150028

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İNCE FİLMLERİN KALINLIK VE OPTİKSEL SABİTLERİNİN VE BULUNMASI

150028

Mine ERDEM ÖZGÜR

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2004

Prof. Dr. Tülay SERİN danışmanlığında, Mine ERDEM ÖZGÜR tarafından hazırlanan bu çalışma 01/07/2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Necati YALÇIN

Üye : Prof. Dr. Tülay SERİN

Üye : Prof. Dr. Bora ALKAN

Yukarıdaki Sonucu Onaylarım

Prof. Dr. Metin OLGUN
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İNCE FİLMLERİN OPTİK SABİTLERİNİN VE KALINLIĞININ BELİRLENMESİ

Mine ERDEM ÖZGÜR

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof.Dr.Tülay SERİN

Bu çalışmanın amacı ince filmlerin kalınlık, soğurma sabiti, kırılma indisi ve band aralığı enerjisi gibi optiksel özelliklerini yeni bir yöntem yardımıyla incelemektir. Bu amaçla saf a-Si:H (Hidrojenlendirilmiş amorf silikon) ince filmlerinin, Perkin Elmer UV-VIS Spectrometer Lambda 2S spektrometresinde 600-1100 nm dalga boyu aralığında geçiş spektrumları ölçülmüştür. Bu spektrumlardan ince filmin geçirdiği ışığın geçiş genliği değerleri ölçülerek, ince filmin her dalga boyundaki kırılma indisi değerleri, bu değerler kullanılarak ortalama kalınlığı ve her dalga boyundaki soğurma sabiti değerleri hesaplanmıştır. Daha sonra her dalga boyunda elde edilen soğurma sabitlerinin karesinin enerjiye karşı grafiği çizilerek, bu grafikten ince filmin bant aralığı enerji değeri (E_g) hesaplanmıştır. a-Si:H ince filmler için E_g=1,78 eV bulunmuştur. Soğurma sabitinin enerjiye karşı yarı logaritmik grafiği çizilerek bu grafikten Urbach sabiti (E_0) hesaplanmıştır. Aynı zamanda ince filmlerin elektriksel iletkenlikleri 40 ^{0}C – 100 ^{0}C aralığında iki nokta yöntemi yardımıyla bulunmuş ve bu değerler kullanılarak örneklerin aktivasyon enerjisi hesaplanmıştır. E_a=0,68 eV bulunmuştur. Saf a-Si:H ince filmin band aralığı enerjisi aktivasyon enerjisinin yaklaşık iki katıdır.

2004, 70 sayfa

ANAHTAR KELİMELER: İnce Filmler, Amorf Silikon, Kalınlık, Kırılma İndisi, Soğurma Sabiti, Elektriksel İletkenlik, Urbach Sabiti, Elektronik Bant Aralığı

ABSTRACT

Master Thesis

DETERMINATION OF OPTICAL CONSTANTS AND THICKNESS OF THIN FILMS

Mine ERDEM ÖZGÜR

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof.Dr.Tülay SERİN

The purpose of this thesis is to investigate a new method for determining optical properties of thin films such as thickness, refractive index and absorption coefficients. For this reason, the transmission spectrums of pure a-Si:H thin films were measured between 600-1000 nm wavelength range by using a Perkin Elmer UV-VIS Lambda 2S spectrometer. Using the obtained spectrums, the refractive indexes, the average thickness and the absorption coefficients of thin films were determined for each wavelength by measuring the transmission amplitude of the light that transmit through thin films. After that, the curve of absorption coefficient for each wavelength versus energy was obtained. Using this graph, energy band gap value (E_g) for a-Si:H thin film was calculated. The energy band gap value for a-Si:H thin film is E_g=1.78 eV. The logaritmic plot of the absorption coefficient versus energy was drawn and using this graph the Urbach Coefficient (E_0) was calculated. In addition, the electrical conductivity of thin films was calculated between range of 40^0C-100^0C temperatures by two point method and using these values the activation energy of thin films was determined. E_a=0.68 eV was found. The energy of band gap of a-Si:H thin film is almost two times than activation energy.

2004, 70 pages

Key Words: Thin Films, Amorphous Silicon, Thickness, Refractive Index, Absorbtion Coefficient, Electrical Conductivity, Urbach's Constant, Electronical Band Gap

TEŞEKKÜR

Bana bu çalışmada araştırma olanağı sağlayan, çalışmamın her safhasında yakın ilgi ve önerileri ile beni yönlendiren danışman hocam Sayın Prof.Dr.Tülay SERİN'e (Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi), çalışmalarımı tamamlarken desteğini gördüğüm şube müdürüm Sayın Dr.Müh.Alb.Nevzat KILINÇ'a (Millî Savunma Bakanlığı Teknik Hizmetler Dairesi Başkanlığı), her türlü desteğinden dolayı eşim Sinan ÖZGÜR'e ve aileme teşekkürlerimi sunarım.

Mine ERDEM ÖZGÜR
Ankara, Temmuz 2004

İÇİNDEKİLER

SİMGELER DİZİNİ

A	Amper
B	Magnetik alan
c	Işık hızı
cm	Santimetre
d	Film kalınlığı
D	Dielektrik ortamda elektrik alan
e	Elektron yükü
E	Elektrik Alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
E_g	Enerji aralığı
E_0	Urbah sabiti
Ev	Elektron volt
h	Plank sabiti
H	Dielektrik ortamda magnetik alan
i	Gelme açısı
I	Akım
I	Şiddet
J	Elektriksel akım yoğunluğu
k	Sönüm sabiti
k	Boltzman sabiti
$\bar{k}$	Dalga vektörü
K	Kelvin
L	Filmin boyu

meV	Milielektronvolt
n	Kırılma indisi
$\hat{n}$	Kutuplanma vektörü
q	Elektrik yükü
r	Kırılma açısı
r, t	Fresnel Sabiti (Yansıma, geçme katsayısı)
R	Direnç
R	Yansıyan ışığın genliği
R^2	Doğruluk
s	Saniye
S	Poynting vektörü
T	Geçen ışığın genliği
u	Enerji
V	Gerilim
ω	Frekans
ω	Filmin eni
α	Soğurma sabiti
π	Pi sayısı
λ	Dalga boyu
ε	Dielektrik sabiti
μ	Magnetik geçirgenlik
μ	Mobilite
ν	Elektronun hızı
Ω	Ohm

ρ	Özdirenç
ρ	Momentum yoğunluğu
σ	İletkenlik
μm	Mikrometre
^0C	Santigrat derece

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

1. GİRİŞ

İnce filmlerin öneminin artması nedeniyle, film kalınlığı ve optiksel sabitlerin belirlenmesi gereksinimi doğmuş ve bu konuda yöntem geliştirilmesine çalışılmıştır.

Film kalınlığı ölçümünde bu güne kadar uygulanan yöntemler, filmin kırılma indisi bilgisinin gerektiğini ortaya koymuştur. Bu her iki niceliğin (film kalınlığı ve film kırılma indisi) bağımsız olarak belirlenmesini mümkün kılan yeni geliştirilmiş yöntemler; ince filmin, büyük hacimdeki malzeme ile aynı özelliklere sahip olduğunu kabul eder.

Filmin optik sabitlerinin belirlenmesinde en büyük zorluklar soğurumu yüksek malzeme ile üretilen filmlerde ortaya çıkar. Benzer filmlerin optik sabitlerinin açık olarak belirlenmesi sadece; filmin her iki tarafından yansıyan ve geçen ışık demetinin faz ve genlik ölçümlerinin yapılması ile mümkündür. Bu ölçüleri yüksek doğrulukla yapmak zordur.

Benzer uyuşmazlıklar kısmen uygun olmayan ölçüm yöntemlerinin kullanılmasından, kısmen de filmlerin optik sabitlerinin, filmin hazırlanma koşullarına bağlı olarak değişmesinden kaynaklanır.

Bu çalışmada hidrojenlendirilmiş amorf silikon (a-Si:H) ince filmlerin optik sabitleri belirlenmiştir. Amorf silikon önemli bir fotovoltaik malzemedir. Bu aygıtlar kalınlığı yaklaşık 1 μm olan ince filmlerden oluşur. Bu ince filmlerin kırılma indisi, kalınlığı ve soğurma sabiti gibi optik sabitlerini dalga boyunun bir fonksiyonu olarak elde edebilmek, malzemenin fotovoltaik davranışını belirlemekte oldukça önemlidir. Bu optik sabitlerin belirlenmesi amorf silikonun teorik modelini belirlemek için de gereklidir. (Clark 1980) Filmlerin kalınlığı, yüzey profili stili ya da çeşitli interferometrik yöntemler kullanılarak belirlenebilir. (Bennet and Bennet 1967) Kırılma indisi ve soğurma sabiti genellikle, yansıma ve geçiş spektrumlarının her ikisini de kullanan özel bilgisayar iterasyon yöntemleri ile belirlenebilir. (Lyashenko et al 1964, Wales et al 1967, Szczyrbowski et al 1977) Kırılma indisi ve soğurma sabitinin hesaplanması için basit ve yalın bir yöntem de Manifacier tarafından önerilmiştir. (Manifacier et al 1976) Bu yöntemi kullanarak, R.Swanepol (1983) amorf silikonun .

A.M. Salem $CdGa_2Se_4$ ince filmlerinin (2003) ve A.A. Dakhel buharlaştırılmış Zn-Eu oksit filmlerin (2002) optik sabitlerini belirlemiştir.

Aynı yöntemle bu çalışmada da ince filmlerin optik sabitleri bulunmuştur. Yöntemde sadece geçiş spektrumunu kullanmak yeterli olmaktadır. İnce filmlerin geçiş spektrumları Perkin Elmer UV-VIS Spectrometer Lambda 2S spektrometresinde ölçülmüştür. Manifacier'in kullandığı yöntemin iki üstünlüğü vardır: Hesaplamalar elle yapılabilmekte ve optik sabitlere yönelik kesin sonuçlar elde edilebilmektedir.

Bu çalışmada ayrıca dalga boyuna bağlı olarak elde edilen soğurma sabitinin karesinin enerjiye karşı grafiği çizilerek ince filmlerin yasak band aralık değeri elde edilmiştir. (S.Varghese, M.Iype, E.J.Mathew, C.S.Menon 2002; D.S.Bhavsar, K.B.Saraf 2002)

Filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi 40 ^{0}C-100 ^{0}C sıcaklık aralığında incelenmiştir. $\ln\sigma$-1/T grafiğinin eğiminden ince filmlerin aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. (Y.Natsuma, H.Sakata, 2000)

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Düzlem Elektromagnetik Dalgalar ve Dalganın Yayılması

2.1.1. İletken Olmayan Ortamda Düzlem Dalgalar

Elektromagnetik alanın sağladığı Maxwell denklemlerinin temel özelliği, bir noktadan diğerine enerji taşımasını gösteren ilerleyen dalga çözümlerine sahip oluşudur. En basit ve en temel elektromagnetik dalgalar enine düzlem dalgalardır.

Madde içinde, serbest bir yükün veya akımın bulunmadığı bölgelerde Maxwell denklemleri aşağıdaki gibidir:

i) $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ (Gauss Yasası) iii) $\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ (Faraday Yasası)

(2.1)

ii) $\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ iv) $\vec{\nabla} \times \vec{B} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0$ (Amper Yasası)

Burada μ_0 serbest uzayın magnetik geçirgenliği ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} N / A^2 (Ns^2 / C^2)$), ϵ_0 serbest uzayın dielektrik sabitidir ($\varepsilon_0 = 8{,}85 \times 10^{-12} C^2 / Nm^2$) ve frekanstan bağımsızdır.

(iii) ve (iv) denklemlerinin her iki tarafının rotasyoneli alınarak, $\vec{\nabla}.\vec{E} = \vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ olduğundan, bu denklemler kolayca ayrıştırılabilir:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}.(\vec{\nabla}.\vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = \vec{\nabla} \times (-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{B})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \tag{2.2}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}\right)^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Aynı şekilde;

$$\vec{\nabla}\times(\vec{\nabla}\times\vec{B})=\vec{\nabla}.(\vec{\nabla}.\vec{B})-\vec{\nabla}^2\vec{B}=\vec{\nabla}\times(\frac{\partial\vec{E}}{\partial t})$$

$$\vec{\nabla}^2\vec{B}=\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla}\times\vec{E})$$

$$\vec{\nabla}^2\vec{B}=\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}) \tag{2.3}$$

$$\vec{\nabla}^2\vec{B}-\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2}=0$$

$$\vec{\nabla}^2\vec{B}-\frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}\right)^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2}=0$$

$\vec{E}$ ve $\vec{B}$ 'nin her bir kartezyen bileşeni üç boyutlu dalga denklemini sağlar:

$$\nabla^2 u-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=0 \tag{2.4}$$

Burada

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}=\frac{1}{\sqrt{4\pi\times10^{-7}Ns^2/C^2\cdot 8,85\times10^{-12}C^2/Nm^2}}\cong 3,00\times10^8 m/s \tag{2.5}$$

ortamın karakteristiği olan hız boyutunda bir sabittir.

Dalga denklemi düzlem dalga çözümlerine sahiptir:

$$u=e^{ik\vec{x}-i\omega t} \tag{2.6}$$

Buradaki ω frekansı ile $\vec{k}$ dalga vektörünün büyüklüğü arasında

$$k=\frac{\omega}{v}=\frac{\omega}{c}=\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\,\omega \tag{2.7}$$

bağıntısı vardır.

Yalnızca bir yönde, örneğin z-yönünde ilerleyen dalgalar ele alınırsa, temel çözüm şudur:

$$u(z,t)=Ae^{ikz-i\omega t}+Be^{-ikz-i\omega t} \tag{2.8}$$

Yayılma doğrultusuna dik her bir düzlem üzerinde alanların düzgün olmasından dolayı bunlara düzlem dalgalar denir. Bu çözüm Denk.2.7 kullanılarak, $u_k(z,t)=Ae^{ik(z-vt)}+Be^{-ik(z+vt)}$ biçiminde yazılabilir.

O halde $\vec{E}(z,t) = E_0 e^{i(kz-\omega t)}$ ve $\vec{B}(z,t) = B_0 e^{i(kz-\omega t)}$ biçimindeki alanlar ile ilgilenildiğine göre, burada E_0, B_0 genliklerdir ve $\vec{E}$, $\vec{B}$ 'nin gerçel kısımlarıdır.

$\vec{E},\vec{B}$ için dalga denklemleri (Denk.2.2, 2.3) Maxwell denklemlerinden türetilmişti. Ancak Maxwell denklemlerinin serbest uzaydaki her çözümü dalga denklemine uymak zorunda olsa da, bunun tersi doğru değildir. Maxwell denklemleri E_0, B_0 üzerine fazladan sınırlamalar getirir. Özellikle $\vec{\nabla}.\vec{E} = \vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ olduğundan $(E_0)_z=(B_0)_z=0$ sonucu ortaya çıkar. Yani elektromagnetik dalgalar eninedir; elektrik ve magnetik alanlar yayılma doğrultusuna diktir. Bunun dışında, $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ (Faraday Yasası) elektrik ve magnetik genlikler arasında bir bağıntı çağrıştırır:

$$-k(E_0)_y=\omega(B_0)_x \text{ , } k(E_0)_x=\omega(B_0)_y \tag{2.9}$$

veya daha kısa olarak,

$$B_0 = \frac{k}{\omega}(\hat{z} \times E_0) \tag{2.10}$$

Açıkça, $\vec{E},\vec{B}$ aynı fazlı ve karşılıklı olarak diktir; onların genlikleri şu bağıntıyla birbirlerine bağlıdır:

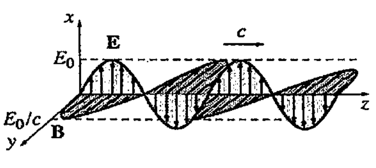
$$B_0 = \frac{k}{\omega} E_0 = \frac{1}{c} E_0 \tag{2.11}$$

O halde $\vec{E}$ x yönünde yönelmişse, $\vec{B}$ 'de y yönünde yönelmiştir. (Denk.2.10)

$$\vec{E}(z,t) = E_0 e^{i(kz-\omega t)}\hat{x}, \vec{B}(z,t) = B_0 e^{i(kz-\omega t)}\hat{y} = \frac{1}{c} E_0 e^{i(kz-\omega t)}\hat{y}$$

veya (gerçel kısmını alarak),

$$\vec{E}(z,t);= E_0 Cos(kz-\omega t)\hat{x}, \vec{B}(z,t) = \frac{1}{c} E_0 Cos(kz-\omega t)\hat{y} \tag{2.12}$$

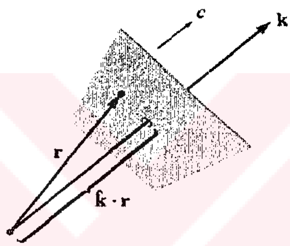


Şekil 2.1. Tek renkli bir düzlem dalganın gösterimi.

Elbette z yönü ile ilgili özel bir şey yoktur, keyfi bir yönde ilerleyen düzlem dalgadır. Yayılma yönünde yönelmiş ve büyüklüğü k dalga sayısına eşit olan $\vec{k}$ yayılma (veya dalga) vektörünün ortaya konulmasıyla gösterim sağlanmış olur. (Bkz.Şekil 2.2) Skaler çarpım $\vec{k}\cdot\vec{r}$, kz'nin uygun genelleştirmesidir.

$$\vec{E}(\vec{r},t) = E_0 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}\hat{n},$$
$$\vec{B}(\vec{r},t) = \frac{1}{c}E_0 e^{i(\hat{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}(\hat{k}\times\hat{n}) = \frac{1}{c}\hat{k}\times\vec{E} \qquad (2.13)$$

Burada $\hat{n}$ kutuplanma vektörüdür. $\vec{E}$ enine olduğundan $\hat{n}\cdot\hat{k} = 0$ dır.



Şekil 2.2. $\vec{k}$ yayılma vektörünün gösterimi.

Yayılma vektörü $\vec{k}$ ve kutuplanması $\hat{n}$ olan bir düzlem dalganın gerçel elektrik ve magnetik alanları şöyle verilir:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = E_0 Cos(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)\hat{n}$$
$$\vec{B}(\vec{r},t) = \frac{1}{c}E_0 Cos(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)(\hat{k}\times\hat{n}) \qquad (2.14)$$

Maxwell denklemlerinin dördüncüsü, $\vec{\nabla}\times\vec{B} = \frac{\mu\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ bağımsız bir koşul vermez; o basitçe Denk.2.11'i yeniden oluşturur.

2.1.2 Elektromagnetik Dalgalarda Enerji ve Momentum

Elektromagnetik alanlarda birim hacim başına depolanan enerji,

$$u = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2) \tag{2.15}$$

olarak verilir. İletken olmayan bir ortamdaki düzlem dalga için, Denk.2.11'in karesini alıp Denk.2.15'te yerine koyarsak,

$$B^2 = \frac{1}{c^2} E^2 = \mu_0 \varepsilon_0 E^2 \tag{2.16}$$

$$\Rightarrow u = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0}\mu_0 \varepsilon_0 E^2) = \varepsilon_0 E^2 = \varepsilon_0 E_0{}^2 Cos^2(kz - \omega t) \tag{2.17}$$

olarak elde edilir. Dalga ilerledikçe, bu enerjiyi kendisiyle birlikte taşır. Alanlar tarafından taşınan enerji akısı yoğunluğu (birim alandan, birim zamanda geçen enerji) Poynting vektörü ile verilir:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}(\vec{E} \times \vec{B}) \tag{2.18}$$

z yönünde yayılan düzlem dalgalar için, poynting vektörü, Denk.2.12 kullanılarak,

$$\vec{S} = c\varepsilon_0 E_0{}^2 Cos^2(kz - \omega t)\hat{z} \tag{2.19}$$

olarak elde edilir.

Elektromagnetik dalgalar, yalnızca enerji taşımaz aynı zamanda momentum taşırlar. Alanlarda depolanan momentum yoğunluğu,

$$\rho = \frac{1}{c^2}\vec{S} \tag{2.20}$$

olarak verilir. z yönünde yayılan düzlem dalgalar için, momentum yoğunluğu. Denk.2.12 kullanılarak,

$$\rho = \frac{1}{c}\varepsilon_0 E_0{}^2 Cos^2(kz - \omega t)\hat{z} \tag{2.21}$$

olarak elde edilir.

Bir elektromagnetik dalga tarafından birim alanda taşınan ortalama güce şiddet adı verilir:

$$I = \langle S \rangle = \langle c\varepsilon_0 E_0{}^2 Cos^2(kz - \omega t)\hat{z} \rangle = c\varepsilon_0 E_0{}^2 \langle Cos^2(kz - \omega t)\hat{z} \rangle = \frac{1}{2} c\varepsilon_0 E_0{}^2 \tag{2.22}$$

Burada $\langle \; \rangle$ şeklindeki parantez tam bir devir üzerinden alınan zaman ortalamasını göstermek için kullanılır.

2.1.3 Dielektrikler Arasındaki Düzlemsel Arayüzde Elektromagnetik Dalgaların Yansıması ve Kırılması

Kaynakların yokluğu halinde, sonsuz genişlikteki ortamda Maxwell denklemleri şöyledir:

$$\text{i) } \vec{\nabla}\cdot\vec{D}=0 \qquad \text{iii) } \vec{\nabla}\times\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{2.23}$$

$$\text{ii) } \vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0 \qquad \text{iv) } \vec{\nabla}\times\vec{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

Ortam doğrusal davranışlı ve türdeş ise (böylece ε ve μ noktadan noktaya değişmez) Maxwell denklemleri şu hale indirgenir:

$$\vec{D}=\varepsilon\vec{E}\ ,\ \vec{H}=\frac{1}{\mu}\vec{B} \tag{2.24}$$

$$\text{i) } \vec{\nabla}\cdot\vec{E}=0 \qquad \text{iii) } \vec{\nabla}\times\vec{E}+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=0$$

$$\text{ii) } \vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0 \qquad \text{iv) } \vec{\nabla}\times\vec{B}-\frac{\mu\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}=0 \tag{2.25}$$

Doğrusal ve türdeş olan böyle bir ortamda elektromagnetik dalgalar,

$$v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}=\frac{c}{n} \tag{2.26}$$

hızı ile yayılırlar. Burada n ortamın kırılma indisidir:

$$n=\sqrt{\varepsilon\mu} \tag{2.27}$$

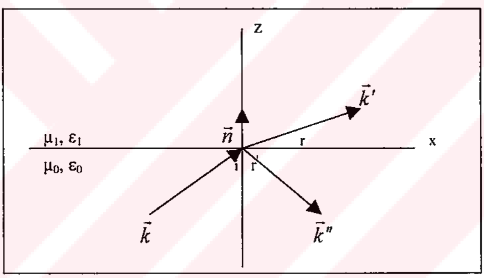
Bu durumda $\vec{k}$ dalga vektörü ile ω frekansı arasındaki ilişki, $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ olduğundan,

$k=\frac{\omega}{v}=\sqrt{\mu\varepsilon}\frac{\omega}{c}$ şeklindedir.

Farklı dielektriksel özelliklere sahip iki ortam arasındaki düzlemsel arayüzde ışığın yansıması ve kırılması alışılmış bir olaydır. Bu olayın çeşitli yanları iki sınıfa ayrılır:

1. Kinematik özellikler:
   a. Yansıma açısı, gelme açısına eşittir.
   b. Snell Yasası: $\frac{Sini}{Sinr}=\frac{n_1}{n_0}$, burada i ve r geliş ve kırılma açıları; n_0 ve n_1 ise geliş ortamı ve ikinci ortamın kırılma indisleridir.
2. Dinamik özellikler:
   a. Yansıyan ve kırılan ışınım şiddetleri.
   b. Faz değişmeleri ve kutuplanma.

Kinematik özellikler doğrudan doğruya olayın dalga niteliği ve sağlanması gereken sınır koşullarından çıkar. Fakat dalgaların ya da sınır koşullarının ayrıntılı niteliğine bağlı değildir. Öte yandan dinamik özellikler tamamıyla elektromagnetik alanların ve sınır koşullarının özel niteliğine bağlıdır.



Şekil 2.3. Gelen $\vec{k}$ dalgasının farklı ortamlar arasındaki düzlemsel arayüzdeki gösterimi.

Probleme uygun koordinat sistemi Şekil 2.3.'de görülmektedir. z=0 düzleminin altındaki ve üzerindeki ortamların geçirgenlikleri ve dielektrik sabitleri sırasıyla μ_0, ε_0 ve μ_1, ε_1 dir.

Ortamların kırılma indisleri sırasıyla (Denk.2.27), $n_0=\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $n_1=\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$ dir. Dalga sayısı $\vec{k}$ ve frekansı ω olan bir düzlem dalga, μ_0, ε_0 ortamından arakesite düşmektedir. Kırılan ve yansıyan dalgalar sırasıyla $\vec{k}'$ ve $\vec{k}''$ dalga vektörlerine sahiptir; $\vec{n}$ ise μ_0, ε_0 lı ortamdan μ_1, ε_1 li ortama yönelmiş birim dik vektördür.

Bu durumda Şekil 2.3'e göre gelen, kırılan ve yansıyan üç dalga şöyledir:

GELEN :
$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\vec{x}-i\omega t}$$
$$\vec{B} = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}\,\frac{\vec{k}\times\vec{E}}{k} \qquad (2.28)$$

KIRILAN :
$$\vec{E}' = \vec{E}_0{}' e^{i\vec{k}'\vec{x}-i\omega t}$$
$$\vec{B}' = \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1}\,\frac{\vec{k}'\times\vec{E}'}{k'} \qquad (2.29)$$

YANSIYAN:
$$\vec{E}'' = \vec{E}_0{}'' e^{i\vec{k}''\vec{x}-i\omega t}$$
$$\vec{B}'' = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}\,\frac{\vec{k}''\times\vec{E}''}{k} \qquad (2.30)$$

Dalga vektörlerinin büyüklüğü;

$$|\vec{k}| = |\vec{k}''| = k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$$
$$|\vec{k}'| = k' = \frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1} \qquad (2.31)$$

z=0 düzlemi üzerinde tüm noktalarda faz çarpanlarının tümü sınır koşullarından bağımsız olarak eşittir.

$$(\vec{k}\cdot\vec{x})_{z=0} = (\vec{k}'\cdot\vec{x})_{z=0} = (\vec{k}''\cdot\vec{x})_{z=0} \qquad (2.32)$$

Denk.2.32 yansıma ve kırılmanın kinematik yanlarını hep kapsar. Böylece üç dalga vektörünün de bir düzlemde bulunması gerektiğini görülür. Şekil 2.3.'deki gösterime göre;

$$\vec{k}\cdot\vec{x} = k.1.Cos(90-i) = k.Sini$$
$$\vec{k}'\cdot\vec{x} = k'.1.Cos(90-r) = k'.Sinr \qquad (2.33)$$
$$\vec{k}''\cdot\vec{x} = k''.1.Cos(90-i) = k.Sinr'$$

dir. Denk.2.33 ile bulunan değerler Denk.2.32'de kullanılırsa, $k'' = k$ olduğundan, $i = r'$ bulunur; yani geliş açısı yansıma açısına eşittir. Ayrıca Denk.2.33 Snell Yasasını da verir:

$$k\cdot Sini = k'\cdot Sinr$$
$$\frac{Sini}{Sinr} = \frac{k'}{k} = \frac{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} = \frac{n_1}{n_0} \qquad (2.34)$$

Dinamik özellikler ise sınır koşullarında kendini göstermektedir. $\vec{D}$ ve $\vec{B}$'nin dik bileşenleri süreklidir; $\vec{E}$ ve $\vec{H}$'nin teğet bileşenleri süreklidir. Buna göre z=0'daki sınır koşulları şunlardır:

$$
\begin{aligned}
&\left[\varepsilon_0\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0{}''\right)-\varepsilon_1\vec{E}_0{}'\right]\cdot\vec{n}=0\\
&\left[\vec{k}\times\vec{E}_0+\vec{k}''\times\vec{E}_0''-\vec{k}'\times\vec{E}_0{}'\right]\cdot\vec{n}=0\\
&\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0{}''-\vec{E}_0{}'\right)\times\vec{n}=0\\
&\left[\frac{1}{\mu_0}\left(\vec{k}\times\vec{E}_0+\vec{k}''\times\vec{E}_0{}''\right)-\frac{1}{\mu_1}\left(\vec{k}'\times\vec{E}_0{}'\right)\right]\times\vec{n}=0
\end{aligned}
\qquad (2.35)
$$

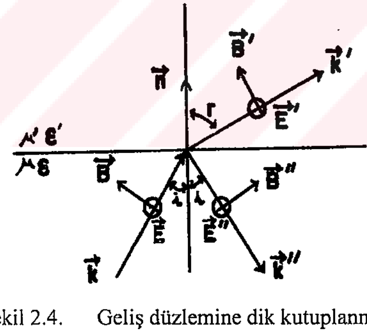
Bu sınır koşulları uygulanırken iki ayrı durum söz konusudur:

i) Gelen dalga, kutuplanma vektörü geliş düzlemine dik olacak şekilde çizgisel kutupludur.

ii) Kutuplanma vektörü geliş düzlemine paraleldir.

Genel durum için, bu iki sonucun uygun bir çizgisel karışımını almak yeterlidir:

$\vec{E}$ **Geliş Düzlemine Dik Durumda:**



Şekil 2.4. Geliş düzlemine dik kutuplanma durumunda yansıma ve kırılma.

Şekil 2.4.'deki durumda elektrik alanların tümü yüzeye paralel olduğundan Denk.2.35'deki ilk sınır koşulu hiç bir şey vermez; üçüncü ve dördüncü denklemler şunları verirler:

$$III.denklem;\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0^{\,''}-\vec{E}_0^{\,'}\right)\times\vec{n}=0$$

$$\Rightarrow\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0^{\,''}-\vec{E}_0^{\,'}\right)\cdot 1\cdot Sin90=0$$

$$\Rightarrow\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0^{\,''}-\vec{E}_0^{\,'}\right)=0 \qquad (2.36)$$

$$IV.Denklem;\left[\frac{1}{\mu_0}\left(\vec{k}\times\vec{E}_0+\vec{k}''\times\vec{E}_0^{\,''}\right)-\frac{1}{\mu_1}\left(\vec{k}'\times\vec{E}_0^{\,'}\right)\right]\times\vec{n}=0$$

$$\Rightarrow\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}Cosi(E_0-E_0^{\,''})-\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}CosrE_0^{\,'}=0 \qquad (2.37)$$

Denk.2.37'nin ayrıntılı olarak elde edilişi EK-1'de sunulmuştur.

Denk.2.35'deki ikinci denklem Snell yasasıyla birlikte üçüncünün verdiği bağıntıyı bir kez daha verir. Kırılan ve yansıyan dalgaların bağıl genlikleri Denk.2.36-2.37'den bulunabilir:

$$\left(\vec{E}_0+\vec{E}_0^{\,''}-\vec{E}_0^{\,'}\right)=0$$

$$\Rightarrow\vec{E}_0^{\,'}-\vec{E}_0^{\,''}=\vec{E}_0 \qquad (2.38)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}Cosi(E_0-E_0^{\,''})-\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}CosrE_0^{\,'}=0$$

$$\Rightarrow\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}CosrE_0^{\,'}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}CosiE_0^{\,''}=\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}CosiE_0 \qquad (2.39)$$

Denk.2.38-2.39 iki bilinmeyenli bir denklem sistemi gibi çözülerek $\frac{E_0^{\,''}}{E_0}$ ve $\frac{E_0^{\,'}}{E_0}$ değerleri bulunabilir:

$$\Rightarrow\frac{E_0^{\,''}}{E_0}=\frac{n_0Cosi-\frac{\mu_0}{\mu_1}\sqrt{n_1^{\,2}-n_0^{\,2}Sin^2i}}{n_0Cosi+\frac{\mu_0}{\mu_1}\sqrt{n_1^{\,2}-n_0^{\,2}Sin^2i}} \qquad (2.40)$$

$$\Rightarrow\frac{E_0^{\,'}}{E_0}\frac{2n_0Cosi}{n_0Cosi+\frac{\mu_0}{\mu_1}\sqrt{n_1^{\,2}-n_0^{\,2}Sin^2i}} \qquad (2.41)$$

Denk.2.40 ve 2.41'in ayrıntılı olarak elde edilişi EK-2 ve EK-3'de sunulmuştur.

Bu ifadelerdeki kare kökler $n_1 Cosr$ dir; fakat onu geliş açısı cinsinden yazmak için Snell Yasası kullanılmıştır. Optik frekanslar için $\frac{\mu_0}{\mu_1}=1$ konulabilir. Buna göre Denk.2.40 ve Denk.2.41;

$$\frac{E_0''}{E_0}=\frac{n_0 Cosi-\sqrt{n_1^2-n_0^2 Sin^2 i}}{n_0 Cosi+\sqrt{n_1^2-n_0^2 Sin^2 i}} \tag{2.42}$$

$$\frac{E_0'}{E}=\frac{2n_0 Cosi}{n_0 Cosi+\sqrt{n_1^2-n_0^2 Sin^2 i}} \tag{2.43}$$

olarak elde edilir. Dalganın arakesit yüzeyine dik olarak gelmesi halinde i=0 Denk.2.42 ve 2.43 şu şekle indirgenir:

$$\frac{E_0'}{E_0}=\frac{2n_0}{n_1+n_0} \qquad \frac{E_0''}{E_0}=\frac{n_1-n_0}{n_1+n_0} \tag{2.44}$$

Denk.2.44'de elde edilen ifadeler Fresnel Sabitleri olarak bilinir.

Gelen enerjinin hangi kesri yansıtılır, hangi kesri geçirilir?

Denk.2.22'ye göre şiddet (birim alan başına ortalama güç) $I=\frac{1}{2}v\varepsilon_0 E_0^2$ ile verilir. $\frac{\mu_0}{\mu_1}=1$ durumu yine geçerli ise, yansıyan şiddetin gelen şiddete oranı.

$$R=\frac{I''}{I}=\frac{\frac{1}{2}v_0\varepsilon_0}{\frac{1}{2}v_0\varepsilon_0}\left(\frac{E_0''}{E_0}\right)^2=\left(\frac{n_1-n_0}{n_1+n_0}\right)^2 \tag{2.45}$$

olarak, öte yandan geçen şiddetin gelen şiddete oranı ise,

$$T=\frac{I'}{I}=\frac{\frac{1}{2}v_1\varepsilon_1}{\frac{1}{2}v_0\varepsilon_0}\left(\frac{E_0'}{E_0}\right)^2=\frac{v_1\varepsilon_1}{v_0\varepsilon_0}\left(\frac{2n_0}{n_1+n_0}\right)^2=\frac{4n_0 n_1}{(n_1+n_0)^2} \tag{2.46}$$

olarak elde edilir. Burada R yansıma katsayısı, T geçme katsayısı olarak adlandırılır. Enerjinin korunumu R+T=1 olmasını gerektirir.

2.2 Bir İnce Film Tarafından Işığın Yansıtılması ve Geçirilmesi

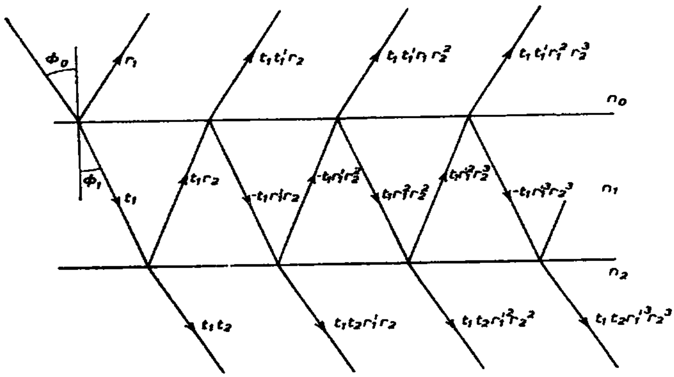
Bu bölüm soğurumsuz tek tabakalı ince bir filmin yansıma ve geçme sabitlerinin Bölüm 2.1'deki sonuçlardan yararlanarak bulunmasını içerir. Üzerine gelen bir ışık demetini yansıyan ve geçen ışık demetlerine ayıran bir film göz önüne alınır.

Benzer bölünmeler ışık bir ara yüze her geldiğinde oluşur ve öyle ki yansıyan ve geçen ışınların şiddeti her ara yüzde yansıtılan ve geçirilen çoklu yansıma ve geçme elemanlarının toplanmasıyla elde edilir. Sonuçlar uygun olarak Fresnel sabitleri kullanılarak yazılabilir. λ dalga boylu, ω frekanslı, birim genlikli paralel bir ışık demetinin, kırılma indisi n_1, kalınlığı d olan homojen, isotropik bir film ve onun alt tabakası olan n_2 kırılma indisli bir cam yüzeye düştüğü varsayılsın. Işığın bulunduğu ilk ortamın (hava) kırılma indisi n_0 ve bu ortamdaki kırılma açısı φ_0 olsun.

Işık demetinin yansıyan ve geçirilen kısımlarının genlikleri Denk.2.44'de elde edilen Fresnel sabitleri kullanılarak başarıyla yazılır Bu sabitlerin tanımlarından açıkça anlaşılmaktadır ki, verilen bir sınırda r ve t değerleri sınırı geçen ışığın ilerleme yönüne bağlıdır. Böylece kırılma indisleri n_0 ve n_1 olan bir ortamın ara yüzüne, n_0 yönünden gelen bir ışığın yansıması için (normal gelişte) Fresnel sabiti $\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}$, tersi yönde ($n_1$'den n_0'a doğru) ise $\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0}$ şeklindedir. Buna karşın n_0 yönünden gelen bir ışığın geçiş durumu için (normal gelişte) Fresnel sabiti $\frac{2n_0}{n_0 + n_1}$, tersi yönde (n_1'den n_0'a doğru) ise $\frac{2n_1}{n_0 + n_1}$ dir.

Aslında her iki durum birbirinden farklıdır, ancak çoğu bilim adamı çalışmalarında her iki durumu sanki birbirinin aynısı gibi kabul ederek, sınırın her iki yanındaki yansımalar ve geçmeler için tek bir yansıma ve geçme katsayısı kullanmışlardır. Böylece enerjinin korunumu yasasının uygulanmasında meydana gelen bazı hataları ihmal ederek doğru sonucu elde edebilmişlerdir.

Buradaki incelemelerde ışığın geliş yönü kırılma indisi n_0 olan ortamdan n_1 olan ortama doğrudur.



Şekil 2.5. n_0 kırılma indisli ortamdan gelerek, belli bir kalınlıktaki n_1 kırılma indisli ortamdan n_2 kırılma indisli ortama geçen ışığın çoklu yansıma ve geçme durumları.

Tek tabakalı problemin çözümünde, n_0'dan n_1'e doğru gerçekleşen yansıma ve geçmeler için Fresnel sabitleri r_1 ve t_1, n_1'den n_0'a doğru gerçekleşen yansıma ve geçmeler için Fresnel sabitleri de r_1' ve t_1' olarak gösterilmektedir. Burada Fresnel yansıma ifadesinden aslında r_1' tanımının $-r_1$ olduğu görülür.

n_0 ortamı içindeki yansıyan ışınların genlikleri r_1, $t_1t_1'r_2$, $-t_1t_1'r_1r_2^2$, $t_1t_1'r_1^2r_2^3$,..... ve geçirilen ışınların genlikleri ise t_1t_2, $-t_1t_2r_1r_2$, $t_1t_2r_1^2r_2^2$, ... şeklindedir. Işık demeti filmin içinden geçerken, fazında meydana gelen değişiklik;

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 Cos\phi_1 \tag{2.47}$$

Böylece yansıyan ışığın genliği,

$$R = r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-2i\delta_1} - t_1 t_1' r_1 r_2^2 e^{-4i\delta_1} + ...$$

$$= r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-2i\delta_1} (1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta_1} + r_1^2 r_2^2 e^{-4i\delta_1} - .....)$$

$$e^{-2i\delta_1} = x \Rightarrow R = r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-2i\delta_1} (1 - r_1 r_2 x + r_1^2 r_2^2 x^2 - ....)$$

$$\Rightarrow R = r_1 + t_1 t_1' r_2 e^{-2i\delta_1} \left(\frac{1}{1 + r_1 r_2 x} \right)$$

$$\Rightarrow R = r_1 + \frac{t_1 t_1' r_2 e^{-2i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}} \tag{2.48}$$

Burada faz ifadesindeki zaman-bağımlı faktör ihmal edilmiştir. Soğurumsuz ortam için, bu ifade Fresnel yansıma sabitleri r_1 ve r_2 kullanılarak daha da basitleştirilebilir. Enerjinin korunumu yasasından (ya da Fresnel sabitlerinden);

$$t_1 t_1' = 1 - r_1^2 \tag{2.49}$$

olduğundan Denk.2.48,

$$R = \frac{r_1 + r_2 e^{-2i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}} \tag{2.50}$$

şekline dönüşür.

Geçirilen ışığın genliği ise aynı şekilde sıralı geçmelerle oluşan ışınların genliklerinin toplamından elde edilir:

$$T = t_1 t_2 e^{-i\delta_1} - t_1 t_2 r_1 r_2 e^{-3i\delta_1} + t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 e^{-5i\delta_1} - ....$$

$$\Rightarrow T = \frac{t_1 t_2 e^{-i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}} \tag{2.51}$$

olarak elde edilir. Denk.2.48 ve Denk.2.51 genellikle geçerlidir.

Eğer film soğuruyorsa, ya da soğuran bir ortam ile sınırlandırılmışsa, o zaman n_0, n_1, n_2 değerleri yerine kompleks değerler karşılık gelir. Bu durumda Fresnel sabitleri de kompleks değerlere dönüşür ve halâ kesin olarak hesaplanabilmesine rağmen R ve T değerleri de bir dereceye kadar karmaşıklaşır. Bu değerlerin filmi saran ortamdaki dalgaların genliklerini verdiği unutulmamalıdır. Yansıyan ve geçirilen ışık demetine karşılık gelen enerjiler aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$n_0 RR^* = \frac{n_0 (r_1^2 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_2^2)}{(1 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_1^2 r_2^2)} \tag{2.52}$$

$$n_0 TT^* = \frac{n_2 t_1^2 t_2^2}{(1 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_1^2 r_2^2)} \tag{2.53}$$

Birinci ortamda birim genlikli bir dalganın dikkate alınması nedeniyle, gelen ışığın enerjisinin yansıyan ve geçirilen ışığın enerjisine oranı olarak tanımlanan yansıma ve geçme aşağıdaki gibi verilir:

$$R = \frac{r_1^2 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_2^2}{1 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_1^2 r_2^2} \tag{2.54}$$

$$T = \frac{n_2}{n_0} \cdot \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 + 2r_1 r_2 Cos2\delta_1 + r_1^2 r_2^2)} \tag{2.55}$$

Normal gelme durumunda, yansıyan ve geçirilen ışınların genlikleri için yazılan ifadeler, kırılma indisleri terminolojisinde ifade edildiğinde bile makul bir şekilde kesin olarak yazılabilir. Böylece Fresnel sabitlerinin,

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}; t_1 = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \tag{2.56}$$

$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}; t_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \tag{2.57}$$

şekline indirgendiği görülür. Öyle ki Denk.2.50 ve 2.51 ifadeleri de aşağıdaki gibi yazılır:

$$R = \frac{(n_0 - n_1)(n_1 + n_2)e^{i\delta_1} + (n_0 + n_1)(n_1 - n_2)e^{-i\delta_1}}{(n_0 + n_1)(n_1 + n_2)e^{i\delta_1} + (n_0 - n_1)(n_1 - n_2)e^{-i\delta_1}} \tag{2.58}$$

$$T = \frac{4n_0 n_1}{(n_0 + n_1)(n_1 + n_2)e^{i\delta_1} + (n_0 - n_1)(n_1 - n_2)e^{-i\delta_1}} \tag{2.59}$$

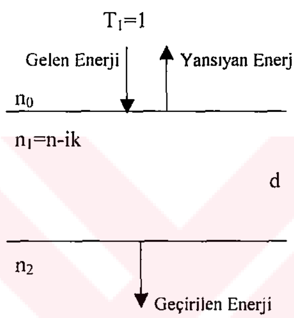
Buna göre gelen ışığın enerjisinin yansıyan ve geçirilen ışığın enerjisine oranı olarak tanımlanan yansıma ve geçme aşağıdaki gibi verilir:

$$R = \frac{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) - 4n_0 n_1^2 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)Cos2\delta_1}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) + 4n_0 n_1^2 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)Cos2\delta_1} \tag{2.60}$$

$$T = \frac{8n_0 n_1^2 n_2}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) + 4n_0 n_1^2 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)Cos2\delta_1} \tag{2.61}$$

2.3 Bir İnce Filmin Zayıf Soğurum Bölgesinde Optik Sabitlerinin Belirlenmesi

Kırılma indisleri n_0 ve n_2 olan iki saydam ortam tarafından sınırlandırılmış, kompleks kırılma indisi n_1=n-ik olan bir ince film sisteminde (Şekil 2.6.); gelen ışığın şiddetinin 1 birim olduğu düşünülürse, filmden n_2 ortamına geçirilen ışığın genliği. Denk.2.51 ile elde edilen, $T = \dfrac{t_1 t_2 e^{-i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}}$ denklemi ile verilir.



Şekil 2.6. Tek tabakalı bir ince film tarafından ışığın yansıtılması ve geçirilmesi.

Burada $\delta_1 = \dfrac{2\pi}{\lambda} n_1 d Cos\phi_1$ olarak verilir. Işığın normal gelme durumunda $\phi_1 = 0$ olacağından $\delta_1 = \dfrac{2\pi}{\lambda} n_1 d$ şekline indirgenir, böylece geçirilen ışığın genliği,

$$T = \frac{t_1 t_2 e^{-2\pi i n_1 d/\lambda}}{1 + r_1 r_2 e^{-4\pi i n_1 d/\lambda}} = A \qquad (2.62)$$

şeklinde yazılır.

Işığın tabakadan geçme şiddeti ise; daha önce Denk.2.55 ile tanımlanan,

$$T = \frac{n_2}{n_0} \cdot |A|^2 \qquad (2.63)$$

denklemi ile verilir. Denk.2.62.nin karesi Denk.2.63.de yerine koyularak geçme şiddeti;

$$T=\frac{n_2}{n_0}\left[\frac{t_1t_2e^{-\frac{2\pi}{\lambda}i(n-ik)d}}{1+r_1r_2e^{-\frac{4\pi}{\lambda}i(n-ik)d}}\right]^2=\frac{n_2}{n_0}\left[\frac{t_1t_2e^{-\frac{2\pi}{\lambda}ind}e^{-\frac{2\pi}{\lambda}kd}}{1+r_1r_2e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}e^{-\frac{4\pi}{\lambda}kd}}\right]^2$$

olarak elde edilir. Soğurma sabiti k sönüm sabiti cinsinden $\alpha=\frac{4\pi k}{\lambda}$ şeklinde verilir.

Buna göre,

$e^{-\frac{4\pi}{\lambda}kd}=e^{-\alpha d}=x$ ise yukarıdaki denklemi x cinsinden aşağıdaki gibi elde edilir.

$$T=\frac{n_2}{n_0}\left[\frac{t_1t_2e^{-\frac{2\pi}{\lambda}ind}x^{1/2}}{1+r_1r_2e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}x}\right]^2=\frac{n_2}{n_0}\left[\frac{t_1^2t_2^2x}{1+2r_1r_2e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}x+r_1^2r_2^2x^2}\right] \tag{2.64}$$

Denk.2.56 ve 2.57'deki ifadeler Denk.2.64'de yerine koyulursa;

$$T=\frac{n_2}{n_0}\left[\frac{\left(\frac{2n_0}{n_0+n_1}\right)^2\left(\frac{2n_1}{n_1+n_2}\right)^2x}{1+2\left(\frac{n_0-n_1}{n_0+n_1}\right)\left(\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}\right)e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}x+\left(\frac{n_0-n_1}{n_0+n_1}\right)^2\left(\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}\right)^2x^2}\right]$$

$$T=\frac{16n_2n_0n_1^2x}{(n_0+n_1)^2(n_1+n_2)^2+2(n_0-n_1)(n_0+n_1)(n_1-n_2)(n_1+n_2)e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}x+(n_0-n_1)^2(n_1-n_2)^2x}$$

Yukarıdaki denklemde n_1=n-ik olduğundan,

$$T=\frac{16n_2n_0(n^2+k^2)x}{A+Bx^2+2Ce^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}x} \tag{2.65}$$

olarak elde edilir. Burada,

$$\begin{aligned}A&=\left[(n_0+n)^2+k^2\right]\left[(n+n_2)^2+k^2\right]\\B&=\left[(n_0-n)^2+k^2\right]\left[(n-n_2)^2+k^2\right]\\C&=-\left(n^2-n_0^2+k^2\right)\left(n^2-n_2^2+k^2\right)\end{aligned} \tag{2.66}$$

şeklindedir. Denk.2.65 zayıf soğurma bölgesinde sadeleştirilirse;

Zayıf soğurma bölgesinde,

$$\begin{aligned}&k^2\langle\langle(n-n_0)^2\\&k^2\langle\langle(n-n_1)^2\end{aligned} \tag{2.67}$$

olduğunda $k^2\approx 0$'dır ve bu durumda k^2 ihmal edilebilir. Bu yaklaşımla Denk.2.66;

$$
\begin{aligned}
A &= (n_0 + n)^2 (n + n_2)^2 \\
B &= (n_0 - n)^2 (n - n_2)^2 \\
C &= -(n^2 - n_0^2)(n^2 - n_2^2)
\end{aligned}
\qquad (2.68)
$$

şekline indirgenir. Denk.2.65'deki $e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind}$ ifadesi trigonometrik olarak yazılıp, gerçel kısmı alınırsa Denk.2.65,

$$e^{-\frac{4\pi}{\lambda}ind} = Cos(4\pi nd/\lambda) - iSin(4\pi nd/\lambda)$$

$$T = \frac{16 n_2 n_0 n^2 x}{(n_0 + n)^2 (n + n_2)^2 + (n_0 - n)^2 (n - n_2)^2 x^2 - 2x(n^2 - n_0^2)(n^2 - n_2^2) Cos(4\pi nd/\lambda)} \qquad (2.69)$$

olarak elde edilir. Denk.2.69,

$$
\begin{aligned}
C_1 &= (n_0 + n)(n + n_2) \\
C_2 &= (n_0 - n)(n_2 - n)
\end{aligned}
\qquad (2.70)
$$

ifadeleri kullanılarak tekrar yazılırsa,

$$T = \frac{16 n_2 n_0 n^2 x}{C_1^2 + C_2^2 x^2 + 2C_1 C_2 x Cos(4\pi nd/\lambda)} \qquad (2.71)$$

olarak elde edilir. Burada α daha önce Denk.2.64'de kabul edildiği gibi,

$$x = e^{-4\pi kd/\lambda} = e^{-\alpha d} \qquad (2.72)$$

şeklinde olup, α filmin soğurma sabitidir.

$$\frac{4\pi nd}{\lambda} = m\pi \qquad (2.73)$$

için Denk.2.64 T_M ve T_m 'a dönüşür.

m=(çift tam sayı) ise Cosmπ=+1 olacağından;

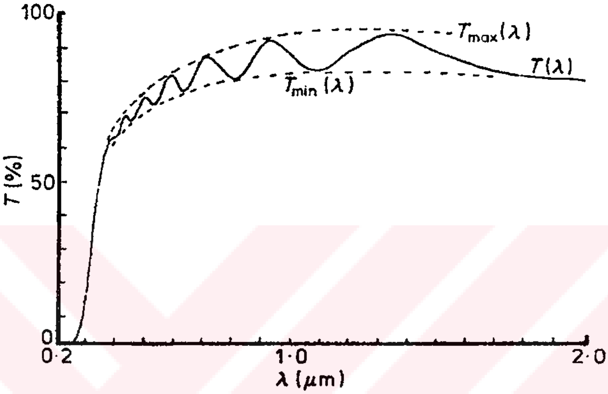
$$T_M = \frac{16 n_0 n_2 n^2 x}{C_1^2 + C_2^2 x^2 + 2C_1 C_2 x} = \frac{16 n_0 n_2 n^2 x}{(C_1 + C_2 x)^2} \qquad (2.74)$$

ve m=(tek tam sayı) ise Cosmπ=-1 olacağından;

$$T_m = \frac{16 n_0 n_2 n^2 x}{C_1^2 + C_2^2 x^2 - 2C_1 C_2 x} = \frac{16 n_0 n_2 n^2 x}{(C_1 - C_2 x)^2} \qquad (2.75)$$

Denk.2.74 ve 2.75'nin birleşimi ile n, α, k ve d'nin belirlenebilmesi için bir iterasyon yöntemi geliştirilmiştir. (Lyashenko and Miloslavskii 1964)

Burada, bu yöntemin önemli bir sadeleştirmesi önerilmektedir: T_m ve T_M, $n(\lambda)$ ve $x(\lambda)$ gibi, λ'nın sürekli bir fonksiyonu olsun. Geçiş spektrumunun minimumu olan $T_m(\lambda)$ ve maksimumu olan $T_M(\lambda)$ fonksiyonları Şekil 2.7'de gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Bir ince film sistemi için tipik geçiş spektrumu.

Denk.2.74 ve 2.75 birbirine oranlanırsa x aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\frac{T_M}{T_m} = \frac{16n_0n_2n^2x/(C_1+C_2x)^2}{16n_0n_2n^2x/(C_1-C_2x)^2} = \frac{(C_1-C_2x)^2}{(C_1+C_2x)^2}$$

$$\Rightarrow \sqrt{\frac{T_M}{T_m}} = \frac{(C_1-C_2x)}{(C_1+C_2x)}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2} \cdot (C_1+C_2x) = (C_1-C_2x)$$

$$\Rightarrow C_2x + C_2x\left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2} = C_1 - C_1\left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow x = C_1\left(1-\left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2}\right) \Big/ C_2\left(1+\left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2}\right) \tag{2.76}$$

Denk.2.76'daki T_M ve T_m ölçülebilir şiddetlerdir.

Denk.2.76'dan yararlanarak kırılma indisi n'nin belirlenebilmesi için Denk.2.76. Denk.2.74'de yerine koyulursa;

$$\left(\frac{T_M}{T_m}\right)^{1/2} = q \Rightarrow x = \frac{C_1(1-q)}{C_2(1+q)} \tag{2.77}$$

$$\Rightarrow T_M = \frac{16 n_0 n_2 n^2 \dfrac{C_1(1-q)}{C_2(1+q)}}{\left(C_1 + C_2 \dfrac{C_1(1-q)}{C_2(1+q)}\right)^2} = \frac{16 n_0 n_2 n^2 \dfrac{C_1(1-q)}{C_2(1+q)}}{C_1^{\,2}\left(1 + \dfrac{1-q}{1+q}\right)^2}$$

$$\Rightarrow T_M = \frac{4 n_0 n_2 n^2 (1-q)(1+q)}{C_1 C_2} = \frac{4 n_0 n_2 n^2 (1-q^2)}{C_1 C_2}$$

$$\Rightarrow T_M = \frac{4 n_0 n_2 n^2 (1 - T_M / T_m)}{C_1 C_2}$$

$$\Rightarrow \frac{C_1 C_2}{4 n_0 n_2 n^2} = \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

olarak elde edilir. Burada Denk.2.70 kullanılarak;

$$\frac{(n+n_0)(n+n_1)(n-n_0)(n-n_1)}{4 n_0 n_2 n^2} = \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

$$(n^2 - n_0^{\,2})(n^2 - n_1^{\,2}) = 4 n_0 n_2 n^2 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

$$n^4 - n^2 n_1^{\,2} - n^2 n_0^{\,2} + n_0^{\,2} n_1^{\,2} = 4 n_0 n_2 n^2 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

$$n^2 - n_1^{\,2} - n_0^{\,2} + \frac{n_0^{\,2} n_1^{\,2}}{n^2} = 4 n_0 n_2 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

$$n^2 + \frac{n_0^{\,2} n_1^{\,2}}{n^2} = (n_1^{\,2} + n_0^{\,2}) + 4 n_0 n_2 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m}$$

$$(n_1^{\,2} + n_0^{\,2}) + 4 n_0 n_2 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m} = 2N$$

$$\Rightarrow n^2 + \frac{n_0^{\,2} n_1^{\,2}}{n^2} = 2N$$

$$\Rightarrow n^4 - n^2 2N + n_0^{\,2} n_1^{\,2} = 0 \tag{2.78}$$

şeklinde bulunur. Denk.2.78 II.dereceden bir denklem gibi çözülürse;

$$\Delta = 4N^2 - 4 n_0^{\,2} n_1^{\,2} \Rightarrow \sqrt{\Delta} = 2\left(N^2 - n_0^{\,2} n_1^{\,2}\right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow (n^2)_{1,2} = \frac{2N \,\mu\, 2\left(N^2 - n_0^{\,2} n_1^{\,2}\right)^{1/2}}{2}$$

$$\Rightarrow n^2 = N + \left(N^2 - n_0^{\,2} n_1^{\,2}\right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow n = \left[N + \left(N^2 - n_0^2 n_1^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2} \qquad (2.79)$$

olarak bulunur. Burada,

$$N = \frac{n_1^2 + n_0^2}{2} + 2 n_0 n_1 \frac{T_m - T_M}{T_M T_m} \qquad (2.80)$$

şeklindedir. Denk.2.79'da, aynı dalga boyundaki T_M ve T_m değerleri ile n_1 ve n_0 değerleri kullanılarak n kesin olarak belirlenir.

n'nin bilinmesiyle C_1 ve C_2'de tam olarak belirlenebileceğinden, Denk.2.76'dan x elde edilebilir.

Filmin d kalınlığı ise Denk.2.73 kullanılarak, bitişik iki maksimum ya da iki minimumdan belirlenebilir. Bitişik iki maksimum noktasında Bragg yasası:

$$2 n_{\lambda_1} d = m \lambda_1 \Rightarrow m = \frac{2 n_{\lambda_1} d}{\lambda_1}$$

$$2 n_{\lambda_2} d = (m+1) \lambda_2 \Rightarrow m = \frac{2 n_{\lambda_2} d}{\lambda_2} - 1$$

$$\frac{2 n_{\lambda_1} d}{\lambda_1} = \frac{2 n_{\lambda_2} d}{\lambda_2} - 1$$

$$\Rightarrow d \left(\frac{2 n_{\lambda_1}}{\lambda_1} - \frac{2 n_{\lambda_2}}{\lambda_2} \right) = -1$$

$$\Rightarrow d = \frac{1}{\dfrac{2 n_{\lambda_2}}{\lambda_2} - \dfrac{2 n_{\lambda_1}}{\lambda_1}} = \frac{1}{\dfrac{2 \lambda_1 n_{\lambda_2} - 2 \lambda_2 n_{\lambda_1}}{\lambda_1 \lambda_2}}$$

$$\Rightarrow d = \lambda_1 \lambda_2 / 2 \left(\lambda_1 n_{\lambda_2} - \lambda_2 n_{\lambda_1} \right) \qquad (2.81)$$

λ_1. n_{λ_1} ve λ_2, n_{λ_2} iki extreme (max. ya da min.) noktasındaki kırılma indisi ve dalga boyuna karşılık gelmektedir.

d ve x'in bu şekilde belirlenmesiyle, Denk.2.72'den k sönüm sabiti belirlenebilir:

$$x = e^{-4\pi k d/\lambda}$$

$$\ln x = -4\pi k d/\lambda$$

$$\Rightarrow -\ln x = 4\pi k d/\lambda$$

$$\Rightarrow \ln x^{-1} = 4\pi k d/\lambda$$

$$\Rightarrow \ln(1/x) = 4\pi k d/\lambda$$

$$\Rightarrow k = \frac{\lambda \cdot \ln(1/x)}{4\pi d} \tag{2.82}$$

En son olarak α soğurma sabiti de Denk.2.72'den,

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{2.83}$$

olarak belirlenir.

2.4 İnce Filmlerde Elektriksel İletkenlik

Elektriksel özellikleri nedeniyle ince filmler, son zamanlarda uygulamada sıkça kullanılmış ve teorik olarak incelenmiştir. Eskiden büyük elektriksel sistemlerle yapılabilen işlemler bugün mikroskobik ince film tabanlı entegre devre çipleriyle daha etkili ve güvenilir bir şekilde yapılabilmektedir. Malzemenin sınıfına, fiziksel durumuna, gövde veya film şeklinde olup olmadığına bakılmaksızın, uygulanan E elektrik alanında v hızıyla hareket eden q yüklü bir n taşıyıcı konsantrasyonunun J elektriksel akım yoğunluğu aşağıdaki basit bağıntı ile verilir:

$$J = nqv \tag{2.84}$$

Birçok malzeme için, özellikle küçük elektrik alanlarda taşıyıcı hızı elektrik alan ile orantılıdır;

$$v = \mu E \tag{2.85}$$

orantı sabiti veya birim alandaki hız mobilite (μ) olarak bilinir. Buna göre akım yoğunluğu şu şekilde ifade edilebilir;

$$J = nq\mu E \tag{2.86}$$

ve Ohm Kanununun ($J = \sigma E$) Denk.2.86 ile karşılaştırılmasından iletkenlik (σ) veya özdirencin tersi ($1/\rho$);

$$\sigma = 1/\rho = nq\mu \tag{2.87}$$

olarak ifade edilir.

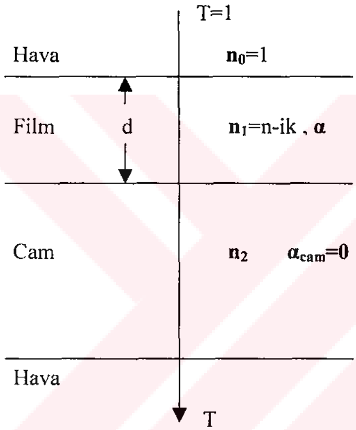
Elektriksel iletkenlik teorileri, yukarıdaki eşitliklerde malzeme sabitlerinin niteliğini, doğasını ve büyüklüğünü tanımlamaya çalışır. n ve v veya μ'nün, sıcaklığın, bileşiğin, yapısal bozukluğun ve elektrik alanın bir fonksiyonu olarak nasıl değiştiği ile ilgilidir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Amorf Silikonun Optik Sabitlerinin ve Kalınlığının Belirlenmesi

Amorf silikon önemli bir fotovoltaik malzemedir. Bu malzeme yaklaşık 1 μm kalınlığında film içerir. Malzemenin fotoelektrik davranışını belirlemek için kırılma indisi ve soğurma sabitinin dalga boyunun (λ) bir fonksiyonu olarak bilinmesi çok önemlidir. Kırılma indisi ve soğurma sabiti genellikle, yansıma ve geçme spektrumlarının kullanılması ile belirlenir.

Cam bir tabaka üzerine kaplanan ince film sistemi Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Belli kalınlıkta cam tabaka üzerindeki ince film sistemi.

Burada,

d: Filmin kalınlığı.

n_1: Filmin kompleks kırılma indisi (n_1=n-ik)

k: Filmin sönüm sabiti.

k sönüm sabitinin, α soğurma sabiti cinsinden değeri (Bkz.Bölüm 2.3),

$$k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \qquad (3.1)$$

olarak verilir.

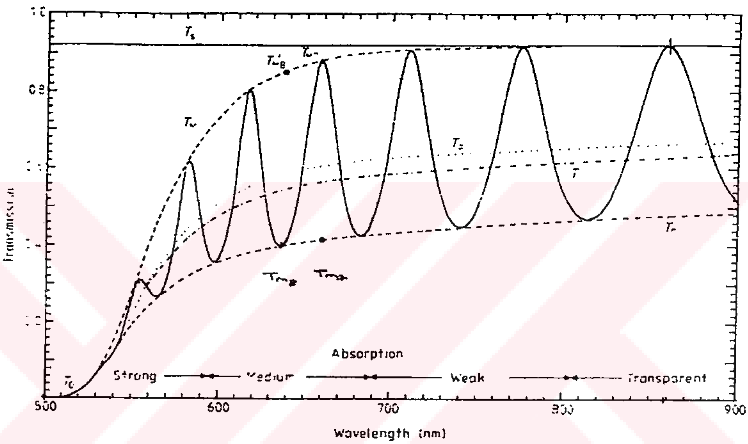
Cam tabakanın kalınlığı, filmin d kalınlığından bir kaç kat daha kalındır.

n_2=s: Camın kırılma indisi.

α_{cam}=0: Camın soğurma sabiti.

Sistemi çevreleyen havanın kırılma indisi n_0=1'dir.

Eğer d kalınlığı filmin her yerinde aynı değilse, bütün ara yüz etkileri yok edilir ve Şekil 3.2'de gösterilen pürüzsüz bir T_α geçiş eğrisi elde edilir.



Şekil 3.2 Belli kalınlıktaki cam tabaka üzerine kaplanan ince filmin spektrumu.

Şekil 3.2'deki spektrum 4 bölgeye ayrılır. α=0 olan cam tabaka bölgesinde, geçiş spektrumu çoğalan yansımalardan belirlenir. Zayıf soğurma bölgesinde α küçüktür. fakat geçiş azalmaya başlar. Orta soğurma bölgesinde α büyüktür ve geçiş ana olarak α'nın etkisiyle azalır. Güçlü soğurma bölgesinde geçiş hemen hemen sadece α'nın etkisiyle güçlü bir şekilde azalır.

Eğer d kalınlığı tek ise, arayüz etkileri Şekil 3.2'de gösterilen bir spektruma neden olur. Arayüz kenarları filmin optik sabitlerinin hesaplanmasında ihmal edilemeyecek kadar önemlidir. Bu yüzden Bölüm 2.2.deki Denk.2.48 ve 2.51 bütün yansıma ve geçmelerin toplamı alınarak elde edilmiştir.

Film yokken sadece kalın cam düşünüldüğünde, arayüzsüz geçiş aşağıdaki ifade ile verilir.

$$T_S = \frac{(1-R)^2}{1-R^2} \tag{3.2}$$

Burada,

$$R = [(s-1)/(s+1)]^2 \tag{3.3}$$

olduğundan T_S , camın kırılma indisi s cinsinden,

$$T_S = \frac{2s}{s^2+1} \tag{3.4}$$

şeklinde elde edilir. Buradaki T_S değeri, camın tek başına spektrumu alınarak, deneysel olarak ölçülen bir değerdir. Bu bakımdan Denk.3.4.den yararlanılarak, T_S hesaplanırsa s aşağıdaki gibi belirlenir:

$$T_S = \frac{2s}{s^2+1} \Rightarrow s^2 T_S + T_S - 2s = 0$$

$$\Delta = 4 - 4T_S^2 \Rightarrow \sqrt{\Delta} = 2(1-T_S^2)^{1/2}$$

$$\Rightarrow s = \frac{2+2(1-T_S^2)^{1/2}}{2T_S} = \frac{1}{T_S} + \left(\frac{1-T_S^2}{T_S^2}\right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow s = \frac{1}{T_S} + \left(\frac{1}{T_S^2} - 1\right)^{1/2} \tag{3.5}$$

Arayüz kenarları için temel eşitlik (Bragg Yasası);

$$2nd = m\lambda \tag{3.6}$$

Burada m maksimumlar için tam sayı, minimumlar için yarı tamsayıdır. Denk.3.6. n ve d'nin üretilmesi üzerine bilgi içerir, ancak n'yi ve d'yi bu eşitlikten ayrı ayrı belirlemenin bir yolu yoktur. (Bkz.Bölüm 2.3)

Şekil 3.1'deki durumda ışığın T geçme genliği kompleks bir fonksiyondur.

$$T = T(\lambda, s, n, d, \alpha) \tag{3.7}$$

Eğer s bilinirse, n(λ) ve soğurum x(λ) terimlerinden T aşağıdaki gibi yazılır:

$$T = T(n,x) \tag{3.8}$$

Buna göre,

$$T = \frac{Ax}{B - CxCos\varphi + Dx^2} \tag{3.9}$$

$$
\begin{aligned}
&A = 16sn^2\\
&B = (n+1)^3(n+s^2)\\
&C = 2(n^2-1)(n^2-s^2)\\
&D = (n-1)^3(n^2-s^2)\\
&\varphi = 4\pi nd/\lambda\,;\, x = e^{-\alpha d}
\end{aligned}
\tag{3.10}
$$

Arayüz kenarlarında Denk.3.9, daha önce Bölüm 2.3'de de elde edildiği gibi,

$$T_M = \frac{Ax}{B - Cx + Dx^2} \tag{3.11}$$

$$T_m = \frac{Ax}{B + Cx + Dx^2} \tag{3.12}$$

şekline dönüşür. Yapılan analizler T_M ve T_m'nin λ'nın sürekli bir fonksiyonu olduğunu göstermiştir. Böylece herhangi bir λ için, T_M'ye karşılık bir T_m vardır.

Şekil 3.2'deki;

⇒ Saydam bölgede α=0 ya da x=1'dir.

$$T_M = \frac{A}{B - C + D} = \frac{2s}{s^2+1} \tag{3.13}$$

Denk.3.13, Denk.3.4 ile benzerdir. Arayüz kenarlarının maksimumu sadece s'nin fonksiyonudur ve T_s ile gösterilir. Maksimum, soğurma ile belirtildiğinde T_s'den biraz sapar. Denk.3.13, Denk.3.5 formunda kullanılarak saydam bölgede s'yi hesaplamak için kullanılır. Aynı şekilde, Denk.3.12'de x=1 kullanılarak;

$$T_m = \frac{A}{B + C + D} = \frac{4n^2 s}{n^4 + n^2(s^2+1) + s^2} \tag{3.14}$$

olarak elde edilir. Daha önce Bölüm 2.3'de yapıldığı gibi Denk.3.14'ten n hesaplanırsa:

$$\Rightarrow n^2 + (s^2+1) + \frac{s^2}{n^2} = \frac{4s}{T_m}$$

$$\Rightarrow \frac{n^2}{2} + \frac{s^2}{2n^2} = \frac{2s}{T_m} - \frac{s^2+1}{2}$$

olarak bulunur. Burada,

$$M = \frac{2s}{T_m} + \frac{s^2+1}{2} \tag{3.15}$$

$$\Rightarrow n^4 - 2Mn^2 + s^2 = 0$$

$$\Rightarrow n = \left[M + \left(M^2 - s^2\right)^{1/2}\right]^{1/2} \tag{3.16}$$

T_m böylece n ve s'nin ikisinin de bir fonksiyonu olur ve n saydam bölgede Denk.3.16 kullanılarak T_m 'den hesaplanabilir.

⇒ Zayıf ve orta soğurma bölgesinde ise $\alpha \neq 0$ ya da $x \langle$ 1'dir. Bu bölgede, Denk.3.12'nin tersinden, Denk.3.11'in tersi çıkarılarak x'den bağımsız bir ifade elde edilir:

$$\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_M} = \frac{2C}{A} \tag{3.17}$$

Denk.3.17 daha önce Bölüm 2.3'de elde edilen Denk.2.79 ile aynı sonucu verir. Bölüm 2.3'de de elde edildiği gibi Denk.3.10'daki A ve C değerlerinin Denk.3.17'de kullanılması ve bu denklemin çözülmesi ile n elde edilir:

$$n = \left[N + \left(N^2 - n_0^2 n_1^2\right)^{1/2}\right]^{1/2} \tag{2.79}$$

$$\Rightarrow n = \left[N + \left(N^2 - s^2\right)^{1/2}\right]^{1/2} \tag{3.18}$$

Burada,

$$N = \frac{n_1^2 + n_0^2}{2} + 2n_0 n_1 \frac{T_M - T_m}{T_M T_m} \tag{2.80}$$

$$\Rightarrow N = \frac{s^2+1}{2} + 2s\frac{T_m - T_M}{T_M T_m} \tag{3.19}$$

Denk.3.18, zayıf ve orta soğurma bölgesinde T_M ve T_m'den $n(\lambda)$'nın hesaplanması için kullanılır.

Böylece $n(\lambda)$'nın elde edilmesiyle Denk.3.10'daki bütün sabitler belirlenebilir ve daha sonra x değişik yollardan hesaplanabilir.

Bilinen $n(\lambda)$ ve s değerlerinden, soğurum $x(\lambda)$ terimi de belirlenebilir.

Denk.3.11 ve 3.12 quadratik eşitliklerdir. Denk.3.11'in çözülmesiyle x elde edilir:

$$T_M = \frac{16n^2 sx}{(n+1)^3(n+s^2) - 2(n^2-1)(n^2-s^2)x + (n-1)^3(n-s^2)x^2}$$

$$(n-1)^3(n-s^2)x^2 - 2\left(\frac{8n^2 s}{T_M} + (n^2-1)(n^2-s^2)\right)x + (n+1)^3(n+s^2) = 0$$

Burada;

$$E_M = \frac{8n^2 s}{T_M} + (n^2-1)(n^2-s^2) \qquad (3.20)$$

$$\Rightarrow (n-1)^3(n-s^2)x^2 - 2E_M x + (n+1)^3(n+s^2) = 0$$

$$\Delta = 4E_M{}^2 - 4(n-1)^3(n-s^2)(n+1)^3(n+s^2) = 4E_M{}^2 - 4(n^2-1)^3(n^2-s^4)$$

$$\Rightarrow x = \frac{2E_M + 2\left[E_M{}^2 - (n^2-1)^3(n^2-s^4)\right]^{1/2}}{2(n-1)^3(n-s^2)}$$

$$\Rightarrow x = \frac{E_M + \left[E_M{}^2 - (n^2-1)^3(n^2-s^4)\right]^{1/2}}{(n-1)^3(n-s^2)} \qquad (3.21)$$

şeklindedir. E_M deneysel olarak elde edilebilen s, n, ve T_M'den elde edilebilen, deneysel bir değerdir.

Benzer şekilde Denk.3.12'nin çözülmesiyle x,

$$\Rightarrow x = \frac{E_m - \left[E_m{}^2 - (n^2-1)^3(n^2-s^4)\right]^{1/2}}{(n-1)^3(n-s^2)} \qquad (3.22)$$

olarak elde edilir.

Burada,

$$E_m = \frac{8n^2 s}{T_m} - (n^2-1)(n^2-s^2) \qquad (3.23)$$

şeklindedir. E_m deneysel olarak elde edilebilmektedir.

Denklem 3.11 ve 3.12'nin terslerinin toplanmasıyla;

$$\frac{1}{T_M} + \frac{1}{T_m} = \frac{2(B + Dx^2)}{Ax}$$

$$\Rightarrow \frac{2T_M T_m}{T_M + T_m} = \frac{Ax}{B + Dx^2} \qquad (3.24)$$

olarak elde edilir. Burada;

$$\frac{2T_M T_m}{T_M + T_m} = T_i \tag{3.25}$$

olarak kabul edilirse, Denk.3.24'ün çözülmesiyle x,

$$x = \frac{F - \left[F^2 - (n^2-1)^3 (n^2 - s^4)\right]^{1/2}}{(n-1)^3 (n - s^2)} \tag{3.26}$$

şeklinde elde edilir.

Burada,

$$F = \frac{8n^2 s}{T_i} \tag{3.27}$$

şeklindedir. Denk.3.9 ve 3.24'den T_i'nin, Şekil 3.2'den de görülebileceği gibi, kenarların değişim noktaları boyunca geçen bir eğri olduğu görülebilir.

Arayüzsüz geçiş olan T_α, Denk.3.9'un minimum ve maksimum (0-π) aralığında integre edilmesiyle arayüz kenarlarından hesaplanır.

$$T_\alpha = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi \frac{Ax}{B - CxCos\varphi + Dx^2}\, d\varphi \tag{3.28}$$

$$T_\alpha = \frac{Ax}{\left[(B - Cx + Dx^2)(B + Cx + Dx^2)\right]^{1/2}} \tag{3.29}$$

Denk.3.11 ve Denk.3.12'yi Denk.3.29'da kullanırsak;

$$T_\alpha = \sqrt{T_M \cdot T_m} \tag{3.30}$$

olarak elde edilir. Buna göre T_α, T_M ve T_m'nin geometrik ortalamasıdır.

Denk.3.29'un çözülmesiyle x elde edilir:

$$x = \frac{\left\{G - \left[G^2 - (n^2-1)^6 (n^2 - s^4)^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}}{(n-1)^3 (n - s^2)} \tag{3.31}$$

Burada,

$$G = \frac{128 n^4 s^2}{T_\alpha^2} + n^2 (n^2-1)^2 (s^2-1)^2 + (n^2-1)^2 (n^2 - s^2)^2 \tag{3.32}$$

Denk.3.31 aynı zamanda α=0 olan saydam bölgede T_α'dan n'yi belirlemek için kullanılır. Denk.3.31'de x=1 alırsak, bu denklemin çözülmesinden n elde edilir:

$$n = \left[H + \left(H^2 - s^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2} \tag{3.33}$$

Burada,

$$H = \frac{4s^2}{\left(s^2+1\right)T_\alpha^{\ 2}} - \frac{s^2+1}{2} \tag{3.34}$$

$\Rightarrow$Güçlü soğurma bölgesinde arayüz kenarları görülmez. n'yi ve x'i bu bölgede sadece geçiş spektrumundan hesaplamak mümkün değildir. n'nin değerleri, spektrumun diğer bölgelerinden hesaplanan değerlerin tahmin edilmesiyle değerlendirilebilir. x'in değerleri, eğrinin ayrı bölgelerinde elde edilen Denk.3.21, 3.22, 3.26 ve 3.31 denklemlerinden biri kullanılarak elde edilir. Çok geniş bir α değeri için T_M, T_m, T_i ve T_α eğrileri tek bir T_0 eğrisinde birleşir. Arayüz etkileri ihmal edilirse, Denk.3.9 $x \ll 1$ için,

$$T_0 \cong \frac{Ax}{B} \tag{3.35}$$

olarak ya da;

$$x \cong \frac{(1+n)^2 (n+s)^2}{16 n^2 s} T_0 \tag{3.36}$$

olarak yazılabilir.(R.Swanepol,1983)

3.2. Sonsuz Saydam Tabaka Yaklaşımı

T için diğer bir ifade, sonsuz bir saydam taban olduğu varsayımından elde edilir. Bu Manifacier'in kullandığı, Bölüm 2.3'de anlatılan yöntemdir. Böylece camın arkasından artan yansımaların katkısı ihmal edilebilir. Bu ifadenin denk bir şekli aşağıdaki denklem ile verilir.

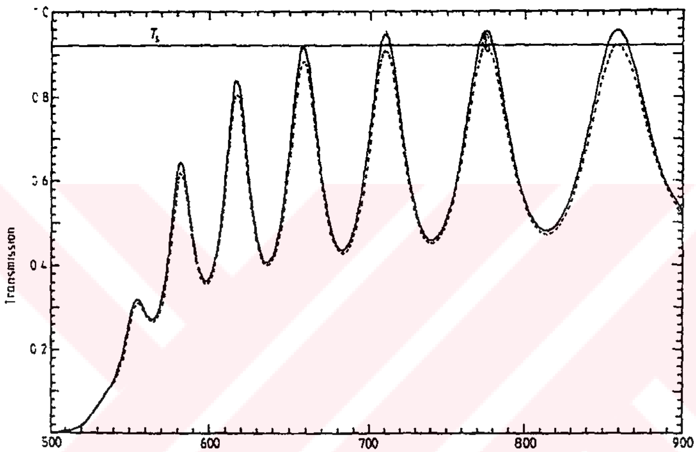
Sonsuz saydam taban durumunda T geçişi,

$$T = \frac{A'x}{B' - C'x + D'x^2} \tag{3.37}$$

şeklindedir.

Sonsuz saydam taban üzerine kaplanan ince film durumunda elde edilen ve Denk.3.37 ile ifade edilen T geçişi ile sonlu saydam taban üzerine kaplanan ince film durumunda elde edilen ve Denk.3.11 ile ifade edilen T geçişinin karşılaştırılması Şekil 3.3'de verilmektedir.

Şekil 3.3'deki kesikli çizgiler Denk.3.11 ile hesaplanan sonlu saydam taban durumunda elde edilen T geçişine karşı gelir. Sürekli çizgiler ise Denk.3.37 ile hesaplanan sonsuz saydam taban durumunda elde edilen T geçişine karşı gelmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi Denk.3.37, Denk.3.11'e göre daha yüksek T_M ve T_m değerleri üretmektedir.



Şekil 3.3 Sonlu saydam taban durumu ile sonsuz saydam taban durumunun karşılaştırılması.

3.3. İnce Filmlerin İletkenliklerinin Belirlenmesi ve İletkenliğin Sıcaklıkla Değişimi

İnce filmlerin iletkenliklerini belirlerken;

$$\sigma = \frac{IL}{V\omega d} \qquad (3.38)$$

eşitliği kullanılmaktadır. İnce filmlere sabit bir gerilim uygulanarak, geçen akım ölçülmüştür. Denk.3.38'de σ filmin iletkenliği, V uygulanan gerilim, I ölçülen akım, L filmin boyu, ω filmin eni ve d ise filmin kalınlığıdır.

Sıcaklık, belli bir aralıkta, belli bir periyodik artışla arttırılarak filmler üzerinden geçen akım ölçülerek, filmlerin iletkenlikleri her bir sıcaklık değeri için Denk.3.38'den hesaplanabilir. Artan sıcaklıkla iletkenliğin de artması beklenmektedir. Sıcaklığın artmasıyla birlikte elektronların da enerjileri artar ve daha fazla elektron yasak enerji aralığını atlayarak iletime katılır. Yasak enerji aralığını atlayan elektron sayısının artmasıyla, n taşıyıcı konsantrasyonu da doğrudan artar. Taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklıkla birlikte eksponansiyel olarak artar. Isısal olarak enerji kazanan bu elektronların dağılımı;

$$n \propto e^{-E_a/kT} \qquad (3.39)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada n, iletim bandındaki elektronların sayısı, E_a ise aktivasyon enerjisidir. İletkenlik ve taşıyıcı konsantrasyonu arasındaki ilişki;

$$\sigma = ne\mu \qquad (3.40)$$

ifadesiyle verilir. Bu eşitlikten görüldüğü gibi iletkenlik, taşıyıcı konsantrasyonu ile doğru orantılıdır. Bundan dolayı iletkenlik için;

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E_a/kT} \qquad (3.41)$$

eşitliği yazılabilir. İletkenlik sıcaklığın bir fonksiyonudur ve sıcaklıkla birlikte artar. Denk.3.41'deki σ_0 Denk.3.40'daki μ ve e'nin her ikisini de içeren bir orantı sabitidir. Mobilite sıcaklıkla değişir; ancak yarıiletkenlerin çoğunun normal çalışma aralığında mobilitelerindeki bu değişim taşıyıcı konsantrasyonundaki eksponansiyel değişimle karşılaştırıldığında küçüktür. Bundan dolayı, Denk.3.41,

$$ln\,\sigma = ln\,\sigma_0 - E_a / kT \qquad (3.42)$$

şeklinde yazılabilir. $ln\sigma$'nın 1/T'ye göre grafiği çizildiğinde grafiğin eğimi $-E_a/k$'ya eşittir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1 Giriş

Bu bölümde MK-30, MK-36 ve MK-37 olarak isimlendirilen s-tipi dop edilmiş saf a-Si:H (Hidrojenlendirilmiş amorf silikon) ince filmlerinin; hesaplanan kırılma indisi, kalınlık, soğurum katsayısı ve iletkenlik sonuçları verilmiştir.

Kalınlık hesaplamaları, Perkin Elmer UV-VIS Spectrometer Lambda 2S spektrometresinden, 600-1100 nm dalga boyu aralığında ölçülen geçiş spektrumları kullanılarak yapılmıştır.

Elde edilen kalınlık bilgileri ve kırılma indisi sonuçları kullanılarak ince filmlere ait soğurma katsayıları hesaplanmıştır. Soğurma katsayısı değerlerinin, her bir dalga boyunda hesaplanan enerji değerlerine göre grafiği çizilerek bu grafikten band aralığı enerji değeri (E_g) elde edilmiştir.

Ayrıca filmlerin iletkenlikleri hesaplanarak $\ln\sigma$-1/T ölçümlerine ait sonuçlar da verilmiş ve iletkenliğin sıcaklıkla değişimi incelenmiştir. $\ln\sigma$-1/T grafiklerinin eğiminden filmlerin aktivasyon enerjileri (E_a) hesaplanmıştır.

Saf yarıiletkenlerde fermi düzeyi E_g band aralığı değerinin yarısına eşit olması gerekir ki bu da aktivasyon enerjisine eşittir. Böylece elde edilen E_a ve E_g değerlerinin karşılaştırması yapılmıştır.

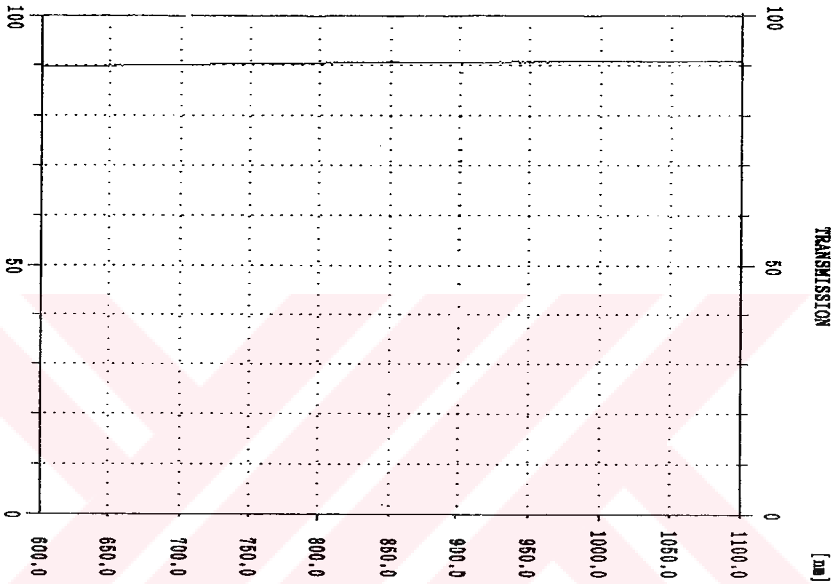
4.2 Filmin Kırılma İndisinin ve Kalınlığının Belirlenmesi

Ölçümler yapılırken ince filmlerin monte edildiği camın kırılma indisi (s) sadece camın spektrumunun ölçülmesi ile belirlenir. Elde edilen spektrum ile T_s belirlenir ve bu değer kullanılarak, Denk.3.5'ten s hesaplanabilir.

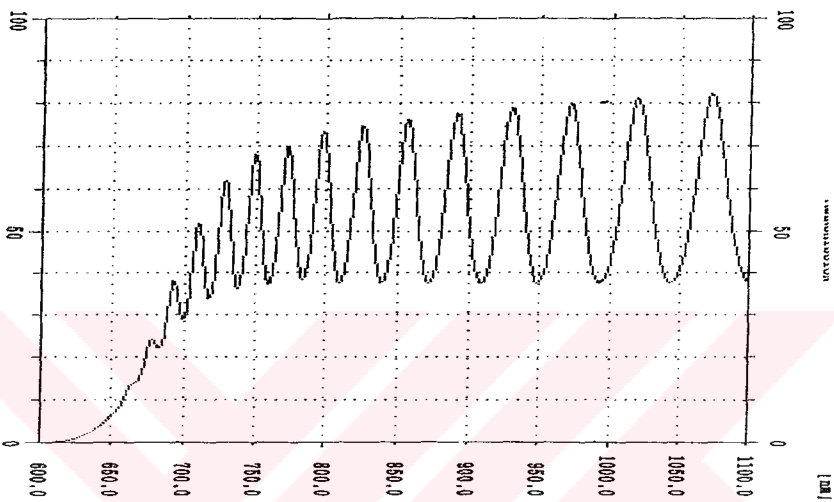
Bu çalışmada T_s=0,91 ve bundan hesaplanan s=1,555'dir. (Bkz. Şekil 4.1)

n'nin, spektrumun zayıf ve orta bölgesinde hesaplanabilmesi için farklı λ değerlerinde T_M ve T_m değerlerinin ölçülmesi gerekir.

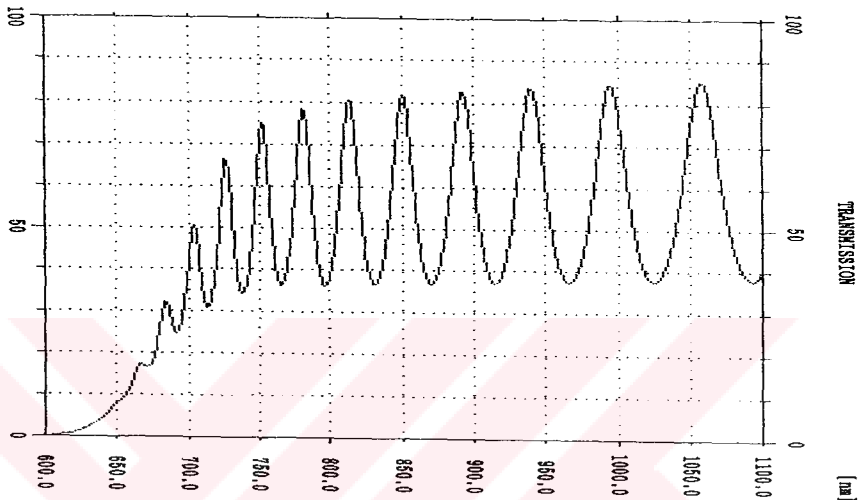
Aşağıda MK-30, MK-36 ve MK-37 ince filmlerine ait geçiş spektrumları verilmiştir.



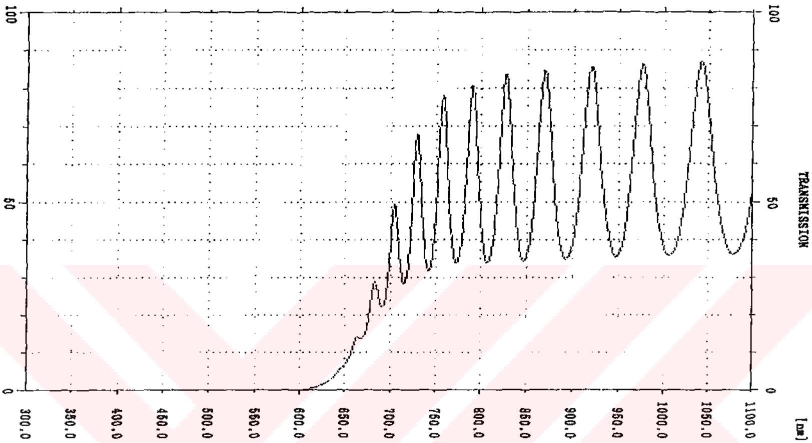
Şekil 4.1 Cam alt tabakanın spektrumu.



Şekil 4.2 MK-30 spektrumu.



Şekil 4.3 MK-36 spektrumu.



Şekil 4.4 MK-37 spektrumu.

Şekil 4.2'deki spektrum kullanılarak Çizelge 4.1., Şekil 4.3'deki spektrum kullanılarak Çizelge 4.3., Şekil 4.4'deki spektrum kullanılarak Çizelge 4.5. hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1., Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.5. aynı yöntem kullanılarak hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1. Şekil 4.2'deki spektrum (MK30) için λ, T_M ve T_m değerlerinden n ve d'nin hesaplanması.

λ(nm)	T_M	T_m	n_1	d_1(nm)	m	d_2(nm)	n_2	n_{tr}
1041,6	0,853	0,369	3,576		20	2913	3,581	3,565
1016,0	0,850	0,368	3,579		20,5	2910	3,580	3,568
991,6	0,846	0,367	3,581	2815	21	2908	3,579	3,572
968,8	0,842	0,367	3,579	2914	21,5	2910	3,580	3,575
946,8	0,838	0,365	3,584	2869	22	2906	3,580	3,579
926,4	0,834	0,364	3,585	2840	22,5	2907	3,583	3,583
906,8	0,831	0,363	3,588	2909	23	2906	3,585	3,586
888,8	0,827	0,362	3,593	2899	23,5	2906	3,590	3,590
870,8	0,821	0,360	3,596	2908	24	2906	3,592	3,594
854,4	0,815	0,359	3,598	2972	24,5	2909	3,598	3,598
838,4	0,810	0,358	3,595	3155	25	2915	3,603	3,601

d_{1ort}=2920 nm d_{2ort}=2909 nm

Çizelge 4.1.'i elde ederken;

Şekil 4.2'deki spektrumun ölçülmesiyle elde edilen bilgiler;

Dalga Boyu (nm)	Veri (% T)
1098,0 (min)	37,3
1069,6 (max)	85,6
1041,6 (min)	36,9
1016,0 (max)	85,0
991,6 (min)	36,7
968,8 (max)	84,2
946,8 (min)	36,5
926,4 (max)	83,4
906,8 (min)	36,3
888,8 (max)	82,7
870,8 (min)	36,0
854,4 (max)	81,5
838,4 (min)	35,8
824,0 (max)	80,5
808,8 (min)	35,5
796,0 (max)	79,3
782,4 (min)	35,7
770,8 (max)	75,6
758,4 (min)	34,7
747,6 (max)	74,1
736,8 (min)	33,6
727,2 (max)	67,3
716.8 (min)	31,3
708,4 (max)	55,4
698.4 (min)	26,9
691,2 (max)	39,7
681,6 (min)	20,7
676,0 (max)	24,6
665,2 (min)	13,3
663,2 (max)	13,4

şeklindedir. Görüldüğü gibi spektrometreden elde edilen değerler, her dalga boyunda ya minimum ya da maksimum geçiş genliği değeri içermektedir. Çizelge 4.1.'in hesaplanabilmesi için her dalga boyunda hem minimum, hem de maksimum geçiş genliği değeri gerekmektedir. Diğer taraftan, filmin kırılma indisi ve kalınlığı hesaplanırken söz konusu spektrumun sadece zayıf ve orta soğurma bölgesindeki geçiş genliği değerleri kullanılmaktadır. Bu yüzden Çizelge 4.1.'deki n (kırılma indisi) ve d'nin (kalınlık) en yüksek doğrulukla hesaplanabilmesi için Şekil 4.2'deki spektrumun zayıf ve orta soğurma bölgesindeki 11 geçiş genliği değeri kullanılmıştır. Çizelge 4.1. elde edilirken aynı dalga boyundaki T_M ve T_m değerleri;

Çizelge 4.2 MK-30 için T_M ve T_m değerleri.

λ(nm)	T_M	T_m
1041,6	85,30	36,90
1016,0	85,00	36,80
991,6	84,60	36,70
968,8	84,20	36,65
946,8	83,80	36,50
926,4	83,40	36,40
906,8	83,10	36,30
888,8	82,70	36,15
870,8	82,10	36,00
854,4	81,50	35,85
838,4	81,00	35,80

Çizelge 4.2.'deki T_m değerleri R^2=0,991 doğrulukla, T_M değerleri ise R^2=0,998 doğrulukla elde edilmiştir. Çizelge 4.1.'de ise bu değerler bire normalize edilerek kullanılmıştır.

Her dalga boyu için T_M ve T_m değerleri bu şekilde elde edildikten sonra, T_s=0.91 ve s=1.555 değerleri kullanılarak Denk.3.19'dan her dalga boyunda N değeri ve bu değer kullanılarak Denk.3.18'den Çizelge 4.1.'deki n_1 değerleri hesaplanır.

Elde edilen n_1 değerleri ve Denk.2.81 kullanılarak Çizelge 4.1.'deki d_1 değerleri elde edilir. $\overline{d_1}$ değeri 2920 nm'dir. $\overline{d_1}$ değeri n_1 ile birlikte kullanılarak Denk.3.6'dan (Bragg Yasası) maksimum veya minimum noktalarının (extreme noktalarının) sıra numarası olan m değerlerini belirlemekte kullanılır. Elde edilen m değerleri yarı tam sayı veya tam sayı olarak yuvarlanarak Çizelge 4.1.'deki m değerleri sütunu elde edilir. Yarı tam sayı veya tam sayı olarak elde edilen m değerleri ile n_1 değerleri Denk.3.6'da tekrar kullanılarak Çizelge 4.1.'deki d_2 değerleri hesaplanır. m'nin değerlerindeki sapmalar $\overline{d_2}$'da küçük bir sapma yaratır. Çizelge 4.1.'deki d_2 değerlerinin ortalaması $\overline{d_2}$=2909 nm'dir. m ve $\overline{d_2}$ değerleri, Denk.3.6'da tekrar kullanılarak n_2 değerleri hesaplanır. n_2 değerleri ile n_{tr} değerleri arasında mükemmel bir uyum vardır.

Çizelge 4.1.'deki n_{tr} değerleri; n_2 değerlerinin λ'ya bağlı bir extrapolasyon fonksiyonuna fit edilmesiyle elde edilir.

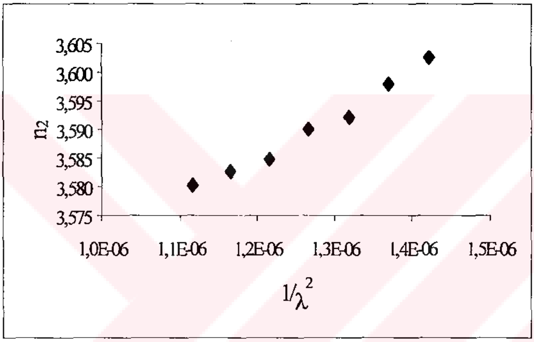
$$n = \frac{a}{\lambda^2} + c \cdot a \qquad (4.1)$$

fonksiyonu kullanılarak n_2 değerleri en küçük kareler yöntemi ile fit edilebilir.

Çizelge 4.1.'deki n_2 değerlerinin $1/\lambda^2$ 'ye karşı çizilmesiyle elde edilen doğru R^2=0,98 doğrulukla

$$n = 73398\frac{1}{\lambda^2} + 3{,}497 \qquad (4.2)$$

şeklindedir. Denk.4.2'deki eşitlikte Çizelge 4.1.'deki λ değerlerinin yerine konulmasıyla n_{tr} değerleri elde edilir.



Şekil 4.5 MK-30 için n_2-$1/\lambda^2$ grafiği.

Denk.4.2, kırılma indisinin doğrulukla belirlenmesinde kullanılan hemen hemen tam olarak teorik bir fonksiyondur. Bu fonksiyonun formu extrapolasyon yapmakta güvenli bir fonksiyondur, fakat deneysel değerlere daha iyi bir fit yapmak için Denk.4.2'ye b/λ teriminin eklenmesi daha iyi olur.

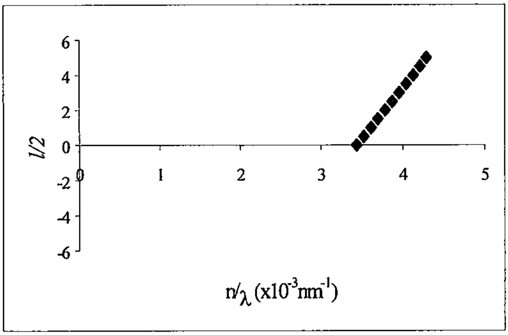
m ve d'nin değerleri basit bir grafik metodu ile de belirlenebilir. Birinci extreme noktasının sıra numarasının m_1 olduğunu varsayalım. Bu durumda Denk.3.6,

$$2nd = \left(m_1 + \frac{l}{2}\right)\lambda \qquad l=0, 1, 2, 3, 4, ... \qquad (4.3)$$

olarak yazılır.

$$\frac{l}{2} = 2d\left(\frac{n}{\lambda}\right) - m_1 \qquad (4.4)$$

Bu bir doğru denklemidir. $\frac{l}{2}$'nin $\frac{n}{\lambda}$'ya karşı çizilmesiyle elde edilen doğrunun eğimi 2d'yi, doğrunun y eksenini ($\frac{l}{2}$) kestiği nokta da $-m_1$'i verir.



Şekil 4.6 Çizelge 4.1.'deki n_l ve λ değerleri için Denk.4.4'ün grafiği ($l/2 - n/\lambda\left(\times 10^{-3}\,nm^{-1}\right)$ grafiği).

Şekil 4.6'daki grafiğin denklemi R^2~1 doğrulukla $l/2$=5,8202(n/λ)-20,01 şeklindedir. Bu denklemin Denk.4.4 ile karşılaştırılmasından m_l=20 elde edilir ki bu değer Bragg yasasından da elde edilmişti. Doğrunun eğimi de,

Tanα=2d=5,820x10^3 nm=5820 nm $\Rightarrow$ buradan d=2910 nm olarak elde edilir ki bu da Çizelge 4.1.'de elde edilen $\overline{d_2}$ değeri ile oldukça uyumludur.

Çizelge 4.3. Şekil 4.3'deki spektrum (MK36) için λ, T_M ve T_m değerlerinden n ve d'nin hesaplanması.

λ(nm)	T_M	T_m	n_1	d_1(nm)	m	d_2(nm)	n_2	n_{tr}
1092,4	0,860	0,381	3,509		15	2335	3,507	3,494
1058,0	0,855	0,380	3,512		15,5	2335	3,510	3,500
1024,8	0,851	0,378	3,516	2279	16	2332	3,510	3,506
994,8	0,847	0,377	3,518	2308	16,5	2333	3,513	3,512
966,0	0,843	0,375	3,525	2292	17	2329	3,515	3,518
940,4	0,838	0,374	3,525	2350	17,5	2334	3,522	3,523
915,2	0,835	0,373	3,527	2441	18	2335	3,526	3,530
892,4	0,831	0,372	3,532	2386	18,5	2337	3,534	3,536
870,4	0,825	0,370	3,534	2423	19	2340	3,540	3,542
850,8	0,820	0,369	3,538	2505	19,5	2345	3,551	3,548
831,2	0,816	0,367	3,542	2489	20	2347	3,558	3,555

d_{1ort}=2386 nm d_{2ort}=2336 nm

Çizelge 4.3.'ü elde ederken;

Şekil 4.3'deki spektrumun ölçülmesiyle elde edilen bilgiler;

Dalga Boyu (nm)	Veri (% T)
1092,4 (min)	38,1
1058,0 (max)	85,5
1024,8 (min)	37,8
994,8 (max)	84,7
966,0 (min)	37,5
940,4 (max)	83,8
915,2 (min)	37,3
892,4 (max)	83,1
870,4 (min)	37,0
850,8 (max)	82,0
831,2 (min)	36,7
813,6 (max)	80,8
796,4 (min)	36,4
781,2 (max)	78,5
765,2 (min)	36,5
752,0 (max)	75,2
738,4 (min)	34,3
726,8 (max)	66,4
714,0 (min)	31,0
704,4 (max)	50,8
692,0 (min)	25,0
684,0 (max)	32,4
671,6 (min)	16,7
666,8 (max)	17,4

şeklindedir. Çizelge 4.3.'deki n (kırılma indisi) ve d'nin (kalınlık) en yüksek doğrulukla hesaplanabilmesi için Şekil 4.3'deki spektrumun zayıf ve orta soğurma bölgesindeki 11 geçiş genliği değeri kullanılmıştır. Çizelge 4.3. elde edilirken aynı dalga boyundaki T_M ve T_m değerleri;

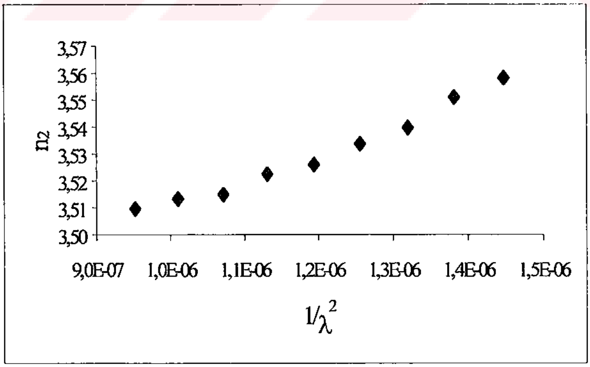
Çizelge 4.4. MK-36 için T_M ve T_m değerleri.

λ(nm)	T_M	T_m
1092,4	86,00	38,10
1058,0	85,50	37,95
1024,8	85,10	37,80
994,8	84,70	37,70
966,0	84,30	37,50
940,4	83,80	37,40
915,2	83,46	37,30
892,4	83,10	37,15
870,4	82,50	37,00
850,8	82,00	36,85
831,2	81,60	36,70

Çizelge 4.3.'deki n_2 değerlerinin $1/\lambda^2$ 'ye karşı çizilmesiyle elde edilen doğru R^2=0,97 doğrulukla

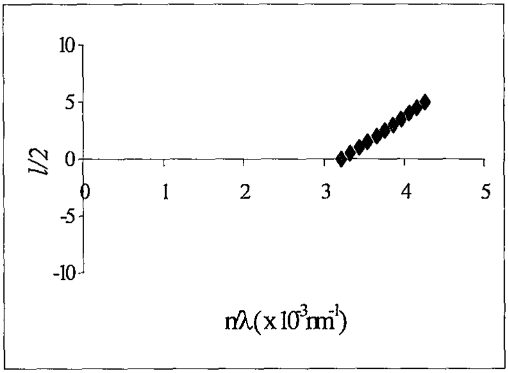
$$n = 99370\frac{1}{\lambda^2} + 3{,}411 \tag{4.5}$$

şeklindedir.



Şekil 4.7 MK-36 için n_2-$1/\lambda^2$ grafiği.

m ve d değerlerini grafik metodu ile belirlemekte kullanılan $\frac{l}{2}$ - $\frac{n}{\lambda}$ grafiği Şekil 4.8'deki gibidir.



Şekil 4.8 Çizelge 4.3.'deki n_l ve λ değerleri için Denk.4.4'ün grafiğidir ($l/2 - n/\lambda\left(\times 10^{-3}\,nm^{-1}\right)$ grafiği).

Şekil 4.8'deki grafiğin denklemi R^2~1 doğrulukla $l/2$=4,764(n/λ)-15,34 şeklindedir. Bu denklemin Denk.4.4 ile karşılaştırılmasından m_l=15 olarak; doğrunun eğimini de, Tanα=2d=4,764x10^3 nm=4764 nm ⇒ buradan d=2382 nm olarak elde edilir.

Çizelge 4.5. Şekil 4.4'deki spektrum (MK37) için λ, T_M ve T_m değerlerinden n ve d'nin hesaplanması.

λ(nm)	T_M	T_m	n_1	d_1(nm)	m	d_2(nm)	n_2	n_{tr}
1078,4	0,88	0,364	3,640		14	2074	3,6627	3,5902
1041,6	0,872	0,362	3,644		14,5	2072	3,6640	3,6028
1006,8	0,869	0,360	3,654	1969	15	2066	3,6638	3,616
975,6	0,865	0,358	3,661	1971	15,5	2065	3,6686	3,6291
945,6	0,861	0,355	3,679	1918	16	2056	3,6705	3,6429
918,8	0,858	0,353	3,688	1912	16,5	2055	3,6779	3,6564
893,2	0,852	0,351	3,695	2023	17	2054	3,6837	3,6704
869,6	0,849	0,348	3,711	1975	17,5	2051	3,6919	3,6845
847,6	0,845	0,346	3,722	1968	18	2049	3,7013	3,6987
827,2	0,839	0,344	3,733	2038	18,5	2050	3,7126	3,7128
807,6	0,8345	0,341	3,745	2031	19	2048	3,7226	3,7275
790,0	0,808	0,340	3,719	2556	19,5	2071	3,7373	3,7416
772,8	0,803	0,340	3,713	2996	20	2081	3,7496	3,7563
757,6	0,781	0,335	3,720	2468	20,5	2087	3,7678	3,7701
742,4	0,7462	0,319	3,796	1622	21	2054	3,7822	3,7848
729,2	0,678	0,303	3,821	1518	21,5	2051	3,8034	3,7983
715,6	0,598	0,285	3,830	2086	22	2055	3,8193	3,813
704,8	0,493	0,258	3,839	2413	22,5	2065	3,8472	3,8253

d_{1ort}=2091 nm d_{2ort}=2061 nm

Çizelge 4.5.'i elde ederken;

Şekil 4.4'deki spektrumun ölçülmesiyle elde edilen bilgiler;

Dalga Boyu (nm)	Veri (% T)
1078,4 (min)	36,4
1041,6 (max)	87,2
1006,8 (min)	36,0
975,6 (max)	86,5
945,6 (min)	35,5
918,8 (max)	85,8
893,2 (min)	35,1
869,6 (max)	84,9
847,6 (min)	34,6
827,2 (max)	83,9
807,6 (min)	34,1
790,0 (max)	80,8
772,8 (min)	34,0
757,6 (max)	78,1
742,4 (min)	31,9
729,2 (max)	67,8
715,6 (min)	28,5
704,8 (max)	49,3
691,2 (min)	22,3
682,8 (max)	29,0
668,4 (min)	14,0
664,8 (max)	14,3

şeklindedir. Çizelge 4.5.'deki n (kırılma indisi) ve d'nin (kalınlık) en yüksek doğrulukla hesaplanabilmesi için Şekil 4.4'deki spektrumun zayıf ve orta soğurma bölgesindeki 18 geçiş genliği değeri kullanılmıştır. Çizelge 4.5. elde edilirken aynı dalga boyundaki T_M ve T_m değerleri;

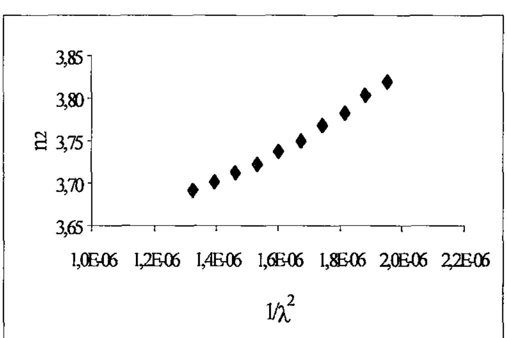
Çizelge 4.6. MK-37 için T_M ve T_m değerleri.

λ(nm)	T_M	T_m
1078,4	88,00	36,40
1041,6	87,20	36,20
1006,8	86,90	36,00
975,6	86,50	35,83
945,6	86,10	35,50
918,8	85,80	35,31
893,2	85,20	35,10
869,6	84,90	34,83
847,6	84,50	34,60
827,2	83,90	34,35
807,6	83,45	34,10
790,0	80,80	34,00
772,8	80,30	34,00
757,6	78,10	33,50
742,4	74,62	31,90
729,2	67,80	30,30
715,6	59,80	28,50
704,8	49,30	25,80

Çizelge 4.5.'deki n_2 değerlerinin $1/\lambda^2$ 'ye karşı çizilmesiyle elde edilen doğru R^2=0,99 doğrulukla

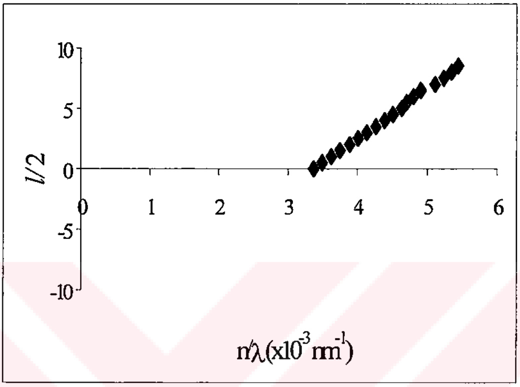
$$n = 203937\frac{1}{\lambda^2} + 3{,}4148 \qquad (4.6)$$

şeklindedir.



Şekil 4.9 MK-37 için n_2-$1/\lambda^2$ grafiği.

m ve d değerlerini grafik metodu ile belirlemekte kullanılan $\frac{l}{2}$ - $\frac{n}{\lambda}$ grafiği Şekil 4.10'daki gibidir.



Şekil 4.10 Çizelge 4.5.'deki n_l ve λ değerleri için Denk.4.4'ün grafiğidir ($l/2 - n/\lambda\left(\times 10^{-3}\,nm^{-1}\right)$ grafiği).

Şekil 4.10'daki grafiğin denklemi R^2~1 doğrulukla $l/2$=4,108(n/λ)-13,94 şeklindedir. Bu denklemin Denk.4.4 ile karşılaştırılmasından m_l=14 olarak; doğrunun eğimini de, Tanα=2d=4,108x10^3 nm=4108 nm ⇒ buradan d=2054 nm olarak elde edilir.

4.3 Soğurma Sabitinin Belirlenmesi

Denk.4.2, 4.5 ve 4.6 denklemlerini kullanarak Çizelge 4.1., Çizelge 4.3. ve Çizelge 4.5.'deki bütün dalga boyu değerleri için n_{tr} değerleri hesaplanabilir. Bu şekilde $n(\lambda)$ değerleri belirlenebildiğinden, T_M ,T_α , T_i ve T_m eğrilerine karşı gelen denklemlerin herhangi birinden $x(\lambda)$ belirlenebilir. Denk.2.70 kullanılarak $x(\lambda)$ ve d (kalınlık)'den $\alpha(\lambda)$ belirlenebilir. Extreme noktalarında hesaplanan α değerleri MK-30 için Çizelge 4.7'de, MK-36 için Çizelge 4.8'de ve MK-37 için Çizelge 4.9'da gösterilmiştir.

Çizelge 4.7. MK-30 için soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	n_{tr}	x_{T_M}	α_{T_M}	x_{T_α}	α_{T_α}	x_{T_i}	α_{T_i}	x_{T_m}	α_{T_m}
1098,0	3,558	0,961	135	0,962	132	0,963	131	0,964	126
1069,6	3,561	0,962	134	0,961	138	0,960	140	0,958	147
1041,6	3,565	0,960	139	0,958	148	0,956	153	0,953	167
1016,0	3,568	0,957	150	0,955	157	0,954	161	0,951	173
991,6	3,572	0,956	156	0,954	163	0,952	168	0,949	179
968,8	3,575	0,952	170	0,951	173	0,951	174	0,949	178
946,8	3,579	0,949	181	0,948	184	0,947	186	0,946	191
926,4	3,583	0,946	191	0,945	193	0,945	194	0,944	198
906,8	3,586	0,944	199	0,943	201	0,943	201	0,943	204
888,8	3,590	0,941	210	0,940	212	0,940	213	0,939	217
870,8	3,594	0,936	226	0,936	227	0,936	228	0,935	230
854,4	3,598	0,932	242	0,932	242	0,932	242	0,932	243
838,4	3,601	0,928	256	0,929	251	0,930	249	0,932	242
824,0	3,605	0,925	269	0,926	263	0,928	259	0,930	248
808,8	3,609	0,920	286	0,922	280	0,923	277	0,925	268
796,0	3,613	0,916	302	0,917	298	0,918	296	0,919	289
782,4	3,617	0,891	398	0,905	344	0,913	312	0,937	223
770,8	3,621	0,888	410	0,899	367	0,905	342	0,924	273
758,4	3,625	0,881	434	0,888	408	0,892	393	0,903	351
747,6	3,628	0,873	467	0,877	451	0,879	442	0,886	416
736,8	3,632	0,824	663	0,837	610	0,844	581	0,866	496
727,2	3,636	0,821	677	0,823	669	0,824	665	0,827	653
716,8	3,640	0,804	751	0,798	776	0,795	790	0,786	828
708,4	3,643	0,717	1144	0,724	1108	0,728	1092	0,739	1040
698.4	3,647	0,638	1546	0,639	1537	0,640	1534	0,642	1521
691,2	3,651	0,559	1997	0,546	2078	0,542	2104	0,526	2208
681,6	3,655	0,473	2573	0,469	2604	0,468	2612	0,463	2650
676,0	3,658	0,380	3326	0,379	3332	0,379	3333	0,379	3339
665,2	3,663	0,289	4264	0,284	4332	0,283	4343	0,276	4420
663,2	3,664	0,223	5151	0,234	5000	0,234	4987	0,246	4815

Çizelge 4.8. MK-36 için soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	n_{tr}	x_{T_M}	α_{T_M}	x_{T_a}	α_{T_a}	x_{T_i}	α_{T_i}	x_{T_m}	α_{T_m}
1092,4	3.5482	0,971	130	0,969	136	0,968	141	0,966	152
1058,0	3.5529	0,967	146	0,966	151	0,965	155	0,963	164
1024,8	3.5579	0,964	159	0,963	164	0,962	167	0,960	176
994,8	3.5628	0,961	172	0,961	174	0,960	176	0,960	179
966,0	3,568	0,958	185	0,957	190	0,957	192	0,955	199
940,4	3.5731	0,955	202	0,954	202	0,954	202	0.954	203
915,2	3.5784	0,952	213	0,953	211	0,953	209	0,954	205
892,4	3.5837	0,949	225	0,950	223	0,950	221	0,951	217
870,4	3.5892	0,945	245	0,946	240	0,947	237	0,949	228
850,8	3.5944	0,941	262	0,943	255	0,944	251	0,946	240
831,2	3.6000	0,938	276	0,940	268	0,941	263	0,944	251
813.6	3.6054	0,932	303	0,936	288	0,938	279	0.943	254
796,4	3.6110	0,929	321	0,932	306	0,934	298	0,939	274
781,2	3.6163	0,915	385	0,922	353	0,926	333	0,937	281
765,2	3.6221	0,905	433	0,918	369	0,926	331	0,949	227
752,0	3,6273	0,890	508	0,901	454	0,907	423	0,925	337
738,4	3.6329	0,870	603	0,871	599	0,871	597	0,873	591
726,8	3.6379	0,818	872	0,825	835	0,828	817	0,839	760
714,0	3.6437	0,744	1283	0,750	1247	0,753	1231	0,762	1178
704,4	3.6483	0,676	1699	0,672	1722	0,671	1730	0,666	1762
692,0	3.6545	0,575	2399	0,576	2394	0,576	2392	0,577	2385
684,0	3.6587	0,478	3206	0,476	3221	0,476	3224	0,474	3243
671,6	3.6655	0,366	4359	0,362	4413	0,361	4423	0,356	4486
666,8	3.6682	0,282	5488	0,296	5283	0,297	5260	0,314	5019

Çizelge 4.9. MK-37 için soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	n_{tr}	x_{T_M}	α_{T_M}	x_{T_u}	α_{T_u}	x_{T_i}	α_{T_i}	x_{T_m}	α_{T_m}
1078,4	3.6835	0,986	71	0,984	77	0,984	81	0,982	90
1041,6	3.6932	0,980	99	0,980	100	0,980	100	0,980	101
1006,8	3.7033	0,978	110	0,978	110	0,978	110	0,978	110
975,6	3.7134	0,975	124	0,976	121	0,976	119	0,977	115
945,6	3,724	0,972	138	0,972	142	0,971	144	0,970	151
918,8	3.7344	0,970	148	0,970	151	0,969	153	0,968	159
893,2	3,7452	0,966	169	0,966	170	0,966	170	0,966	170
869,6	3,756	0,964	180	0,963	184	0,963	187	0,961	194
847,6	3.7669	0,961	194	0,960	199	0,960	202	0,958	210
827,2	3.7778	0,957	215	0,956	220	0,956	223	0,954	231
807,6	3.7891	0,954	231	0,953	237	0,952	241	0,950	252
790,0	3.7999	0,935	330	0,940	304	0,944	286	0,952	240
772,8	3.8112	0,932	349	0,939	307	0,945	278	0,959	206
757,6	3.8218	0,916	434	0,924	390	0,929	360	0,944	285
742,4	3,8332	0,890	576	0,887	587	0,886	595	0,883	614
729,2	3,8435	0,836	881	0,832	904	0,830	918	0,823	956
715,6	3.8549	0,769	1292	0,766	1313	0,764	1325	0,759	1357
704,8	3.8643	0,672	1954	0,669	1973	0,668	1982	0,664	2010
691,2	3.8769	0,545	2986	0,547	2964	0,548	2957	0,551	2927
682,8	3,885	0,449	3932	0,452	3908	0,452	3902	0,455	3871
668,4	3.8996	0,359	5038	0,340	5302	0,336	5363	0,316	5667
664,8	3.9035	0,247	6866	0,257	6678	0,258	6656	0,270	6437

α soğurma sabitindeki artış oranı fotonun enerjisine ($h\nu$) bağlı olarak değişir.

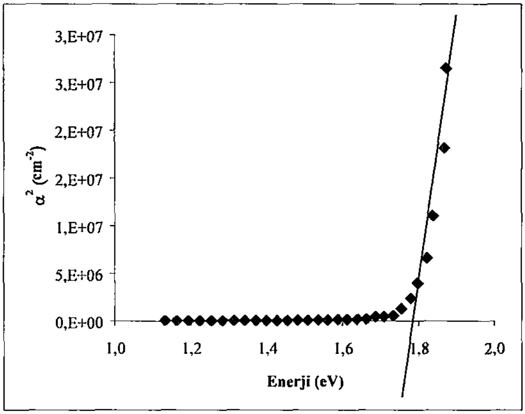
$$\alpha \propto \left(h\nu - E_g\right)^{\varepsilon} \qquad (4.7)$$

Aşağıda Çizelge 4.7., Çizelge 4.8. ve Çizelge 4.9.'da elde edilen α_{T_M} değerleri kullanılarak çizilen $\alpha^2 - h\nu$ grafikleri gösterilmektedir.

Çizelge 4.10. MK-30 için enerji ($h\nu$)-soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	E(eV)	α_{TM}	α^2
1098,0	1,131	135	18244
1069,6	1,161	134	18043
1041,6	1,193	139	19434
1016,0	1,223	150	22413
991,6	1,253	156	24417
968,8	1,282	170	29057
946,8	1,312	181	32631
926,4	1,341	191	36634
906,8	1,370	199	39706
888,8	1,398	210	44035
870,8	1,427	226	51028
854,4	1,454	242	58602
838,4	1,482	256	65346
824,0	1,508	269	72510
808,8	1,536	286	81679
796,0	1,561	302	91495
782,4	1,588	398	158572
770,8	1,612	410	168019
758,4	1,638	434	188155
747,6	1,662	467	218333
736,8	1,686	663	440220
727,2	1,708	677	458185
716,8	1,733	751	563968
708,4	1,754	1144	1308830
698,4	1,779	1546	2390431
691,2	1,797	1997	3989451
681,6	1,823	2573	6621262
676,0	1,838	3326	11064377
665,2	1,868	4264	18180802
663,2	1,873	5151	26530002

Çizelge 4.10.'daki E ve α^2 değerleri kullanılarak elde edilen grafik aşağıdaki gibidir. Burada düşey eksen α değerleri, yatay eksen E değerleridir. Elde edilen grafiğin yatay eksene doğru teğetinin çizilmesiyle, yatay eksende elde edilen enerji değeri E_g değerini verir.

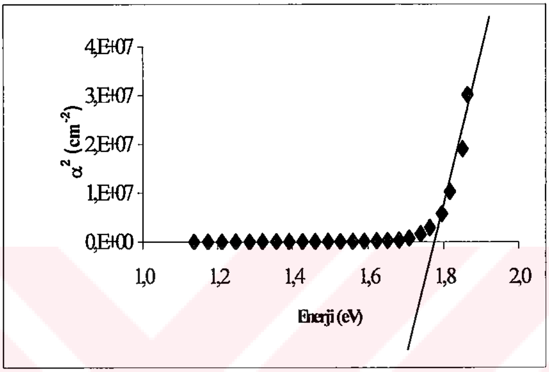


Şekil 4.11 Çizelge 4.10'daki α_{T_M} ve E değerleri için $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

Çizelge 4.11. MK-36 için enerji ($h\nu$)-soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	E(eV)	α_{T_M}	α^2
1092,4	1,137	130	16776
1058,0	1,174	146	21270
1024,8	1,212	159	25256
994,8	1,249	172	29603
966,0	1,286	185	34312
940,4	1,321	202	40744
915,2	1,357	213	45418
892,4	1,392	225	50670
870,4	1,427	245	60194
850,8	1,460	262	68797
831,2	1,495	276	76087
813,6	1,527	303	92101
796,4	1,560	321	102976
781,2	1,590	385	148252
765,2	1,623	433	187609
752,0	1,652	508	257589
738,4	1,682	603	363712
726,8	1,709	872	760649
714,0	1,740	1283	1645659
704,4	1,764	1699	2886845
692,0	1,795	2399	5757596
684,0	1,816	3206	10277366
671,6	1,850	4359	19000355
666,8	1,863	5488	30121520

Çizelge 4.11.'deki E ve α^2 değerleri kullanılarak elde edilen grafik aşağıdaki gibidir. Burada düşey eksen α değerleri, yatay eksen E değerleridir. Elde edilen grafiğin yatay eksene doğru teğetinin çizilmesiyle, yatay eksende elde edilen enerji değeri E_g değerini verir.

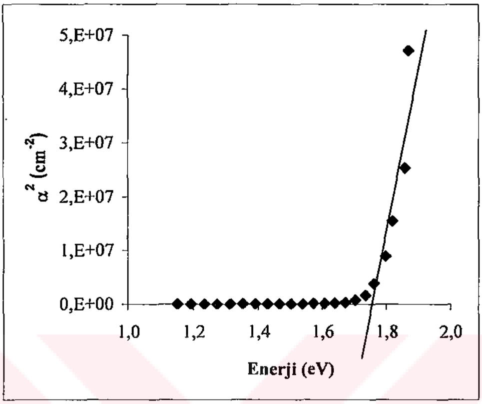


Şekil 4.12 Çizelge 4.11'deki α_{T_M} ve E değerleri için $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

Çizelge 4.12. MK-37 için enerji ($h\nu$)-soğurma katsayısı (α) değerleri.

λ(nm)	E(eV)	α_{T_M}	α^2
1078,4	1,152	71	5100
1041,6	1,193	99	9881
1006,8	1,234	110	12058
975,6	1,273	124	15321
945,6	1,314	138	18977
918,8	1,352	148	21958
893,2	1,391	169	28698
869,6	1,429	180	32346
847,6	1,466	194	37607
827,2	1,502	215	46370
807,6	1,538	231	53508
790,0	1,573	330	108990
772,8	1,608	349	121486
757,6	1,640	434	188296
742,4	1,673	576	331357
729,2	1,704	881	775492
715,6	1,736	1292	1670412
704,8	1,763	1954	3819570
691,2	1,797	2986	8917888
682,8	1,819	3932	15461537
668,4	1,859	5038	25385162
664,8	1,869	6866	47146602

Çizelge 4.12.'deki E ve α^2 değerleri kullanılarak elde edilen grafik aşağıdaki gibidir.



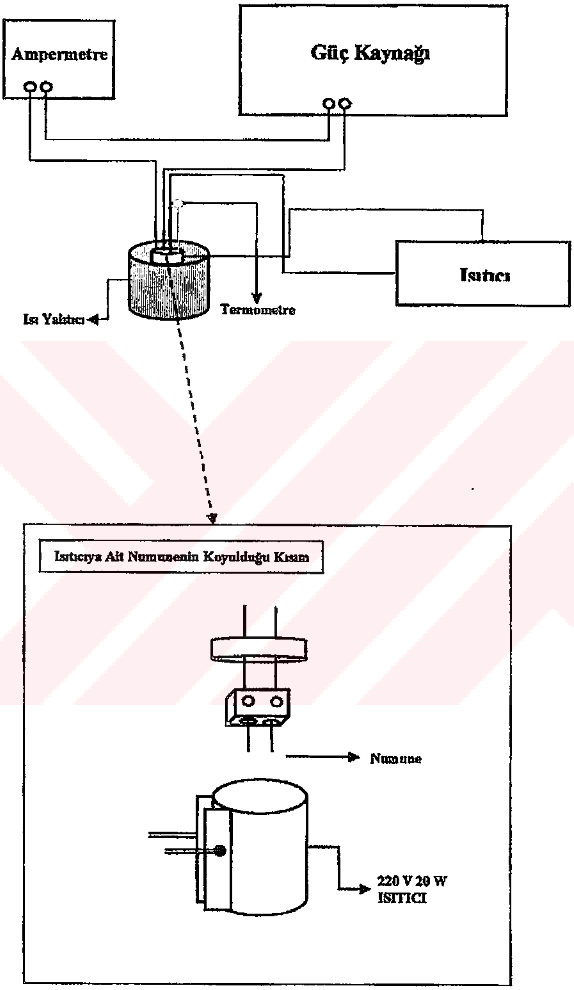
Şekil 4.13 Çizelge 4.12'deki α_{T_M} ve E değerleri için $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

Şekil 4.11, 4.12 ve 4.13 incelendiğinde MK-30 için E_g=1,76 eV, MK-36 için E_g=1,78 eV, MK-37 için E_g=1,75 eV olarak elde edilir.

4.4 İletkenliğin Belirlenmesi

İnce filmlerin iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimini incelemek için kullanılan deney düzeneği Şekil 4.14'de gösterilmiştir.

Numunelerin her iki ucundan omik kontak alınmış ve numuneler bir ısıtıcının içine Şekil 4.14'deki gibi yerleştirilmiştir. Isıtıcı da, ısı kaybı olmaması için bir yalıtım kabının içerisine konulmuştur. Numuneye gerilim uygulamak için güç kaynağı kullanılmıştır. Numunenin uçlarından geçen akımı ölçmek için de ampermetre devreye seri bağlanmıştır. Her numuneye 75 V değerinde sabit bir gerilim uygulanmıştır. Sıcaklık 40 ^{o}C'den 100 ^{o}C'ye kadar 5 ^{o}C aralıklarla arttırılmış ve her sıcaklık değeri için devreden geçen akım ölçülmüş ve iletkenlik Denk.3.38 kullanılarak hesaplanmıştır. Bu ölçüm MK-30 ve MK-37 ince filmleri için tekrarlanmıştır. MK-30 için iletkenlik ölçümleri Çizelge 4.13'de, MK-37 için iletkenlik ölçümleri de Çizelge 4.14'de sunulmuştur.



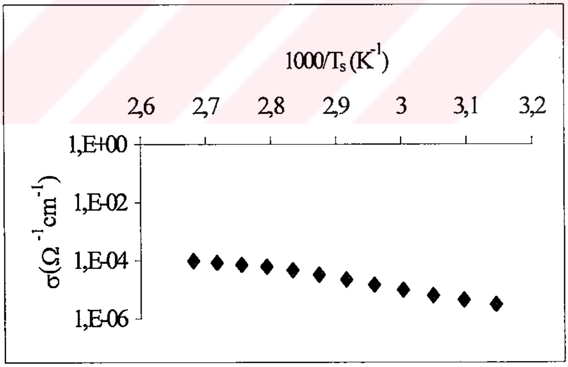
Şekil 4.14 Sıcaklık-akım ölçüm düzeneği.

Çizelge 4.13. MK-30 için iletkenlik ölçümleri.

T(°C)	I(A)	V(volt)	R(ohm)	w(cm)	t(cm)	L(cm)	ρ	σ
45	1,01E-07	75	7,46E+08	0,3	2,91E-04	0,2	3,25E+05	3,07E-06
50	1,43E-07	75	5,26E+08	0,3	2,91E-04	0,2	2,29E+05	4,36E-06
55	2,07E-07	75	3,62E+08	0,3	2,91E-04	0,2	1,58E+05	6,33E-06
60	3,15E-07	75	2,38E+08	0,3	2,91E-04	0,2	1,04E+05	9,63E-06
65	4,76E-07	75	1,58E+08	0,3	2,91E-04	0,2	6,88E+04	1,45E-05
70	7,32E-07	75	1,02E+08	0,3	2,91E-04	0,2	4,47E+04	2,24E-05
75	1,07E-06	75	7,01E+07	0,3	2,91E-04	0,2	3,06E+04	3,27E-05
80	1,52E-06	75	4,92E+07	0,3	2,91E-04	0,2	2,15E+04	4,65E-05
85	2,03E-06	75	3,70E+07	0,3	2,91E-04	0,2	1,62E+04	6,19E-05
90	2,32E-06	75	3,23E+07	0,3	2,91E-04	0,2	1,41E+04	7,09E-05
95	2,75E-06	75	2,73E+07	0,3	2,91E-04	0,2	1,19E+04	8,40E-05
100	3,16E-06	75	2,37E+07	0,3	2,91E-04	0,2	1,04E+04	9,66E-05

Yukarıdaki çizelgede σ ve δ değerleri hesaplanırken sıcaklık Kelvin (K) olarak dönüştürülerek kullanılmıştır.

Çizelge 4.13'deki T ve σ değerleri kullanılarak lnσ-1/Tdeğerleri elde edilmiş ve lnσ-1/T grafiği çizilmiştir. Elde edilen doğrunun eğimi Denk.3.42 ile karşılaştırıldığında E_a/k ya eşit olup, buradan E_a hesaplanmıştır.



Şekil 4.15 MK-30 için lnσ-1/T grafiği.

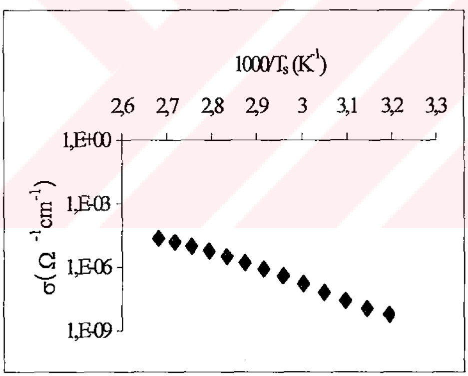
Şekil 4.15'te elde edilen doğrunun eğiminden E_a=0,68 eV olarak hesaplanır.

Benzer hesaplamalar MK-37 için de yapılmıştır.

Çizelge 4.14. MK-37 için iletkenlik ölçümleri.

T(°C)	I(A)	V(volt)	R(ohm)	w(cm)	t(cm)	L(cm)	ρ	σ
40	1,3E-10	75	5,77E+11	0,3	2,06E-04	0,2	1,78E+08	5,61E-09
45	2,5E-10	75	3,00E+11	0,3	2,06E-04	0,2	9,27E+07	1,08E-08
50	6,0E-10	75	1,25E+11	0,3	2,06E-04	0,2	3,86E+07	2,59E-08
55	1,5E-09	75	5,00E+10	0,3	2,06E-04	0,2	1,55E+07	6,47E-08
60	3,8E-09	75	1,97E+10	0,3	2,06E-04	0,2	6,10E+06	1,64E-07
65	8,9E-09	75	8,43E+09	0,3	2,06E-04	0,2	2,61E+06	3,84E-07
70	1,9E-08	75	4,03E+09	0,3	2,06E-04	0,2	1,25E+06	8,02E-07
75	3,8E-08	75	1,99E+09	0,3	2,06E-04	0,2	6,15E+05	1,63E-06
80	7,4E-08	75	1,02E+09	0,3	2,06E-04	0,2	3,15E+05	3,17E-06
85	1,3E-07	75	5,66E+08	0,3	2,06E-04	0,2	1,75E+05	5,71E-06
90	2,2E-07	75	3,40E+08	0,3	2,06E-04	0,2	1,05E+05	9,53E-06
95	3,5E-07	75	2,11E+08	0,3	2,06E-04	0,2	6,54E+04	1,53E-05
100	5,3E-07	75	1,40E+08	0,3	2,06E-04	0,2	4,34E+04	2,31E-05

Çizelge 4.14'e göre hesaplanan lnσ-1/T değerlerinden çizilen grafik aşağıdaki gibidir.



Şekil 4.16 MK-37 için lnσ-1/T grafiği.

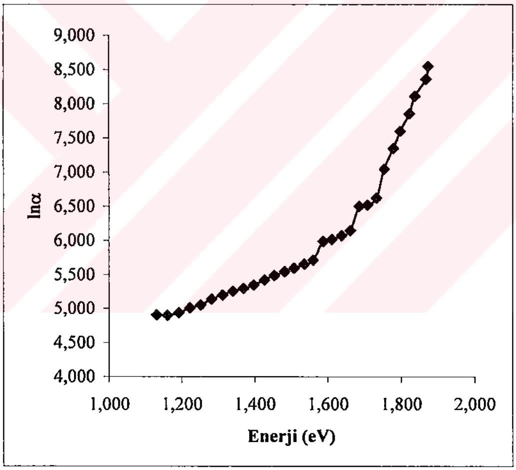
Şekil 4.16'da elde edilen doğrunun eğiminden E_a=1,45 eV olarak hesaplanır.

4.5 Urbah Sabiti E_0'ın Tanımlanması

Parabolik bantlar arasındaki direk geçişler için, teori çok yavaş artan bir soğurma kıyısı ve enerji bant aralığının altında soğurma olmamasını öngörür. Pratikte, E_g yakınlarında soğurma sabitleri üstel olarak artar; bu deneysel bir sonuçtur ve Urbah Yasası olarak da bilinir.

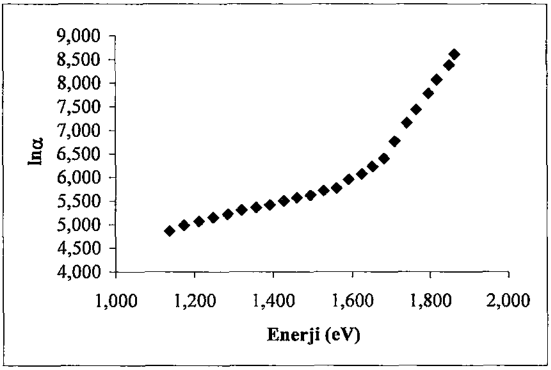
Urbah, bir çok malzemede $d\ln(\alpha)/d(h\nu) \cong 1/E_0 = -\frac{1}{kT}$ olduğunu ortaya koymuştur.

Aşağıda Şekil 4.17, 4.18 ve 4.19'da verilen grafikler yarı logaritmik olarak çizilen soğurma sabiti enerji grafikleridir. Bu grafiklerin orta bölgesindeki düz kısmın eğiminden MK-30, MK-36 ve MK-37 için E_0 (Urbah Sabiti) hesaplanmıştır.



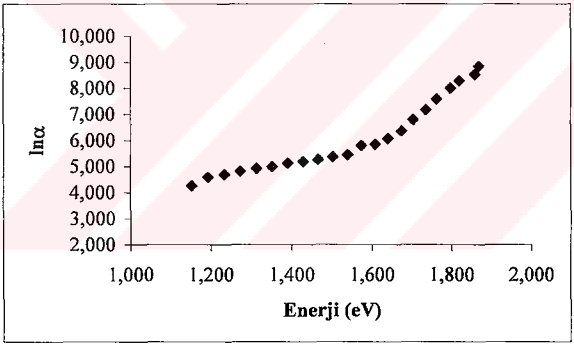
Şekil 4.17 MK-30 için lnα-hν grafiği.

Yukarıdaki grafikten MK-30 için E_0=185 meV olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.18 MK-36 için lnα-hν grafiği.

Yukarıdaki grafikten MK-36 için E_0=360 meV olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.19 MK-37 için lnα-hν grafiği.

Yukarıdaki grafikten MK-37 için E_0=233 meV olarak elde edilmiştir.

5. SONUÇ

Bu çalışmada saf amorf silikon ince filmlerin optik sabitlerinin belirlenebilmesi amacıyla, 600-1100 nm dalga boyu aralığında UV-VIS spektrumları alınmıştır. Elde edilen spektrumlar her bir dalga boyunda ölçülen T geçiş genliği değerlerini içerir. Bu T değerleri Maxwell denklemlerini temel alan optik bağıntılarda kullanılarak filmlerin kırılma indisi (n) ve kalınlığı (d) hesaplanmıştır. Böylece ortalama kalınlık değerleri MK-30 için 2,9 μm, MK-36 için 2,3 μm ve MK-37 için de 2,1 μm olarak belirlenmiştir.

Diğer taraftan filmlerin kalınlığı, Bragg yasasını temel alan grafik metodu olarak bilinen diğer bir yöntemle de belirlenerek karşılaştırılmış ve filmlerin kalınlıkları her iki yöntemle oldukça uyumlu olarak elde edilmiştir.

Filmin kırılma indisinin ve kalınlığının belirlenmesinden sonra, her bir dalga boyunda soğurma sabitleri hesaplanmıştır. Soğurma sabitinin karesi, E_g enerji bant aralığına ve hν foton enerjisine $\alpha = \alpha_0 (h\nu - E_g)^{\varepsilon}$ ile bağlıdır. Burada ε direk izinli geçişler için ½ olduğundan, ince filmlerin $\alpha^2 - h\nu$ grafikleri çizilerek bu eğrinin $\alpha^2 = 0$'a extrapolasyonundan E_g değeri hesaplanmıştır. Böylece enerji bant aralığı MK-30 için E_g=1,76 eV, MK-36 için E_g=1,78 eV ve MK-37 için E_g=1,75 eV olarak belirlenmiştir.

Diğer taraftan α'nın hν'ye karşı yarı logaritmik grafiği çizilerek (lnα- hν), elde edilen eğrinin, filmin enerji band aralığı bölgesindeki kuyruk kısmının eğiminden Urbach sabiti E_0 hesaplanmıştır. Buradan MK-30 için E_0=185 meV, MK-36 için E_0=360 meV ve MK-37 için E_0=233 meV olarak bulunmuştur.

Ayrıca bu çalışmada ince filmlerin iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi incelenmiştir. İnce filmlerin 40^0C -100^0C aralığında sıcaklık 5^0C arttırılarak, 75 V sabit gerilimde her bir sıcaklık değerindeki akım değeri ölçülerek iletkenlikleri hesaplanmış ve iletkenliğin 1/T'ye karşı grafiği çizilmiştir. Sıcaklığın artmasıyla iletkenliğinde arttığı gözlenmiştir. Bu beklenen bir sonuçtur; çünkü sıcaklığın artmasıyla elektronların da enerjisi artar ve böylece daha fazla elektron yasak enerji aralığını atlayarak iletime katılır, bu ad iletkenliğin artmasına neden olur. lnσ - 1/T grafiğinin eğiminden ayrıca ince filmerin aktivasyon enerjileri E_a hesaplanmıştır. Buradan MK-30 için E_a=0,68 eV ve MK-37 için E_a=1,48 eV olarak elde edilmiştir.

KAYNAKLAR

Eckertova, L., 1986. Physics of Tin Films. Plenum Press. Second Edition; 233-237

Helmut, F.W., 1971. Semiconductors. New York, Wiley-Interscience.

Hyde, F.J., 1965. Semiconductors. London, Mcdonald.

Kazmerski, L.L., 1980. Polycristalline and Amorphous Thin Films and Devices New York Academic Press.

Knittl, Z. 1976. Optics of Thin Films: An Optical Multilayer. London, Wiley.

Heavens, O.S., 1991. Optical Properties of Thin Solid Films. New York, Dover Publications.

Heavens, O.S., 1970. Thin Film Physics. London Mehtuen.

Palik, E.D., 1991. Handbook of Optical Constants of Solids II. Boston:Academic Press.

Swanepoel, R. 1983. Determination of The Thickness and Optical Constants of Amorphous Silicon. J. Phys. E:Sci. Instrum., Vol. 16, 1214-1222.

Manifacier, J.C., Gasiot, J., Fillard, J.P., 1976. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 9, 1002-1004.

Swanepoel, R., 1984. J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 17, 896-903.

Freeman, E.C., Paul, W., 1979. Physical Review B. Vol. 20, Number 2. 716-728.

Wales, J., Lovitt, G.J., Hill, R.A., 1967. Thin Solid Films. Vol. 1, 137-150.

Minkov, D.A., 1989. J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 22, 199-205.

Salem, A.M., 2003. J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 36, 1030-1035.

Natsume, Y., Sokata, H., 2000. Thin Solid Films. Vol. 372, 30-36.

Muthukumarasamy, N., Jayakumar, S., Kannan, M.D., Balasundaraprabhu, R., Ramanathaswamy, P., 2004. Journal of Crystal Growth. Vol. 263, 308-315.

Varghese, S., Iyape, M., Mathew, E.J., Menon, C.S., 2002. Material Letters. Vol. 56, 1078-1083.

Bhavsar, D.S., Saraf, K.B., 2003. Materials Chemistry and Physics. Vol. 78, 630-636.

Boakye, F., Nusenu, D., 1997. Solid State Communications. Vol. 102, 323-326.

Dakhel, A.A., 2003. Materials Chemistry and Physics. (Material in Press).

EKLER

EK-1

$$\Rightarrow\left[\frac{1}{\mu_0}\left(\vec{k}\times\vec{E}_0+\vec{k}''\times\vec{E}_0{}''\right)-\frac{1}{\mu_1}\left(\vec{k}'\times\vec{E}_0{}'\right)\right]\times\vec{n}=0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[\left(\vec{k}\times\vec{E}_0\right)\times\vec{n}+\left(\vec{k}''\times\vec{E}_0{}''\right)\times\vec{n}\right]-\frac{1}{\mu_1}\left[\left(\vec{k}'\times\vec{E}_0{}'\right)\times\vec{n}\right]=0$$

$$\left(\vec{a}\times\vec{b}\right)\times\vec{c}=\vec{b}\left(\vec{a}\cdot\vec{c}\right)-\vec{a}\left(\vec{b}\cdot\vec{c}\right)$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left[\vec{E}_0\left(\vec{k}\cdot\vec{n}\right)-\vec{k}\left(\vec{E}_0\cdot\vec{n}\right)+\vec{E}_0{}''\left(\vec{k}''\cdot\vec{n}\right)-\vec{k}''\left(\vec{E}_0{}''\cdot\vec{n}\right)\right]-\frac{1}{\mu_1}\left[\vec{E}_0{}'\left(\vec{k}'\cdot\vec{n}\right)-\vec{k}'\left(\vec{E}_0{}'\cdot\vec{n}\right)\right]=0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left(E_0kCosi-kE_0Cos90+E_0{}''k''Cos(180-i)-k''E_0{}''Cos90\right)-\frac{1}{\mu_1}\left(E_0{}'k'Cosr-k'E_0{}'Cos90\right)=0$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left(E_0kCosi-E_0{}''k''Cosi\right)-\frac{1}{\mu_1}\left(E_0{}'k'Cosr\right)=0$$

$$k=k''=\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0},k'=\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}$$

$$\frac{1}{\mu_0}\left(E_0\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}Cosi-E_0{}''\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}Cosi\right)-\frac{1}{\mu_1}E_0{}'\frac{\omega}{c}\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}Cosr=0$$

$$\Rightarrow\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}Cosi(E_0-E_0{}'')-\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}CosrE_0{}'=0$$

EK-2

$$\vec{E}_0{}' - \vec{E}_0{}'' = \vec{E}_0$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} Cosr E_0{}' + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} Cosi E_0{}'' = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} Cosi E_0$$

$$\vec{E}_0{}' - \vec{E}_0{}'' = \vec{E}_0$$

$$-E_0{}' - \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} \frac{Cosi}{Cosr} E_0{}'' = -\sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} Cosi E_0$$

$$-E_0{}'' \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} \frac{Cosi}{Cosr}\right) = E_0 \left(1 - \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} \frac{Cosi}{Cosr}\right)$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}''}{E_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} \frac{Cosi}{Cosr} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_0}{\varepsilon_1 \mu_0}} \frac{Cosi}{Cosr} + 1} = \frac{\sqrt{\mu_1 \varepsilon_0} Cosi - \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0} Cosr}{\sqrt{\mu_1 \varepsilon_0} Cosi + \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0} Cosr}$$

$$\Rightarrow = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_1}} \left(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_0} Cosi - \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0} Cosr\right)}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_1}} \left(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_0} Cosi + \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0} Cosr\right)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} Cosi - \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} Cosr}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} Cosi + \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} Cosr}$$

$$Cosr = \sqrt{1 - Sin^2 r}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}''}{E_0} = \frac{n_0 Cosi - \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{1 - Sin^2 r}}{n_0 Cosi + \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{1 - Sin^2 r}}$$

$$\frac{Sini}{Sinr} = \frac{n_1}{n_0} \Rightarrow Sinr = \frac{n_0}{n_1} Sini$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}''}{E_0} = \frac{n_0 Cosi - \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{1 - \frac{n_0{}^2}{n_1{}^2} Sin^2 i}}{n_0 Cosi + \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{1 - \frac{n_0{}^2}{n_1{}^2} Sin^2 i}} = \frac{n_0 Cosi - \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}}{n_0 Cosi + \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}''}{E_0} = \frac{n_0 Cosi - \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}}{n_0 Cosi + \mu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}} = \frac{n_0 Cosi - \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}}{n_0 Cosi + \frac{\mu_0}{\mu_1} \sqrt{n_1{}^2 - n_0{}^2 Sin^2 i}}$$

EK-3

$$\vec{E}_0{}' - \vec{E}_0{}'' = \vec{E}_0$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}} Cosr E_0{}' + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} Cosi E_0{}'' = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} Cosi E_0$$

$$\vec{E}_0{}' - \vec{E}_0{}'' = \vec{E}_0$$

$$\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'}{\varepsilon\mu'}}\frac{Cosr}{Cosi} E_0{}' + E_0{}'' = E_0$$

$$E_0{}'\left(1 + \sqrt{\frac{\mu\varepsilon'\varepsilon}{\varepsilon\mu'\mu}}\frac{Cori}{Cosi}\right) = 2E_0$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}'}{E_0} = \frac{2}{1+\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'}{\varepsilon\mu'}}\frac{Cori}{Cosi}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon\mu'}Cosi}{\sqrt{\varepsilon\mu'}Cosi + \sqrt{\mu\varepsilon'}Cosr}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}'}{E_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\mu'}}\left(2\sqrt{\varepsilon\mu'}Cosi\right)}{\sqrt{\frac{\mu}{\mu'}}\left(\sqrt{\varepsilon\mu'}Cosi + \sqrt{\mu\varepsilon'}Cosr\right)} = \frac{2nCosi}{nCosi + \sqrt{\frac{\mu}{\mu'}}\sqrt{\mu\varepsilon'}Cosr}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}'}{E_0} = \frac{2nCosi}{nCosi + \sqrt{\frac{\mu}{\mu'}}\sqrt{\mu\varepsilon'}\sqrt{1-Sin^2 r}} = \frac{2nCosi}{nCosi + \mu\sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}}\sqrt{1-\frac{n^2}{n'^2}Sin^2 i}}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}'}{E_0} = \frac{2nCosi}{nCosi + \mu\sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}}\frac{1}{n'}\sqrt{n'^2 - n^2 Sin^2 i}} = \frac{2nCosi}{nCosi + \mu\sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon'\mu'}}\sqrt{n'^2 - n^2 Sin^2 i}}$$

$$\Rightarrow \frac{E_0{}'}{E_0}\frac{2nCosi}{nCosi + \frac{\mu}{\mu'}\sqrt{n'^2 - n^2 Sin^2 i}}$$

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Ankara'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Ankara'da tamamladı. 1995 yılında girdiği Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nden Haziran 1999'da mezun oldu. 2004 yılında Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans Öğrenimini tamamladı. Halen Millî Savunma Bakanlığı Teknik Hizmetler Dairesi Başkanlığında Fizik Mühendisi olarak görev yapmaktadır.