



**T.C.
DÜZCE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TEKLİ RF PLAZMA METODU İLE ÜRETİLMİŞ AMORF
HİDROJENLENMİŞ KARBON İNCE FİLMLEİN (a-C:H) OPTİK
BANT ARALIKLARININ KARAKTERİZASYONU**

HAYRETTİN KIZILÇAOĞLU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KADİR GÖKŞEN**

DÜZCE, 2017

**T.C.
DÜZCE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TEKLİ RF PLAZMA METODU İLE ÜRETİLMİŞ AMORF
HİDROJENLENMİŞ KARBON İNCE FİLMLEİN (a-C:H) OPTİK
BANT ARALIKLARININ KARAKTERİZASYONU**

Hayrettin Kızılcıaoğlu tarafından hazırlanan tez çalışması aşığıdaki jüri tarafından Düzce Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Kadir GÖKŞEN

Düzce Üniversitesi

Eş Danışman

Doç. Dr. Yavuz KÖYSAL

Ondokuz Mayıs Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Kadir GÖKŞEN

Düzce Üniversitesi

Doç. Dr. Mustafa ANUTGAN
Karabük

Üniversitesi

Doç. Dr. Özge TÜZÜN ÖZMEN
Düzce Üniversitesi

BEYAN

Bu tez çalışmasının kendi çalışmam olduğunu, tezin planlanmasından yazımına kadar bütün aşamalarda etik dışı davranışımın olmadığını, bu tezdeki bütün bilgileri akademik ve etik kurallar içinde elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara kaynak gösterdiğimi ve bu kaynakları da kaynaklar listesine aldığımı, yine bu tezin çalışılması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını beyan ederim.

6 Temmuz 2017

Hayrettin Kızılcıoğlu



TEŞEKKÜR

Yüksek lisans öğrenimimde ve bu tezin hazırlanmasında gösterdiği her türlü destek ve yardımdan dolayı çok değerli hocam Doç. Dr. Kadir GÖKŞEN'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Tez çalışmam boyunca değerli katkılarını esirgemeyen eş danışmanım Doç. Dr. Yavuz KÖYSAL'a da şükranlarımı sunarım.

Bu çalışma boyunca yardımlarını ve desteklerini esirgemeyen sevgili aileme ve çalışma arkadaşlarıma sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışma Düzce Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri tarafından desteklenmiştir (Proje no: 2013.05.02.195).

6 Temmuz 2017

Hayrettin Kızılçaoğlu

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ŞEKİL LİSTESİ.....	VI
ÇİZELGE LİSTESİ.....	VII
SİMGELER	VIII
ÖZET	IX
ABSTRACT	X
1. GİRİŞ.....	1
1.1. AMAÇ VE KAPSAM	1
1.2. TEORİK YAKLAŞIM	2
1.2.1. Enerji Bant Teorisi	2
1.2.2. Bir Elektromanyetik Dalganın Dielektrik Bir Katı ile Etkileşimi.....	8
2. MATERYAL VE YÖNTEM.....	17
2.1. İNCE FİLMLEİN ÜRETİLMESİ.....	17
2.2. OPTİK GEÇİRGENLİK DENEY SİSTEMİ.....	17
3. BULGULAR VE TARTIŞMA	19
3.1. OPTİK GEÇİRGENLİK ÖLÇÜMLERİ	19
3.2. SOĞURMA KATSAYISININ BELİRLENMESİ	23
3.3. OPTİK BANT ARALIKLARININ HESAPLANMASI.....	26
3.4. TEORİK EĞRİ OLUŞTURULMASI.....	29
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	32
5. KAYNAKLAR.....	33
ÖZGEÇMİŞ	35

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. Bir boyutlu kristalde periyodik potansiyel	3
Şekil 1.2. Krönig ve Penney modeline göre periyodik potansiyel.....	4
Şekil 1.3. Eşitlik 1.23'teki ifadenin çözüm bölgesini gösteren grafik.....	7
Şekil 1.4..Bir iletken, yarıiletken ve yalıtkanda valans ve iletkenlik bantlarının şematik gösterimi.	7
Şekil 1.5. Doğrudan ve dolaylı optik bant aralıkları.....	8
Şekil 1.6 Bir arayüze gelen, arayüzden geçen ve yansıyan dalgalar.	10
Şekil 2.1. Plazma çemberinin şematik gösterimi	17
Şekil 2.2. Morötesi-görünür optik spektrofotometre cihazının şematik gösterimi	18
Şekil 3.1. Optik spektrofotometrenin ışık şiddeti kalibrasyonu için çizilen grafik	19
Şekil 3.2. Cam alttaşın optik geçirgenlik tayfı.....	20
Şekil 3.3. 100W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.....	21
Şekil 3.4. 150W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.....	22
Şekil 3.5. 200W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.....	23
Şekil 3.6. 100 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik	25
Şekil 3.7. 150 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik	25
Şekil 3.8. 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik.....	26
Şekil 3.9. 100W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha hv)^{0.5}$ değerlerinin hv değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.....	27
Şekil 3.10. 150 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha hv)^{0.5}$ değerlerinin hv değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.....	28
Şekil 3.11. 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha hv)^{0.5}$ değerlerinin hv değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.....	28
Şekil 3.12. 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin Eg değerlerinin üretimde kullanılan elektrik gücü değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve bu değerlere göre çizilen teorik doğru.....	30

ÇİZELGE LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Çizelge 3.1. 100, 150 ve 200 W güç altında üretilen a-C:H ince filmler için Eg değerleri.....	29
Çizelge 3.2. Bazı temel renklere verimli çalışmak için gerekli olan a-C:H ince film tahmini üretim gücü değerleri.	31



SİMGELER

\vec{B}	Manyetik Alan
c	Işık Hızı
C	Karbon
d	Kalınlık
D	Deri Kalınlığı
E	Toplam Enerji
\vec{E}	Elektrik Alan
E_g	Optik Bant Aralığı
h	Planck Sabiti
H	Hidrojen
I	Işık Şiddeti
\vec{J}	Akın Yoğunluğu
k	Dalga Vektörü
n	Kırılma İndisi
ρ	Yük Yoğunluğu
R	Yansıtma Katsayısı
T	Geçirgenlik Katsayısı
v	Hız
ν	Frekans
V	Potansiyel Enerji
Ψ	Dalga Fonksiyonu
ε	Elektrik Geçirgenlik
μ	Manyetik Geçirgenlik
σ	Öziletkenlik
α	Soğurma Katsayısı
ω	Açısal Frekans
\emptyset	Evre Farkı
λ	Dalgaboyu

ÖZET

TEKLİ RF PLAZMA METODU İLE ÜRETİLMİŞ AMORF HİDROJENLENMİŞ KARBON İNCE FİMLERİN (a-C:H) OPTİK BANT ARALIKLARININ KARAKTERİZASYONU

Hayrettin KIZILÇAOĞLU

Düzce Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Doç. Dr. Kadir GÖKŞEN

Eş Danışman: Doç. Dr. Yavuz KÖYSAL

Temmuz 2017, 35 sayfa

Bu çalışmada plazma kaplama metodu ile üretilmiş a-C:H ince filmlerin optik bant aralıkları incelenmiştir. Çalışmada kullanılan ince filmler 15 dakika kaplama süresi içerisinde ve 0,2 torr çember basıncı altında üretilmiştir. İnce filmlerin üretiminde kullanılan plazma, farklı numuneler için 40 MHz plazma frekansı altında ve 100, 150 ve 200 W elektrik güçleri altında oluşturulmuştur. Üretilen ince filmlerin kalınlıkları elipsometre cihazı ile sırasıyla 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmler için 798, 850 ve 946 Å olarak bulunmuştur. Analizler sonucu plazma frekansının değiştirilmesinin film kalınlıklarına herhangi önemli bir etkisi olmadığı ve plazma gücünün ve kaplama süresinin artırılmasının ince film kalınlığını artmasını sağladığı ortaya çıkarılmıştır. İnce filmlerin optik özellikleri ışık geçirgenlik deneyleri aracılığı ile incelenerek, 100, 150 ve 200 W elektrik güçleri altında üretilmiş plazmalar tarafından kaplanan ince filmlerin dalgaboyuna ve ışık enerjisine bağlı optik geçirgenlik verileri elde edilmiştir. Bu veriler kullanılarak filmlerin dalgaboyuna bağlı soğurma katsayıları hesaplanmıştır. Soğurma katsayılarından faydalanarak, filmlerin optik bant aralıkları sırasıyla 1,36, 1,23 ve 0,86 eV olarak bulunmuştur. Yapılan analizler sonucu, ince film üretiminde plazma frekansının rolünün önemli olduğu, plazma frekansına uygulanan değişikliklerin doğrudan üretilen filmin bağ yapısını etkilediği ve bunun sonucu olarak optik bant enerjilerinde farklılık meydana getirdiği ortaya çıkarılmıştır. Hesaplamaların sonuçlarından faydalanılarak, ince filmlerin üretim koşullarına bağlı optik bant aralığı değişimleri teorik olarak modellenmiştir. Elde edilen model, bazı bilinen renklerde verimli çalışacak cihazların üretiminde kullanılabilme potansiyeli olan ince filmler için üretim parametrelerinin hesaplanmasında kullanılmıştır.

Anahtar sözcükler: a-C:H, İnce film, Morötesi-görünür geçirgenlik deneyleri, Plazma kaplama.

ABSTRACT

CHARACTERISATION OF OPTICAL BAND GAP ENERGIES OF AMORF HYDROGENATED CARBON THIN FILMS (a-C: H) PRODUCED BY SINGLE RF PLASMA METHOD

Hayrettin KIZILÇAOĞLU

Düzce University

Graduate School of Natural and Applied Sciences, Department of Physics

Master's Thesis

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Kadir GÖKŞEN

Co-supervisor: Assoc. Prof. Dr. Yavuz KÖYSAL

July 2017, 35 pages

In this study, optical band gap energies of a-C: H thin films produced by the plasma coating method were investigated. Thin films used in the study were produced within 15 minutes of coating time and under 0.2 torr chamber pressure. The plasma used in the production of thin films was generated under 40 MHz plasma frequency for different samples and under electric powers of 100, 150 and 200 W. The thicknesses of the produced thin films were found to be 798, 850 and 946 Å for the thin films produced under the electric powers of 100, 150 and 200 W, respectively by an ellipsometer. Analyzes have shown that changing the plasma frequency has no significant effect on the film thickness, and increasing the plasma power and duration of the coating has increased the thin film thickness. The optical properties of thin films were examined by means of light transmittance experiments and the optical transmittance data of thin films produced under electric powers of 100, 150 and 200 W were obtained with respect to wavelength and light energy. Using this data, the wavelength-dependent absorption coefficients of the films were calculated. By using the absorption coefficients, the optical band gap energies of the films were found to be 1.36, 1.23 and 0.86 eV, respectively. Analyzes have revealed that the role of plasma frequency in the production of thin films is important, and that the changes in plasma frequency affect directly produced film's bond structure, which in turn leads to differences in optical band energies. Utilizing the results of the calculations, the optical band gap changes depending on the production conditions of the thin films are theoretically modeled. The obtained model was used to calculate the production parameters for thin films which are potentially usable in the production of devices which will work efficiently at some known color wavelengths.

Keywords: a-C:H, Plasma coating, Thin film, Ultraviolet-visible transmission experiments.

1. GİRİŞ

1.1. AMAÇ VE KAPSAM

İnce filmlerin özelliklerini iyileştirmek için etkin yöntemlerden biri de plazma kaplama metodu ile ince film üretimidir. Plazma kaplama işleminde, organik bir gaz plazma haline getirilerek, bu plazma içine yerleştirilen bir alttaşın kaplanması sağlanmaktadır. Kaplanan polimer film, diğer metodlarla kaplanan polimer filmlerden yapısal olarak farklılıklar göstermektedir. Bu metot aracılığıyla ince film üretimi yaklaşık yarım yüzyıldır kullanılmaya başlanmış ve aynı zamanda birçok bilimsel çalışmada incelenmiştir [1]–[4].

Yüksek yoğunlukları, mekanik dayanıklılıkları, termal kararlılıkları, yüksek kızılötesi geçirgenlikleri ve yüksek elektrik dirençleri gibi özellikleri dolayısıyla ilgi çeken amorf Hidrojenlenmiş Karbon (a-C:H) ince filmlerin plazma kaplama metodu ile üretilmesi ve özelliklerinin incelenmesi araştırmacıların ilgisini çeken bir konu olmuştur [5]–[9]. Yüzeye a-C:H ince film kaplanması ile güneş pillerinin kızılötesi yansıtma özelliklerinin azaltıldığı ve bu yolla verimlerinin artırıldığı, son zamanlarda yapılan çalışmalarda görülmüştür. Ayrıca, manyetik depolama cihazlarında veri korunması amacı ile a-C:H ince filmlerin kullanılabilmesi de yapılan çalışmalarda görülmüştür [8]–[14]. Bunun yanı sıra, bu ince filmlerin yüksek yasadaki enerji bant enerjilerinden dolayı ince ekranlarda katod yayıncı olarak kullanılması da incelenmiştir [8]–[10], [15]–[18]. Bütün bu bahsedilen teknolojik uygulamalarından dolayı a-C:H ince filmler günümüzde ilgi çeken malzemeler olmuştur.

Bu çalışmanın amacı, plazma kaplama metodu ile üretilen a-C:H ince filmlerin elektriksel ve optik özelliklerini en belirleyici parametrelerden biri olan optik bant aralıklarını incelemektir. Morötesi-görünür optik spektrofotometre kullanılarak, plazmakaplama metodu ile 0,2 torr basınç altında 5 cm³/dakika akış hızı altında 15 dakika süre ile 100, 150 ve 200W elektriksel güç değerleri altında oluşturulmuş plazmaya maruz bırakılarak kaplanan a-C:H ince filmlerin optik bant aralıklarının, optik geçirgenlik deneyleri aracılığı ile incelenmesi mümkün olabilecektir. a-C:H ince filmlerin optik bant aralıkları, yapılan deneyler sonucu elde edilen veriler kullanılarak

hesaplanabilecektir. İnce filmlerin üretim koşullarına bağlı optik bant aralığı değişimlerinin, bu hesaplamaların sonuçlarından faydalanılarak, matematiksel olarak modellenmesi mümkün olabilecektir. Bu durumda elde edilen model kullanılarak, istenen optik bant aralığı enerjilerine sahip ince filmler üretilmesi için hangi elektriksel güç değerlerinin uygulanması gerektiği tahmin edilebilecektir.

1.2. TEORİK YAKLAŞIM

Bu bölümde tez çalışmamız sırasında yapacağımız araştırmanın teorik temelleri anlatılacaktır. Öncelikle bir katının optik bant aralığının oluşması ile ilgili temel yaklaşımlar incelenecek, daha sonra ise optik bant aralığının hesaplanması için elektromanyetik dalgalardan nasıl faydalanılabileceği gösterilecektir.

1.2.1. Enerji Bant Teorisi

Bu bölümde katı bir madde üzerinde yer alan bir elektronun sadece belirli enerji değerlerine sahip olabileceği gösterilecek ve enerji bantları anlatılacaktır. Bir elektronun alabileceği enerji değerleri, bu elektronun boşlukta, bir atomda veya bir katı madde içinde bulunmasına göre üç farklı şekilde incelenebilir.

Boşlukta bir elektronun enerji seviyeleri serbest elektron modeline göre incelenir. Bu modelde, elektron çevresel bir etkiye maruz kalmaz ve potansiyelin sabit olduğu bir ortamda hareket eder. Bu tür bir elektron serbest elektron olarak tanımlanır. Bu durumdaki bir elektron için Schrödinger denklemi çözüldüğünde, elektronun olası enerji seviyeleri sürekli olarak bulunur [19]. Bu sonuç, elektronun herhangi bir enerjiye sahip olabileceği anlamına gelir.

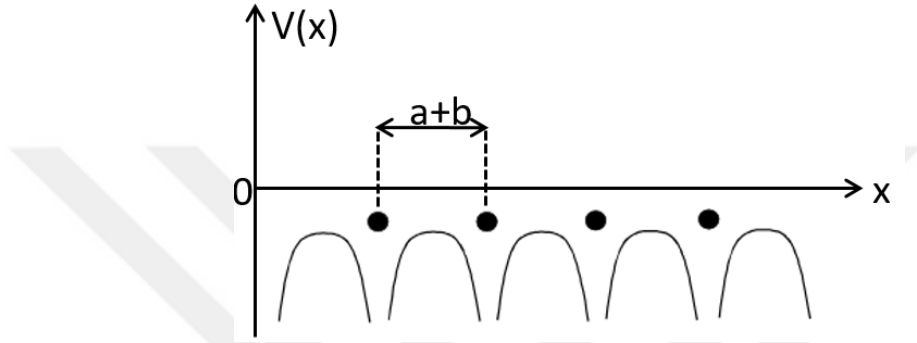
Bir atom üzerinde bulunan elektron, sabit bir Coulomb potansiyeli etkisi altında kalır. Bu durumda, elektronun pozisyonuna göre potansiyeli değişir ve Schrödinger denkleminin çözümü elektronun olası enerji seviyeleri kesikli (kuantize) olarak bulunur [20].

Son olarak, bir katı üzerindeki elektronu göz önüne alalım. Eğer katı, kristal bir yapıya sahipse, bu elektron periyodik bir potansiyel etkisi altında kalır [21]. Bu bölümde böyle bir potansiyel etkisi altında kalan bir elektronun enerji seviyeleri Schrödinger denklemi çözülerek incelenecektir.

Tek boyutta Schrödinger Denklemi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) + V\psi - E\psi = 0 \quad (1.1)$$

olarak ifade edilir. Burada, Ψ dalga fonksiyonunu, V potansiyel enerjiyi, E ise toplam enerjiyi ifade eder. Kristal içindeki bir elektronun maruz kalacağı potansiyel periyodik bir doğaya sahiptir. Şekil 1.1’de böyle bir potansiyel gösterilmiştir.



Şekil 1.1. Bir boyutlu kristalde periyodik potansiyel.

Bu davranış

$$V(x + a + b) = V(x) \quad (1.2)$$

olarak ifade edilir. Burada $a+b$ iki atom arasındaki mesafeyi temsil eder. Bu şartlarda dalga fonksiyonu

$$\psi(x) = u(x)e^{ikx} \quad (1.3)$$

olarak ifade edilebilir. Burada $u(x)$ fonksiyonu

$$u(x + a + b) = u(x) \quad (1.4)$$

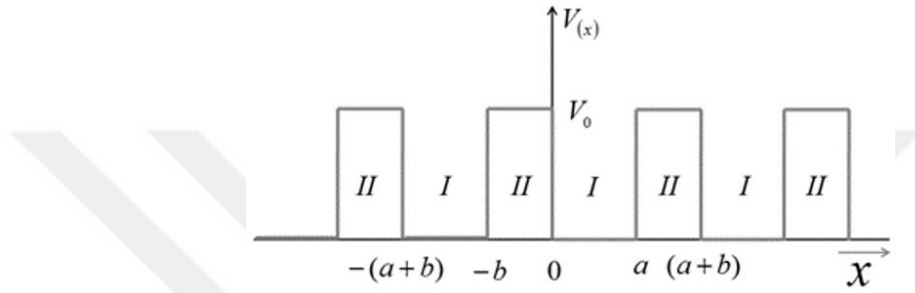
şartını sağlar. Bu durumda

$$\psi(x + a + b) = u(x + a + b)e^{ik(x+a+b)} = u(x)e^{ikx}e^{ik(a+b)} = \psi(x)e^{ik(a+b)} \quad (1.5)$$

fonksiyonlarının eşdeğer olduğu görülür.

Gerçekte kristaldeki potansiyel Şekil 1.1’de de görüldüğü gibi karmaşık bir potansiyeldir. Böyle bir potansiyelde Schrödinger denklemini çözmek oldukça zahmetli olacaktır. Ancak daha basit bir potansiyel yaklaşımı kullanılarak, Schrödinger denkleminin yaklaşık bir çözümü bulunabilir. Burada basit bir yaklaşım olarak $V(x)$

potansiyeli dikdörtgen şeklindeki potansiyel kuyusuna benzetilebilir. Bu durumda $\psi(x)$ için bir kapalı form için çözüm sağlanırken, kristalde potansiyel değişiminin periyodikliği korunur. Bu türden bir potansiyel Şekil 1.2’de gösterilmiştir. Şekilde, atomlar arası mesafe; $a+b$, bir atomun yakınındaki potansiyel enerji; V_I ve atomlar arası potansiyel enerji V_0 olarak kabul edilmiştir. Kristal dışında alınan bir $V=0$ keyfi bir referans enerjiye göre V_0 ve V_I negatiftir. V_0 ve V_I arasında yer alan bir E enerjisine sahip ($V_0 > E > V_I$) elektronun davranışını inceleyeceğiz.



Şekil 1.2. Krönig ve Penney modeline göre periyodik potansiyel.

Burada Şekil 1.2’de görüldüğü gibi I. bölgede ($0 < x < a$), elektronun etkisinde kaldığı potansiyel $V(x)=V_I$ olarak tanımlanır. Bu durumda zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} (\psi_I(x)) + (E - V_I)\psi_I(x) = 0 \quad (1.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ψ_I I. bölgede Schrödinger denkleminin çözümü sonucu bulunacak dalga fonksiyonunu ifade etmektedir. II. bölgede ise ($-b < x < 0$), elektronun etkisinde kaldığı potansiyel $V(x)=V_0$ olarak tanımlanır. Bu durumda zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} (\psi_{II}(x)) + (E - V_0)\psi_{II}(x) = 0 \quad (1.7)$$

şeklinde yazılabilir. Yine burada ψ_{II} , II. bölgede Schrödinger denkleminin çözümü sonucu bulunacak dalga fonksiyonunu ifade etmektedir. Denklem (1.6) ve (1.7) ikinci dereceden sabit katsayılı homojen diferansiyel denklemlerdir.

Birinci bölgede ($E > V_I$) Denklem (1.6)’nın çözümü

$$\psi_I(x) = Ae^{i\beta x} + Be^{-i\beta x} \quad (1.8)$$

olarak önerilir. Bu durumda β reel sayısı

$$\beta = \sqrt{\frac{2m(E-V_I)}{\hbar^2}} \quad (1.9)$$

olur. İkinci bölgede ($E < V_0$) Denklem (1.7)'nin çözümü

$$\psi_{II}(x) = Ce^{\alpha x} + De^{-\alpha x} \quad (1.10)$$

olarak önerildiği durumda ise α reel sayısı,

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0-E)}{\hbar^2}} \quad (1.11)$$

olur. Burada A, B, C, D , α , β değerleri bulunduğu dalga fonksiyonları bulunmuş olur. Schrödinger denklemlerine ek olarak, potansiyelin periyodik olmasından dolayı dalga fonksiyonunun da periyodik olması şartı geçerli olacaktır

$$\psi_I(x + n(a + b)) = \psi_I(x)e^{ink(a+b)} \quad (1.12)$$

Ve

$$\psi_{II}(x + n(a + b)) = \psi_{II}(x) \exp(ink(a + b)) \quad (1.13)$$

yazılabilir. Denklem (1.8) ve (1.10) 'da yer alan A,B,C ve D sabitlerinin bulunması için sınır şartları kullanılmalıdır. Sınır konumunda ($x=0$), dalga fonksiyonunun sürekli olması gerektiğinden

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0) \quad (1.14)$$

olmalıdır. Buna göre

$$A + B = C + D \quad (1.15)$$

sonucu elde edilir. İkinci sınır koşulu ise, dalga fonksiyonunun türevinin sınırdaki ($x=0$) sürekli olması gerektiğidir. Bu koşul

$$\frac{\partial \psi_I(0)}{\partial x} = \frac{\partial \psi_{II}(0)}{\partial x} \quad (1.16)$$

olarak ifade edilebilir. Bunun sonucunda

$$i\beta(A - B) = \alpha(C - D) \quad (1.17)$$

elde edilir. Aynı şekilde diğer sınır konumunda ($x=a$), dalga fonksiyonunun sürekli olması gerektiğinden

$$\psi_I(a) = \psi_{II}(a) \quad (1.18)$$

olmalıdır. Aynı zamanda periyodiklik şartından ise

$$\psi_l(a) = \psi_u(-b) \exp(ik(a +)) \quad (1.19)$$

olur. Buna göre

$$\exp(ik(a + b)) (A \exp(-i\beta b) - B \exp(i\beta b)) = \alpha (C \exp(\alpha a) - D \exp(-\alpha a)) \quad (1.20)$$

sonucu elde edilir. Yeniden ikinci sınır koşulu olan dalga fonksiyonunun türevinin sınırda ($x=a$) sürekli olması gerektiğinden, periyodiklik şartı ile birlikte

$$\exp(ik(a + b)) i\beta (A \exp(-i\beta b) + B \exp(i\beta b)) = C \exp(\alpha a) + D \exp(-\alpha a) \quad (1.21)$$

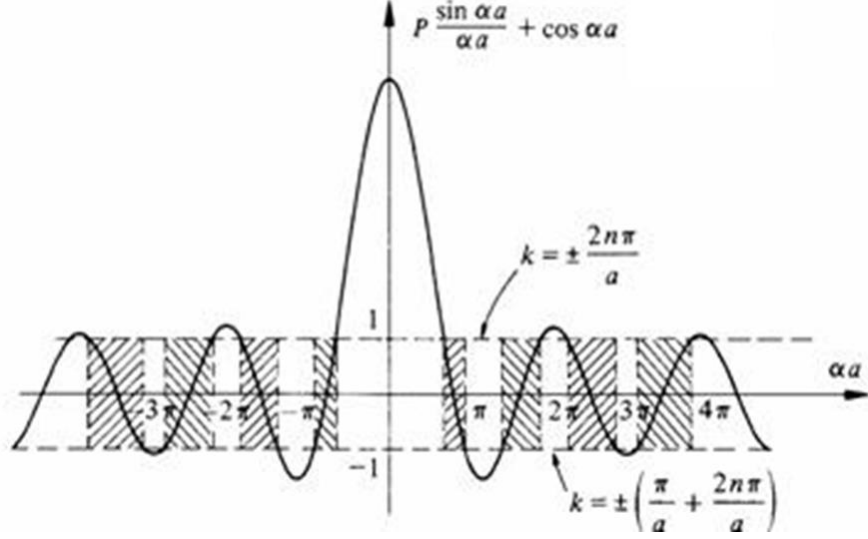
eşitliği elde edilir. Burada Denklem (1.15), (1.17), (1.20) ve (1.21)'de; A, B, C ve D bilinmeyenleri için lineer bağımsız bir denklem grubu oluşturur. Bu denklemlerin A, B, C ve D için sıfırdan farklı bir çözümü olabilmesi için, katsayılarından oluşturulan matrisin determinantının sıfıra eşit olması gerekir. Bu durumda, bahsedilen matris,

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ i\beta & -i\beta & -\alpha & \alpha \\ \exp(ik(a + b)) (\exp(-i\beta b)) & \exp(ik(a + b)) (\exp(i\beta b)) & -\exp(-\alpha a) & -\exp(-\alpha a) \\ \exp(ik(a + b)) i\beta (\exp(-i\beta b)) & -\exp(ik(a + b)) i\beta (\exp(i\beta b)) & -\alpha \exp(\alpha a) & -\alpha \exp(-\alpha a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

olur. Bu matrisin determinanı

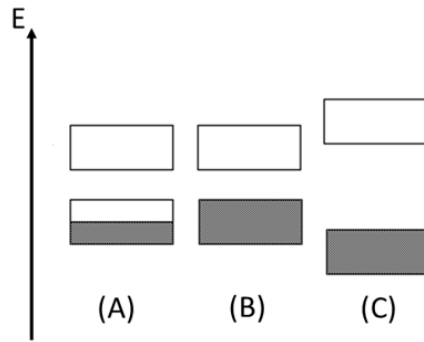
$$\frac{\alpha^2 - \beta^2}{2\alpha\beta} \sinh(\alpha a) \sin(\beta b) + \cosh(\alpha a) \cos(\beta b) = \cos(k(a + b)) \quad (1.23)$$

olur. Bu denklemin analitik bir çözümü yoktur. Ancak grafiksel olarak bir çözüm elde edilebilir. Bunu elde etmek için Denklem (1.23) 'de enerjiyi temsil eden sol tarafının enerji değişimine göre grafiği çizilebilir. Bu grafik Şekil 1.3'de gösterilmiştir. Denklem sağı tarafındaki ifade ise sadece -1 ve +1 değerleri arasındaki değerleri alabilir. Bu durumda iki tarafında çözümlerinin kesişim kümesi bize tüm denklemin çözümünü verecektir. Bunun dışında kalan bölge ise yasak enerji aralığını verecektir. Bu durum Şekil 1.3'de gösterilmiştir. Burada gölgeli alanlar çözüm bölgesini göstermektedir.



Şekil 1.3. Denklem (1.23)'deki ifadenin çözüm bölgesini gösteren grafik.

Şekil 1.3' de görüldüğü gibi elektronun enerjisinin alabileceği değerler çok sıklıktadır. Bu nedenle sürekli olarak kabul edilir. Bu sürekli enerji yapısına enerji bandı adı verilir. Enerji bantları bir katının iletken, yarıiletken veya yalıtkan olup olmadığını belirler. Katıların birçok elektronik ve optik özellikleri atomların en dış kabuklarındaki elektronlar tarafından belirlenir. Enerji bantları açısından düşünüldüğünde, bu durumdan en dışta bulunan iki tane bant sorumludur. Atomlardaki enerji seviyelerinde olduğu gibi, katılarda da elektronlar bantları doldurmaya en düşük enerji seviyelerinden başlarlar. Katıdaki atomların uyarılmamış durumda bulunduğu hale temel hal denir. Bir katı için temel halde elektron içeren en son bant valans veya değerlik bandı olarak adlandırılır. Valans bandının bir üstünde yer alan bant ise iletkenlik bandı adını alır.

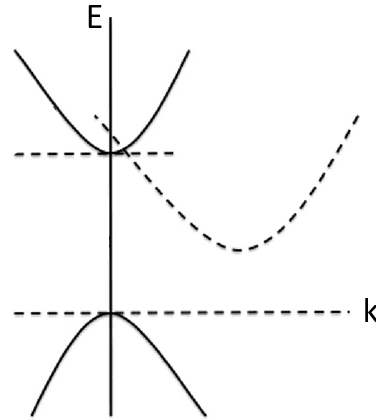


Şekil1.4. Bir iletken, yarıiletken ve yalıtıkanda valans ve iletkenlik bantlarının şematik gösterimi.

Valans bandının tam dolu veya tam boş olmadığı durumlarda, bu bandı işgal eden elektronlar, malzeme boyunca rahatça hareket edebilirler. Aynı şekilde valans ve

iletkenlik bantları birbiri üzerine örtüşür ise, valans bandını işgal eden elektronlar, malzeme boyunca iletkenlik bandı üzerinden rahatça hareket edebilirler. Bu durum Şekil 1.4 A'da gösterilmiştir. Böyle malzemelere iletken adı verilir. Bunun dışında valans ve iletkenlik bantlarının örtüşmediği ve valans bandında elektronların serbestçe hareket edebilecekleri boşluk bulunmadığı durumlarda ise bu iki band arasında yasak enerji aralığı bulunur. Eğer bu yasak enerji aralığı küçük ise malzeme yarıiletken, büyük ise yalıtkan olarak adlandırılır. Bu durum ise Şekil 1.4 B ve C'de gösterilmiştir.

Elektronlar bantlar arası geçişleri dışarıdan uyarma ile olur. Bu uyarma çeşitli enerji aktarımları aracılığı ile olabilir. Elektronların alt veya üst enerji düzeylerine geçişleri sırasında kristal dalgaları olan fononlar ile etkileşimleri de söz konusu olabilir. Bu durumda elektronların fononlar ile momentum alışverişleri söz konusu olur. Eğer bantlar arası geçiş sırasında fononlar ile momentum alış veriş söz konusu değil ise bu tür bantlara direkt (doğrudan) geçişli bantlar denir. Bu bantlara sahip yarıiletkenler ise direkt yasak enerji aralıklı yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Bu durum Şekil 1.5 gösterilmiştir. Benzer şekilde, bantlar arası geçiş sırasında fononlar ile momentum alış veriş söz konusu ise bu tür bantlara direkt olmayan (indirekt) geçişli bantlar denir. Bu bantlara sahip yarıiletkenler ise direkt yasak enerji aralıklı yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Bu durum ise Şekil 1.5 'de gösterilmiştir.



Şekil 1.5. Doğrudan ve dolaylı optik bant aralıkları.

1.2.2. Bir Elektromanyetik Dalganın Dielektrik Bir Katı ile Etkileşimi

Bu bölümde katı bir madde ile elektromanyetik bir dalga ile etkileşimi sırasında gerçekleşen olayları inceleyeceğiz.

Öncelikle bir ortamda ilerleyen elektrik ve manyetik bileşenlere sahip bir elektromanyetik bir dalga

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \hat{n} \quad (1.24)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (\vec{k} \times \hat{n}) = \frac{1}{c} \vec{k} \times \vec{E} \quad (1.25)$$

olarak ifade edilebilir. Burada E_0 elektrik dalganın genliğini, \vec{k} dalga vektörünü, \vec{r} konum vektörünü, ω açısal frekansı, c ışık hızını ve \hat{n} ise dalganın ilerleme yönünü gösteren birim vektörü ifade eder.

Elektromanyetik dalgaların doğrusal davranışlı ve türdeş ortamlarda ise Maxwell denklemleri olan

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.26)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.27)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.28)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.29)$$

denklemlere uygun davranış gösterdiği bilinmektedir. Burada ϵ_0 ve μ_0 ortamın elektrik ve manyetik geçirgenliklerini temsil etmektedir. Elektromanyetik dalgaların ortamda yayılma hızı ise

$$u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{n} \quad (1.30)$$

olarak ifade edilir. Burada n kırılma indisini ifade eder. n aynı zamanda

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.31)$$

olarak da ifade edilebilir. Bunlara ek olarak bir elektromanyetik dalganın sınır koşullarda davranışı ise

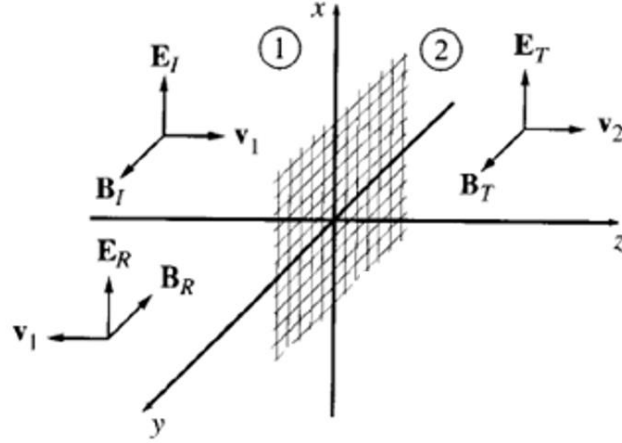
$$\epsilon_1 E_1^\perp = \epsilon_2 E_2^\perp \quad (1.32)$$

$$B_1^\perp = B_2^\perp \quad (1.33)$$

$$E_1^\parallel = E_2^\parallel \quad (1.34)$$

$$\frac{1}{\mu_1} B_1^\parallel = \frac{1}{\mu_2} B_2^\parallel \quad (1.35)$$

olarak ifade edilebilir. Burada $\epsilon_1, \epsilon_2, \mu_1, \mu_2$ farklı ortamlardaki elektrik ve manyetik geçirgenlikleri, $E_1^\perp, E_2^\perp, B_1^\perp$ ve B_2^\perp elektrik ve manyetik alanların sınır yüzeyine dik bileşenlerini, $E_1^\parallel, E_2^\parallel, B_1^\parallel$ ve B_2^\parallel ise elektrik ve manyetik alanların sınır yüzeyine paralel bileşenlerini ifade eder (Şekil 1.6).



Şekil 1.6. Bir arayüze gelen, arayüzden geçen ve yansıyan dalgalar.

1 ortamında sınıra doğru $+z$ yönünde ilerleyen bir elektromanyetik dalga

$$\vec{E}_1(\vec{z}, t) = \vec{E}_{01} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.36)$$

$$\vec{B}_1(\vec{z}, t) = \frac{1}{v_1} \vec{E}_{01} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.37)$$

şeklinde ifade edilebilir. 1 ortamına geri yansıyan dalga, ortam değiştirmedeği için hızı aynı kalacaktır, ancak yansıdığı için ilerleme yönü $-z$ olacaktır. Bu durumda 1 ortamına sınırdan yansıyan elektromanyetik dalga ise

$$\vec{E}_R(\vec{z}, t) = \vec{E}_{0R} e^{i(-\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.38)$$

$$\vec{B}_R(\vec{z}, t) = -\frac{1}{v_1} \vec{E}_{0R} e^{i(-\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.39)$$

olarak ifade edilebilir. 2 ortamına geçen dalga, farklı bir ortama geçeceği için farklı bir hıza sahip olacaktır, ancak $+z$ yönünde ilerlemeye devam edecektir. Buna göre, geçen dalga ise,

$$\vec{E}_T(\vec{z}, t) = \vec{E}_{0T} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.40)$$

$$\vec{B}_T(\vec{z}, t) = \frac{1}{v_2} \vec{E}_{0T} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.41)$$

olarak ifade edilebilir.

Dalgaların sınır düzlemi olan $z=0$ düzleminde sürekli olması gerektiğinden, Denklem (1.33)' e göre,

$$\vec{E}_{0_1} + \vec{E}_{0_R} = \vec{E}_{0_T} \quad (1.42)$$

şartı sağlanmalıdır. Aynı zamanda, Denklem (2.35)'e göre de,

$$\frac{1}{\mu_1} \left(\frac{1}{v_1} \vec{E}_{0_1} - \frac{1}{v_1} \vec{E}_{0_R} \right) = \frac{1}{\mu_2} \frac{1}{v_2} \vec{E}_{0_T} \quad (1.43)$$

şartı sağlanmalıdır. Burada Denklem (1.42) ve (1.43) kullanılarak, yansıyan ve geçen dalga şiddetlerinin, gelen dalga şiddeti cinsinden ifade edilir ise,

$$\vec{E}_{0_R} = \left(\frac{1 - \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 v_2}}{1 + \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 v_2}} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.44)$$

$$\vec{E}_{0_T} = \left(\frac{2}{1 + \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 v_2}} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.45)$$

olur. Pratikte bir çokmadenin manyetik geçirgenliğ, μ_0 'a yakın olduğundan, bu denklemler,

$$\vec{E}_{0_R} = \left(\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.46)$$

$$\vec{E}_{0_T} = \left(\frac{2v_2}{v_2 + v_1} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.47)$$

şeklinde de ifade edilebilir. Aynı şekilde, hızlar yerine kırılma indisleri kullanılarak,

$$\vec{E}_{0_R} = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \vec{E}_{0_1} \quad (1.48)$$

$$\vec{E}_{0_T} = \left(\frac{2n_1}{n_1 + n_2} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.49)$$

olarak da ifade edilebilir.

Dalganın ortam değiştirmesi sırasında enerjinin hangi oranda transfer edildiği ve hangi oranda yansıtıldığı önemli bir konudur. Bir elektrik dalga şiddetinin dalga genliği cinsinden

$$I = \frac{1}{2} \epsilon v E_0^2 \quad (1.50)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifade aslında bir elektrik dalganın taşıdığı enerjinin de ifadesidir. Buna göre bir dalganın ortam değişiminde transfer ettiği enerjinin oranını gösteren geçirgenlik katsayısı, T ,

$$T = \frac{I_T}{I_1} = \frac{\epsilon_2 v_2}{\epsilon_1 v_1} \left(\frac{\vec{E}_{0T}}{\vec{E}_{01}} \right)^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.51)$$

olarak ifade edilebilir. Aynı şekilde bir dalganın yansımada sırasında geri dönen enerjinin oranını gösteren yansımada katsayısı, R ,

$$R = \frac{I_R}{I_1} = \left(\frac{\vec{E}_{0R}}{\vec{E}_{01}} \right)^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (1.52)$$

olarak ifade edilebilir.

Yukarıdaki hesaplamalarda serbest yük (ρ_f) ve akım (\vec{J}_f) yoğunluklarının sıfır olduğu kabul edilmişti. Bu durumda katının elektromanyetik dalgayı soğurmadığı görülmektedir. Soğurmanın olduğu durumda,

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (1.53)$$

olur. Maxwell denklemleri ise

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \rho_f \quad (1.54)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.55)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.56)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \sigma \vec{E} + \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.57)$$

Şeklini alır. Buna göre süreklilik denklemi ise

$$\nabla \cdot \vec{J}_f = \frac{\partial \rho_f}{\partial t} \quad (1.58)$$

şeklini alır. Herhangi bir katıda yeterince beklendiğinde serbest yük yoğunluğu sıfıra gideceği için Maxwell denklemleri son olarak

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.59)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.60)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1.61)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \mu\sigma E \quad (1.62)$$

şeklini alır. Burada daha önceden yaptığımız gibi Denklem (1.61) ve (1.62)'deki rotasyonel operasyonu uygulanırsa, elektrik alan ve manyetik alan için dalga denklemleri

$$\nabla^2 E = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.63)$$

$$\nabla^2 B = \mu\epsilon \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1.64)$$

olarak elde edilir. Bu denklemlerin çözümleri hala düzlem dalga olarak ifade edilebilir. Bu durumda dalga çözümleri

$$\tilde{E}(z, t) = \tilde{E}_0 e^{i(k \cdot z - \omega t)} \quad (1.65)$$

$$B(z, t) = B_0 e^{i(k \cdot z - \omega t)} \quad (1.66)$$

olarak ifade edilebilir. Ancak bu durumda dalga sayısı karmaşık olmak zorundadır. Dalga denklemleri kullanılarak karmaşık dalga sayısı \tilde{k} 'nin ifadesi

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 + i\mu\sigma\omega \quad (1.67)$$

Olarak bulunur. Bu ifadenin karekökü alınarak

$$\tilde{k} = k + i\kappa \quad (1.68)$$

elde edilir. Burada karmaşık dalga sayısının imajiner kısmı κ , katının soğurma katsayısını temsil eder. Tam olarak soğurma katsayısı α ise

$$\alpha = 2\kappa \quad (1.69)$$

olarak ifade edilir. Maddenin deri kalınlığı ise

$$D \equiv \frac{1}{\kappa} \quad (1.70)$$

olarak tanımlanır. Bu durumda dalga ilerledikçe şiddeti azalacağı durumda son olarak

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \vec{E}_0 e^{-\kappa \cdot \vec{z}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} \quad (1.71)$$

$$\vec{B}(\vec{z}, t) = \vec{B}_0 e^{-\kappa \cdot \vec{z}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} \quad (1.72)$$

Şeklini alır. Burada k modülü

$$k = \kappa e^{i\phi} \quad (1.73)$$

Şeklinde ifade edilirse, elektrik ve manyetik alanların genlikleri

$$\vec{B}_0 e^{i\delta_B} = \frac{\kappa e^{i\phi}}{\omega} \vec{E}_0 e^{i\delta_E} \quad (1.74)$$

Şeklinde birbiriyle ilişkilidir. Elektrik ve manyetik alanlar arası evre farkı ise

$$\phi = \delta_B - \delta_E \quad (1.75)$$

olur. Son olarak evreler cinsinden elektrik ve manyetik alanlar,

$$E(\vec{z}, t) = \vec{E}_0 e^{-\kappa \cdot \vec{z}} \cos(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t + \delta_E) \hat{x} \quad (1.76)$$

$$B(\vec{z}, t) = \vec{B}_0 e^{-\kappa \cdot \vec{z}} \cos(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t + \delta_E + \phi) \hat{y} \quad (1.77)$$

olarak ifade edilebilir.

Ortamlar arası geçişlerde gelen, yansıyan, geçen ve soğurulan dalgaların şiddetlerinin analizi bize incelenen malzemenin optik bant aralığı hakkında bilgi verebilir. Bu durumu incelemek için öncelikle dalgaların şiddetlerinin birbirleriyle ilişkisi incelenmelidir. Bunu incelemek için soğurma olduğu durumdaki dalga denklemleri soldan yaklaşan bir dalga için

$$\vec{E}_1(\vec{z}, t) = \vec{E}_{0_1} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.78)$$

$$\vec{B}_1(\vec{z}, t) = \frac{1}{v_1} \vec{E}_{0_1} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.79)$$

$$\vec{E}_R(\vec{z}, t) = \vec{E}_{0_R} e^{i(-\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.80)$$

$$\vec{B}_R(\vec{z}, t) = -\frac{1}{v_1} \vec{E}_{0_R} e^{i(-\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.81)$$

$$\vec{E}_T(\vec{z}, t) = \vec{E}_{0_T} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{x} \quad (1.82)$$

$$\vec{B}_T(\vec{z}, t) = \frac{k_2}{\omega} \vec{E}_{0_T} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{z} - \omega t)} \hat{y} \quad (1.83)$$

olarak ifade edilir. Buna göre dalgaların şiddetleri arasındaki ilişki

$$\vec{E}_{0_R} = \left(\frac{1 - \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 \omega} k_2}{1 + \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 \omega} k_2} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.84)$$

$$\vec{E}_{0_R} = \left(\frac{2}{1 + \frac{\mu_1 v_1}{\mu_2 \omega} k_2} \right) \vec{E}_{0_1} \quad (1.85)$$

olur. Mükemmel iletkenlerde iletkenlik çok büyük olacağından, ikinci ortamdaki dalga sayısı sonsuza yaklaşır ve bu durumda dalganın tamamı yansıtılır. Ancak bu özelliğe sahip olmayan malzemelerde hem yansıma, hem soğurma, hem de geçme işlemleri gerçekleşir.

Yansıma ve geçirgenlik katsayıları, ışığın malzemeye dik geldiği durumlarda, birinci ortam hava ortamını ($n_1=1$), ikinci ortam ise soğurmanın gerçekleştiği malzeme ortamını ($n_2=n$) temsil etmek üzere en genel olarak,

$$R = \frac{(n-1)^2 \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2}{(n+1)^2 \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2} \quad (1.86)$$

$$T = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (1.87)$$

şeklinde ifade edilebilir [22]. Burada d , ışığın malzeme içerisinde aldığı yolu, n ise malzemenin kırılma indisini temsil etmektedir. Pratikte, bu ilişkiler kullanılarak, yansıma ve geçirgenlik ölçümleri sonucu elde edilen R ve T değerleri aracılığı ile malzemenin farklı dalgaboylarındaki kırılma indisi (n) ve soğurma katsayıları (α) hesaplanabilir.

Soğurma katsayısının dalgaboyuna bağlı aldığı değerler, malzemenin optik bant aralığı değerlerini bulma amaçlı kullanılabilir. Böyle bir malzeme için, soğurma katsayısı ile malzemeye gönderilen ışığın dalgaboyu arasındaki ilişki,

$$(ahv) = A(hv - E_g)^p \quad (1.88)$$

olarak ifade edilebilir [23]. Burada, A bantlar arası geçiş olasılığı ile ilgili bir sabiti; $h\nu$, malzemeye gönderilen ışığın enerjisini; E_g , optik bant aralığı değerini; p ise yasak enerji aralığının hangi tür geçişler aracılığı ile gerçekleştiğini gösterir. Bantlar arası geçiş dolaylı yoldan olursa, teorik olarak p değeri 2'ye, doğrudan olursa da 0,5'e eşit olur [23].

Ancak, yansıma ölçümlerini gerçekleştirmek pratik olarak her durumda mümkün olmayabilir. Bu durumda optik bant aralığı sadece geçirgenlik ölçümleri aracılığı ile de bulunabilir. Optik bant aralığını hesaplamak için soğurma katsayısı α 'nın farklı dalgaboylarında hesaplanması gerekir. Alternatif olarak, soğurma katsayısını hesaplamak için Beer Lambert yasası,

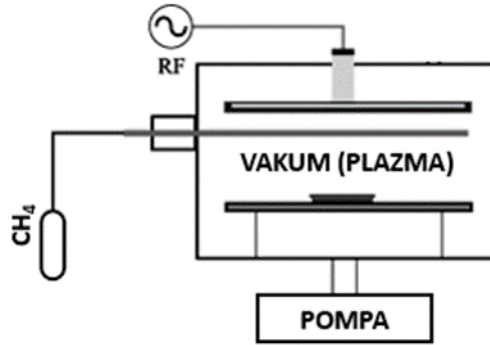
$$I = I_0 e^{-\alpha d} \quad (1.89)$$

da kullanılabilir [24]. Burada α ince filmin soğurma katsayısını, I_0 filme gelen ışık şiddetini, I filmde geçen ışık şiddetini, d ise ışığın film içerisinde aldığı toplam yolu ifade etmektedir. Bu durumda, gönderilen ışığın her dalga boyuna karşılık gelen α ve p 'nin değerleri bulunduğundan sonra, grafik teknikleri kullanılarak optik bant aralığı değerleri ve bantlar arası geçiş türü bulunmuş olarak malzemenin optik özelliklerinin en önemlilerinden birisi ortaya çıkarılmış olacaktır.

2.MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. İNCE FİMLERİN ÜRETİLMESİ

Şekil 2.1’de gösterilen plazma çemberinde,bu çalışmada kullanılan a:C-H ince filmler üretilmiştir. Optik ölçümlerin daha kolay yapılması amacı ile 1 mm kalınlığa sahip cam lameller üzerine ince filmler kaplanmıştır. Filmler birbirine paralel silindirik elektrotlara sahip kapasitif eşleştirilmiş bir radyo frekanslı (RF) plazma sisteminde üretilmiştir. Filmlerin üretim aşamasında plazma sistemine 40 MHz frekans uygulanmıştır. Bütün ince filmler 15 dakika kaplama süresi içerisinde 0.2 torr çember basıncı altında 5 cm³/dakika CH₄ gaz akış hızı ile üretilmiştir. Film kalınlığı ve optik özelliklere plazma gücü parametresinin etkisini incelemek amacı ile filmler 100, 150 ve 200 W olmak üzere 3 farklı plazma gücü değerinde üretilmiştir.

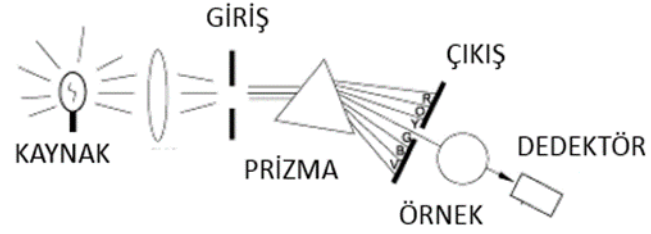


Şekil 2.1. Plazma çemberinin şematik gösterimi.

2.2. OPTİK GEÇİRGENLİK DENEY SİSTEMİ

Optik geçirgenlik deneyleri aracılığı ile üretilen a-C:H ince filmlerin optik bant aralıkları ölçülmüştür. Ölçümler için PG Instruments marka T 70+ model 0,5 nm spektral bant genişliğine sahip birmorötesi-görünür optik spektrofotometre kullanılmıştır. Spektrofotometrenin şematik gösterimi Şekil 2.2’de verilmiştir. Kullanılan optik spektrofotometre 300 nm ile 1100 nm dalgaboyu aralığında ölçüm yapabilme özelliğine sahiptir. Ölçümlere başlanmadan önce cihaz tek kanallı

olduğundan, üzeri kaplanmamış ve plazma ile kaplama işleminde kullanılan camlarla birebir aynı özelliklere sahip bir cam kullanılarak arka plan taraması yapılmıştır. Böylece filmlerin üzerine kaplandığı camın tayfa etkisi elenmiştir. Tüm geçirgenlik ölçümleri kaynaktan gelen ışık malzemeler üzerine dik geometri ile gönderilerek tamamlanmıştır.

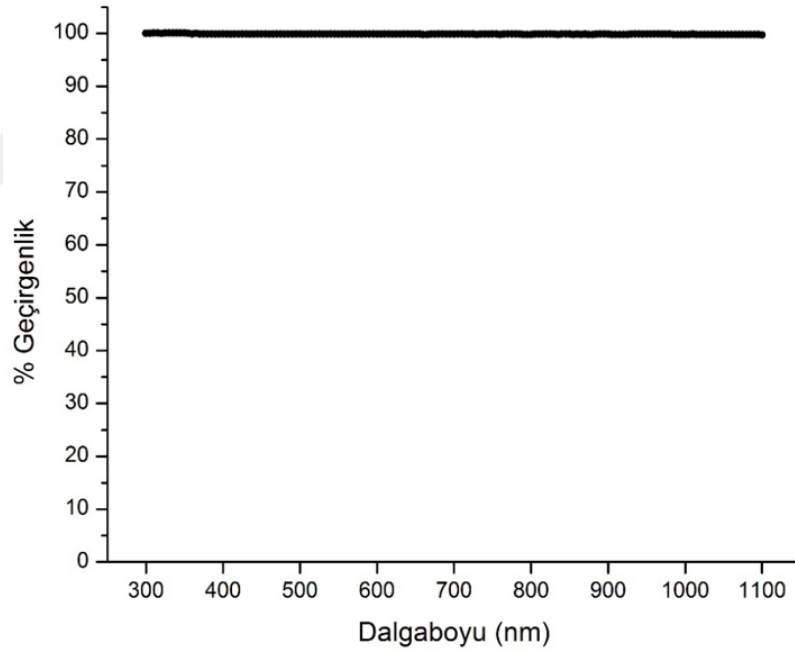


Şekil 2.2. Morötesi-görünür optik spektrofotometre cihazının şematik gösterimi.

3.BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. OPTİK GEÇİRGENLİK ÖLÇÜMLERİ

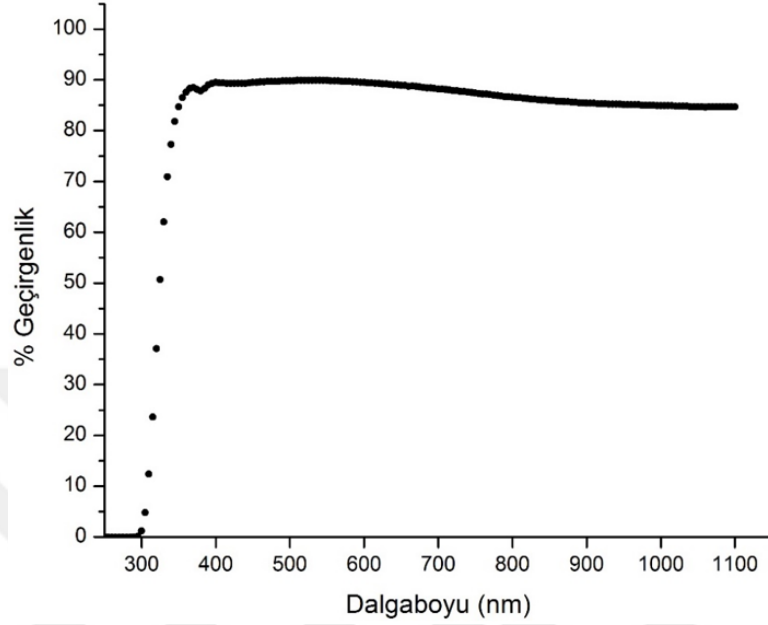
Üretilen a-C:H ince filmlerin optik bant aralıklarının incelenmesi için ilk olarak ışık şiddeti kalibrasyonu optik spektrofotometrenin ışık şiddetine duyarlılığını test amacı ile yapılmıştır. Kalibrasyon sonucu Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Optik spektrofotometre cihazının 300 – 1100 nm dalgaboyu aralığında ışık şiddetini başarılı bir şekilde doğru olarak ölçtüğü gözlemlenmiştir. Deneysel hata yüzdesinin % 0,2 mertebelerinde olduğu ışık şiddeti verileri incelendiğinde görülmüştür. Deney sonuçlarını bu düzeydeki bir hata oranının olumsuz etkilemesi beklenmemektedir.



Şekil 3.1. Optik spektrofotometrenin ışık şiddeti kalibrasyonu için çizilen grafik.

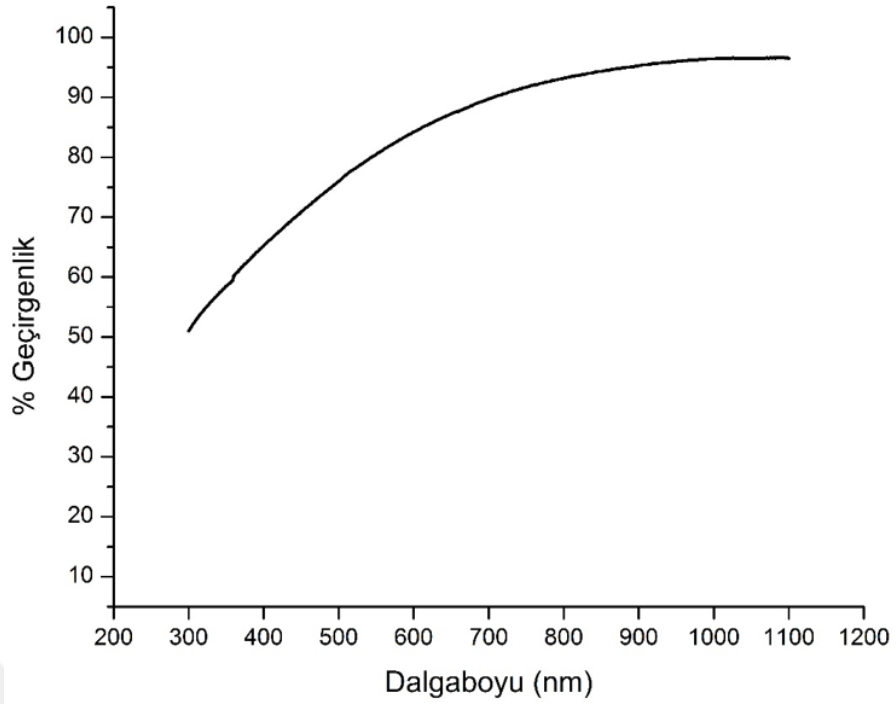
İnce filmlerin üzerine kaplandığı cam alttaşların geçirgenlik tayfı da spektrofotometrenin kalibrasyonu aşamasından sonra kaydedilmiştir. Bu veri bize ölçüm sonuçlarının düzeltilmesi için olanak sunacaktır. Kaydedilen tayf Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Bu tayfın kaydedilme sebebi, cam alttaş üzerine kaplanan ince filmlerin geçirgenlik tayflarının, hem camlar hem de bu camlar üzerine kaplanınca filmler tarafından oluşturulmasıdır. Sonuçların sağlıklı incelenebilmesi için sadece ince

filmlerden gelen tayfları, bu üst üste binmiş tayf verisinden ayırmamız mutlaka gerekmektedir. Bu amaçla camın kendi başına geçirgenlik tayfı, arka plan tayfı olarak kullanılmak zorundadır.



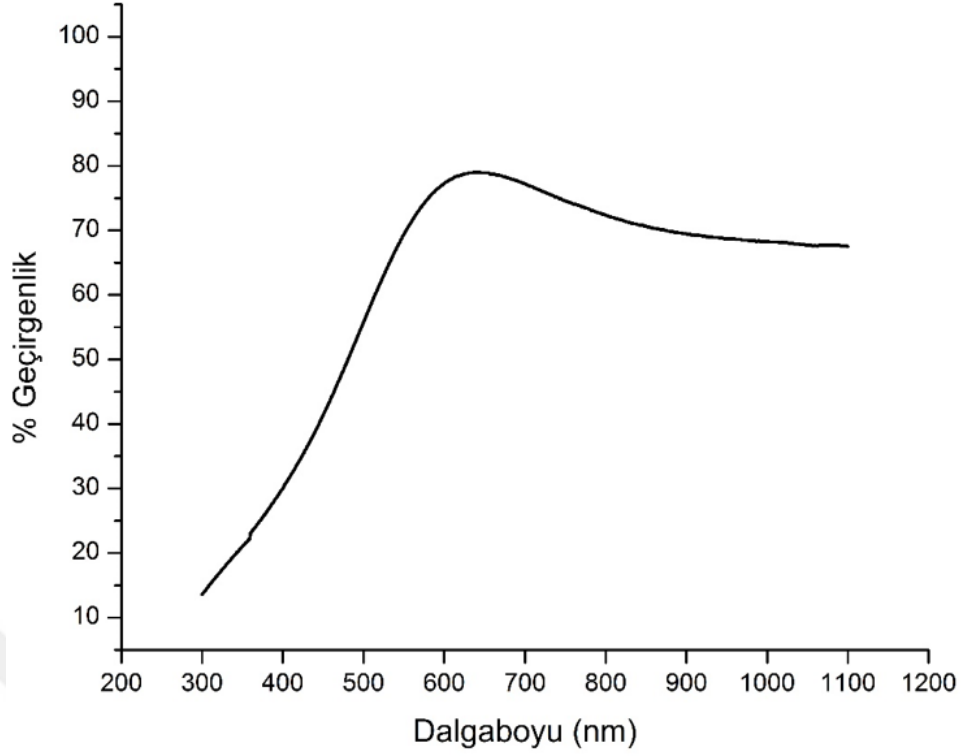
Şekil 3.2. Cam alttaşın optik geçirgenlik tayfı.

Çalışmamızın ana konusu olan 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin optik geçirgenlik tayfları sırasıyla Şekil 3.3, 3.4 ve 3.5'te gösterilmiştir. Bu tayfların tamamı cam alttaş tayfı aracılığı ile düzeltilerek kaydedilmiştir. Düzeltme işlemi sonrası elde edilen tayflar, sadece ince filmlere ait tayflardır. Bu sayede ince filmlerin optik özellikleri bu tayflar kullanılarak incelenebilir.



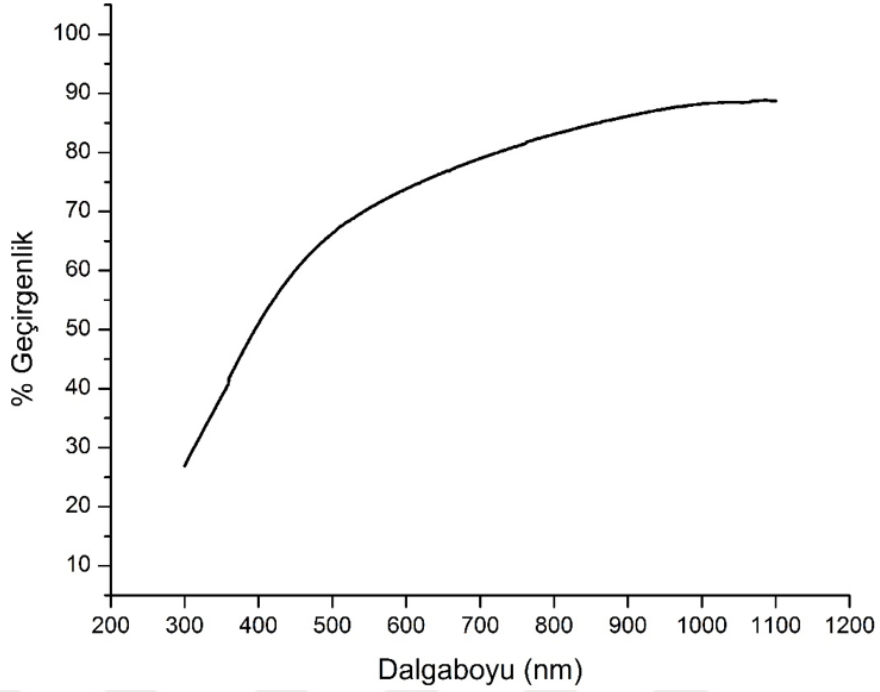
Şekil 3.3. 100W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.

Şekiller incelendiğinde, üç farklı koşulda üretilen ince filmlerin soğurma karakteristikleri kabaca anlaşılabilir. Şekil 3.3'ten açıkça görüldüğü gibi, 100 W elektrik gücü altında üretilen ince filmyumuşak bir soğurma sınırına sahiptir. Benzer şekilde 200 W güç altında üretilen ince film de Şekil 3.5'ten anlaşıldığı gibi yumuşak bir soğurma sınırına sahiptir. Işığın soğurulmaya başladığı ve tamamen soğurulduğu dalga boyu ve buna bağlı olarak enerji aralığı bu örneklerde çok geniştir. Bu da bize bu ince filmlerin nispeten daha düzensiz amorf bir yapıya sahip olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.4. 150W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.

Ancak, 150 W güç altında üretilen ince filmin soğurma sınırının daha keskin olduğu Şekil 3.4'te görülmektedir. Diğer iki ince film ile karşılaştırıldığında, bu ince filmin kendi aralarında kabaca kıyaslanabilir. Filmlerin kristal bir yapıya sahip olmadıklarını her üç ince filmin geçirgenlik tayfları bize göstermektedir. Bilindiği gibi düzenli kristal yapılarda, soğurma sınırı çok dar bir dalgaboyu ve buna karşılık gelen enerji aralığında olmaktadır. Burada, bu yorumların çok nicel olmadığını belirtmek gerekir. İnce filmlerin X-ışını karakterizasyonunun yapılması daha nicel yorumlar yapabilmek için gerekmektedir. Ancak elimizde X-ışını saçılma cihazı olmadığından bu ölçümleri yapabileceğimiz imkanımız olmamıştır. Yine de her üç filmin geçirgenlik tayflarından kristal bir yapıya değil de, amorf yapıya sahip oldukları, rahatlıkla söylenebilir. Daha önce, 100, 150 ve 200 W plazma güçleri altında ve aynı parametrelerle, ancak 13,56 MHz RF frekansı altında üretilen ince filmlerden elde edilen geçirgenlik spektrumu [25], bu çalışmada Şekil 3.3, 3.4 ve 3.5'te verilen spektrumlardan farklılık göstermiştir. Bu durum bize plazma frekansının optik parametreler üzerinde bazı etkileri olacağını göstermektedir. Bu etkilerin incelenmesi için daha detaylı analizler ilerleyen bölümlerde yapılacaktır.



Şekil 3.5. 200W elektrik gücü altında üretilen ince filmin geçirgenlik tayfı.

3.2. SOĞURMA KATSAYISININ BELİRLENMESİ

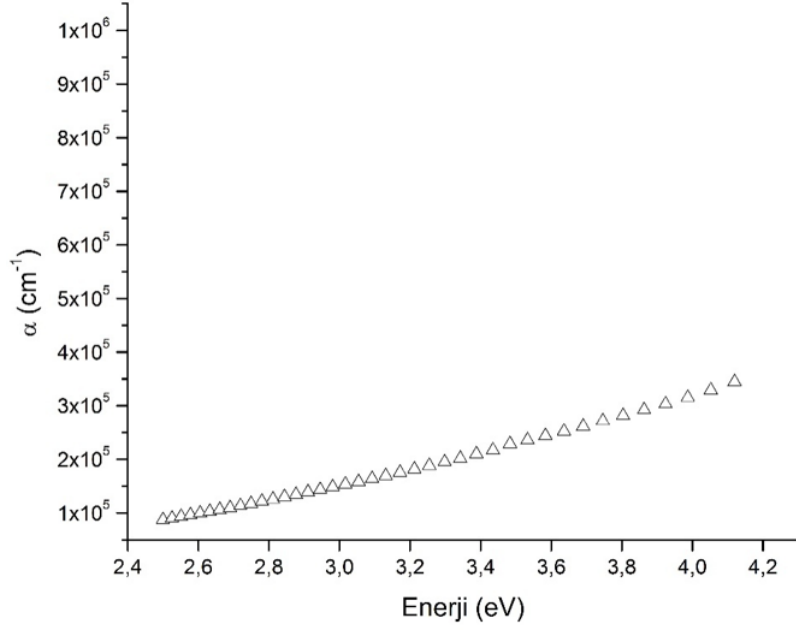
Optik geçirgenlik verileri kullanılarak üretilen ince filmlerin yapısı hakkında daha detaylı bilgi edinmek mümkündür. Optik geçirgenlik verilerinden faydalanarak hesaplanabilecek fiziksel niceliklerden biri de ince filmlerin soğurma katsayılarıdır. Bunun için Denklem (1.89)'da verilen Beer Lambert yasası kullanılabilir. Bu yasadaki değeri, geçirgenlik deneylerinde ışığın tüm ince film içinden geçerek karşıdaki dedektöre ulaşmasından dolayı filmin kalınlığı olarak da ifade edilebilir. Yani hesaplamalarda bu parametre yerine ince filmlerin kalınlıkları kullanılabilir. Beer Lambert yasasını optik geçirgenlik deneylerine uyarlırsak, ince filmlerin her bir dalgaboyu değerindeki soğurma katsayıları,

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{\%T}{100} \right) \quad (3.1)$$

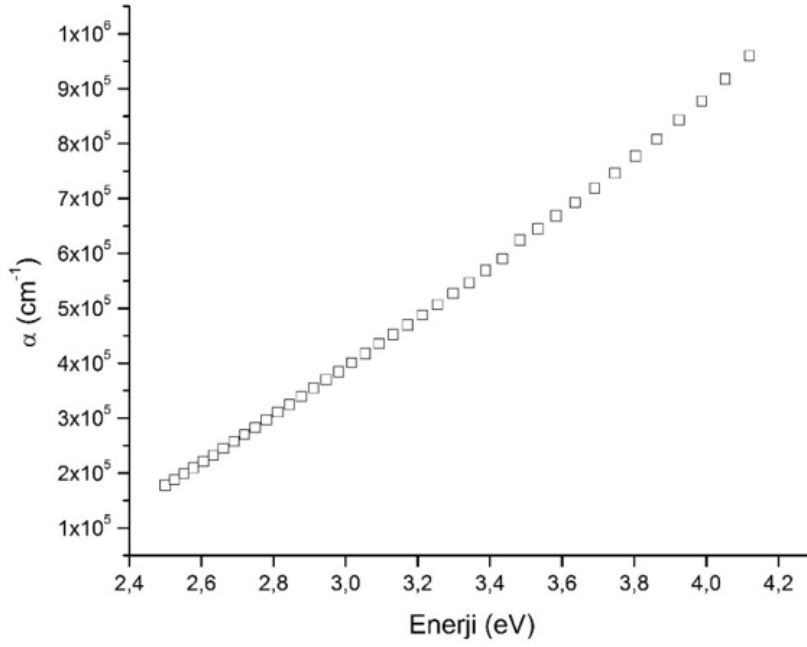
olarak ifade edilebilir. Burada $\%T$ ifadesi, geçirgenlik deneyleri sonucu elde edilen yüzde geçirgenlik değeridir. Hesaplamayı yapabilmek için aynı zamanda ince filmlere ait kalınlık bilgisine de sahip olmak gerekir. Filmlerin kalınlıkları elipsometre cihazı ile ölçülmüştür. Ölçülen değerler sırasıyla 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmler için 798, 850 ve 946Å^o olarak bulunmuştur. Bu sonuçlar daha önce farklı

üretim frekansında yapılan çalışmada gözlemlenen sonuçlardan farklılık göstermektedir [25]. 13,56 MHz plazma frekansı altında üretilen ince filmlerin kalınlıkları 780, 850 ve 945 Å olarak rapor edilmiştir. Deneysel hatalar gözönüne alındığında, bu iki farklı frekans değerleri uygulanarak üretilen ince filmlerin aynı kalınlıklara sahip olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumda, plazma frekansının değiştirilmesinin film kalınlıklarına herhangi önemli bir etkisi olmadığı sonucu çıkarılabilir. Bunun yanısıra, 40 MHz frekans altında yapılan üretimde elde edilen ince filmlerin kalınlıkları plazma gücü arttıkça artarken, 13,56 MHz frekans altında yapılan üretimde de aynı durum gözlemlenmiştir. Aynı çalışmada, kaplama süresinin 30 dakika olarak uygulandığı numuneler üzerinde de kalınlık analizleri yapılmış ve analizler sonucu kaplama süresinin artırılmasının ince film kalınlığını beklendiği üzere artırdığı da gözlemlenmiştir. Aynı zamanda, filmlerin üzerine kaplandığı camların yüzey pürüzlülüğünün de hem film kalınlığına hem de film kalitesine etkisi olduğu gözlemlenmiştir [26]. Bütün sonuçlar gözönüne alınarak, plazma gücünün ve kaplama süresinin artırılmasının ince film kalınlığını artmasını sağladığı söylenebilir. Bunun yanı sıra, 13,56 MHz frekans altında yapılan üretimde, plazma gücünün artırılmasının iyonizasyon oranının artması ile sonuçlandığı gözlemlenmiştir [25]. Bunun sonucunda, film kalınlıkları plazma gücü artırıldıkça artmış ve 250 W plazma gücüne ulaşıldığında, bir saturasyon noktasına ulaşmıştır. Bu olay başka bir çalışmada, plazma içerisindeki elektronların kinetik enerjilerinin ve yoğunluklarının saturasyona ulaşması ve bunun sonucunda çarpışma ve difüzyon miktarının azalması ile açıklanmıştır [27]. 40 MHz plazma frekansı ile yaptığımız bu çalışmada, plazma gücü yeterince artırılmadığı için böyle bir saturasyon noktası gözlenmemiştir.

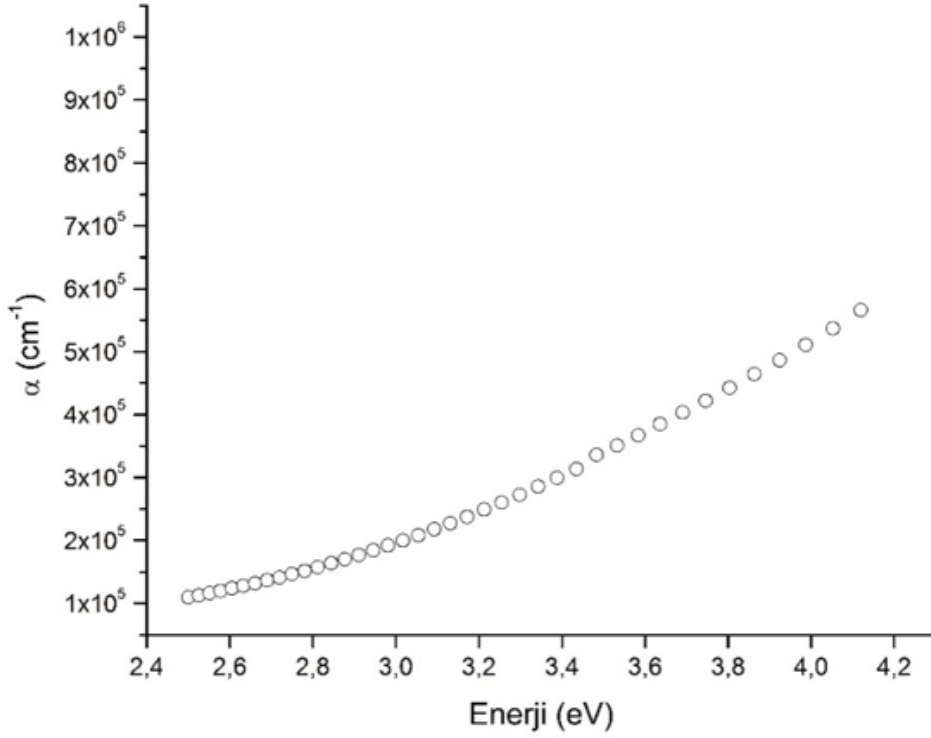
Denklem (3.1) kullanılarak her bir örnek için elde edilen α değerlerinin, gelen ışığın enerjisine göre grafikleri ise Şekil 3.6, 3.7 ve 3.8’de sırasıyla verilmiştir.



Şekil 3.6. 100 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik.



Şekil 3.7. 150 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik.



Şekil 3.8. 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmin soğurma katsayısının (α) gelen ışığın enerjisine bağımlılığını gösteren grafik.

3.3. OPTİK BANT ARALIKLARININ HESAPLANMASI

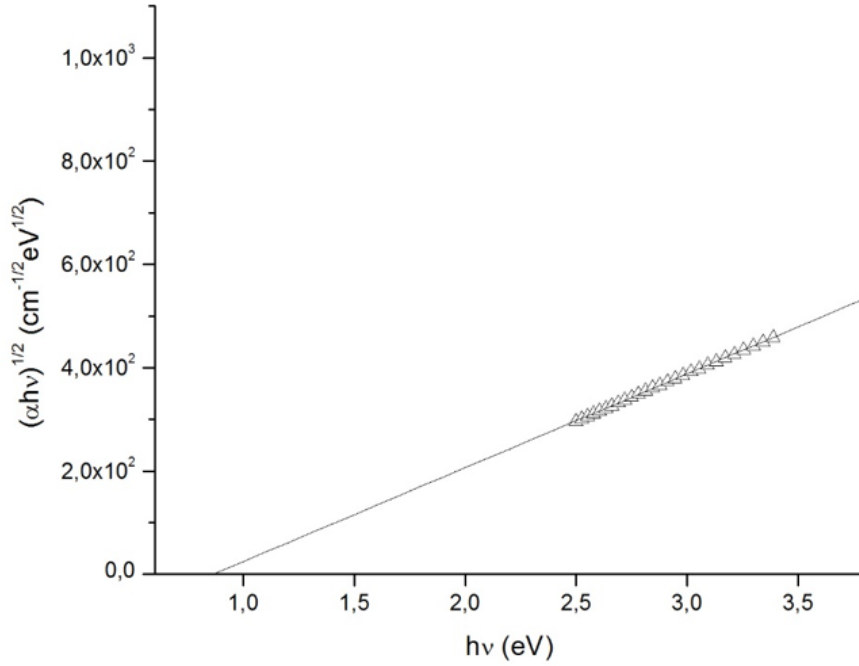
Soğurma katsayılarının farklı koşullarda üretilmiş her bir ince film için enerjiye bağlı hesaplanmasından sonra, bulunan değerler ince filmlerin optik bant aralıklarının hesaplanmasında kullanılabilir. Bunun için Denklem 1.88'de verilen Tauc denklemi kullanılabilir. Soğurma katsayısı ile ilgili şekillere bakıldığında, parabolik davranıştan dolayı p değerlerinin bütün filmler için matematiksel olarak 2'ye eşit olduğu görülebilir. Yeni Denklem (1.88),

$$(\alpha h\nu) = B(h\nu - E_g)^2 \quad (3.2)$$

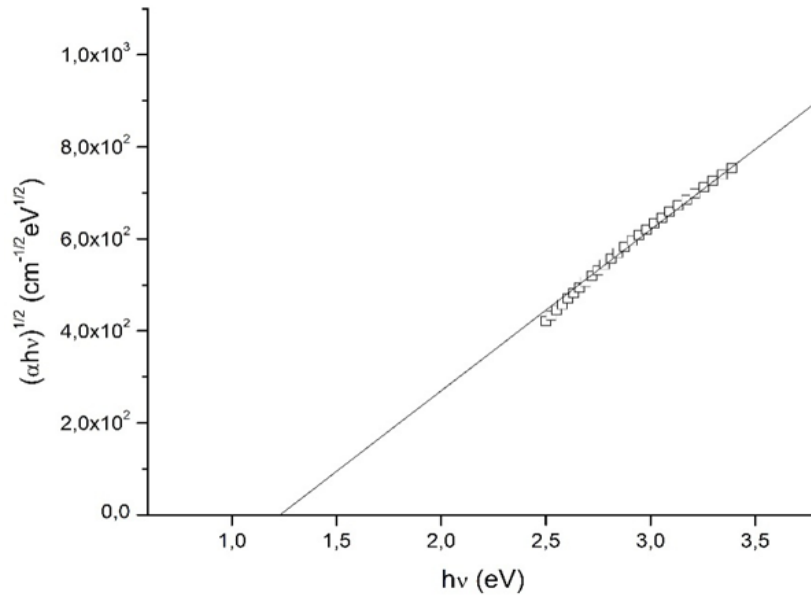
olarak yeniden ifade edilebilir. Bu da bize ince filmlerde kristallerde rastlanan dolaylı bant geçişleri benzeri geçişler olduğunu ve geçişlerde fononlar ile etkileşimlerin olduğunu göstermektedir. Bu durumda, Denklem (3.2)'de her iki tarafın da karekökünün alınması sonucu elde edilen $(\alpha h\nu)^{0.5}$ değerinin, ışık enerjisi $h\nu$ 'ye doğrusal olarak bağımlı olduğu, yani,

$$(\alpha h\nu)^{0.5} = B^{0.5}(h\nu - E_g) \quad (3.3)$$

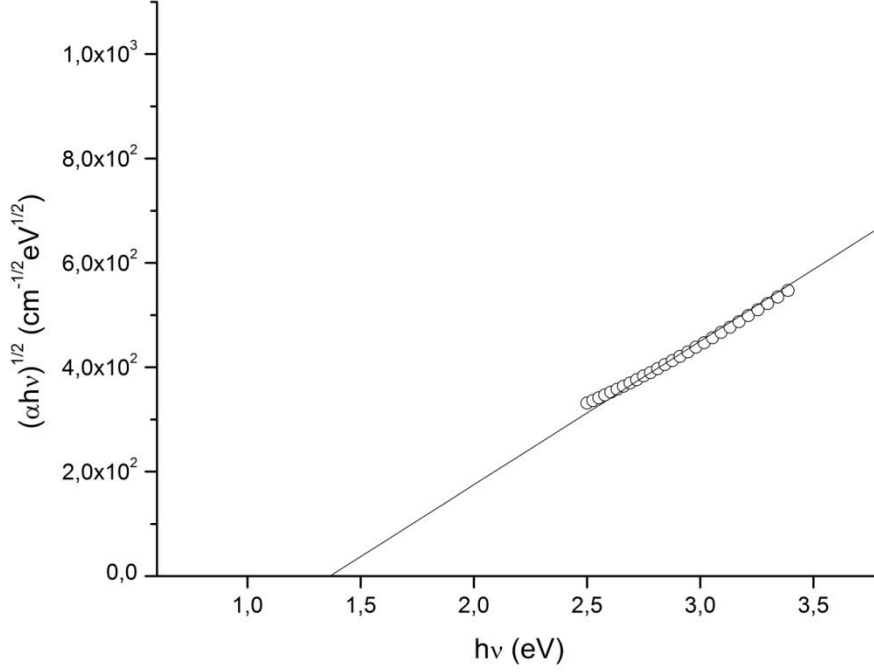
olduğu görülmektedir. Bu doğrusal bağımlılık kullanılarak $(\alpha h\nu)^{0,5}$ değerinin 0 olduğu noktada, $h\nu$ değerinin E_g 'yi verdiği matematiksel değer olarak görülmektedir. Bu analiz için çizilmiş tüm ince filmlere ait $(\alpha h\nu)^{0,5}$ değerinin $h\nu$ değerine bağımlılığını gösteren grafikler sırasıyla Şekil 3.9, 3.10 ve 3.11'de gösterilmiştir.



Şekil 3.9. 100W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha h\nu)^{0,5}$ değerlerinin $h\nu$ değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.



Şekil 3.10. 150 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha h\nu)^{0,5}$ değerlerinin $h\nu$ değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.



Şekil 3.11. 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin $(\alpha h\nu)^{0.5}$ değerlerinin $h\nu$ değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve buna uygun çizilen teorik doğru.

Şekillerde deneysel verilerin yanısıra, bu verilerle uyumlu teorik olarak hesaplanmış doğrular da çizilmiştir. Optik bant aralıkları bu doğrular aracılığı ile kolayca hesaplanabilir. Şekilden de görüldüğü gibi $(\alpha h\nu)^{0.5}$ değerinin sıfır olduğu $h\nu$ değeri, $h\nu$ ekseninin doğru tarafından kesildiği noktadır. Bu da bize E_g değerini vermektedir. 100, 150 ve 200 W elektrik güçleri altında üretilmiş ince filmlerin optik bant aralığı değerleri bu metot kullanılarak sırasıyla 0,86, 1,23 ve 1,36 eV olarak bulunmuştur. Deneyle ve hesaplamalar sonucu elde edilen tüm veriler rahatça görülebilmesi ve analiz edilebilmesi için Çizelge 3.1’de toplanmıştır. Bulunan optik bant aralığı değerlerinin, daha önce yapılan çalışmalarda bulunanlar ile uyumlu olduğu görülmektedir [28], [29].

Çizelge 3.1 incelendiğinde, üretim aşamasında kullanılan elektrikselle güç arttıkça, filmlerin kalınlıklarının yanısıra optik bant aralığı değerlerinin de arttığı açıkça görülmektedir. Bunun yanısıra, Çizelge 3.1’deki değerler daha önce 15 dakika kaplama süresi içerisinde 0.2 torr çember basıncındaki kazanda $5 \text{ cm}^3/\text{dakika}$ gaz akış hızında 13,56 MHz RF frekansı altında üretilen ince filmler ile karşılaştırıldığında, arada bazı farklar olduğu görülmektedir [25]. 13,56 MHz frekans altında üretilen numunelerin optik bant aralıklarının plazmaya uygulanan güç artırıldıkça çok büyük bir değişim

göstermedikleri ve yaklaşık olarak 1,50 eV – 1,45 eV enerji aralığında bir miktar azaldıkları görülmektedir. Ancak bu çalışmada 15 dakika kaplama süresi içerisinde 0.2 torr çember basıncındaki kazanda 5 cm³/dakikagaz akış hızında 40 MHz RF frekansı altında üretilen ince filmlerin optik bant aralıklarının Çizelge 3.1’den de açıkça görüldüğü gibi 0,86 eV enerji değerinden 1,36 eV enerji değerine kadar arttığı gözlemlenmiştir. İki sonuç arasındaki bu fark plazma frekansının önemini ortaya koymaktadır. Buradan, plazma frekansına uygulanan değişikliklerin doğrudan üretilen filmin bağ yapısını etkilediği ve bunun sonucu olarak optik bant enerjilerinde farklılık meydana getirdiği sonucu çıkarılabilir. Bunun yanı sıra, 13,56 MHz frekans değerinde yapılan çalışmada, plazma gücünün artırılmasının plazma içerisindeki CH⁺ iyonu miktarını artırdığı ve bunun da film kalitesini ve homojenliğini artırdığı sonucu çıkarılmıştır [25].

Optik bant aralığı değerlerinde görülen artış birçok parametreye bağlı olduğundan, bu aşamada bunun sebepleri ile ilgili doğrudan bir yorum yapmak mümkün değildir. Ancak bu artışın güç parametresine bağımlılığı ile ilgili bir modelleme yapılabilir. Ayrıca, benzer şekilde, üretim aşamasında kullanılan elektriksel gücün film kalınlığı ile doğru orantılı olarak arttığı gözlemlenmektedir. Plazma gücünün artırılmasının plazma iyonlaşma hızını artıracığının beklenmesinden dolayı, ortamda daha fazla plazma iyonunun varlığının daha kalın bir kaplama oluşumuna olanak tanınması beklenen bir sonuçtur.

Çizelge 3.1. 100, 150 ve 200 W güç altında üretilen a-C:H ince filmler için E_g değerleri.

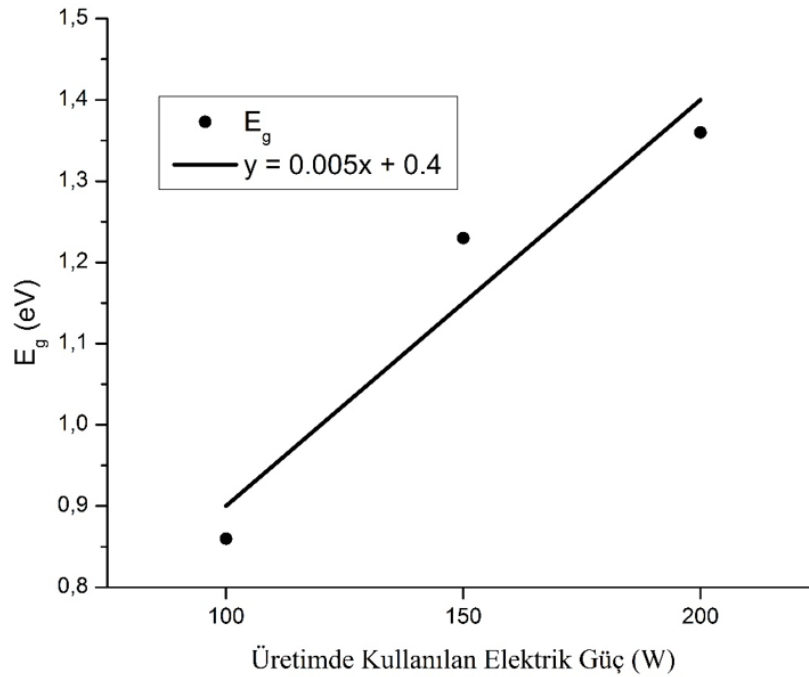
Güç (W)	CH ₄ Akış Hızı (cm ³ /dak)	Basınç (Torr)	Kaplama Süresi (dak)	Kalınlık (Å°)	Teorik Doğrunun Denklemi	E_g (eV)
100	5	0,2	15	798	$y = 182x - 157$	0,86
150	5	0,2	15	850	$y = 350x - 430$	1,23
200	5	0,2	15	946	$y = 275x - 375$	1,36

3.4. TEORİK EĞRİ OLUŞTURULMASI

Bütün hesaplamalardan sonra, üzerinde çalıştığımız ince filmlerin üretim koşullarına göre sahip oldukları optik bant aralığı değerleri arasındaki matematiksel bir ilişki bulunabilir. Bu ilişkiyi ortaya çıkarmak filmlere ait E_g değerlerinin, filmlerin üretildiği

güç değerlerine bağımlılığını gösteren grafik Şekil 3.12’de çizilmiştir. Ayrıca bu verilere uydurulan teorik doğru da aynı şekilde verilmiştir. Bu doğru, bizim farklı üretim koşullarında üretilecek ince filmlerin E_g değerlerini tahmin etmemizde kolaylık sağlayacak bir araç olarak kullanılabilir.

Üretilen ince filmler dedektör üretimi veya optik ışık üretici amaçlarıyla kullanılabilmesi için, analizlerin sonunda, belirli elektrik güçler altında üretilebilecek ince filmlerin E_g değerleri ve bu değerlerin karşılık geldiği renkleri göstermek uygun olacaktır. Bu amaçla Çizelge 3.2 düzenlenmiştir. Çizelge 3.2’de görülen değerler gerek ışık algılayıcı dedektörlerin, gerekse ışık üretici cihazların yüksek verimlilikle çalışacağı değerleri göstermektedir.



Şekil 3.12. 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmlerin E_g değerlerinin üretimde kullanılan elektrik gücü değerlerine bağımlılığını gösteren grafik ve bu değerlere göre çizilen teorik doğru.

Çizelge 3.2. Bazı temel renklerde verimli çalışmak için gerekli olan a-C:H ince film tahmini üretim gücü değerleri.

Renk	$E_g(eV)$	Üretilmesi Gereken Güç (W)
Kırmızı	1,98	316
Turuncu	2,10	340
Sarı	2,19	358
Yeşil	2,39	398
Mavi	2,48	416
Mor	3,26	572

Bilindiği gibi, görünür bölgede çalışan optik ışık üretici cihazlar, enerji sarfiyatlarının az olması ve uzun ömürlü olmaları gibi sebepler dolayısıyla birçok sektörde uygulama alanı bulmuşlardır. Özellikle sinyalizasyon ve aydınlatma alanlarında sundukları avantajlar nedeniyle diğer ışık kaynaklarının yerini almaya başlamışlardır. Optik ışık üretici cihazlar aynı zamanda üzerlerine, yaydıkları ışığın frekansı ile aynı veya daha yüksek bir frekansta ışık düşürüldüğünde ışık algılayıcı dedektör özelliği de gösterirler. Bu özelliklerinden yararlanılarak elektronik cihazlarda dokunmatik tuş olarak da kullanılmaktadırlar.

Tüm bunlar ışığında, a-C:H ince filmlerin güncel teknolojik uygulamalar için kullanışlı olduğu görülmektedir. Bu çalışmamız sonucunda elde edilen veriler kullanılarak, üretilmesi planlanan optoelektronik cihazlarda aktif malzeme olarak kullanılacak ince filmlerin hangi koşullarda üretilebileceği ve verimli çalışabileceği önceden tahmin edilebilecektir. Bu sayede, bu sonuçlar önemli bir iş gücü ve zaman tasarrufu sağlama potansiyeline sahiptir.

4.SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada plazma kaplama metodu ile üretilmiş a-C:H ince filmlerin optik bant aralıkları incelenmiştir. Çalışmada kullanılan ince filmler 15 dakika kaplama süresi içerisinde ve 0,2 torr çember basıncı altında üretilmiştir. İnce filmlerin üretiminde kullanılan plazma, farklı numuneler için 40 MHz plazma frekansı altında ve 100, 150 ve 200 W elektrik güçleri altında oluşturulmuştur. Üretilen ince filmlerin kalınlıkları elipsometre cihazı ile sırasıyla 100, 150 ve 200 W elektrik gücü altında üretilen ince filmler için 798, 850 ve 946 Å olarak bulunmuştur. Bulunan kalınlık değerleri, literatürde benzer parametreler kullanılarak üretilen ince filmlerin kalınlıkları ile karşılaştırılmıştır. Böylece plazma frekansının değiştirilmesinin film kalınlıklarına herhangi önemli bir etkisi olmadığı ve plazma gücünün ve kaplama süresinin artırılmasının ince film kalınlığını artmasını sağladığı kanılarına varılmıştır. Ayrıca, plazma üretim gücünün artırılması sonucu artan kalınlık değerlerinin, belirli bir noktada saturasyona uğradığı kanısına varılmış, ancak bu çalışmada plazma gücü yeterince artırılmadığından böyle bir saturasyon noktası gözlenmediği görülmüştür. İnce filmlerin optik özellikleri, ışık geçirgenlik deneyleri aracılığı ile incelenmiştir. Bu deneylerde görünür bölgede çalışan bir optik spektrometre kullanılmıştır. Yapılan deneyler sonucu 100, 150 ve 200 W elektrik güçleri altında üretilmiş plazmalar tarafından kaplanan ince filmlerin dalgaboyuna ve ışık enerjisine bağlı optik geçirgenlik verileri elde edilmiştir. Bu veriler kullanılarak filmlerin dalgaboyuna bağlı soğurma katsayıları hesaplanmıştır. Soğurma katsayılarından faydalanarak, filmlerin optik bant aralıkları sırasıyla 1,36, 1,23 ve 0,86 eV olarak bulunmuştur. Elde edilen optik bant aralığı değerleri, literatürdeki benzer parametreler kullanılarak üretilen ince filmlerin optik bant aralıkları ile karşılaştırılmıştır. Böylece, ince film üretiminde plazma frekansının rolünün önemli olduğu, plazma frekansına uygulanan değişikliklerin doğrudan üretilen filmin bağ yapısını etkilediği ve bunun sonucu olarak optik bant enerjilerinde farklılık meydana getirdiği sonucu çıkarılmıştır. İnce filmlerin üretim koşullarına bağlı optik bant aralığı değişimleri teorik olarak modellenmiştir. Elde edilen model, bazı bilinen renklerde verimli çalışacak cihazların üretiminde kullanılabilme potansiyeli olan ince filmler için üretim parametrelerinin hesaplanmasında kullanılmıştır

5. KAYNAKLAR

- [1] F. F. Shi, "Recent Advances in Polymer Thin Films Prepared by Plasma Polymerization Synthesis," *Surf. Coatings Technol.*, vol. 82, pp. 15, 1996.
- [2] H. Biederman, D. Slavínská, "Plasma polymer films and their future prospects," *Surf. Coatings Technol.*, vol. 125, pp. 371, 2000.
- [3] A. Hiratsuka, I. Karube, "Plasma Polymerized Films for Sensor Devices," *Electroanalysis*, vol. 12, pp. 695, 2000.
- [4] X. Gillon, L. Houssiau, "Plasma polymerization chemistry of unsaturated hydrocarbons: neutral species identification by mass spectrometry," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, pp. 045010, 2014.
- [5] J. Angus, P. Koidl, S. Domitz, "Carbon thin films Plasma Deposited Thin Films," 1st ed., Boca Raton Florida, USA: CRC Press, 1986, pp. 89.
- [6] H. Tsai, "Properties and Characterization of Amorphous Carbon Films," *Mater. Sci. Forum*, vol. 52-53, pp. 71, 1990.
- [7] J. Robertson, "Diamond-like amorphous carbon," *Mater. Sci. Eng. R Reports*, vol. 37, pp. 129, 2002.
- [8] H. T. Kim, S. H. Sohn, "Effects of applied power on hydrogenated amorphous carbon (aC: H) film deposition by low frequency (60Hz) plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD)," *Vacuum*, vol. 86, pp. 2148, 2012.
- [9] H. Vora, "Structural investigation of thin films of diamondlike carbon," *J. Appl. Phys.*, vol. 52, pp. 6151, 1981.
- [10] G. Dearnaley, J. H. Arps, "Biomedical applications of diamond-like carbon (DLC) coatings: A review," *Surf. Coatings Technol.*, vol. 200, pp. 2518, 2005.
- [11] C. Casiraghi, A. C. Ferrari, R. Ohr, D. Chu, J. Robertson, "Surface Properties of Ultra-Thin Tetrahedral Amorphous Carbon Films for Magnetic Storage Technology," *Diam. Relat. Mater.*, vol. 13, pp. 1416, 2004.
- [12] C. Casiraghi, A. C. Ferrari, J. Robertson, R. Ohr, M. V. Gradowski, D. Schneider, H. Hilgers, "Ultra-thin carbon layer for high density magnetic storage devices," *Diam. Relat. Mater.*, vol. 13, pp. 1480, 2004.
- [13] B. N. Jariwala, C. V. Ciobanu, S. Agarwal, "Atomic hydrogen interactions with amorphous carbon thin films," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, pp. 073305, 2009.
- [14] J. Robertson, "Ultrathin carbon coatings for magnetic storage technology," *Thin Solid Films*, vol. 383, pp. 81, 2001.
- [15] R. J. Narayan, "Nanostructured diamondlike carbon thin films for medical applications," *Mater. Sci. Eng. C*, vol. 25, pp. 405, 2005.
- [16] D. Y. Zhong, G. Y. Zhang, S. Liu, E. G. Wang, Q. Wang, H. Li, X. J. Huang, "Lithium storage in polymerized carbon nitride nanobells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 141, 2001.

- [17] M. W. Geis, N. N. Efremow, K. E. Krohn, J. C. Twichell, T. M. Lyszczarz, R. Kalish, J. A. Greer, M. D. Tabat, "A new surface electron-emission mechanism in diamond cathodes" *Nature*, vol. 393, pp. 431, 1998.
- [18] Y. Wang, Z. Yin, "Structural and Electrical Properties of Sulfur-Doped Diamond Thin Films," *Plasma Sci. Technol.*, vol. 16, pp. 255, 2014
- [19] A. Beiser, " *Concepts of Modern Physics*," 5th ed., New York, USA: McGraw-Hill Inc., 1995, pp. 165.
- [20] A. Beiser, " *Concepts of Modern Physics*," 5th ed., New York, USA: McGraw-Hill Inc., 1995, pp. 171.
- [21] Ş. Aydoğan, *Katıhal Fiziği*, 1. Baskı, Ankara, Türkiye: Nobel Yayın Dağıtım, 2011, ss. 196.
- [22] N. M. Gasanly, I. Guler, K. Goksen, "Crystal data, absorption edge and refractive index dispersion in Tl₂In₂S₃Se layered single crystals," *Crystal Research And Technology*, vol. 42 (6), pp. 621, 2007.
- [23] J. Pankove, " *Optical Processes in Semiconductors*," 1st ed., New Jersey, USA: Prentice-Hall, 1971
- [24] C. Temirci, M. Gülcan, K. Goksen, M. Sönmez, "Metal/semiconductor contact properties of Al/Co(II) complex compounds," *Microelectronic Engineering*, vol. 88, pp. 41, 2011.
- [25] D. Mansuroğlu, K. Goksen, S. Bilikmen, "Optical Characterization of Amorphous Hydrogenated Carbon (a-C:H) Thin Films Prepared by Single RF Plasma Method," *Plasma Science and Technology*, vol. 17, pp. 6, 2015.
- [26] R. Krechetnikov, G. M. Homsy, "Experimental study of substrate roughness and surfactant effects on the Landau-Levich law," *Phys. Fluids*, vol. 17, pp. 102108, 2005.
- [27] Huang Song, Xin Yu, Ning Zhaoyuan, "A Study on Optical Emission of CF₄+CH₄ Plasma and Deposition Mechanisms of a-C:F, H Films," *Plasma Sci. Technol.*, vol. 7, pp. 2669, 2005.
- [28] B. Dischler, A. Bubbenzer, Koidl P., "Bonding in hydrogenated hard carbon studied by optical spectroscopy," *Solid State Commun.*, vol. 65, pp. 105, 1983.
- [29] P. Couderc, Y. Catherine, "Structure and physical properties of plasma-grown amorphous hydrogenated carbon films," *Thin Solid Films*, vol. 146, pp. 93, 1987.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Hayrettin KIZILÇAOĞLU
Doğum Tarihi ve Yeri : 26.06.1969, Düzce
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : h.kizilcaoglu@hotmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Fizik	Düzce Üniversitesi	2017
Lisans	Fizik Bölümü	Samsun 19 Mayıs Ü. Fen- Edebiyat Fakültesi	1990
Lise		Düzce Lisesi	1986