

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ

**MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ**

**PERİYODİK ÇOK KATMANLI
YAPILARDA DÜŞÜK KIRILMA İNDİSİNİN
İNCELENMESİ**

ABDURRAHMAN ÖZTÜRK

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE

2012

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ

**MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ**

**PERİYODİK ÇOK KATMANLI
YAPILARDA DÜŞÜK KIRILMA İNDİSİNİN
İNCELENMESİ**

ABDURRAHMAN ÖZTÜRK

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

**1.DANIŞMAN
2.DANIŞMAN**

**PROF. DR. BEKİR AKTAŞ
PROF. DR. RAUF SÜLEYMANLI**

GEBZE

2012



**GEBZE YÜKSEK
TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ JÜRİ ONAY SAYFASI

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 20/01/2012 tarih ve 2012 / 03 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 17/02/2012 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Abdurrahman ÖZTÜRK'ün tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

ÜYE

: Prof. Dr. Rauf SÜLEYMANLI

ÜYE

: Prof. Dr. Faik MİKAİLZADE

ÜYE

: Prof. Dr. Mir Hasan SEYİTSOV

ÜYE

: Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../20... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI : PERİYODİK ÇOK KATMANLI YAPILARDA DÜŞÜK KIRILMA İNDİSİNİN İNCELENMESİ

TEZİN YAZARI : ABDURRAHMAN ÖZTÜRK

Yaptığımız bu çalışmada, cam yüzeyler üzerine basit periyodik katmanlar oluşturarak elde ettiğimiz çok katmanlı yapılar ile fotonik kristal yapılara basit bir yaklaşım sunuyoruz. Mikrodalga deneyleri ve Fresnel formüllerini kullanarak, çok katmanlı yapılarımızın kırıcılık indislerini inceledik. Yapıların yansıma ve iletme özelliklerini deneylerle inceleyerek, kırılma indisinin geometrik periyoda, dielektrik farklılıklara ve metal katman yoğunluğuna bağlı olarak nasıl azaldığı gösterildi. Sonuçlarımız ince metal katmanların ve filmlerin, çok katmanlı periyodik yapıların kırıcılık indisi, iletim ve geçirgenlik özellikleri üzerindeki etkisini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler : Periyodik çok katmanlı yapılar, metal-dielektrik katmanlı yapılar, kırılma indisi, Fresnel formülleri, Transfer matris metot.

SUMMARY

THESIS TITLE : INVESTIGATION OF LOW REFRACTIVE INDEX OF PERIODIC MULTILAYER STRUCTURES

AUTHOR : ABDURRAHMAN ÖZTÜRK

We introduce a simplified structure made of periodic metallic layers on a glass substrate that offer a potentially simpler approach in building photonic crystals. Using microwave experiments and Fresnel formulas, we have investigated the refractive index properties of these structures. We have measured experimentally both the transmittance and the reflectance properties and found that the effective refractive index of the periodic layered media decreased depending on periodicity of the geometric arrangement, dielectric contrast and filling fraction of metallic layers. Our results show the effect of thin metallic layers on the refractive index, reflection and transmission properties of a multilayer periodic structure. It was shown that metallic layers lead to substantial change of interference pattern which can be interpreted as a result of interference in a uniform media with a small ($n < 1$) refractive index.

Keywords : Periodic multilayer structure, metal-dielectric layered media, refractive index, Fresnel formulas, Transfer matrix metod.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında engin bilgi birikimi ve tecrübesiyle destek olan, bana güvenen ve bu güvenini de her ortamda gösteren danışman hocam Sayın Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a, tez çalışmalarına yeni bir yön veren, yaptığım teorik ve deneysel çalışmaları yorumlayarak değerlendiren ve bilgisini cömertçe paylaşan Sayın Prof. Dr. Rauf Süleymanlı'ya, desteklerinden dolayı tez izleme komitesindeki hocalarım Sayın Doç.Dr. Mustafa ÖZDEMİR ve Prof. Dr. Mir Hasan SEYİTSOV'a, mikrodalga deneylerimin düzeneklerinin hazırlanmasında ve yapımında beraber çalıştığımız Yük. Elektronik Müh. Ahmet TEBER ve bölüm asistanı Ramazan TOPKAYA'ya, çalışmamın bilgisayar modellemesi ve yazılımlarının Matlab ve Mathematica programlarında hazırlanması konusunda çalışmalarından ve önerilerinden istifade ettiğim Otago Üniversitesi'nden Prof. Dr. Ian J. Hodgkinson'a, Berkeley Üniversitesi'nden Steve Byrnes'e, deneylerimizde kullandığımız ITO film kaplı camları hazırlayan İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nden Doç. Dr. Lütfi ÖZYÜZER'e, tezimin yazım aşamasında tecrübeleriyle bana yardım eden değerli kayınbiraderim Yusuf YAKICI'ya, her zaman maddi ve manevi destekleriyle hep yanımda olan, sevgili babam Hasan ÖZTÜRK'e, annem Gülizar ÖZTÜRK'e, eşim Öznur ÖZTÜRK'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Bir şekilde çalışmalarımda emeği geçmiş herkese ve manevi destekleri ile yanımda olan, beni yüreklendiren hayatımda yer alan tüm sevdiklerime de çok teşekkür ediyorum.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
TABLolar DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. METAMALZEMELER	4
3. FOTONİK KRİSTALLER	10
3.1. Fiziksel Yapı Ve Özellikleri	15
3.2. Fotonik Bant Aralıklarının Fiziksel Kaynağı	21
3.3. Fotonik Bant Aralıklarında Sönümlü Modlar	25
3.4. Eksen-Dışı Yayılma	27
3.5. Kusurlarda Yerelleşmiş Modlar	30
3.6. Yüzey Durumları	33
4. FOTONİK KRİSTAL UYGULAMA ALANLARI	37
4.1. Giriş	37
4.2. Süper Prizma Ve Negatif Kırılma Etkisi	38
4.3. Rezonans Kovuğu	40
4.4. Dalga Kılavuzu	40
4.5. Fotonik Kristal Fiberler	43
4.6. Lazerler	45
5. EM İŞİMANIN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ	46
6. DÜZLEM DALGALARIN YANSIMASI VE KIRILMASI	52

6.1. TE – Dalgalarının Yansıma ve İletimi	53
6.2. TM – Dalgalarının Yansıma ve İletimi	54
6.3 Yansıma ve Geçirme	56
7. ÇOK İNCE İLETKEN FİLMLERİN GEÇİRGENLİK ETKİSİ	58
8. HOMOJEN VE İZOTROPİK TEK BİR TABAKANIN OPTİĞİ	60
8.1. Elektromanyetik Davranış	60
8.2. Yansıtma, İletme Ve Soğurma	62
8.3. Kalın Katmanlar	63
9. İZOTROPİK KATMANLI ORTAM İÇİN MATRİS FORMULASYONU	65
9.1. İnce Film İçin 2x2 Matrix Formulasyonu	65
9.2. Çoklu Katmanlı Sistemler İçin 2x2 Matris Formulasyonu	68
9.3. Yansıma ve İletim	70
10. PERİYODİK KATMANLI ORTAMLARIN OPTİĞİ	71
10.1. Periyodik Katmanlı Ortam	71
10.2. Bloch Dalgaları ve Band Yapısı	73
10.3. Dağıtılmış Bragg Yansıtıcısı	75
11. ÇOK KATMANLI YAPILARIN ANALİZİ İÇİN SİMİLASYON PROGRAMI	77
12. GeS KRİSTALİ	78
13. ÖLÇÜMLER	85
13.1. Malzemelerin Hazırlanması ve Fiziksel Özellikleri	85
13.2. Serbest Ortam Ölçümleri	86
13.3. Deney Düzenekği	86
13. 4. Deney Ölçümleri	88
14. SONUÇLAR	91

KAYNAKLAR DİZİNİ	120
ÖZGEÇMİŞ	129
EK-A	130
A.1. Network Analizör Ve Saçılma Parametreleri	130
A.1.1. Network Analizör	130
A.1.2 . Saçılma Parametreleri (S-Parametreleri)	131
EK-B	133
B.1. İnce Filmlı Katmanlı Yapıların Yansıma Ve Geçirme Özelliklerini Hesaplayan Bilgisayar Programının Penceresi	133
B.2. Matlab Kodunda Yazılan Solc-Filter Modellemesi	134

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

EM	: Elektromanyetik
p	: Dipol momenti
a	: Atomik kutuplanabilirlik
χ	: Elektrik geçirgenliği
σ	: Elektriksel iletkenlik
c	: Işık hızı
d	: Katman kalınlığı
E	: Elektrik alan
E_0	: Elektrik alan genliği
ϵ'	: Dielektrik değerinin reel kısmı
ϵ''	: Dielektrik değerinin sanal kısmı
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik değeri
ω	: Açısal frekans
ω_0	: Rezonans frekansı
m	: Kütle
n	: Kırılma indisi
λ	: Dalgaboyu
$\Delta\lambda$	: Komşu iki dalgaboyunun farkı
γ	: Sönümlenme katsayısı
K	: Kompleks ortamdaki dalga sayısı
v_p	: Faz hızı
v_g	: Grup hızı
TE	: Enine elektrik modu
TM	: Enine manyetik modu
S	: Poynting vektörü
R	: Yansıtma
T	: Geçirgenlik
A	: Soğurma
r	: Yansıtma katsayısı
t	: İletim katsayısı
δ	: Nüfuz derinliği
k	: Dalga vektörü

$D_s(i)$: Dinamik matris
 P_i : Propagasyon matrisi
 A : Katmanların kalınlığı
 N : Katman sayısı
DBR : Dağıtılmış Bragg yansıması
TMM : Transfer matrix metodu
ITO : İndium tin oxide
MDPBG : Metallic-dielektrik photonic band gap
 Γ : Yüzey yansıma katsayısı
 Γ_b : Katmandan yansıyan toplam yansıma katsayısı
 H : Manyetik alan vektörü
 μ : Manyetik geçirgenlik değerinin reel kısmı
 μ_0 : Boşluğun bağıl manyetik geçirgenlik değeri
 μ_r : Bağıl manyetik geçirgenlik değeri
 N : Ardışık tam sayı.
NWR : Nicolson-Ross-Weir Denklemleri
 S_{11} : Yansıma katsayısı değerleri
 S_{21} : İletim katsayısı değerleri
VNA : Vektörel Network Analizör
LHM : Left handed material
FK : Fotonik kristal
PC : Photonic Crystal

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Kırılma indisi ve yayılım modları arasındaki ilişki.	4
2.2. Metamalzeme yapısına örnek	6
3.1. Üç boyutlu bir fotonik kristal örneği. (a) Tam bir bant aralığına sahip ilk fotonik kristal. (b) Alüminyum çubukların yığılmasıyla elde edilen bir fotonik kristal. Bant aralığı 12-14 GHz.	13
3.2. InP/GaInAsP/InP heteroyapı içinde üretilmiş iki boyutlu bir fotonik kristal aygıtın (a) üstten görünüşü , (b) yandan görünüşü.	14
3.3. Çok tabakalı film, bir diğer ifadeyle bir boyutlu fotonik kristal. “Bir boyutlu “ ifadesi, dielektrik sabitinin sadece bir yönde periyodik olduğunu belirtir. Yapı, farklı dielektrik sabitlerine sahip madde (açık ve koyu renkler) tabakalarının, a mesafesiyle değişimli olarak bir araya gelmesinden oluşur.	16
3.4. Ayırık öteleme simetrisine sahip bir dielektrik düzenleme. Eğer sistemin y-yönünde daima sürekli olduğunu düşünürsek, o zaman sistemi, y-yönünde a'nın bir tam katı ile ötelersek sistem değişmez kalır. Bu periyodik sistemin tekrarlanan birimi, bir kutu ile belirtilir. Bu özel düzenleme, dağıtılmış geri beslemeli lazerlerde kullanılır.	18

3.5. Solda: Bir kare örgü kullanılarak yapılmış bir fotonik kristal. Keyfi bir vektör $\mathbf{r}$ gösterilmiştir. Sağda: Kare örgünün, orijinde (Γ) merkezlenmiş Brillouin bölgesi. Keyfi bir dalga vektörü $\mathbf{k}$ gösterilmiştir. İndirgenemez Brillouin bölgesi, şekildeki taralı üçgendir. Merkezdeki, köşedeki ve yüzeydeki özel noktalar, geleneksel biçimde Γ , M ve X olarak bilinir. 20

3.6. 0.5a genişliğine sahip üç farklı çok tabakalı film için, eksen üzeri yayılım durumundaki fotonik bant yapıları gösterilmektedir [3].
Solda: Her bir tabakanın dielektrik sabiti 13'dür. Ortada: Dielektrik sabitleri 13 ve 12 olan tabakalar değişimli olarak bir araya gelmiştir. Sağda: Dielektrik sabitleri 13 ve 1 olan tabakalar değişimli olarak bir araya gelmiştir. 22

3.7. Şekil 3.6'nın ortadaki en düşük bant aralığına eşlik eden modların şematik gösterimi. (a) Bant 1'in elektrik alanı; (b) bant 2'nin elektrik alanı; (c) bant 1'in yerel enerjisi; (d) bant 2'nin yerel enerjisi. Çok tabakalı film şekillerinde koyu bölge, yüksek dielektrik sabitli bölgedir. 23

3.8. a örgü sabitine sahip ve farklı genişlikli tabakaların değişimli olarak bir araya gelmesinden oluşan çok tabakalı bir filmin örnek fotonik bant yapısı. 25

3.9. Çok tabakalı filmin kompleks bant yapısının şematik gösterimi.
Üst ve alttaki yay biçimli eğriler, sırasıyla bant 2'nin tabanına ve bant 1'in tepesine karşılık gelir. Sönümlü durumlar, elips gibi gözükür

çizgi üzerinde meydana gelir. Maksimum sönme, kabaca aralığın merkezinde oluşur.

26

3.10. Çok tabakalı filmin bant yapısı. Eksen üzeri bantlar $(0, 0, k_z)$,

solda ve eksen dışı bant yapısı $(0, k_y, 0)$ sağda gösterilmektedir.

Eksen üzeri durumda bantlar üst üste gelir ve bunlar dejeneredirler.

k_y boyunca bantlar, iki farklı kutuplanmaya ayrılırlar. Kırmızı çizgiler,

elektrik alanın x -yönüne yönelecek şekilde kutuplanmış modları ve

mavi çizgiler, yz -düzleminde kutuplanmış modları göstermektedir.

27

3.11. y -yönünde (sayfa düzleminde dışarı) hareket eden uzun dalga boylu

bir mod için, deplasman alan çizgilerinin (kırmızı çizgiler) bir taslağı.

Soldaki şekilde, alanlar x boyunca yönelmişlerdir. Sağdaki şekilde,

alanlar önemli oranda z boyunca yönelmişlerdir. Mavi bölgeler,

yüksek ϵ bölgeleridirler.

29

3.12. Bant genişliklerinin k_y ile nasıl değiştiğini gösteren, çok tabakalı

bir filmin iki üst üste gelmiş bant yapısı. Yeşil çizgiler, $(0, k_y, \pi/a)$

boyunca olan bantları gösterirken, mavi çizgiler, $(0, k_y, 0)$ boyunca

olan bantları gösterir. Sadece, x -yönü boyunca yönelmiş elektrik alana

sahip modlar gösterilmiştir. Kırmızı çizgi, $\omega = ck_y$ ışık çizgisidir.

30

3.13. Çok tabakalı bir filmde dielektrik tabakalardan birini genişleterek

oluşturulmuş bir kusur. Bunun, iki kusursuz çok tabakalı film

- arasındaki bir ara yüzey olarak göz önüne alınabileceğine
- dikkat edelim. Aynı zamanda, şekil, bir kusur durumuna eşlik eden
- deplasman alan şiddetini göstermektedir. 31
- 3.14 Frekans uzayının, uzanımlı ve sönümlü durumlara bölünmesi.
- Bu şekilde, durumların yoğunluğu (birim frekans başına izinli
- modların sayısı) kristalin bant aralıkları içinde (gri bölgeler) sıfırdır.
- Sadece sönümlü iseler ve sadece öteleme simetrisi bir kusurla kırılmış ise
- modlar bu bölgelerde izinlidirler. Böyle bir mod, gri bölge içindeki
- koyu çizgi ile gösterilmiştir. 32
- 3.15. Bir yarı sonsuz periyodik tabakalı ortamın yüzeyi ile kılavuzlanmış
- tipik yüzey modları için enine alan dağılımları: (a) temel mod;
- (b) yüksek mertebeli mod 34
- 3.16. Çok tabakalı bir filmin yüzeyindeki yerleşmiş bir moda eşlik
- eden elektrik alan şiddeti. 35
- 3.17. Çok tabakalı bir filmin yüzeyindeki bant yapısı. Boyalı
- bölgeler, hava bölgesinde (mavi), tabakalı ortamda (kırmızı) veya
- her ikisinde (mor) uzanımlı olan durumları gösterir. Yeşil çizgi,
- ara yüzeyde hapsedilmiş yüzey durumlarının bir bandını gösterir. 36
- 4.1. GaAs içindeki hava sütunlarının bir üçgen örgüsü için aralık haritası.
- Şekil, sütunların yarı çapı artarken fotonik bant aralıklarının konumunu

- gösterir. TM (mavi) ve TE (kırmızı) bant aralıklarının, $r/a = 0.45$ ve $\omega a / 2\pi c = a/\lambda = 0.5$ etrafında üst üste geldiğine dikkat edelim. 38
- 4.2. Işığın negatif kırılmasının bir örneği. Üst şekil, yapıyı göstermektedir.
- Alt şekil, $0.325 (a/\lambda)$ 'lık bir normalize frekanstaki dalga yayılımının fotoğrafıdır. 39
- 4.3. İki boyutlu bir fotonik kristal içindeki (a) bir fotonik dalga kılavuzunun, (b) bir dalga kılavuzu bükümünün ve (c) bir kovuğun şematik gösterimi. 42
- 4.4. Bir dilim fotonik kristal içindeki bir tek kusur tarafından fotonların yakalanması ve yayınlanması. a) İki boyutlu bir üçgen dilim fotonik kristal yapısı b) Dalga kılavuzu yakınında oluşturulmuş bir tek kusur. 43
- 4.5. a) Bir fotonik kristal fiberin elektron tarama mikroskobu tarafından elde edilmiş görüntüsü. Merkezde fazladan hava deliğine sahip bölge, ışığın fotonik bant aralığı tarafından kılavuzlandığı öz olarak iş yapar. Fiber, yaklaşık olarak 40 mikron genişliğindedir. b) Optik mikroskop altında bir FBA fiberin ucu. Fiberin diğer ucu, beyaz ışıkla aydınlatılmıştır. Sadece öz çevresindeki bölge gösterilmiştir. 44
- 5.1. $(n-1)$ ve k 'nin, $\omega - \omega_0$ fonksiyonu olarak normalize edilmiş grafiği. 49
- 6.1. Bir düzlem dalganın iki dielektrik ortamın arakesitindeki yansıma ve kırılması. 52
- 6.2. TE dalgalarının yansıması ve kırılması. 53

6.3. TM dalgalarının yansıması ve kırılması.	55
7.1. Çok ince iletken filmlerde klasik geçirgenlik etkisi.	59
8.1. İnce bir homojen dielektrik malzeme katmanı.	60
9.1. İnce bir dielektrik katman.	65
9.2. Çok katmanlı bir dielektrik ortam.	68
10.1. Periyodik katmanlı bir ortamın ve n'inci ile komşuları olan katmanların düzlem dalga genliklerinin şematik gösterimi	72
10.2. Şeklin sol bölümünde tek bir filmdeki yansıma ve geçirgenlik, sağ bölümünde ise çok katmanlı bir yapıdaki yansıma ve geçirgenliği gösterilmektedir.	76
12.1. GeS kristalinin farklı açılardan yapısının görünümü.	78
12.2. (1) 22 μm , (2) 60 μm , (3) 300 μm ve (4) 770 μm kalınlıklarındaki GeS kristali örneklerinin geçirgenlik spektrumları.	79
12.3. (a) 770 μm ve (b) 70 μm kalınlıklarında GeS kristalinin yansıma (R_H , R) ve geçirgenlik (T) spektrumları. R , çoklu yansımaların etkisi çıkarıldıktan sonraki kristalin yansıma spektrumudur.	79
12.4. Çapraz ve paralel kutuplayıcı ve analizör için Solc-filtre modellemesinde bir çift kırınımlı ortamın geçirgenlik tayfı (a), ve kutuplanmamış ışık için (b). Toplam kalınlık 600 μm , n_o ve n_e kırıcılık indisleri, t_a ve t_b tabakaların kalınlıkları, φ tabakaların optik eksenleri arasındaki açıdır.	81
12.5. (a) 0.6 Å (b) 1.6 Å (c) 2.2 Å ve (d) 3.2 Å ortalama aralıklarında Şekil.12.4' deki aynı parametreler için, ortalama tayfın geçirgenliğinin	

kesiti.	81
13.1. Deneylerde kullanılan (a) iletken kağıt, (b) kare alüminyum folyoların cam üzerine yapıştırılmasıyla oluşturulmuş matris yapı, (c) %50 daha az alüminyum yoğunluğuna sahip matris yapı, (d) ITO film kaplı 4mm'lik düz cam.	85
13.2. Çok katmanlı yapıların (a) iletme, ve (b) yansıma özelliklerinin ölçüldüğü deney düzenekleri.	87
13.3. (a) Matris kareler şeklinde Al folyonun cam yüzeye yapıştırılmasıyla oluşturulmuş bir katman, (b) Deney düzeneğinin gösterimi.	87
13.4. (a) S11, ve (b) S21 parametrelerinin ölçüldüğü deney düzenekleri.	88
13.5. Periyodik katmanlı ortamların gösterimi. Siyah renkli tabakalar, iletken yüzeyleri (ITO gibi) göstermektedir. 24 cam yüzey arasına farklı periyotlarda iletken yüzeyler periyodik olarak yerleştirildi.	89
14.1. Ardışık cam tabakaların oluşturduğu katmanlı yapının yansıtma girişim deseni.	92
14.2. (a) 24, (b) 20 cam tabaka arasına periyodik olarak yerleştirilmiş Al tabakalardan oluşan katmanlı yapının yansıtma girişim deseni.	93
14.3. (a) İletken kağıtlar, (b) ITO kaplı 4 mm lik camların, camların arasına farklı periyotlarda yerleştirilmesiyle elde edilmiş olan yansıma girişim desenleri.	95
14.4. Birer birer üst üste konan 10 mm kalınlığındaki düz camların yansıma girişim deseni.	102
14.5. Birer birer üst üste konan 10 mm kalınlığındaki düz camların iletim	

girişim deseni.	103
14.6. 10 mm kalınlığındaki düz camların (a) kırılma indisi – cam sayısı, (b) yansımaya katsayısı – cam sayısı arasındaki değişim. Kırmızı doğrular ortalama $n=2.65$ ve $R=0.2$ ’ yi göstermektedir.	104
14.7. 10 mm kalınlığındaki düz camların (a) kırılma indisi – cam sayısı, (b) yansımaya katsayısı – cam sayısı arasındaki değişim. Kırmızı doğrular ortalama $n=2.9$ ve $R=0.76$ ’ yi göstermektedir.	104
14.8. (a) İkili, (b)Üçlü, (c) Dörtlü, (d) Beşli, (e) Altılı, (f) Onlu ve on ikili 10 mm düz camların arasına matris alüminyum yapının konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansımaya girişim desenleri.	106
14.9. (a) Yirmidört, (b) Yirmi 10 mm düz camların arasına farklı sayıda matris alüminyum yapının, farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansımaya girişim desenleri	107
14.10. (a) İki, (b) Dört, (c) Üç, (d) Bir tane matris alüminyum yapının farklı sayıdaki 10mm’lik düz camların arasına konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansımaya girişim desenleri.	107
14.11. (a) 24, (b) 20 tane 10 mm düz camların arasına farklı sayıda matris alüminyum yapının,(c) 5, (d) 4, (e) 3, (f) 1 tane matris alüminyum yapının camlar arasına farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri.	108
14.12. (a) İkili, (b)Üçlü, (c) Dörtlü, (d) Beşli, (e) Altılı, (f) Sekizli 10mm düz camların arasına %50 daha az yüzey yoğunluğuna sahip matris alüminyum yapının konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansımaya girişim desenleri.	110
14.13. (a) 24 ve (b) 20 tane 10mm düz camların arasına farklı sayıda seyrek matris alüminyum yapının farklı periyotlar ile konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansımaya desenleri.	111

- 14.14. (a) 1, (b) 2, (c) 4, (d) 5 tane seyrek matris alüminyum yapının farklı periyotlar ile camlar arasına konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma desenleri. 111
- 14.15. (a) 24 ve (b) 20 tane 10mm düz camların arasına farklı sayıda seyrek matris alüminyum yapının, (c) 5, (d) 4, (e) 2, (f) 1 tane seyrek matris alüminyum yapının 24 cam arasına farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri 112
- 14.16. (a) 24, (b)20 tane camın arasındaki Al-yapının , (c) Altılı, (d) Beşli cam periyotların arasındaki Al-yapıların, (e) 3 ve (f) 1tane camlar arasındaki Al-yapının üst üste boşlukları kapatacak şekilde çakışık konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri. 114
- 14.17. 10 mm düz camların arasına matris alüminyum yapının üst üste boşlukları kapatacak şekilde çakışık konmasıyla elde edilen, farklı periyotlarda ve Al-yapı yoğunluğundaki çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri. 115
- 14.18. (a) Birerli, (b) İkili, (c) Üçlü ve (d) Dörtlü 10 mm düz camların arasına ITO kaplı 4 mm’lik camların konulmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri. 117
- 14.19. (a) Birerli, (b) İkili, (c) Üçlü ve (d) Dörtlü 10 mm düz camların arasına ITO kaplı 4 mm’lik camların konulmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri. 118

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
14.1. Periyodik katmanlı modellerimizden bazılarının deneysel etkin kırıcılık indisleri.	96
14.2. Cam tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değeri.	100
14.3. Hava boşluklu cam tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değeri.	101
14.4. Cam + Alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değeri.	105
14.5. Cam + Seyrek alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değeri.	109
14.6. Cam + Çakışık alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değeri.	113

GİRİŞ

Periyodik katmanlı yapılar, dielektrik malzemelerin katmanlarının periyodik bir düzen içinde üst üste gelmesi ile oluşan katmanlı yapıların özel bir sınıfıdır. En basit örneği, eşit kalınlıklarda iki farklı malzemeden oluşan periyodik ortamdır. Bu ortamların içindeki dalga yayılımı, birçok ilginçlikler gösterir ve potansiyel olarak faydalı bir fenomendir. Bragg yansıması, hologram, optik stop bantları, x-ışınlarının kristaller içinde kırınımı gibi olaylar, periyodik katmanlı yapılarda dalga yayılım hareketine örnek verilebilir. Periyodik malzemeler doğal olarak bulunabileceği gibi, çeşitli teknikler kullanılarak yapay olarak da periyodik katmanlı ortamlar geliştirilebilir.

Elektromanyetik ışımının, periyodik düzenlenmiş dielektrik malzemeler boyunca yaptığı yayılım hareketi birçok araştırmacının dikkatini çekmiştir [1–5] ve yoğun olarak temel ve uygulamalı araştırmalar yapılmıştır. Farklı kırıcılık indislerine sahip birbiri ardınca gelen dielektrik malzemeden katmanları içeren yapılar, en basit fotonik kristaller olarak bilinir [6]. Yakın zamanlarda ilginç özelliklerinden dolayı fotonik kristallere karşı büyük bir ilgi ortaya çıkmıştır [7]. Fotonik kristal, dielektrik veya metal malzemelerden yapılan periyodik bir yapı olup, fotonlar bu yapıda elektronların doğal katı hal kristal örgüsünde hareket ettiği gibi hareket ederler. Doğal katı hal kristal örgüsünde elektronların sahip olamayacağı frekans bantları vardır. Benzer bir fiziksel ilke ile fotonik kristallerde, fotonun sahip olamayacağı frekans bantları vardır. Dielektrik geçirgenlik bazı doğal malzemelerde, örneğin metallerde plazma frekansının altındaki frekanslarda, negatif değere sahiptir. Fakat negatif manyetik geçirgenliğe sahip doğal malzeme yoktur. Fotonik kristal yapıda plazma frekansı yük yoğunluğunun azalması sebebiyle daha düşük frekanslarda gözlenir. Fotonik kristaller, elektromanyetik stop bantları ya da fotonik stop bantları ile nitelendirilen periyodik yapılar olup, görünür bölgeden mikrodalgaya kadar geniş bir frekans aralığında yapılabilirler. Fotonik kristallerdeki spektral boşluğun varlığı, düşük eşikli yarıiletken lazerler [8], etkili optik filtreler [9], kimyasal algılayıcılar [10], çok yönlü aynalar [11–14] vb. gibi çeşitli potansiyel uygulamalara yol açmıştır. Fotonik kristallerin içinde bir kristalin içindeki elektronik bölgeler gibi, fotonik bantlar ve boşluklar şeklinde bölgeler bulunmakta olup, fotonların ortamdan geçmesine izin verilir veya verilmez. Dalgaboyu ile karşılaştırılabilecek bir ölçeğe

sahip herhangi bir periyodik yapı, dalganın saçılımına neden olur ve farklı katmanlardan saçılan bu dalgalar yıkıcı bir girişim yaparsa, bir boşluğun ortaya çıkmasına neden olur [13].

Fotonik kristaller üç önemli parametre ile nitelendirilirler: Geometrik yapının periyotluğu, dielektrik farklılık ve doluluk oranı. Geometrik yapının periyotluğu, kullanılan dalgaboyuna göre kararlaştırılır, bu mikrodalga bölgesi için, 0.3 mm ve 100 cm arasındadır. Yapıda kullanılan örnek ile arka plandaki malzeme arasında iyi bir dielektrik farklılık olması gerekmektedir [15]. Bu farklılığın derecesi yapının boyutları ile de değişiklik göstermektedir. Bant boşluğun genişliği doluluk oranına bağlıdır. Sigalas tarafından yapılan teorik çalışmalar [17], bant boşluğunun genişliğindeki artışla dielektrik kaybın artarken, boşluğun konumunun değişmediğini göstermiştir.

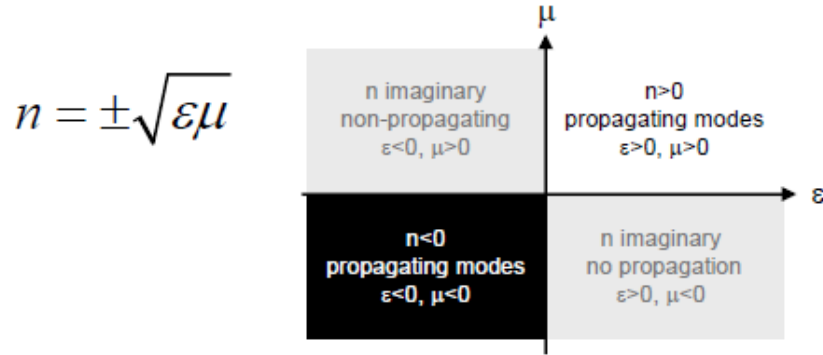
Dielektrik ortam ile ayrılmış metalik ince filmlerden oluşan mikron altı ölçekteki periyodik yapılarda hareket eden elektromanyetik dalganın yayılımı konusunda çalışmalar yapılmıştır [16-18]. Metaller ve dielektriklerin geçirgenlikleri arasındaki büyük fark, MDPBG [19,20,21] gibi kompakt yapıların ortaya çıkmasını mümkün kılmıştır. Bu yapılar, çok ince metal/dielektrik/metal Fabry-Perot rezonatör seti içerir. Görünür dalga boylarında metalin toplam kalınlığı deri kalınlığından fazla olmasına rağmen, uygun dielektrik kalınlıklarında tünel rezonans, metallerin normalde saydam olmadığı bölgede yüksek bir geçirgenliği mümkün kılmaktadır [22]. Bu aralığın dışında MDPBG, büyük bir metal tabakası gibi davranır, bu nedenle dalgaları yansıtır. MDPBG yapılar, ısı ve elektromanyetik kalkan, sensör ve göz koruyucuları, geçirgen elektrotlar, süper mercekler [23], büyük ölçüde doğrusal olmayan filtreler [24] gibi ilgi çekici uygulama alanlarına sahiptirler.

Kırılma indisini ayarlamak için fotonik kristallerin (PC) tasarım ve üretiminin yapılabileceği literatürde tartışılmıştır. Böylece frekansa aşırı duyarlı faz kaydırıcılar ve filtreler geliştirilebilir. Diğer yandan metalik PC malzemelerinin dielektrik ve metal malzemelere göre üretim kolaylığı bu tür yapıları uygulama açısından çok cazip kılacaktır. Bu tür makroskopik sol elli (LHM) malzemelerin üretimi aşamasında dış geometrilerinin ve çalışma modunun seçilebilir olması ve bir frekans bölgesinde (örneğin daha kolay çalışılabilir olan mikrodalga) elde edilecek araştırma sonuçlarının mikron altı bölgeye taşınabilmesi gibi avantajları nedeniyle bu konudaki

araştırmalar yeni uygulamalarla sonuçlanacaktır. Örneğin negatif kırılma indisine sahip malzemenin olabileceğinin deneysel olarak gösterilmesi, bu malzemelerden yapılacak cihazlarla, ışını dalga boyundan daha küçük bölgelere odaklayarak, bir nesnenin tam bir elektromanyetik kopyasını çıkarabilecek süper merceklerin yapımını doğurabilecektir.

2. METAMALZEMELER

Madde içinde bir elektromanyetik dalganın yayılışı, maddenin μ ve ε manyetik ve elektrik geçirgenlikleri ile σ iletkenlik katsayılarına bağlıdır. Bu parametreler dalganın frekansına bağlı olarak değişebilirler. Saydam maddelerin optik özellikleri kırılma indisi n ile karakterize edilir. Elektrik (ε) ve manyetik (μ) geçirgenlik, maddelerin EM yayılımına gösterdikleri tepkiyi belirler, ve kırılma indisi $n = (\varepsilon\mu)^{1/2}$ şeklinde ifade edilir. Genellikle sıradan maddelerde, bu parametrelerin her ikisi de pozitiftir. ε , metaller gibi maddelerde negatif olabilir iken, doğal olarak μ 'sü negatif olan doğal maddeler yoktur. Fakat, solak malzemeler (Left handed, LHM) olarak adlandırılan özel yapılar, hem etkin elektrik hem de etkin manyetik geçirgenlikler için negatif değerlere ($\varepsilon < 0$, $\mu < 0$) ve dolayısıyla negatif kırılma indisine sahiptirler. Bu maddelerin en çarpıcı özelliklerinden biri de, enerji akışını gösteren Poynting vektörünün $S = E \times H$, dalga vektörü k 'ya antiparalel ve dolayısıyla $S \cdot k < 0$ olmasıdır. Yani, enerji akışı dalga vektörüne ters yöndedir. $n < 0$ olduğundan, LHM maddelerde bir EM dalganın faz ve grup hızları zıt yönlerde hareket ederler, ve bu da birçok ilginç özelliklerin gözlenmesine neden olur.

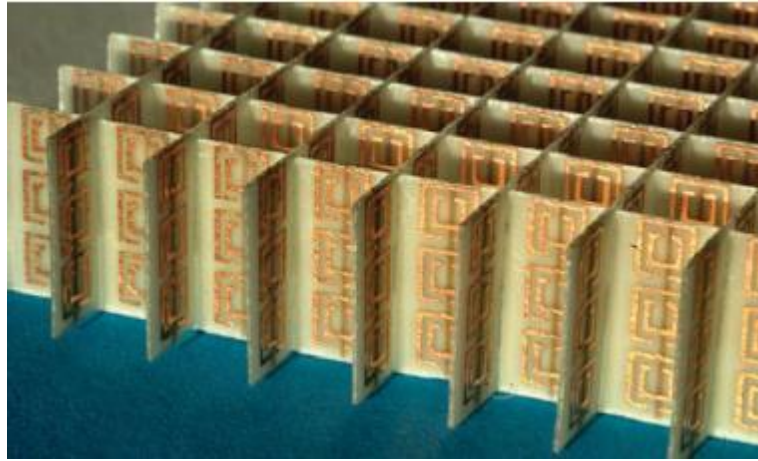


Şekil 2.1. Kırılma indisi ve yayılım modları arasındaki ilişki.

Solak malzemeler ilk olarak Veselago tarafından elektromanyetik teoriye göre olabilecekleri öngörülmüştür [1,25]. Kırılma indisi dielektrik sabiti ve manyetik alan geçirgenlik parametresinin çarpımına bağlıdır. Dielektrik sabiti ve manyetik alan geçirgenlik parametresinin birlikte negatif olduğu aralıkta kırılma indisi de negatif değer alır. Dielektrik sabiti metallerde plazma frekansının altındaki frekanslarda (elektron denizinin kendi indükledikleri elektrik alan etkisinde) negatif değer alır. Pimenov ve arkadaşları metallerin dielektrik sabitinin sanal kısmının, dielektrik sabitinin reel kısmına göre çok büyük olduğunu ve negatif kırılma indisine sahip

olmak için manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresinin reel kısmının da negatif olması gerektiğini gösterdi [25]. Fakat, metallerin manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresi manyetik alanın yokluğunda her zaman negatiftir. Eğer sadece dielektrik sabiti negatif değer alırsa, kırılma indisi sanal değer olacaktır ve elektromanyetik dalgalar metalle etkileşince hızlı bir şekilde zayıflayacaktır. Metallerde plazma frekansı, elektromanyetik spektrumun UV bölgesinde, yani, THz frekansları mertebesinde. Plazma frekansı doğal metallerde çok yüksek olduğu için mikrodalga frekanslarında dielektrik sabiti yüksek negatif değerler olacaktır. Bu nedenle kırılma indisi mikrodalga frekanslarında sanal değer olacaktır ve mutlak değer olarak yüksek değere sahip olacaktır. Bu durum mikrodalga frekanslarında yüksek elektromanyetik soğurmaya neden olacaktır. Pendry, ince metalik telleri periyodik şekilde belirli mesafede dizerek oluşturduğu makroskopik fotonik kristallerde, etkin plazma frekansının GHz frekanslarına çekilebileceğini gösterdi [26-28].

Yukarıda da bahsedildiği gibi, negatif kırılma indisini elde etmek için negatif dielektrik sabitini elde ettiğimiz frekans bandında negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olmamız gerekir. İstenilen frekanslarda, elektrik permitivitenin negatif olmasına benzer şekilde, iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerin periyodik olarak dizilmesinden oluşan yapıda manyetik rezonans frekansına yakın frekanslarda manyetik geçirgenlik parametresinin de negatif olacağı Pendry tarafından önerilmiştir [29]. İnce metal tellerin ve iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerinin birlikte dizilmesinden oluşmuş bir boyutlu ve iki boyutlu yapılarda mikrodalga geçirgenlik ölçümleri yapılmış ve bu yapıların solak malzeme özelliği gösterdiği deneysel olarak ispatlanmıştır [30,31]. Daha sonra, birim hücresinde metal tel ve iç içe geçmiş yarık halka rezonatörler olan yapı kullanılarak, paralel düzlem dalga kılavuzu içinde kırılma açısı ölçümleri yapılmış ve beklenen frekans aralığında kırılma açısının negatif olduğu deneysel olarak gösterilmiştir [32]. İç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerden ve metal şeritlerden oluşmuş bu tip yapılara karma aramadda (composite metamaterial, CMM) yapılar ismi verilmiştir. Bu yapıların serbest uzayda geçirgenlik ve yansıma deneyleri de yapılmıştır ve negatif kırılma indisine sahip olduğu doğrulanmıştır [33].



Şekil 2.2. Metamalzeme yapısına örnek.

Daha sonra dielektrik fotonik kristallerde de negatif kırılma özelliği gözlemlenebileceği teorik olarak öne sürülmüştür [34,35]. Alüminyum silindirik ve birbirlerine paralel dizili çubuklardan oluşmuş altıgen örgü yapısına sahip iki boyutlu fotonik kristalde, negatif kırılma deneysel olarak gözlemlenmiştir [36]. Fakat bu yapıdaki negatif kırılmanın fiziksel temeli, yapının dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik parametresinin birlikte negatif değer alması değildir. Dielektrik fotonik kristalin eş frekans yüzeyi ile dış ortamdaki elektromanyetik dalganın eş frekans yüzeyleri, dalga vektörünün paralel bileşeninin korunumu prensibine göre eşleştirilmesi negatif kırılmaya sebep verir. Dielektrik fotonik kristallerde gözlemlenen negatif kırılma özelliği, aynı örgü yapısındaki metalik fotonik kristallerde de gözlemlenmiştir [37].

Negatif kırılma ilk olarak metal bakır tellerin ve iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerin periyodik olarak dizilmesinden oluşmuş periyodik yapıda gözlemlenmiştir. Daha sonra yapılan solak malzemeler de genelde bu yapıya benzer olmuştur. İletken yarık halka rezonatörleri ve iletken tel yapılarından oluşmuş karma ara-madde yapılarında, halka rezonatörleri sayesinde, manyetik alan geçirgenlik parametresi belirli frekans bandında negatif olur. Bu frekans bandı, yarık halka rezonatörlerinin yarık genişliği ve halkaları arasındaki uzaklıkla ilgilidir. Bu uzaklıkları değiştirerek negatif manyetik geçirgenlik parametresi frekans bandını değiştirmek mümkündür. Teller arasındaki uzaklığı değiştirerek elektron denizinin etkin plazma frekansını, dolayısıyla makroskopik süper örgü için dielektrik sabitinin

negatif olduğu frekans bandının üst limitini değiştirmek mümkündür. Ancak, kullanılan yapı taşlarının geometrik boyut ve fiziksel özellikleri sabitlenip, bu karma ara-madde yapıların örgü parametreleri istenilen negatif frekans aralığına göre tasarlanıp örgü yapıldıktan sonra bu örgünün negatif frekans aralığı, artık dış parametrelerle değiştirilemez. Yarık halka rezonatörlerinin yarık genişliğine varaktör, kapasitör ve yarıiletkenler yerleştirilerek karma ara-madde yapıların negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametrelerini kontrol etme çalışmaları yapılmıştır [38-45]. Varaktörler kullanarak geniş bir frekans bandında rezonatörlerin ayarlanması deneysel olarak gösterildi [46]. Dış elektrik alan veya manyetik alanı değiştirilerek malzemenin negatif kırılma indisi özelliğini ayarlamak çok daha verimli olacaktır. Bu konu hakkında bazı teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır [47-57].

Metamalzemelerin en önemli özelliği ışığın özelliklerinin negatif olmasıdır. Örneğin havadan gelen bir ışık demeti suya girerken belirli bir açıda kırılmaktadır. Oysa bu kırılım metamalzemeler de negatif yönde olmaktadır. Yani bu malzemelerde ışığın kırılma indisi negatiftir. Faz hızı, ışık-basıncı, Doppler etkisi, Cherenkov radyasyonu gibi bilinen tüm bu optik özellikler, bu malzemelerde negatif olarak ortaya çıkmaktadır. Günümüzde entegre devrelerin minimum boyutlarını sınırlayan en önemli faktör, bu devreleri yapmak için kullanılan merceklerin optik olarak çözünürlüklerinin yetersiz kalmasıdır. Oysa nano boyutlara sahip nano-metamalzemeler kullanarak, geleneksel merceklerden çok daha yüksek çözünürlüğe sahip süper mercekler yapmak mümkündür. Bu süper merceklerin çözünürlüğü, geleneksel merceklerden 20-30 kat daha üstündür. Entegre devre yapımında süper merceklerin kullanımı ile günümüzde ancak 1 milyar transistörün sığabildiği bir alana 1 trilyon transistör sığdırmak mümkün olacaktır. Metamalzemeler vasıtası ile üretilen ve 3-10 nm boyutlarında nanotransistörlerden oluşan bu nanoelektronik entegre devreler ise günümüzdeki bilgisayarlardan binlerce kat daha hızlı ve kapasiteli yeni nesil bilgisayarların yapılmasında kullanılacaktır.

Metamalzemelerin başka bir kullanım alanı nanofotonik uygulamalardır. Bu tür aygıtlar metal ve yalıtkan malzemelerin bir araya geldiği ara yüzeyde oluşturulan ve nanometre boyutlarına sahip olan yapılardan oluşmaktadır. Bu yapılarda, ışık sadece bu ara yüzeyde yer almakta ve bu bölgede ışığın dalgaboyu, havadaki dalgaboyundan 20-30 kat daha kısa olabilmektedir. 10 nm seviyesine inen dalgaboylarında moleküler seviyede etkileşim veya görüntü almak mümkündür. 'Optik-anten' adı da

verilen bu yapılar ile normal yöntemler ile mümkün olmayan optik görüntüleme çözünürlüklerine erişilmektedir. Bir molekülün optiksel yöntemler ile görüntüsünün alınması yanında bu moleküle optiksel olarak erişim de sağlandığı için bu yöntemin özellikle optik temelli hafıza uygulamalarında önemli bir avantaj sağlaması beklenmektedir. Günümüzde bir DVD'nin bilgi saklama kapasitesini belirleyen yazılan ışığın dalgaboyudur. Nanoplazmonik yapılarda bu dalgaboyunun 30 kat küçüldüğü düşünülürse, bu yapıların DVD yazma ve okumada kullanılması, DVD'lerin kapasitesini 1000 kat arttırabilecek ve 100 Terabyte bilginin tek bir diske yazılması mümkün olacaktır. Bu yaklaşık olarak 25,000 sinema filminin tek bir DVD'de saklanması demektir.

Negatif kırılma indeksine sahip fotonik kristaller de metamalzemelerin bir başka önemli alanını oluşturmaktadır. Bir kelebeğin veya tavus kuşunun kanatlarında yer alan renklerin temel nedeni, bu yapılarda doğal olarak bulunan fotonik kristallerdir. Fotonik kristalleri, nanolitografi yardımı ile yarı iletkenler kullanarak da üretmek mümkündür. Işığın dalgaboyunun onda biri inceliğinde (30-50 nm) olan bu yapılarda oluşturulan düzensizlikleri kullanarak, ışık çok küçük bir alana sıkıştırılabilir. Bu yaklaşım ile dünyanın en küçük çınlaçları yani, ışığı çok küçük bir hacimde sıkıştırabilen yapılar tasarlanmış ve üretilmiştir. Bu yapıların boyutları bir dalgaboyu küp hacminin 30'da biri kadardır. Bu kadar küçük boyutlara inebilen bu yapıları kullanarak dünyanın en küçük lazerleri yapılmıştır. Boyutları bu kadar küçülen lazerlerden milyonlarcası aynı malzemede yapılabildiği için, bu fotonik kristal lazerler çok ucuz maliyetlere sahiptir. Nanofotonik kristal temelli bu lazerlerden çıkan fotonlar yine fotonik kristaller vasıtası ile yönlendirilerek, ışığın bir devrenin değişik noktalara ulaşmasını sağlayabilir. Günümüzde 4-5 GHz'de tıkanma seviyesine gelmiş silikon temelli mikroişlemcilerin en büyük sorunu transistörler arasındaki elektronik iletişimin yavaşlığıdır. Boyutları 2 cm'e varan bu entegre devrelerde bilginin elektronik olarak bir uçtan diğerine taşınması çok uzun bir süre almaktadır. Oysa hepimizin bildiği gibi evrende ışıktan hızlı bir şey olamaz. Bu durumda bu bilginin optik olarak nanofotonik kristaller vasıtası ile taşınması günümüzdeki bu sınırlamayı ortadan kaldıracak ve bilgisayarların yüzlerce kez daha hızlı çalışmasına olanak tanıyacaktır. Benzer şekilde günümüzde internetin hızını belirleyen temel etken elektronik devrelerdir. Bu elektronik devrelerin optik devreler ile değişimi sayesinde bilgi iletme hızında yüzlerce katlık bir hızlanma olacaktır. Bu

optik entegre devreleri oluşturan lazer, modulatör ve detektörlerin yapımında, ve ışığın bu devre içersinde yönlendirilmesinde nanofotonik kristaller önemli avantajlar sağlamakta ve bu tür devrelerin boyutlarının çok küçülmesini sağlamaktadır.

3. FOTONİK KRİSTALLER

Geçtiğimiz on yıl boyunca, Fotonik Bant Aralıklı, FBA, (Photonic Band Gap, PBG) maddeler ya da diğer adıyla Fotonik Kristaller, FK, (Photonic Crystal, PC) yoğun çalışmaların konusu olmuştur ve bilim toplumunda artan bir ilgi çekmişlerdir. Bu maddeler, dielektrik sabitinin periyodik olarak değiştiği yapay yapılardır [15,58-60].

Fotonik kristaller başlangıçta yapay maddeler olarak düşünülmesine rağmen, doğada var oldukları bulunmuştur [61,62]. Opaller (panzehirtaşları), doğal fotonik kristallerin en iyi bilinen örnekleridir. Bir panzehirtaşı, çapları mikrometre-altı bölgede olan silis kürelerin üç boyutlu örgüsünün bir düzenidir [63]. Opallerin güzel renkleri, onların doğal fotonik kristal olmalarının doğrudan bir sonucudur. Aynı zamanda fotonik kristallerin biyolojide de yer aldığı keşfedilmiştir. Bazı kelebekler ve güvelerin güzel yanardöner kanatları, gerçekte renk pigmentleri içermemelerine rağmen, kanatlarının yüzeylerinde fotonik kristal bulunması nedeniyledir [61, 64].

Atomik bir kristaldeki elektronlara benzer olarak, periyodik dielektrik yapılarda elektromanyetik dalgaların yayılımı belirli yönlerde ve belirli bir frekans aralığında yasaklanabilir [4,60]. Bu benzerlik nedeniyle, FK'in güçlü yansıma sergilediği bu dalga boyları bölgesi (yasaklı frekans bölgesi), “fotonik bant aralığı” (FBA) olarak adlandırılır [1, 15, 65-70]. Bu bakımdan FK'ler yarıiletkenlerin optik benzeri olarak görülürler. Bant aralığı, belli ışık frekanslarının yayılımını sınırlar; bunun anlamı, bu maddeler, geleneksel optiğin yapamadığı biçimlerde ışığın kontrolünde kullanılabilirler [71]. Böylece değişik maddeler ve farklı geometrik parametreler kullanarak fotonik kristaller yardımıyla ışığın ilerlemesi kontrol edilebilir.

FK'in, şaşırtıcı kolaylıkla ışığı kontrol etmedeki bu özelliği, etkin optik filtreler [72,73], eşiksiz yarıiletken lazerler [8], sonsuz tek modlu optik filtreler [74] gibi pek çok uygulamaya yol açmıştır. Ayrıca yapı, boyutları basitçe ölçeklendirilerek farklı bir frekans bölgesi için tasarlanabilir. Fotonik aletler, çok yüksek işlem hızı, daha uzun ömür, sıcaklık dalgalanmalarına dayanıklılık ve yüksek tekrarlama oranı

sunmaları nedeniyle, geleneksel elektronik aletlerden daha fazla avantajlara sahiptirler [71].

Fotonikte FK'ler, katıların optik özelliklerini yapay olarak kontrol edebilme olanağı sağlayan bant mühendisliğini mümkün kılar [75]. 1987'de Yablonovitch [1] ve John'un [66] çalışmaları öncülüğünde FK'ler başarılı araştırmaların yapıldığı alanlar içine girmiştir. FK'ler, bir birim hücre boyutu, kızılötesi veya görünür bölgedeki dalga boyu mertebesinde olacak şekilde periyodik biçimde yapılandırılmış dielektrik katılar olarak da düşünülebilir. FK'lerin olağanüstü optik özellikleri, bu yapıların oldukça fazla ilgi çekmelerine neden olmuştur. Bu olağanüstü optik özelliklerin başında da, onların periyodik yapılarının, ışığın dağıtım (dispersiyon), teorik olarak fotonik bant yapılarıyla tanımlanan çok özel bir tarzda kontrol edebilmeleri gelir [76].

Fotonik kristallerle ilgili ilk çalışma, üç boyutlu simetriye sahip maddeler üzerine yoğunlaşmıştır. Bununla birlikte, ilgili faaliyetler, bir kusur veya bir yüzey ile simetrisi bozulmuş iki ve üç boyutlu sistemlerin yanı sıra üçüncü boyutta sürekli öteleme simetrisine sahip iki boyutlu sistemlere de genişletilmiştir [15, 60].

Fotonik bant aralığının temel özelliği 1990'ların başlarında deneysel olarak gösterilmiştir [63]. Bu gelişme büyük bir ilgi uyandırmış ve fotonik alanındaki çalışmaları oldukça güçlendirmiştir. Gösterilen bu büyük ilginin birkaç sebebi vardır. İlki; fotonik kristallerin elektromanyetik teori, nano üretim, yarıiletken teknolojisi, madde bilimi, biyoteknoloji gibi bilim dallarını içeren pek çok araştırmanın hızla artmasını sağlamalarıdır. Diğer sebep, yeni uygulamalar ve aletler için eşsiz özellikler meydana getirecek ve büyük fiziksel boyutlar, oldukça düşük işlevsellik ve yüksek maliyetler gibi, fotonikte istenmeyen konuların bir kısmını ortadan kaldırmaya katkıda bulunacak fotonik kristallerin, tüm dünyada oldukça fazla beklentilere neden olmasıdır. Bu problemlerin (büyük boyut, düşük işlevsellik, yüksek maliyet) çözümündeki başlıca meselelerden biri, optik Tümlleşik Devrelerin (TD) oluşturulmasıdır. Bu genel kavram oldukça eskidir: Tümlleşik optik terimi 1960'ların sonlarında görünmüştür [77]. Son yıllarda Tümlleşik Optik Devreler (TOD) terimi, Fotonik Tümlleşik Devreler (FTD) veya Fotonik Işık Dalgalı Devreler (FID) ile değiştirilmiştir. Fotoniğin dahil edilmesi, aletlerde kuantum optik olayının

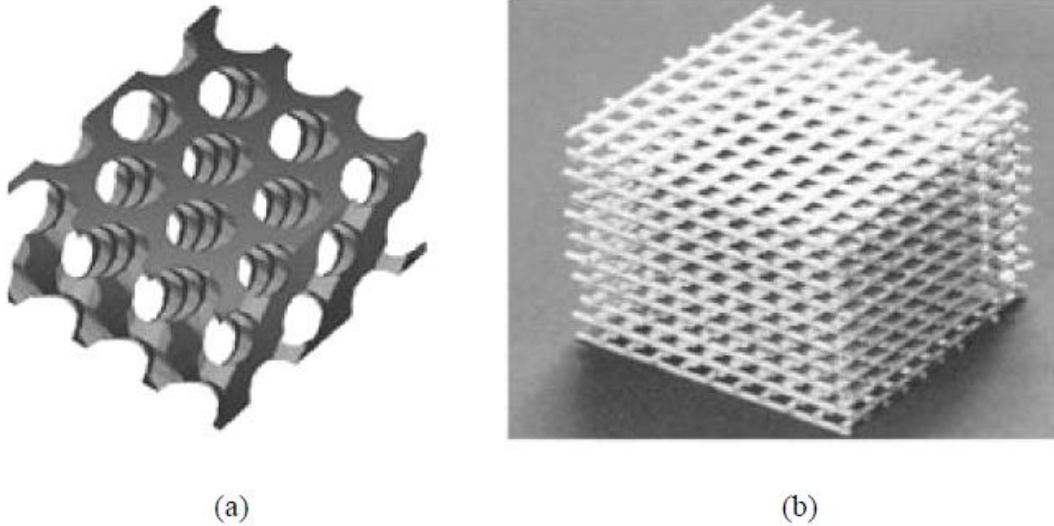
kullanılmasındaki artışı yansıtır (optik kuvvetlendiriciler gibi). Tümlleşmede yeni gelişen yaygın örnekler; dalga kılavuzu, kırınım ağı, multiplexer veya demultiplexer gibi elemanlardır [63].

Yaygın olarak kullanılan bir diğer optik alet, farklı dielektrik madde tabakalarının değişimli olarak yığılmasıyla oluşan ve çeyrek dalga yığını (stack) olarak bilinen dielektrik aynadır [78]. Uygun dalga boylarındaki ışık böyle tabakalı bir maddeye geldiğinde tamamıyla yansıtılır. Bunun sebebi, ışık dalgasının tabaka ara yüzeylerinde saçılmasıdır ve eğer aralıklar (spacing) uygun ise çoklu saçılmaya uğramış dalgalar (multiply-scattered waves) madde içinde yıkıcı girişim yaparlar. Bu etki oldukça iyi bilinir ve dielektrik aynalar, dielektrik Fabry-Perot filtreleri ve dağıtılmış geri beslemeli lazerler (distributed feedback lasers) içeren pek çok aletin temelini oluşturur [4,15]. Bunların tamamı bir boyutta periyodik, düşük kayıplı dielektrikleri yani bir-boyutlu fotonik kristalleri kapsar. Bununla birlikte böyle aynalar oldukça faydalı olmasına rağmen, sadece tabakalı maddeye dik veya hemen hemen dik yönde gelen ışığı yansıtırlar [15].

Fotonik aletlerin performansındaki heyecanlandırıcı gelişmeler nedeniyle FK'ler üzerine yapılan araştırmalar geçtiğimiz son birkaç yılda artmıştır. FK'ler, dielektrik sabitinin bir, iki ve üç boyutta periyodik olarak değişimine uygun biçimde bir, iki ve üç boyutlu olmak üzere üç sınıfa ayrılabilir [60]. Bir boyutlu fotonik kristallerin, iyi bilinen bir boyutlu Bragg kafeslerinin benzerleri olarak ele alınmasına karşın, boyutlar birden ikiye çıkarıldığında (ve sonunda üç boyuta) yeni olayların ve olanakların varlığı ortaya çıkar. Ayrıca, bir boyutlu fotonik kristaller, yüksek yansıtıcılı aynalar ve optik filtreler gibi pek çok uygulamaya sahiptir. Dikey kovuklu yüzey-yayıcı lazerleri (VCSEL) içeren modern yarıiletken lazerlerin çoğu bir boyutlu fotonik kristallerden faydalanır. Dağınık ve bant aralığı mühendisliği bir boyutlu yapılarda da yapılabilmesine rağmen, boyutlandırmayı iki ve üç boyuta arttırmak yeni özellikler ve aletin yapısal olanaklarının geniş bir spektrumunu sunar [63]. Örneğin, yapay olarak oluşturulmuş fotonik kristaller, fotonik bant aralığına sahip oldukları için, kendiliğinden yayınımlı ayarlamada kullanılabilirler [1]. Başlangıçta, kendiliğinden yayınımlı önlemede fotonik kristalleri kullanmak önerilmiştir; fakat bunun yanı sıra fotonik kristaller, kendiliğinden yayınımlı artırmada da kullanılabilirler.

Periyodik ortamda elektromanyetik dalga yayılımı ilk olarak 1887’de Lord Rayleigh tarafından, periyodik olarak ikizlenmiş (twinning) düzlemlere sahip bir kristal mineralinin olağandışı kırılma özellikleriyle ilişkili olarak incelenmiştir [63]. Hem yüksek yansıtıcı, hem de yansıtıcı olmayan kaplamalar gibi çok tabakalı ortamlar kullanılarak yapılan çalışmalar, Abeles’in öncülük ettiği analizlerle 1950’lere kadar gider [79]. İlk olarak, bir fotonik bant aralığı etkisi nedeniyle, düşük kırılma indisli bir bölgede (hava) ışığın kılavuzlanması genel kavramı, 1977’de Yeh tarafından önerilen Bragg yansımali dalga kılavuzu olarak adlandırılmıştır [80].

Şaşırtıcı olarak, dielektrik ortamların iki ve üç boyutlu periyodik yapıları, kendiliğinden yayınının (spontaneous emission) yasaklanması [1] ve foton yerelleştirilmesi [66] için bu yapıların incelendiği 1987’ye kadar ciddi bir şekilde göz önüne alınmamıştır [63]. Bazı tartışmalardan sonra, 13 ile 15 GHz arasında değişen mikrodalga bölgesinde tam bir fotonik bant aralığına sahip üç boyutlu fotonik bir kristalin ilk deneysel açıklaması 1991’de yapılmıştır [81]. Üretilen fotonik kristal Şekil 3.1. (a)’da gösterildiği gibi yüzey merkezli kübik bir yapıdır ve bu yapı, katı bir dilimin üst yüzeyinde dikeyle 35.26° lik açı yapan üç oyuk takımı açılarak yapılmıştır.

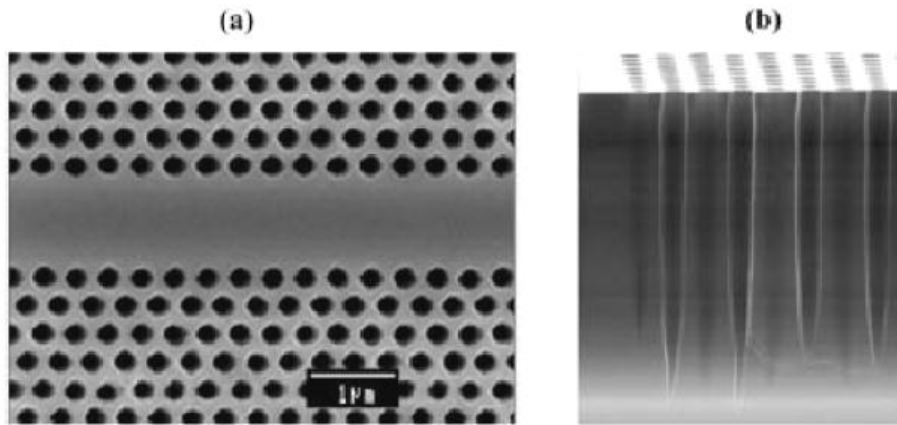


Şekil 3.1. Üç boyutlu bir fotonik kristal örneği. (a) Tam bir bant aralığına sahip ilk fotonik kristal. (b) Alüminyum çubukların yığılmasıyla elde edilen bir fotonik kristal. Bant aralığı 12-14 GHz.

Bundan sonra, üç boyutlu fotonik kristallerin diğer çeşitlerini elde etmek için özellikle optik bölgede önemli gayretler olmuş; ancak, optik bölge için üç boyutlu fotonik kristal yapımının çok karmaşık ve zor olduğu görülmüştür. Fotonik kristallerin boyutları ayarlanabilir olduğundan, bir yaklaşım, modern nano üretim teknolojisini kullanarak, mikrodalga bölgesinde uygun şekilde çalışan bu yapıları optik bölgeye kaydırmaktır [63]. Şekil 3.1. (b)'de gösterilen örnek yapı tabakalı yapı olarak adlandırılır ve benzer yapılar, önce mikrodalga bölgesindeki [82] daha sonra kızılötesi bölgedeki [83,84] ve son olarak yakın kızılötesi bölgedeki [85] fotonik bant aralığı için üretilmiştir [86,87].

İki boyutlu fotonik kristallerin uygun şekilde kontrollü üretimleri ve gelecekte düzlemsel fotonik tümleşik devreler için potansiyelleri nedeniyle, iki boyutlu fotonik kristal çalışmalarında yoğun çabalar gösterilmiştir [88]. Optik bölgede (kızılötesi bölgede) iki boyutlu fotonik kristalin ilk deneysel gösterimi 1995'de yapılmıştır [89]. Buradaki fotonik kristal gözenekli silikon içinde oluşturulan “sonsuz derinlikli” (birkaç yüz mikron derinlikli; örgü sabiti sadece birkaç mikrondur) bir yapıdır.

GaAs tabanlı bir yapıda iki boyutlu bir fotonik kristalin ilk deneysel gösterimi 1996'da Krauss tarafından gerçekleştirilmiştir [88]. Benzer yapılar aynı zamanda InP tabanlı yapılarda da gözlenilmiştir [90]. Şekil 3.2, bir InP/GaInAsP/InP heteroyapı içinde gözlenilen iki boyutlu fotonik kristalin bir örneğini göstermektedir.



Şekil 3.2. InP/GaInAsP/InP heteroyapı içinde üretilmiş iki boyutlu bir fotonik kristal aygıtın (a) üstten görünüşü, (b) yandan görünüşü.

Metalik fotonik bant aralıklı sistemler ise, dielektrik fotonik kristallerden daha az ilgi çekmiştir [63]. Bununla birlikte periyodik metalik yapıların da önemli uygulamalarının olduğu belirtilmiştir. Ayrıca, Chan ve çalışma arkadaşları [91], dielektrik özlü, metal kaplamalı ve dış yalıtım tabakası olan küreler şeklinde metalik “fotonik atomlar” dan yapılmış üç boyutlu bir fotonik kristal tasarlamışlardır (birbirine dokunmayan katı metal kürelerden yapılmış bir sistem nitel olarak benzer davranışlara sahip olacaktır). Eğer küre dolma oranı eşik değeri aşarsa, güçlü bir fotonik bant aralığı, yüzey merkezli kübik, cisim merkezli kübik, elmas yapı ve hatta basit kübik yapı gibi herhangi bir periyodik yapı içinde mevcut olur [63].

Yukarıda özetlendiği gibi, son yıllarda optik sistemler için fotonik kristaller teorik ve pratik çalışmalar açısından büyük bir ilgi alanı oluşturmuştur ve fotonik, geleceğin teknolojisi olarak görülmektedir. Bu sebeplerle, bu tez çalışmasında, fotonik kristallerin temel yapı ve özelliklerinin anlaşılması, uygulama alanlarının ve ilerde neler yapılabileceğinin araştırılması amaçlanmıştır.

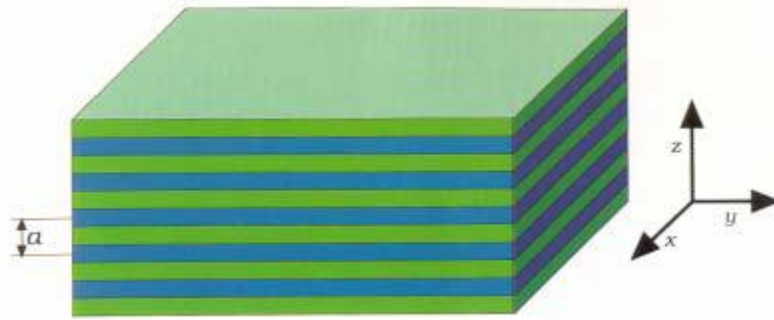
3.1. Fiziksel Yapı Ve Özellikleri

Eğer bir fotonik kristal, bir frekans bölgesi için herhangi bir açıda gelen, herhangi bir kutuplanmaya sahip ışığı yansıtıyorsa o zaman, kristalin bir “tam fotonik bant aralığına” sahip olduğu söylenir. İki ve üç boyutlu periyodik dielektrik yapıların pek çok çeşidi tam bir fotonik bant aralığına, yani; ışığın tamamının yansıdığı, geçmenin (iletimin) neredeyse hiç olmadığı bir aralığa sahip olarak bilinir [92]. Böylesi bir kristalde, eğer ışık yasaklı bölge içindeki bir frekansa sahip ise hiçbir ışık modu yayılamaz. Basit bir dielektrik ayna tam bir bant aralığına sahip olamaz; çünkü saçılma sadece bir eksen boyunca meydana gelir. Tam bir bant aralığına sahip olan bir madde oluşturmak için, üç boyutta periyodik olan dielektrik yapılar düzenlenmelidir.

Bir fotonik kristalin dağınım bağıntısı “fotonik kristalin bant yapısı” olarak adlandırılır [63]. Özel olarak, belirli enerjilerle belirli yönlerde ışığın yayılımını engelleyen “fotonik bant aralıkları” na sahip fotonik kristaller tasarlanabilir.

Fotonik bant aralığı önemli sonuçlar doğurur. Bunlardan biri, eğer ışık kaynağı fotonik kristal içine yerleştirilirse yayılan ışık kristalden dışarı çıkamaz. Sonuç olarak enerji, ışık kaynağı ve fotonik kristalden oluşan sistemde daima hapsedilecektir. Bu olay kendiliğinden yayınının tamamen yasaklanması olarak bilinir.

Fotonik kristal yapmanın basit bir yolu, çok tabakalı bir yapı için kırılma indisleri farklı maddeleri birbiri ardına gelecek şekilde yığmaktır (Şekil 3.3). Böyle yapılar aynı zamanda Bragg yansıtıcıları olarak bilinir ve bir boyutlu fotonik kristaller olarak düşünülebilir. İki veya üç boyutlu bir yapı için yapıların, sütunların (çubukların) düzenli bir örgüsü olarak veya dielektrik madde içinde boşluklar delinerek yapıldığı düşünülebilir.



Şekil 3.3. Çok tabakalı film, bir diğer ifadeyle bir boyutlu fotonik kristal. “Bir boyutlu “ ifadesi, dielektrik sabitinin sadece bir yönde periyodik olduğunu belirtir. Yapı, farklı dielektrik sabitlerine sahip madde (açık ve koyu renkler) tabakalarının, a mesafesiyle değişimli olarak bir araya gelmesinden oluşur.

Üç boyutta, dielektrik sütunların periyodik bir örgüsü biçimindeki fotonik kristaller şu şekilde oluşur [93]: Dielektrik çubuklar birbirlerine paralel olarak ve merkezleri arasında belli bir a mesafesi bulunacak şekilde yan yana getirilir. Yan yana gelen çubuklar bir tabaka meydana getirir ve bu tabakaların üst üste yığılmasıyla fotonik kristal oluşur. İkinci tabakadaki çubuklar birinci tabakadaki çubukların 90° döndürülmüş halidir. Üçüncü tabakadaki çubuklar birinci tabakadaki çubuklarla aynı yönde (paralel) olmasına rağmen, birinci tabakadaki çubuklar arasındaki mesafelerin (boşluğun) tam ortalarına yerleştirilir. Dördüncü tabakadaki çubuklar ise ikinci tabakadaki çubuklarla aynı yönde olup bunlar da ikinci tabakanın

çubukları arasındaki boşlukların tam ortalarına yerleştirilir. Oluşturulan yapı her dört tabakada bir kendini tekrarlar; yani dört tabakadan oluşan yapı bir birim hücredir. Böylece üç boyutlu bir kristal oluşturulmuş olacaktır. Yapı, Şekil 3.1.(b)'de görülmektedir. Böyle bir fotonik kristal üç boyutlu tam bir fotonik bant aralığına sahiptir ve daha yüksek frekanslı fotonik bant aralıklarına sahip kristallerin üretimini engelleyen zorlukların bir kısmını ortadan kaldırabilen yeni bir dielektrik yapıdır. Yapıyı oluşturan çubukların boyu, çubuklar arası mesafe gibi tabaka boyutları değiştirilerek farklı frekans aralıklarında çeşitli fotonik bant aralıkları elde edilebilir. Fotonik bant aralığında yayılamayan elektromanyetik dalgalar çubuklara paralel yönde serbestçe yayılabilirler.

Klasik mekanik ve kuantum mekaniğinden, bir sistemin simetrilerinin, sistemin davranışı hakkında genel ifadeler elde etmeye izin verdiğini biliyoruz. Simetrinin aynı zamanda elektromanyetik sistemlerin özelliklerini belirlemeye de yardım etmesi doğaldır.

Eğer bir dielektrik yapı belli bir simetriye sahip ise, simetriyi kullanarak sistemin EM modları listelenebilir. Öteleme simetrileri (hem ayırık hem de sürekli), fotonik kristaller periyodik dielektrikler olduklarından dolayı ve ayrıca bant aralığı tartışmaları için doğal bir düzenleme sağladıkları için önemlidir. Katıhal fiziği terminolojisinden bazıları uygundur ve kullanılacaktır. Aynı zamanda dönme, ayna, terslenme (inversiyon) ve zamanca terslenme simetrileri (time reversal symmetry) de önemlidir.

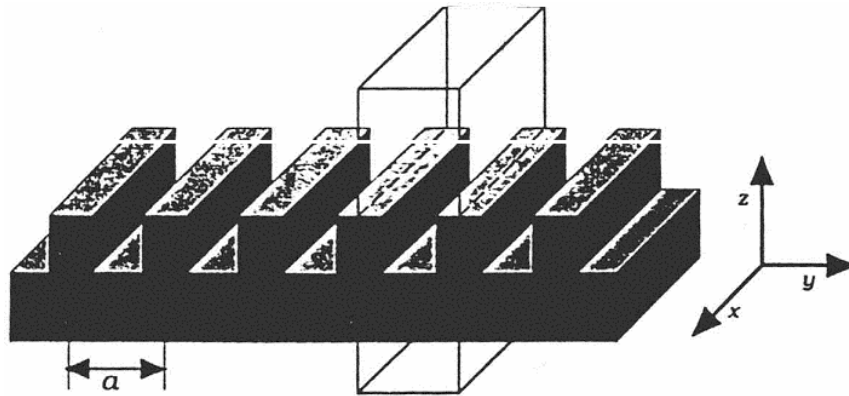
Öteleme simetrisine sahip bir sistem, bir $\mathbf{d}$ yerdeğiştirmesi kadar ötelenme sonucunda değişmeden kalır. Her $\mathbf{d}$ için, bir $f(\mathbf{r})$ fonksiyonu üzerine uygulandığı zaman fonksiyonun argümanını $\mathbf{d}$ kadar kaydıran bir $T_{\mathbf{d}}$ öteleme işlemcisi tanımlayabiliriz. Sistemimizin öteleme altında değişmez (değişmez) olduğunu varsayalım, o zaman örneğin $f(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r})$ için, $T_{\mathbf{d}}\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}+\mathbf{d}) = \varepsilon(\mathbf{r})$ eşitliğine sahip oluruz.

“Sürekli öteleme simetri” sine sahip bir sistem, her şeyi belli bir yönde aynı mesafede ötelersek değişmeden kalan bir sistemdir. Atomların bilinen kristallerine benzeyen fotonik kristaller, sürekli öteleme simetrisine sahip değildirler, bunun

yerine “ayrık öteleme simetrisi” ne sahiptirler. Yani, herhangi bir öteleme mesafesi için değişmez değillerdir; sadece, belli bir adım büyüklüğünün bir katı olan öteleme mesafeleri için değişmezdirler. Böyle bir sistemin en basit örneği, Şekil 3.3’teki düzenlemeye benzer olarak bir yönde tekrarlanan yapıdır.

Bu sistem için, x-yönünde hâlâ “sürekli” öteleme simetrisine sahip iken, y-yönünde “ayrık” öteleme simetrisine sahip oluruz. Temel adım uzunluğu “a örgü sabiti” olur ve bu durumda temel adım vektörü $\mathbf{a}$ “ilkel örgü vektörü” olarak adlandırılır. Simetri nedeniyle $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{a})$ ’dır. Bu ötelemeyi tekrarlayarak, $\mathbf{a}$ ’nın bir tam katı olan her $\mathbf{R}$ için, $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ olduğunu görürüz.

Şekil 3.3’te bir kutu içine alınmış olan, üst üste tekrarlandığını düşündüğümüz dielektrik birim, “birim hücre” olarak bilinir. Bu örnekte birim hücre, dielektrik maddenin y-yönünde a genişlikli bir xz-dilimidir.



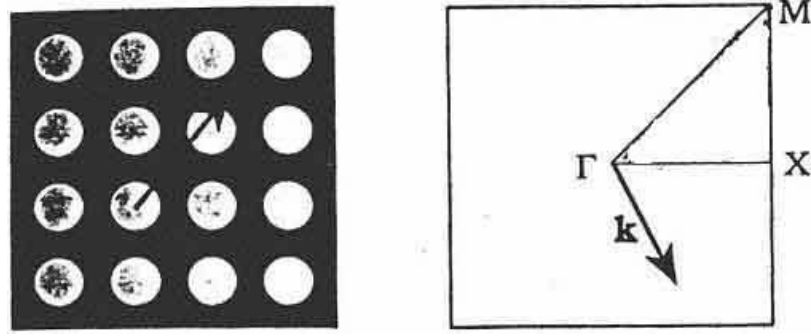
Şekil 3.4. Ayrık öteleme simetrisine sahip bir dielektrik düzenleme. Eğer sistemin y-yönünde daima sürekli olduğunu düşünürsek, o zaman sistemi, y-yönünde a’nın bir tam katı ile öteleyerek sistem değişmez kalır. Bu periyodik sistemin tekrarlanan birimi, bir kutu ile belirtilir. Bu özel düzenleme, dağıtılmış geri beslemeli lazerlerde kullanılır.

Fotonik kristaller, ayrık öteleme simetrisi dışındaki diğer simetrilere de sahip olabilirler. Verilen bir kristal aynı zamanda bir dönme, bir ayna yansıması veya bir terslenme uygulandıktan sonra da değişmez olabilir.

Belli bir $\mathbf{k}$ için, her bandın frekansının $\mathbf{k}$ değıştikçe sürekli olarak değışmesini bekleriz. Bu yolla bir fotonik kristalin modlarının tanımına ulaşırız. Bu modlar, artan frekans sırasında bant numarasıyla indislenmiş bir $\omega_m(\mathbf{k})$ sürekli fonksiyonlar ailesidir. Burada m , bant numarası olarak adlandırılır ve $m = 1, 2, 3, \dots$ şeklinde bir tamsayıdır. Bu fonksiyonlarda içêrilen bilgi, fotonik kristalin “bant yapısı” olarak adlandırılır.

Bir örgüde dönme simetrisi olduğunda, $\omega_m(\mathbf{k})$ frekans bantları Brillouin bölgesi içinde ilave tekrarlara sahip olur [15]. Benzer biçimde, bir fotonik kristal her ne zaman bir dönme, ayna yansıma veya terslenme simetrisine sahip olursa, $\omega_m(\mathbf{k})$ fonksiyonlarının da aynı simetriye sahip olacağı gösterilebilir. Simetri işlemlerinin bu özel toplamı (dönmeler, yansımalar ve terslenmeler), kristalin “nokta grubu” olarak adlandırılır.

$\omega_m(\mathbf{k})$, nokta grubunun tüm simetrisine sahip olduğu için, Brillouin bölgesi içindeki her $\mathbf{k}$ noktasında bu simetrilerin göz önüne alınması gerekmez. $\omega_m(\mathbf{k})$ ’nın simetri ile ilişkilendirilemediğı Brillouin bölgesi içindeki en küçük bölge, indirgenemez Brillouin bölgesi olarak adlandırılır [15]. Örneğın, basit bir kare örgü simetrisine sahip fotonik kristal, Şekil-3.3’de gösterildiğı gibi $\mathbf{k} = 0$ ’da merkezlenmiş bir kare Brillouin bölgesine sahiptir. İndirgenemez bölge, tam Brillouin bölgesinin alanının 1/8’i olan üçgen şeklinde bir kamadır; Brillouin bölgesinin kalan kısmı indirgenemez bölgenin tekrarlı kopyalarını içêrir.



Şekil 3.5. Solda: Bir kare örgü kullanılarak yapılmış bir fotonik kristal. Keyfi bir vektör $\mathbf{r}$ gösterilmiştir. Sağda: Kare örgünün, orijinde (Γ) merkezlenmiş Brillouin bölgesi. Keyfi bir dalga vektörü $\mathbf{k}$ gösterilmiştir. İndirgenemez Brillouin bölgesi, şekildeki taralı üçgendir. Merkezdeki, köşedeki ve yüzeydeki özel noktalar, geleneksel biçimde Γ , M ve X olarak bilinir.

Bir fotonik kristalde ayna yansıma simetrisi özel bir ilgi görür. Şekil-3.2’de gösterilen çentik açılmış sisteme tekrar dönelim. Bu sistem, yz ve xz -düzlemlerindeki ayna yansımaları altında değişmezdir. Biz, yz -düzlemindeki M_x yansımalarına yoğunlaşacağız (M_x , x ’i $-x$ ’e değiştirir; y ve z ’ye karışmaz). x -eksenine dik her dilimin sistemimiz için geçerli bir ayna düzlemi olduğuna dikkat edelim. Böylece, kristaldeki her bir $\mathbf{r}$ için daima $M_x \mathbf{r} = \mathbf{r}$ gibi bir düzlem bulabiliriz. Bu, M_y için doğru değildir. Zamanca terslenme simetrisi, pek çok simetriden birisidir. Bunun sonucunda

$$\omega_n(\mathbf{k}) = \omega_n(-\mathbf{k}) \quad (3.1)$$

yazılabilir.

Denklem (3.1) , herhangi bir fotonik kristal için geçerlidir. Kristal terslenme simetrisine sahip olmasa bile, frekans bantları terslenme simetrisine sahiptirler [68]. Denklem (3.1), Maxwell eşitliklerinin zamanca terslenme ($t \rightarrow -t$) simetrisinin bir sonucudur.

3.2. Fotonik Bant Aralıklarının Fiziksel Kaynağı

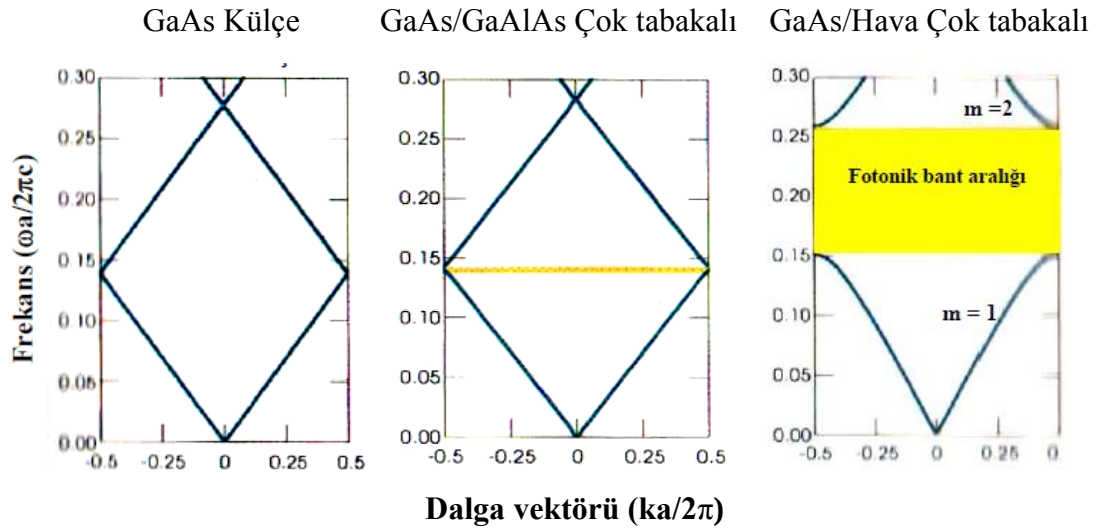
Ortam z-yönünde periyodik ve xy-düzleminde homojendir. Ortamın bu yapısı, bu düzlemdeki dalga vektörü $\mathbf{k}_{//}$, z-yönündeki dalga vektörü k_z (Bloch dalga vektörü) ve bant numarası m' yi kullanarak modların indislenmesine izin verir. Dalga vektörleri, modun fazının konumla nasıl değiştiğini söyler ve bant numarası frekansla artar [15]. Modları Bloch formunda yazabiliriz:

$$E_{m, k_z, \mathbf{k}_{//}}(\mathbf{r}) = e^{-i \mathbf{k}_{//} \cdot \boldsymbol{\rho}} e^{-i k_z z} E_{m, k_z, \mathbf{k}_{//}}(\mathbf{z}) \quad (3.2)$$

Burada, $E_{m, k_z, \mathbf{k}_{//}}(\mathbf{z})$, z- yönünde periyodik olan bir fonksiyon ve $\boldsymbol{\rho}$, xy-düzleminde tanımlı bir vektördür. Kristal xy-düzleminde “sürekli öteleme simetrisine” sahiptir; bundan dolayı dalga vektörü $\mathbf{k}_{//}$ her hangi bir değer alabilir. Ancak, k_z 'yi sonlu bir aralığa yani bir boyutlu Brillouin bölgesine sınırlandırırız; çünkü, kristal z-yönünde “ayrık öteleme simetrisine” sahiptir. Eğer ilkel örgü vektörü $\mathbf{a}$ z ise, o zaman ilkel ters örgü vektörü $(2\pi / a) \mathbf{z}$ ve Brillouin bölgesi $-\pi/a < k_z \leq \pi/a$ olur.

Şimdi, dik gelişte dielektrik tabakaları geçerek, tamamıyla z-yönünde yayılan ışığı göz önüne alalım. Bu durumda, $\mathbf{k}_{//} = 0$ olduğu için dalga vektörünün sadece k_z bileşeni önemli olur. Karıştırma ihtimali olmadığından k_z 'yi, k olarak alabiliriz.

Şekil 3.6'da üç farklı çok tabakalı film için $\omega_m(\mathbf{k})$ ilişkisi verilmiştir [15]. Soldaki çizimde, şeritlerin tamamı aynı dielektrik sabitine sahiptir; bu yüzden ortam tam olarak homojendir. Ortadaki çizim, dielektrik sabiti alternatif olarak 13 ve 12 olan bir yapı içindir. Sağdaki çizim ise, dielektrik sabitleri 13 ile 1 olan çok daha yüksek dielektrik farklılığına sahip yapı içindir.



Şekil 3.6. 0.5a genişliğine sahip üç farklı çok tabakalı film için, eksen üzeri yayılım durumundaki fotonik bant yapıları gösterilmektedir [3]. Solda: Her bir tabakanın dielektrik sabiti 13'dür. Ortada: Dielektrik sabitleri 13 ve 12 olan tabakalar değişimli olarak bir araya gelmiştir. Sağda: Dielektrik sabitleri 13 ve 1 olan tabakalar değişimli olarak bir araya gelmiştir.

Soldaki çizim, yapay bir a periyodikliğine sahip olacak şekilde düzenlenmiş tekdüze bir dielektrik ortam içindir. Fakat, zaten tekdüze bir ortamda ışığın hızının kırılma indisiyle azaldığını biliriz. Frekans spektrumu, aşağıdaki eşitlikle verilen “ışık çizgisi”dir (light- line).

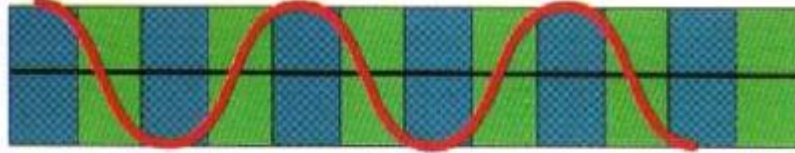
$$\omega(k) = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon}} \quad (3.3)$$

k 'nın Brillouin bölgesi dışında kendisini tekrar etmesi zorlandığı için, çizgiler kenara eriştiğinde bölge içine geri dönerler. Yaklaşık-tekdüze bir ortama ait olan ortadaki şekil, önemli bir farkla bu ışık çizgilerine benzer görünür. Çizgilerin üst ve alt kolları arasında frekansça bir aralık vardır; k 'nın değeri ne olursa olsun, bu aralıktaki kristal içinde hiçbir mod var olamaz. Böyle bir aralığı fotonik bant aralığı (FBA) olarak adlandırırız.

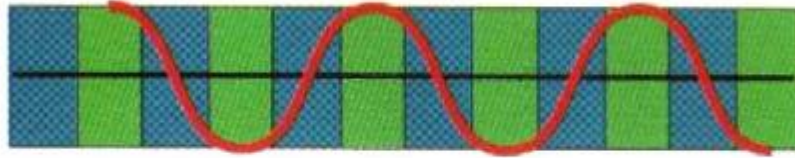
Fotonik bant aralıklarının oluşma sebebini, yani aralığın fiziksel kaynağını, aralığın hemen yukarısındaki ve aşağısındaki durumlar için elektrik alan mod

profillerini göz önüne alarak anlayabiliriz. Band numaraları $m = 1$ ve $m = 2$ olan bantlar arasındaki aralık, $k = \pi/a$ daki Brillouin bölgesi kenarında oluşur. Şimdilik, tekdüze sistemin küçük bir pertürbasyon düzenlemesine benzeyen Şekil-3.4' ün ortadaki çiziminde yer alan bant yapısına yoğunlaşalım. $k = \pi/a$ için modlar, kristalin örgü sabitinin iki katı ($2a$) olan dalga boyuna sahip duran dalgalardır.

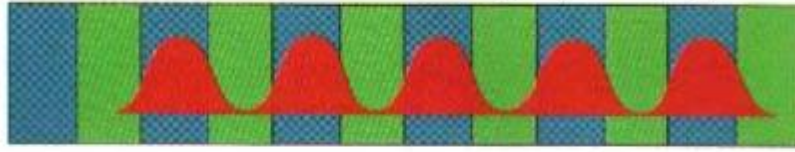
(a) Bant 1'in tepesindeki mod için E-alan



(b) Bant 2'nin tabanındaki mod için E-alan



(c) Bant 1'in tepesindeki E-alan için yerel güç



(d) Bant 2'nin tabanındaki E-alan için yerel güç



Şekil 3.7. Şekil 3.6'nın ortadaki en düşük bant aralığına eşlik eden modların şematik gösterimi. (a) Bant 1'in elektrik alanı; (b) bant 2'nin elektrik alanı; (c) bant 1'in yerel enerjisi; (d) bant 2'nin yerel enerjisi. Çok tabakalı film şekillerinde koyu bölge, yüksek dielektrik sabitli bölgedir.

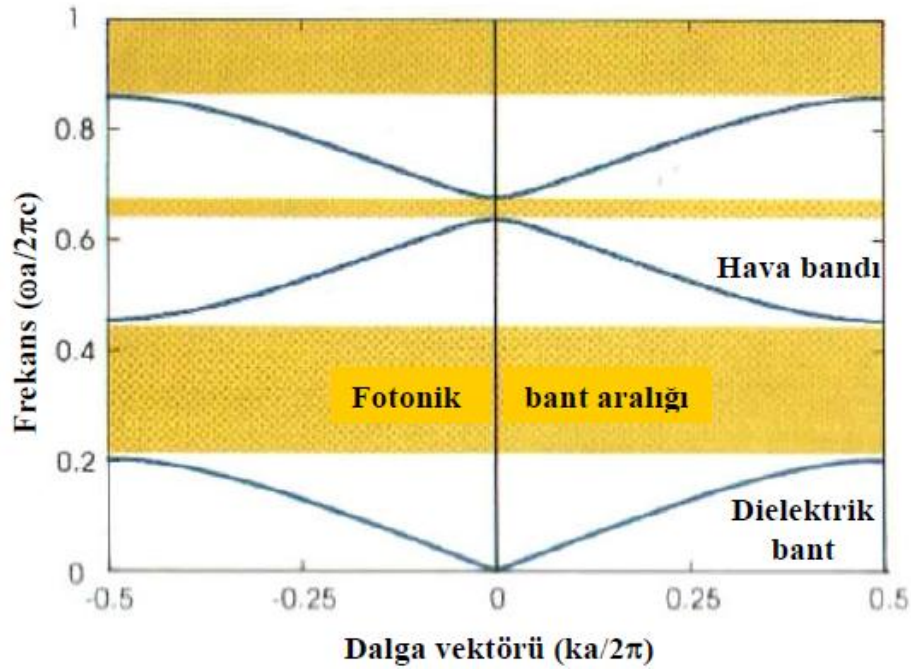
Bu çeşit bir duran dalgayı merkezlemenin iki yolu vardır: Dalganın düğümlerini, Şekil 3.7.(a)'da görüldüğü gibi, her düşük ϵ 'lu tabakaya veya Şekil-3.7.(b)'deki gibi her yüksek ϵ 'lu tabakaya konumlandırabiliriz. Bunun dışındaki diğer her konum, birim hücrenin kendi merkezi civarındaki simetrisini bozacaktır.

Düşük frekanslı modların enerjilerini yüksek ε bölgelerinde ve yüksek frekanslı modların da enerjilerini düşük ε bölgelerinde yoğunlaştıracakları gösterilmiştir [15]. Bunu akılda tutarak, iki durum arasında niçin bir frekans farklılığının olduğu anlaşılabilir. Aralığın hemen “altındaki” mod, Şekil 3.7.(c)’de gösterildiği gibi, yüksek ε ’lu bölgelerde yoğunlaşmış güce sahiptir; bu da onun düşük frekanslı olduğunu gösterir. Bu arada, aralığın hemen üstündeki mod, gücünün çoğunu, Şekil 3.7.(d)’de gösterildiği gibi, daha düşük ε ‘lu bölgelerde toplar; bu yüzden bu modun frekansı bir miktar yüksektir.

Aralığın üstündeki ve altındaki bantlar, mod güçlerinin yüksek ε bölgelerinde veya düşük ε bölgelerinde olmasına göre ayrılabilir. Düşük ε bölgeleri çoğunlukla hava bölgeleridir. Bu nedenle, bir fotonik bant aralığının üstündeki bandı “hava bandı”, altındaki bandı “dielektrik bant” olarak adlandırmak uygun olur. Bu durum, temel aralığı çevreleyen iletim ve valans bandının bulunduğu yarıiletkenlerin elektronik bant yapısına benzer.

Büyük bir dielektrik farklılığa sahip düzenleme için, her iki bant için de alanların, önemli oranda yüksek ε ’lu tabakalarda yoğunlaştığı görülür; fakat bir farkla, en alttaki bant en üstteki banttan daha yoğundur. Alanın enerji yerleşimindeki bu farktan “aralık” doğar. Sonuç olarak, yine üstteki bant hava bandı olarak, alttaki de dielektrik bant olarak adlandırılır.

Bir boyutta, her bant takımı arasında Brillouin bölgesi kenarında veya merkezinde bir aralık oluşur. Bu durum, çok tabakalı bir filmin bant yapısı için Şekil 3.8’de gösterilmiştir. Son olarak, herhangi bir dielektrik farklılık (kontrast) için, bir boyutlu fotonik kristallerde daima bant aralıklarının görüleceğini belirtelim. Dielektrik farklılık azaldıkça aralık küçülür; fakat $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \neq 1$ olur olmaz aralıklar oluşur.



Şekil 3.8. a örgü sabitine sahip ve farklı genişlikli tabakaların değişimli olarak bir araya gelmesinden oluşan çok tabakalı bir filmin örnek fotonik bant yapısı.

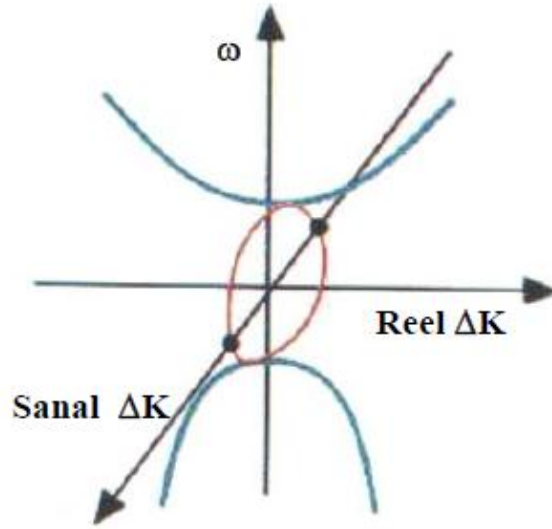
3.3. Fotonik Bant Aralıklarında Sönümlü Modlar

Buradaki incelemelerde yapının periyodu $\Lambda = a$ ve $k_z = K$ alınmıştır. Sönümlü modlar, yayılan modlara tam olarak benzerler; ancak bu modların dalga vektörlerinin $K = m\pi / \Lambda + i K_i$ şeklinde kompleks olduğu daha önceki bölümlerde belirtilmişti. Dalga vektörünün sanal bileşeni, $1/K_i$ 'lik bir uzunluk ölçeğinde sönüme neden olurlar. Bu sönümlü modların nereden kaynaklandığını ve K_i 'yi neyin belirlediğini anlamak, aralığın hemen çevresindeki bantları inceleyerek başarılabılır. Şekil 3.6' daki en sağdaki şekle yeniden dönelim. $K = \pi / a$ bölge sınırı etrafında, $\omega_2(K)$ 'yı K 'nın kuvvetleri cinsinden açarak, ikinci bandı aralık yayınına yaklaştırmaya çalıştığımızı varsayalım. Zamanca simetriden dolayı, açılım K 'nın tek kuvvetlerini içermeyebilir; böylece en düşük mertebeli açılım aşağıdaki gibi olur:

$$\Delta\omega_2 = \omega_2(K) - \omega_2(\pi/a) = \alpha (K - \pi/a)^2 = \alpha (\Delta K)^2 \quad (3.4)$$

Şimdi, kompleks dalga vektörünün nereden kaynaklandığını görebiliriz. Aralığın tepesinden biraz daha yüksek frekanslar için, $\Delta\omega_2 > 0$ 'dır. Bu durumda ΔK

tamamen reeldir ve biz ikinci bandın içindeyizdir. Bununla birlikte, aralık içindeyken yani $\Delta\omega_2 < 0$ için ΔK tamamen sanaldır. $\Delta K = iK_i$ olduğundan bu durumlar eksponansiyel olarak söner. Aralığı bir ucundan diğerine geçerken, frekans aralığının merkezine ulaşıncaya kadar sönüm sabiti iK artar; daha sonra aralığın alt kenarında sıfır olur. Bu davranış Şekil 3.8’de gösterilmiştir.

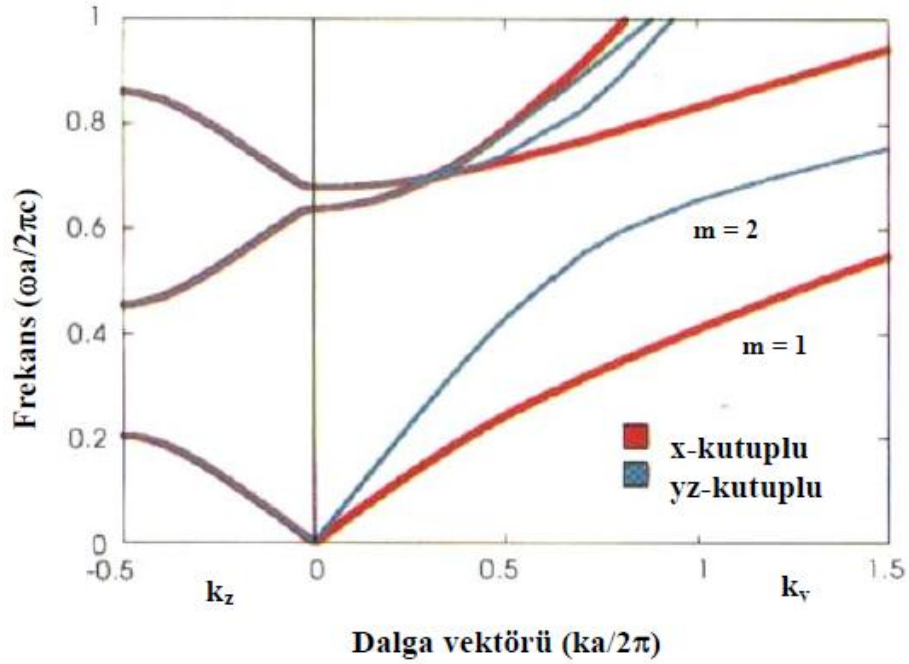


Şekil 3.9. Çok tabakalı filmin kompleks bant yapısının şematik gösterimi. Üst ve alttaki yay biçimli eğriler, sırasıyla bant 2'nin tabanına ve bant 1'in tepesine karşılık gelir. Sönümlü durumlar, elips gibi gözükken çizgi üzerinde meydana gelir. Maksimum sönme, kabaca aralığın merkezinde oluşur.

Sönümlü modlar, kristalin öteleme-simetriyi sınır şartına uymazlar. Sonsuz boyutlu mükemmel bir kristal içinde sönümlü modları uyarmanın bir yolu yoktur. Bununla birlikte, bir mükemmel kristal içinde bir kusur veya bir kenar oluşturulmuşsa, böyle bir mod ortaya çıkabilir [15,60,94]. Bir veya daha çok sönümlü mod, verilen bir kristal kusurunun simetrisi ve yapısı ile uyum içinde olabilir. Böyle durumlarda, fotonik bant aralığı içinde yerleşmiş bir sönümlü ışık modu oluşturabiliriz. Ve, önemli bir genel kural olarak, durumları, aralık kenarına yakın durumlardan çok daha sıkı bağlı şekilde aralık ortasına yakın yerleştirebiliriz.

3.4. Eksen-Dışı Yayılma

Şimdiye kadar, sadece $k_{//} = 0$ olan yani sadece z-yönünde yayılan modların bulunduğu, bir boyutlu fotonik kristalin modları göz önüne alındı. Bu kesimde, eksen dışı modlar incelenecektir. Şekil-3.5'in elde edildiği yüksek dielektrik farklılığına sahip bir boyutlu fotonik kristal için, dalga vektörleri $\mathbf{k} = k\hat{y}$ şeklinde olan modların bant yapısı Şekil-3.8'de gösterilmektedir.



Şekil 3.10. Çok tabakalı filmin bant yapısı. Eksen üzeri bantlar $(0, 0, k_z)$, solda ve eksen dışı bant yapısı $(0, k_y, 0)$ sağda gösterilmektedir. Eksen üzeri durumda bantlar üst üste gelir ve bunlar dejeneredirler. k_y boyunca bantlar, iki farklı kutuplanmaya ayrılırlar. Kırmızı çizgiler, elektrik alanının x-yönüne yönelecek şekilde kutuplanmış modları ve mavi çizgiler, yz-düzleminde kutuplanmış modları göstermektedir.

Eksen-üzeri ve eksen-dışı yayılma arasındaki en önemli fark, mümkün tüm k_y 'leri göz önüne aldığımızda eksen dışı yayılmalar için hiçbir bant aralığının bulunmayışındır. Çok tabakalı bir film için olan durum daima budur; çünkü , eksen dışı yön, ışığı koherent olarak saçmak ve bir aralık oluşturmak için periyodik dielektrik bölgeler içermeyecektir.

Diğer fark, bantların “dejenereliğini” içerir. Eksen-üzeri yayılma için, elektrik alan xy düzleminde yönelmiştir. x ve y yönleri olmak üzere iki temel kutuplanma yönü seçilebilir. Bu iki mod arasındaki farklılık, sadece, kristalin sahip olduğu bir dönme simetrisi nedeniyle olduğu için ve kristal bu ikisini ayırt edemeyeceğinden, bu modlar dejenere olmalıdırlar.

Bununla birlikte, eksen-dışı bir $\mathbf{k}$ yönünde yayılan bir mod için bu simetri bozulur. Dejenerasyon kalkar. Diğer simetriler mevcuttur; örneğin, sistemin yz düzleminde göre yansıma altında değişmez olduğuna dikkat edelim. Dielektrik tabakalar boyunca y -yönünde yayılmanın olduğu özel durum için, mümkün kutuplanmaların, simetriden, x -yönünde veya yz -düzleminde olduğu anlaşılır. Fakat, bu iki bant arasında dönme simetrisi ilişkisi yoktur; bu yüzden, genel olarak, bu modlar farklı frekanslara sahip olacaklardır.

Bu iki farklı kutuplanma için, $\omega(k)$ farklı eğimlere sahip olmasına rağmen, her ikisi de uzun dalga boylarında ($\mathbf{k} \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$) yaklaşık olarak lineerdir. Bu uzun dalga boyu davranışı, geometri veya boyutlandırma ne olursa olsun tüm fotonik kristallerin belirtgenidir [15]:

$$\omega_v(k) = c_v(k) k \quad (3.5)$$

Burada v , mümkün iki kutuplanmayı veya eşdeğer olarak ilk iki bandı indisler. Genelde c_v , $\mathbf{k}$ 'nın yönüne ve bant indisine bağlı olacaktır.

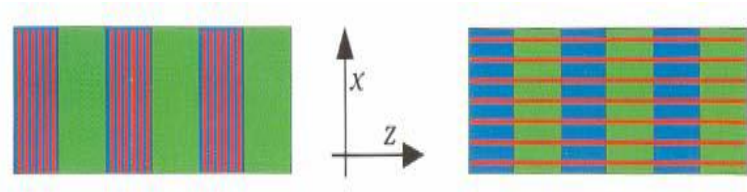
Dağının uzun dalga boylarında daima lineer olmasının sebebi şudur: Uzun dalga boylarında elektromanyetik dalga, kristal örgünün ince yapısını dikkate almaz. Bunun yerine, ışık etkin olarak, homojen bir dielektrik ortam görür; çünkü ϵ 'un kristal içindeki mikroskopik dalgalanmaları, ışığın uzunluk ölçeğine göre düzleşmiş olur.

Ortam, her yön için farklı bir ortalama dielektrik sabitine sahip olan anizotropik bir ortam olabilir. Tipik olarak, etkin ortamın her temel eksenini için bir tane olmak şartıyla üç dielektrik sabiti ölçülür. Eğer bir genel fotonik kristalin etkin

dielektrik sabitleri için analitik bir ifade bilinmiyorsa, etkin dielektrik sabitleri nümerik olarak hesaplanabilir.

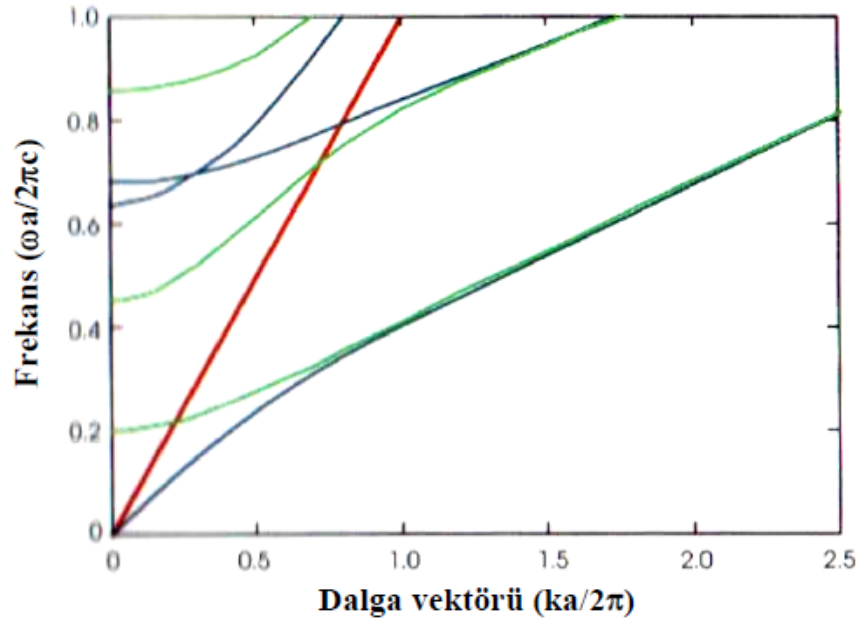
Çok tabakalı filme tekrar dönerek, niçin x -yönünde kutuplanmış modların (Şekil 3.10, bant 1), yz -düzleminde kutuplanmış modlardan (Şekil 3.10, bant 2) daha düşük bir frekansa sahip olduklarını anlamaya çalışalım. Tekrar daha önceki yaklaşımı kullanalım: Daha düşük modlar elektriksel enerjilerini yüksek ϵ 'lu bölgelerde toplarlar. Bu durumda, her modun uzun dalga boyu sınırına odaklanınız.

Her iki bant için alanlar, şematik olarak Şekil 3.11'de gösterilmiştir. x -yönünde kutuplanmış dalga için deplasman alanları yüksek ϵ 'lu bölgelerde bulunur. Fakat, uzun dalga boylarında, 2. bant'ın kutuplanması, düşük ve yüksek ϵ 'lu bölgelerin her ikisini keserek geçen, hemen hemen tam olarak z -yönü boyuncadır. Süreklilik, alanı düşük ϵ 'lu bölgeye girmeye zorlar; bu da daha yüksek bir frekansa götürür.



Şekil 3.11. y -yönünde (sayfa düzleminin dışarı) hareket eden uzun dalga boylu bir mod için, deplasman alan çizgilerinin (kırmızı çizgiler) bir taslağı. Soldaki şekilde, alanlar x boyunca yönelmişlerdir. Sağdaki şekilde, alanlar önemli oranda z boyunca yönelmişlerdir. Mavi bölgeler, yüksek ϵ bölgeleridir.

Modların asimtotik (kısa dalga boyu, büyük k) davranışlarını da basit bir tartışmayla anlayabiliriz. Şekil-3.8'de, her bir bant tarafından kapsanan frekanslar bölgesinin (*bant genişlikleri*), bölge merkezi ($k = 0$) ve bölge kenarındaki ($k = \pi/a$) frekanslar arasındaki farkla belirlendiğine dikkat edelim. Büyük k_y 'de, bant genişlikleri sıfıra gider. Bu durum, iki bant yapısının üst üste binmesini gösteren Şekil 3.12'de açıkça görülmektedir. Mavi çizgiler, $\mathbf{k} = (0, k_y, 0)$ boyunca durumları gösterir ve yeşil çizgiler de, $\mathbf{k} = (0, k_y, k_z = \pi/a)$ boyunca olan durumları gösterir.



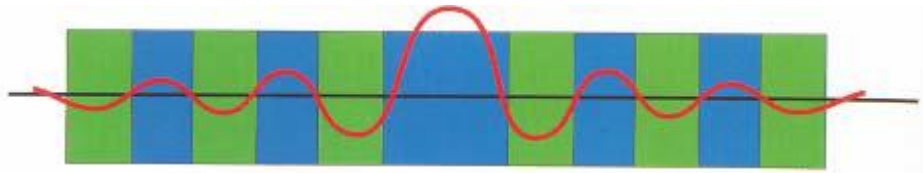
Şekil 3.12. Bant genişliklerinin k_y ile nasıl değiştiğini gösteren, çok tabakalı bir filmin iki üst üste gelmiş bant yapısı. Yeşil çizgiler, $(0, k_y, \pi/a)$ boyunca olan bantları gösterirken, mavi çizgiler, $(0, k_y, 0)$ boyunca olan bantları gösterir. Sadece, x-yönü boyunca yönelmiş elektrik alana sahip modlar gösterilmiştir. Kırmızı çizgi, $\omega = ck_y$ ışık çizgisidir.

Vakum içindeki bir cam levha durumundaki gibi, frekans $\omega = ck_y$ ışık çizgisinin altına indiğinde ($\omega < ck_y$), modlar vakum bölgesi içine eksponansiyel şekilde sönerek girerler. Bunun gibi, yüksek ϵ 'lu maddenin komşu tabakalarındaki modlar arasındaki üst üste binme eksponansiyel olarak sıfıra gider. Komşu düzlemler arasındaki çiftlenim küçük olduğunda, her biri (her bir düzlem) sahip oldukları modu komşularınınkinden bağımsız olarak kılavuzlarlar. Bu durumda, eksen-üzeri dalga vektörüne bağımlılık yok olur ve bant içindeki her mod, yüksek ϵ 'lu bölgeler tarafından hapsedilen kılavuzlanmış bir modun frekansında olur.

3.5. Kusurlarda Yerelleşmiş Modlar

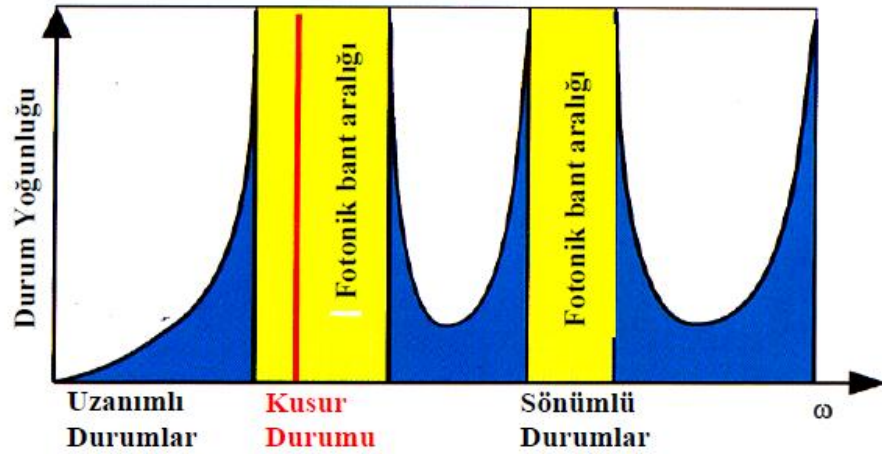
Şimdiye kadar mükemmel şekilde periyodik bir sistemin özellikleri incelendi. Şimdi, öteleme simetrisi bir kusurla bozulmuş sistemleri inceleyebiliriz. Kusurun, bir boyutlu fotonik kristalin diğer tabakalarından farklı bir genişliğe sahip olan bir tek tabakadan oluştuğunu varsayalım. Böyle bir yapı Şekil 3.13'de gösterilmektedir. Kusurun varlığında, mükemmel şekilde periyodik olan örgüye artık sahip olamayız;

fakat eğer, kusurdan pek çok dalga boyu kadar uzağa gidersek modlar önceki gibi davranmalıdırlar. Şimdi dikkatimizi eksen-üzeri yayılmayla sınırlandırılalım ve fotonik bant aralığı içindeki bir ω frekansına sahip modu göz önüne alalım. Periyodik örgü içinde ω frekanslı uzanımlı modlar yoktur ve kusurlar oluşturmak bu gerçeği değiştirmez. Periyodikliğin bozulması, sistemin modlarını k dalga vektörü ile tanımlamayı engeller; fakat hâlâ, belli bir frekansın, kristalin geri kalan kısmı içinde yayılan durumları destekleyip desteklemeyeceğini belirlemek için, bant yapısı hakkındaki bilgimizi kullanabiliriz Bu şekilde, Şekil 3.14'te gösterildiği gibi, frekans uzayını, uzanımlı ve sönümlü durumlu bölgeler olarak bölebiliriz.



Şekil 3.13 Çok tabakalı bir filmde dielektrik tabakalardan birini genişleterek oluşturulmuş bir kusur. Bunun, iki kusursuz çok tabakalı film arasındaki bir ara yüzey olarak göz önüne alınabileceğine dikkat edelim. Aynı zamanda, şekil, bir kusur durumuna eşlik eden deplasman alan şiddetini göstermektedir.

Kusurlar, fotonik bant aralıkları içindeki frekanslara sahip “yerelleşmiş” modların var olmasına izin verebilir [15]. Eğer bir mod aralık içindeki bir frekansa sahipse o zaman bu mod kristale girince eksponansiyel olarak sönmelidir. Kusurun her iki yanındaki çok tabakalı filmler, özel frekanslı aynalar gibi davranırlar. Eğer böyle iki film, biri diğerine paralel olacak şekilde yönlendirilirse, filmler arasında hapsedilmiş z -yönünde yayılan her ışık, bu iki ayna arasında ileri-geri sıçrayacaktır, ve aynalar arasındaki mesafe ışığın dalga boyu mertebesinde olduğu için modlar “kuantize” olmuştur. Bu durum, kutu içindeki bir parçacığın kuantum mekaniksel problemine veya bir metalik kovuk içindeki mikrodalgaların elektromanyetik problemine güçlü bir benzerlik gösterir.



Şekil 3.14 Frekans uzayının, uzanımlı ve sönümlü durumlara bölünmesi. Bu şekilde, durumların yoğunluğu (birim frekans başına izinli modların sayısı) kristalin bant aralıkları içinde (gri bölgeler) sıfırdır. Sadece sönümlü iseler ve sadece öteleme simetrisi bir kusurla kırılmış ise modlar bu bölgelerde izinlidirler. Böyle bir mod, gri bölge içindeki koyu çizgi ile gösterilmiştir.

Kusur tabakasının kalınlığını sürekli olarak artırarak oluşturulmuş, yerleşmiş durumlar ailesini göz önüne alalım. Bu ailenin her bir üyesine eşlik eden bağlı mod, farklı bir frekansa sahip olacaktır. Yüksek ε 'lu tabakanın kalınlığı artırıldıkça bu frekans azalacaktır; çünkü alan yüksek ε 'lu bir bölgede çok daha fazla yoğunlaşmış olacaktır. Ayrıca, Şekil 3.9'da gösterildiği gibi, frekans, aralık merkezi yakınında olduğu zaman sönüm hızı en büyük değerini alacaktır. Aralık merkezindeki frekanslara sahip durumlar, kusura çok daha güçlü şekilde bağlanacaktır.

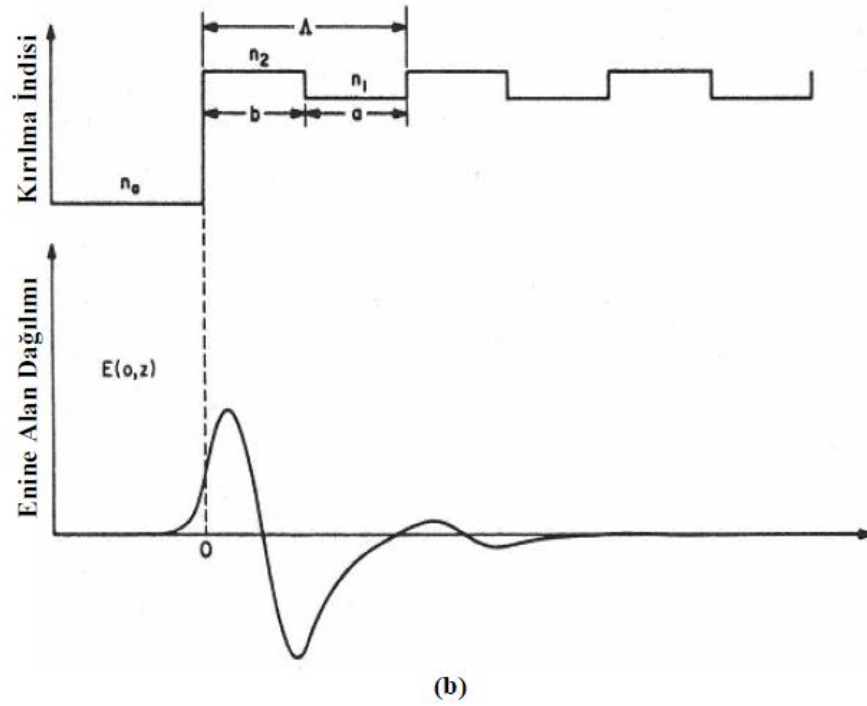
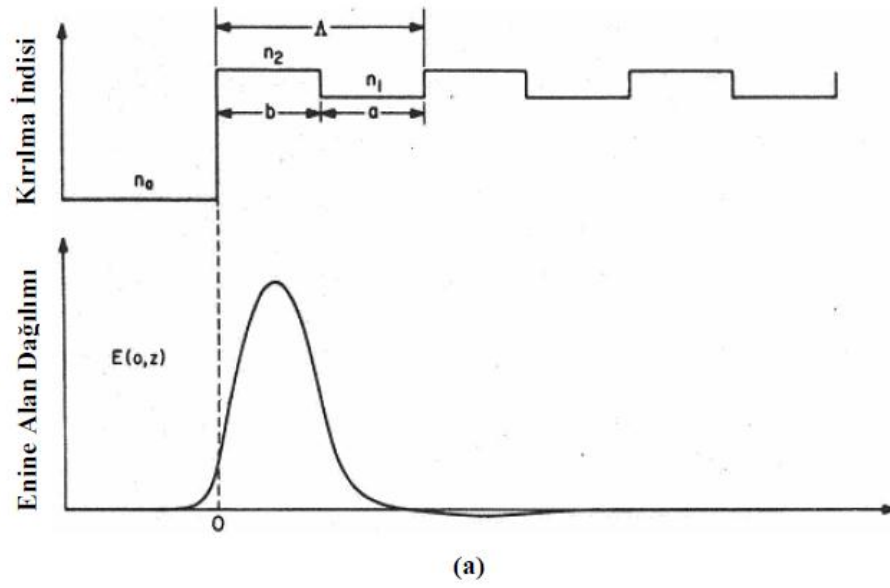
Bir sistemin “durumlarının yoğunluğu”, frekanstaki bir birimlik artış başına izinli durumların sayısı olarak tanımlanır. Eğer, fotonik bant aralığı içinde bir tek durum oluşturulmuşsa, o zaman Şekil 3.14'te gösterilen sistemin durumlarının yoğunluğu, kusura eşlik eden tek bir pik hariç, fotonik bant aralığı içinde sıfırdır. Bu özellik, Fabry-Perot filtresi olarak bilinen bant-geçiren filtrede kullanılır [4,15]. Dielektrik maddelerin nispeten düşük kayıpları nedeniyle bu, özellikle görünür ışık frekanslarında faydalıdır.

Bu inceleme şekli, farklı aralıklara sahip çok tabakalı iki film arasındaki ara yüzeye genişletilebilir. İki ortamın bant aralıkları üst üste bindiği sürece, yerleşmiş durumlar var olabilir. Ayrıca, z -yönünde yerleşmiş, fakat ara yüzey boyunca ilerleyen ($k_z = i K_i$, $k_{//} \neq 0$) durumları da elde edebiliriz [15].

3.6. Yüzey Durumları

Bu kesimin amacı, bir yarı sonsuz periyodik dielektrik tabakalı ortamın sınırı ile kılavuzlanmış sönümlü Bloch yüzey dalgalarını incelemektir. Yüzey dalgası, iki yarı sonsuz sistem arasındaki ara yüzeyin en yakın komşuluğuna hapsedilen bir yayılma modu olarak tanımlanır. Örneğin, sudaki hafif dalgalanma olayı, hava ve su arasındaki ara yüzey ile kılavuzlanmış bir yüzey dalgasıdır. Tabakalı bir ortam ile homojen bir ortam arasındaki ara yüzey yakınında yerleşmiş modların (“yüzey durumları”) varlığı, Kossel [95] tarafından öngörülmüştür.

Bu yüzey dalgalarının var olabilmesi şu şekilde açıklanabilir: Daha önceki kesimlerde, belli bir frekansta, K 'nın kompleks ve $K = m\pi / \Lambda \pm i K_i$ olduğu k_y bölgelerinin bulunduğu gösterilmişti. Sonsuz bir periyodik ortamın iç tarafında, eksponansiyel şiddet değişimine sahip bir dalga var olamaz ve bu bölgeleri “yasaklanmış” olarak adlandırırız. Eğer periyodik ortam yarı sonsuz ise, eksponansiyel olarak azalan çözüm, sonlu bir genliğe sahip olabileceği ara yüzey yakınında akla yatkın bir çözüm olabilir. Periyodik bir ortamın iç tarafındaki alan zarfı, $e^{-K_i z}$ şeklinde söner; burada z , ara yüzeyden periyodik ortama doğru alınan uzaklıktır. Alan zarfı, $ck_y / \omega > n$ olmak şartıyla, yarı sonsuz homojen ortam (n_a ortamı) içinde de eksponansiyel olarak söner (Şekil 3.15) [78].



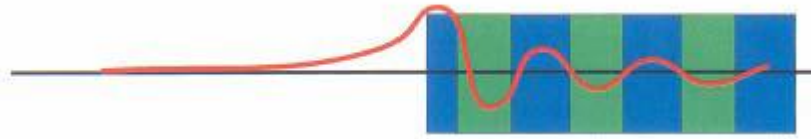
Şekil 3.15. Bir yarı sonsuz periyodik tabakalı ortamın yüzeyi ile kılavuzlanmış tipik yüzey modları için enine alan dağılımları: (a) temel mod; (b) yüksek mertebeli mod

Daha önce, hangi şartlar altında, elektromanyetik modların çok tabakalı bir film içindeki kusurlarda yerleştirebileceği görüldü. Şimdi de benzer şekilde, modların çok tabakalı filmin yüzeyinde yerleştirilmesine bakacağız. Daha önceki kesimde, modun frekansı her iki taraftaki filmlerin fotonik bant aralığı içinde olduğu için mod

bağlı idi. Fakat yüzeyde, ara yüzeyin sadece bir tarafında bir bant aralığı vardır, dış taraftaki hava ise bir bant aralığı göstermez.

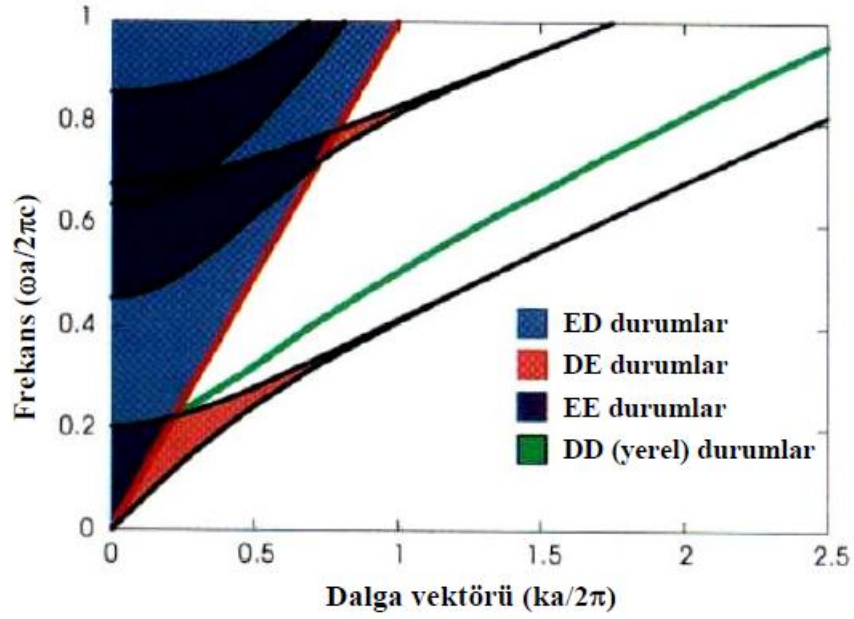
Bu durumda, eğer ışığın frekansı ışık çizgisinin altında ($\omega < ck_y$) ise, ışık yüzeye bağlı olur. Böyle bir dalgayı, toplam iç yansımaya uğratılmış gibi düşünebiliriz (Şekil 3.15'e bakınız). Bir yüzeyde, modların hem hava hem de tabakalı madde içine uzanımlı mı yoksa sönümlü mü olup olmadıklarını göz önüne almalıyız ve $k_{//}$ için de tüm olasılıkları düşünmeliyiz. Uygun bant yapısı Şekil 3.16'da gösterilmiştir.

Modların faz uzayı, modların hava ve kristal bölgeleri içinde nasıl davrandıklarına göre sınıflandırılmış dört bölgeye ayrılır [15]. Örneğin, “DE” etiketi, o bölgedeki modların hava bölgesinde “sönümlü (decay)” ve kristal bölgesinde “uzanımlı (extended)” modlar olduklarını ifade eder.



Şekil 3.16. Çok tabakalı bir filmin yüzeyindeki yerelleşmiş bir moda eşlik eden elektrik alan şiddeti.

EE modları, yüzeyin her iki tarafında uzanımlıdır, DE modları, hava bölgesinde sönümlü ve kristal içinde uzanımlıdır; ED modları, hava bölgesinde uzanımlı, kristal içinde sönümlüdür. Eğer modlar, yüzeyin her iki tarafında da sönümlü ise bu durumda bir yüzey dalgasına sahip oluruz ve DD ile gösterilirler. Aslında, her tabakalı madde bir sonlandırma durumunda yüzey modlarına sahip olur.



Şekil 3.17. Çok tabakalı bir filmin yüzeyindeki bant yapısı. Boyalı bölgeler, hava bölgesinde (mavi), tabakalı ortamda (kırmızı) veya her ikisinde (mor) uzanımlı olan durumları gösterir. Yeşil çizgi, ara yüzeyde hapsedilmiş yüzey durumlarının bir bandını gösterir.

4. FOTONİK KRİSTAL UYGULAMA ALANLARI

4.1. Giriş

Burada, fotonik kristalleri kullanarak ışığı-kontrol eden düzenler hakkında kısaca bilgi verilecektir. İki boyutlu sistemlerle ilgilenilmiştir; buradaki düşünceler kolayca bir ve üç boyutlu durumlara genelleştirilebilir.

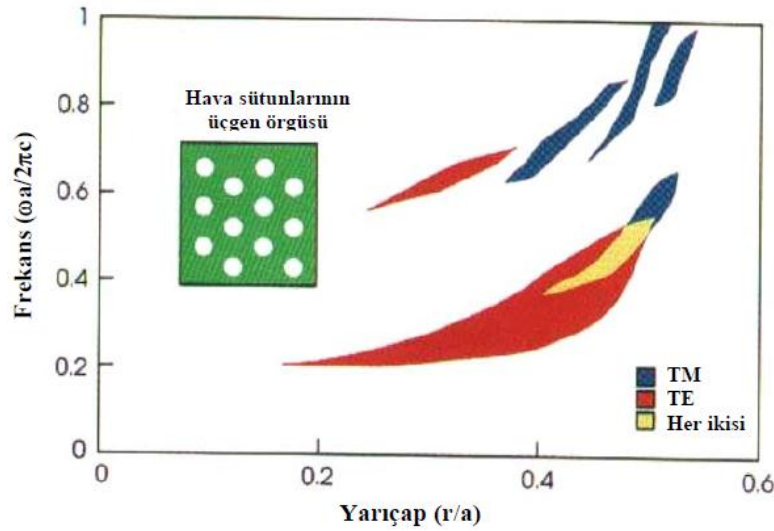
Işığı kılavuzlamak, yansıtma ve hapsetmek için kullanılan metalik elemanlar, frekansa güçlü şekilde bağımlı olabilen ve oldukça karmaşık bir elektronik özellik olan metallerin yüksek iletkenliklerine dayanırlar. Maalesef, mikrodalgadan daha yüksek frekanslardaki ışık (örneğin, görünür ışık) için, metalik elemanlar yüksek harcamalı (dissipative) kayıplara sahiptirler.

Fotonik kristallerin yansıtıcılığı, karmaşık bir atomik özellik olmayıp kristallerin geometrilerinden ve periyodikliklerinden ileri gelir. Malzemelerden istenen tek özellik, sadece, ilgilenilen frekans bölgesi (çoğu kez dar bir bant olan) için kayıpsız olmalarıdır. Böyle malzemeler, morötesi bölgeden mikrodalgaya kadar olan bölge için her şekilde yaygın olarak elde edilebilir. Fotonik özellikler, frekans ve ϵ ile oynanarak kolayca ayarlanabilir.

Pek çok aletin kalbi yansıtıcılık olduğu için, açıkça belirtilmiş bir frekans bandı içindeki ışığı tüm düzlemde, kayda değer bir soğurum olmaksızın yansıtan iki boyutlu bir kristal, bir bant durdurucu filtre olarak kullanılabilir. İki boyutlu fotonik kristallerin bant yapıları, TE ve TM ışığı için farklı olduğundan, fotonik kristal bir kutuplayıcı olarak kullanılabilir. Bunlardan başka, rezonans kovukları ve dielektrik dalga kılavuzları yapmak için fotonik kristaller kullanılabilir.

Yansıtıcı bir yapı yapmak için, fotonik bant aralığı sağlayan bir kristal geometrisi seçmeye ihtiyaç vardır. Aynı zamanda, mikron-seviyeli boyutlarda üretimi nispeten kolay olan bir geometri seçilmelidir. Hava sütunlarının üçgen örgüsünün özelliklerine sahip olan bir özel basit geometriye dikkat edelim. Hava sütunlarının üçgen örgüsü, TE ve TM modlarının her ikisi için de bant aralıklarına ve

her iki kutuplanma için üst üste gelen bir bant aralığına sahiptir. Aralık haritası Şekil 4.1’de gösterilmektedir [15].



Şekil 4.1. GaAs içindeki hava sütunlarının bir üçgen örgüsü için aralık haritası. Şekil, sütunların yarı çapı artarken fotonik bant aralıklarının konumunu gösterir. TM (mavi) ve TE (kırmızı) bant aralıklarının, $r/a = 0.45$ ve $\omega a/2\pi c = a/\lambda = 0.5$ etrafında üst üste geldiğine dikkat edelim.

Eğer kutuplanmaya duyarlı bir alet yapılmak istenirse, TE ve TM modlarından yalnız biri için bir bant aralığı seçilir. Eğer aralık haritası üzerinde üst üste gelen bölge seçilirse, kutuplanma ne olursa olsun, düzlemde ışığın tamamı kutuplanmasına bakılmaksızın yansıtılır.

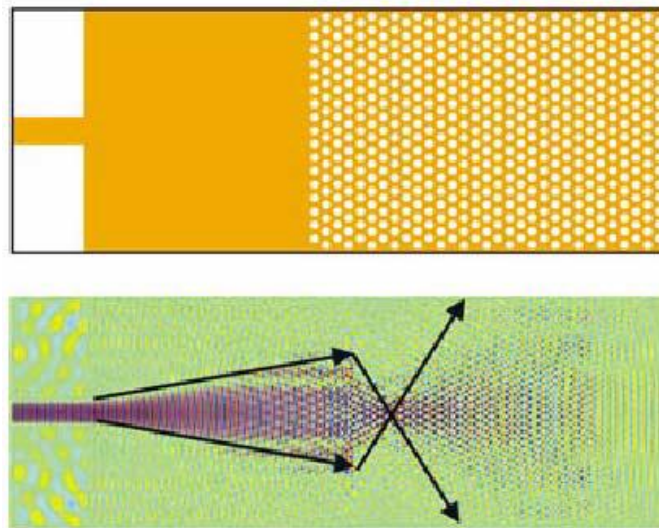
4.2. Süper Prizma Ve Negatif Kırılma Etkisi

Fotonik kristallerin, pek fazla bahsedilmeyen; ancak oldukça önemli olan bir özelliği, belli şartlar altında, fotonik bant yapıları içinde olağandışı olarak yüksek doğrusal olmayan (nonlinear) dispersiyon sergilemeleridir [63]. Bu özellik, süper prizma olayı olarak adlandırılır [96-102]. Süper prizma etkisi, ışığın hizalanmasına (kolimasyon) ve bir dalga boyu çoğullayıcı / tekilleyiciye (multiplexer / demultiplexer) uygulanabilir. Örneğin, iki ışın arasındaki açının geleneksel prizmalar veya kafeslerle (grating) başarılabilenden büyüklükçe iki merteye daha geniş olduğu, üç boyutlu bir fotonik kristalde gösterilmiştir [101]. Solak maddeler (left-handed, LHM) denen negatif elektriksel ve manyetik geçirgenliğe sahip maddeler için,

elektromanyetik dalgalar için negatif kırılma indisine sahip olmak mümkündür [29,31,36,103]. Solak maddeler, mükemmel mercekler gibi yeni işlevselliklere izin verdikleri için artan ilgiye sahiptirler [39].

Fotonik kristallerin, bazı frekans bölgelerinde ışığı, sanki negatif kırılma indisine sahipmişler gibi kırabilecekleri bulunmuştur [60]. Bu etki, yukarıda tartışılardan doğaca farklı olmasına rağmen, kendiliğinden odaklanma (self-focusing) veya üç boyutlu fotoğrafçılık veya açık kovuk (kavite) gibi potansiyel uygulamaların temellerinin anlaşılması için çalışmalar yapılmıştır [60]. Bununla birlikte, bir fotonik kristaldeki negatif kırılma davranışının, bir solak maddedekinden oldukça farklı olduğu belirtilmelidir. $n = -1$ kırılma indisli bir LHM için, ışık yansıma olmaksızın hava- LHM ara yüzeyinden geçebilir [39]. Fotonik kristalin etkin kırılma indisi $n = -1$ olduğu zaman bile, havadan bir fotonik kristale geçiş sıfır olabilir. Bunun nedeni, gelen düzlem dalganın, fotonik kristal içindeki Bloch-Floquet dalgasından farklı bir simetriye sahip olabilmesidir [63].

Fotonik kristal içinde ışığın negatif kırılmasına bir örnek, Şekil 4.2’de gösterilmektedir. Burada fotonik kristal, $\epsilon = 10.5$ ’lik dielektrik sabitine sahip bir külçe madde içindeki $R = 0.35a$ yarıçaplı hava boşluklarının bir üçgen örgüsüdür.



Şekil 4.2. Işığın negatif kırılmasının bir örneği. Üst şekil, yapıyı göstermektedir. Alt şekil, $0.325 (a/\lambda)$ ’lık bir normalize frekanstaki dalga yayılımının fotoğrafıdır.

Fotonik kristalin, $0.30-36 (a/\lambda)$ 'lık normalize frekans bölgesinde, TM dalgaları için, negatif kırılmalı izotropik-benzeri bir davranışa sahip olduğu görülmüştür. Şekil 4.2'de, normalize frekans $0.325 (a/\lambda)$ için, ışığın negatif kırılma nedeniyle fotonik kristal içinde odaklandığı açıktır. Fotonik kristallerde negatif kırılma son zamanlarda mikrodalga [36,40] ve yakın-kızılötesi [40] bölgelerinde deneysel olarak gösterilmiştir.

4.3. Rezonans Kovuğu

Mükemmel şekilde bir yansıtıcı dielektrik ile bir fotonik kristal içinde bir rezonans kovuğu tasarlanabilir.

Kusurların, çok dar bir frekans bandı içinde yerleştirilmiş modların varlığına izin verdiğini gördük. Örneğin, eğer hava sütunlarının üçgen örgüsü içine bir kusur yerleştirilirse ve bant aralığı içindeki bir frekansa sahip bir mod uyarılırsa, ışık, hiçbir yere gidemeyecektir. Işık, mükemmel şekilde yansıtıcı duvarlarla hapsedilmiş olacaktır [15,63]. Elbette ki, bu yapı sadece periyodiklik düzlemindeki ışığı hapsedecektir. Üçüncü yönde ışığın kaçışını engellemek için, üçgen örgüyü, iki metalik levha veya iki dielektrik dilim arasına (toplam iç yansımaya) sıkıştırmak (sandviç yapma) gerekecektir. Alternatif olarak, tamamen üç boyutlu bir fotonik kristal de kullanılabilir.

Böyle kovuklar, lazer sistemlerinin çok önemli elemanlarıdır. Fotonik kristal içindeki bir kusur modu, etkin bir rezonans kovuğu olarak iş yapacaktır, çünkü bu kusur modu, sadece çok dar bir frekans bandı içindeki ışığı hapsedecektir ve hemen hemen hiçbir kayıp olmayacaktır.

4.4. Dalga Kılavuzu

Fotonik kristal dalga kılavuzları, ışığın yayılımını kontrol etmede ve işlemedeki potansiyelleri nedeniyle çok ilginç bir konudur [105]. Işık, fotonik bant aralıklı yapılarda kusurlar oluşturarak kılavuzlanabilir. Fotonik kristal içinde lineer

bir kusur (bir çizgi kusuru) oluşturarak, bant aralığı içindeki frekanslar için ışık geçişine izin veren bir fotonik kristal dalga kılavuzu yapılabilir [75].

Temel düşünce, başlangıçta kusursuz olan bir fotonik kristal içinde bir dalga kılavuzu oymaktır. Kristalin bant aralığı içindeki bir frekans ile dalga kılavuzu içinde yayılan ışık, hapsedilir ve dalga kılavuzu boyunca yöneltilebilir [15, 75, 95, 106].

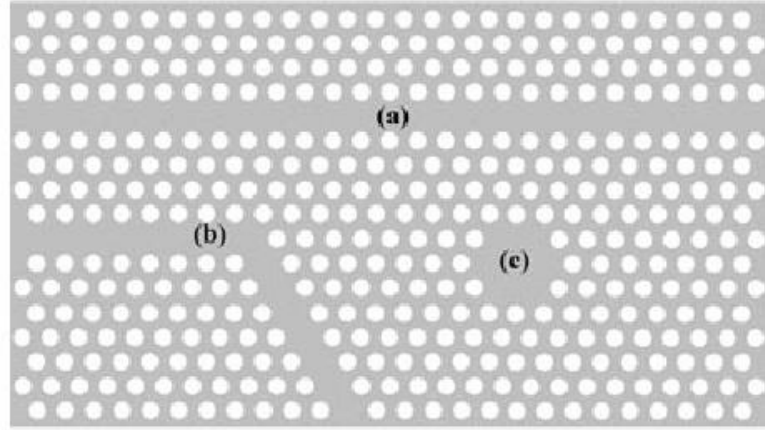
Görünür ışık, toplam iç yansımaya dayanan fiber-optik kablolarla kılavuzlanabilir. Bununla birlikte, eğer bir fiber-optik kablo sıkı bir kavis alırsa, geliş açısı, toplam iç yansımanın oluşması için çok büyük olur; bu sebeple ışık köşeli yerlerden dışarı kaçar ve bu da kayıp demektir. Fotonik kristaller, özellikle toplam iç yansımaya dayanmadıkları için, keskin köşeler etrafında bile ışığın hapsedilmesi sürekli. Bu nedenlerle, fotonik kristal dalga kılavuzları, bir monokromatik ışık demetinin bir yerden diğerine kılavuzlanması gerektiğinde kullanılabilirler. Optoelektronik bir devrede, ışık bir mikroçipin bir ucundan diğerine kılavuzlanır.

Lineer bir dalga kılavuzu oluşturmak için, basitçe, çubukların kare örgüsünden oluşan iki boyutlu bir fotonik kristalde dielektrik çubukların bir sırası kaldırılır. Düz bir dalga kılavuzu, iki fotonik kristalin yüzeyleri arasında dar bir kanal olarak göz önüne alınabilir. İhtiyacımız olan şey, dış bölgede (kanal içinde) uzanımlı ve kristal içinde eksponansiyel olarak bozulan kristal modlarıdır. Böylece, ışık bir kez dalga kılavuzu boyunca ilerlemeye başlayınca, gerçekten gidebileceği başka hiçbir yer yoktur.

Kılavuzlanmış modların frekansı fotonik bant aralığı içinde bulunduğundan dolayı, modun kristalin içine kaçması yasaktır. Dalga kılavuzunun şekli ne olursa olsun, ışık dalga kılavuzunun iç tarafında kalmaya zorlanır. Başlıca kayıp kaynağı, sadece dalga kılavuzu girişine geri yansıma olabilir. Bu durum, keskin köşeler etrafında ışığı kılavuzlamak için bir fotonik kristal kullanabileceğimizi gösterir.

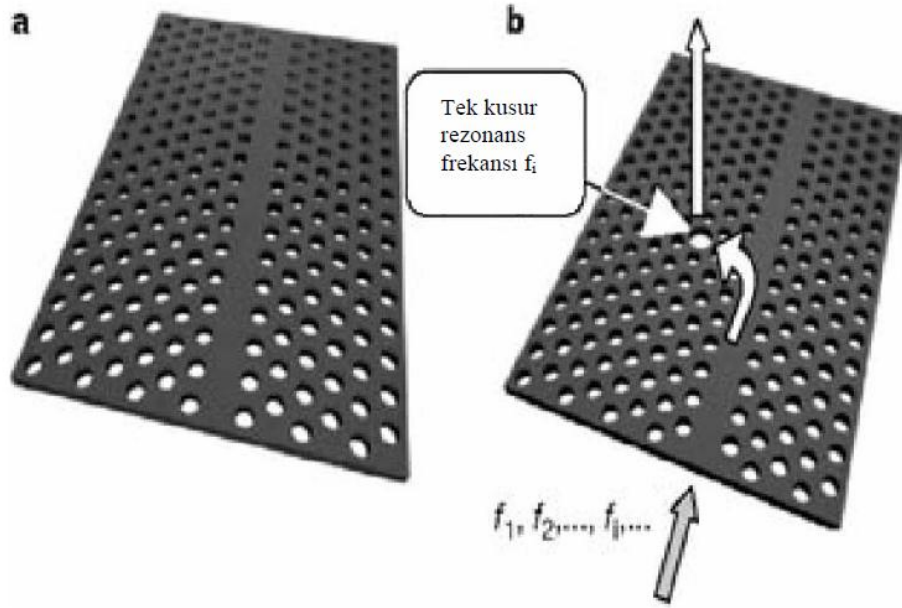
Mod alanları üst üste gelecek şekilde iki dalga kılavuzu birbirlerine yeteri derecede yaklaştırıldığı zaman, güç iki dalga kılavuzu arasında periyodik olarak transfer edilebilir; böyle bir yapı yönlü (directional) bir çiftleyici olarak bilinir. Yönlü çiftleyiciler güç yarıcılar (splitter), dalga boyu ayırıcı/toplayıcı (MUX-

DEMUX), polarizasyon yarıcısı gibi pek çok uygulamaya sahiptir. Fotonik bant aralıklı maddelerden yapılmış, fotonik bant aralığına dayanan dalga kılavuzu çiftleyicileri, yoğun (compact) dalga boyu-seçici optik aletlerin tasarımı için heyecan verici imkanlar sunar [75]. Bir fotonik dalga kılavuzu, bir dalga kılavuzu bükümü ve iki boyutlu bir fotonik kristal içindeki bir kovuk Şekil-4.3’de şematik olarak gösterilmiştir [63].



Şekil 4.3. İki boyutlu bir fotonik kristal içindeki (a) bir fotonik dalga kılavuzunun, (b) bir dalga kılavuzu bükümünün ve (c) bir kovuğun şematik gösterimi.

Fotonik kristal dalga kılavuzları ve kovuklarının uygulamalarının bir örneği olarak, özel frekanslı bir ışığın fotonik kristal dalga kılavuzu boyunca kılavuzlandığı, daha sonra bitişik bir fotonik kristal kovuk tarafından yakalandığı, son olarak da kovuktan dışarı yayınlandığı, bir fotonik kristal kanallı damla (drop) filtre, Şekil 4.4’de gösterilmiştir [107]. Diğer frekanslardaki ışık dalgaları etkilenmeden fotonik kristal dalga kılavuzu boyunca ilerlerler.



Şekil 4.4. Bir dilim fotonik kristal içindeki bir tek kusur tarafından fotonların yakalanması ve yayınlanması. a) İki boyutlu bir üçgen dilim fotonik kristal yapısı b) Dalga kılavuzu yakınında oluşturulmuş bir tek kusur.

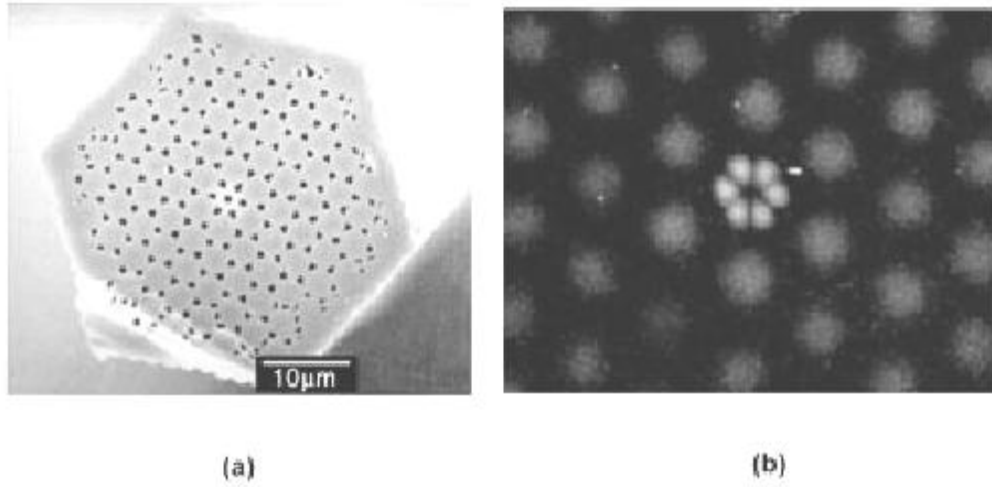
Rezonans frekansındaki ışık kusur tarafından yakalanır ve yayınlanır. Tüm optiksel veri işleme yöntemleri için keskin bükümlü dalga kılavuzları, mükemmel aynalar, kovuklar gibi inşa blokları yüksek performanslı, küçük boyutlu ve kompleks fonksiyonları başaracak şekilde bir tek fotonik kristal çip üzerinde toplanabilmektedir [108, 109].

4.5. Fotonik Kristal Fiberler

Geçtiğimiz birkaç yılda, fotonik kristal fiberler (FKF), bitimsiz (endless) tek mod etkisi, doğal olmayan dispersiyon özellikleri gibi yeni özelliklerinden dolayı [74, 110, 111] pek çok uygulamada geleneksel optik fiberlere alternatif olarak önemli derecede ilgi çekmişlerdir [112].

İki boyutlu bir fotonik kristal, fotonik kristal içinde bir kusur oluşturarak elde edilen ve üçüncü boyuttaki kusur içinde ışığı kılavuzlayan bir optik fiber [113, 114] biçiminde de kullanılabilir [63]. Bu mekanizmanın temelindeki optik fiberler,

olağanüstü özellikli kılavuzlanmış modları desteklerler. Şekil-4.5, bir fotonik kristal fiber örneğini göstermektedir [115].



Şekil 4.5. a) Bir fotonik kristal fiberin elektron tarama mikroskobu tarafından elde edilmiş görüntüsü. Merkezde fazladan hava deliğine sahip bölge, ışığın fotonik bant aralığı tarafından kılavuzlandığı öz olarak iş yapar. Fiber, yaklaşık olarak 40 mikron genişliğindedir. b) Optik mikroskop altında bir FBA fiberin ucu. Fiberin diğer ucu, beyaz ışıkla aydınlatılmıştır. Sadece öz çevresindeki bölge gösterilmiştir.

Fotonik kristal fiberlerin iki ana kategorisi vardır: Bunlardan biri, yüksek indisli özün hava boşlukları dizisi tarafından çevrelendiği, toplam iç yansımali (TİY) fiberlerdir [63, 74, 112]. Diğeri ise, özü daha düşük ortalama indise sahip veya boşluk olan fotonik bant aralıklı fiberlerdir [63].

TİY fotonik kristal fiberler, önemli uygulama ve özelliklere sahiptirler; örneğin, bitimsiz tek mod [117], hemen hemen sıfıra düzleştirilmiş dispersiyon [116] ve çok büyük çift kırılma [117] gibi. İçi boş öze sahip fiberler (fotonik bant aralıklı fiberler) için, en çok etkileyici etki, kayıpların geleneksel fiberlerde bulunan seviyelerin altına indirilebilmesidir. Bir fiberdeki kayıplar, soğurum, Rayleigh saçıcıları vb. gibi pek çok faktör tarafından sınırlandırılır. İçi boş öze sahip fiberler için, ışığın büyük çoğunluğu öz içinde ilerlediği için, cam nedeniyle saçılma ve soğurum çok küçük olabilir [111].

4.6. Lazerler

Fotonik kristalleri kullanarak yüksek kalite faktörlü (Q) kovukları yapma olanağı, çalışmaların, fotonik kristal lazerlerin gerçekleştirilmesine doğru yönlendirilmesine neden olmuştur. Özellikle fotonik kristalleri kullanarak ışık yayıcı maddelerden ani yayınının kontrol edilebileceğinin tahmin edilmesi, çok düşük eşikli etkin lazerlerin, lazerler içine fotonik kristal elemanlar veya yapılar katarak yapılabileceğini göstermiştir. Daha sonra, birkaç grup, fotonik kristal yapılar kullanarak lasing olayını başarılı bir şekilde göstermiştir [118-120]. Özellikle, bir tek kusurlu fotonik kristal kovuğundan lasing olayı gösterilmiştir [118, 119]. Daha sonra, daha büyük kovuklar kullanarak oda sıcaklığında sürekli operasyonlar gerçekleştirilmiştir. Önemli olarak, benzer ilkeler kullanan fotonik kristal lazerler, 1.55 μm bölgesinde gösterilmiştir [118-120]. Böyle lazerlerde, optik kovuk önemli bir eleman olduğu için, kovuk tasarımının optimizasyonu önemli derecede dikkat çekmiştir [121]. Fotonik kristal lazerlerin bir diğer çeşidi, rezonans kovuğu kullanmayan, fotonik bant kenarı lazeri olarak adlandırılan lazerdir [122-125]. Bu tip lazerler, etkin kazancı arttırarak ortam kazanma ile daha uzun bir zaman için, fotonların karşılıklı olarak birbirlerini etkilemeleri suretiyle, ışığın grup hızının sıfıra yaklaştığı bant kenarlarında çalışırlar [126].

GaAs veya InP'a dayanan standart lazer yapılarında, dikey yapı gerçekte bir düşük indis farklılıklı fotonik kristaldir. Böyle lazerler için, fotonik kristal bölümler, lazer kovuğu boyunca yanal yönde ışığı hapsetmek için kullanılabilir ve / veya uç aynaları olarak iş yapabilirler [63]. Bir uç-aynası olarak fotonik kristal kullanmak, ilk kez GaAs sisteminde gösterilmiştir [127].

5. EM İŞİMANIN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ

İzotropik bir ortamda bir elektrik alanın etkisiyle her bir atomdaki pozitif ve negatif yükler denge konumlarındaki yerlerini değiştirirler. Çoğu dielektrikte bu yük dağılımı elektrik alan ile doğru orantılı ve aynı yönlüdür. Bu nedenle oluşan dipol momentleri

$$p = \alpha E \quad (5.1)$$

olup buradaki α sabiti atomik kutuplanabilirliktir. Birim hacimdeki atom sayısına N dersek, kutuplanma

$$P = Np = N\alpha E = \epsilon_0 \chi E \quad (5.2)$$

şeklinde yazılabilir ve buradaki χ elektrik geçirgenliğidir. Eş.(5.1) de, yerel alan ile makroskopik alan arasındaki farkı ihmal ederiz, bu gaz ortamlar için $N\alpha \ll 1$ olduğu zaman mümkündür. Bir ortamın dielektrik sabiti

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi) = \epsilon_0 \left(1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0}\right) \quad (5.3)$$

şeklinde verilir. Eğer ortam manyetik değilse yani $\mu = \mu_0$, kırılma indisi

$$n^2 = 1 + \chi = 1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0} \quad (5.4)$$

şeklinde ifade edilir.

Atomik kutuplanabilirliğini bulmak için, gelen optik dalganın elektrik alanı tarafından oluşturulan bir atomun dipol momentini çözmek gerekir. Atomların ışığın dalgaboyuyla karşılaştırıldığında çok küçük olması nedeniyle, her bir atom için elektrik alan sabit kabul edilebilir. Atomdaki optik dalganın elektrik alanı

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \quad (5.5)$$

olup burada E_0 sabit bir genlik ve ω frekanstır. Atomdaki her bir yük bu elektrik alanı hissedecek ve elektrik kuvvetinin etkisiyle çekilecektir. Kütlelerindeki büyük farktan dolayı, elektronların oluşan dipol momente katkılarının daha baskın olması

beklenir. Elektronların atomlara esnek bir şekilde bağlandığını düşünürsek, klasik fizikteki hareket denklemi

$$m \frac{d^2}{dt^2} \chi + m\gamma \frac{d}{dt} \chi + m\omega_0^2 \chi = -eE \quad (5.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, X elektronların atoma göre konumlarını ve m de kütlelerini, ω_0 rezonans frekansını, γ sönümleme katsayısını göstermektedir. Bu denklemin kararlı hal çözümü,

$$X = \frac{-eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} e^{i\omega t} \quad (5.7)$$

Dolayısıyla oluşan dipol momenti

$$p = -eX = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} E \quad (5.8)$$

ve Eş.(5.2) kullanarak atomik kutuplanabilirlik

$$\alpha = \frac{e^2}{m\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (5.9)$$

şeklinde elde edilir. Eğer birim hacimde N atom varsa, böyle bir ortamın kırılma indisi Eş.(5.9) ve (5.4) göre

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0(m\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (5.10)$$

olur. Eğer eşitliğin ikinci terimi 1 ile kıyaslandığında küçük olursa, kırılma indisi için yaklaşık olarak

$$n = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (5.11)$$

denklemini yazılabilir. Bu denklem sadece temel atomik büyüklüklere göre değil, aynı zamanda ışığın frekansına ω bağlı olarak da kırılma indisini verir. Kırıcılık indisinin, ışığın frekansına bağlı olmasına dispesiyon denir, ve Eş.(5.11) dispersiyon denklemi olarak isimlendirilir. Bu eşitliğin paydasındaki sanal terim $i\gamma\omega$, elektron hareketindeki sönümlemeyi açıklar ve soğurmaya neden olur. Bu sanal terimden dolayı, Eş.(5.11)'ye göre kırılma indisi bir karmaşık sayı değeri alır. Kırılma

indisinin sanal kısmı ω , ω_0 'a yaklaştığında önemli olmaktadır. Kompleks kırılma indisi:

$$n \rightarrow n - ik = 1 + \frac{Ne^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{2\varepsilon_0 m[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]} - i \frac{Ne^2 \gamma \omega}{2\varepsilon_0[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]} \quad (5.12)$$

Kırılma indisinin sanal kısmının elektromanyetik ışımaya etkisini görmek için, $n-ik$ kırılma indisli bir ortamda hareket eden tek renkli bir düzlem dalganın denklemi

$$E = A \exp[i(\omega t - Kz)] \quad (5.13)$$

olup buradaki K kompleks ortamdaki dalga sayısını göstermektedir ve K

$$K = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{\omega}{c} n = \frac{2\pi}{\lambda} n \quad (5.14)$$

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} (n - ik) \quad (5.15)$$

denklemleri ile gösterilir. n , kompleks kırılma indisinin gerçel kısmı, k 'de sanal kısmıdır. Eş.(5.15)'i, Eş.(5.13)'te yerine yazarsak,

$$E = A \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} z \right) \right] \exp \left(- \frac{2\pi k}{\lambda} z \right) \quad (5.16)$$

kırılma indisinin sanal kısmı, elektromanyetik ışımının hareket doğrultusu boyunca bir sönmlemeye sebep olur, ve bu soğurma katsayısı

$$\alpha \equiv \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} \quad (5.17)$$

şeklinde tanımlanır. Elektromanyetik ışımının şiddeti I , $|E|^2$ ile orantılıdır.

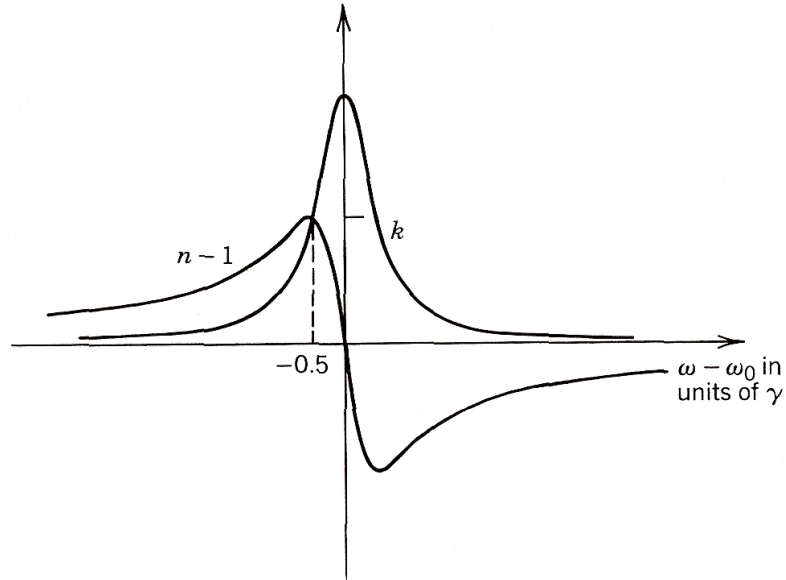
$$I(z) = |E|^2 = I(0)e^{-\alpha z} \quad (5.18)$$

Eşitliğinden soğurma katsayısı

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} k \quad (5.19)$$

şeklinde elde edilir.

Şekil 5.1. $(n-1)$ ve k 'nin, ω 'in fonksiyonu olarak normalize edilmiş grafiğidir. Bölgenin büyük kısmında kırılma indisi frekansla birlikte artar. Fakat rezonansa yaklaşıldığında kırılma indisi birden azalır. Bu beklenmedik davranışa anormal dispersiyon denir. Anormal dispersiyon bölgesinde, soğurmanın da maksimum olduğuna dikkat edelim. Bu bölgede dielektrik madde saydamlığını kaybeder, çünkü elektronlar sevdikleri frekansta titreşip rezonansa geçtiklerinden, enerjisi soğurulan dalga büyük miktarda sönüme uğrar. Rezonansın üst tarafında n 'nin 1'den küçük oluşu, dalga (faz) hızının c 'den büyük olması anlamına gelir. Bunun fiziksel bir önemi yoktur, çünkü dalga faz hızıyla taşınmaz. Öte yandan, toplamdaki diğer terimlerin katkıları grafikte gösterilmemiştir; bunlar da arka planda sabit bir katkı oluşturup her yerde $n > 1$ olmasını bazen sağlayabilirler.



Şekil 5.1. $(n-1)$ ve k 'nin, $\omega - \omega_0$ fonksiyonu olarak normalize edilmiş grafiği.

Elektronların doğal frekansları ω_j ve sönüm faktörleri y_j farklı olabilir. Bunu hesaba katmak üzere her atomda f_j sayıdaki elektron olduğunu düşünersek,

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega} \quad (5.20)$$

elde ederiz.

Metallerde, uygulanan elektrik alanla serbest hareket edebilen elektronlar bulunmaktadır. Bu elektronlar için geri çağırıcı kuvvette bulunmamaktadır. Eğer Eş (5.10) da $\omega_0=0$ alırsak,

$$n^2 = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m(\omega^2 - i\gamma\omega)} \quad (5.21)$$

kompleks kırıcılık indisini elde ederiz. Eğer $\gamma \ll \omega$ kabul edersek, kırılma indisi

$$n^2 \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (5.22)$$

olur ve buradaki ω_p plazma açısal frekansı

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \quad (5.23)$$

olarak adlandırılır. Yüksek frekanslı ışımlar için ($\omega > \omega_p$), kırılma indisi gerçel olup, dalga serbestçe hareket eder. Düşük frekanslar için ($\omega < \omega_p$), kırılma indisi tamamen sanal olur. Metallerin içinde yüzeyden itibaren elektrik alan üssel bir şekilde azaldığı için, iletkenliği yüksek metallerde elektromanyetik ışıma yüzeyden yansır.

Kramers - Kronig bağıntıları, lineer pasif bir sistemde yanıt fonksiyonunun sanal kısmı tüm frekanslarda biliniyorsa reel kısmını (veya tersini) bulma olanağı verir. Bu bağıntılar katılarda optik ölçümlerin analizinde önemli yer tutarlar. Kompleks dielektrik fonksiyonunun $\varepsilon(\omega)$ hem gerçel hem de sanal kısımları ω frekansının fonksiyonlarıdır. Eğer $\varepsilon(\omega)$ 'nın tüm frekanslar için sanal kısmını biliyorsak, Kramers - Kronig bağıntıları ile gerçel kısmını bulabiliriz.

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon_0 = \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\varepsilon''(\omega')\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (5.24)$$

Dielektrik sabitinin gerçel kısmı $\varepsilon'(\omega)$ dispersiyon özellikleri, sanal kısmı $\varepsilon''(\omega)$ soğurma özellikleri ile ilgilidir. Optikte, bir maddesel ortamın dispersiyonu genellikle kırılma indisi $n(\omega)$ ve

$$k = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (5.25)$$

bağıntısı ile tanımlanır. İlerleyen bir dalga'nın faz hızı ve grup hızı

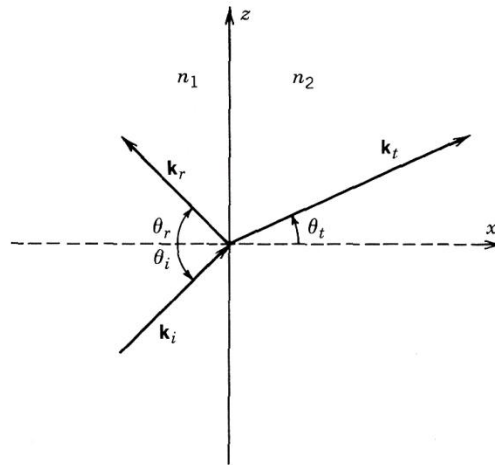
$$v_p = \frac{c}{n(\omega)} \quad (5.26)$$

$$v_g = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)} \quad (5.27)$$

bağıntılarıyla bulunur. Normal dispersiyonda, $\partial n/\partial \omega > 0$ ve grup hızı, faz hızından daha az olur. Anormal dispersiyonda ise, $\partial n/\partial \omega$ büyük ve negatif bir değer alır, grup hızı faz hızından ve bazen c 'den büyük olur.

6. DÜZLEM DALGALARIN YANSIMASI VE KIRILMASI

Bir düzlem dalga, saydam bir ortamda ilerlerken başka bir saydam ortamın sınırına çarpınca, ışık ışınlarının bir kısmı yansır, bir kısımda ikinci ortama girer. İkinci ortama giren ışın sınırdaki bükülür. Bu bükülmeye kırılma denir.



Şekil 6.1. Bir düzlem dalganın iki dielektrik ortamın arakesitindeki yansıma ve kırılması.

Frekansı ω ve dalga yayılım vektörü k_i olan bir gelen düzlem dalganın alan genliği $E_i \exp[i(\omega t - k_i \cdot r)]$ olsun. Yansıyan ve kırılan düzlem dalgaların genlikleri de sırasıyla $E_r \exp[i(\omega t - k_r \cdot r)]$ ve $E_t \exp[i(\omega t - k_t \cdot r)]$ şeklinde ifade edilir. Sınır koşullarına göre $x=0$ da herhangi bir noktadaki bu alanların genlikleri

$$(k_i \cdot r)_{N=0} = (k_r \cdot r)_{N=0} = (k_t \cdot r)_{N=0} \quad (6.1)$$

eşitliğini sağlamalıdır. n_1 ve n_2 ortamların kırıcılık indisleri olmak üzere, dalga sayılarının büyüklükleri

$$k_i = k_r = \frac{\omega}{c} n_1, \quad k_t = \frac{\omega}{c} n_2 \quad (6.2)$$

Eş.(6.1) göre dalga yayılım vektörlerinin üçü de aynı düzlemdedir. Ayrıca, Eş.(6.2) göre üç dalga vektörünün de teğet bileşenleri eşittir. Yani,

$$n_1 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r = n_2 \sin \theta_t \quad (6.3)$$

Bu ifade de gelme ve yansıma açılarının eşit olduğunu gösterir. Snell yasası da,

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.4)$$

$$\nabla^2 E - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad \nabla^2 H - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \quad (6.5)$$

Dalga denklemlerinin genel bir çözümü, her bir ortamdaki gelen ve yansıyan dalgaların süper pozisyonu alınarak:

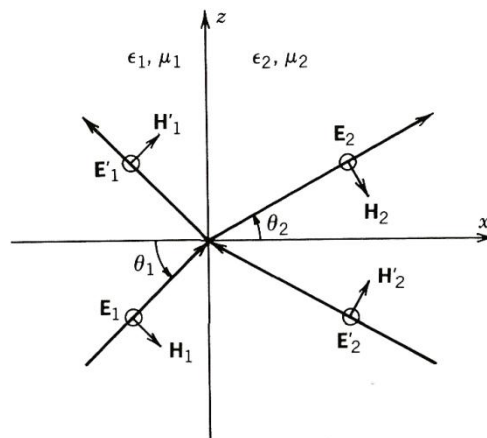
$$E = \begin{cases} (E_1 e^{-ik_1 \cdot r} + E'_1 e^{-ik'_1 \cdot r}) e^{i\omega t}, & x < 0 \\ (E_2 e^{-ik_2 \cdot r} + E'_2 e^{-ik'_2 \cdot r}) e^{i\omega t}, & x > 0 \end{cases} \quad (6.6)$$

Burada E_1, E_2, E'_1 ve E'_2 sabit kompleks vektörler; k_1 gelen dalganın dalga vektörü, k_2 iletilen dalganın dalga vektörü; k'_1 ve k'_2 dalga vektörleri k_1 ve k_2 nin yz-düzlemine göre görüntüleridir. Manyetik alan vektörü de,

$$H = \frac{i}{\omega \mu} \nabla \times E \quad (6.7)$$

Elektrik ve manyetik alan vektörlerinin E_z, E_y, H_z ve H_y teğetsel bileşenlerinin, $x=0$ da sınır koşullarını sağlamaları için sürekli olmaları gereklidir.

6.1. TE – Dalgalarının Yansıma ve İletimi



Şekil 6.2. TE dalgalarının yansıması ve kırılması.

TE-dalgaların, elektrik alan vektörü E gelme yüzeyine diktir. Elektrik alan vektörlerinin tümü gelme yüzeyine dik olup, dalga vektörleri doğrultusunda pozitif enerji akışı için manyetik alan vektörleri seçilir. E_y ve H_z 'nin sınırdaki süreklilik şartının uygulanmasıyla

$$E_{1s} + E'_{1s} = E_{2s} + E'_{2s}$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}(E_{1s} - E'_{1s}) \cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}(E_{2s} - E'_{2s}) \cos \theta_2 \quad (6.8)$$

eşitlikleri elde edilir. Bu eşitlikler bir matris denklemi şeklinde yazılabilir.

$$D_s(1) \begin{pmatrix} E_{1s} \\ E'_{1s} \end{pmatrix} = D_s(2) \begin{pmatrix} E_{2s} \\ E'_{2s} \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

$$D_s(i) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} - \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \cos \theta_i & \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \cos \theta_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2 \quad (6.10)$$

$D_s(i)$ matrisi, TE-dalgasının i ($i=1,2$) ortamı için dinamik matrisi olarak isimlendirilir. Eğer dalga 1.ortamdan geliyorsa, yansıma ve iletme katsayıları tek bir ara yüz için,

$$r_s = \left(\frac{E'_{1s}}{E_{1s}} \right)_{E'_{2s}=0}, \quad t_s = \left(\frac{E_{2s}}{E_{1s}} \right)_{E'_{2s}=0} \quad (6.11)$$

olur. Eş.(6.8) deki sınır şartlarını kullanarak ve $\mu_1=\mu_2$ olduğunu kabul ederek,

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (6.12)$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (6.13)$$

optik frekanslarda genellikle çoğu maddeler için doğru olan denklemleri elde ederiz.

6.2. TM – Dalgalarının Yansıma ve İletimi

TM-dalgaların, manyetik alan vektörü H gelme yüzeyine diktir. Elektrik alan vektörlerinin tümü gelme yüzeyinde olup, yayılım doğrultusunda pozitif enerji akışı

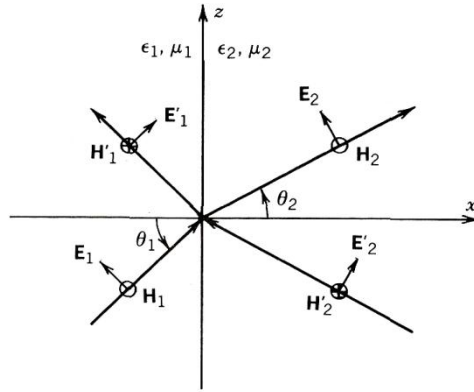
için manyetik alan vektörleri seçilir. E_z ve H_y 'nin sınırdaki süreklilik şartının uygulanmasıyla,

$$(E_{1p} + E'_{1p}) \cos \theta_1 = (E_{2p} + E'_{2p}) \cos \theta_2 \quad (6.14)$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} (E_{1p} - E'_{1p}) = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} (E_{2p} - E'_{2p})$$

$$D_p(1) \begin{pmatrix} E_{1p} \\ E'_{1p} \end{pmatrix} = D_p(2) \begin{pmatrix} E_{2p} \\ E'_{2p} \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

$$D_p(i) = \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \cos \theta_i \\ \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} & -\sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_i}} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2. \quad (6.16)$$



Şekil 6.3. TM dalgalarının yansıması ve kırılması.

elde edilen $D_p(i)$ matrisi, TM-dalgasının i ($i=1,2$) ortamı için dinamik matrisi olarak isimlendirilir. Eğer dalga 1.ortamdan geliyorsa, yansıma ve iletme katsayıları tek bir ara yüz için,

$$r_p = \left(\frac{E'_{1p}}{E_{1p}} \right)_{E'_{2p}=0}, \quad t_p = \left(\frac{E_{2p}}{E_{1p}} \right)_{E'_{2p}=0} \quad (6.17)$$

olur. Eş.(6.14) ve Eş.(6.17) denklemlerini kullanarak ve $\mu_1=\mu_2$ olduğunu kabul ederek,

$$r_p = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (6.18)$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}, \quad (6.19)$$

elde ederiz. Eşitlikler (6.12), (6.13), (6.18) ve (6.19), Fresnel formülleri olarak bilinir. Bu formüller genel olup, herhangi iki ortam için kullanılabilir.

6.3 Yansıma ve Geçirme

Fresnel formülleri, yansıyan ve iletilen dalgaların genliklerinin, gelen dalganın genliğine oranını verir. Sınır yüzeyden ne kadar enerjinin yansıdığını ve iletildiğini bulmak için, yansıyan ve iletilen dalgalar ile gelen dalga arasındaki Poynting güç akışı oranlarına ihtiyaç vardır. Sınır yüzeye paralel olan güç akışı, ortam boyunca sabittir. Bu nedenle, yansıma ve iletim ile ilgilenildiği sürece, yalnızca gelen, yansıyan ve iletilen dalgaların zaman ortalamalı Poynting vektörlerinin normal bileşenlerini dikkate alacağız. Yansıma ve iletim,

$$R_s = \left| \frac{x \cdot S'_{1s}}{x \cdot S_{1s}} \right|, \quad R_p = \left| \frac{x \cdot S'_{1p}}{x \cdot S_{1p}} \right|, \quad (6.20)$$

$$T_s = \left| \frac{x \cdot S_{2s}}{x \cdot S_{1s}} \right|, \quad T_p = \left| \frac{x \cdot S_{2p}}{x \cdot S_{1p}} \right|, \quad (6.21)$$

olarak tanımlanır ve S zaman ortalamalı Poynting vektörünü gösterir. Bir düzlem dalga için zaman ortalamalı Poynting vektörü dielektrik bir ortam için,

$$S = \frac{k}{2\omega\mu} |E|^2, \quad (6.22)$$

olup, n kırılma indisinin gerçel kısmı, k dalga vektörü ve E düzlem dalganın genliğidir. Bu tanıma göre yansıma ve iletime:

$$R_s = |r_s|^2 \quad R_p = |r_p|^2 \quad (6.23)$$

$$T_s = \frac{n_2 \cos \theta_2 |t_s|^2}{n_1 \cos \theta_1} \quad T_p = \frac{n_2 \cos \theta_2 |t_p|^2}{n_1 \cos \theta_1} \quad (6.24)$$

İletim formülleri, tamamı dielektrik olan ortam ile gerçel n_1 ve n_2 için geçerlidir. Bu denklemler, enerji korunumu yasası ile de uyum içerisindedir, yani $R + T = 1$. Eğer bir soğurma olursa, $A = 1 - R - T$ olur.

Normal doğrultusunda ($\theta_i=0$) gelen TE ve TM dalgaları için, Fresnel formülleri

$$r_s = r_p = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (6.25)$$

$$t_s = t_p = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (6.26)$$

şekline dönüşür. Dielektrikler için gerçel kırılma indisleri ile yansıma ve iletme eşitlikleri:

$$R_S = R_P = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (6.27)$$

$$T_S = T_P = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (6.28)$$

7. ÇOK İNCE İLETKEN FİLMLERİN GEÇİRGENLİK ETKİSİ

İletken ortamlar için, dalganın yayılım doğrultusu boyunca bir boyutlu durum için, Maxwell denklemlerinin çözümü [128] ile elektrik alan şiddeti E_x

$$E_x = E_0 e^{-az} e^{-j\beta z} \quad (7.1)$$

bulunur. Burada E_0 sabit bir vektörü, j sanal birimi, a sönüm sabitini, β bir faz sabitini ve z dalganın yayılım doğrultusu boyunca ki ordinatını gösterir. İletken ortamlar için, a ve b yaklaşık eşit olup,

$$a \approx \beta \approx (\pi \mu \sigma \nu)^{-1/2} \quad (7.2)$$

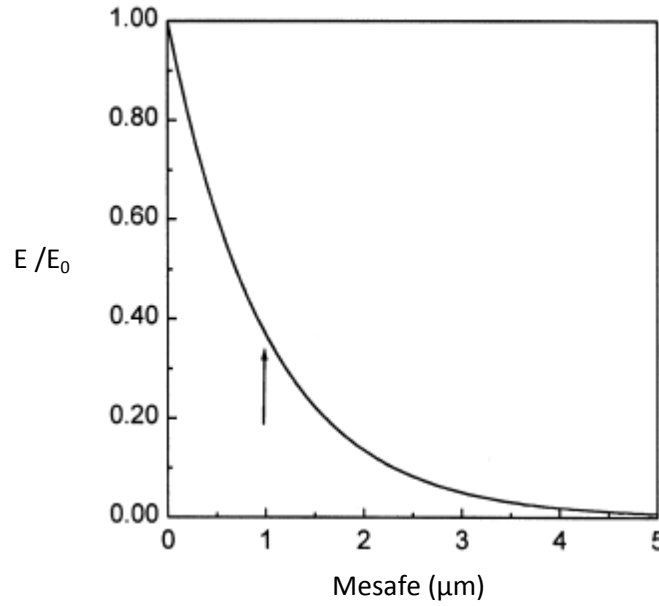
ν dalganın frekansını, μ ve σ maddenin manyetik geçirgenliğini ve elektrik iletkenliğini gösterir. Eş.(7.1)'den yüksek iletkenliğe sahip metal filmler için, elektrik alan şiddeti yayılım sırasında sönümlenir ve genlik

$$E = E_0 e^{-az} \quad (7.3)$$

olur. Eş.(4.3), z -konumundaki hava-film arakesitinden iletken filme nüfuz eden elektrik alan şiddetini verir. Filmin iletimi,

$$t = E / E_0 = e^{-az} \quad (7.4)$$

olur. Bunu, tünellemeden kaynaklanan kuantum iletim etkisinden ayırmak için, klasik iletim etkisi olarak tanımlayabiliriz. Şekil 7.1. elektrik iletkenliği 3.54×10^7 S/m; bağıl geçirgenliği $\mu_r = 1.000021$ ve boşlukta geçirgenliği $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ olan ince bir alüminyum filmin iletim eğrisini göstermektedir. Grafikten de belli olduğu gibi, hava ile film arakesitinde 0.1mm'lik yol aldığı anda, iletim $t > \%85$ olmaktadır.



Şekil 7.1. Çok ince iletken filmlerde klasik geçirgenlik etkisi.

İletken filmler için, elektromanyetik dalgaların iletim davranışı nüfuz derinliği δ ile nitelendirilir ve bu derinlikte E 'nin genliği arakesitteki değerin $1/e$ ' sine sönümlenir. Eş.(4.4)'e, $t = 1/e$ ve $z = \delta$ ifadelerini yerleştirirsek,

$$\delta = 1/a = (\pi\mu\sigma\nu)^{-1/2} \quad (7.5)$$

olur. Örneğin 3 GHz frekansında, Al, Au, Cu, Ag için δ değerleri sırasıyla 1.6, 1.4, 1.2, ve 1.2 mm'dir [129]. Eş.(7.5)'i Eş. (7.4)'te yerine yazarsak ve $z = d$, iletken filmlerin kalınlığına bağlı iletimi

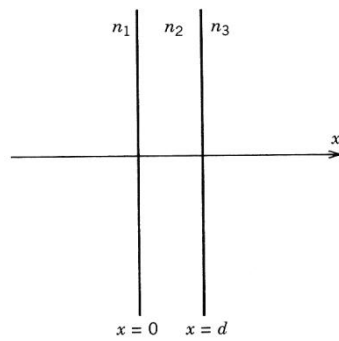
$$t = e^{-(d/\delta)} \quad (7.6)$$

olur. İletim etkisi, iletken film makroskopik ölçülerde olursa ($d \gg \delta$) ihmal edilir. Bu durumda, iletken film yansıtıcı durumundadır. Eğer filmin kalınlığı nanometre ölçeğinde olursa ($d \ll \delta$), t bire doğru yaklaşan değer alır, ve film oldukça geçirgen olur. d 'nin ara değerlerinde ise, film boyunca elektromanyetik sızmalar gözlenir.

8. HOMOJEN VE İZOTROPİK TEK BİR TABAKANIN OPTİĞİ

8.1. Elektromanyetik Davranış

İki yarı sonsuz ortam arasındaki ince bir dielektrik katmandaki elektromanyetik ışımının yansımısını ve iletimini inceleyelim.



Şekil 8.1. İnce bir homojen dielektrik malzeme katmanı.

Tüm ortamı homojen ve izotropik düşünersek, bütün yapının kırılma indisi,

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x < 0, \\ n_2, & 0 < x < d, \\ n_3, & d < x, \end{cases} \quad (8.1)$$

şeklinde tanımlanabilir. Eğer gelme düzlemini xz -düzlemi kabul edersek, dalga denkleminin düzlem dalga çözümünün elektrik alan vektörü,

$$E(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8.2)$$

olur, çünkü ortam z -doğrultusunda homojendir. β parametresi, yayılan dalga vektörünün z -bileşenidir. Alan vektörlerinin ara yüzlerde sınır koşullarını yerine getirmeleri gerektiğinden, β tüm katmanlarda aynı değere sahip olmalıdır, ve Snell yasası her bir ara yüzde geçerlidir. Düzlem bir TE dalganın elektrik alan vektörü,

$$E(x) = \begin{cases} Ae^{-ik_{1x}x} + Be^{ik_{1x}x}, & x < 0, \\ Ce^{-ik_{2x}x} + De^{ik_{2x}x}, & 0 < x < d, \\ Fe^{-ik_{3x}(x-d)}, & d < x, \end{cases} \quad (8.3)$$

$$k_{ix} = \left[\left(\frac{n_i \omega}{c} \right)^2 - \beta^2 \right]^{1/2} = \left(\frac{\omega}{c} \right) n_i \cos \theta_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (8.4)$$

kompleks genlikler A, B, C, D ve F sabittir, ve k_{1x}, k_{2x} ve k_{3x} dalga vektörlerinin x -bileşenleridirler. B ve F sabitleri sırasıyla yansıyan ve iletilen dalgaların genlikleridirler. $H_z = (i/\omega\mu)(\partial E/\partial x)$ ifadesini kullanarak manyetik alanın z -bileşeni,

$$H_z(x) = \begin{cases} \frac{k_{1x}}{\omega\mu} (Ae^{-ik_{1x}x} - Be^{ik_{1x}x}), & x < 0, \\ \frac{k_{2x}}{\omega\mu} (Ce^{-ik_{2x}x} - De^{ik_{2x}x}), & 0 < x < d, \\ \frac{k_{3x}}{\omega\mu} Fe^{-ik_{3x}x} & d < x, \end{cases} \quad (8.5)$$

bulunur. $x=0$ ve $x=d$ ara yüzlerinde E_y ve H_z 'nin sürekliliği uygulanarak,

$$A + B = C + D \quad (8.6)$$

$$k_{1x}(A - B) = k_{2x}(C - D) \quad (8.7)$$

$$Ce^{-ik_{2x}d} - De^{ik_{2x}d} = F \quad (8.8)$$

$$k_{2x}(Ce^{-ik_{2x}d} - De^{ik_{2x}d}) = k_{3x}F \quad (8.9)$$

elde edilen denklemler B, C, D ve F için A terimi cinsinden çözülürse,

$$F = A \frac{4k_{1x}k_{2x}e^{-ik_{2x}d}}{(k_{1x}+k_{2x})(k_{2x}+k_{3x})+(k_{1x}-k_{2x})(k_{2x}-k_{3x})e^{-ik_{2x}d}} \quad (8.10)$$

$$B = A \frac{(k_{1x}-k_{2x})(k_{2x}+k_{3x})+(k_{1x}+k_{2x})(k_{2x}-k_{3x})e^{-ik_{2x}d}}{(k_{1x}+k_{2x})(k_{2x}+k_{3x})+(k_{1x}-k_{2x})(k_{2x}-k_{3x})e^{-ik_{2x}d}} \quad (8.11)$$

$$C = \frac{1}{2}F \left(1 + \frac{k_{3x}}{k_{2x}} \right) e^{ik_{2x}d} \quad (8.12)$$

$$D = \frac{1}{2}F \left(1 - \frac{k_{3x}}{k_{2x}} \right) e^{-ik_{2x}d} \quad (8.13)$$

elde edilir. Eş.(8.4)'ü kullanarak, TE-dalgaları için, dielektrik ara yüzlerinin Fresnel yansıma ve iletim katsayıları:

$$r_{12} = \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}} \quad (8.14)$$

$$r_{23} = \frac{k_{2x} - k_{3x}}{k_{2x} + k_{3x}} \quad (8.15)$$

$$t_{12} = \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}} \quad (8.16)$$

$$t_{23} = \frac{2k_{2x}}{k_{2x} + k_{3x}} \quad (8.17)$$

Bu formülleri kullanarak, iletim ve yansıma katsayıları,

$$t \equiv \frac{F}{A} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-i\phi}}{1+r_{12}r_{23}e^{-2i\phi}} \quad (8.18)$$

$$r \equiv \frac{F}{A} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-2i\phi}}{1+r_{12}r_{23}e^{-2i\phi}} \quad (8.19)$$

şeklinde yazılabilir. ϕ parametresi katmanın kalınlığı d ve kırılma indisi n_2 ile orantılıdır.

$$\phi = k_{2x}d = \frac{2\pi d}{\gamma} n_2 \cos \theta_2 \quad (8.20)$$

8.2. YANSITMA, İLETME ve SOĞURMA

Yansıtma, dielektrik yapıdan yansıyan enerji olarak tanımlanır, ve

$$R = |r|^2 \quad (8.21)$$

Yansıtma, birinci ortamın soğurmasız olması, yani n_1 'in gerçel olması durumunda anlamlıdır. Ayrıca, üçüncü ortamda soğurmasız ise, iletmeye

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2 \quad (8.22)$$

olur. $n_3 \cos \theta_3 / n_1 \cos \theta_1$ terimi faz hızındaki farkı doğrular. Soğurma, sönümlenen enerji miktarıdır ve enerjinin korunumuna göre,

$$A = 1 - R - T \quad (8.23)$$

olur.

8.3. Kalın Katmanlar

Yansıtma ve iletme, π periyotlu Φ nin periyodik fonksiyonlarıdır.

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n d \cos \theta \quad (8.24)$$

Burada n ortamın kırılma indisini, d katmanın kalınlığını ve θ gelme açısını ifade etmektedir. Tek renkli bir düzlem dalga için, Φ özgün bir şekilde belirlenir ve bundan dolayıda yansıma ve iletme katmanın kalınlığına bakılmaksızın bulunabilen, uygun kalınlıklarda maksimum ve minimumlar gösteren, katman kalınlığının periyodik fonksiyonlarıdır.

Saydam bir tabakanın değişken iletim fonksiyonu, yansıtıcı iki yüzey arasında çoklu yansıma yapan ışığın girişimi sonucu oluşur. Eğer ışınlar aynı fazda ise, yapıcı girişim olur ve tabakanın iletimi en yüksek değerini alır, eğer ışınlar aynı fazda değilse, yıkıcı girişim olur ve iletim en küçük değerini alır. Her iki durumda da çoklu yansıyan ışınlar, ışığın dalgaboyuna, ışığın tabakaya gelme açısına, tabakanın kalınlığına ve yansıtıcı yüzeyler arasındaki ortamın kırıcılık indisine bağlıdır. Komşu iki iletim tepesi arasındaki dalgaboyu aralığına, tabakanın serbest spektrum aralığı (FSR), $\Delta\lambda$, denir ve

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nd \cos \theta + \lambda_0} \approx \frac{\lambda_0^2}{2nd \cos \theta} \quad (8.25)$$

olur. Buradaki λ_0 , en yakın iletim tepesinin merkezi dalgaboyudur. Kalın tabakalar için,

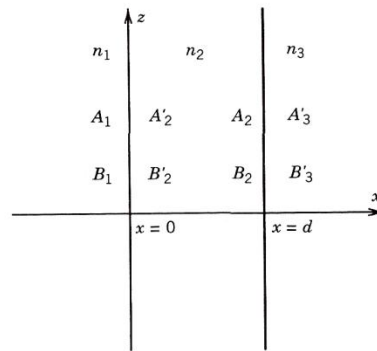
$$n = \lambda_m \lambda_{m\pm 1} / (2d | \lambda_m - \lambda_{m\pm 1} |) \quad (8.26)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada λ_m and $\lambda_{m\pm 1}$, girişim desenindeki komşu tepelerin dalgaboyları ve d 'de tabakanın kalınlığıdır. Periyodik katmanlı bir tabaka, süreklilik göstermeyen dielektrik arakesitlerinin periyodik bir sıralaması olarak düşünülebilir. Bu arakesitlerden gerçekleşen çok sayıdaki yansımalar sonucu, oldukça yüksek bir yansıma elde etmek mümkün olmaktadır.

9. İZOTROPİK KATMANLI ORTAM İÇİN MATRİS FORMULASYONU

9.1. İnce Film İçin 2x2 Matrix Formulasyonu

Katmanların sayısı çok fazla olduğunda, çok sayıdaki denklemden dolayı izotropik katmanlı yapıların analizi çok zor olmaktadır. Matris metodu ile sistematik bir yaklaşımla ve bilgisayar yardımıyla periyodik yapıların hesaplamaları rahat bir şekilde yapılabilir.



Şekil 9.1. İnce bir dielektrik katman.

Şekil 9.1 deki dielektrik yapının kırılma indisi,

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x < 0 \\ n_2, & 0 < x < d \\ n_3, & d < x \end{cases}$$

z-doğrultusunda tüm ortamın homojen olmasından dolayı, yani $\partial n / \partial z = 0$, Maxwell denklemlerine uygun bir şekilde elektrik alan

$$E = E(x)e^{-i(\omega t - \beta z)} \quad (9.1)$$

formunda yazılır ve bu ifadedeki β dalga vektörünün z-bileşeni ve ω açısal frekansıdır. Elektromanyetik dalganın, xz-düzleminde hareket ettiğini kabul edelim. $E(x)$ elektrik alanı sağa ve sola hareket eden dalgalarından oluşur ve bunu

$$E(x) = Re^{-ik_x x} + Le^{ik_x x} \equiv A(x) + B(x) \quad (9.2)$$

şeklinde ifade ederiz. $A(x)$ sağa giden dalga, $B(x)$ ise sola giden dalga genliğini gösterebilir. Matris metodu göstermek için,

$$\begin{aligned} A_1 &= A(0^-) & A_2 &= A(d^-) \\ B_1 &= B(0^-) & B_2 &= B(d^-) \\ A_2' &= A(0^+) & A_3' &= A(d^+) \\ B_2' &= B(0^+) & B_3' &= B(d^+) \end{aligned} \quad (9.3)$$

tanımlarsak, burada 0^- ara yüzün sol tarafını ve 0^+ ara yüzün sağ tarafını göstermektedir. Aynı şekilde d^- ve d^+ da $x=d$ için tanımlanmaktadır. Eğer elektrik alanın iki genliğini sütun vektörleri şeklinde gösterirsek,

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 \begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix} \equiv D_{12} \begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix} \quad (9.4)$$

$$\begin{pmatrix} A_2' \\ B_2' \end{pmatrix} = P_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad (9.5)$$

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} \equiv D_{23} \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} \quad (9.6)$$

denklemleri elde edilir. Dinamik matrisler D_1 , D_2 ve D_3

$$D_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_\alpha \cos \theta_\alpha & -n_\alpha \cos \theta_\alpha \\ \cos \theta_\alpha & \cos \theta_\alpha \\ n_\alpha & \alpha \end{pmatrix} \quad (9.7)$$

yazılır. Burada $\alpha=1,2,3$ ve θ_α her bir katmandaki ışının açısı olup, β ve k_{ax} ile arasındaki bağıntılar

$$\beta = n_\alpha \frac{\omega}{c} \sin \theta_\alpha, k_{ax} = n_\alpha \frac{\omega}{c} \cos \theta_\alpha \quad (9.8)$$

P_2 propagasyon matrisi olarak isimlendirilir ve katman boyunca hareketi açıklar, ve

$$\emptyset_2 = k_{2x}d \quad (9.9)$$

olur. D_{12} ve D_{23} iletim matrisleri, ara yüzlerin her iki tarafındaki dalgaların genlikleri arasında bağıntıyı sağlar, ve

$$D_{12} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \\ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \end{pmatrix} \quad (9.10)$$

$$D_{12} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) \\ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) \end{pmatrix} \quad (9.11)$$

şeklinde ifade edilirler. Eş.(9.10) ve (9.11)

$$D_{12} = \frac{1}{t_{12}} \begin{pmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{pmatrix} \quad (9.12)$$

şeklinde t_{12} ve r_{12} Fresnel katsayıları ile yazılabilir. Bu katsayılar:

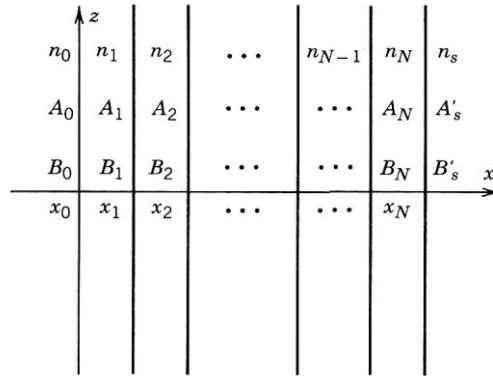
$$r_{12} = \begin{cases} \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}} \\ \frac{n_1^2 k_{2x} - n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x} + n_2^2 k_{1x}} \end{cases} \quad (9.13) \quad t_{12} = \begin{cases} \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}} \\ \frac{2n_1^2 k_{2x}}{n_1^2 k_{2x} + n_2^2 k_{1x}} \end{cases} \quad (9.14)$$

Eş. (9.4), (9.5) ve (9.6)'dan, A_1 , B_1 ve A_3' , B_3' genlikleri arasındaki ilişki,

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_3 \begin{pmatrix} A_3' \\ B_3' \end{pmatrix} \quad (9.15)$$

olur. Her bir katmanda düzlem dalgaının genliğini gösteren sütun vektörlerle, 2x2 matrisinin sonucu ilişkilidir. Arakesitin her bir tarafı bir dinamik matris ile gösterilir, ve katmanlardan oluşan yapı bir propagasyon matrisi ile gösterilir.

9.2. Çoklu Katmanlı Sistemler İçin 2x2 Matris Formülasyonu



Şekil 9.2. Çok katmanlı bir dielektik ortam.

Şekil 9.2. deki dielektrik yapının kırılma indisi,

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0, \\ n_1, & x_0 < x < x_1, \\ n_2, & x_1 < x < x_2, \\ \vdots & \\ \vdots & \\ \vdots & \\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N, \\ n_s, & x_N < x, \end{cases} \quad (9.16)$$

olur. Burada n_0 dalganın geldiği ortamın kırılma indisi, n_l l 'inci katmanın kırılma indisi, x_l l 'inci ve $(l+1)$ 'inci ortam arasındaki arakesitin konumu, ve n_s alt katmanın kırılma indisidir. Katman kalınlıkları d_l ile x_l arasındaki ilişki de,

$$\begin{aligned} d_1 &= x_1 - x_0, \\ d_2 &= x_2 - x_1, \\ &\vdots \\ d_N &= x_N - x_{N-1} \end{aligned} \quad (9.17)$$

olur. Elektrik alan dağılımı $E(x)$,

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_0 x(x-x_0)}, & + B_0 e^{-ik_0 x(x-x_0)}, & x < x_0, \\ A_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)}, & + B_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)}, & x_{l-1} < x < x_1, \\ A'_3 e^{-ik_{sx}(x-x_N)}, & + B'_s e^{ik_{sx}(x-x_N)}, & x_N < x, \end{cases} \quad (9.18)$$

şeklinde yazılabilir. Dalga vektörlerinin x-bileşeni,

$$k_{lx} = \left[\left(n_l \frac{\omega}{c} \right) - \beta^2 \right]^{1/2}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, N, s, \quad (9.19)$$

ve gelme açısıyla olan ilişkisi,

$$k_{lx} = n_l \frac{\omega}{c} \cos \theta_l \quad (9.20)$$

olur. Eş.(9.18) ve (9.2) göre, A_l ve B_l düzlem dalganın $x=x_l$ ara yüzündeki düzlem dalganın genliklerini gösterir. Bu sebepten,

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad (9.21)$$

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N$$

yazabiliriz. Burada $N+1$, s'i gösterir, $A_{N+1}=A'_s$, $B_{N+1}=B'_s$ ve matrisler

$$D_l = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_l \cos \theta_l & -n_l \cos \theta_l \end{pmatrix} \quad (9.22a)$$

$$D_i = \begin{pmatrix} \cos \theta_l & \cos \theta_l \\ n_l & -n_l \end{pmatrix} \quad (9.22b)$$

olarak yazılabilir. Ayrıca propagasyon matrisi,

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{i\phi_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_l} \end{pmatrix} \quad (9.23)$$

$$\phi_l = k_{lx} d_l \quad (9.24)$$

olur. A_0 , B_0 ve A'_s , B'_s arasındaki ilişki,

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (9.25)$$

şeklinde

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = D_0^{-1} [\prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1}] D_s \quad (9.26)$$

matrisi ile yazılabilir. Burada, N katman sayısını, A_0 ve B_0 , $x=x_0$ 'daki düzlem dalgaların 0 -ortamındaki genliklerini, ve A_s , B_s , $x=x_N$ 'deki düzlem dalgaların s -ortamındaki genliklerini ifade eder.

9.3. Yansıma ve İletim

Eğer ışık 0 -ortamından gelirse, yansıma ve iletim katsayıları sırasıyla

$$r = \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (9.27)$$

$$t = \left(\frac{A_s}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (9.28)$$

olur. Burada, $A_s=A_s'$, $B_s=B_s'$ şeklinde tanımlanır. Eş.(9.26) matris denklemini kullanarak,

$$r = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (9.30) \quad t = \frac{1}{M_{11}} \quad (9.29)$$

elde edilir. Eğer ortam soğurmasız ise, yansıma ve iletim

$$R = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (9.30)$$

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (9.31)$$

olur.

10. PERİYODİK KATMANLI ORTAMLARIN OPTİĞİ

10.1. Periyodik Katmanlı Ortam

Elektromanyetik ışımının periyodik ortam içindeki hareketi, faydalı uygulamalarından dolayı ilgi duyulan bir konudur. Işığın, kırılma indisinin sürekli olmadığı dielektrik ara yüzlerden Fresnel yansımaya uğradığı deneyimlerle bilinmektedir. Bir periyodik katmanlı ortam, süreksizlik gösteren dielektrik arakesitlerinin periyodik dizilişi olarak düşünülebilir. Bu arakesitlerden gerçekleşen çok sayıdaki yansımalar sonucunda, bir arakesitten zayıf bir yansıma olmasına rağmen oldukça yüksek bir yansımayı başarmak mümkündür.

Farklı kırıcılık indislerine sahip, saydam malzemelerden oluşmuş basit bir periyodik ortam için kırılma indisi profili,

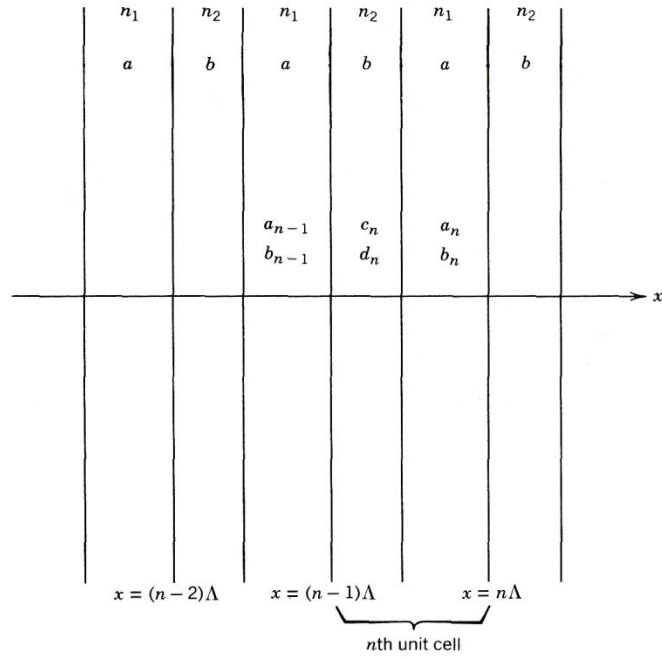
$$n(x) = \begin{cases} n_2, & 0 < x < b; \\ n_1, & b < x < \Lambda; \end{cases} \quad (10.1)$$

$$n(x) = n(x + \Lambda) \quad (10.2)$$

olur. Burada, b ve $a = \Lambda - b$ katmanların kalınlığını ve Λ periyodu göstermektedir. Yapının geometrisi Şekil 10.1. de çizilmiştir.

Bu ortamlarda elektromanyetik dalganın yayılımını çözmek için, 2×2 matris formülasyonu kullanılır. Her homojen katman içinde elektrik alan dağılımı, gelen ve yansıyan düzlem dalgaların toplamı şeklinde ifade edilebilir. Bu dalgaların kompleks genlikleri, bir sütun vektörünün bileşenlerini meydana getirmektedir. n tane birim hücrenin içindeki elektrik alan,

$$E(x) = \begin{cases} a_n e^{-ik(x-n\Lambda)} + b_n e^{ik_1 x(x-n\Lambda)}, & n\Lambda - a < x < n\Lambda; \\ c_n e^{-ik_2 x(x-n\Lambda+a)} + d_n e^{ik_2 x(x-n\Lambda+a)} & (n-1)\Lambda < x < n\Lambda - a; \end{cases} \quad (10.3)$$



Şekil 10.1. Periyodik katmanlı bir ortamın ve n'inci ile komşuları olan katmanların düzlem dalga genliklerinin şematik gösterimi.

$$k_{1x} = \left[\left(\frac{n_1 \omega}{c} \right)^2 \beta^2 \right]^{1/2} = \frac{n_1 \omega}{c} \cos \theta_1$$

$$k_{2x} = \left[\left(\frac{n_2 \omega}{c} \right)^2 \beta^2 \right]^{1/2} = \frac{n_2 \omega}{c} \cos \theta_2 \quad (10.4)$$

şeklinde yazılabilir. Matris metodu kullanılarak, a_n , b_n , c_n ve d_n sabitleri ve bu sabitlerdeki propagasyon matrisleri,

$$\begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} \quad (10.5)$$

$$\begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} = D_2^{-1} D_1 P_1 \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (10.6)$$

$$P_1 = \begin{pmatrix} e^{ik_{1x}a} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{1x}a} \end{pmatrix} \quad (10.7)$$

$$P_2 = \begin{pmatrix} e^{ik_{2x}b} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{2x}b} \end{pmatrix} \quad (10.8)$$

olur. Eş.(10.22)'deki dinamik matrisler katmanların kalınlığına bağlı olmayıp, matris çarpımında yerine yazarsak, TE – dalgaları için

$$\begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{ik_{2x}b} \left(1 + \frac{k_{2x}}{k_{1x}}\right) & e^{-ik_{2x}b} \left(1 - \frac{k_{2x}}{k_{1x}}\right) \\ e^{ik_{2x}b} \left(1 - \frac{k_{2x}}{k_{1x}}\right) & e^{-ik_{2x}b} \left(1 + \frac{k_{2x}}{k_{1x}}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} \quad (10.9)$$

$$\begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{ik_{2x}a} \left(1 + \frac{k_{1x}}{k_{2x}}\right) & e^{-ik_{1x}a} \left(1 - \frac{k_{1x}}{k_{2x}}\right) \\ e^{ik_{2x}a} \left(1 - \frac{k_{1x}}{k_{2x}}\right) & e^{-ik_{1x}a} \left(1 + \frac{k_{1x}}{k_{2x}}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (10.10)$$

$$\begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (10.11)$$

elde edilir. Matrisin elemanları,

$$\begin{aligned} A &= e^{ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\ B &= e^{-ik_{1x}a} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} - \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\ C &= e^{-ik_{1x}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} - \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\ D &= e^{-ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \end{aligned} \quad (10.12)$$

olur. Bu matris, aynı kırıcılık indisine sahip iki eşdeğer katmanın alanlarıyla ilgili olmasından dolayı unimodülerdir, yani $AD - BC = 1$ dir.

10.2. Bloch Dalgaları ve Band Yapısı

Periyodik ortamda dalga hareketi, elektronların kristal katıların içindeki hareketine çok benzer. Katıların temel band teorisinde kullanılan Kronig-Penney modelinin formülasyonu, periyodik katmanlı ortamdaki ışınla matematiksel olarak benzerdir. Bu nedenle, katı fizikindeki Bloch dalgaları, Brillouin bölgeleri, yasak bandlar gibi kavramlar bu yapılarda da kullanılabilir. Bir periyodik katmanlı ortam, bir boyutlu örgü yapıyla eşdeğerdir. Diğer bir deyişle,

$$n^2(x + \Lambda) = n^2(x) \quad (10.13)$$

olur. Floquet teoremine göre, bir periyodik ortam için dalga denklemlerinin çözümleri

$$E_K(x, z) = E_K(x) e^{-i\beta z} e^{-iKx} \quad (10.14)$$

olur ve $E_K(x)$, A periyodu ile periyodiktir, yani

$$E_K(x + A) = E_K(x) \quad (10.15)$$

Alt indis K , $E_K(x)$ fonksiyonunun K 'ye bağımlı olduğunu gösterir. K sabiti, Bloch dalga sayısı olarak bilinir.

Sütun vektör gösterimimiz açısından ve Eş.(10.3)'den, Bloch dalgası için periyotluk şartı basitçe

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{-iK\Lambda} \begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} \quad (10.16)$$

olur. Eş.(10.11) ve (10.16) yardımıyla, Bloch dalganın sütun vektörü aşağıdaki özdeğer problemini sağlar:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{iK\Lambda} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (10.17)$$

Faz faktörü $e^{iK\Lambda}$ dönüşüm matrisinin (A, B, C, D) özdeğeri olup,

$$e^{iK\Lambda} = \frac{1}{2}(A + D) \pm \left\{ \left[\frac{1}{2}(A + D) \right]^2 - 1 \right\}^{1/2} \quad (10.18)$$

ifadesine eşittir. Eş.(10.18)'nin özdeğerlerine karşılık gelen özdeğer vektörler, Eş.(10.17)'dan elde edilir, ve herhangi bir keyfi sabitin

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ e^{iK\Lambda} - A \end{pmatrix} \quad (10.19)$$

katıdır. Eş.(10.18), Bloch dalga fonksiyonu için ω , β ve K arasında dispersiyon ilişkisini verir. Tipik bir periyodik katmanlı ortamın band yapısını veren denklem:

$$K(\beta, \omega) = \frac{l}{\Lambda} \cos^{-1} \left[\frac{l}{2}(A + D) \right] \quad (10.20)$$

$\left| \frac{l}{2} (A + D) \right| < 1$,gerçek K değerine karşılık gelir ve böylece Bloch dalgaları yayılabilir; $\left| \frac{l}{2} (A + D) \right| > 1$ olduğu zaman $K = m\pi / \Lambda + iK_i$ ifadesindeki sanal kısımdan dolayı Bloch dalga kısa zamanda yok olur. Bunlar, periyodik ortamın yasaklı bandları olarak isimlendirilirler. Band sınırları ise $\left| \frac{l}{2} (A + D) \right| = 1$ olduğundadır. Eş.(10.3) ve (10.16) göre,

$$E_K(x)e^{-iKx} = [(a_0 e^{-ik_{1x}(x-n\Lambda)} + b_0 e^{ik_{1x}(x-n\Lambda)})e^{iK(x-n\Lambda)}]e^{-iKx} \quad (10.21)$$

denklemini Bloch dalganın çözümünü tamamlar. Köşeli parantez içindeki ifade periyodiktir. ω ve K arasındaki dispersiyon ilişkisi $k_1 = (\omega/c) n_1$ ve $k_2 = (\omega/c) n_2$,

$$\cos K \Lambda = \cos k_{1\alpha} \cos k_2 b - \frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \sin k_1 \alpha \sin k_2 b \quad (10.22)$$

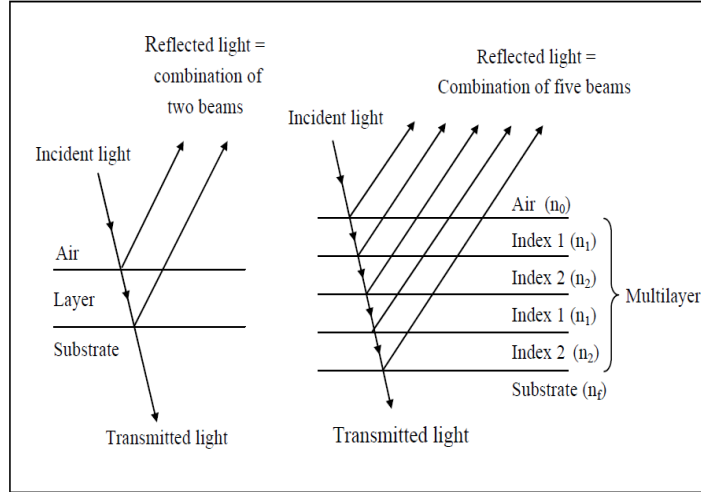
olur [18].

10.3. Dağıtılmış Bragg Yansıtıcısı

Çok katmanlı dielektriklerde Dağıtılmış Bragg Yansıtıcısı, ışığın farklı dielektrik arakesitlerinden yansımaları sonucu oluşan girişim etkisini temel alır. Şekil 10.2 basit bir çoklu girişim şeması ile bir tek film ile ince filmlerden oluşan bir çoklu katmanın karşılaştırması gösterilmektedir. Farklı kırıcılık indislerine sahip bu malzemenin her bir arakesitinde, bir yansıma olmaktadır. Tek bir filmde yansıyan ışın, hava-film ve film-alttaş arakesitlerinden yansıyan iki ışının girişimi sonucu oluşur. Çok katmanlı film yapısında ise, her bir arakesitten yansıyan ışınların girişimi sonucu yansıyan ışın oluşmaktadır. Katmanların kalınlık ve kırıcılık indislerini farklı değerler seçerek, farklı yansıma spektrumları elde etmek mümkündür. Farklı dalgaboylarında, yapıcı ve yıkıcı girişimler elde etmekte mümkündür.

Dağıtılmış Bragg Yansıtıcısı, farklı kırılma indislerine ve kalınlıklara sahip iki katmanın periyodik tekrarı ile oluşturulur. Dağıtılmış Bragg Yansıtıcısının yansıma spektrumu, verilen spektrum bölgesinde λ dalgaboyu merkezli bir yüksek yansıtıcılık gösterir. Bunun nedeni, arakesitlerden yansıtılan ve λ yakın değerlere sahip aynı fazlı dalgaboylarının yaptığı yapıcı girişimdir. Diğer dalgaboylarında,

girişim yapıcılığını yitirerek, yansıtıcılık düşer. Yansıtılabilen dalga boylarının aralığına, fotonik stopband denir. Dalga boylarının bu aralığında, ışığın yapı içindeki propagasyonu yasaklanmıştır.



Şekil 10.2. Şeklin sol bölümünde tek bir filmdeki yansıma ve geçirgenlik, sağ bölümünde ise çok katmanlı bir yapıdaki yansıma ve geçirgenlik gösterilmektedir.

11. ÇOK KATMANLI YAPILARIN ANALİZİ İÇİN SİMİLASYON PROGRAMI

Bu bölümde, çok katmanlı yapılar için kullandığım bilgisayar yazılımlarından bahsedeceğim. Bu yapıların similasyonu ile ilgili farklı metodlar olmasına rağmen, tüm programlar transfer matris metodunu (TMM) temel alarak hazırlanmıştır. Bu metodun detayları ve matematiksel tabanını açıklamıştık.

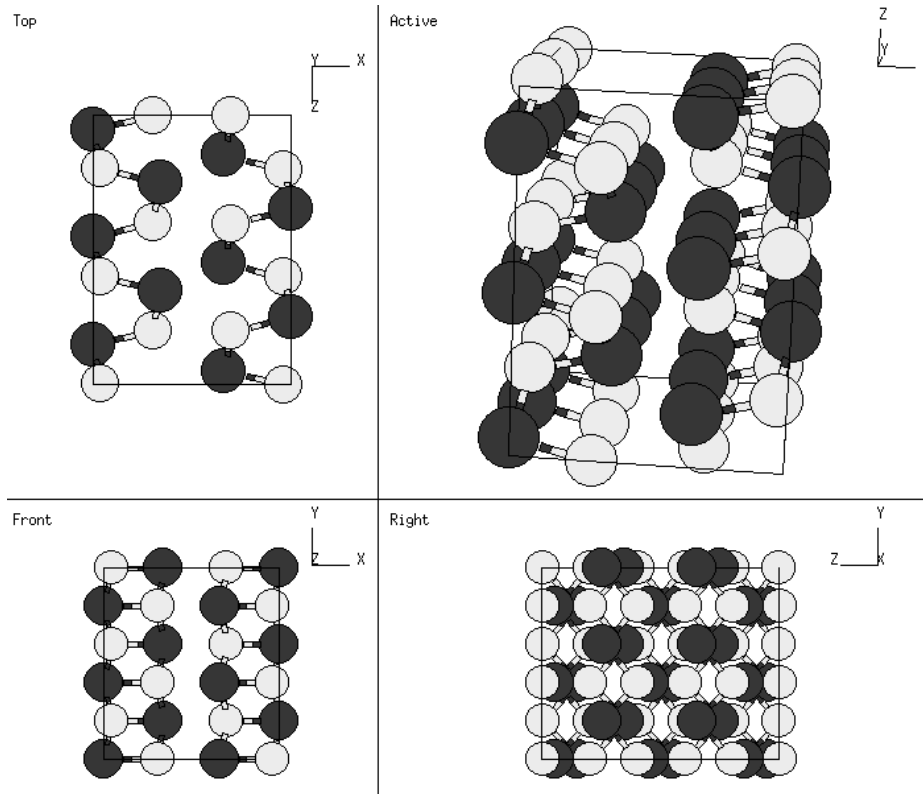
TMM, bir çok avantaja sahiptir. Çok katmanlı yapılarda yansıma ve iletim hesaplamaları için, çok faydalı bir algoritmaya sahiptir. Kırılma indisinin değerini gerçel ya da sanal alabilmek mümkündür. Gerçel bir kırılma indisi ortamın soğurmasız olduğunu gösterirken, kompleks kırılma indisinin sanal kısmının negatif olması ortamın soğurucu, pozitif olması ise ortamın kazanç ortamı olduğunu gösterir. TMM yapıda istenilen sayıda katman kullanılmasına imkan vermektedir. Ayrıca, bu katmanlar istenildiği şekilde sıralanabilir, periyodik olma şartı yoktur. Periyodik yapı olsa bile, yapının birim hücresinin kendini tekrarlayan yalnız iki katmandan oluşması da gerekmez, istenilen sayıda olabilir. Her bir tabakanın kırılma indisi ve kalınlığı, birbirinden bağımsız tanımlanabilmektedir. Bu özellikleri, TMM'yi çok katmanlı yapıların modellemesinde en iyi program yapmaktadır [135].

TMM, bazı dezavantajlara da sahiptir. Örneğin, bu program dalgaın yayılma doğrultusuna dik olan yüzeyin her iki boyuttan sonsuz genişlikte olduğunu kabul eder. Tabii ki bu mümkün değildir, bu nedenle katmanları yeterli genişlikte alarak, modellemedeki hataları en aza indirmek gerekir. TMM, sürekli dalga yayılımı için uygun bir program olup, sinyallerin modellemesinde kullanılamaz. Sinyal modellemesinde kullanabilmek için, Fourier Transformu ile birleştirilmesi gerekir.

Kullandığımız similasyon programında, dielektriklerden ya da metal-dielektrik katmanlardan oluşan çok katmanlı yapıların modellemesini yapabilmekteyiz. Bunun için, programa yapıyla alakalı girmemiz gereken değerler, ışığın gelme açısı, ışığın geldiği ortamın, periyodik yapıyı oluşturan her bir katmanın ve alttaş ortamın kırılma indisleri, katmanların kalınlıkları, kullanılan ışığın dalgaboyu aralığıdır. Modelleme çalışmalarımızda kullandığım yazılımlar Matlab ve Mathematica programları ile yazılmış olup, ekler kısmında yazılmıştır.

12. GeS KRİSTALİ

GeS, ortorombik kristal yapısına sahip bir katmanlı yarı iletken kristaldir. Birim örgülerin parametreleri $a=4.3 \text{ \AA}$, $b=3.65 \text{ \AA}$ ve $c=10.45 \text{ \AA}$ dır [143]. GeS, anizotropik optik özellikler gösterir [2]. Kristal simetriye sahip olduğundan dolayı, GeS çift optik eksenli bir kristaldir. Elipsometrik ölçümlere göre, kırıcılık indisleri $n_a=3.33$, $n_b=3.49$ ve $n_c=2.9$ olarak elde edilmiş olup, tüm durumlarda $n_c < n_a < n_b$ ilişkisi gözlenmiştir.

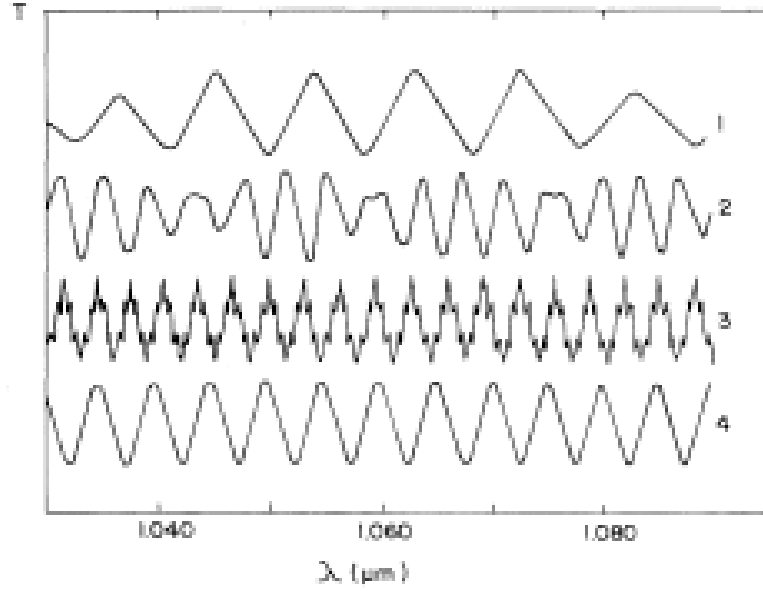


Şekil 12.1. GeS kristalinin farklı açılardan yapısının görünümü.

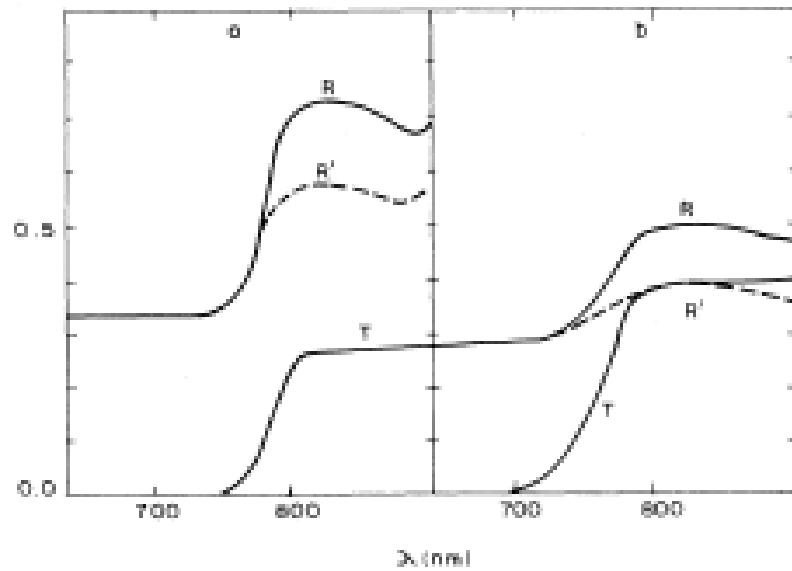
Diğer katmanlı kristallerde olduğu gibi GeS kristalinde de, ışık düzlem yüzeyine dik geldiğinde girişim spektrumunu elde etmek çok kolaydır. Bu metot, birçok katmanlı yarı iletken kristalin kırıcılık indisini ölçmek için kullanılmaktadır.

Prof. Dr. Rauf Süleymanlı ve arkadaşları yazmış oldukları makalede [144], GeS kristalinin oda sıcaklığındaki yansıma ve iletim spektrumlarındaki girişim

sonuçlarını göstermişlerdir. Bu spektrumların sahip oldukları karakteristik özelliklerden dolayı, GeS'ün birçok optoelektronik cihazda kullanılabilecek, çift kırınımlı bir katmanlı kristal olabileceği düşünülmüştür.

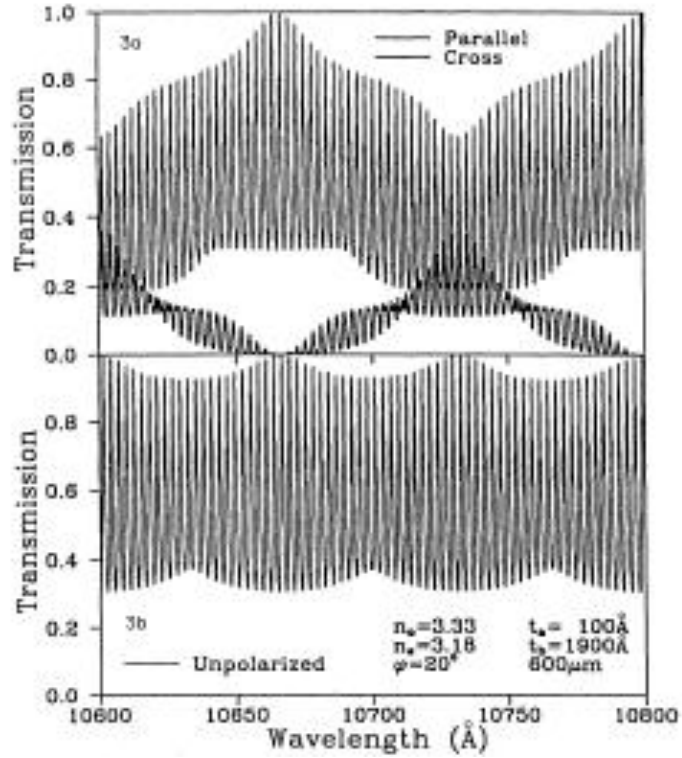


Şekil 12.2. (1) 22 μm , (2) 60 μm , (3) 300 μm ve (4) 770 μm kalınlıklarındaki GeS kristali örneklerinin geçirgenlik spektrumları.

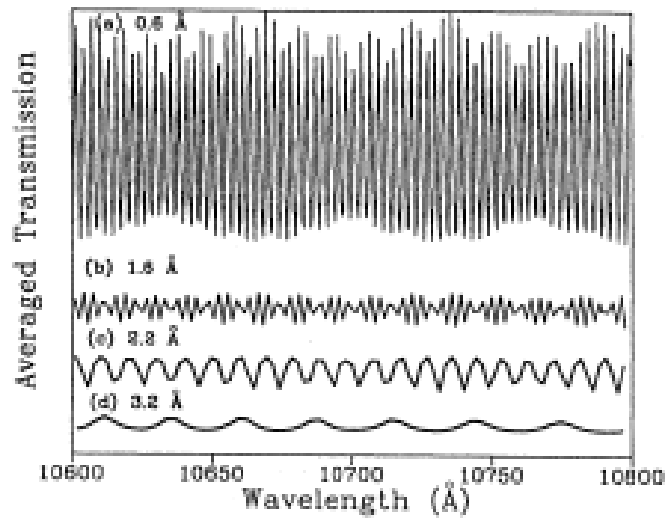


Şekil 12.3. (a) 770 μm ve (b) 70 μm kalınlıklarında GeS kristalinin yansıma (R_H , R) ve geçirgenlik (T) spektrumları. R , çoklu yansımaların etkisi çıkarıldıktan sonraki kristalin yansıma spektrumudur.

GeS'ün farklı kalınlıklardaki örnekleriyle yapılmış ayrıntılı çalışmalarda, iletim bölgesi içinde geniş bir spektrum aralığındaki iletim spektrumlarında bazı ilginç özellikler gözlenmiştir. Şekil.12.1' deki, dört farklı girişim spektrumu, kutuplanmamış ışık ile oda sıcaklığında farklı kalınlıklardaki örnekler aittir. Deneyler kutuplanmış ışık ile tekrarlandığında, spektrumların tipinin gelen ışığın kutuplanmasından bağımsız olduğu gözlenmiştir. Kalınlığı $d=770\mu m$ olan GeS örneğinde, olağan bir iletim spektrumundan olağandışı bir kırıcılık indisi Eş.(8.26) yardımıyla $n=0.14$ hesaplanmıştır. Şekil.12.2' de görüldüğü gibi, temel bant aralığından daha yüksek enerjilerde, yani $\lambda \leq 750\text{ nm}$, yansıtma katsayısı %32 aşmazken, geçirgen bölgede %73'e yükselmiştir. İletim katsayısının %27'e yakın olduğu bu bölgede, pratik olarak soğurma hiç gözlenmemiştir. Katmanlar arasındaki çoklu yansıma etkisinden dolayı, ince yarı iletken katmanların geçirgen bölgedeki yansıtma katsayısı, soğurucu bölgeye göre oldukça büyüktür. Eğer bu etkiyi önemsemezsek, GeS için geçirgen bölgede $R=0.63$ bulunur. Burada önemli olan nokta, girişim deseninden elde edilmiş olan kırıcılık indisini, $n=0.14$, Fresnel denkleminde kullanarak, aynı R değerinin bulunmasıdır. Yukarıdaki sonuçlardan hareketle, bant aralığından daha yüksek enerjilerde geçirgen bölgede GeS birden küçük, $n < 1$, bir kırıcılık indisine sahip olduğu sonucuna ulaşılır. Bu düşük kırıcılık indisi, günümüzde yapay olarak periyodik yerleştirilmiş metal teller, ayrıık halkalar ya da fotonik kristallerden oluşmuş, metamateriyal ismi verilen malzemelerde gözlenmektedir. Plazma frekansının altındaki frekanslarda metalik dielektrik fonksiyonunun, $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, negatif değer almasından dolayı ya da fotonik kristallerde belli bir frekans bölgesinde bant yapısındaki garipliklerden dolayı, kırıcılık indisi birden küçük hatta eksi değerler alabilmektedir.



Şekil 12.4. Çapraz ve paralel kutuplayıcı ve analizör için Solc-filtre modellemesinde bir çift kırınımlı ortamın geçirgenlik tayfı (a), ve kutuplanmamış ışık için (b). Toplam kalınlık $600 \mu\text{m}$, n_o ve n_e kırıcılık indisleri, t_a ve t_b tabakaların kalınlıkları, ϕ tabakaların optik eksenleri arasındaki açıdır.



Şekil 12.5. (a) $0.6 \text{ \AA}$ (b) $1.6 \text{ \AA}$ (c) $2.2 \text{ \AA}$ ve (d) $3.2 \text{ \AA}$ ortalama aralıklarında Şekil.12.4' deki aynı parametreler için, ortalama tayfın geçirgenliğinin kesiti.

Şekil 12.4'te elde edilmiş olan deneysel verilere, teorik olarak da ulaşmak için, Matlab tabanlı bir programla (EK. B.2) Solc Filter modellemesi yaparak da ulaşmaya çalıştık. Kristalin göstermiş olduğu yansıtma ve geçirgenlik özelliklerinin, kristalin ve katmanlarının kalınlığına, kırıcılık indislerine, katman sayısına vb. değişkenlere olan bağıllığını inceledik. 10600-10800 Å aralığında, toplam kalınlığı $600 \mu\text{m}$ olan bir kristalde katmanların kalınlıkları ve kırıcılık indisleri, $n_1=3.18$, $d_1=1900 \text{ Å}$, $n_2=3.33$, $d_2=100 \text{ Å}$, $\varphi = 20^\circ$ olarak alındığında, teorik olarak da aynı yansıtma ve geçirgenlik spektrumlarını elde ettik. Bu çalışma bize GeS kristalinin, bir kalın bir de çok ince olan iki tabakadan oluşmuş çift kırınım, katmanlı, periyodik bir yapıya ve katman sayısının $N > 100$ sahip olabileceğini gösterdi.

GeS kristalinin bu davranışını açıklamak için, bu kristalin yeterince yüksek iletkenliğe sahip metalik katmanlar arasına girmiş yarı iletken katmanlardan oluşan, yani dielektrik-metal bir periyodik yapıya sahip bir model kullandık. Katmanlı kristallerde yüzeyler arasında kusurlu ara yüzeyler oluşması, katmanlı kristallerin en karakteristik kusurlarından bilinmektedir. Katmanlar arasındaki çok sayıdaki yanlış yerleşmeler, kristalin bir çok fiziksel özelliğini etkiler. Böyle yüzey kusurları, komşu bölgelerden daha fazla serbest yük yoğunluğuna sahip olduğundan, katmanlı kristallerde kuantum Hall Etkisi bile gözlenebilir [139]. GeS kristalinin içinde, iletkenliği yüksek yüzey kusurları olup olmadığını şu an bilmiyoruz, ama böyle kristallerde yüzey kusurlarının çok görüldüğü bilinen bir gerçektir [140].

Elde edilen sonuçları açıklayabilmek için, GeS kristaline bir boyutlu metalik-yarıiletken fotonik kristal modellemesi önerdik [144-145]. Sırasıyla kalınlıkları d_1 ve d_2 , kırıcılık indisleri n_1 ve n_2 olan periyodik katmanlı bir yapı düşünelim. Böyle bir yapının etkin kırıcılık indisi, n_{eff} :

$$n_{eff} = \frac{\lambda}{2\pi(d_1+d_2)} \arccos \left[\cos \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \cos \frac{2\pi n_2 d_2}{\lambda} - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \sin \frac{2\pi n_2 d_2}{\lambda} \right] \quad (12.1)$$

0.8-1.0 μm spektrum aralığında kırıcılık indisini $n=0.14$ bulmak için, n_1 , n_2 , d_1 ve d_2 parametrelerinin uygunluğunu araştırdık. Uzun dalga boyu yaklaşımında, yani $2\pi n_1 d_1$, $2\pi n_2 d_2 \ll \lambda$ olduğu zaman, etkin ortam şartları sağlanmış olup, etkin dielektrik fonksiyon [146]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 \frac{d_1}{d_1+d_2} + \epsilon_2 \frac{d_2}{d_1+d_2} \quad (12.2)$$

Bu eşitlikten de görüldüğü üzere, eğer ikinci ortam negatif bir dielektrik fonksiyona sahipse ya da sanal bir kırıcılık indisine sahip ise, etkin kırılma indisi birden küçük bir değer alabilir. n_2 'nin sanal kısmının olması durumunda $(n_1/n_2 + n_2/n_1)$ ifadesi de $(n_1/n_0 - n_0/n_1)$ dönüşecektir (n_0 , n_2 'nin sanal kısmı).

$$n_{eff} = \frac{\lambda}{2\pi(d_1+d_2)} \cos^{-1} \left[\cos \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \cosh \frac{2\pi n_0 d_2}{\lambda} - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_0} - \frac{n_0}{n_1} \right) \sin \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \sinh \frac{2\pi n_0 d_2}{\lambda} \right] \quad (12.3)$$

Küçük n_{eff} değerleri bulabilmek için, d_2 d_1 'den çok küçük olmalı, n_0/n_1 oranı 3 yakın bir değer olmalı, yapının periyodu (d_1+d_2) 'nin ışığın dalga boyundan küçük olması gerekir. $0.8-1.0 \mu m$ spektrum aralığında etkin kırıcılık indisinin $n_{eff}=0.14$ olması için uygun parametre değerleri: $d_2=0.1d_1$, $n_1=2.2$, $n_0=6.59$ ve $d_1+d_2=0.01 \mu m$ olmaktadır. Elde edilen n_0 değeri, 7.9 eV'luk plazma enerjisi ile de uyum içerisindedir.

Elektron transport özellikleri ayrıca yüksek anizotropik olmaya döner. Yani katmanların yüzeyine doğru iletkenlik, katman yüzeylerine dik yöndeki iletkenlikten (102- 103) kat yüksektir. Bu çelişki katmanlı kristallerdeki kusurların yani birbiri ile katmanlara istiflenen kusurlarda elde edilen dikkate değer özel karakterlerin açıklanabilmesinde gösterilmiştir. Bu hatalar, katman yüzeylerindeki taşıyıcıların tedirgenme hareketi değildir, fakat dik yöndeki hareketlerini oldukça rahatsız eder. Yani katmanlı kristallerin başlıca tuhaflığı düzlem kusurlarının katmanlı karaktere sahip olmasıdır. Katmanlı kristallerden biri olan GeS de, kusurların özel tipinden dolayı, optiksel katmanlı ortam gibi davranır. Böyle ortamların optiksel özellikleri çok gariptir ve $n=0.14$ düşük kırılma indisli optiksel ortam gibi davranır. n 'nin bu değeri iki bağımsız deneyden, düzlem paralel tabakaların girişim spektrumu ve aynı tabakaların kırılma spektrumu, sonucu elde edildi. GeS tabakalı kristali düşük kırılma indisli bir boyutlu fotonik kristal gibi davranır.

Sonuç olarak, GeS kristalinin içinde yüksek ve düşük iletkenliğe sahip katmanlı bir yapının var olduğunu, bu yapının periyodik metal-dielektrik katmanlardan oluşan bir fotonik kristalle benzer özelliklere sahip bulunduğunu, aynı

yarı iletken aileden olan GeSe, SnS ve SnSe kristallerinde de bant aralığının altındaki geniş bir spektrum bölgesinde oldukça düşük kırıcılık indisinin gözlenebileceğini, bunların birer doğal metamateryal olarak kullanabileceğini söyleyebiliriz.

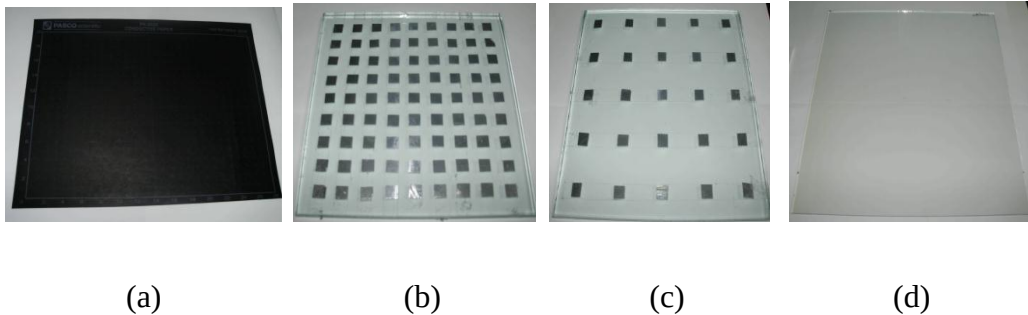
13 - ÖLÇÜMLER

13.1. Malzemelerin Hazırlanması ve Fiziksel Özellikleri

Mikrodalga bölgesinde çalışarak çok katmanlı periyodik yapıların yansıma ve iletim özelliklerini ölçmek için, yapı modelleri hazırlandı. Bu amaçla, farklı kalınlıkta ve yapıda camlar, iletken kağıtlar, alüminyum film ve ITO (indium tin oxide) film kaplı camlar kullandık.

10 mm ve 4 mm kalınlıklarında, boyutları 20cm x 20cm olan tıraşlanmış camların arasına iletkenlik özellikleri, kırılma indisleri ve kalınlıkları farklı olan katmanları koyarak, periyodik yapılar oluşturduk. Normal camların yanında, buzlu ve kumu camları da deneylerimizde kullandık. Şekil 13.1.(a) gösterilen, iletken kağıt (PASCO PK-9025) elektrik alan ve eşpotansiyel eğrilerinin çizimi için tasarlanmış, birim alanda direnci 5 ohm olup, 120 μ m kalınlığa sahiptir.

Mutfaklarda kullandığımız alüminyum folyo mikrodalga ışınını tamamen yansıttığı için, cam yüzey üzerinde aralarında boşluklar bulunan değişik örgü yapılar tasarladık. Bunlar içinde Şekil 13.1.(b) ve 13.1.(c) gösterilen yapılar ile deneylerimizde en iyi sonuçları aldığımız için, bu yapılar ile çalışmalarımıza devam ettik. Kalınlığı 10 μ m, boyutları 1cmx1cm olan kare alüminyum parçaları aralarında eşit mesafeler olacak şekilde cam yüzeye yapıştırdık. Şekil 13.1.(c)'deki yapı, alüminyum yoğunluğu ilkine göre %50 daha az olacak şekilde tasarlandı.



Şekil 13.1. Deneylerde kullanılan (a) iletken kağıt, (b) kare Al folyoların cam üzerine yapıştırılmasıyla oluşturulmuş matris yapı, (c) %50 daha az Al yoğunluğuna sahip matris yapı, (d) ITO film kaplı 4mm'lik düz cam.

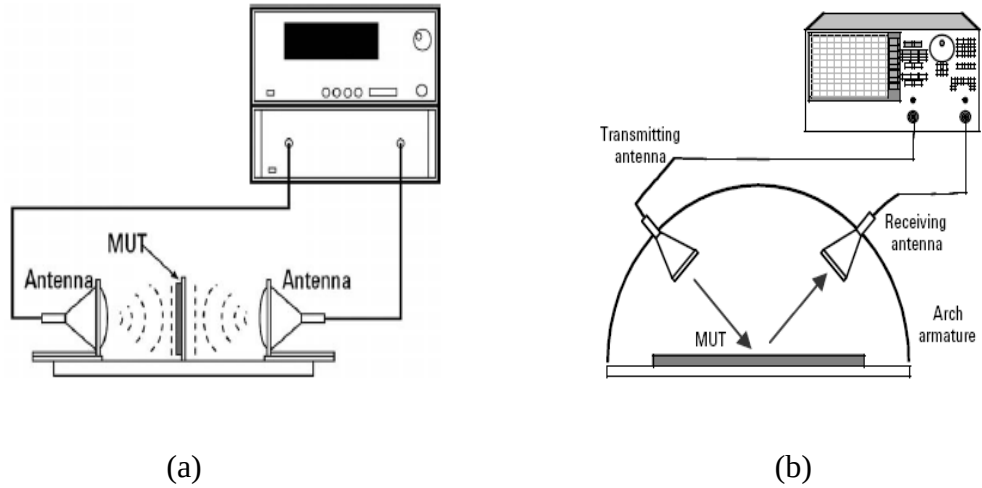
Şekil 13.1.(d) görüldüğü gibi, 4 mm düz cam üzerine 70 µm kalınlığında ITO filmi homojen olacak bir şekilde kaplanmıştır. İndiyum kalay oksit, kütlece %90 indiyum(III) oksit (In_2O_3) ve %10 kalay(IV) oksit (SnO_2) oranına sahip bir katı karışımdır. İnce tabakaları saydam ve renksizdir. Kalın yapılarda rengi sarımsıdan griye doğru farklılık gösterir. Tayfin kızılötesi bölgesinde ayna gibi bir metal olur. ITO'nun en önemli özelliği elektrik iletkenliği ve optik geçirgenliğidir. ITO ince film kaplamaları, elektron demeti buharlaştırma, fiziksel buhar biriktirme ya da püskürtme depozisyon teknikleriyle üretilir. Deneyde kullandığımız ITO kaplı camlar İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsünde tabaka halinde üretildi, ve 25cmx25cm boyutlarında kesildi.

13.2. Serbest Ortam Ölçümleri

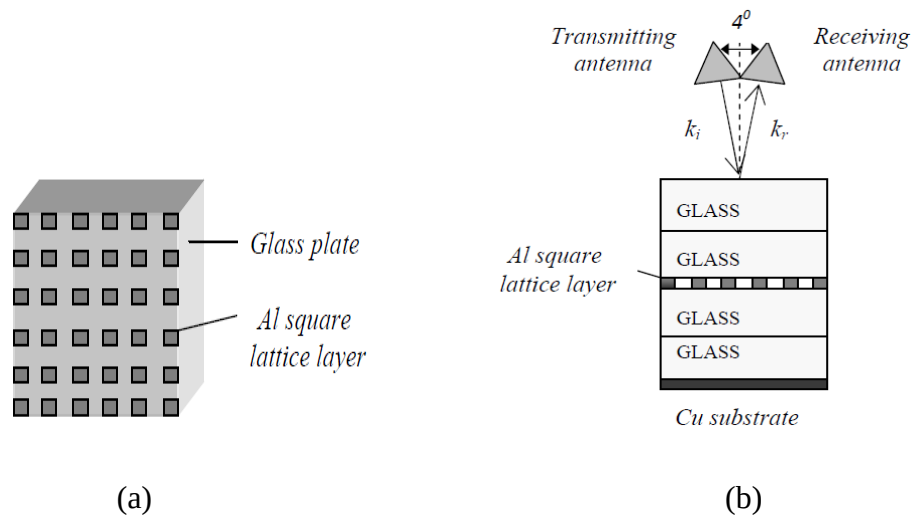
Mikrodalga frekanslarında farklı ölçüm teknikleri kullanılabilir. Bunlar, iletim hattı teknikleri (dalga kılavuzu, koaksiyel ve serbest ortam), empedans ve kavite metotlarıdır [132]. Bunların arasında serbest ortam ölçüm tekniği, yansıma ve iletim ölçümlerinde avantajlara sahiptir [133]. Manyetik olmayan malzemeler için, yansıma ya da iletim katsayılarının ölçümü bağıl kompleks geçirgenliği bulmak için yeterlidir. Yansıma ölçümlerinde, bir referans yüzey tanımlamak gerekir. Bu nedenle, biz de deneylerimizde bir bakır levhayı referans yüzey olarak kullandık. İletme ölçümlerinde ise buna gerek yoktur ve yapının tümü hakkında elde edilen bilgi, örneğin dielektrik özelliklerini daha iyi temsil eder.

13.3. Deney Düzenegi

Çok katmanlı yapının iletime ve yansıtma özellikleri 8,2 – 12,4 GHz frekans aralığı boyunca HP E8364B PNA serisi bir network analizörü ve bir çift kaynak ve alıcıdan oluşan standart horn antenleri kullanılarak ölçülmüştür. Tüm ölçümlerde elektromanyetik dalga x-doğrultusu boyunca yayılmıştır. Elektrik alan kutuplanması y-ekseni boyunca, ve manyetik alan kutuplanması z-ekseni boyunca tutulmuştur. Şekil 13.2'de deney düzeneklerinin şeması gösterilmiştir.



Şekil 13.2. Çok katmanlı yapıların (a) iletme, ve (b) yansıma özelliklerinin ölçüldüğü deney düzenekleri.



Şekil 13.3. (a) Matris kareler şeklinde Al folyonun cam yüzeye yapıştırılmasıyla oluşturulmuş bir katman, (b) Deney düzeneğinin gösterimi.

İletme ölçümlerinde, mikrodalgalar yüzeye normal doğrultusunda gönderildi. Ölçümlerden önce, antenler arasında örnek yokken kalibrasyon yapıldı. Yansıma ölçümlerinde, kaynak ve alıcı horn antenler yüzeyin normaline göre 4° bir eğim verilerek örneğin aynı tarafında yan yana yerleştirildi [141-142].

Yansıma deneyleri öncesinde örnek yokken 20cmx20cm boyutlarında bir bakır levha bir yansıtıcı levha gibi kullanılarak, kalibrasyon yapıldı. Antenler arasındaki mesafe ayarlanırken, örnek olmadığı durumda alıcı antenin maksimum miktarda

dalga alıyor olmasına ve numunenin kenarlarında en az miktarda dalganın saçılması dikkate alındı.

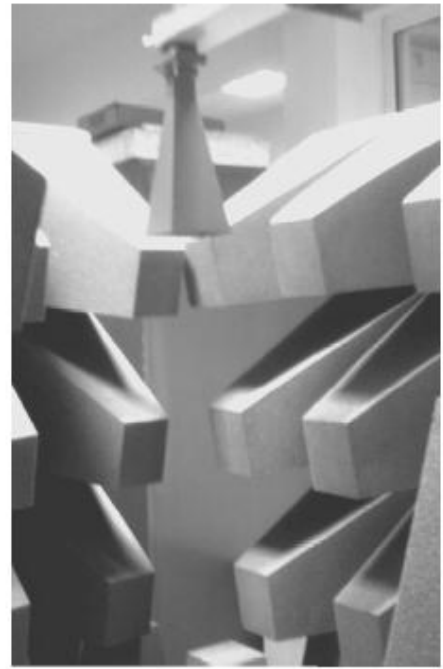
Yansıtma ve iletim ölçümleri, uzak alan durumundan, örneğin içindeki ve örnekle antenler arasındaki çoklu yansımalarından, yüzey ve hacim saçılımından, ortam ile girişimden, post-kalibrasyon uyumsuzlukları, çoklu yol iletimi ve örneğin yüzey pürüzlülüğünden dolayı olumsuz etkilenir. Kısa mesafede düzlem dalga kullanarak, bir yönde en az 10 dB sönüm sağlayacak örnek kalınlığı seçerek, örneğin etrafını ve antenlerin arasını soğurucu malzeme ile çevirerek, bu etkileri en aza indirmeye çalıştık.

13. 4. Deney Ölçümleri

Yansıtma ve iletim ölçümlerinde deney düzenekleri hazırlandıktan sonra, kalibrasyon işlemleri yapıldı. Bunun ardından, malzemeler gelen dalgaya dik olacak şekilde yerleştirilerek, yansıtma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) katsayılarının ölçümleri yapıldı.



(a)

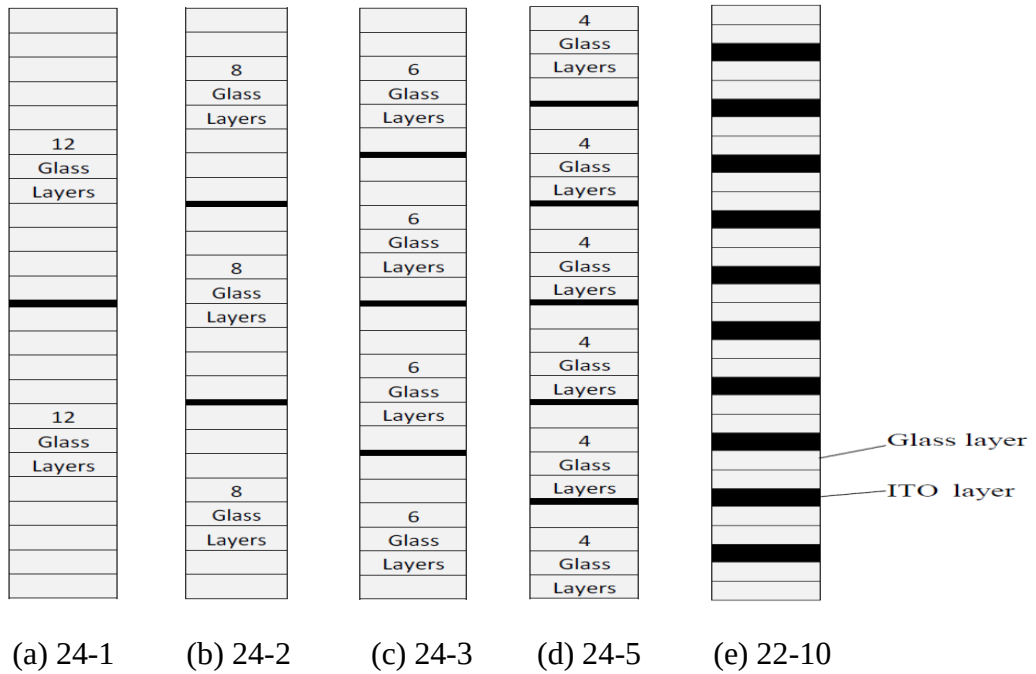


(b)

Şekil 13.4. (a) S_{11} , ve (b) S_{21} parametrelerinin ölçüldüğü deney düzenekleri.

Yapılan deneylerde 25 tane 10mm'lik düz cam, 5 tane matris desenli alüminyum folyo kaplı 10 mm'lik cam, 5 tane matris desenli ama bir önceki yapıya göre alüminyum yüzey yoğunluğu %50 daha az olan 10 mm'lik cam, 20 tane ITO kaplı 4 mm'lik cam ve 20 tane iletken kağıt kullanıldı. Aslında daha farklı malzemelerle de periyodik yapı modelleri oluşturduk, çok daha fazla deney yaptık, ama sonuçları en net olan bu malzemelerle elde edilen yapılar oldu.

Önce 10 mm kalınlığındaki düz camları birer birer üst üste koyarak, S11 ve S21 ölçümleri alındı. Aynı deney 4 mm'lik camlar için tekrarlandı. Camların arasındaki havanın etkisini ölçmek için, camlar arasında 10 mm'lik ve 4 mm'lik hava boşlukları bırakarak ölçümler tekrarlandı.



Şekil 13.5. Periyodik katmanlı ortamların gösterimi. Siyah renkli tabakalar iletken yüzeyleri, ITO gibi, göstermektedir. 24 cam yüzey arasına farklı periyotlarda iletken yüzeyler periyodik olarak yerleştirildi.

İletken kağıtlar, ITO ve alüminyum folyo kaplı cam levhalar, camların arasına farklı periyotlarla yerleştirilerek elde edilen, bir boyutlu fotonik kristallere benzeyen katmanlı yapılar için S11 ve S21 ölçümleri alındı. Alüminyum folyo ile kaplı camları, periyodik yapıda birbirlerinin boşluklarını kapatacak şekilde üst üste çakıştırarak elde edilen yapı modelinde de S11 ve S21 ölçümleri elde edildi.

Katmanların kalınlığını, periyotluğunu, yapıdaki metal katman sayısını farklı değerler seçerek, farklı yansıma ve iletim spektrumları elde edildi. Ortamı kalın bir tabaka olarak düşünerek Eş.(8.26)'yı kullanıp, her bir yapının kırıcılık indisini hesaplandı. Yansıma ve geçirgenlik girişim desenlerinden elde edilen n değerlerini Eş.ler (6.27) ve (6.28) de yerine koyarak, ortamın yansıtma ve iletme değerleri bulundu. Bulunan değerler Tablo 10.1., 10.2., 10.3., 10.4., 10.5., 10.6. ve 10.7. de gösterilmiştir.

14. SONUÇLAR

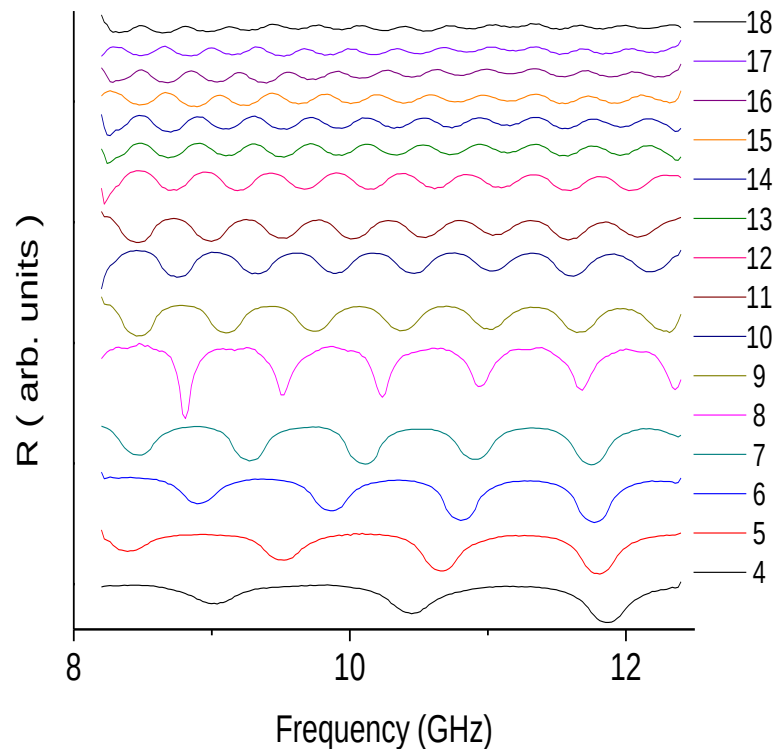
Bu çalışmada, GeS kristalinin içinde olduğunu düşündüğümüz ince ve iletkenliği yüksek tabakanın varlığını, makro bir modelleme yaparak, mikrodalga network analizörü yöntemiyle göstermek istedik. Bulduğumuz sonuçlar, kristalin özelliklerini açıklamakta yardımcı olup, periyodik katmanlı yapılarda kırılma indisinin nelere bağlı olduğunu göstermiştir.

Katmanlı ve çift kırınımlı bir kristal olan GeS'ün deneysel olarak ölçülmüş olan birden düşük kırıcılık indisinin nedenlerini açıklamak için, mikrodalga bölgesinde basit malzemelerle oluşturulmuş periyodik katmanlı bir yapı modellemesi kullandık. Camların arasına farklı metal yüzeyleri, farklı periyot ve yoğunluklarda yerleştirerek bir boyutlu fotonik kristal modellemesi oluşturduk. Normalde fotonik kristaller, malzemelerin ϵ ve μ değerlerine dışarıdan müdahale ile yapay ve mikro litrografi (X-ışını ve elektron ışını litrografisi) gibi pahalı yöntemler ile elde edilir. Çalışmamızda kullandığımız makro ölçekte ve el yapımı olan modelimiz ile istediğimiz değişiklikleri yapma ve üzerinde rahat oynayabilme imkanına sahip olmamız, yapıyı oluşturan metalik ve dielektrik malzemelerin özelliklerini bilmemiz, ve çok ekonomik olması en büyük avantajlarımızdı. Malzemelerin doğallığına bir müdahalede bulunmadan, ϵ ve μ değerlerini değiştirmeden, kırıcılık indisleri $n > 1$ olan malzemelerden oluşturulan katmanlı periyodik yapının, düşük kırıcılık indisine sahip ($n < 1$) bir fotonik kristal gibi davrandığı gözlenmiştir. Ayrıca bir diğer önemli husus, elde ettiğimiz deneysel sonuçların, klasik elektromanyetik teori, Maxwell denklemleri ve optik formüller ile uyum göstermesidir.

Serbest Ortam Ölçüm tekniği (Free-Spaces Measurement Techniques) ile cam, iletken kağıt, alüminyum matris yapı ve ITO filmlerle oluşturulan periyodik çok katmanlı yapılar için, mikrodalga bölgesinde yapılan deneylerden elde edilen S11 ve S21 parametrelerinin frekansa bağlı değişiminden elde edilen grafikleri kullanılarak, katmanlı yapıların kırılma indisleri, yansıma ve geçirgenlik katsayıları Fresnel denklemleri ile hesaplandı.

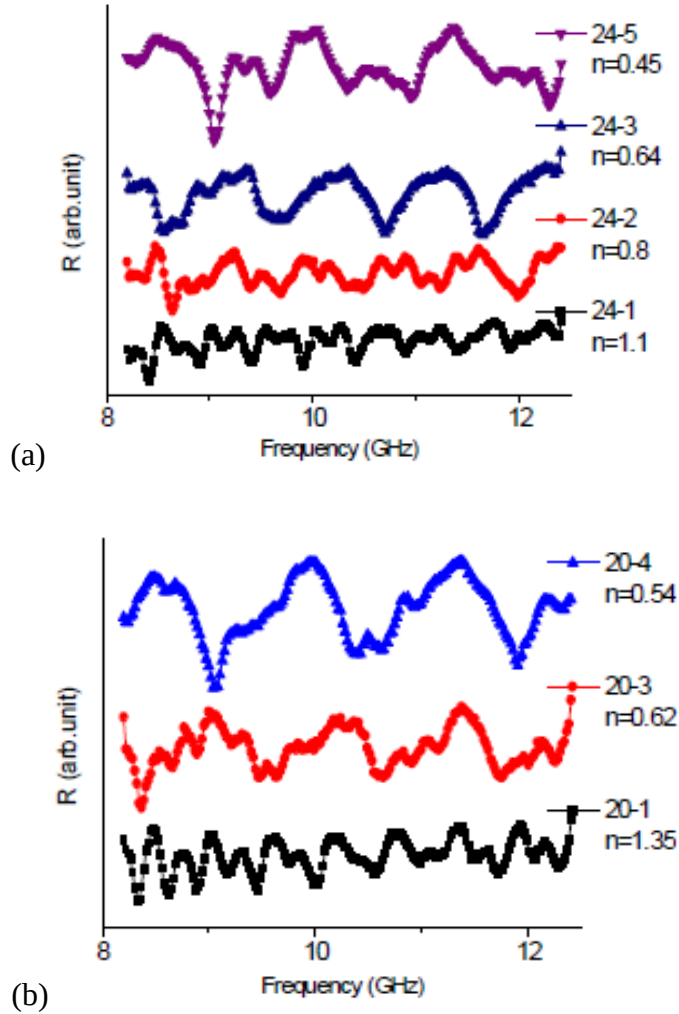
Saydam bir tabakanın değişken iletim fonksiyonu, yansıtıcı iki yüzey arasında çoklu yansıma yapan ışığın girişimi sonucu oluşur. Şekil 14.1, 14.2 ve 14.3'te görüldüğü gibi, eşit kalınlıktaki cam tabakaların oluşturduğu periyodik katmanlı

yapının girişim deseni çok iyi bir şekilde elde edilmiştir. Tabaka sayısı artıka, tepe ve çukurlar arasındaki aralık azalmaktadır. Bu davranış, soğurmasız periyodik katmanlı yapıların girişim desenine benzemektedir. Bu nedenle, Eş.(8.26) yı kullanarak kırıcılık indislerini elde edebilir, Şekil 14.3.de gösterildiği gibi ortalama kırıcılık indisinin değeri, $n \approx 2.65$ bulundu. Eş.ler (6.27) ve (6.28) ile bulunan yansıtma ve iletme katsayılarının ortalama değeri de sırasıyla 0.2 ve 0.76 bulundu. Bu da neredeyse hiç soğurma olmadığını göstermektedir. Eğer tüm katmanlar ve sınır ortamlar gerçel kırılma indisli saf dielektrik ortamlar ise, enerji korunum yasası $R + T = 1$ olmasını gerektirmektedir. Fresnel formülünü kullanarak hesapladığımız $R = 0.204$ değeri, bize Fresnel formüllerinin bu tür periyodik çok katmanlı bir yapı için uyumlu olduğunu gösterir. Mikrodalga, periyodik katmanlı yapıyı kalın bir bütün tabaka olarak algılamıştır. Yani, mikrodalga camlar arasındaki kalan havayı görmemektedir. Fakat, camlar arasındaki boşluk artırıldığında, havanın etkisi girişim deseninde değişikliklere yol açmaktadır.



Şekil 14.1. Ardışık cam tabakaların oluşturduğu katmanlı yapının yansıtma girişim deseni.

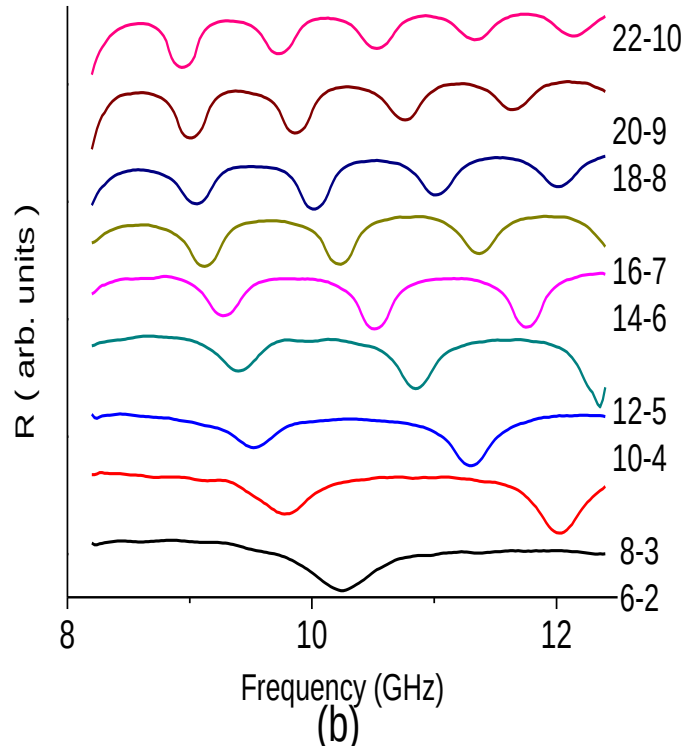
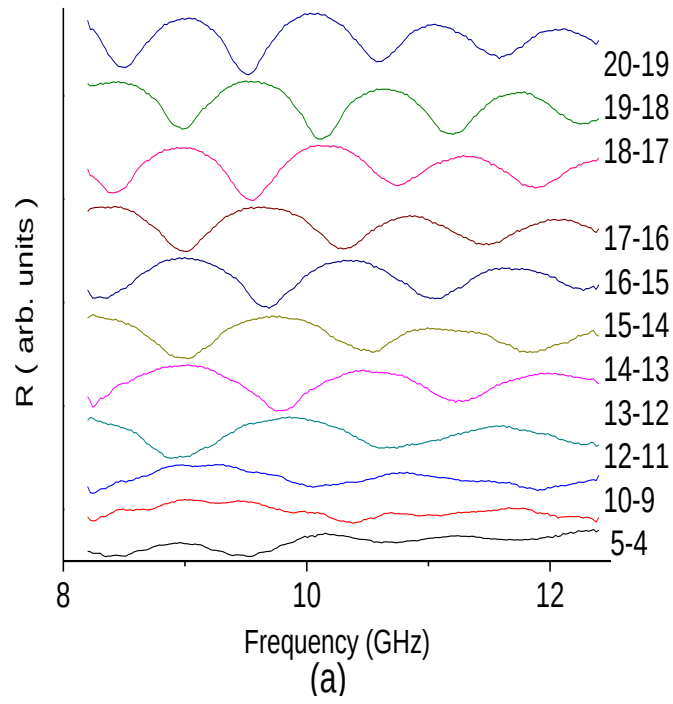
Cam levhalar arasına koyduğumuz iletken kağıtların iletkenlik özelliklerinin düşüklüğünden dolayı, kırılma indisinin değerinde ciddi bir düşüş olmadığı görüldü. Bu sonucun ardından, iletkenliği daha yüksek olan farklı geometrilerde ve yoğunluklarda bir, iki ve üç boyutlu metal yapılar geliştirilerek, deneyler tekrarlandı. En iyi sonuç veren yapının kare matris görünümlü alüminyum folyodan hazırlanmış olan model olduğu görüldü. Camların arasına, camlara göre çok ince olan alüminyum tabakaları yerleştirdiğimizde, Şekiller 14.5, 14.6, 14.7 ve 14.8 de, girişim deseninin cam sayısının 20'den ve metal tabaka sayısının 3'ten fazla olduğu durumlarda anlamlı olduğu gözlemlendi. Karşılaştırma yapıldığında, girişim desenlerinin metalik tabakalar arasındaki mesafeye de bağlı olduğu görüldü. Metal tabaka sayısı artırıldığında, girişim deseninin değişerek, düzgün ve anlamlı bir hale geldiği gözlemlendi.



Şekil 14.2. (a) 24, (b) 20 cam tabaka arasına periyodik olarak yerleştirilmiş Al tabakalardan oluşan katmanlı yapının yansıtma girişim deseni.

En önemli sonuç, Şekil 14.6 da gösterildiği gibi 20 ve 24 cam ve bunların arasında alüminyum tabakalara sahip yapının kırılma indisindeki önemli değişikliklerdir. Sadece 20 ve 24 cam tabakanın oluşturduğu yapının kırılma indisleri sırasıyla 2.76 ve 2.6 iken, camların arasına periyodik olarak yerleştirilen alüminyum tabakalarla elde edilen 20-3, 20-4, 24-3 ve 24-5 kodlu yapıların kırıcılık indisleri sırasıyla 0.62, 0.6, 0.64 ve 0.5 olarak elde edilmiştir, ve bu değerlerin girişim desenleriyle de uyum içinde olduğu gözlenmiştir. Metal katmandaki alüminyum miktarını %50 oranında azaltarak tekrar ettiğimiz deneylerden de elde edilen benzer sonuçlar Şekiller 14.9, 14.10, 14.11 ve 14.12 de gösterilmiştir. Matris alüminyum katmanları üst üste ve birbirinin boşluklarını kapatacak, perdeleyecek şekilde yerleştirilerek elde ettiğimiz sonuçlar da Şekiller 14.13 ve 14.14 te gösterilmiştir. Bu da bize ardışık metal katmanların bir süper örgü modeli oluşturacak bir periyotluğa sahip olmasa da, perdeleme etkisine rağmen, yapının n , R ve T parametrelerinde ciddi bir değişikliğe yol açmadığını göstermiştir.

Camların arasına homojen ve metalik bir karaktere sahip, alüminyumdan çok daha ince olan ITO filmler koyarak deneylerimizi tekrarladık. Şekil 14.15'te gösterildiği gibi, ITO filmleri 4 mm'lik camları 10 mm'lik camların arasına bir cam bir ITO olacak şekilde yerleştirdiğimizde 0.5-0.55 aralığında, iki cam arasına ITO yerleştirdiğimizde ise 0.7-0.75 aralığında kırılma indisleri elde edilmiştir. ITO'lar arasındaki cam sayısı arttıkça, yapının kırılma indisinin daha büyük bir değer aldığı gözlenmiştir. Ayrıca, $R+T'$ nin yaklaşık 1 olduğu ve soğurmanın çok az olduğu gözlemlendi.



Şekil 14.3. (a) İletken kağıtlar, (b) ITO kaplı 4 mm lik camların, camların arasına farklı periyotlarda yerleştirilmesiyle elde edilmiş olan yansıma girişim desenleri.

Tablo 14.1. Periyodik katmanlı modellerimizden bazılarının deneysel etkin kırıcılık indisleri.

MODEL		v_1 (GHz)	v_2 (GHz)	n_{eff}
GLASS	5	9.497	10.656	2.59
	10	9.316	9.882	2.65
	15	9.059	9.419	2.78
	20	8.427	8.698	2.77
CP	5-4	8.712	9.895	2.54
	10-9	8.628	9.192	2.66
	15-14	8.72	9.088	2.72
	20-19	8.591	8.896	2.46
ALUMINUM	20-1	9.059	9.613	1.35
	20-3	9.059	10.28	0.62
	20-4	9.948	11.339	0.54
	24-1	8.825	9.391	1.1
	24-2	9.187	9.961	0.82
	24-3	9.304	10.283	0.64
	24-5	9.974	11.352	0.45
ITO	10-9	8.929	11.005	0.53
	15-14	8.531	9.987	0.5
	21-20	8.969	9.987	0.5
	10-4	9.523	11.300	0.73
	16-7	9.124	10.231	0.72
	22-10	8.930	9.728	0.72
	12-3	8.922	10.417	0.76
	12-5	9.396	10.851	0.74
	12-11	8.912	10.419	0.53

Deneyisel ve teorik çalışmalarımızda, bir boyutlu fotonik kristal olarak isimlendirilen, kırılma indisleri n_1 ve n_2 , kalınlıkları d_1 ve d_2 olan, ardarda gelen tabakalardan oluşmuş periyodik bir model kullandık. Böyle bir periyodik katmanlı yapının etkin kırılma indisi Eş.(12.1) [18] olup, burada λ gelen ışının dalgaboyu olup, uzun dalga yaklaşımında, $2\pi n_1 d_1, 2\pi n_2 d_2 \ll \lambda$, etkin ortam tahminlerini karşılamaktadır, ve etkin dielektrik sabiti Eş.(12.2) olur [137]. Eğer ikinci ortam negatif bir dielektrik sabite ya da sanal kırılma indisine sahip olursa, etkin kırılma indisi n_1 'den hatta 1'den küçük elde edilebilir. Bilindiği gibi metaller sanal dielektrik fonksiyonlara sahiptirler. Eğer frekans plazma frekansının ω_p , altında olursa $\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ ifadesi negatif değer alır. Bundan dolayı, dielektrik katmanlar ile

iletkenliği önemsenmeyen, ince metalik katmanların oluşturduğu periyodik ortamların kırılma indislerinin 1'den küçük olması, oldukça anlaşılabilir bir durumdur.

GeS katmanlı yarı iletken kristalinin, çift kırınımlı katmanlı bir ortam gibi olduğu ve optik özelliklerinin anizotropik olduğu gösterilmiştir [144]. $780\mu m$ kalınlığındaki örneğinin iletim spektrumları girişiminden, Eş.(5.6) kullanılarak kırıcılık indisi $n=0.14$ gibi olağandışı bir değer bulunmuştur. Temel bant aralığından yüksek enerjilerde, yani $\lambda \leq 750nm$, yansımaya katsayısı %32'yi aşmazken, şeffaf bölgede bu %73 çıkmaktadır. Bu bölgede pratikte soğurma hiç gözlenmemekte olup, geçirgenlik %27 civarındadır. Eğer tabakalardan gerçekleşen çoklu yansımaları ihmal edersek, şeffaf bölgede $R=0.63$ olmaktadır. Ayrıca elde ettiğimiz $n=0.14$ 'ü kullanarak Fresnel denklemi Eş.(3.27)'den elde ettiğimiz R 'nin, spektrumdan elde ettiğimiz değeri vermesi önemli bir sonuçtur. Bu kristalin yapısını EK.B.2'de bulunan matlab program koduyla, Katlı Solc Filtre modellemesi yaparak açıklamak istedik. Ama, bu model üzerinde parametreleri değiştirerek yaptığımız çalışmalar, kristalin yansıtma ve iletme davranışlarını açıklamakta yetersiz kaldı.

Eş.(12.1) den küçük etkin kırılma indisi, n_{eff} , elde edebilmek için, n_2 'nin sanal olması gerekir. Bu durumda, $\cos$ ve $\sin$ fonksiyonları hiperbolik fonksiyonlara dönüşür, $(n_1/n_2 + n_2/n_1)$ ifadesi de $(n_1/n_0 - n_0/n_1)$ haline dönüşür. Prof. Dr. Rauf Süleymanlı'nın yaptığı çalışmada, $0.8 - 1 \mu m$ spektrum aralığında $n_1=2.2$, $n_0=6.59$, $d_2=0.1d_1$ değerleri alınarak, $n_{eff}=0.14$ olduğu gösterilmiştir. Eş.(12.3) kullanarak, alüminyum matrisli periyodik katmanlı yapı için Alüminyum kare matris örgülü periyodik yapı için; $d_1=1cm$ (Cam yüzeyin kalınlığı), $d_2 = 10\mu m$ (Al yüzeyin kalınlığı), $\lambda = 900 nm$ de $n_1=2.5$ ve $n_0=8.3$ (Al kırıcılık indisinin sanal kısmı) alınarak $n_{eff} = 0.48$, ITO'lu periyodik yapı için; $n_0=0.02$ (ITO'nun kırıcılık indisinin sanal kısmı) $d_2=70\mu m$ alınarak etkin kırılma indisi $n_{eff} = 0.47$ bulunmuştur.

Deneyisel ve teorik yapılan çalışmalar neticesinde GeS kristalinin birbirini izleyen yüksek ve düşük iletkenliklere sahip tabakalardan oluştuğunu düşünüyoruz. Katmanlı kristallerin en karakteristik kusuru, kristalin oluşturulması sırasında oluşan düzlemler arası kusurlardır. Tabakalar arasında olan çok sayıdaki yanlış temel yerleşimler, bu bölgelerin serbest yük yoğunluğunun komşu bölgelere göre yüksek olmasına, hatta kuantum Hall etkisi gözlenmesine neden olur [139]. Düzlemsel

kusurlar GeS kristalinin en tipik özelliklerinden olduğu bilinmektedir [140]. Kristalin içindeki bu ince metalik tabakaların varlığını göstermek için, kapsamlı deneylerin yapılması, bu çalışmanın devamı niteliğinde olacaktır. Ayrıca bu çalışma kırıcılık indisinin, girişimin sonucu değiştiğini de göstermiştir.

Ölçülen ve hesaplanan değerlerde hata payları bulunmaktadır. Hata kaynaklarının nedenleri:

- a) Deneylerin mikrodalga yalıtım odasında yapılmaması,
- b) Horn antenlerden yayılan dalgaların malzeme üzerinde odaklanamaması,
- c) İki anten arasında çoklu yansımaların olması,
- d) Ölçümü yapılan malzeme boyutlarının yeterince büyük olduğu kabul edilmesi ve mikrodalgaların kenarlardan farklı açılarda yansması,
- e) Hesaplamalarda yapılan yuvarlamalar,
- f) Grafiklerden okunan değerlerdeki hata payları,
- g) Kalibrasyonun korunamaması,

şeklinde sıralanır.

Ölçüm hatalarını daha aza indirmek için, malzeme boyutlarının antenlere göre çok büyük olması gerekmektedir. Malzeme yüzeyinin düzgün ve pürüzsüz olması gerekmektedir. 8.2-12.4 GHz frekans aralığında deneyi yapmamızın nedenlerinden biri de dalganın, malzeme yüzeylerinin kusurlarından en az şekilde etkilenmesini sağlamaktır. Ölçümlerin radyasyondan yalıtılmış ortamda yapılması gerekmektedir. Örnek üzerine mümkün olduğunca tek renkli ve düzlem dalgalar gönderebilirsek, bu kabullenmeler doğrultusunda geliştirilen formüllerle de teorik uyumluk artar.

Metal-dielektrik tabakalardan oluşan çok katmanlı periyodik yapılar, özellikle yüzey plazması ya da fotonik kristal yapı temelli fotonik ve optoelektronik cihazların geliştirilmesinde büyük öneme sahiptir. Bu tür yapıların uygulandığı cihazlarda esas olarak iki ana hedef vardır: (1) LED teknolojilerinin, ışık çıkarma verimliliğini artırmak, ve (2) güneş hücrelerinin ışık toplama verimliliğini artırmak. Özellikle çok katmanlı metalik yapılar, nitrür LED'ler de yüzey plazma dağılım mühendisliği için önemlidir [147-150].

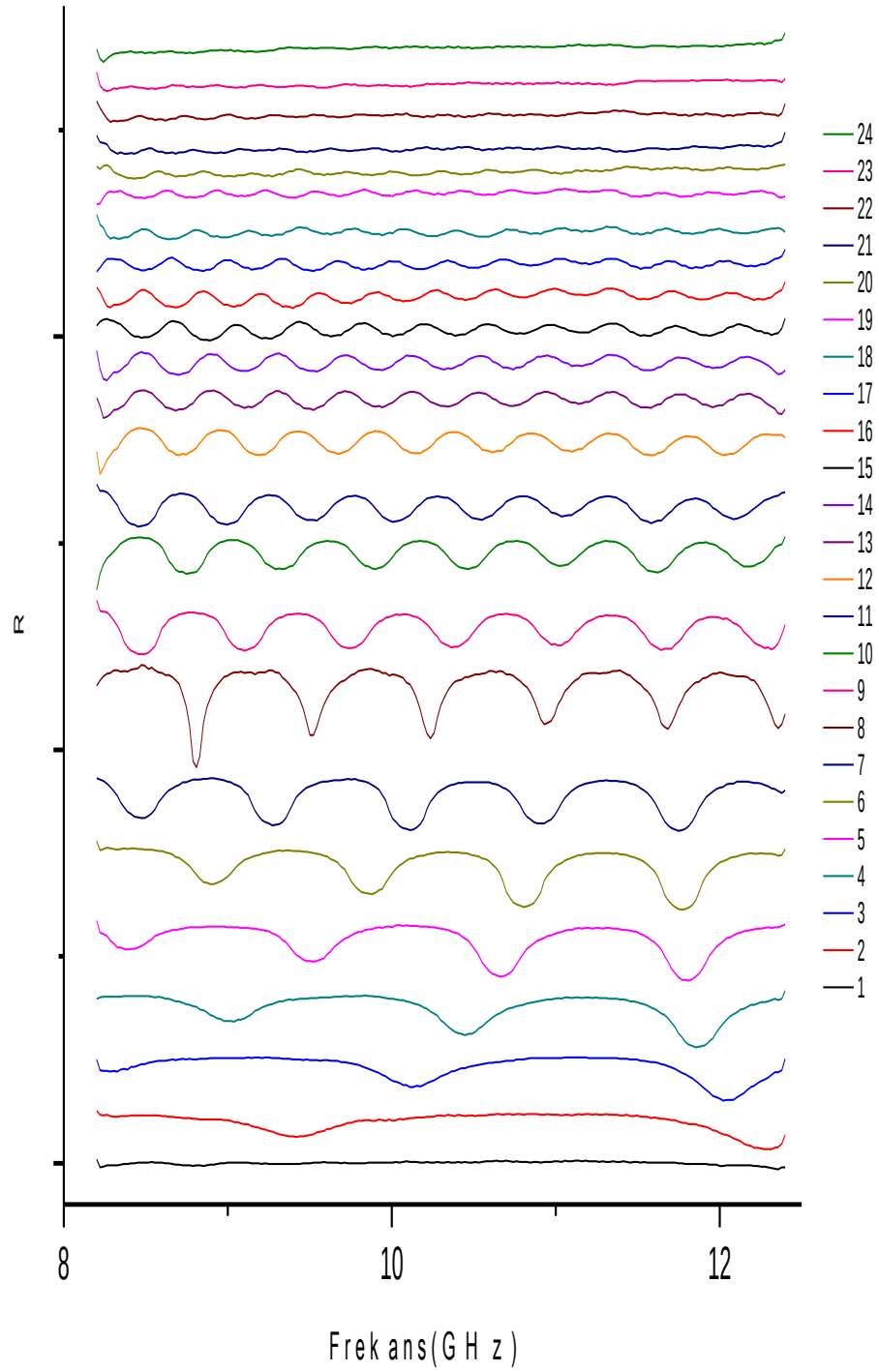
İleriki çalışmalarda, Zaman Bölgesi Ölçüm (Time Domain Measurement) tekniği kullanarak, yapının ε ve μ parametreleri vasıtasıyla kırılma indisi hesaplanabilir. Mevcut olan GeS kristalinin yapısını açıklayacak deneyler yapılarak, yaptığımız teorik ve deneysel modellemeler sorgulanabilir. Çok katmanlı periyodik metalik yapılarda, ortamın elektromanyetik karakteristiği frekansa güçlü bir şekilde bağlıdır. Deney düzeneğinin ve cihazların imkanları ölçüsünde, dar bir frekans aralığında gerçekleştirilen bu çalışmayı daha geniş bir frekans aralığında tekrarlamak, etkin kırılma indisinin gelme açısına bağlılığını araştırmak çalışmamızın sonraki hedefleridir. Kırılma indisinin 1'den küçük olduğunu gösteren yeni modeller üzerinde çalışabilir, ve bunun girişimin bir sonucu olduğu vurgulanabilir.

Tablo 14.2. Cam tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

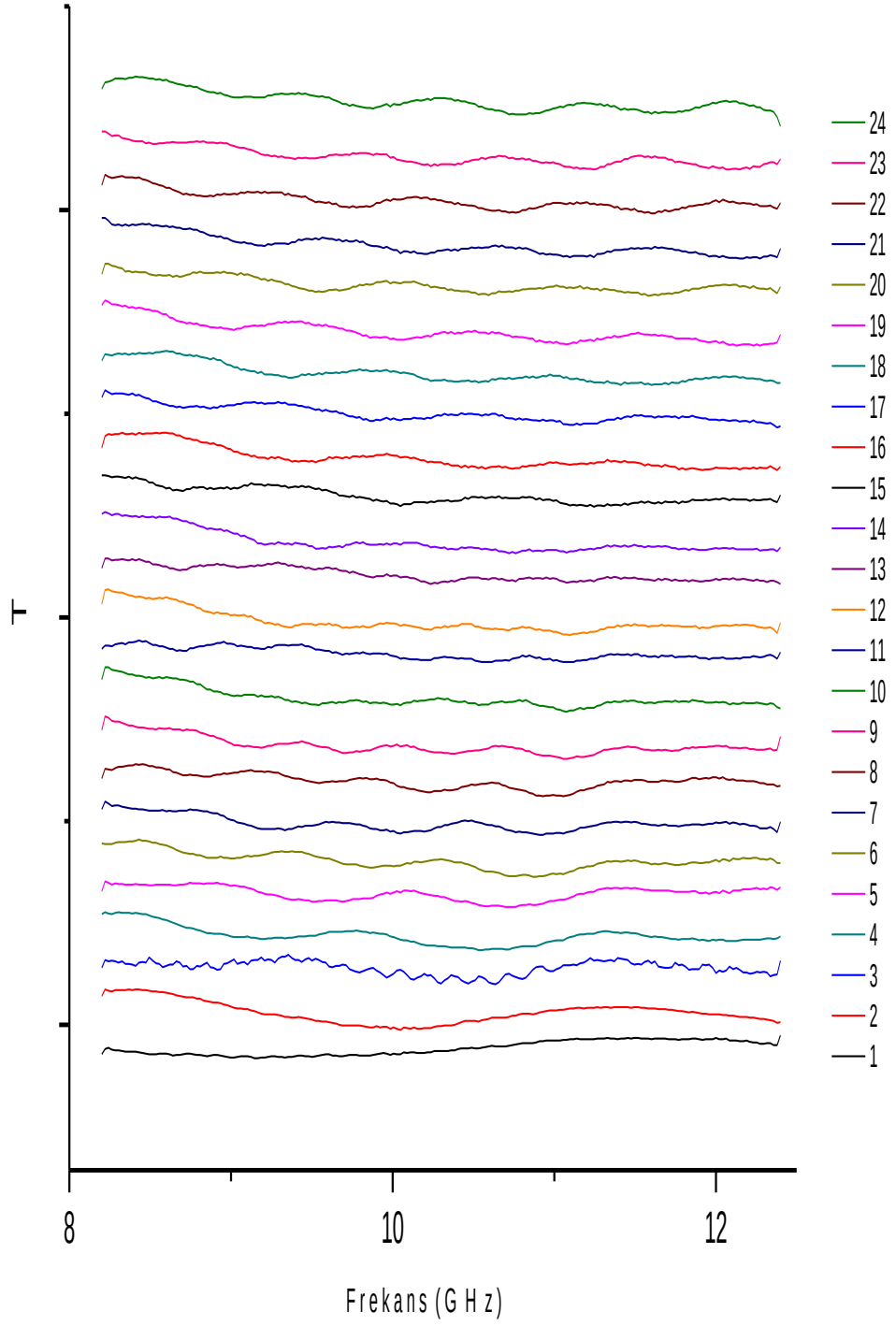
YAPI KODU	d (cm)	n _R	n _T	R	T	R + T
1	0,01	--	--	--	--	--
2	0,02	2,59875	2,43191	0,19736	0,82592	1,02328
3	0,03	2,73224	2,92056	0,21542	0,76003	0,97544
4	0,04	2,67094	2,76957	0,20719	0,77963	0,98682
5	0,05	2,58844	2,50417	0,19594	0,81574	1,01169
6	0,06	2,64831	2,62329	0,20412	0,79928	1,0034
7	0,07	2,5974	2,45178	0,19717	0,8231	1,02028
8	0,08	2,5545	2,79851	0,19126	0,77582	0,96708
9	0,09	2,58799	2,80112	0,19588	0,77548	0,97136
10	0,1	2,65018	2,90698	0,20438	0,76176	0,96614
11	0,11	2,57776	2,58264	0,19447	0,80485	0,99933
12	0,12	2,70563	3,47222	0,21186	0,69442	0,90628
13	0,13	2,8006	3,20513	0,22446	0,72501	0,94947
14	0,14	2,58176	3,19829	0,19502	0,72583	0,92085
15	0,15	2,77778	2,77778	0,22145	0,77855	1
16	0,16	2,60417	3,45941	0,1981	0,69584	0,89394
17	0,17	2,63389	1,75768	0,20216	0,92451	1,12667
18	0,18	2,68817	2,59605	0,20951	0,80301	1,01252
19	0,19	2,66714	3,08388	0,20668	0,73962	0,9463
20	0,2	2,76753	3,88601	0,2201	0,65111	0,87121
21	0,21	2,73673	2,79018	0,21601	0,77691	0,99293
22	0,22	2,64271	3,53274	0,20336	0,68778	0,89114
23	0,23	2,40655	3,41452	0,17048	0,70085	0,87133
24	0,24	--	3,03398	--	0,74577	--

Tablo 14.3. Hava boşluklu cam tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

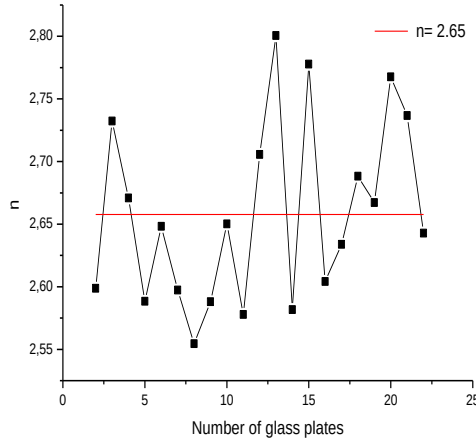
YAPI KODU	d (cm)	n _R	n _T	R	T	R + T
4-1	0,04	4,04095	--	0,36391	--	--
6-2	0,06	4,40141	2,28519	0,39656	0,84696	1,24351
8-3	0,08	3,70553	2,60055	0,33059	0,80239	1,13298
10-4	0,1	4,31034	2,38474	0,3886	0,83263	1,22123
12-5	0,12	3,43407	3,74251	0,30134	0,66559	0,96693
6-1	0,06	5,2521	2,99401	0,46255	0,75075	1,2133
9-2	0,09	1,55909	0,74806	0,04773	0,97923	1,02696
12-3	0,12	2,49004	0,5161	0,18228	0,89813	1,08041
15-4	0,15	2,42718	0,43611	0,17341	0,84583	1,01924
18-5	0,18	--	0,33862	--	0,75588	--
8-1	0,08	2,37944	1,22549	0,16662	0,98973	1,15635
12-2	0,12	2,01939	0,75347	0,11398	0,98023	1,09422
16-3	0,16	0,66916	0,57304	0,03928	0,92633	0,96562
20-4	0,2	0,53004	0,45816	0,09435	0,86192	0,95626
24-5	0,24	0,44107	0,34172	0,15043	0,75928	0,90972
10-1	0,1	1,33809	1,22449	0,02091	0,98982	1,01073
15-2	0,15	0,87184	0,7837	0,00469	0,98529	0,98998
20-3	0,2	0,65388	0,57604	0,0438	0,92764	0,97143
25-4	0,25	0,49628	0,47544	0,11333	0,8736	0,98693
12-1	0,12	1,32415	1,26263	0,01945	0,98653	1,00598
18-2	0,18	0,89896	0,835	0,00283	0,99192	0,99475
24-3	0,24	0,62189	0,62127	0,05435	0,94543	0,99978
16-1	0,16	1,32228	1,34698	0,01926	0,97814	0,9974
24-2	0,24	0,82237	0,85034	0,0095	0,99346	1,00296
20-1	0,2	1,32042	1,38376	0,01907	0,97408	0,99315
20-5	0,25	1,22951	1,08108	0,0106	0,99848	1,00908
24-1	0,24	1,21595	1,27551	0,0095	0,98534	0,99484
24-5	0,29	1,11715	1,11474	3,06E-03	0,99706	1,00012



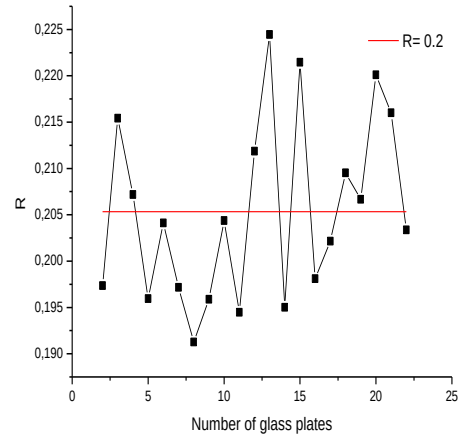
Şekil 14.4. Birer birer üst üste konan 10 mm kalınlığındaki düz camların yansıma girişim deseni.



Şekil 14.5. Birer birer üst üste konan 10 mm kalınlığındaki düz camların iletim girişim deseni.

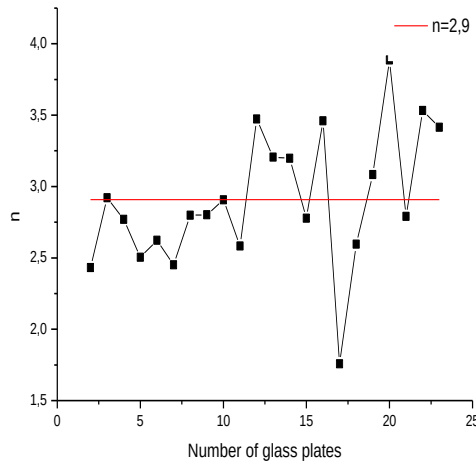


(a)

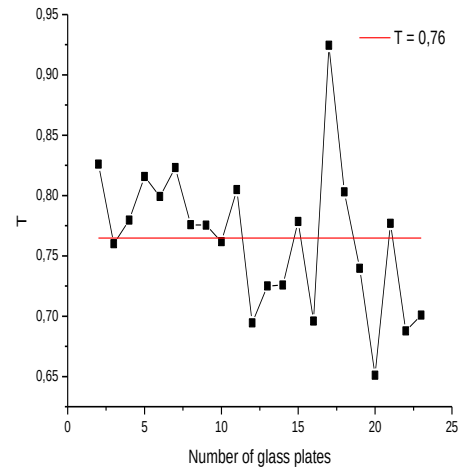


(b)

Şekil 14.6. 10 mm kalınlığındaki düz camların (a) kırılma indisi – cam sayısı, (b) yansımaya katsayısı – cam sayısı arasındaki değişim. Kırmızı doğrular ortalama $n=2.65$ ve $R=0.2$ ’yi göstermektedir.



(a)

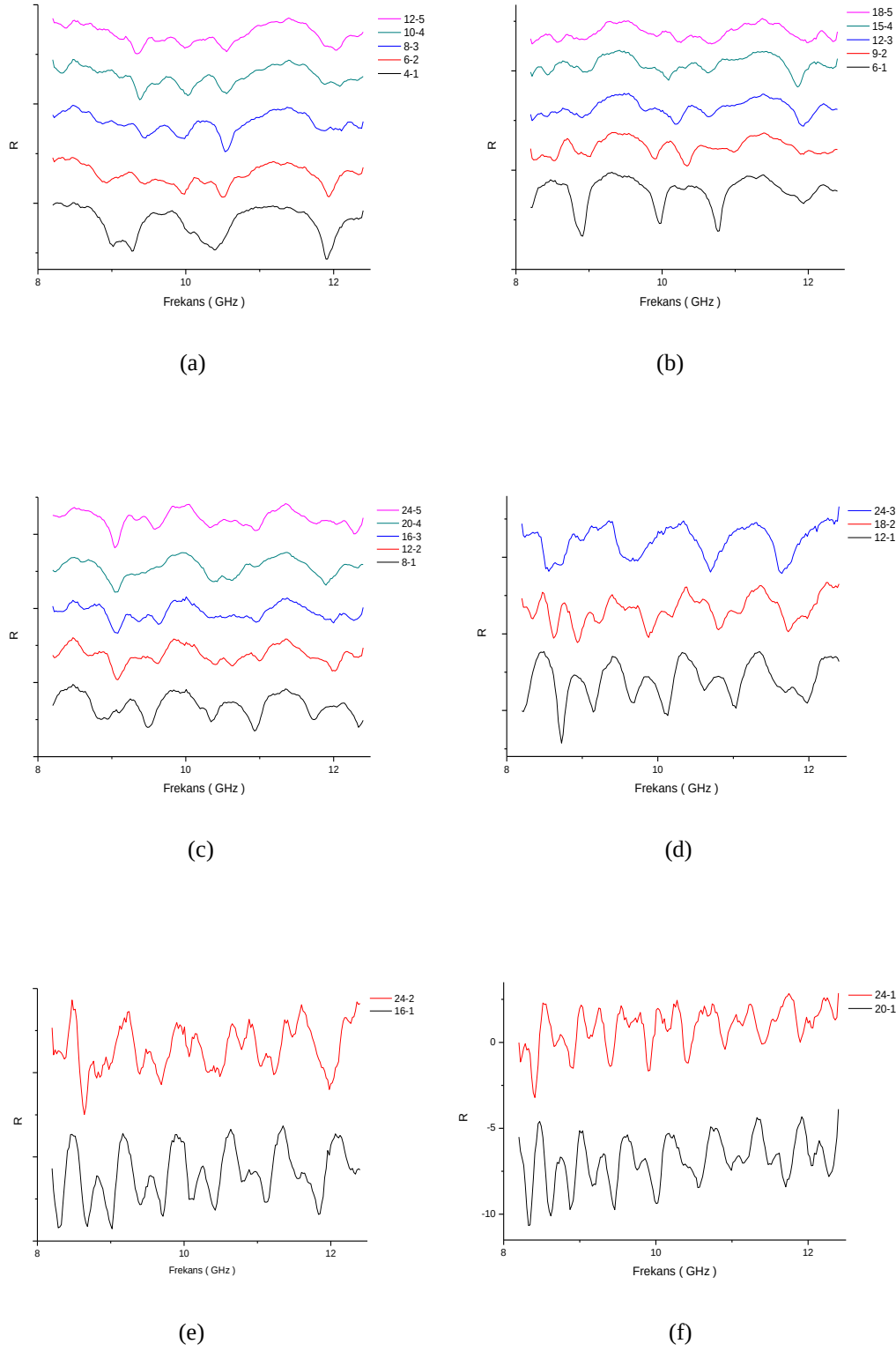


(b)

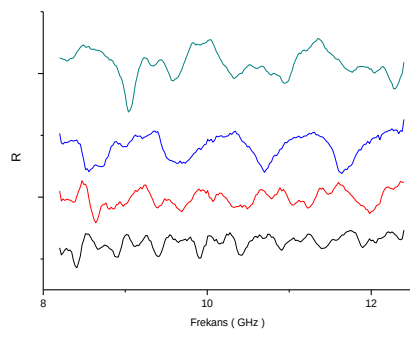
Şekil 14.7. 10 mm kalınlığındaki düz camların (a) kırılma indisi – cam sayısı, (b) yansımaya katsayısı – cam sayısı arasındaki değişim. Kırmızı doğrular ortalama $n=2.9$ ve $R=0.76$ ’yi göstermektedir.

Tablo 14.4. Cam + Alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

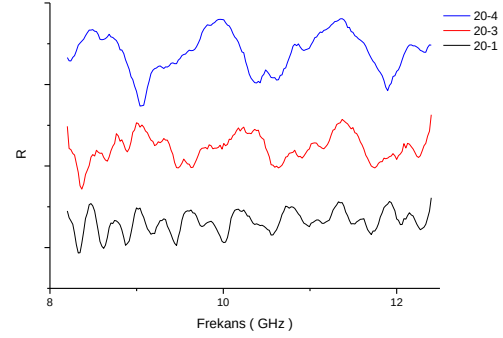
YAPI KODU	d (cm)	n_R	n_T	R	T	R + T
4-1	0,04	3,22997	1,81951	0,27792	0,91552	1,19344
6-2	0,06	2,33645	2,25632	0,16045	0,85115	1,0116
8-3	0,08	2,63713	2,98092	0,2026	0,75239	0,95499
10-4	0,1	2,91262	1,5121	0,23896	0,95844	1,1974
12-5	0,12	1,29266	1,67112	0,01629	0,93687	0,95317
6-1	0,06	2,33863	2,52016	0,16076	0,81351	0,97427
9-2	0,09	1,74703	1,77117	0,07395	0,92256	0,99651
12-3	0,12	0,6342	0,8138	0,05011	0,98946	1,03957
15-4	0,15	1,31752	1,72117	0,01877	0,92976	0,94853
18-5	0,18	0,48991	0,78839	0,11721	0,986	1,10321
8-1	0,08	3,16723	1,48456	0,27047	0,96196	1,23243
12-2	0,12	0,86625	0,91777	0,00514	0,99816	1,0033
16-3	0,16	0,65014	0,77415	0,04495	0,9838	1,02875
20-4	0,2	0,53918	0,66138	0,08964	0,95846	1,04809
24-5	0,24	0,45356	0,75758	0,14133	0,98098	1,1223
10-1	0,1	1,2931	1,38249	0,01634	0,97423	0,99056
15-2	0,15	0,88968	0,74571	0,00341	0,97878	0,98219
20-3	0,2	0,61425	0,84459	0,0571	0,9929	1,05001
25-4	0,25	0,4902	0,7926	0,11704	0,98661	1,10365
12-1	0,12	1,32837	1,46886	0,01989	0,96393	0,98382
18-2	0,18	0,89799	0,86177	0,00289	0,99449	0,99738
24-3	0,24	0,63841	0,57604	0,04871	0,92764	0,97634
16-1	0,16	1,29848	1,15314	0,01686	0,99494	1,0118
24-2	0,24	0,80749	0,78223	0,01134	0,98507	0,99641
20-1	0,2	1,35379	0,57648	0,02259	0,92783	0,95042
20-5	0,25	1,10906	1,5544	0,00267	0,95289	0,95557
24-1	0,24	1,10424	0,69137	0,00245	0,9667	0,96916
24-5	0,29	1,00241	0,75731	1,44E-06	0,98093	0,98093



Şekil 14.8. (a) İkili, (b) Üçlü, (c) Dörtlü, (d) Beşli, (e) Altılı, (f) Onlu ve on ikili 10 mm düz camların arasına matris alüminyum yapının konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.

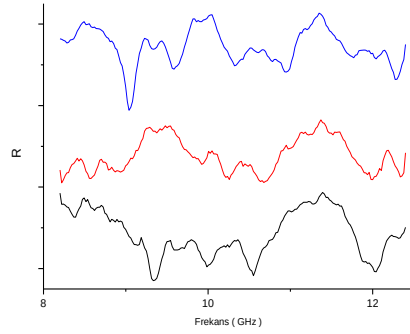


(a)

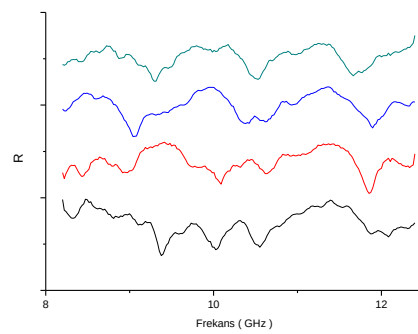


(b)

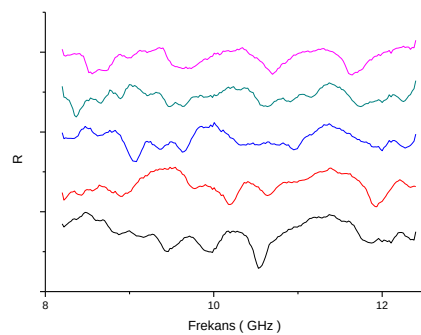
Şekil 14.9. (a) Yirmidört, (b) Yirmi 10 mm düz camların arasına farklı sayıda matris alüminyum yapının, farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.



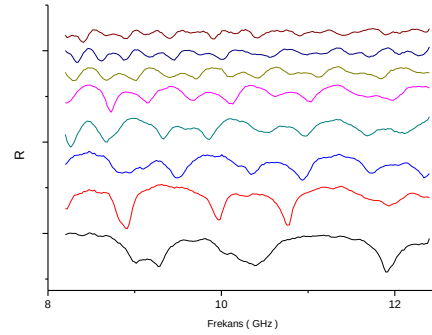
(a)



(b)

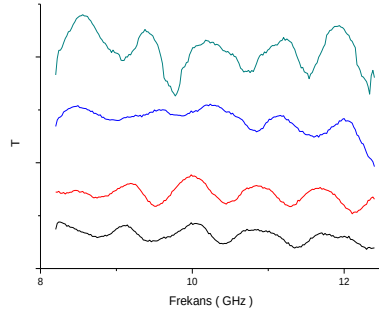


(c)

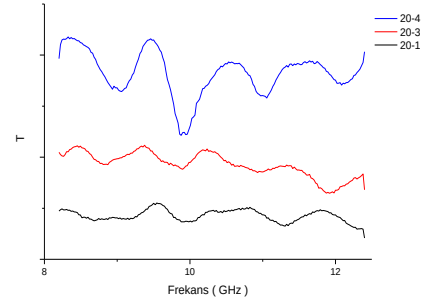


(d)

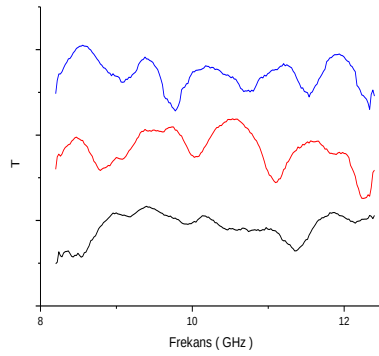
Şekil 14.10. (a) İki, (b) Dört, (c) Üç, (d) Bir tane matris alüminyum yapının farklı sayıdaki 10mm'lik düz camların arasına konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.



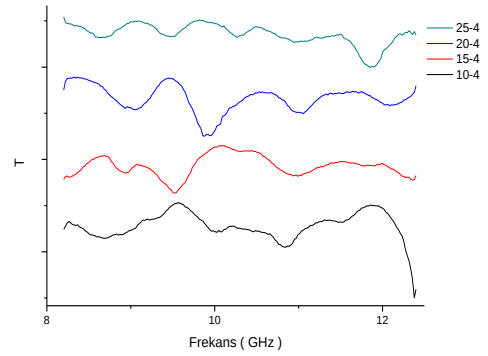
(a)



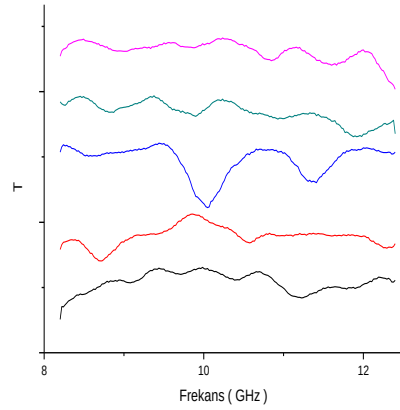
(b)



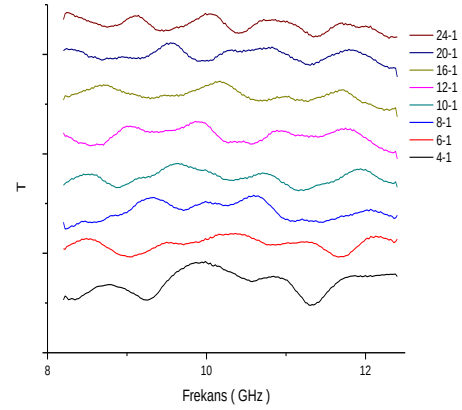
(c)



(d)



(e)

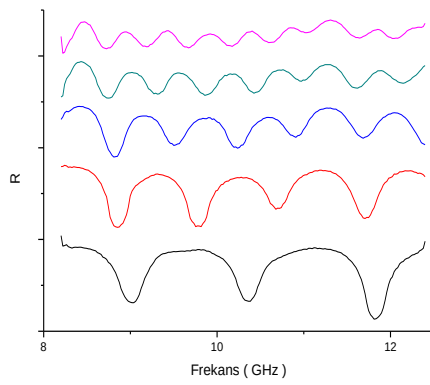


(f)

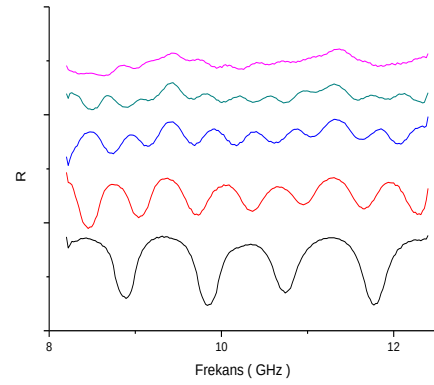
Şekil 14.11. (a) 24, (b) 20 tane 10 mm düz camların arasına farklı sayıda matris alüminyum yapının,(c) 5, (d) 4, (e) 3, (f) 1 tane matris alüminyum yapının camlar arasına farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri.

Tablo 14.5. Cam + Seyrek alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

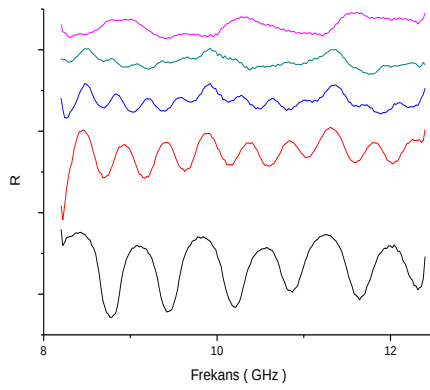
YAPI KODU	d (cm)	n_R	n_T	R	T	R + T
4-1	0,04	2,79642	2,44141	0,22391	0,82457	1,04848
6-2	0,06	2,7027	2,73224	0,21147	0,78458	0,99605
8-3	0,08	2,69397	2,64831	0,21029	0,79588	1,00617
10-4	0,1	2,76243	1,47348	0,21943	0,96336	1,18278
12-5	0,12	2,55102	1,44844	0,19078	0,96646	1,15723
6-1	0,06	2,65957	3,03398	0,20565	0,74577	0,95142
9-2	0,09	2,81532	2,40154	0,22638	0,83023	1,05661
12-3	0,12	2,62055	2,35405	0,20034	0,83702	1,03736
15-4	0,15	2,49377	0,65232	0,1828	0,95572	1,13852
18-5	0,18	2,31481	1,5753	0,15733	0,9501	1,10743
8-1	0,08	2,84954	2,80269	0,23084	0,77527	1,00611
12-2	0,12	2,11149	2,55102	0,12761	0,80922	0,93683
16-3	0,16	1,96541	0,69342	0,10599	0,96722	1,07321
20-4	0,2	1,87032	1,3465	0,09194	0,97819	1,07013
24-5	0,24	1,73611	0,74405	0,07238	0,97846	1,05084
10-1	0,1	2,6455	2,7881	0,20374	0,77719	0,98093
15-2	0,15	2,77778	0,83472	0,22145	0,99189	1,21334
20-3	0,2	0,64711	0,63345	0,0459	0,94964	0,99554
25-4	0,25	0,54054	0,84626	0,08895	0,99307	1,08202
12-1	0,12	2,86041	2,36295	0,23225	0,83574	1,06799
18-2	0,18	2,69687	0,66774	0,21068	0,96031	1,17099
24-3	0,24	0,59866	0,31281	0,06303	0,726	0,78903
16-1	0,16	2,80689	0,68631	0,22528	0,9654	1,19068
24-2	0,24	0,82345	0,86565	0,00937	0,99481	1,00419
20-1	0,2	1,61638	0,64103	0,0555	0,95215	1,00765
20-5	0,25	2,12014	0,93168	0,12888	0,99875	1,12763
24-1	0,24	2,55102	0,89928	0,19078	0,99719	1,18797
24-5	0,29	1,11474	0,79089	2,94E-03	0,98637	0,98931



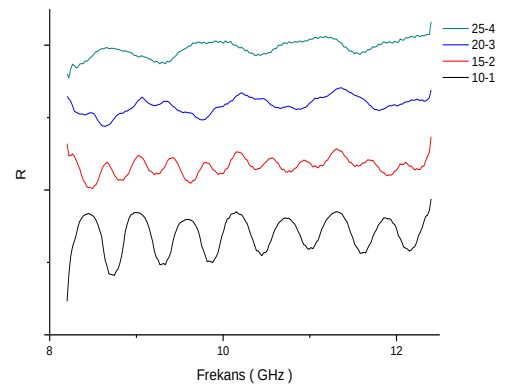
(a)



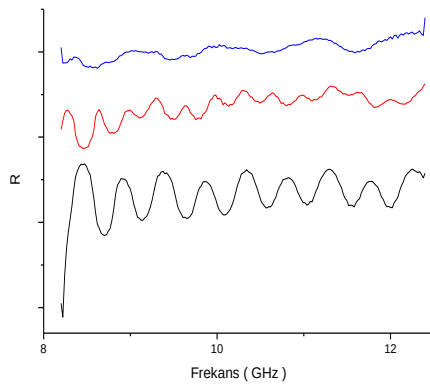
(b)



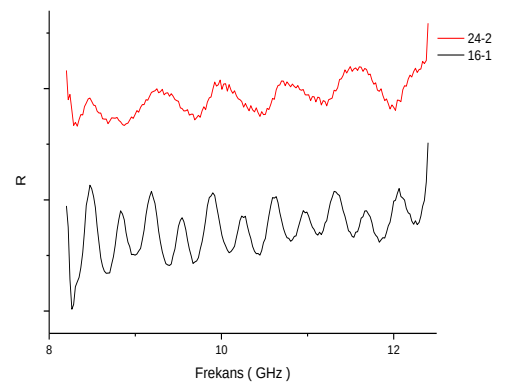
(c)



(d)

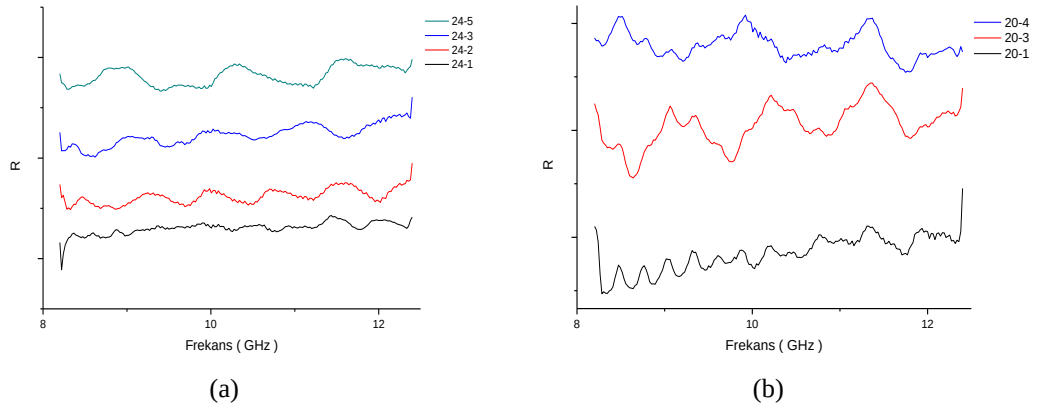


(e)

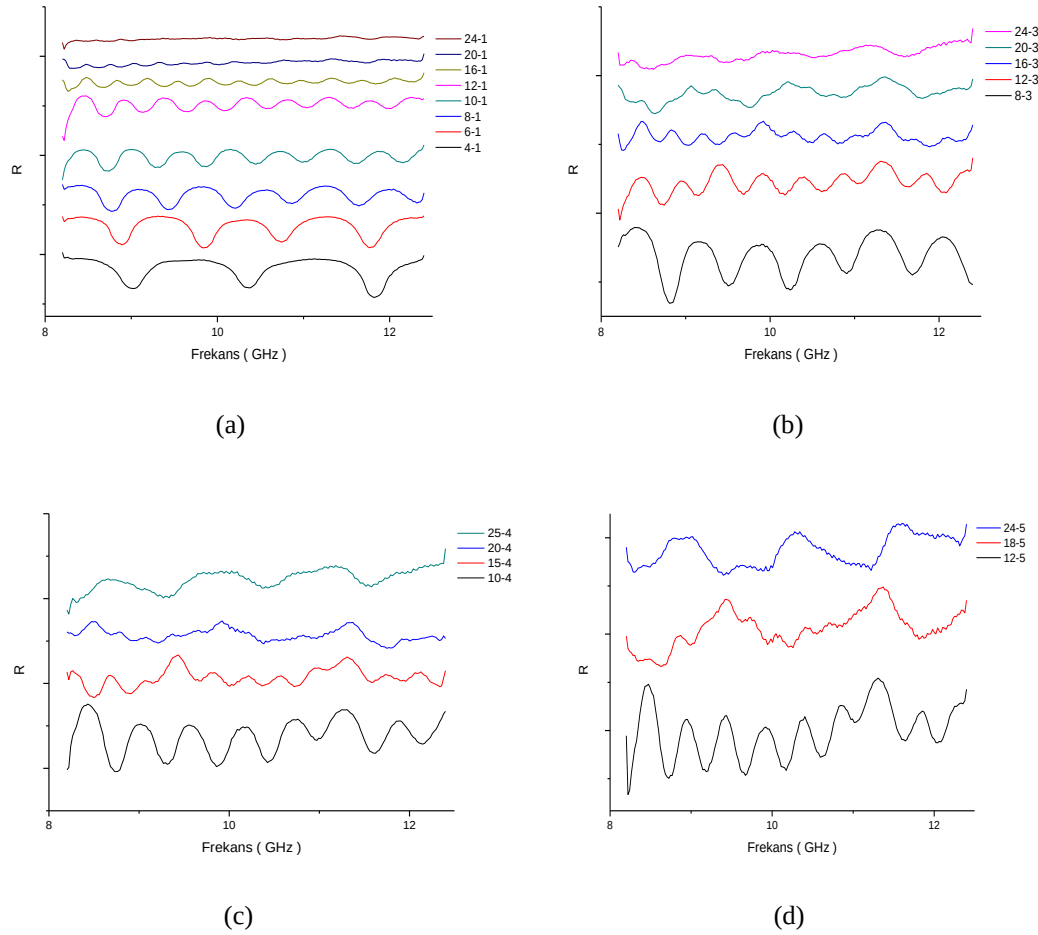


(f)

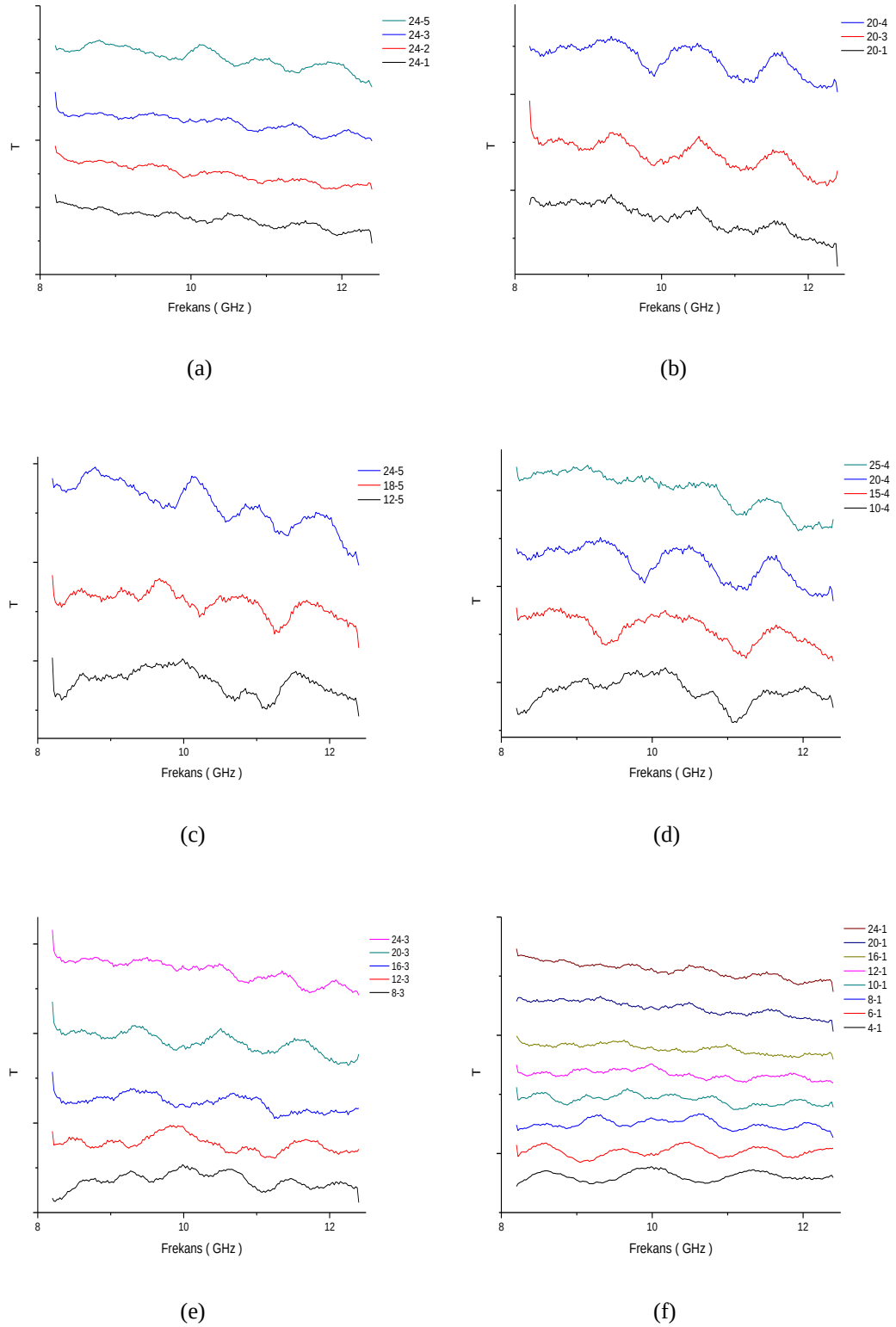
Şekil 14.12. (a) İkili, (b) Üçlü, (c) Dörtlü, (d) Beşli, (e) Altılı, (f) Sekizli 10mm düz camların arasına %50 daha az yüzey yoğunluğuna sahip matris alüminyum yapının konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.



Şekil 14.13. (a) 24 ve (b) 20 tane 10mm düz camların arasına farklı sayıda seyrek matris alüminyum yapının farklı periyotlar ile konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma desenleri.



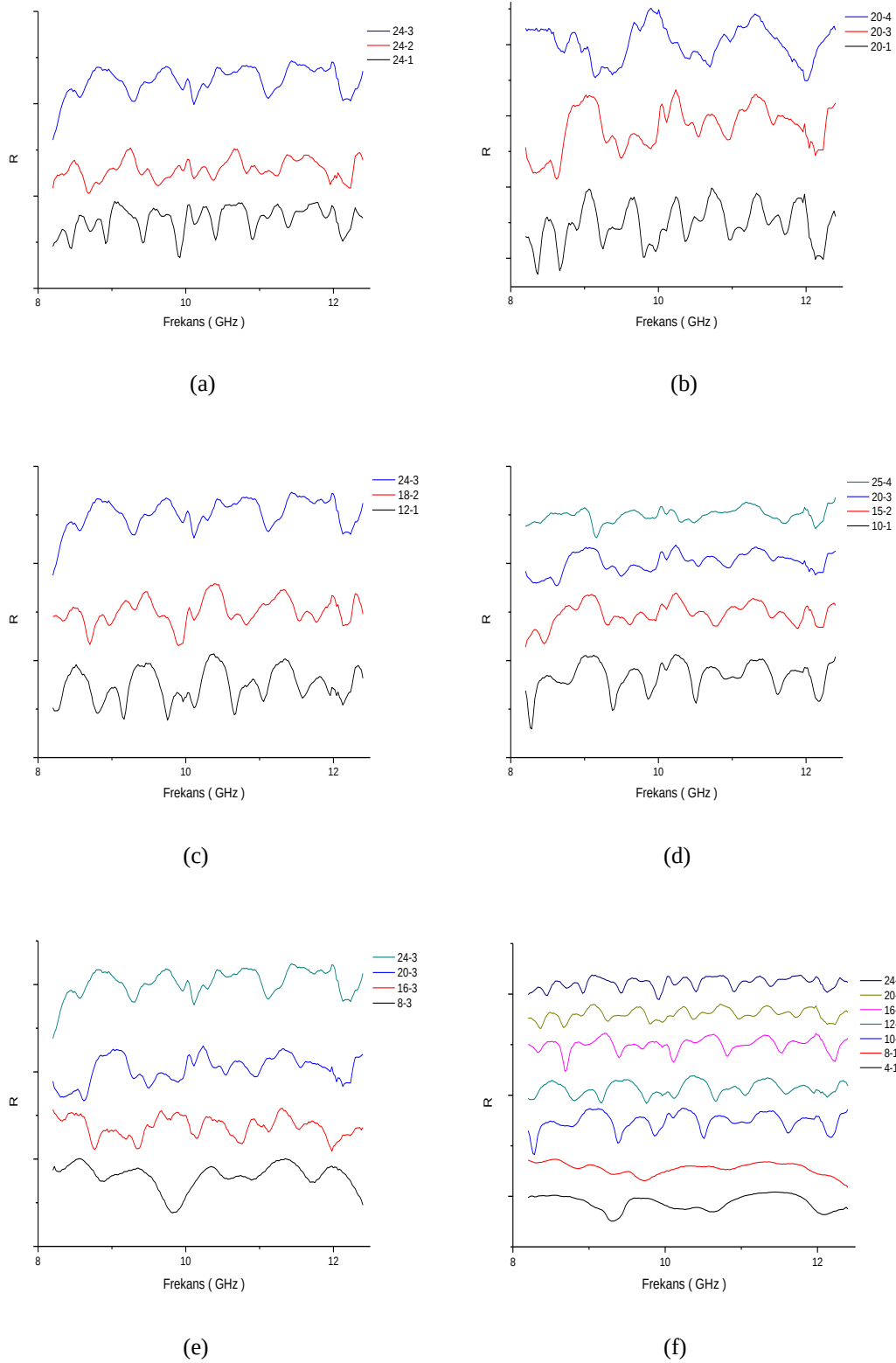
Şekil 14.14. (a) 1, (b) 2, (c) 4, (d) 5 tane seyrek matris alüminyum yapının farklı periyotlar ile camlar arasına konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma desenleri.



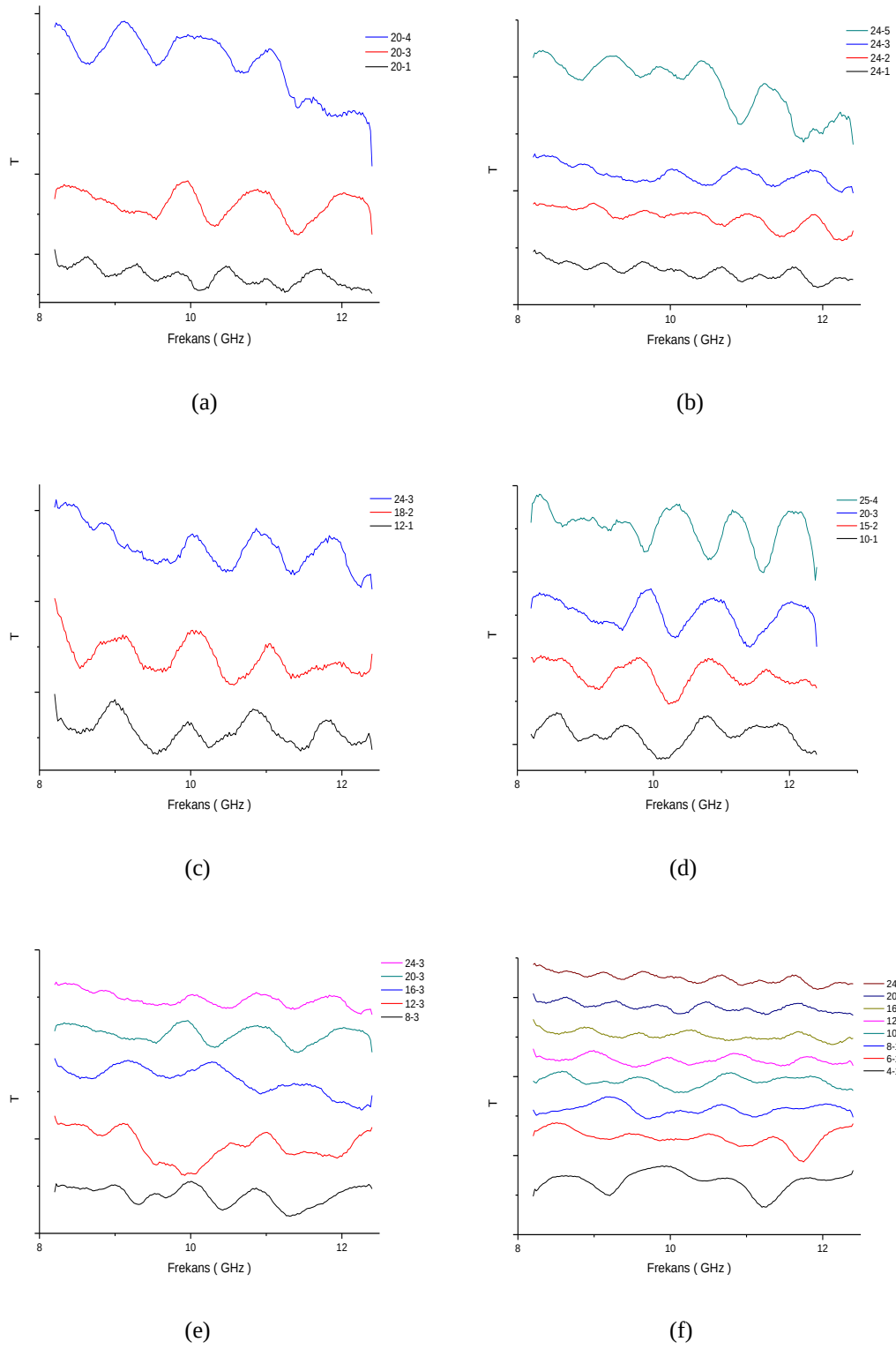
Şekil 14.15. (a) 24 ve (b) 20 tane 10mm düz camların arasına farklı sayıda seyrek matris alüminyum yapının, (c) 5, (d) 4, (e) 2, (f) 1 tane seyrek matris alüminyum yapının 24 cam arasına farklı periyotlarla konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri.

Tablo 14.6. Cam + Çakışık alüminyum tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

YAPI KODU	d (cm)	n _R	n _T	R	T	R + T
4-1	0,04	2,86041	2,97147	0,23225	0,75358	0,98583
6-2	0,06	2,15517	2,25632	0,13404	0,85115	0,9852
8-3	0,08	2,02265	2,17517	0,11447	0,86302	0,97748
10-4	0,1	2,32919	1,40187	0,1594	0,97201	1,13141
12-5	0,12	2,40848	1,38581	0,17076	0,97385	1,14461
6-1	0,06	--	2,62605	--	0,79891	--
9-2	0,09	--	1,65837	--	0,93866	--
12-3	0,12	--	1,08696	--	0,99826	--
15-4	0,15	--	1,07759	--	0,99861	--
18-5	0,18	--	1,09794	--	0,99782	--
8-1	0,08	2,89799	1,27899	0,23709	0,98501	1,2221
12-2	0,12	3,03398	1,05396	0,25423	0,99931	1,25354
16-3	0,16	1,60806	0,89885	0,05436	0,99716	1,05152
20-4	0,2	0,53918	0,80906	0,08964	0,98886	1,0785
24-5	0,24	0,47099	0,80854	0,12933	0,98879	1,11813
10-1	0,1	2,47525	1,52905	0,1802	0,95624	1,13644
15-2	0,15	0,84246	0,97087	0,00731	0,99978	1,00709
20-3	0,2	0,63884	0,80906	0,04856	0,98886	1,03742
25-4	0,25	0,52265	0,76433	0,09828	0,98216	1,08044
12-1	0,12	1,36463	1,29266	0,02378	0,98371	1,00748
18-2	0,18	0,91475	0,86088	0,00198	0,99441	0,99639
24-3	0,24	0,73877	0,74671	0,02257	0,97897	1,00154
16-1	0,16	1,29848	1,30028	0,01686	0,98296	0,99982
24-2	0,24	0,81913	0,93145	0,00989	0,99874	1,00863
20-1	0,2	1,38376	1,1646	0,02592	0,99422	1,02014
20-5	0,25	1,2931	0,80863	0,01634	0,9888	1,00514
24-1	0,24	1,18371	1,24502	0,00708	0,98809	0,99517
24-5	0,29	0,95608	0,78608	5,04E-04	0,98566	0,98616



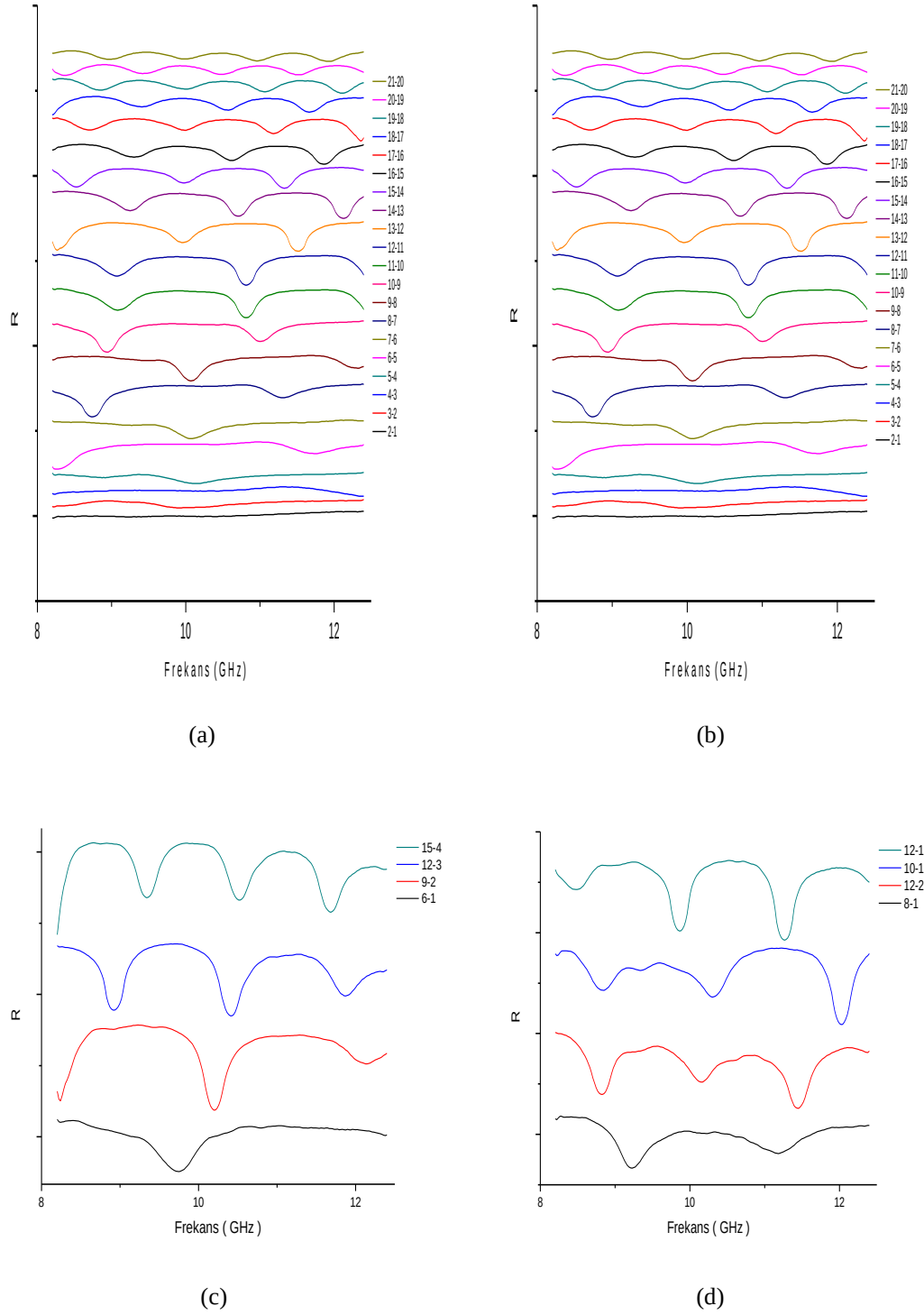
Şekil 14.16. (a) 24, (b) 20 tane camın arasındaki Al-yapının , (c) Altılı, (d) Beşli cam periyotların arasındaki Al-yapılarının , (e) 3 ve (f) 1 tane camlar arasındaki Al-yapının üst üste boşlukları kapatacak şekilde çakışık konmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.



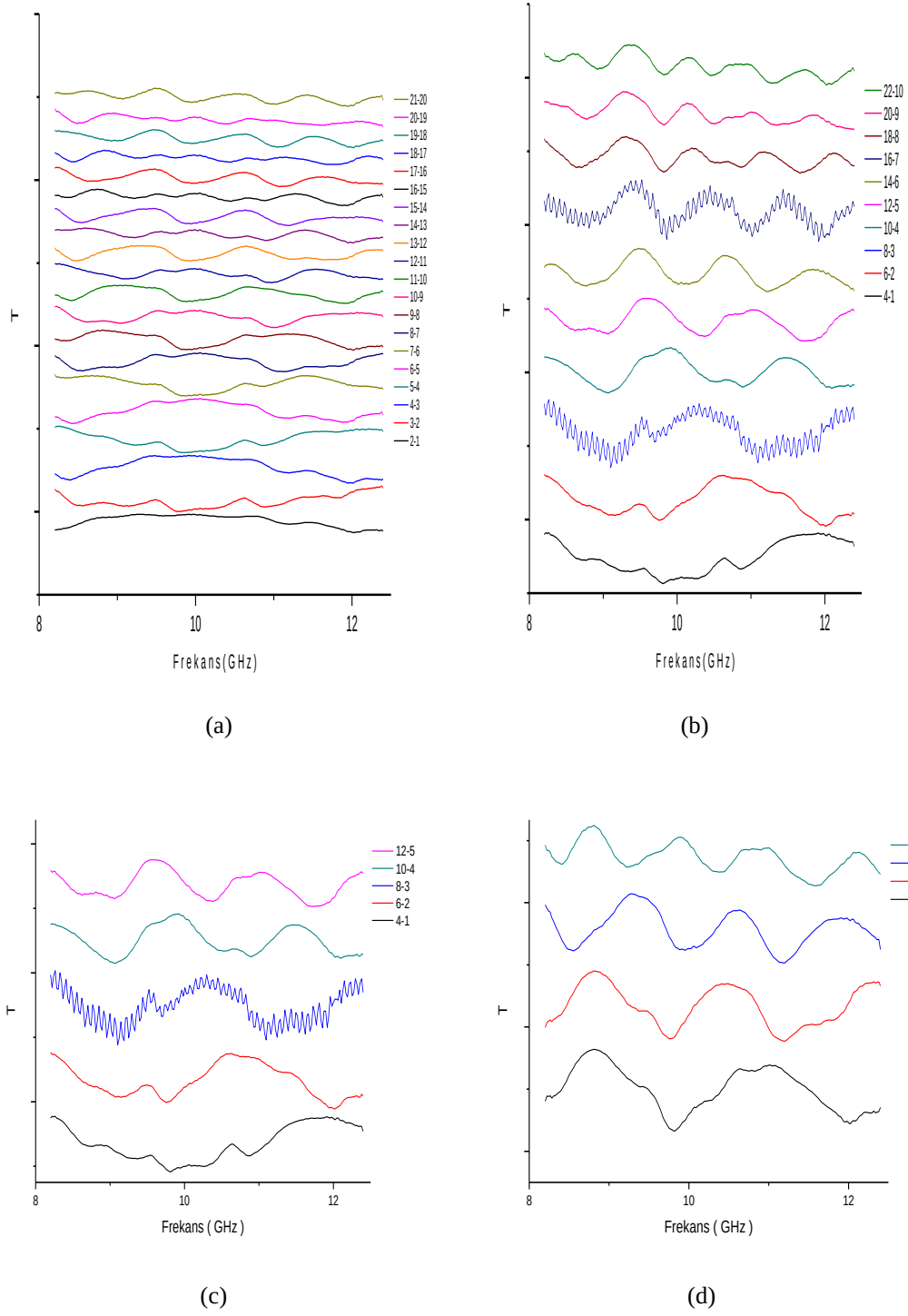
Şekil 14.17. 10 mm düz camların arasına matris alüminyum yapının üst üste boşlukları kapatacak şekilde çakışık konmasıyla elde edilen, farklı periyotlarda ve Al-yapı yoğunluğundaki çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri.

Tablo 14.7. Cam + ITO film tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

YAPI KODU	d (cm)	n _R	n _T	R	T	R + T
9-8	0,122	--	0,57859	--	0,92874	--
10-9	0,136	0,53231	--	0,09316	--	--
11-10	0,15	0,57904	0,59809	0,07107	0,93675	1,00782
12-11	0,164	0,52686	--	0,09602	--	--
13-12	0,178	0,50704	0,57365	0,107	0,9266	1,0336
14-13	0,192	0,53694	--	0,09077	--	--
15-14	0,206	0,50461	0,52348	0,1084	0,90216	1,01057
16-15	0,22	0,51889	--	0,10033	--	--
17-16	0,234	0,4973	0,56578	0,11272	0,92309	1,03581
18-17	0,248	0,52141	--	0,09895	--	--
19-18	0,262	0,50045	0,57714	0,11084	0,92811	1,03895
20-19	0,276	0,52057	--	0,09941	--	--
21-20	0,29	0,5081	0,59935	0,10639	0,93725	1,04364
4-1	0,044	--	--	--	--	--
6-2	0,068	--	0,95658	--	0,99951	--
8-3	0,092	0,7282	0,81685	0,02474	0,98984	1,01457
10-4	0,116	0,72851	0,80317	0,02467	0,98808	1,01275
12-5	0,14	0,74302	0,81602	0,02174	0,98974	1,01147
14-6	0,164	0,7394	0,78241	0,02245	0,9851	1,00754
16-7	0,188	0,72337	0,74568	0,02577	0,97877	1,00454
18-8	0,212	0,74636	0,63174	0,02109	0,94907	0,97016
20-9	0,236	0,7382	0,61115	0,02268	0,94175	0,96443
22-10	0,26	0,734	0,6396	0,02353	0,95169	0,97522
6-1	0,064	--	1,06244	--	0,99908	--
9-2	0,098	0,77973	0,92764	0,01532	0,99859	1,01391
12-3	0,132	0,7596	0,80365	1,87E-02	0,98815	1,00681
15-4	0,166	0,76448	0,83282	0,01782	0,99168	1,0095
8-1	0,084	1,86595	0,89509	0,0913	0,99694	1,08823
10-1	0,104	0,9825	1,12155	7,79E-05	0,99672	0,9968
12-1	0,124	0,86902	1,17559	0,00491	0,99349	0,9984
12-2	0,128	0,87519	0,87258	0,00443	0,99537	0,9998
12-3	0,132	0,7596	0,80365	1,87E-02	0,98815	1,00681
15-4	0,166	0,76448	0,83282	0,01782	0,99168	1,0095
8-1	0,084	1,86595	0,89509	0,0913	0,99694	1,08823
10-1	0,104	0,9825	1,12155	7,79E-05	0,99672	0,9968
12-1	0,124	0,86902	1,17559	0,00491	0,99349	0,9984
12-2	0,128	0,87519	0,87258	0,00443	0,99537	0,9998



Şekil 14.18. (a) Birerli, (b) İkili, (c) Üçlü ve (d) Dörtlü 10 mm düz camların arasına ITO kaplı 4 mm'lik camların konulmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının yansıma girişim desenleri.



Şekil 14.19. (a) Birerli, (b) İkili, (c) Üçlü ve (d) Dörtlü 10 mm düz camların arasına ITO kaplı 4 mm'lik camların konulmasıyla elde edilen çok katmanlı periyodik yapının iletim girişim desenleri.

Tablo 14.8. Cam + İletken kağıt tabakaların kırılma indisleri, yansıtma ve iletme değerleri.

YAPI KODU	d (cm)	n_R	n_T	R	T	R + T
4-1	0,041	2,83828	2,62826	0,22938	0,7986	1,02798
6-2	0,062	2,67332	2,44133	0,20751	0,82458	1,03209
8-3	0,083	2,60033	2,36858	0,19758	0,83494	1,03251
10-4	0,104	2,33761	2,29302	0,16062	0,84582	1,00644
12-5	0,125	2,26843	2,00334	0,15061	0,88839	1,039
6-1	0,061	2,79752	2,56148	0,22405	0,80777	1,03183
9-2	0,092	2,59623	2,46662	0,19701	0,82101	1,01803
12-3	0,123	2,42931	2,21327	0,17372	0,85743	1,03115
8-1	0,081	2,93945	2,36206	0,24237	0,83587	1,07825
12-2	0,121	2,53511	2,30422	0,18857	0,8442	1,03277
12-1	0,121	2,67747	2,24172	0,20807	0,85328	1,09565

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1]. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987)
- [2]. S. John, R. Rangarajan, Phys. Rev. B 38, 10101 (1988)
- [3]. P.R. Villeneuve, M. Piche, Phys. Rev. B 46, 4969 (1992)
- [4]. E. Ozbay, B. Temelkuran, M. Sigalas, G. Tuttle, C.M.Soukoulis, K.M. Ho, Appl. Phys. Lett. 69, 3797 (1996)
- [5]. G.J. Schneider, S. Hanna, J.L. Davis, G.H. Watson, J.Appl. Phys. 90, 2642 (2001)
- [6]. V. Agarwal and J.A. del Rio, Appl. Phys. Lett. 82, 1512 (2003).
- [7]. S.K. Srivastava and S.P. Ojha, Microwave Opt. Technol. Lett. 35, 68 (2002).
- [8]. P.R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, K.Y. Lim, G.S. Petrich et al., Appl. Phys. Lett. 67, 167 (1995).
- [9]. P.R. Villeneuve, D. Abrams, S. Fan, and J.D. Joannopoulos, Opt. Lett. 21, 2017 (1998).
- [10]. V. Mulloni, Z. Gaburro, and L. Pavesi, Phys. Stat. Sol. (a) 182, 479 (2000).
- [11]. H.Y. Lee and T. Yao, J. Appl. Phys. 93, 819 (2003).
- [12]. A. Bruyant, G. L  rondel, P.J. Reece, and M. Gal, Appl. Phys. Lett. 82, 3227 (2003).
- [13]. E.H. El Boudouti, A. Mir, A. Akjouj, and A. Noug  oui, J. Appl. Phys. 91, 2569 (2002).
- [14]. L.A. Golovan, P.K. Kashkarov, M.S. Syrchin, and M. Zheltikov, phys. stat. sol.(a) 182, 437 (2000).
- [15]. J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N.Winn, Photonic Crystals, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995)
- [16]. K.M. Leung, Y.F. Liu, Phys. Rev. B 41, 10188 (1990)
- [17]. M. Sigalas, C.M. Soukoulis, E.N. Economou, C.T. Chan, K.M. Ho, Phys. Rev. B 48, 14121 (1993)
- [18]. P. Yeh, Optical Waves in Layered Media (Wiley, New York, 1988), Ch.5 and Ch.6.

- [19]. M.M. Sigalas, C.T. Chan, K.M. Ho, C.M. Soukoulis, Phys. Rev. B 52 (1995) 11744
- [20]. S.H. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, Phys. Rev. B 54 (1996) 11245.
- [21]. J.G. Fleming, S.Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, K.M. Ho, Nature 417 (2002) 52.
- [22]. M.J. Bloemer, M. Scalora, App. Phys Lett 72 (1998) 1676.
- [23]. B. Wood, J.B. Pendry, D.P. Tsai, Phys. Rev. B 74 (2006) 8.
- [24]. R.S. Bennink, Y.K. Yoon, R.W. Boyd, J.E. Sipe, Opt. Lett. 24 (1999) 1416.
- [25]. V. G. Veselago, L. Braginsky, V. Shklover and C. Hafner, Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 3, 1, 2006
- [26]. A. Pimenov, A. Loidl, K. Gehrke, V. Moshnyaga, and K. Samwer, Phys. Rev. Lett. 98, 197401, (2007)
- [27]. J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart and I. Youngs, Phys. Rev. Lett. 76, 4773, (1996)
- [28]. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, J. Phys.: Condens. Matter 10, 4785, (1998)
- [29]. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 47, 2075, (1999)
- [30]. D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Phys. Rev. Lett. 84, 4184, (2000)
- [31]. R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Appl. Phys. Lett. 78, 489, (2001)
- [32]. R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Science 292, 77, (2001)
- [33]. M. Bayındır, K. Aydın, E. Özbay, P. Markos, C. M. Soukoulis, Appl. Phys. Lett. 81, 120, (2002)
- [34]. C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry, Phys. Rev. B 65, 201104, (2002)
- [35]. S. Foteinopoulou, E. N. Economou, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. 90, 107402, (2003)
- [36]. E. Çubukçu, K. Aydın, E. Özbay, S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis, Nature, 423, 604 (2003)
- [37]. P. Vodo, P. V. Parimi, W. T. Lu, S. Sridhar, R. Wing, Appl. Phys. Lett. 85, 1858, (2004)

- [38]. Pendry, J., Photonic Band Structures, *J. Mod. Opt.*, 41, 209-229, 1994.
- [39]. J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3966, (2000)
- [40]. P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, S. Sridhar, *Nature* 426, 404, (2003)
- [41]. M. Gökçavas, K. Güven, I. Bulu, K. Aydın, R. S. Penciu, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, E. Özbay, *Phys. Rev. B.* 73, 193103, (2006)
- [42]. H. S. Chen, B. I. Wu, L. X. Ran, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong, *Appl. Phys. Lett.* 89, 053509 (2006)
- [43]. K. Aydın and E. Ozbay, *J. Appl. Phys.* 101, 024911 (2007)
- [44]. K. Aydın, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis and E. Ozbay, *New Journal of Phys.* 7, 168 (2005)
- [45]. A. Degiron, J. J. Mock, and D. R. Smith, *Opt. Express* 15, 1115 (2007)
- [46]. D. A. Powell, I. V. Shadrivov and Y. S. Kivshar, *Appl. Phys. Lett.* 91, 144107, (2007)
- [47]. S. T. Chui, L. Hu, *Phys. Rev. B* 65, 144407, (2002)
- [48]. Y. Huang, L. Gao, *Phys. Lett. A* 318, 592, (2003)
- [49]. H. X. Da, C. Xu, Z. Y. Li, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 285, 155, (2005)
- [50]. H. X. Da, C. Xu, Z. Y. Li, *Eur. Phys. Journ. B* 45, 347, (2005)
- [51]. S. Tomita, M. Hagiwara, T. Kashiwagi, C. Tsuruta, Y. Matsui, M. Fujii, S. Hayashi, *Journ. of Appl. Phys.* 95, 8194, (2004)
- [52]. A. Pimenov, A. Loidl, P. Przyslupski, B. Dabrowski, *Phys. Rev. Lett.* 95, 247009, (2005)
- [53]. Yun-Song Zhou, Ben-Yuan Gu and Fu-He Wang, *Europhys. Lett.* 75, 737, (2006)
- [54]. B. Aktas, *Europhys. Lett.* 77, 64007 (2007)
- [55]. H. Zhao, J. Zhao, Q. Zhao, B. Li, L. Kang and Y. Bai, *Appl. Phys. Lett.* 91, 131107 (2007)
- [56]. N. Garcia and E. V. Ponizovskaia, *Phys. Rev. E* 71, 046611 (2005)
- [57]. J. Chen, D. Tang, B. Zhang, Y. Yang, M. Lu, H. Lu, F. Lu and W. Xu, *J. Appl. Phys.* 102, 023106 (2007)
- [58]. Shawn, L. Y., et al., Complete Three-Dimensional Photonic Band Gap in A Single Cubic Structure, *J. Opt. Soc. Am. B*, 18, 32-35, 2001.

- [59]. Temelkuran, B., et al., Quasimetallic Silicon Micromachined Photonic Crystals, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 264-266, 2001.
- [60]. Arriaga, J., Knight, J. C., Russell, P. St. J., Modeling The Propagation of Light in Photonic Crystal Fibers, *Physica D*, 189, 100-106, 2004.
- [61]. Vukusic, P., Sambles, J. R., Photonic Structures in Biology, *Nature*, 424, 852, 2003.
- [62]. Tayeb, G., Gralak, B., Enoch, S., Structural Colors in Nature and Butterfly-Wing Modeling, *Opt. Photonic News*, 14, 38, 2003.
- [63]. Thylén, L., Qiu, M., Anand, S., Photonic Crystals-A Step Towards Integrated Circuits For Photonics, *Chem. Phys. Chem.*, 5, 1268-1283, 2004.
- [64]. Ghiradella, H., Light and Color on The Wing: Structural Colors in Butterflies and Moths, *Appl. Opt.*, 30, 3429, 1991.
- [65]. Sokada, K., Optical Properties of Photonic Crystals, Springer Series, New York, 2001.
- [66]. John, S., Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Super Lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2486-2489, 1987.
- [67]. Sinha, R. K., Varshney, S. K., Dispersion Properties of Photonic Crystal Fibers, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 37, 129-132, 2003.
- [68]. Mekis, A., et al., High Transmission Through Sharp Bends in Photonic Crystals Waveguides, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3783-3790, 1996.
- [69]. Varshney, S. K., Singh, M. P., Sinha, R. K., Propagation Characteristics of Photonic Crystal Fibers, *J. Opt. Commun.*, 24, 2003.
- [70]. Slusher, R. E., Eggleton, B. J., Nonlinear Photonic Crystals, Springer Series, New York, 2002.
- [71]. Srivastava, S. K., Ojha, S. P., Reflection and Anomalous Behavior of Refractive Index in Defect Photonic Band Gap Structure, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, 38, 293-297, 2003.
- [72]. Foresi, J., et al., Photonic Band Gap Microcavities in Optical Waveguides, *Nature*, 390, 143-145, 1997.
- [73]. Villeneuve, P., et al., Single-Mode Waveguide Microcavity For Fast Optical Switching, *Opt. Lett.*, 21, 2017-2019, 1996.
- [74]. Birks, T., Knight, J., Russell, J., Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fiber, *Opt. Lett.*, 22, 961-963, 1997.

- [75]. Nagpal, Y., Sinha, R. K., Modeling of Photonic Band Gap Waveguide Couplers, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 43, 47-50, 2004.
- [76]. Hillebrand, R., Hergert, W., Scaling Properties of A Tetragonal Photonic Crystal Design Having A Large Complete Band Gap, *Photonic and Nanostructures Fundamentals and Applications*, 2, 33-39, 2004.
- [77]. Miller, S. E., *Bell Syst. Tech. J.*, 48, 2059, 1969.
- [78]. Yariv, A., Yeh, P., *Optical Waves in Crystals: Propagation and Central of Laser Radiation*, Wiley-Interscience Publication, 1984.
- [79] a) Abeles, F., Investigations on The Propagation of Sinusoidal Electromagnetic Waves in Stratified Media, Application to Thin Films, *Ann. Phys.*, 5, 596, 1950
b) Abeles, F., Investigations on The Propagation of Sinusoidal Electromagnetic Waves in Stratified Media, Application to Thin Films, *Ann. Phys.*, 2. Thin Films, *Ann. Phys.*, 5, 706, 1950.
- [80]. Yeh, P., Yariv, A., Hong, C. S., Electromagnetic Propagation in Periodic Stratified Media, I. General Theory, *J. Opt. Soc. Am.*, 67, 423, 1977.
- [81]. Yablonovitch, E., Gmitter, T. J., Leung, K. M., Photonic Band Structure: The Face Centered Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2296, 1991.
- [82]. Ozbay, E., et al., Measurement of Three-Dimensional Band Gap in New Crystal Structure Made of Dielectric Rods, *Phys. Rev. B*, 50, 1945, 1994.
- [83]. Wanke, C. M., et al., Laser CVD Rapid Processing of Ceramic photonic Band Gap Microstructures, *Science*, 275, 1284, 1997.
- [84]. Lin, S. Y., et al., A Three-Dimensional Photonic Crystal Operating at Infrared Wavelengths, *Nature*, 394, 251, 1998.
- [85]. Noda, S., et al., Full Three-Dimensional Photonic Band Gap Crystals at Near-Infrared Wavelengths, *Science*, 289, 604, 2000.
- [86]. Ho, K. M., et al., Photonic Band Gap in Three Dimension: New Layer-by-Layer Periodic Structures, *Solid State Commun.*, 89, 413, 1994.
- [87]. Sozuer, H., Dowling, J., Photonic Band Calculations For Woodpile Structures, *J. Mod. Opt.*, 41, 231, 1994.
- [88]. Krauss, T. F., De La Rue, R. M., Brand, S., Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures Operating at Near-Infrared Wavelengths, *Nature*, 383, 699, 1996.

- [89]. Gruning, U., Lehmann, V., Engelhart, C. M., Two-Dimensional Infrared Photonic Band Gap Structure Based on Porous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 66, 3254, 1995.
- [90]. Mulot, M., et al., Low-Loss InP-Based Photonic Crystal Waveguides Etched With Ar/Cl₂ Chemically Assisted Ion Beam Etching, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21, 900, 2003.
- [91]. Zhang, W. Y., Robust Photonic Band Gap From Tunable Scatterers, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 2853, 2000.
- [92]. Kivshar, Y. S., Agrawal, G. P., *Optical Solitons From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, 2003.
- [93]. Ozbay, E., et al., Micromachined Millimeter-Wave Photonic Band Gap Crystals, *Appl. Phys. Lett.*, 64, 16, 1994.
- [94]. Meade, R. D., et al., Photonic Bound States in Periodic Dielectric Materials, *Phys. Rev. B*, 44, 13772, 1991.
- [95]. Kossel, D., Analogies Between Thin-Film Optics and Electron-Band Theory of Solids, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 1434, 1966.
- [96]. Russell, P. St. J., Interference of Integrated Floquet-Bloch Waves, *Phys. Rev. A*, 33, 3232, 1986.
- [97]. Lin, S. Y., et al., High-Dispersive Photonic Band Gap Prism, *Opt. Lett.*, 21, 1771, 1996.
- [98]. Kosaka, H., et al., Superprism Phenomena in Photonic Crystals, *Phys. Rev. B*, 58, R10096 - R10099, 1998.
- [99]. Gralak, B., Enoch, S., Tayeb, G., Anomalous Refractive Properties of Photonic Crystals, *J. Opt. Soc. Am.*, 17, 1012, 2000.
- [100]. Halevi, P., Krokhin, A. A., Arriaga, J., Photonic Crystals as Optical Components, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 2725, 1999.
- [101]. Kosaka, H., et al., Self-Collimating Phenomena in Photonic Crystals, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 1212, 1999.
- [102]. Kosaka, H., et al., Splitting of Triply Degenerate Refractive Indices by Photonic Crystals, *Phys. Rev. B*, 62, 1477, 2000.
- [103]. Veselago, V. G., The Electrodynamics of Substances With Simultaneously Negative Values of μ and ϵ , *Sov. Phys. Usp.*, 10, 509, 1967.

- [104]. Notomi, M., Theory of Light Propagation in Strongly Modulated Photonic Crystals: Refraction like Behavior in The Vicinity of The Photonic Band Gap, *Phys. Rev. B*, 62, 10696, 2000.
- [105]. Chietera, G., et al., Numerical Design For Efficiently Coupling Conventional and Photonic Crystal Waveguides, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 42, 196-199, 2004
- [106]. Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D., *Photonic Crystals: The Road From Theory to Practice*, Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [107]. Noda, S., Chutinan, A., Imada, M., Trapping and Emission of Photons by A Single Defect into A Photonic Bandgap Structure, *Nature*, 407, 824, 2003.
- [108]. Locatelli, A., et al., All Optical Switching in Ultrashort Photonic Crystal Couplers, *Optics Communications*, 237, 97-102, 2004.
- [109]. Joannopoulos, J. D., Villeneuve, P. R., Fan, S., Photonic Crystals: Putting A New Twist on Light, *Nature*, 386, 143, 1997.
- [110]. Ju, J., et al., A Simple Method For Estimating The Splice Loss of Photonic Crystal Fiber / Single-Mode Fiber, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 42, 171-173, 2004.
- [111]. Knight, J. C., et al., Large-Mode-Area Photonic Crystal Fiber, *Electron Lett.*, 34, 1347-1348, 1998.
- [112]. Li, Y.-F., Wang, C.-Y., Hu, M.-Y., A Fully Vectorial Effective Index Method For Photonic Crystal Fibers: Application to Dispersion Calculation, *Optics Communications*, 238, 29-33, 2004.
- [113]. Russell, P. St. J., Photonic Crystal Fibers, *Science*, 299, 385, 2003.
- [114]. Knight, J. C., Photonic Crystal Fibers, *Nature*, 424, 847, 2003.
- [115]. Knight, J. C., et al., Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers, *Science*, 282, 1476, 1998.
- [116]. Reeves, W. H., et al., Demonstration of Ultraflattened Dispersion in Crystal Fibers, *Opt. Express*, 10, 609, 2002.
- [117]. Ortigosa Blanch, A., et al., Highly Birefringent Photonic Crystal Fibers, *Opt. Lett.*, 25, 1325, 2000.
- [118]. Painter, O., et al., Two-Dimensional Photonic Band Gap Defect Mode Laser, *Science*, 284, 1819, 1999.
- [119]. Painter, O., et al., Room Temperature Photonic Crystal Defect Laser at Near-Infrared Wavelengths in InGaAsP, *J. Lightwave Technol.*, 17, 2082, 1999.

- [120]. Hwang, J. K., et al., Room Temperature Triangular-Lattice Two-Dimensional Photonic Bandgap Lasers Operating at 1.54 μm , Appl. Phys. Lett., 76, 2982, 2000.
- [121]. Vuckovic, J., et al., Optimization of The Factor in Photonic Crystal Microcavities, IEEE J. Quantum Electron., 38, 850, 2002.
- [122]. Meier, M., et al., Laser Action From Two-Dimensional Distributed Feedback in Photonic Crystals, Appl. Phys. Lett., 74, 7, 1999.
- [123]. Imada, M., et al., Coherent Two-Dimensional Lasing Action in Surface Emitting Laser With Triangular-Lattice Photonic Crystal Structure, Appl. Phys. Lett., 75, 316, 1999.
- [124]. Noda, S., et al., Polarization Mode Control of Two Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design, Science, 293, 1123, 2001.
- [125]. Ryu, H. Y., et al., Very-Low- Threshold Photonic Band-Edge Lasers From Free Standing Triangular Photonic Crystal Slabs, Appl. Phys. Lett., 80, 3476, 2002.
- [126]. Dowling, J. P., et al., The Photonic Band Edge Laser: A New Approach to Gain Enhancement, J. Appl. Phys., 75, 1896, 1994.
- [127]. Ó'Brien, J., et al., Lasers Incorporating 2D Photonic Band Gap Mirrors, Electron Lett., 32, 2243, 1996.
- [128]. D. Jun Zheng, Field and Wave EM, Jiaotong University Press, Shanghai, 1994.
- [129]. P. Lorain, D.R. Corson, Electromagnetic Fields and Waves, Second Edition, 1980, from Table 11-1, Press of People's Education, Beijing, 1970, p. 334.
- [130]. Born, M.; Wolf, E., Principles of Optics: EM Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Oxford, Pergamon Press, 1964.
- [131]. Hecht, Eugene (1987), Optics (2nd ed.), Addison Wesley.
- [132]. Von Hippel A R 1954 ,Dielectric Materials and Applications (New York: MIT Press– Wiley)
- [133]. Musil J. and Zacek F., 1986 Microwave Measurement of Complex Permittivity by Free Space Methods and Applications (New York: Elsevier)
- [134]. Daniel Owens, Canek Fuentes-Hernandez, Bernard Kippelen, Thin Solid Films 517 (2009) 2736–2741
- [135]. E. Xifré Pérez, T. Trifonov, J. Pallarès, and L.F. Marsal, Phys. Stat. Sol. (c) 2, No. 9, 3466–3470 (2005)

- [136]. L.S. Wen, R.F.Huang, D.C.Liu, X.T.Hu, X.D.Bai, C.Sun, J.Gong, Surface and Coatings Technology 130 2000, 100-109
- [137]. Bosch S, Ferre-Borrull J, Leinfellner N, Canillas A, Surface Sciences 453,9 (2000)
- [138]. Süleymanov R.A., Ellialtıoglu Ş., Akınoglu B., 1995 Phys.Rev.B 52, 7806
- [139]. Belenky G.L.,Godjaev M.O., Zverev V.N. 1986 Sov.Phys-Pisma 43, 594
- [140]. Karakostas Th., 1988 J.Matter Sci. 23, 3099
- [141]. Agilent PNA Series Network Analyzer User Guide and Programming Guide, 2008.
- [142]. L.F.Chen, C.K. Ong, C.P.Neo, V.V. Varadan, V.K. Karadan, Microwaves Electronics Measurement and Material Characterization, Wiley&Sons,Ltd
- [143]. E.Schönderr and W. Stetter, J. Cryst. Growth 30, 96 (1975).
- [144]. Yu J., et al., J. Phys. Cond. Matter, 16, L51 (2004).
- [145]. Sibilia C., et al., J.Opt. A: Pure Appl. Opt. 1, 490 (1999).
- [146]. Bosch S., et al., Surface Science, 453, 9 (2000).
- [147]. Li X H, et al, 2011 *IEEE Photonics Journal* 3 489
- [148]. Wierer J J, et al, 2009 *Nature Photonics* 3 163.
- [149]. Zhao H, et al, 2011 *Optics Express* 19 A991.
- [150]. Zhao H, et al, 2011 *Appl. Phys. Lett.* 98.
- [151]. <http://www.luxpop.com>

ÖZGEÇMİŞ

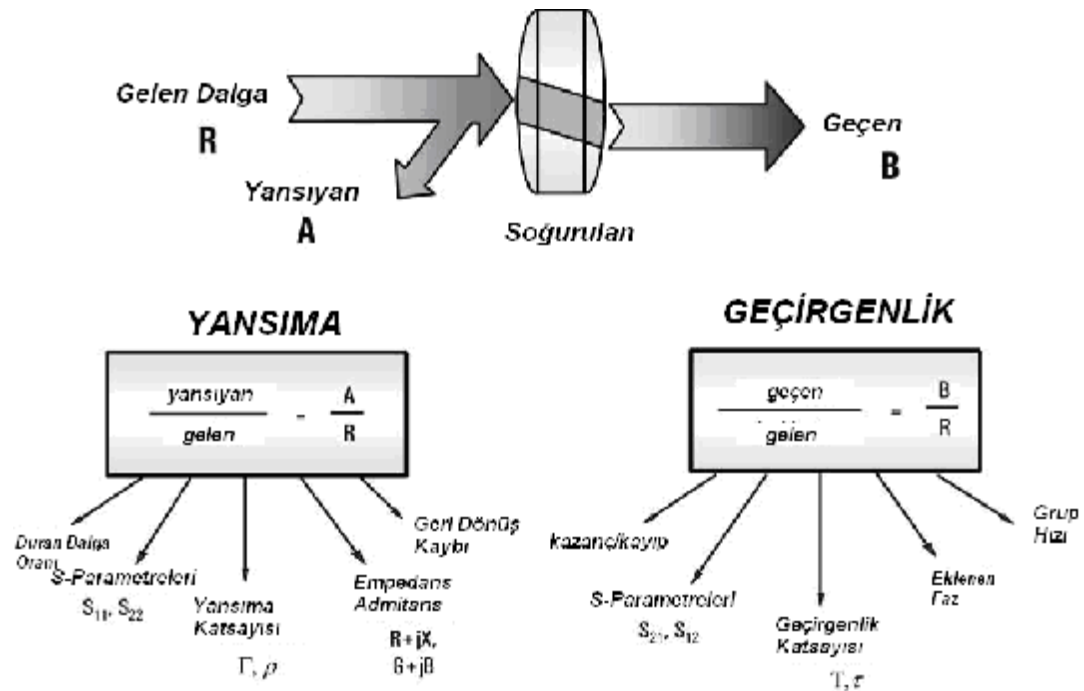
Abdurrahman Öztürk, 03.04.1973 tarihinde İstanbul-Bakırköy’de babası elektronikçi annesi ev hanımı olan dört çocuklu bir ailenin ilk çocuğu olarak doğdu. İlk ve orta öğrenimini İstanbul’da tamamladıktan sonra, 1990 yılında ODTÜ Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde başladığı lisans eğitimini erken mezun olarak 1995–Ocak’ta tamamladı. Mezuniyetin ardından çeşitli özel fen liseleri, yabancı dil ağırlıklı özel liseler ve dershanelerde, fizik öğretmeni olarak altı yıl çalıştı. Bu süre zarfında ulusal ve uluslar arası fizik olimpiyatlarına ve proje yarışmalarına yönelik çalışmalara yoğunlaştı, ve yapmış olduğu çalışmalar sonucu başta TÜBİTAK olmak üzere çeşitli kurumlardan takdir ödülleri aldı. Fiziğe olan ilgisi sonucunda 2001 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı Yüksek Lisans Programına girdi, ve Atom ve Molekül Fiziği alanında 2004-Ocak itibariyle bu eğitimini tamamladı. Bu süre zarfında pedagojik formasyon eğitimini de tamamladı. Hemen ardından başvurduğu GYTE Fizik Anabilim dalı Fizik Doktorasına kabul edildi. Şu anda Heybeliada Anadolu Lisesi okulunda idareci olarak görev yapmaktadır. Evli ve bir kız ve iki erkek çocuk babasıdır.

EK-A

A.1. NETWORK ANALİZÖR VE SAÇILMA PARAMETRELERİ

A.1.1. Network Analizör

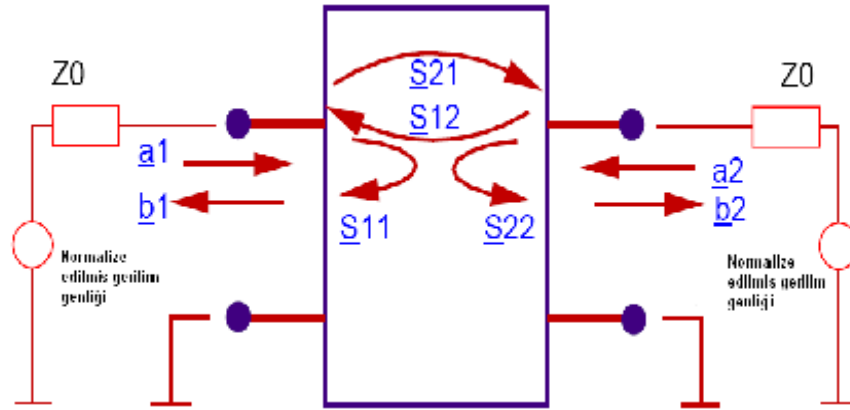
Network analizörü, analog devreleri analiz etmek için kullanılan en önemli araçlardan biridir. Mikrodalga mühendisliğinde network analizörler malzeme karakterizasyonu, devre/devre elemanları ve sistem analizlerinde sıkça kullanılmaktadır. Analog devreyi analiz etmek için, devreye gönderilen sinyallerin genliğini, geçiş ve yansıma katsayılarının faz değişimleri yardımı sayesinde devrenin tüm karakteristiğini gösterir[15].



Şekil.A.1.1.Network analizörde EM dalganın malzemedan geçişi ve parametreleri.

A.1.2 . Saçılma Parametreleri (S-Parametreleri)

Network analizörlerde tüm bu karakteristikleri elde etmemizi sağlayan parametreler S-parametresi (Scattering Parameter)'dir.



Şekil.A.1.2. S-parametreleri Katsayıları Tanımı

Şekil.A.1.2.'de görüldüğü gibi, kurulu olan bir devreye bir ağın verdiği cevaplar, giriş ve çıkış sinyalleri ile tanımlanır. Port 1 ve Port 2' de ki giriş sinyalleri sırasıyla a1 ve a2 parametresi ile aynı Port'lardaki çıkış sinyalleri ise b1 ve b2 parametreleri ile tanımlanır. Bu parametreler aynı zamanda voltaj ya da akım cinsinden de tanımlanabilir.

Giriş ve çıkış sinyalleri arasındaki bağıntı “ Saçılma Parametresi [S] ” olarak tanımlanır. Bir ağ üzerindeki çıkış sinyali parametresini, Saçılma [S] parametresi ve giriş sinyali parametresi türünden yazacak olursak;

$$[b] = [S] [a]$$

şeklinde ifade edilir. Burada $[a] = [a_1 , a_2]^T$, $[b] = [b_1 , b_2]^T$ ve saçılma matrisi;

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

şeklinde tanımlanır. Saçılma parametresinin açılımını yazacak olursak, S_{ij} , eğer

$a_i = 0$ ($i \neq j$), denklem 2.64' ü kullanarak,

$$S_{jj} = \frac{b_j}{a_j} \quad j = (1, 2) \quad (A1)$$

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \quad (i \neq j); (i = 1, 2; j = 1, 2) \quad (A2)$$

Denklem 2.66 ve 2.67' de ifade edildiği üzere saçılma parametresi matrisi elemanlarının “ i ve j ” değişkenleri kaynaktan çıkan sinyali ve test edilecek yapıya ait port bağlantılarını ifade etmektedir. En genel manada yansıma (Γ) ve geçiş (T) katsayısının Saçılma parametresi türünden ifade edecek olursak; yansıma katsayısı

$$\Gamma_i = S_{ii} = \frac{b_i}{a_i} \quad (A3)$$

$$\Gamma_j = S_{jj} = \frac{b_j}{a_j} \quad (A4)$$

ve geçiş katsayısı;

$$T_{j \rightarrow i} = S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \quad (A5)$$

biçiminde yazılır.

EK-B

B.1. İNCE FİMLİ KATMANLI YAPILARIN YANSIMA VE GEÇİRME ÖZELLİKLERİNİ HESAPLAYAN BİLGİSAYAR PROGRAMININ PENCERESİ

Gelme açısı (θ_i) : derece

Merkezi dalgaboyu : nm

Dalboyunun tarama aralığı : +/- nm

Taranan nokta sayısı :

Gelme ortamının kırılma indisi (hava gibi) : n: k:

Katmanlara ait kırılma indislerinin ve kalınlıklarının metin olarak girildiği kutu

Alttaş ortamın kırılma indisi n_s : k_s :

Örnek : Kırılma indisi $n = 3,5 + 0,1i$ ve 300 nm kalınlığa sahip bir metal film katmanını,

300,3.5,0.1 (Katman kalınlığı, kırılma indisinin gerçel ve sanal değerleri)

metni şeklinde kutuya yazar, diğer katmanların metinlerini de alt alta yazarız [27].

B.2. MATLAB KODUNDA YAZILAN SOLC-FILTER MODELLEMESİ

```

clear all

n2=3.18; n3=3.33;

nC=1; nS=1; % refractive indices of cover and substrate

d1=1900; d2=100;

d=600*10000; N=d/(d1+d2); % number of periods

xir=20*pi/180;

wmin=10600; wmax=10800; nj=2001;

for j=1:nj

w=wmin+(wmax-wmin)*(j-1)/(nj-1);

wp(j)=w;

M=rbmat(xir)*cmat([n2 n3 d1/w])*rbmat(-xir)*rbmat(-xir)*cmat([n2 n3 d2/w])

*rbmat(xir); % one period

M=M^N; % N periods

[R,r]=reflect(nC,M,nS); % R is matrix of reflection and transmission coefficients

Tparallel(j)=R(3,1); % transmission coefficient hor incident pol, hor output pol

Tcross(j)=R(4,1); % transmission coefficient hor incident pol, vert output pol

Tunpolarized(j)=(R(3,1)+R(4,1));

Test1(j)=R(1,1)+R(2,1)+R(3,1)+R(4,1);

Test2(j)=R(1,2)+R(2,2)+R(3,2)+R(4,2);

end

figure

axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])

plot(wp,Tparallel,'g',wp,Tcross,'r','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])

set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])

```

```

set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Transmission')
print -djpeg m3Ba

```

```

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Tunpolarized,'b','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])
set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Transmission')
print -djpeg m3Bb

```

```

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Test1,'b',wp,Test2,'r--','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])
set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Test T + R')

```

```

Tunpolarized'
windowSize = 32;
Tfiltered=filter(ones(1,windowSize)/windowSize,1,Tunpolarized);

```

```

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Tfiltered,'b','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])

```

```

set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Transmission')
print -djpeg m3Bb

```

```

Tunpolarized'
windowSize = 22;
Tfiltered=filter(ones(1,windowSize)/windowSize,1,Tunpolarized);

```

```

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Tfiltered,'b','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])
set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Transmission')
print -djpeg m3Bb

```

```

Tunpolarized'
windowSize = 16;
Tfiltered=filter(ones(1,windowSize)/windowSize,1,Tunpolarized);

```

```

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Tfiltered,'b','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])
set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')

```

```

ylabel('Transmission')

print -djpeg m3Bb

Tunpolarized'

windowSize = 6;

Tfiltered=filter(ones(1,windowSize)/windowSize,1,Tunpolarized);

figure
axes('position',[0.3 0.3 0.4 0.4])
plot(wp,Tfiltered,'b','LineWidth',[1]), axis([wmin wmax -0.05 1.05])
set(gca,'XTick',[10000 10250 10500 10750 11000])
set(gca,'XTickLabel',[10000 10250 10500 10750 11000])
xlabel('Wavelength (Å)')
ylabel('Transmission')
print -djpeg m3Bb

```