ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

İbrahim ÇÖMEZ

BAKIŞIMSIZ METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2016

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BAKIŞIMSIZ METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

İbrahim ÇÖMEZ

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez ……/…../2016 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

.....	.....	.....
Prof. Dr. Faruk KARADAĞ DANIŞMAN	Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN 2. DANIŞMAN	Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU ÜYE
.....	.....	.....
Doç. Dr. Cumali SABAH ÜYE	Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN ÜYE	Yrd. Doç. Dr. M. Zeki KURT ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No:

Prof. Dr. Mustafa GÖK
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

DOKTORA TEZİ

BAKIŞIMSIZ METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

İbrahim ÇÖMEZ

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
2. Danışman : Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
Yıl: 2016, Sayfa:108
Jüri : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
: Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU
: Doç. Dr. Cumali SABAH
: Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
: Yrd. Doç. Dr. M. Zeki KURT

Bu tez kapsamında, bakışımsız metamalzemeler hem analitik hem nümerik hem de deneysel olarak analiz edilmiştir. Tez çalışmasının ilk kısmında bakışımsız olduğunu var saydığımız bir numune analitik olarak incelenmiş, matlab yazılımıyla nümerik hesabı yapılmıştır. Daha sonra, nümerik hesabın kritik sonuçlarına göre malzeme CST MWS elektromanyetik tam dalga çözücü program yardımıyla ayrık halka rezonatör (Split Ring Resonator-SRR) olarak tasarlanıp optimizasyonu ve elektromanyetik analizi yapılmıştır. Bakışımsız numuneyi karakterize etmek için, bakışımsızlığın, ortam kalınlığının, elektriksel geçirgenliğin ve elektromanyetik dalganın gelme açısının, TE ve TM gelme durumları için detaylı bir incelemesi yapılmıştır. Yapılan sistematik analiz sonucunda, nümerik ve simülasyon sonuçlarının her ikisinde de polarizasyon dönmesi, yansımasızlık ve negatif kırılma indisinin gerçekleştiği görülmüştür. Literatürdeki çalışmalardan farklı olarak, düzenlenen model küçük bakışımsızlık değerleri için, geniş band frekans aralığında yeterli ölçüde polarizasyon dönmesi sergilemiştir. Nümerik ve simülasyon sonuçlarının uyumlu olduğu gözlenmiştir. Tezin ikinci kısmında ise gamadion (4'lü L) şeklinde tasarlanan, dielektrik FR-4 üzerine kazıma tekniği ile bakırdan yapılmış örgü yapının mikrodalga rejiminde ölçümü yapılmış, aynı yapının CST MWS elektromanyetik dalga çözücü ile simülasyonu yapılmış ve kıyaslanmıştır. Hem ölçüm hem de simülasyon sonuçlarının uyumlu olduğu görülmüş, küçük doğal bakışımsızlık (3.5 GHz-4.5 GHz arasında) ve negatif kırılma indisi olguları gözlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Bakışımsızlık, meta malzeme, negatif kırılma indisi, Elektromanyetik filtreleme

ABSTRACT

PhD THESIS

INVESTIGATION OF ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF CHİRAL METAMATERİALS

İbrahim ÇÖMEZ

ÇUKUROVA UNIVERSITY
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS

Supervisor : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
Covisor : Assoc. Prof. Dr. Muharrem KARAASLAN
Yıl: 2016, Sayfa:108
Jury : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
: Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU
: Assoc. Prof. Dr. Cumali SABAH
: Assoc. Prof. Dr. Muharrem KARAASLAN
: Asst. Prof. Dr. M. Zeki KURT

Theoretical and numerical investigation of the chiral slab exhibiting polarization rotation is presented in detail. The chirality, thickness of medium, dielectric constant, and incident angle are analyzed both for TE and TM incident waves. The chiral slab then is realized by using full wave EM simulation software in order to validate the numeric results in which the numerical and simulation results are in good agreement with each other. Alternatively, the proposed model shows optimum results for wide frequency band by using small chirality which is sufficient for polarization rotation. It is observed that the proposed system and its realization can be effectively used as a polarization converter and EM filters at some frequencies.

We demonstrated numerically and experimentally a dynamical chiral metamaterial that uniaxially creates giant optic activity and circular dichroism. Also, the structure gives high negative refractive index due to the large chirality. The proposed chiral metamaterial includes four L attached cross (FLAC) wire strips. The experimental results are in good agreement with the numeric results and simulation. It can be seen that FLAC wire strips based chiral metamaterial can also be used to achieve natural-small chirality with constant value in a wide frequency range between 3.5-4.5 GHz. This is also another crucial feature of the structure. So, the proposed chiral metamaterial with constant chirality value can be used to design novel EM devices such as polarization converter, anti-reflection filters for a certain frequency range.

Keywords: Chirality; EM filter; metamaterial; polarization control; Optical Activity; Wide Band.

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmam boyunca desteğini ve katkılarını esirgemeyen değerli danışmanım Prof. Dr. Faruk Karadağ'a çok teşekkür ederim.

Her zor zamanda imdadıma yetişen saygıdeğer dostum-hocam Doç. Dr. Muharrem Karaaslan'a candan teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER **SAYFA**

ÖZ I
ABSTRACT II
TEŞEKKÜR III
İÇİNDEKİLER IV
ÇİZELGELER DİZİNİ VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ X
SİMGELER VE KISALTMALAR XVI
1. GİRİŞ 1
1.1. Motivasyon 1
1.2. Teze Genel Bir Bakış 2
1.3. Tezin Amacı 2
1.4. Meta Malzeme Üzerine 2
1.4.1. Malzemelerin Elektromanyetik Açıdan Sınıflandırılması 4
1.5. Bakışımsız Meta Malzemeler 6
1.5.1. EM dalganın Bakışımsız Ortamdaki Davranışı 8
1.5.2. Dairesel Polarize Olmuş Işık 9
1.5.3. İçsel Bakışımsızlık 11
1.5.4. Dışsal Bakışımsızlık 12
1.5.5. Üç Boyutlu (3D) Bakışımsızlık 12
1.5.6. Dairesel çift renklilik 13
1.5.6.1. Dairesel çift renkliliğin matematiksel formu 13
1.5.7. Dairesel Çift Kırılma 14
1.5.8. İki Boyutlu (2D) Bakışımsızlık 15
1.5.8.1. Dairesel Çevrim çiftrenklilik (Circular Conversion Dichroism) 15
1.5.9. Bakışımsız Ortamda EM Dalganın Yayılması 16
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR 21
2.1 Meta Malzemeler 21
2.1.1. Meta Malzemeler ve Negatif Kırılma İndisine Tarihsel Bir Bakış 21
2.2. Bakışımsızlık ve Bakışımsız Meta Malzemeler 23

2.2.1. 3D bakışımsız Metamalzemeler Üzerine Çalışmalar 24
2.2.2. Düzlemsel Bakışımsız Metamalzemeler Üzerine Çalışmalar 26
3. MATERYAL VE METOD 32
3.1. Maxwell Postülaları ve Yapısal İlişkiler 32
3.1.1. Mikroskopikten Makroskopiğe 32
3.1.2. Yapısal İlişkiler 35
3.2. Hesaplama Teknikleri 36
3.2.1. MATLAB 37
3.2.2. Sonlu Integrasyon Tekniği 39
3.2.2.1. Sınır Koşulları 42
3.2.2.2. Ortamın Elektromanyetik Özelliklerinin Yeniden Elde Edilmesi 43
3.3. Ölçüm Metotları 45
3.3.1. İletim Yansıma Hat Metodu 45
3.3.2. Açık Uçlu Eş Eksenli Prob Metodu 46
3.3.3. Resonant Metodu 46
3.3.4. Serbest Uzay Metodu 47
3.4. Ölçüm prosedürü 49
3.5. Dönüşüm Metotları 49
3.5.1. Nicholson-Ross-Weir (NRW) 50
3.5.2. NIST Iterative Metodu 51
3.5.3. Iteratif Olmayan Metot 52
3.5.4. Kısa Devre Hattı 53
3.6. Üretim ve Ölçümde Kullanılan Cihazlar, Ölçüm Süreci 54
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR 61
4.1. Teorik Analiz 61
4.2. Nümerik Sonuçlar 64
4.2.1. Bakışımsızlığın İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi 65
4.2.2. Dielektrik Sabitinin İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi 67
4.2.3. Numunenin Kalınlığın İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi 68
4.2.4. Gelme Açısının İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi 70

4.3. Dikdörtgensel SRR'lerle Analitik Hesaplamaların Kritik Değerleri için Bakışımsızlık Optimizasyonu 72
4.4. Nümerik ve Simülasyon Sonuçlarının Doğruluğu 75
4.5. Geniş Bant Dinamik Bakışımsız Metamalzemelerin Optiksel Aktivesi Deney ve Simülasyonun Düzenlenişi 78
4.5.1. Bakışımsız Metamalzeme Numunenin Nümerik Hesap ve Deneysel Ölçüm Sonuçları 80
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 87
KAYNAKLAR 95
ÖZGEÇMİŞ 103
EKLER 104

ÇİZELGELER DİZİNİ **SAYFA**

Çizelge 3.1. Dönüşüm metotlarının karşılaştırılması 49

Çizelge 4.1. TE/TM ve yansımasızlık durumları için SRR yapının optimize edilmiş değerleri 73

Çizelge 4.2 Şekil-2 ve Şekil-3 de gösterilen, bakışımsızlığın nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR nin optimize edilmiş değerleri 74

Çizelge 4.3. Şekil-4 ve Şekil-5 de gösterilen, ortamın elektriksel geçirgenliğinin nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR nin optimize edilmiş değerleri… 74

Çizelge 4.4. Şekil-4 ve Şekil-5 de gösterilen, ortamın elektriksel geçirgenliğinin nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR nin optimize edilmiş değerleri 75

Çizelge 4.5. Şekil-8 ve Şekil-9 da gösterilen, sinyalin numune üzerine gelme açısının nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR'nin optimize edilmiş değerleri… 75

ŞEKİLLER DİZİNİ **SAYFA**

Şekil 1.1. Negatif ε sağlayan metal çubuk ve negatif μ sağlayan SRR den oluşmuş sistem 4

Şekil 1.2. Elektromanyetik malzemelerin sınıflandırılması 5

Şekil 1.3. Yapay ve doğal içsel bakışımsızlığa örnek bazı malzemeler 8

Şekil 1.4. Lineer kutuplu dalga 9

Şekil 1.5. a) Sağa (RCP) ve sola (LCP) dairesel polarize olmuş ışığın elektrik alanının şematik gösterimi. b) RCP ve LCP ışığın iletimini gösteren şema. 9

Şekil 1.6. Dairesel kutuplu dalga 10

Şekil 1.7. Eliptik kutuplu dalga (a) dönme olmaksızın (b) Polarizasyon azimut açısı Φ kadar dönmüş 10

Şekil 1.8. Sağ ve sol elli iki dalganın çapraz birleşmesi 11

Şekil 1.9. a) içsel bakışımsızlığın tipik şekli helis b) Dışsal bakışımsızlığa bir örnek 12

Şekil 1.10. 3D bakışımsızlıktan doğan polarizasyon etkisi. a) CB, bir EM dalganın polarizasyon durumunun dönmesi. b) CD, EM dalganın LCP ve RCP durumları için farklı seviyelerde iletilmesi… 14

Şekil 1.11. 2D bakışımsızlıktan dolayı dairesel çift renklilik dönüşümü. Sağ-el (RCP) ve sol-el (LCP) yönelimine sahip dalgalar için farklı seviyede polarizasyon dönmesi. Dönüşümün verimi ters yönden gelme durumu için tersine döner. Aynı yönelimli dairesel dalgalar için toplam iletim bir asimetri ile sonuçlanır… 16

Şekil 2.1. a) Yalıtılmış metalik bir şeridin helis üzerine sarılmasıyla oluşturulmuş meta-atom dizaynı b) Homojen izotropik bakışımsız bir ortamın band yapısı Brillouin bögesi merkezi civarında geri yayılmalı dalga rejimi gösterimi c) Doğrudan lazer yazımı kullanılarak üretilmiş metalik helisler ve d) Orta-kızılötesi frekans bölgesinde helislere uygun geniş band DC e) THz frekansında üretilmiş ilk CMM ve f) negatif kırılma indisi grafiği g) burgulu

çiftli metal şeritlerden oluşmuş çok katmanlı CMM ve h) bu malzemeye uygun optik frekansta geniş band CD i) Mikro dalga frekansında, uzun helis tellerle kurulmuş, bulk CMM ve j) Brillouin bölgesi merkezi ve sınırları civarında geri yayılmalı dalga rejimini gösteren diyagram. Gri bölge CD'ye neden olan polarizasyon aralığıdır. k) DNA-tabanlı, kendiliğinden bir araya gelmiş bakışımsız plazmoniknano yapılar ile l) görünür ışık frekansında güçlü bakışımsız tepkiyi gösteren CD diyagramı. 25

Şekil 2.2. İki boyutlu CMMye örnek yapı a) İki boyutlu bakışımsız bir SRR yapı b)İki boyutlu CMMnin birim hücresi c) Üretilmiş bir CMMnin fotoğrafı..... 27

Şekil 2.3. a) Dört katmanlı bir MMnin birim hücrenin şeması b) iki katmanlı bir gamadion yapılı MM nin fotoğrafı. 28

Şekil 2.4. Negatif kırılma indisine neden olan akım modlarının renklerle kodlanmış hali. a) RCP dalgayla uyarılmış anti simetrik akımlar. b) LCP dalgalarıyla uyarılmış simetrik akım modları. 29

Şekil 2.5. a) Çapraz-şerit yapının şematik gösterimi. b) Metalik çapraz-şerit yapılı çift katman üretilmiş bir CMM..... 30

Şekil 2.6. a) RCP dalga için akım yoğunluğu dağılımı b) LCP dalga için akım yoğunluğu dağılımı..... 31

Şekil 2.7. Çeşitli bakışımsız yapıların şeması. a) Bakışımsız yapılarda içsel 3D bakışımsızlık ve b) eğik gelen sinyalde 2D düzlemsel yapı için 3D bakışımsızlık. c) Tipik 3D bakışımsızlık CB ve CD ile tanımlanır. $T_{++} \neq T_{--}$ d) Normal gelişte asimetrik iletimin gösterildiği 2D içsel bakışımsızlık sergilerken e) 2D dışsal bakışımsızlık sadece eğik gelen sinyal için bakışımsızlık etkisi gösterir. f) Tipik 2D bakışımsızlık CCD ile tanımlanır. $T_{+-} \neq T_{-+}$……..... 31

Şekil 3.1. FIT için Hesaplama gridleri..... 38

Şekil 3.2. Faraday yasasını kullanarak örnek FIT hesaplaması..... 41

Şekil 3.3. Dalga kılavuzu kullanarak TL ölçümü 45

Şekil 3.4. Serbest uzay yöntemi kullanılarak bir numunenin ölçümü 48
Şekil 3.5. PTFE numunenin NRW metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi 50
Şekil 3.6. PTFE numunenin NIST Iterative metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi 51
Şekil 3.7. PTFE numunenin New non-Iterative metot kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi..... 52
Şekil 3.8. PTFE numunenin SCL metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi 53
Şekil 3.9. Ölçüm düzeneği: Kullanılan network analiz cihazı ve konik antenler arasına yerleştirilmiş numune 56
Şekil 3.10. Üretimde kullandığımız LKPF protoMat E33 baskı devre kazıma cihazı 57
Şekil 3.11. a) Tasarlanan gamadion yapı. b) Baskı devre yöntemiyle üretilen meta malzeme. c) Ölçümün yapıldığı ortam ve ölçüm düzeneği. 58
Şekil 4.1. Bakışımsız numunenin iletilen ve yansıyan dalga bileşenleriyle şematik gösterimi 62
Şekil 4.2. TM gelme durumunda, $\varepsilon_r = 4$, $d = 3\,mm$ sabit değerleri için, TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin farklı bakışımsızlık değerlerinde frekansa bağlı değişimi. 66
Şekil 4.3. Saçılmanın olmadığı durumunda TE gelen sinyalin $\varepsilon_r = 4$, $d = 3\,mm$ sabit değerleri ve çeşitli bakışımsızlık değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği. 67
Şekil 4.4. Saçılmanın olmadığı durumunda TM gelen sinyalin κc=0,003, d=3 mm sabit değerleri ve çeşitli dielektrik sabiti değerleri için TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği 68

Şekil 4.5. Saçılmanın olmadığı durumunda, TE gelen sinyalin κc=0,003, d=3 mm sabit değerleri ve çeşitli dielektrik sabiti değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği 68
Şekil 4.6. Saçılmanın olmadığı durumunda, TM gelen sinyalin κ_c = 0.003, $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli kalınlık değerleri için TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.… 69
Şekil 4.7. Saçılmanın olmadığı durumunda, TE gelen sinyalin κ_c = 0.003, $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli kalınlık değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.…… 70
Şekil 4.8. TM gelen sinyalin κ_c = 0.003, $d = 0{,}3mm$, $\varepsilon_r = 3\varepsilon_0$, sabit değerleri ve çeşitli gelme açısı değerleri için iletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği..... 71
Şekil 4.9. Saçılmanın olmadığı durumunda, TE gelen sinyalin TE gelen sinyalin κ_c = 0.003, $\varepsilon_r = 3\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli gelme açısı değerleri için iletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği. sabit değerleri ve çeşitli gelme açısı değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.. 72
Şekil 4.10. Periyodik olarak düzenlenmiş dikdörtgensel SRR ve konik antenler..... 73
Şekil 4.11. TM gelme durumunda, bakışımsız numunenin *d=2,8mm;* $\varepsilon_r=4\varepsilon_0$; ve $\kappa=0{,}003$ değerleri için nümerik sonuçları ve SRR yapının CST simülasyonunun TM yansıma ve TE iletim sabitleriyle karşılaştırılması. ..... …77
Şekil 4.12. Tablo 3 te gösterilen parametre değerlerine sahip SRR $\varepsilon_r=3\varepsilon_0$ değeri için yapının bakışımsızlığının frekansa bağlı değişimi..... 78
Şekil 4.13. Azimutal açı (θ) için nümerik (kızıl çizgi) ve deneysel sonuçlar (kahverengi çizgi) 79

Şekil 4.14. Elliptiklik (η) için nümerik (kızıl çizgi) ve deneysel sonuçlar (kahverengi çizgi)… 80
Şekil 4.15. Elektriksel ve manyetik geçirgenliğin nümerik ve deneysel sonuçları..... 81
Şekil 4.16. n+ ve n- değerleri için nümerik ve deneysel sonuçlar 81
Şekil 4.17. Kırılma indisi ve bakışımsızlık değerleri için nümerik ve deneysel sonuçlar 82
Şekil 4.18. Rezonans frekanslarında elektrik alan dağılımı 83
Şekil 4.19. Rezonans frekanslarında yüzey akımlarının dağılımı 83
Şekil 4.20. Rezonans frekanslarında elektrik alan dağılımı 84
Şekil 4.21. Rezonans frekanslarında yüzey akımları dağılımı. 85

SİMGELER VE KISALTMALAR

MM : Meta malzeme

CMM : Bakışımsız meta malzeme (Chiral Metamaterial)

CD : Dairesel çift renklilik (circular dichroism)

CB : Dairesel çift kırılma (circular brefringence)

EM : Elektromanyetik

SRR : Açıklı halkalı rezonatör (siplit-ring rezonatörler)

RHM : Sağ el yönlü malzeme (right handed material)

LHM : Sol el yönlü malzeme

λ_g : Kılavuzlanmış bir dalga boyu

p : Birim hücre boyutu

ε_0 : Boşluğun elektriksel geçirgenliği

ε : Elektrik sel geçirgenlik

μ_0 : Boşluğun manyetik geçirgenliği

μ : Manyetik geçirgenlik

$\vec{E}$: Elektrik alan vektörü

$\vec{H}$: Manyetik alan vektörü

$\vec{k}$: Dalga vektörü

NIM : Negatif kırılma indisli malzemeler

DNM : Çift negatif malzeme

MNZ : μ'su sıfıra yakın malzemeler

ENZ : ε'u sıfıra yakın malzemeler

THz : Terahertz

CPL : Dairesel polarize olmuş ışık

RCP : Sağa dairesel polarize

LCP : Sola dairesel polarize

E_{LCP} : Sola polarize olmuş sinyalin elektrik alanı

E_{RCP} : Sağa polarize olmuş sinyalin elektrik alanı

t_{++} : RCP gelen bir EM sinyalin RCP geçen kısmı

t_{+-} : RCP gelen bir EM sinyalin LCP geçen kısmı

t_{-+} : LCP gelen bir EM sinyalin RCP geçen kısmı

t_{--} : LCP gelen bir EM sinyalin LCP geçen kısmı

T_+ : RCP iletim sabiti

T_- : LCP iletim sabiti

α : Gelme açısı

θ : Azimutal açı

η : Eliptiklik

CB :Dairesel Çift Kırılma

χ : Manyeto elektrik parametre

ω : Açısal frekans

c : Işık hızı

n : Kırılma indisi

2D : İki boyutlu

3D : Üç boyutlu

BI : Bi-izotropik

$\vec{\rho}$: Yük yoğunluğu

$\vec{J}$: Akım yoğunluğu

1. GİRİŞ

1.1. Motivasyon

Geçtiğimiz son yirmi yıl optik malzemelerin, özellikle de meta materyallerin, gelişimi açısından oldukça canlı bir süreç oldu. Bu süreçte teorik olarak temelleri çok eskiden atılmış birçok malzeme üretilmeye başlandı.

Elektromanyetik (EM) dalganın kontrol edilmesi ve istenildiği gibi yönlendirilmesi günümüzdeki kablosuz iletişim, internet teknolojisi, tıpta görüntüleme teknikleri, optik veri depolama ve ekran teknolojisi gibi birçok teknolojik alanın temel dayanağıdır. Böyle malzemeler doğada bulunan malzemelerin sergileyemediği, oldukça önemli EM davranışlar sergilerler. Bunların başlıcaları: Negatif kırılma indisi (Padilla ve ark. 2006; Pendry 2006, 2009; Smith ve ark. 2004), süper odaklama (Aydın ve ark. 2005; Liu ve ark. 2009; Yao ve ark. 2009) , görünmezlik pelerini (Kant´e ve ark. 2009; Schurig ve ark.; Tao ve ark. 2008) ve daha genel olarak, koordinat dönüştürücü malzemelerdir (Lin ve ark. 2008; Liu ve ark. 2008, 2009; Smith ve ark. 2005). İlk optiksel Metamalzeme (MM) dizaynı dairesel çift renkliliğe (circulardichroism (CD)) dayalı MM lerdir. Bu tür malzemeler biyomoleküller, DNA yapısı ve organik bileşikler hakkında bilgi edinmek amacıyla, CD spektroskopisinden yararlanarak yaygın biçimde kullanıldı. Böylesi ilginç uygulamalar, dünya çapında, mühendisler, malzeme bilimciler ve fizikçileri de içine alan, disiplinler arası yoğun bir çalışma ortamı oluşturmuştur.

Bu tezin ana çalışma alanı bir optik MM olan bakışımsız metamalzemeler (Chiral Metamaterials (CMMs))'lerdir. Çalışmamız üç aşamalı olacaktır; ilk aşamada analitik çözümler elde edilecek, daha sonra simülasyon programı kullanılarak problem simüle edilip, sonrasında da üretim aşamasına geçip bakışımsız malzeme üretimin gerçekleyerek, simülasyon sonuçları ile ölçüm sonuçlarını karşılaştıracağız

1.2. Teze Genel Bir Bakış

Tezin giriş kısmında metamalzeme kavramı genel olarak tanıtılmıştır. Negatif kırılma indisi, materyallerin elektromanyetik olarak sınıflandırılması, bakışımsızlık ve bakışımsızlık çeşitleri anlatılmıştır. Tezin amacı ve bakışımsız metamalzemenin önemi vurgulandı. İkinci kısımda ise daha önce yapılmış olan teorik ve deneysel çalışmalar sınıflandırılarak anlatıldı. İkinci kısımda MM'nin tarihsel gelişimi, MM ve negatif kırılma indisi, bakışımsızlık ve bakışımsız MM'ler, iki ve üç boyutlu bakışımsız MM üzerine yapılan çalışmalar ve uygulamalar anlatıldı. Literatürdeki önemli çalışmalarla bu konudaki gelişmeler, teknik ön görüler ve bakışımsız MM'lerle ilgili gelecekte ne tür teknolojik yenilikler olabileceği anlatıldı. Üçüncü kısımda kullandığımız yöntemler tanıtılmıştır. Bu yöntemler teorik ve deneysel olarak ayrılmıştır. Maxwell denklemleri ve yapısal parametreler, bilgisayar destekli hesaplama teknikleri, ölçüm metotları ve ölçüm malzemeleri anlatılmıştır. Dördüncü kısımda araştırma sonuçları ve bulgular değerlendirilmiş ve son olarak da bu bulgulardan elde ettiğimiz sonuçlar tartışılmıştır.

1.3. Tezin Amacı

Çalışmamızın amacı, elektromanyetik dalganın manipülasyonuyla ve ilgili olarak daha etkili materyaller elde edip, sonuçlarına göre bakışımsız metamalzemelerle ilgili yeni bulgulara ulaşmaktır. Özellikle geniş bant frekans aralığında küçük bakışımsızlık değerleri ile ilgili bulgulara ulaşıp, koordinat dönüştürücü malzemeler, optik açıdan aktif malzemeler ve negatif kırılma indeksli malzeme grubuna katkıda bulunmaktır.

1.4. Metamalzeme Üzerine

Tabiatta bulunan doğal malzemeler EM açıdan bazı kısıtlamalar sergiler. Genellikle kayıpları fazla ve sahip oldukları parametreler frekansa bağlı parametrelerdir. Bazı uygulamalar için malzemenin gerekli değerlerine ulaşmak

neredeyse imkânsız hale gelir. Böyle problemler genellikle yapay olarak sentezlenen malzemeler kullanılarak çözülür. Sentezlenen bu malzemeler insan eliyle yapıldığı için "malzeme ötesi" anlamına gelen "metamalzeme" (MM) olarak adlandırılır. D.R. Smith MM yi, "fonksiyonları hem hücresel yapısından hem de kimyasal bileşenlerinden kaynaklanan, periyodik ya da periyodik olmayan yapıların makroskopik kompozitidir." biçiminde tanımlamıştır (Smith 2010). Caloz ise, doğada bulunmayan, sıra dışı özelliklere sahip, efektif olarak homojen, yapay EM yapılar olarak tanımlar (Caloz 2005).

Yani MM'ler EM dalgayı olağanüstü şekilde manipüle edebilen insan eliyle yapılmış (yapay) malzemelerdir. Genel olarak yapıları oldukça basittir. Dalga boyundan yeterince küçük metalik rezonatörler ve bu rezonatörlerin yerleştirildiği dielektrik katman ya da katmanlardan oluşur. Bu yüzden MM'ler yapay EM kompozitlerdir.

MM'lerin gerçek bir malzeme gibi olması için efektif olarak homojen olması gerekir. Bir yapının efektif olarak homojen olması, yapının hücre boyutu p'nin, kılavuzlanmış dalganın dalga boyundan yeterince küçük olması demektir. Bu yeterlilik, hücre ebadının dalga boyunun dörtte birinden küçük olmasına karşılıktır. ($p<\lambda_g/4$). $p<\lambda_g/4$ limitine efektif homojenlik limiti ya da koşulu denir (D.R Smith için bu koşul $p<\lambda_g/10$) . Bu olgu, EM dalga MM içinde yayılırken kırılma olgusunun saçılma olgusuna baskın olmasını garanti eder. Eğer homojenlik koşulu sağlanırsa yapı gerçek bir malzeme gibi davranır. Yani EM dalga ortamı sürekli gibi algılar ve sadece ortamın efektif parametrelerine göre davranış sergiler. Bu parametreler ise birim hücrenin doğasına bağlıdır. Yayılma doğrultusu boyunca, ortam EM açıdan homojen olur.

Birçok araştırmada MM denince akla negatif kırılma indeksli malzemeler gelmektedir. Negatif parametrelere sahip sürekli ortamlar EM teoride uzun zamandır biliniyordu. Doğadaki birçok materyale uygulanabilen Drude-Lorentz modeli, ortamda EM sinyalden dolayı rezonans frekansında, ε ve/veya μ değernin negatif değerde olacağını öngörür. Kayıplar yeterince küçük ise, negatif tepkiden faydalanmak mümkün hale gelir. Geniş bir frekans aralığının üstünde negatif ε'a sahip ortamlar doğada bulunur (Hudlicka ve ark. 2006, Pendry ve ark. 1996). Buna

bilinen en iyi örnek, plazma frekansı altında, ε'u negatif olan metaller ya da katkılanmış yarı iletkenlerdir (Martinu 1987;Radzimski ve ark. 1997; Wu ve Beck 1988). Bununla beraber μ negatif olan ortamlar tabiatta çok yaygın değildir. Bu da kısmen doğada bulunan malzemelerin çoğunda zayıf manyetik etkileşme olmasındandır. Terahertz frekansında, FeF_2 ya da MnF_2 gibi antiferromanyetiklerin bir rezonans tepki sergiledikleri uzun zamandır biliniyordu. Fakat yapay malzemelerde negatif μ ilk kez ayrık halka rezonatörler (split ring rezonators-SRR) ile gerçekleştirildi.



Şekil 1.1. Negatif ε sağlayan metal çubuk ve negatif μ sağlayan SRR den oluşmuş sistem (D.R. Smith ve ark. 2000)

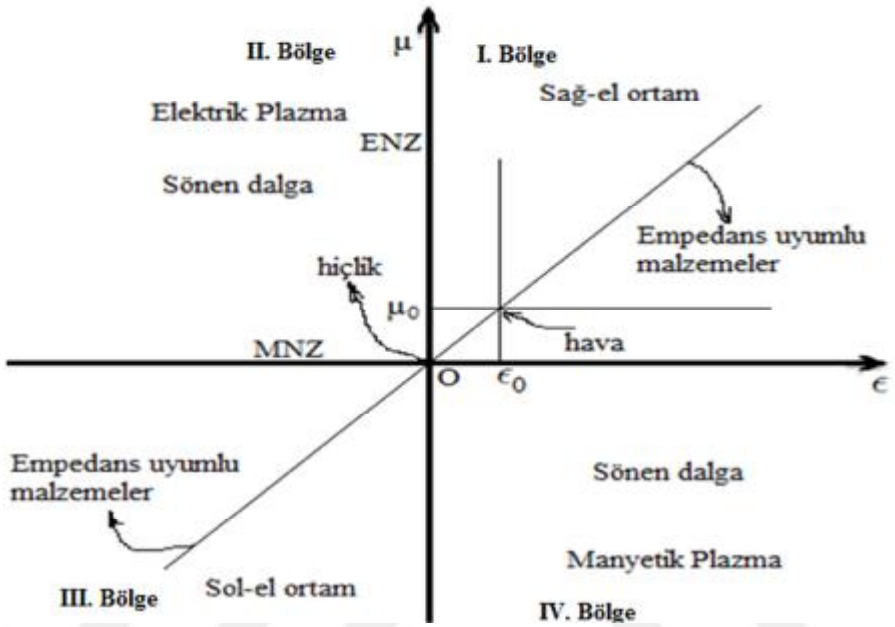
1.4.1. Malzemelerin Elektromanyetik Açıdan Sınıflandırılması

Optik açıdan ortamın özelliklerini karakterize eden parametreler ortamın elektriksel geçirgenliği ε ve manyetik geçirgenliği μ dur. Bu iki parametre kırılma indisini,

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \tag{1.1}$$

ilişkisi ile belirler. Burada ε_r ve μ_r göreli elektriksel geçirgenlik ve göreli manyetik geçirgenliktir. Boşluğun elektriksel geçirgenliği ve manyetik geçirgenliği ile sırasıyla

$\varepsilon_0=\varepsilon/\varepsilon_r=8{,}854.10^{-12}$ ve $\mu_0=\mu/\mu_r=4\pi.10^{-7}$ ilişkisi vardır. (1.1) denkleminde ± işareti karekök alma işleminin sonucudur. Bu işlemi ε, μ çiftinin dört farklı kombinezonu sağlar. Bunlar şekil1.2'deki ε-μ diyagramında gösterildiği gibi (+,+), (+,-), (-,+) ve (-,-).



Şekil 1.2. Elektromanyetik malzemelerin sınıflandırılması

Doğada birçok malzemenin manyetik geçirgenliği μ_0'dan, elektriksel geçirgenliği de ε_0'dan daha büyüktür. Metamalzemeler farklı hücresel yapılar ve taban malzemeleri kullanılarak, sıra dışı EM davranış sergileyen ürünler ortaya koymamıza yol açarlar. Şekil1.2'de ε–μ bölgesinden, izotropik ve kayıpsız malzemelerin bütün özelliklerini gösteriyor. Şekil1.2'de, I. bölgede ($\varepsilon>0$ ve $\mu>0$), ileriye doğru yayılmaya dayanan, sağ-el sistemine uyan malzeme grubu (right-handed-material (RHM)) vardır. Böyle malzemelerde EM dalga yayılırken, dalganın $\vec{E}$ elektrik alanı, $\vec{H}$ manyetik alanı ve $\vec{k}$ dalga vektörü arasında sağ-el kuralı çalışır. II. Bölgede ($\varepsilon<0$ ve $\mu>0$) bulunan malzemeler ise, sönümlü dalgalara dayanan, elektriksel plazmayı işaret eder. Böyle ortamlarda dalganın genliği giderek azalır. III. bölge sol-el sistemine uyan malzeme grubuna (left-handed-material (LHM)) uygun olup, 1968 yılında Veselago tarafından öngörülmüştür (Veselago 1968). Bu bölgede faz hızı geriye doğru yayılan dalgalara dayanır. LHM de elektrik alan $\vec{E}$, manyetik alan $\vec{H}$ ve dalga vektörü $\vec{k}$ arasında sol-el kuralı vardır. Dördüncü çeyrek düzlem

(ε>0 ve μ<0) sönümlü dalgalara dayanan manyetik plazmayı gösterir. Şekil 1,2'de en çok doğal malzeme sadece μ=μ_0 ve $\varepsilon \geq \varepsilon_0$ doğrusu üzerinde belirli noktalarda bulunur ve nadiren doğal elektrik plazma ve manyetik plazma ikinci ve dördüncü bölgede oldukça küçük kısımlarda bulunur. RHM için bile MM kullanarak malzeme özelliklerin çoğu gerçekleştirilebilir.

Uzun dönemden beri MM, LHM, negatif kırılma indisi malzemeler (NIM), çift negatif malzeme (DNM) ve faz hızı geri yayılmalı (bacward – wave) malzemeler gibi terimlere aynı terimler gözüyle bakılıyordu. Aslında bunlar MM sınıfı içinde alt malzeme gruplarıdır. Şekil 1.2'de gösterildiği gibi MM ler, LHM den daha geniş bir kapsama sahiptir.

ε–μ diyagramında bazı özel noktalar kendine has özellikler gösteren malzemelere karşı gelir. Mesela;

1. LHM bölgede μ=$-\mu_0$ ve $\varepsilon = -\varepsilon_0$ noktası mükemmel odaklamayı doğuracak olan anti havayı sergiler.
2. ε=0, μ=0 noktası mükemmel tünelleme etkisi yaratabilecek bir hiçlik noktası sergiler.
3. Üzerinde hem RHM hem de LHM bulunan ε=μ çizgisi hiçbir yansımanın olmadığı hava ile mükemmel empedans uyumu (impedance matching) sağlayan malzemeleri sergiler.
4. Ayrıca yine kendine has özelliklere sahip μ=0 civarına μ-yakın sıfır (μ-near zero (MNZ)) malzemeler ve ε=0 civarına da ε–yakın sıfır (ε-near zero (ENZ)) malzemeler denir.

1.5. Bakışımsız Metamalzemeler (Chiral Metamaterials (CMMs))

Bakışımsız bir ortam, ayna görüntüsü simetrisi eksikliği bulunan, ayna görüntüsü simetrisi ile üst üste bindirilemeyen parçaların bir araya getirilmesiyle oluşturulan ortamlardır. Bakışımsızlık kavramı, 1904 yılında Lord Kelvin tarafından **"İdeal oluşturulmuş düzlem ayna görüntüsüyle üst üste bindirilemeyen herhangi bir geometrik figür ya da noktalar topluluğunu bakışımsız (chiral)**

olarak adlandırırım." şeklinde tanımlanmıştır (Lord Kelvin 1904). Lord Kelvin'in bu tanımı genellikle helis şeklinde tanımlanan proteinler, kuartz kristalleri gibi üç boyutlu (3D) bakışımsızlık örnekleri için kullanılır.

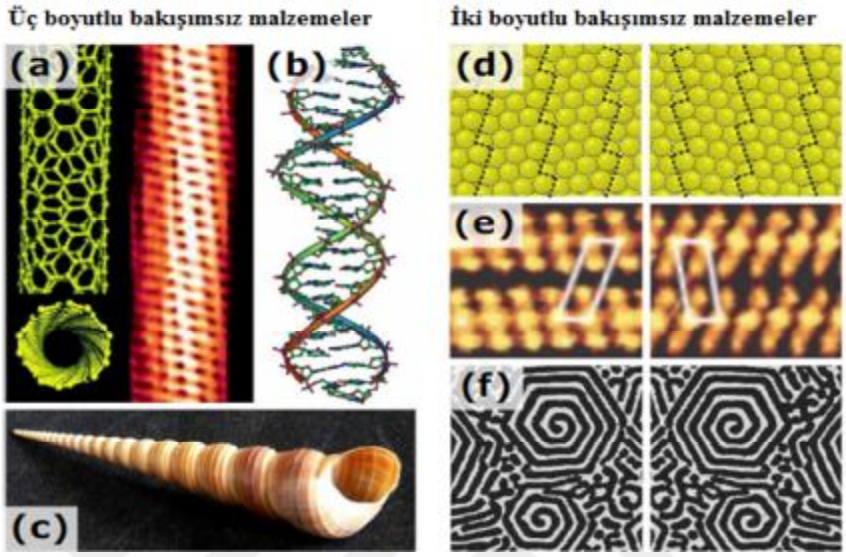
Bakışımsız bir ortam, sola dairesel polarize olmuş (Left Circularly Polarized (LCP)) dalga ve sağa dairesel polarize olmuş (Right Circularly Polarized (RCP)) dalga için, ortamın kendisinden kaynaklanan bakışımsız asimetriden dolayı, farklı tepkiler sergiler. Aynı zamanda, bakışımsız bir ortam boyunca elektrik ve manyetik alan arasında çapraz-çiftlenim vardır. κ boyutsuz bakışımsızlık parametresi olup, elektrik ve manyetik alan arasındaki çapraz-çiftlenimin etkisini tanımlamak için kullanılır. κ'nın varlığından dolayı RCP ve LCP dalgaların kırılma indisleri farklı olur.

MM grubunun oldukça ilginç, bir o kadar da kullanışlı alt grubu olan CMM'ler oldukça önemli teknolojik uygulamalara sahiptir. Bu malzeme grubu ışığın polarizasyonunu kontrol etme yeteneği bakımından teknolojide oldukça kullanışlıdır (Wegener veLinden 2009, . Zhou 2012). Dalga plakası (Wave-plate) gibi polarizasyon kontrol uygulamalarında ve polarizasyon filtrelerinde gelecek vaat etmektedir (Gansel ve ark. 2009). Aynı zamanda CMM'de yüksek bakışımsızlık, mikro ve nano-mekanik sistemlerde zararlı olan çekici Casimir kuvvetini azaltacağı da önerilmektedir (Zhou ve ark.2009, 2011).

CMM'lerin bir diğer yararı ise, yaygın olarak kullanılan uygulamanın dışında negatif kırılma indisi elde edilmesidir. Yaygın olan yönteme göre negatif kırılma indisi elde etmek için, elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenliğin her ikisini birden negatif yapmamız gerekir. Fakat dairesel olarak polarize olmuş ışık için CMM'lerde negatif kırılma indisi bu durumun dışında sağlanmaktadır.

Günümüzde MM çalışmalarında öncelik; özellikle EM spektrumun mikro dalga rejiminde işleyen MM'lerin çalışma spektrumunu THz ve optik frekans aralığına genişletmektir. Çalışmaların bu frekans aralığına genişletilmesi ve MM tabanlı THz aygıt bileşenleri teknolojik açıdan oldukça önemli bir görevdir. Doğal malzemelerin çoğunluğu THz frekansında güçlü EM tepki vermezler. Bunun için CMM'lerin THz ve optik bölge frekansına genişletilmesi iç bölge görüntülemesi ve

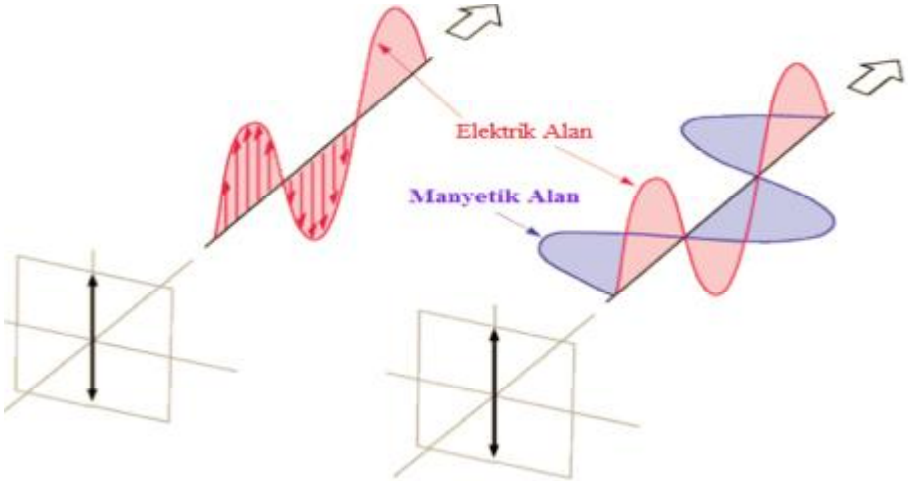
de güvenlik teknolojisi açısından önem arz etmektedir (Tonouchi ve ark. 2007, Ferguson ve Zhang 2002).



Şekil 1.3. Yapay ve doğal içsel bakışımsızlığa örnek bazı malzemeler.3D bakışımsızlığa örnek yapılar: a) Tek duvarlı karbon nano tüp b) DNA sarmalı c) Turritellidae ailesinden bir deniz salyangozu kabuğu2D bakışımsızlığa örnek yapılar: d) Altın tek kristalinin bakışımsız yüzeyi e) S-S tartarik asitin (soldaki) ve (R-R)-tartarik asitin (sağdaki) bakır yüzey üzerine oluşturduğu tek katmanlı yapısı f) bir metal-metal ötektiğinin yüzeyi (Plum E. 2010)

1.5.1. Elektromanyetik Dalganın Bakışımsız Ortamdaki Davranışı

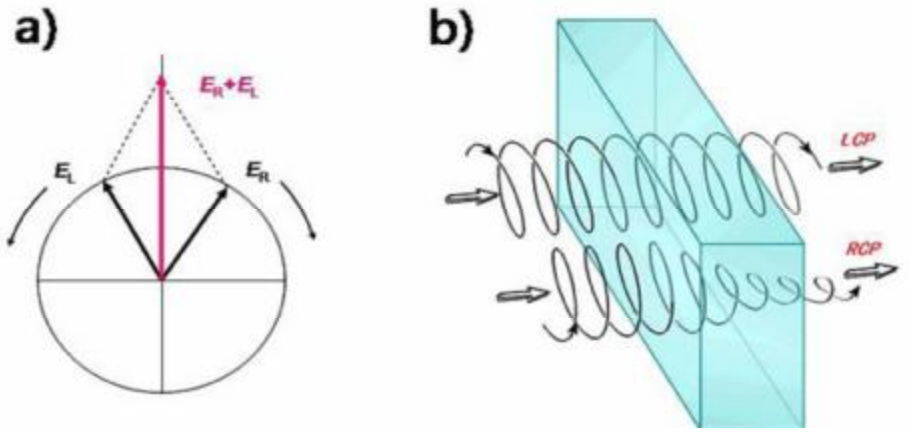
Elektromanyetik dalganın elektrik alan bileşeni, madde ile etkileştiğinde maddeye ait bir yük lineer olarak yer değiştirir ve elektrik dipolü oluşturur. Elektromanyetik dalganın manyetik alan bileşeni ise aynı anda yüke dairesel hareket yaptırır ve bu da manyetik dipol oluşturur. Her iki hareket birleştiğinde ise yük helis hareketi yapar. Böylece elektromanyetik dalganın polarizasyon düzlemi dönmüş olur. Aşağıdaki Şekil 1.4, Şekil 1.6 ve Şekil 1.7'de; lineer, dairesel ve eliptik kutuplu elektromanyetik dalganın yapısı verilmektedir. Eliptik dalgada h eliptiklik açısını vermektedir. Şekil 1.7.a'da bir düzlem etrafında dönmemiş ve Şekil 1.7.b'de ise bir düzlem etrafında dönmüş eliptik dalga verilmektedir.



Şekil 1.4. Lineer kutuplu EM dalga (http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/polclas.html)

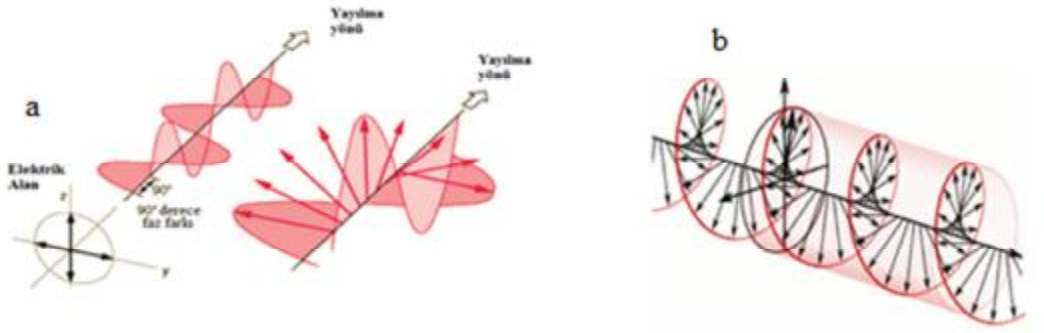
1.5.2. Dairesel Polarize Olmuş Işık (Circularly Polarized Light (CPL))

EM dalganın polarizasyon durumu, dalgadaki elektrik alan vektörünün ($\vec{E}$) durumuyla tanımlanır. $\vec{E}$ çizgi doğrultusunda titreşiyorsa lineer polarizasyona, yayılma doğrultusuna göre dönüyorsa dairesel polarizasyona sahip olduğu söylenir. Dairesel polarizasyon durumunda iki mümkün durum vardır. RCP durum ve LCP durumdur. Bu durum şekil 1.5'te gösterilmiştir.

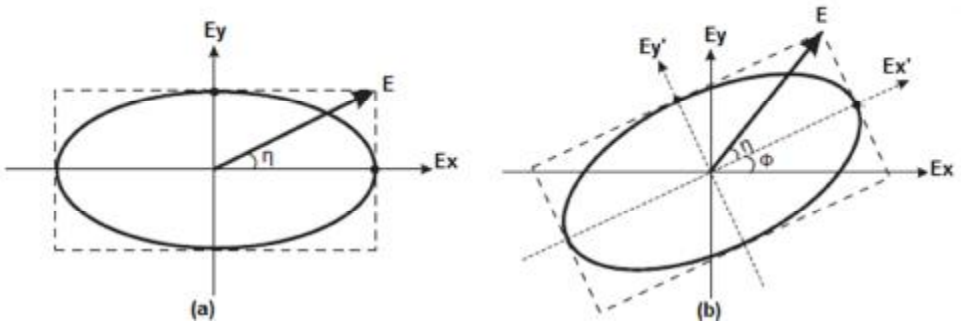


Şekil 1.5. a) Sağa(RCP) ve sola(LCP) polarize olmuş ışığın elektrik alanının şematik gösterimi. b) RCP ve LCP ışığın iletimini gösteren şema (JİAO J, 2013).

Bulk ortamda RCP ve LCP dalgalar için kırılma indisinin farklı olmasından dolayı CB gözlenir. CB kırılma indisinin reel kısımlarının farklılığından kaynaklanır. Çünkü kırılma indisinin reel kısımları RCP ve LCP dalgaları için farklı faz gecikmelerine neden olmaktadır. Bu faz gecikmelerindeki farktan dolayı polarizasyon düzlemi dönmektedir. CD ise kırılma indisinin imajiner kısımlarının RCP ve LCP dalgaları için farklı olmasının bir sonucudur. Kırılma indisinin imajiner kısımları bir dalganın iletiminde ya da yansımasında kayıplar olacağını belirtir. RCP ve LCP dalgaları için bu kayıplar farklı olacağından, EM dalganın ortamdan RCP veya LCP geçişleri ya da yansımaları biri birinden farklı olacağından CD ortaya çıkmaktadır.



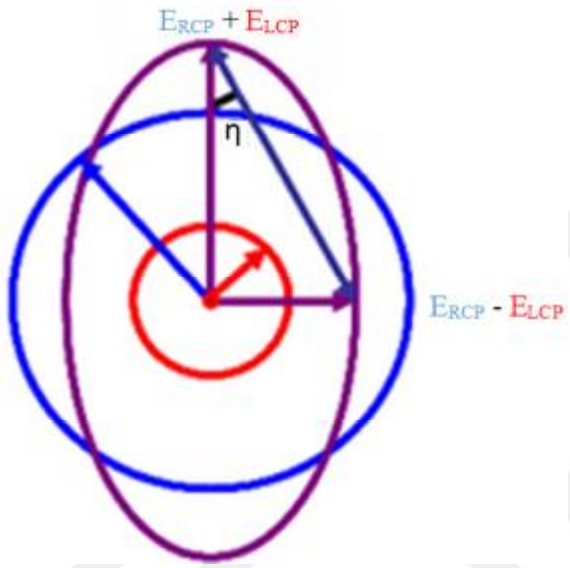
Şekil 1.6.Dairesel kutuplu dalga (http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/polclas.html)



Şekil 1.7. Eliptik kutuplu dalga (a) dönme olmaksızın (b) Polarizasyon azimut açısı Φ kadar dönmüş

LCP ve RCP dalgalarından birisi bakışımsız ortamda diğerinden farklı hızda ilerlediğinden bu dalgalarından birisi bakışımsız ortamdan çıktığında önde olur. Bakışımsız ortamdan çıkan LCP ve RCP dalgaları çapraz olarak birleştiğinde eliptik

dalga oluşur. Aşağıdaki Şekil 1.8'de, LCP dalgasının elektrik alan vektörü $\mathbf{E}_{LCP}$ ve RCP dalgasının elektrik alan vektörü $\mathbf{E}_{RCP}$ olarak gösterilmektedir. Burada η açısı eliptiklik açısını göstermektedir. LCP ve RCP dalgaları aynı oranda soğurulursa η açısı sıfır olur ve dalga lineer kutuplu olur.



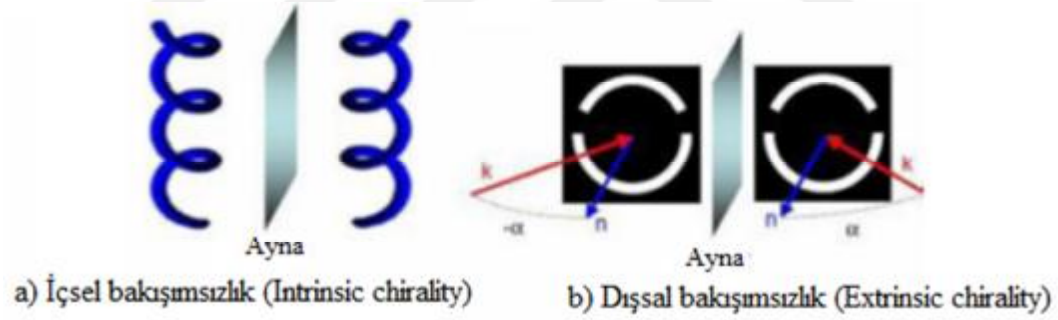
Şekil 1.8.Sağ ve sol elli iki dalganın çapraz birleşmesi (https://en.wikipedia.org/wiki/Circular_dichroism)

1.5.3. İçsel Bakışımsızlık (Intrinsic Chirality)

İçsel bakışımsızlık DNA ve bazı protein çeşitleri gibi birçok madde tarafından sergilenen içsel ve de doğal bir özelliktir. Malzemenin bibim hücresinin geometrisiyle ilgili yönelimine bağlı bir iç özelliğidir. Ayna simetrisi ile üst üste bindirildiğinde biri birini örtmezler. Böyle yapılara dik olarak gelen bir EM sinyalin polarizasyonuna ya da iletimine bakarak optik aktivite gözlenir. Yani böyle malzemeler optik açıdan aktif malzemelerdir. EM spektrumun CD gibi özellikleri, farklı bakışımsız yapılar hakkında bilgiler yansıtma yeteneğine sahiptir. Bunun sonucu olarak da CD, mikro organizma ya da biyomolekülleri algılamada kullanılan önemli bir olgudur.

1.5.4. Dışsal Bakışımsızlık (Extrinsic Chirality)

Bakışımsız olmayan malzemelerde de, böyle yapılar çift yönlü döndürme eksenine sahip olmadığı halde CD gibi optik aktivite özelliği sergilediği gözlenmiştir. Bu olgu bakışımsız yapılardan ayırt edilemez. Ancak böyle bir şeyin gerçekleşmesi için sinyalin eğimli gelmesi gerekir. Ancak o zaman eğimli gelen EM sinyalin ve yapının birim hücresinin ortak yönelimi dışsal bakışımsızlık olgusuyla sonuçlanır. Şekil 1.9.(a)'da tipik bir dışsal bakışımsızlık sergileyen yapı gösterilmiştir. Şekil 1.9.(b) de açıkça görüldüğü gibi birim hücrenin üst parçası diğerinden farklıdır ve simetrik değildir. Bununla beraber birim hücre ayna simetrisine sahiptir. Yine de gelen ışığı birim hücreyle birlikte bütün bir sistem olarak göz önüne alırsak sistem ayna simetrisine sahip olama. Dışsal bakışımsız bir yapıyı üretmek daha kolaydır.



Şekil 1.9. a) içsel bakışımsızlığın tipik şekli helis b) Dışsal bakışımsızlığa bir örnek. Düşey doğrultuya göre simetrik fakat yatay doğrultuya göre simetrik değildir. Birim hücre bakışımsız değil ama eğimli gelen ışın için bakışımsızlık sergiliyor. Buna da dışsal bakışımsızlık deniyor.

1.5.5. Üç Boyutlu (3D) Bakışımsızlık

Lord Kelvin'in meşhur "enantiomorphism" tanımı genellikle helisler, proteinler veya quartz kristal örgüleri, vb. üç boyutlu malzemelere uygulandı. Üç boyutlu CMM'ler malzemenin üç boyutunda da periyodiklik sergileyen malzemelerdir. Böyle malzemelerde EM sinyal yayıldığı her doğrultuda RCP ve LCP gelme durumları malzemeyle farklı etkileşerek yayılırlar. Genel olarak bu üç

boyutlu bakışımsız malzemelerin iki temel EM olgu sergiledikleri kabul edilir. Bunlar dairesel çift kırılma (circular birefringence) ve dairesel çift renkliliktir (circular dichroism). Bunların ikisine birden optik aktivite denir.

1.5.6. Dairesel Çift Renklilik (Circular dichroism (CD))

Bakışımsız malzeme üzerine gelen EM sinyalin sağa ve sola farklı şiddette polarize olmasına dayanan olgudur. Bu olgunun moleküler biyoloji, analitik kimya ve kristalografide etkileyici uygulamaları vardır. Aynı zamanda DNA ve hastalık yapıcı etmenler için sensör yapmaya da olanak sağlar (Pulum ve ark. 2009). Patolojik durumların saptanması amacıyla tıpta zaten kullanılmaktadır. CD etkisinin nano yapı bileşenleri üretmede de kullanmak için potansiyel uygulama alanları vardır. Bunlar yüksek yoğunluklu veri depolama, entegre devre ve kuvantum araçlardır (Xie ve ark. 2008).

1.5.6.1. Dairesel Çift Renkliliğin Matematiksel İfadesi

Dairesel polarize bir sinyal MM üzerine geldiğinde bir kısmının polarizasyonu dönüşecektir. Yani LCP gelen sinyalin bir kısmı RCP olarak dönüşecektir. Dolayısıyla iletilen sinyalde hem LCP hem de RCP algılanacaktır. Gelen RCP sinyali "+", gelen LCP sinyali de "-" işaretiyle gösterilirse, RCP gelen bir EM sinyalin RCP geçen kısmını "t_{++}" ile LCP geçen kısmını ise "t_{+-}" işareti ile gösterilir. Benzer olarak LCP gelen EM sinyalin RCP geçen kısmını "t_{-+}" ve LCP geçen kısmı da "t_{--}" işareti ile gösterilir.

Bu tanımlamalardan sonra iletim matrisi şöyle çıkarılır:

$$\begin{pmatrix} T_+ \\ T_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{++} t_{\pm} \\ t_{-+} t_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_+ \\ I_- \end{pmatrix}$$

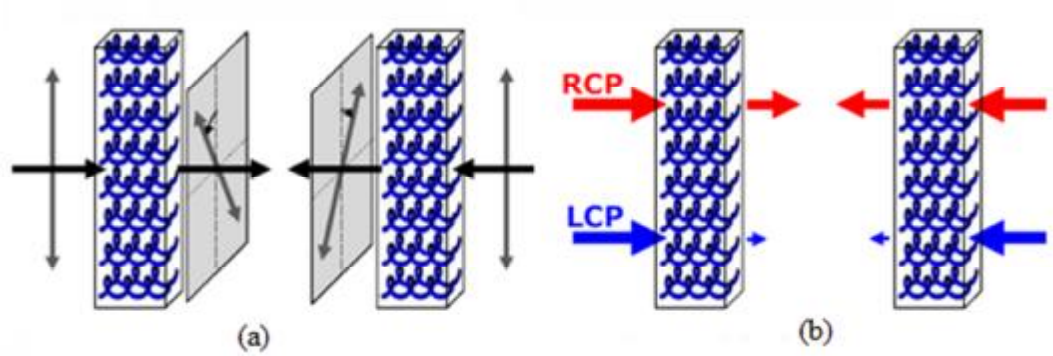
Burada $\begin{pmatrix} I_+ \\ I_- \end{pmatrix}$ gelen EM sinyalin matrisidir. I_+gelen ışığın RCP kısmını, I_- ise LCP kısmını gösterir. Gelen EM sinyali RCP olarak geliyorsa, $\begin{pmatrix} I_+ \\ I_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$; ve LCP geliyorsa $\begin{pmatrix} I_+ \\ I_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ olur. İletim matrisi $\begin{pmatrix} T_+ \\ T_- \end{pmatrix}$ bu formülden hesaplanabilir. Böylece CD matematiksel olarak,

$$CD = (t_{++})^2 - (t_{--})^2$$

şeklinde açılabilir.

1.5.7. Dairesel Çift Kırılma (Circular Birefringence (CB))

EM dalganın polarizasyon düzlemini döndürebilme yeteneğine dairesel çift kırılma denir. Bu etki gelen dalganın polarizasyon durumuna bağlı değildir. Yani zamanda karşı yönden gelen dalga için de aynıdır (Şekil 1.10).



Şekil 1.10. 3D bakışımsızlıktan doğan polarizasyon etkisi. a) CB, bir EM dalganın polarizasyon durumunun dönmesi. b) CD, EM dalganın LCP ve RCP durumları için farklı seviyelerde iletilmesi. Her iki olgu da, dalganın farklı yönde gelme durumları için aynıdır (Plum E. 2010).

Bulk ortamda optiksel aktivite RCP ve LCP dalgaları için kırılma indisinin farklı olmasına dayanmaktadır. CB bu kırılma indisinin reel kısımlarının biri biriyle aynı olmamasından kaynaklanır. Reel kısımlarındaki bu ayrılık, EM dalganın RCP ve LCP bileşenleri için farklı faz gecikmelerine neden olmaktadır. Bu faz

gecikmelerinin sonucu olarak da dalganın polarizasyon düzlemi dönmektedir. CD ise kırılma indisinin imajiner kısımlarının RCP ve LCP bileşenleri için farklı olmasından kaynaklanır. İmajiner kısımlar EM dalga için iletimde ya da yansımada kayıplar olacağını belirtir. RCP ve LCP için bu kayıplar farklı olacağından gelen EM dalganın ortamdan RCP veya LCP geçişleri ya da yansımaları birbirinden farklı olacaktır. Bu olgunun sonucu olarak da CD ortaya çıkacaktır.

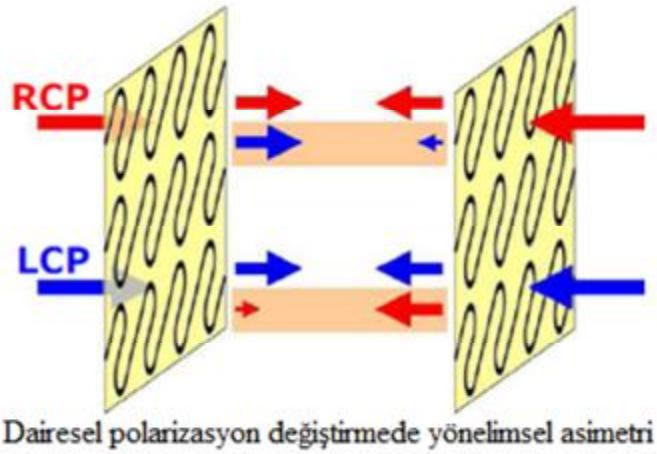
1.5.8. İki Boyutlu (2D) Bakışımsızlık

Lord Kelvin'in bakışımsızlık tanımı 2D yapılara da uygulanabilir. Böyle yapılara S-şekilli veya spiral şekilli kıvrık düzlemsel MM'lere örnek verilebilir (Şekil 1.11). 3D bakışımsız malzemelerin aksine 2D bakışımsız malzemeler (düzlemsel bakışımsız malzemeler) kendilerine has bir özelliğe sahiptirler. Böyle malzemelerin birim hücrelerindeki kıvrıklı yapıları gözlem yapılan taraflar bakımından simetriktir. Bu yüzden, düzlemsel bakışımsız malzemenin ön ve arka ara yüzeyleriyle etkileşe EM dalgalar bu birim hücreleri farklı yapılar olarak görürler. Buna bağlı olarak da farklı özellikler sergilerler. Tabiatta, biraz önce bahsettiğimi gibi birim hücresi bükümlü şekle sahip doğal malzemelere oldukça nadir rastlanır. Optik açıdan önemi geçtiğimiz on yılda ortaya çıkan böyle malzemeler yapay olarak üretilmektedir. 2D CMM den saçılan ışınlarda polarizasyon dönmesi ve ışığın eliptikliğindeki değişim 2003 yılında keşfedildi (Papakostas ve ark. 2003; Prosvirnin,S. L., 2005), bu da 2D CMM'lerin elektromanyetizma ile yakından ilişkili olduğunu gösteriyor. 2006'da düzlemsel CMM'ler üzerine yapılan çalışmalar yeni bir elektromanyetik olguyu afişe etti. Bu olgu asimetrik iletim (asymmetric transmission) olarak da bilinen, literatürdeki adı ile *circular conversion dichroism* olarak anılan temel bir EM etkidir.

1.5.8.1. Circular conversion dichroism (CCD)

CCD olgusu, 2D CMM'de sağdan sola ve soldan sağa dairesel polarize olmuş EM dalgalarının gelme doğrultularının ters yönü için birbirinden farklı iletim

sergiledikleri bir EM etkidir. Bu etki dairesel polarize olmuş EM dalgaların toplam asimetrik geçiş, yansıma ve soğurulmasının yöne bağlı olarak gerçekleşmesiyle sonuçlanır. Bu durum Şekil 1.11'de gösterilmiştir.



Şekil 1.11. 2D bakışımsızlıktan dolayı dairesel çift renklilik dönüşümü. Sağ-el (RCP) ve sol-el (LCP) yönelimine sahip dalgalar için farklı seviyede polarizasyon dönmesi. Dönüşümün verimi ters yönden gelme durumu için tersine döner. Aynı yönelimli dairesel dalgalar için toplam iletim bir asimetri ile sonuçlanır (Plum E. 2010).

Dairesel polarize olmuş EM dalgalarının yöne bağlı toplam asimetrik iletimleri mikrodalga, terahertz ve optik bölge frekanslarında çalışılmıştır(V. A. Fedotov ve ark.; S. L. Prosvirnin ve ark.; A. S. Schwanecke ve ark.). Son zamanlarda CCD etkisinin yalnızca içsel 2D bakışımsız yapıları gerektiren bir olgu olmadığı gösterilmiştir. 2D bakışımsız MM'lerin ortak yönelimini gelen dalga ile ilişkilendirip, uyumlu hale getirilirse, bu etkinin gözlenebildiği gösterilmiştir(E. Plum ve ark. 2009).

1.5.9. Bakışımsız Ortamda EM Dalganın Yayılması

Bakışımsız ortam, büyük bir skalaya sahip bi-izotropik (BI) ortamın geniş bir aralığını kapsar. BI ortam şu yapısal ilişkilerle karakterize edilir:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \epsilon \boldsymbol{E} + (\chi + \mathrm{i}\kappa)\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}\mathbf{H}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu\mathbf{H} + (\chi - i\kappa)\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\boldsymbol{E}$$

Burada ε ortamın, ε_0 da boşluğun elektriksel geçirgenliğidir; μ ortamın, μ_0 da boşluğun manyetik geçirgenliğidir. BI ortam ve düzenli izotropik ortam arasındaki farklılık, yapısal parametrelerin fazladan terimlerinde yatar. χ manyeto elektrik parametredir, boyutsuzdur ve materyalin karşılıklılığını tarif eder. $\chi \neq 0$ olan materyaller mütakabiliyeti olmayan (non-reciprocal) materyallerdir. κ parametresi materyalin bakışımsızlığını (chirality) belirler ve boyutsuz bir parametredir. $\kappa \neq 0$ olan parametreler bakışımsız parametrelerdir. Formüldeki "**i"** sanal birimi, $e^{-i\omega}$ zaman-harmonik terimi uygunluğundan gelmiştir.

χ ve κ parametrelerinin aldığı değerlere bakarak BI ortam şöyle sınıflandırılır:

1. Genel BI ortam, mütekabiliyeti olmayan ($\chi \neq 0$) ve bakışımsızdır ($\kappa \neq 0$).
2. Tellegen ortam, mütekabiliyeti olmayan ($\chi \neq 0$) ve bakışımlı ortamdır ($\kappa = 0$).
3. Pasteur ortam, mütekabiliyeti olan ($\chi = 0$) ve bakışımsız ortamdır ($\kappa \neq 0$).

İlgilendiğimiz malzeme grubu bu sınıflandırmaya göre Pasteur ortam sınıfı içine girmektedir. Dolayısıyla $\chi = 0$ ve $\kappa \neq 0$ olmalıdır. Parametrenin bu durumuna göre izotropik bakışımsız ortamda yayılan düzlem dalgayı göz önüne alalım. Yukarıda belirttiğimiz yapısal ilişkilerde $\chi = 0$, frekans-bölge ve kaynağın bulunmadığı Maxwell denklemleriyle birleştirdiğimizde **E** elektrik alan için şu dalga denklemi elde edilir:

$$\mathbf{k}\mathrm{x}(\mathbf{k}\mathrm{x}\mathbf{E}) = -k_0^2(-\epsilon\mu - \kappa^2)\mathbf{E} - 2i\kappa k_0(\mathbf{k}\mathrm{x}\mathbf{E})$$

Burada **k** ortamdaki dalga vektörü, $k_0 = \omega/c$ serbest uzaydaki dalga vektörü ve $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$ ışığın boşluktaki hızıdır.

Basitlik açısından ve kayıpların olmadığı genel durum için, **k** = $k\hat{z}$ olduğunu varsayarak, dalga denklemi basitleşir ve **k** çözülür.

$$k_{\pm} = k_0(n \pm \kappa)$$

Burada $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ bakışımsız olamayan ortamın kırılma indisidir. Bu eşitlikten bakışımsızlık parametresini $\kappa = \frac{k_+ - k_-}{2k_0}$ şeklinde yazılabilir.

Burada öz vektörler ya da bakışımsız ortamda düzlem dalganın $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(E_{0x}\hat{x} + E_{0y}\hat{y}\right)e^{ikz}$ denkleminden uygun çözümler elde edilebilir. Böylece şu ilişkiye ulaşılır:

$$\frac{E_{0y}}{E_{0x}} = \frac{k_0^2(n^2 - \kappa^2) - k_{\pm}^2}{2ik_0\kappa k_{\pm}} = \pm i$$

Böylece, k_+ vektör çözümü RCP dalgalarının öz vektörlerine ve $k_$vektör çözümü de LCP dalgalarının öz vektörlerine uygundur. Burada sağ ya da sol ele bağlı olmama (sağ ya da sol el yöneliminden bağımsızlık)kaynaktan görüldüğü gibi ya da yayılma yönünden görüldüğü gibi tanımlanır. RCP/LCP dalgalarının kırılma indisini $n_{\pm}$ gibi tanımlamak için: $k_{\pm} = n \pm k_0$ ilişkisinden faydalanılır. O zaman şu eşitlik elde edilir:

$$n_{\pm} = n \pm \kappa$$

Lineer olarak polarize olmuş ışın polarizasyon düzlemi, bakışımsız bir ortam boyunca ilerlediği zaman dönecektir. Daha önce de tanımladığımız gibi bu polarizasyon etkisi optik aktivite olarak adlandırılır ve eliptik olarak polarize olmuş ışığın polarizasyon istikametinin açısıyla (azimutal açı ile) karakterize edilir.

$$\theta = \frac{1}{2}\delta = \frac{1}{2}[arg(T_{++}) - arg(T_)]$$

Bu denklemde T_{++} ve $T_{_}$ terimlerinde birinci indis başlangıç polarizasyonunu, ikinci indis iletilen sinyalin polarizasyonunu belirtir. Sırayla T_{++} ve T_{--} RCP ve LCP dalgalarının iletim sabitleridir.

Bakışımsız ortamın ve dairesel olarak polarize olmuş ışığın doğasına göre, LCP ve RCP dalgaları bakışımsız ortamın birim hücrelerindeki partiküllerle ya da genel anlamda ortamla farklı biçimde etkileşecektir. Bu da tabi olarak ortam boyunca ilerleyen iki polarizasyonun farklı biçimde soğurulması ve farklı olarak bükülüp bozulmasıyla sonuçlanacaktır. Dolayısıyla iki farklı polarizasyonun iletimi biri birinden farklı olacaktır. Bunun yanında, ortamın empedansı iki farklı polarizasyon için de aynı olduğu için iki farklı polarizasyonun yansımaları da aynı olacaktır. O zaman CD, iki polarizasyonun iletimindeki farklılıktan kaynaklanmaktadır. CD eliptiklikle karakterize edilir.

$$\eta = \frac{1}{2}\sin^{-1}\left(\frac{(T_{++})^2 - (T_{--})^2}{(T_{++})^2 + (T_{--})^2}\right)$$

CMM'lerde, negatif kırılma indisi uygulamaları için geniş azimutal açı (θ açısı) ve küçük eliptiklik (η açısı) tercih edlir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Metamalzemeler

Metamalzeme, girişte de değindiğimiz gibi, dalga boyuyla kıyaslandığında yeterince küçük bileşenlere sahip yapay kompozitlerdi. Bu malzeme grubunun elektromanyetik alana verdiği tepkileri düzenleme olasılığı teknolojide yaygın kullanılmasını getirmektedir. Genel anlamda Boze'nin çiftli elyaf yığını 19. Yüzyılda ilk MM olarak gösterilir (Boze, J.C., 1898). 1920'de Karl Lindman, dalga boyundan daha küçük boyutlarda, gelişi güzel dizilmiş metal helisleri bir araya getirerek izotropik bakışımsız ortam yaratma fikrine öncülük etmiştir (Lindman, K., 1920). Yukarıdaki tanıma uyan ilk yapılar arasında bulunan, metalik çubukların iki ve üç boyutlu düzenlenmesiyle oluşturulan yapı kırılma indisi birim değerden daha küçük olan plazma ya da dielektrik gibi davranmıştır (Brown, J 1953; Rotman, W. 1962). Hatta plazma frekansı altında negatif elektriksel geçirgenlik sağlanmış. Bunu, genellikle düzlemsel MM'ler olarak bakılan frekans seçici yüzeyler takip etmiştir. MM ve negatif kırılma indisi kavramlarına ilişkin çalışmaların tarihsel gelişimi aşağıda özetlenmiştir.

2.1.1. Metamalzemeler ve Negatif Kırılma İndisine Tarihsel Bir Bakış

Metamalzemeler ilk sol-el yönelimli malzemeler (LHM) ya da negatif kırılma indisli malzemeler (NIM) olarak bilinmektedir. LHM fikri ilk kez 1968 de Veselago tarafından önerilmiş (Veselago, V.G, 1968) olsa da (Rusça versiyonu 1967'de yayınlanmıştır.). Geri-yayılmalı dalga ortamı teorik olarak daha eskilere dayanmaktadır (Malyuzhinets, G.D, 1951; Mandlshtam, L. 1945; Sivukhin, D.V, 1957; Smith, D.R. ve ark.2010). Negatif kırılma indisi kavramına ait ilk söylemlere Moskova Üniversitesinden Prof. Mandlshtam'ın ders notlarında rastlanır (Mandlshtam, L. 1945). Sonra da 1951'de, geri-yayılmalı dalga ortamında Sommerfeld ışıma durumu Malyuzhinets tarafından çalışıldı. Bu çalışma, dalganın faz hızının sonsuzdan kaynağı işaret ettiğini de göstermiştir. Dahası 1957'de

Sivukhin negatif parametreleri araştırmış ve geri-yayılmalı dalga özelliğini fark etmiştir (Tretyakov, S.A 2005; Smith, D.R. ve ark.2010 makalelerinden). Teorik çalışmalar dışında, LHM yapıları 1960'larda mikro dalga tüplerinin tasarımı için geliştirilmiştir (Hutter, R.G.E. 1960; Altman, J.L. 1964; Sivukhin, D.V. 1957). Bu arada negatif kırılma indisi periyodik ortamlarda da gerçekleştirilmiştir (Silin, R.A. 1959). 1968'de Veselago sistematik bir çalışma yürütmüş ve negatif ε ve negatif μ'ye sahip ortamda EM dalganın analizini yapmıştır (Veselago, V.G, 1968). Veselago çalışmasında, negatif kırılma indisi ve LHM yanında, tersine Doppler kayması ve geriye yönelmiş Cerenkov ışıması gibi LHM'da bazı yeni özellikleri de keşfetmiştir. Veselago'nun bu keşfi o dönemde büyük yankı uyandıramamıştır. Dönemin bilim çevresi bu bakış açısını bir fantezi olarak almıştır. Veselago, yaptığı çalışmaları dayandırabileceği doğal malzemelere ve deneysel olanağa sahip olmadığından, böylesi bir keşfin önemi ve sonuçları için otuz yıl beklenilmesi gerekti. LHM oluşturma üzerine ilk devrim1996'da Pendry ve ark. tarafından gerçekleştirildi. Pendry ve ark. elektriksel geçirgenliği negatif olan metal çubuklu ortam yaratarak yapay elektriksel plazmayı elde ettiler (Pendry, J.B, 1996). Sonra Pendry ve yardımcıları 1999'da manyetik geçirgenliği negatif olan yapay manyetik plazmayı elde ettiler (Pendry, J.B, 1999). Bu işi bu günlerde yakından tanıdığımız Ayrık Halka Rezonatörler (Split Ring Resenator-SRR) kullanarak yapmışlardır. SRR ler ilk kez, teorik olarak Pendry tarafından önerilmiştir. Bu yapılar, boşluğu olan metalik halkalar olarak tasarlanmıştır. Pendry'nin öngörüsü, deneysel olarak, 2000 yılında Smith ve ekibi tarafından doğrulanmıştır (Smith ve ark. 2001). İki rezonatörün (metalik çubuk ve SRR'lerin) uygun biçimde tasarımı, aynı frekans bandında negatif ε ve negatif μ parametrelerinin elde edilmesine olanak verecek, böylece negatif kırılma indisi olgusu gerçekleşecektir. Dahası bu EM yapılar, EM spektrumun mikro dalgadan optik frekansına kadar olan aralığında çalışmak için ölçeklendirilebilir.

2.2. Bakışımsızlık ve Bakışımsız Metamalzemeler

Giriş bölümünde farklı bilim insanlarının bakışımsızlık tanımı verilmiş ve bakışımsızlık kavramı tanımlanmıştı. Bakışımsızlık, kavramı tarihsel açıdan oldukça eskiye dayanan, doğal malzemelerde de gözlenen bir olgudur. 19. yüzyılın başlarında, Biot ve başka araştırmacılar, quartz kristalleri, sulu şeker çözeltiler ve bazı gazlarda optiksel dönmeyi keşfetmişlerdi (Applequist, J., 1987). Bununla beraber Biot, bu olgunun kökeninin moleküllerde olduğunu önerdi. Optik açıdan aktif materyalerin sağ ya da sol el yönelimli doğası, 1840'ta Pasteur tarafından doğrulandı (Lindell I V., ve ark., 1994; Wang B. ve rk., 2009). Bu keşifler, analitik kimya ve tıbbi ilaç teknolojisinde faydalı sonuçlar verdi. 1873'te Lord Kelvin ilk kez kendi makalesinde "chirality" (bakışımsızlık) sözcüğünü kullandı (Barron L D., 1982). 1910'larda Lindeman görünür ışıktan radyo dalgalarına kadar olan frekans bölgesinde, sarmal tellerden oluşturulmuş bir yapıyı, yapay bakışımsız "moleküller" olarak sunup, optiksel aktivite olgusunu tanıtmayı başardı (Wang B. Ve ark., 2009). Mikro dalga bölgesinde bakışımsızlık üzerine birçok çalışma yürütüldü. Bu çalışmalar, polarizörler, dalga kılavuzları ve antenler gibi örneklendirilebilir (Tretyakov S., ve ark., 2001).

2003 yılında Tretyakov ve ark. bakışımsız nihiliti olgusundan faydalanarak negatif kırılma indisi gerçekleştirmenin mümkün olup olmadığını tartıştılar (Tretyakov S., ve ark., 2003). Bununla ilgili helislerden oluşturulmuş bir malzeme önerdiler. Bir dairesel polarizasyonun negatif kırılma indisini sağlamak içinκ'nın,$\sqrt{\varepsilon\mu}$'den daha büyük olmasına ihtiyaç vardır. Quartz kristalleri ve şekerli çözeltiler gibi doğal malzemelerde genellikle $\sqrt{\varepsilon\mu}$, 1'den büyük olurken, κ, 1'den küçük olur. Bu yüzden doğal bakışımsız malzemelerde negatif kırılma indisi elde etmek mümkün değildir. CMM'lerde ise makroskopik parametreler tasarlanabilir. Bir fikir olarak, bakışımsız nihilitik bir ortamda κ çok küçük olsa bile, bir dairesel polarizasyon için kırılma indisi negatif olur.

Bakışımsız nihilitiye dayanan MM'ler, CMM'lerin özel bir durumudur. 2004'te Pendry, CMM'lerde negatif kırılma indisi gerçekleştirmenin yollarını genel bir çerçevede tartıştı ve koşullarını analiz etti (Pendry, J. B., 2004). Bunun, hem

negatif ε hem de negatif μ gerektiren geleneksel MM'lerden daha kolay olduğunu gösterdi. κ bakışımsızlık parametresi yeterince büyük olursa CMM'lerde negatif kırılma indisinin gerçekleşebileceğini önerdi. Bunu için pratik bir model önerdi. Bu, mikrodalga frekansında çalışan, swissrolls (sarmal rulo biçimi) elementel yapıya sahip bir bakışımsız malzemeydi (Şekil 2.1.(a)).

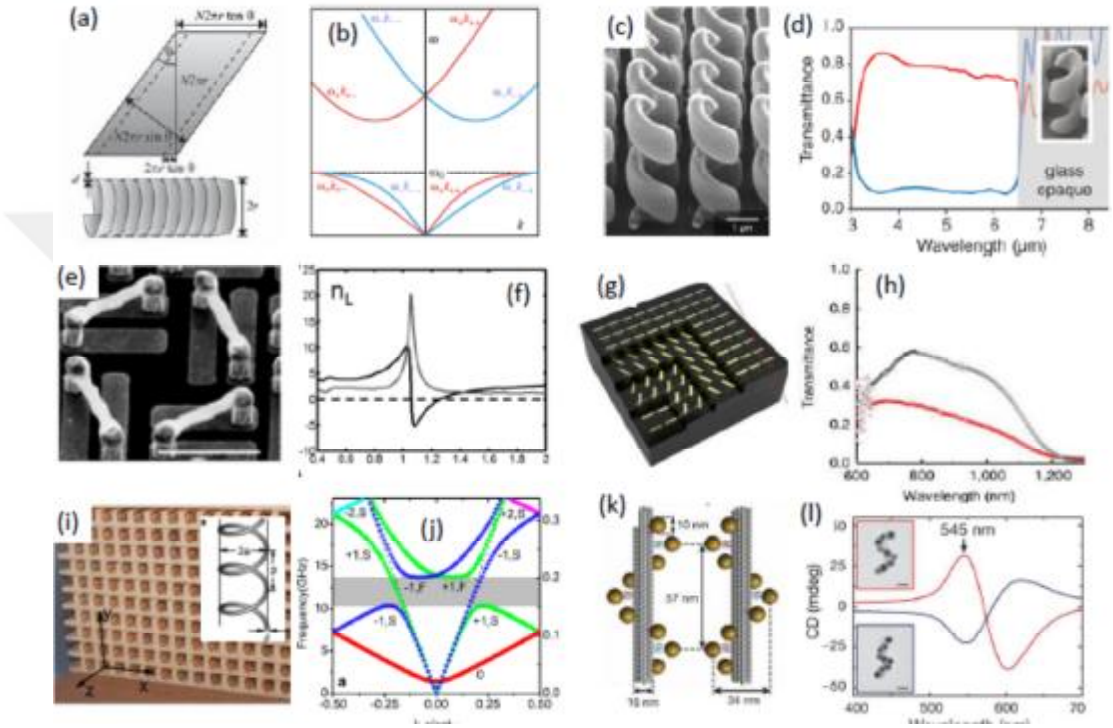
2.2.1. 3D bakışımsız Metamalzemeler Üzerine Çalışmalar

2000 lerde CMM, malzeme bilimi ile uğraşan araştırma grupları arasında popüler bir alan oldu. Geleneksel MM'lerde negatif kırılma indisi elde etmek için, elektrik ve manyetik rezonansların üst üste gelmesi gerekirdi. Buna karşın J.B. Pendry ve bağımsız olarak S.A. Tretyakov, yapay bakışımız ortamlarda yeterince güçlü bakışımsızlık olduğu zaman polarizasyona bağlı negatif kırılmanın indisinin olacağını ön gördü (Şekil 2.1.a) ve b)). Gerçekte, bakışımsız ortamda negatif kırılma olgusunun gerçekleşme olasılığı ilk kez 1981'de B. Bokut' ve ark. tarafından saptandı (Bokut', B., ve ark. 1981).

3 Boyutlu (3D) bakışımsız malzemeler hakkındaki çalışmalara Tretyakov ve ark. (Tretyakov, S.,2003) helis yapıların dahil edilmesi fikrini kullanarak öncülük etmişlerdir (Tretyakov, S.,2005). Helislerin kullanıldığı teorik bir modeli, bulk bakışımsız malzemenin yapı taşı olarak düzenleyip, negatif kırılma indisi ve süper odaklama olasılığını tartıştılar. Cheng ve ark. helislerle düzenlenmiş tek eksenli izotropik bakışımsız ortamın kırılma özelliklerini teorik olarak çalışıp, negatif kırılma indisi elde edilmesi koşullarının alışıla gelmiş MM'lerden daha kolay olduğunu gösterdiler (Cheng, Q.;Cui, T., 2006). Üç boyutlu üretimin ve homojenleştirme işleminin zor olmasından dolayı bu zamana kadar yürütülen çalışmalar teorik düzeyde kalmıştır.

2007'de Marques ve ark. Helislerin, PCB (printed circuit boards-Baskı devre kartı) üzerine kolayca üretilebilen yarı düzlemsel bir modelini düzenlediler. Bu, birbirinden dielektrik bir taban ile ayrılan ve bir metal çubuk ile bağlantıları sağlanan iki özdeş SRR'den oluşmuş yarı-düzlemsel bakışımsız yapı, SRR'lerin chiral çeşididir. 2007'de Baena ve ark. SRR'lere dayanan bulk izotropik manyetik

materyallerin tasarımını tartıştılar. Kübik Bravais örgülerde düzenlenmiş tetrahedral grup simetrisi sağlayan rezonatör'lerin üç boyutta izotropi sağlamaya uygun olduğu gösterdiler. SRR'lere dayanan birçok farklı rezonatör analiz edildi ve mikrodalga frekansında deneysel ölçümlerle oldukça iyi izotropi sergiledikleri gösterildi.



Şekil 2.1. a) Yalıtılmış metalik bir şeridin helis üzerine sarılmasıyla oluşturulmuş meta-atom dizaynı b) Homojen izotropik bakışımsız bir ortamın bant yapısı Brillouin bölgesi merkezi civarında geri yayılmalı dalga rejimi gösterimi c) Doğrudan lazer yazımı kullanılarak üretilmiş metalik helisler ve d) Orta-kızılötesi frekans bölgesinde helislere uygun geniş bant DC e) THz frekansında üretilmiş ilk CMM ve f) negatif kırılma indisi grafiği g) burgulu çiftli metal şeritlerden oluşmuş çok katmanlı CMM ve h) bu malzemeye uygun optik frekansta geniş bant CD i) Mikro dalga frekansında, uzun helis tellerle kurulmuş, bulk CMM ve j) Brillouin bölgesi merkezi ve sınırları civarında geri yayılmalı dalga rejimini gösteren diyagram. Gri bölge CD'ye neden olan polarizasyon aralığıdır. k) DNA-tabanlı, kendiliğinden bir araya gelmiş bakışımsız plazmonik nano yapılar ile l) görünür ışık frekansında güçlü bakışımsız tepkiyi gösteren CD diyagramı (Liu, M. 2015).

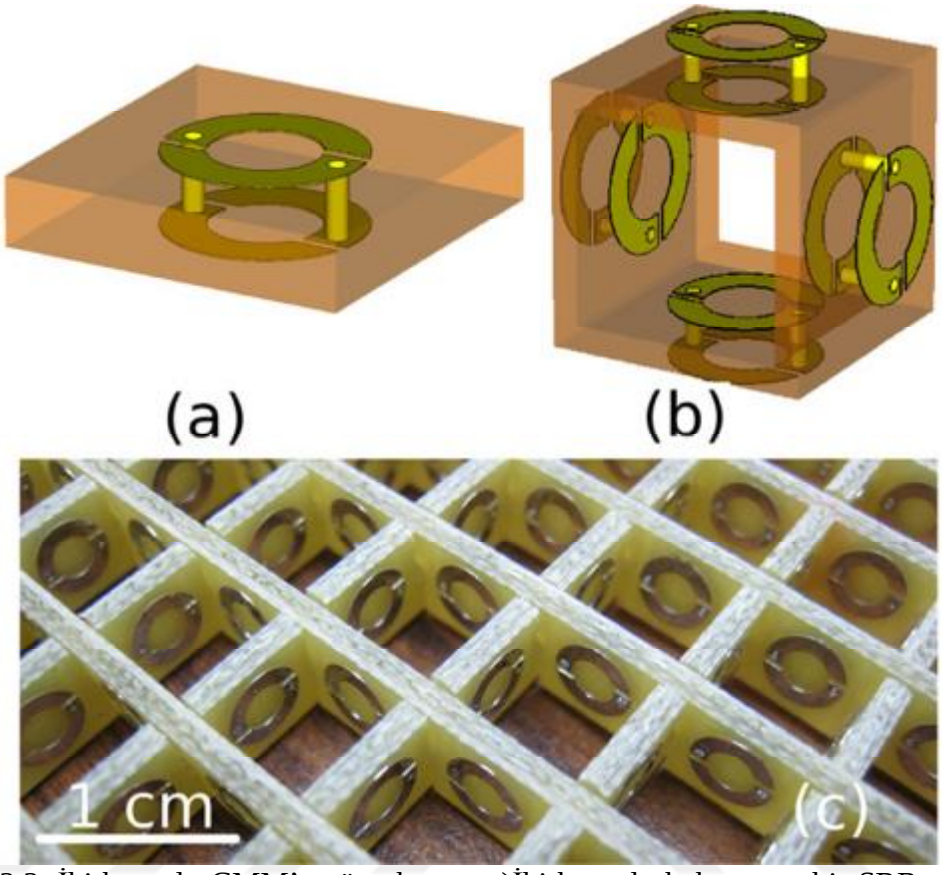
Marques ve Baena'nın çalışmalarına dayanarak Jelinek ve ark. 3D bakışımsız MM'ler geliştirmek için bir fikir düzenledi. Bakışımsız SRR'leri kübik (fcc) Bravais

örgülerde düzenlenerek BI ortam elde edilebildiğini gösterdiler. Lorentz yerel alan teorisi ile bakışımsızlık parametresini (κ) de kapsayan elektriksel geçirgenlik parametrelerini hesaplayarak ortamın bir frekans bandı üzerinde negatif kırılma sağladığını gösterdiler (Jelinek L, 2008). Daha sonra, Semchenko ve ark. Helislerin parametlerinin manipüle edilmesi ile negatif kırılma endeksli bir bulk bakışımsız malzemenin inşası fikrini tartıştılar (Semchenko ve ark. 2009). Bakışımsız SRR'lerden oluşmuş düzlemsel olmayan bir MM numune Bingman Wang ve ark. tarafından üretildi ve üzerine çalışıldı (Wang ve ark., 2009). Hem nümerik hesaplama hem de deneysel ölçümlerle negatif kırılma kadar iyi, güçlü optik aktivite elde ettiler. Bunlar, 3D izotropik MM'lerin tasarımı ve karakterize edilmesi açısından önemli birer basamaktır.Aynı yıl iki katmanlı yapıyla E. Plum ve ark, Zhou ve ark., Wang ve ark. 3D yapıyla mikrodalga frekansında daha sonra da Wu ve ark. mikro dalga frekansında, metalik helislerden yapılmış bir yapının fotonik bant yapısını analiz ettiler ve bulk bir CMM'nin negatif kırılma indisi sergilediğini gösterdiler (Wu, C., ve ark. 2010).

Nano fabrikasyonlardaki, doğrudan lazerli yazma (şekil 2.1.c,d), çok katmanlı elektron-beam litography (şekil 2.1g,h) ve DNA origami (şekil 2.1.k,l) gibi gelişmeler, 3D bakışımsız yapılar üzerine çalışmalara yeni fırsatlar önermektedir.

2.2.2. Düzlemsel Bakışımsız Metamalzemeler Üzerine Çalışmalar

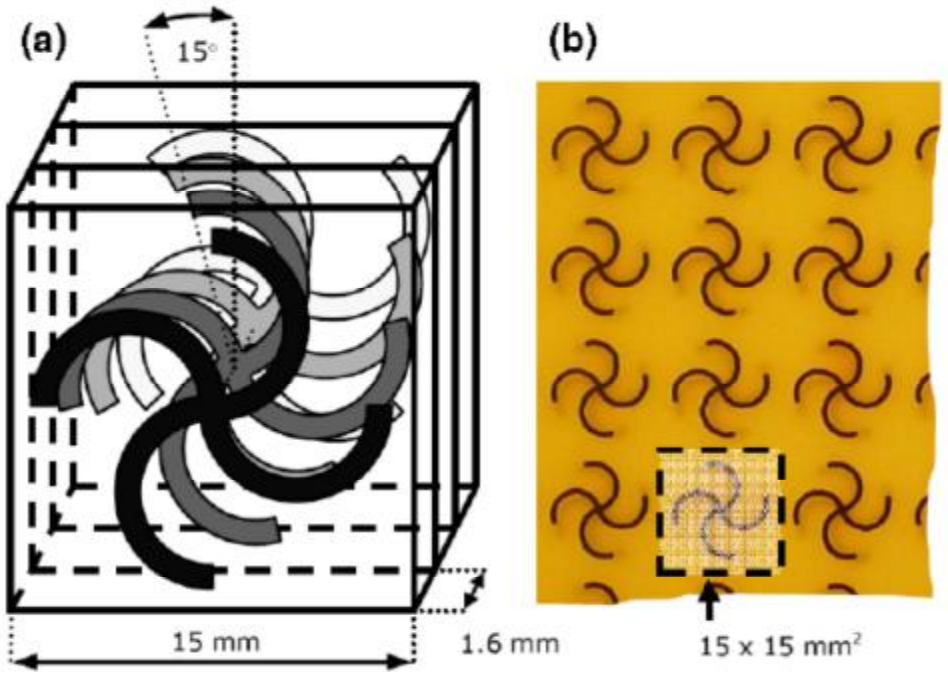
Düzlemsel metamalzemelerde, yapı ile ayna simetrisi üst üste gelmediği sürece, 2D bakışımsız metamalzeme olarak davranır. Düzlemsel bakışımsız MM'ler hakkında hem deneysel hem de teorik olarak birçok grup tarafından çok sayıda araştırma rapor edilmiştir. Düzlemsel yapıları üretmek, 3 boyutlu bulk yapılara göre daha kolaydır. Bu yapıların oldukça ilginç özellikleri vardır. Rozet şekilli yapılarda ve ince filmde güçlü optik aktivite uygulama potansiyelleri de vardır.



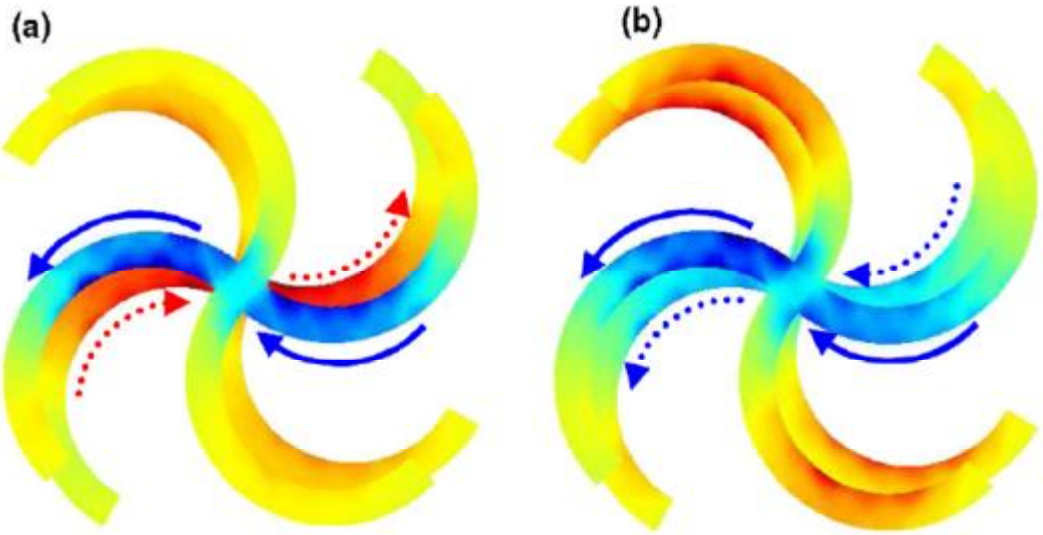
Şekil 2.2. İki boyutlu CMM'ye örnek yapı a)İki boyutlu bakışımsız bir SRR yapı b) İki boyutlu CMM'nin birim hücresi c)Üretilmiş bir CMM'nin fotoğrafı (Wang B. ve ark., 2009)

Southampton üniversitesinden Zhelndev ve öğrencileri optik rejimde bir düzlemsel bakışımsız yapının optiksel aktivitelerini deneysel olarak ilk kez rapor ettiler (Papakostas A ve ark., 2003). Bununla beraber, aynı yıl düzlemsel MM olarak, düzlemsel quartz kristalinde polarizasyon dönmesini deneysel olarak incelediler (Rogacheva A V ve ark., 2006). Bakışımsız numune rozet seklinde iki boyutlu, karesel, tek katmanlı metal şeritlerden oluşmuş bir yapıydı. Yapı biçimi oldukça yakın düzenlenmiş olduğundan komşu şekiller arasında çiftlenim gözlenmiştir. Geniş azimutal polarizasyon dönmesi (30^0'den fazla) gözlenmiştir. Bu dönmenin hem yapı biçiminin düzenlenmesinden hem de şeklin kendi bakışımsızlığıyla ilişkili olduğu bulunmuştur. 2007'de çift katmanlı düzlemsel MM'de CD elde edildi (Deker M., 2007). Izgara şeklindeki dielektrik nano yapıda, polarizasyon dönmesinin fiziksel mekanizması keşfedildi (Bai B. ve ark., 2008). Daha sonra aynı grup mikro dalga

frekans aralığında çift katmanlı bir rozet yapısını incelediler (Şekil 2.3 ve Şekil 2.4). Şekiller fiziksel olarak katmanlara ayrılmış ve birinci katmandaki şekil sabit kalarak, ikici katmandaki şekil belli bir açı kadar döndürülmüş. Bu, dalga boyu başına düşen güç anlamında son derece güçlü bir polarizasyon dönmesi ile sonuçlanmıştır. Öyle ki bir gyrotropik quartz kristalinden beş kat daha güçlü (Wang B. ve ark., 2009). Daha da sonra çift katmanlı yapıların, dairesel polarize olmuş dalgalardan biri için negatif kırılma indisine sahip olduğu deneysel olarak kanıtlandı (Plum E, ve ark., 2009).



Şekil 2.3. a) Dört katmanlı bir MM'nin birim hücrenin şeması b) iki katmanlı bir gamadion yapılı MM'nin fotoğrafı.(Wang, B., ve ark. 2009)

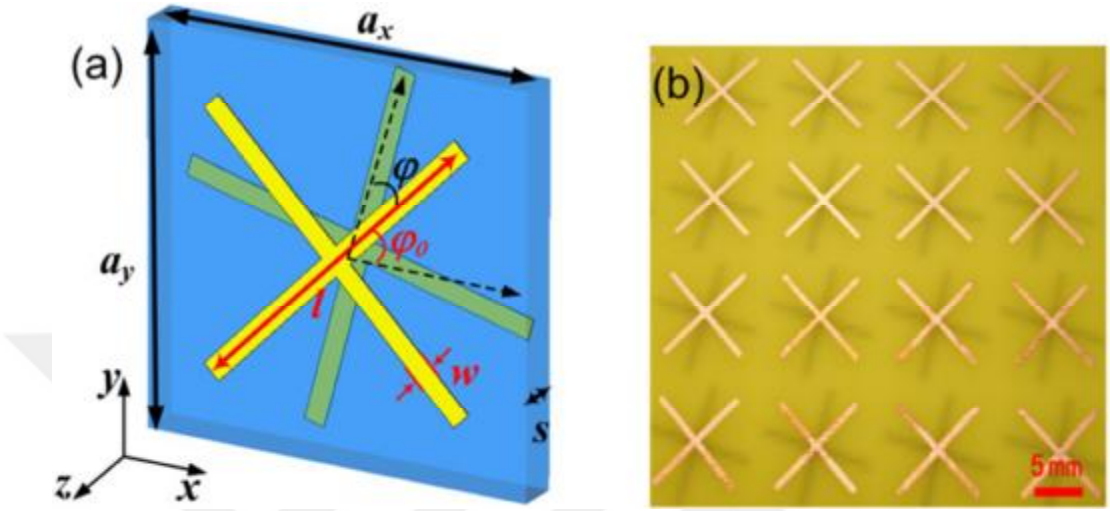


Şekil 2.4. Negatif kırılma indisine neden olan akım modlarının renklerle kodlanmış hali. a) RCP dalgayla uyarılmış anti simetrik akımlar. b) LCP dalgalarıyla uyarılmış simetrik akım modları (Wang, B., ve ark. 2009)

Bu arada, rozet şekilli düzlemsel CMM'nin CD ve polarizasyon dönme özellikleri birçok araştırma grubu tarafından hem teorik hem de deneysel olarak çalışıldı (Kwon D. ve ark., 2008; Zhang S. ve ark. 2009; Zhou J. ve ark., 2009). Daha sonra ise, çapraz iki metal şerit ile düzenlenmiş CMM'nin negatif kırılma indisi sergilediği parametrelerin THz frekansında yeniden elde edilmesiyle bu yöndeki çalışmalar THz frekansına genişletildi (Zhang S. ve ark. 2009; Wang B. ve ark., 2009).

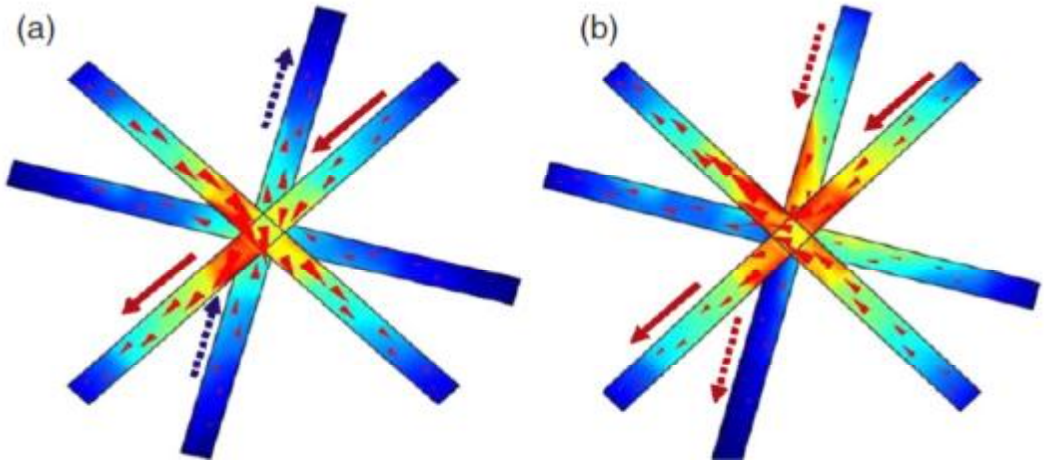
Aslında negatif kırılma indisi elde etmek için çift-katman filmin her bir katmanındaki yapının bakışımsız olması gerekmez. Zhou ve ark. bakışımsızlık sergilemeyen çapraz şeritlerle düzenlenmiş çift katman bir numuneyi analiz ederek negatif kırılma indisi sergilediğini ve azimutal açısının güçlü bir dönme sergilediğini gösterdiler (Zhou J. ve ark., 2009). Bahsi geçen yapı Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Yapı FR-4 üzerine iki taraflı, çapraz şekilli bakır şeritlerin kaplanmasıyla oluşturulmuştur. İletim ve yansıma ölçümleri de SRR ölçümlerinde olduğu gibi yapılmış. Yayılma doğrultusu boyunca asimetrik geometrisinden dolayı, RCP ve LCP iletimde iki eğriye ayrılmış. 6.3 ve 7,3 GHz frekans değerlerinde azimutal dönme ve eliptiklik maksimum değerlerine ulaşmış. İki rezonans piki arasında (yaklaşık 6,9 GHz), bu

aralık aynı zamanda kayıpların yaklaşık sıfır olduğu aralıktır, η=0 da -50^0 poalrizasyon dönmesi ve CD elde edildiğini göstermiş (Zhou J. ve ark., 2009).



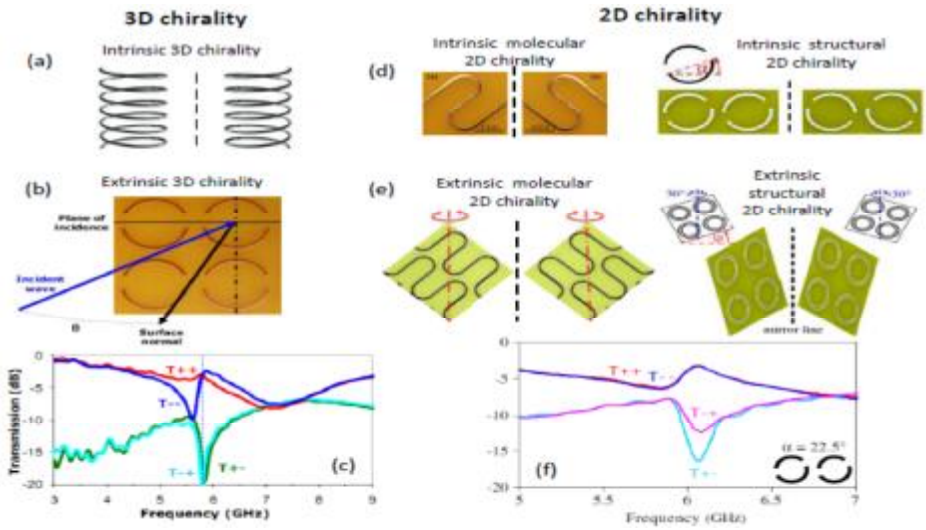
Şekil 2.5. a) Çapraz-şerit yapının şematik gösterimi. b) Metalik çapraz-şerit yapılı çift katman üretilmiş bir CMM (Wang, B., ve ark. 2009).

Çift katmanlı rozet yapı ve çapraz-şeritli çift katmanlı yapının rezonans mekanizması Şekil 2.4 ve Şekil 2.6'teki akım dağılımları incelenerek anlaşılabilir. Manyetik rezonansta katmanların alt ve üst yüzlerinde, asimetrik rezonans modunu belirten birbirine zıt yönde yönelmiş akımlar bulunur. (Şekil 2.4.a, Şekil 2.6.a). Şekil 2.4.b ve Şekil 2.6.b'de ise iki katmanda bir birine paralel olarak yönelmiş akımlar bulunuyor. Bunlar da simetrik rezonans modunu belirtiyor. Akım dağılımları, çift katman yapılarda simetrik ve asimetrik rezonans modlarında LCP ve RCP sinyallerinin ortamda farklı biçimde etkileştiğini, sonuçta bakışımsız bir durumun doğduğunu göstermektedir.Bu da, kısa şerit çiftlerinin oluşturduğu yapının bakışımsızlık sergilediğini gösterir (Wang B. ve ark., 2009).



Şekil 2.6. a) RCP dalga için akım yoğunluğu dağılımı b) LCP dalga için akım yoğunluğu dağılımı (Zhou J., ve ark. 2009)

Zhou ve ark., çapraz-şeritli çift katmanlı yapıda uygun bir dönme açısıyla güçlü bir bakışımsızlığın elde edilebileceğini, bir rezonansta RCP dalgası için, başka bir rezonansta LCP dalgası için kırılma indisinin negatif olacağını gösterdi. Katmanlar arasında simetriyi bozan dönme açısının sıfır olması durumunda ise, rezonans gözlense bile bakışımsızlığın olmayacağını gösterdi (Zhou J. ve ark., 2009).



Şekil 2.7. Çeşitli bakışımsız yapıların şeması. a) Bakışımsız yapılarda içsel 3D bakışımsızlık ve b) eğik gelen sinyalde 2D düzlemsel yapı için 3D bakışımsızlık. c) Tipik 3D bakışımsızlık CB ve CD ile tanımlanır. $T_{++} \neq T_{--}$ d) Normal gelişte asimetrik iletimin gösterildiği 2D içsel bakışımsızlık sergilerken e) 2D dışsal bakışımsızlık sadece eğik gelen sinyal için bakışımsızlık etkisi gösterir. f) Tipik 2D bakışımsızlık CCD ile tanımlanır. $T_{+-} \neq T_{-+}$(Liu, M. 2015).

Düzlemsel CMM'ler hakkındaki çalışmalar üretiminin kolaylığından ve kullanışlı olmasından dolayı hala devam etmektedir. Li ve ark. U yapısında SRR'leri çift katman olarak düzenleyip CMM elde ettiler. yaptıkları simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre, optik aktivite elde ettiler (Li, Z., ve ark. 2010). Yuqion Ye ve Sailing He oldukça ince (λ/30), çift katman bir CMM elde etmişlerdir. Yaptıkları ölçümde, 90^0 dönme elde etmişler ve lineer kutuplu bir sinyalden %90 dönme elde etmişlerdir (Ye, Y. ; He, S., 2010). Zhao ve ark. gamadion yapı üzerine çalışmışlar, hem deney hem de nümerik olarak elde ettikleri sonuçlarda optiksel aktivite ve CD elde etmişlerdir. Diğer düzlemsel yapılara göre kıyaslandığında, daha küçük birim hücrelerle daha büyük bakışımsızlıklar elde ettiler (Zhao, R., ve ark. 2011).

2006'da düzlemsel CMM'lerde *Circular Conversion Dichroism* diye anılan bir olgu ortaya atıldı (Fedotov, V., ve ark. 2006). Daha sonra, Plum ve ark. iletim matrisinde köşegenler dışındaki elemanları eşit olmayan sistemlerde, polarize olmuş dalgaların ters asimetrik iletimlerinin, genel bir davranış olduğunu keşfettiler (Plum, E., ve ark. 2011; Fedotov, V., ve ark. 2006). Sonra, S.V. Zhukovsky ve ark. böyle etkilerin iki eksenli eliptik olarak dikroik ve birlikte dönen eliptik öz-polarizasyon durumları bulunan sistemlerin, kendi iç özelliği gibi yorumlanabileceğini gösterdiler (Zhukovsky, S. V., ve ark. 2011).

Düzlemsel CMM'lerde ayna simetrisinin azaltılması düzlem içi saçılmalara yol açar (Curto, A. G., ve ark. 2010; Kosako, T., ve ark. 2010) ve geniş bantta yavaşlatılmış ışık sinyali ve aşırı duyarlı spektroskopi gerçekleştirme gibi yeni işlevler sağlayan güçlü ışık-madde etkileşmeleri olacağı Zheludev tarafından gösterilmiştir (Zheludev, N., ve ark. 2008; Nikolaenko, A. E., ve ark. 2010; Papasimakis, N., ve ark. 2010.).Liu, keskin biçimde tuzaklanmış modların uyarılmasının optikte yeni çalışma alanlarına ışık tutacağı gösterilmiştir. (Liu, M. 2015).

Hem 3D hem de 2D CMM'lerin üzerine yapılan çalışmalar devam etmektedir. Üretimde geliştirilen yeni teknikler her frekans aralığında bu malzeme grubunun yeni egzotik davranışlarını ortaya çıkarmakta ve yeni çalışma alanlarına kapılar aralamaktadır.

3. MATERYAL VE METOD

Malzemelerin EM yapısını anlamaya yönelik çalışmalara matematiksel açıdan bakıldığında, bütün malzeme ve yapılara Maxwell denklemleri uygulanır ve uygulanan bu denklemlerin sonuçlarına bakılarak malzeme ya da yapıların EM özellikleri hakkında bir sonuca varılır. Bu yönüyle bakıldığında EM teori tamamlanmış bir teoridir. Yapılan çalışmalar bu teorinin materyallere, bu materyallerin geometrik yapısına, yapısal parametrelerine uygulanmasından ibarettir. Fakat bu uygulamalar kolay biçimde yapılan işlemler değillerdir. Malzemenin dielektrik yapısı frekansa bağlı, lineer olmayan, kompleks ya da sınır koşulları anormal derecede uygunsuz olabilir. Bu karmaşık durumlar da bizi Maxwell denklemlerinin kolayca çözülemeyeceği gerçeğiyle baş başa bırakır. Bu zorluklar için bir takım yöntemler geliştirilmiş ve bu yöntemin kullanımıyla oluşturulan bazı simülasyon programları mevcuttur.

MM konusu üzerine yapılan çalışmalarda, analitik hesap, nümerik hesap ve deneysel yöntem kullanılır. Dolayısıyla bu kısımda hesapların temeli olan Maxwell denklemleri, yapısal ilişkiler anlatılacak, kısaca matlab'ın işlevinden bahsedilerek, FIT yöntemi ve bu yöntemde sınır koşulları kısaca anlatılacaktır. Daha sonra, bazı ölçüm yöntemleri ve deneysel yöntemlere değinilecektir. Ayrıca ölçüm ve üretimde kullanılan aletler kısaca tanıtılacaktır.

3.1. Maxwell Postülaları ve Yapısal İlişkiler

3.1.1. Mikroskobikten Makroskobiğe

Materyallerim EM özellikleri genelde makroskobik olarak ifade edilirler. Dalga boyu, atomik boyutlarla kıyaslandığında oldukça büyük olur. Bununla beraber makroskobik bakış açısı mikroskobik temel üzerine inşa edilir. Yani geneli ifade eden bir olgunun bir mikro teorisi vardır.

Mikro EM âlemde sadece iki alan bulunur. Bunlar $\vec{\boldsymbol{e}}=\vec{e}(\vec{r},t)$ ve $\vec{\boldsymbol{b}}=\vec{b}(\vec{r},t)$ dir. Bu alanlardan ikisi de zaman ve uzayın fonksiyonu olarak çok hızlı değişirler.

Uzaysal değişim 10^{-10} m den daha küçük bir aralıkta olurken zamana bağlı değişim 10^{-13} s nükleer salımı ile 10^{-17} s elektronik orbital salınımı aralığında değişir (Mackay, T. G.; Lakhtakia, A., 2009). Bu alanlar, r_i pozisyonunda bulunan ve v_i hızıyla hareket eden q_i yükünden doğarlar. Mikro yük yoğunluğu,

$$\vec{\sigma}(\vec{r},t) = \sum_i q_i \delta[\vec{r} - \vec{r_i}(t)]$$

ve akım yoğunluğu,

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \sum_i q_i v_i \delta[\vec{r} - \vec{r_i}(t)]$$

ifadeleri ile verilir. Burada δ Dirac-delta fonksiyonudur. Bir yandan $\vec{e}$ ve $\vec{b}$ arasındaki diğer yandan da $\vec{\sigma}(\vec{r},t)$ ve $\vec{j}(\vec{r},t)$ kaynak yoğunlukları arasındaki ilişki mikroskobik Maxwell postülaları aracılığı verilir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{e}(\vec{r},t) + \frac{\partial}{\partial t}\vec{b}(\vec{r},t) = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{b}(\vec{r},t) - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\vec{e}(\vec{r},t) = \mu_0\vec{j}(\vec{r},t)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{e}(\vec{r},t) = \frac{1}{\varepsilon_0}\vec{\sigma}(\vec{r},t)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{b}(\vec{r},t) = 0$$

Bütün nicelikler SI birimindedir. ε_0 ve μ_0, sırayla serbest uzayın elektriksel geçirgenliği ve manyetik geçirgenlikleri olup değerleri tezin giriş bölümünde verilmiştir.

EM alanlarda uzunluk aralığı atomik ölçeği oldukça geçtiği zaman toplama indisi oldukça büyük bir değere ulaşır. Bu yüzden mikroskobik niceliklerin zaman-uzamsal bir ortalamasını almak pratiklik açısından zorunluluk halini alır. Gerçekte, sonlu evrensel hız $c=(\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ den dolayı uzaysal ortalama tek başına yeterlidir (Mackay, T. G.; Lakhtakia, A., 2009). Böylece yukarıda verilen mikro Maxwell denklemlerinin makroskobik benzeri şöyle olur:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) + \frac{\partial}{\partial t}\vec{B}(\vec{r},t) = 0 \quad (3.1.a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r},t) - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}\vec{E}(\vec{r},t) = \mu_0\vec{J}(\vec{r},t) \quad (3.1.b)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{\varepsilon_0}\vec{\rho}(\vec{r},t) \quad (3.1.c)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r},t) = 0 \quad (3.1.d)$$

Burada $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanları mikroskobik $\vec{e}$ ve $\vec{b}$ alanlarının uzaysal ortalamalarıdır. Aynı şekilde $\vec{\rho}$ ve $\vec{J}$ de $\vec{\sigma}$ ve $\vec{j}$ nin uzaysal ortalamalarıdır.

Maddede serbest (dışarıdan etkilenen) yükler ile bant yükleri (iç mekanizmadan doğan) arasında bir ayırım yapılabilir. Bu yüzden dışarıdan etkilenen kaynak yoğunlukları,

$$\vec{\rho}_e(\vec{r},t) = \vec{\rho}(\vec{r},t) + \vec{\nabla}\vec{P}(\vec{r},t)$$

$$\vec{J}_e(\vec{r},t) = \vec{J}(\vec{r},t) - \frac{\partial}{\partial t}\vec{P}(\vec{r},t) - \vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{r},t)$$

Burada $\vec{P}$ polarizasyon, $\vec{M}$ de magnetizasyondur. Bunun yanında, polarizasyon ve manyetizasyon olgusunda iki makro eşitlik daha doğar.

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\vec{E}(\vec{r},t) + \varepsilon_0\chi\vec{E}(\vec{r},t)$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \frac{1}{\mu_0}\vec{B}(\vec{r},t) - \vec{M}(\vec{r},t)$$

Burada $\vec{E}(\vec{r},t)$, $\vec{D}(\vec{r},t)$, $\vec{B}(\vec{r},t)$ ve $\vec{H}(\vec{r},t)$nicelikleri mikroskobik alanların ve bant kaynaklarının uzaysal ortalamalarından ortaya çıkmıştır. Bunlardan $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{B}(\vec{r},t)$doğrudan ölçülebilir makroskobik büyüklüklerdir. Aynı zamanda bu iki nicelik Lorentz kuvvetini oluşturur. $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{B}(\vec{r},t)$ alanının olduğu bir ortamda,

$q(\vec{r},t)$ noktasal yükü $\vec{v}(r,t)$ hızıyla hareket ediyorsa, Lorentz kuvvetine maruz kalır. Bu kuvvet şöyle ifade edilir:

$$\vec{F}_L(\vec{r},t) = q(\vec{r},t)\left[\vec{E}(\vec{r},t) + \vec{v}(r,t) \times \vec{B}(\vec{r},t)\right]$$

Burada $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{B}(\vec{r},t)$ye ilkel alanlar gibi bakılır. $\vec{D}(\vec{r},t)$, ve $\vec{H}(\vec{r},t)$ ise ortamın ilkel alanlara gösterdiği tepkiden gelişir (Mackay, T. G.; Lakhtakia, A., 2009). Geleneksel olarak, $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{D}(\vec{r},t)$ye sırayla elektrik alan ve elektrik deplasman alanı denir. $\vec{B}(\vec{r},t)$ve $\vec{H}(\vec{r},t)$nin geleneksel adıysa, sırayla manyetik indüksiyon ve manyetik alandır. Özetlemek gerekirse ortamdaki EM süreçte $\vec{E}(\vec{r},t)$, $\vec{D}(\vec{r},t)$, $\vec{B}(\vec{r},t)$ve $\vec{H}(\vec{r},t)$ niceliklerini yöneten fiziksel prensipleri, Maxwell postülaları şeklinde, iki rotasyonel,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) - \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}(\vec{r},t) = \vec{J}_e(\vec{r},t)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) + \frac{\partial}{\partial t}\vec{B}(\vec{r},t) = -\vec{J}_m$$

ve iki diverjans denklemleri,

$$\vec{\nabla}.\vec{D}(\vec{r},t) = \frac{1}{\varepsilon_0}\vec{\rho}_e(\vec{r},t)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r},t) = \vec{\rho}_m(\vec{r},t)$$

şeklinde yazılır. Burada rotasyonel ve diverjans denklemlerinin sağ tarafları alanların kaynağını belirtir.$\vec{J}_e(\vec{r},t)$ ve $\vec{\rho}_e(\vec{r},t)$ elektriksel akım ve yük yoğunluğudur. $\vec{J}_m$ ve $\vec{\rho}_m(\vec{r},t)$ manyetik akım ve manyetik yük yoğunluğudur. Manyetik akım yoğunluğu ve manyetik yük yoğunluğu gerçek fiziksel nicelikler olmayıp sadece matematiksel uygunluk açısından yazılmıştır.

3.1.2. Yapısal İlişkiler

Maxwell'in rotasyonel postülaları iki lineer vektör diferansiyel eşitliği olarak yazılabilir. $\vec{D}(\vec{r},t)$ ve $\vec{H}(\vec{r},t)$ iki indüksiyon vektör alanı iki ilkel vektör alanı olan $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{B}(\vec{r},t)$ cinsinden yazılabilir. Bunu yapmak daha fazla bilgi gerektirir. Bunu yazabilmek ortamın EM tepkilerini bilmeyi gerektirir. Bu yapısal ilişkiler genel formda,

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \mathcal{F}\{\vec{E}(\vec{r},t),\vec{B}(\vec{r},t)\}$$
$$\vec{H}(\vec{r},t) = \mathcal{G}\{\vec{E}(\vec{r},t),\vec{B}(\vec{r},t)\}$$

Burada $\boldsymbol{\mathcal{F}}$ ve $\boldsymbol{\mathcal{G}}$ lineer ortamlar için $\vec{E}(\vec{r},t)$ ve $\vec{B}(\vec{r},t)$nin lineer fonksiyonlarıdır. Lineer olmayan durumlar da vardır; fakat bunları burada incelemeyeceğiz. Bu yüzden sadece lineer, uzaysal olarak yerel yapısal ilişkilerle ilgileniyoruz.

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \int_{\acute{t}} \left[\varepsilon_{EB}(\vec{r},\acute{t})\vec{E}(\vec{r},t-\acute{t}) + \xi_{EB}(\vec{r},\acute{t})\vec{B}(\vec{r},t-\acute{t})\right]d\acute{t}$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \int_{\acute{t}} \left[\zeta_{EB}(\vec{r},\acute{t})\vec{E}(\vec{r},t-\acute{t}) + \nu_{EB}(\vec{r},\acute{t})\vec{B}(\vec{r},t-\acute{t})\right]d\acute{t}$$

Bu denklemde ε_{EB}, ξ_{EB}, ζ_{EB}ve ν_{EB} yapısal diyadiklerdir. İfade, en genel haliyle yazılmıştır (Mackay, T. G.; Lakhtakia, A., 2009). Bu ifadeyi bi-izotropik ortama indirgenirse, denklemler daha kullanışlı olacak şekilde,

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\varepsilon\boldsymbol{E} + (\chi + \mathrm{i}\kappa)\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\mathbf{H}$$
$$\mathbf{B} = \mu_0\mu\mathbf{H} + (\chi - \mathrm{i}\kappa)\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\boldsymbol{E}$$

şeklini alır.

3.2. Hesaplama Teknikleri

Malzemelerin EM yapısı üzerine çalışan bilim insanları böyle karmaşık problemlerin çözümü için çeşitli matematiksel yöntemler geliştirmiştir. Bu yöntemler analitik yöntemler olabildiği gibi simülasyonlar da olabilir. Bu yöntemlerin en bilinenleri: Sonlu İntegrasyon Tekniği (Finite İntegration Technique (FIT)) yöntemi, Zamanda Sonlu Farklar (Finite Different Time Domain (FDTD)) yöntemi, Sonlu Elemanlar Metodu (Finite Element Method (FEM)) yöntemi ve Green fonksiyonu metodudur. Bunların arasında en popüler olanı ise FIT ve FDTD yöntemleridir.

Bu tez çalışmasında, MM yapıyı karakterize etmek için önce analitik bir yaklaşım ve bu yaklaşım çerçevesinde MATLAB yazılımı ile hesaplamalar yapıldı. Daha sonra CST Microwave Studio® (MWS®) programı kullanarak kıyaslama yapıldı.

CST MWS®, FIT yöntemini kullanan ticari bir EM tam dalga çözücüdür. CST MWS®,FIT'i frekans veya zaman bölgesinde çalıştırabilir. Simülasyon sonuçları genellikle saçılma parametreleri ya da S-parametreleri şeklinde elde edilir. S-parametrelerinden de efektif materyal parametreleri hesaplanabilir. Bu kısımda önce kısaca MATLAB kısaca tanıtılacak sonra FIT'in temel teorisi anlatılacaktır.

3.2.1. MATLAB

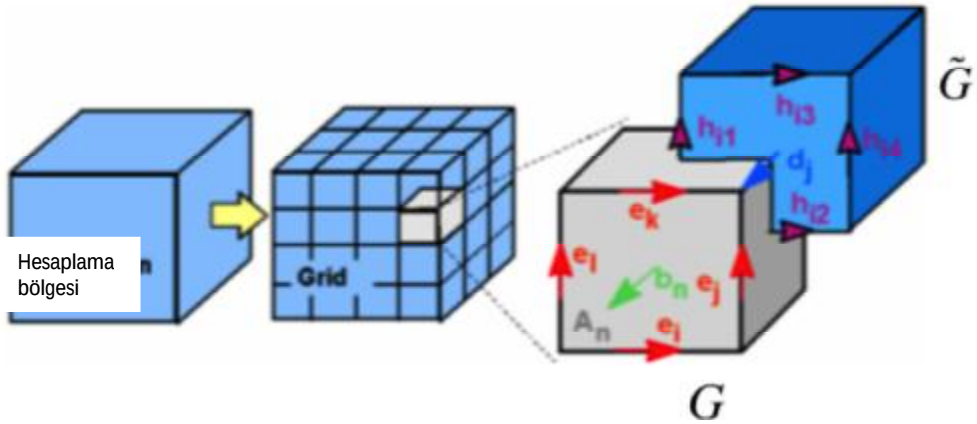
Matlab, Teknik Hesaplama Dilidir, matris ve vektörlerle işlem yapabilen interaktif bir yazılım paketidir. "Matrix" ve "Laboratary" kelimelerinden ismini almaktadır. Başlangıçta dar bir hesaplama alanıydı, ancak günümüzde oldukça güçlü bir programlama dilidir. Matlab ile,

- İki ve üç boyutlu olarak karmaşık grafikler çizilebilir.
- Matrix ve vektörleri de içeren, karmaşık algoritmaları kolayca kodlayabilen yüksek seviyeli program dili içerir.
- Basit, lineer olmayan başlangıç-değer diferansiyel denklemlerinin nümerik çözümlerini yapabilir.

- Basit lineer olmayan sınır-değer diferansiyel denklemlerini nümerik olarak çözebilir.
- Bilimsel uygulamalardan, mühendislik uygulamalarına kadar geniş bir aralıkta çalışmaya olanak sağlayan geniş yelpazeli bir araç kutusuna sahiptir. Böylece bu hesaplama tekniğiyle uğraşanlar kendi araç kutularını yazabilirler.

3.2.2. Sonlu Integrasyon Tekniği (FIT-Finite İntegration Technique)

Bu yöntem Maxwell denklemlerinin, göz önüne alınan bölgede çözümü için bölgenin sonlu, küçük alt bölgelere ayrılmasını önerir. Önce üzerinde çalışılan malzeme ile ilgili bir hesaplama bölgesi seçilir. Hesaplama bölgesi küçük parçalara ayrılır. Yani hesaplama ortamı küçük parçalardan oluşmuş bir örgü halini alır. Dolayısıyla ortam sürekli ortamdan, ayrıklaşmış (diskret) ortam haline getirilir. Dikdörtgen ya da küp gibi düzgün bölgelerde bu parçalar birer kare veya küptür. Bunların her birine grid denir. İki tür grid vardır, G ve $\tilde{G}$ ile gösterilir. Burada G ana grid, $\tilde{G}$ ise eşlek grid olarak adlandırılır. Bu iki grid birinin köşesi diğerinin cisim merkezinde olacak şekilde konumlandırılır (Clemens, M., ve ark., 2000; Jussaume, M. E., 2011). Bölge hücrelere bölündüğünden hesaplama bölgesi bir periyodik örgü gibi görülür ve sonlu, periyodik çözümler aranır. Bu durum şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. FIT için Hesaplama gridleri (Jussaume,M. E., 2011)

FIT'in durum değişkenleri, grid içinde yerel elektrik alan (***e***), yerel manyetik indüksiyon akısı (***b***), yerel manyetik alan (***h***), yerel elektrik deplasman vektörü (***d***), yerel elektrik akım yoğunluğu (***j***) ve yerel elektrik yük yoğunluğu (q_{ev}) olarak belirlenir. Burada ***h***, ***d*** ve ***j*** $\tilde{G}$da tanımlanırken, ***e***, ***b*** ve q_{ev} G de tanımlanır (Clemens, M., E., 2000). i. Hücrenin durum değişkenleri, hem hücre sınırında hem de hücre yüzeyinde şöyle yazılır.

$$e_i = \int_{L_i} \boldsymbol{E}\boldsymbol{ds}, \tag{3.1.a}$$

$$b_i = \int_{A_i} \boldsymbol{B}\boldsymbol{dA}, \tag{3.1.b}$$

$$d_i = \int_{\tilde{A}_i} \boldsymbol{D}\boldsymbol{dA}, \tag{3.1.c}$$

$$h_i = \int_{\tilde{L}_i} \boldsymbol{H}\boldsymbol{ds}, \tag{3.1.d}$$

$$j_i = \int_{\tilde{A}_i} \boldsymbol{J}\boldsymbol{dA}, \tag{3.1.e}$$

Burada L_i ve $\tilde{L}_i$ sırayla G ve $\tilde{G}$ da, i. hücre sınırının uzunluklarıdır. A_i ve $\tilde{A}_i$ ise sırayla G ve $\tilde{G}$ da i. hücrenin yüzey alanıdır. ***J*** elektrik akım yoğunluğunu ifade eder.

FIT hesaplaması Maxwell denklemlerinin diferansiyel formuna değil de integral formuna dayanır. Birçok EM kaynakta mevcut olan bu denklemler, manyetik kaynak akımının olmadığı varsayılarak şöyle ifade edilir (Jussaume, M. E., 2011):

$$\oint_{\partial A} \boldsymbol{E}.\boldsymbol{ds} = -\frac{d}{dt}\int_A \boldsymbol{B}\boldsymbol{dA}, \tag{3.2.a}$$

$$\oint_{\partial A} \boldsymbol{H}.\boldsymbol{ds} = \int_A \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{D} + \boldsymbol{J}\right)\boldsymbol{dA}, \tag{3.2.b}$$

$$\oint_{\partial V} \boldsymbol{D}.\boldsymbol{dA} = \int_V q_{ev} dV\,, \tag{3.2.c}$$

$$\oint_{\partial V} \boldsymbol{B}.\boldsymbol{dA} = 0 \tag{3.2.d}$$

Bu denklemleri topolojik matris operatörlerine dayanarak daha sade bir forma dönüştürebiliriz. Topolojik matris operatörleri G ve $\tilde{G}$ bölgelerinde tanımlanırlar ($\boldsymbol{C} = \oint_{\partial A}.\boldsymbol{ds}$, $\boldsymbol{S} = \oint_{\partial V}.\boldsymbol{dA}$, $\widetilde{\boldsymbol{C}} = \oint_{\partial \tilde{A}}.\boldsymbol{ds}$, $\tilde{\boldsymbol{S}} = \oint_{\partial \tilde{V}}.\boldsymbol{dA}$). Burada $\boldsymbol{C}$, $\boldsymbol{S}$, $\widetilde{\boldsymbol{C}}$ ve $\tilde{\boldsymbol{S}}$terimleri yalnızca 1, -1 ya da 0 değerlerini alabilir, bu sadece bir topolojik bilgi sunar (M. E. Jussaume). Örgünün her bir yüzeyi ya da hücresi için uygulanırsa, denklem (3.2) yukarıdaki operatörler denklem (3.1) deki tanımlamalar kullanılarak şöyle dönüşür (M. E. Jussaume):

$$\boldsymbol{Ce} = -\frac{d}{dt}\boldsymbol{b}, \tag{3.3.a}$$

$$\widetilde{\boldsymbol{C}}\boldsymbol{h} = \frac{d}{dt}\boldsymbol{d} + \boldsymbol{j}, \tag{3.3.b}$$

$$\tilde{\boldsymbol{S}}\boldsymbol{d} = q_{ev}, \tag{3.3.c}$$

$$\boldsymbol{Sb} = 0, \tag{3.3.d}$$

Denklem (3.2.a) da Faraday yasasını göz önüne alarak, eşitliğin sol tarafındaki kapalı integral dört grid elektrik alanının toplamı olarak yazılabilir. Denklemin sağındaki manyetik akının zamana göre türevi, birinci hücreyi saran yüzey üzerinden tanımlanır. Bu süreç tüm hücre yüzeyleri üzerinden tekrarlanır. Bu işlem diskret $\boldsymbol{C}$ rotasyonel operatörü kullanılarak bir matris formülasyonunda hesaplama prosedürü özetlenmiş olur.

$\boldsymbol{E}, \boldsymbol{J}$ ve σ arasında ilişki şu şekildedir:

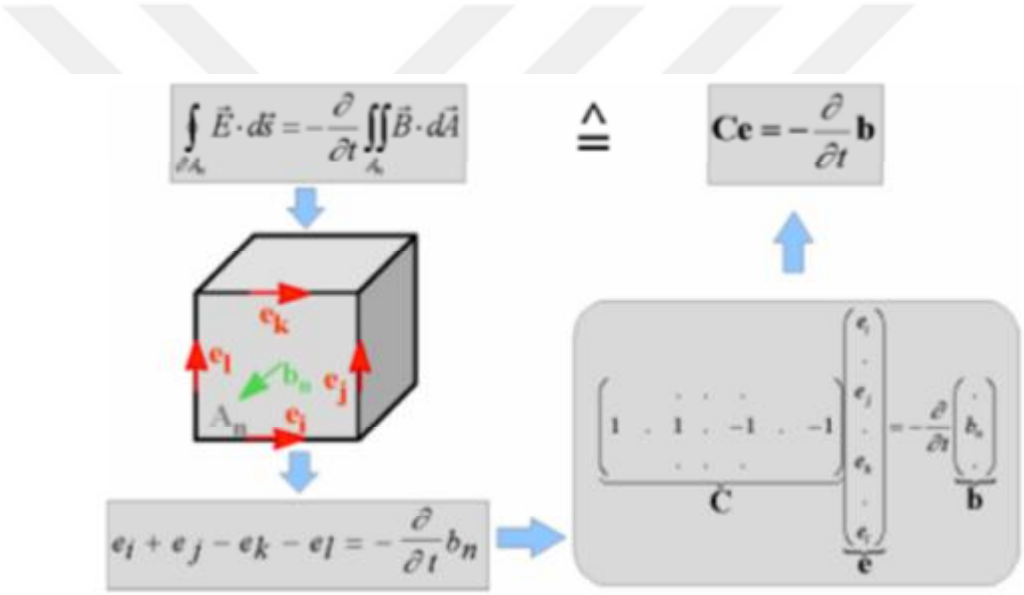
$$\boldsymbol{J} = \sigma \boldsymbol{E} \tag{3.4}$$

ε, μ ve σ yapısal ilişkileri hem G, hem de $\tilde{G}$ da süreksiz hale getirilir ve sırayla $\boldsymbol{M_\varepsilon}$, $\boldsymbol{M_\mu}$ ve $\boldsymbol{M_\sigma}$ matrisleriyle gösterilirler. Böylece (3.1.a) ve (3.1.b) ve (3.4) denklemleri kullanılarak yerel alanlar arsında süreksiz formda şu dönüşümler elde edilir:

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{M_\varepsilon e}, \tag{3.5.a}$$

$$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{M_\mu h}, \tag{3.5.b}$$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{M_\sigma e} + \boldsymbol{j_s}, \tag{3.5.c}$$



Şekil 3.2. Faraday yasasını kullanarak örnek FIT hesaplaması (Jussaume, M.E., 2011)

(3.3) ve (3.5) denklemleri zaman bölgesinde çözülebilen tam denklem sistemi formundadır. Zaman bölge hesaplamaları geniş bant hesaplamalar için kullanışlıdır. İstenilen frekans aralığı için özel bir sinyal tanımlayıp, ters Fourier dönüşümü hesaplanarak uygun zaman bölge sinyali elde edilebilir. O halde zaman bölge sinyali bir uyarma sinyali olarak kullanılabilir ve (3.3) ve (3.5) denklemleri kullanılarak zaman bölge çözümleri elde edilir. Bir Fourier dönüşümü ile denklem yeniden frekans bölgesine dönüştürülebilir. Bu prosedür zaman bölgeye ya da zaman bölgesinden dönüşümleri içerirken, Maxwell denklemlerine yalnızca bir çözüm gerektirir. Genel olarak söylemek gerekirse Maxwell denklemlerini çözmek Fourier

dönüşümlerinden daha uzundur. Bu yüzden bu prosedür bir frekans bandı üzerine görece daha hızlı çözümler üretebilir (Weiland, T.,ve ark. 2008). Zaman bölgede (3.3) ve (3.5) denklemleri kararlı durum kriterine ulaşıncaya kadar tekrarlanan hesaplama yapılması zorunluluğu potansiyel bir zorluktur. Rezonanslı yapılar için bu hesaplama daha yoğun olabilir. MM yapıların tasarımında rezonatör olduğundan frekans bölge uygulaması tercih edilir.

Frekans bölge hesaplamaları için, (3.3) denklemi zamana göre harmoniklik durumu göz önüne alınarak, *d/dt* için *iw* kompleks frekans ifadesi frekans bölgede yerine yazılarak yeniden oluşturulabilir. (3.3) frekans bölge versiyonu (3.5) denklemi boyunca her bir frekans noktası için çözülür. Bu uygulama aynı kararlı durum gereksinimine sahip değildir. Bu yüzden rezonanslı yapılar için çözümler daha hızlı bulunabilir. Bununla birlikte, çoklu frekanslar için çoklu çözümler gerekecektir. Sonuçlarda interpolasyon tekniği (ara değer hesabı) kullanılarak çözüm sayıları indirgenebilir (Weiland, T., 2008; Jussaume, M.E., 2011).

3.2.2.1. Sınır Koşulları

FIT ’ten kesin çözümler elde etmek için hesaplama bölgesi uygun biçimde sınırlandırılmalıdır. CST MWS® farklı birkaç sınır koşullarında çalışabilmektedir. Bunlardan konuyla ilgilerine göre en çok kullanılanları, mükemmel elektrik iletken (PEC), mükemmel manyetik iletken (PMC) açık ve periyodik ya da birim hücre olarak bilinir.

PEC ve PMC sınır koşulları görece daha anlaşılırdır. PEC bir materyal mükemmel bir iletkenliğe sahiptir. Bu yüzden böyle bir materyal içinde ***E*** sıfır olmalıdır. PEC materyaller için metaller gibi yaklaşık iyi iletkenler kullanılır. PMC materyaller ise PEC in manyetik eşdeğeri olan materyallerdir. Bu durumda PMC materyalin içinde de ***H*** sıfır olmalıdır. PEC ve PMC sınır koşullarını oluşturmak matematiksel olarak kolaydır. Açık sınır koşulunu matematiksel olarak uygulamak daha zordur. Bir açık sınır belirtilen yönde sonsuz uzayın tamamını simüle eder. Açık sınır üstüne gelen hiçbir enerji hesaplama bölgesinin içine geri yansımaz. CST MWS®, bir açık sınırı bir mükemmel uyumlu katman (PML) ile çevrelenmiş bir

formda gerçekleştirir. PML çerçeve sağlam ve hesaplama açısından etkili bir mekanizmadır. Öyle ki oldukça az nümerik yansıma vardır ve standart FIT ya da FDTD formülasyonlarına uygulanabilir.

Periyodik ve birim hücre ya da Floquet sınır koşulları, sırayla bir ya da iki eksen boyunca ayna yansımasını sağlar. Periyodik bir sınır koşulu için sonuç bir boyutta sonsuz uzunlukta bir yapıdır. Birim hücre sınır koşulu için ise iki boyutlu sonsuz bir yapıdır.

3.2.2.2. Ortamın Elektromanyetik Özelliklerinin Yeniden Elde Edilmesi

MM'lerin karakterize edilmesinde materyal parametrelerinin elde edilmesi oldukça kritik ve önemli bir iştir. Bununla beraber karmaşık da bir meseledir. Geleneksel metot S-parametrelerinin düşük şiddette olduğu zaman başarısızdır. Empedansın köklerini bulmak zor olabilir. Daha da karmaşık bir sorun ise rezonans bandında alanların davranışıdır. Parametrelerin, bütün rezonans bandında elde edilebilip elde edilemeyeceği süregelen bir tartışma konusudur.

Chen ve ark. bu tartışmalı alanda materyallerin efektif parametrelerinin çıkarılması için daha istikrarlı bir metot önerdi (Chen, ve, ark. 2004).Onların metodu rezonans bandında alanların davranışı sorununa değinmezken, S-parametreler küçük olduğunda ve empedans için doğru köklerde pik yaptığı zaman yeteri kadar tutarlıdır. Geleneksel metotlar d_s kalınlıkta, n kırılma indeksli ve *z* empedansına sahip bir dilim numuneyi şöyle hesaplar (Chen, ve, ark. 2004):

$$z = \pm\sqrt{\frac{(1+S_{11})^2-S_{21}^2}{(1-S_{11})^2-S_{21}^2}} \tag{3.6.a}$$

$$e^{ink_0d_s} = X \pm i\sqrt{1-X^2} \tag{3.6.b}$$

$$X = \frac{1}{2S_{21}\left(1-S_{11}^2+S_{21}^2\right)} \tag{3.6.c}$$

(3.6.a) ve (3.6.b) denklemlerinin köklerinin işareti şöyle belirlenir:

$$Re\{z\} \geq 0 \tag{3.7.a}$$

$$Im\{n\} \geq 0 \tag{3.7.b}$$

Yukarıdaki denklemlerde n ve z bağımsız olarak davranır. Ama n ve z ilişkilidir. Chen ve arkadaşları uygun kökleri bulmak için bu ilişkilerden faydalandılar. Empedans için köklerin bulunması durumunda kullandıkları yöntem, dalganın genliğini artırmayacağı gerçeğine dayanır. Bu yüzden $e^{ink_0d_s} \leq 1$; burada eşitsizliğin sol tarafı şu ilişkiye göre bulunur:

$$e^{ink_0d_s} = \frac{S_{21}}{1-S_{11}\frac{z-1}{z+1}} \tag{3.8}$$

Chen ve ark. (3.6.a) denkleminin kökleri bulunduğu zaman, (3.8) denkleminin yalnızca z'nin küçük değerleri için geçerli olduğunu not ettiler. z'nin küçük değerleri için (3.7.a) denklemi kullanılır.

Kırılma indisini hesaplamak empedansı hesaplamaktan daha karmaşıktır. (3.6.b) denklemini çözmek, n için şu duruma yol açar:

$$n = \frac{k_0}{d_s}\left[Im\left\{ln\left(e^{ink_0d_s}\right)\right\} + 2m\pi - iRe\left\{ln\left(e^{ink_0d_s}\right)\right\}\right] \tag{3.9}$$

Burada m, n'nin tam sayı dallarıdır. (3.9) denklemi tek bir çözüm verdiği için, n'nin imajiner kısmı küçük sıkıntıyla da olsa bulunabilir, fakat reel kısmı uygun dal seçmeyi gerektirecektir. Düzenlenen metot, ilk numune frekans değerleri için geçerli olan m'nin değerlerini belirlemesiyle başlayan iteratif bir süreçtir. Relatif elektriksel ve manyetik geçirgenliklerin pozitif olması gerçeğini kullanarak, Chen ve ark. bir dal seçiminin geçerli olması için, şu ifadeyi doğrulamalıdır:

$$Re\{n\}Im\{z\} \leq Im\{n\}Re\{z\} \tag{3.10}$$

m'nin sadece bir değeri (3.10) denklemini sağlarsa, o zaman bütün frekanslar için uygun dal olur. İlk frekansta m'nin birden fazla değeri (3.10) denklemini sağlarsa, o zaman bu çözümler diğer frekanslar için test edilmelidir. Diğer frekans değerlerini de sağlayan m değeri uygun daldır(Chen, ve, ark. 2004).

(3.10) denklemini sağlayan hiçbir m değerlerini içermeyen frekanslar için bir bant olabileceğini dikkate almak gerekir. Bu bant en yüksek olasılıkla rezonans bandıdır. Yukarıda bahsedildiği gibi, Chen ve ark. tarafından önerilen bu süreç bu banda değinmez. Yine de bu araştırmanın amacı için, en çok frekansı sağlayan m değerleri m'nin doğru değeri olarak kullanılacak. Bu yüzden rezonans bandından çıkarılmış sonuçlar gösterilecek.

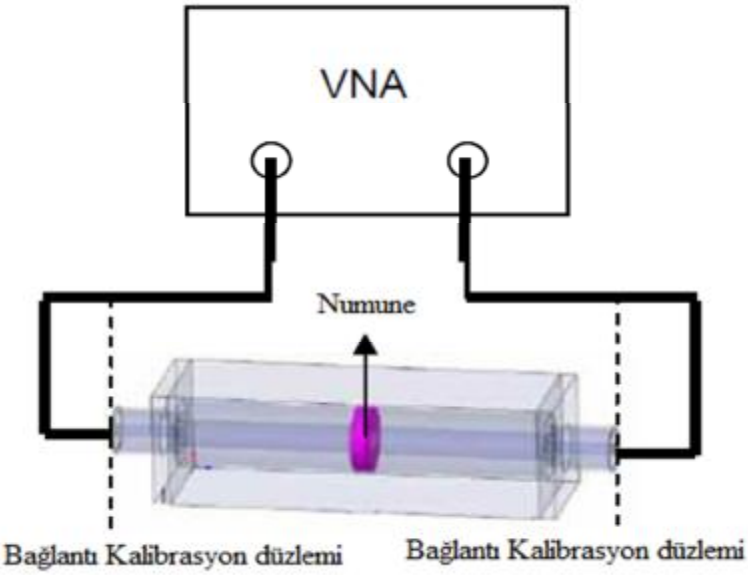
Materyal parametrelerinin çıkarılması efektif bir ortam yaratır. Bu efektif ortamın ebatları ise hala belirlenmedi. Chen ve ark. efektif ortamın kalınlığıyla beraber bu ortamın ilk sınırının yerinin çözümü için algoritmik bir yaklaşım sundular. Onların yaklaşımı, farklı kalınlıkların MM yapıları arasındaki empedans farklılıklarını minimize ediyor. Fakat yaklaşımlarını farklı tipte MM yapılar üzerinde kullandıktan sonra, algoritmalarının iki boyutlu yapılar ve bir boyutlu asimetrik yapılar için geçerli olduğu yargısına vardılar. Bu tez çalışmasında da zaten iki boyutlu yapı hesapları yapılacaktır.

3.3. Ölçüm Metotları

3.3.1. İletim Yansıma Hat Metodu

Bu metodu kullanarak Vektör Network Analiz (VNA) ile bir ölçüm yapmak, ölçülecek numuneyi bir dalga kılavuzuna ya da bir eş eksenli hat üzerinde, cihazın portları arasına koyarak kompleks saçılma parametrelerini hesaplamaktır. Ölçüm yapmadan önce kalibrasyon yapılmalıdır. Metot yansıyan (S_{11}) ve iletilen (S_{21}) sinyal ölçümlerini içerir. Geri kalan ve S-parametreleriyle yakından ilgili olan, malzemenin kompleks elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik parametreleri denklemlerden elde edilir. Bunun için bir program kullanılır. Bu program S-parametrelerini malzemenin elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik

parametrelerine dönüştürür. TL ölçümlerinin kalibrasyonunda kullanılan, ölçüm doğrultusunda çeşitli rezonans davranışlar üreten çeşitli ölçüm uçları kullanır. İyi bir dielektrik ölçüm için, maksimum elektrik alan gerekir. Bu alan çeşitli şekillerde üretilebilir. Bu ölçüm yöntemi, dielektrik malzemenin elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik parametrelerini ölçmeye olanak tanır.



Şekil 3.3. Dalga kılavuzu kullanarak TL ölçümü (www.rohde-schwarz.com).

Avantajları: Yüksek kayıplı ortamları ölçmede genel kabul görür. Hem elektriksel geçirgenliği hem de manyetik geçirgenliği aynı anda ölçebilir.
Dezavantajları: Ölçüm doğrultusunun bir hava boşluğu etkisiyle sınırlandırılması ve malzemede numune uzunluğunun bir buçuk dalga boyundan fazla olduğunda hassasiyetin düşmesidir.

3.3.2. Açık Uçlu Eş Eksenli Prob Metodu

Bu ölçüm metodunda ölçüm ucu numuneye doğru bastırılır ya da sıvı numune ise, uç sıvıya daldırılır ve elektriksel geçirgenliği belirlemek için yansıma sabiti ölçülür. Bazı durumlarda numuneyi materyalin tamamında kesip çıkarmak mümkün olmayabilir. Bunu yapmak özellikle biyolojik materyallerde canlı içi ölçüm yaparken

materyal karakteristiğini değiştirir. Bu yüzden, bu yöntemi kullanarak herhangi bir değişikliğe neden olmadan, bir uç ile kapalı bağlantı yapılabilir. Yansıma sabiti VNA kullanılarak ölçülebilir. Bu metotta da ölçümden önce kalibrasyon yapılmalıdır.

Avantajları: Numunenin kolay hazırlanması, kalibrasyondan sonra kısa zamanda büyük numunelerin bile bir rutin olarak süre kaybı yaşamadan ölçülmesi.

Dezavantajları: Sadece yansıma sabitinin ölçülmesi, numune ölçümünde hava boşluklarının sonuca etkisi.

3.3.3. Resonans Metodu:

Rezonans ölçümleri elektriksel ve manyetik geçirgenlik elde etmenin en doğru yöntemidir. Yine de, bu metotla ölçülen malzemenin, kayıp karakteristiklerinde ve frekanslarında kısıtlamalar vardır. Girinti kovukları, boşluklu silindir rezonatör, kovuk rezonatörler, Fabry-Perot rezonatörleri, v.b. gibi bir çok rezonatör çeşidi vardır. Bu kısımda sadece kovuk rezonatörü kullanılarak rezonatör ölçümüne genel bir bakış sergilenecektir. Yaygın olarak iki tip rezonatör ölçümü kullanılıyor. Perturbasyon metotları elektriksel geçirgenlik ölçümlerinde, manyetik malzemeler ve yüksek kayıplı malzeme ortamlarının ölçümlerinde uygundur. Düşük kayıplı ölçme yöntemi ise, daha geniş numuneleri kullanarak düşük kayıplı malzemeler üzerine yapılan ölçümlerdir.

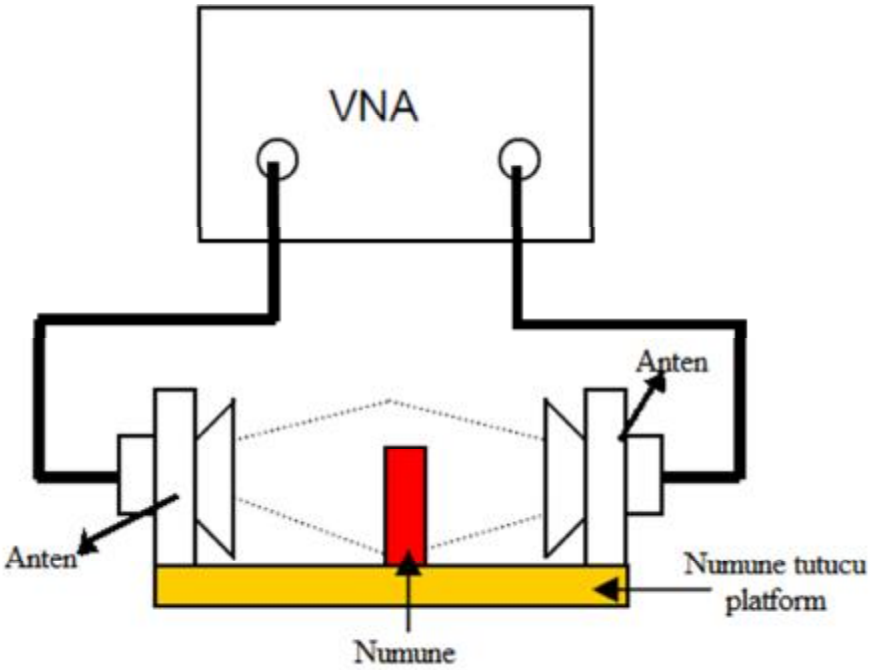
Bir kovuktaki numunenin rezonans karakteristiklerine bağlılığı ile kalite faktörü ve rezonans frekansı dielektrik özellikleri izlemek için izlenebilir. İlk adım, boş bir kovuğun rezonans frekansı ve kalite faktörü ölçülerek dielektrik özelliklerini belirlemek. İkinci adım ise, kovuğa numune yerleştirdikten sonra da ölçümleri tekrarlamaktır. Malzemenin elektriksel ve manyetik geçirgenliği; frekansı hacmi ve de kalite faktörü kullanılarak hesaplanabilir. Bu tür ölçümler için VNA'nın kalibre edilmesine gerek yoktur. Kovuk içinde herhangi bir alan değişmesi, ölçülen rezonans frekansı ve kaymasıyla sonuçlanacaktır. Bu ölçümleri yapmak için VNA yüksek frekanslı çözüme ihtiyaç duyar.

Avantajları: Oldukça küçük numuneleri ölçme yeteneğine sahiptir. Numune ve kovuktaki alanlar için yaklaşık ifade kullanır.

Dezavantajları: Yüksek frekans çözücü VNA'ya ihtiyaç duyar. Sadece dar bant frekansla sınırlıdır.

3.3.4. Serbest Uzay Metodu

Serbest uzay ölçümler yüksek sıcaklık ya da zor şartlardaki çevresel koşullar altındaki numunelerde ölçümler yapmaya olanak sağlar. Geniş bant frekanslarda çalışma olanağı tanır. Ölçümü yapmak numunenin büyük ve düz olmasını gerektirir. Birbirlerine yüzünü dönmüş ve VNA'ya bağlanmış iki antenden faydalanılır. Ölçüm başlamadan önce VNA kalibre edilmelidir. Bununla ilgili birkaç kalibrasyon yöntemi vardır. Bunlar, through-reflect-line (TRL), through-reflect-match (TRM) ve line-reflect-line (LRL) yöntemleridir. Bunlardan biriyle kalibrasyon yapılır. Kalibrasyon yapılır yapılmaz, boş numune tutucunun S-parametreleri ölçülür. Antenler arasındaki numune tutucuya numune yerleştirilerek S-parametre ölçümleri tekrar yapılır. VNA'daki bir fonksiyon yardımıyla, numune tutucunun etkisi düşürülür ve sadece numunenin S-parametreleri belirlenir. Buradan hem yansıma hem de iletim sabitleri elde edilir. Uygun kalınlıkların bundan kaçınabilmesine rağmen, numunenin kendisinde çoklu yansımaların olmamasını garanti etmek için zaman bölge geçiti uygulanmalıdır. Aynı zamanda bu ölçümlerde antenlerin sınırlarından enerji saçılmaları da elimine edilir. Dielektrik sabitleri ise bir program yardımıyla S-parametrelerinden elde edilir.



Şekil 3.4. Serbest uzay yöntemi kullanılarak bir numunenin ölçümü

Avantajları: Yüksek frekans ölçümleri yapabilir. Bozucu olmayan ölçümlere olanak tanır. Zor şartlara rağmen ölçüm yapar. Hem elektrik hem de manyetik özelliklerin için belirlenmesi için çalışabilir.

Dezavantajları: Düz ve geniş numunelere ihtiyaç duyar. Numune yüzeyi ve antenler arasında çoklu yansımalar olur. Numunenin sınırlarında saçılma etkileri gözlenir.

3.4. Ölçüm prosedürü

Ölçüm düzeneği bir VNA, VNA'da kurulmuş bir yazılım programı ve teste tabi tutulan malzemeyi sabitlemeye yarayan bir tutucu aparattan meydana gelir. VNA, farklı ölçme metotlarına uygun ve daha kesin ölçmelere olanak tanıyan bazı kalibrasyon metotlarına sahip bir cihazdır.

3.5. Dönüşüm Metotları

S-parametrelerinden elektriksel ve manyetik geçirgenliği elde etmek için çeşitli yaklaşımlar vardır. Her bir dönüşüm metodunun farklı avantajları ve de

dezavantajları vardır. Aşağıdaki tablo çeşitli metotların neleri kullandığını ve verdiğini belirtmesi dolayısıyla, kıyaslama açısından faydalıdır.

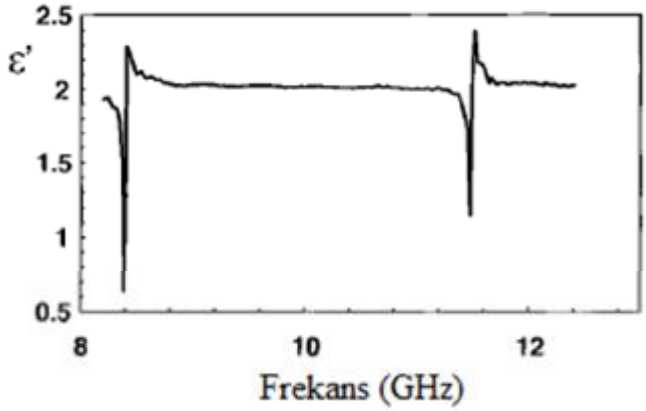
Çizelge 3.1 Dönüşüm metotlarının karşılaştırılması (www.rohde-schwarz.com).

Dönüşüm Metotları	**Kullandığı S-parametreleri**	**Dielektrik özellikleri**
NRW	S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22} ya da S_{11}, S_{21}	ε_r, μ_r
NIST iteratif	S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22} ya da S_{11}, S_{21}	ε_r, μ_r=1
New-non İteratif	S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22} ya da S_{11}, S_{21}	ε_r, μ_r=1
SCL	S_{11}	ε_r

Metodun seçimi ölçülen S-parametreler, numune kalınlığı, istenilen dielektrik özellikler, çalışma hızı ve sonuçlardaki doğruk gibi çeşitli faktörlere bağlıdır. Burada, bu metotlardan dördü tanıtılacaktır.

3.5.1. Nicholson-Ross-Weir (NRW)

Bu metot S-parametrelerinden hem elektrik hem de manyetik geçirgenliğin doğrudan hesaplanmasını sağlar. S-parametreleri dönüşümlerinde kullanılan en yaygın metottur. Yansıma ve iletim sabitlerinin ölçülmesi, test altındaki malzemenin S-parametrelerinin dördünden (S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22}) ya da çiftinden (S_{11}, S_{21}) yararlanmayı gerektirir. Bununla beraber bu metotta düşük kayıplı materyaller için, numunede yarım dalga boyunun tam katlarına uygun frekanslarda faz belirsizliğinden kaynaklı sapmalar/uyuşmazlıklar ortaya çıkar. Böylece, en uygun numune kalınlığı $\lambda_g/4$ ile kısıtlanır ve tercihen küçük kısa numuneler kullanılır. Şekil 3.de NRW metodu kullanılarak polytetrafluoroethylene (PTFE)'nin elektriksel geçirgenliği belirlenmiştir. Yarım dalga boyunun tam katlarına uygun frekanslarda sapmalar görülmektedir. Bu durum yarım dalganın tam katlarına uygun frekanslarda, S-parametrelerinin çok küçük değer almasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 3.5. PTFE numunenin NRW metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi(www.rohde-schwarz.com).

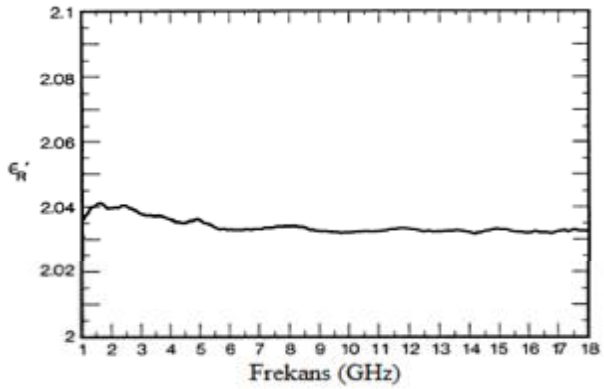
Küçük bir S_{11} değeri için, S_{11}'in faz ölçümündeki belirsizlik VNA'da oldukça büyüktür. Bu belirsizlik de frekanslarda ayrışmalara (uyumsuzluklara) neden olur. Numunenin boyutları küçültülerek bu tutarsızlıklardan kaçınmak mümkündür. Fakat ε ve μ belirlenmediğinden uygun numune ebadını belirlemek zordur.

Avantajları:Hızlıdır ve iterasyon gerektirmez. Dalga kılavuzu ve eş eksenli doğrultu (coaxial line) uygulamalarına uyumludur.

Dezavantajları: Yarım dalga boyunun katlarına uygun frekanslarda uyumsuzluklar görülür. Ancak küçük ebatlı numunelerle çalışılabilir. Düşük kayıplı malzemeler için uygun değildir.

3.5.2. NIST Iterative Metodu

Bu metot Newton- Raphson köklerini bulma metodudur. Sadece elektriksel geçirgenliği hesaplamaya uygundur. İletim ve yansıma parametrelerini hesaplamak için numunenin S-parametrelerinin dördünden (S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22}) ya da bir çiftinden (S_{11}, S_{21}) faydalanılır. Başlangıç tahmini iyi yapılırsa metot iyi çalışır. Bu metot NRW metodundaki yapı boyutundan kaynaklı uyumsuzlukları (pikleri) by-pass eder. Büyük numunelerin ve düşük kayıplı malzemeleri karakterize etmek için uygundur. Şekil 3.6'da NIST Iterative metodu kullanılarak PTFE'nin elektriksel geçirgenliğinin frekansa bağlı değişimi gösterilmiştir.



Şekil 3.6. PTFE numunenin NIST Iterative metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi (www.rohde-schwarz.com).

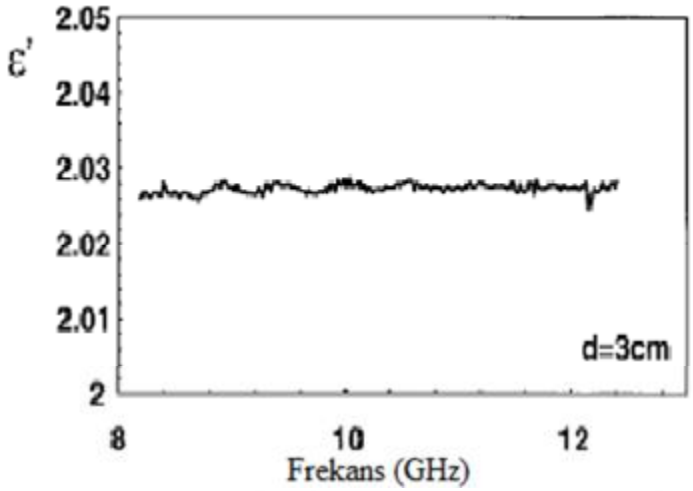
μ_r=1 alınarak yapılan hesaplamada Şekil 3.6'da görüldüğü gibi NRW hesaplamasındaki pikler by-pass edilmiş. Bu metot ile manyetik olmayan malzemelerin parametreleri dönüştürülebilir.

Avantajları: Düzgün elektriksel geçirgenlik sonuçları elde ediliyor ve materyal boyutlarına bağlı sapmalara rastlanmıyor. Malzemenin keyfi büyüklükteki numunesi kullanılabiliyor. Sonuçlar kesin. Düşük ve yüksek kayıplı malzemeler için güçlü bir metottur.

Dezavantajları: Sadece elektriksel geçirgenlik ölçümlerine uygulanabilir. Elektriksel geçirgenlik değerinin başlangıç değer tahminine ihtiyaç duyar.

3.5.3. Iteratif Olmayan Metot

Farklı bir formülasyon dışında NRW metoduna çok benzerdir. μ_r=1 alarak malzemelerin elektriksel geçirgenliğini hesaplamak için uygun bir yöntemdir. Yansıma ve iletim sabitini hesaplamak için, numunenin S-parametrelerinden faydalanır. Metot, keyfi numune ebadında ve geniş bir frekans aralığında kararlı olmasının avantajına sahiptir. Başka ölçümlere kolayca genişletilebilir. NRW metodundaki sapma değerlerinin hiç birine rastlanmaz.



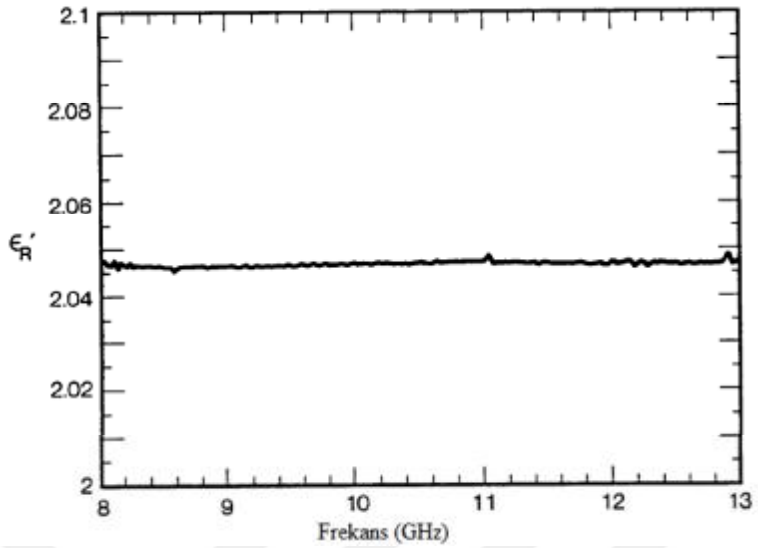
Şekil 3.7. PTFE numunenin Iteratif olmayan metot kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi (www.rohde-schwarz.com)

Avantajları: Elektriksel geçirgenlik ile ilgili başlangıç değer tahminine ihtiyaç duymaz. Herhangi bir iterasyon hesabı yapmaz. Düzgün ve kesin sonuçlar vermektedir. Keyfi numune boyutları kullanılabilir. Oldukça hızlı işlem yapar.

Dezavantajları: Sadece elektriksel geçirgenlik hesabı yapabilir.

3.5.4. Kısa Devre Hattı (Short Circuit Line-SCL)

Hesaplamasını NIST iterasyon metodunda olduğu gibi, Newton-Raphson nümerik yaklaşımını kullanarak yapar. Yalnızca elektriksel geçirgenlik hesabı yapmak için uygundur. Yansıma parametresini hesaplamak için sadece S_{11}'den faydalanır. Metot kesin sonuç elde etmek için iyi bir başlangıç değer tahminine ihtiyaç duyar. Aynı zamanda iyi bir ölçüm için numunenin boyutlarının ve pozisyonunun sisteme girilmesi gerekir.



Şekil 3.8. PTFE numunenin SCL metodu kullanılarak elde edilmiş elektriksel geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi (www.rohde-schwarz.com)

Avantajları: Düzgün bir elektriksel geçirgenlik değeri vermesi, numune ebatlarının keyfi ölçüde olabilmesi, hatta düşük kayıplı materyallerde uzun numunelerin tercih edilmesi ve uyumsuzlukların gözlenmemesidir.

Dezavantajları: Başlangıç tahmin değerlerine ihtiyaç duyması, iteratif işlem tapması ve numunenin tam boyutlarının sisteme girilmesine ihtiyaç duyulmasıdır

3.6. Üretim ve Ölçümde Kullanılan Cihazlar, Ölçüm Süreci

Bakışımsız meta malzemelerin üretimi oldukça hassas ve dikkat edilmesi gereken süreçtir. Bunun nedeni yüksek frekanslarda dolayısı ile küçük dalga boylarında çalışmalar yapılmasıdır. Üretilecek periyodik yapıda oluşabilecek uygun olmayan tasarım hataları ölçüm sonuçlarının, simülasyon sonuçlarına uymamasına neden olacaktır. Simülasyonlarda ortam yansımaları olmadığı, fakat ölçümlerin yankısız odada yapılamadığından dolayı zaten azda olsa bir uyuşmazlık söz konusudur, dolayısı ile üretilecek yapıda hassasiyete dikkat edilmemesi bu uyuşmazlığı derinleştirecektir.

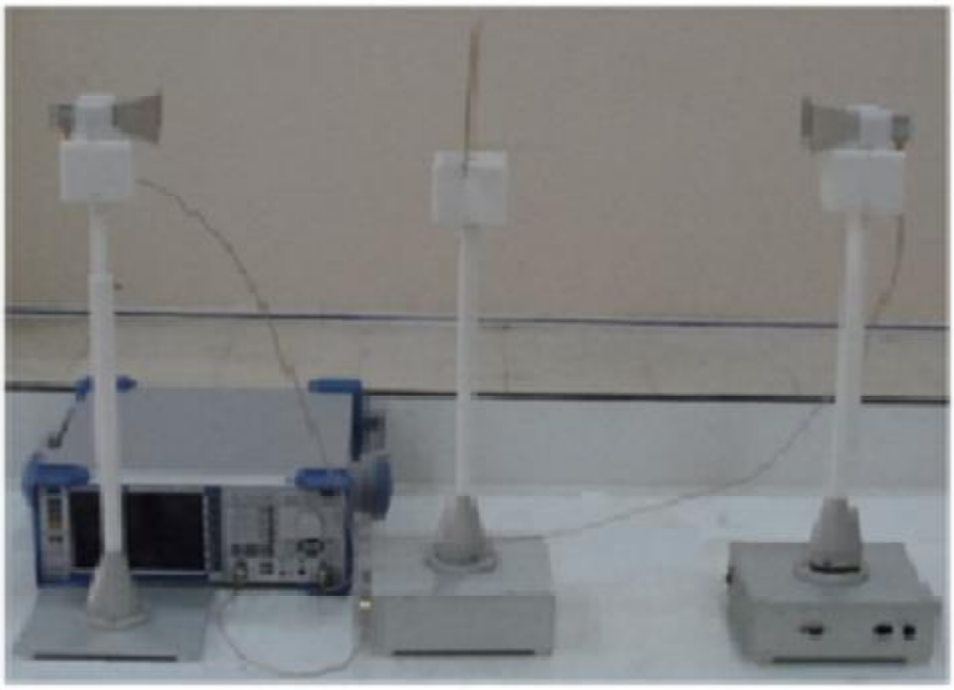
Bakışımsız meta malzemeler üzerinde mikrodalga baskı devre tasarlanabilecek FR4 taban malzemesi üzerine dizayn edilecektir. FR4'ün tercih edilme nedeni ucuz, kolay ulaşılabilir ve nispeten az kayıplı olmasından

kaynaklanmaktadır. Rogers Duroid malzemeler daha hassas üretimlerde (uzay ve askeri amaçlı) çok düşük kayıplarından dolayı tercih edilebilmektedir. Fakat çok pahalı ve ulaşılabilirliği çok düşük olmasından dolayı tercih edilmemiştir. FR4 malzeme üzerine metamalzeme tasarlama işlemi LPKF protomat e33 kazıma cihazı ile gerçekleştirilmiştir. LPKF e33 cihazı A3 kağıdı ebatlarında (11.7" x 16.5") 33000 rpm hızla kazıma yapabilen mekanik çözünürlüğü oldukça düşük olan (0.8 μm) ve 0,005mm tekrarlanabilirliğe sahip olan üstün nitelikli baskı devre cihazıdır. Bu teknik özelliklere sahip cihaz ile bakışımsız meta malzeme tasarımı için şu işlem adımları kullanılmıştır;

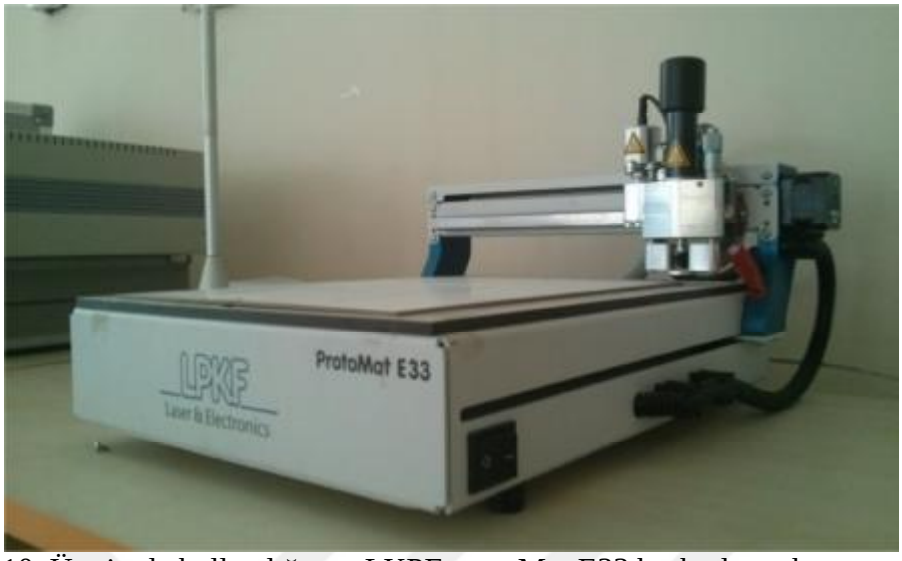
i. CST'de simülasyonu yapılan ve istenilen sonuçlar elde edilen geometriler *dxf dosyası olarak bilgisayar ortamına kaydedilmiştir
ii. Kaydedilen üretim verisi kazıma işleminde kullanılan LPKF protomat kazıma cihazının yazılımı ile uyumu sağlanmıştır.
iii. Kazıma tekniği ile üretilecek bakışımsız meta malzemenin FR4 üzerinde dizaynı için uygun kazıma ucu seçilmiştir.
iv. Kazıma işlemi başlatılmış ve sonrası ortaya çıkan üretim hataları lokal düzenlemeler ile giderilmiştir.

Bakışımsız metamalzemelerin üretimi sonrasında ölçümlerinin gerçeklenmesi Agilent Keysight PNA serisinin 43,5GHz frekans aralıklı network analizörü ile sağlanmıştır. Bu cihaz çok önemli yazılım ve donanım özelliklerine sahiptir. Çıkılabilen frekans maksimum değeri açısından tez çalışmamızda sınırlarımızı kaldırmıştır. Bu cihaz 127dB dinamik aralığı, 13dBm güç çıkışı ile tez çalışmalarında kolaylıklar sunmuştur. Dış etkenlerden saçılmayı azaltmak amacı ile ölçümlerde antenlerin çevresine ve ölçüm yapılan masaya küçük sinyal emici malzemeler konulmuştur. Ayrıca duvarlardan ve yansıtıcı olma ihtimali olan malzemelerden uzak tutularak ölçüm gerçekleştirilmiştir. Bu antenler kullanılarak S11, S21, S22,S12 parametreleri araya ölçüm yapılacak metamalzeme konulmadan ölçüm yapılmıştır ve elde edilen değer daha sonra normalizasyon yapılabilmek için kaydedilmiştir. Bu serbest uzay ölçümlerinden sonra, MUT (material under test) metamalzeme yapı

antenler arasına yerleştirilerek serbest ölçümler tekrarlanmıştır. Elde edilen sonuçlar, malzeme yokken elde edilen ölçüm sonuçlarına göre normalize edilerek, ortamda istenmeyen saçılmaların etkileri elimine edilmeye çalışılmıştır. Son normalize değerleri (S11, S21,S22,S12) artık antenler arasında kalan malzemenin elektromanyetik özelliklerini elde edilmesi için uygun değerlerdir. Bu değerler malzeme özelliklerini elde etmek amacı ile Nicolson Ross Weir (NRW) denklemlerinde yerine konularak, dielektrik katsayısı, manyetik geçirgenlik değerleri ve bakışımsızlık değeri elde edilebilmiştir. Kullanılan cihazın yazılımında bu değerler rahatlıkla elde edilebilecek şekilde bulunduğundan hem cihazdan alınan malzeme parametreleri hem de S parametrelerinden elde edilen ve Matlab'da yazılmış olan kodlardan bu değerler karşılaştırmalı olarak test edilmiştir. Ayrıca fiziksel olarak sonuçların doğruluğu Kramer's Kroning Eşitlikleri kullanılarak da test edilmiştir. Sonuçların Kramer's Kroning eşitlikleri ile doğrulanması amacı ile Matlab kodları yazılmış ve her sonuç bu kodlarla test edilmiştir. Ayrıca CST simülatörü altına yazılmış materyal özellikleri elde etmek için bulunan kodların sonuçları ile Kramers Kroning Eşitlikleri Sonuçları karşılaştırılarak test edilmiştir.

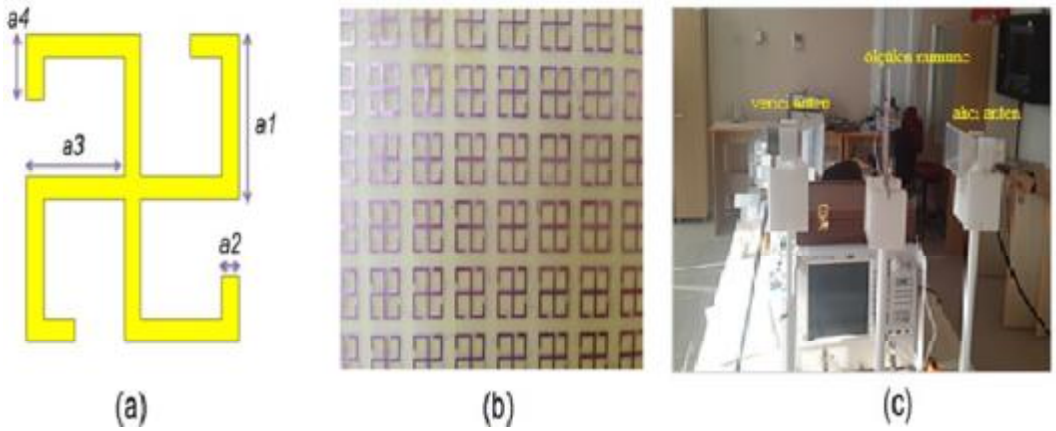


Şekil 3.9. Ölçüm düzeneği: Kullanılan network analiz cihazı ve konik antenler arasına yerleştirilmiş numune



Şekil 3.10. Üretimde kullandığımız LKPF protoMat E33 baskı devre kazıma cihazı

Ölçümler yukarıda bahsedilen metotlardan serbest uzay metodu kullanılarak yapılmıştır. Burada öncelikle network analiz cihazının deneylerde ölçüm yapılan frekans aralıklarında kalibrasyonu yapılmıştır. Kalibrasyon için cihazın uçları kısa devre, açık devre ve bilinen bir yüke göre kalibre edilmiştir. Kalibre özellikleri kaydedilerek her ölçüm için ayrı kalibrasyon ihtiyacı kalmamıştır. Kalibrasyonun ardından cihaza ölçüm yapılacak frekans bant aralıklarına uygun iki anten bağlanmıştır. Antenler geniş bant ölçümleri (2-18 GHz frekansları arası referans alınmıştır.) gerçekleştirilebilmesi amacı ile network analiz cihazı ile konik antenlerden Şekil 3.11. c'de görülen düzenek hazırlanmıştır.



Şekil 3.11. a) Tasarlanan gamadion yapı. b) Baskı devre yöntemiyle üretilen meta malzeme. c) Ölçümün yapıldığı ortam ve ölçüm düzeneği.

4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

4.1. Teorik Analiz

Bakışımsız bir numunenin sıra dışı özelliklerini sistematik olarak analiz etmek için, materyal özelliklerinin malzemenin iletim ve yansıma sabitlerini etkileme potansiyelleri incelenmiştir. Çalışmanın bu kısmında, Şekil 4.1'de de görüldüğü gibi materyal özelikleri ve kalınlık değişkenleri atanmıştır. Şekil 4.1'deki makroskopik numune bakışımsız meta malzeme olarak kabul edilmiştir. TE ve TM olarak polarize olmuş, tek renkli ve boş uzaydan gelen düzlem EM dalgayı göz önüne alınmıştır. Bu elektromanyetik dalga bakışımsız ortam üzerine uygulanmıştır. Hesaplamada kapsamında zamana bağlık esas alınmış olup, çalışma boyunca bu durum geçerli olmuştur.

Bakışımsız bir ortamda Maxwell'in rotasyon denklemlerinden elde edilen dalga denklemi;

$$\vec{\nabla} x \vec{\nabla} x \vec{\varphi} - 2\omega\mu\kappa \vec{\nabla} x \vec{\varphi} - k^2 \vec{\varphi} = 0 \tag{4.1}$$

(4.1) denkleminde κ göz önüne alınan bakışımsız numunenin bakışımsızlığı, k dalga vektörü ve $\vec{\varphi}$ dalganın alanıdır. $\vec{\varphi}$'nin, p doğrultusunda yöneldiği ve alanın q ve r gibi biri birine dik iki doğrultu boyunca yönelmiş bileşenlerden oluşuğu düşünülürse,

$$\vec{\varphi} = (q\overrightarrow{a_q} + r\overrightarrow{a_r})e^{kp} \tag{4.2}$$

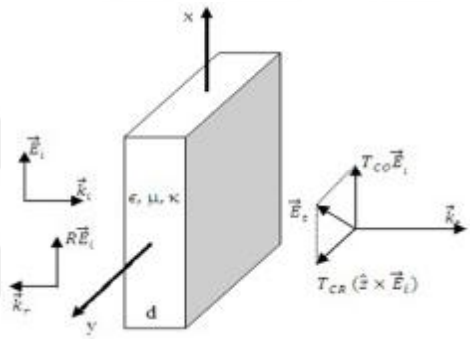
Dalga vektörünün sola dairesel polarize olmuş (LCP) ve sağa dairesel polarize olmuş (RCP) bileşenleri $k_{LCP,RCP}$, (4.1) ve (4.2) denklemleri kullanılarak belirlenir.

$$k = -jk_{LCP,RCP} = -j\left[\omega\mu\kappa \pm \sqrt{\omega^2\mu\hat{I} + (\omega\mu\kappa)^2}\right] \tag{4.3}$$

Gelen, yansıyan ve iletilen dalgaların açıları arasındaki ilişki Snell yasasıyla elde edilir.

$$k_i \sin\alpha_i = k_R \sin\alpha_R = k_L \sin\alpha_L = k_t \sin\alpha_t \,;\; \alpha_i = \alpha_r \tag{4.4}$$

Burada α_i gelme açısı, α_r yansıma açısı ve α_R/α_L iletilen dalganın sağa ve sola polarize olmuş bileşenleridir. Gelen, yansıyan ve iletilen EM dalga bileşenleri için üç bölge belirlenmiştir.



Şekil 4.1. Bakışımsız numunenin iletilen ve yansıyan dalga bileşenlerinin şematik gösterimi

I. Bölge: Bu bölge EM dalganın geldiği bölge, yani boş uzaydır. Şekil 4.1'e göre TE ve TM'nin keyfi bir bileşenine sahip gelen bir alan şöyle yazılır;

$$E_i = (E_0^{TM}.\boldsymbol{u_{TM}} + E_0^{TE}.\boldsymbol{u_{TE}})e^{-jk_t r}.e^{-j\gamma p} \tag{4.5.a}$$

$$H_i = a_p x E_i \tag{4.5.b}$$

Burada E_0^{TM} ve E_0^{TE} gelen dalganın elektrik alan bileşenleri, $\boldsymbol{u_{TM}}$ ve $\boldsymbol{u_{TE}}$, TE ve TM eletrik alan bileşenlerinin doğrultu vektörleri ve k_t dalga vektörünün enine bileşenidir. TE ve TM elektrik alan vektörünün paralel ve dik bileşenlerini belertir. Yansıyan elektrik (**E_r**) ve manyetik (**H_r**) alan vektörleri şöyledir:

$$E_r = (E_r^{TM}\boldsymbol{u_{TM}} + jE_r^{TE}\boldsymbol{u_{TE}})e^{-jk_T r}e^{j\gamma p} + (E_r^{TE}\boldsymbol{u_{TE}} + jE_r^{TM}\boldsymbol{u_{TM}})e^{-jk_T r}.e^{j\gamma p} \tag{4.5.c}$$

$$H_r = -a_p x E_r \tag{4.5.d}$$

Bu ifadede E_r^{TM} ve E_r^{TE} yansıyan elektrik alan bileşenleridir. (4.5.c) de elektrik alan sağa ve sola dairesel polarize olmuş bileşenleriyle gösterilmiştir.

II. Bölge: Bakışımsız ortama iletilen dalganın da hem pozitif hem de negatif yönde yayılan RCP ve LCP gibi iki bileşeni vardır. Bu yüzden bakışımsız ortamda iki tane dalga vardır. Bunlardan biri ortama gelen dalga ile aynı yönde, diğeri ise gelen dalganın tersi yönde yayılır. Böylece bakışımsız numunedeki toplam elektrik alan şöyle ifade edilebilir;

$$E^+ = (A_L^{TM}u_{TM} + jA_L^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_L p} + (A_R^{TM}u_{TM} - jA_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_R p} + (jA_L^{TM}u_{TM} - jA_L^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_L p} + (jA_R^{TM}u_{TM} + A_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_R p} \tag{4.6.a}$$

$$E^- = (B_L^{TM}u_{TM} - jB_L^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_L p} + (B_R^{TM}u_{TM} - jB_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_R p} + (-jB_L^{TM}u_{TM} - B_L^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_L p} + (-jB_R^{TM}u_{TM} - B_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_R p} \tag{4.6.b}$$

Burada A_L^{TM}, A_L^{TE}, A_R^{TM}, A_R^{TE} ve B_L^{TM}, B_L^{TE}, B_R^{TM}, B_R^{TE} bakışımsız numunelerin elektrik alanının genlikleridir. Aynı zamanda *L*, *R*, TM and TE indisleri sırayla, sola polarizasyon, sağa polarizasyon elektromanyetik dalganın enine manyetik ve enine elektrik alan bileşenleridir. Bakışımsız ortamda **H** alan bileşenleri şöyle ifade edilir:

$$H^+ = a_p x(Y_L^{TM}A_L^{TM}u_{TM} + jA_L^{TE}u_{TE}Y_L^{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_L p} + a_p x(Y_R^{TM}A_R^{TM}u_{TM} - jY_R^{TE}A_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_R p} + a_p x(jY_L^{TM}A_L^{TM}u_{TM} - Y_L^{TE}A_L^{TE}u_{TE}Y_L^{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_L p} + a_p x(jY_R^{TM}A_R^{TM}u_{TM} + Y_R^{TE}A_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{-j\gamma_R p} \tag{4.6.c}$$

$$H^- = -a_p x(Y_L^{TM}B_L^{TM}u_{TM} - jY_L^{TE}B_L^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_L p} - a_p x(Y_R^{TM}B_R^{TM}u_{TM} - jY_R^{TE}B_R^{TE}u_{TE})e^{jk_T r}e^{j\gamma_R p} + a_p x\left(jY_L^{TM}B_L^{TM}u_{TM} - Y_L^{TE}B_L^{TE}u_{TE}\right)e^{-jk_T r}e^{j\gamma_L p} - a_p x(-jY_R^{TM}B_R^{TM}u_{TM} + Y_R^{TE}B_R^{TE}u_{TE})e^{-jk_T r}e^{j\gamma_R p} \tag{4.6.d}$$

Burada Y_L^{TM} , Y_L^{TE} , Y_R^{TM}ve Y_R^{TE} bakışımsız ortamın farklı elektrik alan bileşenlerine karşı empedanslarıdır. **H** alanı hem RCP hem de LCP bileşenlerinden oluşmaktadır.

III. Bölge: Üçüncü bölgede de elektromanyetik dalga hem TE hem de TM terimleriyle tanımlanır. Üçüncü bölge tıpkı birinci bölge gibi boş bir ortamdır. Böylece iletilen dalga şöyle yazılır;

$$E_t = (E_t^{TM}u_{TM} + jE_t^{TE}u_{TE})e^{-jk_Tp}e^{-j\gamma(z-d)} + (jE_t^{TM}u_{TM} + E_t^{TE}u_{TE})e^{jk_Tp}e^{-j\gamma(z-d)} \quad (4.7.a)$$

$$H_t = a_p x(Y^{TM}E_t^{TM}u_{TM} + jY^{TE}E_t^{TE}u_{TE})e^{-jk_Tr}e^{-j\gamma(z-d)}a_p xjY^{TM}E_t^{TM}$$
$$u_{TM}e^{jk_Tr}e^{-j\gamma(z-d)}\left(+Y^{TE}E_t^{TE}u_{TE}e^{-jk_Tr}e^{-j\gamma(z-d)}\right) \quad (4.7.b)$$

Burada Y^{TM} , Y^{TE} boşluğun empedansı; E_t^{TM} ve E_t^{TE} de elektrik alanın TM ve TE bileşenleri ve d ise numunenin kalınlığıdır. Boşluktaki bakışımsız yapının analizine göre, ara yüzeylerde z=0, z=d sınır koşullarına ihtiyaç duyulur. Böylece bütün bölgelerde alanlar arası ilişkiler Maxwell denklemlerinden elde edilen sınır koşullarını kullanarak kolayca hesaplanabilir.

4.2. Nümerik Sonuçlar

Bu kısımda, 4.1 bahsedilen teorik bilgileri kullanarak yansıma ve iletim katsayılarının hesaplamaları yapılmıştır. Düzlem dalga uygulayarak hem TE hem de TM durumları için incelemeler yapılmıştır. TM(TE) gelme durumu için iletilen dalga TM(TE) olduğunda doğrudan (co-polar iletim), TM(TE) gelme durumu için, elde edilen iletimde TE(TM) ise çapraz (cross-polar) iletim olarak tanımlanmıştır. Buna göre doğrudan ve çapraz iletimler incelenmiştir. Elektromanyetik sinyalin iletimini ve yansımasını etkileyen bakışımsızlık sabiti, numunenin kalınlığı, dielektrik sabiti ve düzlem dalganın gelme açısı gibi parametreler vardır. Yapılan çalışmada, makroskopik numunenin bu dört parametresinin iletim ve yansıma sabitlerine etkisi detaylı olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar da bu bulgulara göre

değerlendirilmiştir. Bu inceleme, hem teorik olarak hem de CST MWS® simülasyon programında tasarlanan SRR'lerin uygun verilerle optimizasyonu yapılarak teorik bir ortam yaratılmasıyla analiz edilmiştir. Elde edilen bu ortamın analizi bulk ortamın nümerik sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

4.2.1. Bakışımsızlığın İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi

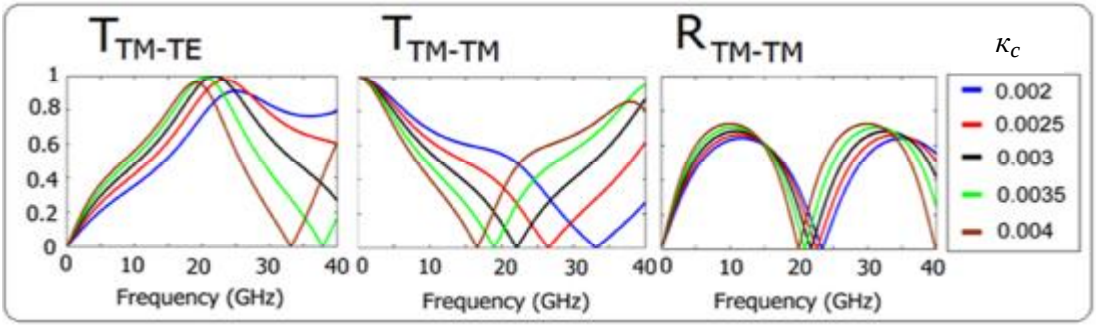
Ortam boyunca gelen dalganın polarizasyonunu etkileyen parametrelerden biri bakışımsızlıktır. Önceki çalışmalar kısmında da bahsedildiği gibi, bakışımsızlığın polarizasyon döndürme etkisi sağlayan temel bir parametre olduğu iyi bilinmektedir. Gelinen ortam (birinci bölge) ve geçilen ortam (üçüncü bölge) serbest uzaydır ($\mu_i = \mu_t = \mu_0,\ \varepsilon_i = \varepsilon_t = \varepsilon_0$) ve bakışımsız numune olarak ele alınan bulk dilimin ortam parametreleri, $\varepsilon_c = 4\varepsilon_0,\ \mu_c = \mu_0,\ d = 3\,mm$ dir.

Burada seçilen bakışımsızlık değerlerinin kırılma indisi üzerine etkisi ihmal edilebilecek kadar küçük değerlerdir. Yani $|\kappa| \leq \sqrt{\varepsilon/\mu}$ koşulunu sağlamalıdır. Burada ε ve μ sırasıyla ortamın elektriksel geçirgenliği ve manyetik geçirgenliğidir. Elektrik ve manyetik alanlar arasında yeterli çiftlenim elde etmek için en uygun değerler seçilir. İletilen dalgaların polarizasyon dönmesine κ_c 'nin küçük bir değerinin bile belirgin bir etkisi olduğu (Jaggard, D., ve ark. 1989.; Sabah, C., ve Uckun, S. 2006; Jaggard, L.D., ve ark. 1979; Engheta, N. Ve Jaggard, L.D. 1988) referanslarında vurgulanmıştır. Yine de seçilmiş optimize bir bakışımsızlık değeri için yansıma ve iletimde rezonans frekanslarına göre bir simetri vardır. Fakat bu simetri farklı bakışımsızlık değerleri için kaybedilebilir (Sabah, C., ve Uckun, S. 2006). Şekil 4.2'de bakışımsızlığın farklı değerleri için yansıma ve iletimin frekansa bağlı değişimi gösterilmiştir.

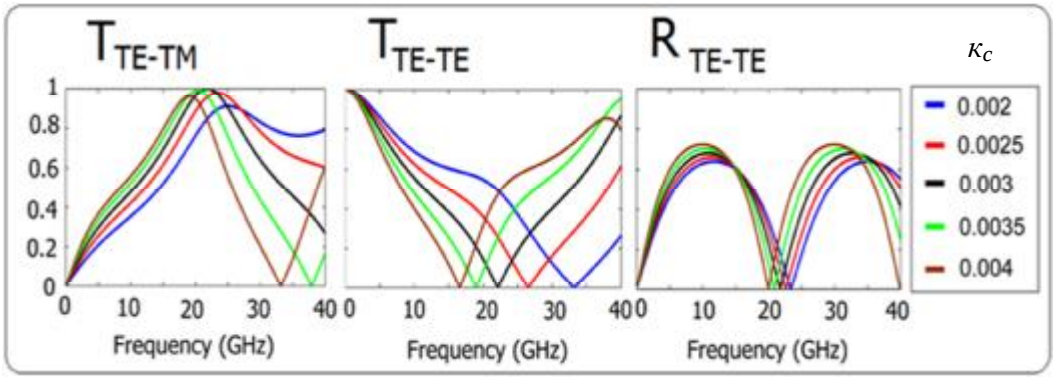
Denklem 4.3'e göre, frekans ve bakışımsızlığın ters orantılı olduğu dikkate alınırsa, bakışımsızlığın artması, rezonans frekansının aşağı kaymasını (azalmasını) sağlar. Ortamda bakışımsızlığın değişmesi alan bileşenlerini etkiler ve tersi olarak frekansın değişmesi bu etkilenmeyi dengeler. Böylece önerilen konfigürasyon kullanılarak yarı bant geçişli EM filtre yansıyan dalga için faydalı bir uygulama olabilir. Dahası, bu yapı bütün bakışımsızlık parametreleri için, iletilen dalgaların

rezonans frekansında geniş bant polarizasyon döndürmesi gerçekleştirdiği gözlenmiştir.

Bakışımsızlığın frekansa bağlı değişmesiyle TE iletim sabitinde, κ_c*=0,0030* bakışımsızlık değeri için 22,1 GHz frekansında ve κ_c*=0,0035* bakışımsızlık değeri için 20,4 GHz frekansında TM'den TE'ye tam polarizasyon dönmesi elde edilmiştir (optik aktivite ve polarizasyon dönmesi %100 verim ile gerçekleşmiştir.). TE'den TM'ye dönüşüm, bakışımsız numunenin ön ve arka yüzeyi simetrik olduğundan, aynı frekans değerinde gözlendi. Bunun yanında, TM yansıma sabitinde κ_c*=0,0030* bakışımsızlık değeri için 22,1 GHz frekansında tam yansımasızlık gözlendi(Şekil 4.2). TE gelme durumunda, TM iletim sabitinde, κ_c*=0,0035* bakışımsızlık değeri için 20,4 GHz frekansında ve κ_c*=0,0030* bakışımsızlık değeri için de 22,1 GHz frekansında tam bir polarizasyon dönmesi elde edildi. Numunenin diğer bütün bakışımsızlık değerlerinin hepsi TM gelme durumu ile aynıdır. TE yansıma sabitinde, κ_c*=0,0030* bakışımsızlık değeri için de 22,1 GHz frekansında yansımasızlık olgusu da gözlendi (Şekil 4.3). Burada hem TE hem de TM gelme durumu için aynı frekans ve bakışımsızlık değerinde iletim ve yansımasızlık gözlenmiştir. Buradan da seçilen özelliklere sahip numunenin κ_c*=0,0030* bakışımsızlık ve 22,1 GHz frekans değerinde hem TE hem de TM gelen dalgayı yansıtmayacağı yargısına varılmıştır. Buradaki yansımasızlık olgusu, bakışımsız numunenin homojen olmayan karakterinden kaynaklanmaktadır. Bunun, hem TE hem de TM gelme durumunda, materyalin empedans eşleşmesinden kaynaklı yansımasızlık sağlaması için iyi bir yöntem olduğu bilinmektedir.



Şekil 4.2. TM gelme durumunda, $\varepsilon_r = 4$, $d = 3\,mm$ sabit değerleri için, TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin farklı bakışımsızlık değerlerinde frekansa bağlı değişimi.

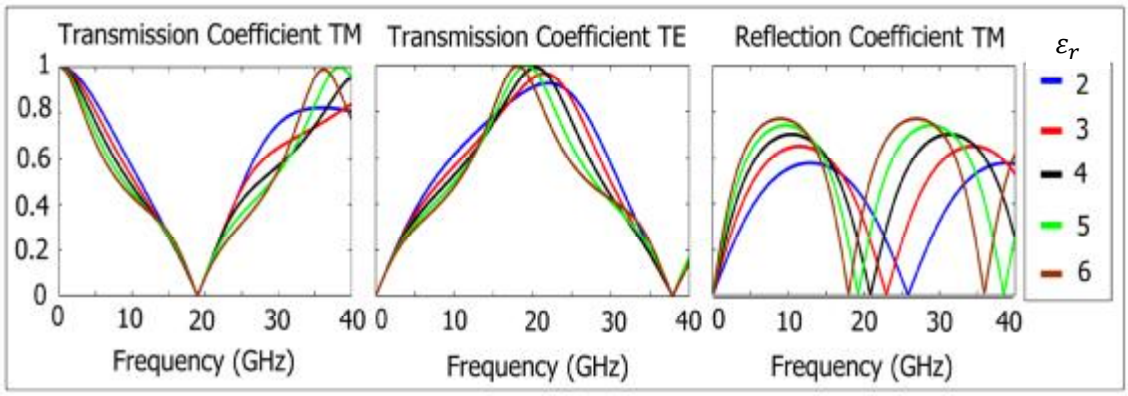


Şekil 4.3. Saçılmanın olmadığı durumunda TE gelen sinyalin $\varepsilon_r = 4$, $d = 3\,mm$ sabit değerleri ve çeşitli bakışımsızlık değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.

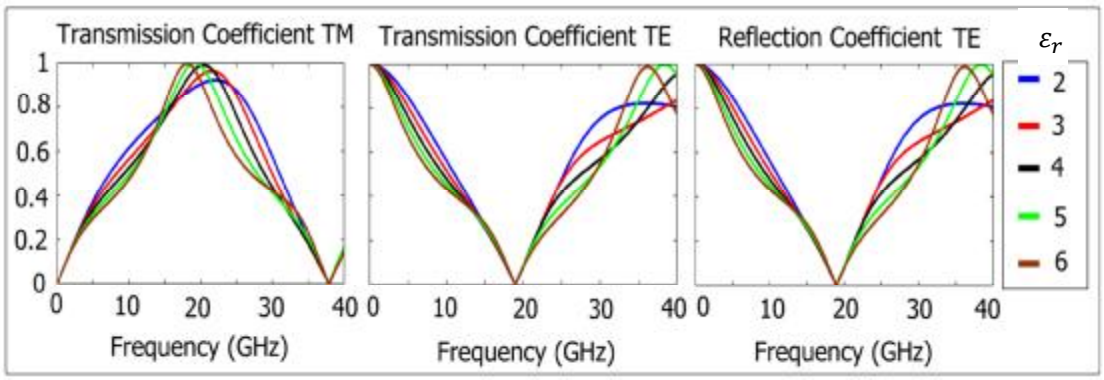
4.2.2. Dielektrik Sabitinin İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi

Ortamda TM/TE gelen dalgaların yayılmasını etkileyen parametrelerden biri de bakışımsız numunenin dielektrik sabitidir. Bulk numunenin serbest uzayda bulunduğunu varsayılmıştır. Dolayısıyla, elektromanyetik dalganın geldiği ve geçtiği ortam serbest uzaydır. Ortam parametreleri, $\mu_i = \mu_t = \mu_0$, $\varepsilon_i = \varepsilon_t = \varepsilon_0$, $\kappa = 0{,}003$, $\mu_c = \mu_0$, $d = 3\,mm$. Numunenin dielektrik sabitinin değişimiyle, yansıyan dalga için yarı-bant geçişli EM filtre özelliği gösterdiği, bir önceki kısımda da olduğu gibi her iki polarizasyon için de gözlenmiştir. Gelen EM dalga hiçbir çapraz polarize alan bileşenine sahip değilken, rezonans frekansında (20 GHz civarında) TE-TE ya da TM-TM (doğrudan) iletim sıfır ve TM-TE ya da TE-TM (çapraz iletim) yüksek bir pik sergilemiştir (çok düzgün ya da düzgüne yakın). Buradan, bahsedilen frekansta, geniş aralıklı iletim pikinin ve tam polarizasyon dönmesi olgusunun gerçekleştiği anlamı çıkmaktadır. Sonuçta düzenlenen bakışımsız yapı dielektrik sabiti değişimine karşı, olukça duyarlı olduğu gözlenmiştir. Bu özelliğinden dolayı malzemeye dizayn, optimizasyon ve üretim sürecinde esneklik sağlayan bir artı değer gibi bakılabileceği yargısına varılmıştır.

Başka önemli bir olgu yansımasızlıktır. Yansımasızlık, TE ve TM yansıma katsayıları grafiğinde, hem TE hem de TM gelme durumunda $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ dielektrik sabiti için, yaklaşık 20 GHz frekansı civarında gözlenmiştir. (Şekil 4.4 ve Şekil 4.5).



Şekil 4.4. Saçılmanın olmadığı durumunda TM gelen sinyalin κ_c=*0,003*, $d = 3\,mm$ sabit değerleri ve çeşitli dielektrik sabiti değerleri için TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.



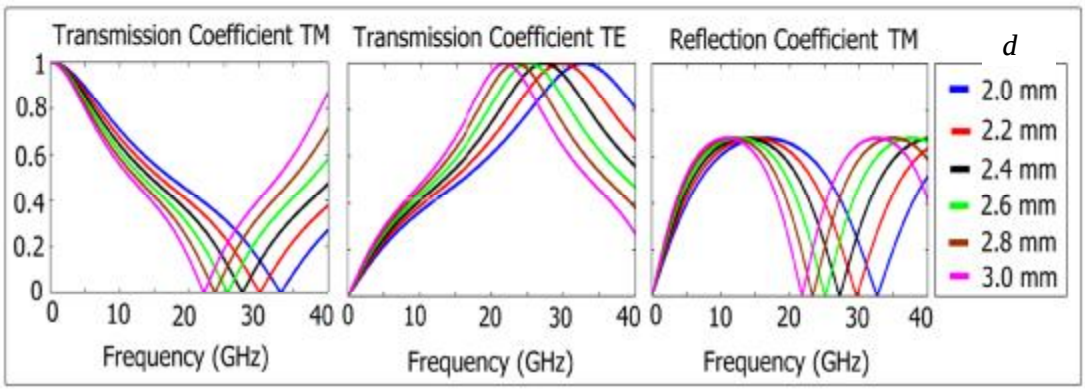
Şekil 4.5. Saçılmanın olmadığı durumunda, TE gelen sinyalin κ_c=*0,003*, $d = 3\,mm$ sabit değerleri ve çeşitli dielektrik sabiti değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.

4.2.3 Numunenin Kalınlığının İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi

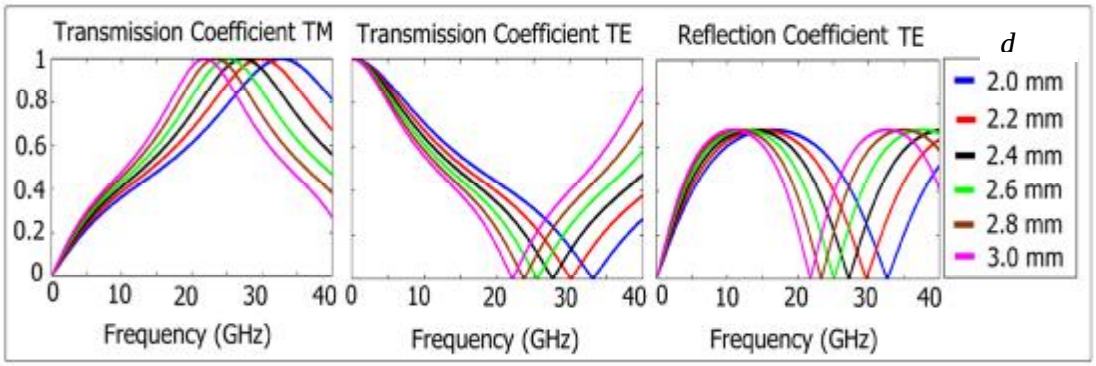
Bu kısımda, numune kalınlığının yasıma ve iletim üzerine etkisi analiz edilmiştir. Önceki kısımda olduğu gibi, sinyalin geldiği ve geçtiği ortam serbest uzaydır. Bakışımsız numunenin parametreleri ise, bakışımsızlık κ_c=*0,003*, dielektrik sabiti için $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ ve manyetik geçirgenlik $\mu_c = \mu_0$ olarak alınmıştır. Yansıyan dalga için yarı-yansımalı bant-geçişi ve iletilen dalga için polarizasyon dönmesi, kalınlığın değişimine bakılmaksızın gerçekleştiği gözlenmiştir. Numune kalınlığının artması, rezonans frekansının aşağı kaymasına (rezonansın daha düşük frekansta olmasına) neden olduğu görülmüştür. İletilen sinyal için tam polarizasyon dönmesi (tam yansımasızlık özelliği) seçilen parametre değerleri için ve farklı kalınlık değerlerinde

rezonans frekanslarda gerçeklemektedir. Rezonansın spektral konumu bakışımsız numunenin kalınlığı ile ters orantılı olduğu görülmüştür. TM-TE ve TE-TM mükemmel dönüşümler TE ve TM iletim grafiğinde kalınlığın her bir farklı değeri için sağlanmıştır. Bu bakışımsızlıktan kaynaklanmaktadır. TM ve TE gelme durumunda, doğrudan iletim sabitleri farklı kalınlıklar için tamamen aynı iletim değerlerine sahip olduğu görülmüştür. Aynı zamanda doğrudan iletim kat sayıları, hem TE hem de TM gelme durumu için, aynı frekans değerlerinde sıfıra düşmüştür.

Bununla beraber, yansımasızlık frekans aralığı her bir kalınlık değeri için TE ve TM yansıma sabiti grafiklerinde gözlenmiştir. Kalınlık değeri artırılırken çapraz yansıma sabiti grafiğinde rezonans frekans değerleri aşağı kaymıştır. Maksimum iletim ve yansıma sabitleri grafiklerinde genlikler ve bant genişlikleri yaklaşık olarak eşit olduğu gözlenmiştir. TE gelme durumunda çapraz yansıma sabitinin bütün frekans aralığında yaklaşık olarak sıfır olduğu ve doğrudan yansıma sabiti TE ve TM gelme durumlarının ikisi için de frekans değerlerinin yalnızca bazıları için yaklaşık olarak sıfır oldu görülmektedir (Şekil 4.6 ve Şekil 4.7).



Şekil 4.6. Saçılmanın olmadığı durumunda, TM gelen sinyalin κ_c = 0.003, $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli kalınlık değerleri için TM iletim-yansıma ve TE iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.



Şekil 4.7. Saçılmanın olmadığı durumunda, TE gelen sinyalin κ_c = 0.003, $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli kalınlık değerleri için TE iletim-yansıma ve TM iletim sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.

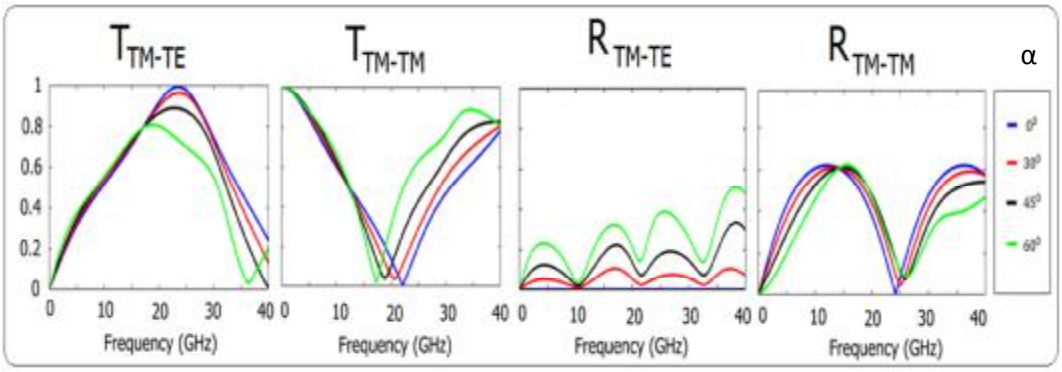
TE ve TM gelme durumunun ikisi için de çapraz polarizasyon yansıma sabitleri farklı kalınlık değerleri için düşüktür. Düşük seviye çapraz polarizasyon yansıma sabiti bakışımsız ortam ve gelen dalganın düşük seviyede etkileşmesinden kaynaklanmıştır. Doğrudan polarizasyon yansıma sabitinin minimum değeri kalınlığın artmasına bağlı olarak azalmıştır.

Sonuçta, düzenlenen malzemede optik aktivite ve yansıma olaylarının yapı kalınlığın değişiminden bağımsız olduğu görülmüştür.

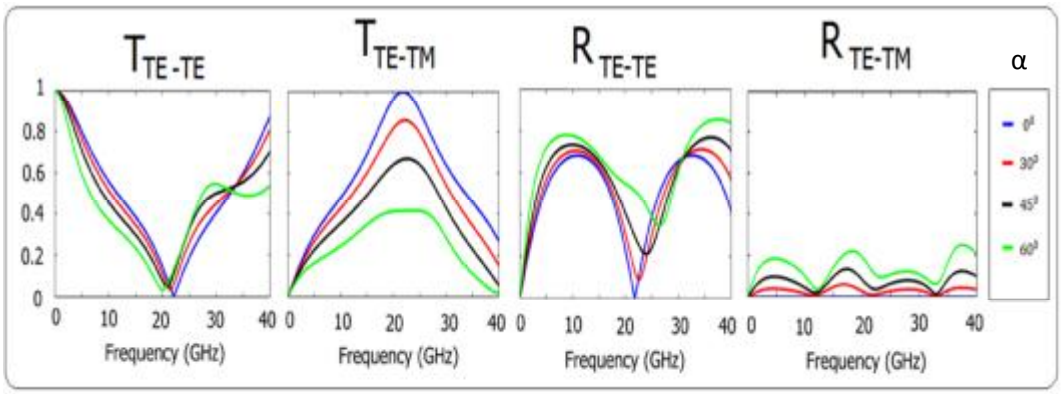
4.2.4 Gelme Açısının İletim ve Yansıma Üzerine Etkisi

Araştırma kapsamında etkisi incelenecek son parametre, EM sinyalin numune üzerine gelme açısıdır. Yine EM dalganın geldiği ve geçtiği ortamın serbest uzay olduğu var sayılmıştır. Bakışımsız numunenin ortam parametreleri, *d=0,30 mm,* κ_c = 0.003 ve $\varepsilon_r = 3\varepsilon_0$ olarak alınmıştır. TE ve TM gelme durumu için, doğrudan polarizasyon iletiminin geçekleşmediği görülmüştür. TE ve TM iletim katsayılarında gelme açısıyla rezonans frekansının ters orantılı olduğu görülmektedir. Bunun yanında, 0^0 ve 30^0 açılarıyla, TM gelen dalga için kesin bir çapraz polarizasyon iletimi gözlenmiştir. Buradan da, TM gelme durumu için, küçük gelme açılarıyla, polarizasyon dönmesi olgusunun gerçekleştiği kanıtlamaktadır. TM gelme durumunda, 0^0 ve 30^0 için 23,4 GHz ve 23,96 GHz frekanslarında yansımasızlık sağlandığı görülmüştür. (Şekil 4.8). Gelme açısının artması, TM gelme durumunda

yansımasızlık olayını engellediği gözlenmiştir. 0^0 gelme açısından başka TE gelme durumu yansımasızlık ve tam polarizasyon dönmesi gözlenmemiştir. Hâlbuki maksimum çapraz polarizasyon iletim değerleri, her bir gelme açısı için yakın frekans değerleridir (21,8 GHz). İletim sabitinin şiddeti, gelme açısına bağlı olarak azalır(Şekil 4.9). Gelme açısı değiştirildiği zaman her iki polarizasyon için de, simetrik ve asimetrik, yarı-yansımalı bant-geçişi olur. Yansımanın simetrisi gelme açısının artmasıyla azalır. Yani küçük frekanslarda TE/TM gelme durumu için doğrudan polarizasyon ve çapraz polarizasyon yansıma sabitleri benzer yansıma özellikleri sergilerken, frekans arttıkça yansıma sabitleri açıkça farklılaşmaya başlar. Çalışılan açı için her iki polarizasyon için de polarizasyon dönmesi gerçekleşir, fakat çapraz polarizasyon iletim pikinin gelme açısına güçlü biçimde bağlı olduğu görülür. TE gelme durumunun pik seviyesi TM gelme durumuna göre daha yüksektir ve açıya bağımlılık daha belirgindir. Yapı, TM gelme durumu için gelme açısının değişimine daha duyarlıdır. Bunun anlamı, TM gelme durumu için pik seviyesine göre istikrarsız bir polarizasyon dönmesi oluyorken, TE gelen sinyal için (tam dönme de dahil) önemli bir polarizasyon dönmesi olur. Yani TM gelme durumu için tam polarizasyon dönmesi küçük açılarla da gerçekleştirilebilir. Bu yüzden düzenlenen yapıda gelme açısı polarizasyon dönmesinde önemli bir rol oynar ve bu yüzden üretim sürecinden önce dizayn ve optimizasyon süreçlerinde gelme açısı dikkate alınmalıdır.



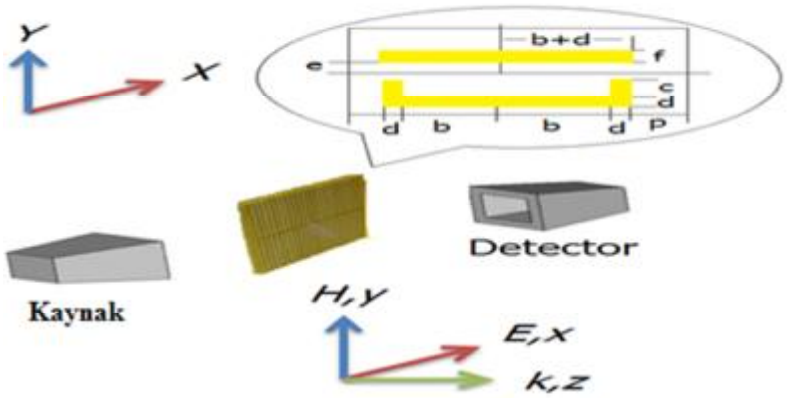
Şekil 4.8. TM gelen sinyalin κ_c = 0.003, d = 0,3mm, ε_r = 3ε_0, sabit değerleri ve çeşitli gelme açısı değerleri için iletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.



Şekil 4.9. TE gelen sinyalin κ_c = 0.003, ε_r = $3\varepsilon_0$ sabit değerleri ve çeşitli gelme açısı değerleri için iletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı değişim grafiği.

4.3. Dikdörtgensel SRR'lerle Analitik Hesaplamaların Kritik Değerleri İçin Bakışımsızlık Optimizasyonu

Bu kısımda birim hücresi Şekil 4.10'da görülen SRR yapı periyodik olarak düzenlenip CMM tasarımı yapılmıştır. CSTMW simülasyon yazılımı kullanılarak CMM analiz edilmiştir. Yapı özellikleri olarak, taban malzemesi için göreli elektriksel geçirgenliği 4,4 olan FR4 seçilmiştir. 0,002 kayıp tanjantı ve kalınlık olarak 0,28mm seçildi. Metalik kısım için, 0,035mm kalınlık ve $5{,}8\text{x}10^7$s/m iletkenliğe sahip bakır seçildi. IQNA(Interpolated Quasi Newton Approach) kullanılarak yapı boyutları parametrik olarak atanıp optimize edildi. Yapının malzemeye genişletilmesi, "back tracking line-search" ve "model-trust region methods" gibi iki farklı metot ile yapıldı. Doğruluk ve s-parametre hataları sırayla 10^{-6} ve 0,01 eşik değerleri ile sınırlandırıldı. Elde edilen simülasyon sonuçları kısım 4.2 deki sonuçlarla kıyaslanmıştır. Çizelge 4.1'den Çizelge 4.4 kadar optimize edilmiş sonuçlar verilmiştir.



Şekil 4.10. Periyodik olarak düzenlenmiş dikdörtgensel SRR ve konik antenler

Çizelge 4.1'de 4.2.1'deki verilerle ilişkili κ_c'nın değişimine karşı SRR boyutları gösterilmiştir. Örneğin polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık olgusu, κ_c=0,003 değeri için 20,4 GHz rezonans frekansında gerçekleşiyor. SRR için gerçekleştirilen uygun boyutlar Çizelge 4.1'de verilmiştir. Bununla beraber bu, çapraz polarizasyon iletim piki ve polarizasyon dönmesinin spektral lokasyonu için bir çeşit doğrulamadır.

Çizelge 4.1. TE/TM ve yansımasızlık durumları için SRR yapının optimize edilmiş değerleri

f (GHz)	K_c	ϵ_r	d	**Status**	**B**	**c**	**d**	**e**	**F**	**P**
20.4	0.0035	4	3	(TE/TM)	1.230	0.900	0.111	0.084	0.061	0.215
22.1	0.003	4	3	Antiref., (TE/TM)	0.538	1.967	0.196	0.192	0.196	0.977
21.8	0.003	4	3	Antireflect (TE/TM)	1.269	1.333	0.123	0.123	0.127	0.123
23.4	0.003	4	0.28	Antireflect (TE/TM)	1.985	1.514	0.237	0.277	0.123	1.1555
25.2	0.003	4	0.26	Antireflect (TE/TM)	0.515	0.713	0.124	0.126	0.052	0.545
27.3	0.003	4	0.24	Antireflect (TE/TM)	1.984	1.985	0.042	0.297	0.295	0.101
29.8	0.003	4	0.22	Antireflect (TE/TM)	0.515	0.726	0.198	0.052	0.198	0.109
23.7	0.003	3	0.3	Antireflect (30^0TM)	0.228	0.426	0.033	0.3	0.115	1.486

Bakışımsızlığın kritik değerleri için SRR yapının boyutlarının optimize edilmiş değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Çizelgedeki değerler kısım

4.2.1'deki sonuçlarla ilişkilidir. Nümerik sonuçlarla simülasyon sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.2. Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de gösterilen, bakışımsızlığın nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR'nin optimize edilmiş boyutsal değerleri.

K	f(GHz)	b(mm)	c(mm)	d(mm)	e(mm)	f(mm)	p(mm)
0.002	25.1	0.538	0.733	0.069	0.081	0.073	0.285
0.0025	23.3	1.962	0.733	0.054	0.196	0.050	0.977
0.003	22.1	0.538	1.967	0.196	0.192	0.196	0.977
0.0035	20.4	1.23	0.900	0.111	0.084	0.061	0.215
0.004	19.1	0.538	0.733	0.050	0.0538	0.053	0.123

Çizelge 4.3 kısım 4.2.2 ile ilgilidir. Bakışımsız numunenin elektriksel geçirgenliği değişirken, SRR boyutlarını gösteriyor. Her dizayn için polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık özelliği vardır. Çizelge 4.3'deki simülasyon sonuçları ve 4.2.2. kısımdaki nümerik sonuçların uyum içinde olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.3. Şekil4.4 ve Şekil4.5 de gösterilen, ortamın elektriksel geçirgenliğinin nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR'nin optimize edilmiş değerleri.

ε	f(GHz)	b(mm)	c(mm)	d(mm)	e(mm)	f(mm)	p(mm)
2	24.7	0.538	0.733	0.054	0.058	0.054	0.123
3	23.5	0.538	1.967	0.192	0.196	0.054	0.977
4	21.8	1.269	1.333	0.123	0.123	0.127	0.123
5	20.3	0.538	1.966	0.200	0.1962	0.054	0.123
6	19.0	1.1538	0.733	0.196	0.0538	0.0538	0.977

Çizelge 4.4, kısım 4.2.3 ilgili bilgileri içermektedir. Bakışımsız numunenin kalınlığının değişimine karşı malzeme boyutlarının uygun değerleri verilmiştir. Bir önceki kısımdaki nümerik sonuçlarla simülasyon sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.4. Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 de gösterilen, kalınlığın nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR'nin optimize edilmiş değerleri.

d(mm)	f(GHz)	b(mm)	c(mm)	d(mm)	e(mm)	f(mm)	p(mm)
2	32.7	1.985	0.713	0.198	0.200	0.199	0.990
2.2	29.8	0.515	0.726	0.198	0.052	0.198	0.109
2.4	27.3	1.984	1.985	0.043	0.297	0.295	0.101
2.6	25.2	0.515	0.713	0.124	0.126	0.0515	0.545
2.8	23.4	1.985	1.514	0.237	0.277	0.123	1.156
3	21.8	0.416	0.515	0.043	0.045	0.043	0.101

Çizelge 4.5, 4.2.4 kısımlarındaki verilerle ilişkilidir ve numune üzerine gelen sinyalin gelme açısının değişimine karşı malzeme boyutları verilmiştir. Bir kez daha, her dizayn parametresi için yansımasızlık ve polarizasyon dönmesi gözlenmiştir. Çizelgelerdeki simülasyon sonuçları ve ilgili kısımlardaki nümerik sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür.

Çizelge 4.5. Şekil 4.8 ve Şekil 4.9 da gösterilen, sinyalin numune üzerine gelme açısının nümerik olarak hesaplanmış kritik değerleri için SRR'nin optimize edilmiş değerleri.

θ(in ^{o})	f(GHz)	b(mm)	c(mm)	d(mm)	e(mm)	f(mm)	p(mm)
0^o	23.4	0.426	0.624	0.043	0.042	0.043	0.104
30^o	23.7	0.228	0.426	0.033	0.3	0.115	1.486
45^o	22.7	0.228	0.327	0.040	0.794	0.843	1.226
60^o	18.8	0.228	0.327	0.040	0.03	0.099	1.486

4.4. Nümerik ve Simülasyon Sonuçlarının Doğruluğu

4.2. kısımdaki nümerik sonuçlar ve 4.3. kısımdaki simülasyon sonuçları karşılaştırıldı. Nümerik hesaplamadan kalınlık, dielektrik sabiti, ortamın bakışımsızlığı parametreleri, d=0,28mm, $\varepsilon_c = 4\varepsilon_0$ ve κ=0,003 olarak alındı. Simülasyonda taban olarak FR4, metalik kısım olarak bakır kullanıldı. birim hücre boyutları, $b = 1.985\,mm$, $c = 1.514\,mm$, $d = 0.237\,mm$, $e = 0.277\,mm$, $f = 0.123\,mm$, ve $p = 1.155\,mm$ olarak belirlendi. Sonuçlar Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık özellikleri gözlenmiştir. 23 GHz frekansı civarında tam polarizasyon dönmesi gözlenmiştir.

şekil 4.11'de de görüldüğü gibi nümerik hesap sonuçları ile simülasyon sonuçları uyum içindedir.

Periyodik dikdörtgensel SRR yapıların dielektrik içine gömülmesiyle elde edilen yapının bakışımsızlık değerleri, lineer olarak polarize olmuş elektromanyetik dalganın bu yapı üzerine uygulanmasıyla elde edilmiştir. Gelen dalgalar bakımından iletilen dalga bileşenleri T_{xy} ve T_{yy} dir sağ ya da sola dairesel polarize olmuş iletilen dalga şöyle hesaplanır:

$$T_{\pm} = T_{yy} \pm T_{xy}$$

Efektif yapısal parametreleri, iletim ve yansıma parametreleri kullanarak yeniden elde etme formülleriyle hesaplanmıştır (Marques, R. ve ark., 2007; Baena, JD. ve ark., 2007; Wang, B. ve ark. 2009.). Bu formüller RCP ve LCP bileşenlerinden efektif ortamın bakışımsızlığını elde etmek için de kullanılabilir.

$$Re(\kappa) = [\arg(T+) - \arg(T-) + 2m\pi]/(2k_0 d)$$

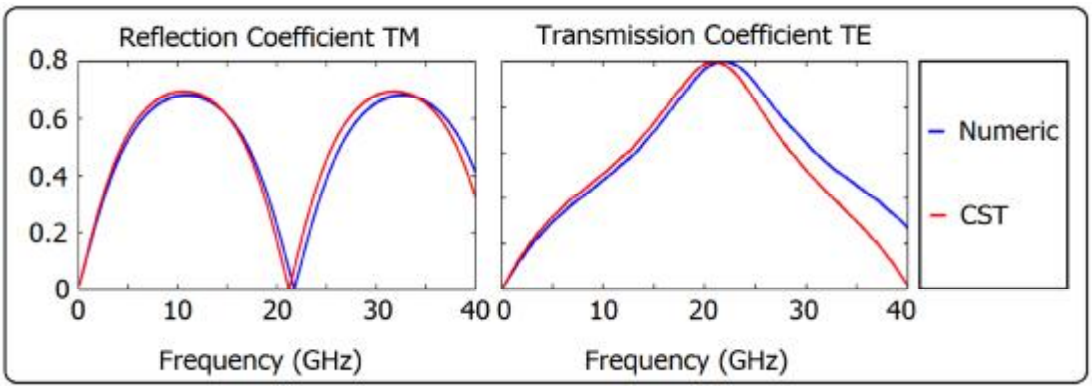
Bakışımsız materyalin efektif bakışımsızlık değeri serbest uzay dalga vektörü (k_0) , bakışımsız yapının kalınlığı (d) ve m tam sayısıyla ifade edilir. T_+ ve T_- değerleri şu şekilde sınırlandırılır:

$$-\pi < \arg(T+) - \arg(T-) + 2m\pi < \pi$$

Bahsedildiği gibi çizelge 4.1'deki analitik yaklaşımla hesaplanan bakışımsızlık değerleri periyodik olarak düzenlenmiş SRR yapı ile gerçekleştirilmiştir. SRR içeriklerinin boyutlarını parametrik değerler olarak tanımlanmış ve optimizasyon için CST Microwave Studio ™ de Interpolated Quasi Newton Approach (IQNA) kullanılmıştır. Bununla beraber SRR'nin optimize edilmiş boyutları kullanılarak, analitik olarak elde edilen her bir sonuç için, ayrı ayrı simülasyon sonuçları elde edilmiştir. Şekil 4.2 den şekil 4.9 a kadar olan şekillerde

gösterilen polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık gibi özellikleri elde etmek için optimize edilmiş gerekli parametreler çizelge 4.1'de gösterilmiştir.

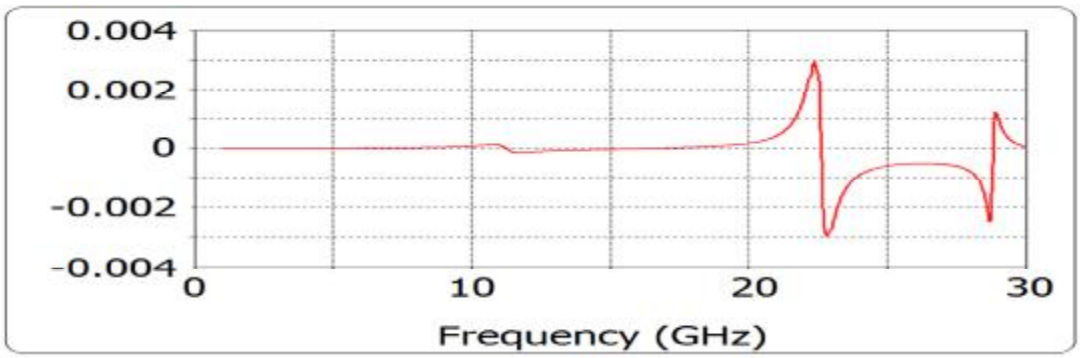
Burada optimize edilmiş SRR bakışımsız meta malzemenin ölçüm sonuçlarıyla, bakışımsız numunenin nümerik sonuçlarını karşılaştırılmıştır. Kalınlık, elektriksel geçirgenlik ve bakışımsızlık değerlerini sırayla; $d=2,8mm;$ $\varepsilon_r=4\varepsilon_0$; ve $\kappa=0,003$ olarak alınmıştır. Bakışımsız numune şekil 4.11'de görüldüğü gibi TM den TE ye polarizasyon dönmesi özelliklerini sergilemiştir. SRR yapının boyutları çizelge 4.1'den seçilmiştir. Bu değerler hem efektif bakışımsızlık hem de göz önüne alınan bulk bakışımsız malzemenin dielektrik sabiti değerlerini sağlamıştır. CST de yapılmış olan SRR yapının simülasyonu ile bakışımsız numunenin nümerik simülasyonları şekil 4.11.'de görüldüğü gibi uyum içindedir. Sonuç olarak, optimize edilmiş değerlere sahip SRR yapı ile göz önüne alınan bulk bakışımsız numunenin, belirlenmiş bir frekansta hem polarizasyon dönmesi hem de yansımasızlık gerçekleştirme konusunda uyum içinde olduğu gözlenmiştir.



Şekil 4.11. TM gelme durumunda, bakışımsız numunenin $d=2,8mm;$ $\varepsilon_r=4\varepsilon_0$; ve $\kappa=0,003$ değerleri için nümerik sonuçları ve SRR yapının CST simülasyonunun TM yansıma ve TE iletim sabitleriyle karşılaştırılması.

SRR meta malzemenin bakışımsızlık değeri, göz önüne aldığımız bulk bakışımsız numune ortamının kritik değerleri ve optimize edilmiş boyutlarını kullanılarak simülasyonunu yapılmıştır. SRR yapının boyutları çizelge 4.3'ten seçilmiştir. Sinyal TM gelecek şekilde ve ortamın elektriksel geçirgenliği $3\varepsilon_0$ olarak alınmıştır. TM den TE ye iyi bir polarizasyon dönmesi sağlamak için

23,5GHz frekansında bakışımsızlığı κ=0,003 olarak hesaplanmıştır (Şekil 4.12). Bu sonuçlar gösteriyor ki, SRR türü meta malzemeler, bulk bakışımsız numune ortamının polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık gibi ilginç özelliklerinin tümünü gerçekleştirmek amacıyla kullanılabilir.



Şekil 4.12. Çizelge 4.3. te gösterilen parametre değerlerine sahip SRR $\varepsilon_r=3\varepsilon_0$ değeri için yapının bakışımsızlığının frekansa bağlı değişimi.

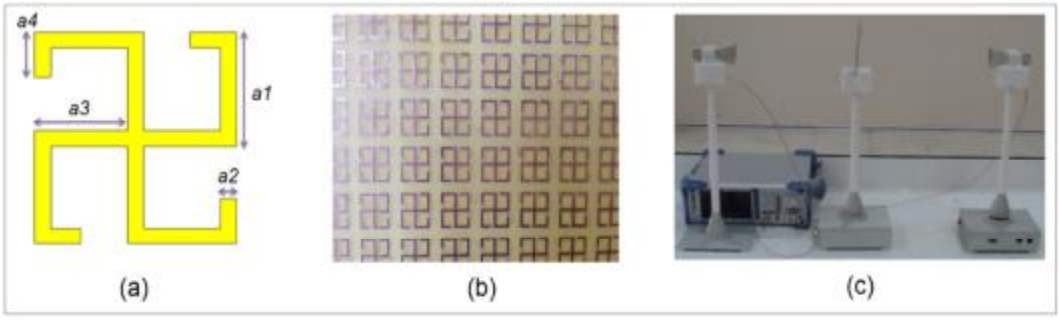
4.5. Geniş Bant Dinamik Bakışımsız Metamalzemelerin Optik Aktivitesinin Deney ve Simülasyonun Düzenlenmesi

Bu kısımda, düzenlenen yapının rezonans davranışı, boşluk ve tel şeritler gibi yapının geometrisine bağlı kapasitif elemanlar aracılığıyla gerçekleştirilmiştir. Geometrik yapının metal şeritleri boşlukları arasındaki elektromanyetik etkileşme, yapının boyutlarıyla oynayarak düzenlenebilir. Önerilen bu yapı (gammadion), optik aktiviteyi istenildiği gibi, daha olumlu elde etmek için mekanik olarak bir ayarlanabilirlik sağlar. Bu geometrik yapının temel amacı, gelen elektromanyetik dalganın polarizasyonu kontrol etme açısından daha esnek, güvenilir ve daha yalın bir üretim süreci öneren basit yapılar elde etmektir.

Dizayn edilen yapı tel şeritler ve boşluklardan oluşmuştur. L şeklindeki tel şeritlerin çaprazlama olarak bir araya getirilmesiyle oluşturulmuş. Bir dielektrik katmanın ön ve arka kısımlarına yapının kendisi ve ayna simetrisi gelecek şekilde desenlendirilerek üretilmiştir. Bu çalışmada dielektrik katman olarak FR-4 seçilmiştir. Yüksek frekanslı, 1.6mm ince katman kalınlığı, göreli elektriksel geçirgenliği 4.2, göreli manyetik geçirgenliği 1 ve kayıp faktörü 0.02'dir. Tel şeritler

0.036 mm kalınlığındaki bakırdan yapılmıştır. Elektriksel iletkenliği $5{,}8.10^7$ S/m'dir. Yapının boyutları Şekil 4.13.(a) da gösterilmiştir. Bakışımsız meta malzeme yapının üretimi baskı devre (PCB (print cicuit board)) yöntemiyle, LPKF baskı devre cihazı kullanılarak yapılmıştır (Şekil 4.13.(b)). Üretilen numunenin elektromanyetik tam-dalga çözücü, CST Mikrowave Studio ile simülasyonu yapılmıştır. Aynı zamanda, kenar yüzeyeler birim hücre, ön ve arka yüzeylere açık uzay eklenerek sınır koşulları tanımlanarak oluşturulmuştur.

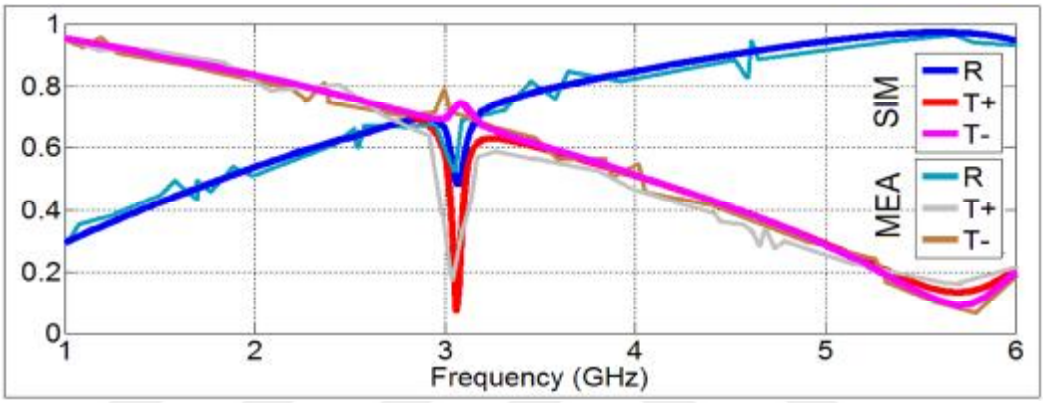
Deneysel ölçüm sistemi Rohde Schwartz marka 6 GHz'lik bir VNA ve iki konik antenden oluşmaktadır (Şekil 4.13.(c)). İki mikrodalga konik anten S-parametreleri ölçmek için VNA ya bağlanmıştır. Ölçümde konik antenlerin bir tanesi elektromanyetik dalga gönderir, diğeri de geçen ya da yansıyan dalgaları dedekte eder. İlk olarak bakışımsız malzeme olmaksızın serbest uzayın ölçümü yapılmıştır. Böylelikle VNA için kalibrasyon verileri elde edilmiştir. Bu işlemden sonra hazırlanan bakışımsız malzeme sisteme dâhil edilerek doğrudan polarizasyon ve çapraz polarizasyon yansıma/iletim sabitleri S-parametreleri olarak ölçülmüştür. Başlangıçta konik anten ile bakışımsız malzeme arasındaki mesafe yeterince uzak tutulmuştur. Bu şekilde istenmeyen yakın-alan etkileri elimine edilmiştir.



Şekil 4.13. a) Düzenlenen rezonatörün bir birim hücresinin şematik gösterimi ve değişken atanan boyutları $a1 = 5.8\,mm, a2 = 0.8\,mm, a3 = 4.6\,mm, a4 = 3.3\,mm$ b) Üretilen yapının ön yüzünün fotoğrafı c) Ölçüm düzeneğinin fotoğrafı

4.5.1. Bakışımsız Metamalzeme Numunenin Nümerik Hesap ve Deneysel Ölçüm Sonuçları

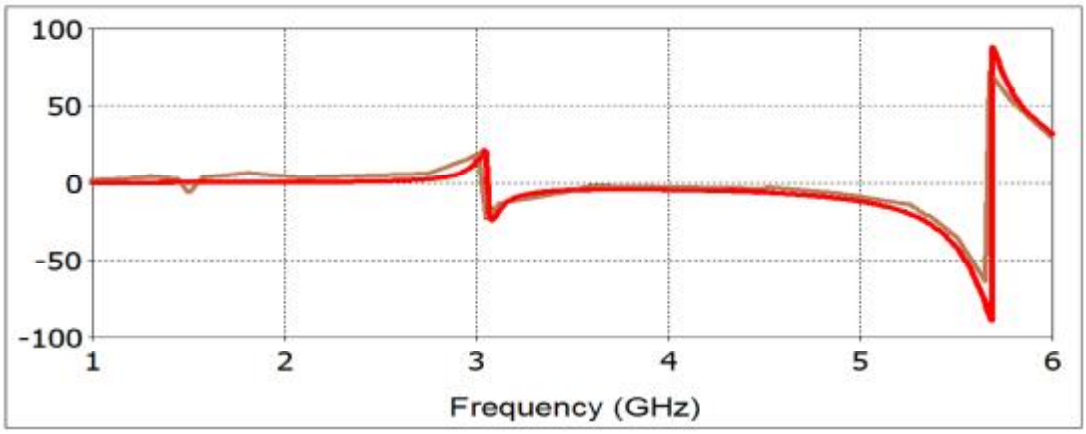
Şekil 4.14'de yansıma sabiti R, iletim sabitleri T_+ ve T_-'nin deneysel ve nümerik sonuçlarının frekansa bağlı değişimi gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi deneysel sonuçlar ve numeric hesap sonuçları oldukça uyumludur.



Şekil 4.14. $Abs(R)$, $Abs(T+)$, and $Abs(T-)$'ler için nümerik ve deneysel sonuçlar

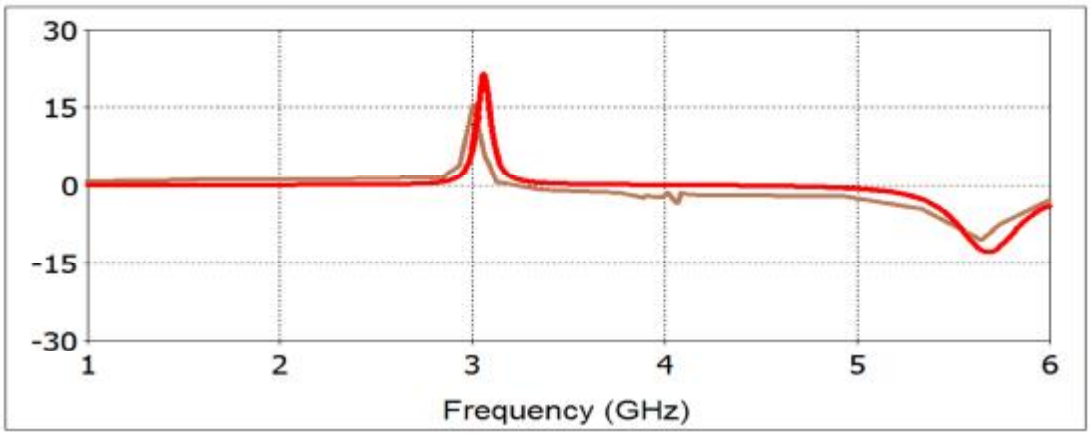
RCP (T_+) ve LCP (T_-)'nin iletim sonuçları ayrılmış iki eğri olarak elde edildi. Yapıda iki tane farklı rezonans pik noktası görülmektedir. Bu malzemenin dinamik yapısından kaynaklanmaktadır. İletim ve yansıma eğrilerinde 3,1 GHz ve 5,6 GHz frekanslarında rezonanslar gözlenmiştir. Bu frekans değerlerindeki T_+ ve T_- arasındaki farklılaşma optik aktiviteyi sağlamıştır. Yani asimetrik rezonanstan dolayı bakışımsızlık, düzenlenen yapının sergilediği bir özeliktir.

RCP ve LCP iletilen dalgalar arasındaki faz farkı azimutal dönme açısıyla karakterize edilir. θ açısı $\theta = \frac{1}{2}[\arg(T_+) - arg(T_-)]$ ile hesaplanır. Şekil 4.13'te deneyden ve nümerik hesaplamalarda elde edilen sonuçlar gösterilmiştir. Simülasyon ve deney sonuçları uyum içinde olduğu görülmektedir (Şekil 4.15).



Şekil 4.15. Azimutal açı (θ) için nümerik (kırmızı çizgi) ve deneysel sonuçlar (kahverengi çizgi)

Aynı zamanda elde edilen sonuçlardan RCP ve LCP dalgaları için iletim spektrumunun sadece rezonans frekansında farklılık olduğu sonucu elde edilmiştir. Bu farklılık bir biri ile uyumsuz iletim davranışından kaynaklanmaktadır. Bunun yanında 3,16 GHz ve 4,5 GHz frekans aralığında RCP ve LCP dalgalar arasında küçük düzeyde bir farklılık görülebilir. Bu iletimdeki bu küçük düzeydeki farklılık, hem küçük düzeyde asimetrik iletim hem de küçük değerde doğal bakışımsızlığı sağlar. İki iletimin genlikleri arasındaki bu fark, iletilen dalganın eliptikliği kavramıyla karakterize edilir(Şekil 4.16).



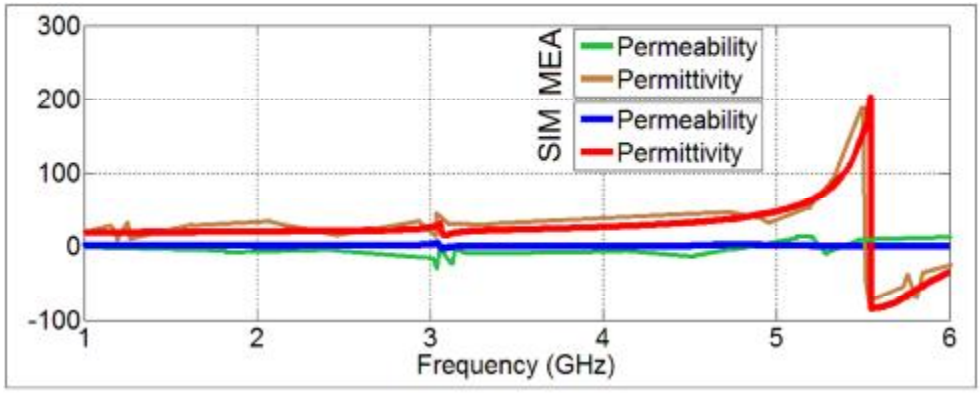
Şekil 4.16. Elliptiklik (η) için nümerik (kırmızı çizgi) ve deneysel sonuçlar (kahverengi çizgi)

Eliptiklik, şekil 4.16'te de görüldüğü gibi,

$$\eta = 0.5tan^{-1}(|T_+|^2 - |T_-|^2)/(|T_+|^2 + |T_-|^2)$$

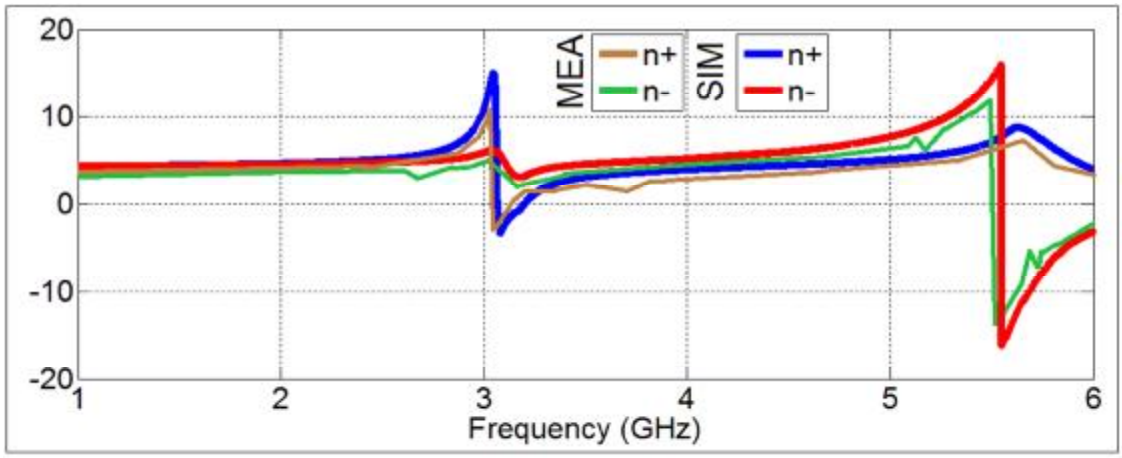
ile verilir.

Uygun formüller ile iletim ve yansıma parametreleri kullanılarak efektif ortamın yapısal parametreleri elde edilebilir. Yine uygun formüller kullanılarak, iletilen dalganın RCP ve LCP bileşenlerinden efektif ortamın bakışımsızlığı da elde edilebilir. Bakışımsızlık iletim parametreleri kullanılarak, $Re(\kappa) = [\arg(T+) - \arg(T-) + 2m\pi]/(2k_0 d)$ olarak elde edilebilir. Burada k_0 boşlukta dalganın yayılma vektörü, d yapının kalınlığı ve m sonucu fiziksel olarak anlamlı kılan bir tamsayıdır. T_+ ve T- değerleri, $-\pi < \arg(T_+) - \arg(T_-) + 2m\pi < \pi$ ile sınırlıdır. Ortalama kırılma indisi, $n = (n_L + n_R)/2$ ve z empedansı RCP ve LCP iletiminde iletim bileşenlerinin geometrik ortalamalarını alarak ($T = \sqrt{T_+ T_-}$) geleneksel yeniden elde etme prosedürü ile $n_\pm = \frac{i}{k_0 d}\left\{\log\left[\frac{1}{T_\pm}(1 - \frac{z-1}{z+1}R)\right] \pm 2m\pi\right\}$ elde edilebilir. Aynı zamanda empedans, $z = \pm\sqrt{\frac{(1+R)^2 - T_+T_-}{(1-R)^2 - T_+T_-}}$ ile elde edilebilir. O zaman diğer parametreleri, $n_\pm = n \pm \kappa$, $\varepsilon = n/z$, ve $\mu = nz$ ile hesaplanabilir. Şekil 4.17, Şekil 4.18 ve Şekil 4.19'da yeniden elde edilmiş sonuçlar gösterilmektedir. Buradan göreli manyetik geçirgenliğin 1 civarında ve rezonans frekansı civarında küçük değişimlerin olduğu, hatta dikkatli bakıldığında negatif olduğu açıkça görülmektedir. Bunun yanında göreli elektriksel geçirgenliğin de rezonans frekansı civarında küçük dalgalanmalar gösterdiği görülmüştür. Göreli elektriksel geçirgenliğin ikinci rezonans frekansı civarında %95 kadar azaldığı görülüştür.

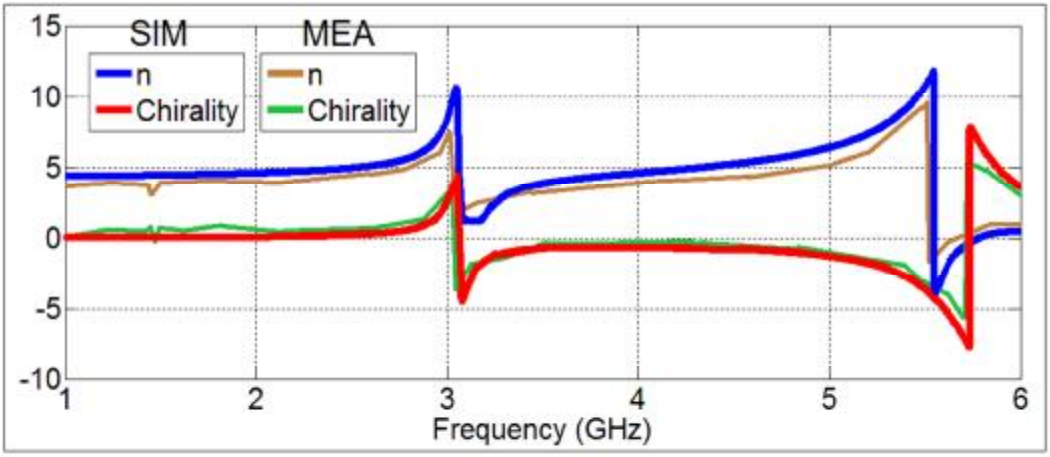


Şekil 4.17. Elektriksel ve manyetik geçirgenliğin nümerik ve deneysel sonuçları

Şekil 4.18'de efektif kırılma indeksinin RCP ve LCP bileşenleri gösterilmektedir. Şekil 18'den de görüldüğü gibi, 0 ile yaklaşık 2.5 GHz frekans aralığında, hem ölçüm hem de simülasyon sonuçlarında her iki polarizasyon için kırılma indisi yaklaşık olarak aynıdır. Fakat 3.1 GHz ve 5.6 GHz rezonans frekansları civarında iki polarizasyonun kırılma indeksleri arasında oldukça açık farklılık ve iki rezonans frekansı arasında da küçük dalgalanmalar olduğu gözlenmiştir. Bu polarizasyonların farklı frekanslardaki farklı rezonans sonuçları optik aktivite ve asimetriklik olgusuna işaret etmektedir.



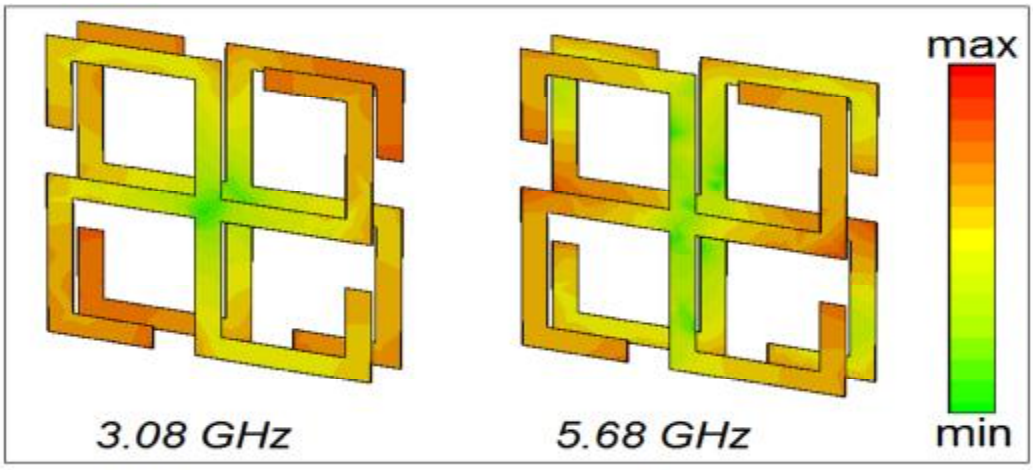
Şekil 4.18. n_+ ve n_- değerleri için nümerik ve deneysel sonuçlar.



Şekil 4.19. Kırılma indisi ve bakışımsızlık değerleri için nümerik ve deneysel sonuçlar.

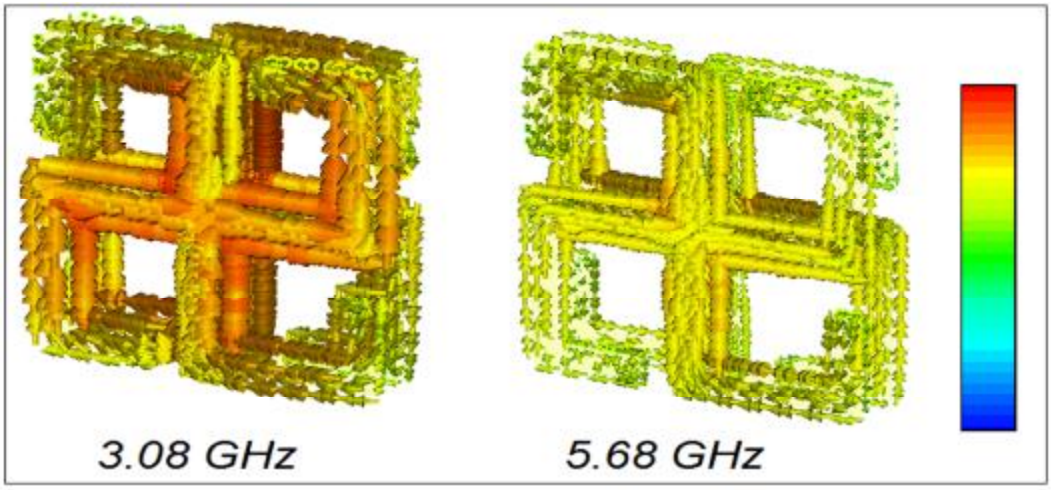
Şekil 4.19'de efektif kırılma indisi ve bakışımsızlığın frekansa bağlı değişimi görülmektedir. Buradan da görüldüğü gibi, ikinci rezonans durumunda efektif elektriksel geçirgenlik ve efektif manyetik geçirgenlik negatif olmamasına rağmen efektif kırılma indisi negatiftir. Bu sonuç, yapının aynı frekansta güçlü bir bakışımsızlık meydana getirmesinden kaynaklanmaktadır. Bunun yanında 3,1 GHz ve 4,5 GHz frekansları arasında küçük değerde doğal bakışımsızlık olgusunun gözlenmesidir.

Şimdiye kadar anlatılan olguların dayanağı olan sürecin fiziksel mekanizmasını açıklamak için, her iki rezonans frekans için de, yapı üzerindeki elektrik alan dağılımı ve yüzey akım dağılımları araştırıldı (Şekil 4.20 ve Şekil 4.21).



Şekil 4.20. Rezonans frekanslarında elektrik alan dağılımı

Şekil 4.20'den elektrik alan dağılımının 5,68GHz frekansında yoğunlaştığı görülmektedir. Bu ikinci rezonans frekansıdır. Görüldüğü gibi birinci rezonansa göre daha fazla bir yoğunlaşma vardır. Bu durum aynı rezonans frekansındaki elektriksel geçirgenliğin negatifliği ile de desteklenmektedir. Elektrik alan dağılımı, katmanlar arsındaki elektromanyetik etkileşmeden dolayı, daha çok boşluklarda yoğunlaşmıştır.



Şekil 4.21. Rezonans frekanslarında yüzey akımlarının dağılımı.

Şekil 4.21'da da görüldüğü gibi yüzey akımları 3,08 GHz frekansında güçlü biçimde yoğunlaşmıştır. Bu birinci rezonans frekansıdır. Yine Şekil 4.21'de görülüyor ki, 5,68GHz frekansında yine bir yüzey akımı yoğunlaşması vardır. Bu da ikinci rezonans frekansıdır. Akımlar daha çok rezonatörün orta kısımlarında yoğunlaşmıştır. Akım yoğunluğu ne kadar fazla olursa, bu akımdan doğan manyetik alan da o kadar büyük olur. Bunun sonucu olarak, birinci rezonans frekansında ikinci rezonans frekansına nazaran daha güçlü manyetik alan yoğunlaşması olduğu sonucuna varılır. Bu durum da yapının rezonansının manyetik karakterde olduğunu gösterir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışması iki kısımdan oluşmaktadır. Birinci kısımda makroskopik büyüklükte, parametrik özelikleri sonradan tayin edilmiş bir numune hem analitik hem de deneysel olarak incelenmiştir. Bu numunenin sistematik analizi yapılmıştır. İkinci kısımda ise, geniş bant, dinamik bakışımsız meta malzemelerin optik aktivitesi hem simülasyon hem de deneysel olarak incelenmiştir. Bu bakımdan, literatürde mikro dalga frekansında, yansımasızlığı ve polarizasyon dönmesini hem analitik hem de nümerik hesap yaklaşımını kullanarak hesaplayan ilk çalışmadır.

5.1. Bakışımsız Bulk Numunenin Sistematik Analizi

Bu tezin birinci kısmında, polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık özelliği sergileyen bakışımsız metamalzemelerin analitik ve nümerik bir incelemesini sunulmuştur. Makro bakışımsız numunenin hem boyutsal hem de elektromanyetik özelliklerinin değiştirilmesiyle TM den TE ye ve TE den TM ye polarizasyon dönmelerini araştırılmıştır. Bu özelliklerin polarizasyon dönmesine ve yansımasızlığa etkileri analiz edilmiştir. Bahsedilen özelliklere bağlı olarak polarizasyon dönmesi ve yansımasızlığın gerçekleştiği görülmüştür.

Teorik olarak göz önüne alınan makro numunenin analitik hesap sonuçlarını birim hücresi SRR olarak tasarlanan bir malzemeye uygulayarak FIT tabanlı CST MWS ile simülasyonu yapılmıştır. Sonuçları analitik çalışma ile değerlendirmek için CST MWS de optimize edilmiştir.

5.1.1. Nümerik Analiz Sonuçları

4.1 kısmında matematiksel olarak ele alınan yapının, teorik olarak analizi yapılmış ve matlab yazılımı yardımı ile bazı elektromanyetik parametreler seçilerek bakışımsız malzemenin, EM sinyali iletim ve yansıma sabitleri nümerik olarak hesaplanmıştır. Yapılan hesaplama sonucunda bakışımsız numunenin, bakışımsızlık, elektriksel geçirgenlik, kalınlık ve sinyalin malzeme üzerine gelme açılarının iletim

ve yansıma sabitlerine etkisi belirlenmiştir. Şekil 4.2 ve şekil 4.3'te, numunenin bakışımsızlığın değişimine karşı güçlü bir biçimde elektromanyetik tepki verdiği, hem yansımasızlık hem de polarizasyon dönmesi olguları gözlenmiştir. Polarizasyon dönmesi hem TE gelme durumu için hem de TM gelme durumu için aynı frekansta (22,1 GHz) gerçekleşmiştir. Doğrudan iletimin ise rezonans frekansı civarında sıfır olduğu gözlenmiştir. Polarizasyon dönmesinin gerçekleştiği frekansta bakışımsız malzemenin yansımasızlık sergilediği gözlenmiştir. Bu bulgu, numunenin κ_c*=0,0030* bakışımsızlık değeri ve 22,1 GHz frekans değerinde hem TE hem de TM gelen dalgayı yansıtmayacağı sonucuna götürmüştür. Bu durum, bakışımsız numunenin homojen olmayan yapısından kaynaklanmaktadır. Çapraz yansıma sabitinin düşük seviyede olması, gelen dalga ve bakışımsız ortamın zayıf etkileşmesinden kaynaklandığı anlaşılmaktadır. Sonuçta, seçilen küçük değerdeki bakışımsızlığın, iletilen dalga polarizasyonunun dönmesine neden olduğu yargısına varılmıştır. Aynı zamanda bakışımsızlık, iletilen dalgada, TE'den TM'ye ya da TM'den TE'ye simetrik dönüşümün meydana gelmesine neden olmuştur.

Şekil 4.4 ve şekil 4.5'te dielektrik sabitinin değişimine karşı, bakışımsız numuneden EM sinyalin iletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı değerleri gösterilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi bakışımsız numune dielektrik sabitinin değişimine karşı oldukça duyarlı tepkiler verdiği görülmüştür. Gelen EM sinyalin 20 GHz frekansı civarında, iletiminde TE'den TE'ye ve TM'den TM'ye iletiminin (doğrudan iletimin) sıfır olduğu, bunun yanında aynı frekansta TE'de TM'ye ve TM'den TE'ye çok yüksek, düzgün pik sergilediği görülmüştür. Bu da 20 GHz frekansında, geniş aralıklı iletim pikinin ve tam polarizasyon dönmesi olgusunun gerçekleştiği sonucunu doğurmaktadır. Burada bakışımsız numunenin dielektrik sabitinin değişimine oldukça duyarlı olması, üretimde, tasarımda ve optimizasyonda esneklik sağlayan pozitif bir özellik olarak değerlendirilmelidir. Diğer önemli bir olgu ise yansımasızlıktır. Hem TE hem de TM gelme durumu için, $\varepsilon_r = 4\varepsilon_0$ dielektrik sabiti için, 21,8 GHz frekansında gerçekleşmiştir. Dielektrik sabiti artarken, rezonans frekansının aksine doğrudan yansıma sabiti de artmaktadır. Dielektrik sabitinin artması rezonans frekansının daha düşük değerlere kaymasına yol açmıştır. Yansımadaki bu etki, TM gelme

durumuna daha duyarlıdır. İki ortamın empedans eşleşmesinden kaynaklanan doğrudan iletim sabitinin genliği ve rezonans frekansı dielektrik katsayısıyla ters orantılıdır. Bu durum, malzeme ile EM sinyalin etkileşmesinin bir sonucudur.

Analiz edilen yapının kalınlığının değişimi de incelendi. Kalınlık değişiminin malzemenin optik aktivitesi üzerine etkisi olmadığı, bununla beraber yansıma ve iletim sabitlerinin rezonans frekanslarının aşağı kaymasını sağladığı gözlendi. Buradan da üretim ve tasarımda esneklik sağladığı, bu özellikten faydalanarak iletimde geniş-bant tam polarizasyon dönmesi sağlayan ve bazı frekanslarda yarı-yansımalı bant-geçişli EM filtre düzenlemede ve üretmede faydalı olacağı sonucuna varıldı.

Göz önüne aldığımız önemli bir diğer değişken de numune üzerine gelen sinyalin gelme açısıdır. TE ve TM gelme durumlarına göre, gelme açısının değişimine karşı iletim ve yansıma sabitlerinin grafiklerine bakıldığında, gelme açısıyla frekansın ters orantılı olduğu görülür (şekil 4.8, şekil 4.9). Yine aynı şeklin grafiğinde, 0^0ve 30^0gelme açısıyla gelen TM sinyali için tam bir TE iletimi gözleniyor. Bu da küçük açılarla gelme durumunda polarizasyon dönmesinin gerçekleşmesinin kanıtıdır. Aynı zamanda 0^0 ve 30^0 gelme açısı için, 23,4 GHz ve 23,96 GHz yansımasızlık gerçekleştiği gözlenmektedir. Bu da gelme açısının artmasının TM gelme durumu için yansımasızlığın engellendiğini gösterir. Sadece 0^0 için TE gelme durumunda doğrudan yansımasızlık ve polarizasyon dönmesi gözleniyor (şekil 4.9). İletim sabitinin şiddeti gelme açısıyla ters orantılıdır. Açı değiştikçe her iki polarizasyon için de simetrik ve asimetrik yarı yansımalı ban geçişi olur. Yani yansımalardaki simetri gelme açısının artmasıyla bozulmuştur. TE gelme durumunun iletim piki TM gelme durumuna kıyasla daha yüksektir. Yapı TM gelme durumu için gelme açısına daha duyarlıdır. Bunun anlamı da, TM gelme durumunda pik seviyeleri bakımından düzensiz polarizasyon dönmeleri oluyorken TE gelen sinyal için tam dönme dahil daha istikrarı polarizasyon dönmelerinin gerçekleşmesidir.

Sonuçta, analizi yapılan özellikleri belirlenmiş bulk yapıda, TM gelme durumu için tam polarizasyon dönmeleri gerçekleştirmek küçük açılarla bile mümkündür. Bu yüzden de düzenlenen yapının optik aktivitesi bakımından

gelme açısı önemli rol oynar ve malzemelerin tasarımında, optimizasyon süreçlerinde ve de üretim yapılmadan önce bu bilginin göz önüne alınması önemlidir.

5.1.2. Simülasyon Sonuçları

Araştırmanın bu kısmında, kısım 4.3'te elde edilen bulguların sonuçları değerlendirilecektir. Nümerik olarak analiz edilen yapıdan elde edilen kritik değerler kullanılarak bir SRR yapı tasarlanıp malzemeye genişletilmiş ve bu malzemenin CST MW dalga çözücü simülasyon programı ile EM simülasyonu yapılmıştır. Simülasyon sonuçları çizelgelerde verilmiştir.

Bu sonuçlardan da görülmüştür ki, nümerik hesaplamadaki polarizasyon dönmesi ve yansımasızlıkla sonuçlanan elektromanyetik özelliklerin ve kalınlığın kritik değerleri için, boyutsal parametrelerin optimizasyonuyla yapı yeniden analiz edildiğinde, elde edilen sonuçlar yine polarizasyon dönmesi ve yansımasızlık olguları gözlendiğini göstermiştir. Buradan da iki hesaplama yaklaşımının sonuçlarının bir birine paralel olduğu sonucuna varılmıştır. Böylece hesaplamalarda böylesi bir yaklaşımın güvenirliliği artıracağı sonucuna varılmıştır.

5.1.3. Nümerik Hesap ve Simülasyon Sonuçlarının Karşılaştırılması

Kısım 4.4'te belirlenmiş parametreler seçilerek yapılan yapının simülasyon sonuçlarıyla, buna uygun nümerik sonuçlar kıyaslanmıştır. Şekil 4.11'den de görüldüğü gibi nümerik ve simülasyon sonuçları uyum içindedir. Aynı zamanda bakışımsız numunenin elektriksel geçirgenliği $3\varepsilon_0$ alınarak ve diğer kritik değerleri için, SRR yapının çizelge 4.3'ten seçilmiş boyutsal parametreleri kullanılarak yapılan simülasyonda TM'den TE'ye olacak bir polarizasyon dönmesi için, 23,5 GHz frekansında bakışımsızlık 0,003 olarak hesaplanmıştır (Şekil 4.12).

Bu yapılan analizlerin sonucunda, tasarlanan SRR yapının uygun boyutsal

değerlerde bakışımsızlık sergileyen, dolayısıyla da optik aktivite ve yansımasızlık olgularını elde etme potansiyeline sahip bir yapı olduğu sonucuna varılmıştır. Böyle bir yapının teknolojide iletim filtresi yada bazı mikrodalga frekanslarında sinyali yansıtmayan malzeme olarak kullanılabileceği anlaşılmıştır.

5.2. Geniş Band, Dinamik Bakışımsız Metamalzemenin Ölçüm ve Simülasyon Sonuçları

Mekanikolarakayarlanabilirvegenişbantözelliğiolanbakışımsızbirmetamal zeme hem nümerik hem de deneysel olarak incelenmiştir. Bu malzeme FLAC ya da gammadion yapıdadır. Yapının birim hücresi, L şeklindeki dört tane tel şeridin belirli bir düzene göre bir araya getirilmesi ile elde edilmiştir. Baskı devre yöntemiyle üretimi yapılan malzemenin iletim ve yansıma sabitleri ölçülmüştür. Daha sonra da CST MWS dalga çözücü program ile simülasyonu yapılmış ve *S* parametreleri elde edilmiştir.

5.2.1. Ölçüm Sonuçları

İletim ve yansıma sabitlerinin frekansa bağlı ölçümlerinde, 3,1 GHz ve 5,6 GHz frekanslarında iki farklı rezonans gözlenmiştir. İkili rezonans frekansı gözlenmesi tasarlanan bakışımsız MM'nin dinamik yapısından kaynaklanmaktadır. LCP ve RCP dalgaların iletim eğrilerine bakıldığında, RCP dalgada iletimin sıfıra düştüğü rezonans frekansında yansıma sabitinin de minimum olduğu, fakat LCP iletim sabitinin küçük bir pik yaptığı görülmektedir. (Şekil 4.14). Böylece iki polarizasyonun iletiminin ilk rezonans frekansında bir birinden farklı olduğu, dolayısıyla da çapraz polarizasyon iletiminin gerçekleştiği, yani polarizasyon dönmesinin olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Yani iletimde bir asimetrinin olduğu ve dolayısıyla bunun da yapının bakışımsız karakterinden kaynaklı olduğu anlaşılmıştır.

Ölçüm sonuçlarından elde edilen, EM sinyalin RCP ve LCP bileşenlerinin

iletim ve yansıma sabitleri kısım 4.5.1'deki uygun formüller kullanılarak, kırılma indisi, göreli elektriksel geçirgenlik ve göreli manyetik geçirgenliğin frekansa bağlı değişimi elde edildi (Şekil 4.17). Manyetik geçirgenliğin bütün frekans aralığında 1 civarında olduğu görülmektedir. Birinci rezonans frekansı civarında elektriksel geçirgenlik küçük dalgalanmalar sergilemektedir. İkinci rezonans frekansı civarında ise elektriksel geçirgenlik sert bir düşüş sergilediği görülüyor (Şekil 4.17). RCP ve LCP gelen dalgalar için, kırılma indisinin frekansa bağlı değişimi incelendiğinde ise, her iki polarizasyonun kırılma indislerinin farklı olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.18). Bunlar arsındaki farklılık asimetriklik ve optik aktivite olgusunun varlığını ispatlamaktadır.

Burada göze çarpan önemli bir bulgu, malzemenin efektif kırılma indisinin ikinci rezonans civarında bir bantta negatif değer almasıdır. Bu bantta elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik aynı anda sıfır olmamasına rağmen, negatif kırılma indisi gerçekleşmiştir. Bu durum ancak güçlü bir bakışımsızlık ile açıklanabilir. Aynı zamanda negatif indisin oluşmasında Şekil 4.17'deki elektriksel geçirgenliğin ikinci rezonans frekansında sert düşüşü de etkilidir.

3,1 GHz ve 5,6 GHz frekansları dışında RCP ve LCP dalgalarının iletim ve yansıma eğrilerinin küçük dalgalanmalarla birbirlerinden ayrılmaları, bahsi geçen aralıklarda bakışımsızlık değerlerinin çok küçük olmasındandır. Rezonans frekanslarında meydana gelen ve RCP ve LCP dalgalarının iletiminde faz farklarına dayanan bir olgu azimutal dönme açısıdır. Böyle bir dönme polarizasyon dönmesi anlamına gelmektedir. Yine RCP ve LCP dalgalarının iletim genlikleri arasındaki farklılıktan dolayı eliptiklik kavramı doğmuştur. Bunun da ancak ortamın bakışımsızlığı ile mümkün olacağı anlaşılmaktadır.

Bu tez çalışmasının en önemli sonucu ise 3,1 GHz ve 5,6 GHz frekansları arasında, doğal bakışımsızlık olarak da adlandırılan, küçük ve sabit değerde bakışımsızlığın gözlenmesidir. Bu durum geniş bir frekans bandı için geçerlidir (3,5 GHz-4,5 GHz). Bu aralıkta bakışımsız sabit değer almaktadır. Doğal bakışımsızlık sergileyen malzemeler literatürde şimdiye kadar çalışılmamıştır.

Yapının birinci rezonans kısmında önemsiz gibi görülen manyetik

geçirgenliğin negatif olduğu bir durum gözlenmiştir. Bu durum yapının bu frekans değerinde bir sensor uygulamasına elverişli olduğunu işaret etmektedir.

5.2.2. Simülasyon Sonuçları

Üretimi yapılan gamadion yapının CST MWS dalga çözücü programı kullanılarak ve4.5. kısımdaki koşullar uygulanarak yapının simülasyonu yapılmıştır. Simülasyon sonucunda, s parametreleri elde edilmiş olup s parametrelerinden malzemenin elektromanyetik özellikleri belirlenmiştir. Araştırma ve bulgular kısmında deneyden elde edilen grafiklerle simülasyondan elde edilen grafikler birleştirilmiştir.

Simülasyondan elde edilen, RCP ve LCP dalgalarının iletim sabitleri ölçüm sonuçlarında olduğu gibi iki farklı rezonans frekansı sergilemiştir. Simülasyon sonuçlarından elde edilen veriler daha belirgin değerlerdir. Bunun nedeni ölçüm ortamının simülasyona göre daha az mükemmel olmasındandır. Elektriksel geçirgenlik, manyetik geçirgenlik, polarizasyona bağlı kırılma indeksi, ortamın efektif kırılma indeksi, bakışımsızlık, azimutal açı ve eliptiklik olgularının hepsinde ölçüm sonuçlarından elde edilen verilerle simülasyon sonuçları mükemmel uyumludur. Yine, 3,5GHz – 4,5GHz frekans aralığında, sabit ve düşük değerde bakışımsızlık sağlamaktadır. Doğal bakışımsızlık olgusu simülasyon sonuçlarında da gözlenmiştir.

Bu anlatılanlardan farklı olarak ve rezonans olgusunun fiziksel temeli olarak, simülasyon sonuçlarında bakışımsız numunenin birim hücresinde elektrik alan dağılımı ve akım yoğunlukları verilmiştir (Şekil 4.20 ve Şekil 4.21). Elektrik alan dağılımına bakıldığında katmanlar arası etkileşmeden dolayı yapının boşlukları arasında elektrik alan yoğunlaşmasının daha fazla olduğu görülür. Yoğunlaşmanın iki rezonans frekansında gerçekleştiği görülmektedir. Yapıda elektrik alan dağılımı 5,68 GHz frekansında birinci rezonans frekansına göre daha fazla yoğunlaşma gerçekleştirmiştir. Alanın bu frekansta daha fazla yoğunlaşması bakışımsızlığı etkileyen bir faktördür. Bu ikinci frekans civarındaki negatif indeks gözlenmesi ile de doğrular niteliktedir. Akım

yoğunluğunun dağılımına bakıldığında ise, birinci rezonans frekansında, yapıda akımların daha fazla konsantre olduğu görülmektedir. Akımın yoğunluğunun konsantre olduğu frekanslarda manyetik alan şiddetinin de maksimum olduğu, dolayısıyla da birinci rezonanstaki manyetik alan şiddeti ikinciye nazaran daha fazla olduğu anlaşılmaktadır. Buradan tasarlanan yapının manyetik karakterde bir yapı olduğu sonucuna varılmıştır.

Yapıdaki elektrik alan dağılımı, akım yoğunluğu dağılımları ve simülasyondan elde edilen diğer veriler, ölçüm sonuçlarıyla kıyaslandığında bir birleri ile uyumlu olduğu görülmüştür.

5.3. Öneriler

Analitik hesabı doğrulamak için tasarlanan yapı uygulanabilir bir geometriye sahip olduğu için etkili bir fabrikasyon olanağı sunar. Bu kolaylık teknolojiye uygulanma potansiyeli olduğundan, bu malzeme grubu geniş bir mikrodalga frekans aralığında da polarizasyon dönüştürücü olarak kullanılabilir. Dahası, iki katman arasına dielektrik katsayısı nem, basınç ya da sıcaklığa bağlı olarak değişen malzemeler yerleştirilerek sensor olarak da kullanılabilir. Ayrıca EM filtrelemede, veri transferi sağlayan cihazlarda da kullanma potansiyeline sahiptir.

Gammadion birim hücreye sahip geniş band dinamik bakışımsız metamalzeme üretiminin kolay olması önemli bir özelliktir. Bu yapıda gözlenen, geniş mikrodalga frekans aralığındaki doğal bakışımsızlık olgusundan dolayı polarizasyon döndürücü, sensor uygulamalarında kullanılabilir. Tezin önemli sonuçlarından biride Şekil 4.19’den de görüldüğü gibi bakışımsızlığından dolayı negatif kırılma indisi sergilemesidir. Dolayısıyla geniş optik aktivite ve dairesel çiftrenklilik (circular dichroism) gibi uyarlanabilir teknolojik özelliklere sahip olmasıdır.

Gelecek çalışmalar, terahertz ve optik frekanslara genişletilecektir. Bu tür bakışımsız malzemeler mikrodalga ve optik soğurucular dizayn etmede, sensörlerde, pelerinlemede kullanılabilir.

KAYNAKLAR

AGRIOS, G. N., 2005. Plant Pathology. Fifth Edition. Elvesier Academic Press. London, UK. 530 p.

ALARCON, C., CASTRO, J., MUNOZ, F., ARCE-JOHNSON, P., and DELGADO, J., 1998. Protein(s) from the gram-positive bacterium *Clavibacter michiganensis* subsp. *michiganensis* induce a hypersensitive response in plants. Phytopathology, 88:306.

ALTMAN, J.L., 1964. Microwave circuits. Van Nostrand Reinhold, Princeton, NJ, 304

AYDIN, K., BULU, I., OZBAY, E., 2005. Focusing of electromagnetic waves by a left-handed metamaterial flat lens. *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 8753–8759, Oct.

BAENA JD, JELINEK L, MARQUES R. 2007. "Towards a systematic design of isotropic bulk magnetic metamaterials using the cubic point groups of symmetry". Phys. Rev. B. 76:245115.

BOKUT', B., GVOZDEV, B. V. and SERDYUKOV, A. 1981. "Peculiar waves in naturally gyrotropic media," J. Appl. Spec., vol. 34, no. 4, pp. 460–465, (cited on page 11)

BOSE, J. C., 1898. On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure". *Proceedings of the Royal Society of London*, 63:146{152

BROWN, J., 1953 Artificial dielectrics having refractive indices less than unity". *Proc.IEE*, 100(62R):51

CALOZ, Christophe., 2005. Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications. New York.

CHEN, XUDONG, TOMASZ M. GRZEGORCZYK, BAE-IAN WU, JOE PACHECO, AND JIN AU KONG., 2004. Robust method to retrieve the constitutive e_ective parameters of metamaterials". Phys.Rev.E: Stat.Nonlinear Soft Matter Phys., 70(1):016608

CLEMENS, M., GJONAJ, E., PİNDER, P., ve WEİLAND, T., 2000. Numerical Simulation of Coupled Transient Thermal and Electromagnetic Fields with the Finite Integration Method". IEEE Trans.Magn., 36(4):1448

CURTO, A. G., VOLPE, G., TAMİNİAU, T. H., KREUZER, M. P., QUİDANT, R. and HULST, N. F. Van. 2010. “Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna,” Science, vol. 329, no. 5994, pp. 930–933, (cited on pages 14 and 79)

DECKER, M., KLEİN, M., WEGENER, M. and LİNDEN, S. 2007. “Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials,” Opt. Lett., vol. 32, no. 7, pp. 856–858, (cited on pages 11 and 79)

DECKER, M., RUTHER, M., KRİEGLER, C. E., ZHOU, J., SOUKOULİS, C., LİNDEN, S. and WEGENER, M. 2009. “Strong optical activity from twisted-cross photonic metamaterials,” Opt. Lett., vol. 34, no. 16, pp. 2501–2503, (cited on pages 11, 32, and 79)

ENGHETA, N. and JAGGARD, D.L., 1988. “Electromagnetic chirality and its applications,” *IEEE AP-S Newsletter*, vol. 30, pp. 6-12

FEDOTOV, V. A., MLADYONOV, P. L., PROSVIRNIN, S. L., ROGACHEVA, A.V., CHEN, Y., ZHELUDEV, N. I., 2006. Asymmetric Propagation of Electromagnetic Waves through a Planar Chiral Structure. *Phys. Rev. Lett.*, 97:167401,

FEDOTOV, V., MLADYONOV, P., PROSVİRNİN, S., ROGACHEVA, A., CHEN, Y. and ZHELUDEV, N. 2006. “Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure,” Phys. Rev. Lett., vol. 97, no. 16, p. 167401, (cited on pages 13 and 79)

FEDOTOV, V., ROSE, M., PROSVİRNİN, S., PAPASİMAKİS, N. and ZHELUDEV, N. 2007. “Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry,” Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 14, p. 147401. (cited on page 14)

FEDOTOV, V., SCHWANECKE, A., ZHELUDEV, N., KHARDİKOV, V., and PROSVİRNİN, S. 2007. “Asymmetric transmission of light and enantiomerically sensitive plasmon resonance in planar chiral nanostructures,” Nano Lett., vol. 7, no. 7, pp. 1996–1999, (cited on page 13)

FERGUSON, B., ZHANG, X. C., 2002. Materials for terahertz science and Technology, Nat. Mater. **1**(1), 26–33

GANSEL, J. K., THIEL, M., RILL, M. S., DECKER, M., BADE K., SAILE V., von FREYMANN G., LINDEN S., WEGENER M., 2009. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer. Science **325**(5947), 1513–1515.

HUDLICKA M., MACHAC J., NEFEDOV I. S., 2006. A triple wire medium as an isotropic negative permittivity metamaterial. *Progr. Electromagn. Res.*, vol. 65, pp. 233–246,

HUTTER, R.G.E.: 1960. Beam and wave electronics in microwave tubes. Van Nostrand Reinhold, Princeton, NJ, 220–230

JAGGARD, D. L., MICKELSON, A. R. and PAPAS, C. H.,1979. "On electromagnetic waves in chiral media," *Appl. Physics*, vol. 18, pp. 211-216

JAGGARD, D., ENGHETA, L. N., KOWARZ, M. W., PELET, P., LIU, J. C. and KIM, Y. 1989. "Periodic chiral structures," *IEEE T. Antenn. Propag.*, vol. 37, pp. 1447-1452,

JUSSAUME, M. E., 2011. electromagnetıc modelıng and measurement of adaptıve metamaterıal structural elements, phd thesis, aır force ınstıtute of technology, department of the aır force aır unıversıty, Ohio, USA.

KANT´E, B., GERMAIN, D., LUSTRAC, A., 2009. Experimental demonstration of a nonmagnetic metamaterial cloak at microwave frequencies. *Phys. Rev. B*, vol. 80, pp. 201104(R)-1–201104(R)-4, Nov.

KOSAKO, T., KADOYA, Y. and HOFMANN, H. F. 2010. "Directional control of light by a nano-optical Yagi–Uda antenna," Nature Photon., vol. 4, no. 5, pp. 312–315, (cited on pages 14 and 79)

LI, Z.; ZHAO, R.; KOSCHNY,T.; KAFESAKİ, M.; ALİCİ,K.B.; COLAK, E.; CAGLAYAN, H.; OZBAY, E.; SOUKOULİS, C.M., 2010 "Chiral metamaterials with negative refractive index based on four "U" split ring resonators" APPLIED PHYSICS LETTERS 97, 081901

LIN, X. Q., CUI, T. J., CHIN, J. Y., YANG, X. M., CHENG, Q., LIU, R., 2008. "Controlling electromagnetic waves using tunable gradient dielectric metamaterial lens," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, pp. 131904-1–131904-3, Mar.

LİNDMAN, K. F., 1920 ÄUber eine durch ein isotropes System von spiralfÄormigen Resonatoren erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen". *Ann.Phys.*, 368(23):621

LIU, H. K., WEBB, K. J., 2009. Bilayer metamaterial lens breaks the diffraction Limit. *Laser Focus World*, vol. 45, pp. 35–36, Sep.

LIU, M. 2015. Nonlinear Dynamics in Chiral Torsional Metamaterials. PDh thesis, The Australian National University, Australia

LIU, R. P., JI C., MOCK, J. J., CUI, T. J., SMITH, D. R., *2008*. Random gradient index metamaterials, in *Proc. Int. Workshop Metamater.*, pp. 248–250.

LIU, R. P., YANG, X. M., GOLLUB, J. G., MOCK, J. J., CUI, T. J., SMITH, D. R., 2009. Gradient index circuit by waveguided metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 073506-1–073506-3, Feb.

LORD KELVIN, 1904. *Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light*, page 619. C.J. Clay and Sons, Cambridge University Press Warehouse, London.

MALYUZHİNETS, G.D.: A note on the radiation principle. Zhurnal Technicheskoi Fiziki **21**, 940–942 (1951) (in Russian)

MANDLSHTAM, L.: Group velocity in a crystal lattice. Zhurnal Eksperimentalnoii Teoreticheskoi Fiziki **15**, 476–478 (1945) (in Russian. English translation in Sov. Phys. ZETF)

MARQUES R, JELINEK L, MESA F. 2007. “Negative refraction from balanced quasi-planar chiral inclusions.” Microw. Opt.Technol. Lett. 49:2606–9.

MARTINU L., 1987. Optical-response of composite plasma polymer metal-films in the effective medium approach. *Solar Energy Mater.*, vol. 15, pp. 21–35, Jan.

PADILLA, W. J., BASOV, D. N., SMITH, D. R., 2006. Negative refractive index Metamaterials. *Mater. Today*, vol. 9, pp. 28–35, Jul./Aug.

PENDRY J. B., HOLDEN A. J., ROBBINS D. J., STEWART W. J., 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, Nov.

PENDRY J. B., HOLDEN A. J., STEWART W. J., YOUNGS I. I., 1996. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4773–4776, Jun.

PENDRY, J. B., 2003. Focus issue: Negative refraction and metamaterials Introduction. *Opt. Exp.*, vol. 11, p. 639, Apr.

PENDRY, J., 2006. Photonics—Metamaterials in the sunshine. *Nature Mater.*, vol. 5, pp. 599–600, Aug.

PENDRY, J., 2009. Optics: All smoke and metamaterials. *Nature*, vol. 460, pp. 579–580, Jul.

PENDRY, J.B., HOLDEN, A.J., ROBBİNS, D.J., STEWART, W.J.: Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Trans. Micro. Theory Tech. **47**, 2075–2084 (1999)

PENDRY, J.B., HOLDEN, A.J., STEWART, W.J., YOUNGS, I.: Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. Phys. Rev. Lett. **76**, 4773–4776 (1996)

PLUM, E., LIU X., FEDOTOV V.A., CHEN Y., TSAI D.P., ZHELUDEV N.I., 2009. *Metamaterials: Optical Activity without Chirality.* Physical Review Letters, **102**(11).

PLUM, E., FEDOTOV, V. A., ZHELUDEV, N. I., 2009. Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials". *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 11:074009.

PLUM, E., FEDOTOV, V. and ZHELUDEV, N. 2011. “Asymmetric transmission: a generic property of two-dimensional periodic patterns,” J. Opt., vol. 13, no. 2, p. 024006, (cited on page 13)

PLUM, E., ZHOU, J., DONG, J., FEDOTOV, V., KOSCHNY, T., SOUKOULİS, C. and ZHELUDEV, N. 2009. “Metamaterial with negative index due to chirality,” Phys. Rev. B, vol. 79, no. 3, p. 035407, (cited on page 11)

PROSVIRNIN, S. L., ZHELUDEV, N. I., 2005. Polarization e®ects in the di®raction of light by a planar chiral structur. *Phys. Rev. E*, 71:037603.

RADZIMSKI Z. J., HANKINS O. E., CUOMO J. J., POSADOWSKI W. P., Shingubara S., 1997. Optical emission spectroscopy of high density metal plasma formed duringmagnetron sputtering. *J. Vac. Sci. Tech. B*, vol. 15, pp. 202–208, Mar./Apr.

ROTMAN, W., 1962 Plasma simulation by arti¯cial dielectric and parallel-plate media". *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, 10:82

SABAH, C AND UCKUN, S., 2006. "Mirrors with chiral slabs," *J. Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 8, pp. 1918-1924,

SCHURIG, D., MOCK, J. J., JUSTICE, B. J., CUMMER, S. A., PENDRY, J. B., STARR, A. F., SMITH, D. R., 2006. "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies," *Science*, vol. 314, pp. 977–980, Nov.

SCHWANECKE, A. S., FEDOTOV, V. A., KHARDIKOV, V. V., PROSVIRNIN, S. L., CHEN, Y., ZHELUDEV N. I., 2008. Nanostructured metal ¯lm with asymmetric optical transmission. *Nano Lett.*, 8:2940,.

SHELBY, R.A., SMİTH, D.R., SCHULTZ, S.: Experimental verification of a negative index of refraction. Science **292**, 77–79 (2001)

SİLİN, R.A., SAZONOV, V.P.: Slow-wave structures. Moscow, Soviet Radio (1966) (in Russian)

SİLİN, R.A.: Waveguiding properties of two-dimensional periodical slow-wave systems. Voprosy Radioelektroniki. Elektronika **4**, 11–33 (1959) (in Russian)

SİVUKHİN, D.V.: The energy of electromagnetic waves in dispersive media. Opt. Spektrosk. **3**, 308–312 (1957)

SMITH D. R., MOCK J. J., STARR A. F., SCHURIG D., 2005. Gradient index Metamaterials. *Phys. Rev. E*, vol. 71, pp. 036609-1–036609-6, Mar.

SMITH D. R., PADILLA W. J., VIER D. C., NEMAT-NASSER S. C., SCHULTZ S., 2000. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 4184–4187, May

SMITH, D. R., PADILLA, W. J., VIER, D. C., SHELBY, R., NEMAT-NASSER, S. C., KROLL, N., SCHULTZ, S., 2001. "Left-handed metamaterials," in *Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century*, Crete, Greece: Springer-Verlag, vol. 563, pp. 531–534.

SMITH, D. R., PENDRY, J. B., WILTSHIRE, M. C. K., 2004. Metamaterials and negative refractive index. *Science*, vol. 305, pp. 788–792, Aug.

TAO H., PADILLA W. J., ZHANG X., AVERITT R. D. 2011. Recent Progress in Electromagnetic Metamaterial Devices for Terahertz Applications. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 17*(1), 92-101.

TAO, H., LANDY, N. I., FAN K., STRIKWERDA, A. C., PADILLA, W. J., AVERITT, R. D., ZHANG, X., *2008.* "Flexible Terahertz Metamaterials: Towards a terahertz metamaterial invisible cloak," in *Proc. IEEE Int. Electron Devices Meet. Tech. Dig.*, pp. 283–286.

TONOUCHI, M., 2007. Cutting-edge terahertz technology, Nat. Photonics **1**(2), 97–105

TRETYAKOV, S.A.: Research on negative refraction and backward-wave media: A historical perspective. Negative refraction: revisiting electromagnetics from microwaves to optics, EPFL Latsis Symposium, Lausanne (2005)

VESELAGO, V.G., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ. Sov. Phys. Usp. **10**, 509.

WANG B, ZHOU J, KOSCHNY T, SOUKOULIS CM. 2009. "Nonplanar chiral metamaterials with negative index". Appl.Phys. Lett. 94:151112.

WANG, B., ZHOU, J., KOSCHNY, T. and SOUKOULİS, C. M. 2009. "Nonplanar chiral metamaterials with negative index," Appl. Phys. Lett., vol. 94, no. 15, p. 151112, (cited on page 11) References **131**

WEGENER, M. and LINDEN, S., 2009. Giving light yet another new twist. Physics **2**, 3–6

WEİLAND, T.; TİMM, M. ve MUNTEANU, I., 2008. A practical guide to 3-D simulation". IEEE Microwave Mag., 9(6):62{75, Dec.

WU K. S. D., BECK D. E., 1988. The optical calculation of the surface plasma modes for metal spheres and voids in metals. *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 49, p. 233.

WU, C., Lİ, H., WEİ, Z., YU, X. and CHAN, C. 2010. "Theory and experimental realization of negative refraction in a metallic helix array," Phys. Rev. Lett., vol. 105, no. 24, p. 247401, (cited on page 11)

XIE Q., HONG H.M., TAN H.L., CHEN G.X., SHI L.P., CHONG T.C., 2008. *Fabrication of nanostructures with laser interference lithography.* Journal of Alloys and Compounds. **449**(1-2): p. 261-264.

YAO, J., TSAI, K. T., WANG, Y., LIU Z., BARTAL, G., WANG, Y. L., ZHANG, X., 2009. Imaging visible light using anisotropic metamaterial slab lens. *Opt. Exp.*, vol. 17, pp. 22380–22385, Dec.

ZHAO R., ZHOU, J., KOSCHNY, Th., ECONOMOU, E. N., SOUKOULIS,C. M., 2011 .Repulsive Casimir forces with finite-thickness slabs, Phys. Rev. B **83**(7), 075108

ZHAO, R.; ZHANG, L.; ZHOU, J.; KOSCHNY, Th.; SOUKOULİS C. M., 2011 "Conjugated gammadion chiral metamaterial with uniaxial optical activity and negative refractive index" PHYSICAL REVIEW B 83, 035105

ZHELUDEV, N., PROSVİRNİN S., PAPASİMAKİS, N. and FEDOTOV, V. 2008. "Lasing spaser," Nature Photon., vol. 2, no. 6, pp. 351–354, (cited on page 14)

ZHOU, J., CHOWDHURY, D. R., ZHAO, R., AZAD, A. K., CHEN, H., SOUKOULIS, C. M., TAYLOR, A. J., O'HARA, J. F., 2012. Terahertz chiral metamaterials with giant and dynamically tunable optical activity. Phys. Rev. B **86**(3), 035448

ZHOU, J., DONG, J., WANG, B., KOSCHNY, T., KAFESAKİ, M. and SOUKOULİS, C. M. 2009. "Negative refractive index due to chirality," Phys. Rev. B, vol. 79, no. 12, p. 121104, (cited on pages 11 and 31)

ZHUKOVSKY, S. V., KREMERS, C. and CHİGRİN, D. N. 2011. "Plasmonic rod dimers as elementary planar chiral meta-atoms," Opt. Lett., vol. 36, no. 12, pp. 2278–2280, (cited on page 14)

https://www.rohde-schwarz.com/in/file/RAC-0607-0019_1_5E.pdf

http://portugal.chapters.comsoc.org

ÖZGEÇMİŞ

01/01/1977 yılında Osmaniye'nin Düziçi ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Düziçi'nde tamamladı. 1995 yılında girdiği Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fizik Bölümü'nü 1999'da tamamladı. 1999'da öğretmen olarak atandı. 2007 yılında Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nden yüksek lisans derecesi ile mezun oldu. Aynı bölümde 2008 yılında doktora eğitimine başladı. Evli ve iki çocuk babası.

EKLER

EK 1

Matlab Hesaplama Kodları

```
format long
clear all
tic
  epc=2;
  epd=1;
  xi=0.0035;
  theta=30*pi/180;
  phi=0*pi/180;
  d=0.6;
  md=(4*pi*1d-7)/100;
  mc=(4*pi*1d-7)/100;
  ec=(1/(36*pi)*1.d-9*epc)/100;
  ed=(1/(36*pi)*1.d-9*epd)/100;
  kk=0;
  for f=0.1:0.1:25
     kk=kk+1;
     fr=f*10^9;
     w=2*pi*fr;
     kd=w*sqrt(md*ed);
     ks=sqrt(w*w*mc*ec+w*w*mc*mc*xi*xi);
     kl=-w*mc*xi+ks;
     kr=w*mc*xi+ks;
     kx=kd*sin(theta)*cos(phi);
     ky=kd*sin(theta)*sin(phi);
     kt=sqrt(kx*kx+ky*ky);
     y=kd/(w*md);
     ys=ks/(w*mc);
     g=sqrt(kd*kd-kt*kt);
     gl=sqrt(kl*kl-kt*kt);
```

```
gr=sqrt(kr*kr-kt*kt);
ytm=y*kd/g;
yte=y*g/kd;
yltm=ys*kl/gl;
ylte=ys*gl/kl;
yrtm=ys*kr/gr;
yrte=ys*gr/kr;yyte=yte;
denom=(yte+ylte)*(yrte*ytm+ys*ys)+(yte+yrte)*(ylte*ytm+ys*ys);
u1=((ys*ys+y*y)*(ylte-yrte)-2*ys*ys*yte+2*ytm*ylte*yrte)*exp(-
2*i*gl*d)/denom;
u2=2*yrte*(-ys*ys+y*y)*exp(-i*gl*d)*exp(-i*gr*d)/denom;
u3=2*ylte*(-ys*ys+y*y)*exp(-i*gl*d)*exp(-i*gr*d)/denom;
u4=((ys*ys+y*y)*(yrte-ylte)-2*ys*ys*yte+2*ytm*ylte*yrte)*exp(-
2*i*gr*d)/denom;
v=(ys*ys*(1+u2+u4)+(yrte*ytm)-(ylte*ytm*u2)-(yrte*ytm*u4))/(-
ys*ys*(1+u1+u3)-(ylte*ytm-(ylte*ytm*u1)-yrte*ytm*u3));
ar=(2*yte)/(-(ylte+yte)*v+(yrte+yte)+(ylte-yte)*(u1*v+u2)+(yte-
yrte)*(u3*v+u4));
al=v*ar;
bl=u1*al+u2*ar;
br=u3*al+u4*ar;
rotete=-1-al+ar-bl+br;
rotetm=(-ys/ytm)*(al+ar+bl+br);
totete=-exp(-i*gl*d)*al+exp(-i*gr*d)*ar-exp(i*gl*d)*bl+exp(i*gr*d)*br;
totetm=(ys/ytm)*(exp(-i*gl*d)*al+exp(-
i*gr*d)*ar+exp(i*gl*d)*bl+exp(i*gr*d)*br);
p1(kk)=abs(rotete);
p2(kk)=abs(totete);
p3(kk)=abs(totetm);
p4(kk)=abs(rotetm);
Prtete(kk)=abs(rotete)^2;
```

```
        Prtetm(kk)=abs(rotetm)^2/cos(theta)^2;
        Pttete(kk)=abs(totete)^2;
        Pttetm(kk)=abs(totetm)^2/cos(theta)^2;
        Ptotte(kk)=Prtete(kk)+Prtetm(kk)+Pttete(kk)+Pttetm(kk);
    end
toc
        hold on
        x=0.1:0.1:25;
        %plot(x,p1,x,p2);
        plot(x,Prtete,x,Prtetm,x,Pttete,x,Pttetm);
format long
clear all
tic
    epc=2.25;
    epd=1;
    xi=0.005;
    theta=30*pi/180;
    phi=0*pi/180;
    d=0.3;
    md=(4*pi*1d-7)/100;
    mc=(4*pi*1d-7)/100;
    ec=(1/(36*pi)*1.d-9*epc)/100;
    ed=(1/(36*pi)*1.d-9*epd)/100;
    kk=0;
    for f=0.1:0.1:30
        kk=kk+1;
        fr=f*10^9;
        w=2*pi*fr;
        kd=w*sqrt(md*ed);
        ks=sqrt(w*w*mc*ec+w*w*mc*mc*xi*xi);
        kl=-w*mc*xi+ks;
```

```
kr=w*mc*xi+ks;
kx=kd*sin(theta)*cos(phi);
ky=kd*sin(theta)*sin(phi);
kt=sqrt(kx*kx+ky*ky);
y=kd/(w*md);
ys=ks/(w*mc);
g=sqrt(kd*kd-kt*kt);
gl=sqrt(kl*kl-kt*kt);
gr=sqrt(kr*kr-kt*kt);
ytm=y*kd/g;
yte=y*g/kd;
yltm=ys*kl/gl;
ylte=ys*gl/kl;
yrtm=ys*kr/gr;
yrte=ys*gr/kr;yte=yte;
denom=(ys*ys+ytm*ylte)*(yte+yrte)+(ys*ys+ytm*yrte)*(yte+ylte);
u1=((ys*ys+y*y)*(yrte-ylte)+2*ys*ys*yte-2*ytm*ylte*yrte)*exp(-
2*i*gl*d)/denom;
u2=2*yrte*(ys*ys-y*y)*exp(-i*gl*d)*exp(-i*gr*d)/denom;
u3=2*ylte*(ys*ys-y*y)*exp(-i*gl*d)*exp(-i*gr*d)/denom;
u4=((ys*ys+y*y)*(ylte-yrte)+2*ys*ys*yte-2*ytm*ylte*yrte)*exp(-
2*i*gr*d)/denom;
v=-((ylte-yte)*u2+(yte-yrte)*u4-(yte+yrte))/((ylte+yte)+(ylte-yte)*u1+(yte-
yrte)*u3);
ar=(2*ys*ytm*cos(theta))/((ylte*ytm+ys*ys)*v+(yrte*ytm+ys*ys)+(ylte*ytm-
ys*ys)*(u1*v+u2)+(yrte*ytm-ys*ys)*(u3*v+u4));
al=v*ar;
bl=u1*al+u2*ar;
br=u3*al+u4*ar;
rotmte=al-ar+br-bl;
rotmtm=(1-(ys/ytm/cos(theta))*(al+ar-bl-br));
```

```
    totmte=exp(-i*gl*d)*al-exp(-i*gr*d)*ar+exp(i*gr*d)*br-exp(i*gl*d)*bl;
    totmtm=(1/ys/cos(theta))*(ylte*exp(-i*gl*d)*al+yrte*exp(-
i*gr*d)*ar+ylte*exp(i*gl*d)*bl+yrte*exp(i*gr*d)*br);
    p1(kk)=abs(rotmtm);
    p2(kk)=abs(totmtm);
    p3(kk)=abs(totmte);
    p4(kk)=abs(rotmte);
    Prtmtm(kk)=abs(rotmtm)^2;
    Prtmte(kk)=abs(rotmte)^2;
    Pttmte(kk)=abs(totmtm)^2;
    Pttmtm(kk)=abs(totmte)^2;
    Ptottm(kk)=Prtmtm(kk)+Prtmte(kk)+Pttmtm(kk)+Pttmte(kk);
  end
    toc
    hold on
    x=0.1:0.1:30;
    plot(x,p1,x,p2,x,p3,x,p4);
    %plot(x,Prtmtm,x,Pttmtm,x,Prtmte,x,Pttmte);
```