

T. C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle
Hazırlanan Alüminyum İnce Filmlerin
Optik Özellikleri

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: HÜSEYİN DERİN

DANIŞMAN : Prof. Dr. KAYHAN KANTARLI

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

BORNOVA - İZMİR
1991

TEŞEKKÜR

Bu Yüksek Lisans Çalışmasının konusunu belirleyip, yöneten ve çalışmanın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Kayhan KANTARLI 'ya teşekkür ederim.

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlanan bu çalışma Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü 'nde yapılmıştır. Çalışmada, vakumda buharlaştırma tekniği ile hazırlanan alüminyum filmlerinin görünür ve yakın morötesi bölgedeki optik özellikleri elipsometrik ve spektrofotometrik yöntemlerle incelenmiştir.



İÇİNDEKİLER

Sahife No :

1. Giriş	1
2. Teorik Bilgiler	3
2. 1. Dielektrik Bir Ortam Yüzeyinden Yansıyan Işığın Özellikleri	3
2. 2. İletken Bir Ortam Yüzeyinden Yansıyan Işığın özellikleri	9
2. 3. Dielektrik Taşıyıcı Üzerindeki İnce Filmlerin Reflektansı ve Transmisyonu	14
2. 4. Drude Modeli. Metallerin Dielektrik Sabiti	17
2. 5. Maxwell - Garnett Teorisi	21
3. Materyal ve Yöntem	23
3. 1. Örneklerin Hazırlanması	23
3. 2. Elipsometre İle Ölçmeler	23
3. 3. Spektrofotometre İle Ölçmeler	26
4. Sonuçlar ve Tartışma	28
4. 1. Yansıtıcı Alüminyum Filmlerin Optik Özellikleri	28
Asal Gelme Açısının Belirlenmesi	28
Alüminyumun Optik Sabitleri ve Elektronik Özellikleri	30
Alüminyumun Optik Özelliklerinin Havada Zamanla Değişimi	34
4. 2. Çok İnce Alüminyum Filmlerin Optik Absorpsiyonu ve Taşıyıcı Sıcaklığının Etkisi	36
Sonuç	42
Özet	43
Summary	45
Literatür Listesi	47

ABSTRAKT

Bu çalışmada, vakumda buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan Al filmlerin optik özellikleri incelendi. Cam taşıyıcılar üzerindeki filmlerin görünür bölgedeki optik sabitleri ve asal gelme açısı elipsometrik yöntemle bulundu. Filmlerin havada eskitilmesiyle optik sabitlerinin zamanla küçüldüğü saptandı. Farklı sıcaklıkta tutulan kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen çok ince Al filmlerin 190 - 700 nm bölgesindeki optik absorpsiyon spektrumları ölçüldü. Isıtılmış taşıyıcılar üzerindeki Al ince filmlerin, karakteristik bir absorpsiyon bandına sahip oldukları bulundu. Bu absorpsiyon bandının filmlerin yüzey yoğunluğu ile değişimi incelendi.

ABSTRACT

In this study, optical properties of Al films prepared by the method of vacuum evaporation were investigated. Optical constants of films on glass substrates in the visible region and the principal angle of incidence were determined by the ellipsometric method. When the films are exposed to air, it was found that the optical constants decrease as the films age in air. Optical absorbance spectra in the 190 - 700 nm region of very thin Al films, obtained on quartz substrates at different temperatures, were measured. It has been found that very thin Al films on heated substrates have a characteristic absorption band. Variation of this absorption band with the surface density of the film was investigated.

1. GİRİŞ

İnce filmlerin optik özelliklerinin araştırılmasında gözlenen yoğun ilgi, elde edilen sonuçların sadece bilimsel bakımdan önem taşımamasından dolayı değil, bunların aynı zamanda çok geniş bir teknolojik uygulama alanı bulabilmesinden kaynaklanır (13). Bu çalışmaların bir sonucu olarak, laboratuvar ve endüstriyel uygulamalar için çok önemli yansıtma, girişim, polarizasyon ve absorpsiyon özellikleri ortaya çıkmıştır. İnce filmlerin optik yansıtma, geçirgenlik ve interferometrik özellikleri filmin yapıldığı maddenin optik sabitlerinin belirlenmesini de olanaklı kılar. Ayrıca, ince filmlerde yapılan optik absorpsiyon çalışmaları katuların elektronik özelliklerinin ortaya konmasını sağlayan önemli bir anahtar niteliğindedir.

Çok ince filmler süreksiz ve tanecikli yapıya sahiptir. Süreksiz ince filmlerin bilhassa optik özellikleri yaygın bir şekilde araştırılmakta olup, elde edilen sonuçlar, optik filtreler (33) ve güneş enerjisi için seçici yüzeyler (14) yapımı gibi uygulama alanlarında önemli bir yere sahiptir.

Tanecikli yapıya sahip metal filmlerin optik özellikleri, bunların görünür ve yakın morötesi absorpsiyon spektrumlarında rezonans tipi bir absorpsiyon bandının ortaya çıkması ile karakterize edilir (1,27,28,34,36). Hacımlı metalde ve sürekli film halinde rastlanmayan bu absorpsiyon bandının, metal taneciklerdeki serbest elektronların polarizasyon rezonansından kaynaklandığı anlaşılmıştır (9,10). Bu absorpsiyon bandının özellikleri, filmi oluşturan taneciklerin şekline, boyutlarına, dielektrik sabitine ve tanecikleri kuşatan ortamın özelliklerine bağlı olup, Maxwell-Garnett teorisiyle tanımlanır (23). Maxwell-Garnett teorisinde, süreksiz metal filmlerin, bir dielektrik ortamda dağılmış, boyutları ışığın dalgaboyu yanında çok küçük olan küresel metal taneciklerden oluştuğu kabul edilmiştir. Teori, sistemi oluşturan taneciklerin dielektrik sabitini hacımlı metalin kompleks dielektrik sabitine eşdeğer olduğunu varsayarak sistemin optik özelliklerini belirleyen bir etkin dielektrik sabitinin hesaplanabileceğini göstermiştir. Maxwell - Garnett teorisinin sonuçları, herhangi bir boyuttaki küresel metal tanecikler sisteminde ışığın saçılması ve absorpsiyonu hakkındaki daha genel bir teori olan Mie (24) teorisinin sonuçlarıyla çok küçük tanecik boyutları halinde uyumaktadır. Teorinin sonuçları birçok araştırmacı tarafından tartışılmış ve tanecikli yapıya sahip olan süreksiz Au (7,9,22,26,38), Ag (7,38), Cu (35), Mg (32), In (20) ve Sn (34) ince filmlerinin optik özelliklerinin açıklanmasında kullanılmıştır.

Maxwell - Garnett modeli, bazı deneysel çalışmaların sonuçlarını kalitatif olarak açıklayabilmekle birlikte, şimdiye kadar birçok değişikliğe uğramıştır. Özellikle tanecik biçimlerinin küresel değil de daha genel bir düşünceyle elipsoidale kabul edilmesi ve tanecikler arasındaki dipol etkileşmelerinin hesaba katılması gibi önemli düzeltmeler yapılmıştır. Bu düzeltilmiş modeller elektron mikroskopisi incelemelerini de kapsayan çeşitli deneysel çalışmalarda tartışılmıştır (8,19,39).

İnce filmlerin optik özellikleri, reflektans ölçümleri yöntemi, transmitans ölçümleri yöntemi, interferometrik yöntem, spektrofotometrik yöntem, kritik açı yöntemi ve elipsometrik yöntem

gibi çeşitli yöntemlerle incelenir (6). Bu yöntemlerden herhangi birisini ya da birkaçını birlikte kullanarak elde edilen deneysel veriler filmin optik sabitlerinin ve kalınlığının bulunmasında kullanılır. İnce filmlerin belirli bir spektral bölgedeki absorpsiyon özelliklerinin araştırılması spektrofotometrik reflektans ve transmittans ölçümlerine dayanır. Optik sabitlerin hesaplanmasında kullanılan en duyarlı yöntem yansıma elipsometrisi yöntemidir. Bu yöntem, sistemin polarize ışıkla etkileşmesi sonucunda yansıyan ışığın polarizasyon halinde meydana gelen değişimin belirlenmesine dayanır. Elipsometrik ölçümler, incelenen yüzeyin özelliklerine çok duyarlı olduğundan, yansıma elipsometrisi bir maddenin yüzeyinde dış etkilerle oluşabilecek oksidasyon, birikim ve adsorpsiyona bağlı yüzey filmlerinin büyüme hızları ve kalınlıklarının belirlenmesini sağlar (5,12,29).

Bu çalışmanın amacı (i) yansıma elipsometrisi yöntemiyle alüminyumun görünür ışık bölgesindeki optik sabitlerini belirleyerek, optik sabitlerin filmlerin havada eskitilmesiyle değişimini incelemek; (ii) spektrofotometrik yöntemi kullanarak kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen çok ince alüminyum filmlerin optik absorpsiyon spektrumlarının taşıyıcı sıcaklığı ile değişimini inceleyip, bu filmlerin görünür ve yakın morötesi ışık bölgesinde tanecikli yapıdan beklenen karakteristik bir optik absorpsiyona sahip olup olmadığını araştırmaktır.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Dielektrik Bir Ortam Yüzeyinden Yansıyan Işığın Özellikleri

Elektromanyetik dalgaların bir ortamda yayılması hakkında yapılacak inceleme elektromanyetizmanın temel bağıntıları olan

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

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

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

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

Maxwell denklemlerine dayanır. Burada \mathbf{E} ve \mathbf{B} elektromanyetik alanı karakterize eden elektrik alan ve manyetik indüksiyon vektörleri, \mathbf{D} elektromanyetik alanın maddesel ortamlarla etkileşimini ifade eden dielektrik yerdeğiştirme vektörü, \mathbf{H} manyetik alan vektörü, σ elektriksel iletkenlik, ε ve μ ortamın dielektrik sabiti ve manyetik permeabilitesi, ρ ortamdaki yük yoğunluğu ve c elektromanyetik dalganın vakumdaki hızıdır. Bu bağıntılardaki \mathbf{E} , \mathbf{D} , σ ve ρ elektriksel nicelikleri elektrostatik birimler, \mathbf{B} ve \mathbf{H} manyetik nicelikleri ise elektromanyetik birimler cinsinden alınır. Maxwell denklemleri üzerinde yapılan işlemler elektromanyetik dalganın ortamdaki yayılma denklemleri olarak

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

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

bağıntılarını verir. Absorplayıcı olmayan bir ortam ($\sigma = 0$) için, bu yayılma denklemleri

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

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

şeklini alır. (7) ve (8) bağıntılarıyla verilen yayılma denklemleri standart dalga denklemleriyle karşılaştırılırsa ortamda dalganın yayılma hızı için

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

bağıntısı elde edilir. Optik frekanslardaki bütün maddeler için $\mu = 1$ olduğundan, dielektrik bir ortam içinde dalganın yayılma hızı,

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

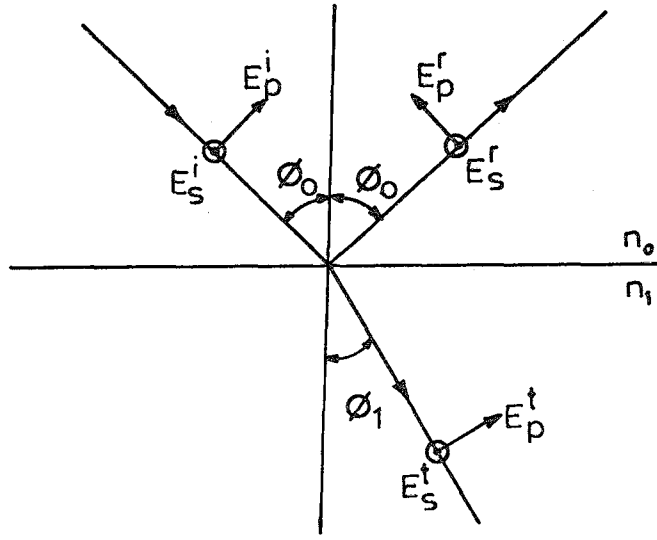
ve ortamın kırılma indisi

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

olur.

İki ortamı ayıran sınırdaki ışığın yansımaları ve ikinci ortama geçişinin incelenmesi, Maxwell denklemlerinin çözümlerine sınır koşullarının uygulanmasına dayanır. Sınır koşulları enerjinin korunumu ilkesine göre ispatlanmış olup, elektromanyetik dalganın, sınır yüzeyini geçişte E ve H nin teğetsel (yüzeye paralel), B ve D nin de normal (yüzeye dik) bileşenlerinin sürekli olmasını, yani bu bileşenlerin sınır yüzeyinin her iki tarafında aynı değere sahip olmasını gerektirir.

Bir elektromanyetik dalganın, şekil .1 de gösterildiği gibi n_0 ve n_1 kırılma indisli iki dielektrik ortamın $z = 0$ da yer alan ara - yüzeyi üzerine ϕ_0 açısıyla geldiğini kabul edelim. Gelen, yansıyan ve geçen dalgaların elektrik alan bileşenlerinin ifadeleri



Şekil. 1 : İki ortamın ara - yüzeyinde ışığın yansıması ve geçişi.

$$E^i = E_0^i \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2 \pi n_0 x \sin \phi_0}{\lambda} - \frac{2 \pi n_0 z \cos \phi_0}{\lambda} \right) \right] \quad (9)$$

$$E^r = E_0^r \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2 \pi n_0 x \sin \phi_0}{\lambda} + \frac{2 \pi n_0 z \cos \phi_0}{\lambda} \right) \right] \quad (10)$$

$$E^t = E_0^t \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2 \pi n_1 x \sin \phi_1}{\lambda} - \frac{2 \pi n_1 z \cos \phi_1}{\lambda} \right) \right] \quad (11)$$

bağıntılarıyla verilir. Burada λ dalganın vakumdaki dalgaboyudur. Dielektrik ortam yüzeyine gelen elektromanyetik dalganın elektrik alan vektörü dalga düzlemi içinde herhangi bir doğrultuda olabilir. Gelen dalganın elektrik alan vektörünün gelme düzlemine paralel ve dik bileşenlerini sırasıyla E_p^i ve E_s^i , yansıyan dalganınkini E_p^r ve E_s^r ve geçen dalganınkini E_p^t ve E_s^t ile gösterelim. Buna göre iki ortamı ayıran sınır yüzeyi üzerinde ($z = 0$), x ve y yönlerindeki elektrik ve manyetik alan vektörlerinin toplam bileşenleri birinci ortamda

$$\begin{aligned}
E_{0x} &= (E_p^i - E_p^r) \cos \phi_0 \\
E_{0y} &= E_s^i + E_s^r \\
H_{0x} &= n_0 (E_s^i - E_s^r) \cos \phi_0 \\
H_{0y} &= n_0 (E_p^i + E_p^r)
\end{aligned} \tag{12}$$

bağıntılarıyla, ikinci ortamda ise

$$\begin{aligned}
E_{1x} &= E_p^t \cos \phi_1 \\
E_{1y} &= E_s^t \\
H_{1x} &= n_1 E_s^t \cos \phi_1 \\
H_{1y} &= n_1 E_p^t
\end{aligned} \tag{13}$$

bağıntılarıyla verilir. İki ortamı ayıran n_0 / n_1 ara - yüzeyine sınır koşullarının uygulanmasıyla elde edilen bağıntılardan, ara - yüzeyin genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayıları olarak bilinen

$$r_{1p} = \frac{E_p^r}{E_p^i} = \frac{n_1 \cos \phi_0 - n_0 \cos \phi_1}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \tag{14}$$

$$r_{1s} = \frac{E_s^r}{E_s^i} = \frac{n_0 \cos \phi_0 - n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} \tag{15}$$

$$t_{1p} = \frac{E_p^t}{E_p^i} = \frac{2 n_0 \cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \tag{16}$$

$$t_{1s} = \frac{E_s^t}{E_s^i} = \frac{2 n_0 \cos \phi_0}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} \tag{17}$$

Fresnel katsayıları elde edilir (4, 17). Bunlardan r_{1p} ve r_{1s} , n_1 indisli ortamın genlik yansıtma katsayıları ; t_{1p} ve t_{1s} ise genlik geçirgenlik katsayılarıdır. Bu bağıntılar, $n_0 \sin \phi_0 = n_1 \sin \phi_1$ kırılma yasasının göz önüne alınmasıyla

$$r_{1p} = \frac{E_p^r}{E_p^i} = \frac{\operatorname{tg}(\phi_0 - \phi_1)}{\operatorname{tg}(\phi_0 + \phi_1)} \quad (18)$$

$$r_{1s} = \frac{E_s^r}{E_s^i} = - \frac{\sin(\phi_0 - \phi_1)}{\sin(\phi_0 + \phi_1)} \quad (19)$$

$$t_{1p} = \frac{E_p^t}{E_p^i} = \frac{2 \sin \phi_1 \cos \phi_0}{\sin(\phi_0 + \phi_1) \cos(\phi_0 - \phi_1)} \quad (20)$$

$$t_{1s} = \frac{E_s^t}{E_s^i} = \frac{2 \sin \phi_1 \cos \phi_0}{\sin(\phi_0 + \phi_1)} \quad (21)$$

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

E_p^t ile E_p^i ve E_s^t ile E_s^i nin işaretleri aynı olduğundan kırılan dalganın fazı gelen dalganın fazıyla aynıdır. Yansıyan dalganın fazı ise ϕ_0 ve ϕ_1 in değerlerine bağlıdır. İkinci ortam birinci ortamdaki daha yoğun ($n_1 > n_0$) ise $\phi_1 < \phi_0$ olur. Bu durumda E_s^r ile E_s^i nin işaretleri zıt olduğundan, yansıyan dalganın gelme düzlemine dik bileşeninin fazı gelen dalganınkinden π kadar farklı olur. Ayrıca bu durumda $\operatorname{tg}(\phi_1 - \phi_0)$ pozitifdir. Fakat, $\phi_0 + \phi_1 > \pi / 2$ ise $\operatorname{tg}(\phi_1 + \phi_0)$ negatif olduğundan E_p^r nin fazı E_p^i den π kadar farklı olur. $\phi_0 + \phi_1 = \pi / 2$ ise $\operatorname{tg}(\phi_0 + \phi_1) = \infty$ olduğundan $E_p^r = 0$ olur. Bu durumda, yansıyan dalganın sadece E_s^r bileşeni bulunacağından yansıyan dalga lineer polarize olur. Bu durumun sağlandığı gelme açısına polarizasyon açısı ya da Brewster açısı adlandırılır.

Bir yüzeyin R reflektansı (enerji yansıtma katsayısı) yansıyan enerjinin gelen enerjiye oranı olarak tanımlanır. n_1 indisli ortamın p ve s polarize bileşenler için reflektansları

$$R_p = r_{1p}^2 \quad (22 a)$$

$$R_s = r_{1s}^2 \quad (22 b)$$

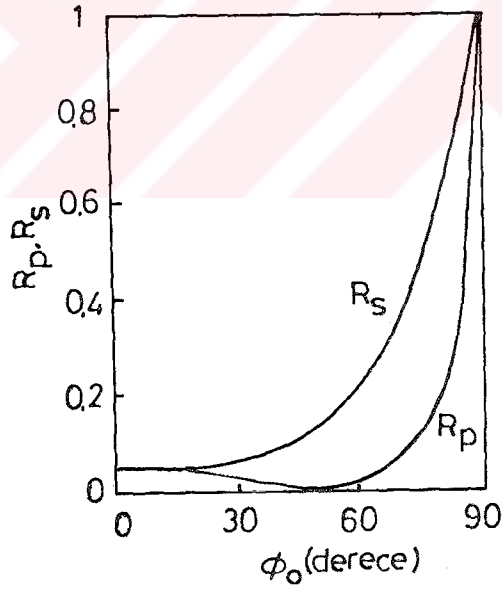
bağıntılarıyla verilir. Bu bağıntılardaki r_{1p} ve r_{1s} ortamın genlik yansıtma katsayılarıdır. Benzer şekilde ortamın T transmisyonu (enerji geçirgenlik katsayısı) geçen enerjinin gelen enerjiye oranı olarak tanımlanır ve

$$T_p = \frac{n_1}{n_0} \frac{\cos \phi_1}{\cos \phi_0} t_{1p}^2 \quad (23 a)$$

$$T_s = \frac{n_1}{n_0} \frac{\cos \phi_1}{\cos \phi_0} t_{1s}^2 \quad (23b)$$

bağıntılarıyla verilir. Bu bağıntılardaki t_{1p} ve t_{1s} ortamın genlik geçirgenlik katsayılarıdır.

Şekil .2 de $n_0 = 1$ ve $n_1 = 1.5$ olması halinde p ve s polarize bileşenleri için reflektansın gelme açısı ile değişimi gösterilmiştir (15). Şekil. 2 de görüleceği gibi dik geliş hali ($\phi_0 = 0^\circ$) için bir dielektrik ortam yüzeyindeki yansımada $R_p = R_s$ olur. R_p , bu değerden itibaren gelme açısı büyüdükçe azalır ve ϕ_B Brewster açısında sıfır olan bir minimumdan geçerek gelme açısı 90° olunca $R_p = 1$ olur. R_s ise, $R_p = R_s$ olduğu $\phi_0 = 0^\circ$ den itibaren gelme açısı büyüdükçe artar ve gelme açısı 90° olunca $R_p = R_s = 1$ değerine ulaşır.



Şekil. 2 : $n_0 = 1$ ve $n_1 = 1.5$ olan iki ortamın sınır yüzeyinde, p ve s polarize bileşenler için reflektansın gelme açısıyla değişimi.

2.2. İletken Bir Ortam Yüzeyinden Yansıyan Işığın Özellikleri

Vakumda ya da bir dielektrik ortamda ilerleyen bir düzlem elektromanyetik dalga absorplayıcı bir ortam yüzeyine rastlarsa, dalganın bu yüzeydeki yansıma ve kırılması dielektriklerde uygulanan yöntemle incelenir. Yansıyan ve geçen dalgaya ait elektrik alan vektörlerinin gelme düzlemine paralel ve dik bileşenleri ile gelen dalgaya ait aynı bileşenler arasındaki bağıntılar yine (14) - (21) Fresnel bağıntılarıyla verilir. Ancak bu durumda ikinci ortamın absorplayıcı olduğu ve kırılma indisinin kompleks (\tilde{n}) bir nicelik olacağı göz önüne alınmalıdır. Şekil. 1 de gösterilen n_1 kırılma indisli ortamın absorplayıcı olduğu kabul edilirse, $\tilde{n}_1 = n - ik$ alınabilir. Burada n kırılma indisi, k sönmüm katsayısı adını alır. Bu durumda iki ortamı ayıran sınır yüzeyine kırılma yasası uygulanır

$$\sin \phi_1 = \frac{n_0 \sin \phi_0}{n - ik} \quad (24)$$

bağıntısı elde edilir. (24) bağıntısına göre ϕ_1 kırılma açısı komplekstir ve dolayısıyla $\phi_0 = \phi_1 = 0^\circ$ özel hali hariç, bilinen deneysel kırılma açısını ifade etmez. Elektromanyetik dalganın absorplayıcı ortam yüzeyindeki yansımasında ϕ_1 in kompleks olması, (14) - (21) bağıntıları ile verilen Fresnel genlik yansıma ve geçirgenlik katsayılarında kompleks olmasını gerektirir. Bu katsayılar genlik ve faz çarpanlarına ayrılarak

$$\hat{r}_{1p} = \left| \hat{r}_{1p} \right| e^{i\delta_{rp}} \quad (25)$$

$$\hat{r}_{1s} = \left| \hat{r}_{1s} \right| e^{i\delta_{rs}} \quad (26)$$

$$\hat{t}_{1p} = \left| \hat{t}_{1p} \right| e^{i\delta_{tp}} \quad (27)$$

$$\hat{t}_{1s} = \left| \hat{t}_{1s} \right| e^{i\delta_{ts}} \quad (28)$$

şeklinde yazılabilir (4). Bu bağıntılar, elektrik alan titreşimlerinin gelme düzlemine paralel ve dik bileşenlerinin absorplayıcı ortam yüzeyinde uğradığı yansıma ve kırılmada hem genlik ve hem de fazları bakımından değişikliğe uğradığını gösterir. Yansıyan dalganın paralel ve dik bileşenleri arasındaki faz farkı

$$\Delta = \delta_{rp} - \delta_{rs} \quad (29)$$

bağıntısıyla ve genliklerinin oranı ise

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{|\hat{r}_{1p}|}{|\hat{r}_{1s}|} \quad (30)$$

bağıntısıyla belirlidir. Bu durumda absorplayıcı ortam yüzeyinden yansıyan dalganın p ve s bileşenlerinin zamanla değişimleri

$$E_p^r = |E_p^r| \cos \omega t \quad (31)$$

$$E_s^r = |E_s^r| \cos (\omega t + \Delta) \quad (32)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_p^r nin fazı faz başlangıcı olarak alınmıştır. Bu bağıntular dalganın ilerleme doğrultusuna dik bir eliptik titreşimin parametrik denklemleridir. Böylece absorplayıcı bir ortam yüzeyine eğik olarak gelen lineer polarize ışığın eliptik polarize olarak yansıtacağı anlaşılır. Yansıyan dalgayı karakterize eden Δ ve ψ parametreleri

$$\frac{\hat{r}_{1p}}{\hat{r}_{1s}} = \frac{|\hat{r}_{1p}|}{|\hat{r}_{1s}|} \frac{e^{i\delta_{rp}}}{e^{i\delta_{rs}}} = e^{i\Delta} \operatorname{tg} \psi \quad (33)$$

bağıntısıyla belirlidir. Genlik yansıtma katsayıları (14) - (21) bağıntuları gereğince ortamların optik sabitlerine ve gelme açısına bağlı olduğundan Δ ve ψ parametreleride optik sabitlere ve gelme açısına bağlı olur. Bu bağıntulardan itibaren gerekli işlemler yapıp, gerçel ve sanal kısımlar karşılaştırılırsa absorplayıcı ortamın n , k optik sabitleri için

$$n^2 - k^2 = n_0^2 \sin^2 \phi_0 \left(1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \phi_0 (\cos^2 2\psi - \sin^2 2\psi \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \right) \quad (34)$$

$$nk = \frac{n_0^2 \sin^2 \phi_0 \operatorname{tg}^2 \phi_0 \sin 2\psi \cos 2\psi \sin \Delta}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \quad (35)$$

bağıntıları elde edilir. Bu son iki bağıntı, belirli bir ϕ_0 gelme açısı için Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin deneysel yoldan bulunması halinde absorplayıcı ortamın (n, k) optik sabitlerini belirleme olanağı verir. Bu amaçla kullanılan deneysel yöntem elipsometri olarak bilinir.

Absorplayıcı ortam yüzeyine eğik olarak gelen dalganın p ve s polarize bileşenleri için ortamın enerji yansıtma katsayısı, yani R reflektansı (22) bağıntılarıyla verilir. Absorplayıcı ortamlar için $\tilde{n}_1 = n - ik$ olduğu göz önüne alınarak Fresnel yansıtma katsayılarından itibaren bu bağıntılar hesaplanırsa,

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

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

olmak üzere

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

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

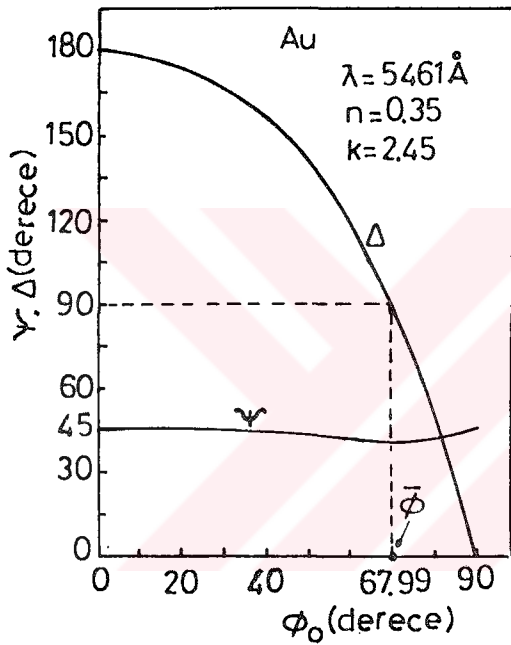
bulunur ⁽¹⁵⁾. Polarize olmamış ışık için toplam reflektans

$$R = \frac{1}{2} (R_p + R_s) \quad (38)$$

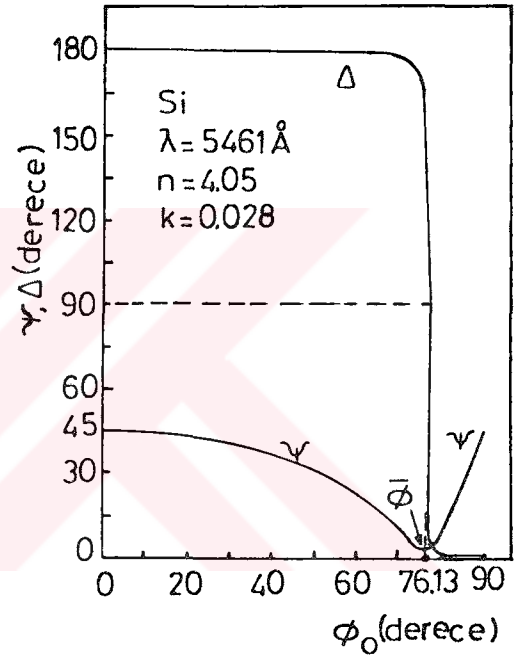
bağıntısıyla verilir. Normal geliş hali ($\phi_0 = 0^\circ$) için, (36) - (37) bağıntılarından

$$R = R_p = R_s = \frac{(n - n_0)^2 + k^2}{(n + n_0)^2 + k^2} \quad (39)$$

yazılabilir. (34) - (38) bağıntularından görüldüğü gibi yarı-sonsuz bir absorplayıcı ortam yüzeyinden yansıyan ışığın polarizasyon halini karakterize eden Δ ve ψ parametreleri ile ortamın R_p ve R_s reflektansları hem ortamın n ve k optik sabitlerine, hem de ışığın yüzeye ϕ_0 gelme açısına bağlıdır. Belirli bir absorplayıcı ortam için Δ ve ψ ile R_p ve R_s nin ϕ_0 gelme açısıyla değişimi karakteristik bir davranış gösterir. Şekil. 3 de şiddetli absorplayıcı (k sönüm katsayısı büyük) ve şekil. 4 de de zayıf

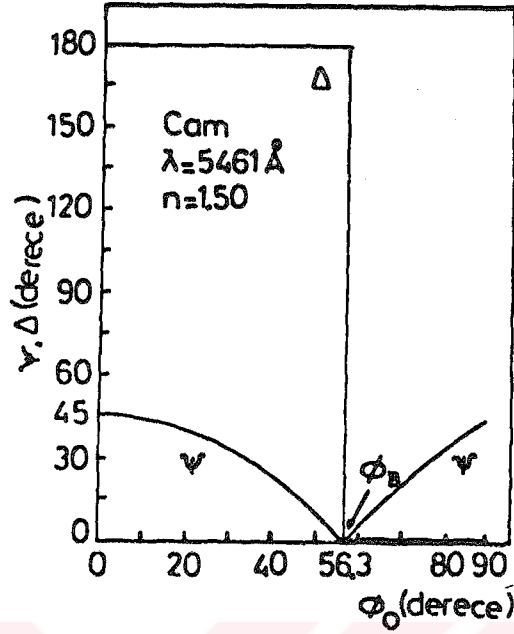


Şekil. 3 : Şiddetli absorplayıcı metal (Au) için Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi.



Şekil. 4: Zayıf absorplayıcı ortam (Si) için Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi.

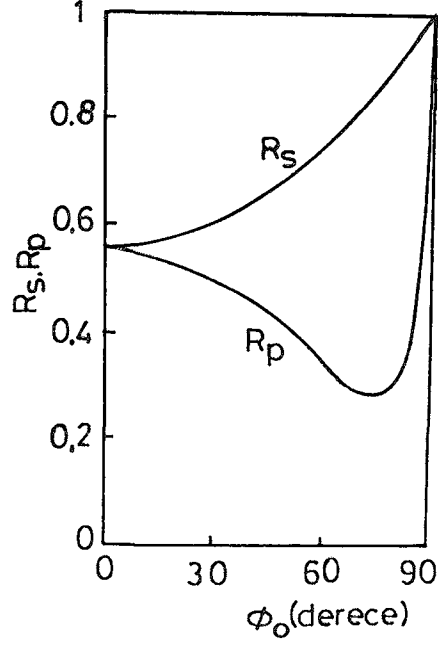
absorplayıcı (k sönüm katsayısı küçük) metaller için Δ ve ψ nin gelme açısıyla değişimi görülmektedir (4). Şekil. 5 de ise karşılaştırma amacıyla bir dielektrik ortam ($k = 0$) için Δ ve ψ nin gelme açısı ile değişimi gösterilmiştir (4). Şekil. 3, 4 ve 5 de görüldüğü gibi Δ , $0^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$ arasında ; ψ ise $0^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$ arasında değişir. Δ nın 180° den 0° ye geçişi dielektriklerde ani olduğu halde, metallerde k sönüm katsayısının değerine bağlı olarak yavaş ve kademeli olur. 0° den itibaren gelme açısı büyüdükçe ψ , 45° den itibaren önce azalır ve bir minimumdan geçtikten sonra gelme açısının 90° değerinde yeniden 45° deki değerine ulaşır.



Şekil. 5 : Dielektrik ortam (cam) için elipsometrik parametrelerinin gelme açısıyla değişimi.

Yansıyan ışığın p ve s polarize bileşenleri arasındaki faz farkının $\Delta = 90^\circ$ değerini aldığı gelme açısı değerine $\bar{\phi}$ asal gelme açısı adlandırılır. Şekil. 4 de görüldüğü gibi asal gelme açısında ψ minimum olmaktadır. ψ nin bu minimum değerine $\bar{\psi}$ asal azimut adlandırılır. $\bar{\psi}$ asal azimutun değeri dielektrik ortam yüzeyinden yansıyan ışık için sıfır olduğu halde, absorplayıcı ortam için sıfırdan farklıdır ve k sönüm katsayısının değerine bağlı olarak değişir.

Şekil. 6 da bir absorplayıcı ortam yüzeyindeki yansımada R_p ve R_s nin (36) - (37) bağıntıları gereğince gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir (15). Şekil. 6 ile şekil. 2 karşılaştırılırsa dielektrik ve absorplayıcı ortamlar için R_p ve R_s nin gelme açısı ile değişimlerinin birbirine benzediği görülmektedir. Ancak, dielektrik ortamlar için ϕ_B Brewster açısında R_p , sıfır olan bir minimumdan geçtiği halde, absorplayıcı ortamlar için gelme açısının belirli bir değerinde R_p , sıfır olmayan bir minimumdan geçmektedir. Bu minimumun derinliği k sönüm katsayısının değerine bağlıdır. Absorplayıcı ortamlar için R_p nin minimum olduğu bu gelme açısına ϕ_B' pseudo-Brewster açısı adı verilir. ϕ_B' pseudo-Brewster açısı ve $\bar{\phi}$ asal gelme açısı arasında genellikle 1-2 derecelik küçük bir fark vardır (4, 15).

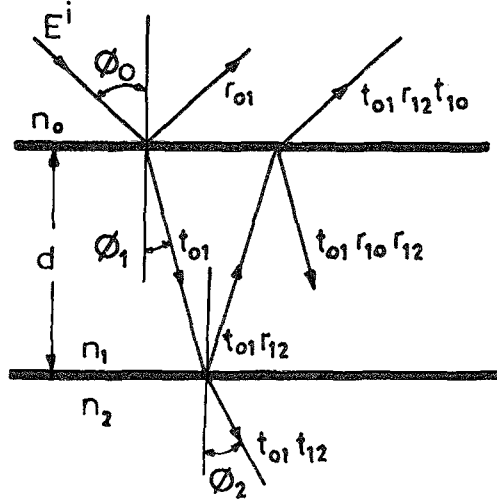


Şekil. 6 : $n = 2.0$ ve $k = 3.0$ olan absorplayıcı bir ortamın yüzeyinden yansıyan p ve s polarize ışık bileşenleri için reflektansın gelme açısıyla değişimi.

Bu fark k sönüm katsayısı küçüldükçe sıfıra yaklaşır. Sonuç olarak , absorplayıcı ortamlar için $\bar{\phi}$ asal gelme açısının, ϕ_B' pseudo-Brewster açısına çok yakın olması nedeniyle dielektriklerdeki ϕ_B Brewster açısına karşı geldiği söylenebilir.

2. 3. Dielektrik Taşıyıcı Üzerindeki Absorplayıcı İnce Filmlerin Reflektansı ve Transmisyonu

İnce bir filmde yansıyan ve geçen ışığın genliği ve polarizasyon hali ; filmin optik sabitleri, kalınlığı ve gelen ışık demetinin film yüzeyine gelme açısı göz önüne alınarak incelenir. Bu incelemede, üç ayrı ortamın sınır yüzeylerine ait Fresnel yansıma ve geçirgenlik katsayıları dikkate alınır. Absorplayıcı ortam halinde bu katsayılar kompleks olacağından dielektrik bir filme göre daha karmaşık bağıntılar elde edilir.



Şekil. 7 : İnce bir filmde ışığın yansınması ve geçişi.

Şekil. 7 de gösterildiği gibi n_0 ve n_2 kırılma indisli ortamlar arasında bulunan n_1 indisli, paralel yüzü ve izotrop bir filmin r genlik yansıtma ve t genlik geçirgenlik katsayıları, yansıyan ve geçen demetlere toplam kuralı uygulanarak hesaplanırsa

$$r = \frac{r_{01} + r_{12} e^{-2i\delta_1}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-2i\delta_1}} \quad (40)$$

$$t = \frac{t_{01} t_{12} e^{-i\delta_1}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-2i\delta_1}} \quad (41)$$

bağıntıları elde edilir⁽⁴⁾. Burada r_{01} , r_{12} , t_{01} ve t_{12} n_0/n_1 ve n_1/n_2 ara-yüzeylerindeki Fresnel katsayılarıdır. δ_1 filmin faz kalınlığı

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \cos \phi_1$$

λ ışığın boşluktaki dalgaboyu, ϕ_1 film içindeki kırılma açısıdır. (40) ve (41) bağıntıları kullanılarak filmin reflektans (R) ve transmisyon (T) katsayıları için

$$R = \frac{r_{01}^2 + r_{12}^2 + 2 r_{01} r_{12} \cos 2 \delta_1}{1 + r_{01}^2 r_{12}^2 + 2 r_{01} r_{12} \cos 2 \delta_1} \quad (42)$$

$$T = \frac{n_2}{n_0} \frac{t_{01}^2 t_{12}^2}{1 + r_{01}^2 r_{12}^2 + 2 r_{01} r_{12} \cos 2 \delta_1} \quad (43)$$

bağıntıları elde edilir (6). Bu genel bağıntılar ortamların kırılma indisleri cinsinden yazılabilir. Özel bir hal olarak, normal geliş halinde n_2 indisli taşıyıcı üzerindeki $\tilde{n}_1 = n$ - ik kompleks kırılma indisli absorblayıcı bir film için (40) ve (41) bağıntılarında r_{01} , r_{12} , t_{01} , t_{12} ve δ_1 niceliklerinin kompleks olduğu dikkate alınarak

$$R = \frac{A \cosh \alpha + B \sinh \alpha - C \cos \beta + D \sin \beta}{E \cosh \alpha + F \sinh \alpha - G \cos \beta + H \sin \beta} \quad (44)$$

$$T = \frac{8 n_2 (n^2 + k^2)}{E \cosh \alpha + F \sinh \alpha - G \cos \beta + H \sin \beta} \quad (45)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

dir. Bu bağıntılar elde edilirken dış ortamın kırılma indisi $n_0 = 1$ kabul edilmiştir. (44) bağıntısı yarı-sonsuz absorblayıcı bir ortam halinde (39) bağıntısına indirgenir.

2. 4. Drude Modeli. Metallerin Dielektrik Sabiti

Klasik bir model olan Drude'nin (21, 25) serbest elektron modeli birçok metalin optik özelliklerini başarılı bir şekilde açıklayabilmektedir. Metallerde valans elektronlarının hemen hemen serbest oldukları bilinmektedir. Bu elektronlar kristal yapıdaki örgü kusurları, safsızlık atomları ve fononlar ile yaptıkları çarpışmalar dışında tamamen serbest olarak hareket ederler. Kısa süreli bu çarpışmalar sırasında elektronlar enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Bu çarpışmaların ortak etkisi, bütün serbest elektronların ortalama özelliklerine sahip bir model elektronun hızına zıt yönde ve hızla orantılı bir yavaşlatıcı kuvvet etkisine eşdeğerdir. Dielektriklerdeki bağlı elektronlardan farklı olarak, serbest elektronlar elektrik alan etkisinde yer değiştirdiklerinde geri çağırıcı bir kuvvet söz konusu değildir. Buna göre elektrik alan etkisinde kalan serbest elektronların hareket denklemini

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m \gamma \frac{dx}{dt} = -e E_L \quad (46)$$

Şeklinde yazılabilir. Burada m elektronun kütlesi, e elektronun yükü, E_L elektrona etki eden yerel elektrik alan ve

$$m \gamma \frac{dx}{dt}$$

terimi ise elektron - elektron, elektron - fonon, elektron - örgü kusurları,... gibi çarpışmalar sonucu ortaya çıkan enerji kayıplarına karşı gelen sönüm viskozluğunu gösterir. γ , birim zamandaki çarpışma sayısı ya da çarpışma frekansı adını alır ve τ ardışık iki çarpışma arasında geçen süre (relaksasyon zamanı) olmak üzere $\gamma = 1 / \tau$ olarak tanımlanır.

E alanının zamanla $\exp(-i \omega t)$ şeklinde değişmesi halinde (46) denkleminin elektronların $v = dx / dt$ hızı için çözümü

$$v = i \frac{e E_L}{m (\omega + i \gamma)} \quad (47)$$

şeklindedir. Diğer taraftan n birim hacimdeki iletkenlik elektronlarının sayısı olmak üzere makroskobik akım yoğunluğu

$$J = -n e \langle v \rangle$$

bağıntısıyla verilir. Burada $\langle v \rangle$, boyutları ışığın dalgaboyu yanında küçük fakat çok sayıda serbest elektron ve metal iyonu bulunan bir hacim üzerinden alınan ortalama hızdır. İletkenlik elektronları atoma bağlı olmadığından bunlara etki eden ortalama alanın, E makroskobik alanına eşit olduğu yaklaşımı yapılırsa, $\langle E_L \rangle = E$ olacağından akım yoğunluğu

$$J = -i \frac{n e^2}{m (\omega + i \gamma)} E \quad (48)$$

olur. Ayrıca akım yoğunluğu, elektrik alan ve iletkenlik arasında $j = \sigma E$ bağıntısı bulunduğu hatırlanırsa metalin $\sigma(\omega)$ iletkenliği için

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{-1 + i \omega \tau} \quad (49)$$

bağıntısı elde edilir. Burada

$$\sigma_0 = \frac{n e^2}{m \gamma} = \frac{n e^2 \tau}{m}$$

olup, doğru akım iletkenliği olarak adlandırılır. Diğer taraftan Maxwell denklemlerine göre

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{ve} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

olduğu bilinmektedir. Bu bağıntılarda \mathbf{J} akım yoğunluğu için (48) bağıntısındaki değeri yerine yazılırsa elektromanyetik dalganın iletken ortam içindeki yayılma denklemi olarak

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (50)$$

bağıntısı bulunur. Bu denklem standart dalga denklemi formunda genel olarak

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}(\omega) \mathbf{E} = 0 \quad (51)$$

şeklinde kullanılır. Burada $\tilde{\epsilon}(\omega)$ ortamın dielektrik sabitidir. (50) ve (51) bağıntıları karşılaştırılırsa metalin dielektrik sabitinin kompleks bir nicelik olduğu ve

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \quad (52)$$

şeklinde ifade edilebileceği anlaşılır. $\sigma(\omega)$ iletkenliğinin (49) bağıntısındaki ifadesi (52) de yerine konursa kompleks dielektrik sabiti için

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (53)$$

bağıntısı elde edilir. Burada, n birim hacimdeki elektron yoğunluğu, e ve m elektronun sırasıyla yükü ve kütlesi olmak üzere

$$\omega_p = \left(\frac{4 \pi n e^2}{m} \right)^{1/2}$$

olup, iletkenlik elektronlarının plazma rezonans frekansı olarak adlandırılır. Metalin kompleks dielektrik sabiti $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - i \epsilon_2$ şeklinde gerçel ve sanal iki terimin toplamı olarak yazılıp (53) bağıntısıyla karşılaştırılırsa

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (54)$$

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

bağıntıları elde edilir. Metallerin çoğu için görünür ve yakın morötesi bölgede $\omega^2 \gg \gamma^2$ olduğundan (54) ve (55) bağıntuları yaklaşık olarak

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (56)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3} \quad (57)$$

şeklinde yazılabilir. Bu bağıntılardan görüleceği gibi sönüm küçük olduğu zaman

$$\epsilon_1(\omega_p) = 0 \quad \text{ve} \quad \epsilon_2(\omega_p) \ll 1$$

olur. ϵ_1 ve ϵ_2 nin ω_p frekansındaki bu değerleri, bir metalde hacim plazma titreşimlerinin uyarıldığını gösteren karakteristik değerlerdir.

2. 5. Maxwell - Garnett Teorisi

Hacımlı haldeki metallerin absorpsiyon spektrumları band arası elektronik geçişlerden kaynaklanan absorpsiyon maksimumlarından oluşur. Band arası geçişlerden kaynaklanan absorpsiyona serbest elektron absorpsiyonu eşlik eder. Kalınlığı ışığın dalgaboyu yanında küçük olan çok ince metal filmlerde serbest elektron absorpsiyonunun zayıf olması beklenir. Fakat, böyle filmlerde, yeri ve genişliği film kalınlığı ile değişen bir anormal absorpsiyon bandı ortaya çıkmaktadır. Çok ince metal filmlerde ortaya çıkan bu anormal absorpsiyon çeşitli deneysel (9,20,27,36,37) ve teorik (9,10) çalışmalarda ele alınarak incelenmiştir. Elektron mikroskobu incelemeleri sonucunda çok ince metal filmlerin sürekli yapıda olmayıp, küçük metal taneciklerden oluştuğu ortaya konmuş ve çok ince metal filmlerde gözlenen karakteristik anormal absorpsiyon bandının filmi oluşturan metal taneciklerdeki serbest elektronların plazma titreşim modlarının elektromanyetik alanla etkileşmesinden ileri geldiği anlaşılmıştır (9). Bu etkileşmeler, metal taneciklerden oluşan sistemin uygulanan dış elektromanyetik alan etkisindeki polarizasyonunu göz önüne alan Maxwell - Garnett teorisi (23) ile tanımlanır.

Maxwell - Garnett teorisinde süreksiz metal filmlerin, geçirgen bir dielektrik ortamda geliştiği güzel dağılmış ve boyutları kullanılan ışığın dalgaboyu yanında çok küçük olan küresel metal taneciklerden oluştuğu kabul edilmiştir. Teori, bu taneciklerin hacımlı haldeki metalin sahip olduğu dielektrik sabitine eşdeğer bir dielektrik sabitine sahip olduğunu varsayarak sistemin optik özelliklerini belirleyen bir etkin dielektrik sabitinin hesaplanabileceğini göstermiştir.

Küresel küçük metal tanecikleri içeren bir sistemde birim hacimdeki tanecik sayısı N ve tanecikleri kuşatan ortam vakum olsun. Bu sistem üzerine uygulanan E dış alanı taneciklerin polarize olmasına neden olur ve neticede uygulanan alanı değiştiren $4 \pi P / 3$ değerinde ek bir alan oluşur (6). Burada P ortamın birim hacmindeki dipol moment sayısı olarak tanımlanan polarizasyon olup,

$$P = N \alpha E_L \quad (58)$$

bağıntısıyla verilir (9). E_L taneciklerin dışındaki yerel alandır. Bu alanın değeri Lorentz - Lorenz bağıntısı olarak bilinen

$$E_L = E + \frac{4 \pi}{3} P \quad (59)$$

bağıntısıyla verilir. Bu bağıntılar kullanılarak tanecikli metal filmin etkin dielektrik sabiti için

$$\tilde{\epsilon}_c = 1 + \frac{12 \pi N \alpha}{3 - 4 \pi N \alpha} \quad (60)$$

bağıntısı elde edilir.

Tanecikli metal filmlerin $\tilde{\epsilon}_c(\omega)$ dielektrik sabiti ile taneciklerin N elektron yoğunluğu ve $\alpha(\omega)$ polarizabilitesi arasındaki ilişki Clausius - Mossotti bağıntısı olarak bilinen

$$\frac{\tilde{\epsilon}_c(\omega) - 1}{\tilde{\epsilon}_c(\omega) + 2} = \frac{4 \pi}{3} N \alpha(\omega) \quad (61)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Boyutu ışığın dalgaboyu yanında çok küçük olan r yarıçaplı bir küresel metal taneciğin polarizabilitesi Lorentz tarafından

$$\alpha(\omega) = r^3 \left(\frac{\tilde{\epsilon} - 1}{\tilde{\epsilon} + 2} \right) \quad (62)$$

olarak hesaplanmıştır⁽⁴⁰⁾. Burada $\tilde{\epsilon}$ metalin kompleks dielektrik sabitidir. $\alpha(\omega)$ nın bu değeri (61) bağıntısında yerine konursa, sistemin etkin dielektrik sabiti ile sistemi oluşturan metal taneciklerin dielektrik sabiti arasında

$$\frac{\tilde{\epsilon}_c(\omega) - 1}{\tilde{\epsilon}_c(\omega) + 2} = q \frac{\tilde{\epsilon}(\omega) - 1}{\tilde{\epsilon}(\omega) + 2} \quad (63)$$

bağıntısı elde edilir. Burada q filmin tanecikler tarafından işgal edilen hacim kesri olup, $q = (4 \pi / 3) N r^3$ olarak tanımlanır. q hacim kesrinin değeri tanecikli yapıdan sürekli yapıya geçişte 0 ile 1 arasında değişir. Eğer tanecikleri kuşatan ortam vakum değilse, dielektrik sabiti ϵ_0 olan bir ortam ise (63) bağıntısı

$$\frac{\tilde{\epsilon}_c(\omega) - \epsilon_0}{\tilde{\epsilon}_c(\omega) + 2 \epsilon_0} = q \frac{\tilde{\epsilon}(\omega) - \epsilon_0}{\tilde{\epsilon}(\omega) + 2 \epsilon_0} \quad (64)$$

şeklinde yazılır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3. 1. Örneklerin Hazırlanması

Bu çalışmada incelenen alüminyum filmler, 12 E3 modeli Edwards yüksek vakum buharlaştırma düzeneğinde 10^{-5} torr mertebesindeki vakumda ısıl buharlaştırma yöntemiyle elde edildi. Elipsometrik ölçümler için hazırlanan kalın alüminyum filmler optikçe düz cam taşıyıcılar üzerinde, absorbans ölçümlerinde kullanılan çok ince alüminyum filmler ise oda sıcaklığından $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ ye kadar farklı sıcaklıklarda tutulan optikçe düz kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edildi. Taşıyıcı sıcaklığı bakır konstantan termoçifti ile ölçüldü. Filmlerin yapımında "Johnson Matthey Chemicals Limited" tarafından üretilmiş olan % 99.999 saflıkta alüminyum parçacıklar buharlaştırıldı. Isı kaynağı olarak, üzerinden akım geçirilen konik sepetçik şeklinde kıvrılmış tungsten tel potalar kullanıldı. Elde edilen filmlerin yüzey yoğunlukları, buharlaştırma kaynağının nokta kaynak olduğu kabul edilerek buharlaştırılan alüminyumun m kütlesi ve h kaynak taşıyıcı uzaklığı ölçülerek

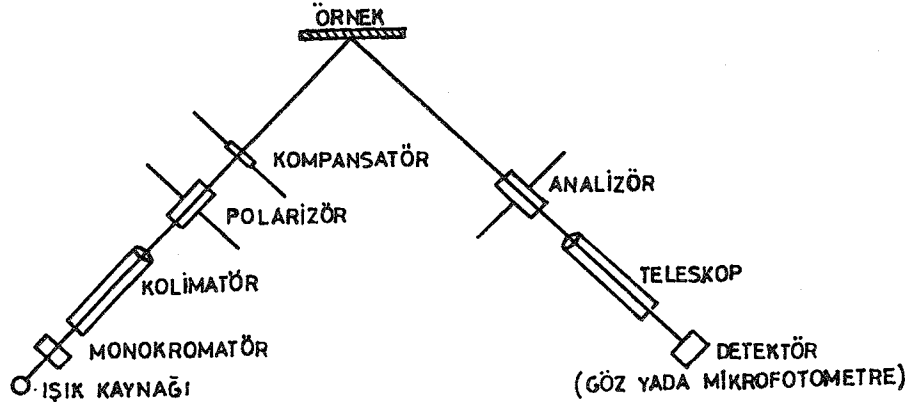
$$\rho_y = \frac{m}{4 \pi h^2}$$

bağıntısından (18) hesaplandı.

3. 2. Elipsometre İle Ölçmeler

Lineer polarize bir ışık demeti eğik geliş halinde absorplayıcı ortam yüzeyinden yansıtılırsa bölüm 2. 2 de anlatıldığı gibi eliptik polarize olarak yansır. Yansıyan eliptik polarize ışığın uygun deneysel düzeneklerle yapılan analizi, yansıyan ışığın polarizasyon halini karakterize eden Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin belirlenmesini sağlar. Belirli bir gelme açısında Δ ve ψ elipsometrik parametreleri belirlenebilirse, yansıtıcı metal yüzeyin n ve k optik sabitleri (34) - (35) bağıntularından hesaplanabilir.

Δ ve ψ nin ölçülmesini sağlayan deneysel düzeneğe "elipsometre" adı verilir. Bu çalışmada, şekil. 8 de şematik olarak gösterilen L119X Gaertner Elipsometresi kullanılmıştır. Şekil. 8 de gösterildiği gibi kompensatör, polarizör ile incelenen yansıtıcı yüzey arasındadır. L234 - 150 kuvars prizmalı monokromatörden elde edilen monokromatik ışık, sırasıyla kolimatör, polarizör (Glan - Thompson prizması) ve kompensatör (Babinet - Soleil kompensatörü) den geçer. Polarizör, analizör ve kompensatörün azimutal yönelmelerinden gelen ışının p ve s polarize bileşenleri arasındaki faz farkı ve



Şekil. 8 : L119X Gaertner Elipsometrisinin şematik gösterimi.

genliklerinin oranı belirlenir. Çift kırıcı bir optik sistem olan kompensatör, geçen olağan ve olağanüstü ışınlar arasında δ gibi bir faz farkı meydana getirir. Kompensatörün oluşturduğu faz farkı

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) d (n_o - n_e)$$

olup, çift kırıcı levhanın d kalınlığına, ışığın λ dalgaboyuna ve levhanın olağan ve olağanüstü ışınları için kırılma indisleri olan n_o ve n_e arasındaki farka bağlıdır. Böylece kompensatör, polarizörden çıkan lineer polarize ışığı eliptik polarize ışığa dönüştürür. Yüzeğe gelen eliptik polarize ışığın eliptisitesi polarizör azimutunun değiştirilmesiyle uygun bir şekilde ayarlanarak, incelenen yüzeyden lineer polarize olarak yansması sağlanır. Bu durumdaki polarizör azimutu Δ yı verir. İncelenen absorptör ortamın yüzeyinden yansıyan lineer polarize ışık analizörden geçerek teleskopa ve buna bağlı fotokatlandırıcı dedektöre gelir. Analizör kendisinden geçen ışık sönmünecek şekilde döndürülüp yöneltir. Bu sönmüm durumundaki analizör azimutu ψ yı verir.

Bu çalışmada Archer ve Shank'ın (3) ideal kompensatörler için tanımladığı ölçüm tekniği kullanılmıştır. Bu teknikte kompensatör, gelen demetin yolu üzerine ve hızlı eksenine gelme düzlemiyle $+45^\circ$ açı yapacak şekilde yerleştirilir. Polarizör ve analizörün yönelmeleri değiştirilerek yüzeyden yansıyan ışığın sönmümlendiği durumda polarizör ve analizör yönelmeleri okunur. Polarizör ve analizörün

$$1) \quad -135^\circ \leq P \leq 45^\circ \quad , \quad -90^\circ \leq A \leq 0^\circ$$

$$2) \quad -45^\circ \leq P' \leq 135^\circ \quad , \quad 90^\circ \leq A' \leq 0^\circ$$

bölgeleri arasında iki farklı (P, A) ve (P', A') sönüm konumu tesbit edilir. Polarizör yönelmeleri arasında $P' = P + 90^\circ$ ve $P' = P - 90^\circ$ bağıntıları vardır. İki farklı sönüm konumundaki polarizör ve analizör okumalarını Δ ve ψ elipsometrik parametrelerine bağlayan bağıntılar Archer ve Shank tarafından

$$\text{tg } \Delta' = \sin \delta \text{ tg } (2P - 90^\circ) \quad (65)$$

$$\cos 2L = -\cos \delta \cos 2P \quad (66)$$

$$\text{tg } \psi = \cot L \text{ tg } (-A) \quad (67)$$

$$\text{tg } \psi = \cot L' \text{ tg } (A') \quad (68)$$

$$\text{tg}^2 \psi = \text{tg}(-A) \text{ tg}(A') \quad (69)$$

şeklinde verilmiştir (2,3). Burada δ kompensatörün bağıl geçiktirmesi, $\text{tg}L$ gelen ışığın p (gelme düzlemine paralel) ve s (gelme düzlemine dik) bileşenlerinin oranıdır. (69) bağıntısından ψ , deneysel olarak belirlenen A ve A' konumları yardımıyla doğrudan bulunur. (67) bağıntısından bulunan L değeri (66) bağıntısında yerine yazılarak kompensatörün olağan ve olağan üstü ışınları arasında oluşturduğu δ geçiktirmesi belirlenir. δ 'nin bulunan bu değeri (65) bağıntısında kullanılarak Δ' bulunur. Yukarıda belirtilen $-135^\circ \leq P \leq 45^\circ$ deki sönüm konumu için

$$\Delta = -\Delta'$$

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

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

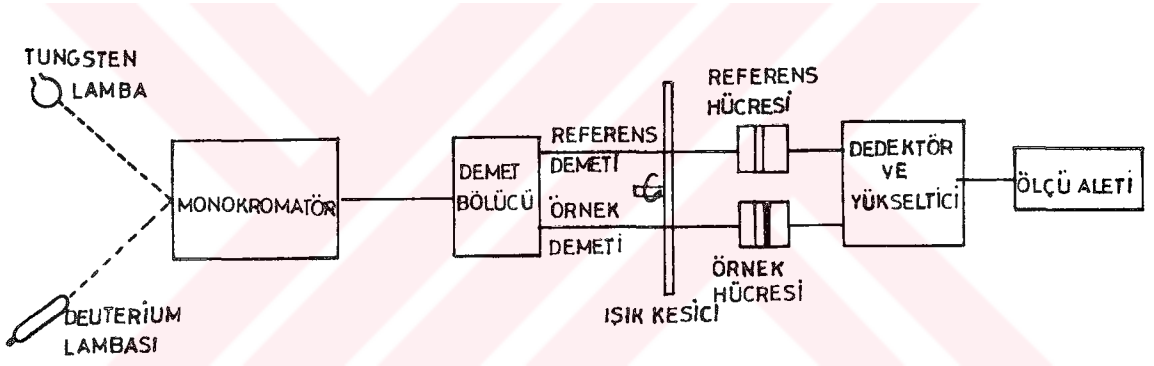
olduğu dikkate alınır. Bu şekilde belirlenen Δ ve ψ elipsometrik parametreleri kullanılarak (34) ve (35) bağıntularından incelenen yüzeyin optik sabitleri hesaplanır.

Elipsometriyle yapılan ölçmelerde sönüm konumlarının duyarlı bir şekilde belirlenebilmesi için fotokatlandırıcıya bağlı bir mikrofotometre kullanıldı. Fotokatlandırıcılar, fotoelektrik olaya göre çalışırlar ve fotoelektrik akım şiddetinin çok az olduğu durumlarda fotoelektrik akımı arttırmaya yararlar. Fotoelektrik akımı, mikrofotometrenin ölçü aletinde ışık şiddetiyle orantılı bir sapma olarak gözlenir. Sönüm konumunun belirlenmesindeki duyarlılığı ve fotokatlandırıcıyı şiddetli ışıktan korumak için,

polarizör ve analizör teleskoptan bakılarak yaklaşık olarak sönüm konumuna ayarlanır. Daha sonra fotokatlandırıcı ışığın yolu üzerine getirilir. Polarizör yavaş hareketlerle döndürülerek mikrofotometrede minimum şiddetin her iki tarafında eşit şiddet okumaları P^+ ve P^- olarak kaydedilir. Polarizör, gerçek sönüm konumu olan $P = (P^+ + P^-) / 2$ değerine kurulur. Bu kez analizör yavaş hareketlerle döndürülerek minimum şiddetin her iki tarafında eşit şiddet okumaları A^+ ve A^- olarak kaydedilir. Analizörün gerçek sönüm konumu $A = (A^+ + A^-) / 2$ dir. Böylece, polarizör ve analizörün sönüm konumları duyarlı bir şekilde belirlenmiş olur.

3. 3. Spektrofotometre İle Ölçmeler

Buharlaştırmadan sonra vakumdan çıkarılan filmlerin 190 - 700 nm dalgaboyu bölgesindeki absorbans spektrumları, bir kaydediciye bağlanan çift ışın yollu Unicam SP1800 spektrofotometresinde ölçüldü. Spektrofotometrenin basit bir blok şeması şekil. 9 da gösterilmiştir. Görüntür bölge için tungsten



Şekil. 9 : Spektrofotometrenin blok şeması.

flamanlı lamba, ultraviyole bölge için deuterium ark lambası olmak üzere iki ışık kaynağı vardır. Tungsten ya da deuterium lambasının verdiği ışık monokromatöre girer. Monokromatörün kırınım ağında dispersiyona uğrayan demetten istenilen dalgaboyundaki monokromatik ışık, çıkış fanından geçerek optik sisteminde yarı - geçirgen bir ayna bulunan demet bölücüye gelir. Demet bölücüdün çıkan demetlerden biri referens hücresindeki referens taşıyıcıdan ve diğeri de örnek hücresindeki örnekten (taşıyıcı + film) geçerek fotokatlandırıcı dedektöre gelir. Demetlerin yolu üzerine, referens ve örnek hücrelerine gelmeden önce, bir ışık kesici yerleştirilmiştir. Bu ışık kesici demetlerin herbirini 1 / 75 saniye aralıklarla sırayla kesecek şekilde dönmekte yani, örnek hücresine ışık geldiği zaman referens hücresinin karanlık, bunu takip eden

periyotta referens hücresine ışık geldiği zaman örnek hücresinin karanlık olmasını sağlamaktadır. Böylece fotokatlandırıcının - demetlerin şiddetleri ile orantılı olarak - verdiği farklı akımlar elektronik devrelerde karşılaştırılır ve sonuçta ölçü aletinde okunabilen absorbansla orantılı bir çıkışa verilir.

Spektrofotometrede ölçülen büyüklük olan absorbans,

$$A = -\log_{10} \frac{I}{I_0} = -\log_{10} T \quad (70)$$

bağıntısıyla tanımlanır. Burada I_0 referens hücresindeki referens taşıyıcıdan geçen ışığın şiddeti ; I ise örnek hücresine yerleştirilen taşıyıcı ve üzerindeki filmde geçen ışığın şiddetidir. Bu bağıntıdan görüldüğü gibi A absorbans ile T transmisyon katsayısı zıt yönde değişirler.

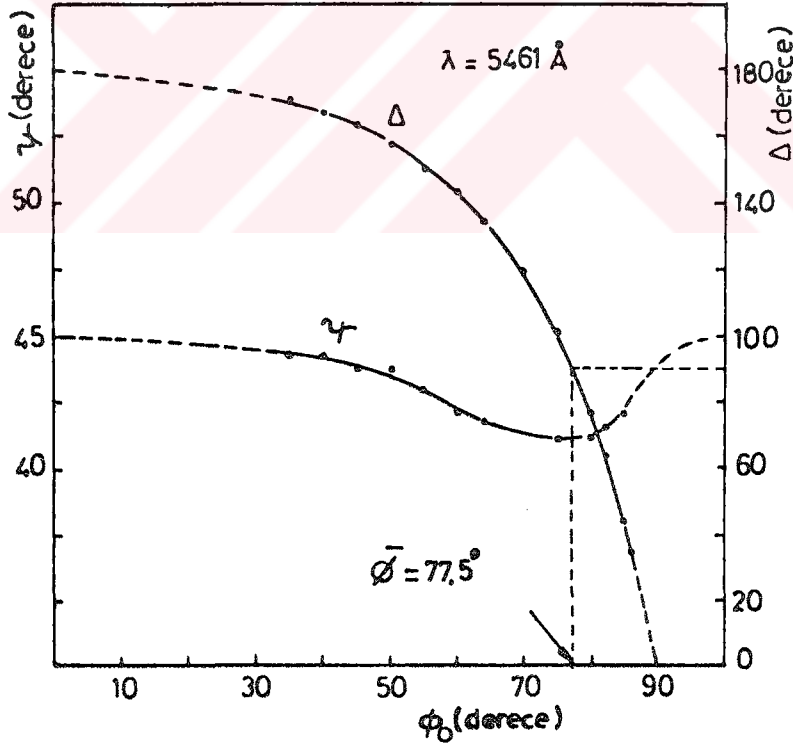
4. SONUÇ VE TARTIŞMA

4. 1. Yansıtıcı Alüminyum Filmlerin Optik Özellikleri

Hacımlı haldeki bir metalin optik özelliklerini elipsometrik yöntemle incelemek ve optik sabitlerini yarı - sonsuz ortamlar için verilen bağıntılardan hesaplayabilmek için ölçümlerde kullanılan film halindeki örneklerin kalınlıkları, iç yansımaları ihmal etmeye yetecek kadar büyük olmalıdır. Bunu sağlamak amacıyla oda sıcaklığında tutulan cam taşıyıcılar üzerinde yaklaşık 300 Å kalınlığa sahip alüminyum filmler yapıldı. Spektrofotometrede yapılan kontrelede bu kalınlıklara sahip alüminyum filmlerin optik transmisyonlarının oldukça küçük (% 1 den daha az) olduğu anlaşıldı. Böylece elde edilen alüminyum filmlerin, alüminyumun hacımlı hal optik sabitlerinin belirlenmesinde elipsometrik yöntemin kullanılabilmesini sağlayacak kalınlıkta olduğu sonucuna varıldı.

Asal Gelme Açısının Belirlenmesi :

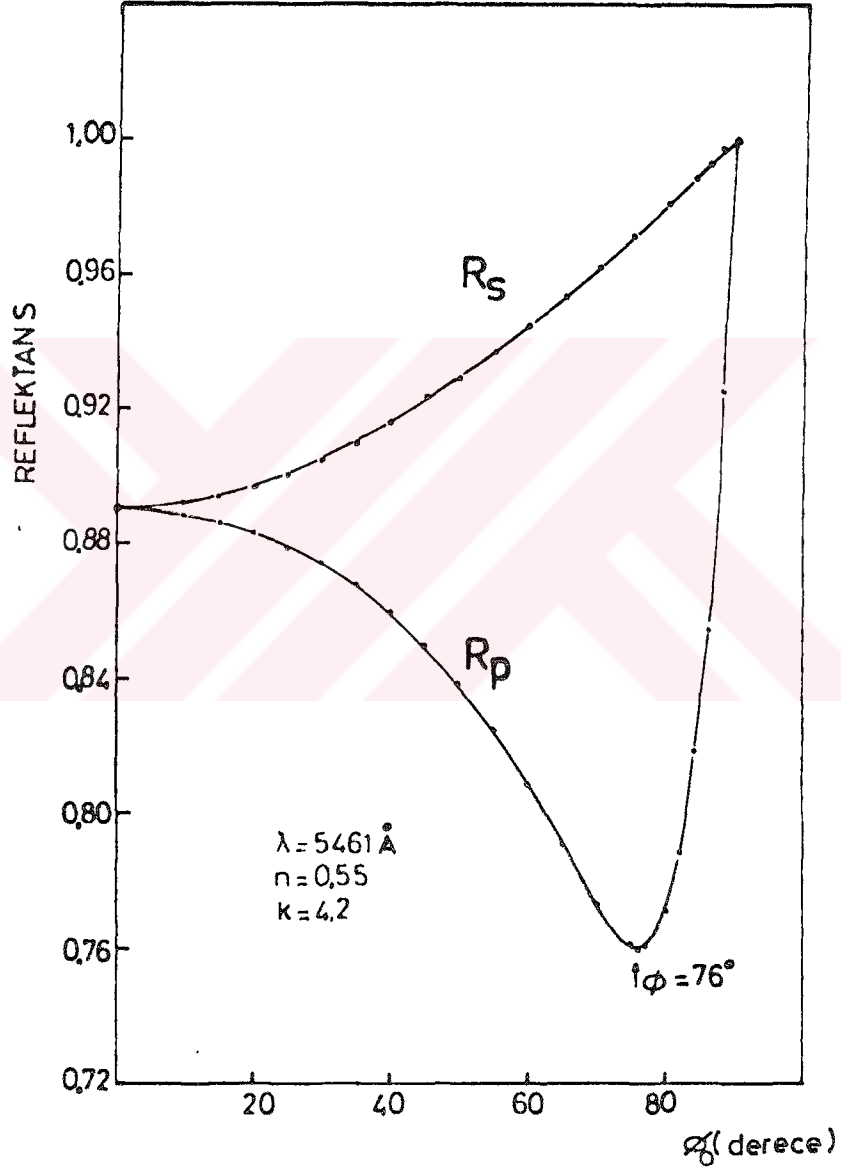
Şekil. 10 da oda sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde elde edilen alüminyum filmin 5461 Å



Şekil. 10 : $\lambda = 5461 \text{ Å}$ dalgaboylu ışık için Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin gelme açısı ile değişimi.

dalgaboylu ışık için elde edilen Δ ve ψ elipsometrik parametrelerinin ϕ_0 gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir. Bu değişimde, iletken ortamlar için beklenen (4,15) davranışa uygun olarak, Δ nın 90° değerini aldığı asal gelme açısında ψ nin sıfır olmayan bir minimumdan geçtiği görülmektedir. Alüminyum film için, Δ nın 90° ve ψ nin sıfır olmayan bir minimumdan geçtiği asal gelme açısı $77,5^\circ$ olarak belirlendi.

Şekil. 11 de aynı filmin asal gelme açısı yakınında belirlenen Δ , ψ elipsometrik parametreleri yardımıyla (34) ve (35) bağıntularından elde edilen n ve k optik sabitleri kullanılarak (36) ve (37)



Şekil. 11 : Alüminyum filmin 5461 \AA dalgaboylu ışık ($n = 0.55$, $k = 4.20$) için R_p ve R_s reflektanslarının ϕ_0 gelme açısıyla değişimi.

bağıntılarından hesaplanan R_p ve R_s reflektanslarının ϕ_0 gelme açısıyla değişimi gösterilmiştir. Bu değişime dikkat edilirse, bölüm. 2. 2 de iletken ortamlar için belirtilen davranışa uygun olarak, dik geliş ($\phi_0 = 0^\circ$) halinde R_p ve R_s nin eşit olduğu ve gelme açısı büyüdükçe R_s nin sürekli olarak artmasına karşılık, R_p nin gelme açısının $\phi_0 = 76^\circ$ değerinde bir minimumdan geçtiği anlaşılmaktadır. R_p nin minimum olduğu bu gelme açısı bölüm. 2. 2 de tanımlanan pseudo - Brewster açısıdır. Bu değer, şekil. 10 da gösterilen deneysel Δ ve ψ değerlerinin gelme açısı ile değişimlerinden elde edilen ve $77,5^\circ$ olarak bulunan asal gelme açısına değerine yakındır.

Alüminyumun Optik Sabitleri ve Elektronik Özellikleri :

Oda sıcaklığındaki cam taşıyıcı üzerinde elde edilen 300 \AA kalınlığındaki alüminyum filmin vakumdan çıkarıldıktan hemen sonra $4000 - 7000 \text{ \AA}$ dalgaboyu bölgesinde elipsometrik yöntemle belirlenen n , k optik sabitleri tablo. I de verilmiştir. Tablo. I deki değerler göz önüne alınırsa, n ve k op-

Tablo. I : 300 \AA Kalınlığındaki Alüminyum Filmin $4000 - 7000 \text{ \AA}$ Dalgaboyu Bölgesindeki Optik Sabitleri ve Reflektans Değerleri

DALGABOYU (\AA)	FOTON ENERJİSİ (eV)	Δ ($^\circ$)	ψ ($^\circ$)	n	k	%R
4000	3.10	120.69	42.40	0.48	4.38	91.00
4200	2.96	120.17	42.74	0.42	4.35	92.10
4400	2.82	122.21	42.21	0.54	4.52	90.50
4600	2.70	123.08	42.40	0.52	4.61	91.20
4800	2.59	126.28	42.18	0.66	4.94	90.70
5000	2.48	128.58	42.15	0.68	5.20	90.80
5200	2.39	129.68	42.16	0.71	5.33	91.00
5400	2.30	130.84	42.09	0.76	5.47	90.80
5600	2.22	132.60	42.05	0.95	5.66	89.40
5800	2.14	132.12	41.98	0.89	5.90	90.70
6000	2.07	135.54	41.90	0.97	6.10	90.60
6200	2.00	136.41	41.79	1.04	6.22	90.30
6400	1.94	137.60	41.63	1.14	6.40	90.00
6600	1.88	140.08	41.52	1.32	6.80	89.80
6800	1.83	139.36	41.43	1.30	6.67	89.50
7000	1.77	139.26	41.08	1.42	6.61	88.50

Optik sabitlerinin 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında kısa dalgaboyundan uzun dalgaboylarına doğru gidildikçe arttığı görülmüştür. Optik sabitlerin bu davranışı alüminyumun band yapısı ve elektronik özellikleri ile ilişkili olup, bu ilişki dielektrik sabitinin spektral davranışı göz önüne alınarak açıklanacaktır.

Tablo. II de alüminyumun başka araştırmacılar tarafından çeşitli dalgaboyları için bulunan optik sabitleri ile belirtilen dalgaboylarına yakın dalgaboylarında bu çalışmada elde edilen değerler karşılaştırılmıştır.

Tablo. II : Optik Sabitlerin Karşılaştırılması

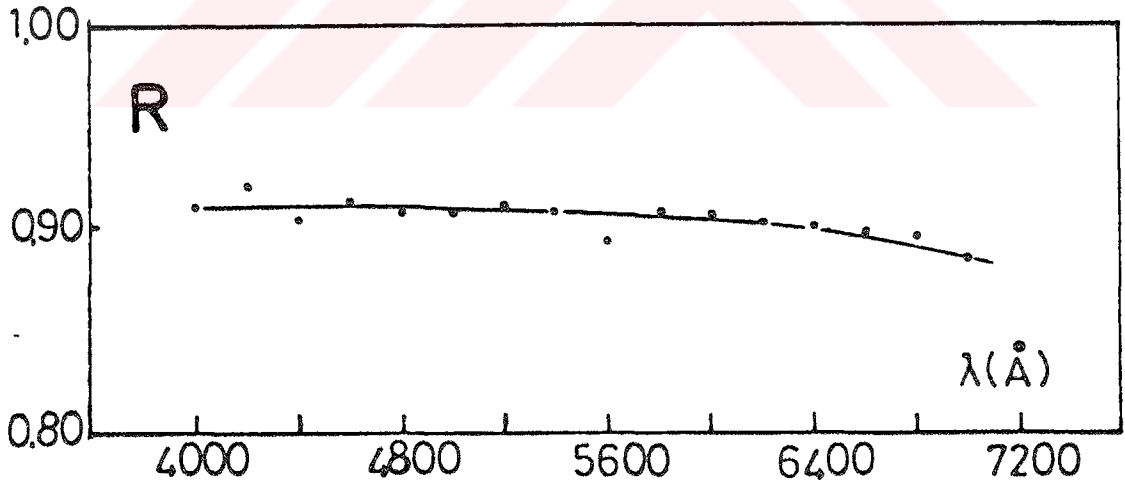
Çalışma	Deneysel Yöntem	λ (Å)	n	k
Schulz ve Tangherlini (30,31)	10 ⁻⁵ torr vakumda buharlaştırma yöntemiyle cam prizma yüzeyi üzerinde elde edilen 1500 - 2000 Å kalınlığında Al filmler. Optik sabitler cam - metal arayüzeyinin reflektans ölçümlerinden hesaplanmıştır.	4000	0.40	3.92
		4500	0.49	4.32
		5000	0.62	4.80
		5500	0.76	5.32
		6000	0.97	6.00
		7000	1.55	7.00
Hass ve Waylonis (16)	10 ⁻⁵ torr vakumda buharlaştırma yöntemiyle cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen Opak Al filmler. Optik sabitler Elipsometrik yöntemle hesaplanmıştır.	4360	0.47	4.84
		4920	0.64	5.50
		5460	0.82	5.99
		5780	0.93	6.33
		6500	1.30	7.11
Bu çalışma	10 ⁻⁵ torr vakumda buharlaştırma yöntemiyle cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen 300 Å kalınlığında Al film. Optik sabitler elipsometrik yöntemle hesaplandı.	4000	0.48	4.38
		4400	0.54	4.52
		5000	0.68	5.20
		5400	0.76	5.47
		5800	0.89	5.90
		6000	0.97	6.10
		6400	1.14	6.40
	6600	1.32	6.80	

Tablo. II deki karşılaştırma göz önüne alınırsa, alüminyumun bu çalışmada elde edilen optik sabitlerinin başka araştırmacıların farklı kalınlıktaki örnekler için benzer ya da farklı yöntemlerle bul-

dukları değerlerle uyduğu söylenebilir. Gözlenen bazı farklılıkların nedeni, karşılaştırmanın yapıldığı araştırmalarda kullanılan alüminyum filmlerin kalınlıklarının ve deneysel koşul ve yöntemlerin farklı olmasıyla açıklanabilir. Ayrıca, zorunlu olarak karşılaştırmanın tamamen aynı dalgaboylarında yapılamamasından kaynaklanan farklılıklarda göz önünde bulundurulmalıdır.

Vakumda buharlaştırma yöntemiyle film hazırlanmasında her ne kadar tekrarlanabilen sonuçlar elde edilebiliyorsa da, buharlaştırılan metal filmlerin birçoğunun optik özellikleri filmlerin elde edildiği ve yapım sonrası ölçümlerin yapıldığı koşullara şiddetle bağlıdır. Bu durum özellikle alüminyum filmler için çok önemlidir. Film oluşumu sırasındaki vakumun mertebesi, film kalınlığı, buharlaştırma hızı, taşıyıcının sıcaklığı, buhar demetinin taşıyıcı yüzeyine gelme açısı ve buharlaştırılan metalin saflık derecesi gibi faktörler film yapısına etki ederek, farklı özelliklere sahip örneklerin elde edilmesine neden olur. Alüminyum filmlerin optik özelliklerine bu faktörlerin etkisi Hass ve Waylonis⁽¹⁶⁾ tarafından yapılan bir çalışmada incelenmiştir. Optik sabitlerin belirlenmesinde kullanılan bazı deneysel yöntemler, özellikle elipsometrik yöntem, örnek hazırlama yöntemine ve yüzey özelliklerine çok duyarlıdır. Bu nedenle, ölçümlerin filmler vakumdan çıkarıldıktan sonra açık havada yapılmasıda alüminyumun hızlı oksidasyonu nedeniyle elde edilen sonuçları etkileyebilir. Sonuç olarak, ayrı ayrı yapılan çalışmalarda farklı özellikteki örneklerin ve farklı deneysel yöntemlerin kullanılması değişik sistematik hatalara neden olabilir.

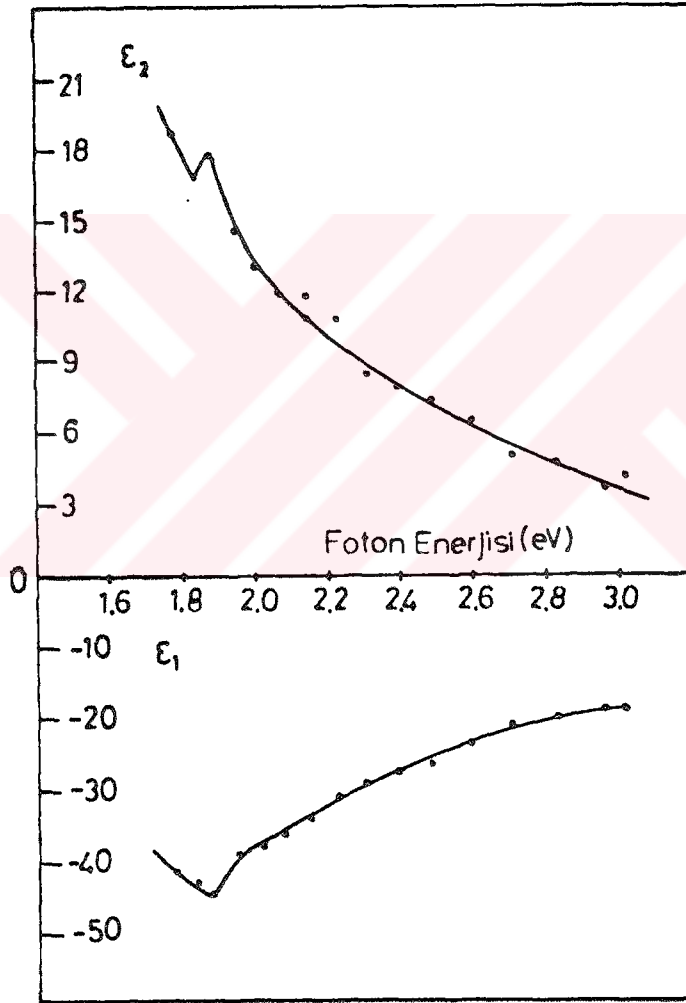
Tablo. I de listelenen optik sabitler kullanılarak alüminyum filmin (39) bağıntısından 4000 - 7000 Å dalgaboyu bölgesinde hesaplanan dik geliş halindeki reflektans değerleri tablo. I de ve reflektans spektrumunda Şekil. 12 de verilmiştir. Görünür bölgede alüminyum filmin reflektansının oldukça yüksek ve dalgaboyu ile pek fazla değişmediği görülür. Buna göre 300 Å gibi orta kalınlıkta alümin-



Şekil. 12 : 300 Å kalınlığındaki alüminyum filmin görünür bölgedeki reflektans spektrumu.

yum filmlerin görünür bölgedeki bütün dalgalıyları için opak ve iyi yansıtıcı özellikte olduğu sonucuna varılır. Bu özellik alüminyumun yansıtıcı yüzey olarak kullanılmasında üstünlük sağlar.

Metallerin optik özellikleri ile elektronik özellikleri ve band yapısı arasında sıkı bir ilişki vardır. Bu ilişki, metalin $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımlarının foton enerjisi ile değışimleri göz önüne alınarak anlaşılabilir. Dielektrik sabiti, metalin içerdđi bağlı ve serbest elektronların metale uygulanan optik frekanslardaki elektrik alana karşı gösterdiği davranışı karakterize eder. Bu davranışlar, alçak enerji (uzun dalgalıyolu) bölgesinde karşılaşılan serbest elektron davranışı ve band içi geçişler, yüksek enerji (kısa dalgalıyolu) bölgesinde band arası geçişler ve serbest elektronların plazma titreşimlerinin ortaya çıkması şeklinde kendini gösterir. Serbest elektron davranışlarının yoğun olduğu alçak enerji bölgesinde elektronlar kazandıkları enerji ile buldukları band içerisinde daha yüksek enerji seviyelerine çıkabilir. Bu bölgede ϵ_1 büyük negatif değerkler almaktadır. Band



Şekil. 13 : Alüminyumun $\tilde{\epsilon}$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısmının foton enerjisiyle değışimi.

arası geçişlerin etkin olduğu bölgede ϵ_1 ve ϵ_2 değerleri hızlı bir değişim gösterir. Serbest elektronların plazma titreşimlerinin uyarıldığı enerji bölgesinde $\epsilon_1 = 0$ ve $\epsilon_2 \ll 1$ değerini almaktadır.

Alüminyumun n , k optik sabitlerinin tablo.I de verilen değerlerini kullanarak

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (71)$$

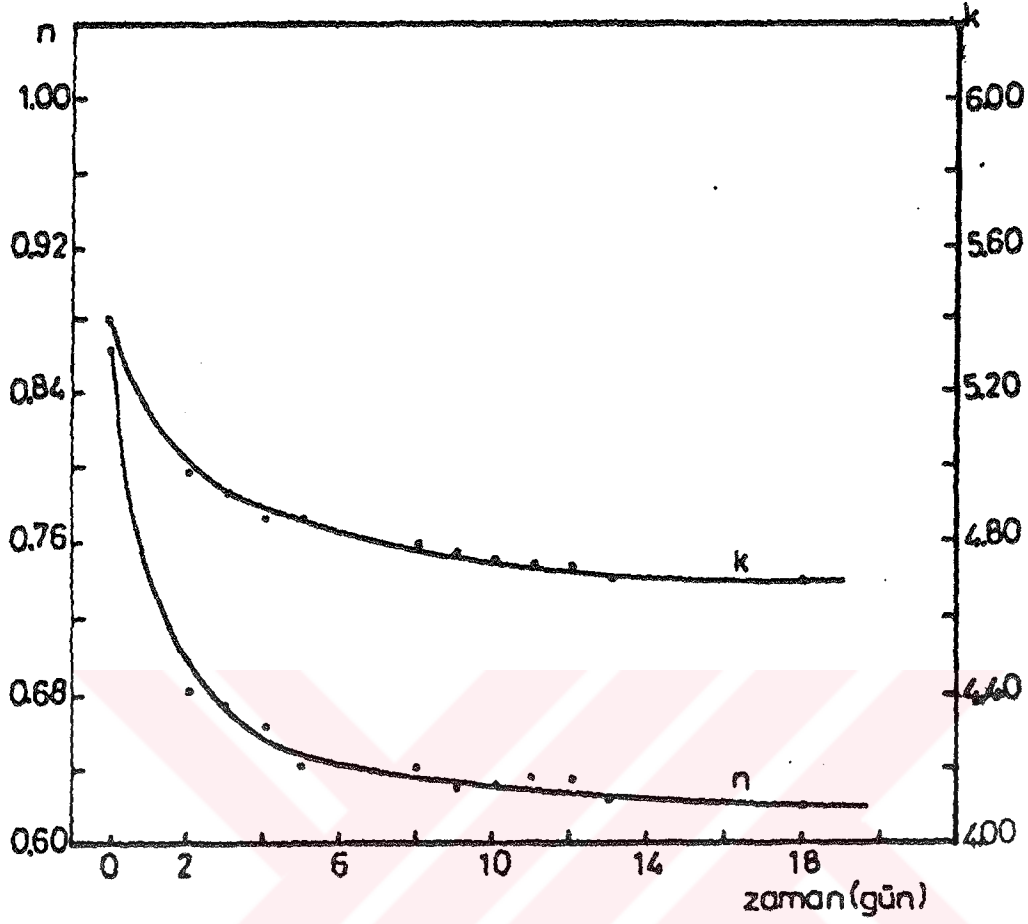
$$\epsilon_2 = 2nk \quad (72)$$

bağıntularından hesaplanan ϵ_1 ve ϵ_2 nin görünür bölgede foton enerjisiyle değişimleri şekil.13 de gösterilmiştir. Şekil. 13 de görüldüğü gibi, ϵ_1 , 1.77 eV enerji değerinden itibaren azalarak 1.88 eV enerji değerinde bir minimumdan geçtikten sonra daha büyük enerji değerlerine doğru gidildikçe hızla artmaktadır. Alüminyum film için ϵ_1 in büyük negatif değerler aldığı 1.88 eV enerji bölgesi serbest elektron davranışının, yani band içi geçişlerin etkin olduğu bölgedir. 1.88 eV dan daha büyük enerjilere doğru gidildikçe ϵ_2 nin hızla azaldığı ve ϵ_1 in arttığı bölge alüminyum için band arası geçişlerin yoğun olduğu enerji bölgesidir. $\epsilon_1 = 0$ ve $\epsilon_2 \ll 1$ olduğu enerji bölgesi serbest elektronların plazma titreşimleri bölgesini gösterdiğine göre, alüminyum için bu davranışın 3.1 eV dan daha büyük enerji değerlerine rastladığı anlaşılır.

Ehrenreich ve arkadaşları (11) tarafından alüminyum yüzeylere ait reflektans verilerinden Kramers - Kronig analiziyle 0 - 22 eV enerji aralığında elde edilen ϵ_1 ve ϵ_2 spektrumlarının görünür bölgeye karşı gelen kısmı, şekil. 13 de verilen bu çalışmadaki ϵ_1 ve ϵ_2 spektrumlarına uygun bir davranış gösterir.

Alüminyumun Optik Özelliklerinin Havada zamanla değişimi :

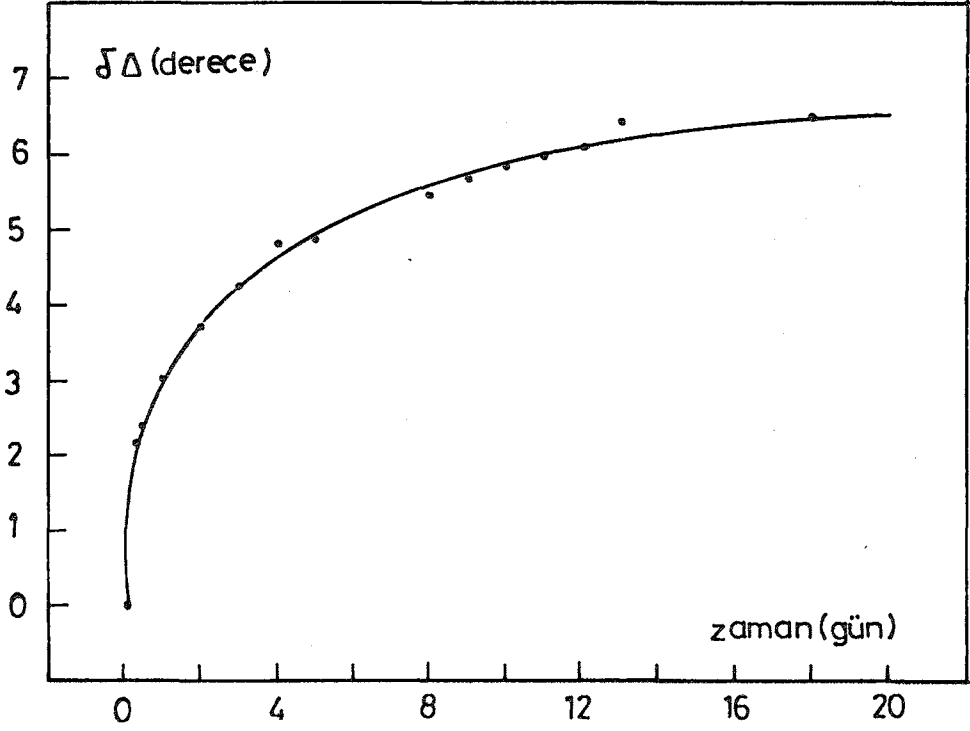
Şekil. 14 de 300 \AA kalınlığındaki alüminyum filmin 5500 \AA dalgaboylu ışık için elipsometrik yöntemle belirlenen optik sabitlerinin filmlerin havada bekletilme süresiyle değişimi görülmektedir. Bu değişimin incelenmesi amacıyla, filmin vakumdan çıkarılmasından hemen sonra alınan ilk ölçümden sonra 18 gün boyunca 24 saat aralıklarla ölçümler tekrarlanmıştır. Şekil. 14 de görüldüğü gibi optik sabitler zamanla önce oldukça hızlı olarak azalmakta, yaklaşık dördüncü günden itibaren değişim gittikçe yavaşlamaktadır. Aynı özellik bu filme ait Δ elipsometrik parametresinin değişim hızında da gözlenir. Şekil. 15 de taze filme ait 5500 \AA dalgaboyundaki Δ değeri ile filmin havada çeşitli bekletilme süreleri sonunda ölçülen değerler arasındaki $\delta\Delta$ farkının zamanla değişimi gösterilmiştir. Optik sabitlerin değişim hızına paralel olarak Δ nın değişimide başlangıçta oldukça hızlı olup, yaklaşık dördüncü



Şekil. 14 : 300 Å kalınlığındaki Al filmin n ve k optik sabitlerinin filmin havada bekletilme süresiyle değişimi

günden sonra yavaşlamakta, onsekizinci güne yaklaşırken bir doyma değerine ulaşmaktadır. Bu sonuç, havada bekletilen alüminyum filmin yüzeyinde zamanla bir oksit tabakası büyüdüğü görüşü ile açıklanabilir. Alüminyum filmin yüzeyinde kalınlığı zamanla artan bir alüminyum oksit (Al_2O_3) tabakasının oluşumu filmin n kırılma indisi ve absorpsiyonu ifade eden k sönüm katsayısının değerlerinin zamanla azalmasına neden olmaktadır. Gerek optik sabitlerin, gerekse Δ n'ın değişim hızının belli bir süre sonunda yavaşlayarak durması, oksit tabakasının belirli bir kalınlığa eriştikten sonra artık koruyucu bir tabaka görevi yaptığını gösterir.

Havada bekletilen alüminyum filmlerin optik özelliklerinin zamanla değişimi başka çalışmalarda da incelenmiştir. Hass⁽¹⁸⁾, yeni yapılmış bir alüminyum film normal sıcaklıklarda

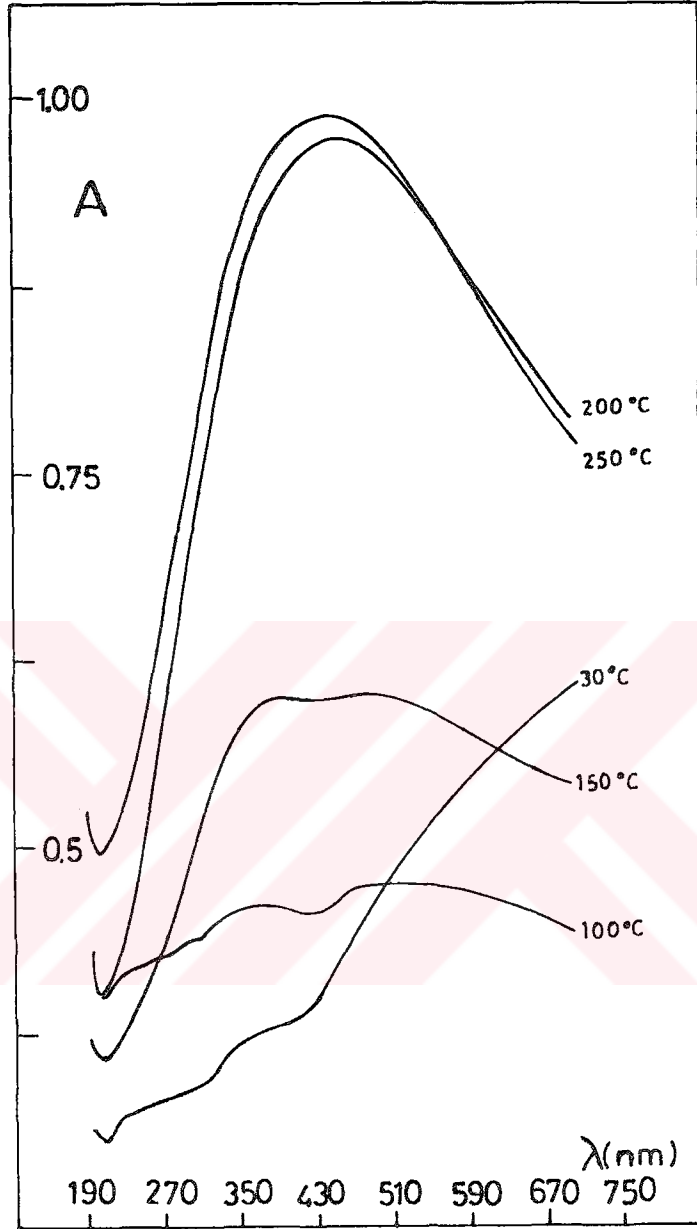


Şekil .15 : Taze alüminyum filmin 5500 Å dalgaboyundaki Δ elipsometrik parametresi ile filmin havada çeşitli bekletilme süreleri sonunda ölçülen değerleri arasındaki $\delta\Delta$ farkının zamanla değişimi.

havada bekletilince filmin yüzeyinde amorf ve saydam bir oksit tabakası büyüdüğünü ve büyümenin 15 - 20 Å kalınlığa kadar hızlı, 45 Å kalınlığa yaklaştıkça yavaşladığını ortaya koymuştur. Berning ve arkadaşları⁽⁵⁾ tarafından yapılan başka bir çalışmada da benzer sonuçlar bulunmuştur. Söz konusu çalışmada taze alüminyum filmin yüzeyinde, oda sıcaklığındaki havada bekletilmekle büyümenin ilk bir saat içinde 10-12 Å, bir gün sonunda 15 Å ve 10 gün sonunda 20 Å kalınlığında oksit filmi büyüdüğü ve kalınlık 22 Å eriştikten sonra çok yavaşladığı ve bir ay sonunda tamamen durduğu ortaya konmuştur. Fane ve Neal⁽¹²⁾ tarafından yapılan çalışmada ise alüminyum filmlerin havada eskitilmesiyle optik sabitlerin küçüldüğü gösterilmiştir.

4. 2. Çok İnce Alüminyum Filmlerin Optik Absorpsiyonu ve Taşıyıcı Sıcaklığının Etkisi

Çok ince alüminyum filmlerin optik absorpsiyonunun taşıyıcı sıcaklığı ile değişimini



Şekil. 16 : Alüminyum ince filmlerin absorbans spektrumuna taşıyıcı sıcaklığının etkisi

incelemek amacıyla, oda sıcaklığından 250 °C ye kadar farklı sıcaklıklarda tutulan kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen alüminyum filmlerin 190 -700 nm dalgaboyu bölgesinde absorbans spektrumları ölçüldü.

Şekil. 16 da yüzey yoğunlukları aynı ($2.58 \mu\text{g} / \text{cm}^2$), fakat film oluşumu sırasındaki

taşıyıcı sıcaklıkları farklı olan Al - filmlerinin absorbanans spektrumları karşılaştırılmıştır. Oda sıcaklığındaki (28 - 30 °C) taşıyıcı üzerindeki Al - filmin absorbanansı, alüminyumun elektronik özelliklerinin belirlediği şekilde uzun dalgaboylarına doğru gittikçe artmakta ve absorbansta belirgin değişik bir yapı gözlenmemektedir. Buna karşılık sıcak taşıyıcılar üzerindeki Al - filmlerin absorbanans spektrumlarında 430 nm civarında, taşıyıcı sıcaklığı arttıkça şiddetlenen rezonans tipi bir absorpsiyon maksimumu ortaya çıkmaktadır. Taşıyıcı sıcaklığının 200 °C den 250 °C ye çıkarılmasının bu absorpsiyon bandının yerini ve şiddetini pek fazla etkilemediği görülmektedir. 209 nm dalgaboyunda yer alan absorbanans minimumu taşıyıcı sıcaklığına bağlı olmaksızın bütün örneklerde gözlenmektedir. Bu minimumun alüminyumun band yapısı ile ilgili olduğu, daha kısa dalgaboylarına gidildikçe band arası geçişler nedeniyle absorpsiyonun hızla arttığı bilinmektedir (16).

Alüminyum ince filmlerin şekil. 16 da görülen absorbanans spektrumlarında taşıyıcı sıcaklığı arttıkça daha da belirginleşen bir absorpsiyon bandının ortaya çıkması, sıcak taşıyıcılar üzerindeki Al - filmlerin yapısal özelliklerinin farklı olmasıyla açıklanabilir.

Kau bir yüzey üzerinde oluşan bir ince filmin yapısı sürekli bir yapı ya da atomların birleşmesiyle taneciklerden oluşan süreksiz bir yapı olabilir. Sürekli yapıda, yoğunlaşan atomlar yüzey üzerinde üniform bir şekilde dağılmıştır. Süreksiz yapıda ise atomlar küçük yüzeyler üzerinde kümeleşerek birleşip kristalitler halinde tanecikleri oluştururlar. Filmin oluşumunda hangi yapının oluşacağı, buharlaştırılan maddenin cinsi ve fiziksel özellikleri ile birlikte buharlaşma hızı, taşıyıcının cinsi ve yüzey koşulları ile taşıyıcının sıcaklığına ve buhar atomlarının taşıyıcı yüzeyine gelme açısına bağlıdır (6, 18).

Taşıyıcı sıcaklığı artarsa atomların taşıyıcı yüzeyindeki mobiliteleri artar ve yüzey üzerindeki hareketleri sırasında diğer atomlarla çarpışarak birleşebilirler. Bu birleşmelerle oluşan atom kümeleri çekirdek (büyüme merkezi) görevi yapar. Daha sonra gelen buhar atomlarının eklenmesiyle çekirdekler gittikçe büyür ve süreksiz yapıda tanecikler oluşur. Tanecikli yapı atomların yüksek mobilitelerinin bir sonucudur. Taşıyıcı sıcaklığı küçük ise, gelen atomların yüzeydeki mobiliteleri daha küçük olduğundan, oluşan çekirdekler daha sık ve daha çok sayıda olmakla birlikte daha az sayıda atom içerdiklerinden daha küçüktür ve az sayıda atomun eklenmesiyle birleşen bu küçük tanecikler çok ince film halinde bile sürekli bir yapı oluşturabilirler.

Gerçekten, alüminyumun oda sıcaklığındaki cam taşıyıcılar üzerinde 9 \AA kalınlıkta çok ince film halinde bile elektriksel iletkenlik gösterdiği ve 300 \AA dan biraz daha kalın alüminyum filmlerin elektriksel iletkenliğinin hacimli hal elektriksel iletkenliği ile aynı olduğu gösterilmiştir (18). Bu durum, oda sıcaklığındaki cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen Al - filmlerin sürekli yapıda olmasının bir sonucudur.

Diğer taraftan Holland (18), taşıyıcı sıcaklığının oda sıcaklığından 200 °C ye çıkarılmasıyla

cam taşıyıcılar üzerindeki Al - filmlerin reflektansının azaldığını, absorpsiyonlarının arttığını ve 200 Å kalınlıkta bile elektriksel iletkenlik göstermediklerini belirtmiştir. Bu durum, sıcak taşıyıcılar üzerindeki Al - filmlerin süreksiz yapıda olduğunu gösterir.

Buna göre şekil. 16 da sıcak taşıyıcılar üzerindeki Al - filmlere ait absorbands spektrumlarında karakteristik bir absorpsiyon bandı ortaya çıkmasının, bu filmlerin süreksiz ve tanecikli yapısından kaynaklandığını ileri sürebiliriz. Bu öngörünün doğruluğu, bölüm. 2.5 de özetlenen tanecikli yapıdaki metal filmler hakkındaki Maxwell - Garnett teorisi ile kontrol edilebilir.

Maxwell - Garnett teorisinin sonucu olan (64) bağıntısındaki metalin kompleks dielektrik sabiti olan $\vec{\epsilon}$, $\vec{\epsilon} = \epsilon_1 - i \epsilon_2$ şeklinde ; metal taneciklerden oluşan ince filmin etkin dielektrik sabiti olan $\vec{\epsilon}_c$, $\vec{\epsilon}_c = \epsilon_{1c} - i \epsilon_{2c}$ şeklinde gerçel ve sanal iki terimin toplamı şeklinde yazılıp yerine konursa filmin etkin dielektrik sabitinin ϵ_{2c} sanal kısmı için

$$\epsilon_{2c} = \frac{9q}{(1-q)^2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_2}{\left[\epsilon_1 + \left(\frac{2+q}{1-q} \right) \epsilon_0 \right]^2 + \epsilon_2^2} \quad (73)$$

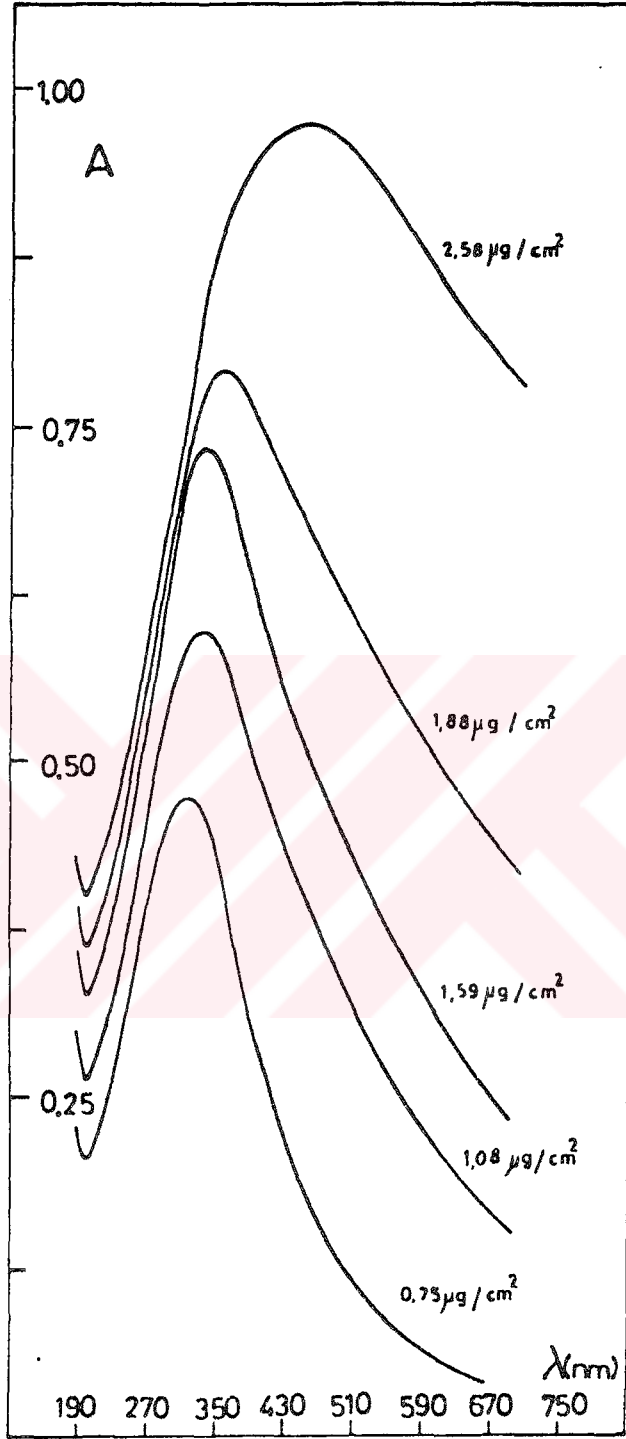
bağıntısı bulunur (9,10). Burada q, taşıyıcının metal tanecikler tarafından işgal edilen hacim kesri ve ϵ_0 taşıyıcının dielektrik sabitidir. q hacim kesrinin değeri tanecikli yapıdan sürekli yapıya geçişte 0 ile 1 arasında değişir. (73) bağıntısı, tanecikli metal filme ait etkin ϵ_{2c} değerinin

$$\epsilon_1(\lambda_r) = - \left(\frac{2+q}{1-q} \right) \epsilon_0 \quad (74)$$

bağıntısıyla belirli bir λ_r dalgaboyunda rezonans tipi bir maksimumdan geçeceğini gösterir. Diğer taraftan kalınlığı ışığın dalgaboyu yanında çok küçük olan bir ince metal filmin optik transmisyon katsayısı

$$T = \frac{4 \sqrt{\epsilon_0}}{\left(1 + \sqrt{\epsilon_0} \right)^2 + \epsilon_2 \Gamma \left(1 + \sqrt{\epsilon_0} \right)} \quad (75)$$

bağıntısıyla verilir (10). Burada ϵ_0 taşıyıcının dielektrik sabiti, $\Gamma = 4 \pi d / \lambda$; d film kalınlığı, λ ışığın dalgaboyu ve ϵ_2 filmin kompleks dielektrik sabitinin sanal kısmıdır. Tanecikli film halinde ϵ_2 yerine ϵ_{2c} alınmalıdır. Buna göre, (74) bağıntısının sağlandığı λ_r dalgaboyunda ϵ_{2c} de meydana gelen rezonans tipi maksimumun, (75) bağıntısına göre T transmisyon spektrumunda bir minimum olarak gözleneceği anlaşılır. Bu çalışmada deneysel olarak ölçülen büyüklük olan absorbands (70) bağıntısıyla



Şekil. 17 : 200 °C sıcaklıktaki kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen alüminyum ince filmlerin absorbanans spektrumlarının filmlerin yüzey yoğunluğu ile değişimi.

tanımlandığından T deki minimumun A absorbans spektrumunda bir maksimum olarak gözleneceği anlaşılır.

Böylece sıcak (200 °C) kuvars taşıyıcılar üzerinde oluşturulan Al ince filmlerin, öngörüldüğü gibi tanecikli yapıda oldukları ve tanecikli yapıdan beklenen rezonans tipi karakteristik absorpsiyon gösterdikleri anlaşılır.

Bu sonuç, gözlenen absorpsiyon bandının filmlerin yüzey yoğunluğu ile değişimine ait sonuçlarla da desteklenir. Şekil. 17 de 200 °C deki kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen Al - filmlerin absorbans spektrumlarının filmlerin yüzey yoğunluğu ile değişimi görülmektedir. Görüldüğü gibi karakteristik absorpsiyon bandının yeri (yani λ_r rezonans dalgaboyu) filmin yüzey yoğunluğu arttıkça 318 nm civarından 436 nm ye doğru uzun dalgaboylarına kaymakta ve aynı zamanda bandın yüksekliği artmaktadır. Bu sonuç Maxwell - Garnett teorisinden beklenen sonuçtur. Şöyle ki, eğer (74) bağıntısındaki ϵ_1 için (56) bağıntısındaki serbest elektron değeri dalgaboyu cinsinden

$$\epsilon_1(\lambda_r) = 1 - \frac{\lambda_r^2}{\lambda_p^2} \quad (76)$$

şeklinde yazılarak alınırsa λ_r rezonans dalgaboyu için

$$\lambda_r = \lambda_p \left[1 + \left(\frac{2+q}{1-q} \right) \epsilon_0 \right]^{1/2} \quad (77)$$

bağıntısı elde edilir. Burada λ_p hacim plazma titreşimlerinin dalgaboyudur. (77) bağıntısı, filmdeki taneciklerin q hacim kesri kesri büyüdükçe karakteristik absorpsiyon bandının yerini gösteren λ_r rezonans dalgaboyunun uzun dalgaboylarına kayacağını gösterir. (73) ve (75) bağıntıları ise q hacim kesri büyüdükçe absorpsiyon bandı yüksekliğinin artacağını gösterir.

Böylece, 200 °C ve üzerindeki sıcaklıklarda tutulan kuvars taşıyıcılar üzerindeki Al ince filmlerin tanecikli yapının bir göstergesi olan karakteristik bir absorpsiyon bandına sahip oldukları ve bu absorpsiyon bandının özelliklerinin Maxwell - Garnett modeliyle açıklanabileceği sonucuna varılır. Filmlerin bu özellikleri, uygulamada seçici absorpsiyona sahip yüzeylerin yapımı bakımından önemli olabilir.

SONUÇ

Vakumda buharlaştırma yöntemiyle cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen yaklaşık 300 Å kalınlığındaki alüminyum filmler görünür ışık bölgesindeki bütün dalgalı boyları için oldukça iyi bir yansıtıcıdır. Bu mertebedeki kalınlığa sahip alüminyum filmler, alüminyumun hacımlı hal optik özelliklerinin elipsometrik yöntemle bulunmasında kullanılabilir. Yeni yapılmış bir alüminyum filmin yüzeyinde, filmler havada bekletilirse, zamanla bir oksit tabakası büyür. Havada bekletilme sonucu optik sabitler ilk birkaç gün içinde hızla azalır, daha sonra değişim yavaşlar ve 18 - 20 gün civarında hemen hemen durur. Bu durum, oksit tabakasının belirli bir kalınlığa eriştikten sonra artık daha fazla ilerlemediğini ve koruyucu bir tabaka görevi yaptığını gösterir.

200 - 250 °C ye kadar ısıtılmış kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen çok ince alüminyum filmler, oda sıcaklığındaki taşıyıcılar üzerindeki alüminyum filmlerde bulunmayan, karakteristik bir absorpsiyon bandına sahiptir. Bu absorpsiyon bandının yeri ve şiddeti filmlerin kalınlığı ile değişir. Örneklerin bu özellikleri, uygulamada, seçici absorpsiyon gösteren yüzeylerin yapımı bakımından önemli olabilir.

ÖZET

Bu çalışmada, önce vakumda buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan yansıtıcı opak alüminyum filmlerin optik özellikleri elipsometrik yöntemle incelendi. Elipsometri, polarize ışığın polarizasyon halinde yansıma sonucu ortaya çıkan değişimin ölçülmesidir. Polarizasyon hali ; elektrik alan vektörünün gelme düzlemine paralel p - bileşeni ile gelme düzlemine dik s - bileşeni arasındaki genlik ve faz bağıntılarıyla karakterize edilir. Yansıma, p ve s polarize bileşenlerinin faz ve genliklerinin değişmesine neden olur. Yansımada meydana gelen faz değişimi Δ , genlik oranları değişme faktörü $\tan \psi$ olmak üzere elipsometrinin temel bağıntısı

$$\frac{\hat{r}_{1p}}{\hat{r}_{1s}} = \frac{|\hat{r}_{1p}|}{|\hat{r}_{1s}|} \frac{e^{i\delta_{rp}}}{e^{i\delta_{rs}}} = e^{i\Delta} \tan \psi$$

şeklinindedir. Burada r_{1p} ve r_{1s} gelme düzlemine paralel ve dik bileşenler için yüzeyin kompleks genlik yansıtma katsayılarıdır. Bu katsayılar ile gelme açısı ve yüzeyin optik sabitleri arasındaki ilişki Fresnel bağıntıları ile verilir. Elipsometre ile yapılan ölçümler, Δ ve ψ parametrelerinin belirlenmesini ve yüzeyin optik sabitlerinin hesaplanmasını sağlar.

Cam taşıyıcılar üzerinde elde edilen yaklaşık 300 \AA kalınlığındaki Al filmlerin görünür ışık bölgesindeki n , k optik sabitleri ve alüminyumun asal gelme açısı elipsometrik yöntemle belirlendi. Asal gelme açısının 77.5° olduğu bulundu. Elde edilen optik sabitler kullanılarak örneklerin görünür ışık bölgesindeki dik geliş reflektansları hesaplandı. Reflektansın görünür bölge boyunca % 90 civarında olduğu ve pek fazla değişmediği tespit edildi.

Belirlenen optik sabitlerden yararlanarak alüminyumun $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ kompleks dielektrik sabitinin ϵ_1 gerçel ve ϵ_2 sanal kısımları hesaplandı. Bunların foton enerjisiyle değişimi incelenerek yorumlandı.

5500 \AA dalgaboylu ışık ile elipsometrik ölçümler yapılarak filmlerin havada eskitilmesiyle optik sabitlerin nasıl değiştiği incelendi. Havada bekletilme sonucu optik sabitlerin başlangıçta hızla küçüldüğü ve dördüncü günden sonra değişimin yavaşladığı tespit edildi. Bu değişimin filmin yüzeyinde zamanla büyüyen bir oksit tabakasından kaynaklandığı belirtildi.

Çalışmanın ikinci kısmında kuvars taşıyıcılar üzerinde elde edilen çok ince Al filmlerin absorpsiyon özellikleri, filminden geçen ışık şiddetinin ölçülmesine dayanan spektrofotometrik yöntemle incelendi. Filmlerin ölçülen optik absorbans spektrumlarının taşıyıcı sıcaklığı ve filmin yüzey yoğunluğu

ile değişimi araştırıldı.

Yüzey yoğunlukları aynı ($2,58 \mu\text{g} / \text{cm}^2$) fakat farklı sıcaklıktaki taşıyıcılar üzerinde elde Al ince filmlerin absorptans spektrumları karşılaştırıldı. Oda sıcaklığındaki taşıyıcı üzerinde oluşan filmlerin absorptans spektrumunun, alüminyumun elektronik özelliklerinden beklenen normal yapıda olduğu saptandı. Buna karşılık sıcak taşıyıcılar üzerinde oluşan filmlerin absorptans spektrumlarında 430 nm civarında taşıyıcı sıcaklığı arttıkça şiddetlenen bir absorpsiyon bandı ortaya çıktığı bulundu. Bu absorpsiyon bandının tanecikli film yapısından kaynaklanabileceği ve Maxwell - Garnett teorisiyle açıklanabileceği öne sürüldü. Öngörünün doğruluğunu kontrol etmek amacıyla 200 °C sıcaklıktaki taşıyıcılar üzerinde elde edilen filmlerde absorpsiyon bandının filmlerin yüzey yoğunluğu ile değişimi incelendi. Yüzey yoğunluğu büyüdükçe absorpsiyon bandının Maxwell - Garnett teorisinden beklendiği gibi şiddetlenerek uzun dalgaboylarına kaydığı gösterildi.



SUMMARY

In this study, at first optical properties of reflecting opaque Al films obtained by the method of vacuum evaporation have been investigated by the ellipsometric method. Ellipsometry is the measurement of the effect of reflection on the state of polarization of polarized light. The state of polarization is characterized by the amplitude and phase relationship between the two component of the electric field vector. One component designated p is parallel to the plane of incidence. The other designated s is normal to the plane of incidence. Reflection causes a change in phases of the p and s polarized components and a change in their amplitudes. The basic equation of ellipsometry is

$$\frac{\hat{r}_{1p}}{\hat{r}_{1s}} = \frac{|\hat{r}_{1p}|}{|\hat{r}_{1s}|} \frac{e^{i\delta_{rp}}}{e^{i\delta_{rs}}} = e^{i\Delta} \operatorname{tg} \psi$$

where Δ is the phase change arising from reflection, $\operatorname{tg} \psi$ is the variation factor of the amplitude ratio, \hat{r}_{1p} and \hat{r}_{1s} are complex amplitude reflection coefficients of the surface for p and s components. Relations between the reflection coefficients, the angle of incidence and the optical constants of reflecting surface is given by the Fresnel equations. Measurements taken by an ellipsometer supply the determination of Δ and ψ parameters and the calculation of the optical constants of the surface under examination.

The optical constants n and k of Al films, about 300 \AA in thickness, obtained on the glass substrates and the principal angle of incidence were determined by the ellipsometric method. The principal angle of incidence was found to be 77.5° . The normal incidence reflectances in the visible region of samples were calculated using the optical constants determined ellipsometrically. It was shown that the reflectance of these Al films is about 90 % along whole visible region and does not change very much.

The real and imaginary parts of the complex dielectric constant $\vec{\epsilon} = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ of Al were calculated using the determined optical constants. The variation of the real and imaginary parts ϵ_1 and ϵ_2 of complex dielectric constant with photon energy were examined and also explained.

The change of the optical constants with ageing of films in air was examined by ellipsometric measurements at the wavelength of 5000 \AA . As a result, it was shown that the optical constants initially decrease rapidly and after the fourth day the variation is slow. It has been pointed out that the observed change of the optical constants are due to the oxide layer growing on the films surface as the films age in air.

In the second part of the study, the absorption properties of very thin Al films deposited on quartz substrates were examined by the spectrophotometric method which is based on measurements of

light intensity transmitted through the film. The effects of the substrate temperature and the surface density of films on the measured optical absorbance spectra were investigated.

Absorbance spectra of thin Al films having same surface densities ($2.58 \mu\text{g} / \text{cm}^2$) but deposited on substrates at different temperatures were compared. It was found that the absorbance spectra of films deposited on substrates at room temperature have a normal structure expected from electronic properties of aluminum. However, an absorption band was observed near the wavelength of 430 nm in the absorbance spectra of films deposited on hot substrates. It was shown that the intensity of this absorption band increases by rising substrate temperature. It has been proposed that this absorption band is due to the granular film structure and could be explained by means of Maxwell - Garnett theory. To control the validity of this proposal, the variation of absorption band with the surface density of films was examined. It was shown that the intensity of the band increases by growing surface density and also shifts to longer wavelengths as expected from Maxwell - Garnett theory.



LİTERATÜR LİSTESİ

- 1 . Allen E. A, Thompson K. T., Veas F. and Scott G. D., J. Opt. Soc. Am. 64, 1190 (1974)
- 2 . Archer R. J., "Manual on Ellipsometry", Gaertner Scientific Corporation (1968)
- 3 . Archer R. J. and Shank C. V., J. Opt. Soc. Am. 57, 191 (1967)
- 4 . Azzam R. M. A. and Bashara N. M., "Ellipsometry and Polarized Light", Nort - Holland Publ.Co., Amsterdam, 269 - 288 (1986)
- 5 . Berning P. H., Hass G. and Madden R. P., J. Opt. Soc. Am. 50, 586 (1960)
- 6 . Chopra K. L., "Thin Film Phenomena", Robert E. Krieger Publ. Co., Malabar, Florida, 738 (1985)
- 7 . Cohen R. W., Cody G. D., Coutts M. D. and Abeles B., Phys. Rev. B8, 3689 (1973)
- 8 . David E., Z. Phys. 114, 389 (1937)
- 9 . Doremus R. H., J. Appl. Phys. 37, 2775 (1966)
10. Doremus R. H., Thin Solid Films 1, 379 (1967)
11. Ehrenreich H., Philipp H. R. and Segall B., Phys. Rev. 132, 1918 (1963)
12. Fane R. W. and Neal W. E. J., J. opt. Soc. Am. 60, 790 (1970)
13. Garland J. C. and Tanner D. B., Eds., "Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media", AIP Conf. Proc. 40, 2 (1978)
14. Granqvist C. G. and Hunderi O., J. Appl. Phys. 50, 1058 (1979)
15. Hass G. and Thun R. E., "Physics of Thin Films", Academic Press, New York, Vol. 2, p. 201, 219, 343 (1964)
16. Hass G. and Waylonis J. E., J. Opt. Soc. Am. 51, 719 (1961)
17. Heavens O. S., "Optical Properties of Thin Solid Films", Dover Publication, Inc., New York, p.54 (1965)
18. Holland L., "Vacuum Deposition of Thin Films", Chapman and Hall. Lmt., London, fourth printing, p.145, 329, 344 (1961)
19. Jarret D. N. and Ward L., J. Phys. D: Appl.Phys. 9, 1515 (1976)
20. Kavcar N. ve Kantarlı K.,Doğa Bilim Dergisi : Temel Bilm. 7, 213 (1983)
21. Kittel C., "Introduction to Solid State Physics", John Wiley and Sons., Inc., New york, third edition, p. 227 (1966)
22. Marton J. P. and Jordan B. D., J. Appl. Phys. 49, 4225 (1978)
23. Maxwell - Garnett J. C., Phil. Trans R. Soc. London 203, 385 (1904)
24. Mie G., Ann. Physik 25, 377 (1908)
25. Mott N. F. and Jones H., "The Theory of the Properties of metals and Alloys",Oxford University Press, New York, 105 (1936)
26. Parmagiani F., Samoggia G. and Ferraris G. P., J. Appl. Phys. 57, 2524 (1985)
27. Rasigni M. and Rasigni G., J. Opt. Soc. Am. 67, 510 (1977)
28. Rasigni G. and Rouard P., J. Opt. Soc. Am. 53, 604 (1963)
29. Rosa M. Agu Ado Bombin and Neal W. E. J., Thin Solid Films 42, 91 (1977)
30. Schulz L. G., J. Opt. Soc. Am. 44, 357 (1954)

31. Schulz L. G. and Tangherlini F. R., J. Opt. Soc. Am. 44, 362 (1954)
32. Sichel E. K., Gittlemann J. L. and Abeles B., Thin Solid Films 51, 89 (1978)
33. Tokarsky R. W. and Marton J. P., J. Vac. Sci. Technol. 12, 643 (1975)
34. Truong V. V., Girouard F. E. and Bosi G., Appl. Opt. 21, 2508 (1982)
35. Truong V. V. and Laccary N., Appl. Opt. 17, 2136 (1978)
36. Truong V. V. and Scott G. D., J. Opt. Soc. Am. 66, 124 (1976)
37. Truong V. V. and Scott G. D., J. Opt. Soc. Am. 67, 502 (1977)
38. Yamaguchi S., J. Phys. Soc. Jap. 15, 1577 (1960)
39. Yamaguchi S., J. Phys. Soc. Jap. 17, 184 and 1172 (1962)
40. Van De Hulst H. C., "Light Scattering by Small Particles", John Wiley and Sons, Inc., Chapman and Hall Ltd., London, 70 (1957)



T. G.
Fikriyyetin Kurulu
Dokümantasyon Merkezi