



T.C.
ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZ-YL-2009-0002

VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA YÖNTEMİYLE
HAZIRLANAN Cu_2S İNCE FİLMLERİN OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN ELİPSOMETRİK İNCELENMESİ

HAZIRLAYAN
Fatih ERSAN

TEZ DANIŞMANI
Yrd. Doç. Dr. Hüseyin DERİN

AYDIN-2009

**T.C.
ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZ-YL-2009-0002**

**VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA YÖNTEMİYLE
HAZIRLANAN Cu_2S İNCE FİMLERİN OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN ELİPSOMETRİK İNCELENMESİ**

**HAZIRLAYAN
Fatih ERSAN**

**TEZ DANIŞMANI
Yrd. Doç. Dr. Hüseyin DERİN**

AYDIN-2009

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI.....	v
İNTİHAL BEYAN SAYFASI.....	vi
ÖZET.....	vii
ABSTRACT.....	viii
ÖNSÖZ.....	ix
SİMGELER LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	xiii
ÇİZELGELER LİSTESİ.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER	
2.1. Maxwell Denklemleri.....	4
2.2. Dielektrik Bir Ortam Yüzeyinde Işığın Yansıması ve Kırılması.....	5
2.3. Absorplayıcı Bir Ortam Yüzeyinde Işığın Yansıması ve Kırılması....	10
2.4. İnce Bir Filmden Işığın Yansıması ve Geçışı.....	15
2.5. Metallerde Kompleks Dielektrik Sabitinin Frekansla Değişimi. Dispersiyon.....	17
2.6. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri.....	20
2.7. Kristalde X-ışını Kırınımı.....	22
3. MATERYAL VE YÖNTEM	
3.1. Örneklerin Hazırlanması.....	24
3.2. Taşıyıcıların Temizlenmesi.....	24
3.3. Elipsometre ile Ölçümler.....	25
3.4. Spektrofotometre ile Ölçümler.....	28
3.5. Difraktometre ile Ölçümler.....	31
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	
4.1. Yansıtıcı Bakır Filmlerin Optik Özellikleri.....	32
4.1.1. Asal gelme açısının belirlenmesi.....	32
4.1.2. Bakırın optik sabitleri ve elektronik özellikleri.....	34
4.2. Cu ₂ S/Cu Sisteminin Elipsometrik Analizi.....	39
4.3. Cu ₂ S İnce Filmlerin Optik Karakterizasyonu.....	44
4.4. Cu ₂ S İnce Filmlerin Yapısal Karakterizasyonu.....	49

5. SONUÇ.....	54
KAYNAKLAR.....	56
ÖZGEÇMİŞ.....	59

T.C.
ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE
AYDIN

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Programı öğrencisi Fatih ERSAN tarafından hazırlanan Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle Hazırlanan Cu₂S İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin İncelenmesi başlıklı tez, 14.09.2009 tarihinde yapılan savunma sonucunda aşağıda isimleri bulunan jüri üyelerince kabul edilmiştir.

	Ünvanı, Adı Soyadı	Kurumu	İmzası
Başkan	:Prof. Dr. Kayhan KANTARLI	Ege Üni. Fizik Bölümü	
Üye	:Prof. Dr. Halil YARANERİ	ADÜ Fizik Bölümü	
Üye	:Yrd. Doç. Dr. Hüseyin DERİN	ADÜ Fizik Bölümü	

Jüri üyeleri tarafından kabul edilen bu Yüksek Lisans tezi, Enstitü Yönetim Kurulunun Sayılı kararıyla 14.09.2009 tarihinde onaylanmıştır.

Ünvanı, Adı Soyadı
Enstitü Müdürü

İntihal Beyan Sayfası

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Adı Soyadı : Fatih ERSAN

İmza :

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN Cu_2S İNCE FİLMLEİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN ELİPSOMETRİK İNCELENMESİ

Fatih ERSAN

Adnan Menderes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Hüseyin DERİN

Bu çalışmada vakumda buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan Cu, $\text{Cu}_2\text{S}/\text{Cu}$ ve Cu_2S filmlerinin optik özellikleri elipsometrik ve spektrofotometrik yöntemlerle incelenmiştir. Bundan başka Cu_2S ince filmlerin yapısal verileri X-ışını difraktometresiyle elde edildi. Cu ve $\text{Cu}_2\text{S}/\text{Cu}$ sistemlerinin görünür ışık bölgesindeki optik özelliklerinin foton enerjisi ile değişimi elipsometrik yöntemle belirlenmiştir. Opak Cu filmin ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişiminden belirlenen asal gelme açısı değerinin $66,8^\circ$ olduğu bulunmuştur. Farklı sıcaklıktaki cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen Cu_2S ince filmlerinin yasak band aralığı optik absorpsiyon ölçümlerinden belirlenmiştir. Cu_2S ince filmlerin belirlenen yasak band aralığı değerlerinin 2,48-2,52 eV enerji aralığında olduğu ve literatürde verilen sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür (Bagul, Chavhan, Sharma, 2007; Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009). Büyütülen filmlerin X-ışını kırınım difraktometresi ile belirlenen kırınım desenleri büyüyen fazın Cu_2S olduğunu göstermiştir.

2009, 59 sayfa**Anahtar Sözcükler**

Elipsometri, ince filmler, optik özellikler

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

ELLIPSOMETRIC STUDY OF OPTICAL PROPERTIES OF Cu₂S THIN FILMS PREPARED BY VACUUM EVAPORATION TECHNIQUE

Fatih ERSAN

Adnan Menderes University
Graduate school of Natural and Applied Sciences
Department of Physics Science

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Hüseyin DERİN

In this study, optical properties of Cu, Cu₂S/Cu and Cu₂S films prepared by vacuum evaporation have been investigated by ellipsometric and spectrophotometric methods. Moreover, the structural data of Cu₂S thin films were obtained by X-ray diffractometer. The photon energy dependence of optical properties of Cu and Cu₂S/Cu systems in the visible range has been determined by ellipsometric method. The principle angle of opaque Cu film has been obtained to be in the value of 66.8° degrees from the variation of the ellipsometric angles ψ and Δ with the angle of incidence. The forbidden band gaps of Cu₂S thin films deposited on the glass substrates for different temperatures have been determined by the optical absorption measurements. It has been stated that the values of the forbidden band gaps determined the Cu₂S thin films are in the energy range of 2.48-2.52 eV and convenient with the results reported in the literature (Bagul, Chavhan, Sharma, 2007; Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009). The diffraction patterns of deposited films determined by X-ray diffractometer have represented to be Cu₂S of the phase grown.

2009, 59 pages**Key Words:**

Ellipsometry, thin films, optical properties

ÖNSÖZ

Adnan Menderes Üniversitesi Fizik Bölümünde Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlanan bu çalışmada vakumda buharlaştırma yöntemiyle elde edilen Cu_2S ince filmlerin görünür bölgedeki optik özelliklerinin incelenmesi amaçlanmıştır. Örnekler Ege Üniversitesi Fizik Bölümü İnce film kaplama ve film optiği laboratuvarında hazırlanmış olup, optik özelliklerinin incelenmesinde elipsometrik ve spektrofotometrik ölçümlerden yararlanılmıştır.

Bu Yüksek Lisans çalışmasının konusunu belirleyip, yöneten ve çalışmanın her aşamasında bilimsel katkı ve yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Hüseyin DERİN'e, deneysel çalışmanın gerçekleşmesi için Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümündeki araştırma laboratuvarının kullanılmasına imkan sağlayan sayın Prof. Dr. Kayhan KANTARLI'ya, ve yıllardır maddi-manevi destekte bulunan sevgili aileme içten teşekkürlerimi sunar, şükranlarımı arz ederim.

SİMGELER LİSTESİ

A	Absorpsiyon
α	Absorpsiyon Katsayısı
A_0, A'_0	Analizör Açılıarı
$\bar{\phi}$	Asal Gelme Açısı
$\bar{\psi}$	Asal Azimut Açısı
\hat{s}	Birim vektör
γ	Birim Kütle ve Birim Hız Başına Sönümleyici Kuvvet
N	Birim Hacımdaki Serbest Elektron Sayısı
ϕ_B	Brewster Açısı
t'	Çift Kırıcı Levhanın Kalınlığı
v	Dalganın Yayılma Hızı
λ	Dalgaboyu
n_0	Dış (hava) ortamın Kırılma İndisi
ϵ_1	Dielektrik Fonksiyonunun Gerçel Kısmı
ϵ_2	Dielektrik Fonksiyonunun Sanal Kısmı
\vec{P}	Dipol Moment Vektörü
\vec{E}	Elektrik Alan
p	Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
s	Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
σ	Elektriksel İletkenlik
ν	Elektromanyetik Alanın Frekansı
c	Elektromanyetik Radyasyonun Boşluktaki Hızı
d	Film Kalınlığı
δ_1	Filmin Faz Kalınlığı
\tilde{n}_1	Filmin Kırılma İndisi
E_i^p	Gelen Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
E_i^s	Gelen Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
E_t^p	Geçen Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
E_t^s	Geçen Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
H_i^p	Gelen Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
H_i^s	Gelen Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
H_t^p	Geçen Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
H_t^s	Geçen Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
r_p, r_s	Genlik Yansıtma Katsayıları
t_p, t_s	Genlik Geçirgenlik Katsayıları

ϕ_0	Gelme Açısı
η	Geçişlerin Cinsini Veren Sayı
ω_p	Hacim Plazma Frekansı
ϕ_1	Kırılma Açısı
$\tilde{\epsilon}$	Kompleks Dielektrik Fonksiyonu
δ	Kompansatörün Oluşturduğu Faz Farkı
n_o	Levhanın Olağan Işınlara İçin Kırılma İndisi
n_e	Levhanın Olağanüstü Işınlara İçin Kırılma İndisi
\vec{B}	Manyetik Akı Yoğunluğu
\vec{H}	Manyetik Alan
n	Mutlak Kırılma İndisi
ϵ	Ortamın Dielektrik Sabiti
μ	Ortamın Permeabilitesi
d'	Paralel Örgü Düzlemleri Arasındaki Mesafe
P_0, P'_0	Polarizör Açıları
$\bar{\phi}_B$	pseudo-Brewster Açısı
$\langle \epsilon_1 \rangle$	pseudo-dielektrik Sabiti
$\langle \epsilon_2 \rangle$	pseudo-dielektrik Sabiti
$\langle n \rangle$	pseudo-kırılma İndisi
$\langle k \rangle$	pseudo-sönüm Sabiti
ρ	p ve s Polarize Bileşenlere Ait Kompleks Fresnel Yansıtma Katsayıları Oranı
h	Planck Sabiti
R_p	Reflektansın Paralel Bileşeni
R_s	Reflektansın Dik Bileşeni
R	Reflektans (Enerji Yansıtma Katsayısı)
β	Sabit Sayı
k	Sönüm Katsayısı
m'	Tam Sayı
\tilde{n}_2	Taşıyıcının Kırılma İndisi
T_p	Transmisyonun Paralel Bileşeni
T_s	Transmisyonun Dik Bileşeni
T	Transmisyon (Enerji Geçirgenlik Katsayısı)
E_g	Yarıiletkenin Yasak Band Aralığı
Δ	Yansıyan Dalganın Paralel ve Dik Bileşenleri Arasındaki Faz Farkı
ψ	Yansıyan Dalganın Paralel ve Dik Bileşenlerinin Genliklerinin Oranı
E_r^p	Yansıyan Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni
E_r^s	Yansıyan Dalganın Elektrik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
H_r^p	Yansıyan Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Paralel Bileşeni

H_r^s	Yansıyan Dalganın Manyetik Alan Vektörünün Gelme Düzlemine Dik Bileşeni
\vec{D}	Yerdeğiştirme Vektörü
ρ'	Yük Yoğunluğu
t	Zaman
E_i^x, E_r^x, E_t^x	x Doğrultusunda Yüzeye Paralel Olan Elektrik Alan Bileşenleri
H_i^x, H_r^x, H_t^x	x Doğrultusunda Yüzeye Paralel Olan Manyetik Alan Bileşenleri

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	İki ortamın ara-yüzeyinde ışığın yansımaları ve geçişi.....	6
Şekil 2.2.	$n_0 = 1$ ve $n_1 = 1,5$ olan p ve s polarize bileşenler için reflektansın gelme açısı ile değişimi.....	10
Şekil 2.3.	Şiddetli absorplayıcı metal (Au) için ψ ve Δ nın gelme açısıyla değişimi.....	14
Şekil 2.4.	Zayıf absorplayıcı ortam (Si) için ψ ve Δ nın gelme açısıyla değişimi.....	14
Şekil 2.5.	Dielektrik ortam (cam) için ψ ve Δ nın gelme açısıyla değişimi.....	15
Şekil 2.6.	$n_1 = 0,35$ ve $k_1 = 2,45$ olan absorplayıcı bir ortamın yüzeyinden yansıyan p ve s polarize ışık bileşenleri için reflektansın gelme açısıyla değişimi.....	15
Şekil 2.7.	İnce bir filmde ışığın yansımaları ve geçişi.....	16
Şekil 2.8.	Optik geçişler; (a) ve (b) doğrudan geçişler, (c) kristal örgü titreşimlerini içeren dolaylı geçişler.....	22
Şekil 2.9.	Kristal örgü düzlemlerinden X-ışınlarının yansımaları.....	23
Şekil 3.1.	L119X Gaertner Elipsometresinin şematik gösterimi.....	25
Şekil 3.2.	Spektrofotometrenin optik diyagramı.....	28
Şekil 3.3.	Speküler reflektans takımı: optik diyagramı.....	29
Şekil 3.4.	Spektrofotometrenin elektronik sisteminin optik diyagramı.....	30
Şekil 4.1.	5461 Å dalgaboylu ışık için ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısı ile değişimi.....	32
Şekil 4.2.	5461 Å dalgaboylu ışık için R_p ve R_s reflektanslarının gelme açısı ile değişimi.....	33
Şekil 4.3.	Opak Cu film için hesaplanan optik sabitlerin foton enerjisi ile değişimi.....	34
Şekil 4.4.	Bakırın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısmının foton enerjisi ile değişimi.....	37
Şekil 4.5.	5000 Å kalınlığındaki Cu filmin hesaplanan reflektans spektrumu..	38
Şekil 4.6.	5000 Å kalınlığındaki Cu filmin ölçülen reflektans spektrumu.....	38

Şekil 4.7.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin Δ elipsometrik parametresinin foton enerjisi ile değişimi.....	39
Şekil 4.8.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin ψ elipsometrik parametresinin foton enerjisi ile değişimi.....	40
Şekil 4.9.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin $\langle n \rangle$ pseudo-kırılma indisinin foton enerjisi ile değişimi.....	41
Şekil 4.10.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabitinin foton enerjisi ile değişimi.....	42
Şekil 4.11.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin $\langle \epsilon_2 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitinin foton enerjisi ile değişimi.....	43
Şekil 4.12.	Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu ₂ S yüzey filmi içeren Cu ₂ S/Cu sistemlerinin $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabiti foton enerjisi ile değişimi.....	43
Şekil 4.13.	295 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 Å kalınlığındaki Cu ₂ S ince filminin transmitans (T), reflektans (R) ve absorbans (A) spektrumları.....	45
Şekil 4.14.	373 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 Å kalınlığındaki Cu ₂ S ince filminin transmitans (T), reflektans (R) ve absorbans (A) spektrumları.....	45

- Şekil 4.15. 473 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 \AA kalınlığındaki Cu_2S ince filminin transmitans (T), reflektans (R) ve absorptans (A) spektrumları..... 46
- Şekil 4.16. 295 K, 373 K ve 473 K taşıyıcı sıcaklıklarında elde edilen Cu_2S filmlerin α absorpsiyon katsayısının foton enerjisi ile değişimi..... 47
- Şekil 4.17. Farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen Cu_2S ince filmleri için $(h\nu\alpha)^2$ 'nin foton enerjisi ile değişimi: (a) 295K, (b) 373 K, (c) 473 K..... 49
- Şekil 4.18. Farklı sıcaklıktaki Cu_2S ince filmlerin X-ışını kırınım desenleri: (a) 295 K, (b) 373 K, (c) 473 K..... 51

ÇİZELGELER LİSTESİ

Çizelge 4.1	Opak Cu filmin 4000-7000 Å dalgaboyu bölgesindeki optik sabitleri ve reflektans değerleri.....	35
Çizelge 4.2	Cu ₂ S'ün Chalcocite ve Digenite fazlarının standart X-ışını kırınım verileri (JCPDS).....	52
Çizelge 4.3	Cu _{1,8} S'ün standart X-ışını kırınım verileri (JCPDS).....	52

1. GİRİŞ

Bakır sülfür (Cu_xS) ince filmleri absorplayıcı tabaka olarak önemli materyallerden biri olup, güneş enerjisini kontrol etmede sahip olduğu elektrik ve optik özelliklerinden dolayı fotovoltaik ve fotodetektor uygulamalarında geniş bir şekilde kullanılmaktadır (Bezig, Duchemin, Guastavino, 1979; Randhawa, Bunshah, Brock, Basol, Stafsudd, 1982; Thronton, Cornog, Anderson, Hall, 1982; Marucchi, Protin, Oudeacoumar, Savelli, 1978; Boer, Meakin, 1975; Gadgıl, Thangaraj, Iyer, Sharma, Gupta, Agnihotri, 1981). Sensor malzemesi olarak da kullanılan Cu_xS 'ün gözlenen en belirgin avantajı sensorün düşük sıcaklıklarda çalışmasıdır (Galdikas, Mironas, Strazdiene, Setkus, Ancutiene, Janickis, 2000; Setkus, Galdikas, Mironas, Strazdiene, Simkiene, Ancutiene, Janickis, Kaciulis, Mattogno, Ingo, 2001). Bu malzeme sahip olduğu fiziksel özellikleriyle birçok araştırmacının ilgisini çekmiş olup, mineral ve teknolojik özellikleri geniş bir şekilde incelenmiştir. Cu_xS ince filmleri, büyütme koşullarına bağlı olarak bakırca zengin Cu_2S fazından sülfürce zengin CuS_2 fazına kadar geniş bir kompozisyon aralığındaki stokiyometrik değerde olabilir (Lindroos, Arnold, Leskela, 2000). Bu kompozisyonlar için kristal yapı dikkate değer bir değişim göstermemekle birlikte, elektriksel ve optik özellikleri önemli derecede değişmektedir (Sartale ve Lokhande, 2000). Bu bakımdan Cu_xS ince filmlerinin optik özelliklerinin büyütme koşullarına ve film kalınlığına bağlılığının incelenmesine şiddetle gereksinim duyulur. Bundan başka, Cu_2S 'ün absorplayıcı tabaka olarak kullanıldığı güneş pillerinde fotovoltaik verim ve spektral seçicilik esas olarak absorplayıcı tabakanın yapısal, stokiyometrik ve optik absorpsiyon davranışıyla belirlidir. Geniş bir kompozisyon aralığına sahip bu malzemenin optik özellikleri ile ilgili elde edilen sonuçlarda tutarsızlıklar vardır. Örneğin, literatürde doğrudan geçişler için enerji band aralığı için 1,7-2,5 eV aralığında farklı değerler sunulmuştur (Rastogi ve Salkalachen, 1982; Aperathitis, Bryant, Scott, 1989; Arjona, Garcia-Camarero, 1982; Arjona, Elizalde, Garcia-Camarero, Feu, Lacal, Leon, Llabres, Rueda, 1979). Bu tutarsızlığın kısmen Cu_xS 'ün büyütme koşullarının tekrarlanabilir olmamasından ya da film fazı hakkındaki bilginin eksikliğinden ortaya çıktığı tahmin edilmektedir. Film fazının belirlenmesinde kullanılan kimyasal indirgeme ya da atomik absorpsiyon gibi yöntemler bakır-sülfür oranını belirlemeye

yönelik olup, filmin fazı hakkında herhangi bir bilgi vermez. Fazın belirlenmesinde kullanılan X-ışını kırınımı ve katodoluminesans gibi yöntemlerde ise optik absorpsiyon analizinde kullanılan örneklerin kalınlığıyla karşılaştırıldığında daha büyük örnek kalınlığına gereksinim duyulur. Bu yöntemlerle de optik inceleme altındaki yeterince ince örneklerin stokiometrik değeri belirlenemez. Cu_xS filmlerin duyarlı bir yapısal analizi optik özelliklerinin iyi bilinmesini zorunlu kılar. Optiksel ve yapısal olarak incelenecek filmlerin optikçe düz ve homojen olmasının yanı sıra aynı kalınlıkta olması gerektiği unutulmamalıdır. Bunun sonucu olarak, optik absorpsiyon incelemesi Cu_xS filmlerin kristal yapısı ile optik davranışı arasında iyi bir ilişki kurmamıza imkan verir.

Cu_xS ince filmlerin elde edilmesinde vakumda buharlaştırma (Bezig, Duchemin, Guastavino, 1979; Randhawa, Bunshah, Brock, Basol, Stafsudd, 1982), reaktif püskürtme (Thronton, Cornog, Anderson, Hall, 1982), spray (Marucchi, Protin, Oudeacoumar, Savelli, 1978), kimyasal biriktirme (Fatas, Garcia, Montemayor, Medina, Ganarero, Arjona, 1985; Gadave ve Lokhande, 1993; Bagul, Chavnan, Sharma, 2007) ve opak Cu filmlerin sülfirizasyonu (Boer, Meakin, 1975) gibi çeşitli büyütme teknikleri kullanılmıştır. Bunlardan vakumda buharlaştırma yöntemi gaz basıncı, taşıyıcı sıcaklığı ve buharlaştırma hızı gibi büyütme koşullarının kontrol edilmesinde oldukça elverişlidir. Bu avantajlarından başka, vakumda buharlaştırma yöntemiyle optik ve yapısal incelemeler için gereksinim duyulan aynı kalınlıktaki düz ve homojen filmler elde edilebilir. Bu çalışmada Cu_2S ve Cu_2S/Cu yapıları vakumda buharlaştırma yöntemiyle elde edildi.

Elipsometri yönteminin katıların, özellikle de yarıiletken malzemelerin kusursuz bir karakterizasyonunda oldukça elverişli olduğu bilinmektedir. Aynı zamanda, bu yöntem çok katmanlı ince film sistemlerinde yüzey pürüzlülüğü, tabakalar arası difüzyon ve ara tabaka oluşumu gibi yüzey kusurlarına da çok duyarlıdır. Yöntemin esasları literatürde geniş bir şekilde anlatılmıştır (Mott ve Jones, 1936; Azam ve Bashara, 1986; Fujiwara, 2007). Materyallerin optik özelliklerini karakterize etmek ve anlamak için elipsometrik yöntem diğer yapısal ve optiksel karakterizasyon yöntemleriyle birlikte yaygın olarak kullanılır (Nee, 1988; Aspnes, Studna, Kinsborn, 1984).

Cu_xS ince filmlerinin yukarıda bahsedilen tartışmalı özelliklerinin aydınlatılması bu filmlerin optiksel karakterizasyonu ile ilgili daha fazla araştırma yapılmasını gerektirmektedir. Yapılan literatür taramasında Cu_2S/Cu sisteminin görünür bölgedeki optik özelliklerinin incelenmesinde diğer yapısal ve optik karakterizasyon yöntemleriyle birlikte elipsometri yönteminin kullanıldığı bir çalışmaya rastlanmamıştır. Bu tez çalışmasının amacı, vakumda buharlaştırma yöntemiyle büyütülen Cu_2S ince filmlerinin optik özellikleri ile ilgili yukarıda belirtilen eksikliği gidermek ve tartışmalı özelliklerin aydınlatılmasına katkı sağlamaktır. Çalışmanın birinci kısmında yansıma elipsometrisi yöntemiyle Cu 'nun görünür ışık bölgesindeki optik sabitleri belirlenerek, tam bir optik karakterizasyonu yapılmıştır. Çalışmanın ikinci kısmında vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı sıcaklıktaki opak Cu taşıyıcılar üzerinde büyütülen Cu_2S ince filmlerinin elipsometrik parametrelerinin ve pseudo-optik fonksiyonlarının foton enerjisine bağlılığı incelenmiştir. Çalışmanın üçüncü kısmında, farklı sıcaklıktaki cam taşıyıcılar üzerinde büyütülen Cu_2S ince filmlerin optik absorpsiyon spektrumları spektrofotometreyle ölçüldü. Bu spektrumlara karşılık gelen absorpsiyon katsayılarının foton enerjisi ile değişiminden yararlanılarak yasak band genişliği belirlendi. Büyütülen Cu_2S ince filmlerinin yasak band aralığının 2,48-2,52 eV olduğu ve literatürde başka çalışmalarda sunulan 2,48-2,74 eV enerji değerleriyle uyumlu olduğu görüldü. (Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009; Bagul, Chavnan, Sharma, 2007). Optiksel karakterizasyonun sayısal sonuçlarına dayanarak büyüyen sülfür filminin Cu_2S fazı olduğu söylenebilir. Çalışmanın son kısmında ise X-ışını difraktometresi kullanılarak üçüncü kısımda optik karakterizasyonu yapılan Cu_2S ince filmlerinin X-ışını kırınım desenleri elde edildi. Yapısal ve optik incelemelerin sonuçları hem birbirleri ile hem de literatürde başka çalışmalarda elde edilen sonuçlarla uyum içindedir (Arjona, Elızalde, Garcia-Camarero, Feu, Lacal, Leon, Llabres, Rueda, 1979; Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009; Bagul, Chavnan, Sharma, 2007).

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. MAXWELL DENKLEMLERİ

Işığın maddeyle etkileşmesi katı maddelerin elektronik ve optik özelliklerinin anlaşılmasında ve takip edilmesinde yıllardır etkili ve güçlü bir araç olmuştur. Işığın ortam içerisinde yayılmasını tanımlayan Maxwell denklemleri optik incelemenin temelini oluşturmaktadır. Bu denklemler

$$\operatorname{div} \vec{D} = \varepsilon \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho' \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = \mu \operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (2)$$

$$\operatorname{curl} \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\operatorname{curl} \vec{H} = \frac{4\pi\sigma \vec{E}}{c} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

bağıntılarıyla verilir. Burada \vec{D} , \vec{E} elektrik alanından kaynaklanan elektriksel akı yoğunluğu ya da yerdeğiştirme vektörü, \vec{B} , \vec{H} manyetik alanının ortaya çıkardığı manyetik akı yoğunluğu, ε ortamın dielektrik sabiti(elektriksel permitivite), μ ortamın permeabilitesi, ρ' serbest yük yoğunluğu, σ elektriksel iletkenlik ve t zamandır. Bu bağıntılarda elektriksel nicelikler elektrostatik birimler, manyetik nicelikler ise elektromanyetik birimler cinsinden ölçülür.

Serbest yükün bulunmadığı ortam için ($\rho' = 0$), bu bağıntılar üzerinde yapılan işlemler ortamda elektromanyetik dalganın yayılmasını ifade eden

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla^2 \vec{E} \quad (5)$$

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla^2 \vec{H} \quad (6)$$

bağıntılarını verir. İletken olmayan ($\sigma = 0$) ortamdaki yayılma için bu denklemler

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{E} \quad (7)$$

$$\frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{H} \quad (8)$$

ifadelerine indirgenir. (7) ve (8) bağıntıları standart dalga denklemleriyle karşılaştırılırsa, absorplayıcı olmayan ortamda dalganın yayılma hızı için

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

bağıntısını verir. Optik frekanslarda, ferromanyetik malzemeler hariç diğer tüm maddeler için $\mu \cong 1$ olduğundan dielektrik bir ortamda dalganın yayılma hızı

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

bağıntısıyla tanımlanır.

Dalganın boşlukta ve ortam içerisindeki yayılma hızlarının oranı n mutlak kırılma indisi olarak adlandırılır. Bu tanıma göre absorplayıcı olmayan bir ortam için mutlak kırılma indisi

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon}$$

bağıntısıyla belirlidir (Vasicek, 1960; Ward, 1988).

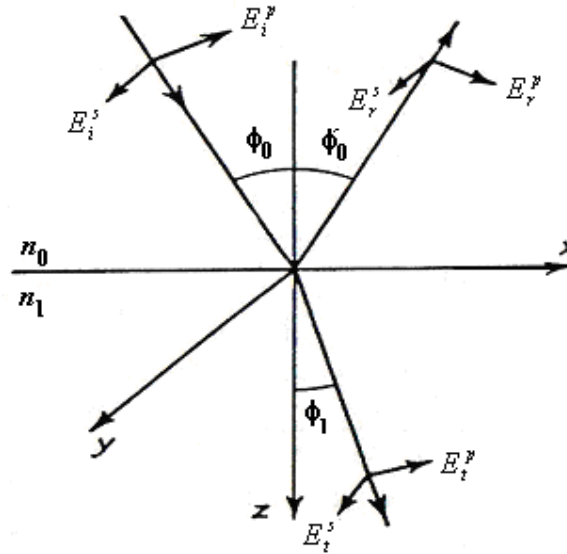
2.2. DİELEKTRİK BİR ORTAM YÜZEYİNDE IŞIĞIN YANSIMASI VE KIRILMASI

Elektromanyetik dalgaların bir ortamdan diğerine geçişinin ve ara-yüzeyde yansımalarının incelenmesinde Maxwell denklemlerinde yer alan ϵ ve μ değerlerinin uygun olarak değiştirilmesi gerekir. Ayrıca, iki ortamdaki dalgaların ara-yüzeyde karşılaşmasını sağlamak için sınır koşullarının bir takımına ihtiyaç duyulur. Bu koşullar:

1. \vec{E} ve \vec{H} nin yüzeye paralel bileşenleri sınırın her iki tarafında aynı değere sahip olmalıdır.
2. \vec{D} ve \vec{B} nin yüzeye dik bileşenleri sınırın iki tarafında aynı değere sahip olmalıdır.

şeklinde ifade edilebilir.

Şekil 2.1. de gösterildiği gibi gelme düzlemi x-z düzlemi olan bir elektromanyetik dalganın n_0 ve n_1 kırılma indisli iki ortam ara-yüzeyine ϕ_0 açısı ile geldiğini ve ϕ_1 açısıyla kırıldığını kabul edelim. Gelen dalganın elektrik alan vektörü gelme düzlemine paralel (p dalgası) ve gelme düzlemine dik (s dalgası) olmak üzere iki bileşene ayrılabilir. Benzer olarak, yansıyan ve geçen dalgaların elektrik alan vektörü de iki bileşene ayrılabilir. Gelen dalganın elektrik alan vektörünün gelme düzlemine paralel ve dik bileşenleri sırasıyla E_i^p ve E_i^s , yansıyan dalganınkini E_r^p ve E_r^s , geçen dalganınki de E_t^p ve E_t^s ile gösterilmiş olsun. Ayrıca, her iki polarizasyona ait elektrik alan bileşenleri ara-yüzeye paralel ve ara-yüzeye dik olmak üzere iki bileşene ayrılabilir.



Şekil 2.1. İki ortamın ara-yüzeyinde ışığın yansıması ve geçişi

x-doğrultusunda yüzeye paralel alan bileşenleri E_i^x , E_r^x ve E_t^x sembolleriyle gösterilebilir. Benzer şekilde manyetik alan vektörünün karşılık gelen bileşenleri de H_i^p , H_r^p , H_t^p , H_i^s , H_r^s , H_t^s , H_i^x , H_r^x ve H_t^x sembolleriyle gösterilebilir.

Elde edilecek nicelikler

$$r_p = \frac{E_r^p}{E_i^p} \quad \text{ve} \quad r_s = \frac{E_r^s}{E_i^s} \quad (9)$$

Fresnel genlik yansıtma katsayıları ve

$$t_p = \frac{E_t^p}{E_i^p} \quad \text{ve} \quad t_s = \frac{E_t^s}{E_i^s} \quad (10)$$

Fresnel genlik geçirgenlik katsayılarıdır. İki ortam ara yüzeyine sınır koşullarının uygulanmasıyla

$$(E_i^p - E_r^p) \cos \phi_0 = E_t^p \cos \phi_1 \quad (11)$$

$$E_i^s + E_r^s = E_t^s \quad (12)$$

$$(H_i^p - H_r^p) \cos \phi_0 = H_t^p \cos \phi_1 \quad (13)$$

$$H_i^s + H_r^s = H_t^s \quad (14)$$

bağıntıları elde edilir.

Elektrik ve manyetik alan $\vec{H} = n\hat{s} \times \vec{E}$ bağıntısıyla birbirine bağlıdır. Burada \hat{s} elektromanyetik dalganın yayılma doğrultusunu gösteren birim vektördür. Bu bağıntı göz önüne alınırsa, (13) ve (14) bağıntıları elektrik alanı cinsinden

$$(E_i^p - E_r^p) \cos \phi_0 = E_t^p \cos \phi_1$$

$$E_i^s + E_r^s = E_t^s$$

$$n_0(E_i^s - E_r^s) \cos \phi_0 = n_1 E_t^s \cos \phi_1$$

$$n_0(E_i^p + E_r^p) = n_1 E_t^p$$

şeklinde yazılabilir. (9) ve (10) bağıntılarıyla verilen Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının tanımları kullanılırsa,

$$r_p = \frac{n_1 \cos \phi_0 - n_0 \cos \phi_1}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \quad (15)$$

$$r_s = \frac{n_0 \cos \phi_0 - n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} \quad (16)$$

$$t_p = \frac{2 n_0 \cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \quad (17)$$

$$t_s = \frac{2 n_0 \cos \phi_i}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} \quad (18)$$

bağıntıları elde edilir (Azam ve Bashara, 1986; Heavens, 1965; Hofmann, 2005). Bu bağıntılardan r_p ve r_s , n_1 kırılma indisli ortamın genlik yansıtma katsayıları, t_p ve

t_s ise genlik geçirgenlik katsayılarıdır. Bu bağıntılar iki ortam ara yüzeyinde kırılma yasasının $n_0 \sin \phi_0 = n_1 \sin \phi_1$ ifadesi göz önüne alınarak

$$r_p = \frac{E_r^p}{E_i^p} = \frac{\tan(\phi_0 - \phi_1)}{\tan(\phi_0 + \phi_1)} \quad (19)$$

$$r_s = \frac{E_r^s}{E_i^s} = -\frac{\sin(\phi_0 - \phi_1)}{\sin(\phi_0 + \phi_1)} \quad (20)$$

$$t_p = \frac{E_t^p}{E_i^p} = \frac{2 \sin \phi_1 \cos \phi_0}{\sin(\phi_0 + \phi_1) \cos(\phi_0 - \phi_1)} \quad (21)$$

$$t_s = \frac{E_t^s}{E_i^s} = \frac{2 \sin \phi_1 \cos \phi_0}{\sin(\phi_0 + \phi_1)} \quad (22)$$

şeklinde de yazılabilir. Dielektrik ortamlar için ϕ_0 ve ϕ_1 gerçel nicelikler olduğundan bu bağıntıların sağ tarafları gerçeldir. Buna göre, bir dielektrik ortam yüzeyinde yansıyan ve kırılan dalgaların fazları gelen dalğanın fazıyla aynı ya da π kadar farklı olur.

(19)-(22) bağıntılarından kolayca görülebileceği gibi $\phi_0 + \phi_1 = \pi/2$ olduğunda, $r_p = 0$ olur. Gelme açısının $\phi_0 = \arctan(n_1 / n_0)$ değerini almasını sağlayan bu koşul ϕ_B -Brewster açısı olarak bilinir. $n_1 > n_0$ (ikinci ortam birinci ortamdan optikçe daha yoğun) olduğunda, ϕ_B -Brewster açısından daha küçük gelme açılarında r_p pozitif olacağından yansıma sonucu fazda bir değişim olmaz. Ancak, Brewster açısından daha büyük gelme açılarında r_p negatif olacağından yansıma sonucu π kadar bir faz değişimi olur. $n_1 < n_0$ (birinci ortam ikinci ortamdan optikçe daha yoğun) olduğu zaman ise, Brewster açısından küçük ve büyük olmasına karşılık gelen durumlar tersine çevrilmiş olur. Eğer $n_1 > n_0$ ise r_s negatif olacağından yansıyan dalğanın gelme düzlemine dik bileşenin fazı gelen dalğanınkinden π kadar farklı olur. Diğer taraftan $n_1 < n_0$ olduğunda r_s pozitif olup, yansıma sonucu faz değişimi olmaz. Son olarak, t_p ve t_s 'nin işaretleri daima pozitif olduğundan sınır yüzeyini geçişte geçen dalğanın bileşenleri gelen dalğanın bileşenleri ile aynı fazda olur (Ward, 1988).

Bir ara-yüzeydeki R reflektansı (enerji yansıtma katsayısı) yansıyan enerjinin gelen enerjiye oranı olarak tanımlanır. Gelen ve yansıyan dalgaların p - ve s - polarize bileşenleri aynı ortamda olduğundan reflektans ifadeleri

$$R_p = r_p^2 \quad (23a)$$

$$R_s = r_s^2 \quad (23b)$$

bağıntılarıyla verilir. Benzer şekilde ortamın T transmisyonu (enerji geçirgenlik katsayısı) geçen enerjinin gelen enerjiye oranı olarak tanımlanır ve

$$T_p = \frac{n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0} t_p^2 \quad (24a)$$

$$T_s = \frac{n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0} t_s^2 \quad (24b)$$

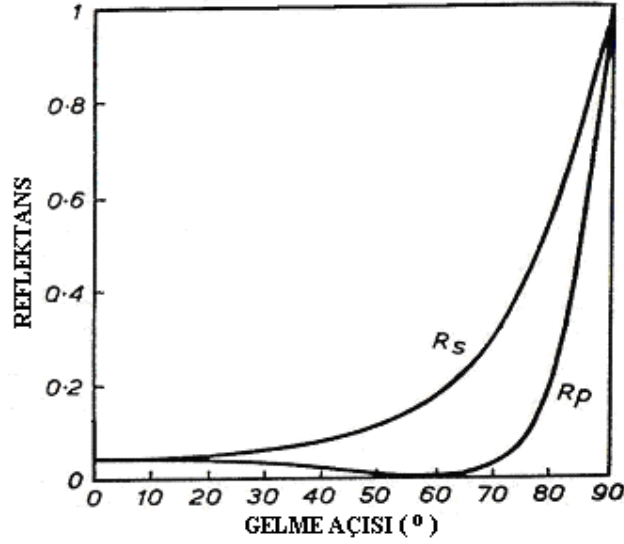
bağıntılarıyla verilir. Buna göre, dik geliş halinde n_0/n_1 ara-yüzeyinin reflektansı ve transmitansı için

$$R_p = R_s = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \quad (25a)$$

$$T_p = T_s = \frac{4n_1 n_0}{(n_1 + n_0)^2} \quad (25b)$$

bağıntıları yazılabilir.

Şekil 2.2. de $n_0 = 1$ ve $n_1 = 1,5$ olması halinde p - ve s - polarize bileşenler için reflektansın gelme açısı ile değişimi gösterilmiştir (Azam ve Bashara, 1986). Şekilden görülebileceği gibi dik geliş hali ($\phi_0 = 0^\circ$) için bir dielektrik ortam yüzeyindeki yansımada $R_p = R_s$ olur. R_p , bu değerden itibaren gelme açısı büyüdükçe azalır ve $\bar{\phi}_B$ -Brewster açısında sıfır olan bir minimumdan geçtikten sonra gelme açısının 90° değerinde $R_p = 1$ olur. Buna karşın R_s ise, $R_p = R_s$ olduğu $\phi_0 = 0^\circ$ den itibaren gelme açısı büyüdükçe düzgün olarak artar ve 90° 'lik gelme açısında $R_p = R_s = 1$ değerine ulaşır.



Şekil 2.2. $n_0 = 1$ ve $n_1 = 1,5$ olan p ve s polarize bileşenler için reflektansın gelme açısı ile değişimi.

2.3. ABSORPLAYICI BİR ORTAM YÜZEYİNDE IŞIĞIN YANSIMASI VE KIRILMASI

Absorplayıcı ortamlar için p – ve s – polarize bileşenlere ait optik fonksiyonların ifadeleri bölüm 2.2 de elde edilen Fresnel bağıntılarından bulunabilir. Absorplayıcı ortam halinde kırılma indisi kompleks bir nicelik olarak göz önüne alınır. Şekil 2.1. de gösterilen n_1 kırılma indisli ortamın absorplayıcı olduğu kabul edilirse $\tilde{n}_1 = n - ik$ alınabilir. Burada n kırılma indisi, k ise sönüm katsayısı adını alır. Bu durumda iki ortamı ayıran sınır yüzeyine kırılma yasası uygulanırsa

$$n_0 \sin \phi_0 = \tilde{n}_1 \sin \phi_1 = (n - ik) \sin \phi_1 \quad (26)$$

bağıntısı elde edilir. (26) bağıntısından kolayca görüldüğü gibi ϕ_1 kırılma açısı kompleks olup, $\phi_0 = \phi_1 = 0^\circ$ özel hali hariç bilinen deneysel kırılma açısından farklı bir anlama sahiptir. Elektromanyetik dalganın absorplayıcı ortam yüzeyindeki yansımada ϕ_1 kırılma açısının kompleks olması, (15)–(22) bağıntılarıyla verilen Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayılarının da kompleks olduğunu ifade eder. Bu katsayılar genlik ve faz çarpanlarına ayrılarak yansıma ve kırılmaya ait kompleks Fresnel yansıtma katsayıları

$$\tilde{r}_p = |r_p| e^{i\delta_p} \quad (27)$$

$$\tilde{r}_s = |r_s| e^{i\delta_s} \quad (28)$$

$$\tilde{t}_p = |t_p| e^{i\delta_p} \quad (29)$$

$$\tilde{t}_s = |t_s| e^{i\delta_s} \quad (30)$$

şeklinde yazılabilir (Azam ve Bashara, 1986). Bu bağıntılar, elektrik alan titreşimlerinin gelme düzlemine dik ve paralel bileşenlerinin absorplayıcı ortam yüzeyinde uğradığı yansıma ve kırılmada hem genlik hem de fazları bakımından değişikliğe uğradığını gösterir. Yansıyan dalganın paralel ve dik bileşenleri arasındaki faz farkı

$$\Delta = \delta_{rp} - \delta_{rs} \quad (31)$$

bağıntısıyla, genliklerin oranı ise

$$\tan \psi = \frac{|\tilde{r}_p|}{|\tilde{r}_s|} \quad (32)$$

bağıntısıyla belirlidir.

Yansıma elipsometrisi gelen ve yansıyan dalgaların polarizasyon hallerinin ölçülmesine dayanan bir yöntem olup, p – ve s – polarize bileşenlere ait kompleks Fresnel yansıtma katsayılarının

$$\rho = \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s}$$

oranını belirlemeye yarar. (27)–(28) bağıntılarıyla verilen kompleks Fresnel yansıtma katsayıları dikkate alınır, ρ ;

$$\rho = \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s} = \frac{|r_p| e^{i\delta_p}}{|r_s| e^{i\delta_s}} = e^{i\Delta} \tan \psi \quad (33)$$

şeklinde ifade edilir (Ohring, 2001).

(33) bağıntısında \tilde{r}_p ve \tilde{r}_s kompleks Fresnel yansıtma katsayılarının (15) ve (16) bağıntılarıyla verilen değerleriyle birlikte $n_0 \sin \phi_0 = \tilde{n}_1 \sin \phi_1$ Snell bağıntısı dikkate alınır, \tilde{n}_1 için

$$\tilde{n}_1 = n_0 \tan \phi_0 \left[1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 \phi_0 \right]^{(1/2)} \quad (34)$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı ışığın geldiği (0) ortamının n_0 kırılma indisinin bilinmesi ve belirli bir ϕ_0 gelme açısında ρ elipsometrik büyüklüğünün ölçülmesi halinde (1) ortamının \tilde{n}_1 kompleks kırılma indisinin belirlenebileceğini gösterir. $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik fonksiyonu

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = (n - ik)^2 \quad (35)$$

bağıntısıyla optik sabitlere bağlıdır. Burada ϵ_1 ve ϵ_2 ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin sırasıyla gerçel ve sanal kısımlarıdır.

Ölçülebilir nicelikler olan R_p ve R_s reflektansları pratik öneme sahip olup, absorplayıcı ortam yüzeyine eğik olarak gelen dalganın p - ve s - polarize bileşenleri için (23) bağıntılarıyla belirlidir. Absorplayıcı ortamlar için $\tilde{n}_1 = n - ik$ olduğu göz önüne alınarak kompleks Fresnel yansıtma katsayılarından itibaren bu bağıntılar hesaplanırsa

$$a = \left[\frac{(p^2 + q^2)^{\frac{1}{2}} + p}{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad b = \left[\frac{(p^2 + q^2)^{\frac{1}{2}} - p}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$p = 1 + (k^2 - n^2) \left(\frac{n_0 \sin \phi_0}{n^2 + k^2} \right)^2, \quad q = -2nk \left(\frac{n_0 \sin \phi_0}{n^2 + k^2} \right)^2$$

olmak üzere

$$R_p = \frac{n_0^2(a^2 + b^2) + (n^2 + k^2) \cos^2 \phi_0 - 2n_0 \cos \phi_0 (na + kb)}{n_0^2(a^2 + b^2) + (n^2 + k^2) \cos^2 \phi_0 + 2n_0 \cos \phi_0 (na + kb)} \quad (36)$$

$$R_s = \frac{n_0^2 \cos^2 \phi_0 + (a^2 + b^2)(n^2 + k^2) - 2n_0 \cos \phi_0 (na - kb)}{n_0^2 \cos^2 \phi_0 + (a^2 + b^2)(n^2 + k^2) + 2n_0 \cos \phi_0 (na - kb)} \quad (37)$$

bağıntıları elde edilir (Chopra, 1985). Dik geliş halinde, yani $\phi_0 = 0^\circ$ olması halinde (36) ve (37) bağıntılarından

$$R = R_p = R_s = \frac{(n - n_0)^2 + k^2}{(n + n_0)^2 + k^2} \quad (38)$$

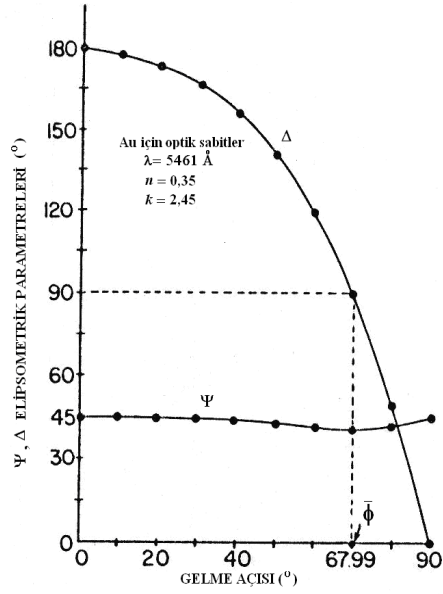
olduğu kolayca görülebilir. Polarize olmamış ışık için yüzeyin toplam reflektansı

$$R = \frac{1}{2}(R_p + R_s) \quad (39)$$

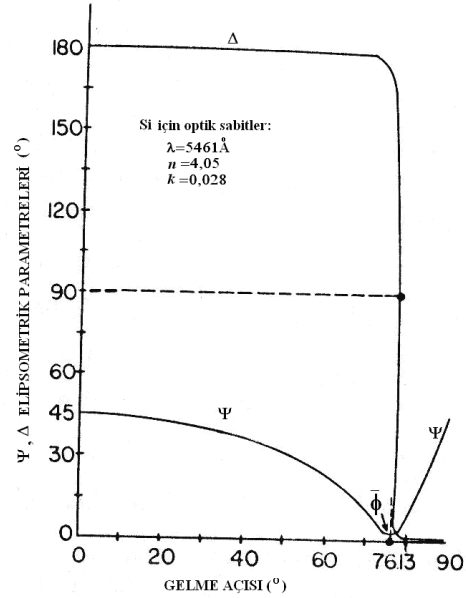
bağıntısıyla belirlidir.

(34), (36) ve (37) bağıntılarından görüldüğü gibi yarı-sonsuz bir absorplayıcı ortam yüzeyinden yansıyan ışığın polarizasyon halini karakterize eden ψ ve Δ elipsometrik parametreleriyle ortamın R_p ve R_s reflektansları, hem ortamın n ve k optik sabitlerine, hem de ışığın yüzeye ϕ_0 gelme açısına bağlıdır. Belirli bir absorplayıcı ortam için ψ ve Δ ile R_p ve R_s 'nin ϕ_0 gelme açısıyla değişimi karakteristik bir davranış gösterir. Şekil 2.3. de şiddetli absorplayıcı (k sönüm katsayısı büyük), Şekil 2.4. de ise zayıf absorplayıcı (k sönüm katsayısı küçük) iki metal için ψ ve Δ 'nın gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir (Azam ve Bashara, 1986). Şekil 2.5. te de karşılaştırma amacıyla bir dielektrik ortam ($k = 0$) için ψ ve Δ 'nın gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir. Şekil 2.3.-2.4. ve 2.5. den görüldüğü gibi Δ , $0^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$ arasında; ψ ise $0^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$ arasında değişir. Δ 'nın 0° den 180° ye geçişi dielektriklerde ani olduğu halde, metallerde k sönüm katsayısının değerine bağlı olarak yavaş ve kademeli olur. 0° den itibaren gelme açısı büyüdükçe ψ , 45° değerinden itibaren önce azalır ve bir minimumdan geçtikten sonra, gelme açısının 90° değerinde yeniden 45° deki değerine ulaşır.

Yansıyan ışığın p – ve s – polarize bileşenleri arasındaki faz farkının $\Delta = 90^\circ$ değerini aldığı gelme açısı değerine $\bar{\phi}$ asal gelme açısı adı verilir. Şekil 2.3.-2.4 ve 2.5. de görüldüğü gibi, $\bar{\phi}$ asal gelme açısında ψ elipsometrik parametresi minimum değere sahip olmaktadır. ψ 'nin bu minimum değerine $\bar{\psi}$ asal azimut açısı adı verilir. $\bar{\psi}$ asal azimut açısı değeri dielektrik ortam yüzeyinden yansıyan ışık için sıfır iken (Şekil 2.5.), absorplayıcı ortam için (Şekil 2.3.-2.4.) sıfırdan farklı olup, k sönüm katsayısının değerine bağlı olarak değişir.

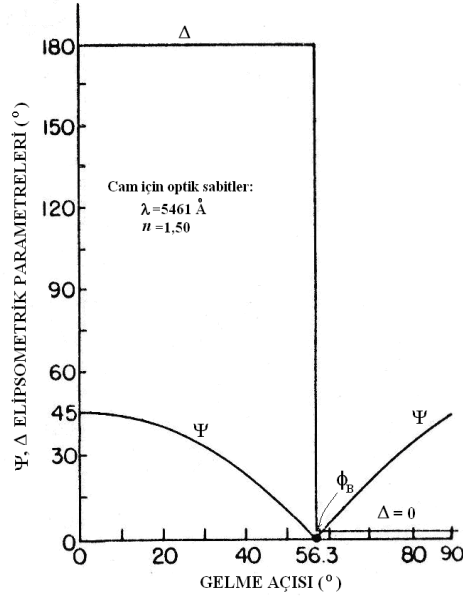


Şekil 2.3. Şiddetli absorplayıcı ortam (Au) için ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi

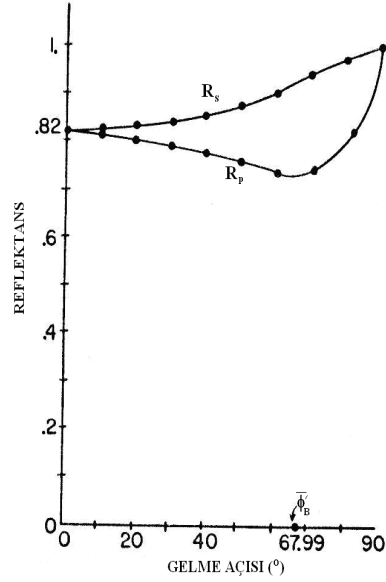


Şekil 2.4. Zayıf absorplayıcı ortam (Si) için ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi

Şekil 2.6. da bir absorplayıcı ortam yüzeyindeki yansımada (36) ve (37) bağıntılarından hesaplanan R_p ve R_s reflektanslarının gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir. Şekil 2.2. ile Şekil 2.6. karşılaştırılırsa dielektrik ve absorplayıcı ortamlar için R_p ve R_s reflektanslarının gelme açısıyla değişimlerinin birbirine benzediği görülmektedir. Ancak dielektrik ortamlar için $\bar{\phi}_B$ -Brewster açısında R_p sıfır olan bir minimumdan geçerken, absorplayıcı ortamlar için $\bar{\phi}$ asal gelme açısında R_p sıfır olmayan bir minimumdan geçer. Bu minimumun derinliği k sönüm katsayısının değerine bağlıdır. Absorplayıcı ortamlar için R_p 'nin minimum olduğu bu gelme açısına $\bar{\phi}'_B$ pseudo-Brewster açısı adı verilir. $\bar{\phi}'_B$ pseudo-Brewster açısı ile asal gelme açısı arasındaki fark genel olarak küçük olup (görünür bölgede 1° den daha küçük), ideal bir dielektrik için sıfırdır. Sonuç olarak, absorplayıcı ortamlar için $\bar{\phi}$ asal gelme açısı ile $\bar{\phi}'_B$ pseudo-Brewster açısı arasında küçük bir fark olduğundan bu açının dielektriklerdeki $\bar{\phi}_B$ -Brewster açısına karşı geldiği söylenebilir.



Şekil 2.5. Dielektrik ortam (cam) için ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi

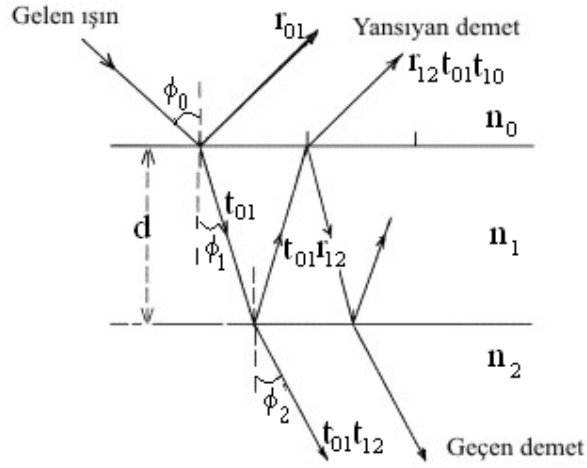


Şekil 2.6. $n_1 = 0,35$ ve $k_1 = 2,45$ olan absorptör bir ortamın yüzeyinden yansıyan p ve s polarize ışık bileşenleri için reflektansın gelme açısıyla değişimi

2.4. İNCE BİR FİLMDEN IŞIĞIN YANSIMASI VE GEÇİŞİ

Elipsometride polarize olmuş ışığın bir ince filmle kaplanmış taşıyıcıdan yansımaları ve geçişi oldukça önemlidir. Şekil 2.7. de gösterildiği gibi yarı-sonsuz dış ortam ve iletken taşıyıcı arasında bulunan paralel ve düzlem sınırlara sahip d kalınlığındaki bir ince film göz önüne alınsın. Böyle bir sistemde ışığın dalgaboyu, gelme açısı, filmin kalınlığı ve bütün ortamların (dış ortam, film ve taşıyıcı) kompleks kırılma indisleri yansımaları etkiler. Dış ortam, film ve taşıyıcının homojen ve sırasıyla n_0 , \tilde{n}_1 ve \tilde{n}_2 kırılma indisli izotropik ortamlar olduğu kabul edilsin.

Taşıyıcı ve üzerinde yer alan bir ince filmde oluşan yansıtıcı yüzeyin \tilde{r} toplam genlik yansıtma ve \tilde{t} toplam genlik geçirgenlik katsayılarını hesaplamak için ilk



Şekil 2.7. İnce bir filmde ışığın yansımaları ve geçişi

ara-yüzeyden yansımaların, filmde geçişin, ikinci ara-yüzeyden yansımaların ve çoklu iç yansıma bileşenlerinin sonsuz serisinin dikkate alınması gerekir. Bu kabuller kullanılırsa, ince filmde \tilde{r} ve \tilde{t} toplam yansıtma ve geçirgenlik katsayıları için

$$\tilde{r} = \frac{\tilde{r}_{01} + \tilde{r}_{12} \exp(-i2\delta_1)}{1 + \tilde{r}_{01} \tilde{r}_{12} \exp(-i2\delta_1)} \quad (40)$$

$$\tilde{t} = \frac{\tilde{t}_{01} \tilde{t}_{12} \exp(-i2\delta_1)}{1 + \tilde{r}_{01} \tilde{r}_{12} \exp(-i2\delta_1)} \quad (41)$$

bağıntıları elde edilir. Bu bağıntılarda \tilde{r}_{01} , \tilde{r}_{12} ve \tilde{t}_{01} , \tilde{t}_{12} , sırasıyla n_0/n_1 ve n_1/n_2 ara-yüzeylerindeki kompleks Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayılarıdır. δ_1 filmde faz kalınlığı olup,

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d \tilde{n}_1 \cos \phi_1 \quad (42)$$

bağıntısıyla belirlidir. Burada λ ışığın boşluktaki dalga boyu ve ϕ_1 film içindeki kırılma açısıdır. (40) ve (41) bağıntıları kullanılarak filmde reflektans (R) ve transmisyon (T) katsayıları için

$$R = \frac{r_{01}^2 + r_{12}^2 + 2r_{01}r_{12} \cos 2\delta_1}{1 + r_{01}^2 r_{12}^2 + 2r_{01}r_{12} \cos 2\delta_1} \quad (43)$$

$$T = \frac{n_2}{n_0} \frac{t_{01}^2 t_{12}^2}{1 + r_{01}^2 r_{12}^2 + 2r_{01}r_{12} \cos 2\delta_1} \quad (44)$$

bağıntıları elde edilir (Chopra, 1985). Bu genel bağıntılar ortamların kırılma indisleri cinsinden yazılabilir. Özel bir hal olarak, normal geliş halinde \tilde{n}_2 indisli taşıyıcı üzerindeki $\tilde{n}_1 = n - ik$ kompleks kırılma indisli absorplayıcı bir film için (40) ve (41) bağıntılarında \tilde{r}_{01} , \tilde{r}_{12} , \tilde{t}_{01} , \tilde{t}_{12} ve δ_1 niceliklerinin kompleks olduğu dikkate alınarak

$$R = \frac{A \cosh \alpha + B \sinh \alpha - C \cos \beta + D \sin \beta}{E \cosh \alpha + F \sinh \alpha - G \cos \beta + H \sin \beta} \quad (45)$$

$$T = \frac{8n_2(n^2 + k^2)}{E \cosh \alpha + F \sinh \alpha - G \cos \beta + H \sin \beta} \quad (46)$$

bağıntıları yazılabilir. Burada $\alpha = (4\pi/\lambda)kd$, $\beta = (4\pi/\lambda)nd$ olup, d filmin kalınlığı ve

$$A = (n^2 + k^2 + 1)(n^2 + k^2 + n_2^2) - 4n^2n_2$$

$$B = 2n[n_2(n^2 + k^2 + 1) - (n^2 + k^2 + n_2^2)]$$

$$C = (n^2 + k^2 - 1)(n^2 + k^2 - n_2^2) + 4k^2n_2$$

$$D = 2k[n_2(n^2 + k^2 - 1) - (n^2 + k^2 - n_2^2)]$$

$$E = (n^2 + k^2 + 1)(n^2 + k^2 + n_2^2) + 4n^2n_2$$

$$F = 2n[n_2(n^2 + k^2 + 1) + (n^2 + k^2 + n_2^2)]$$

$$G = (n^2 + k^2 - 1)(n^2 + k^2 - n_2^2) - 4k^2n_2$$

$$H = 2k[n_2(n^2 + k^2 - 1) + (n^2 + k^2 - n_2^2)]$$

dir. Bu bağıntılar elde edilirken dış ortamın kırılma indisi $n_0 = 1$ kabul edilmiştir. (45) bağıntısı yarı-sonsuz absorplayıcı bir ortam halinde (38) bağıntısına indirgenir.

2.5. METALLERDE KOMPLEKS DİELEKTRİK SABİTİNİN FREKANSLA DEĞİŞİMİ. DİSPERSİYON

Önceki bölümlerde Maxwell denklemleri göz önüne alınarak absorplayıcı ve absorplayıcı olmayan sürekli ortamlarda elektromanyetik dalgaların yayılması ele alındı. Bu incelemede elektromanyetik dalgaların ortamdaki yayılma hızı ve mutlak kırılma indisi için

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad \text{ve} \quad n = \sqrt{\epsilon \mu}$$

bağıntıları elde edildi. Elektromanyetik teoriye göre elde edilen bu bağıntılar kırılma indisinin sadece ortamın elektrik ve manyetik özelliklerine bağlılığını gösterip, kırılma indisinin frekansla değişimini ifade etmemektedir. Halbuki dielektrik sabitinin dolayısıyla kırılma indisinin elektromanyetik dalganın frekansına bağlı olduğu deneysel bir gerçektir. Elektromanyetik teorinin bu konudaki yetersizliğinin nedeni ortamların sadece makroskobik özelliklerinin göz önüne alınmış olmasındandır. Ortamların n ve k optik sabitlerinin frekansa bağlılığını ortaya koymak için ortamların mikroskobik özelliklerinin de göz önüne alınması gerekir. Dielektrik ortamlarda elektronlar atomun çekirdeğine çok sıkı bağlıdır. Dolayısıyla elektrik alan etkisinde kalan bir elektronun denge konumundan olan yerdeğiştirmesi çok küçük olur. Bununla birlikte metallerdeki serbest elektronlar gelen elektromanyetik dalga ile şiddetle etkileşir ve alan etkisiyle zamanın fonksiyonu olan periyodik bir yerdeğiştirmeye maruz kalırlar. Absorplayıcı ortamlarda bazı elektronlar dielektrik ortamlardaki gibi atomun çekirdeğine kuvvetli, bazı elektronlar ise zayıf bağlıdırlar. Zayıf bağlı elektronlar atomun çekirdeğinden kolayca ayrılabilir ve herhangi bir geri çağırıcı kuvvetin etkisinde kalmadan örgü içerisinde serbestçe hareket edebilirler.

Absorplayıcı ortam içerisinde kütlesi m , yükü e olan bir serbest elektronun x-ekseni doğrultusunda uygulanan $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$ elektrik alanının etkisindeki hareketi

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{x}}{dt} = -e\vec{E}_0 \exp(i\omega t) \quad (47)$$

bağıntısıyla belirlidir. Burada γ , birim kütle ve birim hız başına sönümleyici kuvvet olup, 1/zaman boyutundadır.

Serbest elektronun elektrik alan etkisindeki yerdeğiştirme vektörü (47) bağıntısıyla verilen diferansiyel denklemin çözümüyle belirli olup, bu yerdeğiştirme için

$$\vec{x} = \frac{e\vec{E}_0}{m(\omega^2 - i\gamma\omega)} \exp(i\omega t) \quad (48)$$

bağıntısı yazılabilir. Ortamın elektriksel polarizasyonunu ifade eden birim hacimdeki toplam dipol moment vektörü

$$\vec{P} = N e \vec{x} \quad (49)$$

bağıntısıyla belirlidir. Burada, N birim hacimdeki serbest elektron sayısıdır. \vec{P} dipol moment vektörü

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon} \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (50)$$

Maxwell denklemleriyle absorptlayıcı ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitine ve \vec{E} elektrik alan vektörüne bağlıdır. Absorptlayıcı ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabiti için (48), (49) ve (50) bağıntılarından

$$\tilde{\epsilon} = 1 + \frac{4\pi N e^2 / m}{\omega^2 - i\gamma\omega} \quad (51)$$

ifadesi bulunmuş olur. Bu bağıntıda

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$$

olup, hacim plazma frekansı olarak adlandırılır. Bu durumda absorptlayıcı ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabiti

$$\tilde{\epsilon} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega} \quad (52)$$

şeklinde daha basit hale indirgenmiş olur. Absorptlayıcı ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımları için (52) bağıntısından

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (53)$$

$$\epsilon_2 = 2nk = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \quad (54)$$

bağıntıları yazılabilir (Ward, 1988). Metallerin çoğu için yakın morötesi bölgede $\omega^2 \gg \gamma^2$ olduğundan (53) ve (54) bağıntıları yaklaşık olarak

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (55)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3} \quad (55)$$

şeklinde yazılabilir. Bu bağıntılardan görüleceği gibi, ω_p hacim plazma frekansında absorptlayıcı ortamın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımları bir metalde hacim plazma titreşimlerinin uyarıldığını gösteren

$$\varepsilon_1(\omega_p) = 0 \quad \text{ve} \quad \varepsilon_2(\omega_p) \ll 1$$

karakteristik değerlerine sahip olur.

2.6. YARIİLETKENLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİ

Yarıiletkenlerin çoğu yüksek reflektansları nedeniyle görünüm olarak metallere zor ayırdedilebilir. Bunlar spektrumun görünür bölgesinde genel olarak metaller gibi şiddetli absorptör olup, absorpsiyon katsayıları 10^5 cm^{-1} mertebesindedir. Bütün saf yarıiletkenlerin karakteristik özelliği, genellikle yakın ya da orta kızıl ötesi bölgedeki belirli bir dalgaboyunda absorpsiyon katsayısının aniden hızla azalması ve daha uzun dalgaboylarında ise geçirgen olmalarıdır. Absorpsiyondaki bu karakteristik düşme literatürde “**absorpsiyon kenarı**” olarak bilinir. Yarıiletkenlerin, absorpsiyon kenarı ötesindeki dalgaboylarında gösterdiği saydamlık, ancak yarıiletkenin serbest taşıyıcılardan ileri gelen absorpsiyonunun temel absorpsiyonu bastırmayacak kadar küçük olmasını sağlayacak derecede saflaştırılmış olması halinde kendini gösterir. Safsızlıkların bulunması halinde yarıiletken morötesi bölgeden radyo dalgalarına kadar genellikle opak olur (Derin, 1997).

Yarıiletkenlerin band yapısının belirlenmesinde kullanılan en basit metot absorpsiyon spektrumunu ölçmektir. Optik absorpsiyon spektrumunun analizi band yapısı ve yasak enerji aralığı hakkında önemli bilgiler sağlar. Spektrumun alçak enerji parçası atomik titreşimler hakkında bilgi verirken, yüksek enerji parçası malzemedeki elektron enerji düzeyleri hakkında bilgi verir. Fotonla uyarılan elektronik geçişler ya band aralığının belirlenmesine götüren band arası geçişler, ya da serbest taşıyıcı absorpsiyonu gibi bir band içerisinde oluşan geçişler şeklinde olabilir.

Bir ortamın absorpsiyonu, ışığın yayıldığı yol boyunca şiddetindeki azalmanın bağlı oranını tanımlayan α absorpsiyon katsayısı cinsinden ifade edilir. Absorpsiyon katsayısı ise, ortamda birim uzunluktaki yol boyunca absorplanan şiddet kesri olarak tanımlanır. “Absorpsiyon kenarına” yakın dalgaboylarında α absorpsiyon katsayısı T transmisyonuna

$$\alpha = -\left(\frac{1}{d}\right) \ln(T) \quad (56)$$

bağıntısıyla bağlıdır (Martin ve Strobel, 2000; Ilenikhena, 2008; Bagul ve Chavhan ve Sharma, 2007). Ortamın T transmisyonu ve A absorbansı arasında

$$A = -\log(T)$$

bağıntısı olduğundan α absorpsiyon katsayısı A absorbansı cinsinden

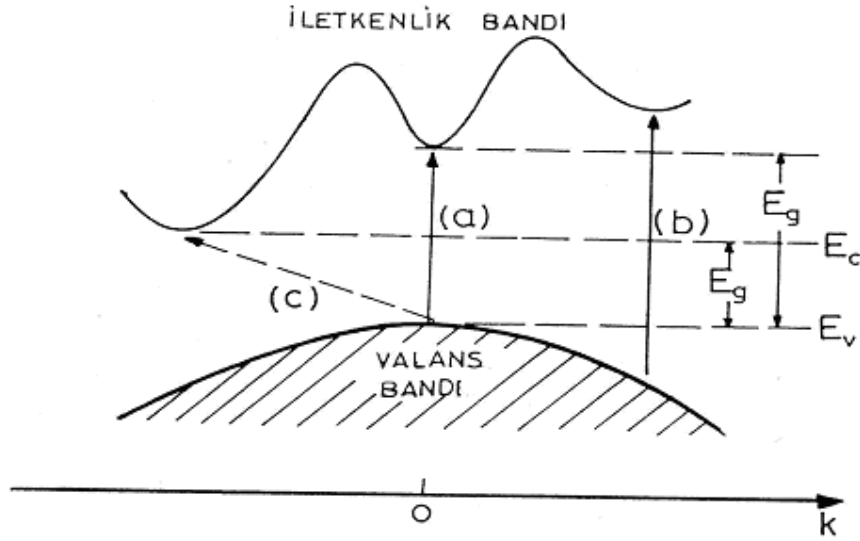
$$\alpha = 2,303 \frac{A}{d} \quad (57)$$

şeklinde de ifade edilebilir. Burada d filmin kalınlığıdır.

Birçok amorf yarıiletkenlerde “absorpsiyon kenarı” yakınındaki absorpsiyon katsayısı foton enerjisine üstel bir fonksiyonla bağlıdır (Sagade ve Sharma, 2008; George ve Joseph, 1984; Derin ve Kantarlı, 2009; Gadave ve Lokhande, 1993; Rastogi ve Salkalachen, 1982; Martin ve Strobel, 2000; Ilenikhena, 2008):

$$(\alpha h\nu) = \beta (h\nu - E_g)^\eta \quad (58)$$

burada $h\nu$ foton enerjisi, E_g yarıiletkenin yasak band aralığı, β bir sabit, η geçişlerin cinsini ifade eden bir sayı olup; izin verilen doğrudan geçişler için 1/2 ye, yasaklanmış doğrudan geçişler için 3/2 ye (Şekil 2.8. de gösterilen (a) ve (b) geçişleri) ve fononların hesaba katılmasını gerektiren dolaylı geçişler (Şekil 2.8. de gösterilen (c) geçişi) için ise 2 ye eşittir. E_g yasak band aralığının genişliği $h\nu$ ye karşı $(\alpha h\nu)^{1/\eta}$ 'nın çizilen eğrisinin doğrusal parçasının ekstrapolasyonu ile belirlenebilir. Bu çizim η 'nın farklı değerleri için yapılır, en iyi doğruyu veren η değeri geçişlerin cinsini gösterir.

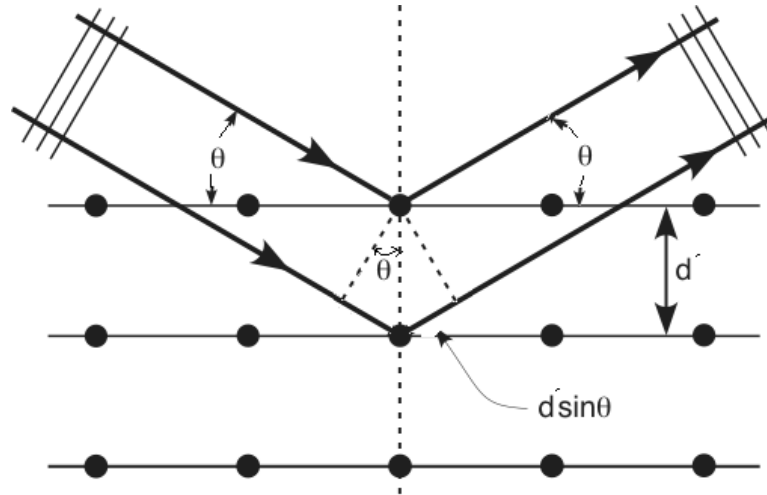


Şekil 2.8. Optik geçişler; (a) ve (b) doğrudan geçişler, (c) kristal örgü titreşimlerini içeren dolaylı geçişler

2.7. KRİSTALDE X-IŞINI KIRINIMI

Kristal yapı X-ışınlarının kırınımı yardımıyla incelenebilir. Kırınım olayı kristalin yapısına ve kullanılan ışığın dalgaboyunu bağlıdır. Optik dalgaboylarında (5000 Å gibi), bir kristalin bireysel atomları tarafından esnek olarak saçılmaya uğratılan ışınların üst üste binmesi, bilinen optik kırılmayı meydana getirir. Gelen ışığın dalgaboyu örgü sabiti ile karşılaştırılabilecek büyüklükte ya da daha küçük olduğu zaman gelme doğrultusundan oldukça farklı doğrultularda kırınıma uğrayan demetler gözlenir. X-ışınlarının dalgaboyları 0,1-100 Å mertebesinde olduğundan kristallerde X-ışınları kırınımına uğrar.

Bir kristal tarafından kırınıma uğrayan X-ışınlarının basit bir açıklaması W.L. Bragg tarafından yapılmıştır. Bragg bağıntısı basit fakat deneysel sonuçlarla uyumlu olan tek ifadedir. Şekil 2.9. da gösterildiği gibi, gelen dalgaların kristaldeki atomların bulunduğu düzlemlerden düzgün olarak yansıdığı düşünülün. Böyle bir yansımada gelme açısı yansıma açısına eşittir. Atomların bulunduğu paralel düzlemlerden olan yansımalar yapıcı girişim oluşturacağından kırınım deseni gözlenir. Bu kırınım olayında X-ışınları elastik olarak saçılır ve dolayısıyla enerjisi değişmez.



Şekil 2.9. Kristal örgü düzlemlerinden X-ışınlarının yansıması

Şekil 2.9. da gösterildiği gibi, kristal örgü düzlemleri arasındaki mesafe d' olsun. Bu durumda ardışık düzlemlerden yansıyan ışınlar arasındaki optik yol farkı $2d' \sin \theta$ dir. Burada θ açısı düzlemin yüzeyinden itibaren ölçülür. Ardışık düzlemlerden olan yansımada yapıcı girişim koşulu optik yol farkının λ dalgaboyunun m' tam sayı katlarına eşit olmasını gerektirir. Bu koşul matematiksel olarak

$$2d' \sin \theta = m' \lambda$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $m' = 1, 2, 3, \dots$ olup, kırınımın mertebesidir. Sadece $\lambda \leq 2d'$ dalgaboyları için sağlanan bu bağıntı Bragg yasası olarak adlandırılır.

Her bir düzlemde düzgün yansıma olmasına rağmen, sadece belirli θ açılarındaki yansımalar aynı fazda birbirini destekler ve kuvvetli bir yansıma oluşturur. Eğer her bir düzlem ideal yansıtıcı ise o zaman sadece ilk paralel düzlemden olan yansıma gözlenir ve bu düzlemlerden herhangi bir dalgaboyu yansımış olur. Ancak, gerçek bir kristalde her bir düzlem gelen ışının sadece 10^{-3} ile 10^{-5} oranını yansıttığından, kristalin 10^3 ile 10^5 tane düzlemi Bragg yansımasının oluşumuna katkıda bulunur.

Bragg yasası örgünün periyodikliğinin bir sonucu olup, her örgü noktasındaki baz atomunun cinsi hakkında bilgi vermemesine karşın, düzlem takımından olan çeşitli kırınım mertebelerinin bağıl şiddeti yardımıyla yapının içeriği belirlenebilir (Kittel, 2005).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI

Bu çalışmada vakumda buharlaştırma yöntemiyle cam ve Cu taşıyıcılar üzerinde Cu_2S ince filmleri hazırlandı. Opak ($\sim 5000 \text{ \AA}$ kalınlığında) Cu taşıyıcılar optikçe düz ve kimyasal olarak temizlenmiş cam yüzeyleri üzerinde oda sıcaklığında 10^{-5} torr mertebesindeki vakumda ısısal buharlaştırma yöntemiyle elde edildi. Buharlaştırma işlemi kristal kalınlık ölçüm cihazı ile donatılmış 12E3 model EDWARDS yüksek vakum kaplama cihazıyla yapıldı. Hazırlanan Cu filmler temiz bir cam taşıyıcıyla birlikte $\text{Cu}_2\text{S}/\text{Cu}$ ve Cu_2S örneklerinin hazırlanmasında kullanıldı. Cu_2S örnekleri 295 K, 373 K ve 473 K gibi farklı taşıyıcı sıcaklıklarında vakumda buharlaştırma yöntemiyle büyütüldü. Taşıyıcı sıcaklığı bakır-konstantan termo çifti ile ölçüldü. Cu filmlerin yapımında “Johnson Matthey Chemicals Limited” tarafından üretilmiş olan % 99,999 saflıkta bakır parçacıkları, Cu_2S filmlerin yapımında ise “Merck” firmasından temin edilen 5,6 g/ml yoğunluğa ve % 99,999 saflığa sahip sentetik toz Cu_2S kullanıldı. Cu taşıyıcılar konik sepetçik şeklinde kıvrılmış tungsten tel potalardan, Cu_2S ince filmleri ise molibden potalardan buharlaştırıldı. Kaynak-taşıyıcı uzaklığı Cu taşıyıcılar için 4 cm, Cu_2S ince filmleri için 8 cm olarak alındı. Buharlaştırma hızı potadan geçirilen akım şiddetiyle kontrol edildi. Cu_2S ince filmlerinin kalınlığı “Edwards marka FTM 6” model dijital film kalınlık kontrol cihazı ile ölçüldü.

3.2. TAŞIYICILARIN TEMİZLENMESİ

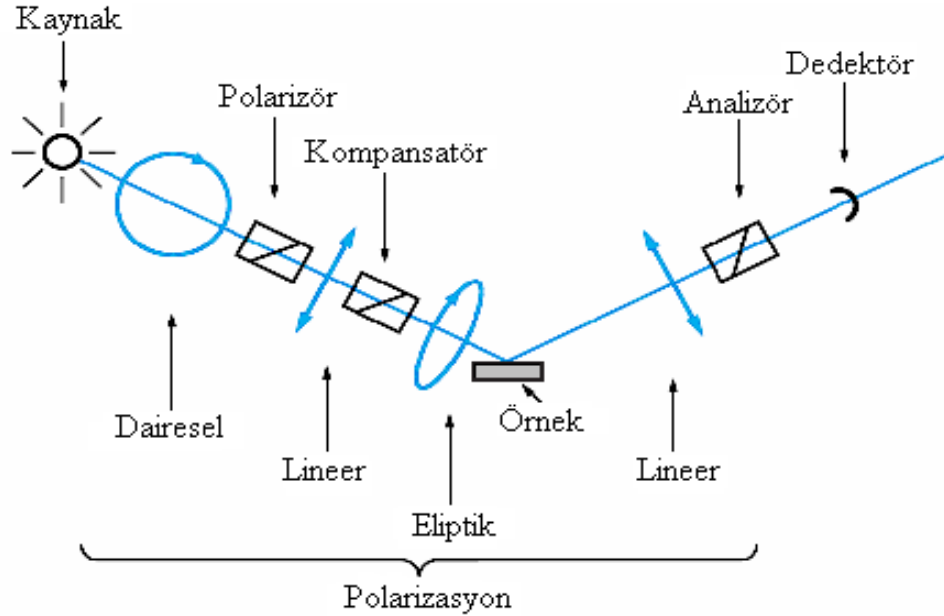
Yüksek kalitede filmler hazırlamak için taşıyıcı yüzeyinin temizliği oldukça önemlidir. Bu çalışmada kullanılan cam taşıyıcıların yüzeyi Bennett ve Bennett tarafından önerilen aşağıdaki işlemlerden geçirilerek temizlendi (Ward, 1988) :

- Cam taşıyıcılarının yüzeyi deterjan içeren suda pamukla ovularak yıkandı.
- İyice durulandıktan sonra saf suya daldırıldı.
- Deterjanlı saf su içeren ultrasonik temizleme banyosunda yaklaşık 20 dakika yıkandı.

- Sadece saf su içeren ultrasonik banyoda yaklaşık 20 dakika durulandı.
- Saf aseton ve takiben vakumlu bir fırında kurutuldu.

3.3. ELİPSOMETRE İLE ÖLÇÜMLER

Elipsometri bir optik ölçme tekniği olup, esaslı örnekten yansıyan (ya da geçen) ışığın polarizasyon halindeki değişimin ölçülmesine dayanır. Lineer polarize ışık demeti eğik geliş halinde absorptivite bir ortam yüzeyinden yansıtılırsa, bölüm 2.2. de anlatıldığı gibi eliptik polarize olarak yansır. Yansıyan ışığın polarizasyon halinde meydana gelen değişimi karakterize eden ψ ve Δ elipsometrik parametreleri örnekten önce bir polarizör ve kompensatör, örnekten sonra ise bir analizör kullanılarak ölçülebilir. ψ ve Δ 'nın ölçülmesini sağlayan deneysel düzeneğe "Elipsometre" adı verilir. Bu çalışmada Şekil 3.1. de şematik olarak gösterilen L119X Gaertner Elipsometresi kullanıldı. Bu deneysel düzende kompensatör, polarizör ile incelenen



Şekil 3.1. L119X Gaertner elipsometresinin şematik gösterimi

yansıtıcı yüzey arasındadır. Monokromatörden elde edilen monokromatik ışık sırasıyla kolimatör, polarizör (Glan-Thompson prizması) ve kompensatör (Babinet-Soleil kompensatörü) den geçer. Polarizör, analizör ve kompensatörün azimutal

yönelmelerinden gelen ışının p – ve s – polarize bileşenleri arasındaki faz farkı ve genliklerinin oranı belirlenir. Çift kırıcı bir optik sistem olan kompensatör, geçen olağan ve olağanüstü ışınlar arasında δ gibi bir faz farkı meydana getirir. Kompensatörün oluşturduğu faz farkı

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) t' (n_o - n_e)$$

bağıntısıyla belirli olup, çift kırıcı levhanın t' kalınlığına, ışığın λ dalgaboyuna ve levhanın olağan ve olağanüstü ışınları için kırılma indisleri olan n_o ve n_e arasındaki farka bağlıdır (Archer, 1968). Böylece kompensatör, polarizörden çıkan lineer polarize ışığı eliptik polarize ışığa dönüştürür.

Bu çalışmada Archer ve Shank'ın ideal kompensatörler için tanımladığı ölçüm tekniği kullanılmıştır. Bu teknikte kompensatör gelen demetin yolu üzerine ve optik eksenine gelme düzlemiyle $+45^\circ$ açı yapacak şekilde yerleştirilir. Yüzeğe gelen dairesel polarize ışık polarizör azimutunun değiştirilmesi ile uygun bir şekilde ayarlanarak, incelenen yüzeyden lineer polarize olarak yansımaları sağlanır. Yüzeyden yansıyan lineer polarize ışık demeti analizör azimutunun uygun yönelimiyle sönmümlenir. Işık demetinin sönmümlendiği durumda polarizör ve analizör yönelimleri okunur. Örnek yüzeyinden yansıyan lineer polarize demet, P_0 ve P'_0 polarizör açılarına karşılık gelen A_0 ve A'_0 analizör açılarında olmak üzere iki farklı bölgede sönmümlenir. İki farklı sönmüm konumundaki polarizör ve analizör okumalarını ψ ve Δ elipsometrik parametrelerine bağlayan bağıntılar Archer ve Shank tarafından

$$\tan \Delta' = \sin \delta \tan(2P_0 - 90^\circ) \quad (59)$$

$$\cos 2L = -\cos \delta \cos 2P_0 \quad (60)$$

$$\tan \psi = \cot L \tan(-A_0) \quad (61)$$

$$\tan \psi = \cot L' \tan(A'_0) \quad (62)$$

$$\tan^2 \psi = \tan(-A_0) \tan(A'_0) \quad (63)$$

şeklinde verilmiştir (Archer ve Shank, 1967; Archer, 1968). Burada δ kompensatörün bağıl geciktirmesi, $\tan L$ gelen ışığın p – ve s – polarize bileşenlerinin genliğinin oranıdır. Deneysel olarak belirlenen A_0 ve A'_0 sönmüm

konumlarının açısal değerleri (63) bağıntısında yerine yazılarak ψ elipsometrik parametresi bulunur. (61) bağıntısından bulunan L değeri (60) bağıntısında yerine yazılarak kompensatörün olağan ve olağanüstü ışınları arasında oluşturduğu δ geciktirmesi belirlenir. δ 'nın bulunan bu değeri (59) bağıntısında kullanılarak Δ' bulunur. Polarizörün P_0 ve P'_0 sönüm konumları sırasıyla $-135^\circ \leq P_0 \leq 45^\circ$ ve $-45^\circ \leq P'_0 \leq 135^\circ$ aralığındadır. $-135^\circ \leq P_0 \leq 45^\circ$ sönüm konumu için

$$\Delta = -\Delta'$$

ve $-45^\circ \leq P'_0 \leq 135^\circ$ deki sönüm konumu için ise

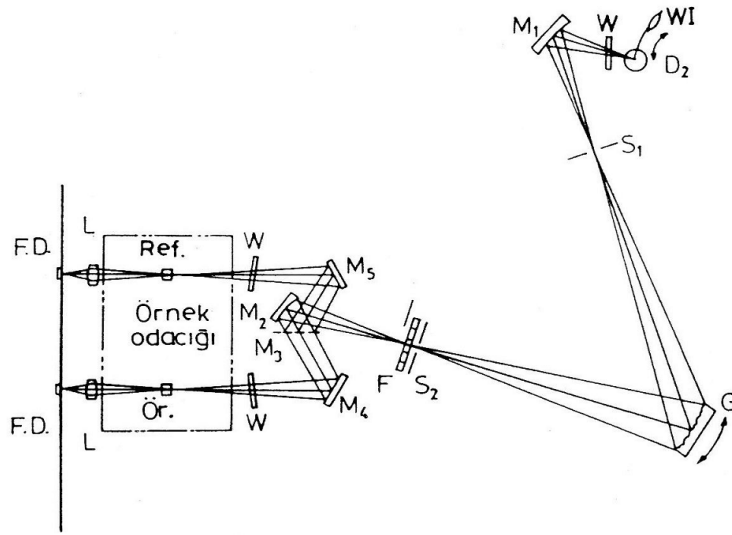
$$\Delta = -\Delta' + 180^\circ$$

dir. Bu şekilde belirlenen ψ ve Δ elipsometrik parametreleri kullanılarak incelenen yüzeyin n ve k optik sabitleri (34) bağıntısından hesaplanabilir.

Ölçümlerde sönüm konumlarının duyarlı bir şekilde belirlenebilmesi için fotokatlandırıcıya bağlı bir mikrofotometre kullanıldı. Fotokatlandırıcı, fotoelektrik olaya göre çalışır ve fotoelektrik akım şiddetinin çok az olduğu durumlarda fotoelektrik akım şiddetini artırmaya yarar. Fotoelektrik akım, mikrofotometrenin ölçü aletinde ışık şiddetiyle orantılı bir sapma olarak gözlenir. Sönüm konumunun bulunmasındaki duyarlılığı artırmak ve fotokatlandırıcıyı şiddetli ışıktan korumak için teleskoptan yansıyan demete önce gözle bakılarak polarizör ve analizör sönüm konumları yaklaşık olarak ayarlanır. Sonra fotokatlandırıcı demetin yolu üzerine getirilir. Polarizör dairesi yavaş yavaş döndürülerek mikrofotometrede gözlenen minimum şiddetin her iki tarafında eşit şiddet okumaları P^+ ve P^- olarak kaydedilir. Polarizörün gerçek sönüm konumu $(P^+ + P^-)/2$ dir. Polarizör belirlenen sönüm konumuna kurulduktan sonra analizör dairesi yavaş yavaş döndürülerek mikrofotometrede gözlenen minimum şiddetin her iki tarafında eşit şiddet okumaları A^+ ve A^- olarak kaydedilir. Analizörün gerçek sönüm konumu $(A^+ + A^-)/2$ dir. Böylece, polarizör ve analizörün sönüm konumları duyarlı bir şekilde belirlenmiş olur.

3.4. SPEKTROFOTOMETRE İLE ÖLÇÜMLER

Bu çalışmada incelenen $\text{Cu}_2\text{S}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sistemlerinin reflektans spektrumları ve cam taşıyıcılar üzerindeki filmlerin transmittans spektrumları çift ışın yollu SHIMADZU UV-160A spektrofotometresiyle ölçüldü. Şekil 3.2. de SHIMADZU UV-160A spektrofotometresinin optik diyagramı gösterilmiştir. Spektrofotometrenin ölçü aralığı 2000-11000 Å, band genişliği 20 Å, ölçü adımı 1 Å ve dalgaboyu duyarlılığı $\pm 0,5$ Å dir.



Şekil 3.2. Spektrofotometrenin optik diyagramı

D₂: Döteryum lambası

WI: Halojen lamba

M₃: Yarı-geçirici ayna

L: Mercek

Ör.: Örnek hücresi

Ref.: Referans Hücresi

F.D.: Fotodiyod

W: Pencere levhası

M₁-M₅: Aynalar

F: Filtre

G: Kırınım ağı

S₁: Giriş Fantı

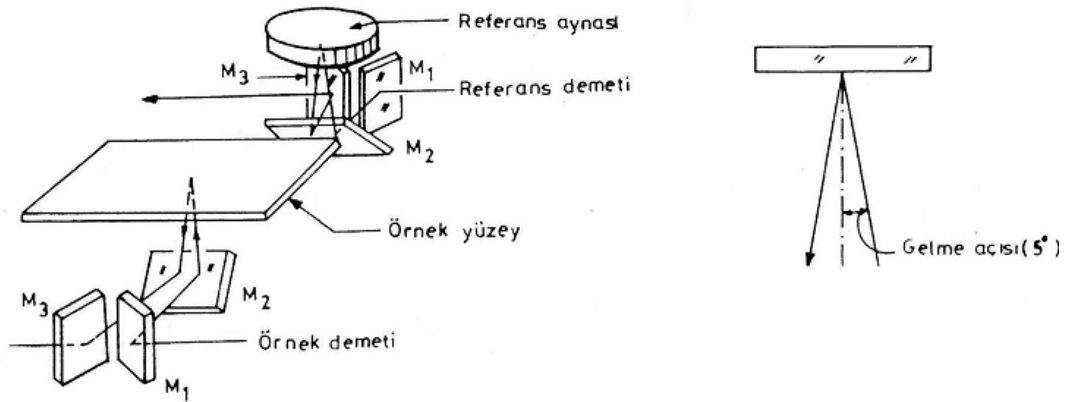
S₂: Çıkış Fantı

Işık kaynağından (döteryum ya da halojen lamba) yayımlanan ışık demeti M₁ aynasından yansıtılarak monokromatöre gelir. Işık kaynakları çalışma dalgaboyunda otomatik olarak değiştirilir. D₂ döteryum lambası 2000 Å dan kaynak

değiştirme dalgaboyunun 1 \AA öncesine kadar olan bölgede çalışır. WI halojen lambası ise kaynak değiştirme dalgaboyundan 11000 \AA 'a kadar olan bölgede çalıştırılır. Kaynak değiştirme dalgaboyu 2950 \AA ile 3640 \AA aralığındaki herhangi bir değere ayarlanabilir. Kaynakların konumu maksimum duyarlılık elde edilecek şekilde otomatik olarak ayarlanmakta olup, toplayıcı ayna ısı ve ozon etkisini önlemek için lamba yuvasının dışına yerleştirilmiştir. Işık kaynakları hariç diğer bütün elemanlar tozlanmaya karşı W penceresiyle dış atmosferden yalıtılmıştır.

Monokromatörde, milimetresinde 900 çizgi bulunan aberasyonu giderilmiş konkav holografik bir kırınım ağı kullanılmıştır. Monokromatörden gelen ışık demeti 20 \AA açıklığa sahip S_2 fantundan ve F filtresinden geçerek, M_2 aynasından yansır ve yarı-geçirici M_3 aynasında iki demete bölünür. Demetlerden her biri kendilerine ait hücrelerden geçtikten sonra fotodiyod dedektöre ulaşırlar.

Shimadzu UV-160 A spektrofotometresinde kullanılan speküler reflektans takımı 5° 'lik bir gelme açısına göre düzenlenmiş olup, optik diyagramı Şekil 3.3. de gösterilmiştir.



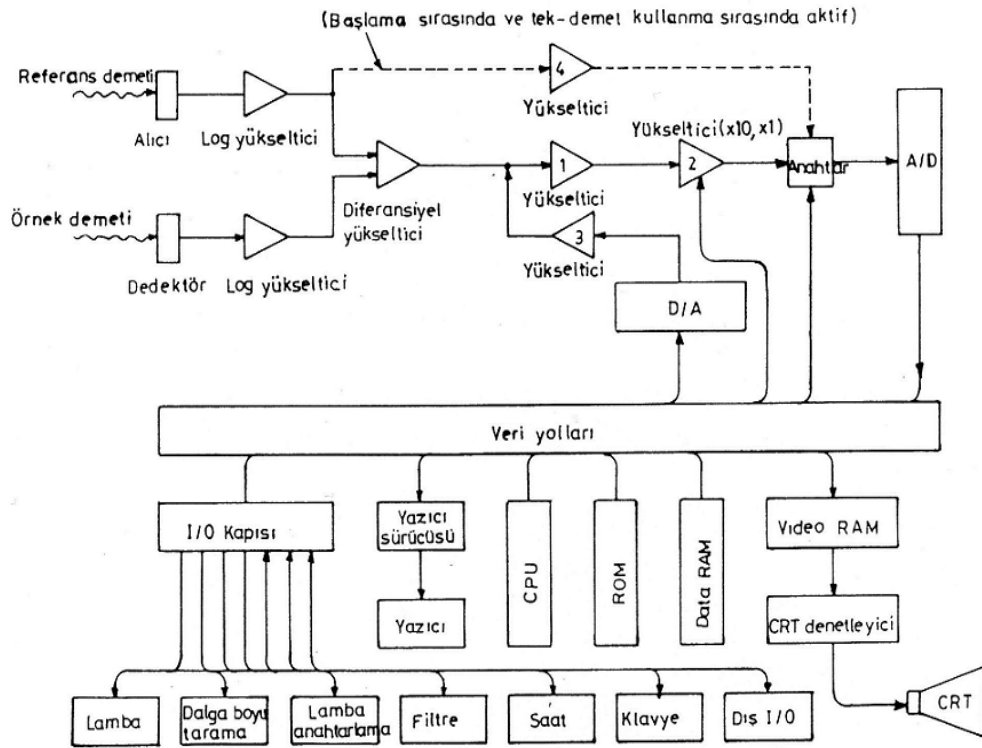
Şekil 3.3. Speküler reflektans takımı: optik diyagramı

Örnek ve referans kollarının optiği tamamen simetriktir. Örnek odacığına giren monokromatik ışık demeti önce M_1 aynasından yansır ve daha sonra demet yoluna göre 45° eğimli M_2 aynasından yansarak yukarı doğru yönelir. Yukarı doğru yönelen demet 5° 'lik bir gelme açısı altında referans aynasına ya da ölçülecek örnek

yüzeyine çarparak aşağı doğru yansır. Yansıyan bu demet, yolu üzerindeki 45° eğimli M_2 aynasından tekrar yansıyarak yatay doğrultuda M_3 aynasına ve oradan da örnek odacığı çıkış fantını geçip, dedektöre ulaşır.

Spektrofotometrenin elektronik sisteminin blok diyagramı Şekil 3.4. de gösterilmiştir. Esas kontrol elemanı CPU mikro-bilgisayarı olup, ışık kaynaklarının çalışmasını, lamba değişimini, dalga boyu taramayı, görüntülemeyi, klavyeyi ve yazıcıyı kontrol eder.

Örnek ve referans demetleri birer fotodiyod dedektörle algılanır, logaritmik olarak dönüştürülür ve diferansiyel yükseltici ile farkları elde edilir. Bundan sonra bir miktar sinyal eklenerek, sinyalin sıfır seviyesi absorbans sıfırına ayarlanır. Daha sonra bu sinyal 1 ve 2 yükselticilerinden geçer. 1 yükselticisi sinyal seviyesini duyarlı bir şekilde ayarlamaya yarar. 2 yükselticisi ise sinyali 10 katına kadar yükseltir. Son olarak, A / D dönüşümü yapılarak sinyal CPU bilgisayar tarafından okunur (Derin, 1997).



Şekil 3.4. Spektrofotometrenin elektronik sisteminin optik diyagramı

3.5. DİFRAKTOMETRE İLE ÖLÇÜMLER

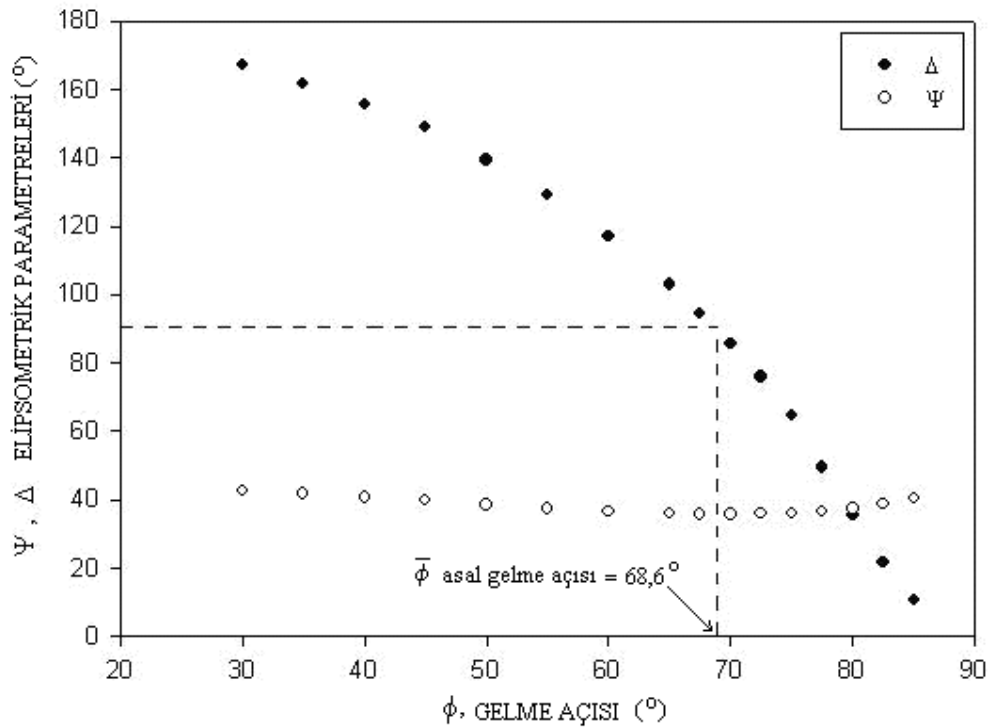
Hazırlanan örneklerin X-ışını kırınım verileri $\text{CuK}\alpha$ ışını ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$) kullanılarak, Phillips X-ışını difraktometresiyle elde edildi. Difraksiyon spektrumları 2θ tarama modunda ölçüldü.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. YANSITICI BAKIR FİLMLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİ

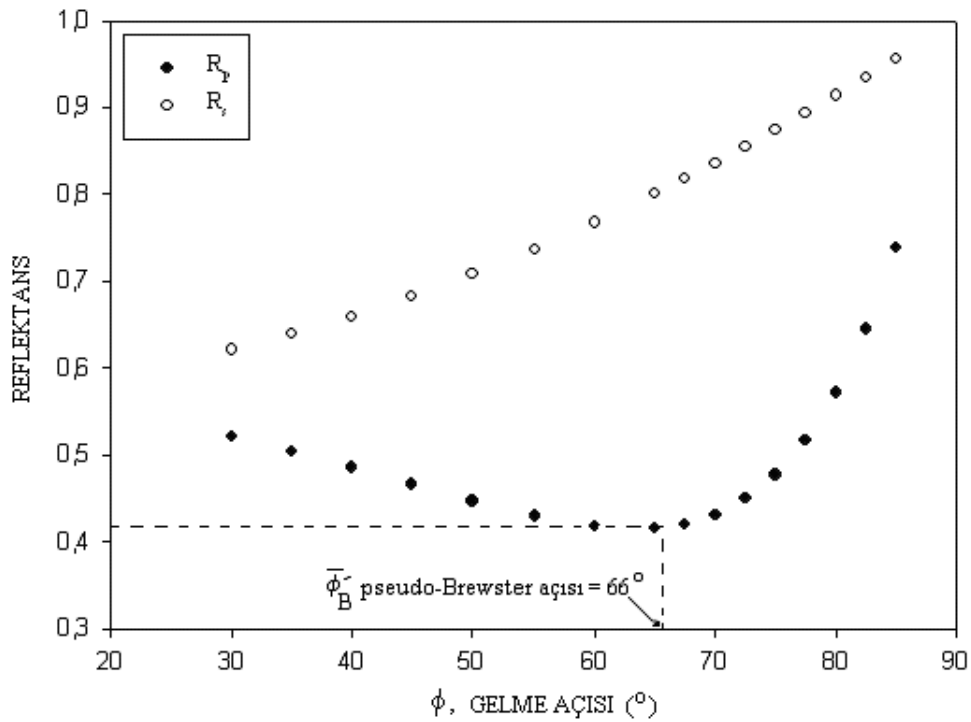
4.1.1 Asal gelme açısının belirlenmesi

Şekil 4.1. de, 5461 Å dalgaboylu ışık kullanılarak, opak Cu filmin (~5000 Å kalınlığında) ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısı ile değişimi gösterilmiştir. İletken ortamlar için teorik davranışa uygun olarak (Hass ve Thun, 1964; Azam ve Bashara, 1986) Δ 'nın 90° değerini aldığı gelme açısında ψ 'nin sıfır olmayan bir minimumdan geçtiği görülmektedir. Cu film için asal gelme açısı değeri 68,6° olarak bulunur.



Şekil 4.1. 5461 Å dalgaboylu ışık için ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin gelme açısı ile değişimi

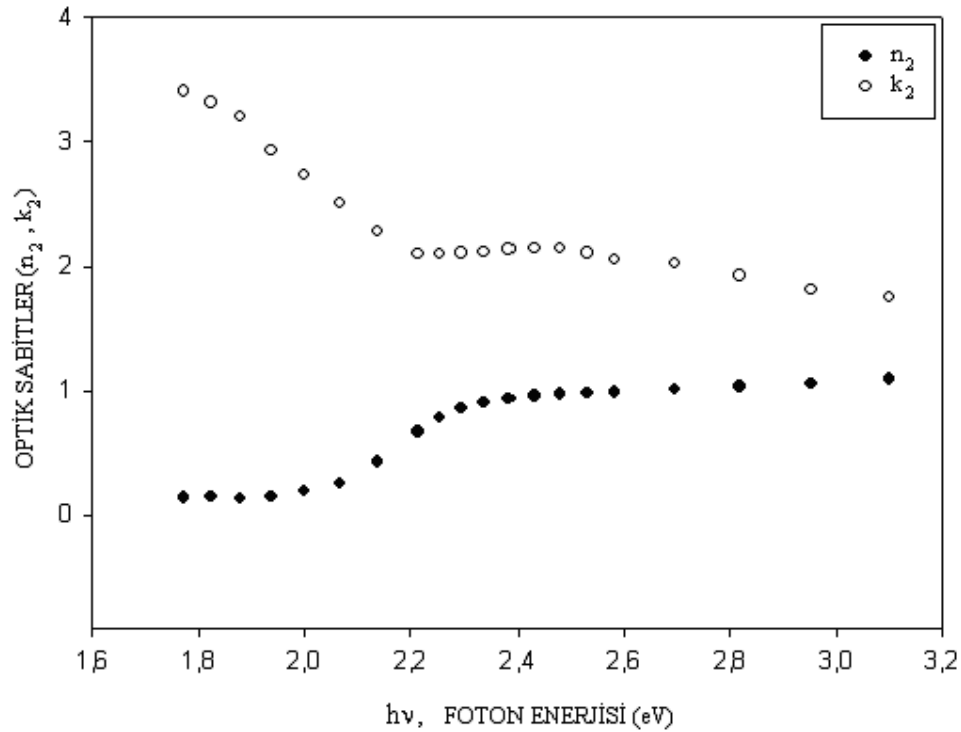
Şekil 4.2. de aynı filmin 5461 Å dalgaboylu ışık yardımı ile bulunan optik sabitleri kullanılarak, (36)-(37) bağıntılarıyla hesaplanan R_p ve R_s reflektanslarının gelme açısı ile değişimi gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, bölüm 2.2 de iletken ortamlar için tanımlanan davranışa uygun olarak, dik geliş ($\phi_0 = 0^\circ$) halinde R_p ve R_s eşit olup, gelme açısı büyüdükçe R_s sürekli olarak artar iken, R_p gelme açısının $\bar{\phi}_B \cong 66^\circ$ değerinde bir minimumdan geçer. R_p 'nin minimum olduğu bu gelme açısı değeri bölüm 2.2 de tanımlanan pseudo-Brewster açısıdır. Bu değer Şekil 4.1. de gösterilen deneysel ψ ve Δ değerlerinin gelme açısı ile değişimlerinden elde edilen asal gelme açısının $68,6^\circ$ 'lik değerine yakındır. Hem belirlenen asal gelme açısı hem de pseudo-Brewster açısı değerleri literatürde başka araştırmacılar tarafından bulunan değerlerle uyumludur (Fujiwara, 2007).



Şekil 4.2. 5461 Å dalgaboylu ışık için R_p ve R_s reflektanslarının gelme açısı ile değişimi

4.1.2. Bakırın optik sabitleri ve elektronik özellikleri

Oda sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde elde edilen opak Cu filmin yapılan elipsometrik ölçümlerinin sonuçları kullanılarak (59)-(63) bağıntılarından hesaplanan ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ile bunlara karşı (34) bağıntısından hesaplanan n_2 ve k_2 optik sabitleri çizelge 1 de verilmiştir. Şekil 4.3. te de çizelge 1 de verilen n_2 ve k_2 değerlerinin foton enerjisi ile değişimi gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi n_2 kırılma indisi alçak enerji bölgesinde küçük değerlere sahipken, 2,0 eV foton enerjisinden itibaren daha yüksek enerjilere doğru gidildikçe hızlı bir değişim gösterir. k_2 sönüm katsayısı ise yüksek enerjilere doğru gidildikçe önce hızlı bir şekilde azalır ve daha küçük değerler alır. Optik sabitlerin bu davranışı bakırın band yapısı ve elektronik özellikleri ile ilişkili olup, bu ilişki dielektrik sabitinin spektral davranışı ile birlikte göz önüne alınarak açıklanabilir. Bu değerler literatürde aynı enerji aralığında elde edilen değerlerle iyi bir uyum gösterir (Schulz, 1954; Smith, 1977; Kavcar, 1978; Derin, 1997).



Şekil 4.3. Opak Cu film için hesaplanan optik sabitlerin foton enerjisi ile değişimi

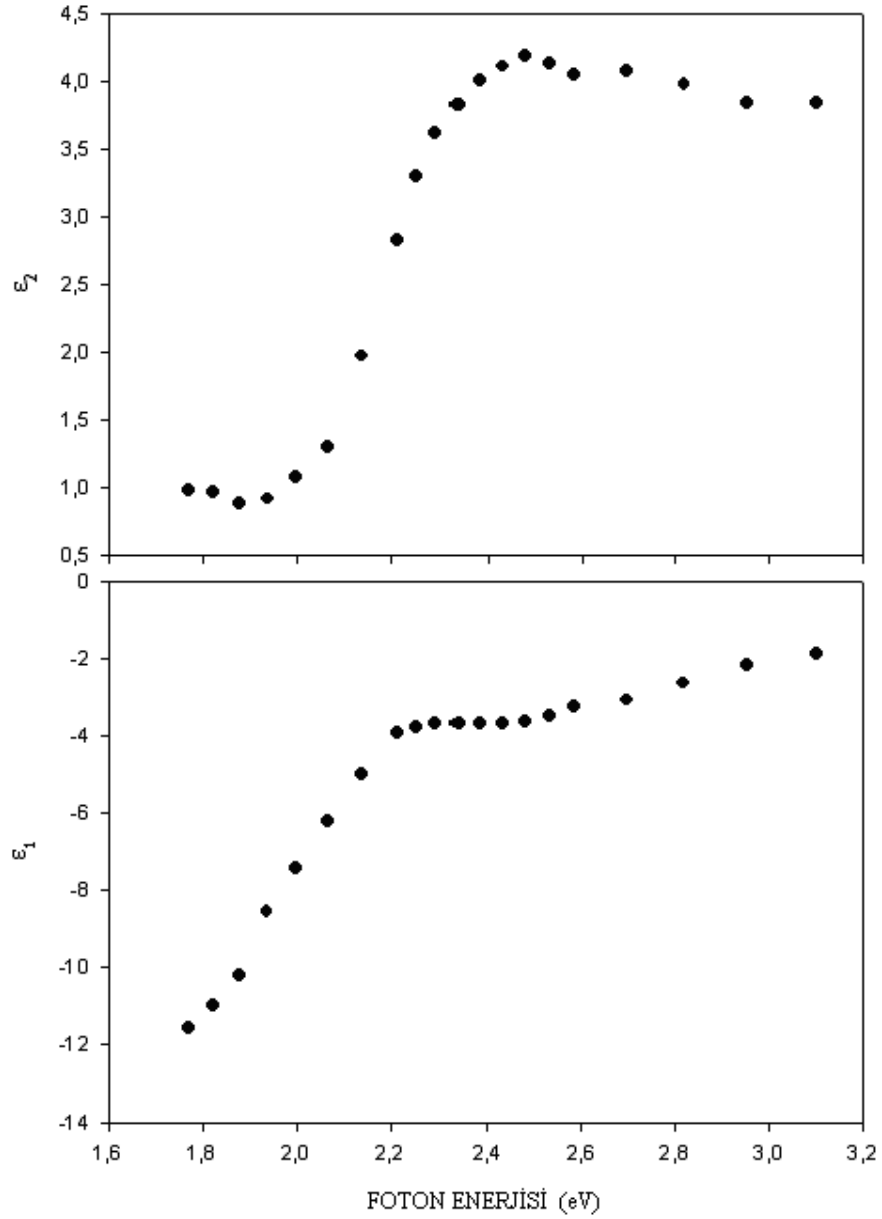
Çizelge 4.1: Opak Cu (~5000 Å) filmin 4000-7000 Å dalgaboyu aralığındaki optik sabitleri

λ (Å)	E (eV)	Δ (derece)	ψ (derece)	n_2	k_2
4000	3,100	79,074	31,673	1,0927	1,7560
4200	2,952	80,340	32,323	1,0557	1,8162
4400	2,818	82,872	32,988	1,0308	1,9249
4600	2,696	85,050	33,594	1,0065	2,0233
4800	2,583	85,564	33,905	0,9865	2,0515
4900	2,531	86,838	34,196	0,9772	2,1098
5000	2,480	87,551	34,320	0,9755	2,1420
5100	2,431	87,477	34,517	0,9573	2,1443
5200	2,385	87,155	34,714	0,9361	2,1363
5300	2,340	86,499	35,018	0,9019	2,1172
5400	2,296	86,014	35,455	0,8585	2,1077
5500	2,255	85,325	36,197	0,7870	2,0954
5600	2,214	84,801	37,452	0,6730	2,0972
5800	2,138	87,887	40,378	0,4320	2,2762
6000	2,067	92,259	42,410	0,2590	2,5053
6200	2,000	96,522	43,168	0,1967	2,7306
6400	1,937	100,030	43,643	0,1554	2,9276
6600	1,879	104,543	43,903	0,1375	3,1998
6800	1,824	106,430	43,894	0,1443	3,3192
7000	1,771	107,753	43,943	0,1421	3,4070

Metallerin optik özellikleri ile elektronik özellikleri ve band yapısı arasında sıkı bir ilişki vardır. Bu ilişki $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımlarının foton enerjisi ile değişimleri incelenerek kurulabilir. Dielektrik sabiti, metaldeki serbest ve bağlı elektronların metale uygulanan optik frekanslardaki elektrik alanlara karşı gösterdiği davranışları karakterize eder. Bu davranışlar (1) alçak foton enerjilerinde serbest elektron davranışı yani band içi geçişler, (2) daha yüksek enerjilerde band arası geçişler, (3) serbest elektronların plazma titreşimleri olmak üzere üç grupta toplanır. Serbest elektron davranışının etkin olduğu alçak

enerji bölgesinde elektronlar aldıkları enerji ile buldukları band içinde daha yüksek enerji seviyelerine çıkabilirler. Bu bölgede ϵ_1 büyük negatif değerler alırken, ϵ_2 hızlı bir şekilde sifıra doğru yaklaşır. Band arası geçişlerin etkin olduğu enerji bölgesinde ϵ_1 ve ϵ_2 hızlı bir değişim gösterirler. Serbest elektronların plazma titreşimlerinin uyarıldığı enerji bölgesinde ise $\epsilon_1 = 0$ ve $\epsilon_2 \ll 1$ değerlerine sahip olur.

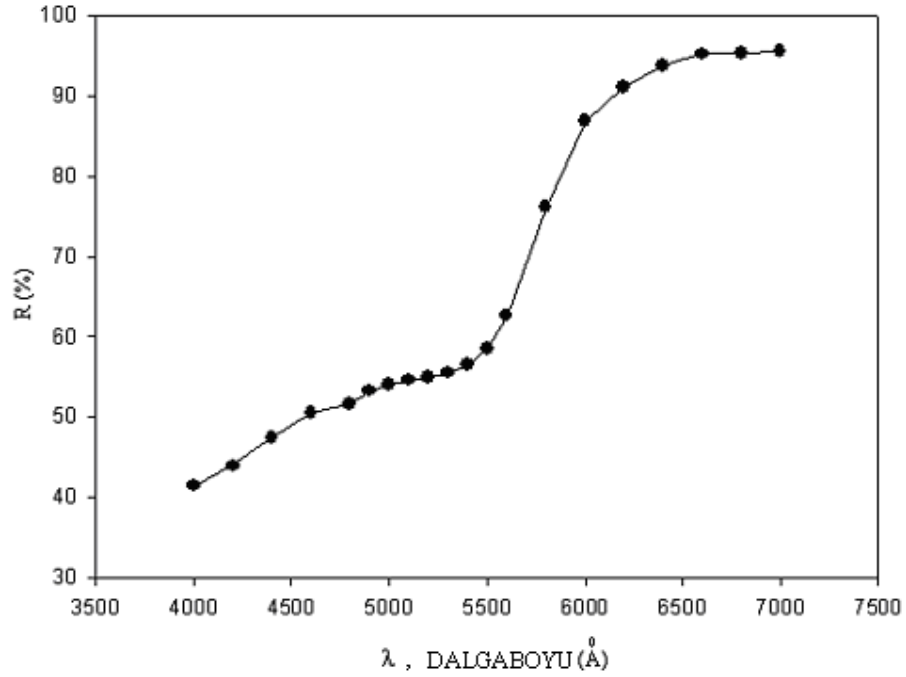
Bakırın n_2, k_2 optik sabitlerinin çizelge 1 de verilen değerleri kompleks dielektrik sabitinin (35) bağıntısıyla verilen ifadesinde yerine yazılarak hesaplanan ϵ_1 ve ϵ_2 'nin görünür bölgede foton enerjisi ile değişimleri Şekil 4.4. de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi ϵ_1 , 1,77 eV enerji değerinden itibaren büyük enerji değerlerine doğru gidildikçe hızla artmaktadır. Cu film için ϵ_1 'in büyük negatif değerler aldığı bu enerji bölgesi serbest elektron davranışının, yani band içi geçişlerin etkin olduğu bölgedir. Bu bölgede ϵ_2 ise sifıra yakın değerlere sahiptir. Bakırın band yapısı hesaplamalarına göre band arası geçişler yaklaşık 2,0 eV dan itibaren başlamaktadır (Ward, 1988; Mott ve Jones, 1936). Band arası geçişlerin başlamasıyla ϵ_1 ve ϵ_2 değerleri hızlı bir artış gösterir. Şekil 4.4. de görüldüğü gibi ϵ_1 ve ϵ_2 'nin hızla arttığı 2,0 eV dan daha büyük enerji değerleri bakır için band arası geçiş bölgesine karşılık gelir. Şekilden görüldüğü gibi ϵ_2 2,48 eV civarında maksimum değere sahiptir. ϵ_2 'nin bu maksimum değeri elektronların dolu d bandının üst kısmından Fermi seviyesine olan band arası geçişlerine karşılık gelir. 2,48 eV dan daha büyük enerjilere doğru gidildikçe, ϵ_2 'nin değerleri band kenarı 3,7 eV da olan absorpsiyon bandını verecek şekilde azalmaktadır. Bu absorpsiyon bandı elektronların Fermi seviyesindeki 4s bandından 4p iletkenlik bandına geçişi ile ortaya çıkar. Serbest elektronların hacim plazma titreşimleri bölgesinde $\epsilon_1 = 0$ ve $\epsilon_2 \ll 1$ değerlerini alacağı bilindiğine göre, bakır için bu enerji bölgesinin 1,7-3,2 eV enerji aralığının dışında kaldığı anlaşılır. ϵ_1 ve ϵ_2 'nin spektral davranışları literatürde başka çalışmacılar tarafından elde edilen sonuçlarla oldukça uyumludur. (Ward, 1988; Mott ve Jones, 1936)



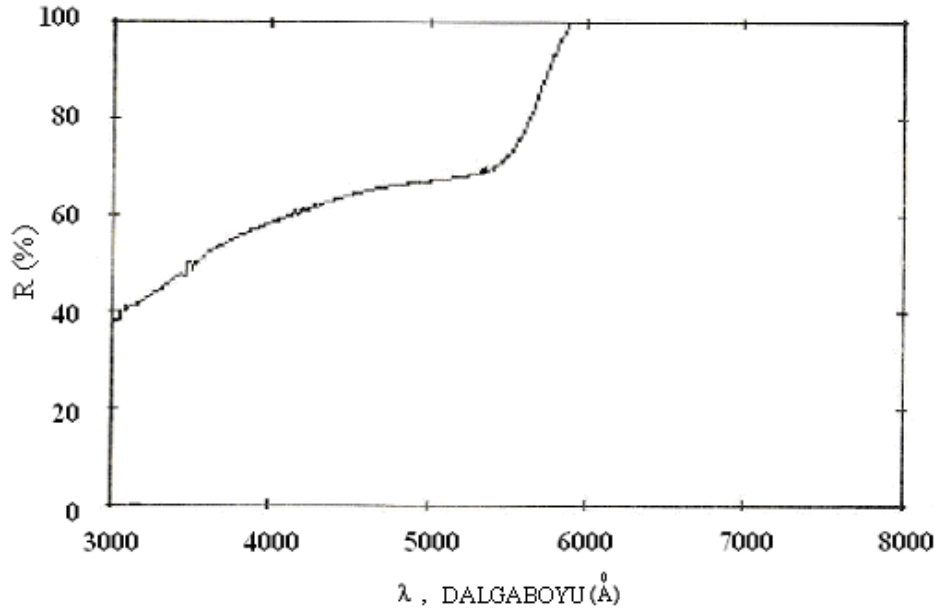
Şekil 4.4. Bakırın $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımlarının foton enerjisi ile değişimi

Çizelge 4.1. de listelenen optik sabitlerin değerleri kullanılarak Cu filmin 4000-7000 Å dalgaboyu aralığındaki dik geliş reflektansı (38) bağıntısından hesaplandı. İncelenen Cu filmin ölçülen ve hesaplanan reflektans spektrumları sırasıyla Şekil 4.5. ve Şekil 4.6. da gösterilmiştir. Reflektans spektrumları karşılaştırıldığında, bakırın uzun dalgaboylarında yüksek reflektansa (yaklaşık %95'in üzerinde), kısa dalgaboylarında ise düşük reflektansa (%50'nin altında) sahip olduğu görülür.

Reflektansın yüksek absorpsiyonun düşük olduğu uzun dalgalı boyları bakır için serbest elektron bölgesine, reflektansın düşük absorpsiyonun yüksek olduğu kısa dalgalı boyları ise bakır için band arası geçiş bölgesine karşılık gelir. Bu sonuç bakırın kompleks dielektrik sabitinin gerçel ve sanal kısımlarının foton enerjisiyle değişiminden elde edilen sonuçlarla uyum içindedir.



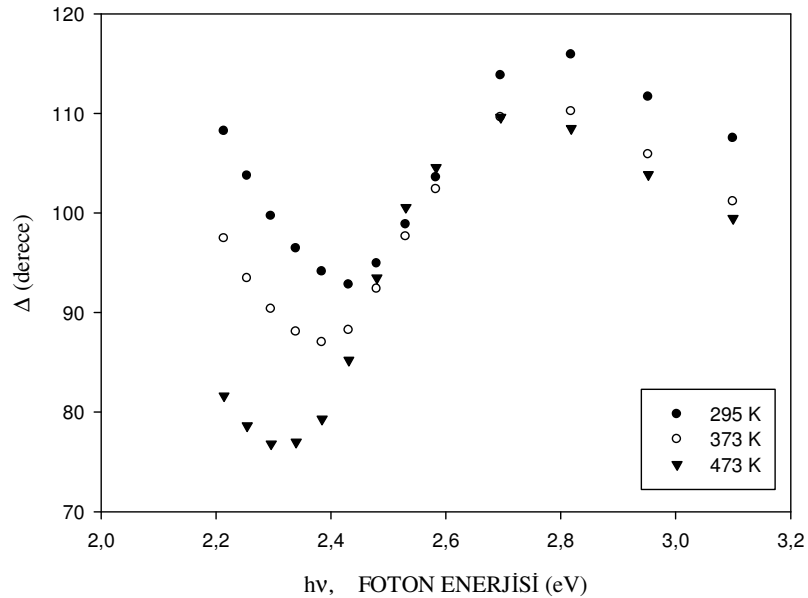
Şekil 4.5. 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin hesaplanan reflektans spektrumu



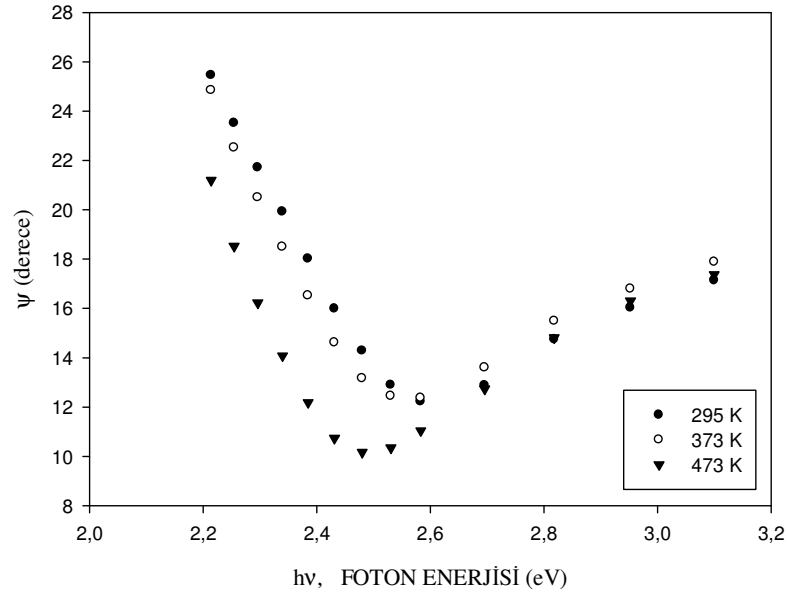
Şekil 4.6. 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin ölçülen reflektans spektrumu

4.2. Cu₂S/Cu SİSTEMİNİN ELİPSOMETRİK ANALİZİ

Şekil 4.7. ve 4.8. de vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında (295 K, 373 K, 473 K) büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin sırasıyla Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin foton enerjisi ile değişimleri gösterilmiştir. Farklı taşıyıcı sıcaklıkları için Δ ve ψ elipsometrik parametreleri ayrı ayrı karşılaştırıldığında spektral davranışlarının benzer olduğu görülür. Δ elipsometrik parametresi yaklaşık 2 eV dan itibaren azalarak Cu₂S yüzey filminin yasak band aralığı değerinde (~2.5 eV) bir minimum gösterir. Bu enerji değerinden itibaren Δ elipsometrik parametresi artarak 2,8 eV değerinde bir maksimumdan geçtikten sonra tekrar azalır. ψ elipsometrik parametresi ise Δ gibi yaklaşık 2 eV dan itibaren azalarak 2,5 eV değerinde bir minimumdan geçtikten sonra sürekli bir artış gösterir. Şekil 4.7. ve 4.8. den açıkça görüldüğü gibi, Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin değerlerinin 2,2-2,48 eV enerji aralığında artan taşıyıcı sıcaklığı ile azaldığı, 2,48 eV dan daha büyük enerji değerlerinde ise taşıyıcı sıcaklığı ile hemen hemen değişmediği görülür.



Şekil 4.7. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin Δ elipsometrik parametresinin foton enerjisi ile değişimi

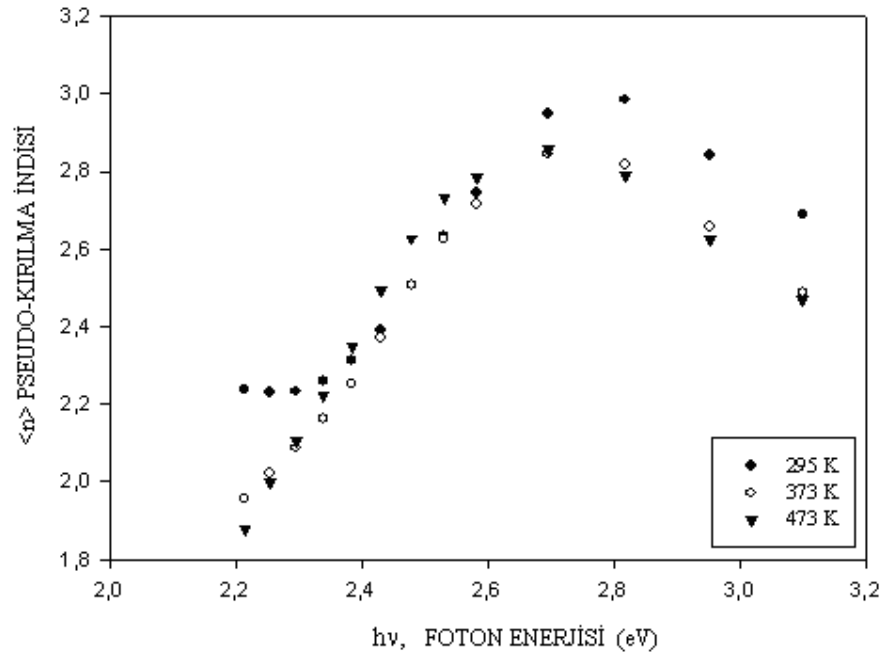


Şekil 4.8. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin ψ elipsometrik parametresinin foton enerjisi ile değişimi

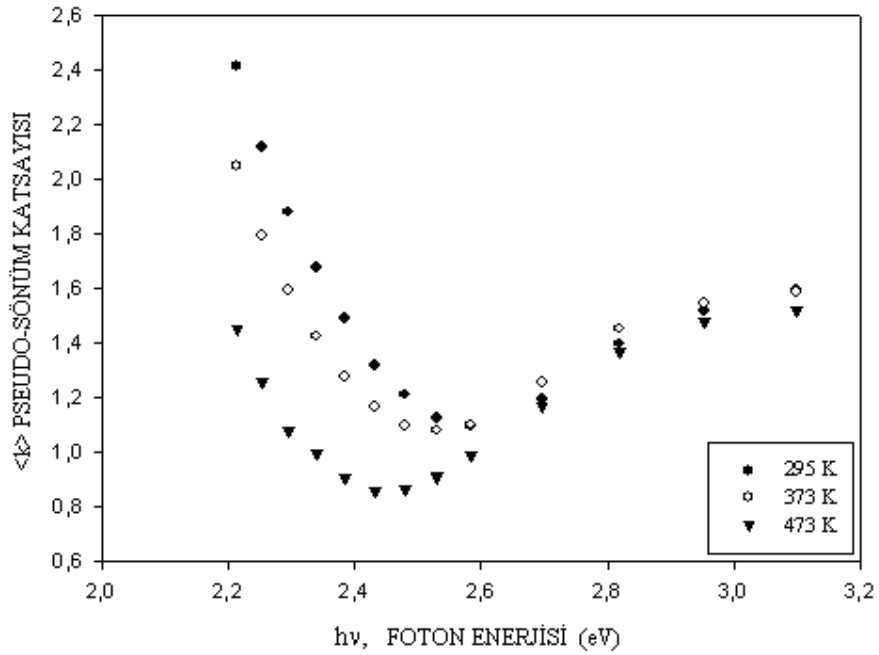
Optik inceleme altındaki opak taşıyıcı bir oksit tabakası ya da bir ince yüzey filmi ile kaplanmış olabilir. Bu durumda optik parametreler (34) bağıntısından hesaplanırken bütün yüzey etkilerinin dikkate alınması gerekir. Taşıyıcı ve yüzey filmin ortalama etkisini içeren optik parametreler pseudo-optik sabitleri olarak adlandırılır. Pseudo-optik sabitleri elipsometrik verileri analiz etmenin alternatif bir yoludur (Palik, 1998).

Şekil 4.9. ve 4.10. vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında (295 K, 373 K, 473 K) büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin sırasıyla $\langle n \rangle$ ve $\langle k \rangle$ pseudo-optik sabitlerinin foton enerjisi ile değişimleri gösterilmiştir. Farklı taşıyıcı sıcaklıkları için $\langle n \rangle$ ve $\langle k \rangle$ pseudo-optik sabitleri ayrı ayrı karşılaştırıldığında spektral davranışlarının benzer olduğu görülür. $\langle n \rangle$ ve $\langle k \rangle$ pseudo-optik sabitlerinin spektral davranışı opak Cu'nun n ve k optik sabitlerinin spektral davranışı (Şekil 4.3.) ile karşılaştırıldığında, Cu₂S yüzey filminin opak Cu'nun optik parametrelerini önemli derecede etkilediği görülür. $\langle n \rangle$ pseudo-kırılma indisinin spektral davranışı gauss eğrisi biçiminde olup, maksimumu yaklaşık

2,7 eV enerji değerindedir. Absorpsiyonun bir ölçüsü olan $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabitinin spektral davranışı ise Cu_2S 'ün yasak band aralığı değerine karşılık gelen yaklaşık 2,5 eV da bir minimuma sahiptir. $\langle n \rangle$ pseudo-kırılma indisi değerleri 2,2-3,17 eV enerji aralığında taşıyıcı sıcaklığından hemen hemen bağımsız iken, $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabitinin değerleri incelemenin yapıldığı enerji aralığının 2,2-2,5 eV'luk parçasında taşıyıcı sıcaklığıyla belirgin bir şekilde değişmektedir. Bu enerji aralığında $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabiti değerleri taşıyıcı sıcaklığı artarken daha küçük değerlere sahiptir. Taşıyıcı sıcaklığının $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabiti üzerine bu etkisi elipsometrik parametrelerde de kendini göstermektedir.

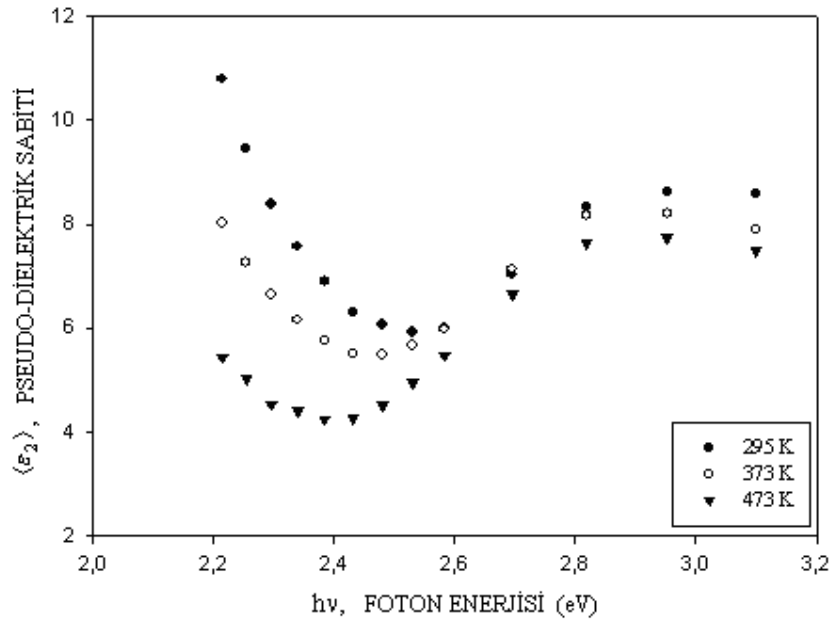


Şekil 4.9. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu_2S yüzey filmi içeren $\text{Cu}_2\text{S}/\text{Cu}$ sistemlerinin $\langle n \rangle$ pseudo-kırılma indisinin foton enerjisi ile değişimi

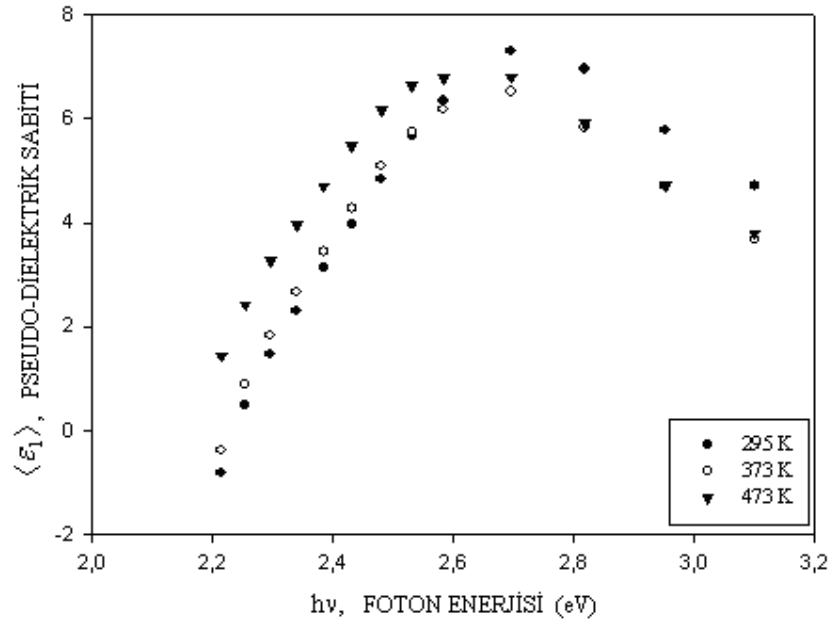


Şekil 4.10. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin $\langle k \rangle$ pseudo-sönüm sabitinin foton enerjisi ile değişimi

Şekil 4.11. ve 4.12. vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında (295 K, 373 K, 473 K) büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin sırasıyla $\langle \epsilon_2 \rangle$ ve $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitlerinin foton enerjisi ile değişimleri gösterilmiştir. Farklı taşıyıcı sıcaklıkları için $\langle \epsilon_2 \rangle$ ve $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitleri ayrı ayrı karşılaştırıldığında spektral davranışlarının benzer olduğu görülür. $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabiti spektrumları $\langle n \rangle$ spektrumlarına benzer olarak gauss eğrisi biçiminde olup, maksimumu yaklaşık 2,7 eV enerji değerindedir. Absorpsiyonun bir ölçüsü olan $\langle \epsilon_2 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitinin spektrumları ise Cu₂S'ün yasak band aralığı değerine karşılık gelen yaklaşık 2,5 eV da bir minimuma sahiptir. $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabiti spektrumları $\langle n \rangle$ spektrumlarına benzer olarak taşıyıcı sıcaklığından hemen hemen bağımsızdır. Buna karşın, $\langle \epsilon_2 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitinin değerleri 2,2-2,5 eV enerji aralığında taşıyıcı sıcaklığıyla belirgin bir şekilde değişmekte olup, artan taşıyıcı sıcaklığıyla azalır.



Şekil 4.11. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin $\langle \epsilon_2 \rangle$ pseudo-dielektrik sabitinin foton enerjisi ile değişimi



Şekil 4.12. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen 520 Å kalınlığındaki ince Cu₂S yüzey filmi içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin $\langle \epsilon_1 \rangle$ pseudo-dielektrik sabiti foton enerjisi ile değişimi

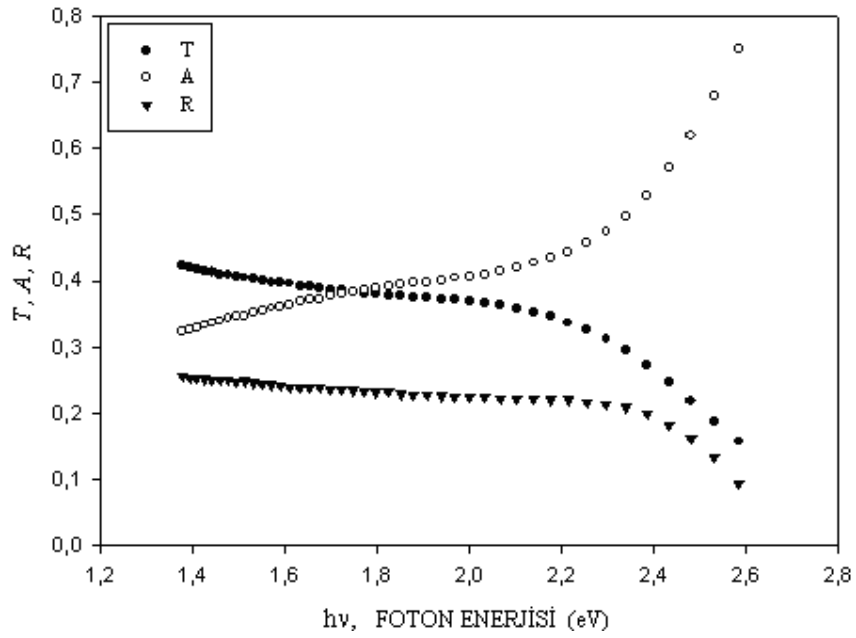
4.3. CU₂S İNCE FİMLERİN OPTİK KARAKTERİZASYONU

Absorbans, transmittans ve reflektans ölçümleri optik sabitlerin belirlenmesinde kullanılan yöntemlerden biridir. Absorbans tekniği çeşitli fazlardaki malzemenin stokiometrisinin doğru belirlenmesine de imkan sağlar. Şekil 4.13. - 4.14. ve 4.15. de sırasıyla 295 K, 373 K ve 473 K taşıyıcı sıcaklıklarında elde edilen Cu₂S filmlerinin transmittans (T), reflektans (R) ve absorbans (A) değerlerinin foton enerjisi ile değişimleri gösterilmiştir. Reflektans değerleri ölçülen absorbans ve transmittans değerleri kullanılarak, enerjinin korunumunun bir sonucu olan

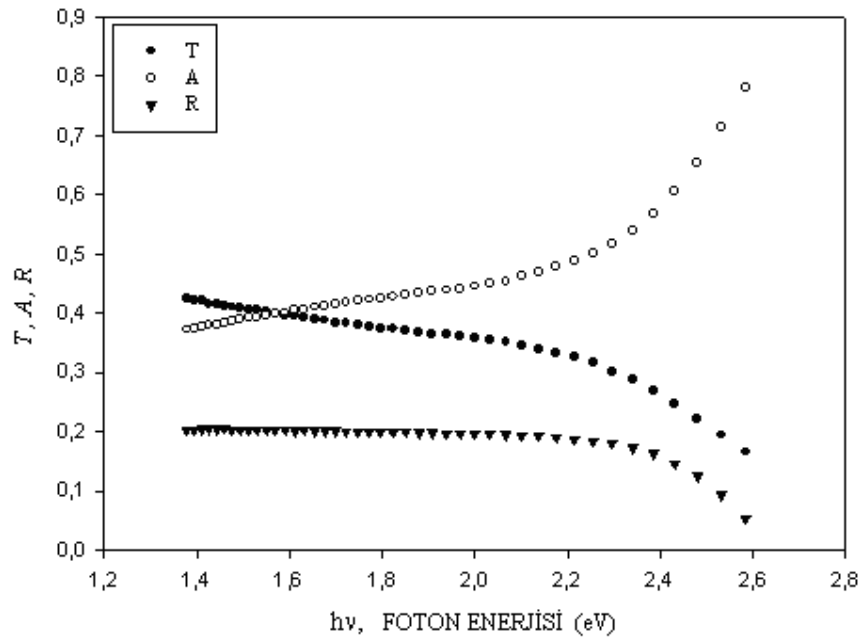
$$A + T + R = 1 \quad (64)$$

bağıntısından hesaplandı (Ilenikhena, 2008; Nair P K, Nair M T S, Fernandez, Ocamp, 1988; Pahtan, Desai, Lokhande, 2002). Şekillerden görüldüğü gibi, alçak enerji bölgesinde Cu₂S filminin transmittansı, reflektansı ve absorbansı sırasıyla %40, %25 ve %35 dir. Ancak, transmittans ve reflektans foton enerjisinin artmasıyla yaklaşık 2,3 eV enerji değerinden itibaren hızla azalırken, absorbans (64) bağıntısına uygun olarak artmaktadır. Cu₂S ince filminin absorbansının artmaya, transmittans ve reflektansının da azalmaya başladığı enerji bölgesinin, Cu₂S'ün band arası geçişlerine karşılık geldiği söylenebilir. Cu₂S ince filmlerinin ölçülen transmittansının ve absorbansının spektral davranışı literatürde başka çalışmalarda elde edilen davranışı ile oldukça uyumludur (Fatas, Garcia, Montemayor, 1985; Gadave ve Lokhande, 1993; Pahtan, Desai, Lokhande, 2002; Bagul, Chavhan, Sharma, 2007). Cu₂S ince filmleri sahip olduğu karakteristik absorbans, transmittans ve reflektans spektrumları sayesinde güneş enerjisi uygulamalarında yaygın olarak kullanılır (Naşcu, Pop, Ionescu, Indrea, Bratu, 1997).

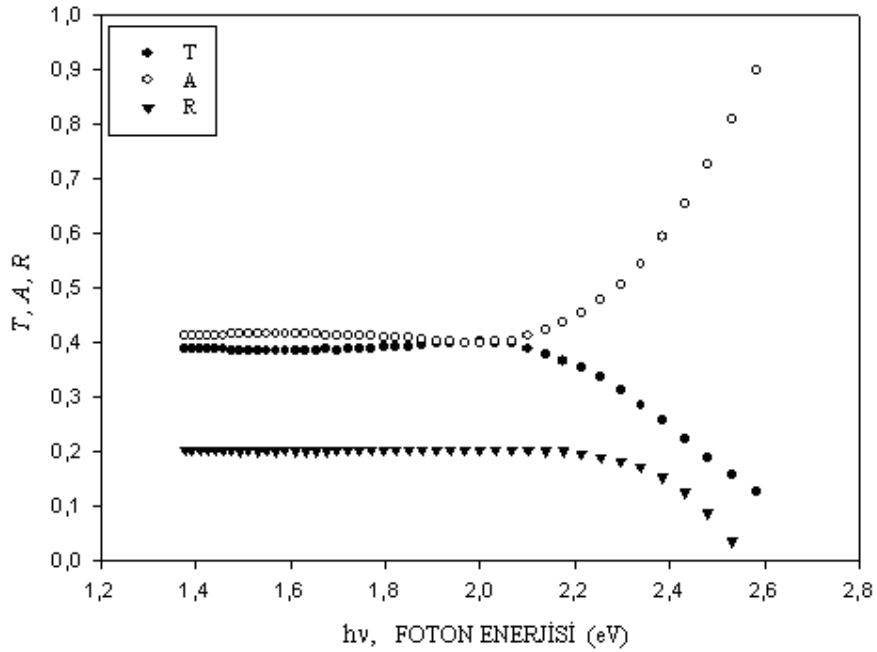
Şekil 4.13., Şekil 4.14. ve Şekil 4.15. karşılaştırıldığında, Cu₂S ince filmlerinin transmittans, reflektans ve absorbans spektrumlarının taşıyıcı sıcaklığı ile hemen hemen değişmediği görülür. Bu durum, farklı sıcaklıktaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen Cu₂S ince yüzey filminin band arası geçiş enerjisinin taşıyıcı sıcaklığıyla değişmediğini gösterir (Rastogi ve Salkalachen, 1982).



Şekil 4.13. 295 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 Å kalınlığındaki Cu_2S ince filminin transmittans (T), reflektans (R) ve absorptans (A) spektrumları

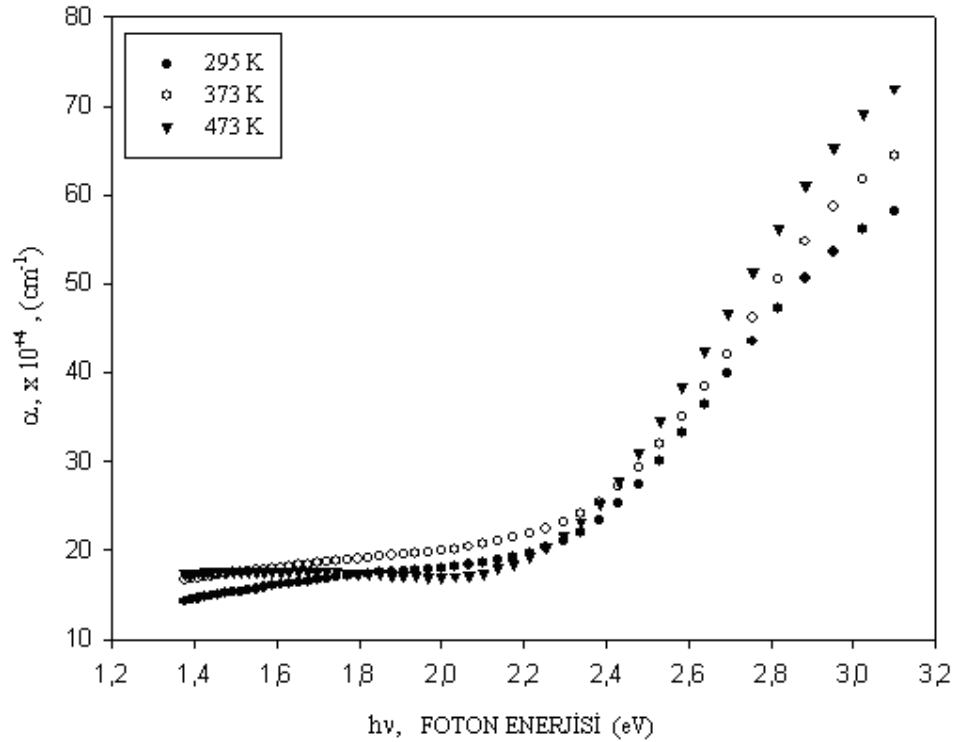


Şekil 4.14. 373 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 Å kalınlığındaki Cu_2S ince filminin transmittans (T), reflektans (R) ve absorptans (A) spektrumları



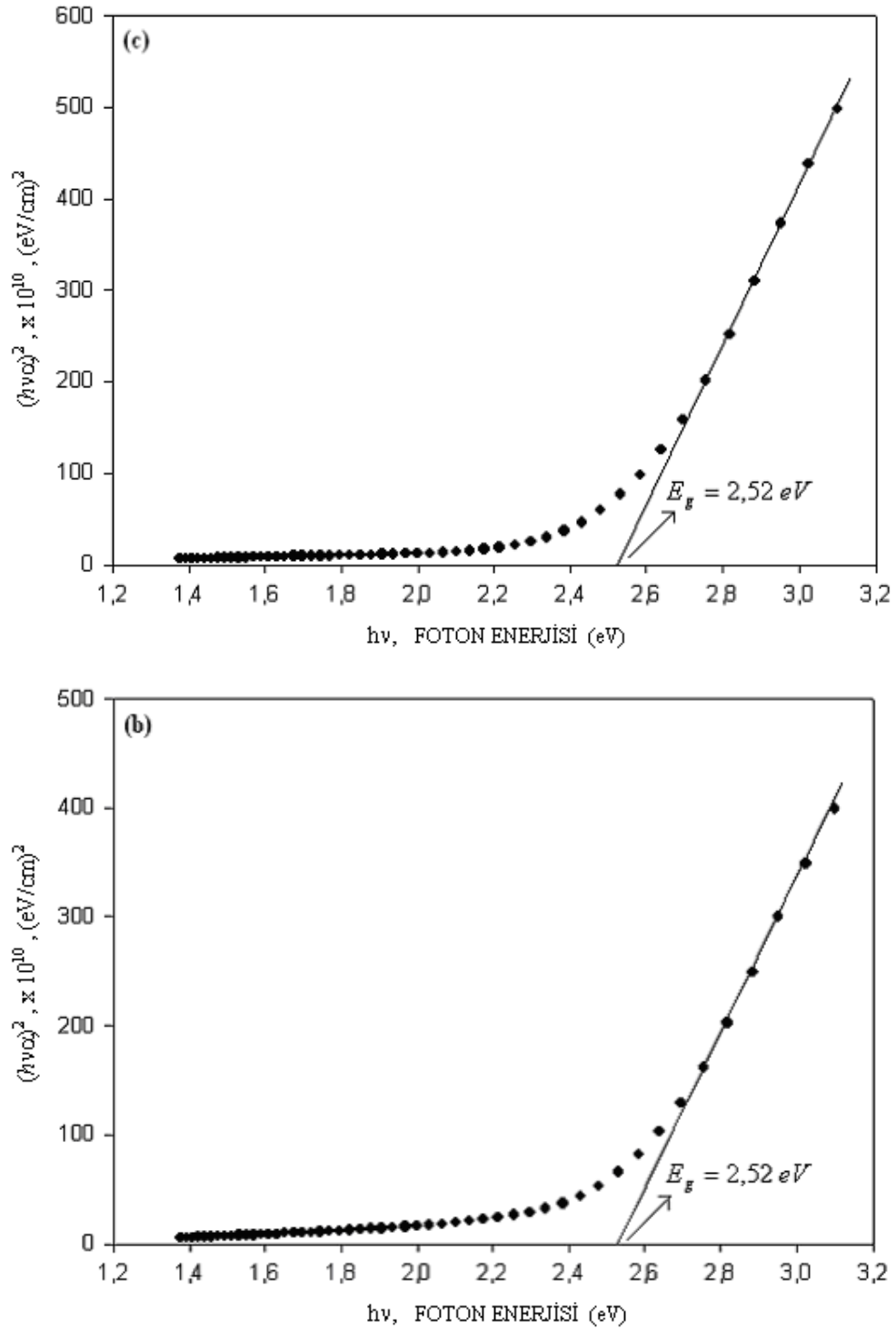
Şekil 4.15. 473 K sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde büyütülen 520 Å kalınlığındaki Cu_2S ince filminin transmitans (T), reflektans (R) ve absorbans (A) spektrumları

Farklı sıcaklıktaki (295 K, 373 K ve 473 K) cam taşıyıcılar üzerinde büyütülen filmlerin α absorpsiyon katsayıları Şekil 4.13, Şekil 4.14 ve Şekil 4.15 de verilen absorbans değerleri (57) bağıntısında kullanılarak hesaplandı. Şekil 4.16. da hesaplanan α absorpsiyon katsayısı değerlerinin foton enerjisiyle değişimi gösterilmiştir. Şekil 4.16. dan görüldüğü gibi, yaklaşık 2,3 eV dan daha büyük enerji değerleri için Cu_2S filmin α absorpsiyon katsayısının oldukça büyük değerler aldığı ($\alpha \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$) görülmektedir. Bu karakteristik özellik birçok çalışmada da belirtildiği gibi, görünür bölgede Cu_2S 'ün ince film formunun güneş ışığının seçici absorpsiyonu için kullanılmasının uygun olduğunu gösterir (Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009).

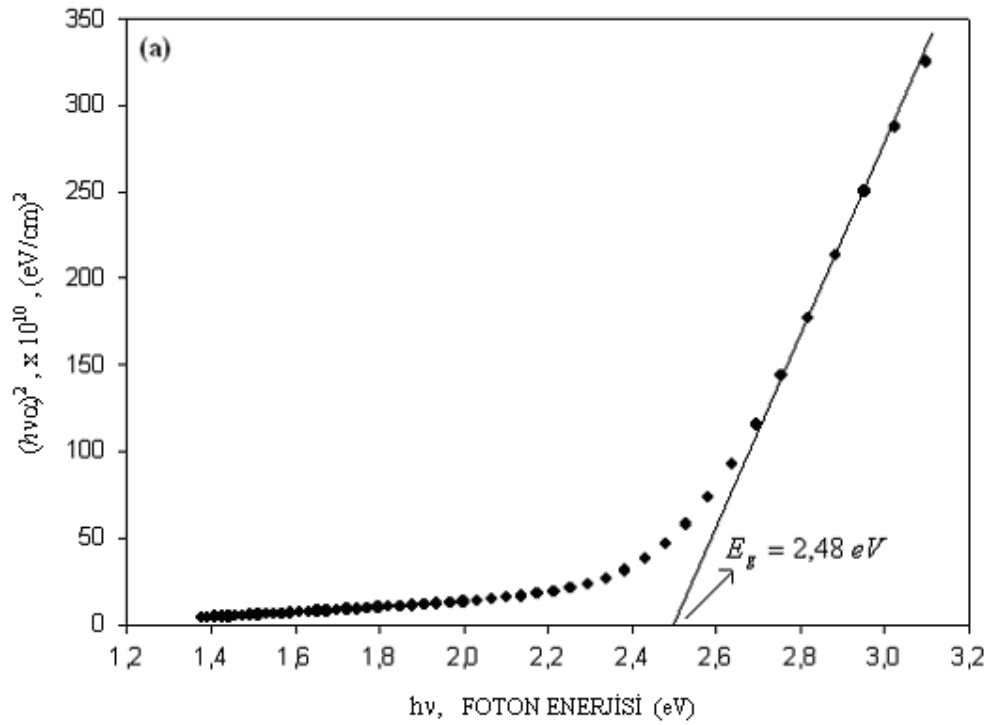


Şekil 4.16. 295 K, 373 K ve 473 K taşıyıcı sıcaklıklarında elde edilen Cu_2S filmlerin α absorpsiyon katsayısının foton enerjisi ile değişimi

Farklı sıcaklıklardaki cam taşıyıcılar üzerinde büyütülen Cu_2S 'ün yasak band genişliğinin belirlenmesinde bölüm 2.6 da anlatılan yöntem kullanıldı. Şekil 4.16. da foton enerjisinin fonksiyonu olarak verilen α absorpsiyon katsayısının değerleri (58) bağıntısında kullanılarak η 'nın 1/2, 3/2 ve 2 değerleri için $h\nu$ foton enerjisine karşı $(h\nu\alpha)^{(1/\eta)}$ 'nın değerleri hesaplandı ve eğrisi çizildi. Şekil 4.17. (a),(b)ve (c) de farklı sıcaklıklardaki cam taşıyıcılar üzerinde büyütülen Cu_2S ince filmlerine ait, $\eta = 1/2$ değeri için çizilen ve en iyi lineerliğe sahip eğriler gösterilmiştir. Bu eğrilerin lineer kısmı farklı sıcaklıktaki cam taşıyıcılar üzerinde büyütülen Cu_2S filmleri için yaklaşık 2,5 eV değerinde bir yasak band aralığı verir. Bu değer literatürde Cu_2S 'ün yasak band aralığı için verilen 2,48-2,74 eV değerleriyle uyumaktadır (Bagul, Chavhan, Sharma, 2007; Zhuge, Li, Gao, Gan, Zhou, 2009). Bu optik veriler 2,5 eV da meydana gelen absorpsiyon kenarının Cu_2S (chalcocite) e ait olduğunu ve büyütülen Cu_2S fazının kararlı olduğunu gösterir.



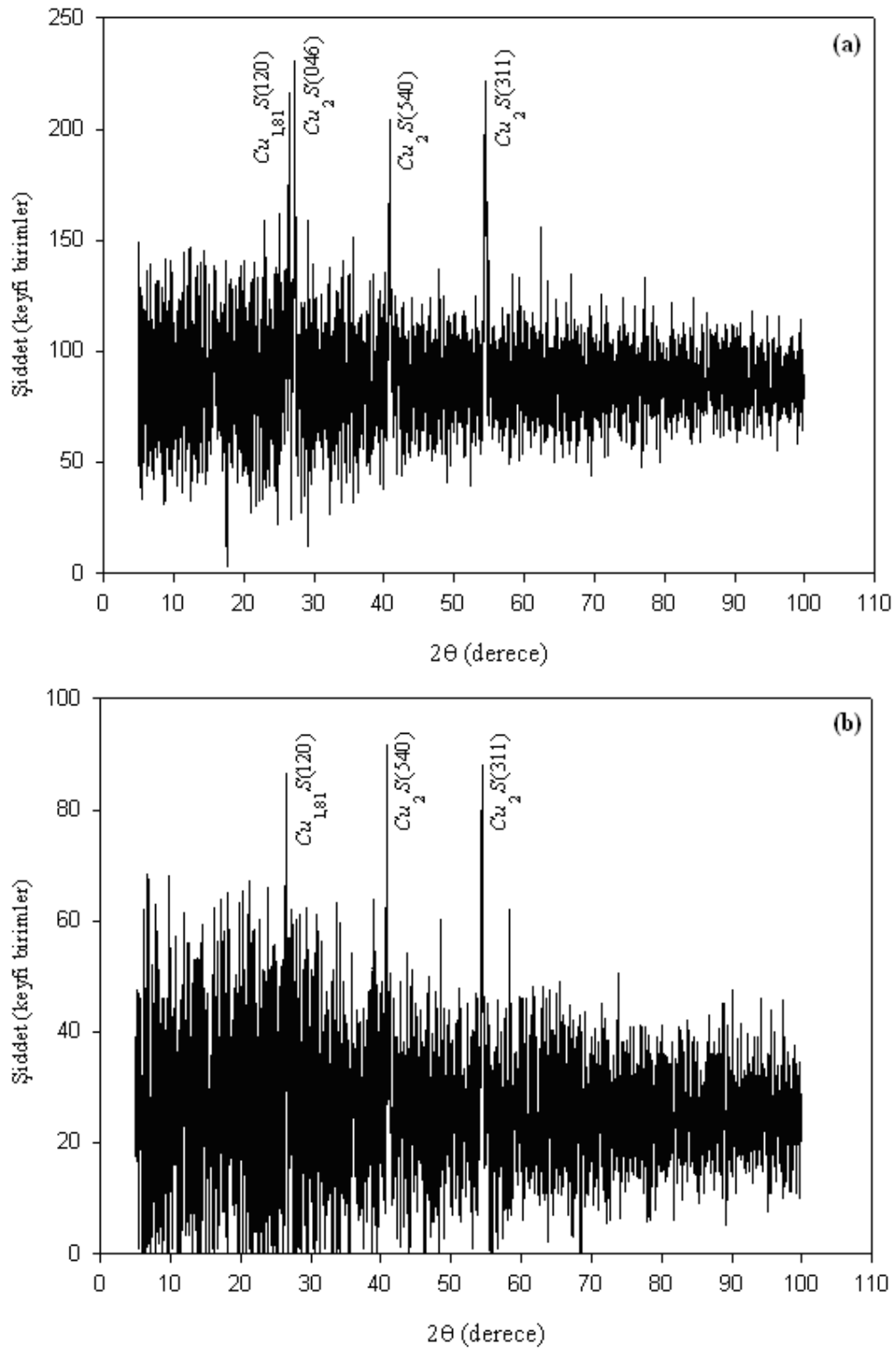
Şekil 4.17. Farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen Cu_2S ince filmleri için $(h\nu\alpha)^2$ 'nin foton enerjisi ile değişimi: (a) 295K, (b) 373K, (c) 473K



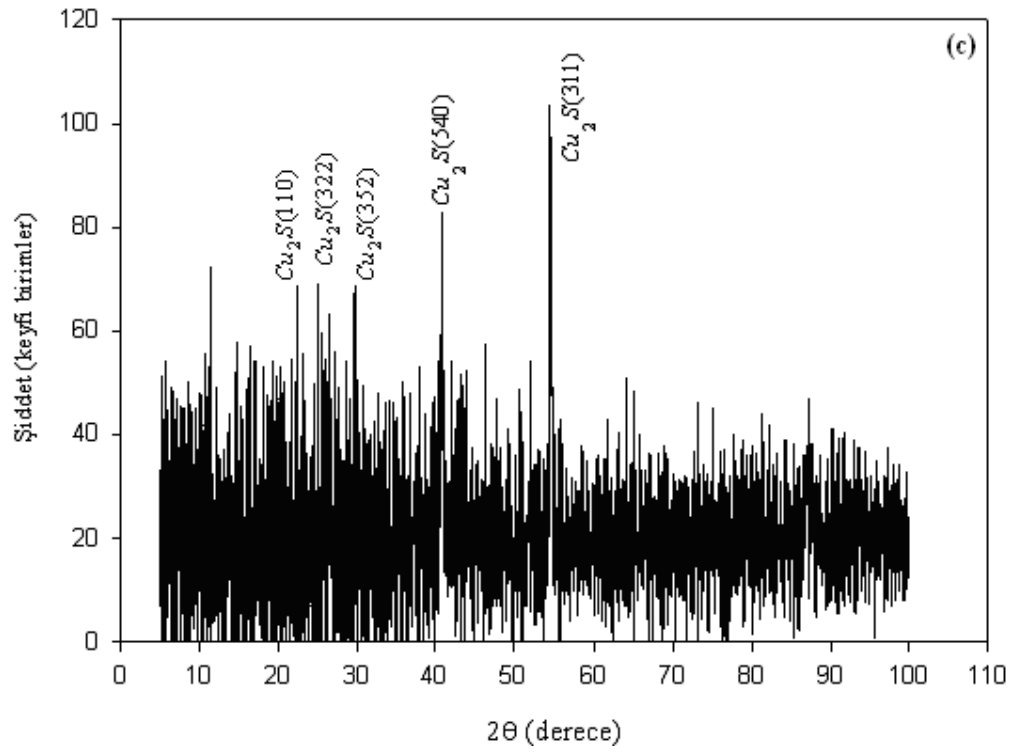
Şekil 4.17. Farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen Cu_2S ince filmleri için $(h\nu\alpha)^2$ 'nin foton enerjisi ile değişimi: (a) 295K, (b) 373K, (c) 473K

4.4. Cu_2S İNCE FİMLERİN YAPISAL KARAKTERİZASYONU

Şekil 4.18. (a), (b) ve (c) de 295 K, 373 K ve 473 K taşıyıcı sıcaklıklarında elde edilen Cu_2S filmlerinin X-ışını kırınım desenleri gösterilmiştir. Bu kırınım desenlerindeki şiddet pikleri standart JCPDS verileriyle karşılaştırıldığında, farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen filmlerin Cu_2S fazında olduğu anlaşılır. Karşılaştırmayı kolaylaştırmak için, Çizelge 4.2 ve 4.3 de hem bakır sülfürün kırınım desenlerinde gözlenen yansıma pikleri hem de standart JCPDS kartının verileri gösterilmiştir.



Şekil 4.18. Farklı sıcaklıktaki Cu₂S ince filmlerin X-ışını kırınım desenleri: (a) 295 K, (b) 373 K, (c) 473 K



Şekil 4.18. Farklı sıcaklıktaki Cu_2S ince filmlerin X-ışını kırınım desenleri: (a) 295 K, (b) 373 K, (c) 473 K

Çizelge 4.2: Cu₂S'ün Chalcocite ve Digenite fazlarının standart X-ışını kırınım verileri (JCPDS)

2θ (°)	I şiddet (%)	Chalcocite	Digenite
		h k l	h k l
22,607 22,410*	10		1 1 0
24,851 25,016*	20	3 2 2	
27,081 27,220*	40	0 4 6	
29,063 29,252*	40	3 5 2	
32,778	50	1 9 3	
35,163	40	4 4 3	
38,610	40	0 10 5	
40,416 40,791*	40	5 4 0	
42,824	20	4 9 0	
48,376	40		3 0 0
49,212	20	1 2 12	
51,596	40		3 1 0
54,582 54,361*	50		3 1 1
67,307	10		4 0 0
70,178	30		4 1 0
76,084	10		4 2 0
85,017	40		4 2 2

* Bu çalışmada elde edilen veriler.

Chalcocite (Ortorombik): a(Å)=11,80; b(Å)=22,20; c(Å)=22,70

Digenite (Kübik): a(Å)= b(Å)= c(Å)=5,57

Çizelge 4.3: Cu_{1,8}S'ün standart X-ışını kırınım verileri (JCPDS)

2θ (°)	I şiddet(%)	h k l
23,498	9	2 0 0
26,363 26,387*	11	1 2 0
29,485	7	1 1 5
32,521	73	1 2 4
39,029	58	1 3 2
45,354	61	1 3 5
51,285	5	3 3 0
56,860	7	2 2 9

* Bu çalışmada elde edilen veriler.

Tetragonal: a(Å)=7,558; b(Å)=7,558; c(Å)=18,340

Şekil ve çizelgelerden görüleceği gibi, Cu_2S 'ün kırınım desenlerindeki pikler, $22,410^\circ$ ve $54,361^\circ$ kırınım açılarında kübik yapılı Digenite fazın (110) ve (311) düzlemlerinden olan yansımaya, $25,016^\circ$; $27,220^\circ$; $29,252^\circ$; $40,791^\circ$; kırınım açılarında ortorombik yapılı Chalcocite fazının (322), (046), (352), (540) düzlemlerinden olan yansımaya karşılık gelmektedir. Ayrıca, düşük taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen filmlerin kırınım deseninde $26,387^\circ$ de gözlenen pik bakır sülfürün bir diğer fazı olan $\text{Cu}_{1,81}\text{S}$ 'ün (120) düzleminden olan yansımaya aittir. Anlaşıldığı gibi yüksek taşıyıcı sıcaklığında (~ 473 K) büyüyen faz sadece Cu_2S iken, 295 ve 373 K taşıyıcı sıcaklıklarında büyüyen faz $\text{Cu}_{1,81}\text{S}$ ve Cu_2S 'ün bir karışımıdır. İncelenen filmler $\text{Cu}_{1,81}\text{S}$ fazını içeriyor olsa da kırınım desenlerinde gözlenen en şiddetli pik Cu_2S 'e karşılık geldiğinden büyüyen fazın Cu_2S olduğu söylenebilir. Filmlerin X-ışını kırınımı analizi ile elde edilen bu sonuç absorban ölçümleriyle belirlenen Cu_2S 'ün yasak band aralığı değeriyle uyumludur. Böylece büyütülen film fazının Cu_2S olduğu hem optik yöntemlerle hem de X-ışını kırınımı yöntemiyle doğrulanmış oldu.

5. SONUÇ

Metal ve yarıiletkenlerin optik özelliklerinin incelenmesinde elipsometrik yöntem oldukça duyarlı ve elverişlidir. Vakumda buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan kalın Cu filmlerin yapılan elipsometrik ölçümlerinden Cu'nun asal gelme açısı ve hacimli hal optik sabitleri belirlendi. Görünür bölgede optik sabitlerin spektral davranışı Cu'nun band yapısı ve elektronik özelliklerinden beklenen davranışları sergilediği görüldü. Cu'nun belirlenen asal gelme açısı ve optik sabitlerinin değerleri başka çalışmalarda bulunan sonuçlarla da uyumlu olduğu belirlendi.

Farklı sıcaklıklarda kalın Cu filmlerin yüzeyinde büyütülen Cu₂S yüzey filmini içeren Cu₂S/Cu sistemlerinin elipsometrik ölçümü yapıldı. Elde edilen elipsometrik ölçümlerden görünür bölgede Cu₂S yüzey filminin Cu'nun elipsometrik parametrelerini ve optik sabitlerini şiddetle etkilediği görüldü. Cu₂S/Cu film sisteminin pseudo-optik ve dielektrik sabitlerinin foton enerjisiyle değişimi Cu₂S yüzey filminin absorpsiyonundan beklenen karakteristik davranışı sergilediği gözlemlendi.

Cu₂S/Cu film sisteminin içerdiği yüzey film ile aynı koşullarda cam taşıyıcı üzerinde büyütülen Cu₂S'ün absorbans (A), transmittans (T) ve reflektans (R) spektrumları spektrofotometre ile ölçüldü. Bu optik büyüklükler görünür ışık spektrumunun uzun dalgaboyu bölgesinde Cu₂S'ün absorpsiyon sınırına kadar olan enerji değerlerinde sabit kalmaktadır. Absorpsiyon sınırından daha büyük foton enerjilerinde enerjinin korunumu yasasına uygun olarak transmittans ve reflektans azalırken, absorbansın arttığı gözlemlendi. Absorbans spektrumlarından α absorpsiyon katsayıları hesaplanarak, 10^4 cm^{-1} mertebesinde olduğu bulundu. Bu büyüklükteki absorpsiyon katsayılarına sahip Cu₂S'ün güneş pillerinde kullanılmasının elverişli olduğu ileri sürüldü. Belirlenen α absorpsiyon katsayıları kullanılarak Cu₂S filminin yasak band aralığı belirlendi. Farklı taşıyıcı sıcaklıklarında büyütülen Cu₂S filmleri için yasak band aralığı değerinin sabit kaldığı gözlemine dayanarak, büyüyen fazın kararlı olduğu söylenebilir. Bu sonuç yapılan X-ışını kırınımı analiziyle de doğrulandı. Elde

edilen bu sonuçlar birbiriyle ve literatürde başka çalışmalarda elde edilen sonuçlarla uyumludur.

Sonuç olarak, güneş pilleri için bir potansiyele sahip olan Cu_2S Chalcocite fazının büyütülmesinde vakumda buharlaştırma yönteminin başarıyla kullanılabilceği ve karakterizasyonunun elipsometrik, spektrofotometrik ve X-ışını kırınımı yöntemleriyle yapılabileceği görüldü.

KAYNAKLAR

- Archer R. J. ve Shank C. V. (1967), **J. Opt. Soc. Am.**, 57, 191
- Archer R. J. (1968), "Manual on Ellipsometry" Gaertner Scientific Corporation
- Aspnes D. E., Studna A. A., Kinsborn E. (1984), **Phys. Rev. B** 29, 768
- Azam R. M. A. ve Bashara N. M. (1986), "Ellipsometry and Polarized Light", North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 269-288
- Azam R. M. A. ve Bashara N. M. (1986), "Ellipsometry and Polarized Light", North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 276
- Bagul S. V., Chavhan S. D. ve Sharma R. (2007), "Growth and Characterization of Cu_xS ($x=1.0, 1.76$ ve 2.0) Thin Films Grown by Solution Growth Technique (SGT)" **Journal of Physics and Chemical of Solids**, 68, 1623-1629
- Bezigi B., Duchemin S. Ve Guastavino F. (1979), **Solar Energy Materials**, 2, 53
- Boer K. W., Meakin J. D. (1975), in: **Proc. Int. Workshop on Cadmium Solar Cells and other Abrupt Heterojunctions**, University of Delaware
- Chopra K. L. (1985), "Thin Film Phenomena", Robert E. Krieger Publ. Co., Malabar Florida, 738
- Derin H. (1997), "Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle Hazırlanan Cu ve Au Yüzeyleri Üzerindeki Isısal Cu_2O İnce Filmlerinin Optik Özellikleri" Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, Doktora tezi
- Derin H., Kantarlı K. (2009), "Structural and Optical Characterization of Thermally evaporated Cadmium Sulfide Thin Films" **Surf. Interface anal.** 41, 61-68
- Fatas E., Garcia T., Montemayor C., Medina A., Ganarero E. G., Arjona F. (1985), **Mater. Chem. Phys.**, 12, 121
- Fujiwara H. (2007), "Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications" John Wiley & Sons, Ltd, England
- Gadave K. M. ve Lokhande C.D. (1993), "Formation of Cu_xS Films Through a Chemical Bath Deposition Process" **Thin Solid Films**, 229, 1-4
- Galdikas a., Mironas A., Strazdiene V., Setkus A., Ancutiene I., Janickis V. (2000), "Room-temperature-funtioning ammonia sensor based on solid-stata Cu_xS films" **Sensors and Actuators B**, 67, 76-83
- George J. Ve Joseph K. S. (1984), "Reactively Evaporated Copper Sulphide Films" **J. Phys. Chem. Solids.**, 45, 3, 341-344

- Hass G. Ve thun R. E. (1964), "Physics of Thin Films" Academic Pres, New York, 2, 201, 219, 343
- Heavens O. S. (1965), "Optical Properties of Thin Solid films", Dover Publication Inc., New York, 54
- Hofmann P. (2005), "Lecture Notes on Surface Science" Arhus University
- Ilenikhena P. A. (2008), " Optical Characterization and Possible Solar Energy applications of improved Solution Grown Cobalt Oxide (CoO) Thin Film at 300K" **African Physical Review**, Nigeria
- Kavcar N. (1978), "Bakır-Gümüş iki tabakalı filmlerin optik özellikleri" Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Doktora Tezi
- Kittel C. (2005), "Introduction to Solid State Physics" John Willey and Sons Inc., USA, Eighth Edition
- Lindroos S., Arnold A., Leskela M. (2000), "Growth of CuS Thin Films by the Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction Method" **Applied Surface Science** 158, 75-80
- Marucchi J., Protin M., Oudeacoumar, Savelli M. (1978), **in: Proc. 13th IEEE Photovoltaic Specialists Conference**, Washington, DC, IEEE, NJ, 298
- Martin R. W. Ve Strobel O. A. (2000), "Optical Properties of Semiconductors" **30. ASEE/IEEE Frontiers in Education Conference**, Kansans City
- Nee S. M. F. (1988), *Appl. Opt.*, 27, 2819
- Ohring M. (2001), "Materials Science of Thin Films Deposition & Structure"
- Palik E. D. (1998), "Handbook of Optical Constants of Solids" Institute for physical Science and Technology University of Maryland, Academic Press, San Diego
- Pathan H. M., Desai J. D., Lokhande C. D. (2002), "Modified chemical deposition on phsica-chemical properties of copper sulphide (Cu₂S) thin films" **Applied Surface Science**, 202,47-56
- Randhawa H. S., Bunshah R. F., Brock D.G., Basol B. M. and Stafsuud M. (1982), "Preparation of Cu_xS Thin Films by Activated Reactive Evaporation Technique" **Solar Energy Materials**, 6, 4, 445-453
- Rastogi A. C. Ve Salkalachen S. (1982), "Optical Absorption Behaviour of Evaporated Cu_xS Thin films" **Thin Solid Films**, 97, 191-199
- Sagade A. A. ve Sharma R. (2008), "Copper Sulphide (Cu_xS) as an Ammonia Gas Sensor Working at room Temperature" **Sensors and Actuators B** 135-143

- Sartale S. D. And Lokhande C. D. (2000), "Growth of Copper Sulphide Thin Films by Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction (SILAR) Method" **Materials Chemistry and Physics**, 65, 63-67
- Setkus A., Galdikas A., Mironas A., Strazdiene V., Simkiene I., Ancutiene I., Janickis V., Kaciulis S., Mattogno G., Ingo G. M. (2001), "The room temperature ammonia sensor based on improved Cu_xS -micro-porous-Si structure" **Sensors and Actuators B**, 78, 208-215
- Schulz L. G. (1954), "The optical constants of silver, copper and aluminum" **Journal of the Optical Society of America**, 44, 5, 357-367
- Smith T. (1977), "Optical constants of copper and nickel" **Journal of the Optical Society of America**, 67, 1, 48-53
- Thronton J. A., Cornog D. G., Anderson W. W., Hall R. B., Philips J. E. (1982), in: **Proc. 16th IEEE Photovoltaic Specialists Conference**, San Diego, 737
- Vasicek A. (1960), "Optics of Thin Films" North-Holland Publishing Company, Amsterdam.
- Ward L. (1988), "The Optical Constants of Bulk Materials and Films" Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia
- Zhuge F., Li X., Gao X., Gan X. Ve Zhou F. (2009), "Synthesis of Stable Amorphous Cu_2S Thin Film by Successive Ion Layer Adsorption and Reaction Method" **Materials Letters**, 63, 652-654

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Fatih ERSAN

Doğum Yeri ve Tarihi : 07.10.1982

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : Ege Üniversitesi Fizik Bölümü

Yüksek Lisans Öğrenimi : Adnan Menderes Üniversitesi Fizik Bölümü

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

- a) Yayınlar
 - SCI
 - Diğer
- b) Bildiriler
 - Uluslararası
 - Ulusal
- c) Katıldığı Projeler

İŞ DENEYİMİ

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl : Adnan Menderes Üniversitesi Fizik Bölümü 2009-

İLETİŞİM

E-posta Adresi : fatih.ersan@adu.edu.tr

Tarih : 17.08.2009