ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YAPAY PERİYODİK YAPILARDA IŞIĞIN DAVRANIŞININ SAYISAL VE DENEYSEL ÇÖZÜMLENMESİ

Tuğçe DEMİRSOY

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2016

Her hakkı saklıdır

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

02.02.2016

Tuğçe DEMİRSOY

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YAPAY PERİYODİK YAPILARDA IŞIĞIN DAVRANIŞININ SAYISAL VE DENEYSEL ÇÖZÜMLENMESİ

Tuğçe DEMİRSOY

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Barış AKAOĞLU

Bu tez çalışmasında yapay periyodik yapılarda ışığın davranışının incelenmesi amaçlanmıştır. Tez çalışmasına ilk olarak periyodik noktasal kusurlara sahip bir fotonik kristal yapıda ışığı yavaşlatabilen ve hapsedebilen bir optik ara bellek tasarımıyla başlanmıştır. Bu yapının anlaşılması için fotonik kristalin frekans bantları incelenmiştir. İkinci olarak halka şeklinde hava boşluklarına sahip başka bir fotonik kristal yapıda ışığın hangi yönde ilerleyeceği dalga vektör diyagramlarından alınan sonuçlar doğrultusunda belirlenmiştir. Son olarak frekans seçici yüzey özelliği gösteren iki farklı periyodik yapı içerisinde elektromanyetik spektrumun mikrodalga radyo frekans bölgesinin alt bandı olan 8-12 GHz frekans değerlerine karşılık gelen X-bantta ışığın davranışı incelenerek iletim ve yansıma özellikleri öncelikle Comsol Multiphysics Software yardımıyla simülasyon olarak elde edilmiş daha sonra da deneysel olarak gözlenmiştir. Her dört çalışmanın ortak noktası ise farklı çalışma frekanslarında optik ve mikrodalga frekans bölgesinde periyodik yapılarda ışığın davranışının incelenmesidir.

Şubat 2016, 121 sayfa

Anahtar Kelimeler: Fotonik kristal optik ara bellek, Işığın doğrultulması, negatif kırılma, metamalzeme, yapay periyodik malzemeler, frekans seçici yüzeyler, soğurucu metamateryaller, elektrik rezonatör soğurucu metamateryal

ABSTRACT

Master Thesis

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF BEHAVIOUR OF LIGHT IN ARTFICIAL PERIODIC STRUCTURES

Tuğçe DEMİRSOY

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

Supervisor: Prof. Dr. Barış AKAOĞLU

In this thesis study light behaviour was investigated in artificial periodic structures. Firstly this study has been started with a photonic crystal structure having point defects and with design of an optical buffer layer having capability of slowing down and storing the light. To understand this structure, the frequency band of the photonic crystal were analysed. Secondly direction the light propagation was determined due to wave vector diagram in a silicon annular photonic crystal structure. Subsequently, two different frequency selective surfaces were designed to calculate the transmission and reflection properties are calculated through Comsol Multiphysics Software simulations. After obtaining the results of simulations, experimental measurements were carried out at X-band (8-12 GHz). The behaviour of light and propagation direction were studied in optic and microwave frequency range for the four different periodic metamaterial structures. Consequently, it is shown how to control the light propagation and behaviour in this type periodic metamaterials.

February 2016, 121 pages

Key Words : Photonic crystal optic buffer storage, Collimated light, Collimation, Negative refraction, Metamaterial, Periodic artificial structures, Frequency selective surfaces, Absorber metamaterials, Electric rezonator absorber metamaterial

TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu bilimsel çalışmada beni yönlendiren danışman hocam sayın Prof. Dr. Barış AKAOĞLU'na (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı), tüm deneysel imkânlarını kullanmama olanak veren ve her adımda bana yardımcı olan Prof. Dr. Fabrizio FREZZA ve çalışma grubuna (Roma Sapienza Üniversitesi Elektronik Haberleşme ve Bilişim Mühendisliği Anabilim Dalı), üretim ve ölçümlerimi yapmak için bana her türlü imkânı tanıyan LabCEm2 Laboratuvarı'na (Roma Sapienza Üniversitesi Elektronik Haberleşme ve Bilişim Mühendisliği Anabilim Dalı), tez çalışmam süresince her zaman yanımda olan ve beni daima en iyisini başarabileceğim konusunda yüreklendiren aileme ve yakın arkadaşım Didem DEĞİRMENBAŞI'na en içten duygularımla teşekkür ederim.

Tuğçe DEMİRSOY

Ankara, Şubat 2016

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI SAYFASI

ETİK…….. i

ÖZET…….. ii

ABSTRACT……... iii

TEŞEKKÜR…….. iv

SİMGELER DİZİNİ……..……...……. vii

ŞEKİLLER DİZİNİ…….. ix

1. GİRİŞ……...…. 1

2. KURAMSAL TEMELLER……. 6

2.1 Dielektrik Ortamda Dalga Yayılımı…….. 6

2.1.1 Maxwell eşitlikleri…….…. 6

2.1.2 Elektromanyetik dalgalar ile ilgili temel kavramlar…….…. 11

2.2 Elektromanyetik Malzemelerin Sınıflandırılması ve Özellikleri…….…. 13

2.3 Fotonik Kristaller ile İlgili Temel Kavramlar…….. 15

2.3.1 Bragg Yasası……. 20

2.3.2 Boyutlarına göre fotonik kristaller…….…. 21

2.4 Meta Malzemelerle ilgili Temel Kavramlar…… 22

2.4.1 Etkin ortam kavramı……...…… 22

2.4.2 Solak Metamalzemeler...…….. 23

2.4.3 Birim hücrenin modellenmesi ve eşdeğer devresi ……...……. 24

2.4.4 Negatif elektriksel geçirgenlik sabitinin elde edilmesi ……..……... 27

2.4.5 Negatif manyetik geçirgenlik sabitinin elde edilmesi ……...…… 29

2.5 Fotonik Kristal Metamalzeme Dönüşümü ……... 31

3. MATERYAL VE YÖNTEM…….……... 33

3.1 Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar Yöntemi ……. 34

3.1.1 Bir boyutta zamanda sonlu farklar yöntemi……. 35

3.2 Nicolson Ross Weir(NRW) Yöntemi…… 39

3.3 Etkin Parametre Metodu……...……... 44

3.4 Arlon25 N Preslenmiş Seramik Malzemesinin Fiziksel Özellikleri …….. 47

3.5 Fotolitografi Yöntemi……. 48

4. İKİ BOYUTLU HALKA FOTONİK KRİSTAL YAPI İÇİNDE IŞIĞIN YÖNLENDİRİLMESİ VE NEGATİF KIRILMASININ İNCELENMESİ.... 53

4.1 Dalga Vektörü Diyagramı Analizi…….. 54

4.2 İki Boyutlu Halkalı Fotonik Kristal Yapısının Tasarlanması ve Fdtd Simülasyon Sonuçlarının Yorumlanması…….…… 63

5. FOTONİK KRİSTAL OPTİK ARA BELLEK…….. 71

5.1 Kuple Kavite Fotonik Kristal Ara Bellek Tasarımı ve Fdtd Simülasyon Sonuçlarının Yorumlanması……. 71

6. METAMALZEMELER SAYESİNDE ELDE EDİLEN FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLER…….. 80

6.1 Metamalzeme Soğurucular……..……... 81

6.2 Metamalzeme Soğurucuların Teorik Analizi …..……. 82

6.2.1 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu tasarımı……...…… 86

6.2.2 Üç Bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu tasarımı…….. 88

6.3 Numune Hazırlanması…… 91

6.4 Elektrik rezonatör Metamalzeme Soğurucuya Ait Simülasyon ve Deney Sonuçları……..……..….. 96

6.5 Üç Bantlı Dikdörtgen Metamalzeme Soğurucuya Ait Simülasyon ve Deney Sonuçları..... 99

7. SONUÇ……...…… 114

KAYNAKLAR……... 117

ÖZGEÇMİŞ…….….. 121

SİMGELER DİZİNİ

a_x, , a_y, a_z	İlkel öteleme vektörleri
B	Manyetik akı yoğunluğu
c	Işığın vakumdaki hızı
d	Paralel kristal düzlemleri arasındaki uzaklık
D	Elektrik akı yoğunluğu
E	Elektrik alan vektörü
ε	Ortamın dielektrik geçirgenliği
ε_0	Boşluğun dielektrik geçirgenliği
G	Ters örgüde öteleme vektörü
H	Manyetik alan vektörü
J	Serbest akım yoğunluğu
μ	Ortamın manyetik geçirgenliği
λ	Dalga boyu
ρ	Ortamdaki serbest yük
Θ	Hermisyen operatörü
∇	Nabla operatörü
υ_g (k)	Grup hızı
ω	Açısal frekans
S	Poynting Vektörü
k	Dalga vektörü
Γ, X, M	Ters uzayda simetri noktaları
n	Kırılma indisi

Kısaltmalar

EM	Elektromanyetik
FDTD	Zamanda sonlu farklar yöntemi
GHz	Gigahertz
μm	Mikro metre
nm	Nano metre
TE	Enine elektrik
TM	Enine manyetik
W-S	Weigner-Seitz hücresi
DPS	Çifte pozitif metamateryal
ENG	Dielektrik sabiti negatif ortam
DNG	Çifte negatif metamateryal
MNG	Manyetik geçirgenliği negatif ortam
FSY	Frekans Seçici Yüzey
FB	Floquet-Bloch
NRW	Nicolson Ross Weir

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil.1.1 En iyi bilinen doğal fotonik kristal örnekleri ……..……. 3

Şekil.1.2 Sağ elli ve Sol elli ortamlarda snell kırılma yasasının uygulanması……. 5

Şekil 2.1 Sağ ve sol elli ortamlarda elektromanyetik dalganın ilerleme ve enerji transfer yönünün şematik gösterimi …….……... 9

Şekil 2.2 Kırılma indisinin frekansa bağlılığı (Sarı)…… 10

Şekil 2.3 Soğurma bandı (Sarı)…… 11

Şekil 2.4 Elektromanyetik dalga tayfı…… 12

Şekil 2.5 Çizgisel kutuplu dalga……... 13

Şekil 2.6 Elektromanyetik malzemelerin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarına bağlı olarak sınıflandırılması…….. 14

Şekil 2.7 Üçgen örgüye sahip bir fotonik kristale ait birim hücre gösterimi…….. 16

Şekil 2.8 Weigner-Seitz hücresi……... 16

Şekil 2.9 Kare örgüye sahip kristalin ters örgüde 1, 2 ve 3. Brillouin bölgeleri …. 18

Şekil 2.10.a. İki boyutlu gerçek kare örgü, b. İki boyutlu ters örgü c. Daraltılamaz Brillouin bölgesi (Johnson 2012)……...… 19

Şekil 2.11.a. İki boyutlu gerçek üçgen örgü, b. İki boyutlu ters örgü c. Daraltılamaz Brillouin bölgesi (Johnson 2012)……... 19

Şekil 2.12 Bragg Yasası, ışığın kristalden kırınımı (n=1,2,3…)…… 21

Şekil 2.13 Fotonik kristallerin geometrik şekilleri (Joannopoulos vd. 2008)..…... 21

Şekil 2.14 Daire ve kare formunda halkalardan oluşan rezonatör birim hücre örnekleri (Pendry 1999, Wu 2006)……...……... 25

Şekil 2.15 Çok ince metalik kabloların periyodik dizilimi (Markos 2008)…..……. 28

Şekil 2.16.a. Basit yarık halka rezonatör b. Yarık halka rezönatöre ait eşdeğere devre (Markos 2008)……...…….. 29

Şekil 2.17 Negatif kırılma indisli malzeme bileşenleri, İnce tel ve yarık halka rezonatör kombinasyonu…….. 31

Şekil 2.18 Fotonik kristalden metamalzemeye geçiş (Rybin vd. 2015)……... 32

Şekil 3.1 Konum ve zaman uzayında elektrik ve manyetik alan düğüm noktalarının düzenlenmesi (Schneider 2011)…….… 37

Şekil 3.2 Konum ve zaman uzayında elektrik ve manyetik alan düğüm noktalarının yeniden düzenlenmesi (Schneider 2011)…..……... 38

Şekil 3.3 İletim hattı içinde numune içinden iletilen ve numuneden yansıyan elektromanyetik dalgalar…….. 41

Şekil 3.4 Farklı n değerlerinde Poli tetra flor etilen için hesaplanan elektriksel geçirgenlik sabitinin frekansla değişimi (Boughriet vd. 1997)……... 47
Şekil 3.5 Fotolitografi Yönteminin Basamakları……. 48
Şekil 3.6 Pozitif ve negatif fotorezist etkisi……. 50
Şekil 3.7 Fotolitografi yönteminde numunenin UV Işık altında bırakılma aşamasının şematik gösterimi ……..……... 51
Şekil 4.1 Örgü sabiti a olmak üzere üçgen ve kare örgüye sahip kristallerin ters örgü düzenlemeleri…….. 55
Şekil 4.2 Dalga vektörü diyagramı……... 60
Şekil 4.3 Üçgen örgüye sahip ΓK ara yüzünden kesilmiş fotonik kristal için dalga vektörü diyagramı analizi……..……. 61
Şekil 4.4 Silisyum içinde hava halkalarının periyodik olarak dizilimi ile oluşturulan kare örgülü fotonik kristal yapı..…… 65
Şekil 4.5 Dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan hava halkalarının silisyum içinde periyodik dizilimi ile oluşan fotonik kristal bant diyagramı……. 65
Şekil 4.6 Silisyum içinde periyodik dizilen hava halkalarının ölçüleri $r_{dış}$=0.36a $r_{iç}$=0.26a olan kare örgülü fotonik kristale ait eş frekans eğrileri…….. 66
Şekil 4.7 TM bandında yalnızca ΓM yönünde iletimin gözlenmesi beklenen frekans değerine ait, farklı yarıçap değerleri için eş frekans çizgileri…….. 67
Şekil 4.8 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristal içinde yalnızca ΓM yönünde iletimin elde edildiği simülasyon görüntüsü……. 68
Şekil 4.9 Negatif kırılmanın gözlenmesi beklenen frekans değerine karşılık eş frekans eğrisi…… 69
Şekil 4.10 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristalin ΓX ara yüzüne 34 derece ile gelen ışığın kırılma yönünün dalga vektör diyagramı ile tahmin edilmesi……..... 70
Şekil 4.11 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristalin ΓX ara yüzüne 34 derece ile gelen ışığın negatif kırılmaya uğramasının gözlendiği simülasyon görüntüsü……..... 70
Şekil 5.1 Lityum Niyobat çubukların periyodik bir düzenle çıkarılması ile oluşturulan kaviteli fotonik kristal elektro optik modülatör…… 73
Şekil 5.2 Fotonik kristali oluşturan çubukların farklı yarıçap değerleri için kılavuzlanmış kip frekansları……... 73

Şekil 5.3 0-50 volt arasında uygulanan voltaj altında merkez dalga boyu değişimi 74

Şekil 5.4 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında dalga boyuna karşılık grup indisi değişimi…… 74

Şekil 5.5 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında gecikme zamanı değişimi... 75

Şekil 5.6 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında tampon kapasitesinin değişimi…… 75

Şekil 5.7 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğündeki değişimi…… 76

Şekil 5.8 Işığın yayıldığı yol yakınındaki çubuklar yol eksenine kaydırıldıktan sonra 0-50 volt arasında yapılan voltaj değişimi ile merkez dalga boyu arasındaki ilişki…… 77

Şekil 5.9 Yapının üstünde yapılan iyileştirmeler neticesinde elde edilen 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında dalga boyuna karşılık grup indisi değişimi……..…… 77

Şekil 5.10 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında gecikme zamanının değişimi……...…… 78

Şekil 5.11 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında tampon kapasitesinin değişimi……. 78

Şekil 5.12 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğünün değişimi……...… 79

Şekil 6.1 Tasarlanan metamalzemelerin geometrik şekilleri …….…….. 84

Şekil 6.2 Tasarlanan metamateryal soğuruculara ait eşdeğer devre gösterimleri… 85

Şekil 6.3 Mükemmel soğurucu metamalzeme geometrisi (Landy 2008)...……..... 87

Şekil 6.4 Simülasyon ve deneysel ölçümlerin alındığı soğurucu metamateryale ait 5 tane birim hücrenin yan yana dizilimi……..…….….. 88

Şekil 6.5 Üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu birim hücresi …… 90

Şekil 6.6 Kapalı halka rezonatörlerin ayrı ayrı iken ve bir arada iken sebep oldukları rezoanans pikleri (Shen 2011)…….. 91

Şekil 6.7 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu için hazırlanmış maske……. 92

Şekil 6.8 Geliştirici solüsyonun hazırlanması…….. 93

Şekil 6.9 Bakır kısımlardan kurtulmak için Demir 3 Klorür (ferri klorür $FeCl_3$) asit çözeltisinde bekletilmiş elektrik rezonatör metamateryal soğurucu numunesi ……...…….. 94

Şekil 6.10 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu numunesinin dalga kılavuzu ölçülerinde kesilmeden önceki a. Önden ve b. Arkadan görünümü……. 94

Şekil 6.11 Döner kaplama cihazı ve ısıtıcı……... 95

Şekil 6.12 Ön ve arka yüzüne fotolitografi işlemi yapılmış üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucuya ait numunelerin kesilmeden önceki halleri.. 95

Şekil 6.13 Uygun ölçülerde kesildikten sonra dalga kılavuzu (WR90) içine yerleştirilmiş üç bantlı dikdörtgen metamalzeme rezonatör numunesi …… 96

Şekil 6.14 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait a. yansıma ve iletim b. soğurma verileri…….. 97

Şekil 6.15 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait alan dağılımı……. 98

Şekil 6.16 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucuya ait deney sonucunda elde edilen yansıma ve iletim verileri ……. 98

Şekil 6.17 Üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait alan dağılımı…….. 100

Şekil 6.18 Üç bantlı dikdörtgen metamateryal soğurucu için yapılan birinci simülasyona ait a. yansıma ve iletim b. Soğurma verileri …… 101

Şekil 6.19 Üç bantlı dikdörtgen metamateryal soğurucu numunelerinden ilkine ait deney sonucunda elde edilen a. Yansıma ve İletim b. Soğurma verileri ……..…… 102

Şekil 6.20 İkinci üç bantlı dikdörtgen metamalzeme numunesine ait deneysel veriler…….……..……..... 103

Şekil 6.21 Üçüncü üç bantlı dikdörtgen metamateryal numunesine ait deneysel ölçüm sonucunda elde edilen a. Yansıma ve iletim b. Soğurma verileri……..... 105

Şekil. 6.22 Üç bantlı metamateryal soğurucunun arka bakır yüzey ve dielektrik derinliği 9,6 mm olarak ayarlanarak yapılan simülasyona ait a. yansıma ve iletim b. Soğurma verileri……..……..... 106

Şekil 6.23 İkinci ve üçüncü halkalarında yarık bulunan üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu……..... 108

Şekil 6.24 Üç bantlı metamateryal soğurucunun iç halkaları üzerine 2mm.'lik yarık açılarak yapılan simülasyondan elde edilen a. Yansıma ve iletim b. Soğurma sonuçları …….... 109

Şekil 6.25 Üçüncü halkasında yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucu…… 110

Şekil 6.26 Üçüncü halkasında yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucuya ait simülasyondan elde edilen a. Yansıma ve iletim b. Soğurma verileri…….. 111

Şekil 6.27 Üç bantlı metamateryal soğurucu rezonatörün ikinci halkası üzerindeki yarığın 1mm.'ye değiştirilmesi ……...….. 112

Şekil 6.28 Üçüncü halkasında 2mm. ikinci halkasında 1mm.'lik yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucuya ait simülasyondan elde edilen a. Yansıma ve iletim b. soğurma sonucu……... 113

1. GİRİŞ

Doğada bulunmayan ve yapay olarak elde edilebilen fotonik kristal yapılar ve meta malzemeler 19. Yüzyıldan bu yana araştırmacıların ilgi odağı olmuş ve her geçen gün daha dikkat çekici hale gelmiştir. Fotonik kristaller ve meta malzemeler doğada mevcut olan malzemelerden farklı elektromanyetik özellikler taşımaktadır. Bu çalışma kapsamında fotonik kristal ve meta malzemelerin sahip olduğu olağan dışı elektromanyetik özellikler teorik, simülasyon tabanlı ve deneysel olarak araştırılmak istenmiştir. Bu amaçla yapay periyodik yapılar sayesinde yeni malzeme örnekleri tasarlanıp üretilerek bir takım deneysel ölçümler gerçekleştirilmiştir. Olağan dışı elektromanyetik özellikleri neticesinde bu ortamlarda yayılan elektromanyetik dalgaların beklenmedik davranışlarının incelenmesi odak noktası olmuştur.

Farklı frekans bantlarında etkinlik gösteren fotonik kristaller ve meta malzemeler atom dizilimleri, örgü vektörlerinin gösterimi, ters örgü vektörünün bulunması gibi özellikler bakımından doğadaki kristallere benzer bir yapıya sahiplerdir. Periyodik yapay yapılar içinde elektromanyetik dalgaların davranışının incelenmesi için hem fotonik kristallerin ve hem de meta malzemelerin ayrı ayrı ele alınmasıyla fotonik kristallerde ışığın doğrultulması, negatif kırılması, yavaşlatılarak depolanması, meta malzemelerde ise gelen elektromanyetik dalganın soğurulması olmak üzere doğadaki malzemeler ile elde edilmesi mümkün olmayan 4 elektromanyetik özellik incelenmiştir.

Fotonik kristallerde ışığın doğrultulması ve negatif kırılmasının incelenmesi için dalga vektörü analizinden faydalanılmıştır. Bu sayede ışığın tasarlanan fotonik kristal içinde ne tür bir davranış sergileyeceği ve nasıl bir yol izleyeceği simülasyon verilerinden önce tahmin edilebilmiştir. Silikon içinde hava halkalarının periyodik olarak dizilmesiyle oluşturulan kare örgülü fotonik kristal ile belli bir frekans değeri için ışığın doğrultulması ve negatif yönde kırılması gözlenmiştir.

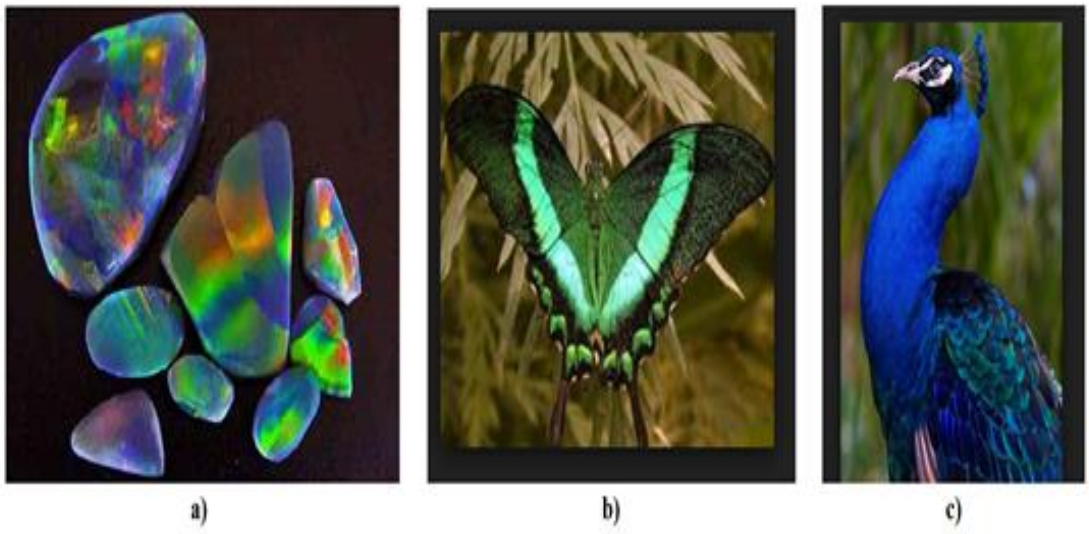
Fotonik kristallerde ışığın bir kovuk içinde belli bir süre hapsedilerek geciktirilmesi için lityum niyobat çubukların üçgen örgüde dizilmesiyle oluşturulan fotonik kristalde örgü kusurları oluşturulmuştur. Işığın hapsolmasına olanak veren yapının sahip olduğu

gecikme zamanı [ns], tampon kapasitansı [Bit] ve depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğü (L_{bit}) [µm] hesaplanmıştır.

Meta malzemelerin çeşitli elektromanyetik özelliklerinin incelenmesi için ise elektromanyetik spektrumda mikrodalga bölgesinin 8-12 GHz'e denk gelen ve modern radar uygulamalarında sıklıkla tercih edilen X-bantta soğurucu nitelikte olması istenen 3 farklı meta malzeme tasarım yapılmıştır. Tasarım için ilk olarak teorik hesaplamalar ve Comsol MultyPhysics programında simülasyon ortamında çözümlemeler yapılmıştır. Frekans seçici yüzeye sahip olan yapay malzemeler fotolitografi yöntemiyle üretilmiştir. Deneysel ölçümler WR90 dalga kılavuz içinde Network analizör yardımıyla alınmıştır.

Yapay periyodik malzemelerin sahip olduğu elektromanyetik özellikler ve sağladıkları avantajlar araştırıldığında, talebe ve uygulama alanına uygun farklı frekans bölgelerinde aktif olabilecek yeni malzemelerin üretilmesi ile istenilen elektromanyetik özelliklerin elektromanyetik spektrumun istenilen bölgesinde elde edilebileceği görülmüş ve anlatılmıştır. Ayrıca Maxwell denklemlerinin ölçeklendirilebilir olması özelliği sayesinde yapılan bir tasarımın başka bir frekans bölgesinde çalışacak şekilde uyarlanması da mümkündür.

Fotonik, mor ve kızıl ötesi bölgeler arasındaki dalga boylarındaki ışık ve fotonu kapsayan teknolojiye verilen isimdir. Fotonik bilimi, ışık ile madde arasındaki etkileşimi inceleyen bilim dalıdır. Işık ile madde arasındaki etkileşimlerin incelendiği materyaller ise fotonik kristal olarak adlandırılır. Doğada bulunan haliyle, dielektrik sabiti periyodik olarak değişen yapılardır. Opaller doğal fotonik kristallerin en bilinen örneklerindendir. Ayrıca bazı kelebek kanatları ve tavus kuşu tüyleri renk pigmentleri içermediği halde fotonik kristaller sayesinde güzel renklere sahiptir (Ghiradella 1991,Vukusic 2003, Tayeb vd. 2003, Thylen vd. 2004).



Şekil 1.1 En iyi bilinen doğal fotonik kristal örnekleri

a. Opaller, b. kelebek kanatları, c. kuş tüyleri

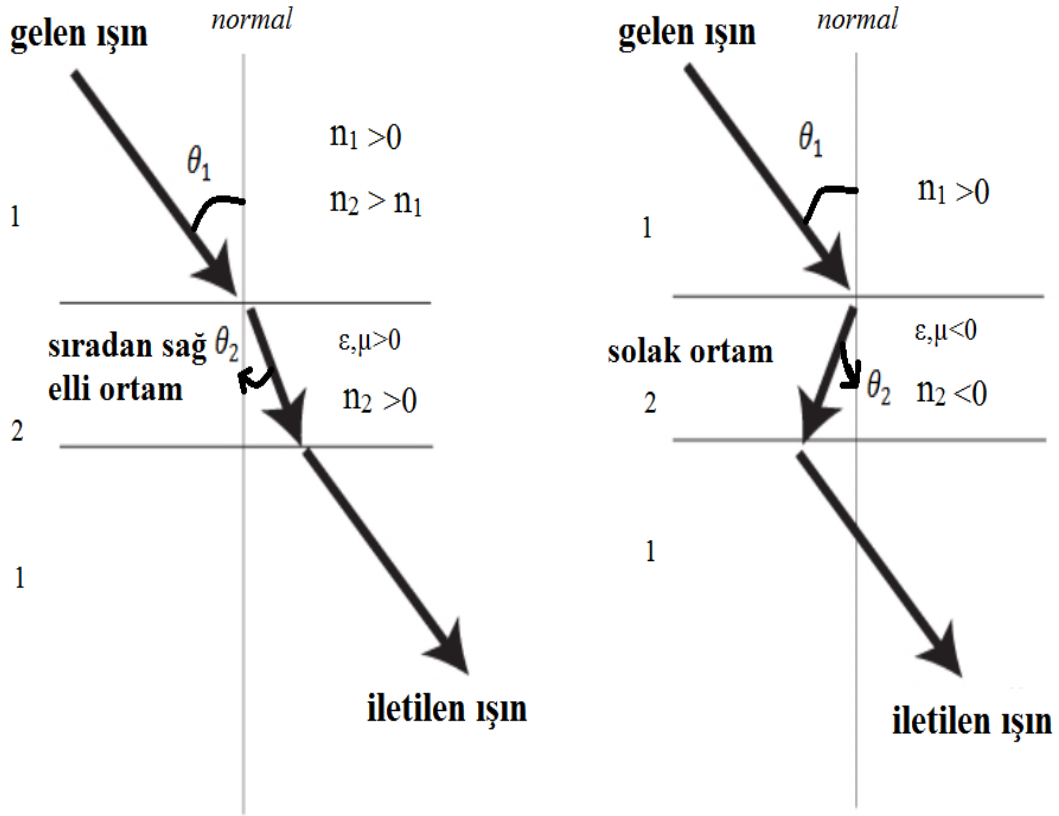
Fotonik kristaller doğada bulunmasına rağmen, ancak 20. yüzyılda farklı dielektrik sabiti olan malzemelerin periyodik olarak dizilmesiyle yapay olarak üretilebilmiştir. Daha sonra bu konuyla ilgili çeşitli uygulamalar geliştirmiştir. Düzenli değişen dielektrik yapı, elektromanyetik dalgaların belirli yönlerde ve belirli frekans aralığında ilerlemesini engeller. Periyodik bir ortamda elektromanyetik dalga yayılımı ilk defa 1887'de Lord Rayleigh tarafından çalışılmıştır (Rayleigh 1887). Yapılan çalışma, periyodik olarak birleştirilmiş düzlemler ile bir kristal mineralinin özel yansıtıcı özellikleri ile ilgilidir. Bunlar bir boyutlu fotonik kristallere benzemektedir. Rayleigh bu materyallerin düzlemler boyunca ışığın geçişini yasaklayan dar bir bant aralığına sahip olduğunu göstermiştir. Periyodik yapılarla ilgili çalışmalar yapılsa da, ancak 1987'lerde iki ve üç boyutlarda fotonik bant aralıklı yapılar üretilmiştir (Yablonovitch vd. 1987). Bu yapılarda örgü kusurları oluşturarak, ışık çok küçük bir alana sıkıştırılabilmekte ve yönlendirilebilmektedir.

Fotonik kristallerin pek çok uygulaması bulunmaktadır. Bunlar, lazer teknolojileri, fiber optik yapılar, yüksek hızlı optik bilgisayarlar, optik ara bellekler, ışığı bükebilen meta malzemeler, ışık yayan diyotlar, güneş pilleri vb.dir.

Metamalzemeler ise doğada bulunmayan, üç boyutlu, periyodik, hücresel bir tasarıma sahip olan, dışarıdan gelen uyarıma karşılık ilgi çekici elektromanyetik tepkiler veren kompozit yapay malzemelerdir. Yapay materyaller kavramı ilk olarak 19. Yüzyılın sonlarında Chunder'in bugünkü deyimiyle yapay bakışımsız ortam olarak adlandırılan bükülmüş yapılar üzerine yaptığı mikrodalga deneyi ile başlamıştır. İlk olarak 1898'de Jagadis Chock yapay elementlerden meta malzeme üretmiştir (Bose 1898). Daha sonra bunu 1914 yılında Lindman'ın ve 1948 yılında Kock'un yaptığı çalışmalar izlemiştir. Lindman 1914'te bir alttaş içine birçok rastgele yönelmiş küçük tel burgu katkısı yaparak yapay kiral ortam oluşturmuştur (Lindell vd. 1992). Kock 1948'de alttaş içine periyodik bir şekilde metal şerit, kablo ve disk katkısı yaparak mikrodalga lensler üretmiştir (Kock 1948). Daha sonra, fizikçi Victor Veselgo 1968'de düzlemsel dalganın negatif elektriksel geçirgenliğe ve manyetik geçirgenliğe sahip materyaldeki yaylımını teorik olarak incelemiştir ve 1996'da Pendry vd. yapay elektrik plazma elde etmek için elektriksel geçirgenliği negatif olan yapay telli bir yapıyı kullanmışlardır. Bunu takiben 1999'da yarık halka rezonatör kullanılarak manyetik geçirgenliği negatif olan manyetik plazma elde edilmiştir (Gangwar vd. 2014). 2000'de Smith and Schultz bileşik bir malzeme içinde alışılmışın dışında bir kırılma gözlemlemişlerdir. 2004'te Smith vd. elektromanyetik dalgaları bükmek için ortamın kırılma indisinin değişimini incelemişlerdir.

Fabrikasyon yöntemlerinin gelişmesi ile birlikte, alttaş içine gömülü olan yapay yapılar üretilen metamalzemelerin boyutunu önemli ölçüde azaltmıştır. Elektromanyetik dalgalar alttaş içine gömülü yapılarla etkileşime girerek materyalin iletkenlik sabiti, elektriksel ve manyetik geçirgenlik gibi parametrelerine etki eden elektrik ve manyetik moment indükler. Malzemenin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarını karakterize ederken, öncelikle yapı homojen olarak karakterize edilmek zorundadır. Yalnızca alttaş içine periyodik olarak gömülü birim hücre hesaba katılırsa, birim hücrenin boyutu (x), gelen dalganın dalga boyunun dörtte birinden daha küçük olmalıdır: $x < \frac{\lambda}{4}$. Bu koşul homojen malzemelerin doğasında olan kırılma özelliğinin saçılma ve difüzyon etkisinden daha baskın olmasını sağlar. Yine bu koşul altında elektromanyetik radyasyon esasında alttaş içindeki örgü yapısını algılamaz ve böylece yapı içindeki dağılım yönünde alanın sabit kalmasıyla elektromanyetik dalga homojen bir ortamda ilerliyormuş gibi yol alır.

Metamalzemelerin son yıllarda gördüğü ilginin en önemli sebeplerinden biri, doğada var olan malzemelerin aksine, bileşik metamalzemeler yapılar sayesinde etkin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları aynı frekans bandında negatif değere sahip olabilen malzemelerin elde edilebilmesidir. Doğada bulunan malzemeler için elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları genellikle pozitif değerlere sahip olmasına karşı elektriksel geçirgenlik sabiti negatif değer alan malzemeler de bulunmaktadır. Bu parametrelerin her ikisinin negatif olduğu malzemeler ise ancak metamalzemelerin oluşturulması ile mümkündür. Hem elektriksel hem de manyetik geçirgenlik sabiti negatif olan malzemeler solak (sol-elli) meta malzemeler olarak adlandırılırlar. Bu malzemeler doğada bulunan geleneksel sağ el kuralına uyan (sağ-elli) malzemelerin aksine sol el kuralına uyarlar. Snell kırılma yasası da bu tür malzemelerde ters yönde çalışır.



$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$

Şekil 1.2 Sağ elli ve Sol elli ortamlarda snell kırılma yasasının uygulanması

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Dielektrik Ortamda Dalga Yayılımı

2.1.1 Maxwell eşitlikleri

Manyetik olmayan, dielektrik, lineer, izotropik, homojen ve dağılımsız vakum gibi bir ortamda hiç serbest yük ve akım mevcudiyeti bulunmadığından boş uzay için dalga dağılımı denklem 2.1 - 2.4'te yer alan Maxwell eşitlikleri sayesinde açıklanır (Jackson 1998).

$$\nabla.\vec{\boldsymbol{E}} = 0 \tag{2.1}$$

$$\nabla.\vec{\boldsymbol{B}} = 0 \tag{2.2}$$

$$\nabla x\vec{\boldsymbol{E}} = -\frac{\partial\vec{\boldsymbol{B}}}{\partial t} \tag{2.3}$$

$$\nabla x\vec{\boldsymbol{B}} = \mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r\frac{\partial\vec{\boldsymbol{E}}}{\partial t} \tag{2.4}$$

ε_0 = 8.85419 A s/ (V m), vakumun dielektrik sabiti ve ε_r reel dielektrik sabiti olmak üzere elektrik akı yoğunluğu D ile elektrik alan arasındaki ilişki aşağıda verildiği gibidir.

$$\vec{\boldsymbol{D}} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{\boldsymbol{E}} \tag{2.5}$$

Vakumun manyetik geçirgenliği μ_0 = 1.25664 V s / (A m) olmak üzere manyetik olmayan bir materyalin manyetik akı yoğunluğu $\vec{\boldsymbol{B}}$ ve manyetik alanı $\vec{\boldsymbol{H}}$ arasındaki ilişki ise aşağıda gösterilmiştir.

$$\vec{\boldsymbol{B}} = \mu_0\vec{\boldsymbol{H}} \tag{2.6}$$

Elektrik ve manyetik akı yoğunluğu açıklandıktan sonra Maxwell eşitlikleri yeniden düzenlenerek;

$$\vec{\nabla} x \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu_r}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{2.7}$$

$$\vec{\nabla} x \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.8}$$

halini alırlar.

Klasik elektrodinamikte, elektrik ve manyetik alanların bir malzemenin frekansına bağlılığı dielektrik sabiti ε ve manyetik geçirgenlik sabiti μ sayesinde belirlenir. Elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları reel sayı olduğu durumda enerji kayıplarından söz edilmez. Enerji kayıpları elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının sanal bileşenleriyle hesaba katılır.

Zamana bağlı elektromanyetik alanlar için, elektromanyetik enerji genelde boş uzayda, iletim hattında, mikro şerit hat içinde ya da dalga kılavuzunda dalga yayılımı olarak görünür. Bu ortamların tamamında genellikle elektriksel iletkenleri mekanik olarak desteklemek ve onları birbirlerinden ayrıştırmak için dielektrik malzeme kullanılır. Sınır koşulları ile uyum içinde olan dalganın elektrik ve manyetik alan bileşenleri için Maxwell eşitlikleri çözülerek yapılan elektromanyetik analizde, dielektrik sabiti, manyetik geçirgenlik ve iletkenlik parametreleri dalganın içinde yayıldığı ortamın özeliklerini ifade eder. Elektriksel geçirgenlik reel ve sanal bileşenlere sahip olabilir (Chen 1983).

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' \tag{2.9}$$

ε'', elektriksel geçirgenliğin enerji kayıplarına yol açan sanal bileşenidir. ε', bileşeni ise bilindik kayıpsız dielektrik sabitini ifade eder, $\varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon'_r$.

$$\vec{E} = \overrightarrow{E_0} e^{j\omega t} \tag{2.10}$$

Denklem 2.10'daki gibi bir dalga fonksiyonuna sahip olduğumuzu varsayarsak manyetik alan için Maxwell bukle eşitliği aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\vec{\nabla} x \vec{H} = j\omega\varepsilon'\vec{E} + (\omega\varepsilon'' + \sigma)\vec{E} \tag{2.11}$$

Öyleyse elektriksel kayıp tanjant elektrik alan bukle eşitliği için kayıplı tepkinin kayıpsız tepkiye oranı olarak ya da başka bir değişle karmaşık düzlemdeki açı olarak bulunur.

$$tan\delta = \frac{\omega\varepsilon'' + \sigma}{\omega\varepsilon'} \tag{2.12}$$

Az kayıplı dielektrik ortamlar için bu açı <<1 olur. Dielektrik bir ortam için kayıp tanjant hesaplanırken, iletkenlik sıfıra gideceğinden denklem 2.12, denklem 2.13'deki halini alır.

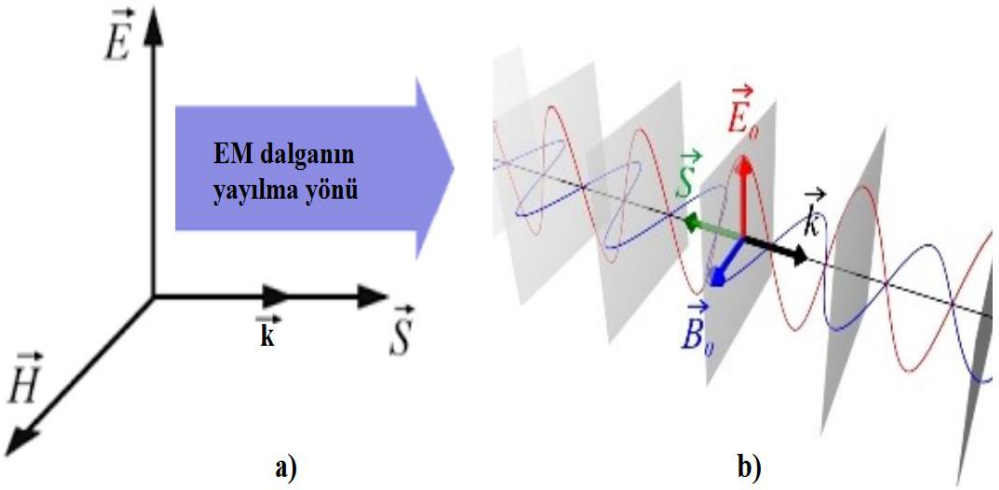
$$tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{2.13}$$

Elektromanyetik dalga, ortamın kırılma indisi n' nin reel olmasına bağlı olarak ortamda ilerleyebilir veya ortam tarafından soğurulabilir. Manyetik olmayan dielektrik bir ortam için, kırılma indisi n'nin reel veya sanal olması ise doğrudan bağıl elektriksel geçirgenlik sabitine bağlıdır. Dolayısıyla bu sabitin reel olduğu durumda kırılma indisi reel olacağından elektromanyetik dalgalar ortamda ilerleyebilir.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_0 w_p^2(\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\gamma}{m_e}\omega)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{m_e^2}} \tag{2.14}$$

$$n^2(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} = \left[1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{m_e^2}}\right] - i\left[\frac{\omega_p^2\frac{\gamma}{m_e}\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{m_e^2}}\right] \tag{2.15}$$

Elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının pozitif olması koşulu sağlandığı zaman **k** dalga vektörü, elektrik alan **E** ile manyetik alanın **H** oluşturduğu düzleme dik ve enerjinin transfer edildiği yöndedir.



Şekil 2.1 Sağ ve sol elli ortamlarda elektromanyetik dalganın ilerleme ve enerji transfer yönünün şematik gösterimi

a. ε>0, μ>0 olmak üzere sağ el kuralına uyan ortamlar için dalga vektörü **k** ve enerji transferini ifade eden Poynting vektörünün **S** yönü aynıdır. b. ε<0, μ<0 olmak üzere sol el kuralına uyan ortamlar için ise **k** ve **S** vektörleri birbirine zıt yöndedir.

Dalga vektörünün **k**, elektrik alan **E** veya manyetik alan **H** ile çapraz çarpımı, elektrik alanın ve manyetik alanın rotasyoneli ile orantılıdır.

$$\boldsymbol{kxE} = \omega\mu\boldsymbol{H}\ ,\ \boldsymbol{kxH} = -\frac{1}{\omega}\mu\boldsymbol{E} \tag{2.16}$$

Bu vektörler sağ el kuralına uydukları zaman dalga yayılma yönü ile enerji transferinin yönü aynı olurken sol el kuralı söz konusu olduğunda dalga vektörü **k** yön değiştirir ve dalga, enerji transfer yönünün tersi yönünde yayılır. Elektromanyetik alanın enerji akısı Poynting vektörü **S** ile tanımlanır. Elektriksel akı birim yüzeyden geçen elektrik alan çizgilerinin bir ölçüsüdür.

$$\Phi = \int_S \boldsymbol{E}.da \tag{2.17}$$

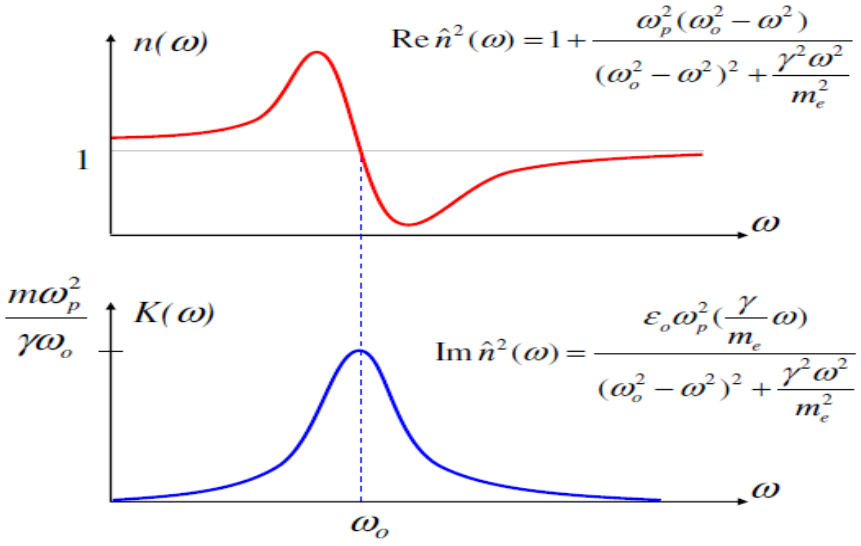
Elektromanyetik alanın enerji akısı ise ; $\int \boldsymbol{S}.da$ olmak üzere Poynting vektörü **S** elektromanyetik alanlar tarafından taşınan enerjidir.

$$\vec{S} = \vec{E}x\vec{H} \tag{2.18}$$

Sağ el kuralının geçerli olduğu yani dalga vektörünün enerji akısına paralel ve aynı yönlü olduğu düzlem dalga yayılımının genel halinde elektriksel ve manyetik geçirgenlik sabitleri, ε ve μ pozitif olduğundan dolayı pozitif bir kırılma indisi elde edilirken, ε ve μ değerlerinin negatif olduğu bir ortam için kırılma indisi de negatif bir değere sahip olur.

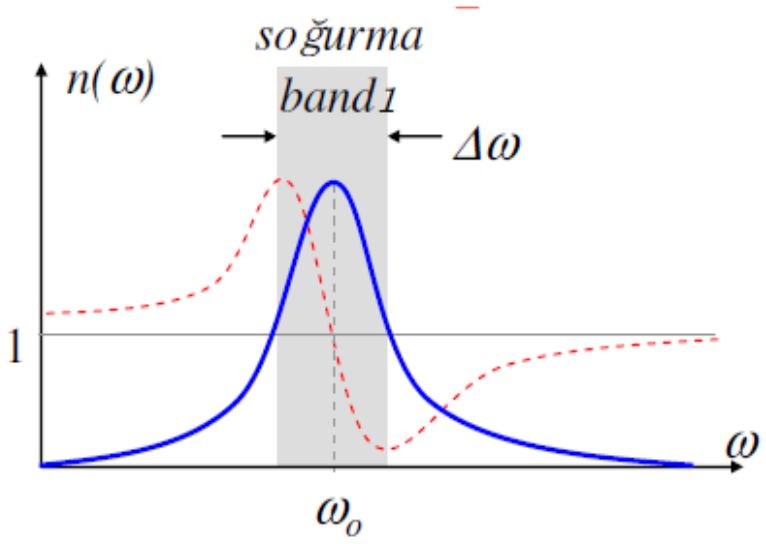
$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \tag{2.19}$$

Kırılma indisinin reel bileşeninin frekansa bağlılığı sayesinde dağınım bağıntısı ortaya çıkar ve böylece prizmaya gelen beyaz ışık farklı renklerde dağınıma uğrar. Kırılma indisinin sanal kısmı ise yoketme indisi olarak adlandırılır (Şekil 2.3) (Sarı 2003).



Şekil 2.2 Kırılma indisinin frekansa bağlılığı (Sarı 2003)

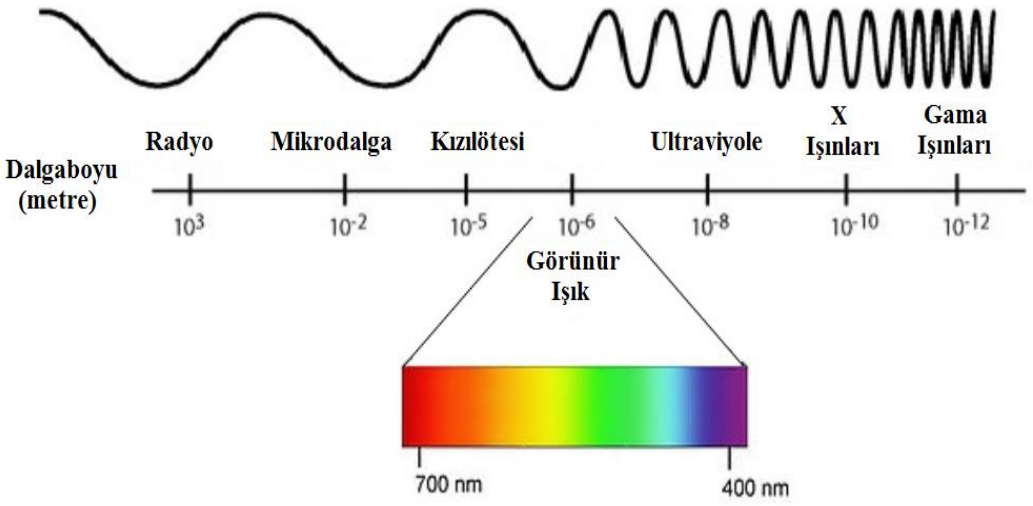
Yoketme indisi rezonans frekansında maksimum değere ulaşır ve böylece soğurma bandı oluşur. Ortama gelen elektromanyetik dalganın frekansı ortamın rezonans frekansına yakın değerlerde olduğunda ortam soğurucu özellik gösterirken, daha büyük veya küçük frekanslarda ise saydam özellik gösterir.



Şekil 2.3 Soğurma bandı (Sarı 2003)

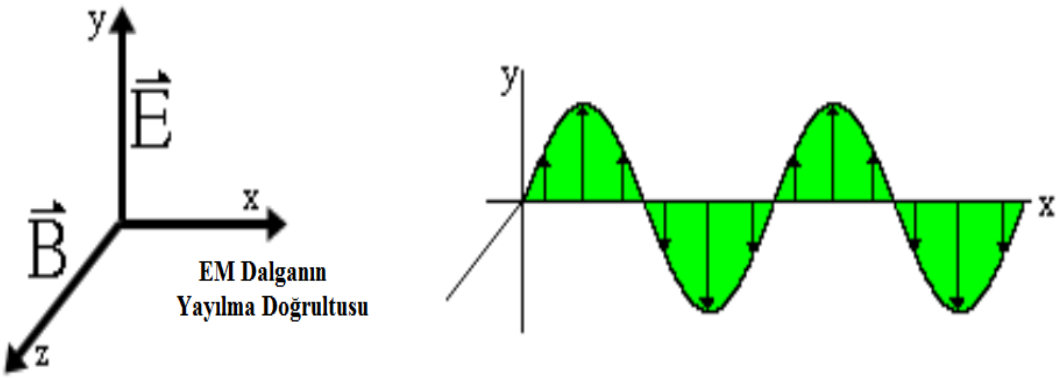
2.1.2 Elektromanyetik dalgalar ile ilgili temel kavramlar

Elektromanyetik dalgalar birbirine dik elektrik alan **E**, manyetik alan **H** ve yayılma doğrultusuna sahip olan enine dalgalardır. Elektromanyetik dalgalar yayılma doğrultusuna dik yönde titreşim doğrultusuna sahip olduklarından enine dalgalar denilmektedir. Elektromanyetik dalgalar ortamda yayılmalarının yanında boşlukta da yayılabilirler. Boşlukta c ışık hızıyla yayılırlar. Bir ortamda ise elektromanyetik dalgalar, n ortamın kırılma indisi olmak üzere, ν = c/n hızıyla ilerlemektedirler. Boşlukta ilerleyen elektromanyetik dalganın dalga boyu ve frekansı arasında c = λf ilişkisi bulunur. Elektromanyetik dalgalar dalga boylarına göre radyo dalgaları, mikrodalga, kızılötesi, görünür ışık, morötesi, X-ray ve Gama ışını olarak 7'ye ayrılırlar (Şekil 2.4).



Şekil 2.4 Elektromanyetik dalga tayfı

Elektromanyetik dalgaların elektrik alanları ve manyetik alanları aynı fazda titreşirler ve em dalgalar üst üste binme ilkesine uyarlar. Işığın dalga karakteriyle açıklanan girişim, kırınım, kırılma, yansıma ve kutuplanma özelliklerine sahiptirler. Girişim ve kırınım hem enine hem de boyuna dalgalarda gözlenebilen bir özellikken kutuplanma yalnızca enine dalgalara özgüdür. Bu nedenle elektromanyetik dalgalarda kutuplanma gözlenir. Genel olarak kutuplanma yönü olarak elektrik alan vektörünün titreştiği yön seçilir. Her atom, belli bir yönde elektrik alana sahip olan bir elektromanyetik dalga üretir. Bileşke elektromanyetik dalga, farklı yönlerde titreşen dalgaların üst üste binmiş halidir. Dolayısıyla bir em dalganın elektrik alan vektörünün mümkün olan tüm yönlerde aynı olasılıkla titreşen birer bileşeni vardır. Bu şekilde davranan em dalgalara rastgele kutuplu ya da kutuplanmamış denir. Elektrik alanın titreşim doğrultusu ile yayılma doğrultusunun oluşturduğu düzleme kutuplanma düzlemi denir. Çizgisel, dairesel ve eliptik olmak üzere üç kutuplanma çeşidi vardır. Eğer bileşke dalganın elektrik alan vektörü, uzayda belli bir noktada hep aynı yöne titreşiyorsa, böyle dalgaya **çizgisel kutuplu** veya **düzlem kutuplu** dalga denir.

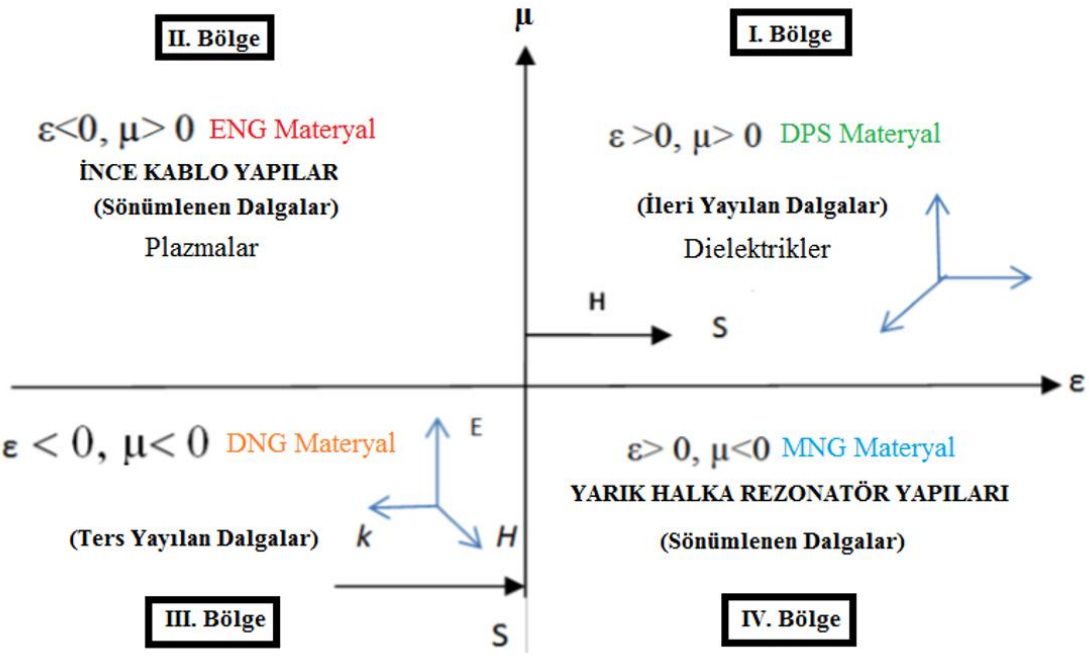


Şekil 2.5 Çizgisel kutuplu dalga

Şekil 2.5'te elektrik alan sürekli olarak y-yönünde titreşmektedir, yayılma doğrultusu x ve xy-düzlemi kutuplanma düzlemidir. Işığın da bir elektromanyetik dalga olduğunu hatırlatarak, kutuplanmamış bir ışık demetinden çizgisel kutuplu demet elde etmenin mümkün olduğu söylenebilir. Eğer tüm yönlerde titreşim yapan bileşke elektromanyetik dalgalardan, elektrik alan vektörleri belli bir yönde titreşim yapanları seçip, diğer tüm yönlerde titreşim yapanları çıkartırsak çizgisel kutuplu ışık demeti elde edebiliriz.

2.2 Elektromanyetik Malzemelerin Sınıflandırılması ve Özellikleri

Elektromanyetik malzemelerin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının sıfırdan büyük veya küçük olmasına bağlı olarak sahip oldukları elektromanyetik özellikler değişiklik göstermektedir. Malzemeler elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları esas alınarak sınıflandırılabilmektedir (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Elektromanyetik malzemelerin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarına bağlı olarak sınıflandırılması

Birinci bölge (ε >0, μ>0) geleneksel olarak en sık kullanılan, elektromanyetik dalgaların sağ el kuralına uyan (sağ elli) ortamı ifade etmektedir. Bu ortamlarda ileri yayılan dalgalar gözlenir. Bir önceki bölümde detaylı olarak anlatıldığı gibi böyle ortamlarda dalganın ilerleme yönü ile enerji transfer yönü aynıdır. İkinci bölge (ε< 0 ve μ > 0) sönümlenen dalgaların gözlendiği elektrik plazmalarını tanımlamaktadır. Bu ortamlara ε-negatif materyaller de denilmektedir. Dördüncü bölgede (ε> 0 ve μ < 0) ise bu defa manyetik geçirgenlik katsayısının negatif olmasıyla sönümlenen dalgalar gözlenir. Bu materyaller ise μ-negatif materyaller olarak bilinmektedir. Son olarak üçüncü bölge (ε<0, μ<0) elektromanyetik dalgaların sol el kuralına uyan metamateryalleri betimlemektedir. Buna bağlı olarak negatif elektriksel ve manyetik geçirgenliğe sahip metamateryaller için birçok isim ve terminoloji önerilmiştir. Bunlardan bazıları, sol-elli ortamlar, negatif kırılma indeksli ortamlar, geriye doğru dalga ortamları, çifte negatif meta materyaller (DNG), ve negatif indisli ortamlar şeklindedir. Bu ortamlarda gözlenen dalgalar için ters yayılan dalgalar ifadesinin kullanılmasının sebebi dalganın ilerleme yönü ile enerji transfer yönünün birbirine zıt olmasıdır. İlk sol elli ortam üçüncü bölgedeki özelliklerin elde edilmesi hedeflenerek, negatif elektriksel geçirgenliğe olanak veren ince kablolar ve

negatif manyetik geçirgenliğe olanak veren yarık halka rezonatörlerin bir araya getirilmesiyle oluşturulmuştur (Smith vd. 2000).

2.3 Fotonik Kristaller ile İlgili Temel Kavramlar

Fotonik kristaller örgü ve bant yapıları düşünüldüğünde diğer kristallerle benzer özelliklere sahiptir. Diğer kristallerde olduğu gibi fotonik kristallerin yapısı da bir örgü ile tanımlanabilir. Örgü, uzayda dizilmiş noktalar kümesidir. Bunun iki boyuttaki karşılığı ağdır. Fotonik kristaller, diğer tüm kristallere benzer şekilde örgü ve baz olmak üzere iki ayrı parçadan meydana gelir. Örgünün her düğüm noktasında bulunan dielektrik çubuklar grubuna baz denir. Bu bazın uzayda tekrarlanmasıyla fotonik kristal oluşur.

Tıpkı diğer kristallerde olduğu gibi, Bir örgü a_x, a_y ve a_z temel hücrenin birim vektörleri olmak üzere, kristal örgü vektörü;

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} + [n_1\mathbf{a_1} + n_2\mathbf{a_2} + n_3\mathbf{a_3}] \tag{2.20}$$

şeklinde gösterilir.

n_1, n_2, n_3 tamsayılardır ve **r** herhangi bir örgünün yer vektörüdür. Köşeli parantez içindeki ifade kristalin ilkel öteleme vektörüdür. Yani örgü vektörünü her ötelediğimizde aynı yapıyla karşılaşırız.

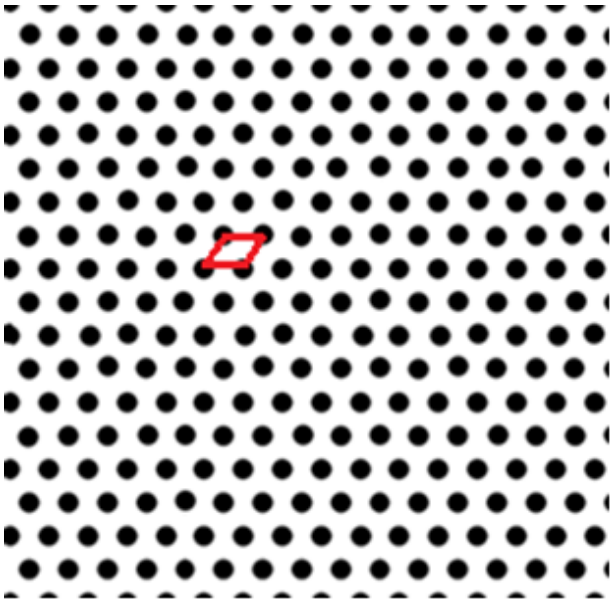
Yer vektörü;

$$\mathbf{r} = \mathbf{a_1}x + \mathbf{a_2}y + \mathbf{a_3}z \tag{2.21}$$

şeklinde gösterilir.

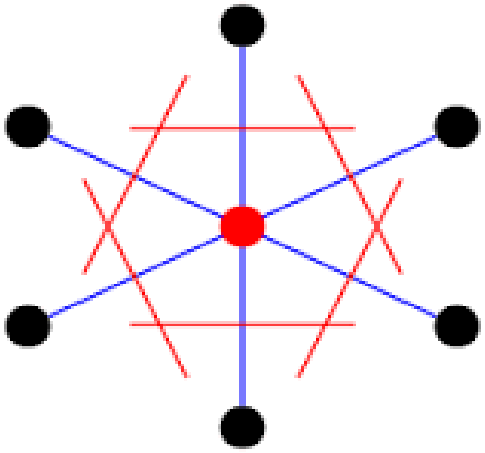
$\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$, $\mathbf{a}_3$ ilkel eksenleriyle tanımlanan paralel kenara ilkel hücre denir. İlkel hücre kristalin en küçük hacimli birimidir ve kristal öteleme işleminin yapılmasıyla kristal tüm uzayı doldurur. İlkel hücrenin sadece köşelerinde örgü noktası bulunur. İlkel olmayan bir

hücreyi birim hücre olarak seçebiliriz. Her ilkel hücre bir birim hücredir ancak her birim hücre bir ilkel hücre olmayabilir. Birim hücre kristal yapı içinde tekrar eden en basit yapıdır.



Şekil 2.7 Üçgen örgüye sahip bir fotonik kristale ait birim hücre gösterimi

Weigner-Seitz (W-S) hücresi, en yakın bir düzlemsel örgüde, yakın komşuluğa giden örgü vektörlerinin orta dikmelerinin çevrelediği alana denir. Şekil 2.8'de 2 boyutlu üçgen örgüde W-S hücresi görülmektedir.



Şekil 2.8 Weigner-Seitz (W-S) hücresi

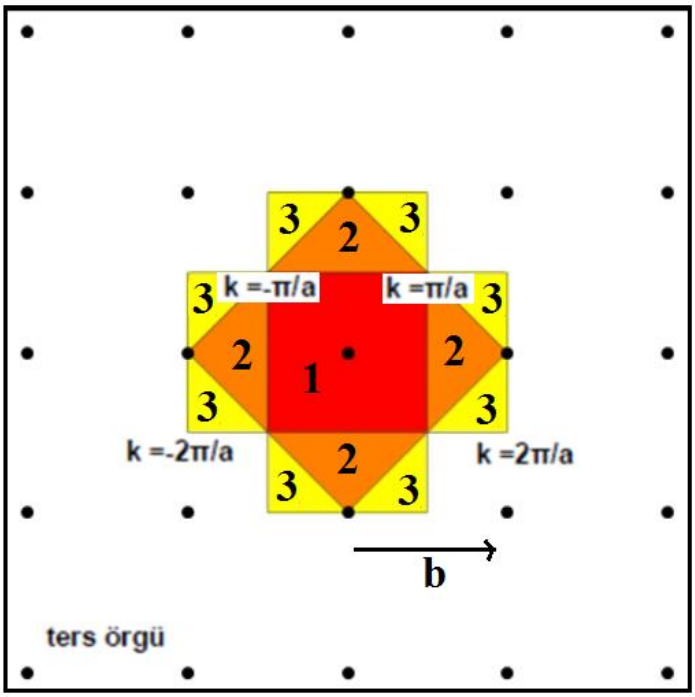
Ters örgüdeki Weigner-Seitz hücresine ise Brillion bölgesi denilmektedir. Her bir örgü noktasının kristal bir düzlemi gösterdiği örgü, ters örgüdür. Ters örgü vektörü;

$$\mathbf{G} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3 \tag{2.22}$$

şeklinde gösterilir.

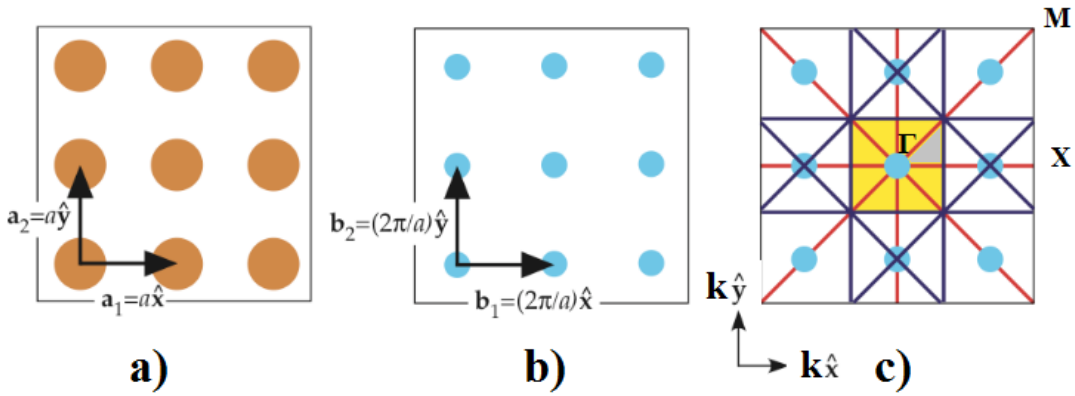
Ters örgü vektörü hkl Miller indisli bir kristal düzlemini tanımlar ve tanımladığı düzleme dik bir vektördür. Ters örgünün kolaylığı, miller indisi ile düz örgüdeki düzlemi bir nokta olarak gösterebilmesidir. Normalde kristalde milyonlarca düzlem vardır. Hepsini düz örgüyle açıklamak mümkün olmadığı için ters örgüye ihtiyaç duyarız. Kristalin sahip olduğu elektron yoğunluğu dağılımı, manyetik moment dağılımı, değerlik elektron sayısı, toplam elektron sayısı gibi fiziksel özellikleri açıklamak için kullanılan vektördür. Ters örgünün kristal düzlemleri göstermesi sayesinde kırınım oluşmaktadır.

Dolayısıyla fotonik kristaller ile elektromanyetik dalga arasındaki etkileşim de kristalin ters örgüsünde anlaşılabilir. Çünkü elektromanyetik dalgalar kristal içerisinde yansır ve yansıyan dalgalar bir girişim deseni oluşturur. Bu girişim deseni kristalin ters örgü vektörleri üzerinde oluşur. Bu durum ve fotonik kristalin bant yapısı kristalin periyodikliğinin bir sonucudur. Bant yapısının oluşturulmasında Brillouin bölgeleri önemlidir. Çünkü fotonik kristallerde yansımaları veren tüm dalga vektörleri Brillouin bölgesi içerisinde sınırlandırılır. Ters örgüdeki Wigner-Seitz hücresi olarak tanımlanan Brillion bölgesi en küçük hacimli bölgedir. Bu yüzden bu bölge içerisinde en küçük özdurum (girişim desenindeki en küçük frekanslı kip) elde edilir. En küçük özdurumun elde edildiği bu bölge birinci Brillouin bölgesidir. Daha sonraki özdurum ikinci Brillouin bölgesinde olur. Şekil 2.9'da tek boyutta kristal örgü ve ters örgü görülmektedir. Sınırlar $k = +\pi/a$ da 1.Brillouin bölgesini oluşturur. 2. Brillouin bölgesinin sınırları dielektirik çubuk üzerinden geçer.

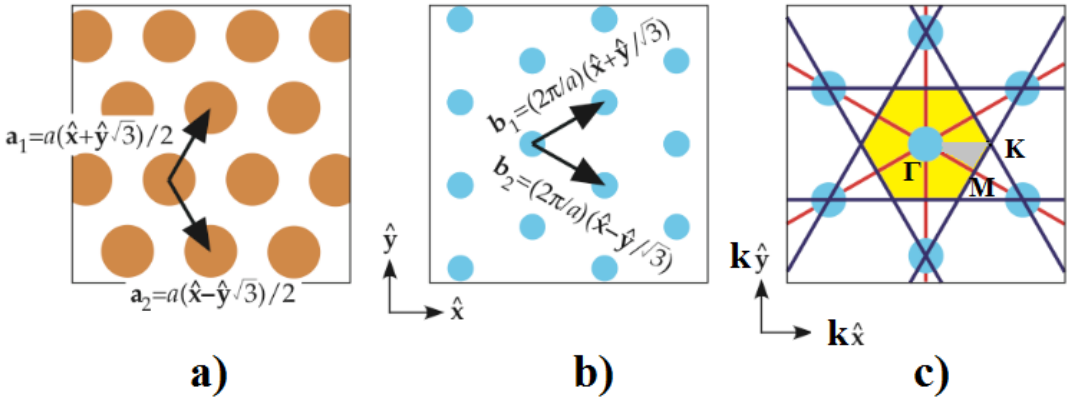


Şekil 2.9 Kare örgüye sahip kristalin ters örgüde 1, 2 ve 3. Brillouin bölgeleri

Brillouin bölgeleri ters uzayı bölgelere ayırırken kullanılır. Bloch teoremi ile elektronik yapılarda V(r) = V (r + R) potansiyeline göre, fotonik yapılarda ise (r) = (r + R) dielektrik fonksiyonuna göre özdeğer denklemleri çözülür. Fotonik kristallerin **R** = $ba_x + ca_y + da_z$ vektörüyle tekrarlandığını varsayarsak, a_x, a_y ve a_z x, y ve z yönündeki periyotları gösterir. b, c ve d ise rastgele verilmiş tamsayılardır. Bu periyot kare örgü için, $\frac{2\pi}{a\ x,y,z}$ olur. Frekansın kendini tekrarlamadığı sıfıra en yakın aralığa I. Brillouin Bölgesi denir. Kare örgü için bu aralık [-π/a, π/a] dır. Brillioun Bölgesi simetriden dolayı küçültülebilir. Kare örgü için Brilloun Bölgesi şekil 2.10'daki gibidir.



Şekil 2.10.a. İki boyutlu gerçek kare örgü, b. İki boyutlu ters örgü c. Daraltılamaz Brillouin bölgesi (Johnson 2012)



Şekil 2.11.a. İki boyutlu gerçek üçgen örgü, b. İki boyutlu ters örgü c. Daraltılamaz Brillouin bölgesi (Johnson 2012)

Şekil 2.10.c ve 2.11.c'deki gri ile taralı bölgeler en küçük hacimli "İndirgenemez Brillouin Bölgesi" dir. Band yapısının oluşturulmasında Brillouin bölgeleri önemlidir. Fotonik kristallerde yansımaları veren tüm dalga vektörleri Brillouin bölgesinde sınırlandırılır. Bir hücreden diğer bir hücreye geçiş ters örgü vektörleri yardımıyla sağlanır. Gelen ve saçılan x ışını arasındaki toplam yol farkı dalga boyunun tam katı olmalıdır. Kırınım koşulunun sağlanması için, k gelen dalga vektörü ve k' saçılan dalga vektörleri arasındaki farkın (k'-k) ters örgü vektörüne **G** eşit olması gereklidir;

$$\Delta k = \mathbf{k'}-\mathbf{k} = \mathbf{G} \qquad (2.23)$$

Böylelikle maksimum şiddette kırınım koşulu sağlanmış olur. Denklem (2.23) için her iki tarafın karesi alınırsa;

$$|\mathbf{k}'|^2 = |\mathbf{G}|^2 + |\mathbf{k}|^2 + 2\,\mathbf{k}.\mathbf{G} \tag{2.24}$$

elde edilir.

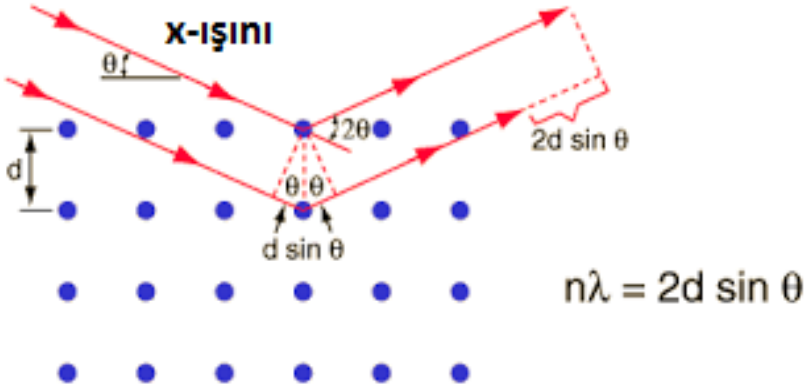
Dalganın esnek saçıldığı varsayılırsa, gelen ve saçılan dalgalar aynı dalga boyuna sahip olacaklardır. Bu nedenle $|\mathbf{k}'|=|\mathbf{k}|$ olacaktır. Böylelikle denklem (2.24),

$$\mathbf{G}^2 = 2\,\mathbf{k}.\mathbf{G} \tag{2.25}$$

şeklini alır. Bu denkleme göre k dalga vektörü, örgü vektörü G'yi dik olarak ikiye bölen düzlemde bulunuyorsa kırınım koşulu sağlanmış olur. Brilloun bölgesi sınırlarında kırınım koşulu sağlandığından ilerleyen bir dalga örgüde ilerleyemez. Maksimum kırınım Brillouin bölgesi sınırlarında elde edilir. Ardışık iki düzlemdeki atomlar zıt fazda titreşirler. Böylece dalga ne sağa ne de sola ilerleyebilir. Art arda yansımalar nedeniyle durağan bir dalga elde edilir. Bu sınırda durağan dalga olduğundan ve enerji transferi olmadığından dolayı grup hızı sıfırdır.

2.3.1 Bragg Yasası

Kristallerin içyapıları hakkında bilgi sahibi olmak için ışınıma ihtiyaç duyulmaktadır. Kristal üzerine gönderilen X ışınları kırınıma uğrayarak saçılır. Kırınım olayı ilk defa Bragg tarafından açıklanmıştır. Gelen ışınımın dalga boyu atomlar arası uzaklığa uygun olmalıdır. Ardışık iki düzlemden kırınan dalgalar arsındaki yol farkı dalga boyunun tam katı olduğunda, dalgalar üst üste gelince yapıcı girişim olur ve ancak yapıcı girişim olduğunda kırınım olayı gözlenebilir. Birbirine paralel kristal düzlemleri arasındaki uzaklık d olmak üzere, komşu iki düzlem arasındaki yol farkı $2d\sin\theta$ olur.

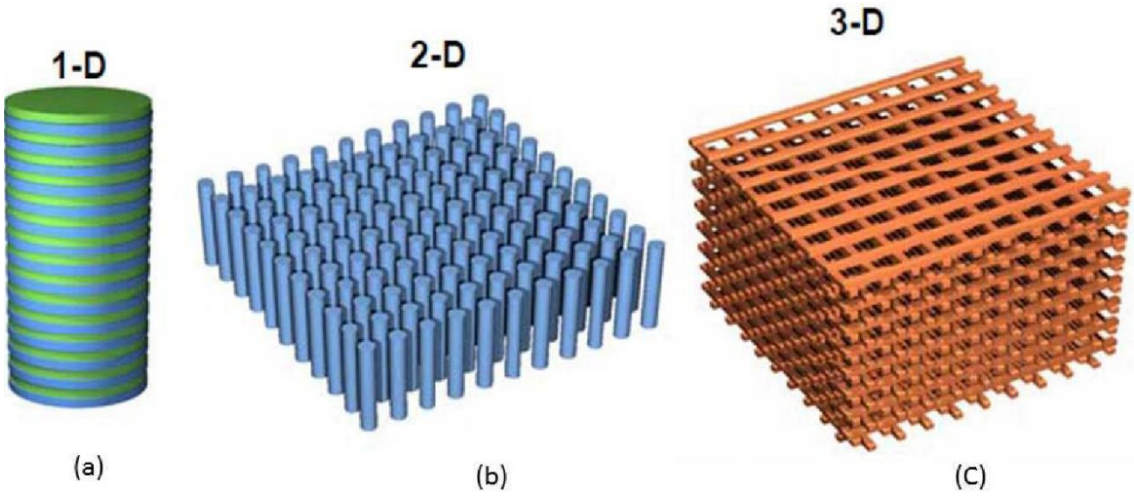


Şekil 2.12 Bragg Yasası, ışığın kristalden kırınımı (n=1,2,3…)

Bragg yasası örgünün periyodikliğinin bir sonucu olup kırınımın gerçekleşmesi için $\lambda<2d$ koşulu sağlanmalıdır.

2.3.2 Boyutlarına göre fotonik kristaller

Fotonik kristaller farklı dielektrik sabiti olan malzemelerin bir, iki ya da üç boyutta periyodik olarak dizilmesiyle üç sınıfa ayrılır. Fotonik kristal örnekleri şekil 2.13'de verilmiştir (Joannopoulos vd. 2008).



Şekil 2.13 Fotonik kristallerin geometrik şekilleri (Joannopoulos vd. 2008)

a. 1 Boyutlu b. 2 Boyutlu c. 3 Boyutlu fotonik kristaller

En kolay şekilde üretilmesi mümkün olan fotonik kristaller bir boyutlu olanlarıdır. Bir boyutta fotonik kristaller dielektrik sabiti farklı olan malzemelerin üst üste getirilmesiyle oluşturulur. Dielektrik fonksiyonu ε(z) bir tek z yönünde değişip, x ve y yönünde değişmediğinden dolayı bir boyutlu fotonik kristallerdir. Bir boyutlu fotonik kristaller z yönünde periyodik, x ve y yönünde homojenlerdir. Kristal xy yönünde sürekli öteleme simetrisine sahiptir. z yönünde ise kesikli periyodiklikten dolayı kesikli öteleme simetrisi vardır. Kipleri sınıflandırmak için xy düzlemi içindeki dalgavektörü k∥, z yönündeki dalga vektörü kz ve band sayısı n kullanılır. Frekans arttıkça bant sayısı artar. Bloch biçiminde kipler yazılırsa denklem (2.26) elde edilir.

$$\mathbf{H}_{n,\,kz,\,k\parallel}(\mathbf{r}) = e^{ik\parallel.\rho}\, e^{ikz\,z}\, u_{n,\,kz,\,k\parallel}(\mathbf{z}) \qquad (2.26)$$

Burada u(z) fonksiyonu periyodik bir fonksiyon, k∥ ise katmanların ara kesit yüzeyine paralel olan dalga vektörüdür. Kristalin xy düzleminde kesintisiz öteleme simetrisi bulunduğundan k∥ herhangi bir değer alabilir. Benzer şekilde kristalin z doğrultusunda kesikli öteleme simetrisine sahip olmasından dolayı k_z 'nin alacağı değerler sınırlıdır. Bu sınırlar Brillouin bölgesinin sınırlarıdır.

2.4 Metamalzemeler ile ilgili Temel Kavramlar

2.4.1 Etkin ortam kavramı

Etkin ortam kavramının anlaşılması için yapı içindeki homojensizliklerin dalga boyundan çok küçük olduğu durumlar incelenir. İlk olarak kalınlıkları L_a ve L_b olan, farklı kalınlıklardaki katmanlardan oluşan bir ortam düşünelim. L_a ve L_b dalga boyundan o kadar küçüktür ki, yayılan elektromanyetik dalga yapının bu detaylarını görmez ve etkin elektriksel geçirgenlik ve etkin manyetik geçirgenlik parametreleriyle homojen bir ortamda yayılıyormuş gibi yayılır. İnhomojen ortamlara diğer bir örnek de küçük birim hücrelerin periyodik olarak düzenlenmesiyle oluşan metamalzeme olarak adlandırılan yapılardır. Her birim çeşitli malzemelerden oluşur. Eğer birim hücrenin büyüklüğü elektromanyetik dalganın dalga boyundan çok daha küçük olursa, böyle bir meta malzemenin elektromanyetik cevabı etkin elektriksel ve manyetik geçirgenlik sayesinde

karakterize edilebilir. Bu amaç için etkin parametreler hesaplanır. İlk olarak herhangi katmanlı bir yapı için etkin ortam tanımlanır. Sonra homojen olmayan bu ortamın tek bir levhası için çözüm yapılır. Son olarak ise geliştirilen bu teori negatif elektriksel ve manyetik geçirgenliği olan alternatif levhalardan oluşan katmanlı ortamın tamamına uygulanır (Markos 2008).

2.4.2 Solak metamalzemeler

Belirli frekans bölgelerinde elektriksel ve manyetik geçirgenliğinin reel kısımları sıfırdan küçük değer alan ve solak malzeme olarak adlandırılan insan yapımı kompozit malzemelerin oldukça ilgi çekici elektromanyetik özellikleri bulunmaktadır. Bunlardan ilki, elektriksel ve manyetik geçirgenliğin negatif değere sahip olması sonucunda bir solak malzemeye gelen elektromanyetik dalgaya ait dalga vektörü ile Poynting vektörünün birbirine anti paralel şekilde yönlenmeleridir. Bunun yanı sıra, elektromanyetik alan enerjisinin sıfırdan büyük olması gerekliliğinden dolayı, meta malzemelerin dağıtıcı olmaları yani elektriksel geçirgenlik sabiti ve manyetik geçirgenlik sabitinin frekansın bir fonksiyonu olmaları gerekmektedir.

Vakum-solak malzeme ara yüzünde elektromanyetik dalganın alışılmışın tersi yönünde kırılmasına olanak veren solak malzemeler, negatif kırılma indisine sahip olmaları sayesinde adından çok bahsedilir bir hale gelmişlerdir.

Sol elli malzemelerin daha şaşırtıcı bir özelliği de, sönümlenmekte olan bir dalgayı yükseltgeme özelliğidir. Bu özelliği sayesinde sol elli malzemeler süper lenslerin yapımında rol oynamaktadır. Bu tür malzemeler doğada bulunmamalarına karşın son zamanlarda belli bir frekans bölgesinde negatif etkin elektriksel ve manyetik geçirgenlik sabitine sahip olan insan yapımı bileşik malzemeler üretilmiştir (Markos 2008). Burada kullanılan etkin kelimesi, etkin diye tabir edilen bu parametrelerin dışardan gelen ω frekanslı, dalga boyu $\lambda=2\pi c/\omega$ materyalin homojensizliklerinden çok daha büyük olan bir elektromanyetik alana karşı oluşan cevabı tanımladıkları anlamına gelmektedir. Sol elli malzemeler homojen değillerdir ancak birim hücrenin periyodik olarak tekrarlanmasıyla oluşurlar. Böyle bir malzemede her birim hücre aynı geometrik şekle sahiptir ve bir birim

hücrenin yapısı tüm malzemenin iletim özelliklerini belirler (Markos 2008). Elektromanyetik dalgaların negatif kırılması yalnızca metamalzemelerde gözlenebilen bir özellik değildir. Sol elli malzemelerin haricinde iki boyutlu fotonik kristallerin ara yüzünde de negatif kırılma özelliği gözlenebilir.

2.4.3 Birim hücrenin modellenmesi ve eşdeğer devresi

Metamalzemelerin elde edilmesi genellikle periyodik yapılarla sağlanır. Birim hücrenin yinelenen yapısı tarafından bu şekilde metamalzeme tasarlamak ve üretmek elverişli bir yöntemdir. Birim hücre bir yarık halka rezonatör ve metal kablonun bir araya gelmesiyle oluşturulabilir. Bir birim hücre serisinin oluşturulmasıyla ise metamalzeme elde edilmiş olur.

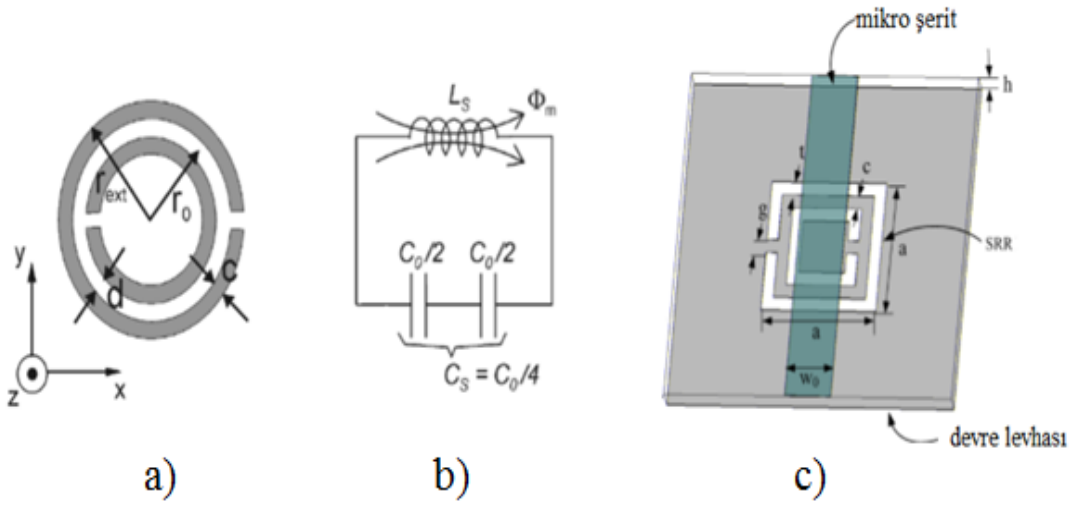
Metamalzeme araştırmalarındaki temel hedeflerden biri yüksek frekans bantlarında manyetik olarak aktif olan bir yapı elde etmeye çalışmaktır. Gelen elektromanyetik dalganın manyetik alanı ile zayıf bir bağlaşım olması sıkça karşılaşılan bir problemdir. Bu probleminin üstesinden yüksek frekanslarda manyetikmiş gibi davranan meta malzemeler kullanılarak gelinebilir. Mikro dalga mertebesi için, Pendry önermiş olduğu yöntem ile yarı dalga boyu ölçülerinde ve yarıkları birbirine zıt taraflarda bulunan bir çift eş merkezli yarık halka rezonatörden oluşan yapının tek halkalı yapıdan farklı bir etkin manyetik geçirgenlik ortaya çıkaracağını tahmin etmişti (Pendry 1999).

Aslında yarık halka rezonatör terimi Pendry'nin çalışmasından çok zaman önce bulunmuştur. 1980'lerin başında, Hardy 1GHz civarında manyetik rezonans gösteren içi boş metalik silindiri açıklamak için benzer bir yapı üzerinde çalışarak bu terimi kullanmıştır (Hardy ve Whitehead 1981).

Pendry ve arkadaşları bu yapıyı yeni baştan düzenleyerek günümüzdeki metamalzeme araştırmalarda birçok meta manyetik yapının temelini oluşturan yeni modern bir form kazandırdılar. Pendry'nin oluşturduğu yarık halka rezonatör şekil 2.14 (a) 'da şematik olarak gösterilmektedir. Periyodik bir dizilim sonucunda metamalzemeyi ortaya çıkaran

yarık halkalar, oluşturulan metamalzeme için manyetik meta atom rolünü üstlenirler ve mikro dalga frekanslarında yapay mıknatıslanma açısından baskın bir rol oynarlar.

Yığın bir metal parçasından mükemmel ancak karmaşık bir birimin nasıl türediğini detaylı bir şekilde anlayabilmek için ilk olarak dairesel metal bir plakanın manyetik alanı düzleme dik polarize olmuş bir elektromanyetik dalgaya maruz kaldığını düşünelim. Bu metal tabakanın manyetik aktifliği çok zayıf bir ölçüdedir. Manyetik alan tabaka etrafında dairesel bir akım indükler. Bu akım ise dışardan gelen manyetik alana zıt bir manyetik akı oluşturur. Bu durum basitçe Lenz kanununun bir sonucu olarak değerlendirilebilir. Sonuç olarak bir metal plaka zayıf diamanyetiktir ve bu plakaların bir dizisi birim hücreden daha az bir etkin manyetik geçirgenlik gösterecektir (Baena vd. 2004).



Şekil 2.14 Daire ve kare formunda halkalardan oluşan rezonatör birim hücre örnekleri (Pendry 1999, Wu 2006)

a. Dairesel yarık halka rezonatör birim hücre yapısı ve bu yapının eşdeğer devresi b. Karesel yarık halka rezonatör ve mikroşerit (tel, kablo vb.) ile oluşturulan birim hücre yapısı

Dairesel akım çoğunlukla metal plakanın dış çevresine hapsolduğu için, tabakanın iç kısmı çıkarılabilir. Böylece dairesel tabaka bir halkaya dönüşmüş olur. Metalik halkanın dış manyetik alana cevabı tamamıyla indüktiftir ancak rezonans oluşumunu sağlayacak özellikte değildir. Bir rezonans yaratmak ve manyetik cevabın şiddetini artırmak için bilinçli bir şekilde kapasitans eklenebilir. Şekil 2.14.a'da görüldüğü gibi her bir metalik halkada yer alan yarık kesintisiz bir dairesel akım oluşmasını önler ve yükler yarıkların

ortasında birikir. Böylece kapasitans ve indüktans sayesinde rezonans oluşumunu sağlayacak nitelikte bir element olan yarık halka rezonatör elde edilmiş olur.

Meta malzeme tasarımlarında genellikle tekli yarık halka rezonatörler yerine çift yarık halka rezonatörler tercih edilmektedir. Bunun en temel sebeplerinden biri eş merkezli iki halka üzerlerindeki yarıklar birbirine zıt taraflarda olacak şekilde yerleştirildiği zaman daha etkin bir kapasitans yaratılmasıdır. Çift yarık halka rezonatörü oluşturan halkalar bir meta atom gibi davranır. Tekli yarık halka rezonatöre göre çift yarık halka rezonatörün tercih edilmesinin diğer bir sebebi ise sistemdeki elektriksel polarizasyonun minimize edilebilmesinin göz önünde bulundurulmasıdır. Tekli yarık halka rezonatörde yarık çevresinde biriken yükler istenen manyetik dipol momenti gölgeleyen etkili bir elektrik dipol momenti indükler. Şekil 2.14 (a)'da gösterildiği gibi yerleştirilen çift yarık halka rezonatörde ise halkaların esas elektrik dipol momentleri birbirlerini nötrler ve böylelikle manyetik dipol momenti baskın hale gelir. Bundan dolayı yarık halka rezonatör tabanlı metamalzeme tasarımlarında standart çift yarık halka rezonatör yapısı çok sık kullanılır.

Bu tasarımın amacının bir meta malzeme için yapay manyetik atom yaratmak olduğunu vurgulamak oldukça önemlidir. Bundan dolayı her bir yarık halka rezonatörün boyutu ilgilenilen frekans mertebesindeki boş uzayın dalga boyundan çok daha küçük olmalıdır. Eş değer devre açısından bakıldığında dışarıdan uygulanan alana karşılık her yarık halka esas olarak yarı statik bir LC devresi gibi davranır (Şekil 2.14 b).

Manyetik meta atom gibi davranan bir yarık halka rezonatörde eşdeğer indüktans L ve kapasitans C değerlerinin dikkatli bir şekilde tahmin edilmesi rezonans frekansı hakkında da bilgi sahibi olunmasına olanak verir. İndüktif etkinin miktarı kullanılan halkanın özelliklerine bağlı olarak belirlenir. Her bir halka yarıçapıyla orantılı olarak toplamda yaklaşık olarak, $L \approx 2\mu_0 r$ değerinde bir indüktansa neden olur. Kapasitans C tahmini ise daha karmaşıktır. Çünkü kapasitans her bir halka üzerinde bulunan yarıktan kaynaklanabileceği gibi iki halka arasında bulunan açıklıktan da kaynaklanabilir. Akım ve yük dağılımı için yapılan analiz sonucuna göre dışarıdan uygulanan manyetik alan tarafından oluşturulan akım çizgileri halka üzerindeki yarığa geldiği noktada halkalar arasındaki açıklıktan karşıya diğer halkaya geçecek şekilde karmaşık bir yol izler (Baena

vd. 2004). Bundan dolayı iki halka arasındaki kapasitans elde edilen toplam kapasitansın baskın kaynağını oluştururken her bir halkadaki yarıktan kaynaklı oluşan kapasitans göreceli olarak ihmal edilebilir. Halka şeklindeki iki elektrot arasındaki toplam kapasitans, $C_0 \approx 2\pi r\varepsilon_0 (c+t) / d$, buradaki eşdeğer kapasitans değeri için iyi bir çözüm değildir. Çünkü çift yarık halka rezonatör yapısı birbirine seri bağlı iki ayrı kapasitörü ifade etmektedir. Rezonatörün her bir yarısının $C_0/2$ değeri ile ifade edilen ayrı bir kapasitörden oluştuğu düşünüldüğünde çift yarık halka rezonatörün rezonans frekansı için toplam eşdeğer kapasitansı $C \approx C_0/4$ olarak hesaplanır (Baena vd. 2004).

2.4.4 Negatif elektriksel geçirgenlik sabitinin elde edilmesi

Elektriksel geçirgenlik sabitinin negatif elde edilmesi için ince tellerin metalik bir ağı olarak metamateryaller kullanılır. Havayla ayrılmış ince metalik katmanlar içeren periyodik ortamlar etkin olarak plazma frekansıyla sönümlenen ortamlar gibi hareket ederler.

Vakum katmanın kalınlığı (metal katmanlar arasındaki uzaklık, örgü sabiti) $l_b = Nl_a$ ve metalik katmanların kalınlığı $l_a = \frac{\lambda_p}{4} = \pi c/2\omega_p$ olan ince metal tabakaların periyodik dizilimiyle oluşan bir yapı hesaba alındığında, N=1000 gibi bir değer alıp $l_a \ll l_b$ koşulu ile ortam metalin plazma frekansından çok daha küçük frekanstaki dalgaların yayılımına izin verir. Sistemin etkin plazma frekansı sistemin konum uzayındaki periyodu (l_b) ile ters orantılı olarak azalır. Elektromanyetik dalganın yayılım eşitliğinden ortamın yeni plazma frekansı rolünü üstlenen etkin plazma frekansı denklem (2.27) ile hesaplanır (Markos 2008).

$$\omega_p' = \frac{\pi c}{l_b n_b} \rightarrow \omega_p' = \frac{2\omega_p}{N n_b} \tag{2.27}$$

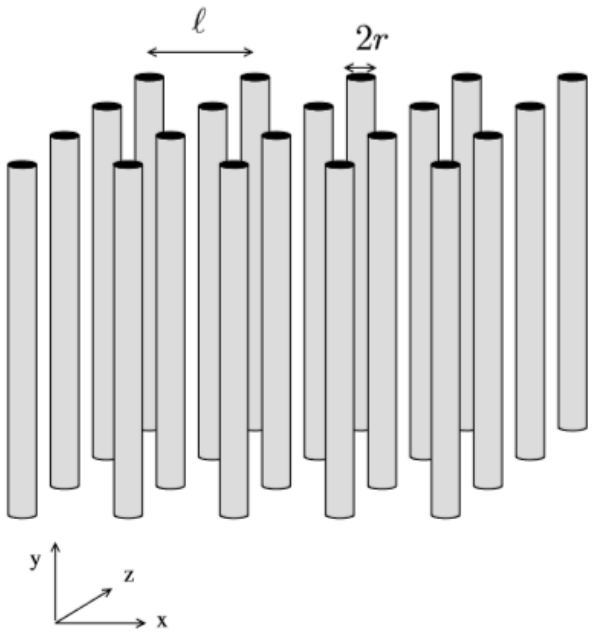
Metalik katman kalınlığı örgü sabitinden çok küçük olduğunda ($l_a \ll l_b$) ortamın sahip olduğu etkin elektriksel geçirgenlik sabiti plazma frekansına (ω_p) ve ortamda yayılan elektromanyetik dalganın frekansına (ω) bağlı olarak denklem 2.28'deki gibi ifade

edilebilir. Bu denklem elektrik alan vektörü metal plakalara paralel yönde (y- yönünde) polarize olmuş bir elektromanyetik alan için geçerlidir.

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{2.28}$$

Eşitlik (2.28)'den ortamda yayılan elektromanyetik dalganın frekansı plazma frekansından küçük olursa etkin dielektrik sabiti ε sabiti negatif değere sahip olacağı görülmektedir. Çalışılan frekans değeri plazma frekansına eşit olduğunda ise etkin dielektrik sabiti sıfır olur ki bu durum kırılma indisinin sıfır elde edilmesiyle sonuçlanır.

Şekil 2.15'de negatif dielektrik sabitinin elde edilmesi için kullanılan periyodik olarak düzenlenmiş ince alüminyum, gümüş, altın vb. metalik teller dizisi görülmektedir.

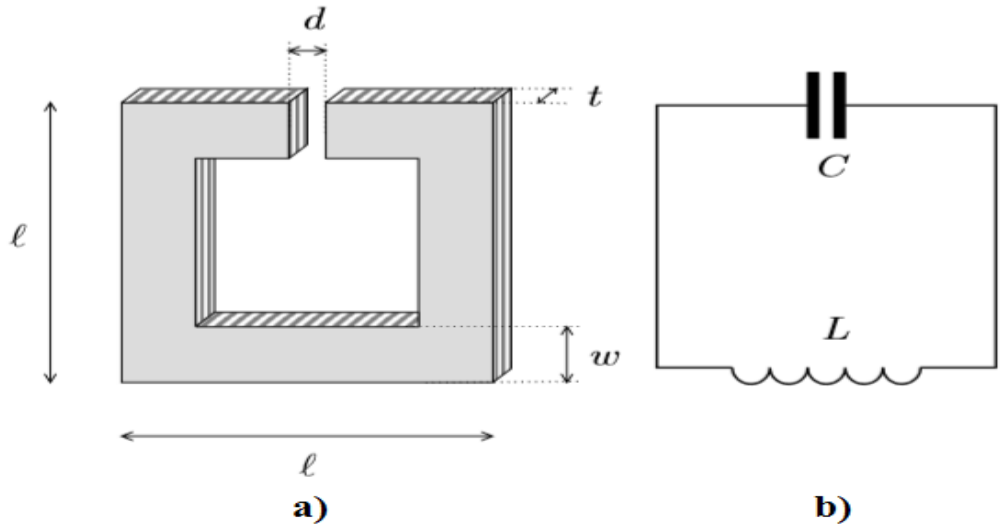


Şekil 2.15 Çok ince metalik kabloların periyodik dizilimini (Markos 2008)

Daha önce metalik katmanlardan oluşan yapıya benzer olarak, eğer kablo yarıçapı örgü sabitinden çok küçük olma ($r<<l$) koşulu sağlanırsa kablo ortamı etkin plazma dielektrik sabitine sahip bir ortam gibi davranır.

2.4.5 Negatif manyetik geçirgenlik sabitinin elde edilmesi

Manyetik tepkinin oluşturulması için kullanılabilecek en basit yapı metal bir halkadır. Ancak metal halkaların periyodik diziliminden oluşan bir yapı etkin manyetik geçirgenliği $\mu < 1$ olan bir diamanyetik ortam oluşturabilmesine rağmen, manyetik geçirgenliği negatif değerlere düşürmek imkânsızdır. Bu ancak ortam titreşimli elementlerden oluşursa mümkün olabilirdi. Salınımlı bir manyetik tepkiye sahip olan en basit yapı yarık metal halkadır. Negatif manyetik geçirgenlik sabitinin elde edilmesi için periyodik bir yarık halka rezonatör dizisi oluşturulur. Bir yarık halka rezonatör eş merkezli ve birbirlerine zıt yönlerde (180°) açıklığa (yarığa) sahip olan iki metalik halka kullanılarak elde edilir (Pendry 1999). Halkalar dairesel veya paralelkenar formunda olabilmektedir. Bu halkalar kendi başlarına birer indüktans gibi davranırken, İç ve dış halka arasındaki boşluğun bir kapasitör görevi üstlenmesi sonucunda LC rezonans devresi eşdeğeri ortaya çıkar.



Şekil 2.16.a. Basit yarık halka rezonatör, b. Yarık halka rezönatöre ait eşdeğere devre (Markos 2008)

Yarık halkanın manyetik tepkisi şekil 2.16'da gösterilen LC devresi ile kıyaslanarak hesaplanır. Yarığı dolduran malzemenin dielektrik sabiti ε_c olmak üzere, şekil 2.16'da görülen yarık halka materyal üzerindeki yarık, bir kapasitör ile ifade edilmektedir. Halka

ise indüktans ile açıklanır. Yarık halkanın göstermiş olduğu kapasitif ve indüktif etkiler sırasıyla denklem (2.29) ve (2.30) kullanılarak hesaplanabilir (Markos 2008).

$$C = \frac{\varepsilon_c(\frac{wt}{d})}{4\pi} \tag{2.29}$$

$$L = \frac{4\pi}{c^2}\frac{l^2}{t} \tag{2.30}$$

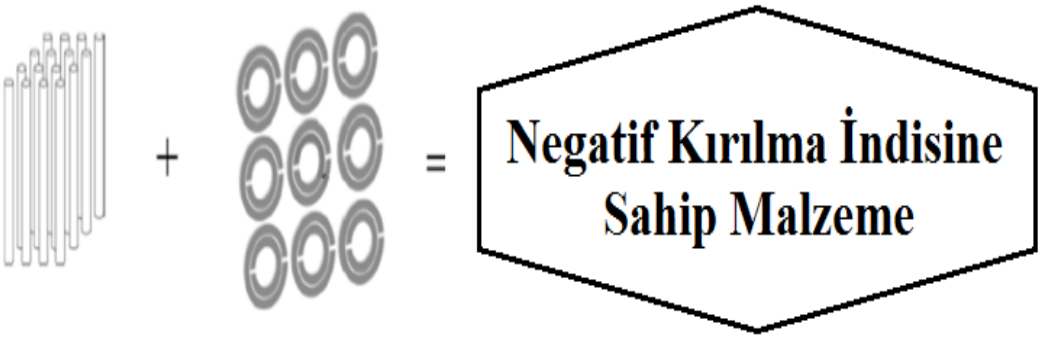
Buradan yarık halkanın rezonans frekansı denklem (2.31) ile elde edilir.

$$\omega_{LC} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \rightarrow \omega_{LC} = \frac{c}{l\sqrt{\varepsilon_c}}\sqrt{\frac{d}{w}} \tag{2.31}$$

Uygun olarak boşluktaki dalga boyu, yarık halka rezonatörün uzunluğu *l* ile doğru orantılıdır.

$$\lambda_{LC} = \frac{2\pi l\sqrt{\varepsilon_c}}{c}\sqrt{\frac{w}{d}} \tag{2.32}$$

Prensip itibariyle, λ_{LC} dalga boyu *l* metal halkanın kenar uzunluğundan çok daha büyük olabilir. Bu durum solak malzemeler ile fotonik kristaller arasındaki önemli bir farkı ortaya koymaktadır. Bir fotonik kristalin çalışma frekansı birim hücrenin boyutuyla aynı mertebeden bir dalga boyuna karşılık gelir. Solak malzemelerin çalışma dalga boyu λ_{LC} birim hücre boyutundan çok daha büyük olabildiği için bu malzemeler etkin homojen bir ortam olarak düşünülebilir. Böylece solak malzemelerin tarifi etkin ortam teorisi kullanılarak kolayca yapılabilmektedir.



Şekil 2.17 Negatif kırılma indisli malzeme bileşenleri, İnce tel ve yarık halka rezonatör kombinasyonu

Negatif kırılma indisli malzeme oluşturulmasında birinci bileşen olarak negatif elektriksel geçirgenlik elde etmek için ince metal çubukların ve ikinci bileşen olarak negatif manyetik geçirgenlik sabiti için gerekli olan periyodik olarak düzenlenmiş yarık halka rezonatör dizisi şekil 2.17'de görülmektedir.

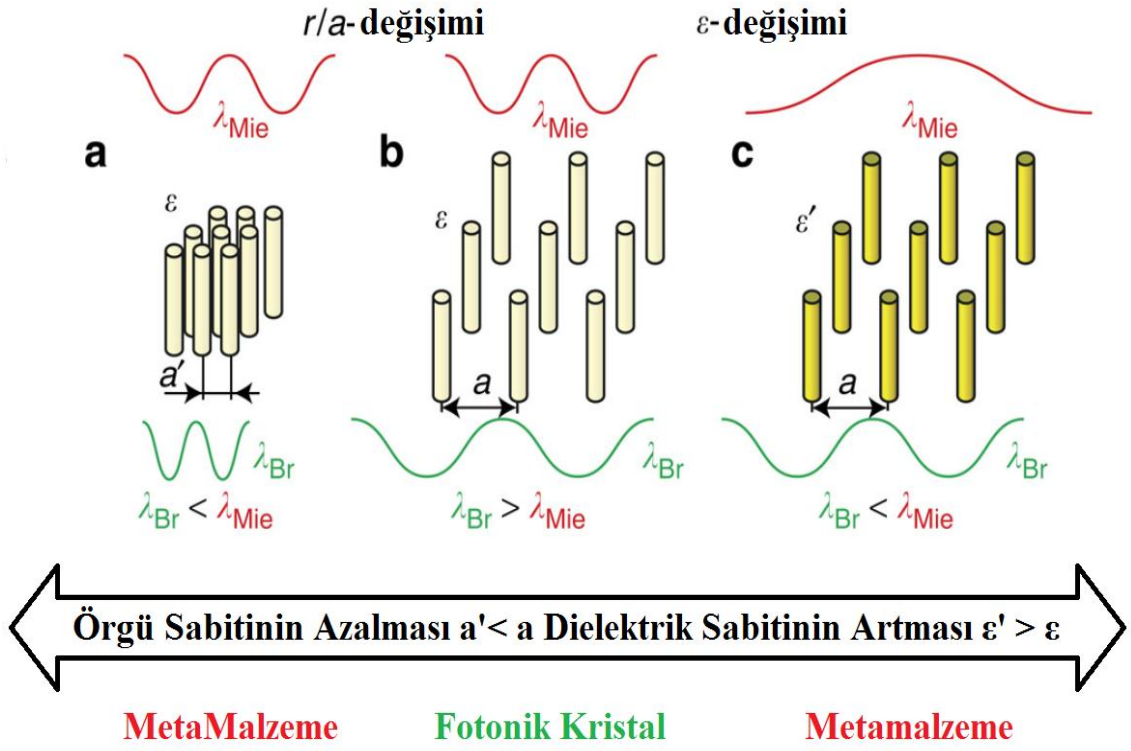
2.5 Fotonik Kristal Metamalzeme Dönüşümü

Atom dizilimleri, örgü vektörlerinin gösterimi, ters örgü vektörünün bulunması gibi özellikler bakımından doğadaki kristallerle oldukça benzer olan fotonik kristaller ve metamalzemeler arasında bazı farklılıklar bulunmaktadır.

Bir saçıcının boyutu, gelen elektromanyetik dalganın dalga boyu ile aynı mertebede olduğunda Mie saçılması gözlenir. Boyut parametresi $\alpha = 2\pi r/\lambda$ olarak tanımlandığından, Mie saçılması için bu değer $\alpha \sim 1$'dir. Boyutları gelen elektromanyetik dalganın dalga boyundan çok daha küçük olan saçıcılar söz konusu olduğunda ise, $\alpha \ll 1$, Rayleigh saçılması gözlenir.

Fotonik kristallerde örgü parametresi, a, gelen elektromanyetik dalganın dalgaboyu ile aynı mertebedeyken, metamalzemelerde durum farklıdır. Homojen malzemelerin doğasında olan kırılma özelliğinin saçılma ve difüzyon etkisinden daha baskın olabilmesi için gerekli olan koşul metamalzemelerde de aranır. Böylece birim hücrenin boyutunun, x, gelen dalganın dalga boyunun dörtte birinden daha küçük olması $x < \frac{\lambda}{4}$ koşulu

koşulu sağlanmalıdır. Fotonik kristalde metamalzemelere geçiş için gerekli olan koşullar şekil 2.17'de şematik olarak gösterilmektedir. Düşük frekans - uzun dalga boyu limitinde ($\lambda_{bragg} < \lambda_{Mie}$) klasik homojenizasyon koşulunu karşılayabilmek için iki alternatif yol bulunmaktadır. Bunlardan ilki örgü sabitini (a) küçültmek, yani doluluk oranını (r/a) artırmaktır. Diğer alternatif ise saçıcıların dielektrik sabitini artırmaktır.



Şekil 2.18 Fotonik kristalden metamalzemeye geçiş (Rybin vd. 2015)

Böylelikle örneğin optik frekans bandında etkinlik gösteren fotonik kristal yapının boyutlarında ve elektromanyetik özelliklerinde yapılacak değişiklikler ile mikrodalga frekans bandında etkin olacak bir metamalzeme formuna geçiş yapmak mümkündür.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tez çalışmasında değişik frekans bölgelerinde etkinlik gösteren ve doğada bulunan malzemelerden farklı elektromanyetik özellikler sergilemesi beklenen 4 ayrı yapı tasarlanmıştır. Bu yapay malzemelerden iki tanesi optik frekans bölgesinde çalışan fotonik kristal yapısındaki optik ara bellek ve tampon bölge, diğer iki tanesi de mikro dalga frekans bölgesinde çalışan frekans seçici yüzeylerdir. Başlangıçta teorik çözümlemeler yapılarak bu yapıların sahip olması istenen elektromanyetik özellikler belirlenmiştir. Daha sonra zaman bölgesinde sonlu farklar yöntemine dayanan simülasyon programları sayesinde analizine devam edilen yapılardan mikrodalga mertebesinde faaliyet gösteren 2 tanesi üretilmiş ve deneysel ölçümler alınmıştır. Fotonik kristallerde ve meta malzemelerde ışığın davranışının incelenmesi ve oluşturulan yeni yapıların elektromanyetik özelliklerinin analiz edilmesi teorik, simülasyon destekli ve deneysel yöntemler ile sağlanmıştır.

Simülasyon ortamında gerçekleştirilen optik ara bellek tasarımında mekanik dayanımı yüksek bir malzeme olan lityum niyobat, fotonik kristal tampon bölge tasarımında silisyum ve frekans seçici yüzey tasarımında ise üzeri bakır kaplamalı Arlon25N preslenmiş seramik malzemesi kullanılmıştır.

Silikon içinde hava halkalarından oluşturulan iki boyutlu fotonik kristal tampon bölgenin ve Lityum Niyobat ($LiNbO_3$) fotonik kristal optik arabelleğin tasarlanması ve analizi için zaman bölgesinde sonlu farklar (FDTD) yöntemine dayanan Crystal Wave programı kullanılmıştır. Yapının bant diyagramları ve eş frekans yüzeyleri FDTD metodu ile hesaplanmıştır.

Arlon 25 N isimli üzeri bakır kaplamalı dielektrik malzemeden elde edilen soğurucu nitelikteki frekans seçici meta malzemenin tasarımı ve analizi ise yine FDTD metoduna dayanan Comsol Multiphysics Programında gerçekleştirilmiştir. Teorik olarak ve simülasyon ortamındaki çözümleme ve analizler tamamlandıktan sonra deneysel ölçümlerin alınması için istenen numuneler fotolitografi yöntemiyle üretilmiştir. Son

olarak etkin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının hesaplaması için Nicolson Ross Weir (NRW) ve etkin parametre yöntemleri kullanılmıştır.

3.1 Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar Yöntemi

Elektromanyetik problemlerin çözümünde sıklıkla kullanılan zaman bölgesinde sonlu farklar yöntemi (FDTD) hem kavramsal hem de uygulanabilirliği açısından tam dalga tekniklerinin en basit olanıdır. Birçok alandaki farklı problemlerin çözümüne olanak sağlayabilmektedir.

Karmaşık problemleri çözebilir ancak bu genellikle hesaplama açısından uğraştırıcı olur. Çözümler büyük miktarda hafıza ve hesaplama zamanı gerektirebilir. FDTD yöntemi rezonans bölgesi teknikleri ile kabaca bir uyum içindedir. Örneğin ilgilenilen bölgenin karakteristik ölçüleri dalga boyu mertebesinde ve eğer bir cisim dalga boyuna göre çok küçük ise, yarı statik yaklaşımlar genellikle daha etkili çözümler sağlar. Şayet dalga boyu fiziksel özellikler ile karşılaştırıldığında fazlasıyla küçük olursa bu defa problemi çözmek için diğer teknikler çok daha etkili çözüm yolları sunabilir. FDTD yöntemi Maxwell eşitliklerinde yer alan hem uzaysal hem de zamansal türevlere yaklaşımı olarak sonlu farkları kullanır. Özellikle Amper ve Faraday Yasaları önemli bir role sahiptir.

Kendisi ve türevi her noktada sürekli olan bir f(x) fonksiyonunun x_0 noktasında $\pm\frac{\delta}{2}$ öteleme ile Taylor serisine açılması ile bu fonksiyona ait türev çok küçük bir hata miktarı ile hesaplanabilir (denklem 3.1). Bu hata miktarı türevi alınan iki nokta arasındaki mesafenin karesine bağlı bir fonksiyon olup, $O(\delta^2)$ olarak ifade edilmektedir.

$$\left.\frac{df(x)}{dx}\right|_{x=x_0} = \frac{f\left(x_0+\frac{\delta}{2}\right)-f\left(x_0-\frac{\delta}{2}\right)}{\delta} + O(\delta^2) \tag{3.1}$$

Türevi hesaplanan iki nokta arasındaki mesafe çok küçük ise buna bağlı olarak denklem (3.1)'deki hata payı ihmal edilir. Böylece merkezi fark yaklaşımı ile f(x) fonksiyonunun türevi denklem (3.2) ile bulunur.

$$\left.\frac{df(x)}{dx}\right|_{x=x_0} = \frac{f\left(x_0+\frac{\delta}{2}\right)-f\left(x_0-\frac{\delta}{2}\right)}{\delta} \tag{3.2}$$

FDTD yöntemi aslında bir tür tekrarlama yöntemi ile elektrik ve manyetik alanların birlikte hesaplanmasına dayanmaktadır. Bu işlem için Yee algoritması olarak bilinen 1966 yılında Kane Yee tarafından kayıpsız ortamlar için Maxwell denklemlerini sonlu farklar denklemleri biçiminde yazılmasıyla türetilmiş bir algoritma kullanılmaktadır (Schneider 2011). FDTD yöntemin temel olarak anlaşılması için bir boyutta yapılan bir inceleme yeterli olacaktır.

3.1.1 Bir boyutta zamanda sonlu farklar yöntemi

Zamanda sonlu farklar yönteminin bir boyutta temel olarak anlaşılması için yalnızca x yönünde değişimler olan bir boyutlu uzay ele alınacaktır. Elektrik alanın sadece bir z-bileşenine sahip olduğu varsayılırsa Faraday yasası denklem (3.3) ile ve Amper yasası denklem (3.4) ifade edilir.

$$-\mu\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = \nabla \times \boldsymbol{E} = \begin{vmatrix} a_x & a_y & a_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \boldsymbol{E}_z \end{vmatrix} = -a_y\frac{\partial \boldsymbol{E}_z}{\partial x} \tag{3.3}$$

$$\varepsilon\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \nabla \times \boldsymbol{H} = \begin{vmatrix} a_x & a_y & a_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \boldsymbol{H}_y & 0 \end{vmatrix} = a_z\frac{\partial \boldsymbol{H}_y}{\partial x} \tag{3.4}$$

Denklem (3.3) ve (3.4)'den iki skaler eşitlik eldilir.

$$\mu\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{E}_z}{\partial x} \tag{3.5}$$

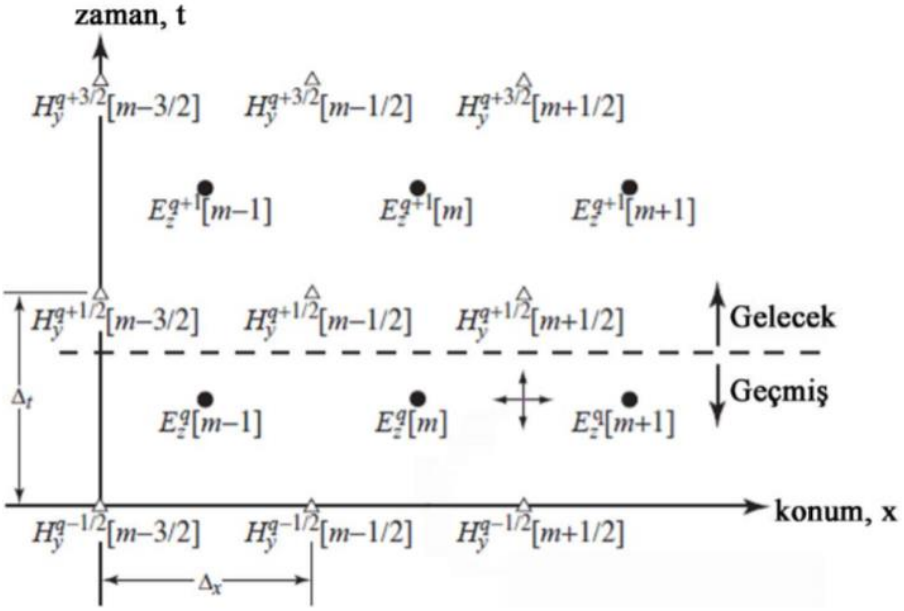
$$\varepsilon \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{H}_y}{\partial x} \tag{3.6}$$

Burada denklem (3.5) manyetik alanın zamana göre değişiminin elektrik alanın konuma göre değişimi cinsinden bulunmasını sağlar. Benzer olarak denklem (3.6) ise elektrik alanın zamana göre değişimini manyetik alanın konuma göre değişimi cinsinden bulabilmemize olanak verir. Bu eşitlikler sırasıyla manyetik ve elektrik alanın zaman içinde ilerletilmeleri için kullanılırlar. Öncelikle bir alanın zamanla ilerlemesi sonra diğer alanın ilerlemesi bulunur ve bu işlem tekrarlanır. Bir sonraki işlem denklem (3.5) ve (3.6)' da bulunan türevleri sonlu farklar karşılıkları ile değiştirmektir. Bunun için zaman ve konum uzayının birbirinden ayrıştırılması gereklidir. Δx ardışık iki nokta arasındaki mesafe ve Δt zamanda ardışık iki nokta arasındaki süre olmak üzere alanın konum ve zamandaki yeri denklem (3.7) ve (3.8) ile gösterilir. Bu denklemlerde yer alan m konum adımlarının, q ise zaman adımlarının sayısını belirtmektedir.

$$\boldsymbol{E}_z(x,t) = \boldsymbol{E}_z(m\Delta_x, q\Delta_t) = \boldsymbol{E}_z^q[m] \tag{3.7}$$

$$\boldsymbol{H}_y(x,t) = \boldsymbol{H}_y(m\Delta_x, q\Delta_t) = \boldsymbol{H}_y^q[m] \tag{3.8}$$

Burada konum uzayı yalnızca bir boyutta hesaba katılmasına rağmen, zaman uzayı diğer bir boyut olarak düşünülebilir. Dolayısıyla iki boyutlu bir problem yapısı söz konusudur. Elektrik ve manyetik alanın zaman ve uzayda nasıl düzenleneceği araştırılır.



Şekil 3.1 Konum ve zaman uzayında elektrik ve manyetik alan düğüm noktalarının düzenlenmesi (Schneider 2011)

Elektrik alan düğümleri dairelerle, manyetik alan düğümleri ise üçgenlerle gösterilmektedir. Kesikli çizgiyle ayrılmış ok işaretleriyle belirtilen zamanda Hy manyetik alanının güncelleme denklemi yazılmıştır.

Bir boyutta elektrik ve manyetik alan düğüm noktalarının zaman - konum uzayı içindeki düzenini göstermekte olan şekil 3.1'de kesikli çizginin altında kalan tüm alanların bilindiği ve üstünde kalan alanların ise bilinmediği varsayılmaktadır. Böylece kesikli çizginin üst ve alt kısımlarını sırasıyla gelecek ve geçmiş olarak hesaba alabiliriz. FDTD algoritması elektrik ve manyetik alanların geçmişteki bilinen değerlerinden yola çıkarak gelecekteki değerlerinin bulunmasını sağlar. Şekil 3.1'de gösterildiği gibi ((m + 1/2)Δx,qΔt) konum - zaman noktasında Faraday Yasasını yazılarak yarım zaman aralığı ilerlenir.

$$\mu \frac{\partial \boldsymbol{H}_y}{\partial t}\Big|_{\left(m+\frac{1}{2}\right)\Delta x, q\Delta t} = \frac{\partial \boldsymbol{E}_z}{\partial x}\Big|_{\left(m+\frac{1}{2}\right)\Delta x, q\Delta t} \tag{3.9}$$

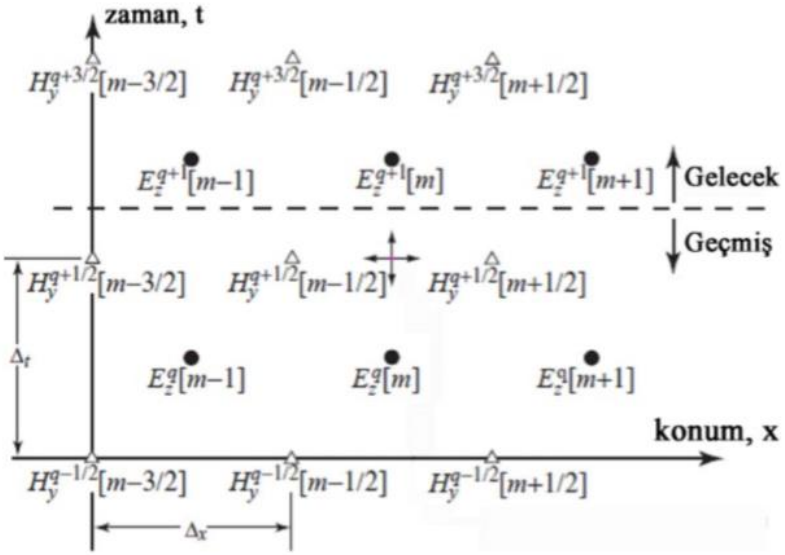
Denklem 3.9'daki türevler yerine sonlu farklar karşılıkları yazılırsa denklem (3.10) bulunur.

$$\mu \frac{\boldsymbol{H}_y^{q+1/2}\left[m+\frac{1}{2}\right]-\boldsymbol{H}_y^{q-1/2}[m+\frac{1}{2}]}{\Delta t} = \frac{\boldsymbol{E}_z^q[m+1]-E_z^q[m]}{\Delta x} \tag{3.10}$$

Bu denklemden gelecekteki $\boldsymbol{H}_y^{q+1/2}$ ifadesi denklem (3.11) ile bulunmuş olur.

$$\boldsymbol{H}_y^{q+1/2}\left[m+\frac{1}{2}\right] = \boldsymbol{H}_y^{q-1/2}\left[m+\frac{1}{2}\right] + \frac{\Delta t}{\mu \Delta x}(\boldsymbol{E}_z^q[m+1] - E_z^q[m]) \tag{3.11}$$

Herhangi bir manyetik alan düğümüne uygulanması mümkün olan güncelleme eşitliği olarak bilinen bu genel ifade denklem (3.11)'de Hy alanını güncellemek için kullanılmıştır. Güncelleme eşitliği Hy alanının yalnızca bir önceki değerine ve komşu elektrik alana bağlı olarak gelecekteki değerini gösterir. Güncelleme denklemi tüm manyetik alan düğümlerine uygulandığında geçmiş ve gelecek arasındaki kesikli çizgi yarım zaman aralığı kadar ilerlemiş olur. Manyetik alanın güncellenmesiyle elde edilen konum – zaman sisteminin şekil 3.2'de yer alan gösterimi geçmişle geleceği birbirinden ayıran kesikli çizginin ilerleyişi haricinde şekil 3.1 ile aynıdır.



Şekil 3.2 Konum ve zaman uzayında elektrik ve manyetik alan düğüm noktalarının yeniden düzenlenmesi (Schneider 2011)

Ok işaretleriyle belirtilen nokta için Ez elektrik alanının güncelleme denklemi yazılmıştır.

Faraday Yasası kullanılarak manyetik alanın güncellenmesinden sonra elektrik alanın güncellenmesi için benzer şekilde $m\Delta x, (q+\frac{1}{2})\Delta t$ noktasında Amper yasası yazılır.

$$\varepsilon \frac{\partial \boldsymbol{E}_z}{\partial t}\Big|_{m\Delta x,(q+\frac{1}{2})\Delta t} = \frac{\partial \boldsymbol{H}_y}{\partial x}\Big|_{m\Delta x,(q+\frac{1}{2})\Delta t} \tag{3.12}$$

Denklem (3.12)'deki türevler yerine sonlu farklar karşılıkları yazılırsa denklem (3.13) bulunur.

$$\varepsilon \frac{\boldsymbol{E}_z^{q+1}[m]-E_z^q[m]}{\Delta t} = \frac{\boldsymbol{H}_y^{q+1/2}[m+\frac{1}{2}]-\boldsymbol{H}_y^{q+\frac{1}{2}}[m-\frac{1}{2}]}{\Delta x} \tag{3.13}$$

Bu denklemden gelecekteki $\boldsymbol{E}_z^{q+1}[m]$ ifadesi denklem (3.14) ile bulunmuş olur.

$$\boldsymbol{E}_z^{q+1}[m] = E_z^q[m] + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x}(\boldsymbol{H}_y^{q+\frac{1}{2}}[m+\frac{1}{2}] - \boldsymbol{H}_y^{q+\frac{1}{2}}[m-\frac{1}{2}]) \tag{3.14}$$

Denklem (3.14) sayesinde Ez alanı güncellenmiştir. Güncelleme denklemleri her elektrik ve manyetik alan düğümü için geçerlidir. Ez alanının gelecekteki değeri alanının yalnızca bir önceki değerine ve komşu manyetik alana bağlı olarak bulunur. Güncelleme denklemi tüm elektrik alan düğüm noktalarına uygulandığında geçmiş ve gelecek arasındaki kesikli çizgi yarım zaman aralığı kadar ilerlemiş olur. Elektrik ve manyetik alanların gelecekteki tüm değerlerinin bu yolla bulunması mümkündür. Böylelikle konum – zaman uzayındaki tüm elektrik ve manyetik alanlar çözümlenmiş olur.

3.2 Nicolson Ross Weir(NRW) Yöntemi

Bir malzeme-hava ara yüzünde iletim ve yansıma katsayılarının ölçümü için uygun saçılma eşitliği numunenin karmaşık elektriksel ve manyetik geçirgenliğini, 2 referans düzlemin yönelimlerini ve örneğin uzunluğunu içerir. İlk olarak yansıma ve iletim ölçümleri için temel prensip tartışılacaktır. Çalışmanın sürdürüleceği örnek x-eksenindeki bir iletim hattına yerleştirilmiş olsun. Saçılma eşitliği genellikle örnek ara yüzündeki

elektrik alanı analiz etmek için kullanılır. Elektrik alanı, iletim hattının üç bölümünde **E_1, E_2 ve E_3** olarak varsayalım. Normalize gelen bir dalga için, ω açısal frekans, c vakum ortamındaki ışık hızı, γ_0 ve γ sırasıyla boş uzayla dolu iletim hattının ve numunenin yayılma sabitleri, ε_0 ve μ_0 vakumdaki dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleri, ε_r^* ve μ_r^* numuneye ait karmaşık dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleri olmak üzere,

$$\gamma = j\sqrt{\frac{\omega^2\mu_r^*\varepsilon_r^*}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \tag{3.15}$$

$$\gamma_0 = j\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \tag{3.16}$$

$$\varepsilon = (\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'')\varepsilon_0 = \varepsilon_r^*\varepsilon_0 \tag{3.17}$$

$$\mu = (\mu_r' - j\mu_r'')\mu_0 = \mu_r^*\mu_0 \tag{3.18}$$

Elektrik alan ifadeleri aşağıda görüldüğü gibi yazılır.

$$E_1 = e^{-\gamma_0 x} + C_1 e^{\gamma_0 x} \tag{3.19}$$

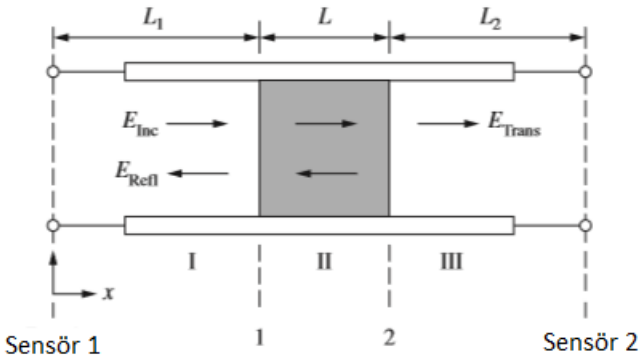
$$E_2 = C_2 e^{-\gamma x} + C_3 e^{\gamma x} \tag{3.20}$$

$$E_3 = C_4 e^{-\gamma_0 x} \tag{3.21}$$

Λ_0 boş uzayın dalgaboyu, λ_c iletim hattının kesilme dalga boyudur ve koaksiyel hat gibi TEM modundaki bir iletim hattı için $\lambda_c = \infty$ değerindedir. Buradaki Ci (i = 1,2,3,4) katsayıları elektrik alan ve manyetik alanın sınır koşullarından Maxwell denklemleri sayesinde bulunur. Sınır koşullarına göre elektrik alanın ara yüzeylerde teğetsel bileşeni süreklidir.

$$E_I|_{x=L_1} = E_{II}|_{x=L_1} \tag{3.22}$$

$$E_{II}|_{x=L_1+L} = E_{III}|_{x=L_1+L} \tag{3.23}$$



Şekil 3.3 İletim hattı içinde numune içinden iletilen ve numuneden yansıyan elektromanyetik dalgalar (Chen vd. 2004)

İletim hattının giriş ve çıkışından numuneye olan uzaklık sırasıyla L_1 ve L_2 değerindedir. Numunenin uzunluğu L kadardır ve böylece iletim hattının toplam uzunluğu $L_{hava} = L_1 + L_2 + L$ kadar olur. Manyetik alanın sınır koşulu gereğince yüzeyde hiç akım olmadığı varsayıldığında, manyetik alanın teğetsel bileşeni ara yüzeyler üstünde sürekli olacaktır.

$$\frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\partial E_I}{\partial x}\Big|_{x=L_1} = \frac{1}{\mu_0\mu_r}\cdot\frac{\partial E_{II}}{\partial x}\Big|_{x=L_1} \tag{3.24}$$

$$\frac{1}{\mu_0\mu_r}\cdot\frac{\partial E_{II}}{\partial x}\Big|_{x=(L_1+L)} = \frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\partial E_{III}}{\partial x}\Big|_{x=(L_1+L)} \tag{3.25}$$

Bu çözümlerin sonucunda bir iletim hattı içindeki numuneden yansıyan ve iletilen elektromanyetik dalga sonucundaki saçılma parametreleri elde edilir (Chen vd. 2004). İzotropik ortamlarda $S_{12} = S_{21}$ saçılma parametreleri birbirine eşittir. (Baker-Jarvis vd. 1990).

$$S_{11} = R_1^2\,\frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2T^2} \tag{3.26}$$

$$S_{21} = R_1 R_2 \frac{T(1-\Gamma^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \tag{3.27}$$

$$S_{22} = R_2^2 \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \tag{3.28}$$

Z_0 ile Z sırasıyla boş ve dolu iletim hattının empedansı ve T ile Γ sırasıyla iletim ve yansıma katsayılarıdır.

$$Z = \frac{j\omega\mu_0\mu^*}{\gamma} \tag{3.29}$$

$$Z_0 = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_0} \tag{3.30}$$

$$T = e^{-\gamma L} \tag{3.31}$$

$$\Gamma = \frac{Z-Z_0}{Z+Z_0} = \frac{\gamma_0\mu^*-\gamma}{\gamma_0\mu^*+\gamma} \tag{3.32}$$

Koaksiyel iletim hattı için kesilim dalga boyu sonsuz olduğundan dolayı yansıma katsayı için yazılan ifade denklem 3.33'deki halini alır.

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}-1}}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}+1}} \tag{3.33}$$

Ek olarak boş örnek tutucu için iletim saçılma parametresi S_{21};

$$S_{21}^0 = e^{-\gamma_0 L} \tag{3.34}$$

olarak elde edilir. Bu denklemlerin farklı kombinasyonları ile numuneye ait karmaşık geçirgenlik sabitlerini (ε_r, μ_r) bulmak mümkündür. Bu sabitlerin bulunması için sıkça kullanılan yöntemlerden biri Nicolson-Ross-Weir (NRW) Metodudur. Nicolson, Ross ve

Weir tarafından bulunan eşitlikler (Nicolson ve Ross 1970) ölçüm ile elde edilen saçılma (S) parametrelerinden yansıma ve iletim ifadeleri türetilerek materyale ait karmaşık elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının bulunmasına olanak verir.

Sonuç olarak NRW metodu 2 basamaktan oluşur;

İlk basamakta ölçüm sonucu elde edilen ve 3.26-3.28 denklemleri ile tanımlanan saçılma parametrelerinden yansıma ve iletim katsayıları ile dalga boyuna ait ifadeler elde edilir.

$$K = \frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2)+1}{2S_{11}} \tag{3.35}$$

Denklem 3.35'de yapılan tanımdan sonra yansıma katsayısı denklem 3.36'deki gibi ifade edilir.

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \tag{3.36}$$

Bu denklemde pozitif ya da negatif işaretin doğru seçimi için $|\Gamma| \leq 1$ koşuluna bakılır. İletim katsayısı ise denklem 3.37 ile ifade edilir.

$$T = \frac{(S_{11}+S_{21})-\Gamma}{1-(S_{11}+S_{21})\Gamma} \tag{3.37}$$

$\frac{1}{\lambda} = j(\frac{\gamma}{2\pi})$ denklemi, λ_g numuneye ait dalga boyu olmak üzere $Re\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{\lambda_g}$ ifadesi ile benzerdir,

$$\lambda_{0g} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \tag{3.38}$$

iletim katsayısının sanal kısmı, n sabit olmak üzere, $2\pi n$ değerinin pozitif değerlerinin açısı ile dengeli olduğundan 3.39 denklemi sonsuz değer alır. Bu denklem belirsizdir

çünkü materyalin uzunluğu L, dalga boyunun katı ile arttığı zaman iletim katsayısının T fazı değişmez.

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left[\frac{1}{2\pi L}\ln\left(\frac{1}{T}\right)\right]^2 \tag{3.39}$$

NRW metodunun ikinci basamağında, materyale ait karmaşık elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları elde edilir.

$$\mu_r = \frac{\lambda_{0g}}{\lambda}\left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}\right) = \frac{1+\Gamma}{(1-\Gamma)\lambda\sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_0^2}\right)-\left(\frac{1}{\lambda_c^2}\right)}} \tag{3.40}$$

$$\varepsilon_r = \frac{\lambda_0^2}{\mu_r\left[\left(\frac{1}{\lambda_c^2}\right)-\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)\right]} \tag{3.41}$$

3.3 Etkin Parametre Yöntemi

Boughriet vd. (1997) etkin elektromanyetik parametreleri ε_{eff} ve μ_{eff} (etkin elektriksel ve manyetik geçirgenlik sabiti) tanımlayarak, dalga boyunun buçuklu katlarındaki frekanslarda hata piklerini önlemek için bir çözüm yolu ileri sürmüşlerdir (Boughriet vd. 1997).

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\varepsilon_{eff}}}-1}{\sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\varepsilon_{eff}}}+1} \tag{3.42}$$

$$T = \exp\left(-j\frac{2\pi}{\lambda_{0g}}\sqrt{\mu_{eff}\varepsilon_{eff}}L\right. \tag{3.43}$$

$$\gamma = \gamma_0\sqrt{\mu_{eff}\varepsilon_{eff}} \tag{3.44}$$

$$Z = Z_0\sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\varepsilon_{eff}}} \tag{3.45}$$

Etkin elektromanyetik parametrelerin ε_{eff} ve μ_{eff} 'in ölçüm hücresinde bir TEM yayılımı olduğunu varsayması sayesinde, elde edilen sonuçlar TM_{01} yayılımlı mikro şerit veya dikdörtgen dalga kılavuzu gibi diğer ölçüm hücreleri için genişletilebilir (Boughriet vd. 1997).

Denklem 3.42 ve 3.43 tekrar düzenlenirse etkin elektromanyetik parametreler için aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$\mu_{eff} = \frac{\lambda_{0g}}{\lambda}.\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \tag{3.46}$$

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\lambda_{0g}}{\lambda}.\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \tag{3.47}$$

Denklem 3.44 ve 3.45 kullanılarak ise etkin elektromanyetik parametreler ε_{eff} ve μ_{eff} ile materyal özellikleri arasındaki ilişki bulunabilir.

$$\mu_r = \mu_{eff} \tag{3.48}$$

$$\varepsilon_r = \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2}\right)\varepsilon_{eff} + \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2}.\frac{1}{\mu_{eff}} \tag{3.49}$$

Denklem 3.42'den bu yana verilen bu bağıntıların esas alarak, Boughriet vd. dielektrik materyallerin elektriksel geçirgenliğini belirlemek için yeni bir ifade türetmişlerdir. Dielektrik materyaller için $\mu_r=\mu_{eff}=1$ 'dir. Böylece denklem 3.46 ile 3.47 kullanılarak etkin elektriksel geçirgenlik katsayısı (etkin dielektrik sabiti) hesaplanır.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{eff}\mu_{eff} = \frac{\lambda_{0g}^2}{\lambda^2} \tag{3.50}$$

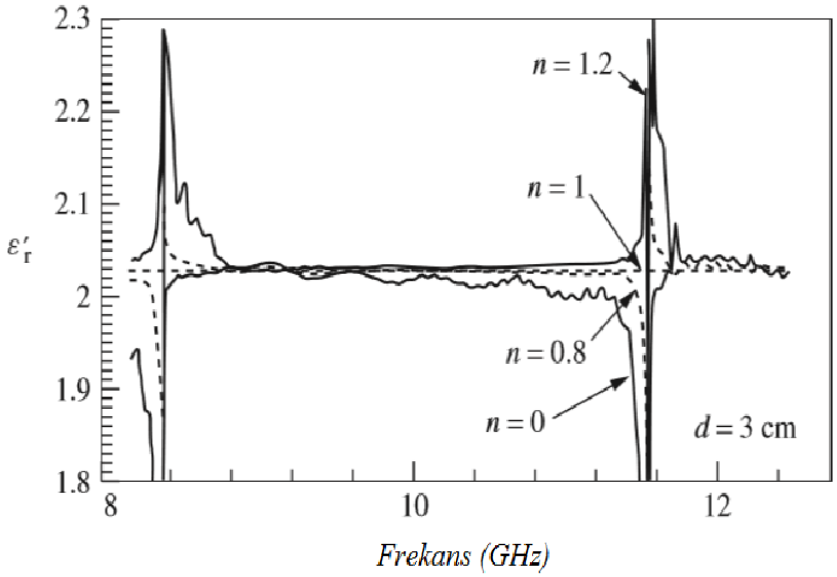
Etkin dielektrik sabiti hesabı yapılırken, denklem 3.45 ve 3.46 yer alan ve hata piklerinin kaynağı olan $\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}$ terimleri elimine edilmesiyle hata pikleri önlenmiş olur (Boughriet vd. 1997).

Dielektrik materyallerin etkin elektromanyetik parametrelerini tanımlayan daha genel bir ifade yazmak mümkündür.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{eff}{\mu_{eff}}^{n} = \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}\right)^{n-1}\left(\frac{\lambda_{0g}}{\lambda}\right)^{n+1} \tag{3.51}$$

Buradaki n katsayısı reel bir sayıdır ve pozitif ya da negatif değerler alabilir. Dielektrik materyaller için genelleştirilmiş olan bu eşitlik n katsayısı sıfıra eşit olduğunda n=0, NRW metodunu ifade ederken n=1 olduğunda ε_{eff} denklem 3.50 'da olduğu gibi elde edilir.

Aşağıda şekil 3.4'deki grafik farklı n değerleri için, poli tetra flor etilenin hesaplanmış elektriksel geçirgenliğinin frekansa bağlı değişimini göstermektedir. Bu grafikten görüleceği üzere n katsayısı 1'e yaklaştıkça hata piki genliği azalır ve n=1 olduğunda ise tamamen kaybolur (Boughriet vd. 1997).



Şekil 3.4 Farklı n değerlerinde Poli tetra flor etilen için hesaplanan elektriksel geçirgenlik sabitinin frekansla değişimi (Boughriet vd. 1997)

3.4 Arlon25 N Preslenmiş Seramik Malzemesinin Fiziksel Özellikleri

Arlon 25N baskı devre kart yüzeyi olarak kullanılmak üzere oluşturulmuş cam elyaf katkılı sıkıştırılmış seramikten oluşan bileşik bir materyaldir. İki yüzü 35 µm bakır ile kaplı 0.76 mm kalınlığındaki dielektrik malzemeden oluşmaktadır. Dielektrik malzemenin elektriksel geçirgenlik sabiti $\varepsilon = 3.38 \pm 0.06$ ve kayıp tanjantı ise 10GHz frekansında $tan\delta < 0.0025$ değerindedir. Epoksi veya polimit malzeme ile karşılaştırıldığında yumuşak bir materyaldir. Asitle eritme, soyma, geliştirme işlemlerine uygundur.

Bu malzemeler ısı ile sertleşen bir yapının (thermosetting) düşük dielektrik sabiti özelliğini (örneğin polar olmayan bir organik reçine sistemininin) seramik dolgunun düşük genleşme özelliği ile birleştirir. Düşük dielektrik sabiti, kayıp özellikleri, düşük sıcaklık sabitine sahip olması, mükemmel fiziksel kararlılığı sayesinde Arlon 25N cep telefonları, düşük gürültü yükseltgeçleri, dönüştürücüler ve diğer gelişmiş devre tasarımları gibi kablosuz ve dijital uygulamalar için kullanılabilecek ideal bir

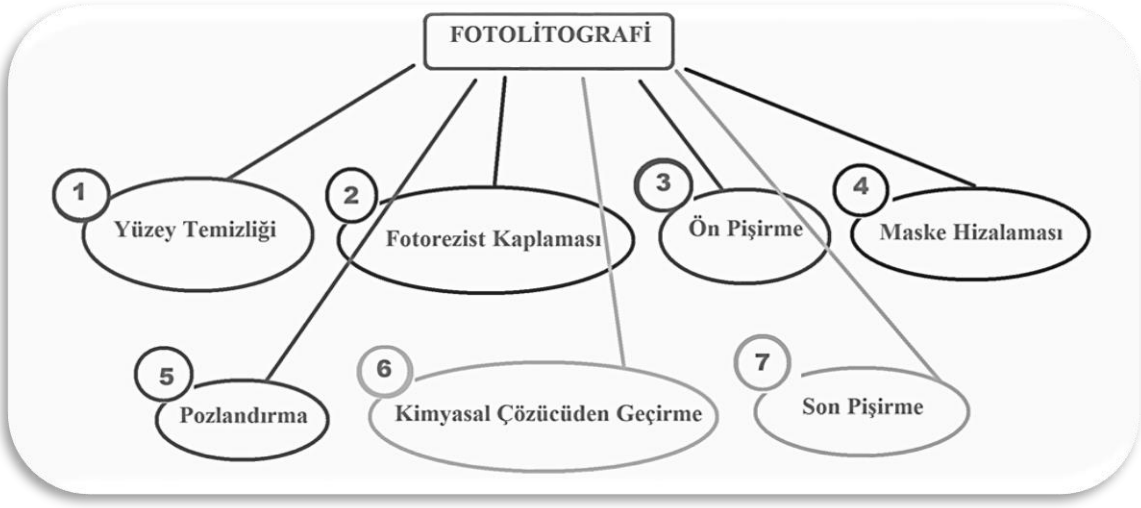
malzemedir. Arlon 25N RF, mikrodalga ve yüksek hızlı dijital aygıt tasarımcıları tarafından gerek duyulan elektriksel performans avantajları sağlamaktadır. Ayrıca geleneksel baskı devre kartı üretiminin maliyeti açısından da avantaja sahiptir.

3.5 Fotolitografi Yöntemi

Litografi kelimesi eski Yunancadan türemiş olup taşa yazma anlamına gelmektedir. Fotolitografi ise ışık ile taşa yazmak demektir. 1820'li yıllarda asfalt taşının ışığa duyarlı olmasından faydalanılarak ilk kez fotolitografi teknolojisi ortaya çıkmıştır.

Fotolitografi, önceden hazırlanmış bir maskedeki geometrik şeklin devre levhası üzerine transfer edilmesi işlemidir. Bu transfer işlemi devre levhasının üzerine ince bir film halinde kaplanacak ışığa duyarlı fotorezist tabakasının şekillendirilmesi ile gerçekleştirilir.

Fotolitografi işlemi yüzey temizliği, fotorezist kaplaması, ön pişirme, maske hizalanması, pozlandırma, kimyasal çözücüden geçirme ve son pişirme olmak üzere yedi işlem basamağından oluşmaktadır.

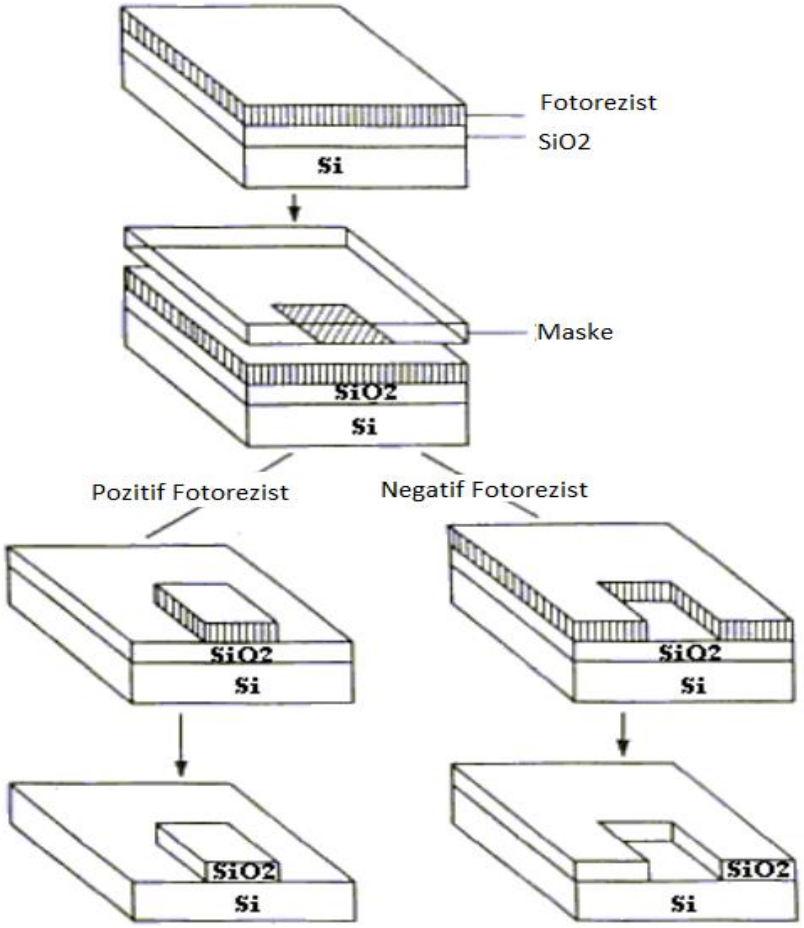


Şekil 3.5 Fotolitografi yönteminin basamakları

İlk olarak devre levhasının yüzeyi organik izlerden, iyonik ve metalik kirlerden kurtulmak amacıyla kimyasal yollarla temizlenir. Bu temizlik işlemi için genellikle aseton (C_3H_6O) ve saf su kullanılır. Yüzey temizliği fotorezist özellikteki maddenin minimum kusurlulukla yüzeye kaplanabilmesi için önemlidir. Yüzey temizliğinden sonra devre levhası suyun kaynama sıcaklığı 100^oC'ye kadar ısıtılmış ısıtıcı plaka üzerine konulur ve böylece varsa yüzeyde kalan su molekülleri de uzaklaştırılmış olunur.

Fotorezist madde devre elemanının üzerine sprey yöntemiyle veya en çok tercih edilen yöntemlerden biri olan 'spin coating' yani döndürülerek kaplama yöntemiyle kaplanır. Spin kaplama yönteminde üzerine fotorezist damlatılan devre levhası dönen bir disk üzerine vakum ile tutturulur. Bu dönüş hareketiyle fotorezistin sonraki geliştirme işlemlerine dayanıklı olacak kalınlıkta ve aynı zamanda levhanın her yerinde eşit kalınlıkta olacak şekilde kaplanması sağlanır. Kaplama işlemi yeteri kadar iyi hassasiyetle yapılmaz ise yüzeyin ışıktan etkilenme olasılıkları bölgesel olarak değişir. Bunun sonucunda istenen geometrik şekil maskeden yüzeye net bir şekilde aktarılmaz. Bundan dolayı kaplama işlemi yapılırken fotorezist maddenin devre levhasının tüm yüzeyinde yaklaşık olarak eşit kalınlıkta yayılması sağlanmalıdır. Bu açıdan sprey fotorezist kullanımı çok iyi bir yöntem değildir.

Pozitif ve negatif olmak üzere iki çeşit fotorezist vardır. Pozitif fotorezist UV ışığa maruz kaldığı zaman, kimyasal yapısı değişir ve kimyasal çözücü banyosunda çözünecek hale gelir. Pozitif fotorezist kullanıldığında maskedeki geometrik şekil tıpa tıp levha üzerine aktarılır, UV ışığa maruz kalan kısımlar ise kimyasal çözücüde çözünür ve yüzeyden uzaklaştırılır. Negatif fotorezist ise tam tersi bir tutum içinde davranış sergiler. UV ışığa maruz kalması sonucunda sertleşerek kimyasal çözücüde çok zor çözünür bir hal alır. Böylece UV ışığa maruz kalan kısımlar levha üzerinde kalır ve çözücüde yalnızca ışık görmeyen kısımlar çözünerek ortamdan uzaklaşmış olur. Şekil 3.6'da pozitif ve negatif fotorezist uygulanması sonucunda maskeden devre levhası üzerine aktarılacak geometrik şekil gösterimi bulunmaktadır.



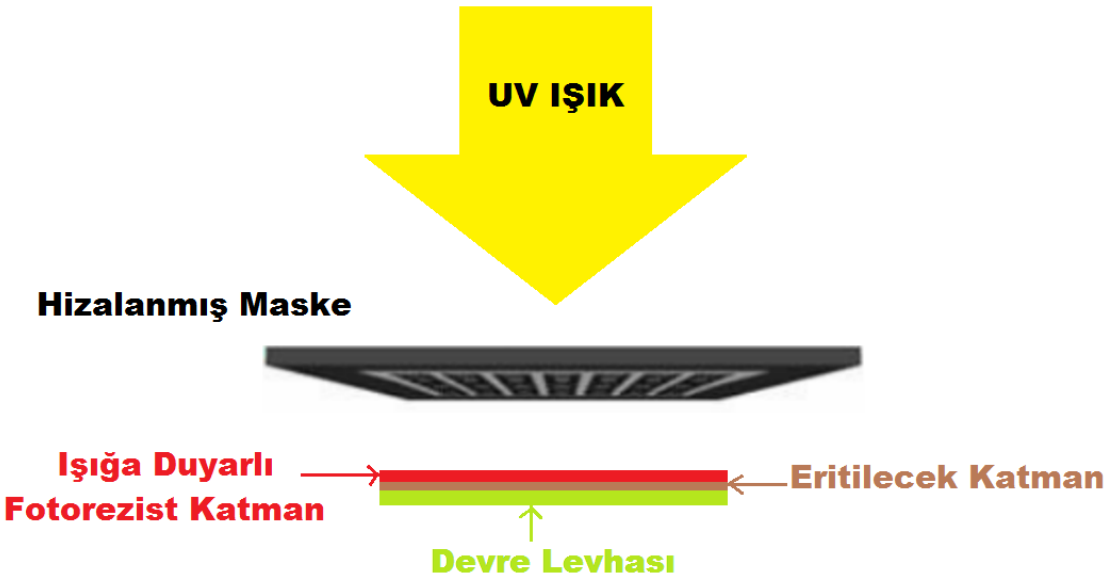
Şekil 3.6 Pozitif ve negatif fotorezist etkisi (http://www.ece.gatech.edu, 2014)

Ön Pişirme işlemi foto-görüntüleme için oldukça kritik bir role sahiptir. Fotorezist kaplama üzerinden tüm solventlerin uzaklaştırıldığı basamaktır. Fotorezist kaplama ancak ön pişirme basamağından sonra ışığa duyarlı veya görüntülenebilir hale gelir. Eğer kaplama üzerinde solventler kalırsa, pozitif fotorezist tam anlamıyla UV ışığa maruz kalmaz. Ön pişirme yapılmamış pozitif fotorezistin UV ışığa maruz kalan ve kalmayan tüm bölgeleri geliştirme (developer) basamağında yapılacak kimyasal çözücü banyosundan etkilenir.

Tasarlanan desenin var olduğu maske fotorezist kaplanıp ön pişirmeye tabi tutulmuş devre plakası üzerine hassas bir şekilde hizalanır. Maske üretimi kuvars veya cam üzerine genellikle krom işlenerek yapılmaktadır. Alternatif olarak ise şeffaf kâğıt üzerine buna özel yazıcılar sayesinde maskenin oluşturulması mümkündür. Kuvars ve camdan

üretilecek maskelerin maliyeti daha yüksek olduğundan basit denemeler aşamasındayken şeffaf kâğıt üzerine basılacak maske çalışılacak frekans aralığı da çok yüksek değil ise kabul edilebilir bir hata payı ile sonraki deneyler için öngörüde bulunulmasına yardımcı olabilir. Maskenin plakaya hizalanması için 'alignment marks' denilen ölçekli işaretlerin kullanılması kolaylık sağlar.

Bir sonraki basamak olan ışığa maruz bırakma basamağında ise UV ışığın devre levhasına hizalanmış maskeden geçerek fotoreziste ulaşması sağlanır. Böylece pozitif veya negatif fotorezist kullanımına bağlı olarak ışığa maruz kalan veya kalmayan kısımlarda kimyasal bir reaksiyon başlatılmış olur. Işıklandırma süresi levha üzerine kaplanan fotorezistin kalınlığıyla doğrudan ilişkilidir.



Şekil 3.7 Fotolitografi yönteminde numunenin UV Işık altında bırakılma aşamasının şematik gösterimi

Elde edilen numune artık 'develop' yani geliştirme basamağına için hazır durumdadır. Bu aşama numunenin UV ışığa maruz kalan (pozitif fotorezist için) kısımlarının genellikle daldırma usulüyle kimyasal çözücüde çözünmesi sağlanır. Numunenin kimyasal banyo süresi fotorezist kaplamanın kalınlığı, ışık kaynağı ve ışığa maruz kaldığı süreye bağlı olarak değişebilir. Banyo süresi gereğinden fazla olursa istenmeyen aşınmalar meydana

gelebilir. Bundan dolayı belli aralıklarla numune üzerindeki desen oluşumu kontrol edilerek numune kimyasal çözücüden çıkarılır. Desen oluşumu tamamlanan numune saf sudan geçirilir.

Son basamakta fotorezist tabakanın sertleşmesi, mukavemetinin artırılası ve devre levhasının yüzeyine bağlılığının geliştirilmesi için son pişirme (hard-baking) yapılır. Son pişirme sıcaklığı ön pişirme sıcaklığından çok daha yüksek olmalıdır. Pozitif fotorezist için bu sıcaklık 120°C – 140°C arasında ayarlanır. Numunenin ısıtıcıdan alınıp oda sıcaklığına gelmesiyle fotolitografi işlemi tamamlanmış olur.

4. İKİ BOYUTLU HALKALI FOTONİK KRİSTAL YAPI İÇİNDE IŞIĞIN DOĞRULTULMASI VE NEGATİF KIRILMASININ İNCELENMESİ

Fotonik kristaller sayesinde elektromanyetik dalgaların yayılımı kontrol edebilir ve elektromanyetik dalgalar yönlendirilebilir. Bu kabiliyetleri sayesinde fotonik kristaller ışık için yarı iletkenlerin muadili olarak bilinirler. Genel yapısal özelliklerinin haricinde alışılmamış özelliklerinden birisi de olağan dışı kırılmaya olanak verebilme yetenekleridir. Fotonik kristaller bu yetenekleri sebebiyle son zamanlarda hem deneysel hem de teorik olarak oldukça fazla ilgi çekmektedir. Olağan dışı kırılma ile elde edilen sonuç bir hayli karmaşık olabilir ve çoğu durumda yayılan sinyalin yönü basit Snell Kırılma yasasının kullanılmasıyla açıklanamaz.

Olağan dışı kırılma olayı optiğin bir alanı olarak bilinmekte ve yaygın olarak malzemenin optik özelliklerinin (örneğin elektriksel geçirgenliğinin) yöne bağımlı olması ile ilişkilendirilmektedir. Bu olayın analiz edilebilmesi için farklı dağılım ilişkisine sahip 2 yayılma çözümü bulunmaktadır. Bunlardan biri sıra dışıdır ve küresel olmayan çözümdür. Sonuç olarak bazı durumlarda bu ortamlarda 2 kırılan ışın elde edilir. Bu olay çift kırılım (birefringence) olarak bilinir. Kırınım ağındaki birçok çalışma, özellikle fotonik kristaller için 1 boyuta karşılık gelen yapılar çift kırılım içeren alışılmadık kırılmanın geniş bir yelpazede gözlenmesine olanak verir. Üzerinde çalışılan sistemler, dalga vektör diyagramının analiz edilmesine dayalı olan geniş ve sistematik bir çalışma geçirirler. Dalga vektör diyagramı analizinin bir boyutlu kırınım ağı sistemi için alışılmadık kırılma özelliğini açıklayan mükemmel bir araç olduğu kanıtlanmıştır (Foteinopoulou ve Soukoulis 2005).

Hem bir boyutlu kırınım ağında hem de fotonik kristal literatüründe elde edilen olağandışı kırılma, ışığın beklenmedik yöne büküldüğü yani hava-fotonik kristal ara yüzünde negatif kırılmanın gözlendiği durumları içerir. Negatif kırılmanın gözlendiği durumlar sol-elli malzeme literatüründe kapsamlı bir şekilde yer almaktadır. Homojen veya bileşik yapıdaki sol-elli ortamlarda, E, H ve k vektörleri sol el kuralına uygun bir yönelime sahip olurlar. Sol-elli ortamların Maxwell denklemlerine dayalı olarak açıklanabilen çözümleri çalışmanın ilgili kuramsal bölümünde daha detaylı olarak yer almaktadır. $S.k$ skaler

çarpımının işaretinin pozitif veya negatif olmasına bağlı olarak, ortamın sağ-elli veya sol-elli ortam olduğuna karar verilir. Sol-elli bir ortam için saçılma parametrelerinin kullanılmasıyla hesaplanan kırılma indisinin işareti negatif bulunur. Olası kırılma indisinin işareti ortamın karakteri hakkında bilgi taşımalı ve sol-el kuralına uygun olmalıdır.

Fotonik kristal sistemler çalışma kolaylığı açısından birçok durumda etkin ortam teorisine uygun olarak homojenize edilirler. Fakat bu teori temel olarak uzun dalga boyu limitinde geçerlidir. Bununla beraber yüksek bantlarda yer alan bazı durumlar için kırılma ve yayılma özelliklerini belli koşullar altında etkin bir indis n(ω) ile karakterize etmek mümkündür. Fotonik kristallerin incelenmesini bir hayli kolaylaştıracağı için bu koşulları dikkatlice gözden geçirmek önemlidir. Etkin kırılma indisi ile karakterizasyonun mümkün olduğu durumlarda kullanılmak üzere hem faz hem de enerji (grup) hızı sırasıyla denklem (4.1) ve (4.2)'de olduğu gibi basit formüllerle tanımlanabilir.

$$v_p = \frac{\omega}{k} \tag{4.1}$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{4.2}$$

4.1 Dalga Vektörü Diyagramı Analizi

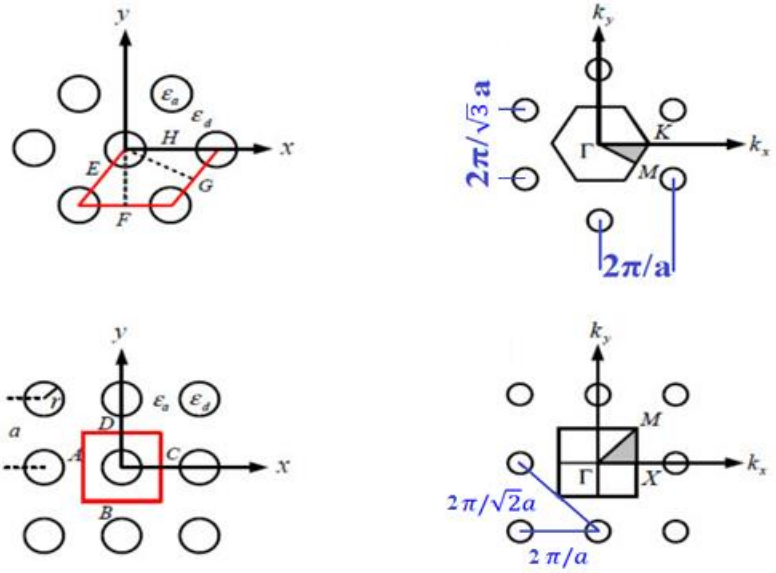
Dalga vektörü diyagram analizine başlamadan önce, periyodik bir yapının ara yüzündeki faz eşleme koşulu ele alınmıştır. Homojen bir ortam söz konusu olduğunda bu koşul dalga vektörünün ara yüze paralel bileşeninin $k_{\|}$ korunumu ile temsil edilir. Periyodik ortamın bir kırınım ağı olduğu durumlarda bu koşul daha genel bir şekilde ifade edilebilir. θ_{gelen} yüzey normalinden ölçülen geliş açısı, m bir tam sayı (0, ±1, ±2, …), b_{per} bir boyutlu katmanlı yapının periyodu ve $\frac{2\pi m}{b_{per}}$ bir boyutlu periyodik sistemin ters örgü vektörü olmak üzere, kırınım ağı için genelleştirilmiş faz eşleme koşulu denklem (4.3)'de yer almaktadır.

$$k_{\|,m} = \frac{w}{c} \sin \theta_{gelen} + \frac{2\pi m}{b_{per}} \tag{4.3}$$

Bu eşitliğin daha yaygın olarak bilinen formu bragg eşitliğidir ve bir boyutlu kırınım ağının incelenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Esas olarak bu eşitlik $\frac{2\pi m}{b_{per}}$ üstünden bir $\cos \emptyset$ faktörü tanımlandığında, periyodiklik yönünde $\emptyset$ açısıyla eğik olan ara yüze sahip bir boyutlu ağlara için de geçerlidir. Eşitlik (4.3)'de verilen faz eşleme koşulunun aynı tipi iki boyutlu fotonik kristal araştırmalarında da sıkça kullanılır. Bu durumda b_{per} parametresi gerçek uzayda genelde iki boyutlu fotonik kristalin simetri yönü boyunca seçilen ara yüzdeki komşu saçıcılar arasındaki mesafeyi ifade eder.

Farklı ara yüz kesimleri ve örgü sabiti a olmak üzere farklı örgü düzenleri için b_{per};

$$b_{per} = \begin{cases} a;\ \text{üç}gen\ \text{örg}\text{ü}\ için\ \Gamma K\ boyunca\ kesilmiş\ aray\text{üz} \\ \sqrt{3}a;\ \text{üç}gen\ \text{örg}\text{ü}\ için\ \Gamma M\ boyunca\ kesilmiş\ aray\text{üz} \\ \sqrt{2}a;\ kare\ \text{örg}\text{ü}\ için\ \Gamma M\ boyunca\ kesilmiş\ aray\text{üz} \\ a;\ kare\ \text{örg}\text{ü}\ için\ \Gamma X\ boyunca\ kesilmiş\ aray\text{üz} \end{cases} \quad (4.4)$$



Şekil 4.1 Örgü sabiti a olmak üzere üçgen ve kare örgüye sahip kristallerin ters örgü düzenlemeleri

Bununla beraber böyle bir faz eşleme koşulunun hem yorumlanması hem de uygulanabilirliği açısından dikkatli olunmalıdır. Birçok iki boyutlu fotonik kristal için $\frac{2\pi m}{b_{per}}$ ifadesi ters örgü vektörünü tanımlamak için yetersiz kalır. Aslında 2D fotonik

kristaller için uygun bir faz eşleme koşulu elde etmek için tüm 2D dalga vektör uzayındaki örgü düzeni hesaba katılmak zorundadır. Fotonik kristal içinde yayılan bir dalga birçok düzlem dalga içeren Floquet-Bloch (FB) dalga formuna sahiptir. FB dalgası iki boyutlu kristalin ters örgü vektörüne göre periyodiktir (Foteinopoulou 2005). Bundan dolayı belli bir ara yüz (I) üzerindeki tüm ters örgü vektörlerinin izdüşümü hesaba alınmak zorundadır. Üçgen örgü için $\frac{2\pi m}{b_{per}}$ periyodikliğe sahip olan bu izdüşümleri kontrol etmek zor değildir. Bundan dolayı denklem (4.3) ile ifade edilen Bragg formülü uygulanabilirdir. ΓK ve ΓM boyunca en küçük ters örgü vektörleri sırasıyla 4π/a ve $4\pi/\sqrt{3}a$ değerlerine sahip olabilir.

Eşitlik (4.3) ile verilen faz eşleme koşulunun iki boyutlu her sistem için kesin sonuç vereceği garantisi yoktur. Özellikle eğik ara yüz içeren durumlar karmaşıktırlar ve daha dikkatli bir değerlendirme gerektirirler (Foteinopoulou, S. ve Soukoulis, C.M.). Bu çalışmada bir boyutlu periyodik yapı incelemelerinden bilinen dalga vektör diyagramının elverişli bir uyarlaması anlatılmıştır. Bunun yanında böyle bir sistem daha sonra herhangi karmaşık bir duruma uygulanabilir. Faz eşlemesi için uygun nicelik, ara yüzdeki tüm ters örgü vektörlerinin izdüşümü topluluğudur. I ara yüzlü özel bir örgü tipi ve hava ortamından θ_{gelen} açısıyla gelen ω frekanslı ışın hesaba alındığında, tüm ters örgü vektörlerinin **G** I ara yüzü üzerindeki izdüşümleri $\boldsymbol{G}_{n,iz}$ olarak ifade edilecek olursa, yansıyan ışının $\theta_{yan,n}$açısına sahip olduğu gözlenir. $\frac{\omega}{c}\sin\theta_{gelen} + \boldsymbol{G}_{n,iz} < \frac{\omega}{c}$ koşulu sağlandığı zaman;

$$\theta_{yan,n} = \sin^{-1}\frac{\frac{\omega}{c}\sin\theta_{gelen}+\boldsymbol{G}_{n,iz}}{\frac{\omega}{c}} \tag{4.5}$$

Birçok durumda bu $\boldsymbol{G}_{n,iz}$ izdüşümü $\frac{2\pi m}{b_{per}}$ ifadesine eşittir. Dolayısıyla (4.5) eşitliği,

$$\theta_{yan,n} = \sin^{-1}\frac{\frac{\omega}{c}\sin\theta_{gelen}+\frac{2\pi m}{b_{per}}}{\frac{\omega}{c}} \tag{4.6}$$

şeklinde yazılabilir.

Kırılan ışının davranışı ise dalga vektör diyagramı yöntemiyle belirlenir. Dalga vektör diyagramının en önemli kısmı çalışma frekansındaki eş frekans yüzeyleridir. Burada dalga vektör diyagramının anlatılacağı iki boyutlu sistem için eş frekans yüzeyleri çizgilere indirgenmiştir. Eş frekans çizgileri belirli frekanslar için fotonik kristal sisteminde bulunan dalga vektör uzayındaki tüm izinli yayılma kiplerini içerir. Belirli bir frekansa karşılık gelen bant sayısına bağlı olarak bir veya daha fazla eş frekans çizgisi bu frekansla ilişkili olabilir. Başlangıçta farklı süper kırılma etkilerini izole etmek için ilgilenilen frekansa karşılık gelen yalnızca tek bantlı durumlara odaklanmak dalga vektör diyagramının kolay anlaşılabilmesi için önemlidir. Temel olarak dalga vektör diyagramı aşağıda detaylı bir biçimde tarif edilen basamakları içermektedir.

Herhangi bir yapının içinde gelen elektromanyetik dalganın nasıl bir davranış sergilediği, nasıl yayıldığı incelenmek istendiğinde, ilk olarak yapıya ait bant diyagramı çıkarılır ve eş frekans yüzeyleri çizilir. Sonra dalga vektörünün paralel bileşeninin korunumunu ifade eden $k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \sin \theta_{gelen}$, arayüze dik bir çizgi çizilir. Literatürde yer alan terminolojiye göre bu çizgi referans çizgisi olarak adlandırılmaktadır. Bu referans çizgi ve eş frekans yüzeyler arasındaki tüm kesişim noktaları işaretlenir.

Birinci Brillouin Bölgesinin dışında kalan kesişim noktaları, uygun ters örgü vektörlerinin eklenmesiyle 1. Brillouin Bölgesine taşınırlar. Böylece elde edilen tüm dalga vektör değerleri artık 1. Brillouin Bölgesinde bulunmaktadır. Bunlar 1. Brilloin Bölgesindeki geçek kesişimleri ve üst bölgelerden taşınan kesişim noktalarını içerir. Bu taşıma işleminin arkasında yatan sebep Floquet-Bloch (FB) dalgasının doğası ile ilişkilidir (Brillouin 1953). **G** ters örgü vektörü olmak üzere, $k_2 - k_1 = \boldsymbol{G}$ koşuluna eşdeğer olan iki dalga vektörüne karşılık iki FB dalga ifadesi yazılabilmektedir (Foteinopoulou 2005). Genel olarak FB dalgası her zaman 1. Brillouin Bölgesindeki bir dalga vektörü ile ifade edilir. Bu dalga vektörü temel dalga vektörü olarak adlandırılır (Foteinopoulou 2005). Esasında üst bölgelerden kesişim noktalarının taşınması işlemi, belirli bir dalga vektörü kesişimine karşılık gelen FB dalgasının temel dalga vektörünü bulmak için yapılır.

Temel dalga vektörleri bulunduktan sonra geriye yalnızca son iki basamak kalır. Onlardan birisi temel dalga vektörü gruplarının her bir değerine karşılık gelen sinyalin gerçek yayılma yönünün bulunmasıdır. Aynı temel dalga vektörüne karşılık gelen farklı dalga vektörü kesişimleri eşdeğerdir ve yalnızca bir kırılan ışın oluştururlar. Taşıma işleminden sonra ancak 1. Brillouin bölgesinde, eşdeğer kesişim noktasının dışında oluşan farklı dalga vektörü noktaları farklı ışınlara yol açabilir.

Dalga vektörü analizine devam etmek için son bir bilgiye daha ihtiyaç vardır ki o da araştırılan frekans bandının eğiminin (k.$\nabla\omega$) işaretidir. Sinyal (kırılan ışın) enerji hızının yönü boyunca yol alır. Fotonik kristaller için enerji hızı v_e, grup hızına v_g eşittir.

$$V_g = \nabla_k \omega \tag{4.7}$$

Dahası gradyentin geometrik özelliklerine göre, k uzayındaki belirli bir dalga vektörü noktasında ve artan frekans yönündeki noktalarda grup hızı eş frekans yüzeylerine diktir.

Sinyalin doğru olarak belirlenmesinde son olarak ek bir kısıtlama daha bulunmaktadır. Kırılan ışık için belirlenen tüm farklı yönlerdeki ışınlardan yalnızca kaynaktan dışarı doğru olanlar kabul edilebilirdir. Çünkü enerji taşınma yönünün kaynağa doğru olması mümkün değildir.

Dalga vektörü diyagramı analizinde bütün kipler hesaba alındığında, bir referans çizgisinin olması yeterlidir. Faz eşleme koşulu ters uzayda kiplerin tekrarlanmasından kaynaklanır. Bundan dolayı denklem (4.3)'deki Bragg formülünü betimleyen bir çok referans çizgisi çizilmesi gereksizdir.

Özet olarak dalga vektörü diyagramı analizi yapmak için iki boyutlu bir fotonik kristal ele alındığında, eş frekans yüzey hatları tarafından temsil edilen frekans, bant eğimi (k.$\nabla\omega$ ifadesinin işaretiyle belirlenen) ve referans çizgi tarafından temsil edilen dalga vektörünün paralel bileşeni belirlenmelidir. Böylece kırılan ışınları saptamak için gerekli olan tüm bilgiler elde edilmiş olur. Dalga vektörü diyagramı şekil 4.1'de yer almaktadır.

Kırılan ışınlar mertebelerine göre (bulundukları bölgelere göre) sınıflandırılabilirler. Taşıma işlemi yapılmaksızın, 1. Brillouin Bölgesinde yer alan bir kesişim noktasına karşılık gelen ışın, 0.mertebeden bir iletilen ışındır. Diğer taraftan üst bölgelerde bulunan ve daha sonra taşıma işlemi yapılarak 1. Bölgeye getirilen kesişim noktalarından kaynaklanan ışınlar ise yüksek-mertebeden ışınlar olarak sınıflandırılırlar.

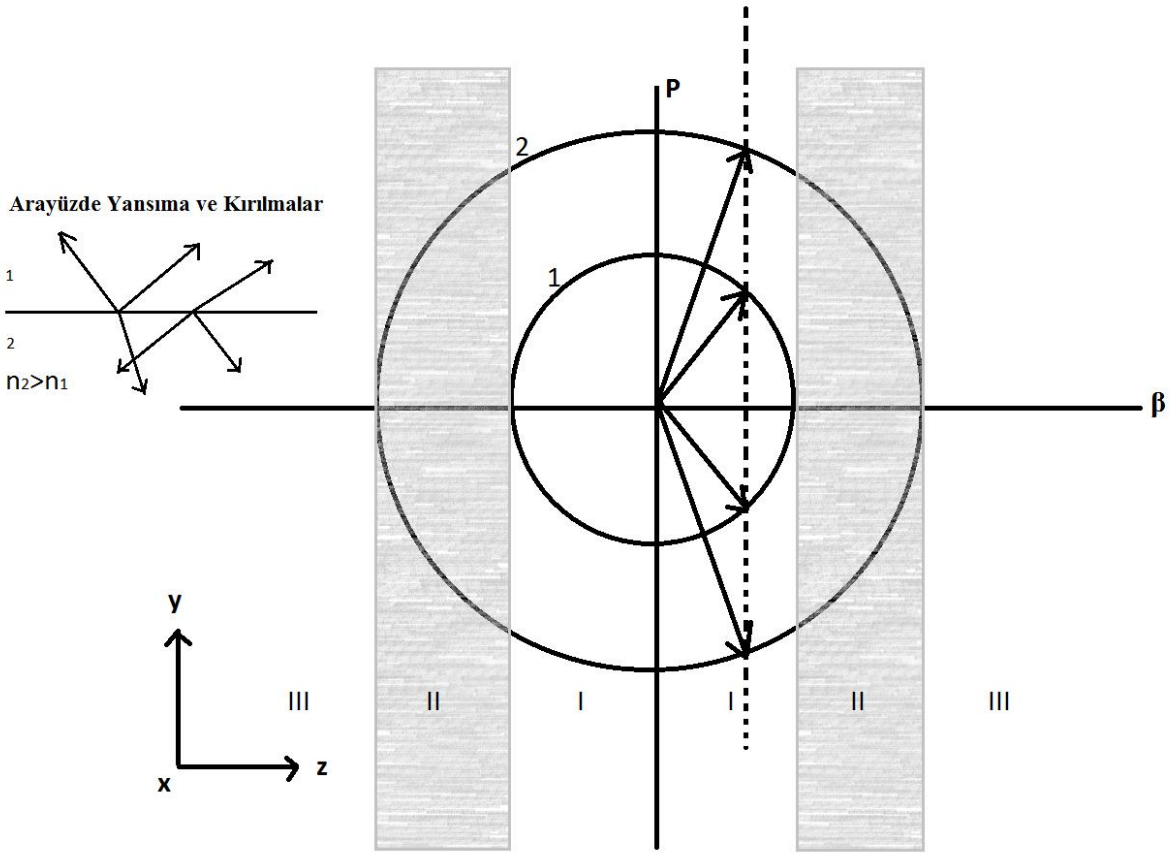
Eş frekans yüzey hatlarının çizilmesi için bir j ortamında doğrusal polarize olmuş, elektrik alan vektörü denklem (4.8)'de ifade edilen bir elektromanyetik dalga ele alalım.

$$E_j = E_{j0} e^{[-j(\beta z \pm p_j y) + j\omega t]} \tag{4.8}$$

Ortamdaki dalga vektörünün ara yüze dik bileşeni P_j, ara yüze paralel dalga vektörü β ve $\omega/2\pi$ frekansında vakumdaki dalga vektörü $k=\omega/c$ şeklinde ifade edilebilir. Dalga vektörünün büyüklüğü kn_j olmasıyla türetilen (4.9) denklemi sabit frekansta izin verilen dalga vektörlerinin bir hattını oluşturur. Böylelikle eş frekans yüzey çizgileri oluşturulur.

$$p_j{}^2 + \beta^2 = k^2 n_j^2 \tag{4.9}$$

İzotropik (elektromanyetik parametreleri yönden bağımsız olarak değişen) bir ortam için bu hat, kn_j yarıçaplı bir dairedir.



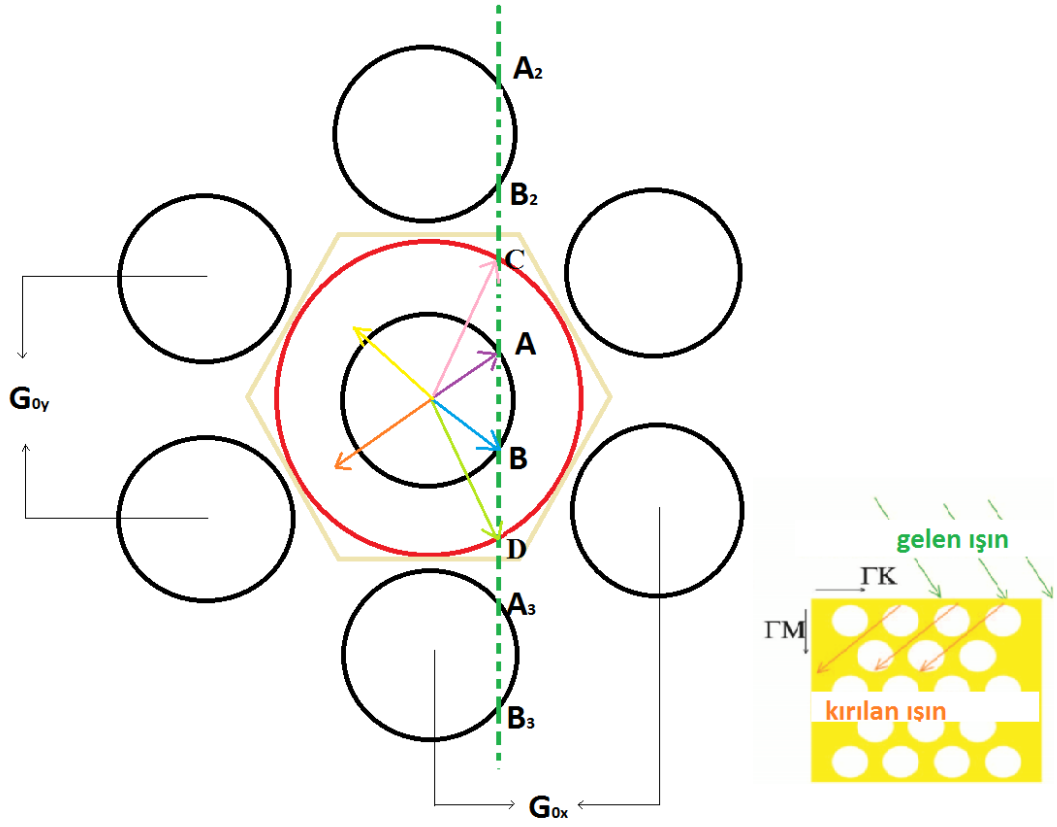
Şekil 4.2 Dalga vektörü diyagramı

Arayüze dik ve başlangıç noktasından β kadar uzaklıkta bir doğru çizersek (şekil 4.2'de kesikli çizgi ile ifade edilen), referans çizgisi olarak adlandırdığımız bu doğru eş frekans yüzey hatlarını gösteren daireler ile belirli noktalarda kesişir. Bu noktalar, arayüz boyunca momentum korunum şartını sağlayan dalga vektörleri kümesini verir.

Şekil 4.2'de gösterilen I. Bölgede ($0<\beta<kn_1$) Referans çizgisinin her iki daire ile de kesişimi olduğundan hem yansıma hem de kırılma vardır denilebilir. Dalga her iki ortamda da yayılabilir.

II. Bölgede ($kn_1<\beta<kn_2$) Tam iç yansıma görülür. İç daire referans çizgisi ile kesişmediğinden dolay ışık sadece yüksek indisli ortamda ilerler.

III. Bölgede ($kn_2<\beta$) Referans çizgisi hiçbir daire ile kesişmediğinden dolayı dalga sönümlüdür ve her iki ortamda da ilerlemez.



Şekil 4.3 Üçgen örgüye sahip ΓK ara yüzünden kesilmiş fotonik kristal için dalga vektörü diyagramı analizi

Kırmızı ile çizilen daire havaya, siyah ile çizilen daireler ise fotonik kristal yapıya ait eş frekans eğrilerini ifade etmektedir.

Üçgen örgüye ve ΓK boyunca kesilmiş ara yüze sahip, incelenen frekans değerinde frekans bandının eğimi negatif olan ve şekil 4.3'de gösterilen fotonik kristal için dalga vektörü diyagramı analizi yapılarak kırılan ışının yönü kolaylıkla belirlenebilir. Şekil 4.3'de gösterilen kırmızı ile çizilmiş daire, hava ortamına ait eş frekans çizgisini ifade etmektedir. Bu dairenin yarıçapı, dalga vektörü ile o ortama ait kırılma indisinin çarpılmasıyla (kn_j) bulunmuştur. Aynı şekilde siyah daireler ise fotonik kristal ortamına ait eş frekans yüzey hatlarıdır.

Her iki ortam için de eş frekans çizgileri çizildikten sonra gelen ışığın dalga vektörüne bağlı olarak ara yüze dik bir referans çizgisi (construction line) çizilir. Referans çizgisi burada koyu yeşil ile çizilmiş kesikli çizgi ile gösterilmektedir. Işın hangi ortamda ilerliyor ise, dalga vektörü, referans çizgisi ile o ortama ait eş frekans çizgisi üzerinde kesişir ve referans çizgisi pratik olarak, hava-fotonik kristal ara yüzüne gelen ışının dalga vektörü ile arasındaki açı, geliş açısına eşit olacak şekilde çizilir. D noktasındaki açık yeşil dalga vektörü hava ortamından gelen ışına ait olduğu için, referans çizgisi ile kırmızı daire üzerinde kesişmiştir.

Referans çizgisinin ikinci ortama yani fotonik kristale ait eş frekans yüzey hatları ile yapmış olduğu kesişim noktaları belirlenir. Bu noktalardan 1. Brillouin bölgesinin dışında kalanlar $G_n = n\, G_{0y}$ ters örgü vektörü eklenerek 1. Brillouin bölgesine taşınırlar. Burada A_2 ,B_2 kesişim noktaları için n=-2 ve A_3 ,B_3 kesişim noktaları için n=+2 değerine sahiptir. Şekil 4.2'de görüleceği gibi bu taşıma işlemi yapıldığında A_2, A_3 noktaları 1.Brillouin bölgesinde A noktasına ve B_2, B_3 noktaları ise B noktasına denk gelmektedir.

Referans çizgisi çizilip dalga vektörleri için olası kesişim noktaları belirlendikten sonra bu yönlerdeki dalga vektörleri çizilir. Şimdi kırılan ve yansıyan ışınlar için olası durumlar değerlendirilecektir.

Kırılan ışın fotonik kristal ortam içinde yol alacağı için diyagram üzerinde yeni çizilecek dalga vektörleri referans çizgisi ile fotonik kristale ait siyah eş frekans hattı üzerinde kesişime sahip olacaklardır. Aynı düşünceyle yansıyan ışık ise hava ortamında yayılacak ve dalga vektörü referans çizgisi ile hava ortamının eş frekans çizgisi üzerinde kesişecektir. Mor ve mavi olmak üzere sırasıyla A ve B noktalarına iki tane dalga vektörü çizilmiştir. İncelenen frekansa ait bant negatif bir eğime sahip olduğu için dalga vektörü ile enerji iletim yönü zıt yönlü olacaktır. Dolayısıyla A ve B kesişim noktalarındaki dalga vektörlerine sahip ışınlar onların tersi yönünde yol izleyeceklerdir. Başka bir değişle bu vektörlerden A noktasındaki vektörün enerji transfer hızı v_e, kaynaktan dışarı yönde olurken B noktasındaki enerji transfer hızı v_e kaynağa doğru olacaktır. Bundan dolayı ikinci ortamda yayılan dalgaya (kırılan) yalnızca A noktasındaki vektör katkı sağlar. Bu vektör FB dalgasının temel dalga vektörüdür. Temel dalga vektörünün tersi yönünde

turuncu ile çizilen dalga vektörü ise kırılan ışına ait dalga vektörüdür ve buna iletilen ışın da denilebilir. C noktasındaki pembe dalga vektörü ise yansıyan ışığı göstermektedir.

4.2 İki Boyutlu Halkalı Fotonik Kristal Yapısının Tasarlanması ve Fdtd Simülasyon Sonuçlarının Yorumlanması

Fotonik kristalde ışığın yönlendirilmesi ve negatif kırılması özellikleri araştırılması amacıyla, öncelikle kısmi bir fotonik bant aralığına sahip olan bir fotonik kristal elde edilmek istenmiştir. Daha sonra bu kısmi fotonik bant aralığına denk gelen bir frekansta gönderilen ışığın fotonik kristal içerisindeki yayılımı incelenmiştir.

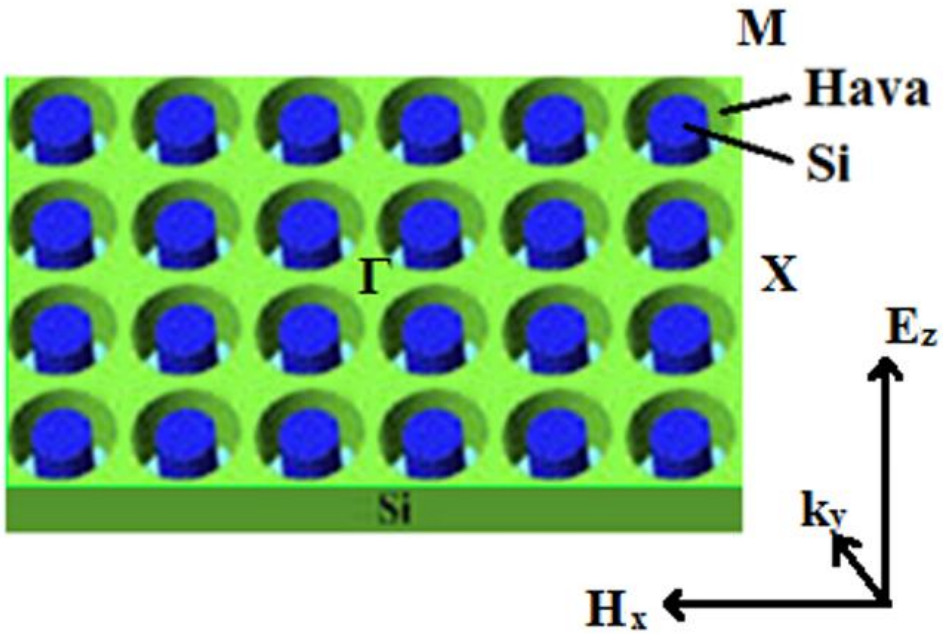
Fotonik bant aralığı, tıpkı geleneksel kristallerde elektronların bulunmalarının yasaklı olduğu bant aralığı gibi fotonik kristallerde fotonların bulunmalarının yasak olduğu bölgedir. Kristalin elektronik özelliklerine bağlı olarak, yalıtkan ve yarı iletken kristallerde iletkenlik bandı ile valans bandı arasında elektronların bulunmalarının yasak olduğu bir bant aralığı vardır. İletken kristallerde ise iletkenlik bandı ile valans bandı çakışıktır ve yasak bant aralığı bulunmamaktadır. Bant aralığına sahip bir kristal ele alındığında elektronların ya iletkenlik bandında ya da valans bandında bulunma ihtimalleri vardır. Bu yapısal durum fotonik kristallerde de benzer şekildedir. Kristallerin sahip olduğu iletkenlik ve valans bandına karşılık fotonik kristallerde sırasıyla hava ve dielektrik bantları bulunmaktadır. Fotonik kristallerde fotonların ancak bu bant iki bantta bulunma ihtimalleri vardır ve böylece kristallerdeki gibi bu defa fotonların bulunmalarının yasaklı olduğu bir bant aralığı oluşmaktadır. Hava ve dielektrik bantları arasında kalan bu bölge fotonik bant aralığı olarak adlandırılmaktadır.

Fotonik kristallerde optik anahtarlama özelliği, belli bir frekans aralığında gönderilen dalgaların yalnızca belli yönde iletimine dayanmaktadır. Böylece belirli frekans aralığında gelen ışığın hangi yönde ilerleyeceği tahmin edilerek paralel olarak doğrultulmuş ışık ışınlarından oluşan (collimated light) dalga yayılımı gözlenmiştir.

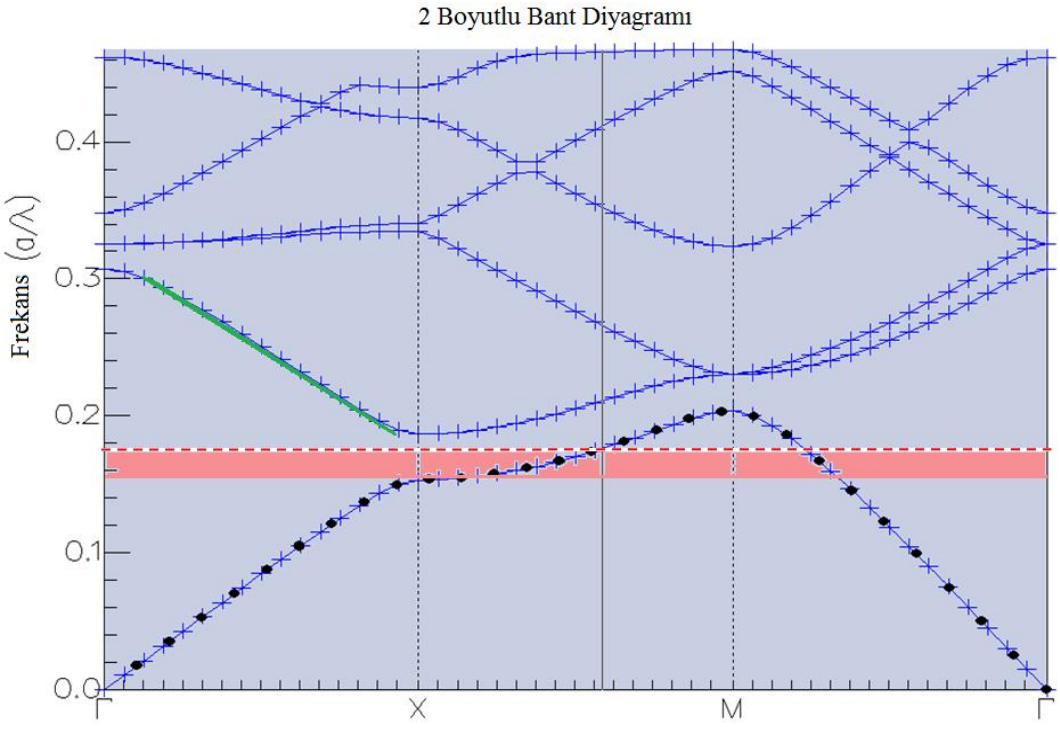
Bu çalışmada yer alan sensörün tasarımında halka şeklinde hava boşlukları olan silikon yapı kullanılmıştır. Hava halkalarının iç yarıçap değerleri (duvar kalınlığı) değiştirilerek

yapıda kısmi bir fotonik bant aralığı elde edilmeye çalışılmıştır. Bu yapı pasif bir yapıdır ve optik bir devrede anahtarlama işlevi görebileceği düşünülmüştür. Bant diyagramından belirlenebilen yalnızca belli bir frekans aralığında yapı üzerine gelen ışığın ΓM (ters uzaydaki simetri noktaları) yönünde kırılmasına, bant diyagramı ve dalga vektör diyagramından elde edilen verilere göre ΓX ara yüzüne belli açı değeri ile gelen ışığın ise negatif kırılmasına olanak veren bir sensör elde edilmiştir. Dolayısıyla amaca uygun olarak farklı işlevlerde kullanılması mümkün olan bir yapı ortaya çıkmıştır.

İlk olarak Crystal Wave Programında silisyum içinde hava halkalarının periyodik olarak dizilmesi ile oluşturulan kare örgülü fotonik kristal yapı tasarlanmıştır (Şekil 4.4). Hava halkalarının kalınlığında sistematik olarak yapılan değişimler ile iç ve dış yarıçap ölçüleri en uygun değerde elde edilmiştir. Daha sonra her yarıçap denemesi için bant diyagramı çizilmiştir. Işığın yönlendirilmesi için bant diyagramında kısmi bir bant aralığı, ışığın doğrultulması için dalga vektörü diyagramında düz bir eş frekans eğrisi ve negatif kırılmanın gözlenmesi için ise yine bant diyagramında negatif eğime sahip bir frekans kipi elde etmeye ihtiyacımız vardı. Bant diyagramında yeterince geniş bir kısmi frekans aralığının elde edilmesi koşulu da göz önünde bulundurularak yapının $r_{dış}$=0.36a $r_{iç}$=0.26a ölçülerinde olmasına karar verilmiştir. Şekil 4.5'de yer alan bant diyagramı ile 1. ve 2. bant arasında kısmi bir bant aralığının ve 2. bantta negatif eğimin olduğu tespit edilmiş ve şekil 4.6'da görülen yapıya ait eş frekans çizgileri çizilerek en düz eş frekans çizgilerinin hangi frekanslarda olduğu net bir şekilde gözlenmiştir.



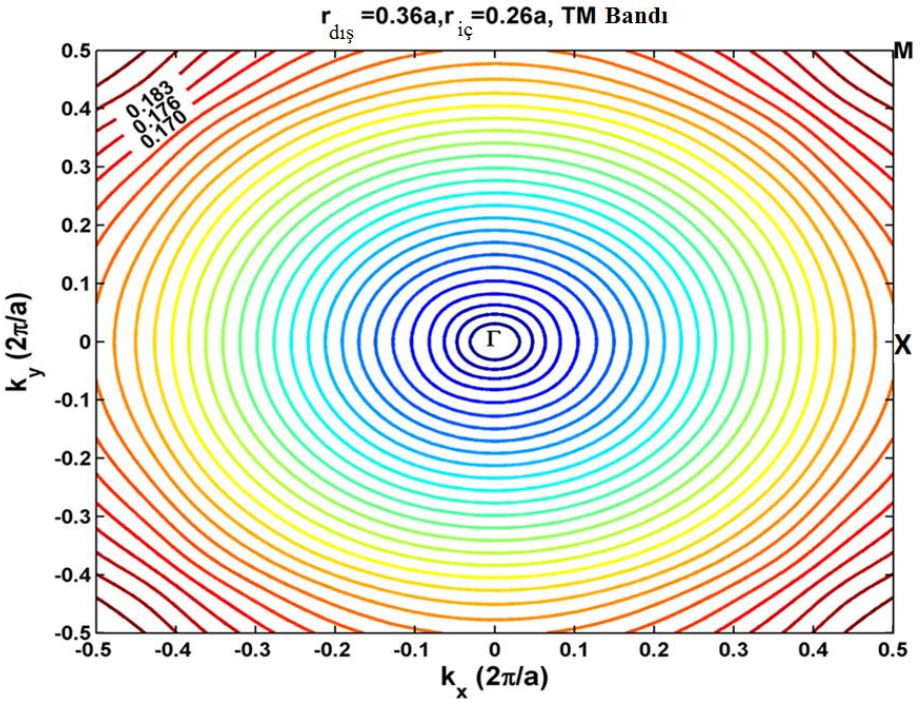
Şekil 4.4 Silisyum içinde hava halkalarının periyodik olarak dizilimi ile oluşturulan kare örgülü fotonik kristal yapı



Şekil 4.5 Dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan hava halkalarının silisyum içinde periyodik dizilimi ile oluşan fotonik kristal bant diyagramı

Yeşil çizgi ΓX arayüzü boyunca negatif kırılmanın mümkün olabileceği frekans değerlerini gösterirken kırmızı kesikli çizgi ile belirlenen bölge ΓX yönü için iletim olmayacağı anlamına gelen kısmi frekans bandını ve ΓM yönü için ise iletimin gözlenebileceği frekans aralığını ifade etmektedir.

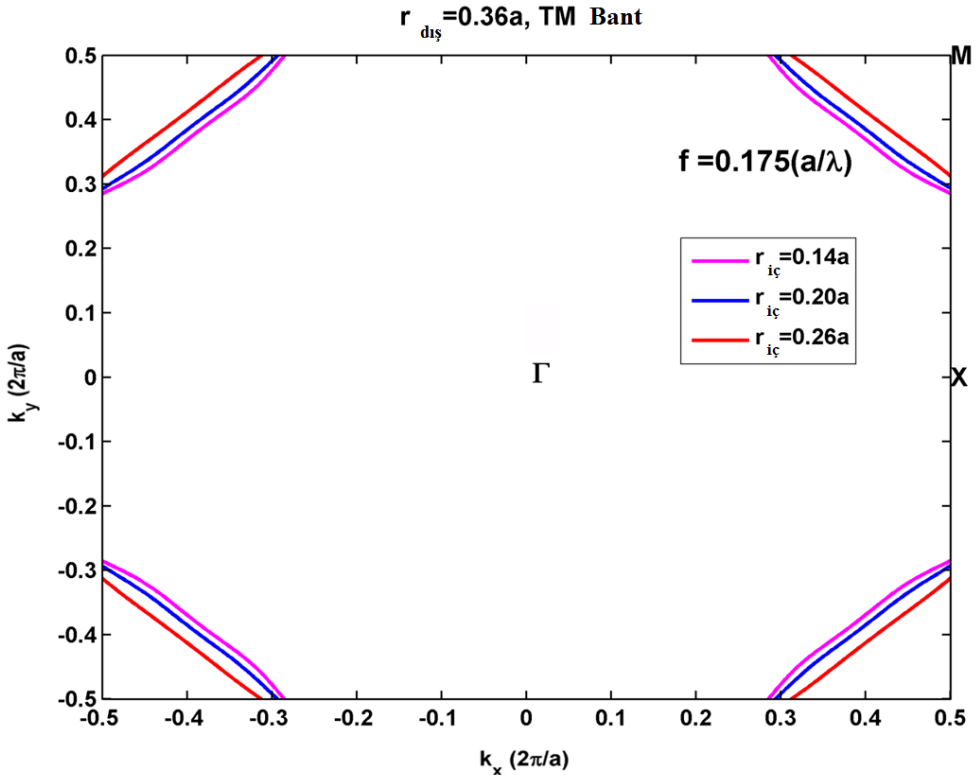
Çalışmanın birinci bölümünde istediğimiz yönde ışığın iletilmesini gözlemleyebilmek için 1. ve 2. bant arasındaki kısmi bant aralığı genişletilmeye çalışılmıştır. Bunun için yapılan bir dizi denemeler sonucunda hava halkalarının iç yarıçap değerine 0.12a-0.30a aralığında farklı değerler verilerek bant diyagramındaki değişim izlenmiştir. Beklentimiz; kısmi bant aralığının genişletilmesiyle ΓM yönünde iletim olurken ΓX yönünde iletimin olmadığının gözlenmesiydi. Bant diyagramında 1. Bant incelenip, ΓM yönünde iletim olurken ΓX yönünde yasaklı geçişlerin olduğu frekans aralığı bulunmuştur (Şekil 4.5).



Şekil 4.6 Silisyum içinde periyodik dizilen hava halkalarının ölçüleri $r_{dış}$=0.36a $r_{iç}$=0.26a olan kare örgülü fotonik kristale ait eş frekans eğrileri

Işığın yönlendirilebilmesi için gerekli olan şart eş frekans çizgilerinin hem TE hem de TM kipinde aynı anda düz gözlenmesidir (Jiang 2013). Her iki kip için eş frekans çizgisinin düz olduğu ortalama frekans değeri belirlenerek ışığın yönlendirilmesi sağlanır. Bu çalışmada her iki kip için gerekli kontrol yapıldıktan sonra TM kipinde en düz elde edilen eş frekans çizgisinin sahip olduğu frekans değeri seçilmiştir. Böylece çalışma frekansı belirlendikten sonra yapının iç yarıçap değeri için seçilen 0.14a, 0.20a ve 0.26a ölçülerine ait eş frekans çizgileri şekil 4.7'de karşılaştırılmıştır. İç yarıçap 0.26a olduğunda daha düz bir eş frekans çizgisi elde edilmiştir. İç yarıçap değerinin 0.26a

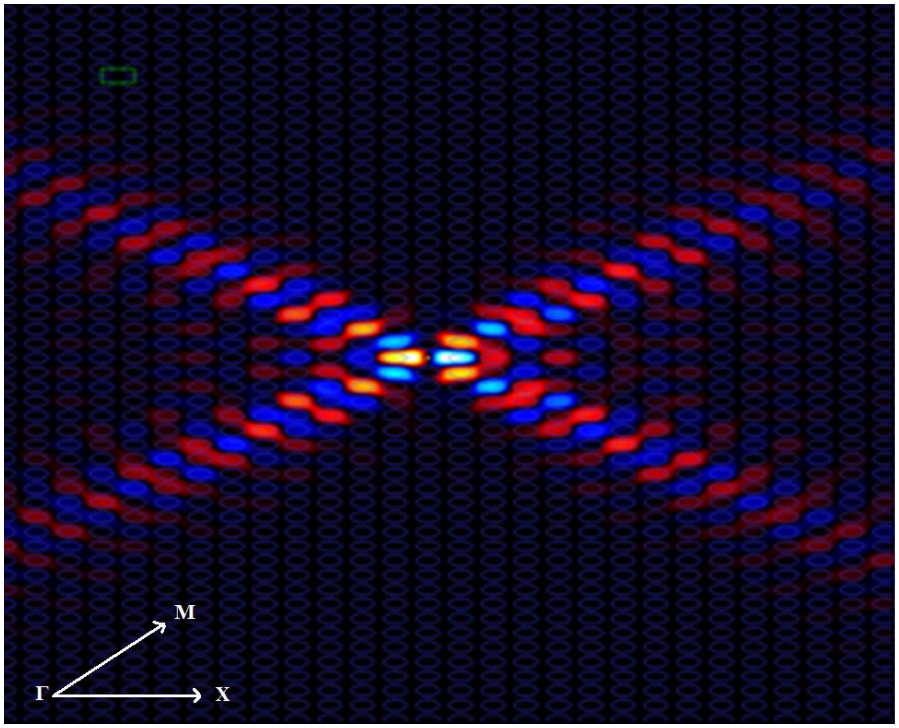
olması bu kez de yönlendirilmiş ışık elde edilmesi için gerekli olan en düz eş frekans çizgisine sahip olması koşulunu sağlamıştır.



Şekil 4.7 TM bandında yalnızca ΓM yönünde iletimin gözlenmesi beklenen frekans değerine ait, farklı yarıçap değerleri için eş frekans çizgileri

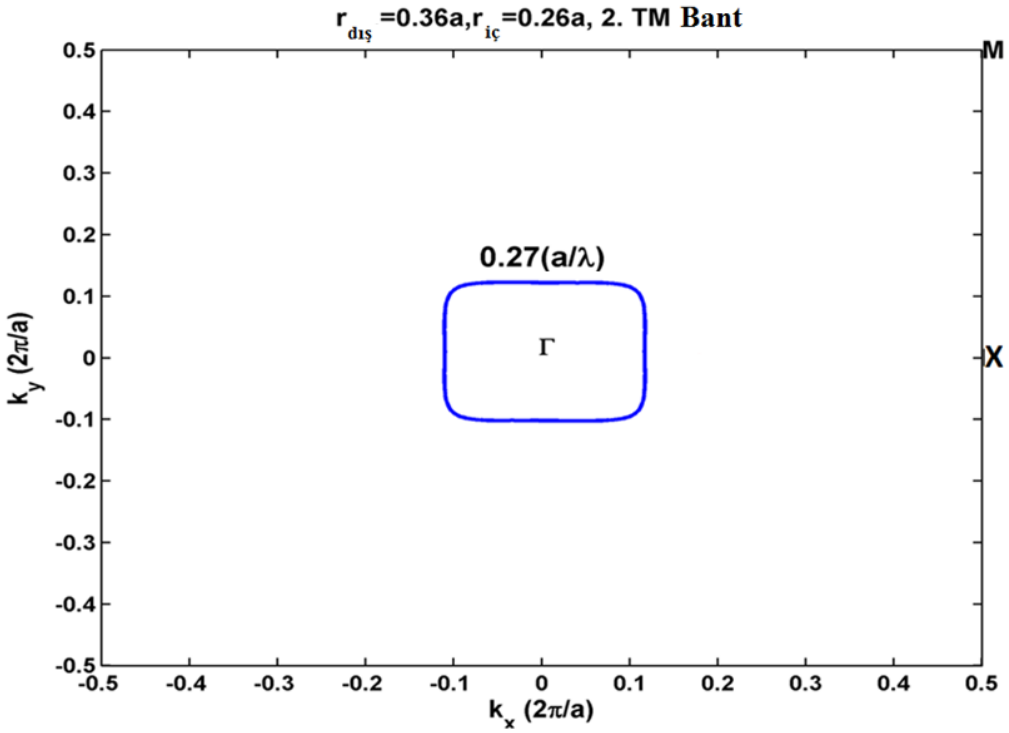
Pembe çizgiler iç yarıçapı $r_{iç}$=0.14a, mavi çizgiler $r_{iç}$=0.20a ve kırmızı çizgiler $r_{iç}$=0.26a olan yapı için eş frekans çizgilerini ifade etmektedir.

Bant diyagramından belirlenen çalışma frekansında yapılan simülasyon ile beklentimiz doğrulanmıştır ve ΓM yönünde iletim olurken ΓX yönünde iletimin olmadığı gözlenmiştir. ΓM yönünde iletimin gözlendiği simülasyon sonucu şekil 4.8'de yer almaktadır.



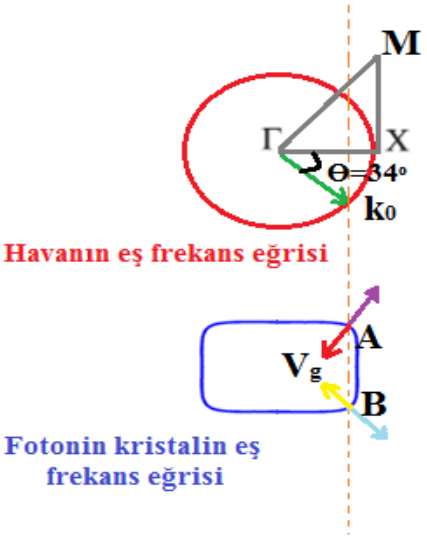
Şekil 4.8 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristal içinde yalnızca ΓM yönünde iletimin elde edildiği simülasyon görüntüsü

Çalışmanın ikinci bölümünde bant diyagramında ΓX doğrultusunda negatif eğime sahip olan 2. bant ele alınmıştır. Buradaki beklentimiz ise bant diyagramında belirlenen frekans değeri ve şekil 4.9'de bulunan dalga vektörü diyagramından tahmin edilen açı değerleri ile ΓX ara yüzüne gönderilecek dalganın negatif kırılmaya uğramasıydı. Bant diyagramında negatif kırılmanın gözlenebileceği frekans aralığı belirlendikten sonra dalga vektör diyagramında bu frekans değerlerine karşılık gelen eş frekans çizgileri çizdirilir. Negatif kırılmanın gözlenebileceği çalışma frekansı seçimi yapılırken, olası frekans aralığında çizdirilen eş frekans eğrilileri incelenmiştir. Bu eş frekans eğrilerine bakılarak bu değerde aynı zamanda ışığın doğrultulabilmesi özelliğinin de elde edilmesi mümkün olan en düz yapıdaki eş frekans eğrisi belirlenmiş ve ona karşılık gelen frekans, çalışma frekansı olarak seçilmiştir.

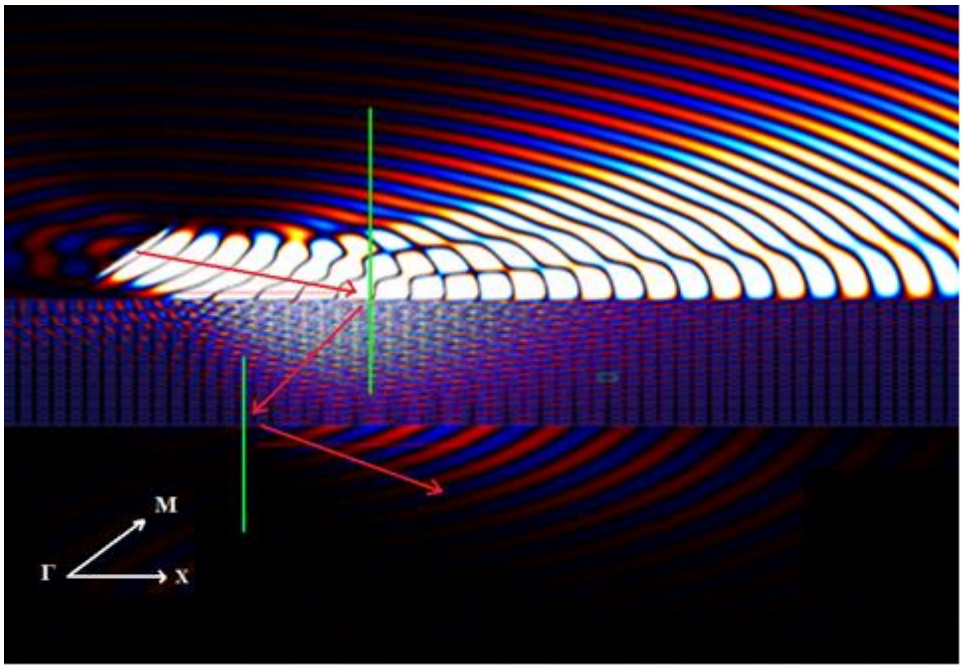


Şekil 4.9 Negatif kırılmanın gözlenmesi beklenen frekans değerine karşılık eş frekans eğrisi

0°-50° aralığında bir açı taraması yapılmış ve 34° için negatif kırılma gözlenmiştir. Önceki kısımdakine benzer olarak dalga vektör diyagramı analizi yapılarak ışığın izleyeceği yol hakkında fikir sahibi olunmuştur (Şekil 4.10). Sistematik olarak yapılan çalışmalar sonunda gerçekleştirilen simülasyon neticesinde dalga vektör diyagramıyla uyum içinde olan ve tüm bu analizlerin beklentisini karşılayan negatif kırılma gözlenmiştir. Şekil 4.11'de negatif kırılmanın gözlendiği simülasyona ait görüntü bulunmaktadır. Hava ortamından fotonik kristale gelen ve fotonik kristalden tekrar hava ortamına geçmekte olan ışının Snell Kırılma yasasının ters olarak uygulanmasıyla elde edilebilecek şekilde yeşil çizgi ile betimlenen yüzey normalinin ters tarafına doğru kırıldığı açıkça görülmektedir.



Şekil 4.10 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristalin ΓX ara yüzüne 34 derece ile gelen ışığın kırılma yönünün dalga vektör diyagramı ile tahmin edilmesi



Şekil 4.11 Silisyum tabaka içinde dış yarıçapı $r_{dış}$=0.36a ve iç yarıçapı $r_{iç}$=0.26a olan periyodik hava halkalarının diziliminden oluşan fotonik kristalin ΓX arayüzüne 34 derece ile gelen ışığın negatif kırılmaya uğramasının gözlendiği simülasyon görüntüsü

5. FOTONİK KRİSTAL OPTİK ARA BELLEK

Fotonik kristallerin yapısal özelliklerine bağlı olarak oluşturulan kovuk içinde ışığın hapsedilip geciktirilmesi ve belli bir süreliğine depolanmasıyla optik ara bellek işlevi gören yapılar tasarlanabilmektedir. Optik tampon geçici süreyle optik sinyali depolayan ve zamanlamayı düzenleyen bir aygıttır. Optik geciktirme hatları ve tamponlar gelecekteki optik haberleşme ağlarının ve bilgi işleme sistemlerinin önemli bileşenlerini oluşturacaktır (Bagcı ve Akaoğlu 2014). En pratik tampon bölgeler optik anahtarlı fiber geciktirme hatlarını içermektedir. Ancak bu sistemler optik ağlarda kullanılmak için oldukça büyük ve hantal yapıdadırlar. Geciktirme hatları, tampon bölgeler ve optik fiberler karşılaştırıldığında, fotonik kristal tabanlı sistemler çip üzerine entegre edilebilecek kadar küçük ve kompakt yapıda olup oda sıcaklığında çalışabilir, düşük grup hızıyla bant genişliği ayarlamasını destekler ve dağılım olmaksızın bir yayılım olmasına olanak veirirler (Baba 2008). Yavaş grup hızı elde edilmesi son yıllarda çeşitli uygulamalarda çok önemli bir yere sahiptir. Özellikle tüm dalga mertebelerinde yani geniş bir frekans aralığında düz bir bant yapısına sahip olan 2 boyutlu kuple fotonik kristal rezonatör dizileri çalışma odağı haline gelmiştir. Geniş bir frekans aralığında hemen hemen düz bir frekans bandına sahip olma özelliği kuplaj olma performansı bakımından ve yapı içinde yayılan optik atmadaki saçılmanın minimize edebilirliği açısından tercih sebebidir (Tian 2012). Fotonik kristallerde yavaş ışık elde edilmesi oldukça kapsamlı bir konu olmakla birlikte çalışmanın bu bölümünde bu kavramın basit bir şekilde kavranması niyetiyle simülasyon ağırlıklı bir analiz gerçekleştirilmek istenmiştir. İki boyutlu kaviteli bir fotonik kristal rezonatör tasarlanarak yapının elektro optik özelliklerinin incelenmiştir. Yapı üzerinde bir takım optimizasyonlar yapılmıştır. Sistematik bir çalışmanın neticesi olarak ışığın yavaşlatılması ve kovuk içinde hapsedilmesi sağlanmıştır.

5.1 Kuple Kavite Fotonik Kristal Ara Bellek Tasarımı ve Fdtd Simülasyon Sonuçlarının Yorumlanması

Fotonik kristallerde periyodikliğin tek bir nokta olarak veya bir hat boyunca çizgi olarak bozulması sonucunda nokta ve çizgi kusuru elde edilebilir. Bunlar nokta ve çizgi kaviteleri olarak adlandırılabilirler. Elektromanyetik dalga bu kusurlar ile karşılaştığında kusurun yapısına bağlı bir şekilde farklı davranışlar sergileyebilir. Örneğin nokta kusura

gelen bir elektromanyetik dalga anlık olarak kavite içinde hapsolabilirken, çizgi kusura geldiğinde ise o yol boyunca tıpkı bir dalga kılavuzunda olduğu gibi ilerleyebilir.

Kaviteli fotonik kristal elektro optik modülatör (optik ara bellek) hava içinde Lityum Niyobat (LiNbO3) silindir çubukların üçgen örgüde periyodik dizilimi ile oluşturulmuştur. Yapı içindeki kusurlar, a örgü sabiti ve L kusur ölçüsü olmak üzere, L=2a ilişkisine uygun olarak oluşturulmuştur. Oluşturulan yapı x – ve y – yönleri boyunca oluşturulan bu kusurlara sahiptir. Merkez frekansta grup hızı;

$$V_g(\omega) = \text{K}L\omega_0 \tag{5.1}$$

Depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğü L_{bit};

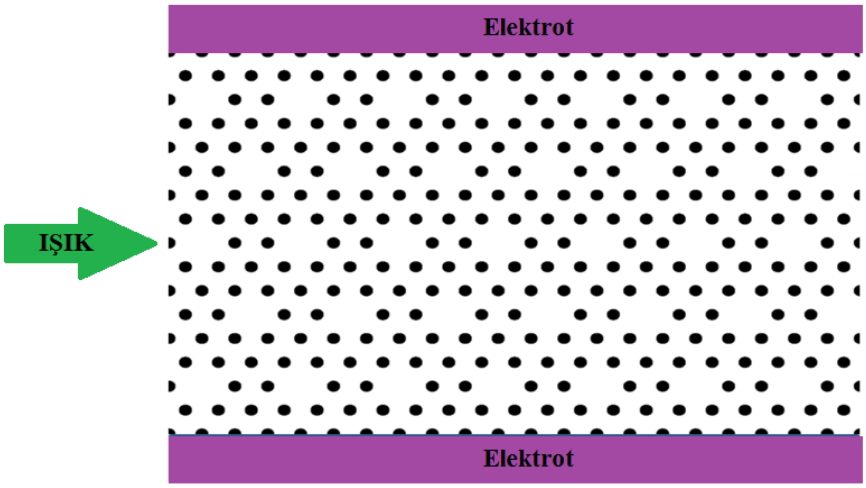
$$\text{L}_{bit} = \text{L}/\text{C} \tag{5.2}$$

Tampon Kapasitansı C;

$$\text{C} = (\text{L}/2\text{a})\text{n}_g\Delta\omega \tag{5.3}$$

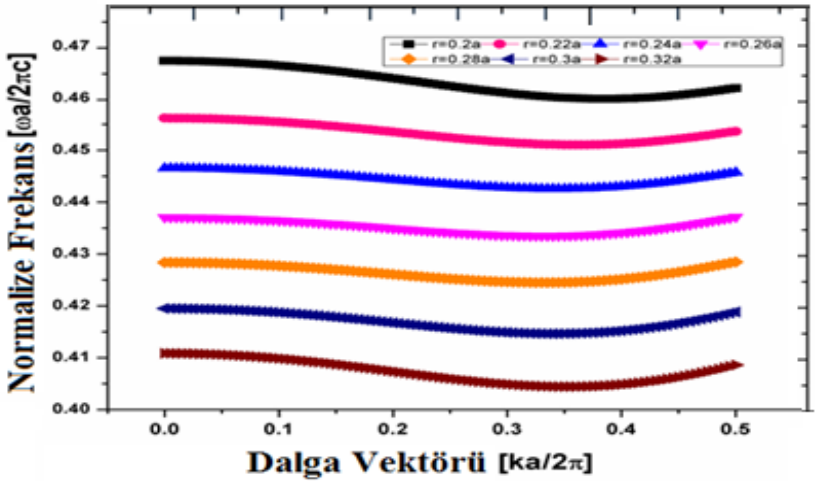
Depolama (gecikme) zamanı T_s;

$$\text{Ts} = \text{L}/\text{v}_g = \text{Ln}_g/\text{c} \tag{5.4}$$



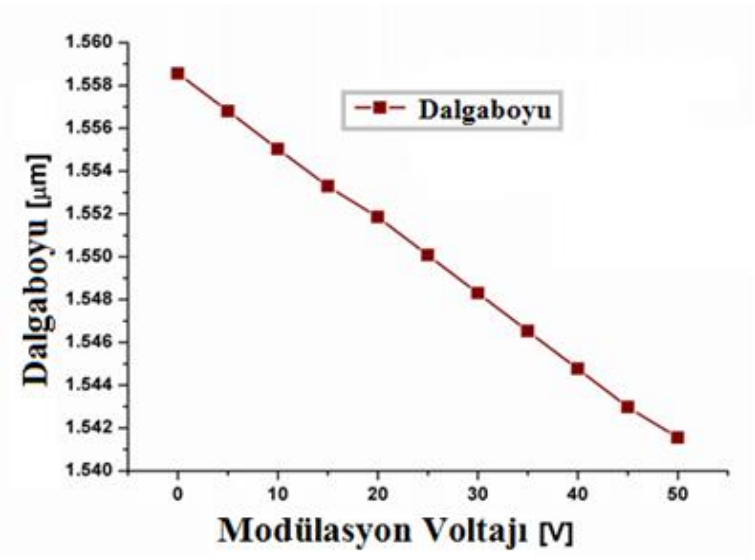
Şekil 5.1 Lityum Niyobat çubukların periyodik bir düzenle çıkarılması ile oluşturulan kaviteli fotonik kristal elektro optik modülatör

Örgü sabiti a olmak üzere Lityum Niyobat çubukların yarıçapı r=0.20a değerinden r=0.32a değerine kadar değiştirilerek optimizasyon yapılmıştır. Böylece elektro optik modülasyon özelliklerinin en iyi olduğu yapıya karar verilmiştir. Daha sonra ışığın yayıldığı yol yakınındaki çubukların yol eksenine 0.226a kaydırılmasıyla yavaş ışık iletiminin dinamik modülasyonu ve optik tampon bölgenin kapasitesi iyileştirilmiştir. Şekil 5.2'de Lityum Niyobat çubukların yarıçapının 0.20a-0.32a aralığındaki farklı yarıçap değerleri için kılavuzlanmış kip frekansları görülmektedir.

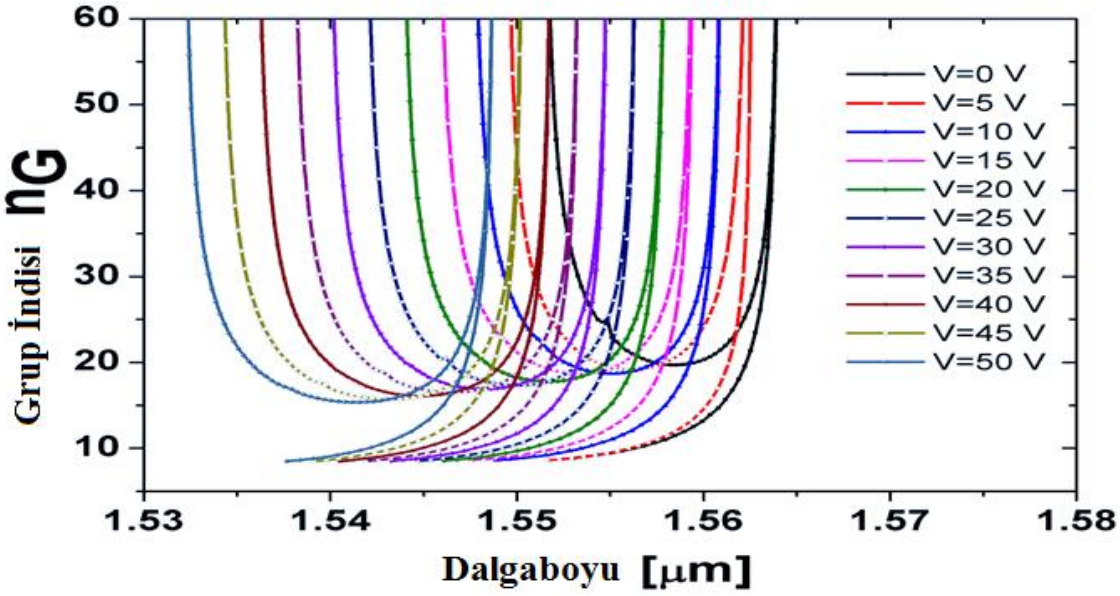


Şekil 5.2 Fotonik kristali oluşturan çubukların farklı yarıçap değerleri için kılavuzlanmış kip frekansları

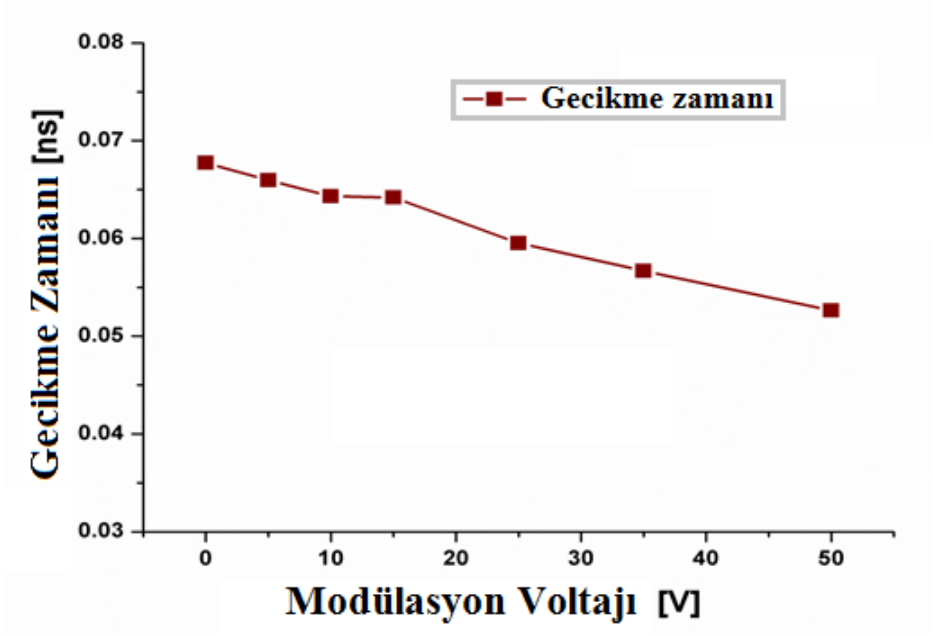
Her bir yarıçap değeri için ortalama grup indisi hesaplanmıştır. En büyük ortalama grup indisi r=0.26a yarıçap değerinde elde edilmiştir. Bu yarıçap değeri için depolama zamanı, tampon kapasitesi, depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğü gibi önemli ara bellek parametrelerinin uygulanan voltaj altındaki değişimi incelenmiştir. Yapının 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj değerlerinde göstermiş olduğu özellikler şekil 5.3-5.7'de yer almaktadır. Optik ara belleğin uzunluğu 1mm. olarak hesaba alınmıştır.



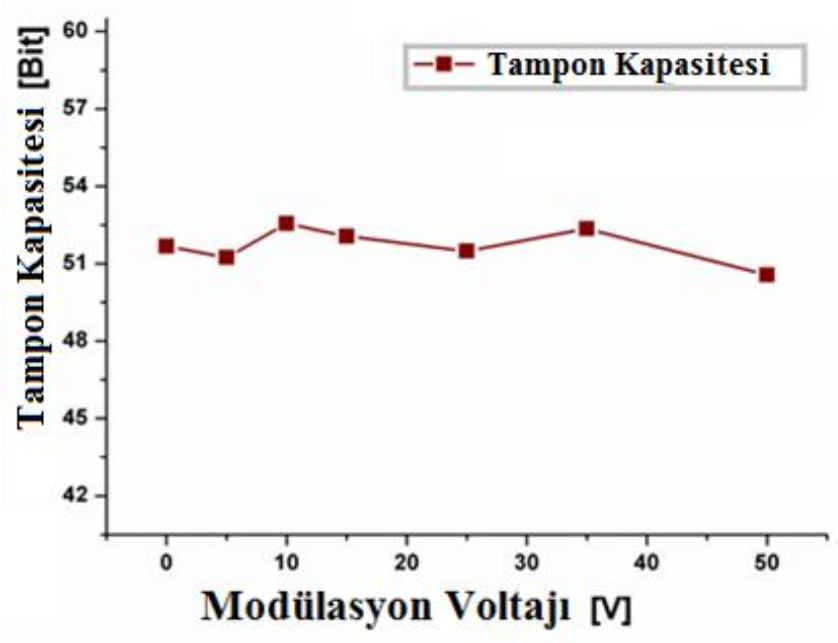
Şekil 5.3 0-50 volt arasında uygulanan voltaj altında merkez dalga boyu değişimi



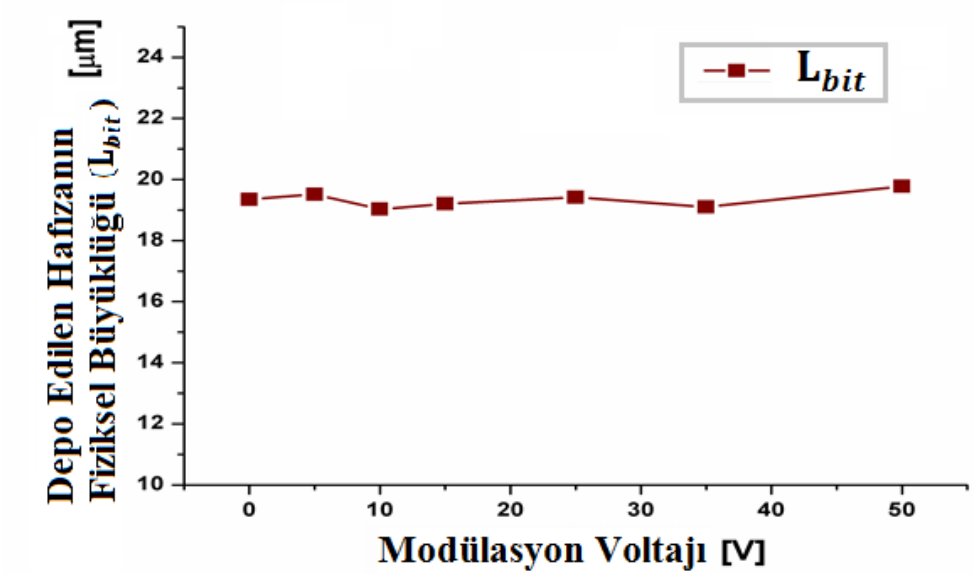
Şekil 5.4 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında dalga boyuna karşılık grup indisi değişimi



Şekil 5.5 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında gecikme zamanı değişimi



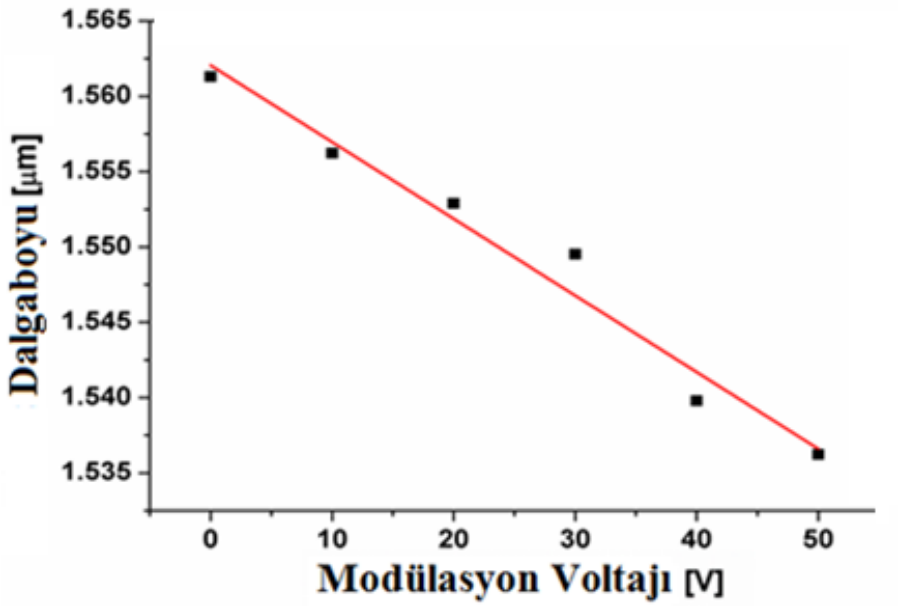
Şekil 5.6 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında tampon kapasitesinin değişimi



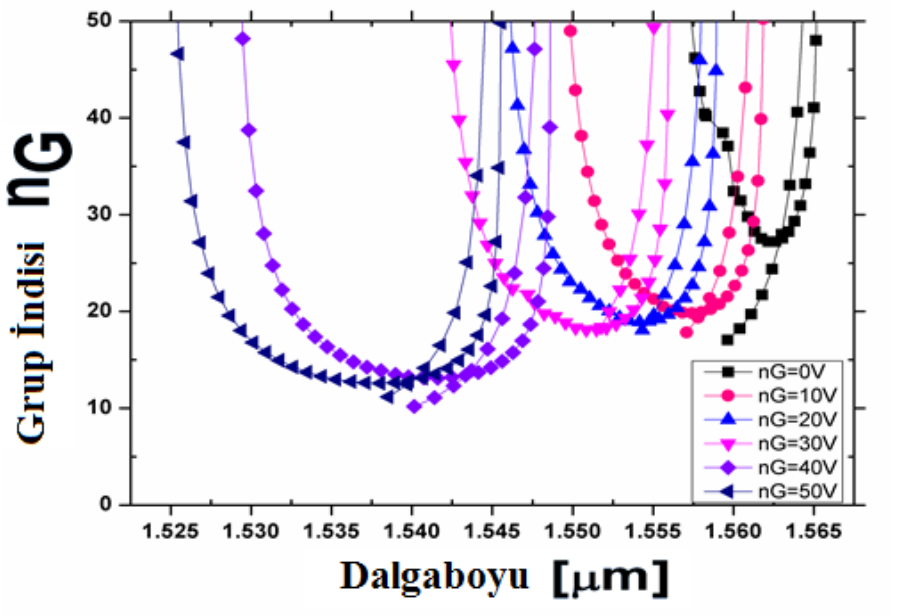
Şekil 5.7 0-50 Volt arasında uygulanan voltaj altında depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğündeki değişimi

Yapıyı oluşturan Lityum Niyobat çubukların yarıçapları arttıkça kılavuzlanmış kip frekansı azalmaktadır (Şekil 5.2). Uygulanan modülasyon voltajı artıkça yavaş ışık merkez dalga boyu azalmaktadır. Burada modülasyon hassasiyeti 0.35 nm/V olarak hesaplanmıştır. Yavaş ışığın merkez dalga boyu ile uygulanan voltaj değişimi arasındaki ilişkinin doğrusal olması bu yapıyı elektro optik bir sensör için uygun kılmaktadır. Uygulanan voltaj değeri arttıkça tampon kapasitesi ve depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğü (L_{bit}) sırasıyla 52.4 bit ve 19.4 µm değerlerinde sabit kalırken, gecikme zamanı azalmaktadır.

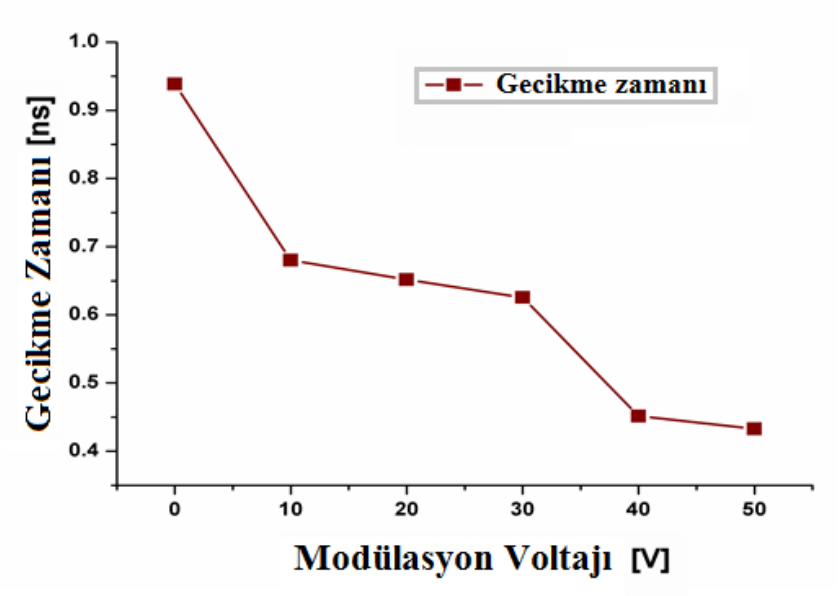
Yapı üzerinde bir takım değişimler yapılarak elektro optik özelliklerin geliştirilmesi sağlanmıştır. Işığın yayıldığı yol yakınındaki çubukların yol eksenine 0.226a kaydırılmasıyla tampon kapasitesinin, depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğünün ve modülasyon hassasiyetinin iyileştirilmesi sağlanmıştır (Şekil 5.8-5.12). Böylece modülasyon hassasiyeti 0.67 nm/V değerine çıkarılmıştır. Simülasyon sonuçlarına göre uygulanan voltaj artışıyla depo edilen hafızanın büyüklüğü ve gecikme zamanı azalırken tampon kapasitesinin arttığı görülmektedir.



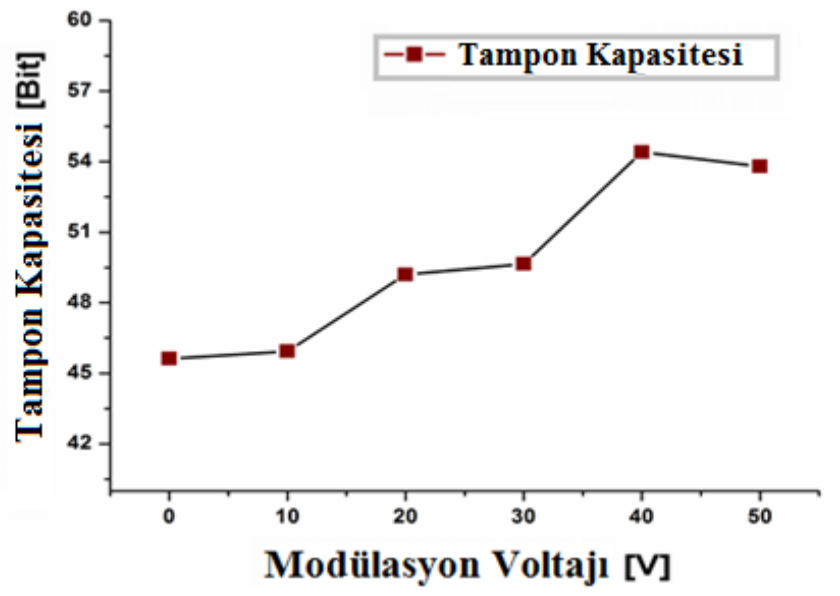
Şekil 5.8 Işığın yayıldığı yol yakınındaki çubuklar yol eksenine kaydırıldıktan sonra 0-50 volt arasında yapılan voltaj değişimi ile merkez dalga boyu arasındaki ilişki



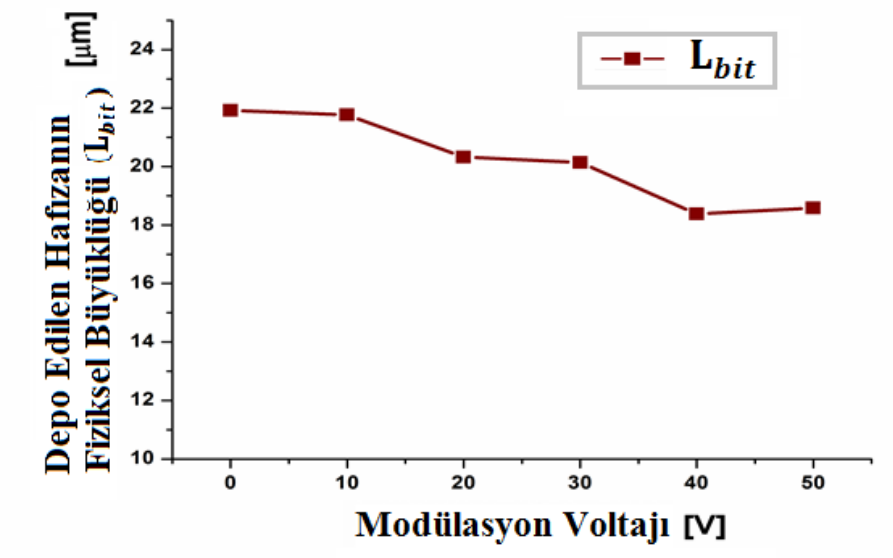
Şekil 5.9 Yapının üstünde yapılan iyileştirmeler neticesinde elde edilen 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında dalga boyuna karşılık grup indisi değişimi



Şekil 5.10 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında gecikme zamanının değişimi



Şekil 5.11 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında tampon kapasitesinin değişimi



Şekil 5.12 Yapının geliştirilmesiyle 0-50 Volt arasındaki farklı voltajlar altında depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğünün değişimi

Özet olarak bu çalışmada bir fotonik kristal rezonatör sırasının elektro optik özellikleri ve tampon performansı araştırılmış olup ışığın yayılımı boyunca yapıyı oluşturan Lityum Niyobat çubukların ışığın yayılma eksenin doğru kaydırılmasıyla dinamik modülasyon özellikleri geliştirilmiştir. Yapının 0.036 c düşük grup hızına karşılık gelen düz bir kılavuzlanmış kip sağladığı görülmüştür. Maksimum gecikme zamanı ve tampon kapasitansı sırasıyla 0.95 ns ve 54.41 bit olarak elde edilmiştir. Yapı üzerinde çubukların yarıçapının değişimi ve ışığın yayıldığı yol boyunca çubukların bu yola doğru kaydırılması olmak üzere iki farklı sistematik çalışma yapılmıştır. Bunun sonucunda yalnızca çubuk yarıçapının ayarlanmasıyla optimize edilen yapı için tampon kapasitesi ve depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğü voltaj artışı ile yaklaşık olarak sabit kalırken, çubukların kaydırılması işleminden sonra geliştirilen yapıda voltaj artışı ile tampon kapasitesinin arttığı ve depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğünün azaldığı gözlenmiştir. Yavaş ışığın merkez dalga boyu ve gecikme zamanı uygulanan voltajın artırılması sonucunda azalmaktadır. Merkez dalga boyunun modülasyon hassasiyeti ve gecikme zamanı sırasıyla 0.67nm/V ve 0.0027 ns/V olarak bulunmuştur.

Bu dinamik modülasyon özellikleri çok dalga boylu bir sistemde yavaş ışık elde edilmesinin yanı sıra tüm optik tamponlarda ve optik depolama alanlarında ışığın depolanması ve gecikme zamanının ayarlanması için kullanılabilir.

6. METAMALZEMELER SAYESİNDE ELDE EDİLEN FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLER

Soğurucu özelliğe sahip meta malzeme frekans seçici yüzeylerin tasarlanması için ilk olarak tasarım aşamasında dikkat edilmesi gereken parametreler araştırılmıştır. Bu amaçla eşdeğer devre analizi yapılan 2 farklı yapı üretilerek deneysel ölçümler alınmıştır.

Frekans seçici yüzeyler, dielektrik bir alttaş üzerinde aynı iletken yamaların ya da oyukların birbirini bir veya iki boyutta periyodik olarak tekrarlamasıyla oluşan yapılardır. Frekans seçici özelliklerinden dolayı bu yapılar, yansıtıcı antenlerin yapılması, radon tasarımı, kutuplayıcı yapımı, ışın ayırıcı ve bunların yanında radar soğurucu yapıları (RAS) gibi geniş bir uygulama alanını kaplamaktadır (Singh vd. 2012). Frekans seçici yüzeyin frekans davranışı, alttaş üstündeki yamanın veya kovuğun büyüklüğüne, şekline ve metal ekranın kalınlığına bağlıdır. Yüksek empedanslı soğurucu yüzeyler elde etmek için, frekans seçici yüzeyler genellikle dielektirik bir alttaş üzerine işlenirler. Frekans seçici yüzeylerin, üzerine gelen bir elektromanyetik dalgayı soğurabilme özellikleri yama tipi, numune ölçüleri, periyodiklik, kullanılan dielektrik materyalin elektromanyetik parametreleri ve kalınlık gibi birçok parametre tarafından kontrol edilmektedir. Bundan dolayı kullanılan farklı frekans seçici yüzeyler uygulanan elektrik ve manyetik alanlara farklı tepkiler verebilirler.

Frekans seçici yüzeyler (FSY) belirli bir frekans bandını soğuran veya yansıtan pasif dizilerdir. Günümüzde soğurucu özellikte malzemeler sentezlenmesi için frekans seçici yüzey uygulamaları oldukça artmasına rağmen optimize bir soğurma için frekans seçici yüzeyin ölçülerinin uygun şekilde belirlenmesi ve istenen tüm koşullar altında belli bir materyal için elverişli olacak uygun FSY'in seçilmesi çok kolay değildir. Bu çalışmada mikro dalga soğurucu uygulamaları için farklı kapasitans ve indüktans değerlerine sahip farklı frekans seçici yüzeyler geliştirilmiştir. Bu yapılar bakır kaplamaya sahip dielektrik üzerine FSY deseninin basılmasıyla elde edilmiştir. Tasarlanan frekans seçici yüzeyin materyal seçimi ve ölçülerinin optimizasyonu, maksimum soğurmanın elde edilmek istenen 8-12 GHz frekans aralığına uygun olacak şekilde yapılmıştır. Frekans seçici yüzeylerin ölçülerinin optimize edilmesi için eşdeğer devre metodundan (Pendry 1999)

faydalanılmıştır. Eşdeğer devre analizi sayesinde tasarlanan desenin oluşturması beklenen kapasitans ve indüktans etkilerinin rezonans frekansı üzerinde sebep oldukları değişiklikler hesaba katılmıştır. Bu şekilde desen üzerinde yapılan uygun ayarlamalar ile optimum ölçülere sahip meta malzeme FSY tasarımı tamamlanmıştır. Ayrıca bu yapıların sentezinde kullanılacak malzemenin sahip olması istenen elektromanyetik özelliklerin belirlenmesi ve böylelikle doğru malzeme seçimi Comsol Multiphysics simülasyon programı aracılığıyla materyalin kayıp tanjant parametresi göz önünde bulundurularak yapılan hesaplamalar neticesinde sağlanmıştır. Elde edilecek soğurmanın 8-12GHz frekans aralığında kalma koşuluyla, eşdeğer devre analizinin izin verdiği ölçüde geometride yapılan değişikliklerle maksimum soğurucu özellik elde edilmeye çalışılmıştır. Her iki tasarım içinde 5'er numune hazırlanarak fotolitografi yöntemiyle frekans seçici yüzeyler üretilmiştir. Tüm numunelere ait soğuruculuk özellikleri soğurma test aygıtları kullanılarak, elektromanyetik spektrumda mikrodalga bölgesinin 8-12 GHz'e denk gelen ve modern radar uygulamalarında sıklıkla tercih edilen X-bant 'ta ölçülmüştür. X-bandın daha kısa dalga boyları hedef belirleme ve ayrımcılık için yüksek çözünürlüklü görüntüleme radarlarından daha yüksek çözünürlüklü görüntüler elde etmeye olanak sağlar. Yapılan bilgisayar destekli simülasyon ve deneylerden elde edilen veriler neticesinde seçilen uygun frekans seçici yüzeyin üretilmesiyle birlikte maksimum düzeyde bir soğurmanın elde edilebileceği kanıtlanmıştır.

6.1 Metamalzeme Soğurucular

Bir cisimden saçılan ve yansıyan elektromanyetik dalgaları azaltmanın 3 temel yöntemi vardır. Bunlardan ilki gelen dalgayı soğurmak, ikincisi cisim tarafından meydana getirilen elektrik ve manyetik alanı birbiriyle dengelemek ve üçüncüsü de gelen dalgayı cisim etrafında yönlendirmektir. Bunlarda son iki yöntem bir cismi örtmeyi gizlemeyi ifade eden görünmezlik pelerini olarak ta adlandırılan koordinat dönüşümüne dayalı metamateryal pelerin sayesinde, ilk yöntem ise frekans bandına uygun soğurucular yardımıyla gerçekleştirilebilir. Soğurucu özellik gösteren ilk metamateryal Landy tarafından 2008 yılında yapılmıştır. Soğurucu nitelikteki metamateryaller gelen elektromanyetik radyasyonu tamamıyla soğurabilen yüksek bir performans sergilerler. Metamateryal soğurucuları önemli kılan özellikler ince ve hafif olmalarının yanında

tasarımları için pahalı materyallere gerek duyulmaması ve geniş bir frekans aralığında kullanıma uygun olmalarıdır. Üstelik skalada yapılacak değişimlerle bir metamateryal soğurucu tasarımından faydalanarak farklı frekanslarda çalışabilecek soğurucular üretilmesi de mümkündür. Mikrodalga, Tera Hertz ve kızıl ötesi frekans bölgelerinde çalışan çeşitli birçok metamateryal soğurucu tasarımları bulunmaktadır.

Bu çalışma kapsamında eşdeğer devre analizi ile tasarlanan soğurucu özellik sergileyen meta malzemelere ait Comsol Multiphysics programında yapılmış olan simülasyon sonuçları ve numelerin WR90 dalga kılavuzu içerisinde network analizör aracılığıyla elde edilen deney sonuçları ilerleyen bölümlerde anlatılacaktır.

6.2 Metamalzeme Soğurucuların Teorik Analizi

Frekans seçici yüzeyler elektromanyetik dalgalara karşı filtre gibi davranan düzlemsel periyodik yapılardır. Literatürdeki mevcut sonuçlara göre frekans seçici yüzeyler soğurma performansının artırılması ve geliştirilmesi için sıklıkla kullanılmaktadır. Eşdeğer devre analizine dayalı olarak tasarlanan frekans seçici yüzeyler, sahip oldukları geometrik yapılara göre üzerlerine gelen elektromanyetik dalgalara farklı frekanslarda farklı tepkiler göstermektedir. Ancak elektromanyetik dalgaya verilen tepki yalnızca frekans seçici yüzeyin geometrisine bağlı değildir. Yüzey geometrisinin yanında frekans seçici yüzey üretiminde alttaş olarak kullanılan dielektrik materyalin elektromanyetik parametreleri, alttaş üzerindeki yamanın iletkenliği ve elektromanyetik dalganın (sinyalin) geliş açısı da elektromanyetik tepkiyi etkileyen diğer önemli faktörlerdir.

İyi bir metamateryal soğurucu tasarlayabilmek için metamateryal ile eşdeğer devresi arasındaki ilişkiyi kurabilmek ve yukarıdaki sayılan faktörlerin hesaba katılmasıyla doğru malzemeleri seçebilmek oldukça önemlidir.

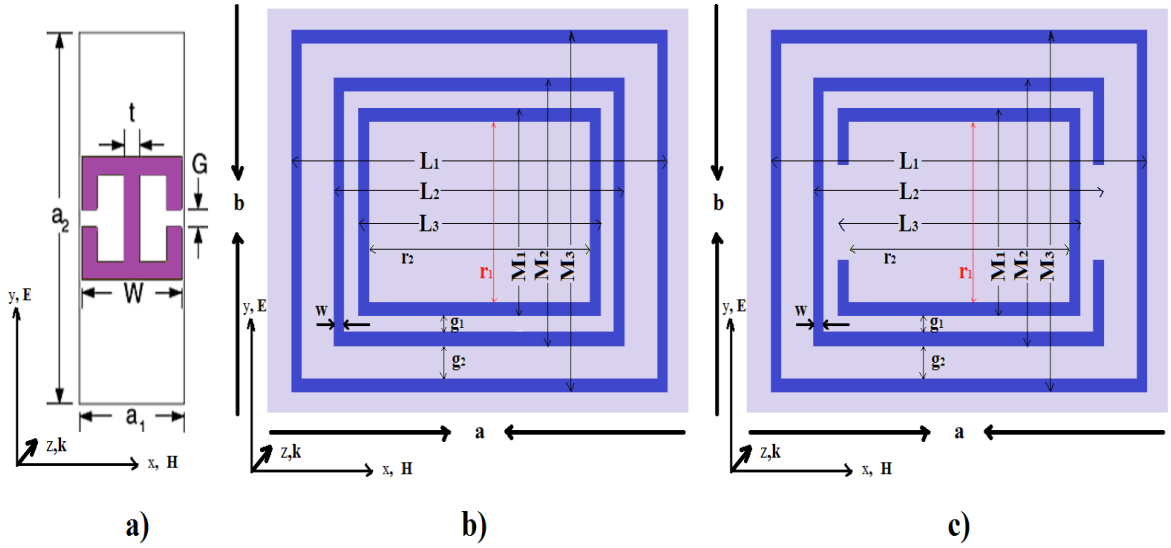
Bu çalışmada yer alan her üç metamateryal soğurucunun tasarımı için de Bölüm 2.4'te birim hücrenin modellenmesiyle ilgili kısımda detaylı bir şekilde açıklanan bilgiler doğrultusunda eşdeğer devre analizi yapılarak X-bantta yani 8-12 Ghz frekanslık

aralığında soğurucu özellik göstermesi istenen bir malzemenin sahip olması gereken kapasitif ve indüktif etki değerleri hesaplanmıştır.

Hesaplanan kapasitif ve indüktif etki değerleri neticesinde oluşturulacak meta malzemenin geometrisine, bu işlem için kullanılacak dielektrik alttaşın ölçülerine ve bu dielektriğin sahip olması istenen elektromanyetik özelliklere karar verilmiştir. Bu çalışmada dielektrik alttaş olarak teorik sonuçlara en yakın değerlere sahip olan Arlon25N kullanılmıştır. Arlon25N'in kayıp tanjant değeri 0.0025 ($\delta tan\theta = \omega\varepsilon'' + \sigma/_{\omega\varepsilon'}$) ve dielektrik sabitinin reel kısmı $\varepsilon' = 3.38$ olduğundan metamateryale ait karmaşık dielektrik sabiti ifadesi denklem (6.1)'de olduğu gibi elde edilir.

$$\varepsilon = 3.38 - 8.45 \times 10^{-3} i \tag{6.1}$$

Meta malzemelerin elde edilmesinde manyetik tepkinin oluşumu için gerekli olan kapalı ve yarık halkalar kullanılmıştır. Yarık halka rezonatörlerin elektromanyetik analizi incelenmiştir (Pendry vd. 1999). Eğer yarık halka rezonatörler dik bir manyetik alana maruz kalırsa, bu yapılar manyetik olmayan iletkenden yapılmış olsalar bile rezonans frekansı yakınlarında negatif manyetik geçirgenlik özelliğine sahip olurlar (Lee 2006). Bu durumda σ_1, a, l, c sırasıyla metal yüzeyin iletkenlik sabiti, z- yönündeki örgü sabiti, y- yönündeki örgü sabiti ve ışık hızı olmak üzere 2 yarık halkadan oluşan yapı için etkin manyetik geçirgenlik denklem (6.2) ile ifade edilir (Lee vd. 2006). Bu formülde yer alan w, r_0 ve g_1 sırasıyla halka genişliği, ortalama yarıçap ve halkalar arasındaki uzaklığı ifade etmektedir.



Şekil 6.1 Tasarlanan metamalzemelerin geometrik şekilleri

Etkin manyetik geçirgenliğin rezonans frekansı civarlarında negatif değer alması sinyal yayılımını engelleyen bir unsurdur (Smith 2000).

$$\mu_{etkin} = 1 - \frac{\frac{\pi r_0^2}{a^2}}{1+\frac{2l\sigma_1}{\omega r_0 \mu_0} i - \frac{3lc_0^3}{\pi\omega^3 \ln\frac{2w}{g_1} r_0^3}} \tag{6.2}$$

Bir yarık halka rezonatör dizisinin gösterdiği manyetik tepkinin direnci ve etkin manyetik geçirgenliği daha genel bir biçimde her birim hücre için manyetik moment ifadesinden, $m_H = \pi r^2 I$, türetilebilir. Birinci mertebeden manyetik moment denklem (6.3) ile açıklanır.

$$m_H = \frac{\pi^2 r^4 \mu_0 \boldsymbol{H}}{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2 - 1}\right) L} \tag{6.3}$$

Böylece yarık halka rezonatör dizisindeki her birim hücrenin hacmi V olmak üzere tüm sistemin etkin manyetik geçirgenliği denklem (6.4) ile bulunur.

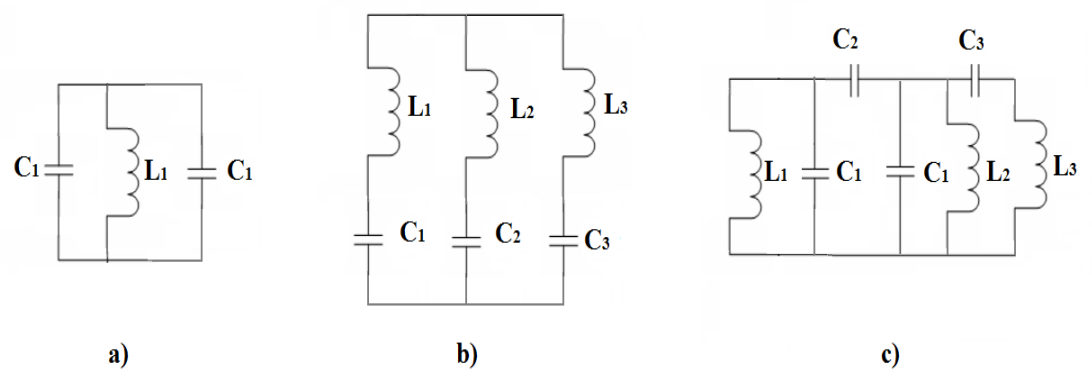
$$\mu_{etkin} = \frac{1+m_H}{V\boldsymbol{H}} \tag{6.4}$$

Yarık halka rezonatöre zamanla değişen bir manyetik alan halka eksenine paralel olarak uygulandığında halkada bir akım indüklenir. Bu akım ile taşınan yük eş merkezli halkalar arasında oluşan kapasitörde depolanır. Sonuç olarak yarık halka rezonatörler aygıt

parametreleri tarafından kolayca kontrol edilebilen rezonans frekansında bir LC devresi olarak etki gösterirler. L, C ve r_0 sırasıyla yapının indüktansı, halkalar arasındaki birim uzunluk başına kapasitans ve ortalama yarıçap olmak üzere rezonans frekansı hesaplanır (Denklem 6.3).

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi r_0 \mathrm{LC}}} \tag{6.3}$$

Yapı üzerine uygulanacak zamanla değişen manyetik alan etkisinin ne gibi bir cevaba sebep olacağını bilmek ve bu cevabın LC devreleriyle karşılaştırılmasıyla nasıl bir etki oluşacağını tahmin etmek eşdeğer devre analizinin temelini oluşturur. Literatürde aynı yapılar için bile farklı eşdeğer devre analizlerini görmek mümkündür. Ancak bunların her biri birbiriyle denk devrelerdir. Öyle ki ilk bakışta birbirinden farklı gibi görünen aynı yapı için analiz edilmiş eşdeğer devrelerin çözülmesiyle aynı rezonans frekansı sonucu elde edilmektedir. Dolayısıyla her bir meta malzeme yapısı için yalnızca tek bir devrenin karşılık gelmeyeceğini, birbirine denk nitelikte olabilecek farklı eşdeğer devrelerle de yapının betimlenebileceğini ve doğru rezonans frekansı değerinin elde edilebileceğini söylemek mümkündür. Bu çalışmada mercek altına alınan farklı geometrilere sahip metamateryal soğurucu yapılar için eşdeğer devre analizi yapılması sonucu elde edilen denk devreler şekil 6.2'de yer almaktadır.



Şekil 6.2 Tasarlanan metamateryal soğuruculara ait eşdeğer devre gösterimleri

a. Elektrik Rezonatör metamateryal soğurucu (Şekil 6.1.a) b. üç bantlı metamateryal soğurucu (Şekil 6.1.b) ve c. üç bantlı yarık halkalı metamateryal soğurucuya (Şekil 6.1.c) ait eşdeğer devreler

6.2.1 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu tasarımı

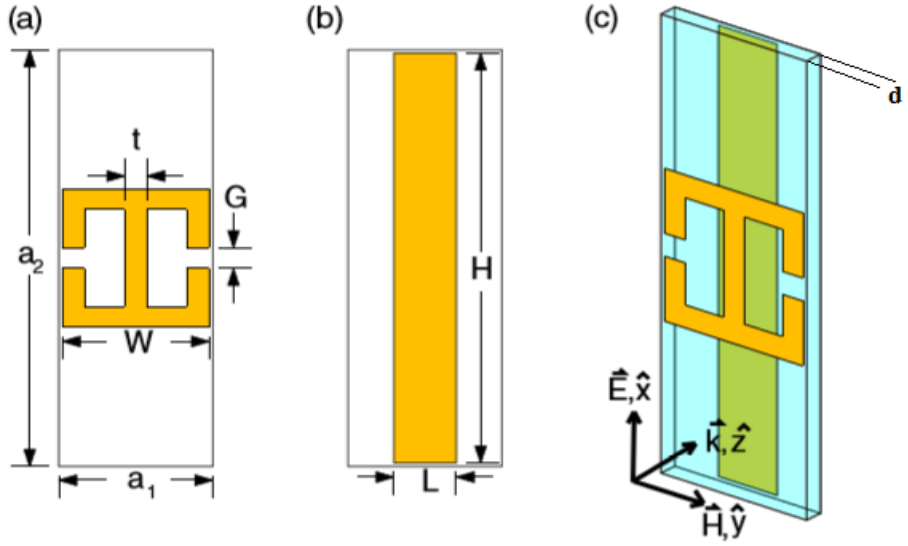
Landy'nin 2008'de tasarladığı bu mükemmel soğurucu meta malzemeden yola çıkılarak farklı bir frekans bandında soğurma kabiliyeti gösteren farklı ölçülere sahip yeni bir soğurucu tasarımı yapılmıştır. Metamateryal soğurucunun tek bir birim hücresi şekil 6.3'de görüldüğü gibi dielektrik bir malzeme ile onun altında ve üstünde bulunan metalik yüzeylerin bir araya getirilmesiyle oluşturulmuştur. Elektriğin yapıyla bağlaşımını destekleyen üst yüzeyde bulunan halka rezonatör aslında yarık tellere paralel halkalar ile bağlanmış 2 adet standart yarık halka rezonatör içerir. Standart yarık halka-tel yapısı indüktansı artırmak için birim hücre başına fazladan tel eklenmesine olanak vermediğinden dolayı onun yerine bu tasarımın kullanılması tercih edilmiştir (Landy 2008).

Manyetik bağlaşım daha karmaşık bir düzenleme gerektirmektedir bundan dolayı gelen H manyetik alanını hapsetmek için dalga vektörüne dik halkada dolaşan yükler sayesinde üretilen akıya ihtiyaç vardır. Bu tepki elektrik halka rezonatörün merkezindeki bir tel ve dielektrik materyalin arka yüzeyinde bulunan kesik telin bir arada kullanılmasıyla oluşturulmuştur. Böylece iletken bölümlerde birbirine anti paralel iki akım tarafından manyetik tepki türetilmiş olur. Elde edilen manyetik tepki kesik telin geometrisi ve kesik tel ile elektrik rezonatör arasındaki mesafe değiştirilerek ayarlanabilir.

Metamateryal soğurucunun simülasyonu ve bilgisayar optimizasyonu, zamanda sonlu farklar yöntemini kullanarak çözümler sunan COMSOL Multiphysics Programının 4.3a versiyonu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Tasarlanan yapı için deneysel ölçümler WR90 dalga kılavuzu içinde alınacağı için, dalga kılavuzunun ölçülerine uygun olarak şekil 6.3 c'de görülen birim hücrenin 5 tanesinin yan yana konulmasıyla simülasyon gerçekleştirilmiştir (Şekil 6.4).

Simülasyon için y-z ve x-z düzlemlerinin tümünde mükemmel elektrik iletkeni sınır koşulu kullanılmıştır. Z- yönündeki yüzeylere ise transfer elektromanyetik dalganın geliş ve geçirgenliği için yerleştirilen dalga kılavuzu verici ve algılayıcısı sayesinde iletim ve yansıma elde edilmiştir. Simülasyon sonucunda vericiden çıkıp geri yansıyan S_{11}, alıcıya

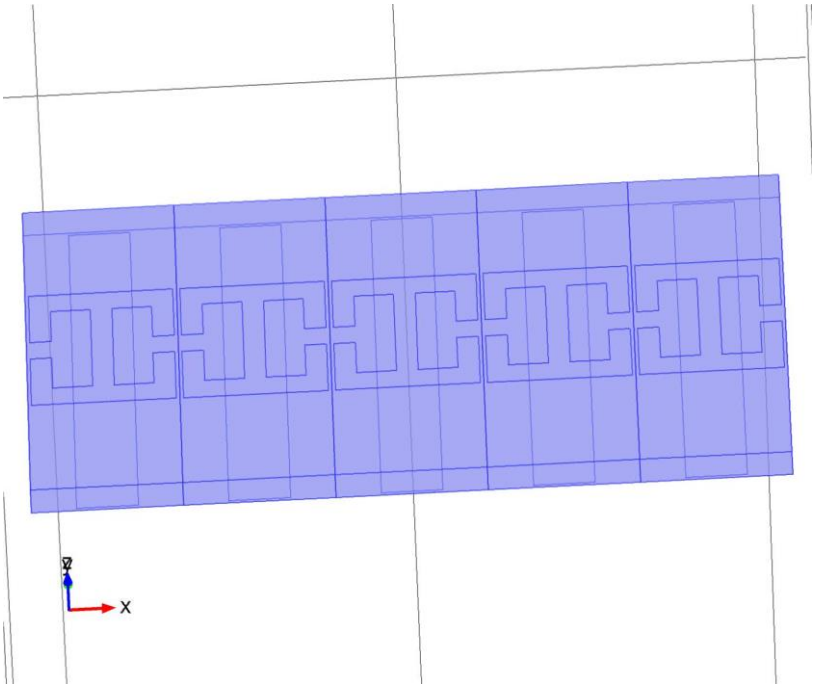
iletilen S_{21} saçılma parametrelerine bağlı olarak iletim $T(\omega) = |S_{21}|^2$ ve geçirgenlik $R(\omega) = |S_{11}|^2$ katsayıları elde edilir. Buradan soğurulan dalga için soğurma genliği $A(\omega) = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$ olarak hesaplanır.



Şekil 6.3 Mükemmel Soğurucu metamalzemenin geometrisi (Landy 2008)

a. elektrik rezonatör, b. tel ölçüleri, c. elektrik alan, manyetik alan ve dalga yayılım yönlerinin belirtildiği birim hücre

Dielektrik malzeme üzerinde bulunan bakırın elektrik iletkenliği $\sigma_{bakır} = 5{,}8 \times 10^7\ {}^{S}/_{m}$'dir. Metamateryal soğurucu tasarımında Arlon 25 kullanılmıştır. Simülasyonda dielektrik malzemeye ait karmaşık elektriksel geçirgenlik sabiti denklem (6.1)'deki gibi kullanılmıştır. Optimize metamateryal soğurucu milimetre mertebesindeki $a_{1=}4.2$, $a_2 = 10.16$, $W = 4$, $t = 0.6$, $G = 0.6$, $L = 1.7$, $H = 10$ ve $d = 0.76$ (dielektrik kalınlığı d, Arlon25 için verilmiştir) ölçülerine sahiptir.



Şekil 6.4 Simülasyon ve deneysel ölçümlerin alındığı soğurucu metamateryale ait 5 tane birim hücrenin yan yana dizilimi

Teorik çözüm ve simülasyon sırasında eşdeğer devre analizi yardımıyla yapının optimizasyonu tamamlanmıştır. Optimizasyon yapılırken rezonans frekansının daha önceden seçilen X-bant frekans aralığında kalması dikkate alınmıştır.

6.2.2 Üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu tasarımı

Bir soğurucunun etkinliği denklem (6.4)'te görüldüğü gibi frekansın fonksiyonu şeklinde ifade edilen geçirgenlik T(ω), yansıma R(ω) ve soğurma A(ω) katsayılarının kullanılmasıyla karakterize edilir.

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) \tag{6.4}$$

Bu denklemden açıkça anlaşıldığı üzere soğurucunun performansını yükseltmek iletim ve yansımayı olabildiğince azaltmak ile mümkün olur. İlk olarak iletim katsayısını sıfır yapmak için zemin düzlemi olarak metal film kullanmak elverişli ve etkili bir yöntemdir. Daha sonra izlenecek yol ise gelen elektromanyetik dalgayı düşük yansımayla

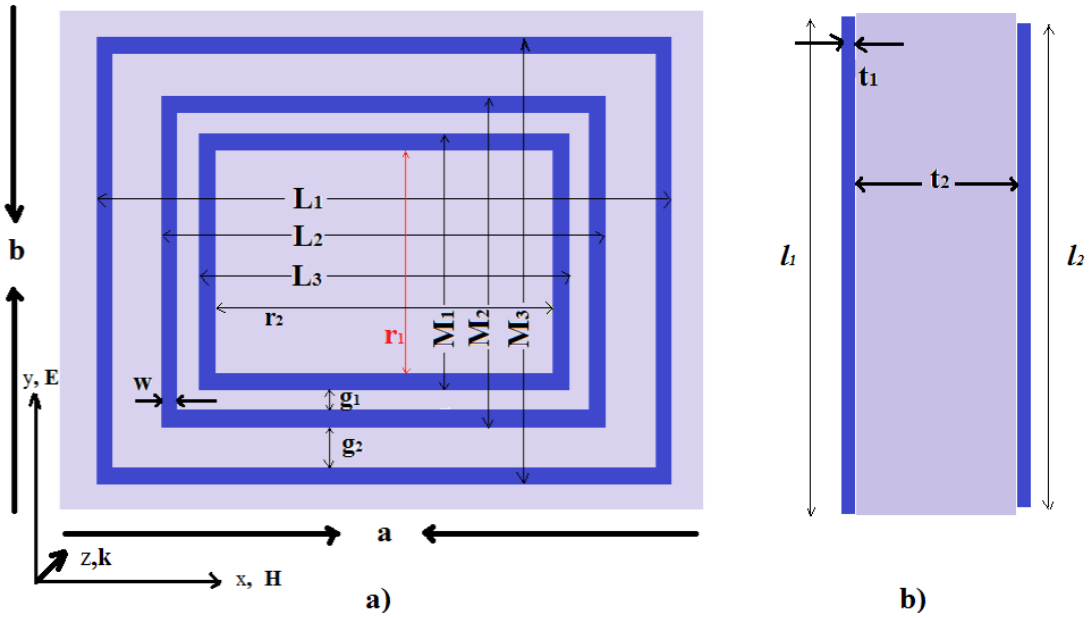
soğurucuya hapsetmek için empedansı boş uzayınkiyle eşleştirmektir. Çok bantlı metamateryal soğurucu tasarımı yapılırken yüksek verim elde edebilmek için birim hücrenin parametreleri dikkatli bir şekilde optimize edilmelidir. Parametrelerin belirlenmesi özellikle her soğurma frekansındaki değeri yaklaşık olarak 1 olan boş uzayın empedansını sağlamak için çok önemlidir. Şekil 6.5'de üç bantlı soğurucunun birim hücresi, gelen elektromanyetik dalganın elektrik alan E ve manyetik alan H bileşenleri şematik olarak gösterilmektedir.

Metamateryal soğurucu 3 katmandan oluşmaktadır. Üst katman gelen elektromanyetik dalgaya verilen ilk elektriksel tepkiden sorumlu olan 3 tane iç içe kapalı halka rezonatör içermektedir. En alt katman geçirgenliği sıfır yapmak için kullanılan bakır düzlemden oluşmaktadır. Alt katmanda bulunan bakır düzlem üst katmanın yüzey akımına anti paralel bir yüzey akımına neden olan manyetik tepkiden sorumludur. Metamateryal soğurucunun simülasyonu ve bilgisayar optimizasyonu COMSOL Multiphysics Programının 4.3a versiyonu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deney ölçümleri ise WR90 dalga kılavuzu içinde alınmıştır. Dalga kılavuzunun içine 2 birim hücre sığdığından dolayı simülasyon ve deney bu şekilde gerçekleştirilmiştir.

Bakırın elektrik iletkenliği $\sigma_{bakır} = 5{,}8 \times 10^7\ {}^{S}/_{m}$'dir. Önceki metamateryal soğurucu tasarımında olduğu gibi 3 bantlı soğurucu yapımında da Arlon 25N kullanılmıştır. Simülasyonda dielektrik malzemeye ait karmaşık elektriksel geçirgenlik sabiti denklem (6.1)'deki gibi kullanılmıştır. Sınır koşulları tüm yan yüzlerde mükemmel elektrik iletkeni olarak atanmıştır.

Birim hücrenin önüne ve arkasına yerleştirilen dalga kılavuzu verici ve algılayıcısı sayesinde iletim ve yansıma elde edilir. Vericiden çıkıp geri yansıyan ve algılayıcıya iletilen saçılma parametreleri sırasıyla S_{11} ve S_{21} ile ifade edilir. Saçılma parametreleri cinsinden yansıma $R(\omega) = |S_{11}|^2$ ve iletim $T(\omega) = |S_{21}|^2$ şeklindedir. Eğer alt katmandaki bakır yüzeyden dolayı iletimin sıfır olması sağlanabilirse, soğurma $A(\omega) = 1 - |S_{11}|^2$ olarak hesaplanır.

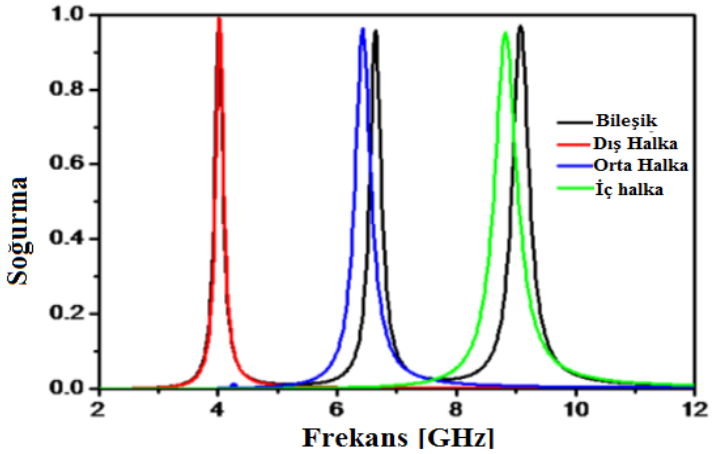
Optimize metamateryal soğurucu milimetre mertebesindeki $L_{1=}10.6$, $L_2 = 8.3$, $L_3 = 6.5$, $M_1 = 9.2$, $M_2 = 7.3$, $M_3 = 5.5$, $a = 11$, $b = 10$ $w = 0.5$, $t_1 = 0.035$, $t_2 = 0.76$, $l_1 = 9.6$ ve 10 , $l_2 = M_3$ ölçülerine sahiptir.



Şekil 6.5 Üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu birim hücresi

a. üstten görünüm b. yandan görünüm

Kapalı halka rezonatörlerin her biri bir rezonans pikinden sorumludur. Birbirlerinden tamamen bağımsız olarak farklı frekanslarda soğurma özelliği göstermişlerdir. Halkanın kenar uzunluğuyla ters orantılı olarak daha büyük halkaya ait rezonans piki daha düşük frekansta yer alır. Binci halka, ikinci ve üçüncü halkaların tek başlarına kullanılarak oluşturulan yapılara ait simülasyon sonuçları ile 3 halkanın bir arada bulunduğu yapıya ait simülasyon sonucunun birbiriyle uyum içinde olduğu bilinmektedir (Shen 2011). Halkaların yalnız oldukları ve bir arada oldukları sonuçlar karşılaştırıldığında sebep oldukları rezonans pikleri yüksek frekanslı 2 pik için ufak bir kaymanın haricinde hemen hemen aynı frekans ve genliğe sahiptir (Şekil 6.6).



Şekil 6.6 Kapalı halka rezonatörlerin ayrı ayrı iken ve bir arada iken sebep oldukları rezoanans pikleri (Shen 2011)

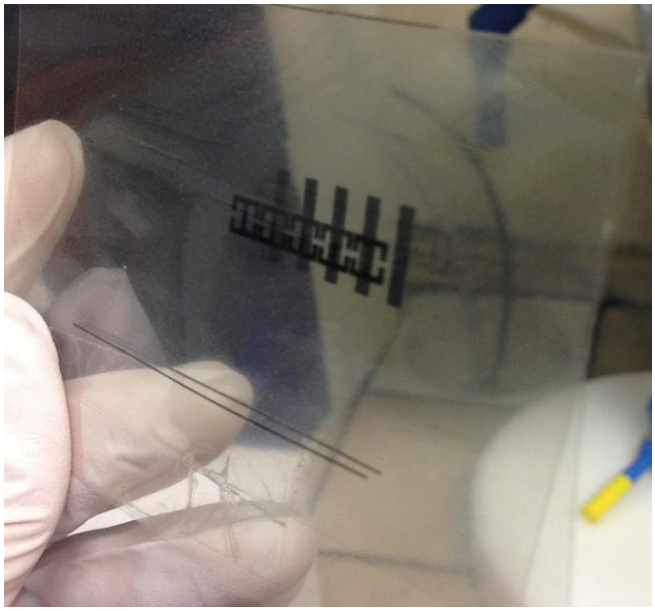
Bu tasarımın karakteristiği 1,2,3 ya da daha fazla kapalı halka rezonatörün bir araya getirilmesiyle tekli, çiftli, üçlü ya da daha fazla rezonans piki elde etmek için kullanılabilir.

Sonuç olarak halka parametrelerini değiştirerek rezonans frekansının istenilen frekans değerinde elde edilmesinin mümkün olduğu anlaşılmaktadır. Bu bilgi doğrultusunda dikdörtgen yapının araştırılması hedeflenmiş ve bu sayede elde edilecek avantaj ve dezavantajların anlaşılması amaçlanmıştır. Dikdörtgen yapı sayesinde 3 halkalı bir yapı olasına rağmen incelenen X-bant aralığında %90 oranında soğurma özelliği sergileyen yalnızca tek bir rezonans piki elde edilmiştir.

6.3 Numune Hazırlanması

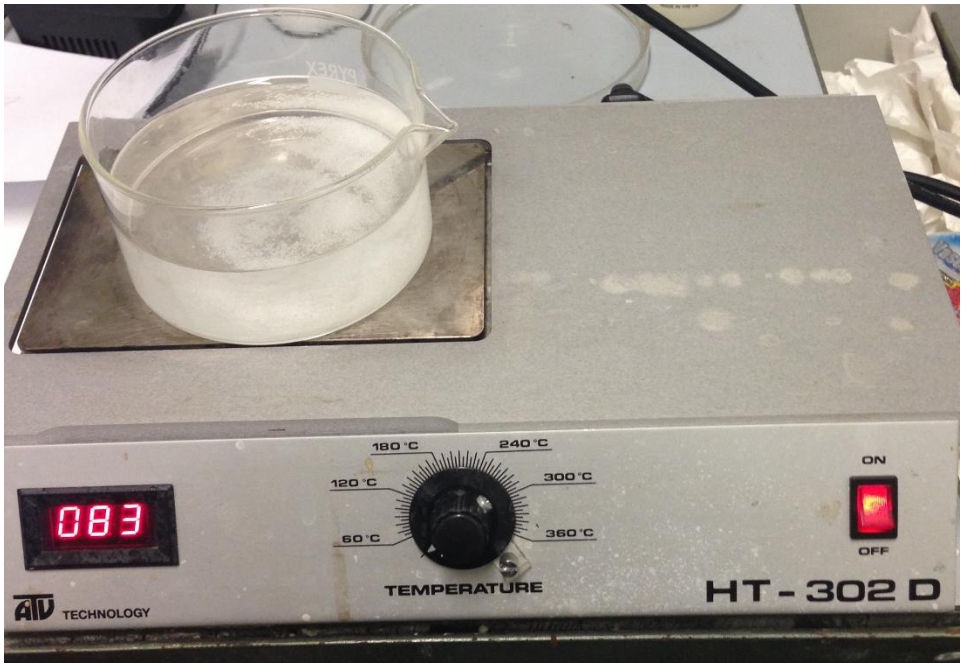
Bölüm 6.4 ve 6.5'de anlatılacak olan deney çalışmalarının her ikisinde de kullanılan numuneler bu bölümdeki aşamalar takip edilerek aynı hassasiyetle hazırlanmıştır. İlk deneyde kullanılan fotorezist türü farklı olmakla birlikte her iki deneye ait numuneler fotolitografi yöntemi ile üretilmiştir.

Tasarlanan meta malzemenin geometrisine ait maske şeffaf kâğıt üzerine bu işlem için uygun nitelikte olan EPSON STYLUS PHOTO R240 yazıcı yardımıyla basılmıştır.



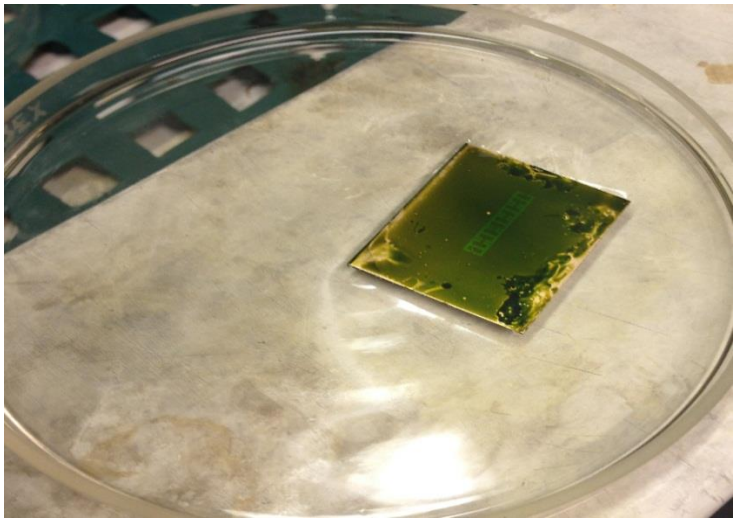
Şekil 6.7 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu için hazırlanmış maske

İstenen geometri bakır kaplama kalınlığı 35 mikron olan preslenmiş seramik (Arlon 25N) üzerine fotolitografi yöntemi ile uygulanmıştır. İlk deneyde, mükemmel soğurucu meta malzemeden (Landy vd. 2008) esinlenerek tasarlanan elektrik rezonatör meta malzeme soğurucu üretiminde sprey pozitif fotorezist kullanılmıştır. Eşit boyda kesilen 5 örnek aynı basamaklardan geçirilecektir. Ön pişirme işlemi için numuneler 55°C'ye ayarlanan fırına yerleştirilip 20 dakika kadar bekletilmiştir. Bu işlem esnasında sonradan UV ışığa maruz kalan kısımların çözülerek uzaklaştırılması için kullanılacak olan kimyasal çözücü hazırlanmıştır. Geliştirici (developer) tozun solüsyon hazırlama reçetesinde yazdığı bilgilere göre 100ml saf suya 5gr. toz eklenerek geliştirici çözelti hazırlanmış ve homojen bir hal alana kadar 83°C'deki ısıtıcı üzerinde bekletilmiştir.

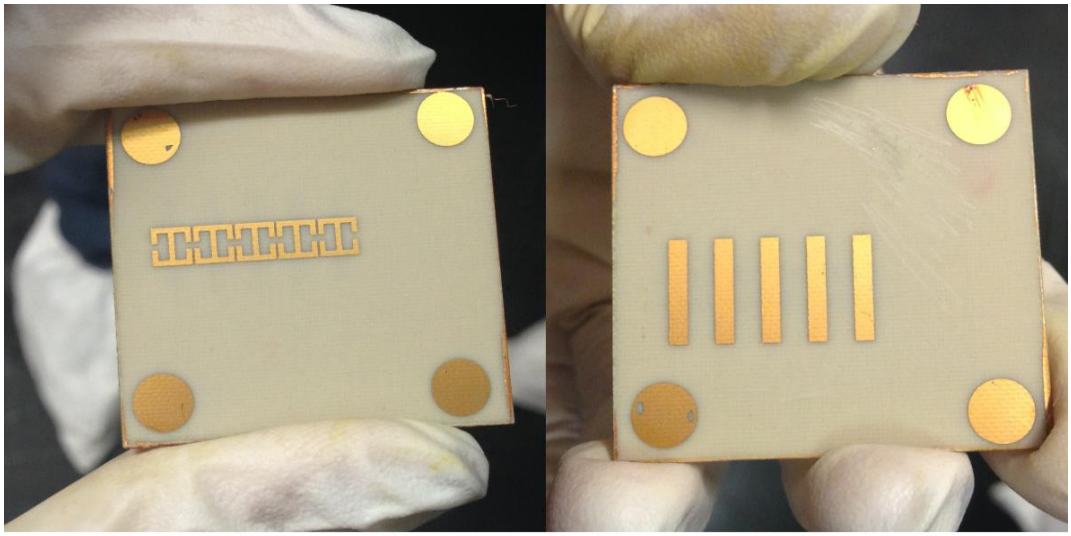


Şekil 6.8 Geliştirici solüsyonun hazırlanması

Her iki tarafına da pozitif fotorezist kaplanan numuneler fırından alınıp oda sıcaklığına getirilmiştir. UV ışık altına konulacak numune şeffaf kâğıt kullanılarak hazırlanan maskenin arasına yerleştirilmiş ve her iki taraftan mıknatıslanarak tutturulmuştur. Numuneler ışıklandırma birimine yerleştirilirken ayrıca bir hizalama yapılmamıştır. Çünkü bu aşamada kullanılan numune boyutları maskelenen alandan zaten oldukça büyüktür ve desen elde edildikten sonra numunelerin istenen boyutta kesimi yapılacaktır. Maskelenmiş numune RS 555-279 UV ışıklandırma birimine yerleştirilip kullanılan ışıklandırma biriminin özelliklerine bağlı olarak 3 dakika süreyle içerde tutulmuştur. İki yüzü de UV ışığa maruz bırakıldıktan sonra numune hazırlanan çözücü içine daldırılarak UV ışığa maruz kalan kısımların uzaklaştırılması sağlanmıştır. Saf suyla durulama yapılmıştır. Son pişirme için 100°C'ye ayarlanan ısıtıcı plaka kullanılmıştır. Geride kalan istenen desen haricindeki tüm bakır kısımlardan kurtulmak için numuneler Demir 3 Klorür (ferri klorür $FeCl_3$) asit çözeltisine daldırılıp çıkarılmıştır. Beş numune de aynı işlem basamaklarından geçirilmiştir.



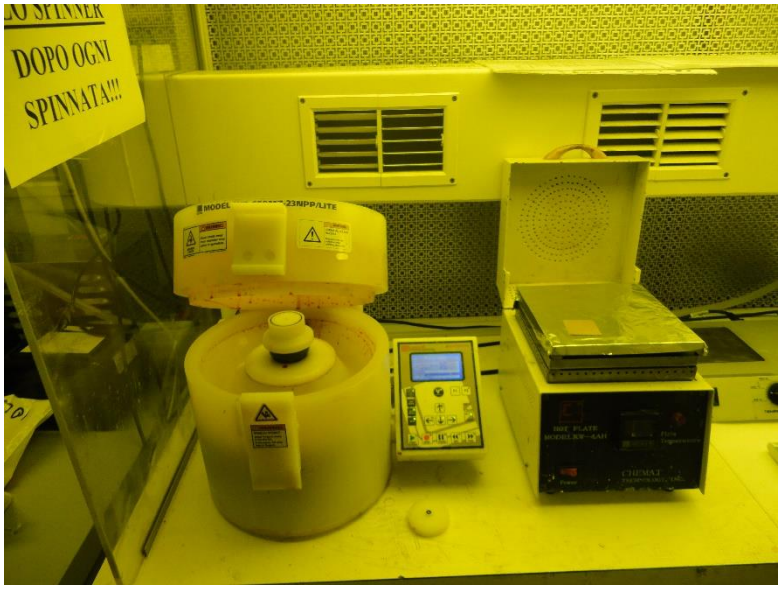
Şekil 6.9 Bakır kısımlardan kurtulmak için Demir 3 Klorür (ferri klorür $FeCl_3$) asit çözeltisinde bekletilmiş elektrik rezonatör metamateryal soğurucu numunesi



a) b)

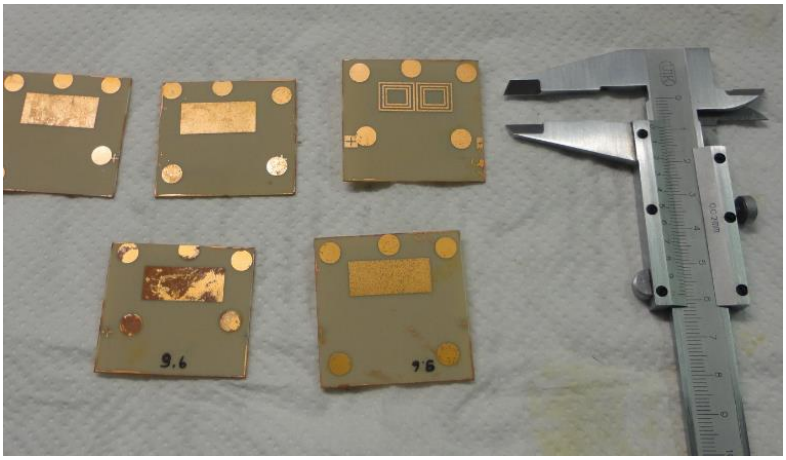
Şekil 6.10 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu numunesinin dalga kılavuzu ölçülerinde kesilmeden önceki: a. Önden, b. arkadan görünümü

İkinci deneyde, üçlü kare rezonatör soğurucu (Shen vd. 2011) üretiminde sprey fotorezist yerine sıvı pozitif fotorezist kullanılmış ve döner kaplama cihazı kullanılarak ile yüzeye eşit kalınlıkta yayılması sağlanmıştır. Bu işlem için WS-650MZ-23NPP/LITE Model döndürücü kullanılmıştır. Numune 21atm'lik vakum ucuna tutturulduktan sonra üzerine fotorezist damlatılıp, 2000 Rpm hızla dönen döndürücüde kaplama işlemi yapılmıştır.

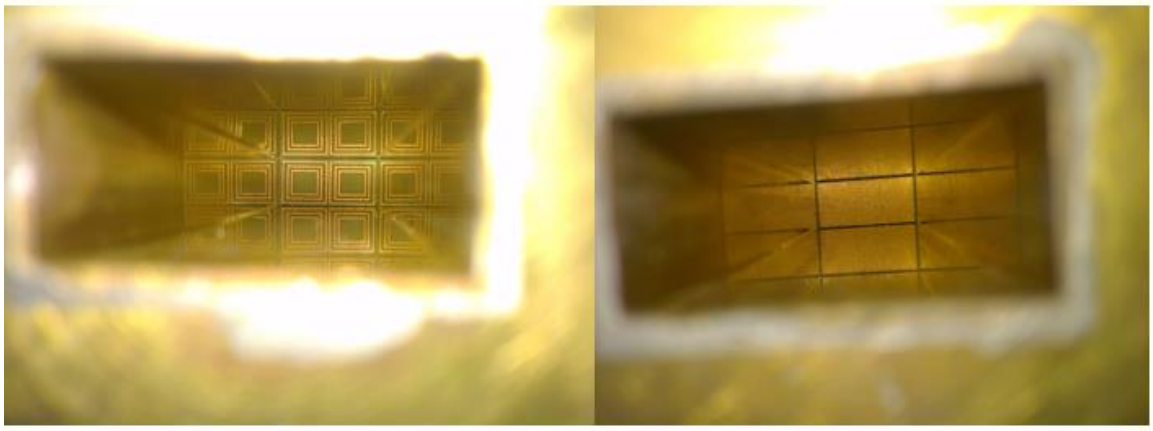


Şekil 6.11 Döner kaplama cihazı ve ısıtıcı

Ön pişirme işleminden geçirilen numuneler bu defa ışık şiddeti 320mj/cm^2 olan UV ışık kaynağına hedef uzaklığı 13cm. olacak şekilde yerleştirilerek 18 sn. boyunca UV ışığa maruz bırakılmıştır. Maskedeki desenin fotolitografi ile malzemeye aktarılması işlemi tamamlandıktan sonra numuneler mikro freze tezgâhında istenen boyutta kesilerek dikdörtgen dalga kılavuzunun (WR90) içine yerleştirilebilecek boyutlarda hazır hale getirilmiştir.



Şekil 6.12 Ön ve arka yüzüne fotolitografi işlemi yapılmış üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucuya ait numunelerin kesilmeden önceki halleri

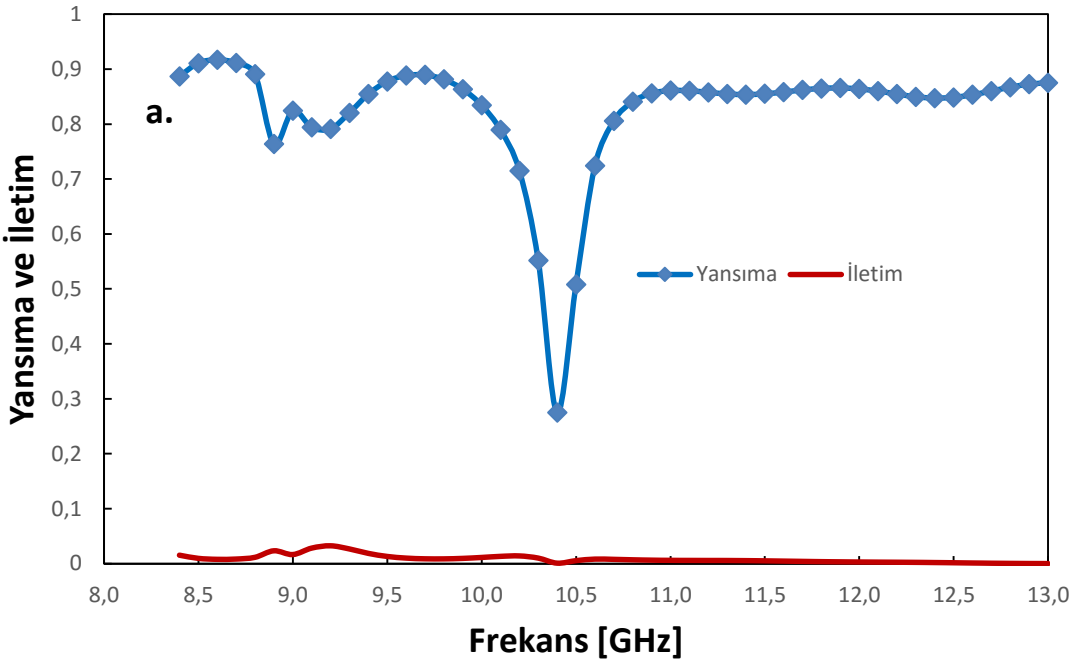


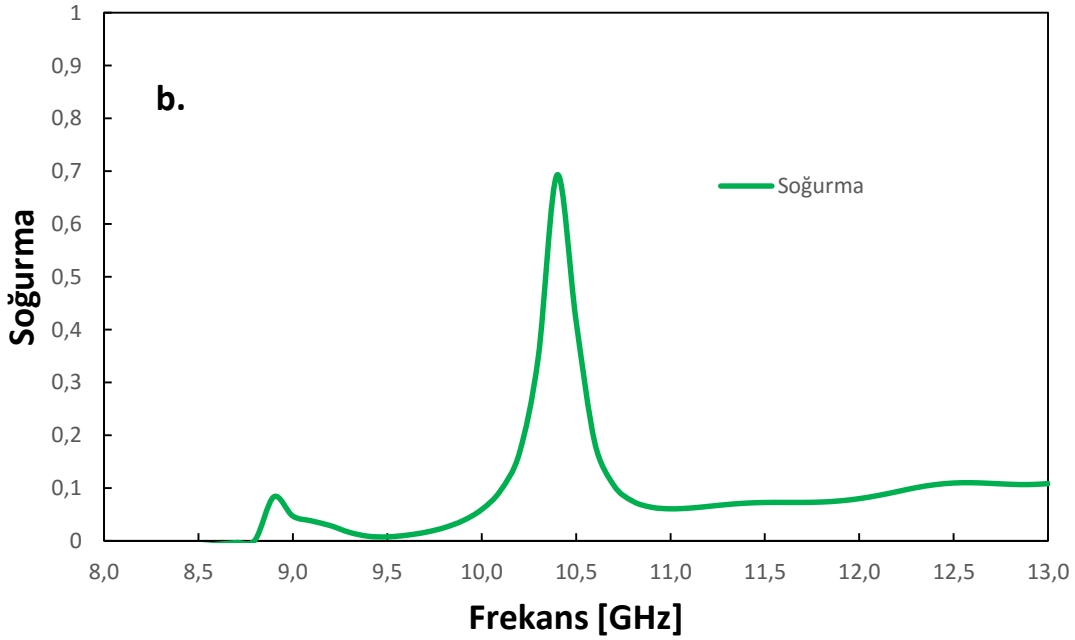
Şekil 6.13 Uygun ölçülerde kesildikten sonra dalga kılavuzu (WR90) içine yerleştirilmiş üç bantlı dikdörtgen metamalzeme rezonatör numunesi

a. Önden b. Arkadan Görünüm

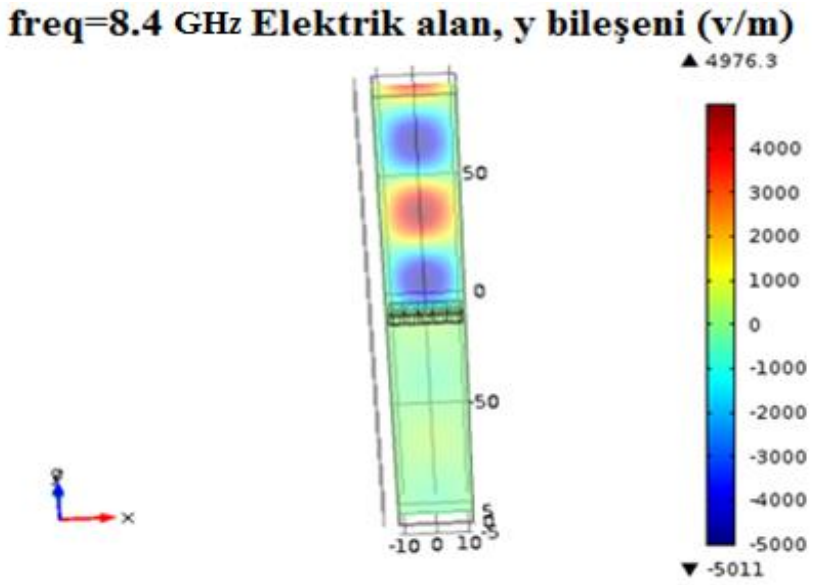
6.4 Elektrik rezonatör Metamalzeme Soğurucuya Ait Simülasyon ve Deney Sonuçları

Soğurma özelliğine sahip elektrik rezonatör meta malzemeler için öncelikle simülasyon sonuçları alınmış ve ardından bu ölçülerde 5 adet numune üretilerek deneysel ölçümlere geçilmiştir. Deney ölçümleri için 8,2-12,4 GHz frekans aralığında (X-bant) çalışan WR90 dalga kılavuzu ve N5230C vektör analizör kullanılmış ve böylece numunelere ait soğurma performansları ölçülmüştür. Numuneler WR90 dalga kılavuzunun ölçülerine (10,16mm x 22,86mm) uygun şekilde hazırlanmıştır. Şekil 6.14'de yer almakta olan simülasyon sonuçlarına göre 10.4 GHz frekans değerinde soğurma 0,68 olarak bulunmuştur.



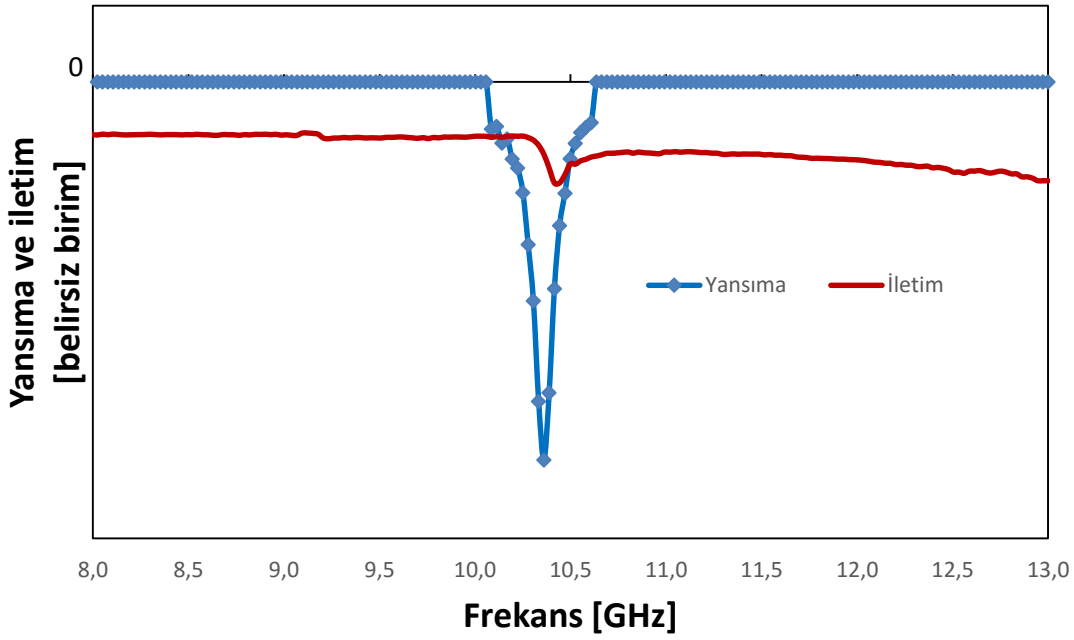


Şekil 6.14 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri



Şekil 6.15 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait alan dağılımı

Üretilen 5 adet numune için elde edilen deneysel sonuçlar hem birbiriyle hem de simülasyondan elde edilen veriler ile oldukça tutarlıdır. Deneysel ölçüm neticesinde elde edilen iletim ve yansımanın frekansla değişimini gösteren grafik şekil 6.16'de gösterilmektedir.



Şekil 6.16 Elektrik rezonatör metamalzeme soğurucuya ait deney sonucunda elde edilen yansıma ve iletim verileri

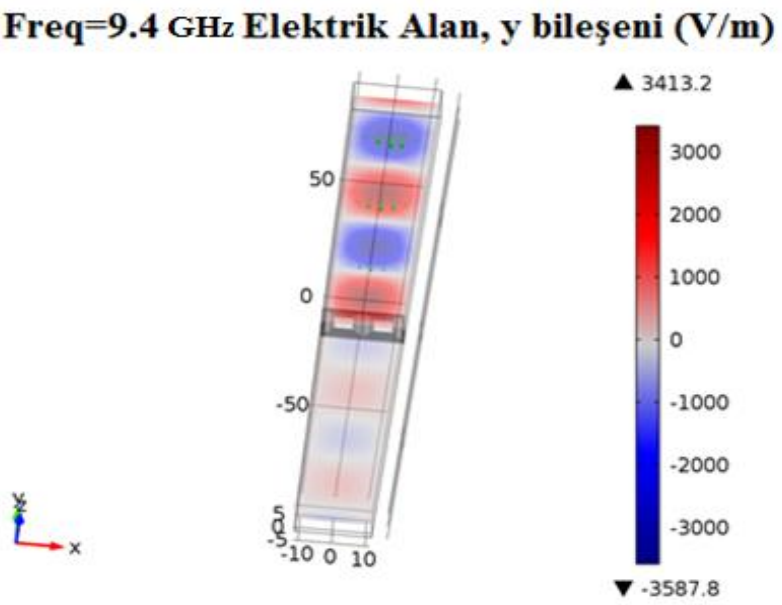
Tasarlanan bu soğurucu metamateryal ile elde edilen soğurma performansı istenildiği kadar yüksek bir değerde elde edilememiştir. Amaç gelen elektromanyetik dalganın yaklaşık olarak tamamının soğurulmasının sağlanmasıdır. Deney ölçümlerinin alınması için WR90 dalga kılavuzu kullanılacağından dolayı numuneler bu dalga kılavuzunun ölçülerine uygun olacak bir şekilde üretilmişlerdir. Bu kısıtlama ile tasarımda yapılan değişiklikler neticesinde aslında soğurma bu koşullar altında bulunabileceği en iyi düzeyde elde edilmiştir. Eşdeğer devre analizinin daha titizlikle yapılması ve daha uygun bir deney düzeneğinde çalışılmasıyla soğurma performansının artırılabileceği düşünülmektedir.

6.5 Üç Bantlı Dikdörtgen Metamalzeme Soğurucuya Ait Simülasyon ve Deney Sonuçları

Bu çalışmada analiz edilen 5 adet 3 bantlı metamateryal soğurucu numunesi fotolitografi yöntemi kullanılarak, 8,2-12,4 GHz frekans aralığında (X-bant) çalışan WR90 dalga kılavuzunun ölçülerine (10,16mm x 2,86mm) uygun olacak bir biçimde üretilmiştir.

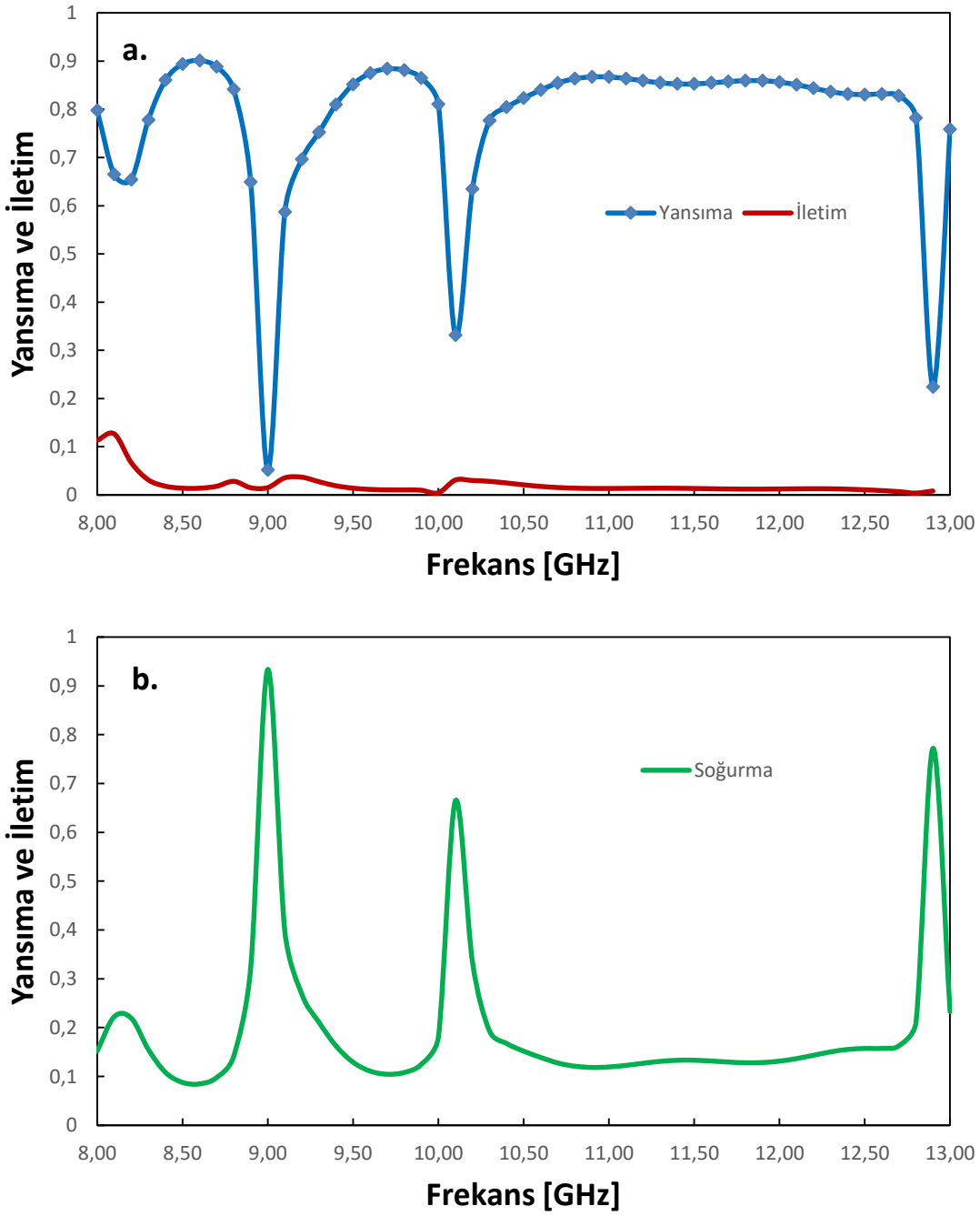
Metamateryal soğurucunun soğurma performansının deneysel olarak ölçülmesi için WR90 dalga kılavuzu ve bir N5230C vektör analizör kullanılmıştır. Bu soğurucunun tasarımı gereği arka yüzeyin tamamen bakır kaplı olmasından dolayı iletimin sıfır olması ve yalnızca yansımanın ölçülmesi beklenmektedir. Soğurma denklem (6.5)' deki gibi hesaplanmaktadır.

$$A(\omega) = 1 - |S_{11}(\omega)|^2 \tag{6.5}$$



Şekil 6.17 Üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu simülasyonuna ait alan dağılımı

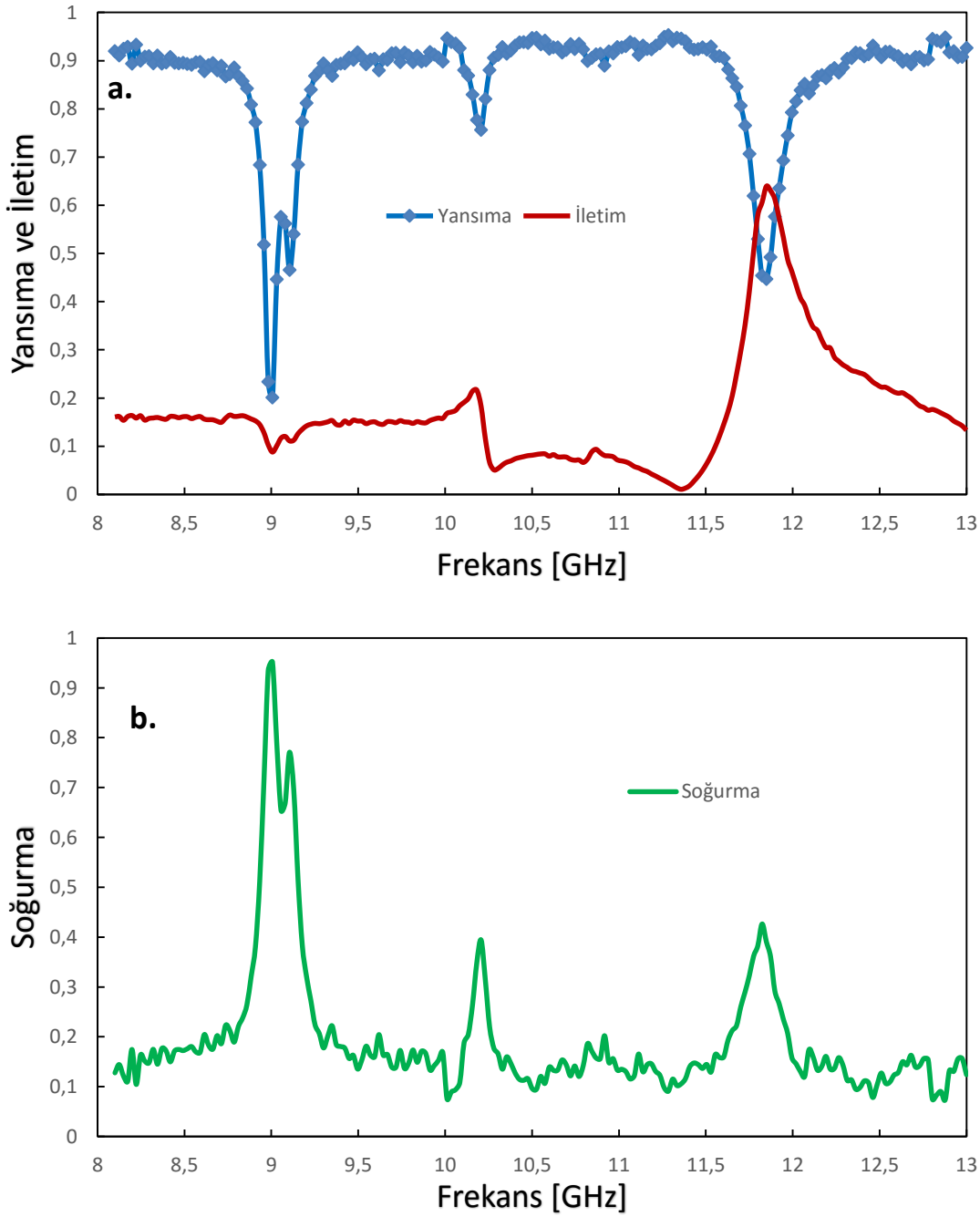
Teorik hesaplamalar ve simülasyon sonuçları esas alınarak yapılan öngörüler neticesinde numuneye ait dielektrik ve arka yüzeyde bulunan bakır kaplamanın genişlik ve derinlik ölçüleri değiştirilerek üretilen numunelerden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu çalışma için iki simülasyon esas alınmıştır. Birinci simülasyon için numune genişliği 2a=22,86mm, derinliği b=10mm, arka yüzeylerindeki bakır yüzeyin genişliği 22mm ve derinliği10mm olarak ayarlanmıştır ve bu simülasyon için 3 numune hazırlanmıştır. Üç numuneden 2 tanesinin simülasyondaki ölçülerle birebir aynı üretilmesi planlanırken üçüncü numunenin yalnızca derinliği b= 10,16mm olacak şekilde değiştirilerek üretilmesi planlanmıştır. Ancak üretim sırasında oluşan hatalardan dolayı ölçülerde ufak değişiklikler ortaya çıkmıştır. Bu numunelere ait simülasyon sonuçları şekil 6.18'de gösterilmektedir.



Şekil 6.18 Üç bantlı dikdörtgen metamateryal soğurucu için yapılan birinci simülasyona ait: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri

Yukarıda belirtilen ölçülerde üretilmek istenen ilk numunenin genişliği 2a=22,86mm daha küçük bir boyutta olduğundan numune ile dalga kılavuzunun duvarı arasında x-yönünde boşluk oluşmuştur. Üretim esnasında oluşan bu hata neticesinde deneysel olarak elde edilen sonuçlar simülasyon sonuçları ile birebir aynı olmamıştır. Doğal olarak artık

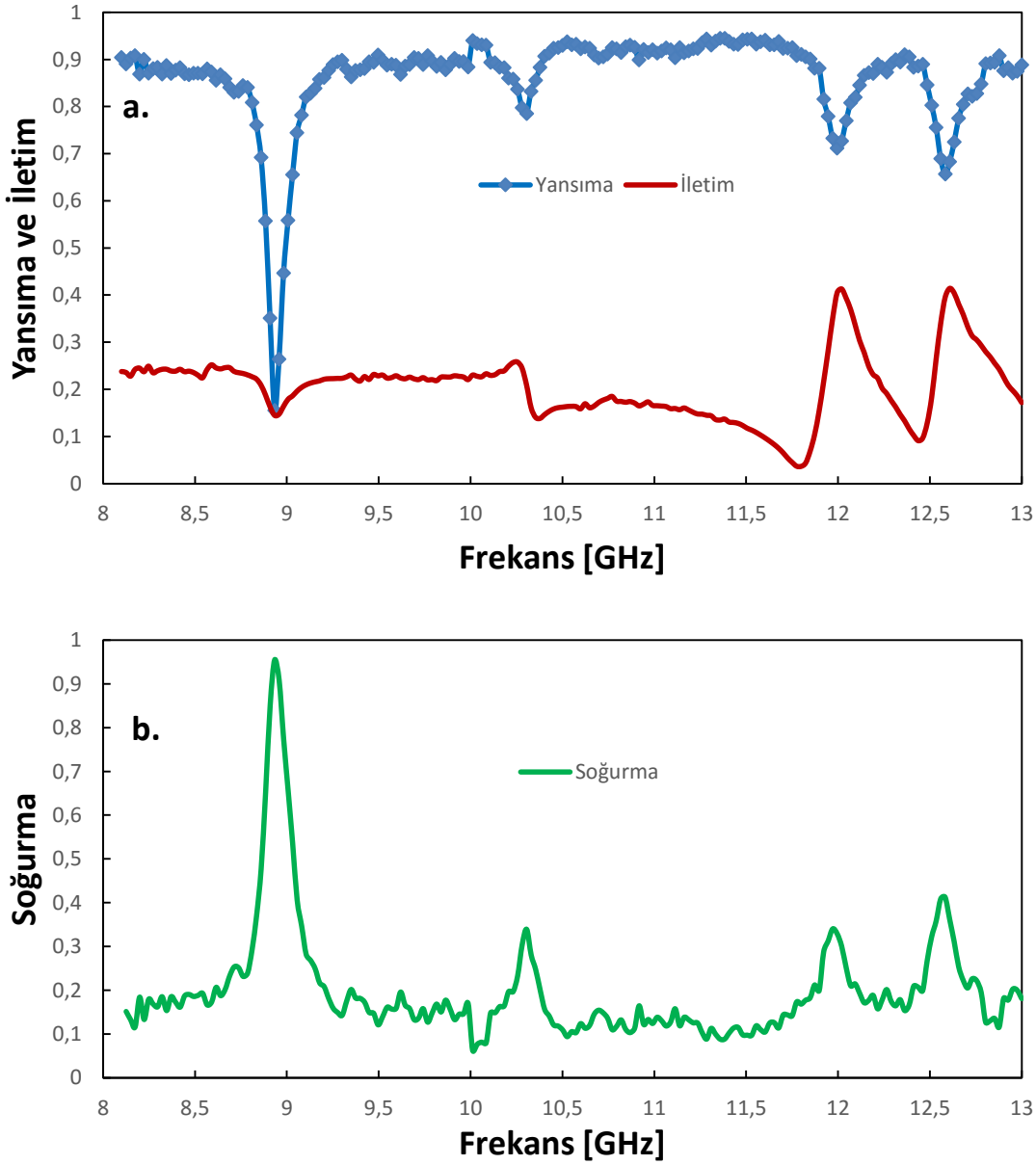
iletimin de simülasyondaki kadar düşük bir değere sahip olması beklenemez. Bu numuneye ait deneysel sonuç şekil 6.19'de bulunmaktadır.



Şekil 6.19 Üç bantlı dikdörtgen metamateryal soğurucu numunelerinden ilkine ait deney sonucunda elde edilen: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri

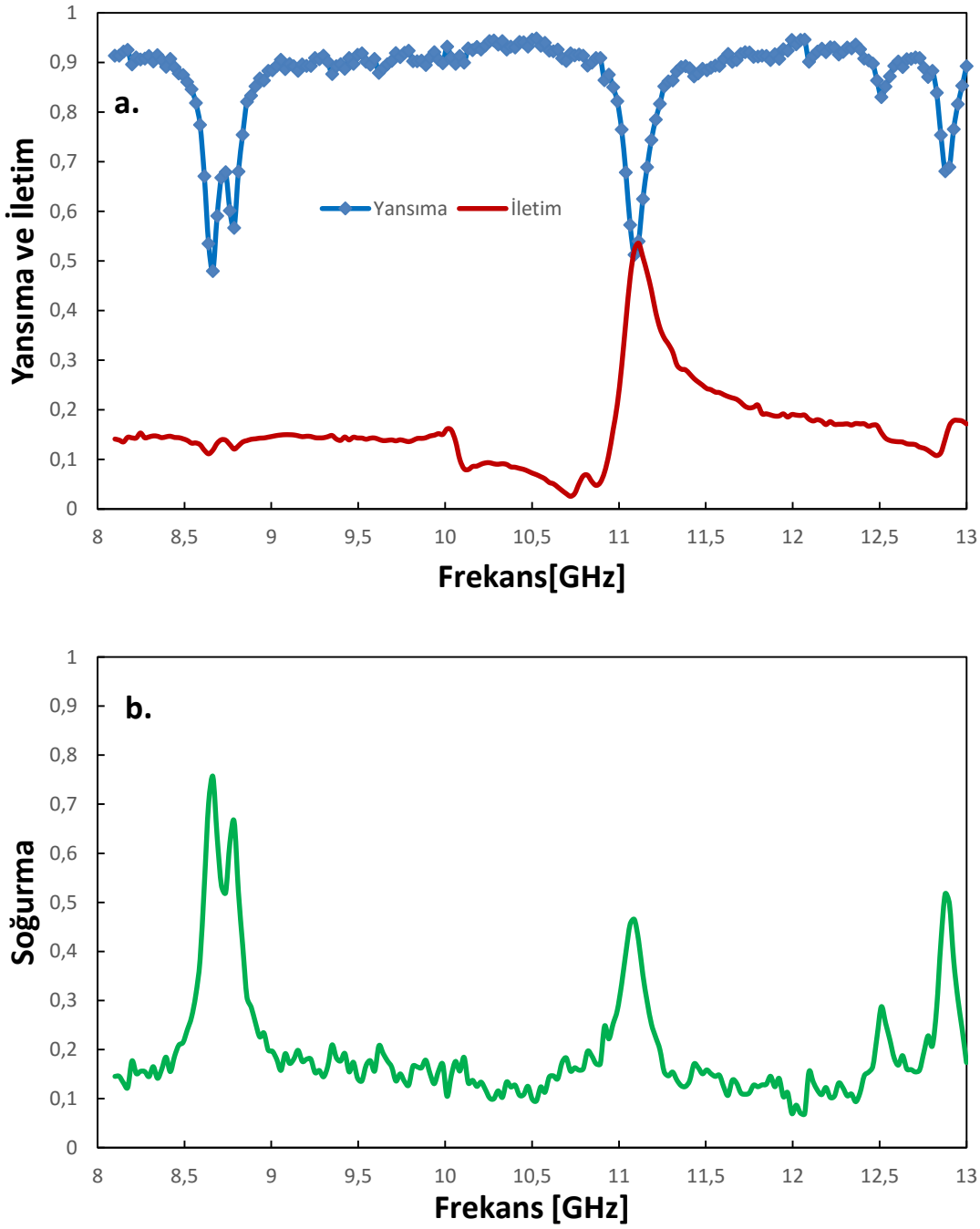
Birinci numuneye ait şekil 6.19'de verilen deney sonucunda görülüyor ki numunenin genişliği dalga kılavuzundan daha küçük olduğundan dolayı tahmin edildiği gibi iletim

simülasyon sonuçlarındaki kadar düşük değildir. Ancak iletimin sıfır olmamasının bakır yüzeylerin kusurluluğu gibi üretimle alakalı başka sebeplerinin de olabileceği unutulmamalıdır. Üretilen ikinci numune istenilen ölçülere uygun üretilebilmiştir. Ancak şekil 6.20'de paylaşılan deney verilerine bakılarak iletim yine de tamamıyla sıfır elde edilememiştir. Bu durumun arka yüzeydeki bakır kaplamanın kusursuz şekilde elde edilememesinin ve/veya numune ile dalga kılavuzu arasında y-yönündeki 0,16mm'lik boşluğun bir sonucu olabileceği düşünülmüştür.



Şekil 6.20 İkinci üç bantlı dikdörtgen metamalzeme numunesine ait deneysel: a. yansıma ve iletim, b. soğurma veriler

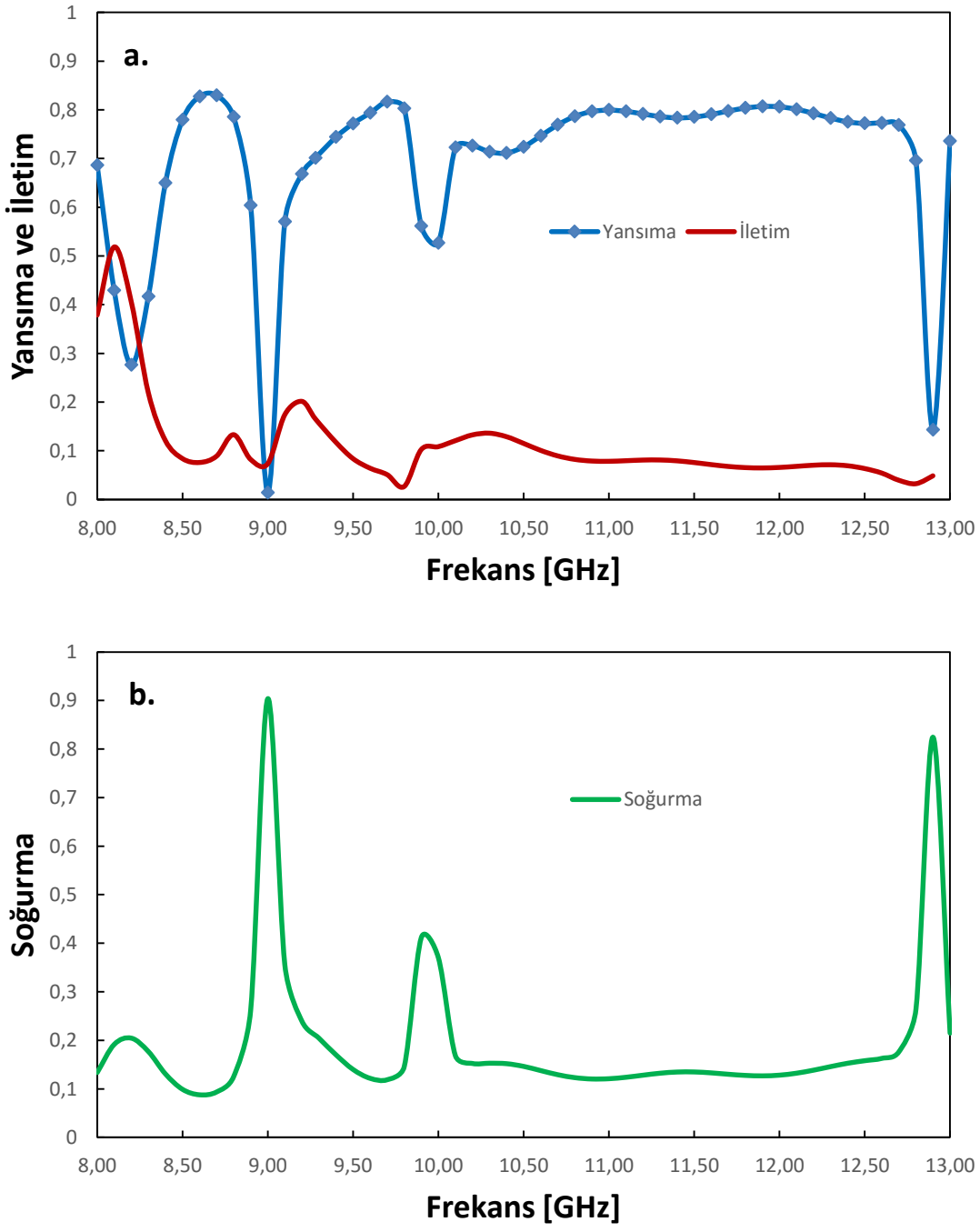
İkinci deneyde iletim yine sıfır elde edilememesine rağmen 3 bantlı metamateryal soğurucu için 9 GHz frekans değerinde yaklaşık 0,1 değerinde yansıma elde edilebilmiştir. Bu yansıma sonucunda denklem 4.1 kullanılarak hesaplanan soğurma değeri şekil 6.18 b)'de verilen simülasyon sonuçlarıyla tutarlı olarak yaklaşık 0,9 değerindedir. İletimi ortadan kaldırmak için düşünülen ihtimallerden biri numune ile dalga kılavuzu arasındaki boşluk bırakılmamasıdır. Ancak burada dikkat edilmesi gereken en önemli husus kısa devreye sebep olacağından dolayı bakır kaplamaların dalga kılavuzu yüzeyine temasının olmamasıdır. Bu hususa dikkat edilerek üçüncü numune derinliği b=10,16mm olarak üretilmiştir. Üçüncü numuneye ait şekil 6.21'da oldukça şaşırtıcı deney sonuçları elde edilmiştir. Beklentimizin aksine iletimde azalma gözlenmemiştir. Bunun sonucunda iletime sebep olabilecek ikinci ihtimal olan arka yüzeydeki bakır kaplamadaki kusurlar incelemeye alınmıştır. İlk üç numunenin arka taraflarındaki bakır yüzeyler mikroskopta incelendiğinde farklı yoğunluklarda seyrekliklere rastlanmıştır. Dolayısıyla simülasyonun aksine deney sonucunda elde edilen iletimin arka bakır yüzeydeki kusurlardan kaynaklı olduğu düşünülmektedir. Metamateryal soğurucu tasarımı yapılırken devre levhası üzerine desenin çıkarılması basamağı oldukça önemlidir. Bu esnada kullanılan yönteme bağlı olarak üretilen numunenin vereceği sonuçlar doğrudan etkilenir. Bu çalışmada karşılaştığımız iletimin beklenmedik şekilde simülasyonda gözlenenden fazla çıkmasının sebebi fotolitografi yönteminde kullanılan maskeden kaynaklanabileceği düşünülmektedir.



Şekil 6.21 Üçüncü üç bantlı dikdörtgen metamalzeme numunesine ait deneysel ölçüm sonucunda elde edilen: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri

Teorik bir öngörü sonucunda dielektriğin ve arka yüzeydeki bakır kaplamanın derinlik ölçüleri 10mm'den 9,6mm' düşürülerek simülasyon tekrarlanmıştır. Bu simülasyon

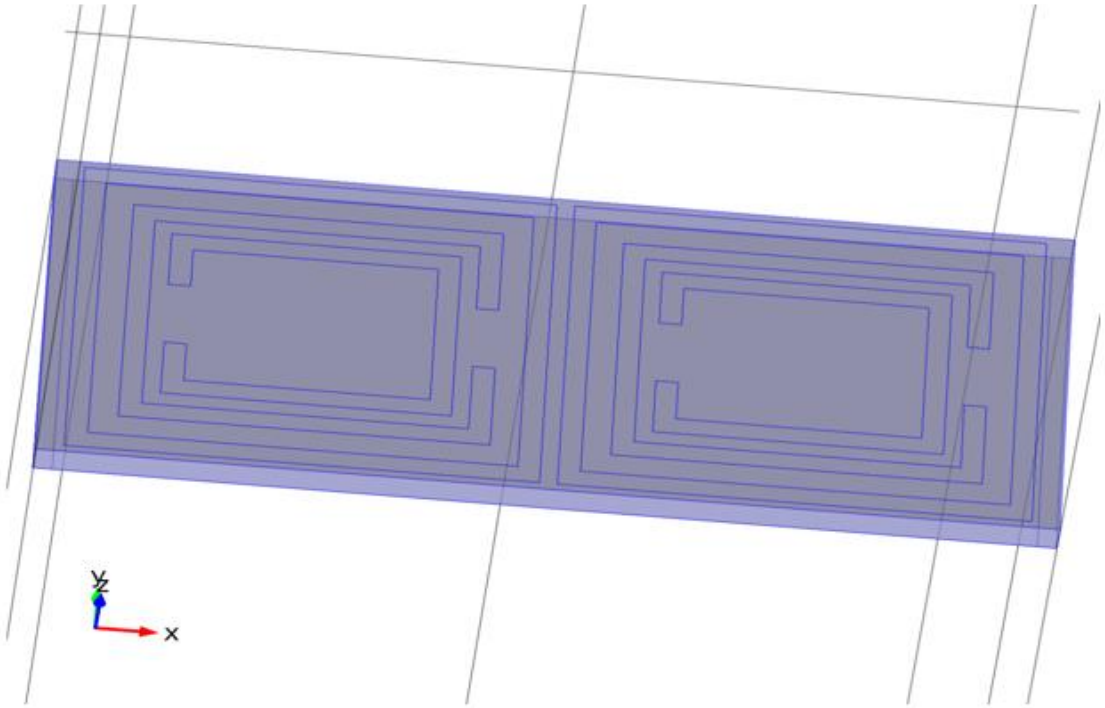
sonucunda 9 GHz' de yansıyan dalganın genliği neredeyse sıfır elde edilmiştir (şekil 6.22). Bu parametrelere sahip 2 yeni numune üretilmiştir.



Şekil 6.22 Üç bantlı metamateryal soğurucunun arka bakır yüzey ve dielektrik derinliği 9,6 mm olarak ayarlanarak yapılan simülasyona ait: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri

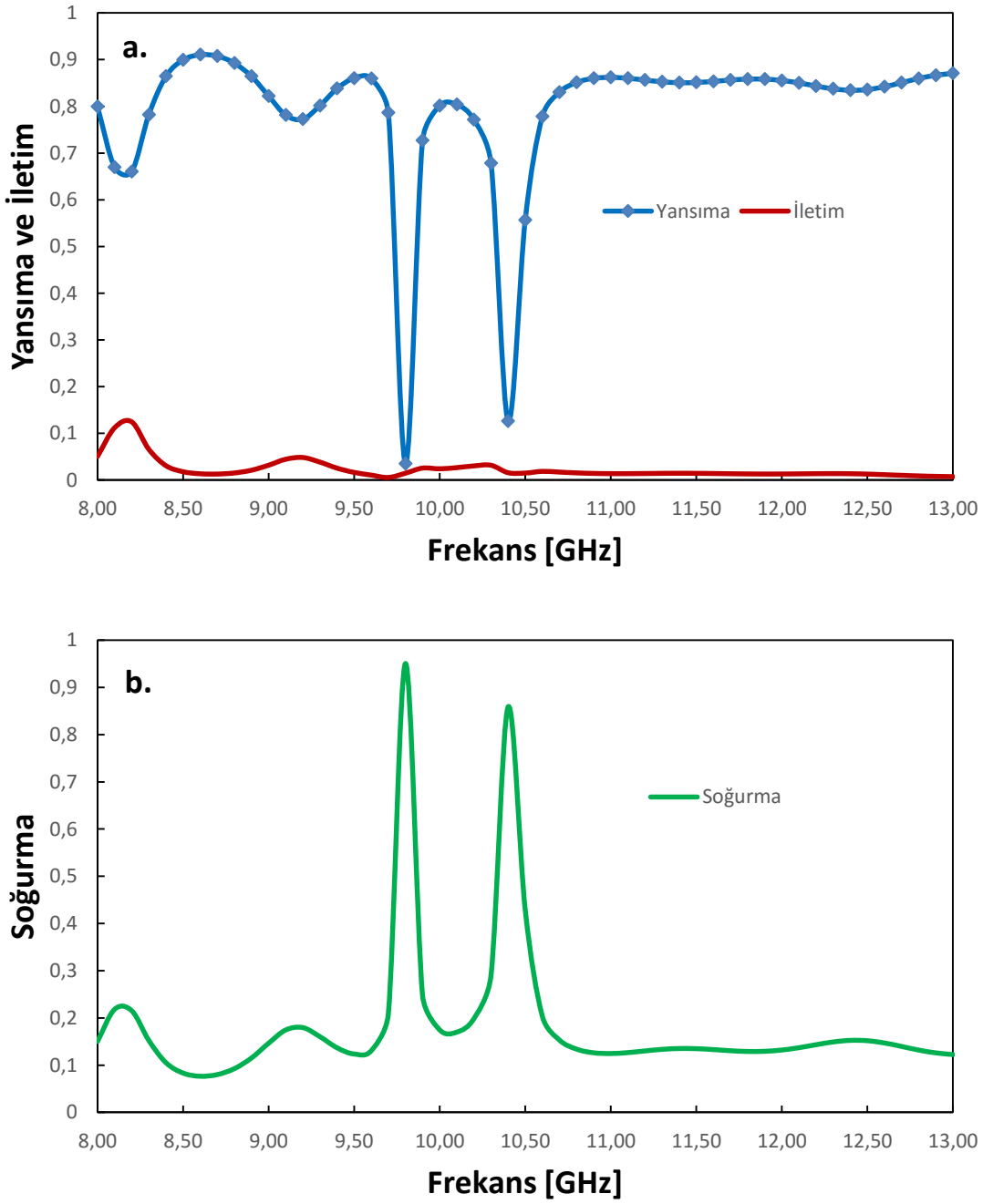
Son üretilen iki numune yine WR90 dalga kılavuzuna yerleştirilerek vektör analizör ile iletim ve yansıma genlikleri ölçülmüştür. Deney sonuçları ikinci numunenin deneysel verileriyle (şekil 6.20) benzer olarak elde edilmiştir. Deneysel sonuçlarda yansıyan dalga genliği hemen hemen simülasyon sonuçlarıyla aynı çıkarken yine beklenmeyen bir miktar iletim gözlenmiştir. Sonuç olarak 9 GHz'de 8.3 değerinde soğurma elde edilmiştir. Fabrikasyon yönteminde yapılacak bir takım iyileştirmeler ile beklenmedik bu iletimin önlenebileceği düşünülmektedir. Sonuç olarak 8,2-12,4 GHz frekans aralığında (X-bant) bir soğurucu meta malzeme üretilmiş ve daha sonra tasarımında yapılan bazı değişikliklerle soğurucu özelliği maksimuma yakın bir değere çıkarılmıştır. Saçılma parametrelerinin NRW yönteminde işleme alınmasıyla karakterizasyonu yapılmak istenen metamalzemenin etkin parametreleri elde edilmiştir. Gerçek dielektrik sabiti ε_{reel} ve gerçek manyetik geçirgenlik sabitinin μ_{reel} negatif bantta olduğu ve rezonans frekansının gözlendiği frekans aralığında MATLAB sayısal hesaplama programında yazılmış bir kod sayesinde NRW çözümlemesi yapılarak n_{etkin} etkin kırılma indisinin de negatif bantta olduğu gözlenmiştir.

Üç bantlı meta materyal soğurucu çalışmasının devamı niteliğinde halka rezonatörler üzerine yarık açılırsa rezonans frekansında ve soğurucu özellikte ne gibi değişimler olacağı gözlenmek istenmiştir.



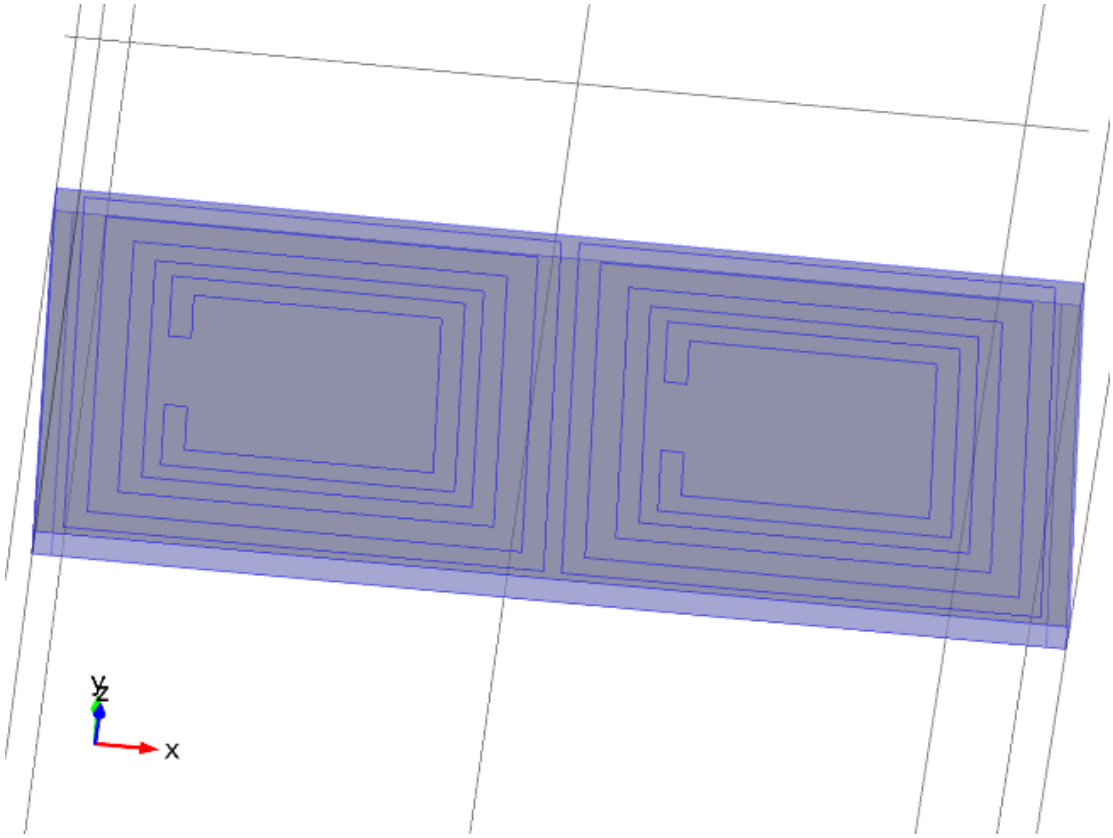
Şekil 6.23 İkinci ve üçüncü halkalarında yarık bulunan üç bantlı dikdörtgen metamalzeme soğurucu

Eşdeğer devre analizi yardımıyla rezonans frekansının X-bant sınırları içinde kalması koşuluna bağlı kalarak halkalar üzerinde açılacak yarıkların boyutlarına karar verilmiştir. Tek başına indükatör gibi davranan halkalar üzerine yarık açılmasıyla kapasitif bir etki yaratılmış olur. Üç halkanın her biri ayrı rezonans piklerine sebebiyet vermektedir. Üç halkaya ait rezonans pikleri şekil 6.18'da yer alan ilk simülasyon sonuçlarında net bir biçimde görülmektedir. Halkalara ait rezonans pikleri üzerlerine açılan yarıklar sayesinde farklı frekanslara kayarlar. Bu bilgi simülasyon da çok açık bir şekilde gözlenmiştir. Yarık açılmadan yapılan simülasyonda elde edilen maksimum soğurmanın gözlendiği rezonans piki en dış halkadan kaynaklanmaktadır. En dış halkaya doğrudan bir etki yapılmak istenmediği için içerideki 2 halka üzerine 2mm. boyutunda yarıklar açılmıştır. Bu etki ile en içteki halkadan kaynaklanan 3. Rezonans piki X-bandın dışında bir frekans değerine kaymıştır. Ayrıca yarık olmayan yapıyla karşılaştırıldığında iletimin oldukça azaldığı görülmektedir.



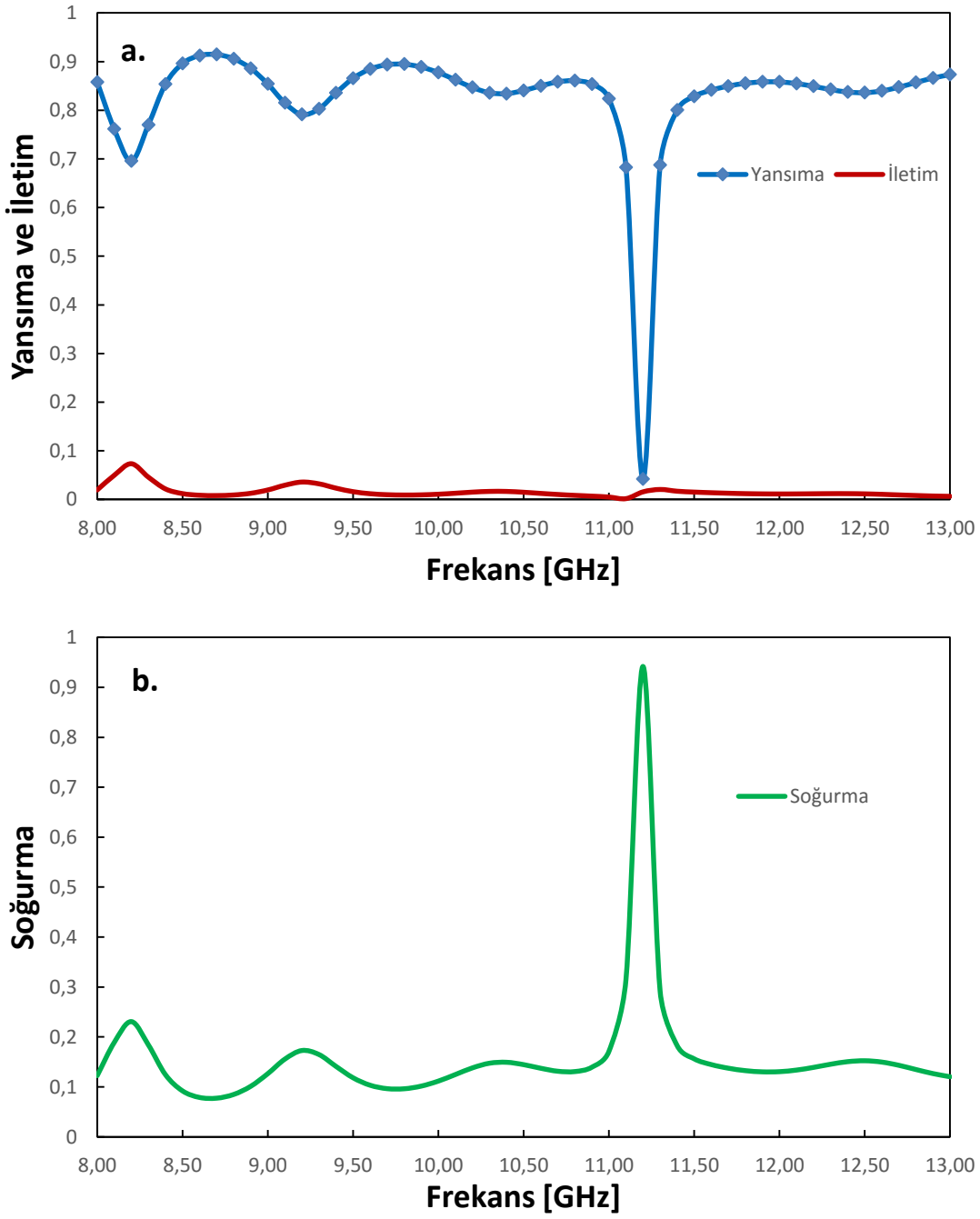
Şekil 6.24 Üç bantlı metamateryal soğurucunun iç halkaları üzerine 2mm.'lik yarık açılarak yapılan simülasyondan elde edilen: a. yansıma ve iletim, b. soğurma sonuçları

İkinci halka üzerinde açılan yarığın yaratmış olduğu etkinin daha net bir şekilde gözlenmesi için yarık tamamen kapatılmıştır.



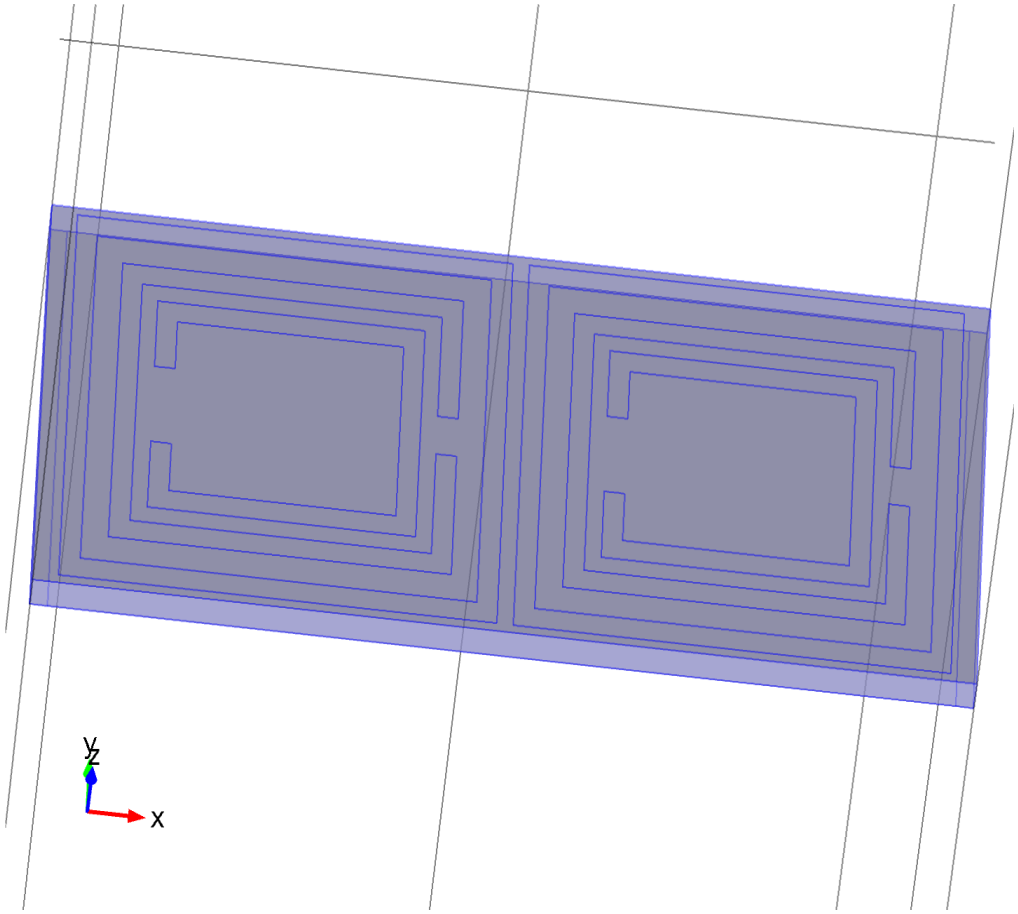
Şekil 6.25 Üçüncü halkasında yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucu

İkinci halka üzerinde yapılan bu değişiklik sayesinde ikinci rezonans pikinin de x-bandın dışına kayması sağlanmıştır. Bu sırada 11,2 GHz frekansında soğurulan dalganın genliği 0,942 olarak elde edilmiştir (Şekil 6.26).



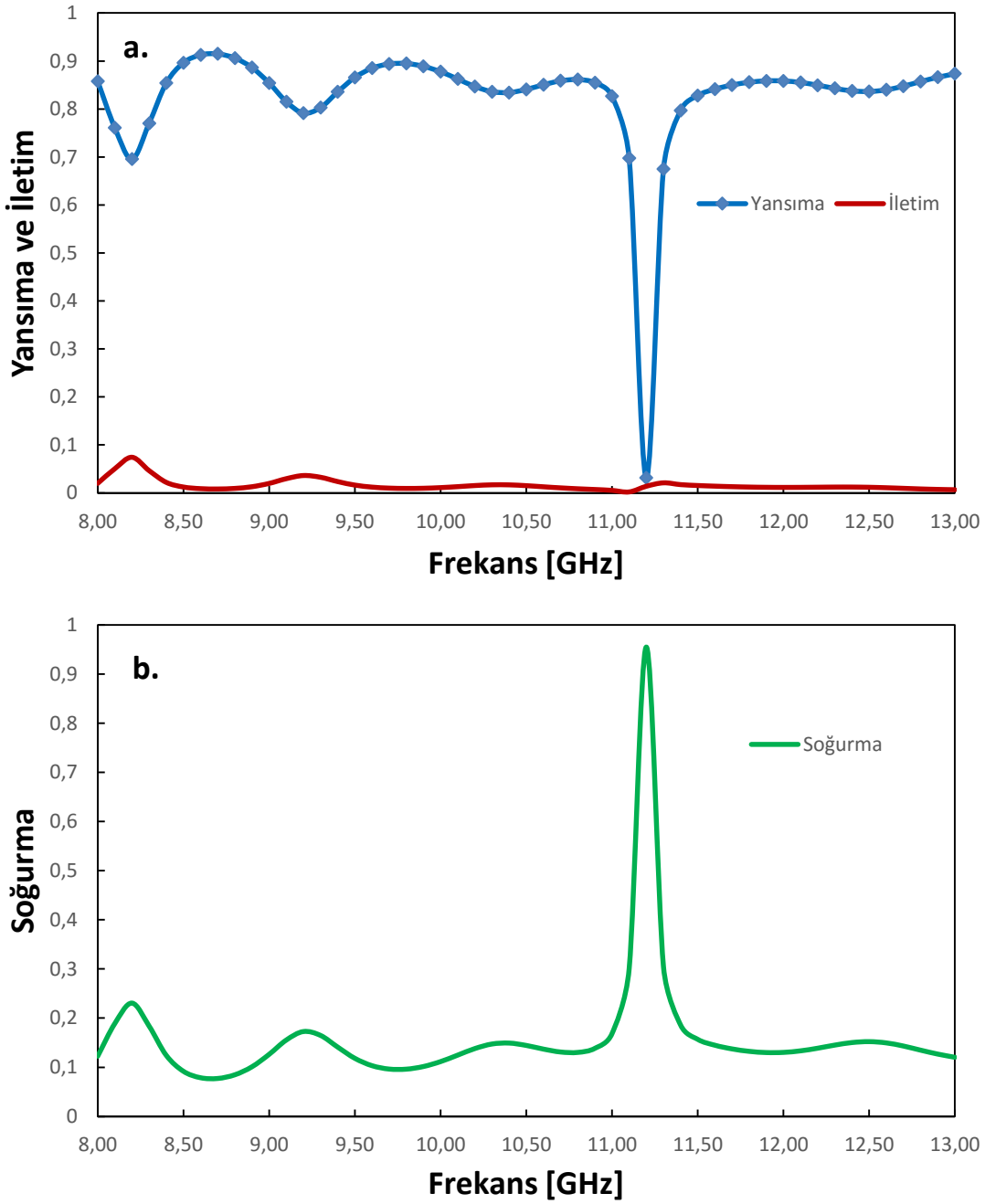
Şekil 6.26 Üçüncü halkasında yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucuya ait simülasyondan elde edilen: a. yansıma ve iletim, b. soğurma verileri

Son olarak üçüncü halka üzerindeki yarığın yeri ve boyutu aynı kalırken, ikinci halka üzerine 1mm'lik bir yarık açılarak simülasyon tekrar edilmiştir.



Şekil 6.27 Üç bantlı metamateryal soğurucu rezonatörün ikinci halkası üzerindeki yarığın 1mm'ye değiştirilmesi

İkinci halka üzerinde yarık olan ve olmayan durumlar karşılaştırıldığında, yarık olmayan durumda bu halkadan kaynaklı rezonans piki x-bant dışına kayarken birinci halkadan kaynaklanan ve maksimum soğurma gösteren rezonans pikinin genliğinde 0,01'lik bir değişim azalma gözlenmiştir. Soğurma etkisini azaltmamak ve aynı zamanda x-bantta yine sadece birinci halkadan kaynaklanan rezonans pikini görmek için ikinci halka üzerine bu defa daha dar (1mm) bir yarık açılmıştır.



Şekil 6.28 Üçüncü halkasında 2mm. ikinci halkasında 1mm.'lik yarık bulunan 3 bantlı metamateryal soğurucuya ait simülasyondan elde edilen: a. yansıma ve iletim, b. soğurma sonucu

Böylece metamateryal soğurucunun performansı oldukça artırılmıştır. Sonuç olarak 11.2 GHz frekansta soğurulan dalga genliğinin 0.955'e kadar çıkarıldığı mükemmel metamateryal soğurucu elde edilmiştir.

7. SONUÇ

Yapay periyodik yapılarda elektromanyetik dalgaların davranışlarının ele alınması doğada bulunmayan ve günümüzde birçok araştırma grubunun ilgi odağı olan metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin analiz edilmesi ve yeni malzemelerin tasarımı için iyi bir başlangıç noktası olmuştur. Çeşitli fabrikasyon yöntemleri kullanılarak elde edilebilecek 3 boyutta periyodikliğin sağlandığı fotonik kristal yapısı ve bileşik yapay malzemeler sayesinde ışığın kovuk içinde hapsedilmesi (geciktirilmesi), ışığın doğrultulması, negatif kırılma ve mükemmel soğurma özellikleri elde edilebilmektedir. Bu özelliklerin teorik olarak analiz edilmesi, simülasyon ortamında çözümlenmesi ile daha iyi anlaşılıp farklı yapılarda yeni yapay malzemeler üretmek amacı ile yapılan bu tez çalışmasında literatürdeki ile benzer ancak kendine özgü özellikleri bulunan 2 fotonik kristal, 2 tane de metamateryal tasarlanmıştır. Fotonik kristal optik ara bellek, elektromanyetik dalga doğrultucu fotonik kristal, elektrik rezonatör soğurucu metamateryal, üç bantlı dikdörtgen soğurucu metamateryal olmak üzere teorik hesaplamalarla tasarlanıp simülasyon verileri elde edilen metamalzemelerden son 2 tanesi üretilmiş ve deneysel olarak ölçümler alınmıştır. İlk olarak üçgen örgüde Lityum Niyobat çubukların periyodik dizilimi ile oluşturulan kaviteli fotonik kristal sayesinde optik bir ara bellek tasarlanmıştır. Dışardan uygulanan potansiyel değişimine karşı yapının elektro optik özellikleri ve gösterdiği hassasiyet incelenmiştir. 0-50V arasında uygulanan potansiyel fark artırıldığında optik ara belleğin merkez dalga boyunun [μm] ve grup indisinin doğrusal olarak azaldığı, tampon kapasitansı [Bit] ve depo edilen hafızanın fiziksel büyüklüğünün [μm] sabit kaldığı ve gecikme zamanının [ns] azaldığı gözlenmiştir. Yavaş ışığın merkez dalga boyu ile voltaj değişimi arasında doğrusal bir ilişki bulunmasıyla yapının sensör yapımı için uygunluğu anlaşılmıştır. Işığın geldiği yol doğrultusunun hemen altındaki ve üstündeki sıradaki fotonik kristali oluşturan Lityum Niyobat çubukların içeriye doğru kaydırılarak daha verimli sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. Böylece ışığın fotonik kristalin sahip olduğu kavuklarda 0.67nm/V modülasyon hassasiyetiyle 0.027ns/V süresince hapsedilmesi sağlanmıştır.

Sonraki fotonik kristal çalışmasında ise ışığın negatif kırılması ve doğrultulması özelliklerinin incelenmesi amacıyla silikon içinde kare örgülü periyodik hava

halkalarından oluşan bir fotonik kristal tasarımı yapılmıştır. Işığın yalnızca istenilen bir yönde iletiminin gözlenmesi için yapının bant diyagramında kısmi bir bant aralığına sahip olması ve doğrultulması için düz bir eş frekans çizgisine sahip olması için hava halkalarının yarıçap değerine bağlı olarak optimizasyonu yapılmıştır. Negatif kırılmanın gözlenmesi için ise bant diyagramında negatif eğimin gözlendiği frekans aralığındaki eş frekans çizgilerinden aynı zamanda ışığın doğrultulması koşulunun sağlaması amacıyla en düz eş frekans eğrisi seçilmiştir. Seçilen eş frekans eğrisi üzerinden negatif kırılmanın elde edileceği ara yüze ışığın hangi açıyla gelmesi gerektiği öngörüsü yapılarak 0^o-50^o derece arasında yapılan denemeler sonucu ışığın ara yüze 34^o ile geldiğinde negatif kırılma gözlenmiştir.

Tez çalışmasının devamında deneysel olarak çalışma olanakları da göz önünde bulundurularak mikro dalga bölgesinde X-bantta (8-12 GHz) çalışan 2 adet metamateryal soğurucu tasarlanmıştır. Her iki soğurucun üretiminde yüksek bir elektriksel performansa sahip ve aynı zamanda düşük maliyetli bir malzeme olan Arlon25 N kullanılmıştır. İlk tasarlanan elektrik rezonatör soğurucu metamateryal için 10.4 GHz'de 0.68 değerinde soğurma elde edilirken ikinci olarak tasarlana üç bantlı soğurucu metamateryal için ise 9 GHz'de 0.83 değerinde soğurma elde edilmiştir. Üç bantlı metamateryal soğurucunun üzerine yarık açılarak tekrarlanan simülasyonlar ile soğurma özelliği maksimum değerlere çıkarılarak 11.2 GHz'de 0.955 değerinde bir soğurma gözlenmiştir. Bu çalışmada şimdiye kadar yapılan tüm simülasyon ve deney sonuçları birbirleriyle uyum içinde olduğundan dolayı deneysel olarak test edilmemiş olan son simülasyon verilerinin de bu açıdan deneysel olarak sağlanacağı düşünülmektedir. Sonuç olarak metamateryal soğurucu tasarımı konusunda yapılan çalışmalarla 11.2 GHz frekans değerinde 0.955 soğurma özelliğine sahip mükemmel bir metamateryal soğurucunun elde edildiğini söylemek mümkündür.

Farklı frekans bantlarında birbirlerinden farklı yöntemlerle tasarlanan yapay yapılarda ışığın davranışı incelenen bu tez çalışması ile geometride yapılacak değişimler sayesinde fotonik kristaller için bant diyagramlarına ve dalga vektörü diyagramına, metamateryaller için eş değer devre analizine dayanarak elektromanyetik bir dalganın tasarlanan

malzemeler içinde nasıl bir davranış sergileyeceği ve hareketinin nasıl kontrol edilebileceği gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

Anonim. 2013. Web Sitesi: http://www.lifesci.boun.edu.tr/tr/merkez_altyapilari/item/5_fotolitografi. Erişim Tarihi: 16.02.2015

Anonymous. 2014. Web Sitesi: http://www.ece.gatech.edu/research/labs/vc/theory/photolith.html. Erişim Tarihi: 16.02.2015

Anonymous. 2015. Web Sitesi: http://en.wikipedia.org/wiki/Polarization. Erişim Tarihi: 30.03.2015

Baba, T. 2008. Slow light in photonic crystals. Nature Photonics 2, 465-473.

Baena, J. D., Marques, R., Medina, F. and Martel, J. 2004. Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators. Phys. Rev., B 69, 014402.

Bağcı, F. and Akaoğlu, B. 2014. Enhanced Electro-Optic Modulation Performance in Optical Buffers by Slowing Light in Optimized Photonic Crystal Slab Structures. Acta Physica Polonica A, vol. 125, 611-614.

Baker-Jarvis, J., Vanzura, E.J. and Kissick, W.A. 1990. Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the Transmission /Reflection Method. IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, Vol. 38, NO. 8, 1096-1103.

Bloch, F. 1928. Über die Quantenmeckanik der Electronen in Kristallgittern. Z. Physik, vol. 52, 555-600.

Bose, J.C. 1898. On the rotation of plane of polarisation of electric waves by a twisted structure. Proc. Roy. Soc., vo163, 146-152.

Brillouin, L. 1953. Wave Propagation in Periodic Structures. Dover, 249s., New York.

Chen H.C. 1983. Theory of Electromagnetic Waves. Thomson Press, 435s., India.

Chen, L. F., Ong, C. K., Neo, C. P., Varadan, V. V. and Varadan V. K. 2004. Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization. John Wiley and Sons, 531s., England.

Demirsoy, T., Bağcı, F. and Akaoğlu, B. 2013. Electro-Optic Modulation Of Slow Light In Photonic Crystal Coupled-Cavity Resonator Arrays, 4th International

Conference from Nanoparticles and Nanomaterials to Nanodevices and Nanosystems, 16-20 June 2013, Corfu Island/Greece.

Demirsoy, T., Bağcı, F. and Akaoğlu, B. 2014. Investigation of Collimation and Negative Refraction Phenomena in Annular Photonic Crystals, Humboldt Kolleg German- Turkish Cooperation In Physics: New Challenges In Science, 11-13 June 2014, Ankara/Turkey.

Foteinopoulou, S. and Soukoulis, C.M. 2005. Electromagnetic Wave Propagation in Two-Dimensional Photonic Crystals: A study of anomalous refractive effects. Phys. Rev., B 72, 165112.

Hardy, W. N. and Whitehead, L. A. 1981. Split-Ring Resonator for Use in Magnetic Resonance from 200-2000 Mhz. Rev. Sci. Instrum., 52, 213-216.

Jackson, J.D. 1998. Classical Electrodynamics. John Wiley and Sons, 3rd Edition, 832, New York.

Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Meade, R. D. and Winn, J. N. 2008. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 283 p., Princeton.

Johnson, S. and Joannopoulos, J. 2001. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equetions in a planewave basis. Opt. Express, vol. 8(3), pp. 173190.

Johnson, S.G. 2012. Web Sitesi : http://math.mit.edu/~stevenj/18.369/2d-brillouin.png. Erişim Tarihi: 18.01.2016

Johnson, S.G. and Joannopoulos, J.D. 2001. Block- iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. Optics Express, vol. 8.3, 173-190.

Kock, W. E. 1948. Metallic delay lenses. Bell Sys, Tech 1. vol 27, 58-82.

Landy, N.I., Sajuyigbe, S., Mock, J.J., Smith, D.R. and Padilla, W.J. 2008. Perfect Metamaterial Absorber. Phys. Rev. Lett., 100, 207402.

Lee, J.H., Oh, Y.C. and Myung, N.H. 2006. A Novel Compact Microstrip Bandstop Filter Based on Complementary Split-Ring Resonators, Proceedings of Asia-Pacific Microwave Conference, 12-15 December 2006, Yokohama/JAPAN.

Leminger, O. 2002. Wave-Vector Diagrams for Two-Dimensional Photonic Crystals. Optical and Quantum Electronics, 34, 435-443.

Lindell, I.V., Sihvola, A. H., Kurkijarvi, J. and Lindman, K.F. 1992. The last Hertzian, and a harbinger of electromagnetic chirality. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 34, No. 3, 24-30.

Markos, P. and Soukoulis, C.M. 2008. Wave Propagation. Princeton University Press, 367s., United States of America.

Nicolson, A.M. and Ross, G.F. 1970. Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time domain techniques. IEEE Trans. Instrum and Meas.,Vol. IM-19, 377-382.

Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J. and Stewart, W. J. 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques, vol. 47, no. 11, 2075-208.

Rybin, M.V., Filonov, D.S., Samusev, K.B., Belov, P.A., Kivshar, Y.S. and Limonov, M.F. 2015. Phase diagram for the transition from photonic crystals to dielectric metamaterials. Nature Communications, vol. 6, 10102.

Sarı, H. 2003. Web Sitesi: http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1060/mod_resource/content/1/Bolum-6.pdf. Erişim Tarihi: 20.02.2015

Shen, X., Cui, T.J., Zhao, J., Ma, H.F., Jiang, W.X. and Li, H. 2011. Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber. Optıcs Express, Volume 19, No. 10, 9401-9407.

Singh, D., Kumar, A., Meena, S. and Agarwala, V. 2012. Analysis of Frequency Selective Surfaces for Radar Absorbing Materials. Progress In Electromagnetics Research B, Vol. 38, 297-314.

Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat-Nasser, S. C. and Schultz, S. 2000. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity, Phys. Rev. Letter, vol. 84, 4184-4187.

Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Shelby, R., Nemat-Nasser, S. C., Kroll, N. and Schultz S. 2000. Left-Handed Metamaterials. Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century, Volume 563, 351-371.

Tian H., Long, F., Liu, W. and Ji, Y. 2012. Tunable slow light and buffer capability in photonic crystal coupled-cavity waveguides based on electro-optic effect. Optics Communications, Volume 285, 2760–2764.

Wu, B., Li, B., Su, T., and Liang, C.H. 2006. Study on Transmission Characteristic of Split-ring Resonator Defected Ground Structure. Piers Online, Vol. 2, No. 6, 710-714.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Tuğçe DEMİRSOY
Doğum Yeri : Ankara
Doğum Tarihi : 19.01.1989
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dilleri : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yılı)

Lise : Yabancı Dil Ağırlıklı Ayrancı Lisesi (2007)
Lisans : Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü (2012)
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı (09.2012- Şubat 2016)

Ulusal Kongre Sunum

- **Demirsoy, T**., Bağcı, F., and Akaoğlu, B. 2014. Investigation of Collimation and Negative Refraction Phenomena in Annular Photonic Crystals. Humboldt Kolleg German- Turkish Cooperation In Physics: New Challenges In Science. 11-13 June 2014; Ankara/Turkey.

Uluslararası Kongre Sunum

- **Demirsoy, T**., Bağcı, F., and Akaoğlu, B. 2013. Electro-Optic Modulation Of Slow Light In Photonic Crystal Coupled-Cavity Resonator Arrays. 4th International Conference from Nanoparticles and Nanomaterials to Nanodevices and Nanosystems. 16-20 June 2013; Corfu Island/Greece