisyum malzemenin bu uygulama için % 5'in üzerinde verim sağlaması bu konuya gösterilen ilginin boyutlarının çok fazla artmasını sağlamıştır.

Hidrojenlenmiş amorf silisyum'un kristal silisyuma nazaran daha kolay üretilmesi ve daha ekonomik olması ve de geniş yüzeylere

kaplanabilmesi gibi özelliklerinden dolayı, bu malzemenin problemlerini çözmek fizikçiler için olduğu kadar, ucuz teknolojinin elektronik devre elemanlarında kullanılmasının sağlanması açısından da, mühendisler için oldukça ilginç bir konu olmuştur. Teknolojik önemleri açısından bu tür malzemeler başlıca iki grupta toplanabilir: bunlardan birincisi hidrojenlenmiş amorf silisyum alaşımlarıdır ki, bunlar başta ucuz güneş pilleri olmak üzere, bugün başka tip devre elemanı ve cihazlarda da kullanılmakta ve kullanım alanları gün geçtikçe artmaktadır. Bu tür uygulamaların en önemlileri ince film transistörler, opto-elektronik cihazlar, fotokopi makinalarının uzun ömürlü tamburları, görüntü ekranları... vs. dir. İkinci grup amorf halojenürlerdir ki, bunların başlıca uygulama alanları elektrofotografçılık, anahtarlama ve hafıza...vs elemanlarını kapsamaktadır.

Tüm alanlarda kullanılan amorf silisyum ince filmler birkaç değişik yöntemle elde edilebilmektedirler: başlıca kullanılan yöntemler anodizasyon, püskürtme (sputtering), vakumda buharlaştırma ...vs olarak özetlenebilir. Yüksek kalitede (az kusur seviyeli) amorf silisyum filmler, *anodizasyon* (*Glow Discharge GD veya Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition PECVD*^[7]) metodu ile elde edilir ki, bu da yüksek frekansta rf elektrik alanı ve dc elektrik alanı uygulanarak gerçekleştirilen anodizasyon olarak ikiye ayrılır.

Hidrojenlenmiş amorf silisyumdan ince film tabakaları halinde elde edilen p-i-n güneş pillerinin verimleri düşüktür. Bunun nedeni, p tabakasının çok ince olması halinde bile, güneş spektrumundaki kısa dalga boylu fotonların daha derinlerdeki bölgelere ulaşmadan p tabakası içinde soğurulmasıdır. Bu yüzden p tabakasında a:Si:H (hidrojenlenmiş amorf

silisyum) yerine a-SiC:H (hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür) kullanılmasıyla band aralığının genişlemesi sağlanabilir; dolayısıyla kısa dalga boylu fotonlar bu durumda i tabakasını direk olarak aydınlatılabilirler. SiH₄ ve CH₄ gazlarının karışımıyla elde edilen bu tabakanın enerji aralığı 2,3 eV'lara kadar arttırılabilir^{[8],[9]}. İlave edilen karbon miktarına göre bu tabakanın optimizasyonu da çok önemlidir.

Bu çalışmada değişik karbon miktarlarına sahip a-SiC:H numune serisi ile boron katkılı (B₂H₆ ilave edilmiş) p-a-SiC:H serisi gerçekleştirilmiş ve ilave edilen karbon ile bor miktarına bağlı olarak optik ve elektriksel özellikler incelenmiştir.

Çalışmanın giriş kısmından yani çalışmanın kapsamının ele alındığı 1. bölümden sonra yer alan 2. bölümde en genel halde kristal ve amorf yapılar; amorf silisyumun yapısı; bu konuda önerilen band modelleri; hidrojenin amorf silisyum şebekesine etkisi; ve de saf ve p-tipli katkılı amorf silisyum karbür alaşımlar hakkında bilgiler verilmekte, ayrıca amorf silisyum malzemelerin elektriksel ve optik özelliklerine de değinilmektedir. Yine bu bölümde amorf silisyum fiziğinde oldukça önemli bir yeri olan *Staebler-Wronski* olayı da anlatılmaktadır. Sonra gelen 3. bölümde ise, çalışmada kullanılan malzemelerin hazırlanması, ölçüm sistemleri ve yapılan ölçümler detaylı olarak açıklanmaktadır. Bu bölümden sonra yer alan 4. bölümde de ölçüm sonuçlarından elde edilen deneysel bulgular verilmektedir. Son bölüm olan 5.bölüm ise, yapılan çalışmanın tartışmasını ve çalışmanın devamı hakkında bazı önerileri içermektedir.

2- GENEL BİLGİLER:

Bu bölümde kristal ve amorf yapılar en genel halde anlatılmış, amorf yarıiletkenler için önerilen band modellerine değinilmiş ve hidrojenin amorf silisyum şebekesindeki etkisi vurgulanmıştır. Ayrıca güneş pilleri açısından p tipi amorf silisyum karbür tabakalarının önemi de araştırılmıştır. Diğer yandan amorf yapıların elektriksel ve optik özellikleri ile amorf silisyum ince filmlerde gözlenen Staebler-Wronski olayı da verilmiştir.

2-1 KRİSTAL VE AMORF YAPILAR:

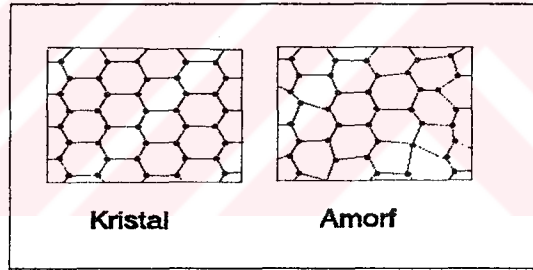
Bilindiği gibi malzemeler, yapısal olarak en genel halde kristal veya kristal olmayanlar (amorf) olarak ikiye ayrılır. Modern Katı Hal Fiziği bütün katıları incelemek yerine, yapılarında gözlenen simetriden dolayı daha kolay incelenebilen kristal özelliğe sahip olan katıları konu olarak ele alır. İdeal kristaller belirli bir yerleşim düzeni içerisinde, bir araya gelen atomların ortaya koydukları yerleşim düzeninin üç boyutta tekrarı ile oluşur. Gerçek bir kristalde ise kusursuz örgü yapısı içinde yerdeğistirmeler, boşluklar, yabancı atomlar...vs. gibi kusurlara raslanır. Kusursuz bir kristalde, periyodik düzen sözkonusu olduğundan potansiyel kuyuları da periyodiktir. Kristal içindeki bir elektronun hareketi serbest elektronunkinden farklıdır ve elektronun kusursuz bir kristal içindeki hareketi

$$\psi(x)=u(x) \cdot \exp(ikx) \quad (2.1.1)$$

denklemleri ile tanımlanır. Bu bağintıdaki üstel terim elektronun *dalga fonksiyonu*, k ise elektronun *dalga vektörüdür*. Öte yandan $u(x)$ fonksiyonu ise, *Bloch fonksiyonu* olarak bilinen ve a *örgü sabitine* sahip bir kristal için $u(x) = u(x+a)$ şekliyle ifade edilebilen örgü periyodikliğinin bir fonksiyondur.

Genellikle periyodik cetvelin IV, V, VI gruplarında yer alan elementlerle yarı iletken özellik gösteren amorf alaşımların elde edilebilmesi oldukça kolaydır. Camı veya kristal olmayan malzemeler de genellikle amorf malzemeler olarak anılmaktadır; ancak amorfaların metastabil ince katı film malzemeler olmasına karşın, camılar ergimiş halden soğutularak elde edilen katılardır. İdeal camı veya amorf malzemeler, kristallerde olduğu gibi iç dengesi olan katılardır; yani atomların titreştiği denge durumları söz konusudur. Kristal katıların tersine, ne ideal camlar, ne de amorf malzemeler öteleme simetrisi göstermemektedirler. Kristallerde olduğu gibi, amorf yarı iletkenlerin sınıflandırılmasını da, öncelikle malzemenin kohesiv enerjisinden sorumlu olan kimyasal bağlanma tipi belirler^[10]: örneğin silisyum tetrahedral olarak bağlıdır ve bu malzemede sadece yerel düzensizlik görülür. Dörtlü bağ yapan amorf maddelerin atomları, en yakın dört komşusu ile bağlarını doyurarak bir tetrahedral oluşturur. Bu yapı devam ettirildiğinde bütün bağların doyurulduğu *Sürekli Gelişigüzel Ağ* (Continuous Random Network) yapısı oluşur. Yapı büyüdükçe bağlarda gerilmeler oluşmaya başlar ve giderek bu gerilmeler artar; belli bir aşamada *kopuk bağlar* (dangling bond) ve *boşluklar* (vacancy) meydana gelir. Kopuk bağların ve boşlukların oluşmasıyla bağlardaki gerilim azalır ve tekrar böyle bir durum oluşana kadar bu düzen tekrarlanır. Bu yüzden

amorf malzemelerde homojen bir atom ağı bulunmamaktadır. Amorf yarıiletkenler düşük mobiliteye sahip saf yarıiletkenler gibi davranırlar ve iletkenlikleri sıcaklığa bağımlıdır. Periyodik bir düzen göstermeyen bu yapılarda Bloch fonksiyonları geçersizdir ve band modelinin nasıl oluşacağı konunun en ilgi çekici yanıdır. ŞEKİL 1'de bir tür atomlu kuramsal bir katının kristal ve amorf yapılarında atomlarının dizilişi iki boyutta şematik olarak gösterilmiştir. Kristal yapıda her atom özdeş üç bağla en yakın komşu atomlara bağlanarak düzgün altıgenler oluşturmaktadır; buna karşılık amorf yapıda üçlü bağ düzeni yerel olarak korunmakta ve bağ uzunlukları gelişigüzel olmaktadır. Silisyumun kristal halinde örgü sabiti $5,431 \text{ Å}$ 'dur ve yapının her yerinde sabittir.



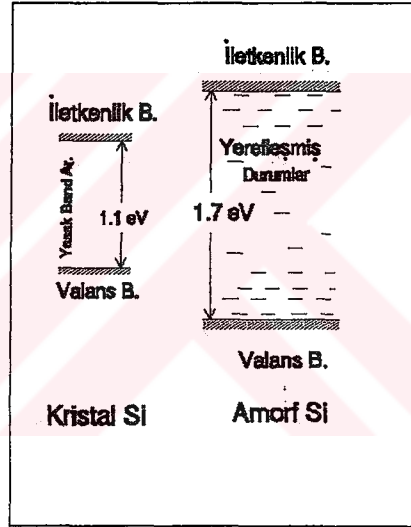
ŞEKİL 1 Bir katının kristal ve amorf halde atomlarının dizilişi

Bir amorf katının özelliklerinin açıklanabilmesi için, yapısının çok iyi bilinmesi gerekir. Elektron, X ışını ve nötron difraksiyonu gibi yöntemlerle yapının kristal veya amorf olduğu belirlenebilir. Bu konuda yapılan çalışmalarda kristal halden amorf hale geçişte birinci en yakın komşu

düzeninin aynı kalmasıyla birlikte, ikinci komşu düzeninin kısmen korunduğu, ancak üçüncü ve diğer uzak komşu düzenlerinin tamamen kayb olduğu gözlenmiştir^[11]. Kristal yapıdaki *uzun erimli düzen* (long range order) amorf yapıda *kısa erimli düzen* (short range order) ile değişmiştir. Amorf silisyumda, tek bir silisyum atomu için, bağ açısı, bağ uzunluğu, bağ sayısı kristal silisyumunkinin aynıdır; ancak bir kaç atom ötede bu düzenin korunmadığı görülür.

Kristal silisyumda valans ve iletkenlik bandları birbirlerinden 1,1 eV'lık bir yasak band aralığı ile ayrılmıştır. Bu malzeme, III. ve V. grup elementleriyle katkılendiğinde, tamamen boş olan yasak band aralığında, valans ve iletkenlik bandı yakınılarında, *siğ durum seviyeleri* oluşturulabilir. *Fermi seviyesi* de katkı türüne ve miktarına bağlı olarak bu aralıkta belli bir değerde bulunur. Bu yolla kristal silisyumun, katkılama ile yarıiletkenlik özellikleri kontrol

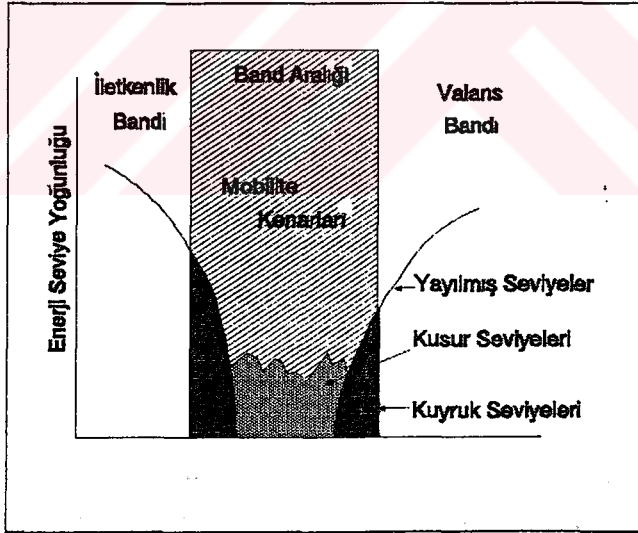
edilebilmektedir. Amorf silisyumda ise, band aralığı yerleşmiş enerji seviyeleriyle tamamen doludur. Bu bakımdan artık yasak enerji aralığından söz edilemez. Amorf silisyumda kısa erimli düzenin varlığı, bağ açılarının sabit kalmaması ve kopuk bağların bulunması, sırasıyla bu malzemenin band



ŞEKİL 2 Kristal ve amorf silisyumun band aralığı

yapısındaki *yerleşmiş durumları*, *kuyruk durumlarını* ve *kusur durumlarını* oluşturur (ŞEKİL 2).

Bu durumlar, aynı enerjili düzeylerin üstüste binmelerinden oluştuğu için elektronların (veya boşlukların) mobiliteleri çok düşüktür. Dolayısıyla amorf silisyumda, mobilitesi çok düşük olan yerleşmiş durumlar ile mobilitesi yüksek olan yayılmış durumlar birbirlerinden E_c ve E_v enerjileri ile ayrılmıştır; bu enerji farkı amorf malzemelerin yarıiletken özellik göstermelerine neden olur. *Enerji aralığı* veya *mobilité aralığı* olarak tanımlanan bu aralık amorf silisyum için 1,7 eV değerindedir. Bu yüzden E_c ve E_v değerlerine *mobilité kenarı* denir (ŞEKİL 3).



ŞEKİL 3 Amorf yarı iletkenlerde enerji seviyelerinin dağılımı

Kristal malzemelere kıyasla amorf malzemelerde elde edilen düşük mobilite, atomlararası uzaklık ve bağ açılarındaki gelişigüzel değişimlerden kaynaklanmaktadır. Mobilite aralığı içindeki durumların sürekli dağılımı, amorf yarıiletkenlerin en belirgin ayırt edici görünümüdür; bu da amorf silisyumdan yapılan cihazların karakteristiklerini belirlemekte çok önemli olmaktadır. Fermi düzeyi de mobilite aralığında sabitlendiği (mıhlандığı) için, saf amorf silisyumu katkılama olanağı yoktur.

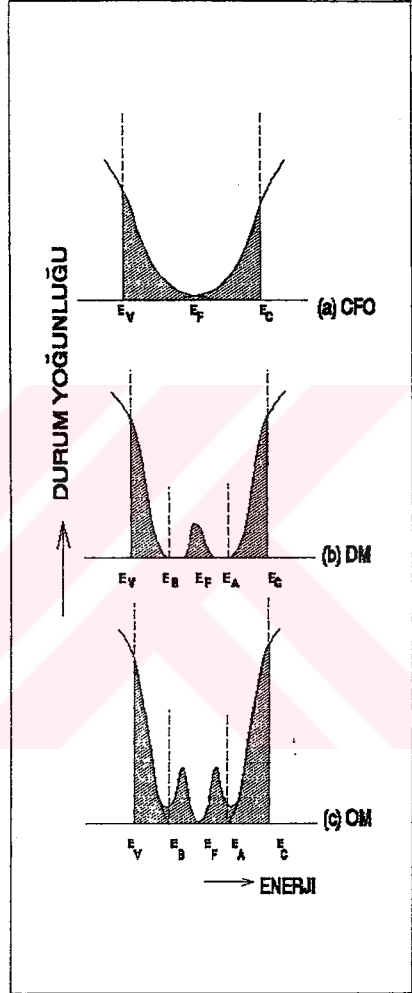
2-1-1 Band Modelleri:

Amorf yarıiletkenlerde iletkenlik mekanizmalarını tanımlamak için bugüne kadar çeşitli band modelleri önerilmiştir. *CFO modeli* olarak bilinen ve Cohen, Fritzsche ve Ovshinsky tarafından 1969 yılında önerilen modelde iletkenlik ve valans band kuyruklarının üstüste binerek Fermi seviyesini sabitleştirdiği varsayılmıştır. Öteleme ve yapısal düzensizlikler nedeniyle, iletkenlik ve valans bandından enerji aralığı içine doğru yerleşmiş seviyeler artmaktadır. Bu yerleşmiş durumlar potansiyelin periyodik olmayışından kaynaklanmaktadır. Fermi seviyesinin yerini ise, bu kuyruk durumlarının üstüste bindiği bölgeler belirler. Dalga fonksiyonlarının karakteri, yayılmış ve yerleşmiş enerji seviyelerini ayıran E_c ve E_v kritik enerji değerlerinde değişir. Mutlak sıfır sıcaklığında yerleşmiş durumlarda bulunan yük taşıyıcılarının mobiliteleri sıfır, yayılmış durumlarda ise sonlu bir değerdedir^[14] (ŞEKİL 4-A).

Bir diğer önemli model de Davis-Mott tarafından 1970 yılında önerilmiştir. *Davis-Mott* modelinde, kuyruk durumları üstüste binmezler;

ancak elektronlar ve boşluklar için mobilite köşeleri yine E_c ve E_v enerjilerinde bulunmaktadır. Öte yandan bu modelde uzun erimli düzenin olmayışından kaynaklanan yerelleşmiş durumlarla, yapısal kusurlardan kaynaklananlar arasındaki farkın büyük olduğu kabul edilir. 1. tip yerelleşmiş durumlar, mobilite aralığı içinde E_A ve E_B enerjilerine kadar yayılmakta, kusur durumları ise daha derin kuyruklar oluşturmaktadır; ancak bunların yoğunluğu Fermi seviyesini o bölgede sabitleştirmeye yetecek kadar değildir. Dolayısıyla Fermi seviyesinin durumu, aralığın ortasında maksimuma ulaşan ve kısa bir aralıkta hemen sönen bir bandla belirlenmiştir^[15] (ŞEKİL4-B).

Öte yandan Owen ve Marshall da alan etki yönteminden elde ettikleri verilerin sonucunda, temelde Davis-Mott modeline benzeyen, *Owen-Marshall* modeli olarak anılan bir diğer model



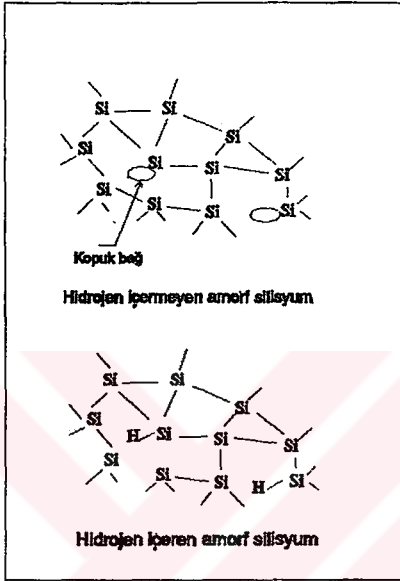
ŞEKİL 4. Band modelleri
 a) Cohen-Fritzsche-Ovshinsky modeli (CFO)
 b) Davis-Mott modeli (DM)
 c) Owen-Marshall modeli (OM)

önermişlerdir^[16]. Bu modele göre yerelleşmiş durumlar mobilite aralığının üst ve alt yarılarındaki *donor* ve *akseptör* bandları gibi tanımlanır; Fermi seviyesi de aralık merkezine yakın bir yerdedir ve düşük sıcaklıkta safsızlık bandlarından birine doğru hareket eder (ŞEKİL 4-C).

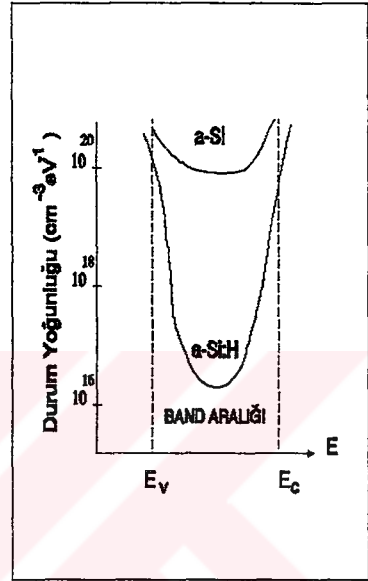
2-1-2 Hidrojenin amorf silisyum şebekesine etkisi:

İnce film amorf silisyumun elektronik özellikleri, filmin elde edilme koşullarına çok bağlıdır: Örneğin buharlaştırma yöntemiyle elde edilen filmlerin yapılarında çok sayıda kusur bulunmasından dolayı enerji aralıklarında fazla miktarda yerelleşmiş durum bulunmaktadır (yaklaşık 10^{20}). Çok fazla sayıda kopuk bağların bulunması nedeniyle enerji aralığı içinde Fermi seviyesinin yerini değiştirmek ve bu malzemeleri katkılama mümkün olmamaktadır. Amorf silisyumun teknolojik alanda işe yarar bir malzeme olabilmesi için, band aralığındaki sık ve derin enerji seviyelerinin azaltılması gerekir.

Hidrojenli bir ortamda, veya silan gazı kullanılarak amorf silisyum filmler elde edildiğinde^[7], kopuk bağlar doyurulur; böylelikle enerji aralığındaki yerelleşmiş seviyeler azaltılabilir (ŞEKİL 5). Hidrojenleme ile sadece amorf silisyum şebekesindeki kopuk bağlar doyurulmamakta, aynı zamanda hidrojenin varlığı yerel gerilmeleri de rahatlatarak kısa erimli düzeni sağlamaya çalışmaktadır. Si-H bağ enerjisi (3,4 eV) Si-Si bağ enerjisinden (2,2eV) daha büyük olduğu için de hidrojen eklemekle amorf silisyumun band aralığı genişlemektedir. Ancak Si-H bağlarının çok olması



ŞEKİL 5 Hidrojenin amorf silisyum şebekesine etkisi



ŞEKİL 6 Hidrojenin amorf silisyum band aralığındaki durum yoğunluğuna etkisi

İse bu şebekede Si-Si bağlarının zorlanma nedeniyle zayıflamasına ve sonuç olarak Si-Si bağlarının koparak yeni Si-H bağlarının veya kopuk bağların oluşmasına neden olur. Bunun sonucunda da band aralığındaki kusur durumlarının yoğunluğu artar. Düşük durum seviyeli olması nedeniyle uygun hidrojen ortamında elde edilen hidrojenlenmiş amorf silisyumu katkılarlamak mümkün olabilmektedir (ŞEKİL 6). Silan gazı kullanılarak elde edilen a-Si:H filmlerde % 5-50 atomik hidrojen bulunmakta ve hidrojen miktarı taşıyıcı sıcaklığı arttıkça azalmaktadır^[17]. Genellikle n ve p tipi katkılama silan'a (SiH₄), sırasıyla fosfin (PH₃) ve diboran (B₂H₆) gazlarını

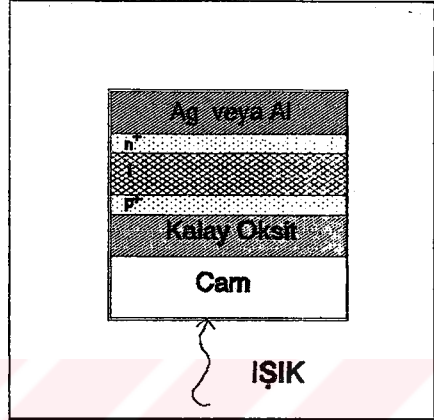
eklemekle elde edilir; böylece Fermi seviyesinin yerini oynatmak mümkün olabilmektedir. Bu durumda *Karanlık Öziletkenlik* değeri σ_p , katkılama ile birkaç mertebe artmaktadır.

Hidrojenlenmiş amorf silisyumun, amorf silisyuma nazaran oldukça yüksek fotoiletkenliğe sahip olması bu malzemenin teknolojik olarak kullanımının önemini arttırmaktadır. Malzemenin band aralığındaki durum yoğunluğu oldukça azaldığı (10^{16}) ve bu malzeme yüksek fotoiletkenlik gösterdiği için, güneş pilleri yapımında, p-n eklemlerinde, ince film transistörlerde, elektrofotografılıkta, görüntü ekranlarında....vs. kullanılmaktadır. Ancak hidrojenlenmiş amorf silisyumdaki kopuk bağların sayısı *Elektron Spin Rezonans* (ESR) sinyallerindeki çiftlenmemiş spin sayısı olup, bunlar hidrojen miktarından çok daha azdır. Philips 1979'da^[18], birbirine komşu olan kopuk bağların çift oluşturarak çiftlenmemiş spinlerden kurtulduklarını, böylelikle de ESR yöntemiyle spin yoğunluğunun gösterdiğinden çok daha fazla hidrojenin amorf silisyum şebekesine girebileceği fikrini ileri sürmüştür. Ayrıca amorf silisyumda, kopuk bağlardan başka hidrojen atomlarının birikebileceği boşluklar olduğu fikri de yaygındır^[19].

2-1-3 p tipi amorf silisyum karbür alaşımların önemi

Amorf Silisyum güneş pilleri, genellikle bir cam üzerine kaplanmış *saydam iletken oksit film* (Transparent Conducting Oxide - TCO) üzerine sırasıyla ince bir p tipi a-Si:H, saf a-Si:H, n tipi a-Si:H tabakaları kaplanmasıyla elde edilir^[9] (ŞEKİL 7). En üstte ise metal kontaklar

bulunur. Bu tabakaların her birinin önemi çok büyüktür: p tabakası olarak kullanılan malzemenin, iletkenlik, kalınlık, enerji aralığı.....vs. gibi özellikleri de güneş pillinin karakteristiği açısından çok önemlidir. Güneş pillinin *açık devre gerilimi*, p tabakasının kalınlığı azaldıkça, düşer^[19].



Bunun nedeni, bütün p tabakası, **ŞEKİL 7 Amorf silisyum güneş pili**

arınma bölgesi haline gelir ve yeterli difüzyon potansiyeli elde edilemez. Diğer taraftan p tabakası çok ince olduğunda, bu tabakanın oluşmadığı yerler de olabilir ve TCO ile i tabakası arasında kontak oluşur. Bunun tersine p tabakası kalınlaştıkça, p tarafından aydınlatma durumunda, ışığın absorpsiyonu artar ve seri direnç problem yaratmaya başlar. p tarafından aydınlatılan güneş pili için *pencere tabakası* (window layer) olarak en uygun p tabakası, band aralığı 2,5 eV'lara kadar elde edilebilen p tipi amorf silisyum karbür (p-a-SiC:H) tabakalarıdır. Böyle geniş enerji aralıklı pencere tabakası kullanıldığında, kısa dalga boylu fotonlar i tabakasına direk olarak aydınlatır; i tabakasına gelen fotonlar burada elektron-deşik çiftleri yaratırlar. Elektron-deşik çiftleri ise bu tabakada oluşan elektrik alan tarafından ayrılıp farklı elektrotlarda akım olarak toplanırlar. Böylece, amorf silisyum için aktif olan fotonlar (350-750 nm) i tabakasına ulaşınca hem *kısa devre akımı*, hem de *fill faktörü* artar.

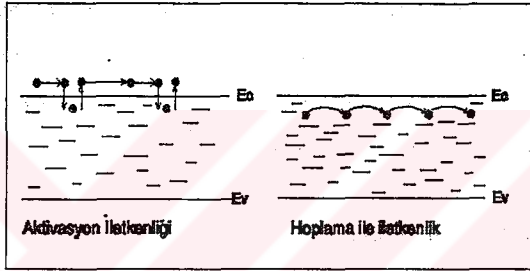
İnce film a-SiC:H numuneler, silan gazının metan gazıyla birlikte yüksek elektrik alan tarafından plazma yardımıyla ayrıştırılıp, taşıyıcı baz malzeme üzerine biriktirilmesiyle elde edilir^[20]. Silan'a metan, dolayısıyla karbon ilave edildiğinde zayıf bulunan Si-Si bağları daha kuvvetli olan Si-C bağlarıyla yer değiştirmektedir. C-C ve Si-Si bağlarının bağ uzunluklarının birbirlerinden farklı olmasından dolayı yapıdaki düzensizlik, yani kusurlar çoğalmakta ve enerji aralığı da buna bağlı olarak artmaktadır. Bağ uzunlukları Si-Si için 2,24 Å, Si-C için 1,88 Å ve C-C için 1,54 Å'dur^[21]. Karbon miktarı arttırılmaya devam edilince C-C bağları oluşur ve yine enerji aralığının değeri azalır^[22].

2-2 ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER:

Amorf yarıiletkenlerde, mobilite aralığında yerleşmiş durumların bulunması nedeniyle birden fazla iletkenlik mekanizması vardır. Bunlardan birincisi, yüksek sıcaklıklarda meydana gelen bandlar arası iletkenliktir ki, bu durumda elektronlar iletkenlik bandına, boşluklar ise valans bandına uyarılırlar. Düşük sıcaklıklarda ise, mobilite aralığındaki yerleşik enerji düzeyleri arasında taşıyıcıların *fonon* yardımlı *hoplama iletkenliği*etkindir.

Malzemenin elde edilış teknigine bağılı olarak bu mekanizmalardan biri, diğlerinden daha fazla etkili olmaktadır. Örneğin buharlaştırma yoluyla elde edilen amorf silisyum filmlerde ^{[23],[24],[25],[26]} yani yerleşik durum yoğunluğunun büyük olduğı durumlarda, başlıca yük taşınma mekanizması ısıı uyarmalı hoplamalardan oluşur. Buna karşılık, anodizasyon yöntemiyle elde edilen hidrojenli amorf silisyum filmlerde^{[27],[28],[29]}, yani yerleşik

durum yoğunluğunun daha az olduğu durumlarda başlıca iletkenlik mekanizması, banddan banda iletkenliktir (ŞEKİL 8). Bu durumda elde edilen a-Si:H numunelerin elektronik özellikleri; sıcaklık, gaz akış hızı, basınç, anot-katot uzaklığı, rf gücü gibi depozisyon parametrelerine çok bağlıdır.



ŞEKİL 8 Amorf yarı iletkenlerde iletkenlik mekanizmaları

Bandlararası iletkenliğe karşılık gelen ve iletkenlik bandı E_c 'nin üzerine uyartılan elektronların (veya valans bandı E_v 'nin altına uyartılan boşlukların) oluşturduğu band iletimi, n tipi iletkenlik söz konusu olduğunda,

$$\sigma = e \int g(E) \mu(E) f(E) dE \quad (2.2.1)$$

şeklinde dir^[30]. Burada $g(E)$ durum yoğunluğu, e elektronun yükü, $\mu(E)$ elektronun mobilitesi, $f(E)$ ise *Fermi-Dirac ifadesi*'dir. E_c 'nin üzerine uyartılan elektronların konsantrasyonu

$$n = \int_{E_c}^{\infty} g(E) \exp[-(E-E_F)/kT] dE \quad (2.2.2)$$

bağıntısıyla belirlenir. Eger $g(E)$ ve $\mu(E)$, E_c enerjisinden daha yüksek değerlerde kT 'ye bağlı olarak çok hızlı değişmiyorsa, bunların ortalama değerleri μ_c ve $g(E_c)$ kullanılabilir: bu takdirde (2.2.2) bağıntısı,

$$n = g(E_c) \cdot kT \cdot \exp[-(E_c-E_F)/kT] \quad (2.2.3)$$

şekline dönüşür. Böylece (2.2.1) denklemi

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-(E_c-E_F)/kT] \quad (2.2.4)$$

şeklinde verilebilir; burada üstel terim katsayısı,

$$\sigma_0 = g(E_c) e kT \mu_c \quad (2.2.5)$$

minimum iletkenlik olarak adlandırılır ve amorf yarıiletkenler için değeri $0.026 e^2/\hbar a = 610/a \Omega^{-1}cm^{-1}$ dir^[11]; buradaki a ise atomlar arası uzaklıktır. Eger E_c-E_F enerjisi sıcaklıkla doğrusal bir değişim gösteriyorsa $\ln\sigma-1/T$ grafiginde bir doğru elde edilir. Bu doğrunun eğiminden ise, **aktivasyon enerjisi** denilen E_c-E_F enerji farkı hesaplanabilir. Dolayısıyla

$$E_c - E_F = \Delta E - \gamma T \quad (2.2.6)$$

dir. Burada γ **sıcaklık katsayısı**, ΔE ise (E_c-E_F) nin mutlak sıfır noktasına, yani $0^\circ K$ 'e ekstrapole edilmiş değeridir. Böylelikle (2.2.4) bağıntısı,

$$\sigma = C \exp (-\Delta E/kT) \quad (2.2.7)$$

şeklinde verilebilir. Burada da,

$$C = e g(E_F) kT \mu_c \exp (\gamma/k) \quad (2.2.8)$$

dir. Amorf yarıiletkenlerin sıcaklığı azaltılarak kritik bir sıcaklığa inildiğinde, kuyruk durumların ucundaki enerjilerdeki taşıyıcıların band kenarlarındaki yerleşik durumlara uyarılması sözkonusu olur. Yerleşik durumlarda iletim, ısı uyarmalı hoplama şeklindedir. Elektronun bulunduğu durumdan daha yüksek enerjili duruma geçmesi fonon soğurarak gerçekleşir. Daha alçak enerjili duruma geçişte ise fonon yayınlanır. İletkenliğin elektronlar tarafından gerçekleştirildiğini düşünürsek, böyle bir durumda iletkenlik

$$\sigma = \sigma_1 \exp [-(E_1 - E_F + \Delta W_1)/kT] \quad (2.2.9)$$

dir^[10]; burada ΔW_1 , hoplama için aktivasyon enerjisidir. Ancak bu bağıntıdaki σ_1 , (2.2.5)'teki σ_0 'dan yaklaşık 10^3 kat daha küçüktür: zira yerleşik kuyruk durumlarındaki durum yoğunluğu ve mobilite değerleri E_c 'nin üzerindeki yaygın durumlara göre daha düşüktür.

Sıcaklığın daha da azaltıldığı hallerde, Fermi enerjisi civarında durum yoğunluğu sonlu bir değerde ise, iletkenliğe bir de bu civardaki elektronların yerleşik enerji düzeyleri arasındaki en yakın komşu durumundaki seviyeye hoplama yaparak geçmelerinden oluşan iletkenlik

ilave edilir. Bu durumda, iletkenlik

$$\sigma = \sigma_2 \exp (- \Delta W_2/kT) \quad (2.2.10)$$

şekilindedir^[11]. Burada ΔW_2 , hoplama enerjisidir ve üstel terim katsayısı olan σ_2 (2.2.9) daki σ_1 'den çok küçüktür. Ancak, kT 'nin çok küçük olduğu durumlarda, yani çok düşük sıcaklıklarda elektronların alacağı ısı enerjisi, onların en yakın komşuya geçmesine yetmez; bu durumlarda ilettime katılan bazı elektronlar, sahip oldukları enerjiye en yakın olan daha uzak durumlara geçebilirler. Sıcaklığın azalması ile hoplama uzaklığı da değişeceğinden, bu tür hoplamaya *değişken erimli hoplama* (variable range hopping) denir. Mott ve Davis tarafından ortaya atılan bulunan değişken erimli hoplama halinde, iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı

$$\ln \sigma = T^{-1/4} \quad (2.2.11)$$

şekilindedir^[11].

Yukarıda etraflıca değinildiği gibi, değişik sıcaklık aralıklarında, amorf yarıiletkenlerde değişik iletkenlik mekanizmaları etkili olmaktadır. Geniş bir sıcaklık aralığında çalışılması halinde, bu mekanizmaların bir kısmı bir arada görülebilir: birden fazla iletim türünün gözlemlendiği çalışmalara rastlanmaktadır^[31].

2-3 OPTİK ÖZELLİKLER:

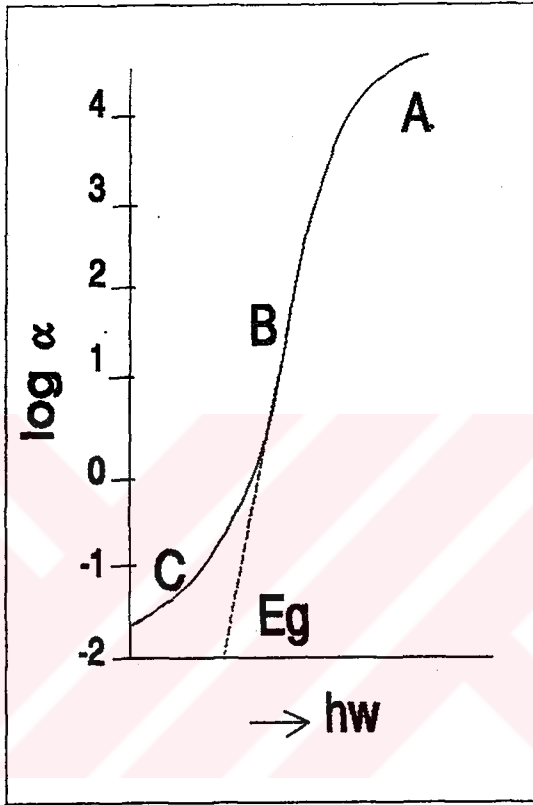
Kristallerde, valans ve iletkenlik bandları arasındaki elektronik geçişler absorbsiyon kenarında başlar ve bu da iletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumu arasındaki E_g enerjisine karşılık gelir. Eğer bu ekstremumlar k uzayının aynı noktasında bulunuyorsa, geçişlere *direk geçişler*, eğer değilse *indirek geçişler* denir. Direkt geçişlerde elektronlar iki band arasında momentumu koruyarak geçiş yaparlar. İndirekt geçişlerde ise elektron ve fonon momentumlarının toplamının korunumu söz konusudur. Direk geçiş için optik absorbsiyon

$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.3.1)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntı *Tauc denklemi* olarak da bilinir. Burada α absorbsiyon katsayısı, B sabit ve E_g de *optik band aralığı* dır.

Yarıiletken amorf olmaya başlayınca, absorbsiyon kenarı düşük veya yüksek enerjilere doğru kaymaya başlar. Pek çok amorf yarıiletkenler için absorbsiyon kenarı ŞEKİL 9' da görüldüğü gibidir ^[32]. Şekilden de anlaşılacağı üzere eğri büyük enerji değerleri için lineerlik gösterirken, düşük enerjilerde lineerlikten sapma izlenir ve $h\nu = E_g$ olması durumunda bile absorbsiyon katsayısı sıfır olmaz. Ayrıca şekilden de görüldüğü gibi, bu eğride A gibi bir absorbsiyonun yüksek olduğu bölge ($\alpha > 10^4 \text{ cm}^{-1}$), B gibi üstel bir bölge ve C gibi zayıf absorbsiyon bölgesi tanımlanabilir.

Absorbsiyon bölgesinin üstel kısmı, yani ŞEKİL 9'daki eğrinin B bölgesi absorbsiyon katsayısı α 'nın, $1 < \alpha < 10^4 \text{ cm}^{-1}$ aralığındaki değerlerine karşılık



ŞEKİL 9 Amorf yarı iletkenlerde optik absorpsiyon

gelir. Bu durumda absorpsiyon katsayısı

$$\alpha(w) \approx \exp(hw/E_g) \quad (2.3.2)$$

bağıntısı ile verilir ^[32]. Buradaki E_g enerjisi eğilmi ifade eder ve düşük

sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsızdır. Pek çok yarıiletken camlar için E_g 'nin değeri 0,05 ile 0,08 eV arasındadır. Ancak yüksek sıcaklıklarda, egim sıcaklıkla birlikte azalır; yeteri kadar yüksek sıcaklıklarda $E_g \approx T$ dir [33].

ŞEKİL 9'da verilen absorbsiyon egrisinde üstel bölgenin altındaki kısımda *absorbsiyon kuyruğu* (absorbtion tail) görülür. Burası malzemenin hazırlanış yöntemine ve saflığına bağlıdır. İnce filmler için, bu enerji aralığında çalışmak oldukça zordur. Dalga fonksiyonlarının karakterinin değişmesine bağlı olarak amorf silisyum kristal hali ile kıyaslandığında aradaki temel fark, amorf haldeyken direk geçişli yarı iletken olmasına karşılık, kristal haldeyken indirek geçişli yarı iletken olmasıdır.

Diğer taraftan katkılama miktarına göre, E_g değişmektedir: amorf silisyum n tipi katkıldığında optik band aralığı katkı miktarına göre değişmez. Ancak p tipi katkıldığında optik band aralığı katkılama miktarına göre hızlı bir düşüş gösterir [34]. Dolayısıyla amorf silisyumdan yapılan güneş pillerinde, eğer p tabakasının optik band aralığı i tabakasının optik band aralığından daha küçük değerde olursa, yüksek verim elde edilemez; bu nedenle, karbon ilavesiyle optik band aralığı 2,5eV'a kadar artan p tipi amorf silisyum tabakaları kullanılarak daha yüksek verimli güneş pilleri elde etmek mümkün olmaktadır.

Hidrojenli amorf silisyumun optoelektronik bir malzeme olması bakımından, kalınlığını, kırılma indisini ve absorbsiyon katsayısını bilmek, kullanıldığı cihazın fotoelektrik davranışını önceden belirlemek açısından çok önemlidir. Filmin optik sabitleri optik geçirgenlik eğrilerinden hesaplanabilir. Bunun için gerekli ölçümler doğrudan spektrofotometre cihazından elde edilebileceği gibi ayrı ayrı optik cihazların bir arada

kullanılmasıyla da gerçekleştirilebilir. Her iki halde de geçirgenlik verilerinin analizi aynıdır. Bu çalışmada kullanılan yöntem, Paragraf 3-3'de etraflıca açıklandığı gibi, çeşitli optik cihazların bir arada kullanılmasıyla gerçekleştirilen deney setinde ışın, önce taşıyıcı üzerine, daha sonra aynı şartlarda film kaplı taşıyıcı üzerine düşürülerek her iki sistem için geçirgenlik eğrileri bulunur. Filmin geçirgenliği, taşıyıcı-film sisteminin geçirgenliğinin taşıyıcının geçirgenliğine normalize edilmesiyle bulunur.

Saydam bir taşıyıcı üzerinde kaplı ince film için hava-film-cam-hava sistemi ve sadece taşıyıcı cam durumu için hava-cam-hava sistemi sırasıyla ŞEKİL 10 a-b' de gösterilmektedir. Ancak saydam taşıyıcının (cam) kalınlığı filmin kalınlığına göre çok büyüktür ve kırılma indisi de n_c ile gösterilmiştir. Cam için absorpsiyon katsayısı $\alpha_c=0$ ve hava için kırılma indisi $n_0 = 1$ dir. Eğer filmin kalınlığı uniform ise, elde edilen interferans franjları filmin optik sabitlerini belirleyebilmek için kullanılabilir.

ŞEKİL 10-b de gösterilen cam için geçirgenlik ifadesi,

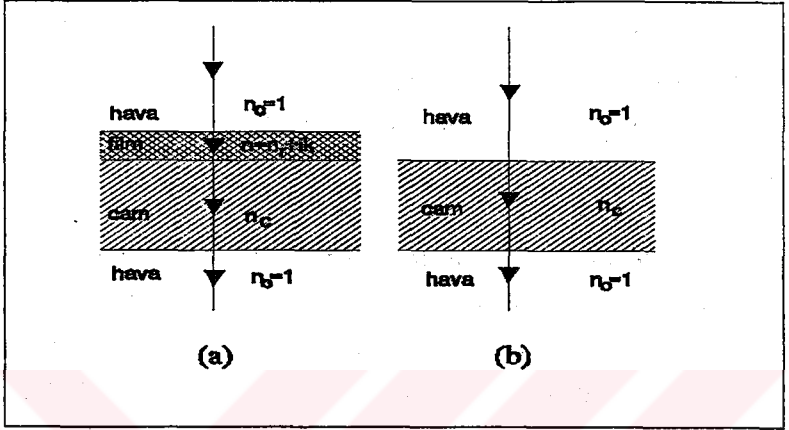
$$T_c = (1-R_c)^2 / (1+R_c^2) \quad (2.3.3)$$

şeklinde dir^[35]. Burada *Fresnel katsayıları*'nın ortamın kırılma indisine bağlı ifadeleriyle

$$R_c = [(n_c - 1) / (n_c + 1)]^2 \quad (2.3.4)$$

$$\text{ve} \quad T_c = 2n_c / (n_c^2 + 1) \quad (2.3.5)$$

şeklinde elde edilir.



ŞEKİL 10
a) Hava-absorblayıcı film- cam- hava sistemi
b) Hava-cam-hava sistemi

Absorblayıcı bir ince filmin kırılma indisi ise

$$n = n_r + ik \quad (2.3.6)$$

şeklinde ifade edilir. Burada n_r kırılma indisinin reel kısmı, k ise *absorbans*'tır; ve absorpsiyon katsayısına bağlılığı da

$$k = \lambda\alpha/4\pi \quad (2.3.7)$$

şeklinde dir. Amorf silisyum için $n_r \approx 3,5$ değerindedir. (2.3.7) denkleminde görülebileceği gibi $\alpha < 50000 \text{ cm}^{-1}$ değerleri için $k \ll n_r$ olmaktadır. O halde $k = 0$ ve $n_r = n$ eşitlikleri kullanılarak ve ŞEKİL 10-a'da görülen

Üç arayüzeyde oluşan katlı yansımalar da gözönüne alınarak spektrumun birçok bölgesinde geçerli olan geçirgenlik ifadesi

$$T' = A'x / (B - Cx\cos\phi + Dx^2) \quad (2.3.8)$$

şeklinde verilebilir^[36]. Burada,

$$A' = 16n^2n_c \quad (2.3.9.a)$$

$$B = (n+1)^3 (n+n_c^2) \quad (2.3.9.b)$$

$$C = 2(n^2-1) (n^2-n_c^2) \quad (2.3.9.c)$$

$$D = (n-1)^3 (n-n_c^2) \quad (2.3.9.d)$$

$$\phi = 4\pi nd/\lambda \quad (2.3.9.e)$$

$$x = \exp(-\alpha d) \quad (2.3.9.f)$$

dir. O halde ŞEKİL 10-a'da gösterilen sistemin geçirgenliğinin ŞEKİL 10-b'de gösterilen sistemin geçirgenliğine normalize edilmiş ifadesi,

$$T = T' / T_c = Ax / (B - C\cos\phi + Dx^2) \quad (2.3.10)$$

şeklinde olur. Burada

$$A = 8n^2(n_c^2 + 1) \quad (2.3.11)$$

dir. Geçirgenlik spektrumunda belli başlı iki bölge vardır. Bunlar; absorbsiyonun yüksek olduğu bölge(foton enerjisinin yüksek olduğu bölge)

ile absorpsiyonun ihmal edilebildiği (foton enerjisinin düşük olduğu) geçirgen bölgedir. Absorpsiyonun yüksek olduğu bölgede interferans franjları kaybolur. Bu bölgede sadece geçirgenlik spektrumundan n ve x 'i bağımsız olarak hesaplamak mümkün değildir. n değeri spektrumun diğer bölgesinden, yani geçirgen bölgeden hesaplanarak söz konusu bölge için geçerli olduğu varsayılır.

Çok absorblayıcı bölge için (2.3.8) denkleminde $x \ll 1$ kabul edilirse, denklem

$$T = Ax/B \quad (2.3.12)$$

haline dönüşür. *Optik Yoğunluk* (OY);

$$OY = -\log T \quad (2.3.13)$$

olarak tanımlanırsa, (2.3.12) denkleminde

$$10^{-OY} = \frac{8n^2(n^2 + 1)e^{-\alpha d}}{(n + 1)^3(n + n^2)} \quad (2.3.14)$$

elde edilir ve buradan da α absorpsiyon katsayısı

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln 10^{OY} + \ln \frac{8n^2(n_c^2 + 1)}{(n + 1)^3(n + n_c^2)} \quad (2.3.15)$$

şeklinde ifade edilebilir.

İnterferansın sözkonusu olduğu geçirgen bölgede $OY \ll 1$ olması nedeniyle OY yerine optik yoğunluğun minimum ve maksimum değerlerini kullanmak yerinde olur. $OY_{\min}$ değeri (2.3.8)'de $\cos \phi \approx -1$, $OY_{\max}$ değeri ise (2.3.8)'de $\cos \phi \approx +1$ alınarak elde edilir. O halde interferans franjlarının ekstrem değerlerine karşılık gelen geçirgenlik ifadeleri

$$T_H = A^2 x / (B - Cx + Dx^2) \quad (2.3.16)$$

$$T_B = A^2 x / (B + Cx + Dx^2) \quad (2.3.17)$$

şeklinde verilebilir. Bundan dolayıdır ki (2.3.13)'den

$$-\log T_B = OY_{\min} \quad (2.3.18)$$

$$-\log T_H = OY_{\max} \quad (2.3.19)$$

elde edilir. Buradan da

$$T_B / T_H = \ln 10 \cdot \exp(OY_{\max} - OY_{\min}) \quad (2.3.20)$$

olduğu görülür. (2.3.16) ve (2.3.17) denklemlerinin birbirine oranlanmasıyla ve (2.3.9) denkleminde yararlanılmasıyla, n kırılma indisi

$$n = \left[\left[\frac{1+n_c^2}{2} \right] \left[2 \exp(OY_{\text{Eik}} - OY_{\text{Ein}}) \ln 10 - 1 \right] + \left[\frac{1+n_c^2}{2} \right] \left[(2 \exp(OY_{\text{Eik}} - OY_{\text{Ein}}) \ln 10 - 1)^2 - n_c^2 \right]^{1/2} \right]^{1/2} \quad (2.3.21)$$

şeklinde elde edilebilir.

Filmin kalınlığı olan d 'yi belirlemek için nd çarpım ifadesini bilmek gerekir. Bilindiği gibi interferans franjlarının maksimum ve minimum olmasını sağlayan şartlar, sırasıyla

$$2nd = m\lambda \quad (2.3.22)$$

$$2nd = (m+1/2)\lambda \quad (2.3.23)$$

ile verilir. Maksimum geçirgenlik (veya minimum optik yoğunluk) ve minimum geçirgenlik (veya maksimum optik yoğunluk) için de sırasıyla,

$$4nd = 2m\lambda = s\lambda \quad (s \text{ çift sayı}) \quad (2.3.24)$$

$$4nd = (2m+1)\lambda = s\lambda \quad (s \text{ tek sayı}) \quad (2.3.25)$$

ifadeleri yazılabilir. Burada s interferans franjlarının mertebesini ifade eder. λ_1 dalgaboyunda oluşan maksimum için, (2.3.22)'den

$$m = 2nd/\lambda_1 \quad (2.3.26)$$

ve bir sonraki λ_2 dalgaboyu için oluşan minimum ise (2.3.23)'den

$$m+1 = 2nd/\lambda_2 \quad (2.3.27)$$

elde edilir. (2.3.26) ve (2.3.27) denklemleri birbirinden çıkarılarak,

$$2nd = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (2.3.28)$$

bağıntısı bulunur. Buradan da,

$$4nd = 2\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (2.3.29)$$

olur. Dolayısıyla bu sonuç kullanılarak $4nd$ belirlenebilir ve (2.3.24) bağıntısı kullanarak interferans franjlarının mertebe sayıları hesaplanabilir. Mertebe sayılarının hesaplanmasıyla, (2.3.24) denklemi kullanılarak nd çarpımı oldukça hassas bir şekilde hesaplanabilir.

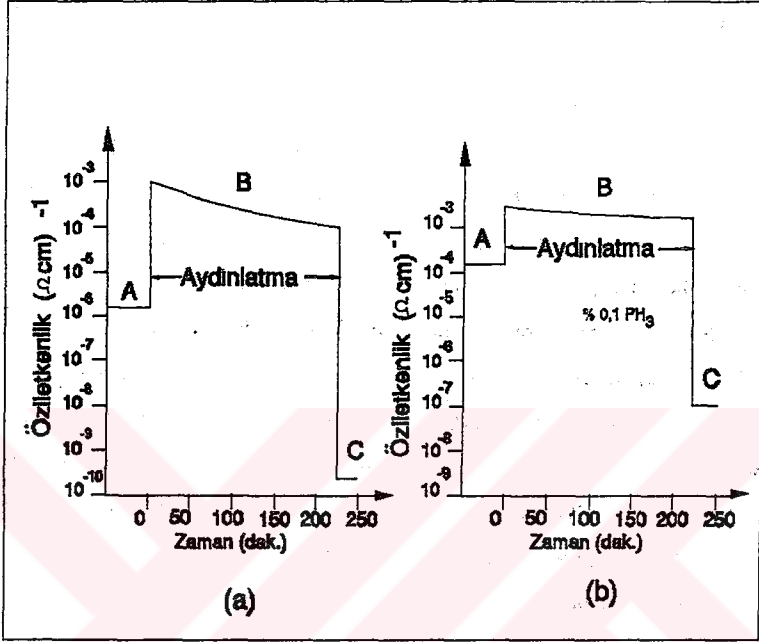
nd çarpımı hesaplandıktan sonra, (2.3.21) denklemiyle verilen n kırılma indisi değeri kullanılarak, d kalınlığı da kolaylıkla belirlenebilir.

2-4 STAEBLER-WRONSKI OLAYI:

1977 yılında Staebler ve Wronski, hidrojenli ortamda elde edilen amorf silisyum malzemelerin fotoelektrik özelliklerinde ışığa bağlı tersinir değişiklikler olduğunu göstermişlerdir ^{[37],[38]}. Staebler ve Wronski'ye göre saf ve katkılı a:Si-H filmler uzun süre ışık altında tutulduklarında, bunların hem karanlık iletkenlikleri hem de fotoiletkenlikleri azalmaktadır. Ancak filmler karanlıkta tavlандıkları takdirde ışığa maruz bırakılmadan

önceki iletkenlik değerini tekrar kazanmaktadır (ŞEKİL 11). İlk kez Staebler ve Wronski tarafından gözlenip açıklaması yapılan bu olaya, *Staebler-Wronski* (S-W) olayı denmektedir. a:Si-H'dan elde edilen güneş pillerinin verimlerinin düşmesi gibi, bu malzemenin teknolojik uygulamalarında bir takım olumsuz etkiler yaratması sebebiyle S-W olayı 1977'den beri bu konuyla ilgili olan araştırmacıları meşgul etmektedir^{[39],[40],[41],[42],[43]}. Dolayısıyla S-W olayının gerçek nedenlerini bulma ve bu etkiye karşı dayanıklı filmler oluşturma çabaları devam etmektedir^{[44],[45],[46],[47],[48]}.

Uzun süre ışığa maruz bırakıldığında a:Si-H şebekesinde bağ yapısı değişmekte, böylelikle de enerji aralığında yeni kusur durumları oluşmaktadır. Yeni oluşan yerel seviyeler enerji aralığının ortalarına yakın yerlerde bulunurlar ve elektron tuzakları ile rekombinasyon merkezleri olarak davranmaya başlarlar^[23]. Saf ve katkılı a:Si-H filmler için yapılan ilk çalışmalarda, S-W olayının temel özellikleri ve bu malzemelerdeki kararsız kusurların varlığı incelenmiştir^[49]. Tersinir olan ve ışığa bağlı karanlık ve fotoiletkenlikteki değişimler değişik depozisyon şartlarında elde edilmiş a-Si:H filmlerde de görülmektedir. Bunlardan bazıları CVD yöntemi^[50], SiH_4 'ın plazma dekompozisyonu^[37], H_2 ile seyreltilmiş SiH_4 yöntemi^[51]..vs. dir. ŞEKİL 11-a'da görüldüğü gibi ısı olarak kararlı durumda bulunan numune A durumundadır ve bu durum numunenin 150°C 'nin üzerindeki sıcaklıkta tavllanmasıyla ve karanlıkta tekrar oda sıcaklığına kadar soğutulmasıyla elde edilir. Oda sıcaklığında böyle bir numune üzerine ışık düşürüldüğünde hem fotoiletkenlik (B durumu) hem de karanlık iletkenliği (C durumu) azalmaktadır. Fotoiletkenlik yaklaşık 4



ŞEKİL 11 a) Saf ve b) p tipi a-Si:H'da Staebler-Wronski olayı [49]

saatlik bir süre sonunda ilk değerine göre 8 kat kadar azalırken, karanlık iletkenliğin bu süre sonunda ilk değerine göre 10^4 kat daha azaldığı görülmektedir. C durumu olarak gösterilen yeni iletkenlik durumu oda sıcaklığında kararlı durumdur; ancak bu bir denge durumu değildir. Çünkü bu durum numunenin toplam ne kadar foton aldığına bağlıdır. Yine Staebler ve Wronski, aynı fotoiletkenliği sağlayan ışığın çok benzer bir şekilde, gelen ışığın dalga boyuna bağlı olmadan numunenin iletkenliğini azalttığını

da göstermişlerdir^[37]. S-W olayı çok az katkılı a:Si-H filmlerde de gözlenmiştir^[52] (ŞEKİL 11-b). Ancak fosfor (P) ve boron (B)'la çok katkılanmış filmler böyle bir özellik göstermedikleri gibi, ayrıca, ışık altındayken bu tür etkiler elektrik alana da bağlı değildir. ŞEKİL 11-b'de de görüldüğü gibi % 0,1 PH_3 ile katkılanmış bir malzemenin fotoiletkenliği saf malzemeye kıyasla çok az azalmasına karşılık, karanlık iletkenlik yine yaklaşık olarak 10^3 kat azalmaktadır.

S-W olayında fotonun yarattığı elektron boşluk çiftlerinin bir kısmı rekombinasyon yoluyla yok olmaktadır. Böylece rekombinasyondan açığa çıkan enerji ışıma olarak değil, ısı olarak kendini göstermektedir. Bu ısıyı kazanan elektronların kinetik enerjileri artmakta ve böylelikle bu elektronlar etrafta bulunan zayıf bağları koparmaktadırlar. Dolayısıyla kopuk bağlar çoğalmakta ve bu sebeple band aralığındaki yerleşmiş seviyeler artmaktadır. Yeni oluşan yerleşmiş durumlar sebebiyle elektronun ömrü kısalmakta, bu da fotoiletkenlikte azalmayı meydana getirmektedir. Aynı şekilde yeni oluşan yerleşmiş seviyeler çoğalınca, Fermi seviyesi de bulunduğu konumdan daha aşağıya inmekte ve böylece iletkenlik bandındaki bir kısım elektronlar enerji aralığı içinde bulunan seviyelere yerleşerek iletkenliğin azalmasına neden olmaktadır.

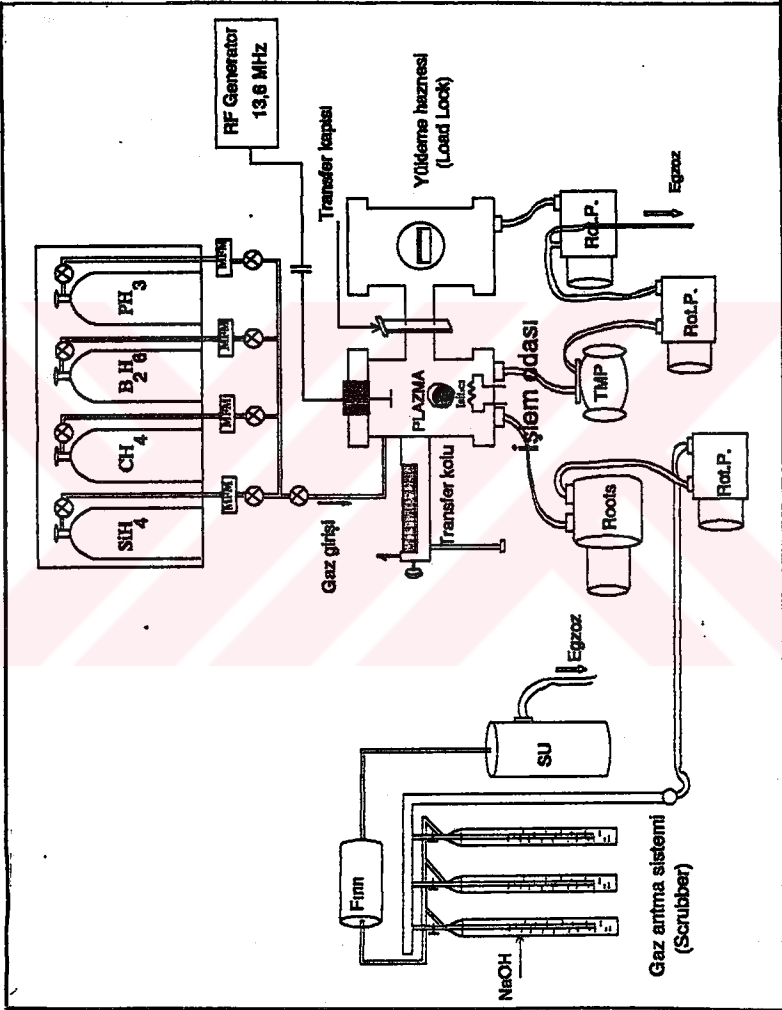
3- DENEYSEL ÖLÇÜMLER:

Bu bölümde incelenmesi amaçlanan saf ve p tipi hidrojenli amorf silisyum karbür numunelerin elde ediliş ve ölçümlere hazırlanış metodu ile elektriksel ve optik deney setleri anlatılmaktadır. Ayrıca, deneyler sonucunda numunelere ait verilerin analizi ile Staebler-Wronski olayının nasıl gözlemlendiği de verilmektedir.

3-1 NUMUNELERİN HAZIRLANMASI:

Yarıiletkenlerin elektronik ve optik özellikleri filmin elde ediliş yöntemine ve elde ediliş sırasındaki koşullara çok bağlıdır. İncelenen amorf silisyum numuneler Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu Marmara Araştırma Merkezi (TÜBİTAK MAM) Amorf Silisyum Laboratuvarında bulunan *Plazma Yardımlı Kimyasal Buhar Depolama* (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition - PECVD^{[53],[54],[55]}) sistemi olarak bilinen ultra yüksek vakumlu bir gaz parçalama ve plazma sisteminde üretilmiştir. Plazma, 13,6 MHz radyo frekansta (RF) yüksek bir elektrik alan oluşturularak gazların iyonize olmasını sağlamaktadır. Bu sistemde istenilen gazlar kontrollü ve çok temiz bir ortamda bu elektrik alan tarafından parçalanarak taşıyıcı baz malzemenin üzerine biriktirilir.

ŞEKİL 12'de verilen GSI Model #R 100LL depozisyon sistemi, depozisyon odası ve yükleme odası olmak üzere iki bölmeli bir düzeneştir. Oldukça iyi kalitede amorf silisyum numuneleri ve türevlerini elde etmek için, biriktirme işleminin yüksek vakumda hazırlanmış taşıyıcı malzemeler



ŞEKİL 12 a-Si:H numunelerin üretildiği PECVD sistemi

üzerinde yapılması gerekir. Bu yüzden, *işlem odası'nın* (deposition chamber) vakumu, Leybold-Heraeus D/16B Rotary (400L/m) mekanik pompası ile ön vakumu sağlanan Balzers 330L/S Turbo pompası vasıtasıyla $1 \cdot 10^{-8}$ torr mertebesinde daha düşük değerlerde sağlanabilir. İşlem gören gazların pompalanması ise Leybold-Heraeus D25 B Rotary (512L/m) mekanik pompası ile ön vakumu sağlanan Leybold Heraeus WSU-151 (3000L/m) *roots* tipi rotary pompası aracılığıyla gerçekleştirilir. Yükleme odasının kaba vakum pompası (roughing pump) (400L/m) hariç, bütün rotary mekanik pompaların çıkışı irtibatlandırılmış ve bu çıkış, gazların tehlikesiz ve uygun bir şekilde dışarıya atılmasını sağlayan *atık gaz arıtma sistemine* (Scrubber) bağlanmıştır.

Kullanılan atık gaz arıtma sistemi, amorf silisyum teknolojisinde kullanılan, ancak insan ve çevre sağlığına çok zararlı olan, silan, diboran, fosfin, metan gibi patlayıcı ve zehirli gazlar ile buharlaşan pompa yağlarını çevreye zararsız hale getirdikten sonra dışarıya atılmasını sağlayan bir cihazdır. Atık gazların atılması iki aşamada yapılır: Önce gazlar, bir çözeltiden geçirilip kimyasal olarak bozunurlar ve bu çözeltiden etkilenmeyen gazlar ise 800°C sıcaklıktaki bir fırında atmosferik basınçta kimyasal buharla çöktirme yöntemiyle ayrıştırılıp çevreye zarar vermeyen katılara dönüştürülürler^[56].

Taşıyıcı malzemeler, depozisyon sistemine yerleştirilmeden önce, ultrasonik sistemde Alconox marka deterjanla yıkandıktan sonra aseton ve saf su ile durulanır. Temizlenen taşıyıcı malzemeler, önce yükleme odasına yerleştirilir ve bu oda vakuma alınır. Oda azotla temizlendikten sonra tekrar boşaltılır ve uygun bir vakuma erişildikten sonra, *kaba vakum*

vanası (roughing valve) kapatılarak, yükleme odasının istenilen vakumda kalması sağlanır. İşlem odasının sıcaklığının 300°C'ye erişmesi sağlandıktan sonra, yüksek vakum vanası kapatılarak roots pompası çalıştırılır ve birkaç kez argon gazı geçirildikten sonra bu oda da boşaltılır. Her iki odanın da basınçları hemen hemen aynı olunca, iki oda arasındaki transfer kapı vanası açılarak, taşıyıcı malzemeler yükleme odasından işlem odasına bu işlem için hazırlanmış kol yardımıyla taşınır. Transfer kapısı kapandıktan sonra, işlem odasındaki argon gazının dışarıya atılması sağlanır: roots ve yükleme odasının kaba vakum pompaları kapatılır. Yüksek vakum valfi açılarak, işlem odası yüksek vakuma alınır. Taşıyıcı malzemeler işlem odasında iyice temizlendikten sonra, atık gaz arıtma sistemi çalıştırılır; roots pompası da çalıştırılarak yüksek vakum vanası kapatılır ve bir süre argon gazı akıtılır. İşlem odasının içindeki gazın basıncını ayarlayan kelebek vanası ile basınç istenilen değerde tutulur. Argon gazı kapatılarak daha önceden istenilen akış hızına ayarlanmış gazlar aktiveleştirilerek plazma için hazır duruma getirilir. Plazma da aktive edilerek istenilen süre depozisyon yapılır. İstenilen süre tamamlandıktan sonra, plazmayı sağlayan RF uygulaması kesilir. Argon yolu açılarak depozisyon gazları kapatılır ve işlem odası argon gazı ile, kelebek vanasının kontrolü altında birkaç kez doldurulup boşaltılır; ayrıca bu odanın basıncı yükleme odasının basıncından biraz daha yüksek bir değerde tutularak, aradaki kapı açıldığında yükleme odasından herhangi bir kirliliğin işlem odasına taşınması engellenir. Daha sonra aradaki transfer kapısı açılır ve numuneler tekrar yükleme odasına taşınarak transfer kapısı kapatılır. Bu arada işlem odasındaki argon gazı kelebek vanası kontrolü ile boşaltılır ve

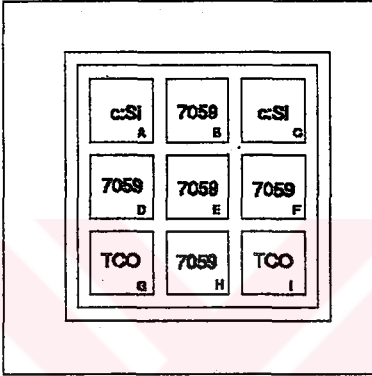
bu odadaki gazların dışarı atılmasını sağlayan roots pompası kapatılıp, *yüksek vakum vanası* (HIVAC) açılır. Bu sırada işlem odasının tekrar *ultra yüksek vakuma* (UHV) erişmeye başlaması sağlanır. Yükleme odası havalandırma vanası (Load Lock Vent Valve) açılarak azot gazı ile doldurulur ve odanın basıncı açık hava basıncına erişince, yükleme odasının kapısı açılarak, numuneler dışarıya alınır.

Elektik ölçümler için gerekli olan kontaklar, eşdüzlemsel geometride hazırlanan maskeler kullanılarak Leybold-Heraus marka Ünivex 300 tipi buharlaştırıcıda (evaporatör) istenilen metalle kaplanır; ve de numuneler elektriksel ölçümlere hazır duruma getirilir.

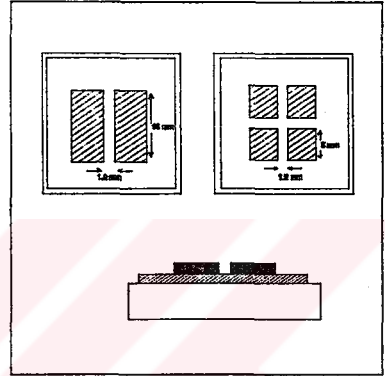
Depozisyon sisteminde her depozisyon için 9 adet numune elde edilmektedir (ŞEKİL 13). Taşıyıcı olarak her depozisyon için 2,5 X 2,5 cm ebatlarında kesilmiş 5 adet Corning 7059 camı, 2 adet üzerine TCO film kaplanmış cam ve 2 adet de TÜBİTAK MAM Yarı İletkenler Laboratuvarında (YİTAL) hazırlanmış kristal silisyumdan yararlanılmıştır. Ancak hazırlanan bu numunelerden cam üzerine kaplanmış olanların iki tanesi elektriksel ölçümler, iki tanesi de optik ölçümler için kullanılmıştır. Elektrod maskeleme işlemi için alüminyum levhadan hazırlanan iki tip maskeden faydalanılmıştır. Bunlar eşdüzlemsel geometride olup kesitleri ŞEKİL 14'de verilmiştir.

Kullanılan depozisyon gazlarının saflık dereceleri; silan'ın (SiH_4) %99.999, metan'ın (CH_4) %99.999 ve diboran'ın (B_2H_6) %1 dir. Saf hidrojenli amorf silisyum (a-Si:H) numuneler için SiH_4 , saf hidrojenli amorf silisyum karbür (a-SiC:H) numuneler için $\text{SiH}_4 + \text{CH}_4$, p tipi hidrojenli amorf silisyum karbür (p-a-SiC:H) numuneler için ise $\text{SiH}_4 + \text{CH}_4 + \text{B}_2\text{H}_6$ gaz

karışımları kullanılmıştır. Her gazın akışı *gaz akış metreleri* (gas flow meter) ile ölçülmüştür. Depozisyon sırasında rf güç yoğunluğu ise 30mW/cm^2 değerinde tutulmuştur.



ŞEKİL 13 Depozisyon maskesi



ŞEKİL 14 Elektrod maskeleri

Saf amorf silisyum karbür ($a\text{-SiC-H}$) serisi silan ve metan gazlarının değişik gaz akış hızlarında karıştırılmasıyla elde edilen değişik gaz oranlarında; p tipi amorf silisyum karbür serileri ise iki farklı gaz oranında diboran gaz akış hızı değiştirilerek elde edilmişlerdir. Bu çalışmada, hazırlanan numunelerin gaz akış oranlarına göre sıralaması TABLO 1'de gösterilmiştir. Diğer depozisyon parametreleri (sıcaklık, basınç, rf gücü vs.) sabit tutulmuş ve ölçümlerde elde edilen farkların bu parametrelerden etkilenmesi engellenmiştir. Bütün numuneler için UHV yaklaşık olarak 7.10^{-8}mTorr ve depozisyon sırasındaki vakum 800 mTorr 'da tutulmuş, depozisyon ise 1 saatte tamamlanmıştır. $a\text{-Si:C}$ numuneler 300°C , p $a\text{-Si:C}$ numuneler ise 260°C taşıyıcı sıcaklığında elde edilmişlerdir.

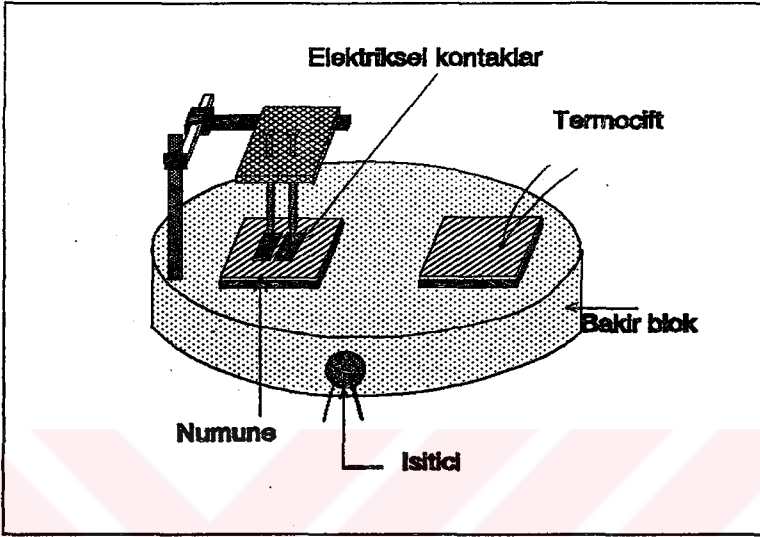
TABLO 1

Num. Adı	Gaz Akış Hızı (sccm)			Gaz Oranı	
				X	Y
	SiH_4	CH_4	B_2H_6	$\text{CH}_4/(\text{SiH}_4+\text{CH}_4)$	$\text{B}_2\text{H}_6/(\text{SiH}_4+\text{CH}_4+\text{B}_2\text{H}_6)$
2I008	40	-	-	-	-
2C019	40	10	-	0,200	-
2C011	40	30	-	0,429	-
2C012	40	45	-	0,529	-
2C013	40	60	-	0,600	-
2C014	40	73	-	0,646	-
2C016	20	73	-	0,785	-
2C017	10	73	-	0,885	-
2C020	4	73	-	0,948	-
2P022	40	60	5	0,600	0,05
2P024	40	60	10	0,600	0,09
2P026	40	60	15	0,600	0,13
2P028	40	60	20	0,600	0,17
2P030	40	60	30	0,600	0,23
2P023	4	73	5	0,948	0,06
2P025	4	73	10	0,948	0,11
2P027	4	73	15	0,948	0,16
2P029	4	73	20	0,948	0,21

3-2 ELEKTRİKSEL ÖLÇÜMLER:

Doğru akım ölçümleri , sabit bir elektrik alanda yapılan akım-sıcaklık (I-T) ölçümlerinden oluşmaktadır. Bu ölçümlerde kullanılan düzeneğe, ŞEKİL 15'de, elektriksel ölçüm sisteminin blok diyagramı ise ŞEKİL 16'da verilmiştir.

Kontakları hazırlanan numuneler, doğru akım ölçümleri sırasında bu ölçümler için özel olarak tasarlanıp, gerçekleştirilmiş olan bir termostatik oda (kriyostat) içinde bulunurlar. Ölçümler için sıcaklık aralığı 293-453°K olarak alınmıştır. Şekil 15'de görüldüğü gibi bakır blok içine yerleştirilmiş olan ısıtıcı aracılığı ile bakır bloğun, dolayısıyla numunenin ısınması sağlanır. Ölçülen sıcaklığın numunenin gerçek sıcaklığına eşit olmasını sağlamak için, herhangi bir numune üzerine kromel-alumel termoelektromotor gücü yapıştırıcı ile yapıştırılmış ve ısıtıcıya göre ölçüm yapılan numune ile sıcaklığı ölçülen numune simetrik olarak bakır blok üzerine yerleştirilmiştir. Sıcaklığın numuneler üzerinde homojen bir şekilde dağılımını sağlamak için her iki numunenin altına parlatılmış (pürüzlülüğü olmayan) ve numune boyutlarında kesilmiş alüminyum levhalar yerleştirilmiştir. Ölçümü yapılacak numune üzerine ise, kontak probleminin etkisini azaltmak için, *pogo* tipi yaylı ve iki boyutta hareketli kontak sistemi yerleştirilmiştir. Bu kontaklar yardımıyla numune üzerine Keithley 617 model elektrometrenin voltaj kaynağı kullanılarak sabit bir gerilim (100V) uygulanmış, geçen akım yine aynı elektrometre ile ölçülmüştür. Kromel-alumel termoelektromotordan elde edilen gerilim değerleri ise Keithley 196 model voltmetre ile ölçülmüştür. Yüzey etkilerinden kurtulmak için (numune



ŞEKİL 15 Termostatik oda içindeki elektrikli ölçüm sistemi

Üzerinde birikebilecek toz ve pisliklerden kurtulmak ve yüksek sıcaklıkta oksidasyonu önlemek) ölçümler sırasında termostatik oda sürekli olarak Edwards mekanik ve difüzyon pompa sistemi yardımıyla yaklaşık 10^{-5} Torr vakumda tutulmuştur.

(2.2.4) denkleminde hareketle,

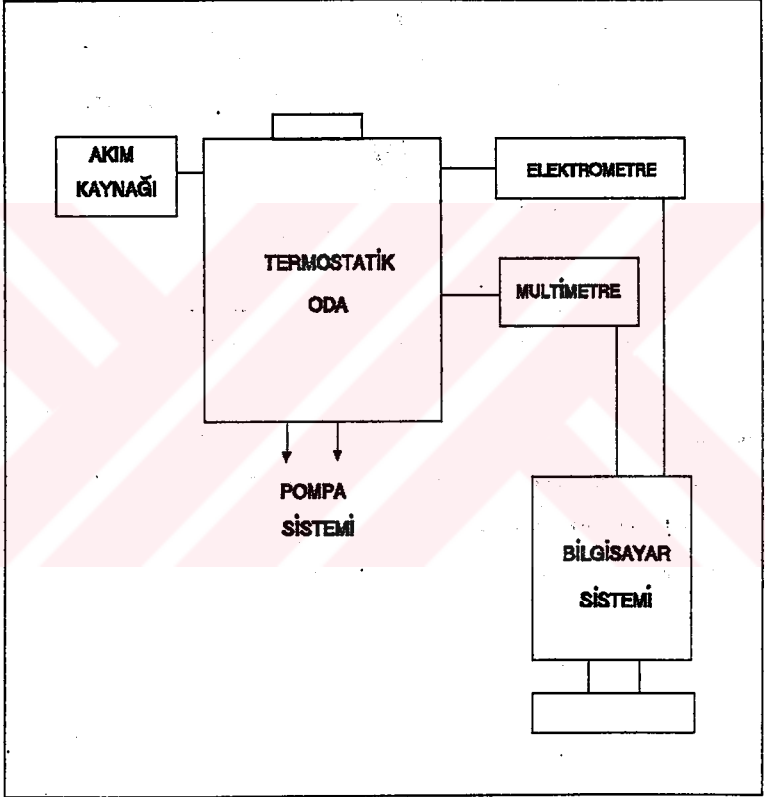
$$G = G_0 \exp(-\Delta E_a/kT) \quad (3.2.1)$$

dir. Burada G iletkenlik olup, *öziletkenliğe* bağımlılığı

$$G = \sigma A/w$$

(3.2.2)

şeklinde dir. Bu bağıntıdaki A, kontakların uzunluğu l ile filmin kalınlığı olan d değerinin çarpımını, w ise kontaklar arası mesafeyi göstermektedir. Öte yandan A/w değerine *geometrik faktörü* (GF) de denmektedir.



ŞEKİL 16 Elektriksel ölçüm sisteminin blok diyagramı

Numuneler termostatik odaya yerleştirildikten sonra, uygun vakum sağlanır ve oda sıcaklığından başlanarak 180 C' ye kadar ısıtılır. Numune üzerine 100 V gerilim uygulanarak, her dakikada bir, kişisel bilgisayar ve verilerin giriş çıkışını sağlayan bir karttan (IEEE 488) oluşan bir tür ölçme ve kontrol sistemi ile geçen akım ve sıcaklık okunur. 180 C'ye ulaşıldığında, ısıtıcının akımı ayarlanarak, bu sıcaklıkta 2 saat kadar beklenir ve numunenin tavlınması sağlanır. Daha sonra numune, akım kesilerek oda sıcaklığına kadar soğumaya bırakılır. Ölçülen G ve T değerlerinden saf a:Si-H (21008f), gaz oranı 0,529 olan saf a:SiC-H (2C012d) ve iki değişik metan gaz oranında (sırasıyla 0,6 ve 0,948) elde edilen diboran gaz oranları sırasıyla $0,5 \cdot 10^{-3}$ ve $1,3 \cdot 10^{-3}$ olan p-a:SiC-H (2P022f ve 2P025d) numuneleri için sırasıyla GRAFİK 1,2,3,4'de verilen $\log G-1000/T$ eğrileri, yani *Arrhenius* çizimleri elde edilir. (3.2.1) formülünden değişik sıcaklık ve iletkenlik değer çiftleri için

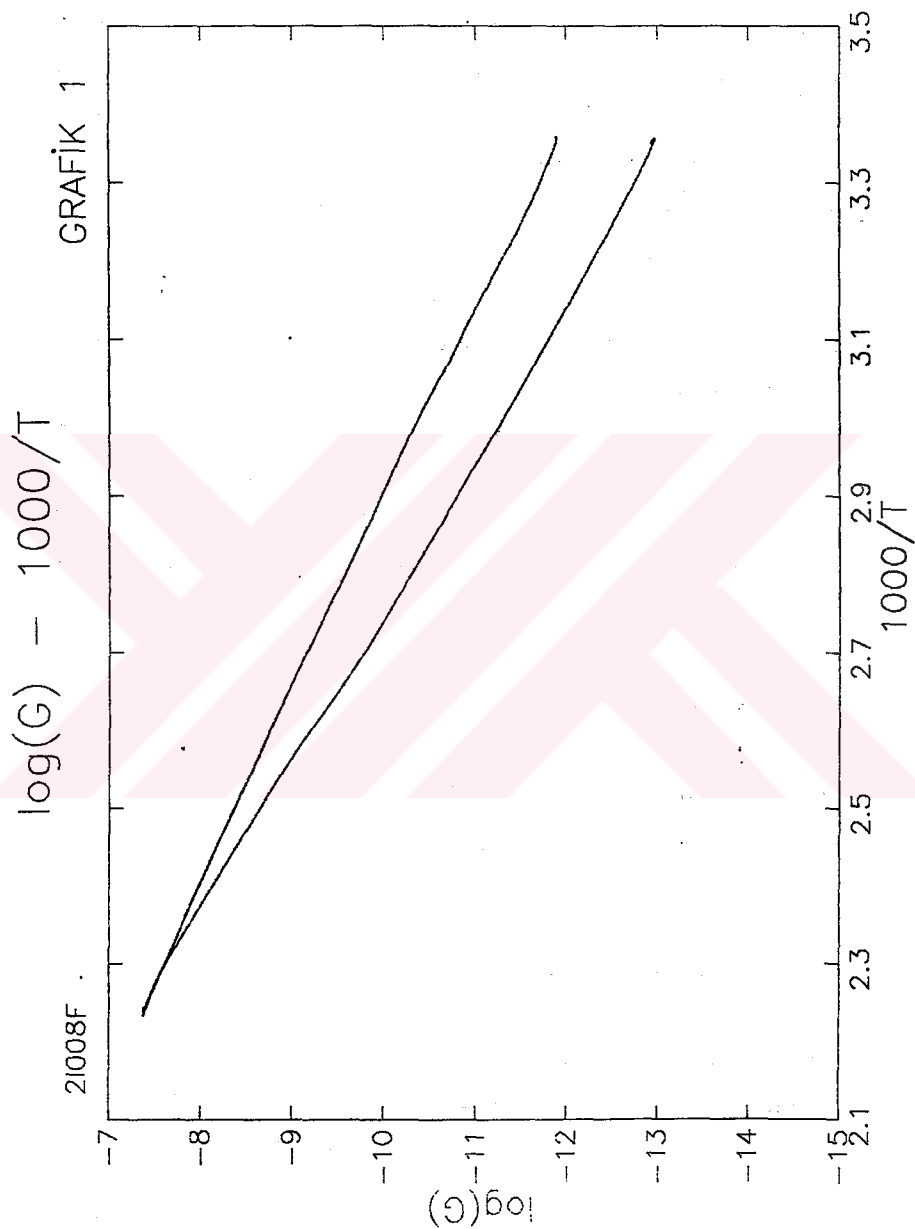
$$\Delta E_a = k \cdot (\ln G_1 - \ln G_2) / (1/T_2 - 1/T_1) \quad (3.2.3)$$

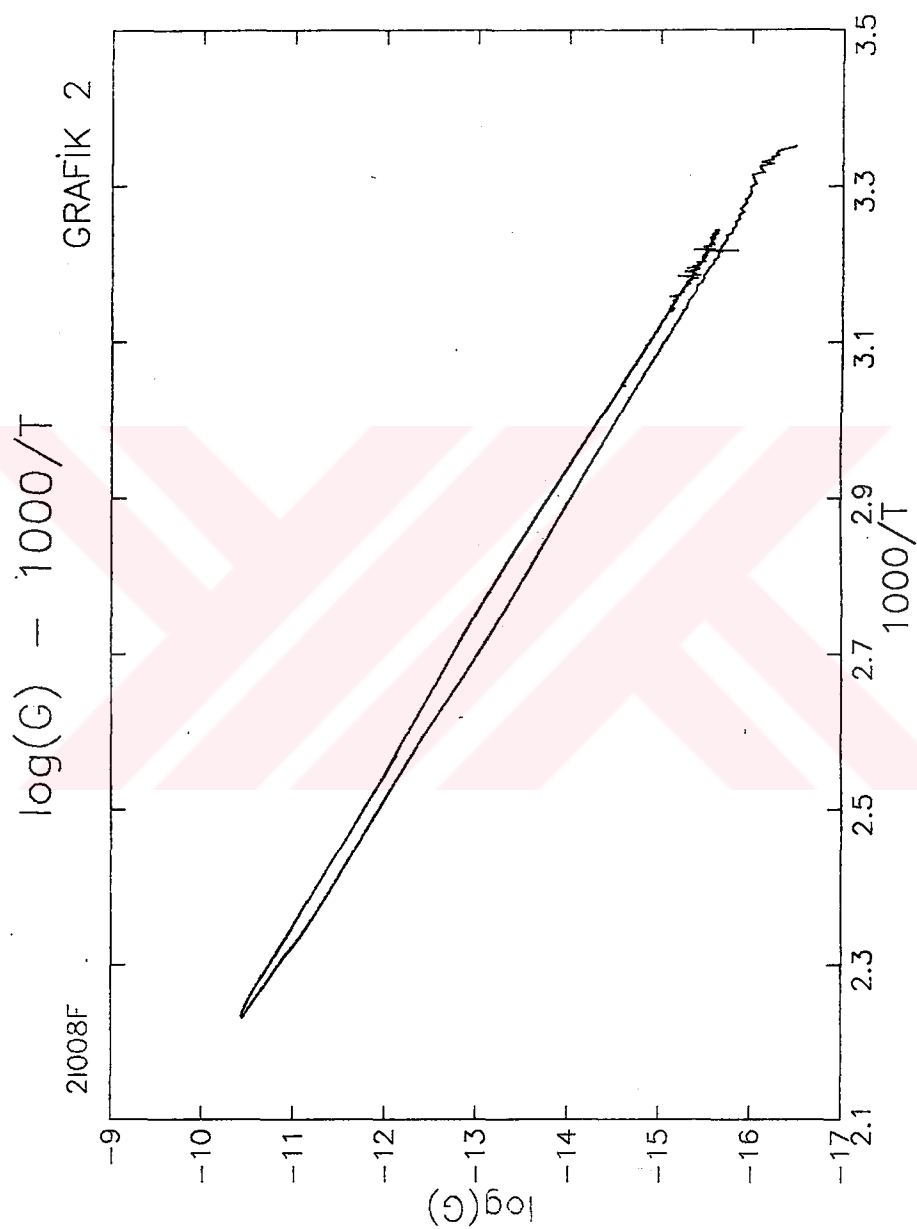
bağıntısı yazılabilir. Bu bağıntı yardımıyla elde edilen doğrunun eğimine karşılık gelen E_a aktivasyon enerjisi hesaplanır.

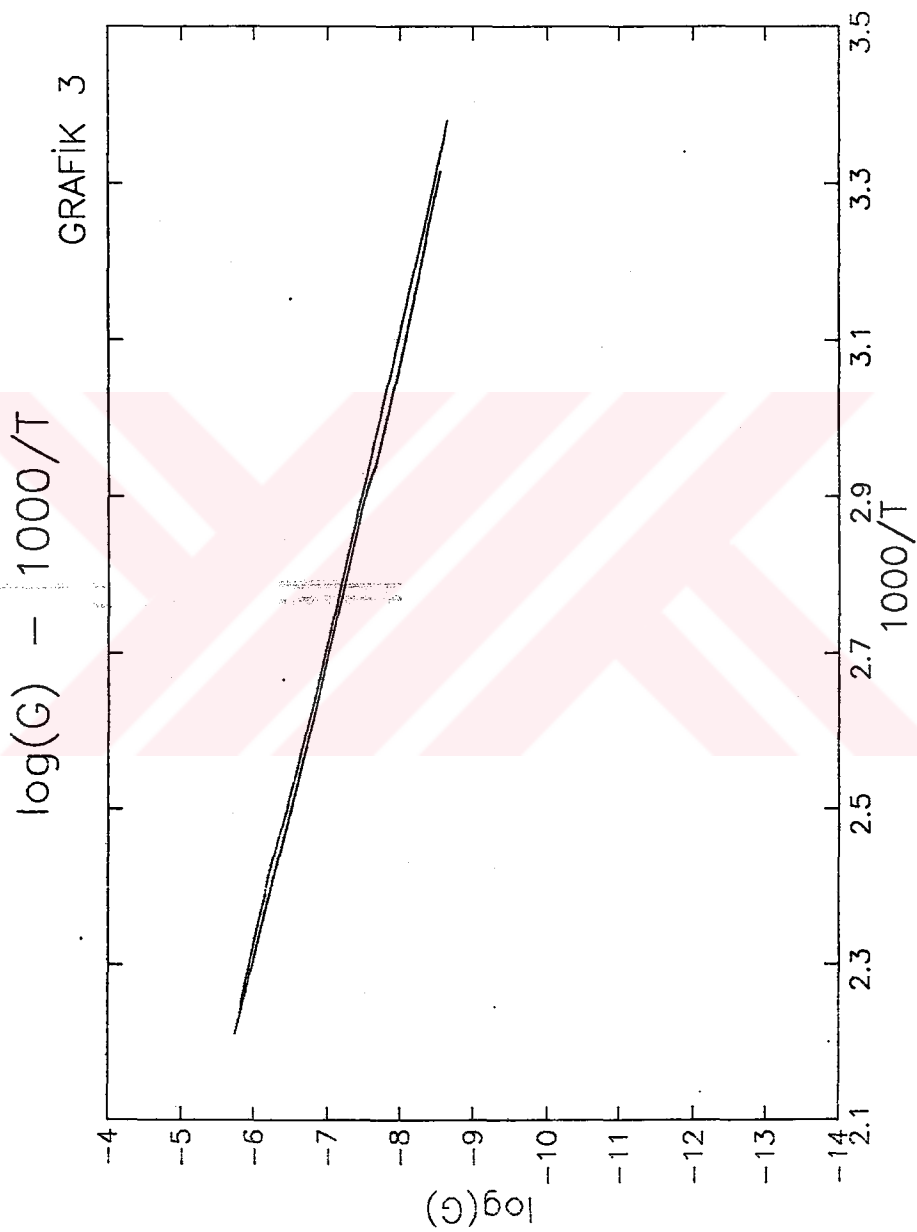
Diğer taraftan, (3.2.1) bağıntısı yardımıyla elde edilen

$$G_0 = \exp(\ln G_1 - \Delta E_a / kT_1) \quad (3.2.4)$$

ifadesinden de G_0 üstel terim katsayısı hesaplanarak bu G_0 değerlerinden faydalanılarak G_0 değerleri; oda sıcaklığındaki (300°K) G değerlerinden ise, bu sıcaklıktaki karanlık öziletkenlik değerleri σ_0 hesaplanır (TABLO 2).







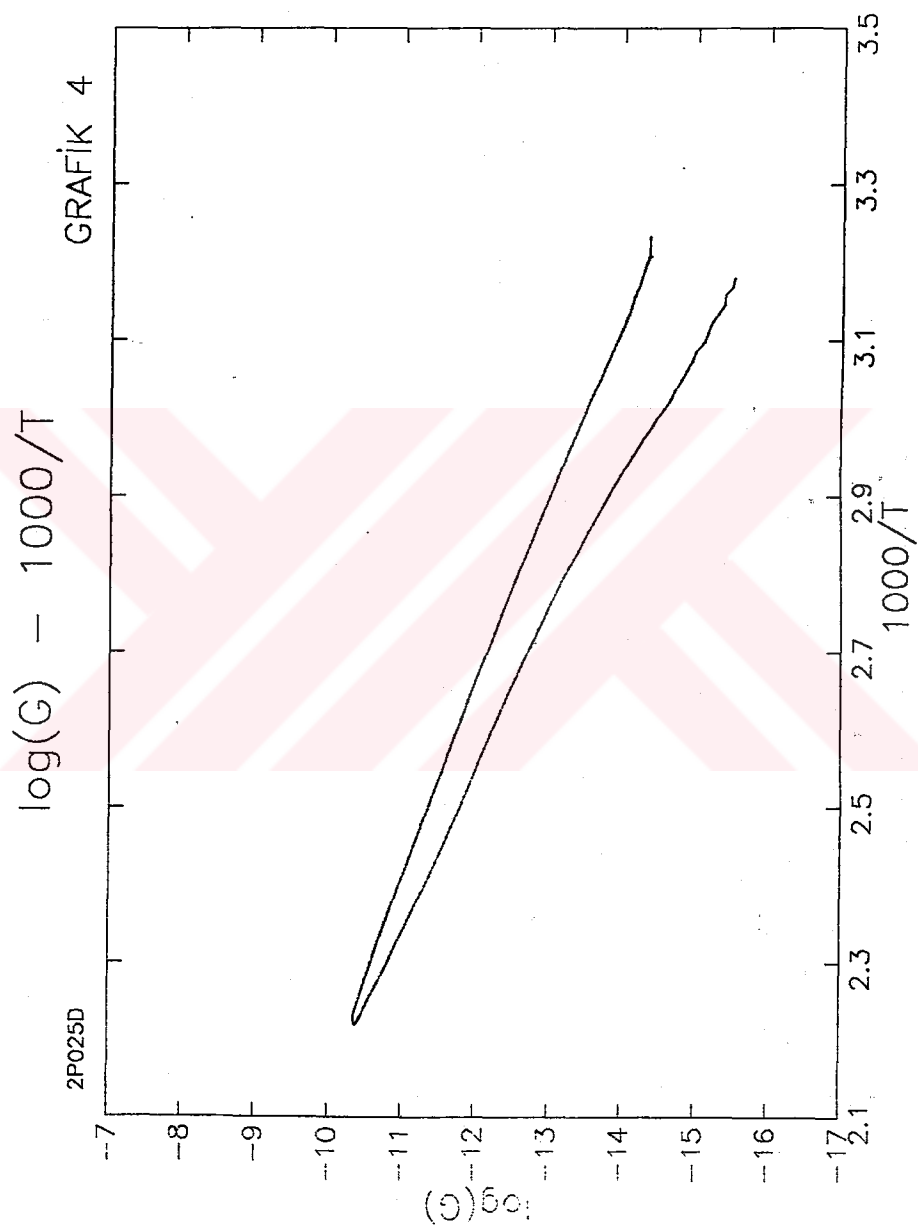


TABLE 2

Humane	Gas Tran Methan Bioran	Ea (eV)	Eaort (eV)	Go	Geort	W (mm)	l (mm)	d (10 ⁻³ mm)	dort (10 ⁻⁴ mm)	G.F.= l/dW (10 ⁻⁴ mm)	co=Go/6F (10 ⁻³ g-cd ⁻¹)	geort (10 ⁻³ g-cd ⁻¹)	Q(300K)	ed(300K)/hes (g ⁻¹ cd ⁻¹)	adort (g ⁻¹ cd ⁻¹)
2100802A	---	0.88	0.84	297.25	167.80	1.0	5.0	1.000	1.000	5.00	594.50	243.34	5.94.10 ⁻¹³	1.19.10 ⁻⁹	3.53.10 ⁻⁹
2100801A	---	0.79	38.35	38.35	---	1.2	5.0	1.000	---	4.17	91.97	---	2.44.10 ⁻¹²	5.86.10 ⁻⁹	---
2001901A	0.200	1.02	0.99	937.14	593.57	1.2	5.2	1.053	1.041	4.56	2055.13	1005.60	8.59.10 ⁻¹⁵	1.88.10 ⁻¹¹	6.09.10 ⁻¹¹
2001901A	0.200	0.96	250.00	250.00	---	2.3	5.0	1.029	---	2.24	1116.07	---	2.30.10 ⁻¹⁴	1.03.10 ⁻¹⁰	---
2001102A	0.429	0.99	1.00	60.42	55.08	1.0	5.0	0.984	0.976	4.92	122.60	112.78	1.76.10 ⁻¹⁵	3.57.10 ⁻¹²	2.80.10 ⁻¹²
2001101A	0.429	1.00	49.73	49.73	---	1.6	5.0	0.968	---	4.84	102.75	---	9.84.10 ⁻¹⁶	2.03.10 ⁻¹²	---
2001202A	0.529	1.03	1.08	15.83	56.80	1.0	5.0	0.977	0.966	4.89	32.37	118.45	9.88.10 ⁻¹⁷	2.02.10 ⁻¹³	1.21.10 ⁻¹³
2001201A	0.529	1.12	97.78	97.78	---	1.0	5.0	0.955	---	4.78	204.52	---	1.91.10 ⁻¹⁷	4.00.10 ⁻¹⁴	---
2001302A	0.800	1.19	1.17	270.15	154.20	1.0	5.0	1.000	1.015	5.00	540.30	307.29	3.58.10 ⁻¹⁸	7.17.10 ⁻¹⁵	6.96.10 ⁻¹⁵
2001301A	0.800	1.14	38.25	38.25	---	1.0	5.0	1.029	---	5.15	74.27	---	3.47.10 ⁻¹⁸	6.74.10 ⁻¹⁵	---
2001401A	0.846	1.23	1.19	49.61	49.49	1.5	5.0	1.022	1.006	3.41	141.85	137.52	4.36.10 ⁻¹⁹	1.28.10 ⁻¹⁵	1.94.10 ⁻¹⁵
2001401A	0.846	1.18	50.61	50.61	---	1.3	5.0	0.989	---	3.80	133.18	---	9.86.10 ⁻¹⁹	2.59.10 ⁻¹⁵	---
2001602A	0.785	1.27	1.31	14.72	103.36	1.7	5.5	0.889	0.972	2.88	51.11	474.16	9.00.10 ⁻²¹	3.13.10 ⁻¹⁷	2.83.10 ⁻¹⁷
2001601A	0.785	1.35	192.00	192.00	---	2.0	5.0	0.855	---	2.14	897.20	---	5.41.10 ⁻²¹	2.53.10 ⁻¹⁷	---
2001701A	0.800	1.23	1.34	1.64	26.32	1.5	5.0	0.758	0.768	2.53	6.48	148.13	6.82.10 ⁻²²	2.70.10 ⁻¹⁸	2.23.10 ⁻¹⁸
2001701A	0.800	1.39	51.00	51.00	---	2.2	5.0	0.774	---	1.76	289.77	---	3.09.10 ⁻²²	1.75.10 ⁻¹⁸	---
2002002A	0.948	1.46	1.38	54.73	27.40	1.0	5.5	0.356	0.356	1.96	219.23	140.00	2.24.10 ⁻²³	1.14.10 ⁻¹⁹	1.76.10 ⁻¹⁹
2002003A	0.948	1.29	0.10	0.10	---	1.5	5.0	0.356	---	1.19	0.84	---	2.83.10 ⁻²³	2.38.10 ⁻¹⁹	---
2002201A	0.600	0.950	0.47	0.49	0.37	1.2	5.2	1.271	1.258	5.51	0.672	1.341	5.22.10 ⁻⁹	9.47.10 ⁻⁶	7.45.10 ⁻⁶
2002201A	0.600	0.950	0.50	0.56	---	2.0	5.3	1.240	---	3.29	2.01	---	2.94.10 ⁻⁹	8.94.10 ⁻⁶	---
2002401A	0.600	0.930	0.49	0.48	1.88	1.23	5.3	1.194	1.193	5.65	3.327	2.690	1.23.10 ⁻⁸	2.17.10 ⁻⁵	2.54.10 ⁻⁵
2002401A	0.600	0.930	0.47	0.58	---	2.2	5.2	1.191	---	2.82	2.057	---	8.18.10 ⁻⁹	2.90.10 ⁻⁵	---
2002601A	0.600	0.130	0.46	0.48	0.71	1.16	5.2	1.453	1.401	6.30	1.127	2.280	1.47.10 ⁻⁸	2.33.10 ⁻⁵	2.29.10 ⁻⁵
2002601A	0.600	0.130	0.49	1.6	---	1.5	5.2	1.348	---	4.67	3.426	---	1.05.10 ⁻⁸	2.24.10 ⁻⁵	---
2002801A	0.600	0.170	0.48	0.43	1.68	0.92	5.2	1.407	1.112	6.45	2.605	1.440	1.61.10 ⁻⁸	2.50.10 ⁻⁵	2.15.10 ⁻⁵
2002801A	0.600	0.170	0.37	0.16	---	1.2	5.0	1.416	---	5.9	0.271	---	1.08.10 ⁻⁷	1.79.10 ⁻⁵	---
2003001A	0.600	0.230	0.47	0.46	7.31	4.03	6.0	1.937	1.689	58.10	1.258	1.269	1.03.10 ⁻⁷	1.77.10 ⁻⁵	2.84.10 ⁻⁵
2003002A	0.600	0.230	0.45	0.74	---	1.5	6.0	1.440	---	5.76	1.280	---	2.52.10 ⁻⁸	3.91.10 ⁻⁵	---
2003301A	0.948	0.92	0.93	0.09	0.1	1.3	5.8	0.412	0.406	1.84	0.489	0.790	3.86.10 ⁻¹⁷	2.10.10 ⁻¹³	2.65.10 ⁻¹³
2003301A	0.948	0.93	0.10	---	---	2.2	5.0	0.399	---	0.91	1.099	---	2.92.10 ⁻¹⁷	3.20.10 ⁻¹³	---
2003501A	0.948	0.110	0.80	0.06	0.43	1.5	5.0	0.361	0.366	1.20	0.500	0.564	2.60.10 ⁻¹⁹	2.17.10 ⁻¹¹	2.30.10 ⁻¹¹
2003501A	0.948	0.110	0.94	0.79	---	1.5	5.1	0.370	---	1.26	0.827	---	1.57.10 ⁻¹⁶	1.25.10 ⁻¹²	---
2002701A	0.948	0.160	0.89	0.76	0.15	1.0	4.8	0.394	0.396	1.89	0.108	0.420	5.96.10 ⁻¹⁴	3.16.10 ⁻¹⁰	1.80.10 ⁻¹⁰
2002701A	0.948	0.160	0.83	0.28	---	2.3	5.0	0.398	---	0.87	3.220	---	3.83.10 ⁻¹⁵	4.40.10 ⁻¹¹	---
2003002A	0.948	0.210	0.68	0.68	0.02	1.9	5.5	0.406	0.408	1.20	0.083	0.120	4.38.10 ⁻¹⁴	3.65.10 ⁻¹⁰	5.05.10 ⁻¹⁰
200301A	0.948	0.210	0.68	0.01	---	1.6	5.3	0.410	---	1.36	0.147	---	8.76.10 ⁻¹⁴	6.44.10 ⁻¹⁰	---

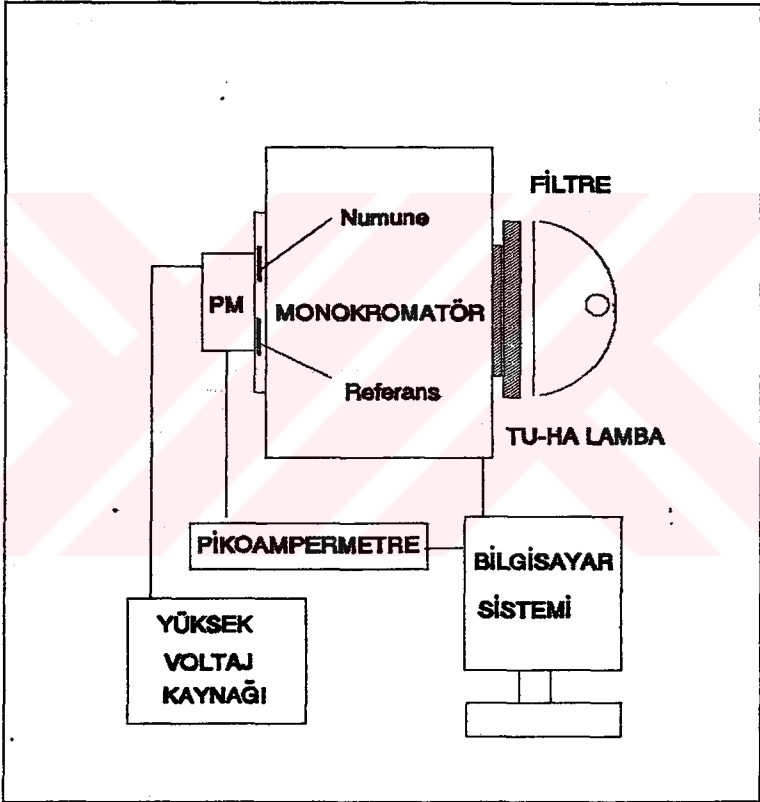
3-3 OPTİK ÖLÇÜMLER:

Bilindiği gibi tipik bir geçirgenlik spektrumunda, ilgi çeken iki bölge vardır. Paragraf 2-3'de etraflıca açıklandığı gibi uzun dalga boylarında, yani absorpsiyonun ihmal edilebildiği bölgede, spektral bağımlılık ve interferans franjlarının büyüklüğü malzemenin kırılma indisi ve kalınlığı hakkında fikir verir. Kısa dalga boylarında, yani spektrumda absorpsiyonun hakim olduğu bölgede ise amorf malzemeler, (2.3.1) bağıntısıyla verilen Tauc denklemiyle belirlenen absorpsiyon katsayısına sahip olurlar. Bunun için, yüksek absorpsiyon bölgesindeki verilerin Tauc denklemine yaklaştırılmasıyla da optik band aralığı E_g ve absorpsiyon kenarının eğimi B bulunur.

Optik ölçümlerin yapıldığı deney setinin blok diyagramı ŞEKİL 17'de verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi deney seti, ARC Spectra-Pro 275 model monokromatör, Bertan Marka 205A-03R model yüksek gerilim kaynağı, Hamamatsu marka R406 model fotokatlandırıcı, Keithley 485 model pikoampermetre, karanlık odacık, tungsten-halojen lamba, 6 seviyeli filtre ve Paragraf 3-2'de elektriksel ölçümler kısmında açıklanan bilgisayar sisteminden oluşmaktadır.

Ölçümü yapılacak numune ve referans camı karanlık odacık içinde bulunan sürgü içine yerleştirilir. Sürgü yardımıyla camın, ışığın tam karşısına gelmesi sağlanır ve odacığın kapakları kapatılır. Filtreden ve camdan geçen ışık monokromatörden geçerek fotokatlandırıcı tüpe gelir ve fotokatlandırıcının çıkış akımı ampermetreden okunur. Böylelikle camın geçirgenlik spektrumu bilgisayar kontrolü ile 400-1100 nm aralığında elde

edilmiş olur. Referans camından sonra film kaplı cam da, aynı şekilde sürgü içine yerleştirilerek onun da aynı dalga boyları arasında spektrumu elde edilir ve film kaplı camın geçirgenlik spektrumu camın spektrumuna oranlanarak spektral veriler, dalga boyuna karşılık optikçe yoğunluk (OY) olarak elde edilir.

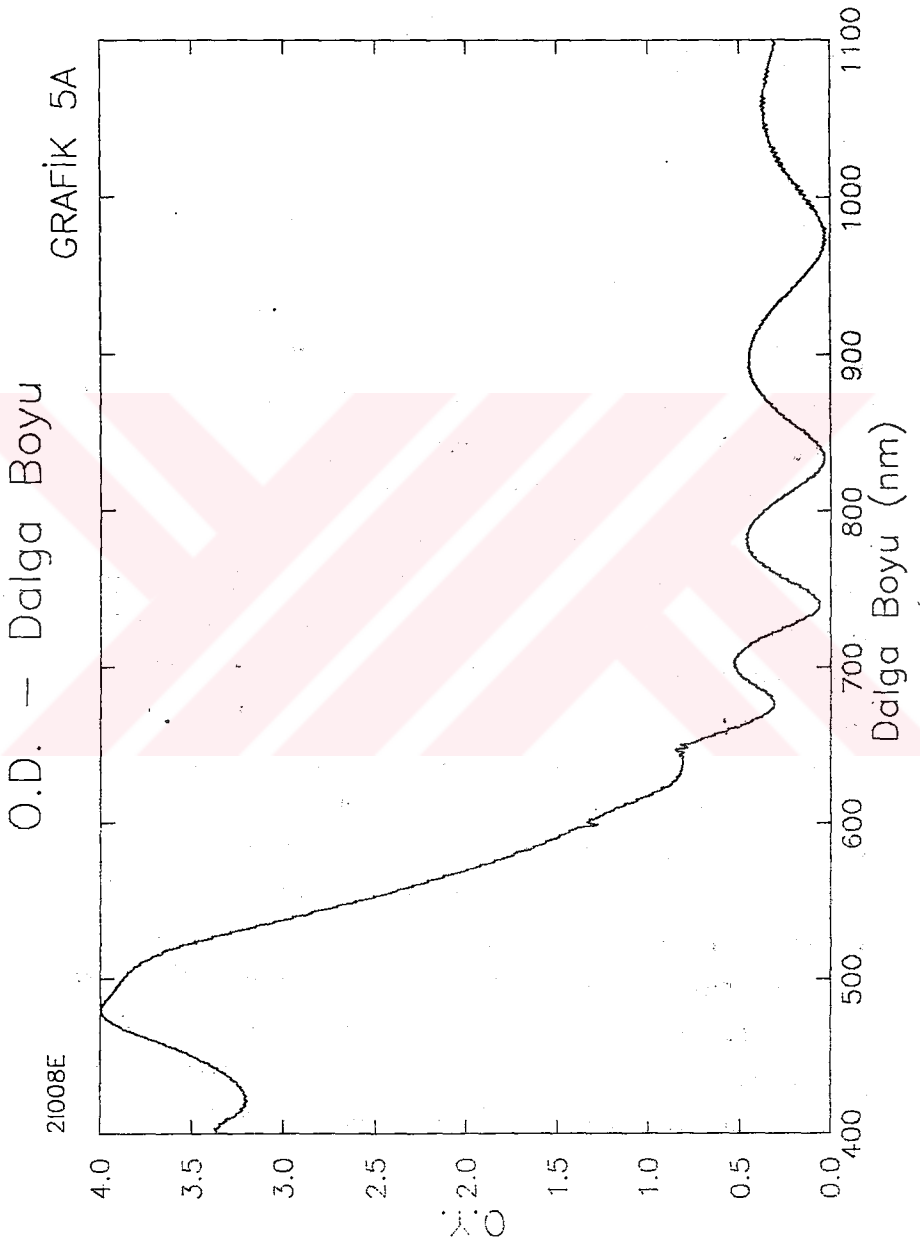


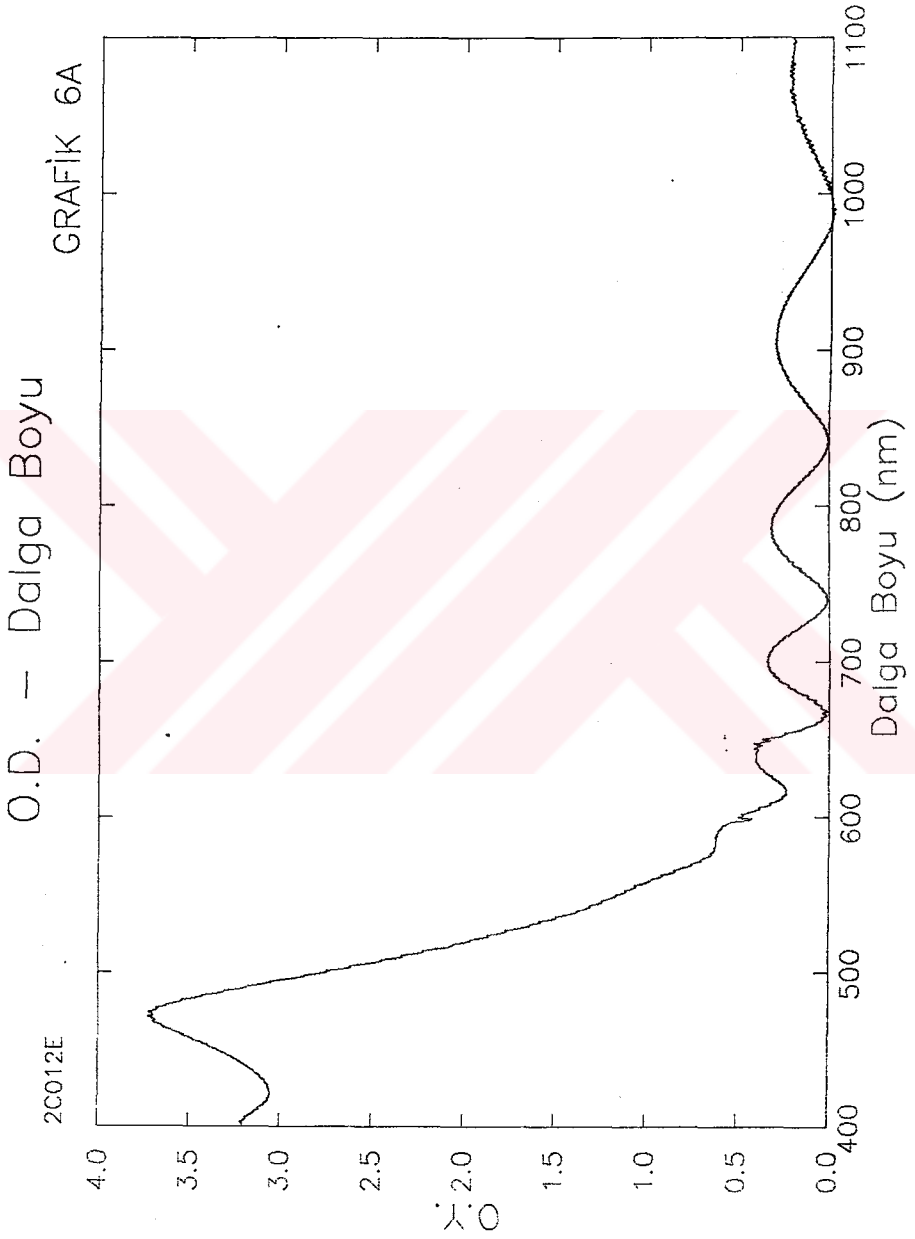
ŞEKİL 17 Optik ölçüm sisteminin blok diyagramı

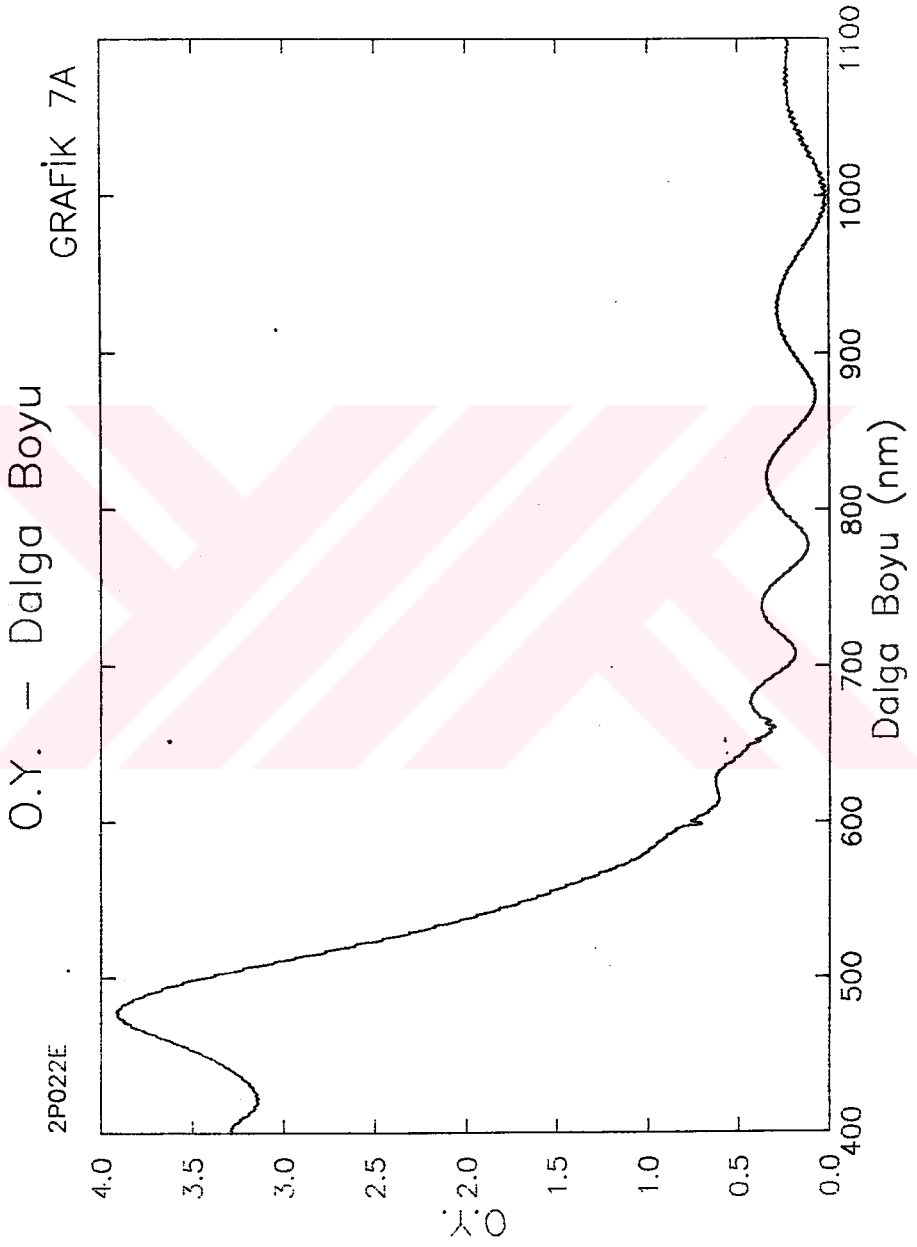
GRAFİK 5A,6A,7A ve 8A'da saf a-Si:H (2I008e), metan gaz oranı 0,529 olan saf a-SiC:H (2C012e) ve iki değişik metan gaz oranında (sırasıyla 0,6 ve 0,948) elde edilen ve diboran gaz oranları sırasıyla 0,05 ve 0.13 olan p tipi a-Si:H numuneleri için elde edilen $OY-\lambda$ eğrileri verilmektedir. $\lambda > 800$ nm için elde edilen interferans franjları için OY 'un minimum değeri olan $OY_{\min}$ ve OY 'un maksimum değeri olan $OY_{\max}$ değerleri elde edilerek bunların (2.3.16) ve (2.3.17) bağıntıları yardımıyla geçirgenlik değerleri bulunabilir. Bu değerlerden (2.3.18), (2.3.19) ve (2.3.20)'nin birlikte kullanılmasıyla (2.3.21) denkleminde n kırılma indisi hesaplanır. Taşıyıcı cam Corning 7059 tipindedir ve kırılma indisi $n_c = 1,53$ 'tür.

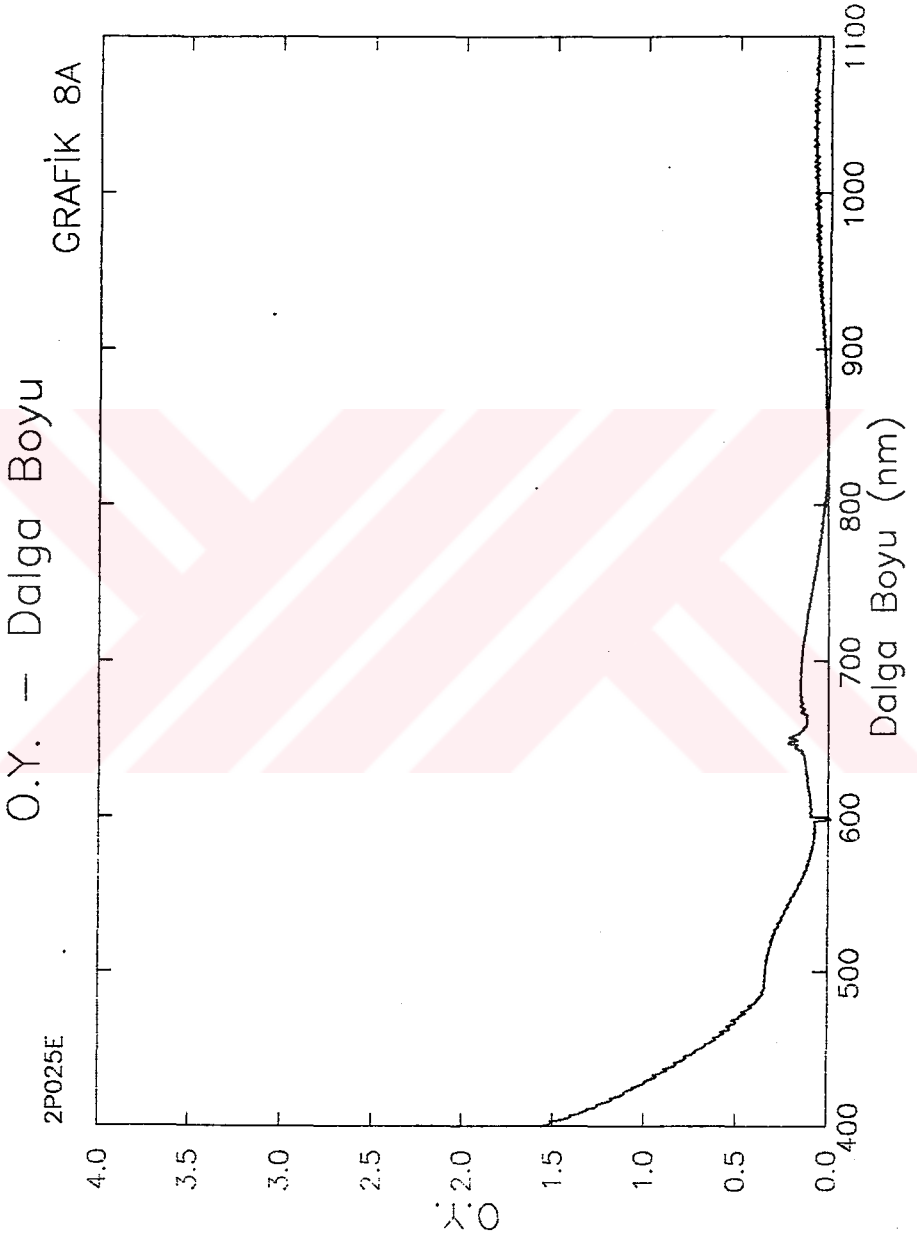
Filmin d kalınlığını hesaplayabilmek için, Paragraf 2-3'de anlatıldığı gibi nd çarpımının bilinmesi gerekir. (2.3.29) denkleminde $4nd$ ifadesi λ_1 ve λ_2 dalga boyunda oluşan maksimum ve minimum değerler için elde edilir. Çeşitli maksimum ve minimum değerleri için (2.3.24) ve (2.3.25) denklemleri kullanılarak s mertebe sayıları belirlenir ve (2.3.24) denkleminde nd çarpımı hassas bir şekilde hesaplanır. nd çarpımı ve n değeri bilindikten sonra da d kalınlığı kolaylıkla bulunur.

Absorbsiyonun hakim olduğu büyük foton enerjilerinde (küçük dalga boylarında) GRAFİK 5A, 6A, 7A ve 8A'dan da görüldüğü gibi spektrumdaki interferans franjları kaybolur. T 'nin çok küçük değerleri için OY 'lere karşılık gelen absorbsiyon katsayıları (2.3.15) denklemleri yardımıyla hesaplanır. Elde edilen bu α değerlerinden, E 'ye bağlı $(\alpha E)^{1/2}$ değerleri bulunur. Burada E foton enerjisini göstermektedir. Ancak (2.3.15) bağıntısında görülen n kırılma indisi yerine bir önceki paragrafta açıklandığı şekilde hesaplanan kırılma indisi değeri kullanılır.



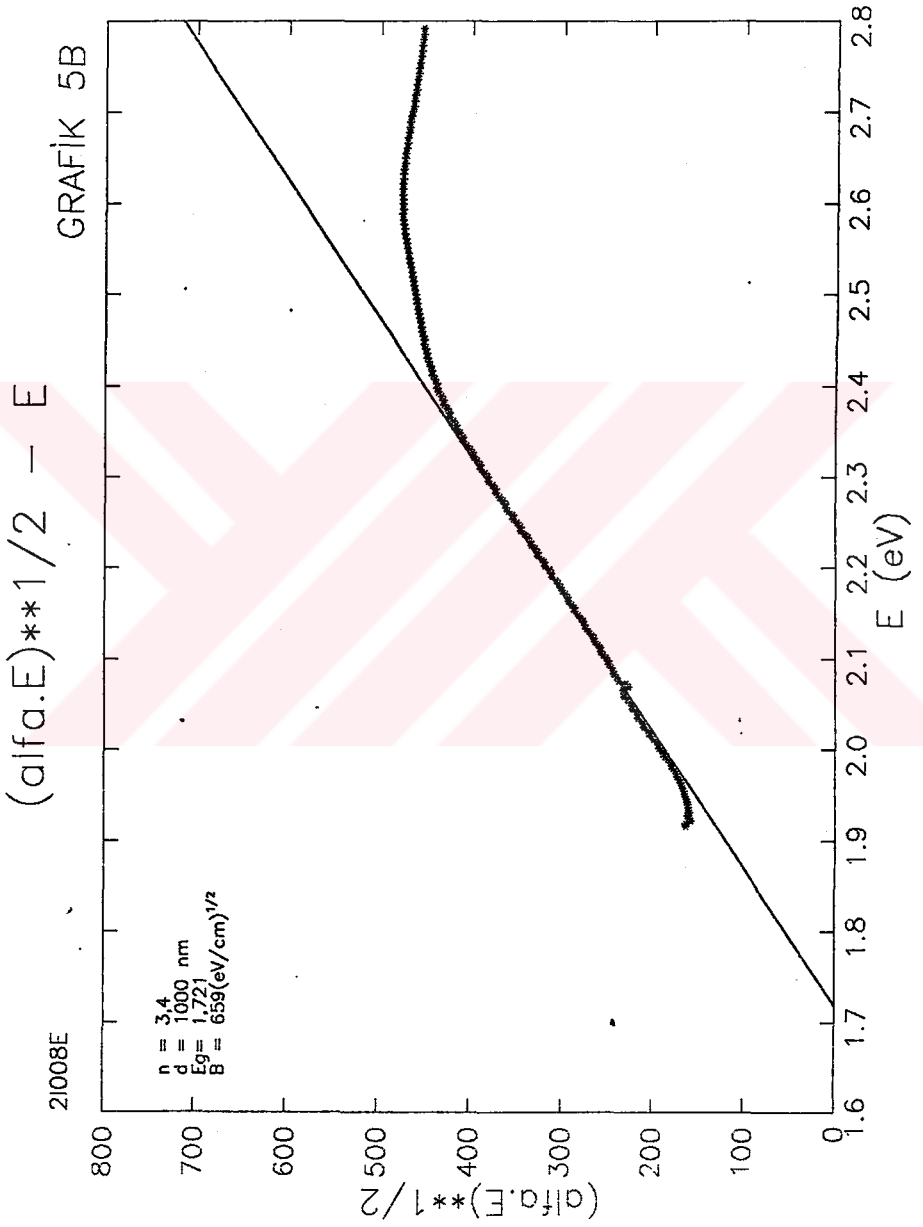


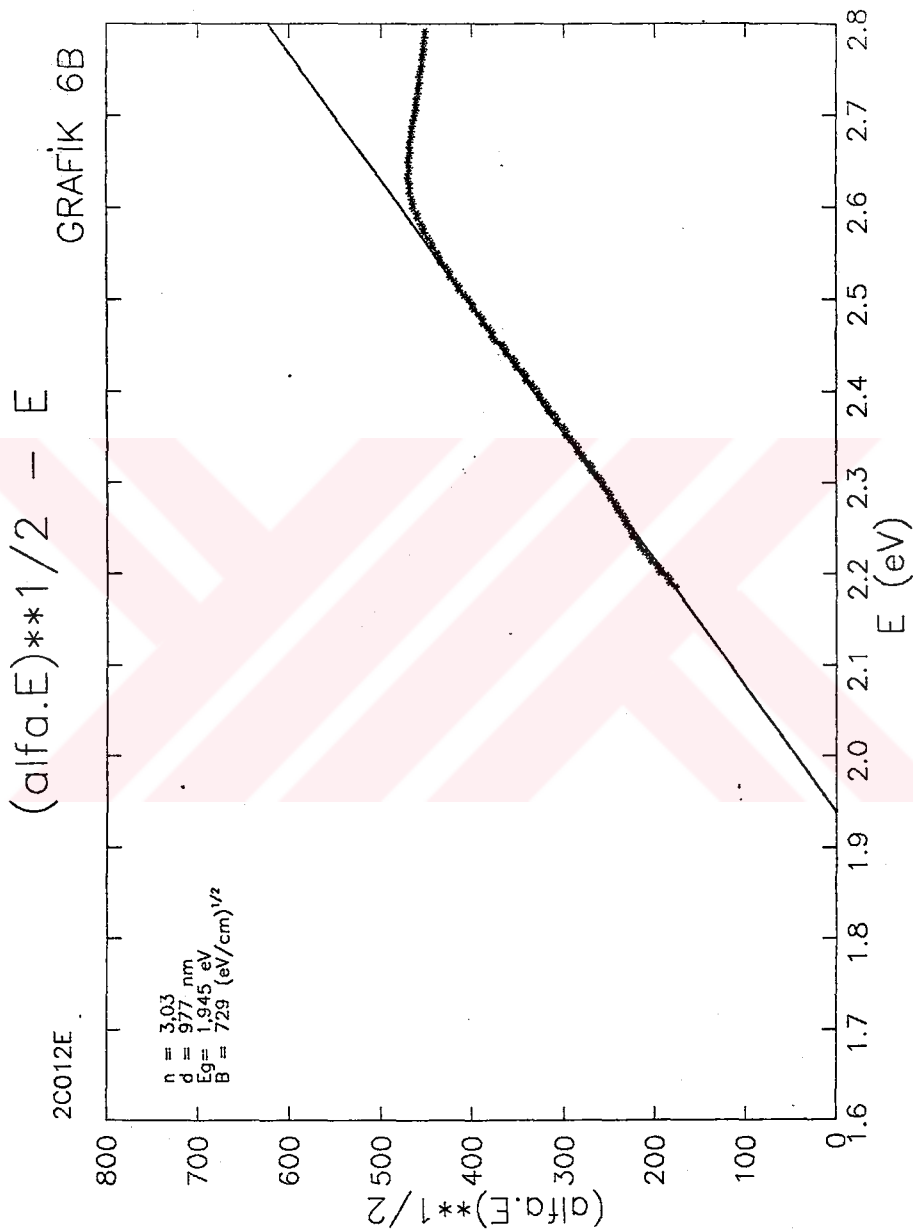


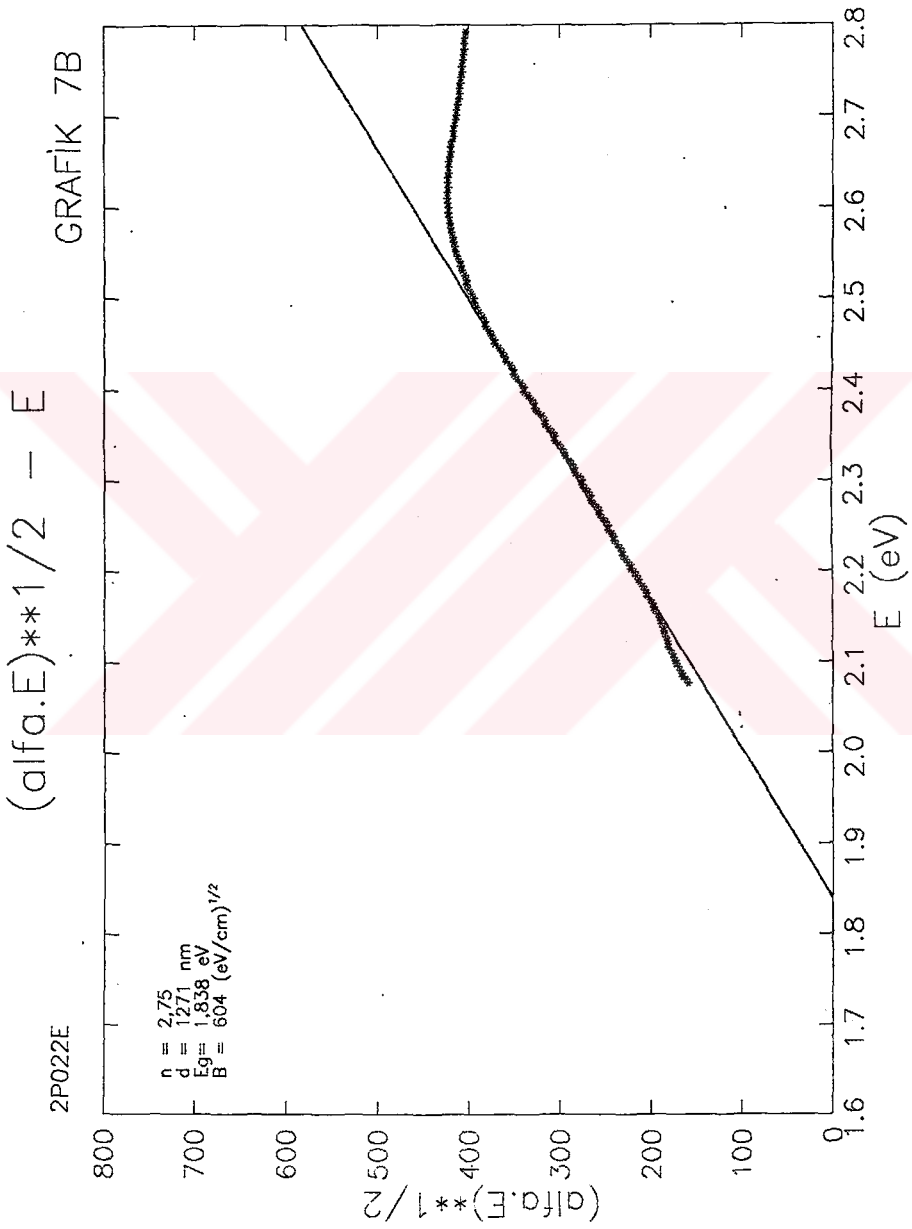


Çizilen $E - (\alpha E)^{1/2}$ eğrilerinin lineer kısımları belirlenerek bu bölgeye teğet olan en muhtemel doğrunun eğimi ve E eksenini kestiği değerler lineer regresyon metodu uygulanarak bulunur. TAUC denklemindeki B ile E_g değerleri, bu şekilde elde edilen en muhtemel doğruların eğimleri ile E eksenini kestiği değerlere karşılık gelmektedir. GRAFİK 5B,6B,7B ve 8B sırasıyla, yukarıda belirtilen gaz oranlarına sahip (2I008e), (2C012e), (2P022e) ve (2P025e). numunelerinden elde edilen $(\alpha E)^{1/2} - E$ eğrilerini göstermektedir.

TABLO 1'de gösterilen bütün numuneler için hesaplanan n, d, E_g ve B değerleri ise TABLO 3'de verilmiştir.







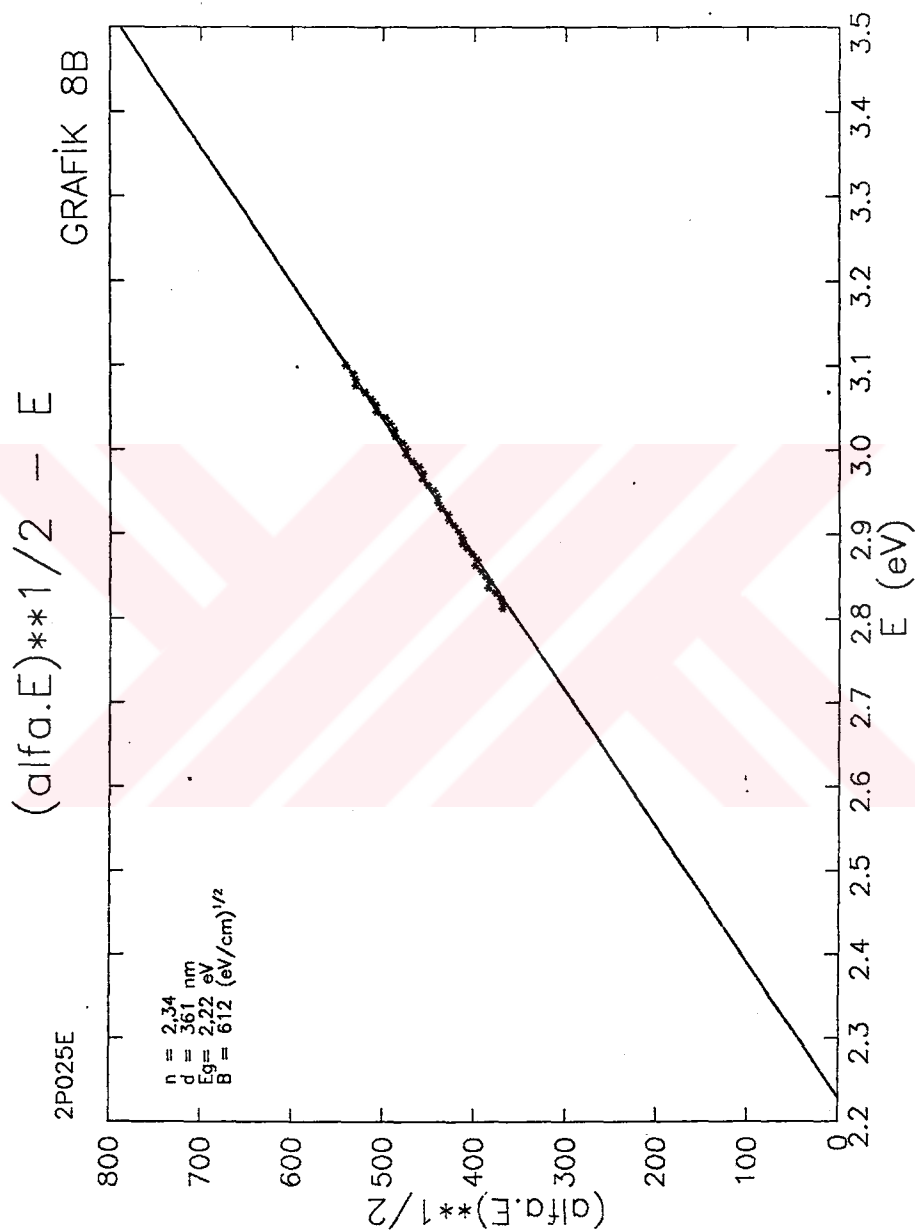


TABLE 3

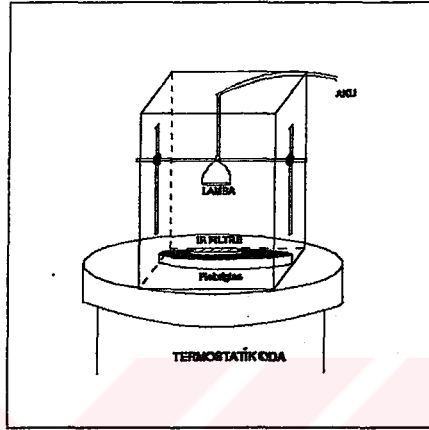
Numara	Gaz Orami Metan Dideram	Eg (eV)	Egort (eV)	n	nozt	d (m)	dort (m)	g (eV.cm) ^{-1/2}	Bort (eV.cm) ^{-1/2}	n+d (m)
2100BE	---	1,721	1,721	3,40	3,40	1000	1000	659	659	3400,0
2019E	0,200	1,786	1,783	3,16	3,17	1053	1041	686	691	3310,4
2019H	0,200	1,780	1,780	3,15	3,15	1029	1029	686	686	3310,4
2011E	0,229	1,878	1,879	3,10	3,10	984	976	715	717	3025,6
2011H	0,229	1,879	1,879	3,10	3,10	988	988	719	719	3025,6
2012E	0,229	1,945	1,946	3,03	3,02	977	968	729	729	2917,3
2012H	0,229	1,947	1,947	3,00	3,00	955	955	729	729	2917,3
2013E	0,446	1,998	1,998	2,92	2,92	1000	1015	722	730	2963,8
2013H	0,446	2,000	2,000	2,92	2,92	1029	1029	738	738	2963,8
2014E	0,709	2,039	2,042	2,78	2,78	1022	1008	732	735	2796,7
2014H	0,709	2,045	2,045	2,78	2,78	989	989	738	738	2796,7
2016E	0,785	2,198	2,200	2,65	2,65	889	872	747	746	2310,8
2016H	0,785	2,202	2,202	2,65	2,65	855	855	742	742	2310,8
2017E	0,680	2,341	2,343	2,40	2,38	758	766	704	693	1823,1
2017H	0,680	2,344	2,344	2,35	2,35	774	774	682	682	1823,1
2020E	0,948	2,542	2,542	2,15	2,15	412	412	672	672	885,8
2022E	0,600	1,638	1,849	2,75	2,75	1271	1256	604	614	3454,0
2022H	0,600	1,650	1,849	2,75	2,75	1240	1240	623	623	3454,0
2024E	0,600	1,766	1,783	2,99	2,95	1194	1193	585	592	3519,4
2024H	0,600	1,799	1,799	2,90	2,90	1191	1191	599	599	3519,4
2026E	0,600	1,726	1,746	2,74	2,80	1453	1401	538	560	3922,8
2026H	0,600	1,766	1,766	2,65	2,65	1348	1348	581	581	3922,8
2028E	0,600	1,677	1,710	2,91	2,86	1407	1412	520	542	4038,3
2028H	0,600	1,742	1,710	2,80	2,80	1416	1416	564	564	4038,3
2030E	0,600	1,584	1,629	2,47	2,66	1937	1689	411	464	4492,7
2030H	0,600	1,673	1,629	2,65	2,65	1440	1440	517	517	4492,7
2032E	0,948	2,390	2,379	2,15	2,17	412	406	672	645	881,0
2032H	0,948	2,368	2,379	2,19	2,19	399	399	617	617	881,0
2035E	0,948	2,220	2,225	2,34	2,32	361	366	612	616	949,1
2035H	0,948	2,229	2,229	2,30	2,30	370	370	620	620	949,1
2037E	0,948	2,240	2,232	2,33	2,31	334	336	646	617	914,8
2037H	0,948	2,223	2,232	2,28	2,28	398	398	588	588	914,8
2039E	0,948	2,210	2,184	2,37	2,34	406	408	612	612	954,7
2039H	0,948	2,178	2,184	2,30	2,30	410	410	612	612	954,7

3-4 STAEBLER-WRONSKI OLAYININ GÖZLENMESİ:

Paragraf 2-4'te açıklandığı gibi, saf a:Si-H malzemelerin ışığa maruz bırakılmaları halinde, karanlık iletkenlikleri ile fotoliletkenliklerinin değişiklik göstermesi bu malzemelerin teknolojik alanda kullanımını bir ölçüde sınırlamaktadır.

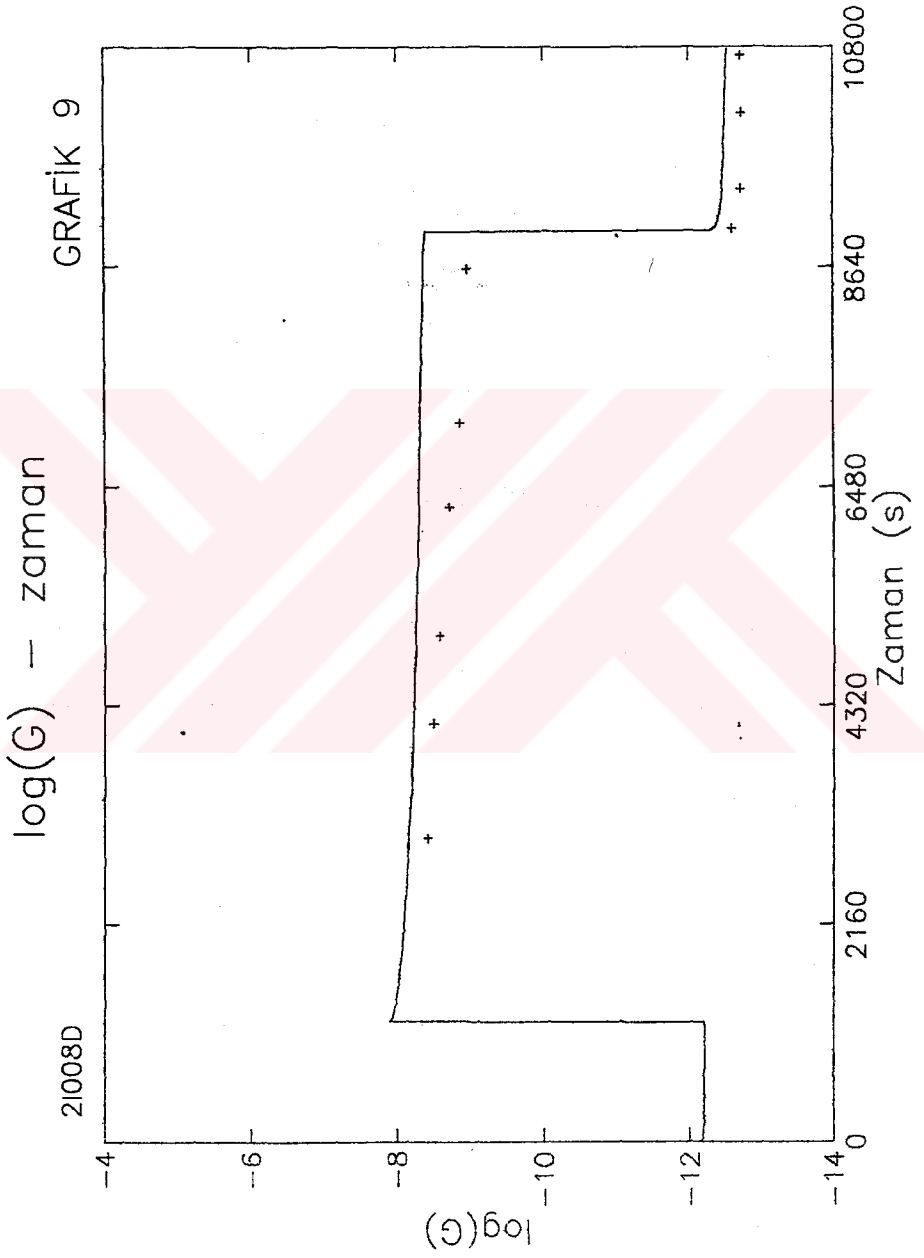
Bu çalışmada sadece saf amorf silisyum numunelerin ışık altındaki davranışı incelenmiştir. Bunun için ŞEKİL 17'de blok diyagramı verilen deney seti kullanılmış ve buna ilave olarak termostatik oda üzerine alüminyum bir kutudan yapılmış sürgülü bir lamba kutusu yerleştirilmiştir (ŞEKİL 18). Kullanılan 50 Watt'lık beyaz ışık kaynağı, İstanbul Üniversitesi Çapa Tıp Fakültesi Meteoroloji Bölümü'nde bulunan Klipp-Zonen marka bir solarimetre ile kalibre edilmiştir. Bunun için cihazın orijinal kalibrasyon sertifikasındaki değerlerden faydalanılmıştır ($k=0,112 \text{ cal/cm}^2 \text{ dak. mV}$). Işıklı numune arasında bulunan pleksiglas'tan yapılmış olan pencerenin üzerine sıcaklık filtresi konarak, numuneye 10 mW/cm^2 lik ışık düşmesi sağlanmıştır. Sıcaklık filtresi ile, numunenin ısınmasından dolayı oluşacak iletkenlik bir ölçüye kadar giderilmiştir. ŞEKİL 15'de gösterilmiş olan elektriksel ölçümlerde kullanılan kontak sistemi, gölgelemeyi önlemek için değiştirilmiş ve tellerin gümüş yapıştırıcı ile numuneye yapıştırılması ile kontak sağlanmıştır.

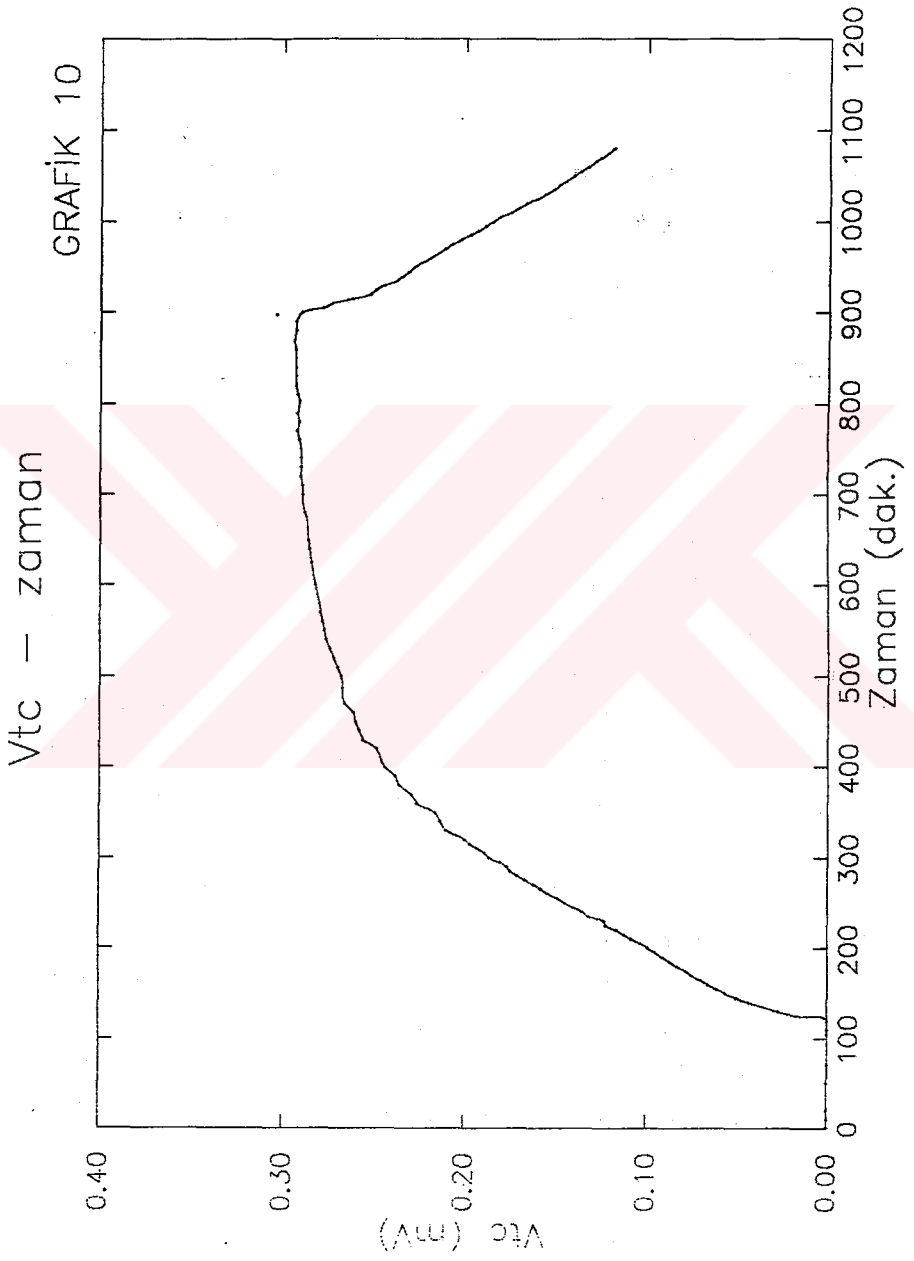
Ölçümü yapılacak numune, önce 160°C 'nin üzerinde 2 saat kadar tavlandıktan sonra, oda sıcaklığına kadar soğumaya bırakılmıştır. Numune üzerine, elektrometrenin (Keithley 617) voltaj kaynağı yardımıyla 10 V uygulanarak, 20 dakika süreyle karanlık iletkenliği ölçülmüştür.



ŞEKİL 18 Staebler-Wronski ölçümleri için gerçekleştirilen sistem

20 dakikalık süre sonunda numune 130 dakika süreyle ışığa maruz bırakılmış ve sonra ışık kapatılarak 40 dakikalık sürede tekrar karanlık iletkenliği bilgisayar düzeniyle ölçülmüştür (GRAFİK 9). Diğer taraftan, toplam 190 dakikalık deney süresince oluşan sıcaklık dağılımı da voltmetre yardımıyla (Keithley 196) ölçülmüş ve sonuçlar GRAFİK 10'da verilmiştir. GRAFİK 10'dan da görüldüğü gibi, sıcaklık filtresi kullanılmasına rağmen numunenin ısınması ancak belli bir ölçüye kadar giderilmiş, yine de deney süresince yaklaşık $7,5^{\circ}\text{C}$ 'lik sıcaklık artışı gözlenmiştir. Düşük enerjili fotonların oluşturduğu bu ısıyı alan elektronların iletkenliğe etkisi düşünüldükçe, (3.2.1) bağıntısından yararlanılmış ve o numuneye ait olan ölçülmüş aktivasyon enerjisi ve üstel terim katsayısı değerleri kullanılarak birkaç sıcaklık farkı değerlerine karşılık olan öziletkenlik değerleri hesaplanmıştır. Bu değerler GRAFİK 9'da gösterilmektedir.



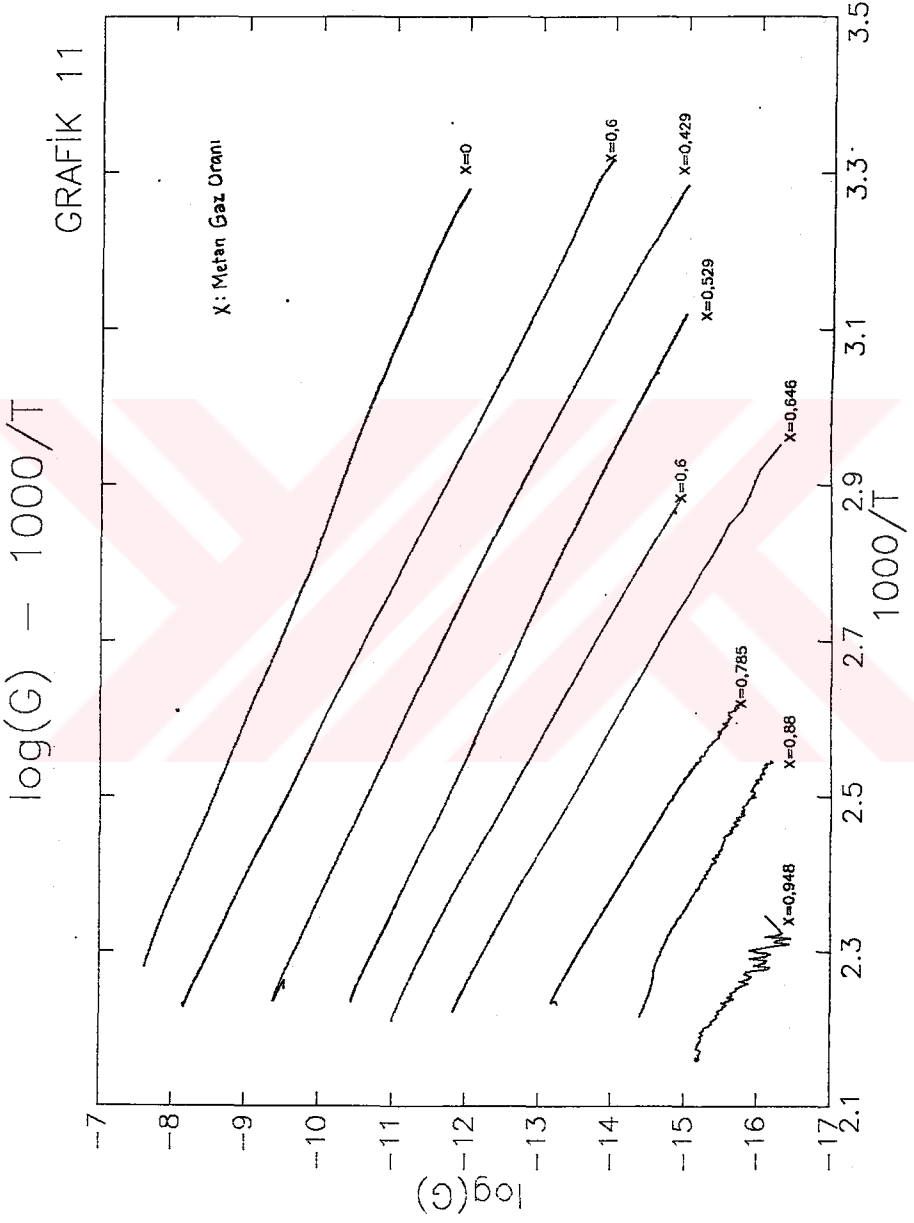


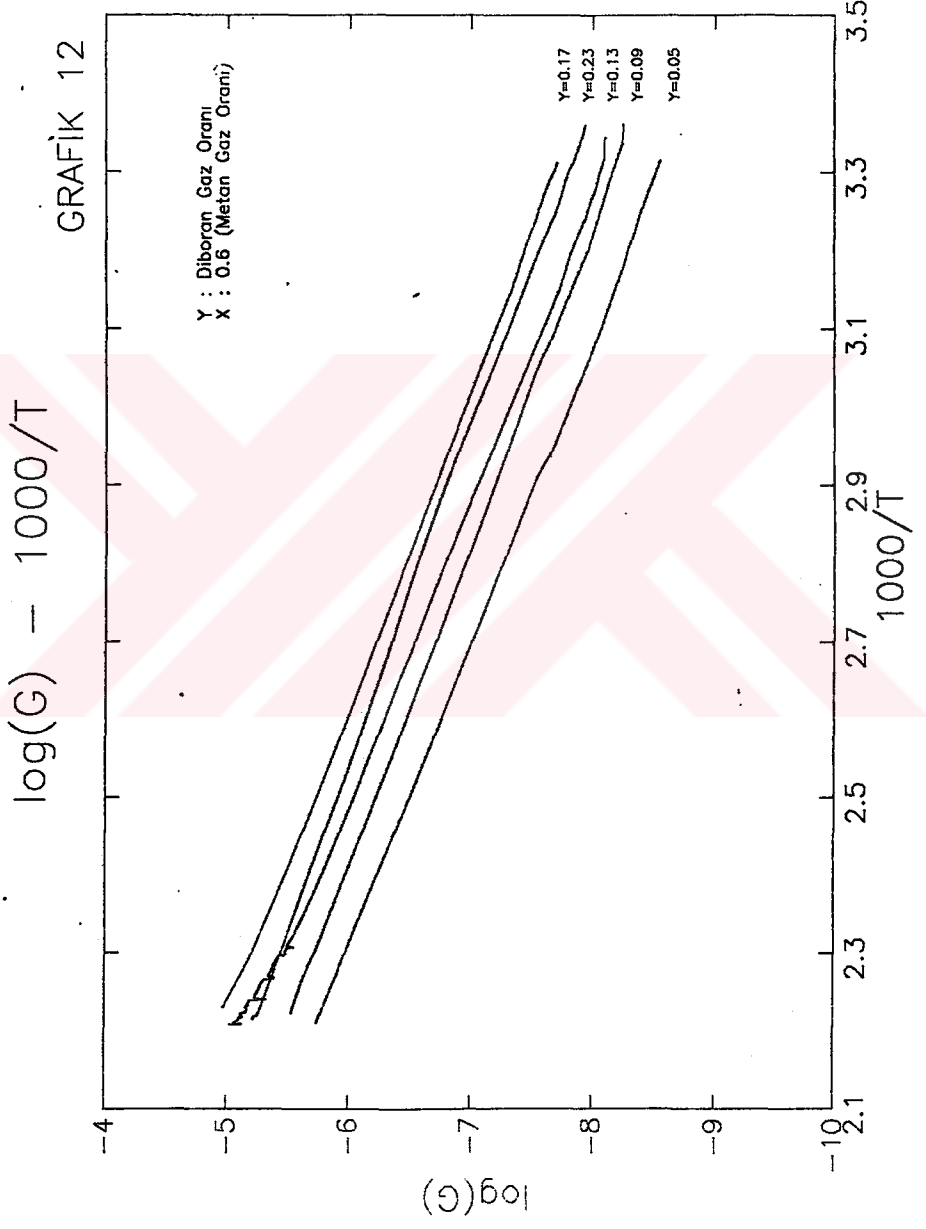
4- DENEYSEL BULGULAR:

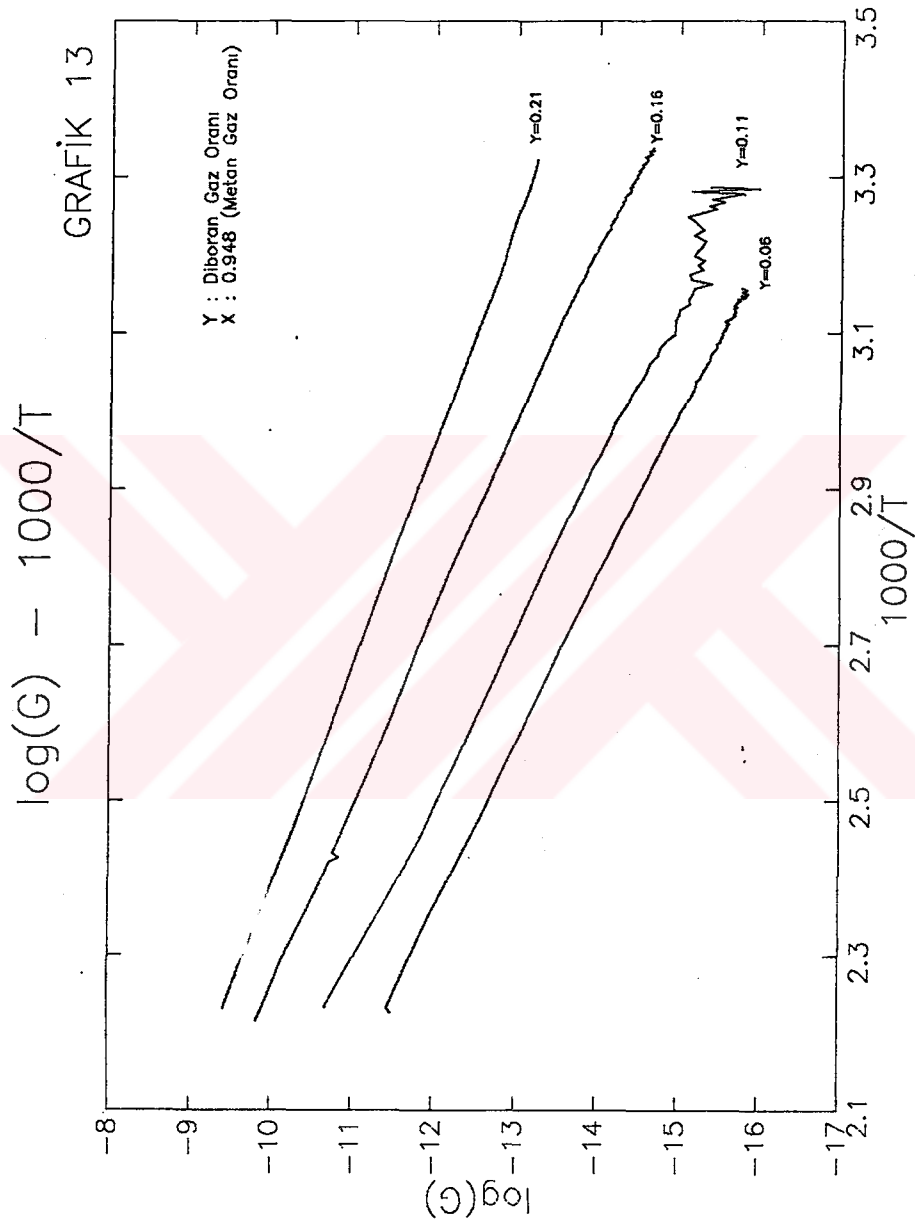
Bölüm 3'de etraflıca anlatıldığı biçimde gerçekleştirilen ölçümler sırasıyla saf ve metan gaz oranı 0,2'den 0,948'e kadar değişen a-SiC:H numuneler için, daha sonra da değişik iki metan gaz oranına sahip (0,6 ve 0,948) ve diboran gaz oranı 0,05'den 0,023'e kadar değişen p tipi a-SiC:H numuneler için yapılmıştır. Bu bölüm söz konusu ölçümlerden elde edilen bulguları değerlendirmeyi içermektedir.

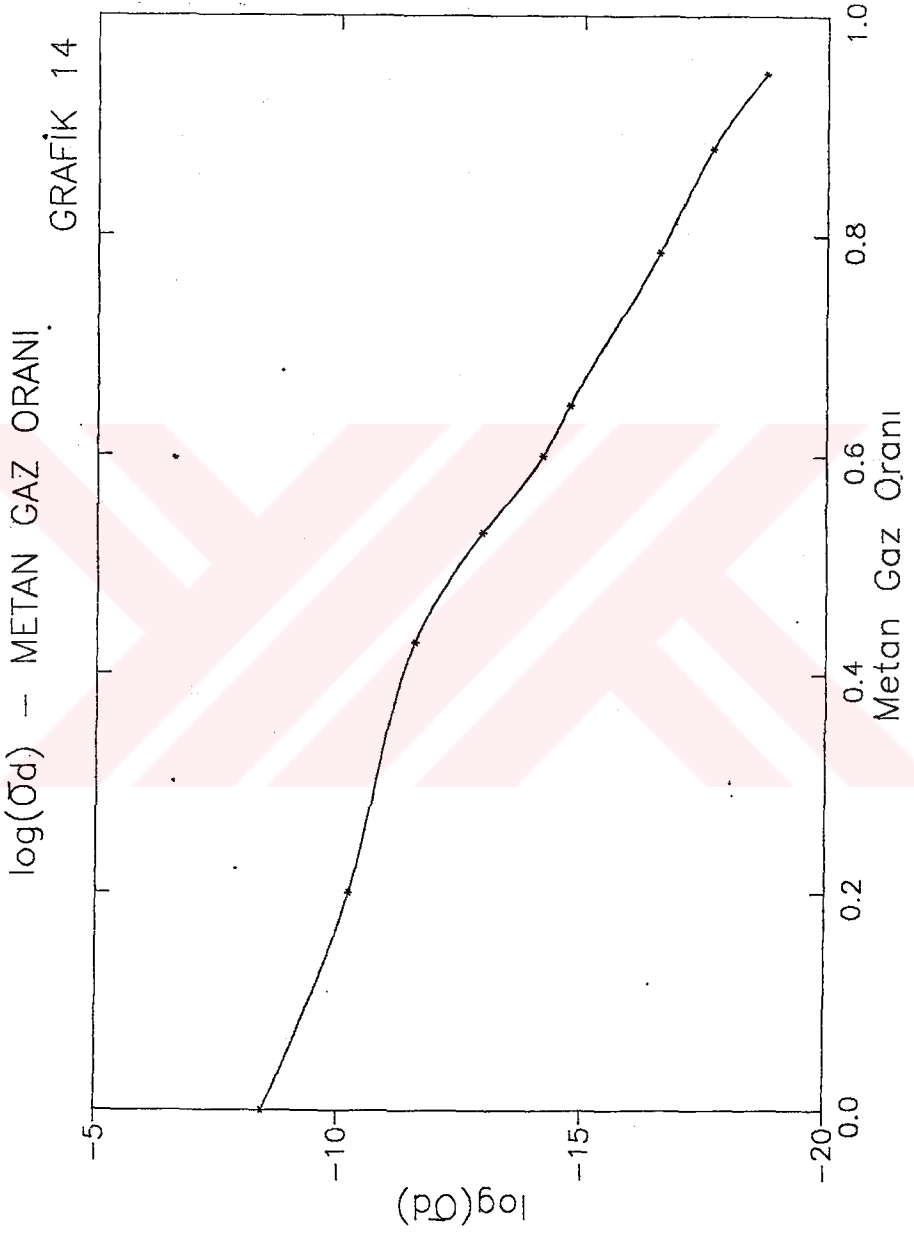
GRAFİK 11, paragraf 3-2'de anlatıldığı şekilde elde edilen metan gaz oranı 0'dan 0,948'e kadar değişen a-SiC:H; GRAFİK 12 ve GRAFİK 13 ise metan gaz oranı sırasıyla 0,6 ve 0,948 olan numunelerin değişik diboran gaz oranlarında (0,05 - 0,23) katkılandırılmalarıyla elde edilen p tipi a-SiC:H numunelere ait $\log(G)-1000/T$ eğrilerinin sadece soğuma kısımlarını bir arada göstermektedir. Bölüm 3'de verilen GRAFİK 1,2,3,4'deki eğriler ise deney süresince elde edilen hem ısınma hem de soğuma verilerini içermektedir. Ancak görüldüğü gibi ısınma eğrileri ile soğuma eğrileri birbirlerinden farklıdır. Bunun nedeni hazırlanan ince film numunelerin yüzeylerinin çok hassas olması nedeniyle depozisyon ile ölçüm arasında geçen zaman içinde ilk durumlarını koruyamamalarındandır. Ancak bunlar, 160°C'nin üzerindeki sıcaklıklarda bir saat kadar tavlандıkları zaman ilk durumlarına dönmektedirler.

GRAFİK 14'de metan gaz oranına göre oda sıcaklığındaki öziletkenliğin değişimi verilmektedir. Bu grafikten görüldüğü gibi metan ilave edilmeden önceki saf a-Si:H numuneler için elde edilen öziletkenlik değeri $\sigma_0 = 3,53 \cdot 10^{-3} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ iken, 0,948 metan gaz oranına sahip a-SiC:H









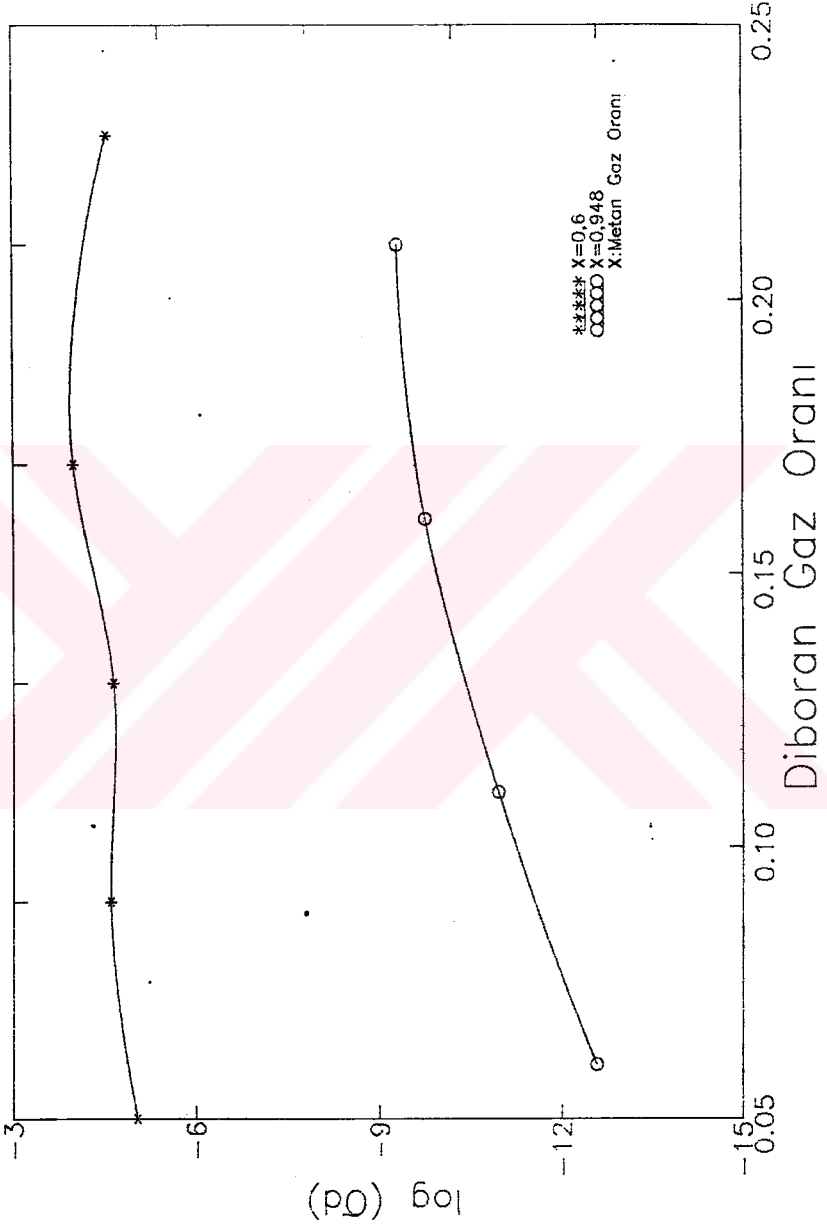
numuneler için elde edilen  ziletkenlik değeri $\sigma_f = 1,76 \cdot 10^{-19} \text{ (}\Omega \cdot \text{cm)}^{-1}$ değerine kadar azalmaktadır. Metan gaz oranı arttıkça, yani şebeke içine giren karbon sayısı fazlala tık a iletkenlik azalmaktadır. Bu ise beklenen bir sonuçtur: zira Si-Si zayıf bağları daha kuvvetli olan Si-C bağlarıyla yer değiştirmekte ve Si-Si ile Si-C bağ uzunlukları farklı olduğu için yapıdaki düzensizlik artmaktadır. Dolayısıyla enerji aralığı içinde yeni durum seviyeleri oluşmaktadır. Bundan dolayısıdır ki, y k taşıyıcılarının iletkenlik bandına ge i i daha zor olmaktadır.

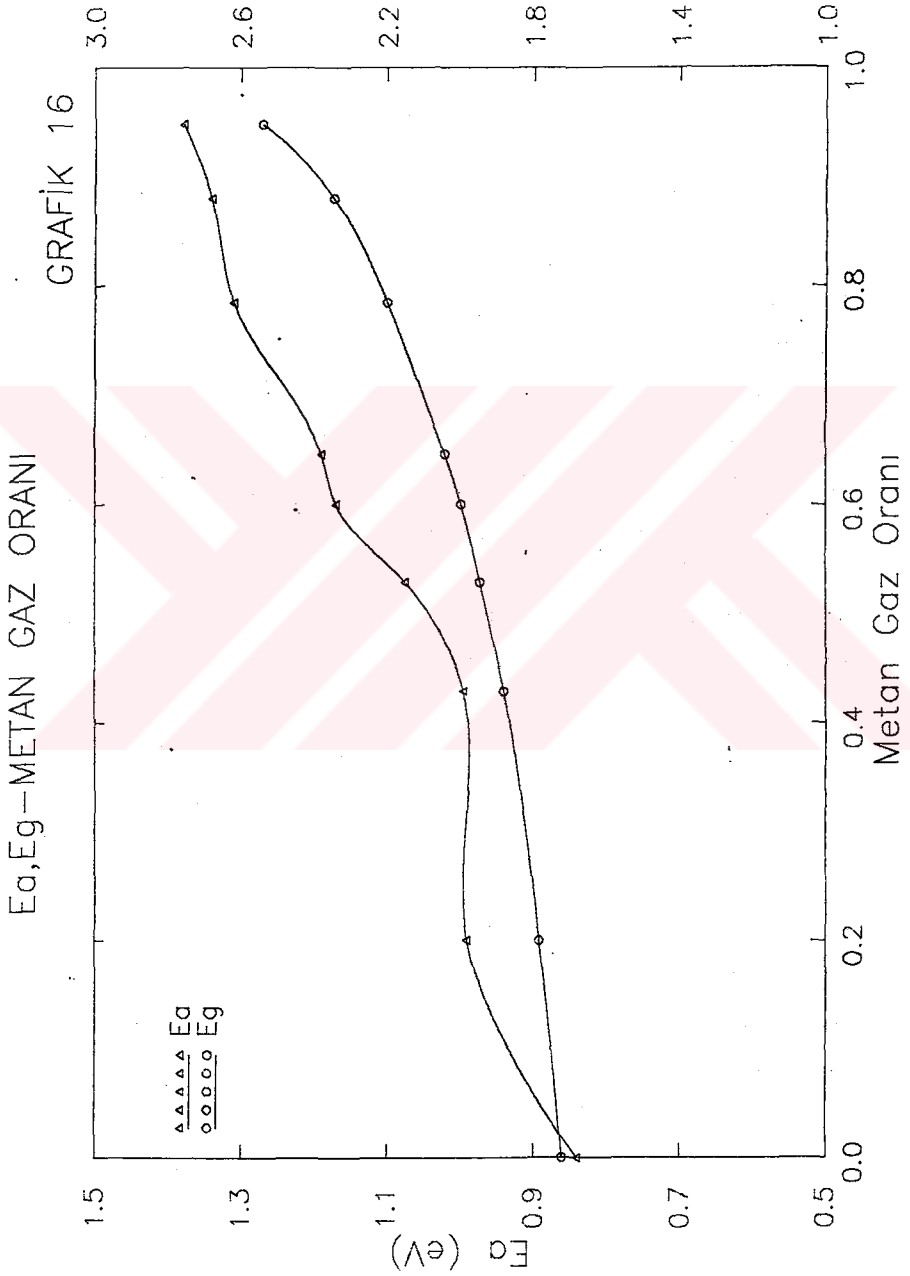
GRAFİK 15’de 0,6 ve 0,948 metan gaz oranlarına sahip p tipli numunelerin oda sıcaklığındaki  ziletkenliklerinin diboran gaz oranına göre değişimleri görülmektedir. Bu grafikten 0,6 metan gaz oranına sahip numuneler için diboran gaz oranı 0,05 ve 0,23 arasında ne kadar değişirse deği sin elde edilen  ziletkenlik değerlerinin hemen hemen sabit kaldığı, ancak 0,948 metan gaz oranına sahip numuneler için ise  ziletkenlik değerlerinin artmaya devam ettiği görülmektedir. O halde bu son durumda katkılabilme özellikleri değiştirilebilmektedir. Böylelikle numuneler hazırlanırken diboran gaz oranının ayarlanmasıyla  ziletkenlik değerini değiştirmek mümkün olabilmektedir.

GRAFİK 16’da verilen, metan gaz oranı 0 ile 0,948 arasında değişen numunelere alt $\log(G)-1000/T$ eğrileri, (3.2.3) denklemiyle elde edilen E_g aktivasyon enerjisinin ve Paragraf 3-3’de anlatıldığı biçimde elde edilen E_g optik band aralığının metan gaz oranına göre değişimlerini göstermektedir. Görüldüğü gibi metan gaz oranı arttıkça hem E_g hem de E_g değerleri artmaktadır. Hiç metan gazı ilave edilmeden önce (saf a-Si:H durumu) $E_g=0,88 \text{ eV}$ ve $E_g=1,72 \text{ eV}$ ’tur. Bu da aktivasyon enerjisinin

$\log(\sigma_d)$ – DİBORAN GAZ ORANI

GRAFİK 15

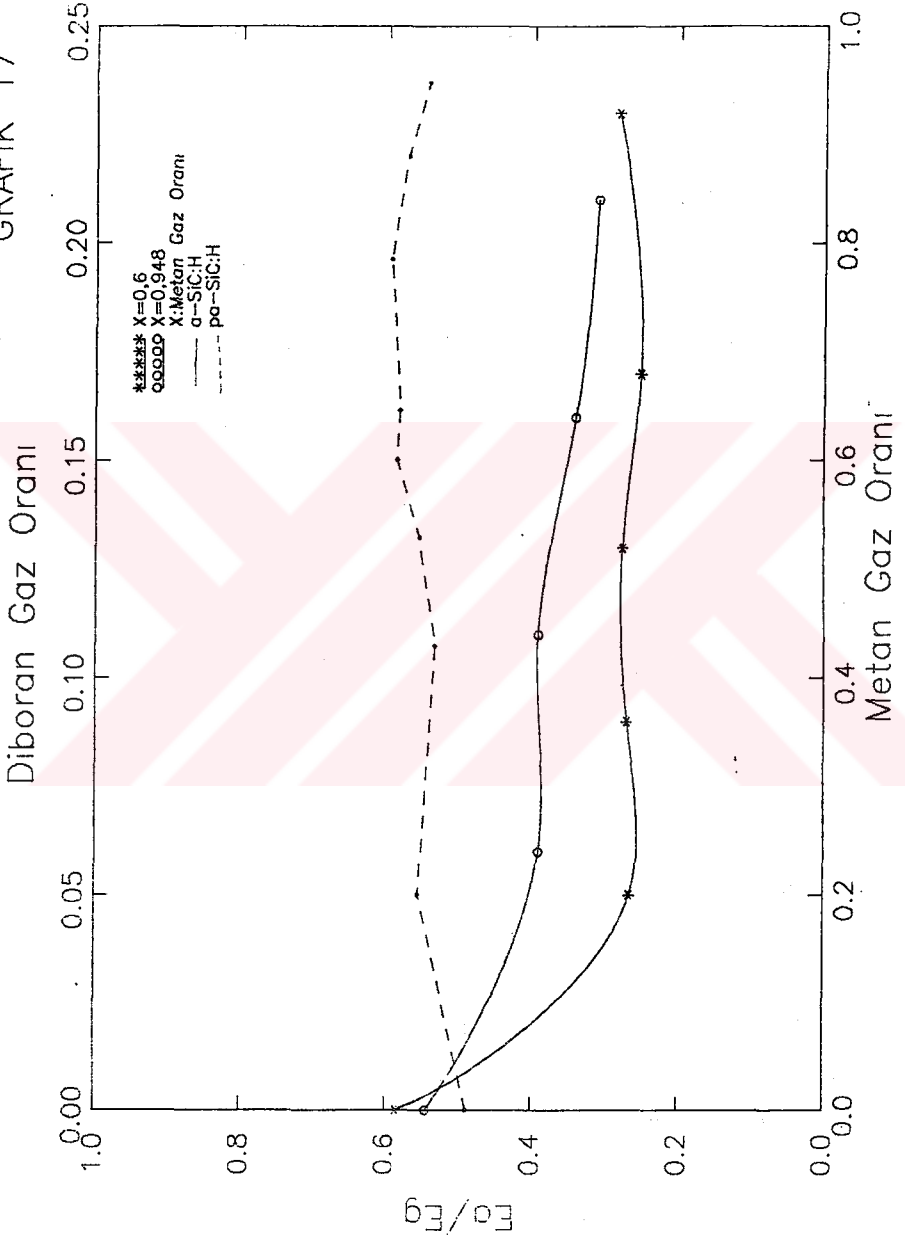


E_g (eV)

band aralığına oranının $E_a/E_g = 0,51$ olduğunu, yani Fermi seviyesinin bandın hemen hemen tam ortasında bulunduğunu göstermektedir. Optik ölçümlerden elde edilen optik band aralığının değişimleri, aktivasyon enerjisi değişimleriyle aynı grafikte birlikte verilmiştir. Bunun nedeni, söz konusu grafikte de görüldüğü gibi saf malzemeler için, yani sadece Si veya sadece C içeren durumlarda E_a ile E_g noktalarının üstüste geldiği, başka bir deyişle E_a 'nın yaklaşık $1/2 E_g$ olduğu durumların görülmesinin sağlanması amacına yöneliktir. Saf amorf silisyum malzemeler için bu durum grafik üzerinde görülebilirken, $X=1$ durumuna karşılık gelen saf amorf karbon malzemeler bu çalışmanın kapsamında olmaması nedeniyle, bunların E_a ve E_g değerleri görülmemektedir. Ancak en fazla 0,948 metan gaz oranına sahip numunelerde, gerçekten de E_a ile E_g noktalarının birbirlerine yaklaştığı görülmektedir. Yani alaşım durumundan saf malzeme durumuna geçildiğinde E_a ve E_g noktaları birbirlerine yaklaşma eğilimi gösterirken, alaşım durumunda bu noktalar birbirlerinden uzaklaşmaktadır.

GRAFİK 17 metan gaz oranları için E_a/E_g oranlarının değişimlerini göstermektedir. Bu grafikten anlaşılabacağı gibi E_a/E_g oranı, metan gaz oranı arttıkça bir miktar artmaktadır. Bu da karbon ilavesiyle Fermi seviyesinin band aralığının ortasında bulunduğu ilk durumundan biraz aşağıya kaydığını göstermektedir. Yine aynı grafikte 0,6 ve 0,948 metan gaz oranlarına sahip p tipi a-SiC:H numuneler için elde edilen E_a/E_g oranlarının diboran gaz oranına göre değişimleri verilmiştir. Burada 0,6 metan gaz oranına sahip numuneler için E_a/E_g 'nin pek değişmediği, ancak 0,948 metan gaz oranına sahip numuneler için E_a/E_g oranının diboran gaz oranına göre biraz azaldığı görülmektedir.

GRAFİK 17



GRAFİK 18'de 0,6 ve 0,948 metan gaz oranlarına sahip p tipi numuneler için elde edilen E_g aktivasyon enerjisi ve E_g band aralığı eğrileri bir arada görülmektedir. Bu grafikten görüldüğü gibi 0,948 metan gaz oranına sahip numuneler için E_g 'nin 0,1 diboran gaz oranından sonra sabit kaldığı, ancak 0,6 metan gaz oranına sahip numuneler için ise, E_g değerinin, diboran gaz oranının 0,23'lere kadar arttırılması halinde bile azalmaya devam ettiği anlaşılmaktadır.

Paragraf 3-3'de etraflıca açıklandığı biçimde gerçekleştirilen OY- λ eğrileri GRAFİK 19'da saf ve en yüksek metan gaz oranına sahip numuneler için, GRAFİK 20'de ise, farklı iki metan ve diboran gaz oranlarında elde edilen numuneler için bir arada verilmektedir. Elde edilen filmlerin kırılma indisi ve kalınlığının, metan ve diboran gaz oranlarına göre değişimleri ise GRAFİK 21 ve GRAFİK 22'de görülmektedir. GRAFİK 21'de görüldüğü gibi, saf a-Si:H numuneler için elde edilen kırılma indisi $n = 3,4$ ve kalınlık $d=1000$ nm değerindedir. Ancak metan katılmasıyla n kırılma indisinin metan gaz oranının 0,6 değerine kadar yavaş yavaş azaldığı, ancak bu değerden sonra hızlı bir düşüş gösterdiği anlaşılmaktadır. Kalınlık değeri ise, yine metan gaz oranının arttırılmasıyla azalmaktadır. Metan gaz oranı arttıkça interferans franjlarının genlikleri küçülmekte, ve optik yoğunluk OY değerleri de azalmaktadır.

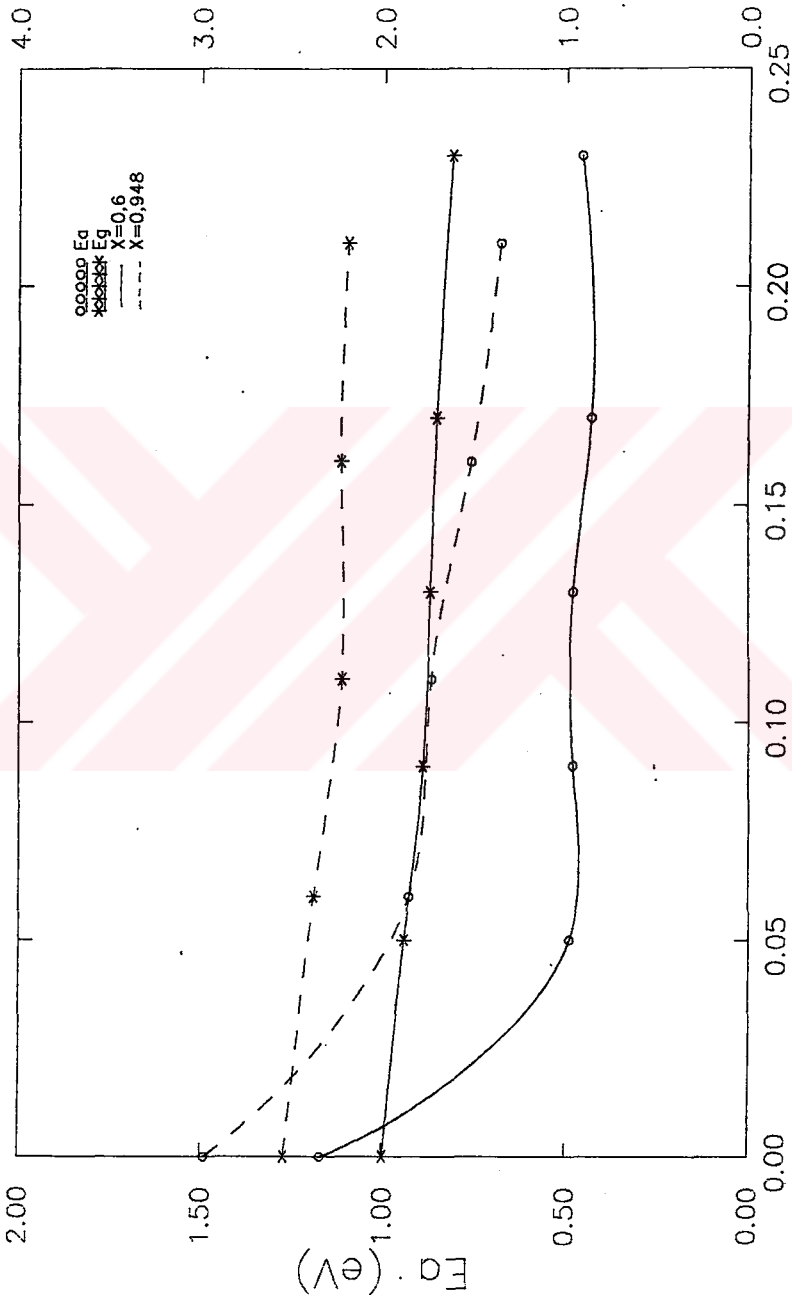
GRAFİK 22'den kırılma indisi ve kalınlık değerlerinin 0,6 metan gaz oranlarına sahip numunelerde, 0,948 metan gaz oranına sahip numunelere göre daha yüksek olduğu görülmektedir. Ancak 0,6 metan gaz oranına sahip numuneler için diboran gaz oranı 0,05'den 0,23'e kadar arttırıldığında, kalınlığın arttığı söylenebilirken, kırılma indisi hakkında

Eg (eV)

GRAFIK 18

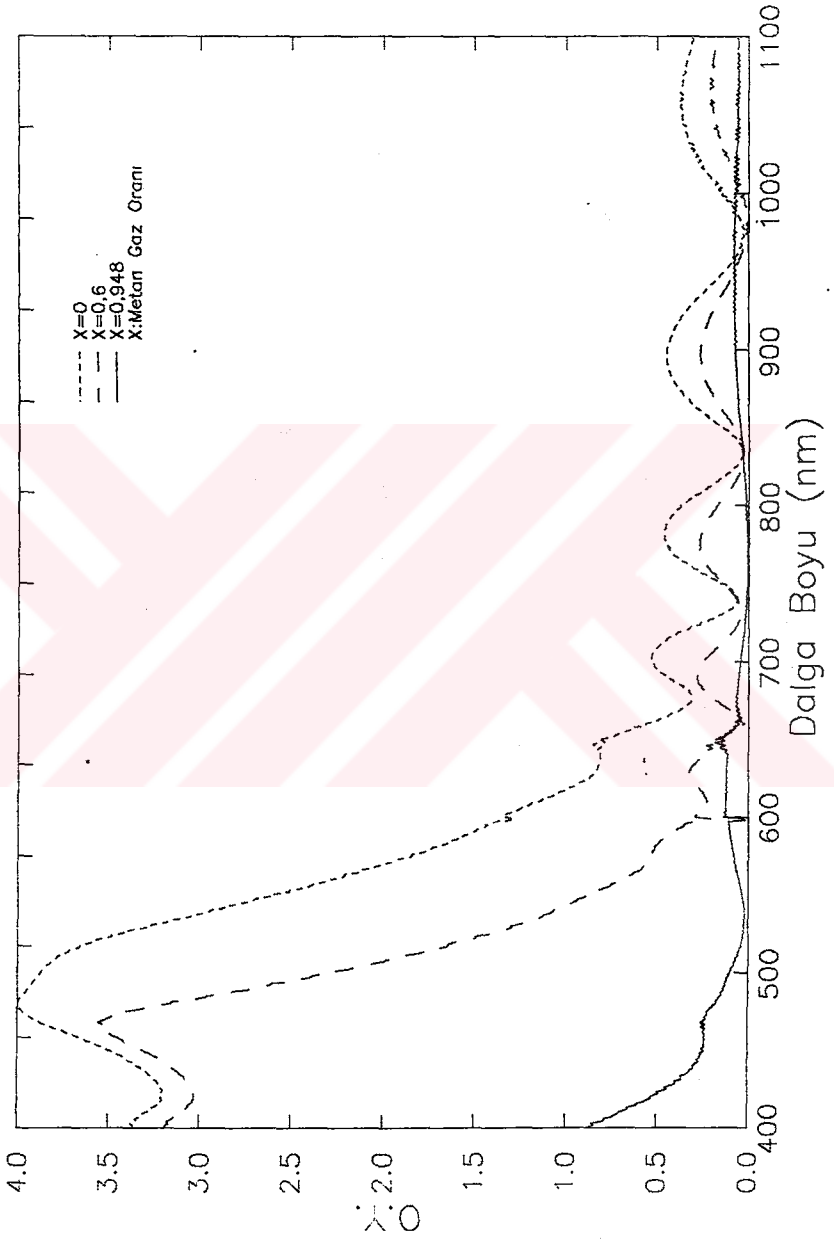
Ea,Eg – DİBORAN GAZ ORANI

Diboran Gaz Orani



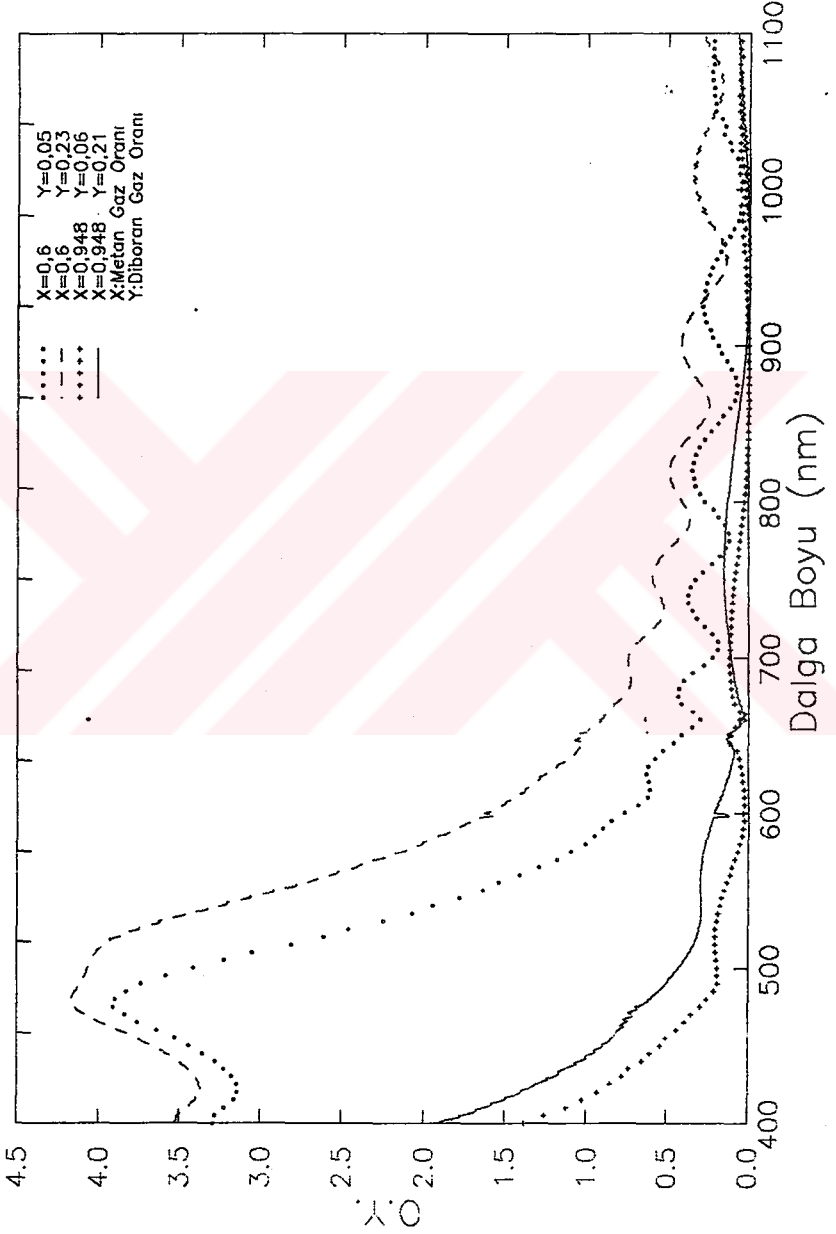
O.Y. — Dalga Boyu

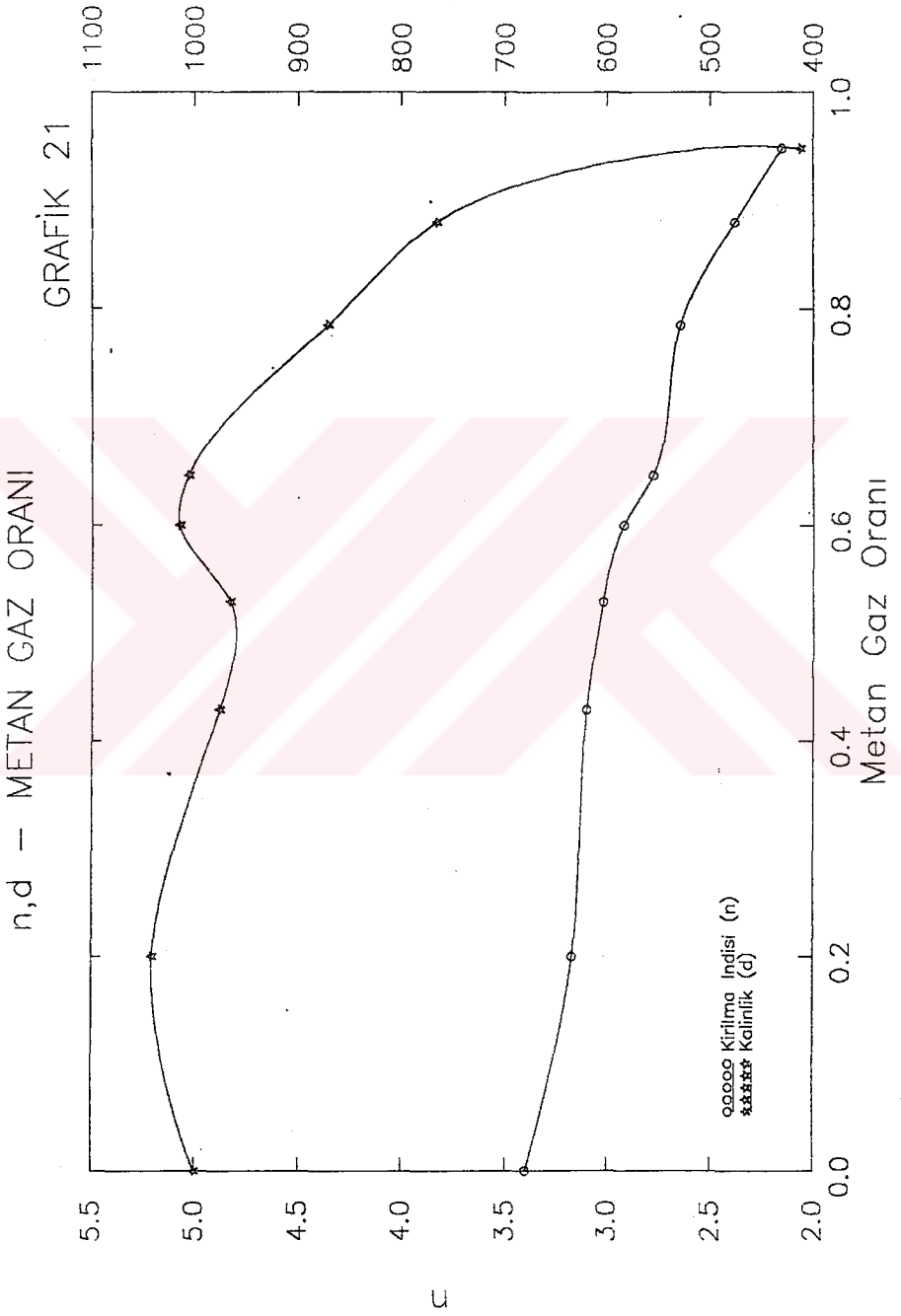
GRAFİK 19



O.Y. — Dalga Boyu

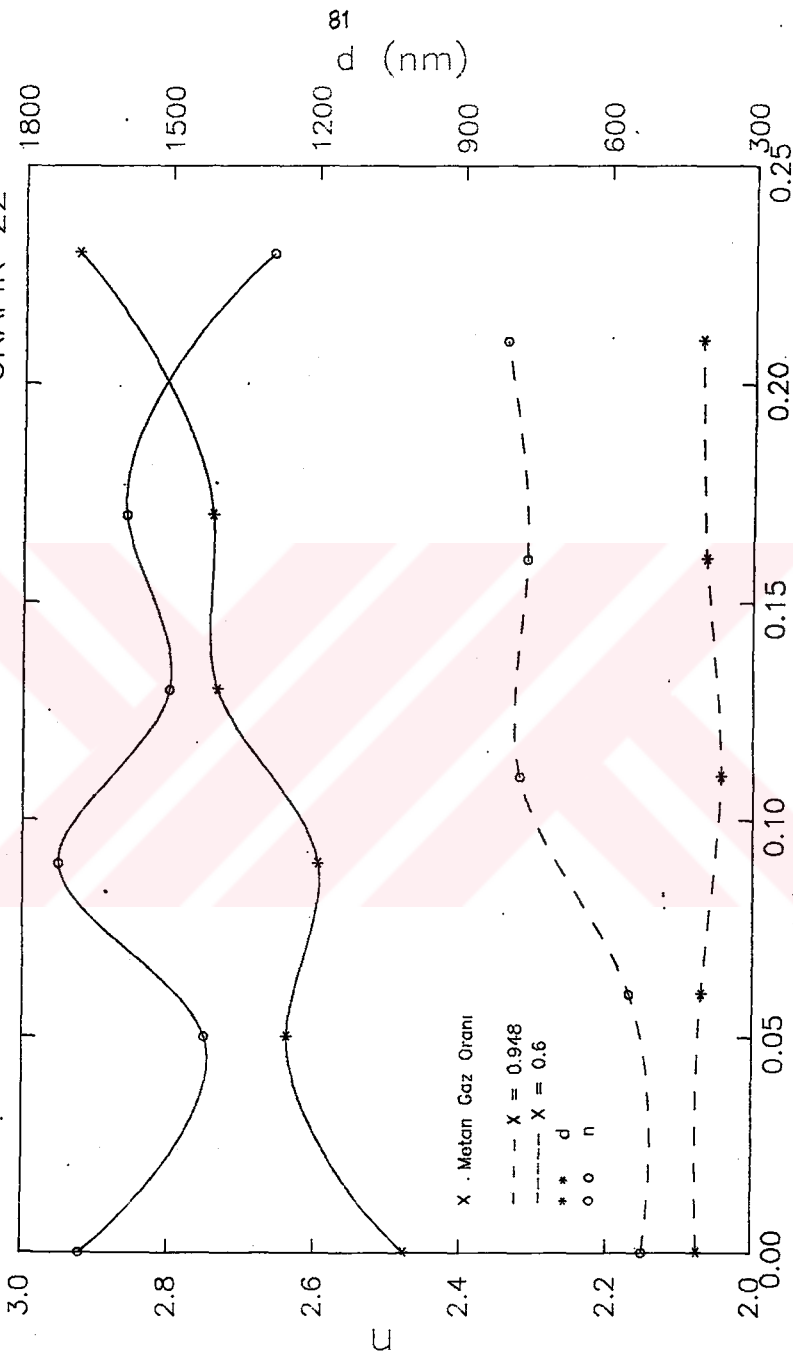
GRAFİK 20





n, d - DİBORAN GAZ ORANI

GRAFİK 22



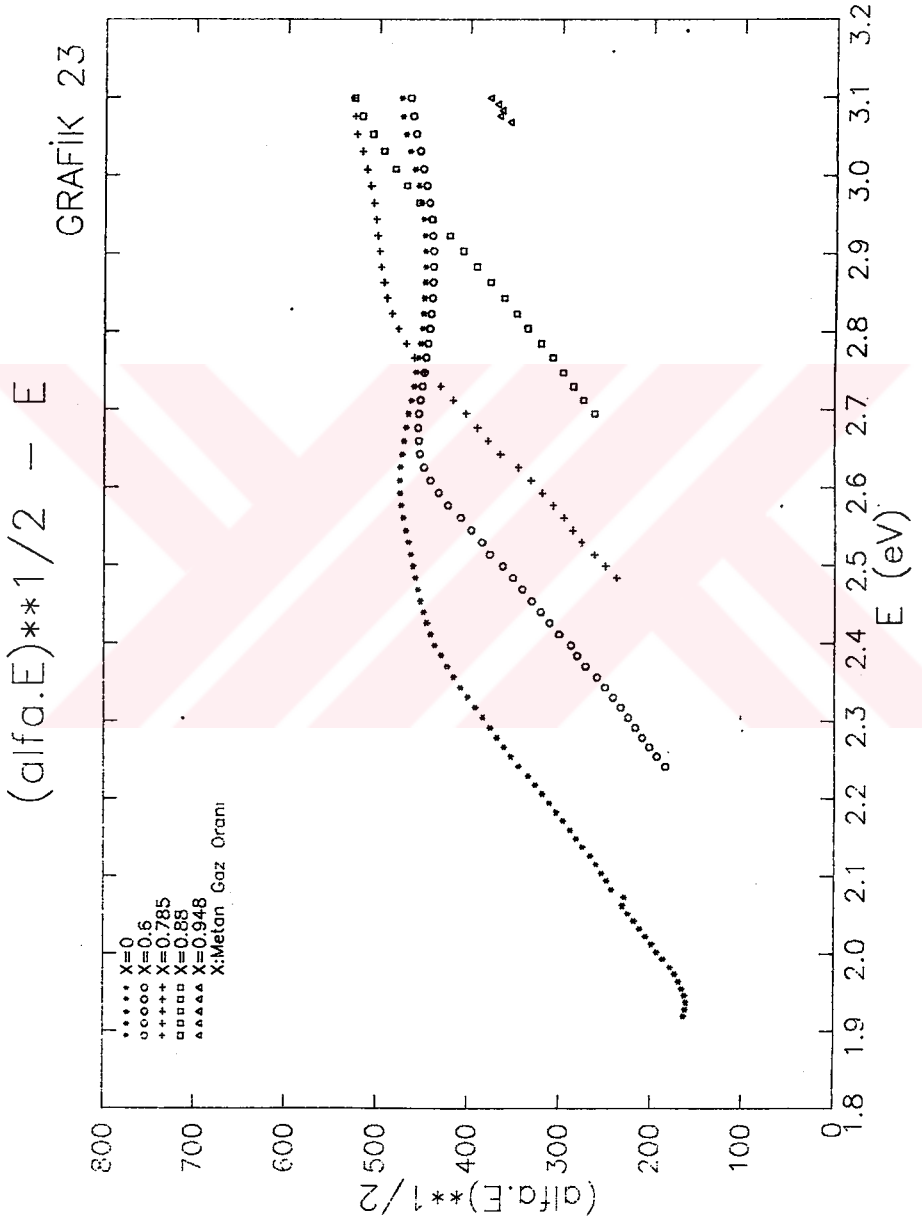
herhangi bir şey söylenememektedir. Buna karşılık, 0,948 metan gaz oranına sahip numuneler için diboran gaz oranının 0,06 ile 0,21 arasında değiştirilmesiyle kalınlığın değişmediği ancak kırılma indisinin arttığı görülmektedir.

GRAFİK 23, GRAFİK 24 ve GRAFİK 25'te, Paragraf 3-3'de anlatıldığı şekilde gerçekleştirilen OY- λ eğrilerinden elde edilen optik absorpsiyon eğrileri sırasıyla değişik metan gaz oranları ve yine iki farklı metan gaz oranında diboran gaz oranları için verilmektedir. Görüldüğü gibi, metan gaz oranının artmasıyla kuvvetli bağlarla zayıf bağların yer değiştirmesinden dolayı absorpsiyonun azaldığı ve yüksek enerjilere doğru kaydığı görülmektedir.

GRAFİK 26 ve GRAFİK 27'de ise (2.3.1) bağıntısıyla verilen Tauc denklemindeki B katsayısına karşılık gelen absorpsiyon kenarı eğiminin metan ve diboran gaz oranlarına göre değişimleri verilmektedir. GRAFİK 26'dan anlaşılabileceği gibi B'nin, metan gaz oranının 0,785 değerine kadar arttığı, ancak o değerden daha büyük gaz oranlarına ulaşıldığında azaldığı görülmektedir.

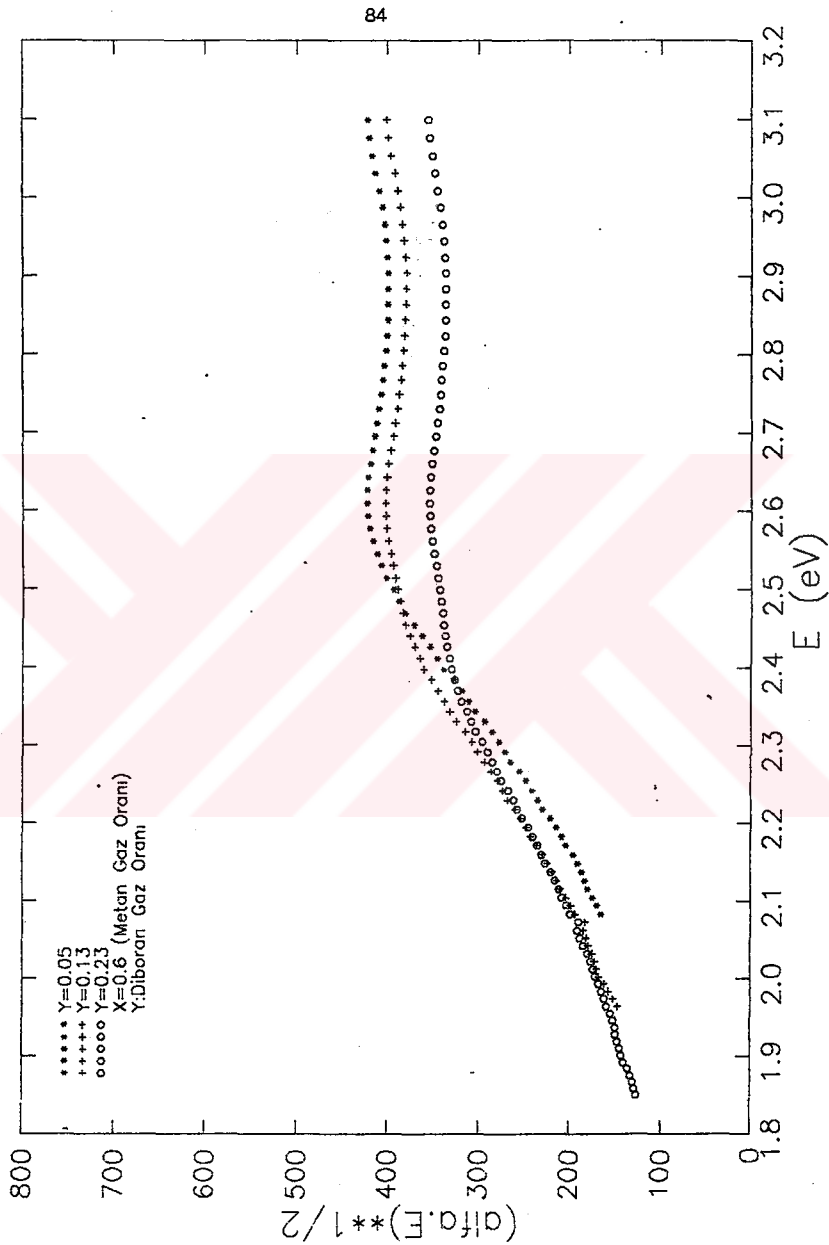
GRAFİK 27'de ise, yine 0.6 ve 0.948 metan gaz oranlarına sahip numuneler için elde edilen B değerlerinin diboran gaz oranına göre değişimleri verilmektedir. Bu grafikten görüldüğü gibi, 0,948 metan gaz oranına sahip numuneler için B değeri diboran gaz oranının belli bir değerinden sonra sabit kalmakta, ancak 0,6 metan gaz oranına sahip numuneler için bu B değerinin sürekli olarak azaldığı anlaşılmaktadır.

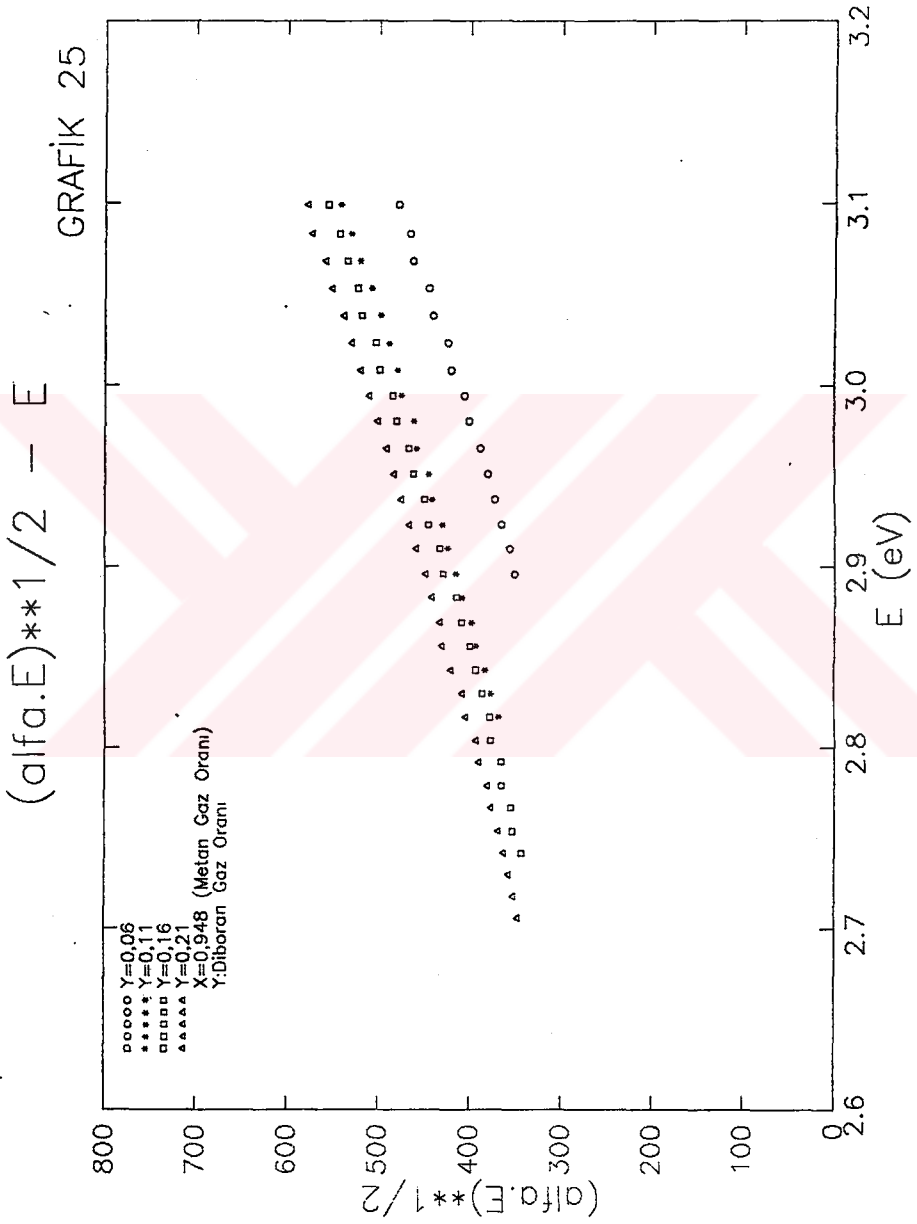
Paragraf 3-4'de açıklandığı gibi, sadece saf a-Si:H numunelerin ışık etkisi altında davranışı karanlık ve fotoiletkenlik açısından da incelenmiştir



$(\alpha \cdot E)^{1/2} - E$

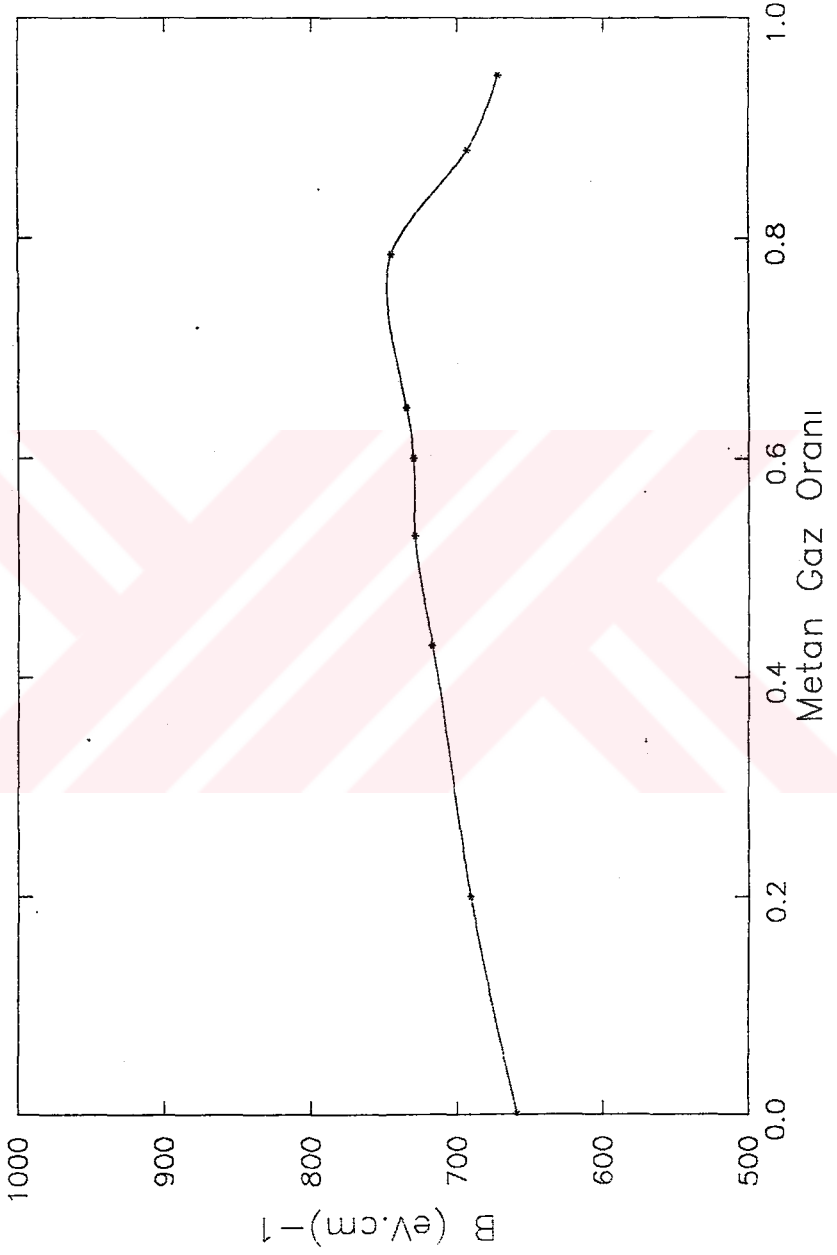
GRAFIK 24





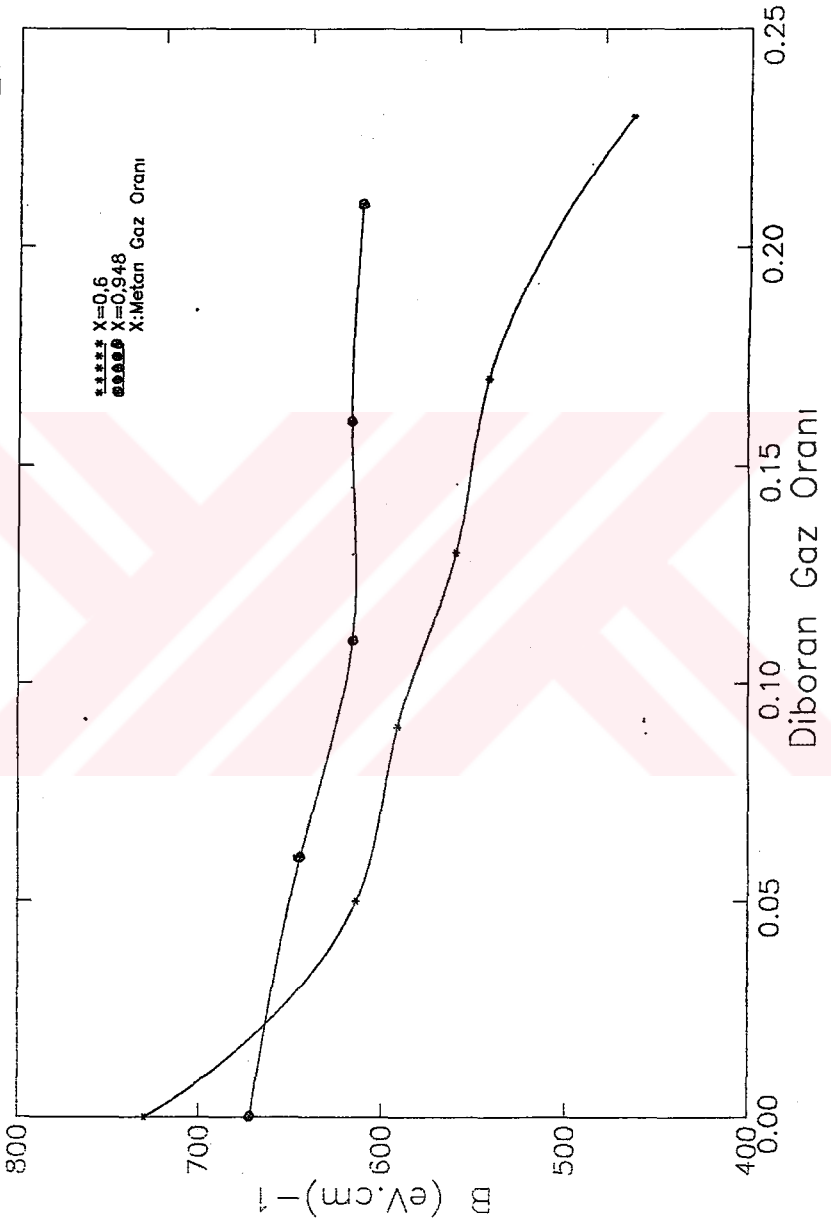
B - METAN GAZ ORANI

GRAFİK 26



B -- DİBORAN GAZ ORANI

GRAFİK 27



(GRAFİK 9). Yapılan ölçümlerin sonucunda numunelerin ışık altında 130 dakika kadar kalmaları halinde, hem karanlık iletkenliklerinde hem de fotoiletkenliklerinde azalma görülmüştür. Fotoiletkenlik değeri bu süreçte 10 kat kadar azalırken, karanlık iletkenlik değeri daha az azalmaktadır. Ancak literatürde elde edilen bu azalma değerleri daha fazladır^{[37],[38]}. Bunun ise ölçümlerde kullanılan ışık kaynaklarının güçlerinin farklılığından ve aydınlatma süresinden kaynaklandığı söylenebilir.



5- TARTIŞMA VE SONUÇ:

Amorf silisyumdan elde edilen güneş pillerinin verimlerinin yüksek olması, bu amaç için gerçekleştirilen en uygun tabakaların çok temiz bir ortamda üst üste elde edilmeleriyle sağlanabilir. Bu bakımdan amorf silisyum güneş pilleri elde etmek için hazırlanan yarıiletken tabakaların optimizasyonu çok önemlidir.

Bu çalışmada, amorf silisyum güneş pilleri yapımı için bir basamak olan p tabakasının incelenmesi amaçlanmıştır. Bu amaç için, E_g optik band aralığı geniş olan p tipi, yani boronla katkılandırılmış a-SiC:H malzemeler kullanılmaktadır. Böylelikle kısa dalga boylu fotonların i tabakasını direk olarak aydınlatabilmeleri nedeniyle güneş pillerinin hem kısa devre akımlarının hem de fill faktörlerinin artması sağlanabilmektedir.

Amorf yarıiletken malzemelerin özellikleri malzemenin elde edilmiş tekniğine bağlı olarak değişmektedir. Gerçekten de amorf silisyum karbür numuneler değişik yöntemlerle (rf sputtering^[57], magnetron sputtering^[58], anodizasyon^[59]..vs.) elde edildiklerinde, aktivasyon enerjisi ve optik band aralığı değerlerinde farklılıklar görülmektedir.

Bu çalışmada kullanılan a-SiC-H numuneler için optik band aralığı değeri en fazla 2,542 eV olarak elde edilmiştir. Bu ise metan gaz oranının $X = 0,948$ değerine karşılık gelmektedir. Ancak bu durum için elde edilen aktivasyon enerjisi değeri 1,38 eV ve oda sıcaklığında karanlık öziletkenlik değeri de $10^{-19} \Omega^{-1}cm^{-1}$ civarındadır. Öziletkenlik değerinin çok düşük ve aktivasyon enerjisi değerinin de yüksek elde edilmesi nedeniyle hem bu durum için, hem de aktivasyon enerjisi 1,17 eV, optik band aralığı 2 eV ve

karanlık  ziletkenliği de $10^{-15} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ olan $X=0,6$ durumu için p tipi numune serileri elde edilmiş ve bu iki seride elde edilen değerler irdelenmiştir.

p tipi katkılamayla $X=0,6$ değerine sahip numuneler için karanlık  ziletkenlik $10^{-5} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ değerine kadar artmış, $X=0,948$ metan gaz oranına sahip numuneler için bu değer en fazla $10^{-10} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ olarak elde edilebilmiştir. $X=0,6$ ve $X=0,948$ hallerinde elde edilen en düşük aktivasyon enerjisi değerleri değişik diboran gaz oranlarında, $Y=0,17$ için $E_g=0,43$ eV ve $Y=0,21$ için $E_g=0,68$ eV olarak belirlenmiştir. Yine p tipi katkılamayla, elde edilen en yüksek band aralığı değerleri $X=0,6$ ve $X=0,948$ için, sırasıyla $Y=0,05$ için $E_g=1,849$ eV ve $Y=0,06$ için ise $E_g=2,379$ eV'tur.

Söz konusu tabakanın önemli parametrelerinden biri de kalınlıktır. Paragraf 3-3'de etrafıca açıkladığı biçimde gerçekleştirilen deneyler sonucunda elde edilen kalınlık değerlerinin değişimleri GRAFİK 22'de verilmiştir. $X=0,6$ durumunda elde edilen kalınlık değerine $Y=0,09$ için en az 1193 nm iken, $X=0,948$ için pek değişmemekte ve 400nm civarında kalmaktadır. Ancak, p tipi tabakaların çok ince olması halinde yeterli difüzyon potansiyelinin elde edilememesi ve i tabakası ile TCO tabakası arasında kontak oluşabilmesi nedeniyle, bu tabakanın belirli bir kalınlığa sahip olması gerekir. Öte yandan bu çalışmada kullanılan numuneler 1 saatlik depozisyon sürelerinde gerçekleştirilmiştir. Dolayısıyla,  rneğin, $X=0,6$ durumu için depozisyon s resinin kısaltılmasıyla daha ince numuneler de elde edilebilir.

Bu çalışmanın sonucunda, hazırlanan iki p tipi seri için elde edilen en uygun E_g ve E_g değerlerinin, $X=0,6$ ve $Y=0,05$ şartlarında elde edilen numunelere ait olduğu sonucuna varılabilir. Ancak bu şekilde elde edilen

numuneler için E_g deęerinin dūřuk olması nedeniyle dięer metan gaz oranına sahip numuneler için de p tipi serilerin incelenmesi sonucunda, daha uygun E_a ve E_g deęerlerinin bulunabileceęi dūřūnūlebilir. Dolayısıyla bu çalıřmanın devamı olarak $X=0,785$ ve $X=0,88$ durumlarının incelenmesi, ve bunlara ait E_a ve E_g deęerlerinin belirlenmesi onerilebilir.



KAYNAKLAR

- 1- W.E.SPEAR
1969 J. Non Crys. Sol. 1 197
- 2- C.C.TSAI
1979 Phys. Rev. B 19 2041
- 3- H.OVERHOF, W.BEYER
1980 J. Non Crys. Sol. 35&36 375
- 4- G.H.DOHLER
1979 Phys. Rev. B 19 2083
- 5- W.E.SPEAR & P.E.LECOMBER
1975 Solid State Communications 17 1193
- 6- D.E.CARLSON
1977 IEEE Trans. Elect. Devices E024 449
- 7- R.C.CHITTICK, J.H.ALEXANDER, H.F.STERLING
1969 J. Electrochem. Soc. 116 77
- 8- R.S.SUSSMAN, R.ODGEN
1981 Phil. Mag. B 44 137
- 9- Y.TAWADA, K.TSUGE, M.KONDU, H.OKAMOTO, Y.HAMAKAWA
1982 J. Appl. Phys. 53 2573
- 10- D.ADLER
1971 Amorphous Semiconductors, CRC, Cleveland, Ohio
- 11- N.F.MOTT, E.A.DAVIS
1979 Electronic Processes in Non-Crystalline Materials
- 12- J.C.PHILIPS
1979a J.Non.Crys.Sol. 34 153
- 13- D.ADLER
1978 Phys.Rev.Lett. 41 1755
- 14- M.H.COHEN, H.FRITZCHE, S.R.OVSHINSKI
1969 Phys. Rev. Lett. 22 1065
- 15- E.A.DAVIS, N.F.MOTT
1970 Phil. Mag. 22 903

- 16- A.E.OWEN, J.M.MARSHALL
1977 Proceedings of the 7th Inter. Conf. on Amorphous Liquid Semiconductors, Edinburg 259
- 17- A.HELLER, B.MILLER
1980 Electrochem. Acta 25 29
- 18- J.C.PHILIPS
1979b Phys. Rev. Lett. 42 151
- 19- K.TAKAHASHI, M.KONAGAI
1986 Amorphous Silicon Solar Cells
- 20- R.S.SUSSMAN, R.OGDEN
1981 Phil. Mag. B 44 137
- 21- K.MUI BASA,
1987 J. Non. Cryst. Sol. 97&98 999
- 22- M.P.SCHMIDT, I.SOLOMON, H.TRAN-QUOC, J.BULLOT, M.GAUTHIER,
1985 Phil. Mag. B 51 581
- 23- K.L.CHOPRA, S.K.BAHL
1970 Phys.Rev.B 1 2545
- 24- W.E.SPICER, T.M.DONOVAN, J.E.FISCHER
1972 J.Non Crys. Sol. 8-10 122
- 25- A.LEWIS
1972 Phys. Rev.Lett. 29 1555
- 26- G.AKTAŞ
Doktora Tezi
- 27- R.C.CHITTICK
1970 J. Non Crys. Sol. 3 255
- 28- J.C.KNIGHTS
1976a Phil. Mag. 34 663
- 29- H.ÜĞÜR, S.VAROL, S.ÜĞÜR, İ.KARABAY
1991 J. Non Crys. Sol. 137&138 761
- 30- A.MADAN, M.P.SHAW
1988 The Physics & Applications of Amorphous Semiconductors
- 31- N.BLUZER, S.K.BAHL
1974 Proceedings of the 5th Intern.Conf. on Amorphous and Liquid Semiconductors

- 32- J.TAUC
1974 Amorphous & Liquid Semiconductors
- 33- L.CERVINKA, R.HOSEMAN, W.VOYEL
1970 J. Non Cryst. Sol. 3 294
- 34- K.L.CHOPRA, S.R.DAS
1983 Thin Film Solar Cells
- 35- A.VASICEK
1960 Optics of Thin Films
- 36- R.SWANEPOEL
1983 J. of Phys. E 16 1214
- 37- D.L.STAEBLER, C.R.WRONSKI
1977 Appl. Phys. Lett. 31(4) 292
- 38- C.R.WRONSKI
Semiconductors & Semimetals 21 347
- 39- R.S.CRANDALL
Tetrahedrally Bonded Amorphous Semiconductors Ed. by D.Adler,
H.Fritzsche 315
- 40- G.G.QIN, G.L.KONG
1989 Sol. Sta. Comm. 71(1) 41
- 41- M.TAJIMA, H.OHYAMA, H.OKUSHI, S.YAMASAKI, K.TANAKA
1989 Jap.J.Appl.Phys. 28(7) 1086
- 42- H.OKUSHI, K.TANAKA
1989 Amorphous Semiconductors, Technologies & Devices Ed. by
Y.Hamakawa
- 43- W.J.TZENG, S.C.LEE
1988 Appl. Phys. Lett. 53(21) 2044
- 44- M.YAMAZAKI, H.OHAGI, J.NAKATA
1988 Jap.Jour. of Appl. Physc. 27(9) L1739
- 45- Y.F.CHEN
1988 Appl.Phys.Lett. 53(14) 1277
- 46- D.REDFIELD
1989 Appl.Phys.Lett. 54(4) 398
- 47- J.H.YOON, C.LEE
1988 Physical Review B 38(18) 13453

- 48- J.H.YOON, M.KIM, C.LEE
1989 Physical Rev.B 39(14) 10251
- 49- D.L.STAEBLER, C.R.WRONSKI
1980 Jour. Appl. Phys. 51 3262
- 50- B.A.SCOTT, J.A.REINER, R.M.PLECENIK, E.E.SIMONYI, W.REUTER
1982 Appl.Phys.Lett. 40 973
- 51- I.HIRABAYASHI, K.MORIGAKI, S.NITTA
1980 Jpn.J.Appl.Phys. 19 L357
- 52- B.AKER, H.FRITZCHE
1983 J.Appl.Phys. 54(11) 6628
- 53- J.PERRIN, I.SOLOMON
1979 Thin Solid Films 62, 327
- 54- J.C.KNIGHTS
1980 J.Non Crys. Sol. 35&36 159
- 55- E.A.SHIFF
1981 Appl. Phys. Lett. 38 92
- 56- H.UGUR, S.VAROL
1991 İhtira Beratı
- 57- L.MEGAFAS, N.GEORGIOULAS, D.GIRGINOUDI, A.THANAILAKIS
1991 Phys. Stat. Sol. (a) 126 143
- 58- N.SAITO, T.YAMADA, T.YAMAGUCHI
1985 Phil. Mag. B 52 5 987
- 59- C.WANG, G.LUCOVSKY, R.J.NEMANICH
1991 J.Non Crys. Sol. 137&134 741

ÖZGEÇMİŞ

1957 yılında Kayseri’de doğdu. Orta öğrenimini T.E.D Kayseri Koleji ve Kadıköy Maarif Kolejinde tamamladı. 1980 yılında I.Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölümünü bitirdi. 1986-1988 yılları arasında lisansüstü eğitimini Yıldız Üniversitesinde yaptı. 1988 yılında doktora eğitimine Yıldız Üniversitesi’nde başladı. 1986 yılından beri Yıldız Teknik Üniversitesinde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.