

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

79204

METAL SÜLFÜR VE METAL SELEN İNCE
FİLMLERİN GÜNEŞ PİLİ UYGULAMALARINDA
PENCERE MALZEMESİ OLARAK KULLANILMASI

Hande GÖKDOĞAN

F.B.E. Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Emel ÇINGİ (YTÜ)

Prof. Dr. Durul ÖREN
Doç. Dr. Nurten ÖNCAN

79204

İSTANBUL, 1998

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ŞEKİL LİSTESİ	iii
ÇİZELGE LİSTESİ	iv
ÖNSÖZ	v
ÖZET	vi
ABSTRACT	vii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİ	2
2.1 Kristal Yapı İçinde Bulunan Elektronların Hareketleri	2
2.2 Yarıiletken Malzemeler	7
2.3 Yarıiletkenlerde Optik Dispersiyon Mekanizması	9
2.4 Kurşun Tuzları: Kurşun Selen, PbSe, Kurşun Tellür, PbTe, Kurşun Sülfür, PbS	19
3. DENEYSEL ÇALIŞMA	21
3.1 PbSe ve TlBiSe ₂ İnce Filmlerin Büyütülmesi ve Yapısal Analizi	21
3.2 Büyütülen Filmlerin Optik Geçirgenliklerinin Ölçülmesi	24
3.3 Büyütülen Filmlerin Bir Güneş Pili (BPW21) Pencere Malzemesi Olarak Kullanılması	29
4. SONUÇ	33
KAYNAKLAR.....	34
ÖZGEÇMİŞ.....	35

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1	a) Tek başına duran atomun enerji düzeyleri. b) Birbirine yakın atomlar topluluğunun enerji düzeyleri (iç enerji düzeylerinde değişim yoktur)5
Şekil 2.2	a) Serbest bir atomun enerji düzeyleri. b) Bir katıdaki enerji düzeyleri. İletkenlik bandı ile valans bandını bir yasak enerji aralığı ayırmaktadır6
Şekil 2.3	Yabancı atomların oluşturduğu (donör veya akseptör) seviyeleri.....8
Şekil 2.4	Katkı atomlarının doğal yarıiletkenin özelliklerini n veya p-tipi olarak değiştirmesi9
Şekil 2.5	Yarıiletkenlerde serbest taşıyıcı etkin kütlelerini tayin etmek için kullanılan yöntem. Gelen ışık yüzeye diktir11
Şekil 2.6	Serbest taşıyıcı ile ışığın etkileşmesi11
Şekil 2.7	Yarıiletkenler için spektrumdaki tipik baskın bölgeler16
Şekil 2.8	Serbest taşıyıcı dispersiyonun klasik teori modeli17
Şekil 3.1	PbSe filminin X-ışınları kırınım diyagramı22
Şekil 3.2	TlBiSe ₂ filminin X-ışınları kırınım diyagramı22
Şekil 3.3	a-b) PbSe ve c-d) TlBiSe ₂ filmlerinin SEM fotoğrafları24
Şekil 3.4	PbSe 1 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi25
Şekil 3.5	PbSe 3 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi25
Şekil 3.6	PbSe 2 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi26
Şekil 3.7	PbSe 4 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi26
Şekil 3.8	TlBiSe ₂ 4 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi27
Şekil 3.9	TlBiSe ₂ 1 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi27
Şekil 3.10	TlBiSe ₂ 2 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi28
Şekil 3.11	TlBiSe ₂ 3 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi28
Şekil 3.12	BPW21 güneş pilinin farklı kalınlıklardaki PbSe filmlerin I-V karakteristiğine etkisi30
Şekil 3.13	BPW21 güneş pilinin farklı kalınlıklardaki TlBiSe ₂ filmlerin I-V karakteristiğine etkisi30
Şekil 3.14	BPW21 güneş pilinin I _{sc} kısa devre akımının ışığın dalga boyu ile değişimi farklı PbSe film kalınlıkları için gösterilmektedir31
Şekil 3.15	BPW21 güneş pilinin V _{oc} açık devre geriliminin ışığın dalga boyu ile değişimi farklı PbSe film kalınlıkları için gösterilmektedir31
Şekil 3.16	BPW21 güneş pilinin I _{sc} kısa devre akımının ışığın dalga boyu ile değişimi farklı TlBiSe ₂ film kalınlıkları için gösterilmektedir32
Şekil 3.17	BPW21 güneş pilinin V _{oc} açık devre geriliminin ışığın dalga boyu ile değişimi farklı TlBiSe ₂ film kalınlıkları için gösterilmektedir32

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 3.1	PbSe bileşiğinin deneysel olarak bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{den}), hesaplamalar sonunda bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{hes}) ve literatürdeki değerlerinin kıyaslanması23
Çizelge 3.2	TlBiSe ₂ bileşiğinin deneysel olarak bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{den}), hesaplamalar sonunda bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{hes}) ve literatürdeki değerlerinin kıyaslanması23

ÖNSÖZ

Bu tezi bana veren ve yöneten, her türlü desteği gösteren çok değerli hocam sayın Prof.Dr.Emel Çingı'ya, hayatım boyunca bana destek olan sevgili aileme ve bu tezi hazırlamama yardımcı olan sevgili eşim Dr.Mehmet Özer'e en içten duygularıyla teşekkür ederim.



ÖZET

Yapılan bu çalışmada, PbSe ve TlBiSe₂ ince filmler cam taşıyıcılar üzerine elektron demeti ile buharlaştırma tekniği kullanılarak büyütülmüş ve bunlar güneş ışınlarının kontrolü için kaplama malzemesi olarak araştırılmıştır. Filmlerin yapısı ve morfolojisi X-ışınları ve yüzey taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılarak incelenmiştir. TlBiSe₂ filmlerinin Xışınları kırınım diagramında keskin yansımalar (pikler) görülmemiş olmasından bu filmlerin amorf olduğu sonucuna varılmıştır. Filmlerin 350-1100 nm bölgesindeki optik geçirgenlikleri UV-VIS spektrofotometre (Perkin Elmer Lambda 2S) kullanılarak çalışılmıştır.



ABSTRACT

In this thesis thin films of PbSe and TlBiSe₂ on glass substrates, deposited by e-beam evaporation technique, are studied as solar control coating films. X-rays and scanning electron microscope (SEM) studies were carried out. X-ray diffractographs of TlBiSe₂ films did not show any sharp peaks, indicating that the films are amorphous. The optical transmission of the films was studied with an UV-VIS spectrophotometer (Perkin Elmer Lambda 2S) in the region of 300-1100 nm.



1. GİRİŞ

Metal sülfür ince filmleri optoelektronik devreler, IR detektörler ve fotoiletken aletlerde kullanılmak üzere son otuz yıl içinde geniş olarak araştırılmışlardır. Metal selen filmler ile metal sülfür filmler benzer özellikler gösterdiklerinden dolayı CdS, PbS, SnS, MnS, ZnS, Bi₂S₃, Sb₂S₃, CuS vb. gibi sülfürlü bileşikler CdSe, PbSe, ZnSe, Bi₂Se₃ vb. metal selenli bileşikleride ilgi çekmişlerdir. Bu malzemelerin bazıları (CuS, PbS, MnS) güneş ışınlarını kontrol etmek üzere pencere malzemesi olarak önerilmiş ve araştırılmışlardır [1,2].

Bu çalışmada PbSe ve TlBiSe₂ ince filmleri elektron buharlaştırma tekniği kullanılarak büyütülmüş ve bunların yapısal ve bazı optik özellikleri incelenmiştir. PbSe, IV-VI grubuna ait dar yasak enerji aralıklı ($E_g \sim 0.3$ eV; $T = 300$ K) bir yarıiletkenidir. TlBiSe₂, periyodik cetvelde talyum'un (Tl) ve bizmut'un (Bi) kurşun'dan (Pb) önce ve sonra gelmesi nedeniyle PbSe ile benzer yapıya sahiptir. TlBiSe₂ de PbSe gibi dar yasak enerji aralıklı ($E_g \sim 0.28$ eV; $T = 300$ K) bir yarıiletkenidir. PbSe bileşiği NaCl yapıda kristalleşir ve O_h⁵-Fm3m uzay grubuna ait fcc yapıya sahiptir ($a = 6.147$ Å). TlBiSe₂ ise D_{3d}⁵-R $\bar{3}$ m uzay grubuna ait olup kübik yapıya çok yakın rombohedral yapıdadır ve NaCl-tipi'ne benzemektedir.

Büyütülen filmlerin yapısal analizi ve morfolojisi X-ışınları ve SEM yardımıyla incelenmiştir. Filmlerin 350 – 1100 nm bölgesindeki optik geçirgenlikleri UV-VIS spektrofotometre (Perkin Elmer Lambda 2S) kullanılarak çalışılmıştır. Ayrıca farklı kalınlıklarda büyütülen filmler bir güneş pili (BPW21) önüne pencere malzemesi olarak konmuş ve film kalınlığının optik geçirgenliğe etkisi incelenmiştir.

2. TEORİK BİLGİ

2.1 Kristal Yapı İçinde Bulunan Elektronların Hareketleri

Madde içerisinde hareket eden bir elektron, iyon korlarının periyodik sırası, kristal yapı kusurları, kristaldeki safsızlıklar, fononlar ve diğer elektronlar ile etkileşmeye girer. Fakat klasik teori ve kuantum teorisinde elektronların serbest elektronlar olduğu düşünülür. Elektronlar kristalin enerji düzeylerine, Pauli ilkesine uyacak şekilde yerleşmişlerdir. Yani, hiçbir enerji düzeyinde zıt yönde yönelmiş spinleri ile “iki” den çok elektron olamaz. Bu yüzden iletim elektronları, mutlak sıfır sıcaklıkta bile bulunsalar, klasik teoride öngörüldüğü gibi hepsi birden en alçak enerji düzeyinde bulunamazlar.

Kuantum teorisini ve Pauli ilkesini dikkate alarak, bir boyutta serbest elektron gazını düşünelim. Enerji düzeylerini göz önünde bulundurarak açıklayacak olursak, m kütleli bir elektron, L uzunluğu içerisine hapsedilmiştir. Elektronun $\psi_n(x)$ dalga fonksiyonu, $H\psi = E\psi$ şeklindeki schrödinger dalga denkleminin çözümüdür. Metal içindeki elektronların serbest parçacıklar olduğunu kabul edersek potansiyel enerji terimi dikkate alınmaz ve $H = \frac{P^2}{2m}$ olur, burada P momentumdur. Kuantum teorisinde P momentumu $i\hbar \frac{d}{dx}$ olarak alınabileceğinden;

$$H_n \psi_n = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi_n}{dx^2} = E_n \psi_n \quad (2.1)$$

olur. Burada E_n yörünge elektronunun enerjisidir. Elektronlar arası etkileşme söz konusu değilse bu model uygundur.

Yukarıdaki çözüm için sınır şartlarını koyacak olursak, $\psi_n(0) = 0$ ve $\psi_n(L) = 0$ şeklinde olmalıdır, bu potansiyel enerji engeli sonucudur. (2.1) denklemi için A bir sabit olmak üzere;

$$\psi_n = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_n} x\right): \quad \frac{1}{2} n \lambda_n = L \quad (2.2)$$

denklemini bir çözüm olduğu kabul edilirse;

$$\frac{d\psi_n}{dx} = A \left(\frac{n\pi}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \quad (2.3)$$

ve

$$\frac{d^2\psi_n}{dx^2} = -A \left(\frac{n\pi^2}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \quad (2.4)$$

olacağından yukarıda dikkate aldığımız ψ_n terimi dalga denkleminin çözümü olacaktır. Bir boyuttaki taneciğin enerjisi

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \quad (2.5)$$

şeklinde bulunur.

Her bir enerji seviyesi kuantum sayısı n ile işaretlenen, biri spin yukarı doğru ve diğeri spin aşağı doğru olmak üzere iki elektrona yer verir. n_F elektron yörüngelerinin en üst dolu enerji seviyesini gösterirse, bu durumda N tane elektrona olan sistem için n_F ,

$$n_F = \frac{N}{2} \quad (2.6)$$

olur. Buradanda (2.5) denklemini ile

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{N}{4L}\right)^2 \quad (2.7)$$

bulunur.

Eğer elektronlar L kenarlı bir küp içine kapatılırsa yani üç boyutta serbest elektron enerjisi;

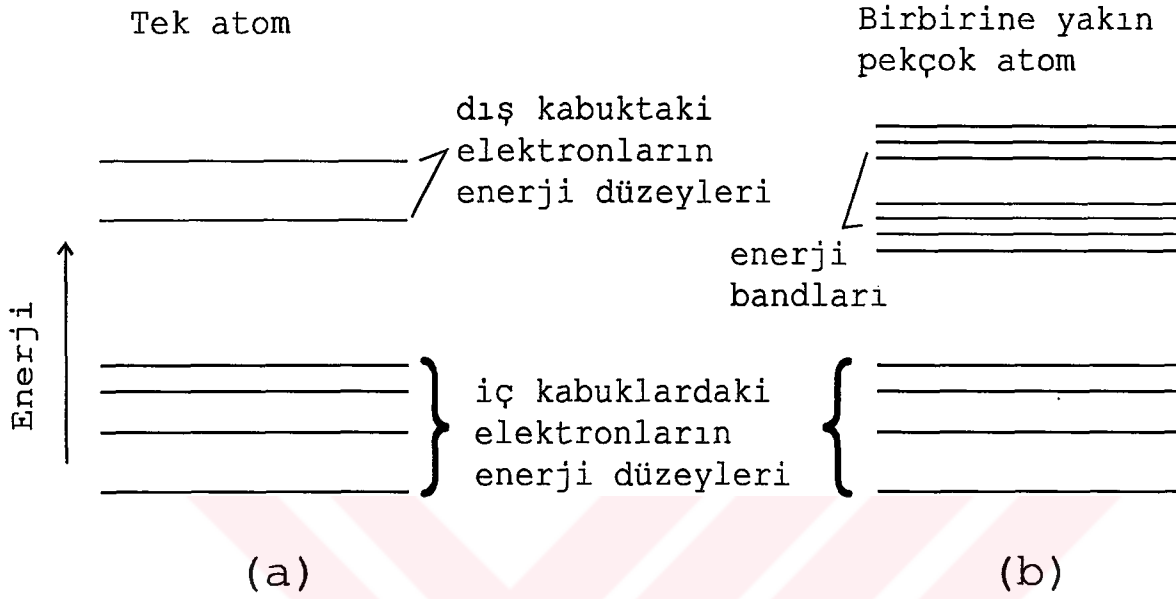
$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.8)$$

fermi enerjisi ile ifade edilir. Elektronların bulunduğu enerji seviyeleri uzayda tek başına duran atomun elektronlarının enerji seviyeleri olarak hesaplanmıştır. Halbuki gerçekte madde içinde çok sayıda atom bir arada bulunur. Yanyana bulunan atomların dış yörüngelerindeki elektronların itmesi sonucunda enerji seviyeleri bir genişlik kazanır ve enerji bandları haline gelirler.

Atomlar, molekülleri veya katı yapıyı oluşturmak üzere bir araya geldiklerinde etkileşirler. Bu etkileşme sırasında atomların dış kabuklarındaki enerji düzeylerinde, çok azda olsa bir değişme olur. Kararlı bir yapı içinde, atomların iç kabukları etkileşmediklerinden, bu kabukların enerji düzeylerinde bir değişiklik olmaz.

Kristal yapıdaki bütün katılarda atomlar arası uzaklık çok küçüktür. Bu nedenle kristal yapıyı oluşturan atomların karşılıklı etkileşmelerinden, dış kabuklarındaki elektronların enerji düzeylerinde kaymalar oluşur. Artık bireysel bir atomun kesin ve belirli enerji düzeylerinin yerini kristal yapıda birbirlerine çok yakın olan enerji düzeyleri almıştır. Enerji düzeylerindeki bu yarılmalar veya ayrılmalar o düzeyin bir band biçiminde genişlemesine neden olur. Bu şekilde genişleyen enerji düzeyi kümelerine enerji bandları denir. Gerçekte her bir enerji bandı, etkileşen atomların sayısı kadar tane enerji düzeyinin biraraya gelmesinden oluştuğundan, kristallerde bu enerji düzeyleri, sürekli bir dağılım gösterecek kadar birbirlerine yakındır. Şekil 2.1 de tek bir atomun ve birbirlerine çok yakın atomlar topluluğunun enerji düzeyleri gösterilmiştir.

Atomların birbirlerine yakın olmaları durumundaki dış kabuktaki elektronların enerji düzeylerindeki kaymalar sonucu, kendi içinde hemen hemen sürekli enerji bandları oluşurken iç kabuklardaki enerji düzeyleri değişmemiştir.



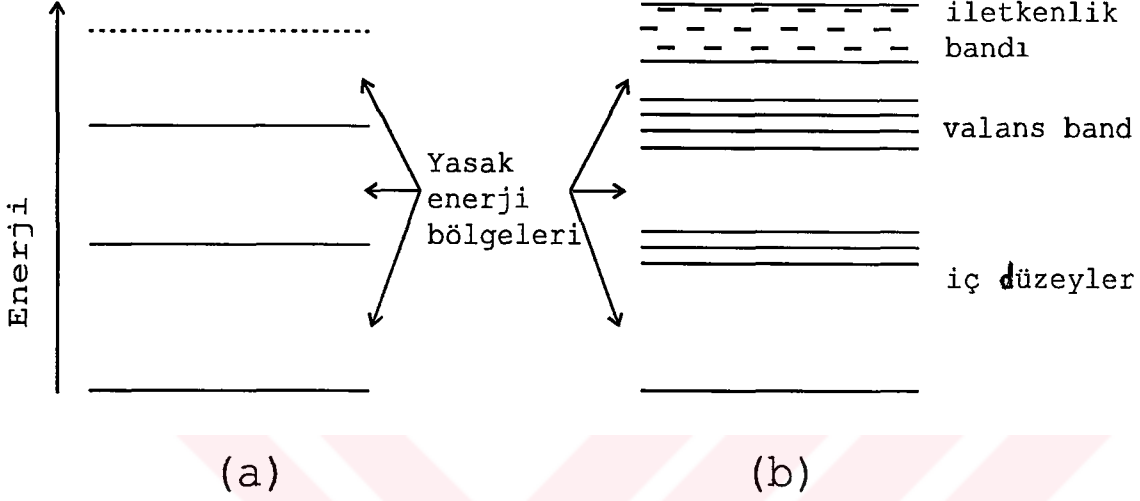
Şekil 2.1 a) Tek başına duran atomun enerji düzeyleri. b) Birbirine yakın atomlar topluluğunun enerji düzeyleri (iç enerji düzeylerinde değişim yoktur)

Bir kristalde enerji bandları, bir tek atomdaki enerji düzeylerine karşılık gelir. Yani sözü edilen enerji bandları elektronların sahip olabilecekleri bütün enerji düzeylerini içerir. Pauli dışarlama ilkesi; bir sistemin herhangi bir enerji düzeyinde, spinlerin herbirine bir tane olmak üzere, ikiden fazla elektron bulunmasını yasaklar. Atomların etkileşmesi sonucu dış kabukların enerji düzeylerinin biraz değişmiş olmasıyla buradada Pauli ilkesine uyulmuştur.

Bir atomda mümkün olan enerji düzeylerinin tümü boş, kısmen dolu veya tamamen dolu olabilir. Tamamen dolu bandlarda elektron hareketi veya iletkenlik söz konusu olmaz. Kısmen dolu ve tamamen boş olan bandlarında elektronların bulunabileceği boş enerji düzeyleri olduğundan, elektron hareketi veya iletkenlik ancak bu bandlarda olasıdır.

Bir atomun en dış kabuğunda bulunan ve kimyasal değişimlerde rolü olan elektronlara valans (değerlik) elektronları denir. Katılarda valans elektronlarının bulunduğu enerji

bandına valans bandı denir. Elektron içeren en dış band olan valans bandında mümkün olan elektron yörüngeleri tamamen dolu olabileceği gibi kısmen dolu olabilirler. Valans bandının üzerinde bulunan ve bu bandtan yasak bir enerji bölgesi ile ayrılan bir band daha vardır. Tamamen boş olan bu enerji bandına iletkenlik bandı denir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 a) Serbest bir atomun enerji düzeyleri. b) Bir katıdaki enerji düzeyleri. İletkenlik bandı ile valans bandını bir yasak enerji aralığı ayırmaktadır.

Bir kristal katının elektriksel davranışı katının enerji band yapısına ve bu bandların elektronlarla nasıl doldurulduklarına bağlıdır. Kristal yapının oluşmasında üç bağlanma şekli vardır: İyonik, kovalent ve metalik bağlanma. İyonik bağlanma, elektronların kolaylıkla kaybedebilen atomlarla, kolaylıkla elektron kazanabilen elektronların etkileşmesiyle zıt yüklü iyonlar arasındaki elektrostatik kuvvetten ileri gelmektedir. Bu şekilde oluşan iyonik kristaller elektronları, iyonları tarafından kuvvetle tutulduklarından, elektriği ve ısıyı iletmezler. Kovalent bağlanmada atomlar birbirlerine elektron çiftleri ile bağlıdır. Paylaşılan elektronlar, bağlar tarafından kuvvetle tutulduklarından, normal durumda serbest olarak bulunamazlar. Bu nedenle kovalent kristallerde elektriği ve ısıyı iletmezler. Metalik bağ ise, katı haldeki metalin her bir atomunda serbest hale geçen elektron veya elektronların komşu atomlarla paylaşılması sonucu ortaya çıkmaktadır. Metal atomlarının dış kabuklarındaki valans elektronları, pozitif iyonların çevresinde serbestçe hareket edebilen bir gaz bulutu gibidirler. Bu nedenle elektronlar ait oldukları iyonların dışında komşu iyonlardaki bağlantılıdır.

Katılar elektriksel iletkenlikleri bakımından üç gruba ayrılırlar: yalıtkanlar, iletkenler ve yarıiletkenler. Bu ayrımlar katıların enerji band yapılarına göre yapılmıştır.

Yalıtkanlarda valans bandı tamamen dolu, iletkenlik bandı tamamen boş olup bu iki band arasında geniş bir yasak enerji aralığı vardır. Örneğin sodyum klorürde 8.5 eV, elmasta 6.7 eV dur. Oda sıcaklığında bir elektronun kazanacağı kinetik enerji yaklaşık 0.04 eV dur. Doğal olarak oda sıcaklığında bu tür kristallerde elektronların valans bandından iletkenlik bandına geçmeleri olanaksızdır.

Yasak enerji aralığı olmayan yani valans bandı ile iletkenlik bandı üst üste binen katılar iletkenler ve tüm metaller bu gruba girerler. Valans bandındaki elektronlar, kazandıkları çok küçük enerjilerle iletkenlik bandına geçerler. Çünkü iletkenlik bandı ile valans bandı arasında bir yasak enerji bölgesi yoktur.

Yarıiletkenlerde, iletkenlik bandı ve valans bandları arasındaki yasak enerji aralığı ne metallerdeki kadar dar nede yalıtkanlardaki kadar geniştir. Örneğin oda sıcaklığında Silisyumun 1.1 eV, Germanyumun 0.7 eV dur. Bu nedenle oda sıcaklığında bazı elektronlar valans bandından iletkenlik bandına geçebilir ve çok zayıf bir iletkenlik sağlayabilirler.

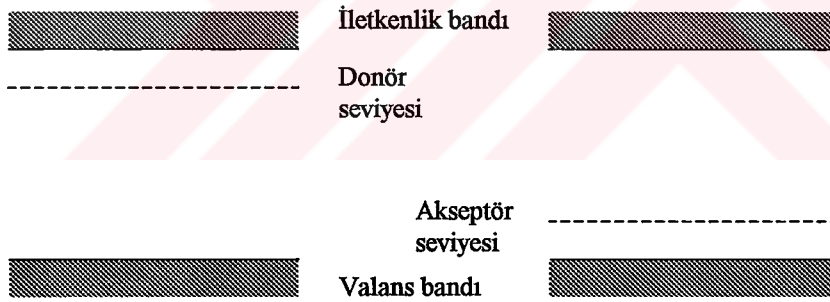
2.2 Yarıiletken Malzemeler

Periyodik cetvelin IV. grup elementleri silisyum, germanyum ve kalay (gray tin) doğal yarıiletkenlerdir ve bunların hepsi elmas yapıda kristalleşirler. Atomlar arası bağlar kovalent bağ tipindedir. Birim hücrelerinde 8 atom bulunur. Yarıiletkenleri metallerden ayıran en temel özellik sıcaklık arttıkça metallerin öz direnci artar, yarıiletkenlerde ise öz direnç azalır. Yarıiletkenlere dışarıdan yeteri kadar enerji verildiğinde (elektrik alan uygulandığında) valans bandının en üstündeki elektronlar boş olan iletkenlik bandına geçerler. Dolu banttan boş banda geçen elektronlar geride boş enerji seviyeleri bırakırlar. Yani yapıdaki kovalent bağlardan birinde bir elektron eksilir. Daha düşük enerji seviyesindeki bir elektron daha az bir enerji ile bu boş seviyeye yükselerek valans bandında serbest olarak hareket ediyormuş

gibi davranır. Yapıdaki bu elektron boşluğu negatif taraftan gelen başka bir elektron ile doldurulur, böylece boşluk pozitif taraftan negatif tarafa doğru hareket ederek pozitif yük taşıyıcı olur. Eğer yarıiletken farklı atomlar ile katkılanılmamış ise, yani saf yarıiletken ise, iletkenlik bandına geçen her elektron geride bir elektron boşluğu bıraktığından negatif yük taşıyıcıları birbirine eşittir ($n = p$).

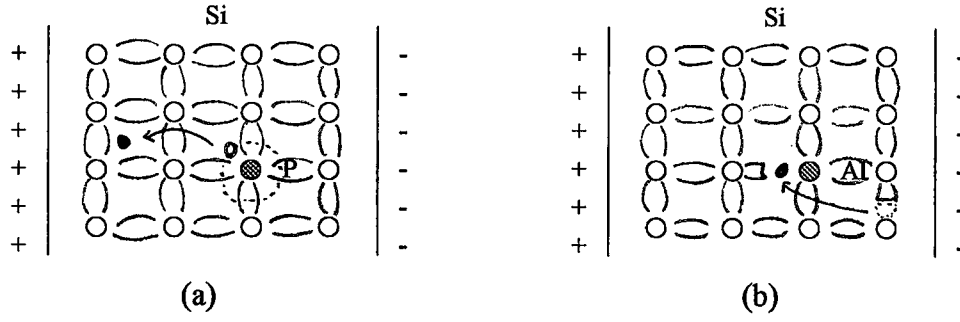
IV. grup elementlerinden başka V. grup (fosfor, antimon, arsenik v.b.) ve III. grup (bor, alüminyum, galyum, indinyum v.b.) elementlerinin oluşturduğu bileşiklerde; her atomda dört kovalent bağ ve ortalama dört valans elektron bulunduğundan, saf yarı iletken gibi davranırlar.

Doğal yarıiletkenlere farklı yabancı atomlar katılırsa yarıiletken özellikleri değişir. Katılan yabancı atomların oluşturduğu elektron fazlalığı veya elektron boşluğu yeni enerji seviyeleri (donör veya akseptör seviyeleri) meydana getirir (Şekil 2.3). Elektron fazlalığı içeren katkılı yarıiletkenlere n-tipi, elektron boşluğu (hole) içerenlere ise p-tipi yarıiletken adı verilir.



Şekil 2.3 Yabancı atomların oluşturduğu (donör veya akseptör) seviyeleri

Periyodik cetvelde V. grup elementleri IV. gruptan bir yarıiletken çok az miktarda katılırsa kristal yapı değişmez. Ancak V. grup elementinin son yörüngesinde bulunan beşinci elektronu kovalent bağlara giremez, ana atomun civarında hareketini sürdürür (Şekil 2.4.a). Bu fazla elektronun enerjisi yüksektir ve iletkenlik bandına kolayca geçerek serbest hareket eder. Silisyum veya germanyumun içerisine fosfor, antimon veya arsenik katkılanırlırsa n-tipi bir iletkenlik elde edilir.



Şekil 2.4 Katkı atomlarının doğal yarıiletkenin özelliklerini n veya p-tipi olarak değiştirmesi

Periyodik cetvelde III. grup elementleri son yörüngelerinde üç elektrona sahiptirler. Bunlar bir doğal yarıiletkene katkılандırılırsa kristal yapı değişmez, ancak III. grup elementinin çevresindeki dört kovalent bağın birisinde bir elektron eksik kalır (Şekil 2.4.b). Bu eksiklikten doğan elektron boşluğu pozitif yük taşıyıcı olarak davranır. Örneğin silisyum veya germanyum içerisine alüminyum katkılандırılırsa p-tipi bir iletkenlik elde edilir.

2.3 Yarıiletkenlerde Optik Dispersiyon Mekanizması

Bu bölümde, çok sayıda serbest elektron içeren yarıiletkenlerdeki serbest taşıyıcıların etkin kütlesi m^* ile malzemenin spektrumun kızıl ötesi bölgesindeki optik özellikleri arasındaki ilişki anlatılmaktadır. İlk kısım, olayın makroskobik, ikinci kısım ise mikroskobik tanımını içermektedir.

Serbest taşıyıcıların etkin kütlesi ile malzemenin söz konusu bölgedeki optik özellikleri arasındaki ilişki ilk olarak 1957 yılında Spitzer ve Fan tarafından tanımlanıp uygulanmıştır ve bunlar m^* değerlerini, dalga boyuna bağlı olarak normal yansıma ölçümlerinden elde etmişlerdir.

Bu ölçümlerden öncelikle m^* , elektronik band yapısına bağlı olduğundan bu konuda bilgi vermektedir. Aynı zamanda, yarıiletkenlerde m^* , elektriksel iletkenlik mekanizmasını esas olarak belirleyen iletkenlik taşıyıcılarının etkin kütlesine eşdeğerdir, böylelikle m^* 'nin elektriksel ölçümlerden bağımsız olarak ölçülmesi, elektriksel iletkenlik çalışmalarında kolaylık sağlar.

m^* deneysel olarak, dalga boyuna bağlı kızıl ötesi bölgedeki yansıma ölçümlerinden belirlenir. Şekil 2.5’de gösterildiği gibi, yansıma katsayısı (R),

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (2.9)$$

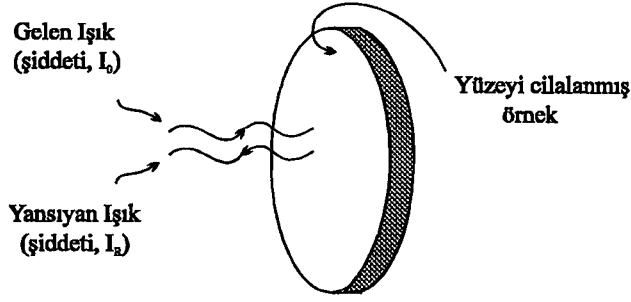
ile belirtilir. Burada I_0 ve I_R sırasıyla gelen ve yansıyan monokromatik ışık şiddetleridir. Şekil 2.6 ise m^* ile R arasındaki ilişkinin kolayca anlaşılmasını sağlar. Yarıiletken üzerine ışık düştüğü zaman, uygulanan elektrik alan, serbest taşıyıcıların hareket etmesine neden olur. Bu hareket, taşıyıcıların ivmelenmesine ve aynı zamanda tekrar ışımaya (reradiation) neden olur. Klasik tanımlamada yansıyan ışını arttıran faktör bu yeniden ışımadır. Taşıyıcı konsantrasyonu N ve etkin kütle m^* gibi fiziksel karakteristikler saçılma mekanizmasına bağlı olduğundan, R’nin taşıyıcı saçılma mekanizmasına bağlılığı beklenmektedir. Şekil 2.6’da taşıyıcı saçılmasının, gelen ışığın periyoduna bağlılığı gösterilmektedir. Bu şeklin sol tarafında gösterilen durum, P_1 periyodunun, ortalama saçılma zaman τ ’ya göre çok büyük olduğu duruma karşılık gelmektedir. Bu durumda, P_1 periyodu süresince taşıyıcıların karakteristik hareketi, çeşitli saçılma olaylarıyla etkilenmektedir. Böylelikle, beklenen fonksiyonel bağıntının,

$$R_1 = f_1(N, m, \tau) \quad (2.10)$$

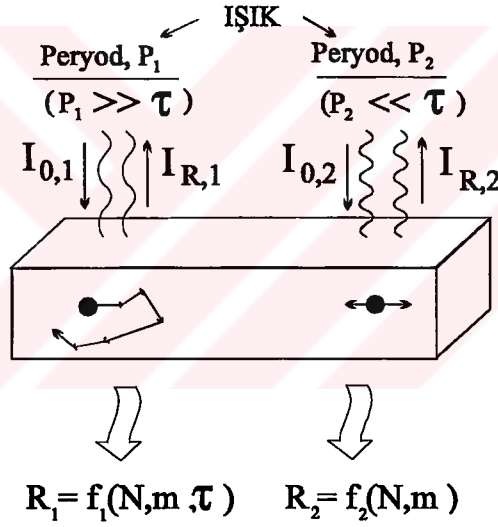
şeklinde olması gerekir. Şekilde sağ tarafta gösterilen $P_2 \ll \tau$ durumda ise, saçılma etkisi oldukça farklıdır. Bu durumda, saçılma mekanizması yalnızca taşıyıcının periyodik hareketine neden olur ve R_2 ’nin τ ’dan bağımsız olması beklenir, böylelikle fonksiyon

$$R_2 = f_2(N, m) \quad (2.11)$$

formunda tanımlanır. m^* ’nin saçılma mekanizmasından bağımsız olarak hesaplanabilmesini belirttiğinden, bu fonksiyonel bağıntı özellikle kullanışlıdır. Bu fonksiyonlar; Maxwell denklemleri, optik sabitler ve dispersiyon bağıntılarıyla formüle edilebilir.



Şekil 2.5 Yarıiletkenlerde serbest taşıyıcı etkin kütleini tayin etmek için kullanılan yöntem. Gelen ışık yüzeye diktir.



Şekil 2.6 Serbest taşıyıcı ile ışığın etkileşmesi.

Katılarda, elektromanyetik dalganın makroskopik davranışı Maxwell denklemleriyle tanımlanmıştır. ϵ dielektrik sabiti ve σ iletkenliğine sahip manyetik olmayan kübik kristaller için, cgs birim sisteminde, bu ilişkiler

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \left(\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\sigma \mathbf{E} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada $\mathbf{E}$ elektrik alan ve $\mathbf{H}$ manyetik alan şiddetidir ve c ise ışık hızıdır. Bu denklemlerden,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \left(\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + 4\pi\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (2.13)$$

dalga bağıntısı elde edilir. Bu diferansiyel denkleminin çözümü,

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{-i\omega[t-(x/v)]} \quad (2.14)$$

ile tanımlanır ki bu $+x$ yönünde hareket eden düzlem dalga denklemdir. Bu denklem $\tilde{\mathbf{E}}_0$ genliği, ω açısal frekansı ve v faz hızı ile karakterize edilmiştir. (2.14), (2.13)'ün çözümünü,

$$\frac{c^2}{v^2} = \epsilon + i \frac{2\sigma}{\omega} \quad (2.15)$$

şartı ile sağlamaktadır. Burada ω radyasyonun frekansıdır. Eğer, malzemenin ϵ ve σ değerleri biliniyorsa, elektromanyetik dalganın yapısı (2.14) ve (2.15) denklemleriyle özelleştirilebilir.

Katı içindeki elektromanyetik dalganın davranışı, genellikle ϵ ve σ 'dan ziyade kompleks dielektrik sabiti $\tilde{\epsilon}$ veya kompleks kırılma indisi $\tilde{N}$ ile tarif edilir. Bu parametrelerle tanımlanan bağıntılar, (2.15) denklemini esas alınarak yazılabilir. Bunlar

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = \left(\frac{c}{v} \right)^2 \quad (2.16)$$

$$\tilde{N} \equiv n + ik \equiv \frac{c}{v} \quad (2.17)$$

dir. Burada ϵ_1 ve ϵ_2 , $\tilde{\epsilon}$ 'nin reel ve sanal kısımlarını, n kırılma indisini ve k 'da absorbanı göstermektedir.

Bu büyüklükler arasındaki pekçok kullanışlı ilişkiler

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 = \epsilon \quad (2.18)$$

$$\epsilon_2 = 2nk = \frac{2\sigma}{v} \quad (2.19)$$

(2.15), (2.16) ve (2.17) denklemlerinin çeşitli şekilde düzenlenmeleriyle bulunabilir. Bu son bağıntılar

$$n^2 = \frac{\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2}}{2} \quad (2.20)$$

$$k^2 = \frac{-\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2}}{2}$$

şeklinde de yazılabilir. Eğer ϵ ve σ biliniyorsa, bu son dört denklemden (ϵ_1, ϵ_2) ve (n, k) çiftleri belirlenebilir. Böylelikle (2.14) denkleminde verilen elektromanyetik dalganın karakterizasyonu, bu çiftlerden her hangi biriyle bulunabilir.

Optik ölçümlerden, n ve k 'yı direk olarak ölçmek genellikle mümkün olmamasına karşılık R ve absorpsiyon katsayısı α 'nın ölçülmesi mümkündür. R 'nin n ve k 'ya bağılılığı

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (2.21)$$

ile verilir. Böylece malzemenin yansıtması (ϵ, σ) , (n, k) veya (ϵ_1, ϵ_2) çiftlerinden herhangi birinin bilinmesiyle hesaplanabilir.

Elektromanyetik radyasyon, katı ile bir çok yolla etkileşebilir. Bu etkileşimler dispersiyon mekanizmasına bağlıdır. Yarıiletkenlerde elektromanyetik etkileşim başlıca üç yolla olur:

- (1) Bağlı elektronlar; elektriksel iletkenliğe katkıda bulunmazlar,
- (2) serbest taşıyıcılar; elektriksel iletkenliğe katkıda bulunan elektronlar veya boşluklardır,
- (3) iyonlar; kristalin, iyonik yüklerinin elektromanyetik dalgalarla etkileşmeleridir. Bu etkileşim örgü dispersiyonu olarak adlandırılır.

Verilen dispersiyon mekanizması ile beraber $\tilde{\epsilon}$ teorik bağıntısı, buna karşılık gelen elektriksel polarizasyon $\tilde{P}$ ifadesinden elde edilebilir. Elektriksel polarizasyon, elektriksel dipolün birim hacime oranı ile tarif edilir:

$$\tilde{P} = Nq\tilde{x} \quad (2.22)$$

Burada N etkileşen dipollerin konsantrasyonu, q bunların yükü ve $\tilde{x}$ ise elektrik alan altındaki yerdeğiştirmedir. Dielektrik sabiti, $\tilde{P}$ 'ye

$$\tilde{\epsilon} = 1 + 4\pi\tilde{\chi}$$

denklemiyle bağlıdır. Burada $\tilde{\chi}$ elektrik süseptibilite

$$\tilde{\chi} = \frac{\tilde{P}}{\tilde{E}} \quad (2.23)$$

denklemini ile tanımlanır.

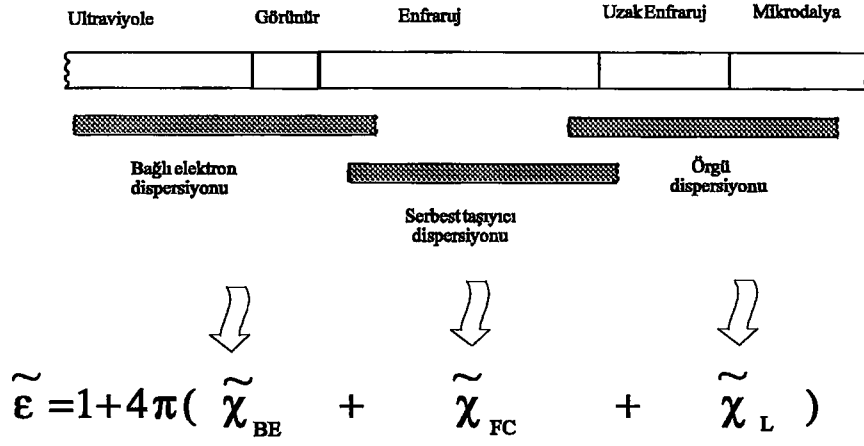
Eğer bu üç mekanizma eş zamanlı ve birbirinden bağımsız olarak katkıda bulunuyorsa, bunların süseptibiliteleri toplanabilir ve dielektrik sabiti

$$\tilde{\epsilon} = 1 + 4\pi \left(\tilde{\chi}_{BE} + \tilde{\chi}_{FC} + \tilde{\chi}_L \right) \quad (2.24)$$

ile tanımlanır [3]. Alt indisler sırasıyla bağlı elektron, serbest taşıyıcı ve örgü dispersiyonuna karşılık gelmektedir.

Şekil 2.7’de, bir yarıiletken için spektrumdaki tipik baskın bölgeleri gösterilmektedir. Böylelikle uygun bir spektral bölge seçildiğinde, diğerlerinden bağımsız olarak tek bir dispersiyon mekanizması ile çalışılabilir.

Etkin kütleyi belirlemek için, kızıl ötesi bölgede optik dispersiyon ölçümlerinden faydalanılır. Bu spektral bölgede, genellikle serbest taşıyıcı dispersiyonu baskındır. Serbest taşıyıcı dispersiyonunun klasik davranışı, buna karşılık gelen ve şekil 2.8’de gösterilen $\tilde{P}$ kutuplanmasından çıkartılabilir. Bu modele göre, $\tilde{E}$ elektrik alanı ile etkileşmesinin bir sonucu olarak m kütlesine ve e yüküne sahip taşıyıcılar, $\tilde{x}$ kadar yerdeğiştirirler. Bu harekette taşıyıcının hızı ile orantılı olan ve $m^*\gamma$ katsayısına sahip söndürme kuvveti de vardır. Bu hareketi tanımlayan hareket denklemi



Şekil 2.7 Yarıiletkenler için spektrumdaki tipik baskın bölgeler

$$m^* \frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} + m^* \gamma \frac{d\tilde{x}}{dt} = e \tilde{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

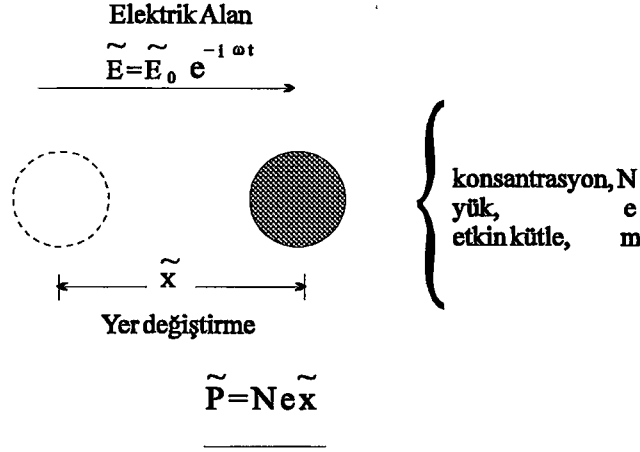
dir ve bunun çözümü

$$\tilde{x} = -\frac{e \tilde{E}}{m^* \omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.26)$$

ile verilir. Bu sonuç ve (2.22) bağıntısı kullanılarak,

$$\tilde{P}_{FC} = -\frac{Ne^2}{m^*} \cdot \frac{\tilde{E}}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.27)$$

elde edilir.



Şekil 2.8 Serbest taşıyıcı dispersiyonun klasik teori modeli

$\tilde{\chi}_{FC}$ 'ye karşılık gelen tanım (2.24) denkleminde yerleştirilerek, $\tilde{\epsilon}$ için genel bir bağıntı elde edilebilir. Pek çok yarıiletken için, bu genel bağıntı m^* ölçümlerinin yapıldığı spektral bölgeye uygulandığında basitleşir. Bu basitleşme, örgü kutuplanmasının ihmal edilmesiyle ve bağlı elektron katkısının

$$1 + 4\pi\tilde{\chi}_{BE} \equiv \epsilon_{\infty} \quad (2.28)$$

alınmasından dolayı kaynaklanmaktadır. Bu bağıntıyla tarif edilen optik dielektrik sabiti ϵ_{∞} reel ve enerjiden bağımsızdır. Böylece bu durum için toplam dispersiyon

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} - \frac{4\pi Ne^2}{m^*} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.29)$$

ile tanımlanabilir. Bu bağıntı CGS birim sistemindedir. SI'ya dönüştürüldüğünde

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.30)$$

şekline gelir. Burada ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabitidir. (2.16) denkleminde hesaba katılmasıyla

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon_1 + i\epsilon_2 \\ \epsilon &= \epsilon_\infty - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \frac{(\omega - i\gamma)}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} = \epsilon_\infty - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \frac{\gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}\end{aligned}\quad (2.31)$$

elde edilir. (2.31) denkeleminden açıkça görüldüğü gibi

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \gamma^2}\quad (2.32)$$

$$\epsilon_2 = \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \cdot \frac{\gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}\quad (2.33)$$

dir. Bu denklemlerde

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty}\quad (2.34)$$

kısaltması yapıldığında ϵ_1 ve ϵ_2 için

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 = \epsilon_\infty - \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}\quad (2.35)$$

$$\epsilon_2 = 2nk = \frac{\omega_p^2 \gamma \epsilon_\infty}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}\quad (2.36)$$

denklemleri bulunur. (2.34) denklemini ile tanımlanan ω_p plazma frekansı olarak adlandırılır.

2.4 Kurşun Tuzları: Kurşun Selen, PbSe, Kurşun Tellür, PbTe, Kurşun Sülfür, PbS

Kurşun tuzları günümüzde kızıl ötesi dedektör ve laser yapımında kullanılmaktadırlar. 1900'lü yıllardan başlayarak geniş olarak araştırılmışlardır. Araştırmalar hem külçe (bulk) hem de ince film üzerinde odaklanmıştır. Bu kristallerin ilk incelemeleri dünyanın değişik bölgelerinde doğal olarak bulunan galena (PbS) üzerinde yapıldı. Daha sonraki yıllarda bu aileye ait bileşikler Bridgman-Stockbarger metodu kullanılarak tek kristal halinde büyütülmüşlerdir. Bu yöntemle hem n-tipi hem de p-tipi tek kristaller yüksek taşıyıcı konsantrasyonlarında (10^{17} - 10^{19} cm⁻³) elde edilmişlerdir. Büyütülen kristallerdeki stoikiometrik sapmaları azaltmak için farklı yöntemlerde kullanılmıştır.

Yasak enerji aralığı bir yarıiletkenin en temel özelliklerinden biridir. Bir yarıiletkenin hangi spektral bölgeye duyarlı olduğu yasak enerji aralıklarına bağlıdır. Kurşun tuzlarının yasak enerji aralıkları 0.25 ila 0.40 eV aralığında değişmektedir. Bu özellik kurşun tuz kristallerinin kızıl ötesi aygıt malzemesi olarak kullanılmasına olanak sağlar. Aynı zamanda enerji aralığının band yapısında önemli bir faktördür. Kurşun tuz ailesi kompleks band yapısına sahiptirler. Bu aileye ait olan PbTe, PbSe, PbS bileşiklerinin hepsi doğrudan geçişe sahiptirler [4].

Kurşun tuz kristallerinin mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi (n ve p tipleri için)

$$\mu \sim T^{-5/2} \quad (2.37)$$

kanunuyla verilmektedir. Daha kapsamlı ifade edilirse, oda sıcaklığı ile 50 °K aralığında mobilite

$$\mu \sim T^{-2.2} \quad (2.38)$$

ile değişmekte ve 50 °K altında ise sıcaklıktan bağımsız olmaktadır.

Kurşun selen için oda sıcaklığında $3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ve kurşun sülfür için $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ olan asal taşıyıcı konsantrasyonu (n_i) kurşun tellür için $1.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ile kıyaslandığında kurşun selen ve kurşun sülfür, kurşun tellüre benzer davranış gösterirler. Yüksek sıcaklıklarda elektronlar ve boşluklar bu üç malzemede de hemen hemen aynı mobilitelere sahiptirler. Fakat düşük sıcaklıklarda kurşun selen ve kurşun sülfürün mobiliteleri kurşun tellürden biraz daha düşüktür.

Yüksek saflıkta kurşun sülfür filmlerin hazırlanışında genellikle iki metod kullanılır. Bu iki yöntem vakumda buharlaştırma ve kimyasal metod ile büyütmedir. Kurşun tellür filmler ise kimyasal yöntem ile büyütülememişlerdir. Bununla birlikte bu filmlerin hazırlanması için iki genel metod vardır. Her iki yöntem de külçe halindeki malzemenin vakum buharını gerektirmektedir. Birinci yöntemde Dewar kabı kullanılarak toz halindeki külçe malzeme yaklaşık 10^{-7} Torr vakum altında 500°C sıcaklıkta iken soğuk bir bölgede (cold finger) yaklaşık $1 \mu\text{m}$ kalınlıkta ince film halinde büyütülebilir. İkinci yöntemde ise cam taşıyıcılar üzerine çok büyük oranlarda külçe halindeki malzemenin termal buharlaştırılmasıyla elde edilir. Termal buharlaştırma, teknolojide kurşun tellür ince filmlerin eldesinde kullanılan yöntemdir.

Kurşun selen filmler ise kurşun tellür filmler için anlatılan yöntemlerle büyütülebilmesi yanında en yüksek kaliteli filmler kimyasal büyütme yöntemiyle elde edilmiştir.

3. DENEYSEL ÇALIŞMA

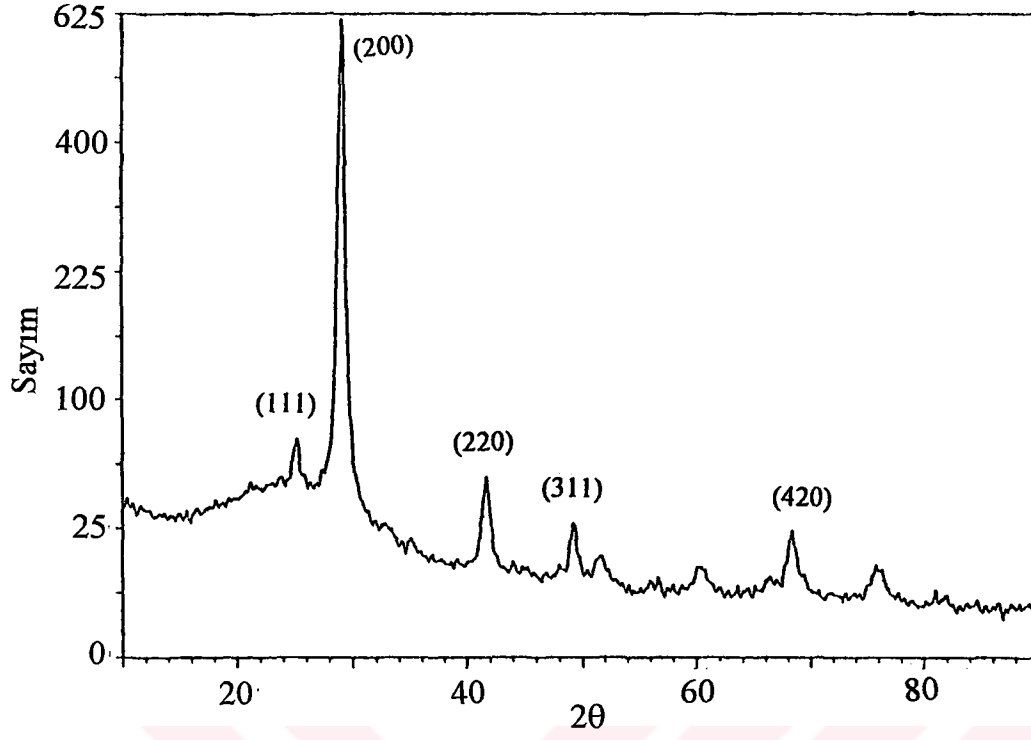
3.1 PbSe ve TlBiSe₂ İnce Filmlerinin Büyütülmesi ve Yapısal Analizi

Kaplama malzemesi olarak Semi.Elem.Inc. marka toz halde olan kurşun selen (PbSe) ve Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülen TlBiSe₂ tek kristalleri kullanılmıştır. İnce filmler elektron demeti ile buharlaştırma tekniği (e-beam evaporation technique) kullanılarak büyütüldüğü için toz haldeki kurşun selen yüksek basınç altında külçe (bulk) haline getirilmiştir.

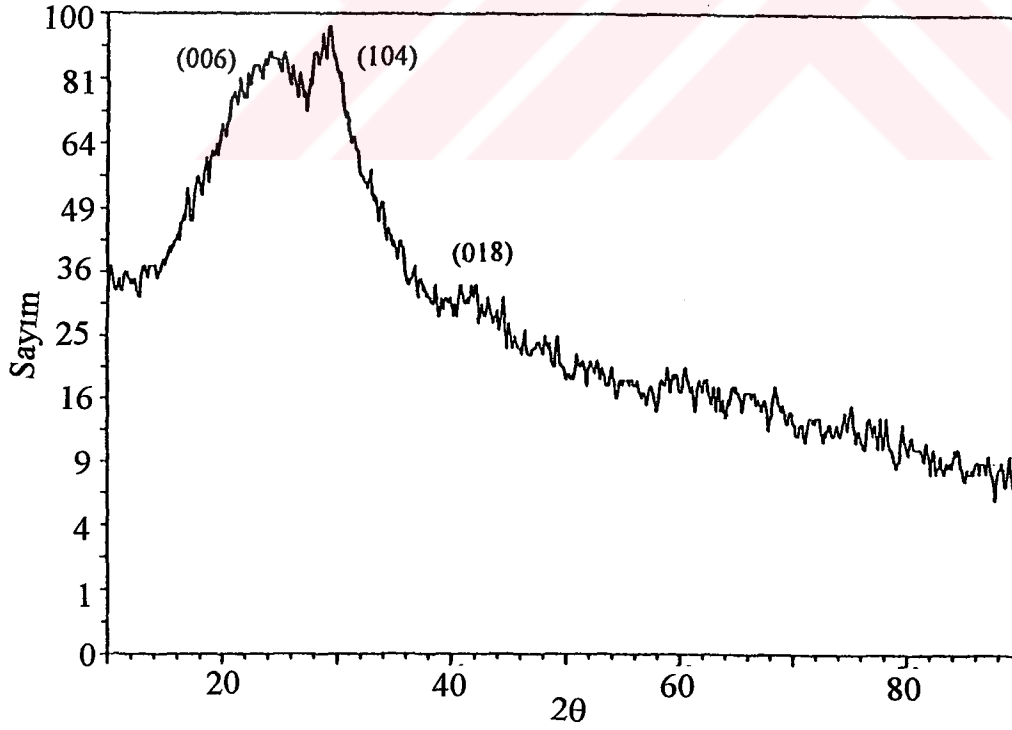
Filmler ticari olarak bulunabilen mikroskop camları üzerine büyütülmüştür. Bu camların boyutları: 76 mm x 26 mm x 1 mm dir. Kaplamada kullanılan camlar sırasıyla deterjan, distile su ve aseton kullanılarak temizlenmiştir. Filmler, yaklaşık $10^{-5} - 10^{-6}$ Torr basınçta büyütülmüştür.

Büyütülen PbSe ve TlBiSe₂ filmlerinin yapısal analizi X-ışınları kullanılarak yapılmıştır. Filmlerden alınan X-ışınları kırınım diyagramları Bragg açısı (2θ) $10^0 - 90^0$ aralığında oda sıcaklığında kaydedilmiştir. Elde edilen filmlerin tipik X-ışınları kırınım diyagramları PbSe ve TlBiSe₂ filmleri için sırasıyla Şekil 3.1 ve 3.2 de gösterilmektedir. TlBiSe₂ filmine ait X-ışınları kırınım diyagramında keskin yansımaların (pikler) gözlenmemesi bu filmlerin amorf olduğunu göstermektedir. Buna rağmen TlBiSe₂'ye ait üç ana yansıma net olarak görülmektedir. Elde edilen diyagramlardaki yansımalar literatürdeki değerler ile kıyaslandığında büyütülen filmlerin istenen bileşikler olduğu sonucuna varılmaktadır [5,6].

Şekil 3.1 ve 3.2 deki diyagramlardan alınan deneysel düzlemler arası uzaklıklar (d_{den}) ve bir bilgisayar programı kullanılarak, XLAT [7], PbSe ve TlBiSe₂ filmlerinin örgü sabitleri hesaplanmıştır. Literatürde PbSe için $a = 6.124 \text{ Å}$ (kübik sistem) [5] olan değer $a = 6.1 \pm 0.03 \text{ Å}$ ve TlBiSe₂ için $a = 4.235 \text{ Å}$ ve $c = 22.288 \text{ Å}$ (heksagonal sistem) [6] olan değerler $a = 4.15 \pm 0.02 \text{ Å}$ ve $c = 22.1 \pm 0.3 \text{ Å}$ olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonunda bulunan düzlemler arası uzaklıklar (d_{hes}), deneysel ve literatürdeki değerleri ile birbirine çok yakın



Şekil 3.1 PbSe filminin X-ışınları kırınım diyagramı.



Şekil 3.2 TlBiSe₂ filminin X-ışınları kırınım diyagramı.

olduğu görülmektedir; bunlar PbSe ve TlBiSe₂ bileşikleri için sırasıyla Çizelge 3.1 ve 3.2 de verilmiştir.

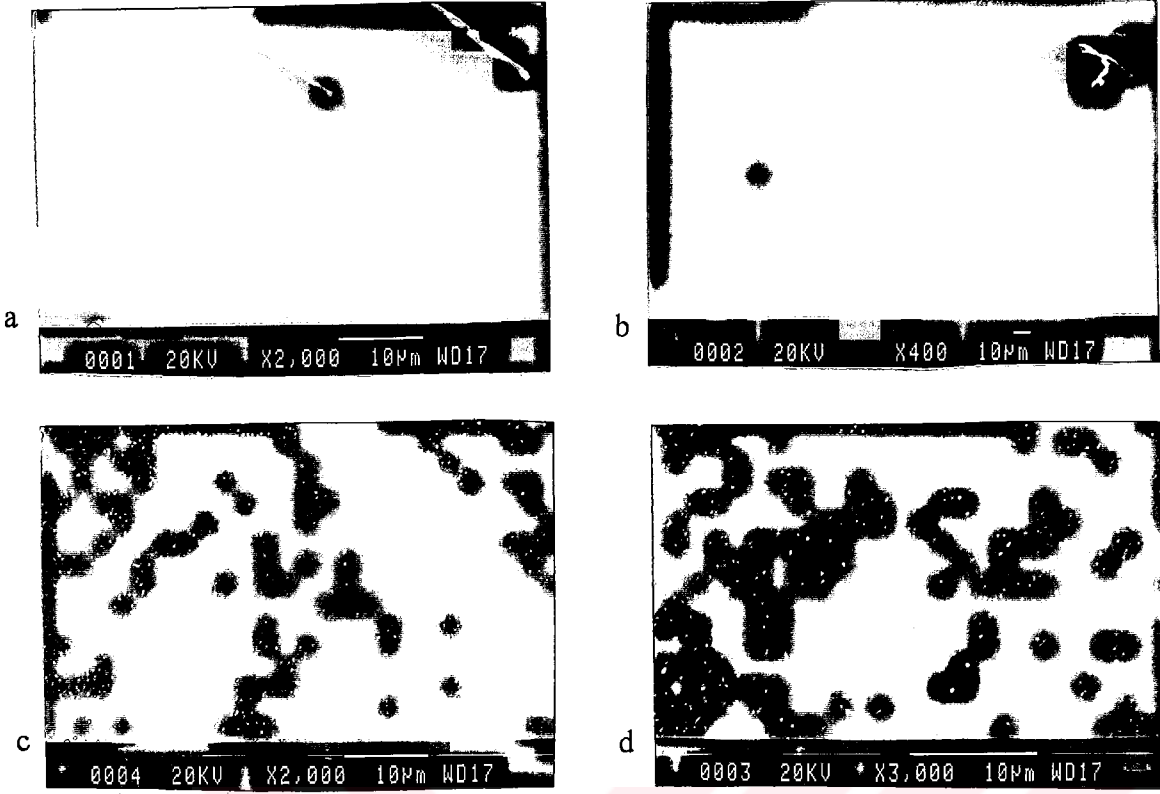
Çizelge 3.1 PbSe bileşiğinin deneysel olarak bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{den}), hesaplamalar sonunda bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{hes}) ve literatürdeki değerlerinin kıyaslanması.

hkl	d_{den} (Å)	d_{hes} (Å)	$d_{literatür}$ (Å) [5]
111	3.450	3.520	3.536
200	3.015	3.048	3.062
220	2.154	2.156	2.165
311	1.843	1.838	1.846
420	1.363	1.363	1.370

Çizelge 3.2 TlBiSe₂ bileşiğinin deneysel olarak bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{den}), hesaplamalar sonunda bulunan düzlemler arası uzaklıkları (d_{hes}) ve literatürdeki değerlerinin kıyaslanması.

hkl	d_{den} (Å)	d_{hes} (Å)	$d_{literatür}$ (Å) [6]
006	3.645	3.681	3.700
104	2.996	3.010	3.050
018	2.194	2.189	2.217

Büyütülen filmlerin kalitesi ve stoikometri analizi SEM yardımı ile yapılmıştır. PbSe filmlerin stoikometrilere istenilen oranda olduğu fakat TlBiSe₂ filmlerin stoikometrilere gerçek değerine yakın olmak üzere saptığı bulunmuştur. Büyütülen filmlerin genel görüntüleri Şekil 3.3 de gösterilmektedir. PbSe filmlerin cam taşıyıcıyı çok iyi kapladığı fakat TlBiSe₂ filmlerin ise iyi kaplamadığı bulunmuştur.

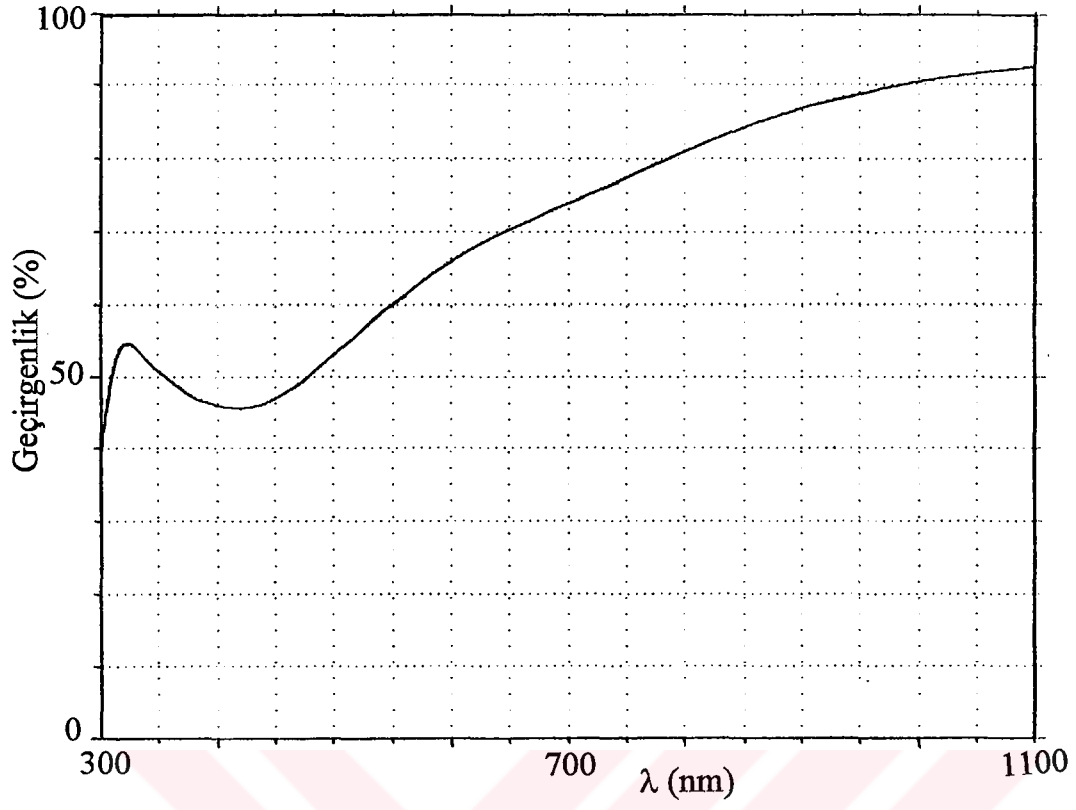


Şekil 3.3 a-b) PbSe ve c-d) TlBiSe₂ filmlerinin SEM fotoğrafları.

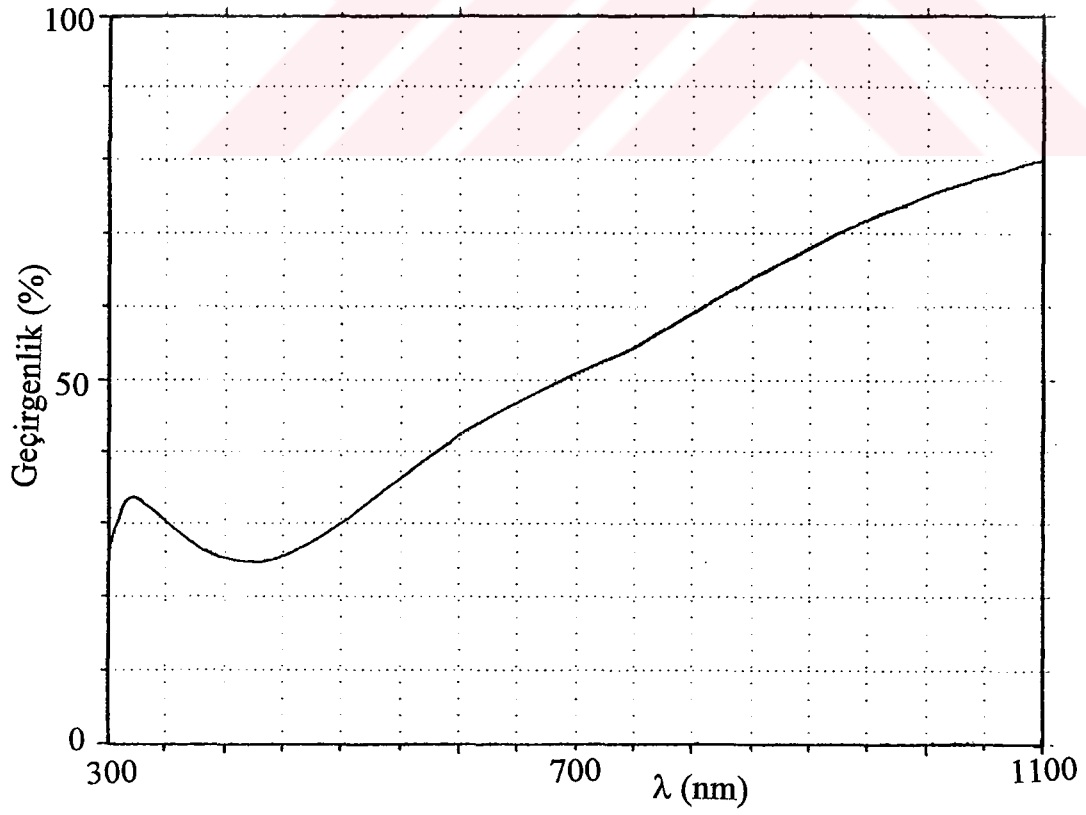
3.2 Büyütülen Filmlerin Optik Geçirgenliklerinin Ölçülmesi

Farklı kalınlıklarda elde edilen PbSe ve TlBiSe₂ filmler 300 – 1100 nm aralığında ölçüm yapabilen Perkin Elmer marka Lambda 2S UV/VIS spektrofotometre yardımı ile ölçülmüştür. Sadece filmlerin geçirgenliklerini ölçmek için boş mikroskop lamı referans olarak alınmıştır.

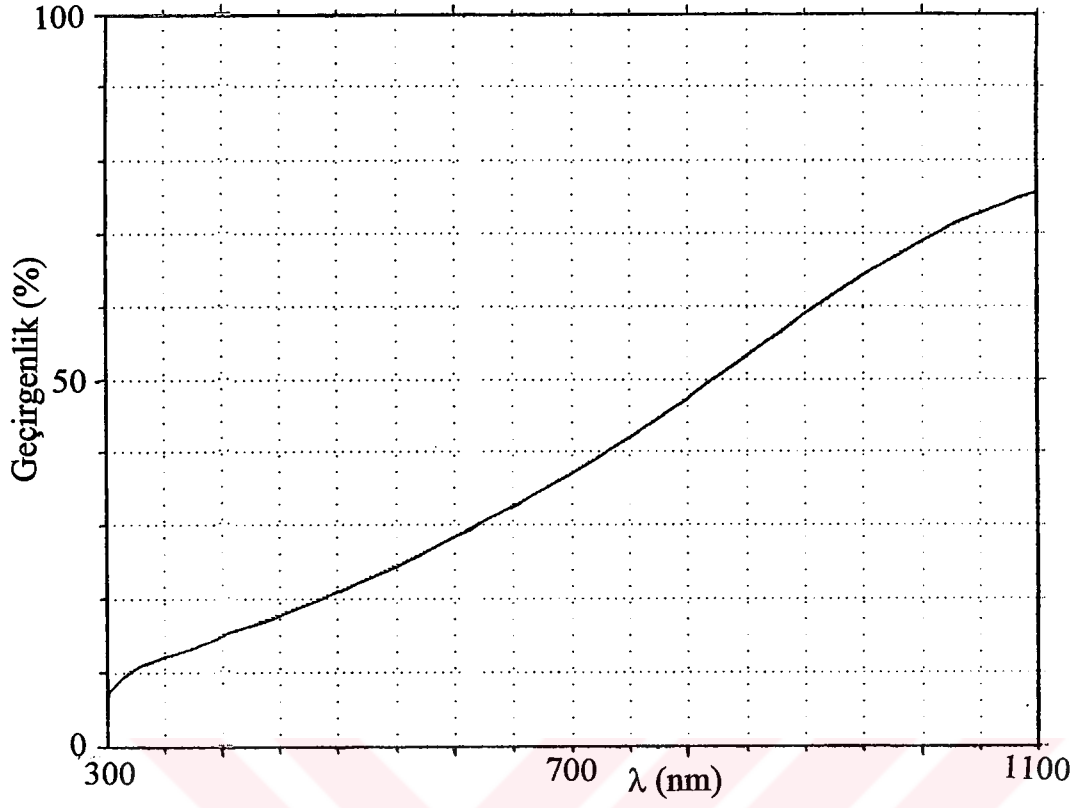
Şekil 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 ve şekil 3.8, 3.9, 3.10, 3.11’de farklı kalınlıklarda büyütülen PbSe ve TlBiSe₂ filmlerin 300 – 1100 nm aralığında geçirgenlik eğrileri sırasıyla gösterilmektedir. Her iki malzemeninde çalışılan bölgedeki geçirgenlikleri aynı davranış göstermektedir. Dalga boyu kısaldıkça filmlerin geçirgenliklerinin düştüğü bulunmuştur. Bu davranış bu metal filmlerin soğutma amaçlı sistemlerde (cooling system) kullanılmasına olanak sağlar. Bu amaçla kullanılacak olan ince filmler güneş radyasyonunun görünür bölgesini geçirmelidir (~10 – 50 %) [1]. Büyütülen filmler görünür bölgedeki radyasyonu absorbladığı için film kalınlığı önem kazanmaktadır.



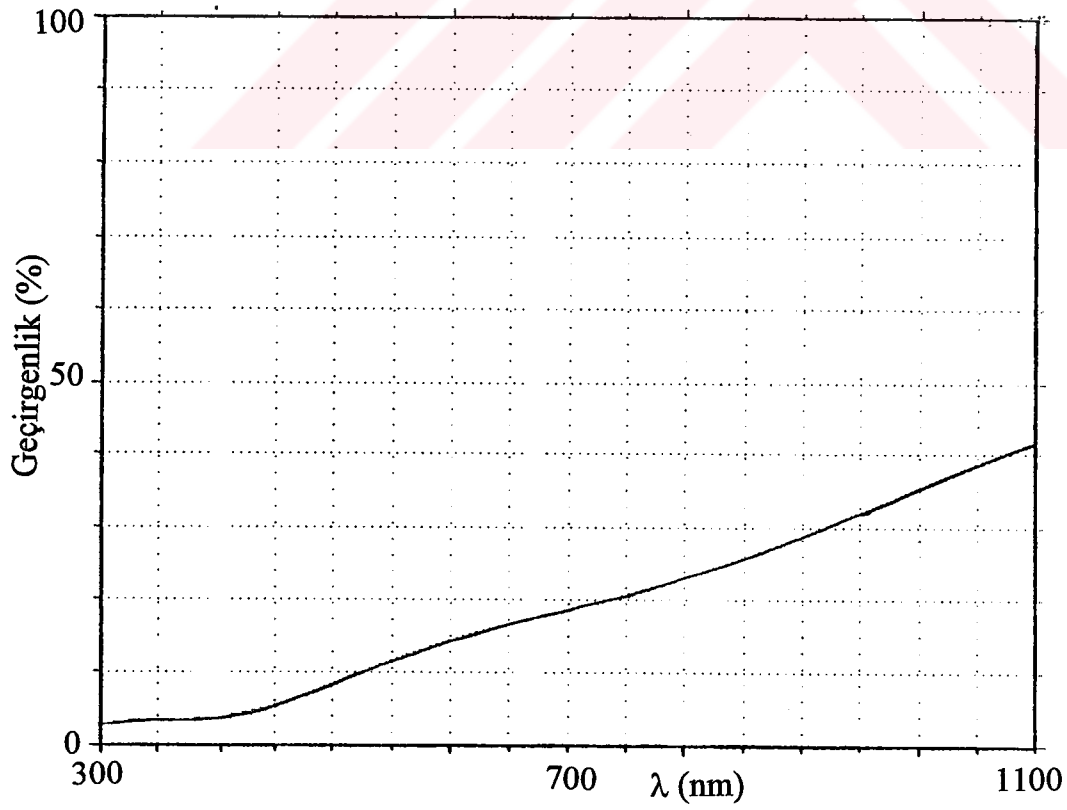
Şekil 3.4 PbSe 1 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



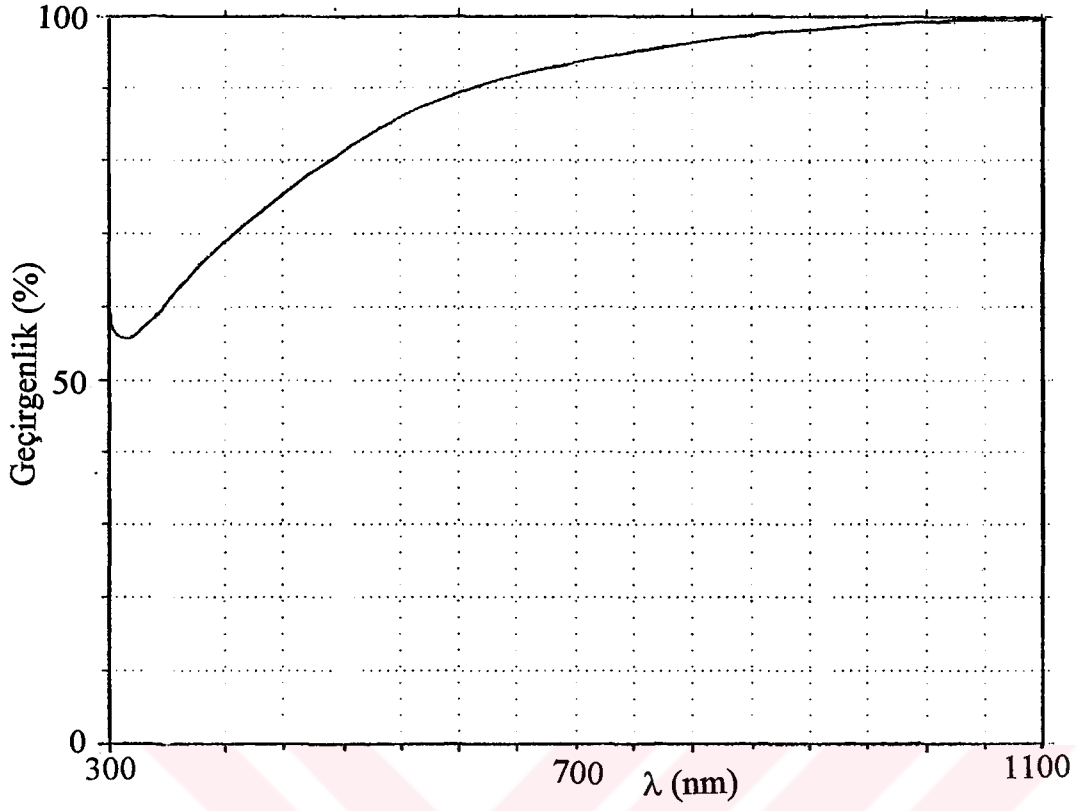
Şekil 3.5 PbSe 3 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



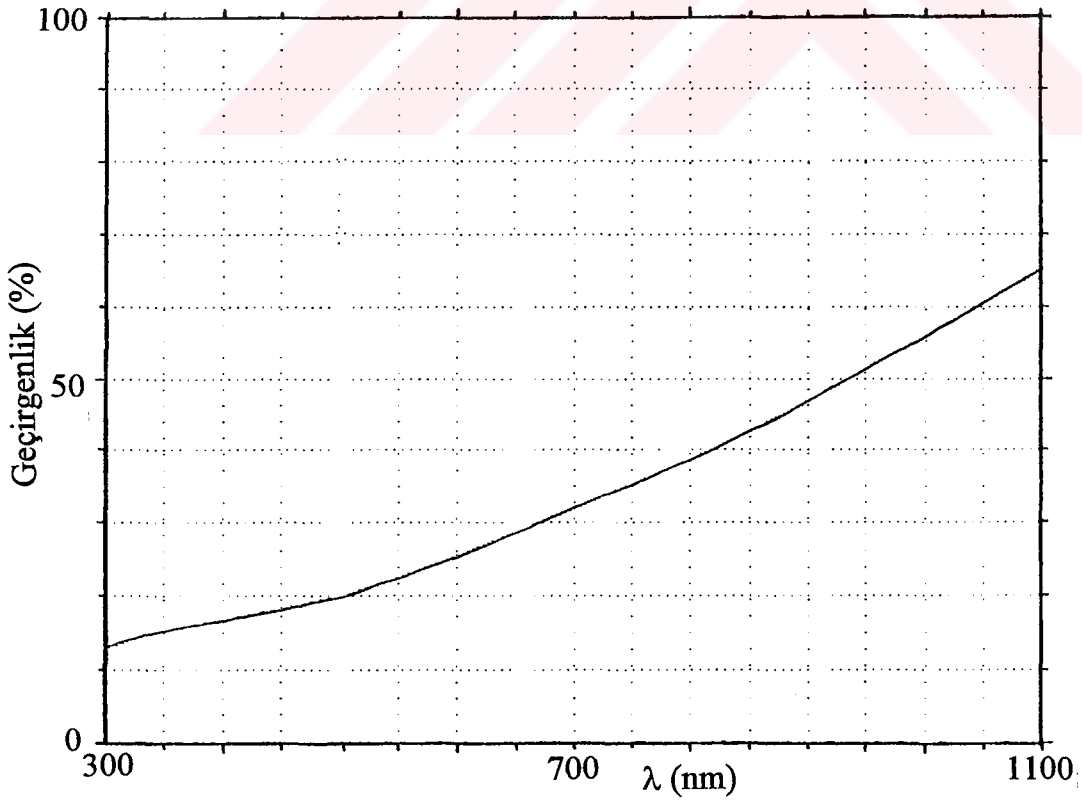
Şekil 3.6 PbSe 2 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



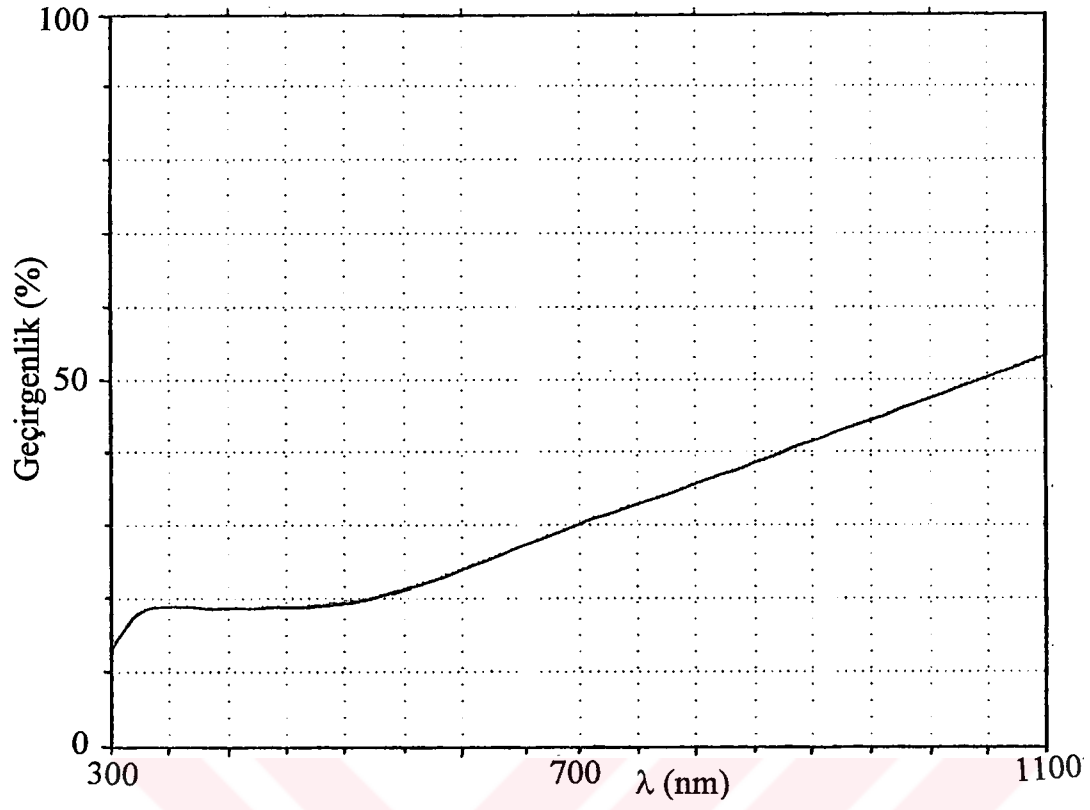
Şekil 3.7 PbSe 4 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



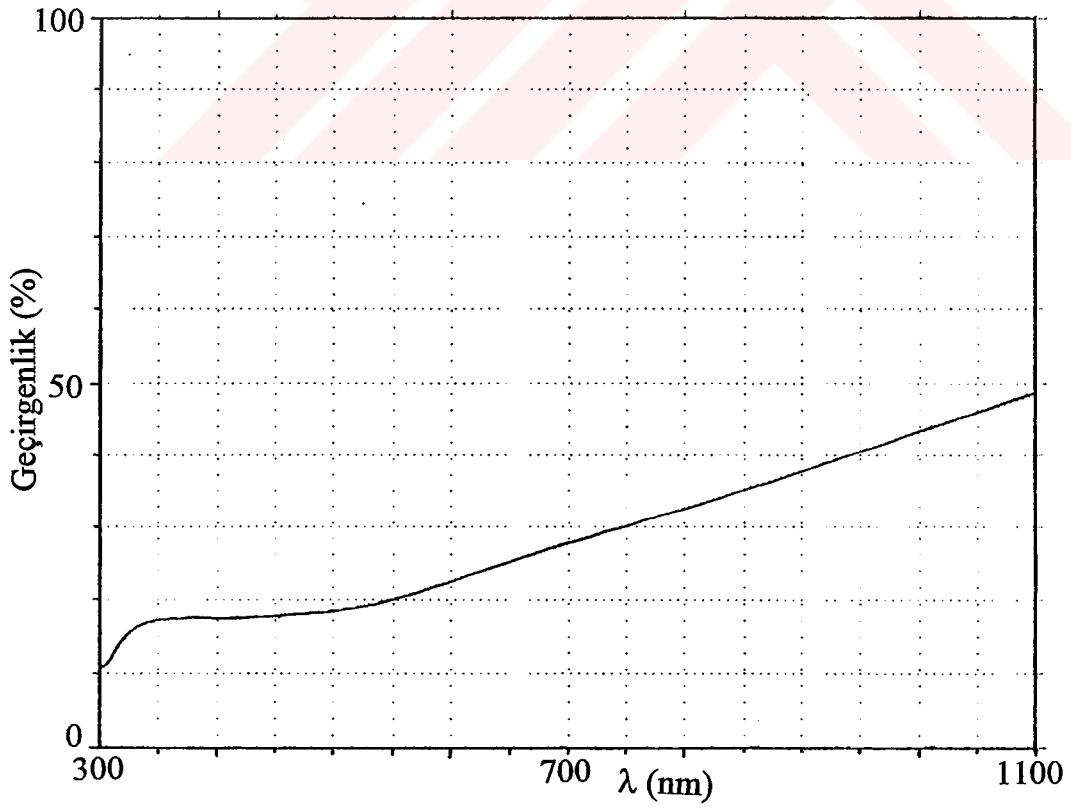
Şekil 3.8 TlBiSe₂ 4 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



Şekil 3.9 TlBiSe₂ 1 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



Şekil 3.10 TlBiSe₂ 2 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.



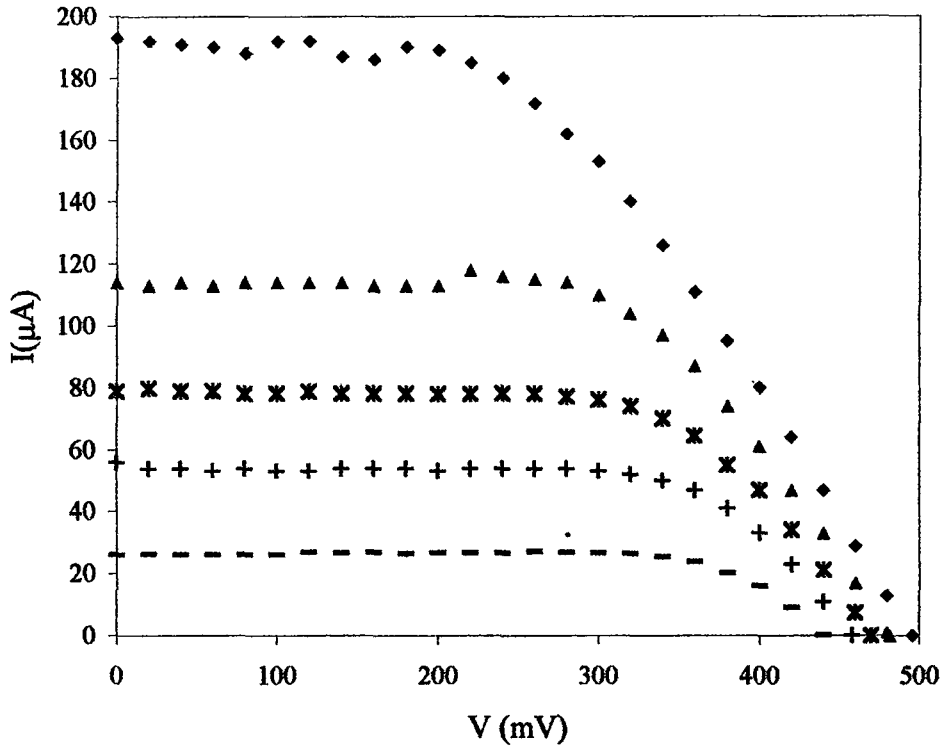
Şekil 3.11 TlBiSe₂ 3 nolu örneğin geçirgenlik eğrisi.

3.3 Büyütülen Filmlerin Bir Güneş Pilinde (BPW21) Pencere Malzemesi Olarak Kullanılması

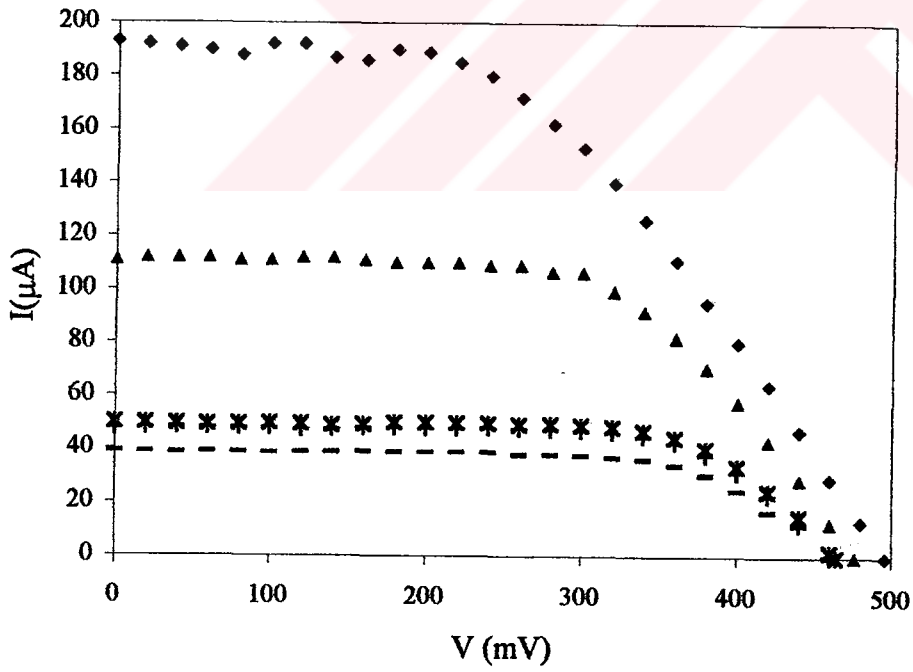
Güneş enerjisini elektrik enerjisine çevirmek, güneş hücreleri (pilleri) sayesinde mümkündür. Fotovoltaik olay ile çalışan bu sistemler zaman boyunca güneş ışınlarının etkisiyle yüksek ısıya maruz kalırlar. Bu faktör güneş pillerinin ömrünü ve verimini azaltmaktadır. Güneş pillerinin daha fazla enerji üretmeleri için yansıtmayan filmlerle (antireflective coating) kaplanması gerekmektedir. Fakat ısınmayı azaltmak için metal sülfür veya metal selen filmler kullanılabilir [1]. Bir önceki alt bölümde görüldüğü gibi bu filmler güneş spektrumunun görünür bölgesini kısmen geçirirken güneş pilinin ısınmasına neden olan kısa dalga boylu radyasyonun geçmesine izin vermezler.

Şekil 3.12 ve 3.13’de BPW21 güneş pilinin farklı kalınlıklardaki PbSe ve TlBiSe₂ filmlerinin I-V karakteristiğine etkisi sırasıyla gösterilmektedir. Tüm ölçümler güneşin görünür bölgesine yakın olan 50 watt – 12 volt bir halojen lamba altında yapılmıştır. Film kalınlığı arttıkça güneş pilinin gücünün azaldığı gözlenmiştir. Daha sonra bir monokrometre yardımıyla BPW21 güneş pilinin ışığın dalga boyuna duyarlılığı incelenmiştir. Film kalınlığının I_{sc} kısa devre akımı ve V_{oc} açık devre gerilimine etkisi PbSe ve TlBiSe₂ için sırasıyla şekil 3.14, 3.15, 3.16 ve 3.17’de verilmiştir.

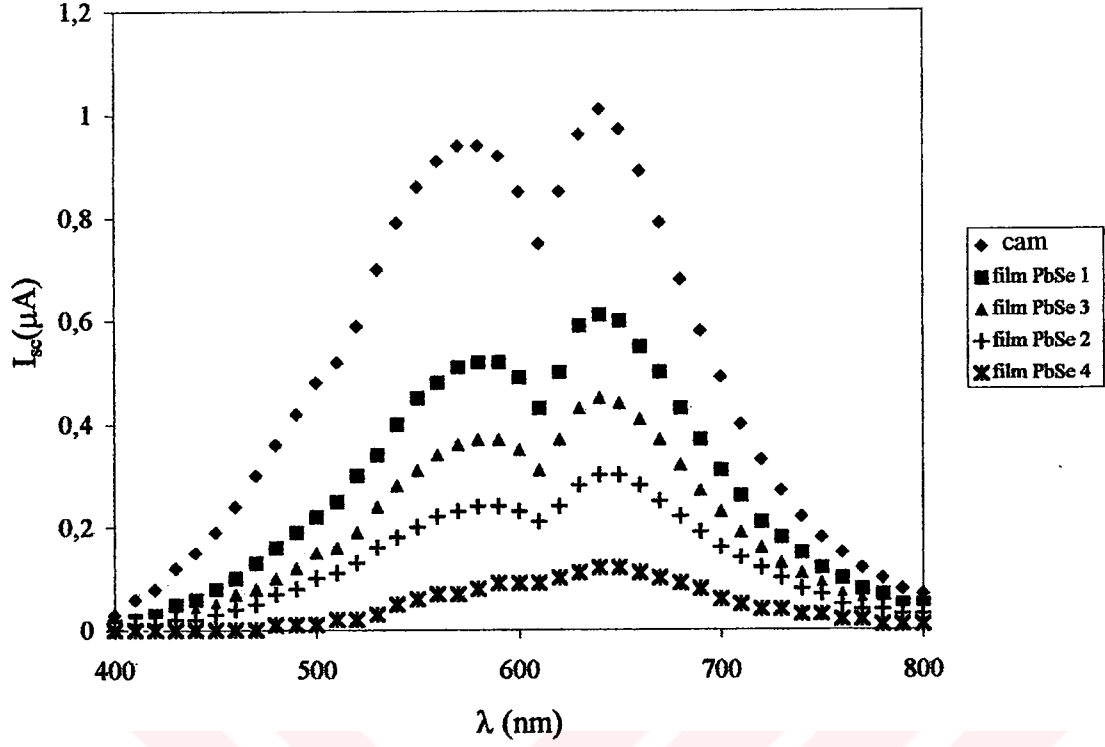
Film kalınlığına bağlı olarak kısa devre akımlarındaki azalma açık devre gerilimlerinde gözlenen azalmadan daha fazladır. Buna rağmen açık devre geriliminin spektral duyarlılığı film kalınlığı arttıkça daraldığı $V_{oc} - \lambda$ grafiklerinden açık olarak görülmektedir.



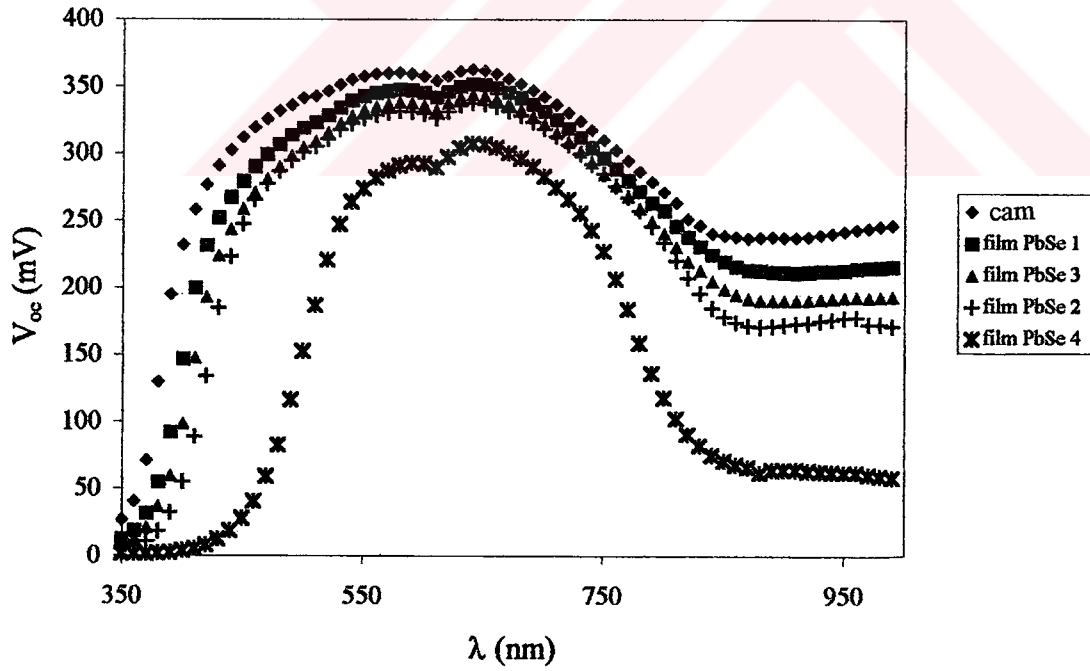
Şekil 3.12 BPW21 güneş pilinin farklı kalınlıklardaki PbSe filmlerin I-V karakteristiğine etkisi.



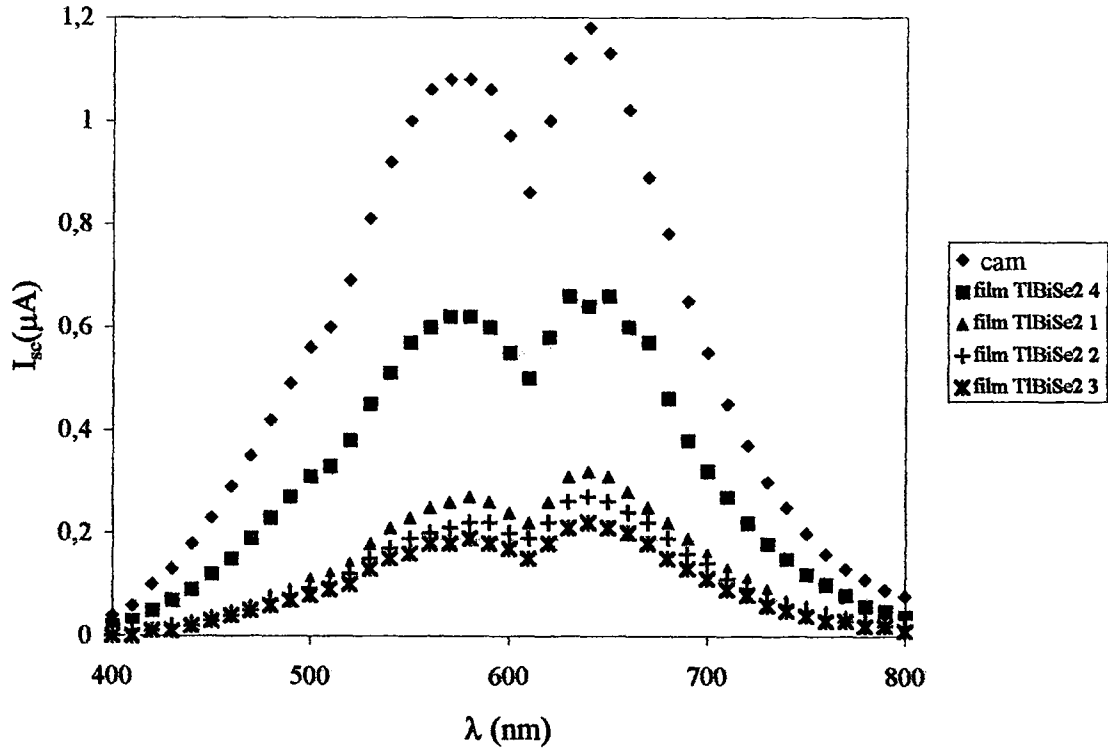
Şekil 3.13 BPW21 güneş pilinin farklı kalınlıklardaki TlBiSe₂ filmlerin I-V karakteristiğine etkisi.



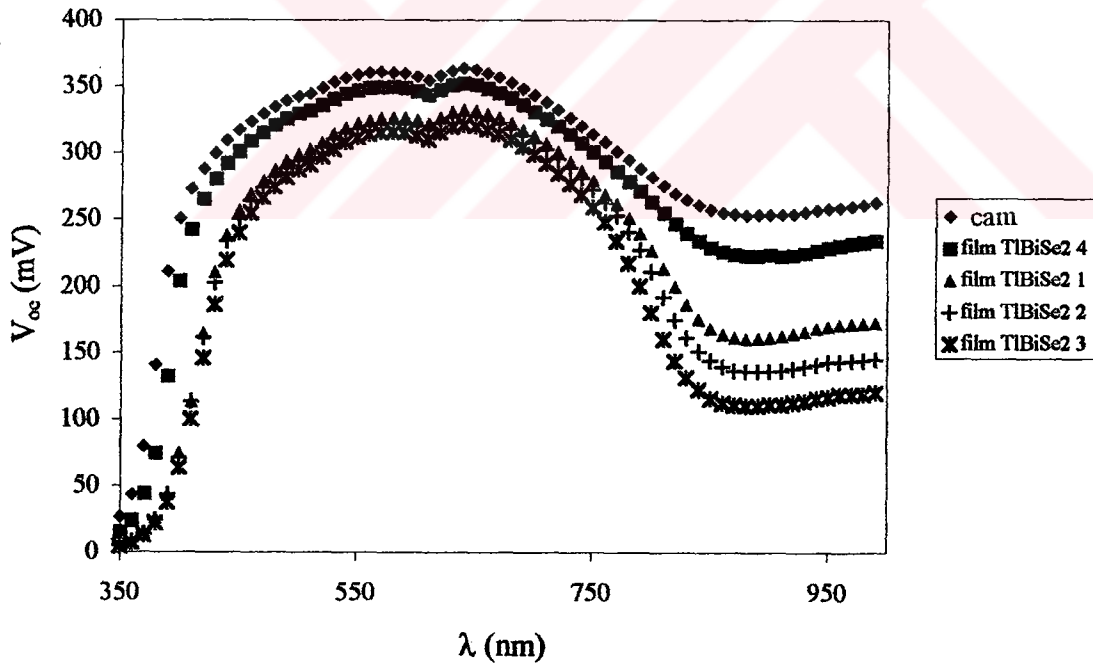
Şekil 3.14 BPW21 güneş pilinin I_{sc} kısa devre akımının ışığın dalga boyu ile değişimi farklı PbSe film kalınlıkları için gösterilmektedir.



Şekil 3.15 BPW21 güneş pilinin V_{oc} açık devre geriliminin ışığın dalga boyu ile değişimi farklı PbSe film kalınlıkları için gösterilmektedir.



Şekil 3.16 BPW21 güneş pilinin I_{sc} kısa devre akımının ışığın dalga boyu ile değişimi farklı TiBiSe₂ film kalınlıkları için gösterilmektedir.



Şekil 3.17 BPW21 güneş pilinin V_{oc} açık devre geriliminin ışığın dalga boyu ile değişimi farklı TiBiSe₂ film kalınlıkları için gösterilmektedir.

4. SONUÇ

Yapılan bu çalışmada, PbSe ve TlBiSe₂ ince filmler cam taşıyıcılar üzerine elektron buharlaştırma tekniği kullanılarak büyütülmüş ve bunlar güneş ışınlarının kontrolü için kaplama malzemesi olarak araştırılmıştır. Filmlerin yapısı ve morfolojisi X-ışınları ve yüzey taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılarak incelenmiştir. TlBiSe₂ filmlerinin Xışınları kırınım diagramında keskin yansımalar (pikler) görülmemiş olmasından bu filmlerin amorf olduğu sonucuna varılmıştır. Filmlerin 350-1100 nm bölgesindeki optik geçirgenlikleri UV-VIS spektrofotometre kullanılarak çalışılmıştır.

Her iki malzemeninde çalışılan bölgedeki geçirgenlikleri aynı davranış göstermektedir. Dalga boyu kısaldıkça filmlerin geçirgenliklerinin düştüğü bulunmuştur. Bu davranış bu metal filmlerin soğutma amaçlı sistemlerde (cooling system) kullanılmasına olanak sağlar.

Film kalınlığı arttıkça BPW21 güneş pilinin gücünün azaldığı gözlenmiştir. Film kalınlığına bağlı olarak I_{sc} kısa devre akımlarındaki azalma, V_{oc} açık devre gerilimlerinde gözlenen azalmadan daha fazladır. Buna rağmen açık devre geriliminin spektral duyarlılığı film kalınlığı arttıkça daraldığı $V_{oc} - \lambda$ grafiklerinden açık olarak görülmektedir. PbSe ve TlBiSe₂ filmleri ışığın görünür bölgesini kısmen absorbladığı için film kalınlığının $T_{vis} \sim 10-50\%$ civarında olması gereklidir.

KAYNAKLAR

- [1] Nair, P.K., Nair, M.T.S., Fernandez, A. and Ocampo, M. (1989), "Prospects of chemically deposited metal chalcogenide thin films for solar control applications", *J.Phys.D: Appl.Phys.* **22**: 829.
- [2] Lokhande, C.D. and Gadave, K.M. (1994), "Chemical Deposition of MnS Films from Thiosulphate Bath", *Tr.J. of Physics* **18**: 83.
- [3] Dixon, Jack R. (1969), "Optical Properties of Solids", Plenum Press: 61.
- [4] Schulz, M. and Weiss, H. (1984), *Landolt-Börnstein*, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, Band 17, Teilband d: 225.
- [5] JCPDS-ICDD 6-354 (PbSe).
- [6] JCPDS-ICDD 38-894 (TlBiSe₂).
- [7] Rupp, B. (1998), "XLAT – a microcomputer program for the Refinement of cell constant", *Scripta Metallurgica* **22**: 1.



ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi	31.03.1972
Doğum yeri	İstanbul
Lisans	1990 –1994 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	1995 – 1998 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
Çalıştığı kurumlar	1995 – 1996 Kabataş Lisesi 1997 – 1998 Cumhuriyet İlköğretim Okulu 1998 – F.M.V. Özel Ayazağa Işık Lisesi
Katıldığı Eğitim Programları	1994 – 1995 İstanbul Teknik Üniversitesi, İngilizce 1996 – 1997 Coastline Community College, California, USA 1997 – 1998 İstanbul Teknik Üniversitesi, İşletme ve Endüstri Yöneticiliği Sertifika Programı.
Tebliğ	H.Gökdoğan, M.Özer, E.K.Polychroniadis and E.Çıngı, “Growth and Characterization of PbSe and TlBiSe ₂ Thin Films for Solar Control Applications”, International Workshop on Solid State and Plasma Physics (Kocaeli University), 18 – 19 June 1998, Sapanca.