

**BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN
ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
YENİ BİR MİKRODALGA TEKNİĞİ
İLE BELİRLENMESİ**

Yunus KAYA

**Yüksek Lisans Tezi
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Doç. Dr. Uğur Cem HASAR
2013
Her hakkı saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN YENİ BİR MİKRODALGA TEKNİĞİ İLE
BELİRLENMESİ

Yunus KAYA

ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ERZURUM
2013

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

**BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN YENİ BİR MİKRODALGA TEKNİĞİ İLE BELİRLENMESİ**

Doç. Dr. Uğur Cem HASAR danışmanlığında, Yunus KAYA tarafından hazırlanan bu çalışma 17/01/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak oybirliğioy çokluğu (.3./3..) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

İmza :

Üye : Doç. Dr. Uğur Cem HASAR

İmza :

Üye : Doç. Dr. İsak KOTCİOĞLU

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum


Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN YENİ BİR MİKRODALGA TEKNİĞİ İLE BELİRLENMESİ

Yunus KAYA

Atatürk Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Uğur Cem HASAR

Bu Yüksek Lisans tezinde, bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özellikleri yeni bir mikrodalga tekniği (mükemmel elektrik iletken ile sonlandırma) ile etkin ve doğru bir şekilde belirlenmesi hedeflenmiştir. Bu amaç doğrultusunda, bianizotropik metamalzemelerin mükemmel elektrik iletken ile sonlandırılmış bir konfigürasyonu için önce gerekli yansıma saçılma parametresinin çıkarımı yapılmış, daha sonra elde edilen bu saçılma parametresi ile bu malzemelerin herhangi bir sonlandırma olmadan elde edilen ileri yansıma ve iletim saçılma parametreleri kullanılarak elektromanyetik özellikleri belirlenmiştir. Elde edilen bu teorik ifadeler, yazılmış MATLAB programları ve elde edilmiş CST Mikrodalga simülasyon sonuçları vasıtasıyla doğrulanmıştır.

2013, 132 sayfa

Anahtar Kelimeler: Metamalzemeler, Bianizotropi, Saçılma Parametreleri, Malzeme Karakterizasyonu

ABSTRACT

Master Thesis

DETERMINATION OF ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF BIANISOTROPIC METAMATERIALS BY USING A NEW MICROWAVE METHOD

Yunus KAYA

Atatürk University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Uğur Cem HASAR

In this Master Thesis, we aim at effective and correct determination of electromagnetic properties of bianisotropic metamaterials by using a new microwave method (termination by a perfect electric conductor). Toward this end, first the expression of reflection scattering parameter is derived for the configuration in which bianisotropic metamaterials are terminated by a perfect electric conductor, and then using this parameter in addition to forward reflection and transmission scattering parameters of these materials without any termination, their electromagnetic properties have been extracted. Derived theoretical expressions are validated by coded MATLAB programs ve obtained CST Microwave simulations.

2013, 132 pages

Keywords: Metamaterials, Bianisotropy, Scattering Parameters, Materials Characterization

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca bana her türlü desteğini ve yardımını esirgemeyen çok değerli danışman hocam Gaziantep Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Doç. Dr. Uğur Cem HASAR'a ve değerli eşi Sayın Hafize HASAR'a,

Çalışmalarımı her zaman destekleyen, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen çok değerli hocalarım Atatürk Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a ve İstanbul Teknik Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Prof. Dr. Ahmet CANSIZ'a,

Ayrıca beni bugünlere yetiştiren, yaşantım boyunca maddi ve manevi destekleriyle her an yanımda olan, her türlü zorluklara rağmen benden sevgilerini ve desteklerini asla esirgemeyen aileme özellikle ağabeyim Sayın Seyit Ahmet KAYA'ya teşekkür eder ve sonsuz şükranlarımı sunarım.

Yunus KAYA

Ocak 2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
1.1. Etkin Ortam Teorisi	2
1.2. Negatif Kırılma İndisli Materyaller	5
1.3. Negatif Dielektrik Sabitli Ortamlar	5
1.4. Negatif Manyetik Geçirgenlik Sabitli Materyaller	9
1.5. Bianizotropik MM'ler	13
2. KURAMSAL TEMELLER	15
2.1. Negatif Kırılma İndisli Materyaller (NKİ)	15
2.2. NKİ Ortamların Frekans Bağımlılığı ve Enerji Yoğunluğu	16
2.3. NKİ Ortamda Elektromanyetik Alanların İlerlemesi	19
2.4. Ters Dalga Vektörünün Etkileri	21
2.5. Geri Dalgalı Yapılar ve İletim Hatları	26
2.6. Mükemmel Lensler	29
2.7. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu	32
3. MATERYAL ve YÖNTEM	34
3.1. Bianizotropik Ortamda Alan Terimleri	34
3.2. Bianizotropik Ortamın Empedansı	38
3.3. İncelenen Problemin Tanımlanması	39
3.4. Kısa Devre ile Sonlandırılmış Bianizotropik MM'lerin Yansıma Saçılma Parametrelerinin Çıkarılması	41
3.4.1. Analitik yöntem	41
3.4.2. Mason kuralı	51
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA	56

4.1. Analitik Yöntem	56
4.2. Grafik Yöntemi	67
4.3. CST Microwave Studio Benzeşim Programı Aracılığıyla Doğrulama	73
4.3.1. Cst microwave studio ile saçılma parametresi benzeşimlerinin elde edilmesi	74
4.3.2. Cst microwave studio ile elde edilen saçılma parametresi benzeşimleri ile daha önceki bölümlerde elde edilen S_{11}^{sh} saçılma parametresinin doğrulanması	79
4.3.3. Cst microwave studio ile elde edilen saçılma parametresi benzeşimleri ile pozitif ve negatif yönde ilerleyen dalga empedanslarının belirlenmesi	82
5. SONUÇ ve ÖNERİLER	87
KAYNAKLAR	88
EKLER	92
EK 1	92
EK 2	94
EK 3	96
EK 4	101
EK 5	104
EK 6	129
EK 7	130
ÖZGEÇMİŞ	133

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

B	Manyetik Akı Yoğunluğu
c	Işığın Boşluktaki Hızı
D	Elektrik Akı Yoğunluğu
E	Elektrik Alan Şiddeti
f_c	Kesim Frekansı
H	Manyetik Alan Şiddeti
k	Dalga Vektörü
n	Kırılma İndisi
S	Saçılma Parametresi
S	Poynting Vektörü
v	Düzlem Dalganın Ortam İçersindeki Hızı
Y	Admitans
Z	Dalga Empedansı
Z_0	Karakteristik Empedans
z^+	Pozitif Yönünde İlerleyen Normalize Edilmiş Dalga Empedansı
z^-	Negatif Yönünde İlerleyen Normalize Edilmiş Dalga Empedansı
ϵ	Dielektrik Katsayısı
ϵ_0	Boşluğun Dielektrik Katsayısı
μ	Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
μ_0	Boşluğun Manyetik Geçirgenliği
η	Ortamın Elektromanyetik Empedansı
ω	Açısal Frekans
ω_p	Plazma Frekansı
λ	Dalga Boyu
γ	Kayıplar

Kısaltmalar

AHR	Ayrık Halka Rezonatörü
EM	Elektromanyetik
LH	Sol El
MM	Metamalzeme
NKİ	Negatif Kırılma İndisi
OTR	Omega Tipi Rezonatör
PKİ	Pozitif Kırılma İndisi
PMC	Mükemmel Manyetik İletken
RH	Sağ El
SRR	Yarık Halka Rezonatör
TE	Enine Elektrik Alan
TEM	Enine Elektromanyetik Alan

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Ortam Elektromanyetik Parametreleri ve Elektromanyetik Alanların Ortam İçerisinde İlerlemesi	4
Şekil 1.2.	İnce Tel Yapıların Oluşturduğu Plazma Ortam (Pendry 1996)	7
Şekil 1.3.	Farklı Metal Yapılarının Oluşturduğu Etkin Diamanyetik Yapılar (Pendry 1999)	10
Şekil 1.4.	(a) SRR (Yarık Halka Rezonatör) Düzlemsel Yapı (b) Kalınlığı d Olan ve Hava Arasında Kalan Homojen Bir Bianizotropik MM'nin S - Parametrelerinin Belirlenmesinde Kullanılan İleri ve Geri Yansıma Katsayısı (Hasar <i>et al.</i> 2011)	14
Şekil 2.1.	Farklı Özellikli Etkin Ortamların Ölçüm Sonuçları (Smith 2000)	16
Şekil 2.2.	Sağ El (a) ve Sol El (b) Ortam İçerisinde Vavilov Cherenkow Radyasyonu (Veselago 1968)	22
Şekil 2.3.	Sağ El (a) ve Sol El (b) Ortamda Goos - Hanchen Olayı (Caloz 2005)	23
Şekil 2.4.	NKİ Ortam Kullanılarak Elde Edilmiş Dış - İç Bükey Lensler (Caloz 2005)	25
Şekil 2.5.	NKİ Ortamın İletim Hattı Olarak Gösterimi (Eleftheriades 2002)	26
Şekil 2.6.	$L - C$ NKİ İletim Hattı Modelinin Frekans - Dalga Numarası İlişkisi	29
Şekil 2.7.	Negatif Kırılma İndisli MM ile Mükemmel Lens Yapı (Ramakrishna 2005)	32
Şekil 2.8.	Uzunluğu $l = 36$ mm Olan Dikdörtgen Dalga Kılavuzu İçin İletim Sabiti (Marques 2002)	33
Şekil 3.1.	Kısa Devre ile Sonlandırılmış Bianizotropik MM'lerin Elektromanyetik Yansıma Saçılma Parametresinin Analizi İçin Kullanılacak Tipik Bir Konfigürasyon	40
Şekil 3.2.	Şekil 3.1'deki Konfigürasyonun Yeniden Tanımlanması	46
Şekil 3.3.	Şekil 3.1'de İncelenen Problemin Saçılma Parametreleri Şeklinde Devre Gösterimi	51
Şekil 3.4.	Şekil 3.1'deki Konfigürasyon İçin L Mesafesinin Tanımlanması	52
Şekil 3.5.	Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 1)	52

Şekil 3.6. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 2)	53
Şekil 3.7. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 3)	53
Şekil 3.8. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 4)	53
Şekil 3.9. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 5)	54
Şekil 3.10. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 6)	54
Şekil 4.1. Denklem (158)'in Reel Kısımına Bağlı Olarak Elde Edilen Figure 1	69
Şekil 4.2. Denklem (158)'in İmajineer Kısımına Bağlı Olarak Elde Edilen Figure 2 .	69
Şekil 4.3. Şekil 4.1'deki Γ_1 'in Kökleri	70
Şekil 4.4. Şekil 4.2'deki Γ_1 'in Kökleri	70
Şekil 4.5. Ortak Çözüm İçin Şekil 4.3 ve 4.4'ün Aynı Düzlemde Gösterilmesi	71
Şekil 4.6. Γ_1 'in Belirlenmesi	71
Şekil 4.7. Γ_1 'in Belirlenmesi (Yakın Bölge)	72
Şekil 4.8. Γ_1 'in Belirlenmesi (Çok Yakın Bölge)	72
Şekil 4.9. S_{11} , S_{21} ve S_{12} Saçılma Parametreleri Benzeşimlerinin Elde Edilmesi İçin CST'ye Aktarılması Gereken Konfigürasyon	74
Şekil 4.10. S_{11} , S_{21} ve S_{12} Saçılma Parametreleri Benzeşimlerinin Elde Edilmesi İçin CST'de Hazırlanan Şekil	75
Şekil 4.11. S_{11} 'in Büyüklüğü ve Fazı	75
Şekil 4.12. S_{21} 'in Büyüklüğü ve Fazı	76
Şekil 4.13. S_{12} 'in Büyüklüğü ve Fazı	76
Şekil 4.14. S_{22} 'in Büyüklüğü ve Fazı	76
Şekil 4.15. S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{22} Benzeşimlerinin Büyüklükleri ve Fazlarının Birlikte Gösterimi	77
Şekil 4.16. S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşiminin Elde Edilmesi İçin CST'ye Aktarılması Gereken Konfigürasyon	77
Şekil 4.17. S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşiminin Elde Edilmesi İçin CST'de Hazırlanan Şekil	78
Şekil 4.18. S_{11}^{sh} 'in Büyüklüğü ve Fazı	78

Şekil 4.19. Hesaplanan S_{11}^{sh} Saçılma Parametresinin Frekansa Bağlı Olarak Büyüklik ve Faz Grafikleri	80
Şekil 4.20. CST'den Elde Edilen S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşimine Göre Frekansa Bağlı Olarak Büyüklik ve Faz Grafikleri	81
Şekil 4.21. Şekil 4.19 ve 4.20'nin Aynı Düzlemde Gösterilmesi	81
Şekil 4.22. z^+ 'nin Reel ve İmajineer Kısımları	83
Şekil 4.23. z^- 'nin Reel ve İmajineer Kısımları	84
Şekil 4.24. n 'in Reel ve İmajineer Kısımları	84
Şekil 4.25. ξ_0 'in Reel ve İmajineer Kısımları	85
Şekil 4.26. μ_{yy} 'nin Reel ve İmajineer Kısımları	85
Şekil 4.27. ε_{zz} 'nin Reel ve İmajineer Kısımları	86

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Sağ El - Sol El Ortamlar İçin Alan Bileşenlerinin İlişkisi (Karaaslan 2009)	20
Çizelge 2.2. RH - LH Ortamların Elektromanyetik Özelliklerinin Karşılaştırılması (Karaaslan 2009)	20

1. GİRİŞ

Optikte bir malzemenin kırılma indisi, ışığın boşluktaki hızı (c) ile elektromanyetik düzlem dalganın ortam içerisindeki hızına (v) bağlı olup

$$n = \frac{c}{v} \quad (1)$$

şeklinde tanımlanır. Maxwell denklemleri kullanılarak ise kırılma indisi aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (2)$$

Burada ϵ dielektrik katsayısı μ ise manyetik geçirgenlik katsayısı şeklinde tanımlanmaktadır. Elektriksel malzemelerde ortamın elektromanyetik özellikleri ϵ ve μ 'ye bağlı olarak belirlenir ve geleneksel malzemelerde (pek çok optik malzemedeki) bu parametre pozitif olduğundan, kırılma indisi $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ şeklinde pozitif bir değer alır. Kırılma indisi tanımlanırken kayıpları açıklamak için kompleks bir ifade şeklinde ifade edilebilmiş, hatta yön bağımlı malzemeler tanımlanırken bir tensör olarak ifade edilmesi gerektiği söylenmiş ancak kırılma indisinin negatif olacağı hiç akla gelmemiştir. Ta ki 1967 yılında, Veselago'nun, her iki elektromanyetik parametrenin belirli bir frekans aralığında negatif olması durumunda, ortamın negatif kırılma indisine sahip olacağını ortaya koymasına kadar (Karaaslan 2009). Veselago bu çalışmasını yaparken, farazi olan bu ortam için, terslenmiş kırılma Snell kanununu, ters Doppler etkisini ve zıt Cerenkov yayılımlarını ortaya koymuş fakat doğada böyle bir ortam olmadığından çalışması uzun yıllar ilgi görmemiştir. Fakat son on - oniki yıl içerisinde, ortamın elektromanyetik özelliklerini negatif olarak elde etmek için ortaya konulan teorik çalışmalar (Pendry *et al.* 1996, 1999) deneysel olarak gerçekleştirilmiş (Smith *et al.*

2000; Shelby *et al.* 2001) ve tüm bu çalışmalarda Veselago'nun farazi bir ortam için ortaya koyduğu sonuçlar hayata geçirilmiştir. Pendry tarafından ortaya konulan mükemmel lens elde etme düşüncesi, bu tip bir ortam üzerine bilim adamlarının ilgisini çekmeyi başarmıştır (Pendry 2000b).

1.1. Etkin Ortam Teorisi

Dielektrik sabiti ε ve manyetik geçirgenlik katsayısı μ , uygulanan elektrik ve manyetik alanlara karşı homojen bir ortamın tepkisini karakterize eden sabitlerdir. Bunlar yeterince uzun zaman ve yeterince büyük hacimler için ölçülmüş olup makroskopik parametrelerdir.

Dış alanlar tarafından etkilenen bu parametreler atomik veya moleküler osilatörlerin frekansa bağlı olarak makroskopik ölçümlerinin ortalamalarıdır. Bu fikir homojen olmayan daha büyük hacimler içinde ortaya konulabilir, mesela ortam içerisindeki homojenliği bozan yapılar, uygulanacak elektromanyetik alanların dalgaboyundan çok küçük fakat atom ve moleküllerden büyük ise “etkin ortam teorisi” geçerli olabilecektir (Karaaslan 2009). Bu özellikteki yapılar metamalzeme (MM) olarak adlandırılmakta olup (Shen *et al.* 2002; Pendry 2004) bu malzemelerin uygulanan elektromanyetik alanlara karşı tepkisi, tıpkı geleneksel malzemelerde olduğu gibi ε ve μ parametrelerine bağlı olarak ifade edilebilmektedirler.

MM'ler, yapay olarak üretilen fotonik materyallerden farklıdır. Bunun nedeni bu tip yapılarda, periyodik dielektrik saçıcılardan Bragg saçılması sonucunda bant boşluğu ya da duran bant aralığı oluşmasıdır (O'Brien *et al.* 2002, 2004; Yen *et al.* 2004). Fotonik kristallerde homojenlikten söz etmek mümkün değildir çünkü periyodik yapıların boyutları dalgaboyu ile kıyaslanabilecek seviyededir. MM'lerde ise periyodiklik ön planda değildir ve bütün özellikler tek bir saçıcının rezonansına bağlıdır (Karaaslan 2009).

Malzemelerin birçoğu, radyo frekansından ultraviyole frekanslara kadar, iyi bir elektrik tepkisi ortaya koymasına rağmen, manyetik tepkileri mikrodalga frekansı ile sınırlıdır. Manyetik polarizasyon ya eşlenmemiş elektron spinlerinden ya da orbital elektron akımlarından oluştuğundan, bu etkenlerin topluca etkilenmesi düşük frekanslarda olma eğilimindedir (Karaaslan 2009). Fakat günümüzde, yapay olarak mikro ve nano seviyede malzemeler üretilebilmesi, birkaç hertz değerinden (Pendry *et al.* 2002), radyo frekansını (Pendry *et al.* 1999; Wiltshire *et al.* 2001, 2003), mikrodalga (Pendry *et al.* 1999; Smith *et al.* 2000; Parazzoli *et al.* 2003) ve terahertz frekanslarını da içeren (O'Brien *et al.* 2002; Yen *et al.* 2004) ve kızılötesi frekanslara (O'Brien *et al.* 2004) kadar uzanan, manyetik özelliğe sahip MM üretilebilmesinin önünü de açmıştır. Bu durum sonucunda istenen frekans değerlerinde negatif manyetik özelliğe sahip yapay malzemelerin üretilebilmesi söz konusu olabilmektedir.

$\vec{E}$ elektrik alanı, $\vec{H}$ manyetik alanı ve $\vec{k}$ dalga vektörünü temsil etmek üzere düzlem harmonik bir dalga için Maxwell denklemlerini,

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H} \quad (3)$$

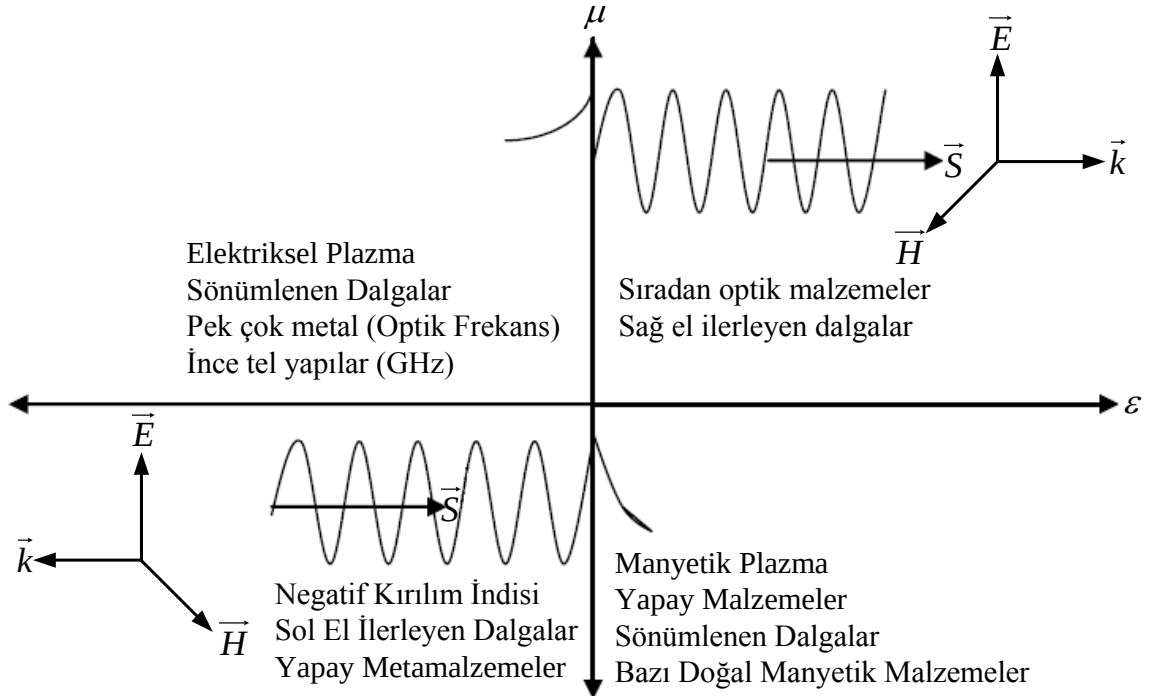
$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon \vec{E} \quad (4)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Eğer ϵ ve μ parametresi negatif ve sanal kısımları çok küçük olup ihmal edilen bir ortam ele alınırsa; ortam içerisinde $\vec{E}$, $\vec{H}$ ve $\vec{k}$ dalga bileşenleri sol el kuralına uygun üçlü bileşen şeklinde hareket edeceklerdir. Bu özelliğinden dolayı, böyle bir ortama sahip olan malzeme solak malzeme olarak adlandırılmaktadır.

ω açısal frekansı temsil etmek üzere dalga vektörü ile ortamın kırılma indisi arasındaki ilişkiyi kullanacak olursak;

$$\vec{k} = \frac{n\omega}{c} \vec{n} \quad (5)$$

kırılma indisinin de negatif olduğunu gözleyebiliriz. Bu şekilde tanımlanan bir ortamda dalganın zıt faz hızı ile ilerleyebileceği anlaşılmaktadır. Ayrıca poynting vektör $(\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H})$ ile faz vektörünün $(\vec{k})$ zıt yönde hareket ettiği de görülmektedir. Şekil 1.1’de $\epsilon - \mu$ parametreleri için dört farklı bölgenin elektromanyetik özellikleri belirtilmiştir. Birinci bölgede her iki parametre pozitif üçüncü bölgede ise her iki parametre de negatiftir. İlerleyen elektromanyetik (EM) dalgalar birinci bölgede sağ el üçüncü bölgede ise sol el kuralına uyarlar. İkinci bölgede dielektrik katsayısı negatif, manyetik geçirgenlik katsayısı pozitif, dördüncü bölgede ise dielektrik katsayısı pozitif, manyetik geçirgenlik katsayısı negatiftir. Bu bölgelerde parametreler zıt işaretli olduğundan EM dalgalar sönümlenirler.



Şekil 1.1. Ortam Elektromanyetik Parametreleri ve Elektromanyetik Alanların Ortam İçerisinde İlerlemesi

1.2. Negatif Kırılma İndisli Materyaller

Bir ortamın elektromanyetik özelliklerini belirleyen $\varepsilon - \mu$ parametrelerinin eş zamanlı olarak negatif özellik gösterdiği doğal bir yapının olmaması, Veselago (1968)'nin yaptığı çalışmanın öneminin anlaşılmasını geciktirmiştir. Pendry'nin, negatif manyetik geçirgenlik katsayısı (1996) ve negatif dielektrik katsayısı (1999) gösteren yapay malzeme üretme düşüncesi, mikroskopik boyutlarda yapı üretme teknolojisini kullanarak, çeşitli dalga boylarında negatif özelliklere sahip malzeme üretme ile sonuçlanmıştır. Bütün Negatif Kırılma İndis(NKİ)li MM'lerin tamamı negatif ε , μ özelliklerine sahip iki ayrı yapı kullanılarak üretilmektedir.

1.3. Negatif Dielektrik Sabitli Ortamlar

Optik frekanslarında, serbest elektronlarından dolayı pek çok metal negatif dielektrik sabitine sahiptir. Plazma frekansından düşük frekanslarda ise negatif dielektrik katsayısının olmasının sebebi elektronların birlikte osilasyon yapmasıdır.

m elektronun kütlesini, r konumunu ve γ kayıpları ifade etmek üzere ω_0 açısal frekansına sahip zamanla değişen bir elektromanyetik dalga içerisindeki bir elektronun hareket denklemi;

$$m\ddot{r} + m\gamma\dot{r} = -eEe^{-j\omega_0 t} \quad (6)$$

Şeklinde tanımlanmış olsun. Buna göre bu metal için dielektrik sabiti;

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (7)$$

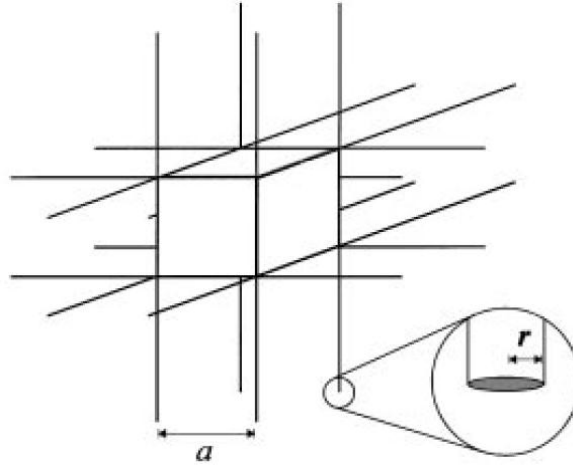
şeklinde elde edilecektir. Bu denklemde;

$$\omega_p = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (8)$$

plazma frekansını temsil eder ve denkleme bakıldığında ortamdaki elektron sayısı (n), boşluğun dielektrik katsayısı (ϵ_0) ile elektron kütlesine (m) bağlıdır. Buradan plazma frekansından düşük frekanslarda ortamın dielektrik sabitinin negatif olduğu anlaşılmaktadır (Born *et al.* 1989; Jackson 1999).

Pek çok metal için, plazma frekansı ultraviyole aralığındadır ve kayıplar (γ) plazma frekansına göre çok küçüktür (Raether 1980). Bundan dolayıdır ki, optik frekans aralığında dielektrik sabiti negatif olan birçok metal bulunmaktadır. Bununla birlikte kayıpların fazla olduğu birçok metal vardır ve bunlarda dielektrik katsayısının negatif olduğu daha düşük frekanslara indirmek mümkün görülmemektedir. Çünkü kayıplar çok büyük olmakta ve plazma şeklinde hareketten söz edilememektedir (Karaaslan 2009). Metal - dielektrik kompozitler, zengin elektrodinamik özelliklerinden dolayı, büyük ilgi çekmiştir (Sarychev *et al.* 2000). Örneğin rastgele düzenlenmiş uzun iletken çubuklardan oluşan kompozit yapılarda, düşük konsantrasyonda bile çok yüksek dielektrik sabiti gözlenmiştir (Lagarkov *et al.* 1996).

Pendry (1996, 1998) ve Sievenpiper (1996) birbirlerinden bağımsız olarak, metal tel yapılar kullanarak düşük frekans değerleri için duran bant aralığı elde etmişlerdir. Pendry'nin dizayn ettiği MM'lerde çok ince teller kullanılmış ve birim hücre, dalgaboyundan çok küçük seçilmiştir. Düşük frekanslardaki duran bant aralığı, etkin negatif dielektrik katsayısını temsil etmekte ve mikrodalga aralığında bile negatif dielektrik katsayısını mümkün kılmaktadır. Böylece düşük frekans değerlerinde negatif dielektrik katsayısını sağlamak, boşluğa metaller yerleştirerek gerçekleştirilebilmektedir.



Şekil 1.2. İnce Tel Yapıların Oluşturduğu Plazma Ortam (Pendry 1996)

Şekil 1.2’de dielektrik katsayısının yapay olarak negatif olmasını sağlamak için kullanılan yapılardan biri görülmektedir. Bu yapıda plazma frekansını etkileyen elektronlar metal tellere sıkıştırılmıştır. Bu durumda ortam içerisindeki birim hücredeki elektron sayısı azaltılmıştır;

$$n_{\text{etkin}} = \frac{\pi r^2}{a^2} n \quad (9)$$

Burada “ a ” birim hücrenin bir kenarını, “ r ” ise metal çubuğun yarıçapını ifade etmektedir. Oluşturulan yapıda, ince tellerin meydana getirdiği indüktans çok büyük olacak ve bu teller üzerinden akan akımı değiştirmek çok kolay olmayacaktır. Bu durumda yük taşıyıcıları olan elektronlar sanki daha büyük kütleye sahipmiş gibi davranacaklardır. Çünkü tellerde oluşan akımın etrafında oluşturduğu manyetik alan kendi üzerinde öz indüktans etki doğuracaktır (Karaaslan 2009). Bu etkilerden dolayı elektronun etkin kütlesi;

$$m_{\text{etkin}} = \frac{\mu_0 \pi r^2 n e^2}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (10)$$

şeklinde elde edilecektir. Bu durumda tel yapı için plazma frekansının ortamın makroskopik özelliklerine bağlı olarak ifade edilmesi;

$$\omega_p = \frac{2\pi c^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)} \quad (11)$$

eşitliği ile mümkün olacaktır. Alüminyumdan yapılmış 1 mikrometre yarıçapında ve aralarındaki uzaklık 10 mm olan tellerden oluşan yapay ortamın etkin kütlesi, bir protonun kütlesinin 15 katı kadar olduğu hesaplanmış ve plazma frekansı 2 GHz olarak mikrodalga seviyesine çekilmiş olduğu gözlenmiştir (Pendry 1998). Bu ortamda eğer metal tellerin yarıçapı, dalgaboyu ve birim hücre ebatlarına göre çok küçük ise, dielektrik sabiti;

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (12)$$

olacaktır. Burada incelenen yapı, sadece tel boyu yönünde elektrik alan varsa negatif dielektrik özelliği gösterecektir, yani yön bağımlıdır. Ortamın izotropik özellik göstermesi için her üç yön boyunca metal teller dizilmiştir (Pendry *et al.* 1998).

Yoğun tel ortam, yapay empedans yüzeyleri elde etmek için uzun süre elektrik mühendisleri tarafından çalışılmıştır (Rotman 1962; King *et al.* 1983). Fakat bu çalışmalarda dalgaboyu, tel çapları ve birim hücre ebatları ile kıyaslanabilecek şekilde alınmıştır (Brown 1960). İletim hatları modeli için dielektrik katsayısı;

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{(ka)^2} \left\{ \cos^{-1} \left[\cos(ka) + \frac{\pi}{ka \ln\left(\frac{a}{2\pi r}\right)} \sin(ka) \right] \right\} \quad (13)$$

olarak dalga vektörü (k) ve birim uzunluğa (a) bağlı olarak elde edilmiştir ve bu değer çok ince teller için düşük frekanslarda elde edilen MM terimlerine çok benzemektedir (Maslovski *et al.* 2002).

1.4. Negatif Manyetik Geçirgenlik Sabitli Materyaller

Birçok materyalde yüksek frekanslara gidildikçe manyetik özellik azalmaktadır. Dolayısıyla mikrodalga ve daha büyük frekanslarda negatif manyetik özellik elde edebilmek için doğada bilinen malzemeler kullanılamaz. Landau *et al.* (1984) atomik orbital akımlardan dolayı oluşan manyetik özelliğin optik frekanslarda neden ihmal edilmesi gerektiğine değinmişlerdir. Metalik yapılarda nano boyuta inildiğinde indüklenen reel ve deplasman akım dağılımlarının manyetik momentinin etkin bir manyetik etki oluşturduğu gözlenmiştir.

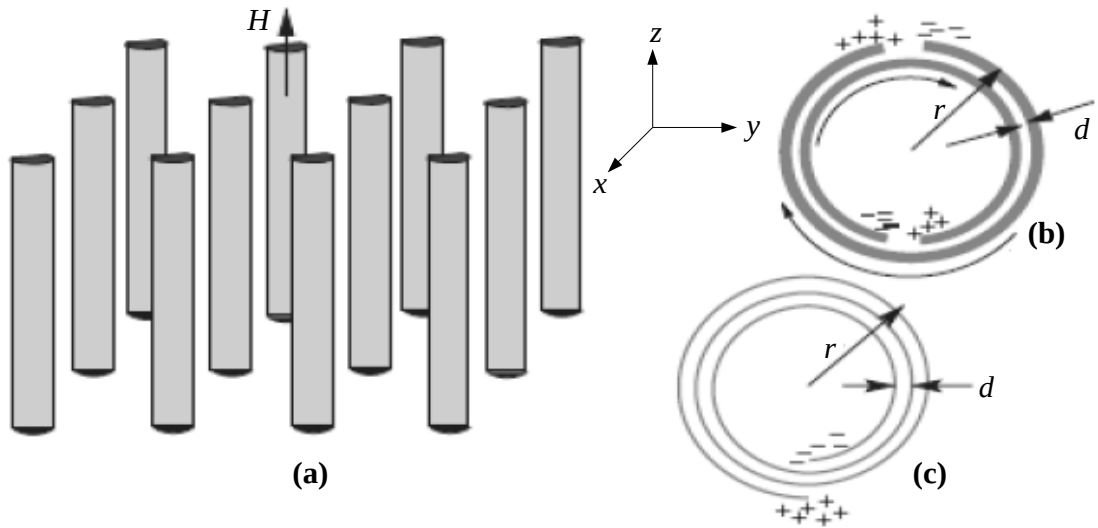
Çoğu materyal Lenz kanunundan dolayı diamanyetik olma eğilimindedir. Etkin manyetik alan oluşturmak için metalik silindir teller kullanıldığında, manyetik alan eğer silindirlerin ekseni doğrultusunda ise, silindirlerin ekseni boyunca osilasyon yapan manyetik alan, dairesel bir yüzey akımı oluşturur ve uygulanan manyetik alanın tersi yönünde bir manyetik etki üretecektir (Karaaslan 2009). Bu ortam içerisinde oluşacak etkin manyetik geçirgenlik katsayısı;

$$\mu_{\text{etkin}} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + i \frac{2\rho}{\mu_0 \omega r}} \quad (14)$$

şeklindedir. Burada r yarıçapı, a birim hücre ebatını, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliğini, ω uygulanan frekansı ve ρ ise kayıpları temsil etmektedir. Bundan dolayı manyetik geçirgenlik katsayısının reel kısmı daima 1 değerinden düşük ve 0 (sıfır) değerinden büyüktür (Shelby *et al.* 2001).

Silindirlerden oluşan yapıda indüklenen akımlar, manyetik monopoller gibi davranmaktadır, fakat sistem sadece endüktif etkiye sahiptir. Sisteme kapasitif elementler ekleyerek çok daha etkin bir tepki oluşturulabilecektir (Pendry *et al.* 1999). Bunun için silindir geometrili metalik yapıların aralarında boşluk bırakılması önerilmiştir. Bu da, günümüzde yaygın olarak kullanılan ayırık halka rezonatörlerinin (AHR) ortaya çıkmasına neden olmuştur. AHR yapıları, negatif manyetik geçirgenlik katsayısı gösteren pek çok MM'nin temel elemanlarıdır. (Smith *et al.* 2000; Shelby *et al.* 2001; Gay-Balmaz 2002a, 2002b; Parazzoli *et al.* 2003; Yen *et al.* 2004; Padilla *et al.* 2004; Hsu *et al.* 2004). AHR yapılarda manyetik alan endüktans boyunca rezonansa uğrayan bir LC devresi indükler, sonuçta da dispersif özelliğe sahip etkin bir manyetik geçirgenlik katsayısı elde edilebilir (Şekil 1.3);

$$\mu_{\text{etkin}} = 1 + \frac{f \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma \omega} \quad (15)$$



Şekil 1.3. Farklı Metal Yapılarının Oluşturduğu Etkin Diamanyetik Yapılar (Pendry 1999)

Burada $f = \frac{\pi r^2}{a^2}$ ortamın doluluk hacmini temsil eder. Γ ifadesi ise kayıpları tanımlamaktadır. Rezonans frekansı olan ω_0 'ın değeri ise;

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3d}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \pi^2 r^3}} \quad (16)$$

şeklinde elde edilebilir.

Rezonans frekanstan büyük frekans değerlerinde ortamın manyetik geçirgenlik katsayısı, manyetik plazma frekansı (ω_m) değerine kadar negatif olarak kalacaktır (Karaaslan 2009).

$$\omega_m = \sqrt{\frac{3d}{(1-f)\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \pi^2 r^2}} \quad (17)$$

Ayrık halka rezonatörü (AHR) yapıların içerisine konulduğu dielektrik malzemenin dielektrik katsayısı rezonans frekans değerini değiştirmek için kullanılmıştır (Markos *et al.* 2002). Rezonans frekans ve negatif manyetik geçirgenlik parametrelerini; bant aralığı, halkanın endüktansı (alanı) ve kapasitansını değiştirerek (boşluk genişliğini yada kapasitif boşluktaki materyalin dielektrik katsayısını değiştirerek), istenilen frekans değerine getirmek mümkündür (Karaaslan 2009). Rezonans aralığının düşük frekans tarafında etkin manyetik geçirgenlik katsayısının çok büyük olduğu gözlenmiş, dolayısıyla etkin AHR yapının çok büyük yüzey empedansına sahip olması gerektiği ortaya konulmuştur. Bu tip büyük yüzey empedansları kapasitif olarak yüklenmiş yapay malzemeler kullanılarak da elde edilebilmektedir (Sievenpiper *et al.* 1999; Broas *et al.* 2001).

AHR ortamda dispersiyonu görebilmek için, ortam içerisine giren dalganın dalga vektörü ile frekansı arasındaki dispersiyon bağımlılığını göstermek gerekmektedir. Ortamın frekans bağımlılığının var olduğu ispatlanmış ve rezonans frekansı ile manyetik plazma frekansı arasındaki bant boşluğunun manyetik geçirgenlik katsayısının negatif olmasından kaynaklandığı sonucu çıkarılmıştır (Enoch *et al.* 1999). Bu bant

boşluğunda ortama giren dalgaların sönümlendiği gözlenmiş ve sistemde indüklenen akımların oluşturduğu manyetik dipollerin varlığını ortaya koymuştur (Gralak *et al.* 2000).

Daha düşük radyo frekansları için, halkanın (endüktansın) ebatlarını artırmak yerine sistemin kapasitansı daha büyük yapılabilir, yani boşluk ebatları değiştirilebilir. Bu etkin ortam fikrinin geçerliliğini arttırmaktadır. Bu amaç için birbirlerinden ayrılmış silindir şeklinde metal yapraklar kullanılmış, akım döngüsü metal yapraklar arasındaki boşluk boyunca oluşan fark kapasitansı üzerinden devresini tamamlamıştır (Pendry *et al.* 1999). Bu tip bir yapı için manyetik geçirgenlik katsayısı;

$$\mu_{\text{etkin}} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 - \frac{dc^2}{2\pi^2 r^3 (N-1)\omega^2} + i \frac{2\rho}{\mu_0 r \omega (N-1)}} \quad (18)$$

şeklinde. Burada N yapıdaki bobin sayısını, d ise iç içe silindirlerin arasındaki uzaklığı belirtmektedir. Bu sistemde, AHR yapının manyetik geçirgenlik katsayısına benzer bir eşitliğe sahiptir fakat yapının daha büyük kapasitansa sahip olmasından dolayı rezonans frekansı çok daha düşük frekans değerlerine inmiştir (Karaaslan 2009). Bu tip bir yapının, rezonansın daha düşük frekans değerlerinde, etkin manyetik geçirgenlik katsayısının çok daha büyük değerde olduğu frekans bölgelerinde, manyetik akı tüpleri olarak, manyetik rezonans görüntülemeye kullanımı üzerinde çalışılmıştır (Wiltshire *et al.* 2001, 2003).

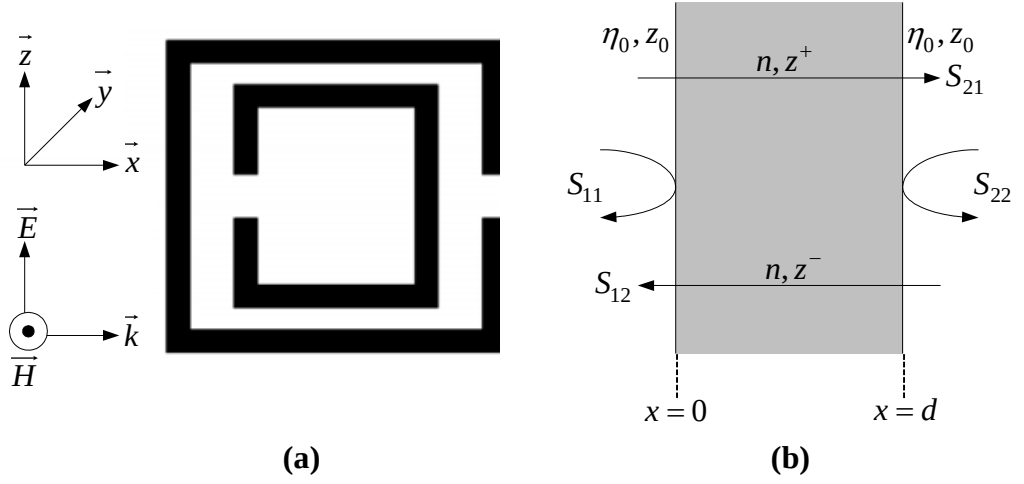
Maxwell eşitliklerine bakıldığında, ilgilenilen yapıları daha yüksek frekans değerlerinde kullanabilmek için yapıların ebatlarını düşürmek gerektiği görülmektedir. Örneğin daha önce mikrodalga aralığında kullanılan AHR yapılar daha düşük ebatlar kullanılarak terahertz frekansında kullanımı sağlanabilmiştir (Yen *et al.* 2004). Bununla beraber kızılötesi ve optik frekans değerlerinde bu etkiyi elde etmedeki problem AHR yapıları oluşturan metallerin mükemmel iletken şeklinde davranmaması ve elektromanyetik

alanların metallerin içersine nüfus edebilmesidir. Dolayısı ile daha yüksek frekanslarda çalışma yaparken metallerin dispersif doğası göz önünde bulundurulmalıdır. Bir diğer problem daha düşük ebatlarda malzeme üretimindeki teknik imkansızlıktır. Terahertz frekans aralığında manyetik geçirgenlik katsayısını negatif yapmak için tek halkalı 2 ayrıklı yapı kullanılmıştır (O'Brien *et al.* 2002). Net kapasitansı düşürmek için daha fazla kapasitif boşluk ekleyerek ve içersine gömüldüğü ortamın dielektrik katsayısını değiştirerek, dört ayrıklı AHR yapılardan oluşan ortamın mikrometre dalgaboyunda negatif manyetik geçirgenlik katsayısı elde edilmiştir (O'Brien *et al.* 2004; Hsu *et al.* 2004). Ayrıca AHR yapılar uygun büyüklükte üretilerek kızılötesi frekansında negatif manyetizma elde edilmiştir (Panoiu *et al.* 2003). Dielektrik ortam içersine periyodik olarak yerleştirilen paralel metal çubuk çiftleri kullanarak kızıl ötesi frekansında negatif manyetik özelliği elde edilmiştir (Panina *et al.* 2002).

Aslında rezonans manyetik ortamların tamamı kapasitans ve endüktans içerirler. Tek bir ayrıktan oluşan AHR ortam (Panina *et al.* 2002; Hrabar *et al.* 2002; Shamonina *et al.* 2002), OTR (omega tipi rezonatörler) (Simovski *et al.* 2003), iki halkalı yapılarda her bir halkada tek ayrıklı rezonatörler (Shamonin *et al.* 2004) gibi pek çok resonant manyetik ortamlar oluşturulmuştur. Tüm bu yapılara bakıldığında elektriksel polarlanmayı minimumda tutmaya çalışılmıştır.

1.5. Bianizotropik MM'ler

Bazı konfigürasyonlarda MM'ler, içeriklerine veya dalga polarizasyon şekline bağlı olarak anizotropik özellikten farklı olarak bianizotropik özelliklerde gösterebilir (Hasar *et al.* 2011). Chen *et al.* (2005) çeşitli dalga polarizasyonları için bianizotropik MM'lerin temel parametrelerini hesaplamışlardır. Onlar, z yönünde polarizasyonu olan $(\vec{E} // \mathbf{z})$ ve x yönünde ilerleyen $(\vec{k} // \mathbf{x})$ bir düzlem dalga için sayısal bir yaklaşım önermişlerdir. Böyle bir dalga sağ el kuralına uyan bir koordinat sistemi için üçlü olarak $\{k_x, -H_y, E_z\}$ şeklinde belirtilmiştir (Hasar *et al.* 2011).



Şekil 1.4. (a) SRR (Yarık Halka Rezonatör) Düzlemsel Yapı, (b) Kalınlığı d Olan ve Hava Arasında Kalan Homojen Bir Bianizotropik MM'nin S - Parametrelerinin Belirlenmesinde Kullanılan İleri ve Geri Yansım Katsayısı (Hasar *et al.* 2011)

H_y ve E_z içeren gelen dalga y yönünde bir manyetik dipol z yönünde ise elektrik dipol indükler (Şekil 1.4a'da görüldüğü gibi). Bu durumu tanımlamak için üç adet karmaşık değişken $(\mu_{yy}, \xi_0, \varepsilon_{zz})$ tanımlanmakta olup bu değişkenler diğer kutuplaşmalara bağlı olarak ileri yansım ve iletimin kompleks S - parametreleri ile desteklenmesi sonucu elde edilen verilerdir. Buna ek olarak bu yaklaşımda ekstra etkili parametreler sayısal bir yöntemle elde edilir (Hasar *et al.* 2011).

Bi-izotropik metamatzemelerde Şekil 1.4b'deki S_{11} ve S_{22} saçılma parametreleri birbirinden farklıdır. Ayrıca pozitif ve negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansları da birbirinden farklıdır $(z^+ \neq z^-)$. Bianizotropik metamatzemelerin bi-izotropik metamatzemelerden farkı geniş durdurma bandına sahip olmalarıdır (Li *et al.* 2009).

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Negatif Kırılma İndisli Materyaller (NKİ)

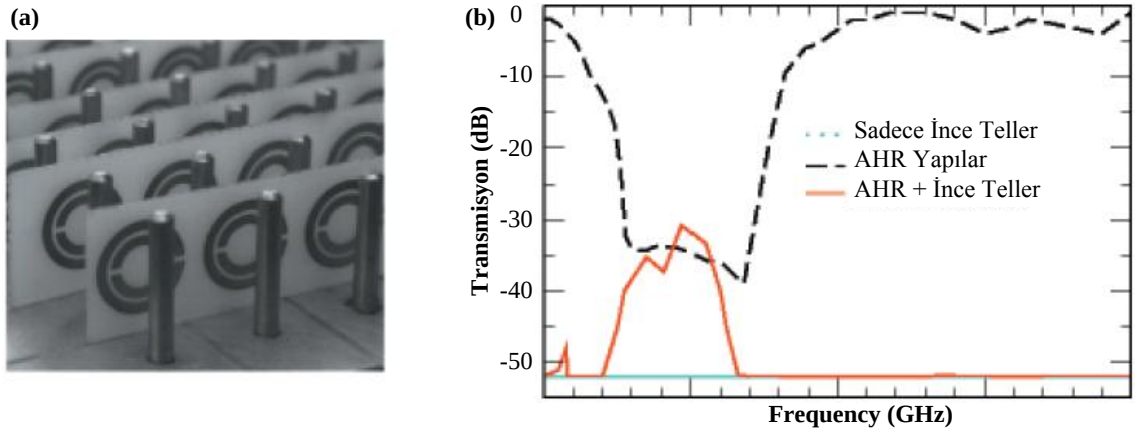
Aynı frekans aralığında hem negatif dielektrik katsayısı hemde negatif manyetik geçirgenliğe sahip ortamlara negatif kırılma indisli (NKİ) ortamlar denilmiştir. Smith *et al.* (2000) ince tel yapılar ve AHR yapıların periyodik olarak dizildiği yapay malzemenin, negatif bir kırılma indisi gösterdiğini ortaya koymuştur. Nümerik çalışmalarda bir AHR ortam içerisine ince tel yapılar yerleştirilmiş, elektrik alan teller boyunca ve manyetik alan AHR yapılara normal şekilde geldiği durum için, negatif manyetik geçirgenlik aralığında elektromanyetik alanların iletildiği gözlenmiştir (Shelby *et al.* 2001).

ω_p elektrik plazma frekansını, ω_m manyetik plazma frekansını ve ω_0 manyetik rezonans frekansını temsil etmek üzere birleştirilmiş bu ortam için dispersiyon eşitliği;

$$k^2 = \frac{\epsilon\mu\omega^2}{c^2} = \frac{(\omega^2 - \omega_p^2)(\omega^2 - \omega_m^2)}{c^2(\omega^2 - \omega_0^2)} \quad (19)$$

şeklindedir. Bu eşitlikte plazma frekansı maksimum değerinde ise manyetik bant boşluğunda bir iletim gözlenecektir (Şekil 2.1). Bu frekans aralığında dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitlerinin sıfırdan küçük olması ($\epsilon < 0$ ve $\mu < 0$), ortamın NKİ olduğunun göstergesidir. Prizma şeklindeki NKİ yapı ve teflon yapıya mikrodalga frekansındaki elektromanyetik alanların gönderilmesi sonucunda teflon prizmada normalin diğer tarafına kırılma olduğu gözlenmesine rağmen, NKİ yapıda elektromanyetik alanların normalin aynı tarafına doğru kırıldığı gözlenmiştir. Bu deneyler serbest uzayda da yapılmış ve hesaplamalara uygun şekilde negatif kırılma etkisi gözlenmiştir (Li *et al.* 2003; Parazzoli *et al.* 2003).

NKİ özelliğinin gözlemlendiği farklı geometrik yapılar incelenmiştir. OTR şeklinde ki yapılar uygun şekilde yerleştirildiğinde bakışimsızlık özelliklerinden dolayı hem elektriksel etki hem de manyetik etki oluşturulabilmektedir (Simovski *et al.* 2003). Ayrıca NKİ ortam oluşturmak için paralel çift metal çubuklarda kullanılmıştır (Panina *et al.* 2002). Farklı AHR yapıların hem elektrik hem de manyetik etki oluşturduğu gözlenmiştir (Huang *et al.* 2004).



Şekil 2.1. Farklı Özellikli Etkin Ortamların Ölçüm Sonuçları (Smith 2000)

2.2. NKİ Ortamların Frekans Bağımlılığı ve Enerji Yoğunluğu

İlerleme sabitinin, frekansın lineer olmayan fonksiyonu olduğu, dolayısıyla grup hızının frekans bağımlı olduğu ortama dispersif ortam adı verilir ve bu ortamlarda modüle edilmiş sinyaller bozulmaya uğrarlar. Daha temel bir ifadeyle, dispersif ortamda elektromanyetik alanların ortam içerisindeki etkileri zamana bağlı olarak değil, kümülatif bir etki ile belirlenir (Karaaslan 2009). Ortam içerisindeki alanlar zamana bağlı olarak şu şekilde yazılabilir;

$$\begin{bmatrix} \vec{D}(\vec{r}, t) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^t \begin{bmatrix} \epsilon(t-t_0) & 0 \\ 0 & \mu(t-t_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) \end{bmatrix} \quad (20)$$

Kaynaksız bir ortamdaki, belirli bir kütlede birim hacim başına enerji değişim miktarı ise;

$$\nabla \cdot \vec{S} = - \left[\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] \quad (21)$$

şeklindedir. Burada $\vec{S}$, Poynting vektörüdür. ω_0 frekans merkezli harmonik alanlar için bütün alan ifadelerini zamana bağlı olarak en genel şu şekilde ifade edilebilir;

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\vec{S}(\vec{r}) e^{j\omega_0 t} \right] = \text{Re} \left[\vec{S}(\vec{r}) \right] = \frac{\vec{S} + \vec{S}^*}{2}, \quad S = \vec{S}(t) e^{j\omega_0 t} \quad (22)$$

Tüm alanlar bu şekilde yazılıp (21) denkleminde yerleştirildiğinde;

$$\nabla \cdot \vec{S} = - \frac{1}{4} \left[\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}^*}{\partial t} + \vec{E}^* \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t} + H^* \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] \quad (23)$$

elde edilir. Manyetik akı yoğunluğu ve elektrik akı yoğunluğunun zamana göre türevini alabilmek için önce bu alanların Fourier serisine açılması gerekmektedir.

$$\vec{D} = \vec{D}(t) e^{j\omega_0 t} = \sum_{\omega} \varepsilon(\omega_0 + \omega') \vec{E}_{\omega'} e^{j(\omega_0 + \omega')t}, \quad f(\omega) = j\omega \varepsilon(\omega) \quad (24)$$

$f(\omega)$ ifadesi Taylor serisine açılıp denklem (24)'teki elektrik akı yoğunluğunun zamana göre türevi alınır;

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sum_{\omega} \left[f(\omega_0) \vec{E}_{\omega} e^{j(\omega_0 + \omega)t} + \dot{f}(\omega_0) \omega \vec{E}_{\omega} e^{j(\omega_0 + \omega)t} \right] \quad (25)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \varepsilon(\omega) \vec{E} + \left[\frac{d(\omega \varepsilon)}{d\omega} \right] \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} e^{j\omega t} \quad (26)$$

ve benzer olarak manyetik akı yoğunluğu;

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = j\omega \mu(\omega) \vec{H} + \left[\frac{d(\omega \mu)}{d\omega} \right] \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} e^{j\omega t} \quad (27)$$

şeklinde olacaktır. (26) ve (27) eşitlikleri (21) eşitliğinde yerine konulup, ortalama değeri alındığında;

$$\vec{W} = -\int \nabla \cdot \vec{S} dt = \frac{1}{4} \left[\frac{d(\omega \varepsilon)}{d(\omega)} \vec{E}^2 + \frac{d(\omega \mu)}{d(\omega)} \vec{H}^2 \right] \quad (28)$$

elde edilecektir (Jackson 1999; O'Brien *et al.* 2004). Eğer burada dispersiyon yoksa,

$$\vec{W} = \frac{\varepsilon \vec{E}^2 + \mu \vec{H}^2}{4} \quad (29)$$

olarak elde edilecektir, bu da hacimde depolanan elektrik ve manyetik enerjinin toplamına eşittir. Entropy koşuluna göre bu enerjinin daima sıfırdan büyük olması gerektiğinden;

$$\frac{d(\omega \varepsilon)}{d(\omega)} > 0, \quad \frac{d(\omega \mu)}{d(\omega)} > 0 \quad (30)$$

olmalıdır. Bu koşula göre dispersif olmayan ortamlarda dielektrik katsayısı (ε) ve manyetik geçirgenlik katsayısının (μ) eş zamanlı olarak negatif olmaları fiziksel olarak mümkün olmamasına rağmen, dispersif ortamlarda mümkün olduğu görülmektedir. Bunun için belirli bir frekans aralığında bu parametreler negatifken, spektrumun diğer kısmında pozitif olup, kompanzasyonu sağlamaktadır (Veselago 1968). Bu durumdan dolayıdır ki NKİ ortamların dispersif olması şarttır.

2.3. NKİ Ortamda Elektromanyetik Alanların İlerlemesi

Solak (NKİ) malzemelerde ε ve μ 'nün her ikisi de eş zamanlı olarak negatiftir. Bu çift negatif özelliğinden dolayı, ortam içerisine giren elektromanyetik dalgaların faz ve grup hızlarının zıt yönde ilerlediği gözlenmiştir (Veselago 1968). Bu özelliğin ispatı Maxwell denklemleri kullanılarak yapılabilmektedir;

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (31)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (32)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e \quad (33)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (34)$$

Alanları $e^{j\omega t}$ domeninde zamana göre değişen harmonik dalgalar olarak farz ederse, her bir alanı,

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\vec{S}(\vec{r}) e^{j\omega t} \right] \quad (35)$$

şeklinde zamana bağımlı olarak yazıp konum ve zamana göre düzenlersek dalga vektörü $(\vec{k})$, elektrik alan $(\vec{E})$ ve manyetik alan $(\vec{H})$ arasındaki ilişki farklı ortamlar için aynı olmayacaktır (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1. Sağ El - Sol El Ortamlar İçin Alan Bileşenlerinin İlişkisi (Karaaslan 2009)

Sağ El Ortamlar İçin (RH Ortam)	Sol El Ortamlar İçin (LH Ortam)
$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H}$	$\vec{k} \times \vec{E} = -\omega \mu \vec{H}$
$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \varepsilon \vec{E}$	$\vec{k} \times \vec{H} = \omega \varepsilon \vec{E}$

NKİ ortam içerisinde, bu üç dalga bileşeni sol el kuralına uyan bir grup oluşturacaktır. NKİ ortamda dalga vektörünün yönü RH ortam içerisindeki ile zıt yönde olduğundan faz hızı ve kırılma indisi buna bağlı olarak negatif olacaktır. Faz hızının negatif olmasına rağmen, grup hızı ve poynting vektörü pozitif olacaktır (Çizelge 2.2). Dolayısı ile poynting vektörü ve grup hızı aynı işaretli ve aynı yönde olurken faz hızı, dalga vektörü, kırılma indisi zıt işaretli olacaktır (Karaaslan 2009).

Çizelge 2.2. RH - LH Ortamların Elektromanyetik Özelliklerinin Karşılaştırılması (Karaaslan 2009)

Ortam Tipi	$\vec{k}$	$n = \frac{\vec{k}c}{\omega}$	$v_p = \frac{\omega}{ \vec{k} }$	$v_g = \nabla_{\vec{k}} \omega$	$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^*$
RH	+	+	+	+	+
LH	-	-	-	+	+

2.4. Ters Dalga Vektörünün Etkileri

Dalga vektörünün NKİ ortamda terslenmesi sonucunda pek çok yeni olay gözlenmiştir. Pozitif ve negatif kırılma indisli ortamların arayüzeyinde dalgaların kırılmasındaki bu farklılık yeni bir takım sonuçlar doğurmuştur (Karaaslan 2009). Ortam içerisinde dalga vektörü ters dönmesine rağmen enerji akış yönü aynı kalmaktadır, yani faz vektörü ile enerji akışı ters yöndedir (Veselago 1967). Snell kanunu bu ortam içerisinde değişmiş ve negatif kırılma indisinden dolayı negatif kırılma açısı gözlenmiştir. Bu ortam içerisinde görülen kırılma olayı izotropik ortamlarda görülen çok temel Snell kanununu değiştirmiştir (Shelby *et al.* 2001; Parazzoli *et al.* 2003). Bir izotropik ortam içerisinde ortam ne kadar sık olursa olsun dalga normalin diğer tarafına geçecek normalin geliş tarafında bulunmayacaktır. Yansıma açısında ise değişme olmayacaktır. Bu durumun doğrudan bir sonucu olarak kırılma indisi $n = -1$ olan dilim şeklindeki bir ortam dışarıdan gelen bir dalgayı odaklama özelliğine sahip olabilecektir (Veselago 1967). Bu tip bir yapı kendine has bir şekilde kaynak ile görüntü arasında faz farkını kaldıracaktır (Pendry 2000a). Böylece NKİ ortam içerisinde negatif bir faz artışı olacaktır.

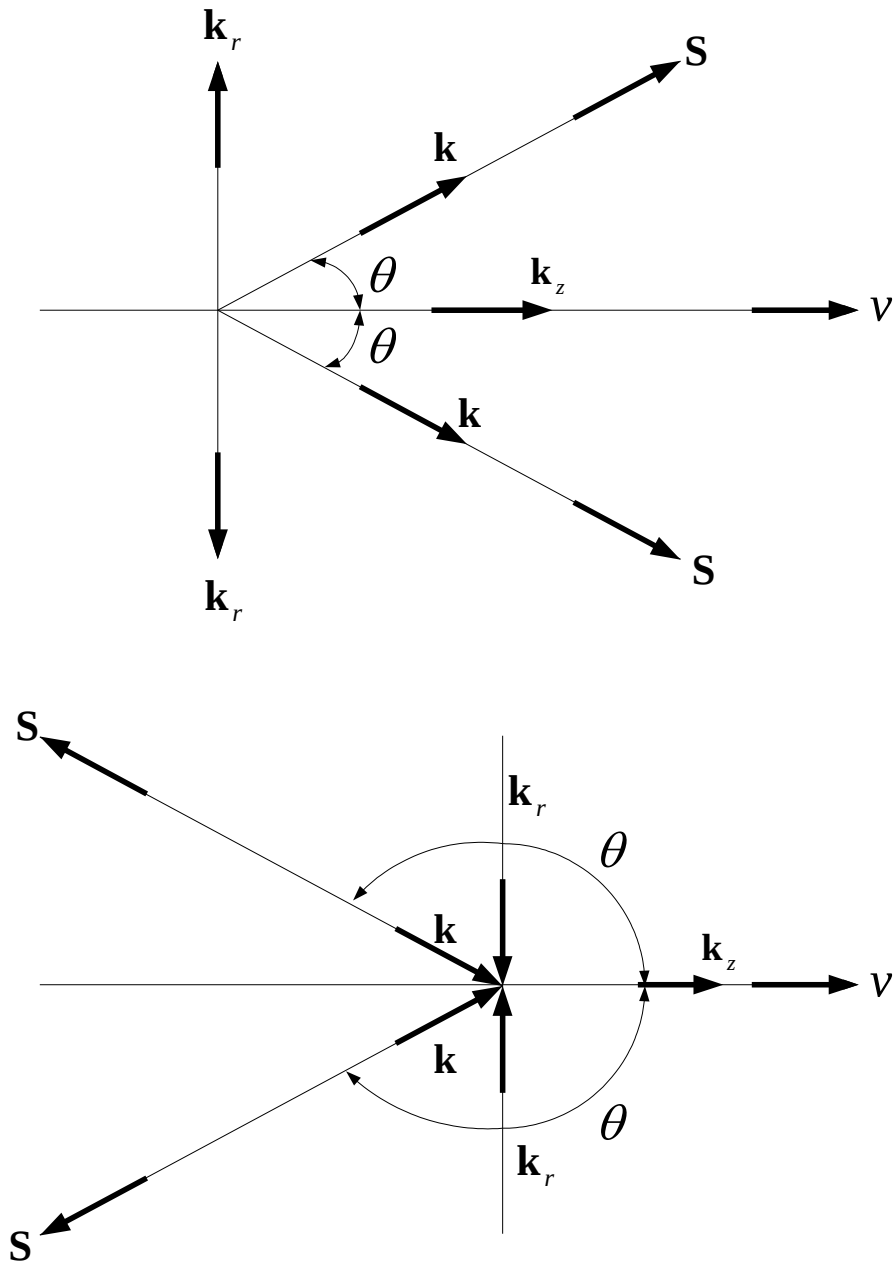
NKİ ortamda v hızı ile hareket eden bir kaynaktan ω açısal frekansı ile yayılan enerjinin bir dedektör ile ölçümü sırasında;

$$\omega' = \gamma(\omega + \vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (36)$$

olacaktır, burada γ relativistik faktörüdür. NKİ ortamda kaynağın hareketi yönündeki yayılma, kaynaktan yayılan frekanstan küçük olacaktır. Bu normal bir ortamda elde edilen olayın tersidir (Veselago 1967) ve ters Doppler etkisi olayından da sorumlu olan ters faz hızıdır.

Bir ortam içerisinde relativistik hızla geçen yüklü bir parçacık, eğer ortam içerisinde ışık hızından daha hızlı ilerliyorsa koni şeklinde bir açı ile Cerenkov yayılımı

yapacaktır. Bu koninin açısı normal ortamlarda dar bir açıdır, fakat ters faz açısından dolayı NKİ ortamda geniş açılı olmaktadır (Şekil 2.2). Gerçekte NKİ materyallerde dispersiyondan dolayı farklı frekanslar için ileri ve geri yönlerde Cerenkov yayılımı olacaktır (Lu *et al.* 2003). Cerenkov yayılımı için bu değişmiş koni, fotonik kristallerde nümerik olarak gösterilmiştir.

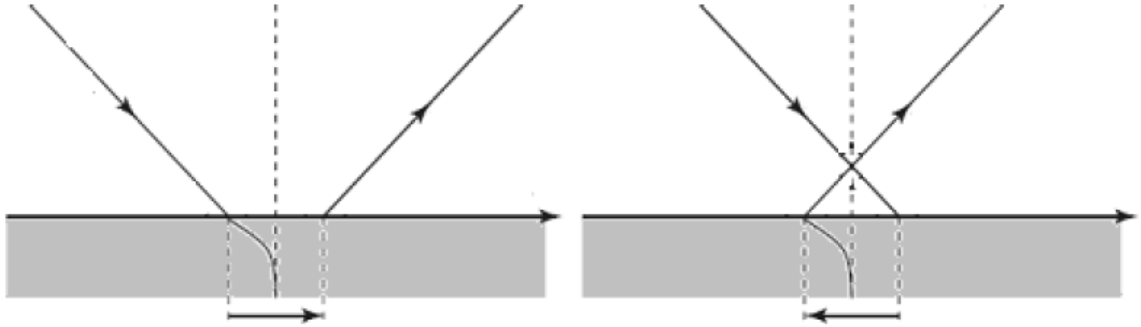


Şekil 2.2. Sağ El (a) ve Sol El (b) Ortam İçerisinde Vavilov Cherenkov Radyasyonu (Veselago 1968)

Bilindiği gibi optik olarak sık olan bir ortamdan, seyrek olan bir ortama ışık yada elektromanyetik alan geçerken, kritik açı vardır, bu açıdan büyük açılarda yoğun ortamda dalga sönümlenecek ve tüm dalga geldiği ortama yansımacaktır (Şekil 2.3). Bu yansıma durumunda dalganın ortam içerisine giriş ve yansıma yerleri arasında bir kayma gözlenecektir (Goos *et al.* 1947). Negatif faz hızından dolayı, eğer ikinci ortam NKİ özelliğinde ise Goos Hanchen kaymasının negatif olduğu gözlenmiştir (Kong *et al.* 2002; Berman 2002; Lakhtakia 2002a, 2002b; Ziolkowski 2003). Geliş ve yansıma arasındaki kayma miktarı;

$$\delta_{gh} = -\frac{\partial \Phi_r}{\partial k_{x1}} \quad (37)$$

olarak elde edilmiştir (Artman 1948). Burada kayma miktarının faz kayması ile dalga vektörünün paralel bileşenine bağlı olduğu görülmektedir (Berman 2002; Lakhtakia 2004).



Şekil 2.3. Sağ El (a) ve Sol El (b) Ortamda Goos - Hanchen Olayı (Caloz 2005)

Fresnel eşitliklerinin NKİ ortam içerisinde nasıl etkileneceği de önemli bir konu olmuştur. Paralel ve dik polarizasyonlar için iletim ve yansıma sabitleri;

$$R_p = \frac{\varepsilon_{r1}k_{2z} - \varepsilon_{r2}k_{1z}}{\varepsilon_{r1}k_{2z} + \varepsilon_{r2}k_{1z}}, \quad T_p = \frac{2\left(\frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right)k_{1z}}{\mu_{r1}k_{2z} + \varepsilon_{r2}k_{1z}} \quad (38)$$

$$R_d = \frac{\mu_{r2}k_{1z} - \mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}}, \quad T_d = \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} \quad (39)$$

şeklinde. Burada η_i ortamın elektromanyetik alanlara gösterdiği empedansı temsil etmekte olup ortamın dielektrik katsayısı ile manyetik geçirgenlik katsayısına bağlıdır;

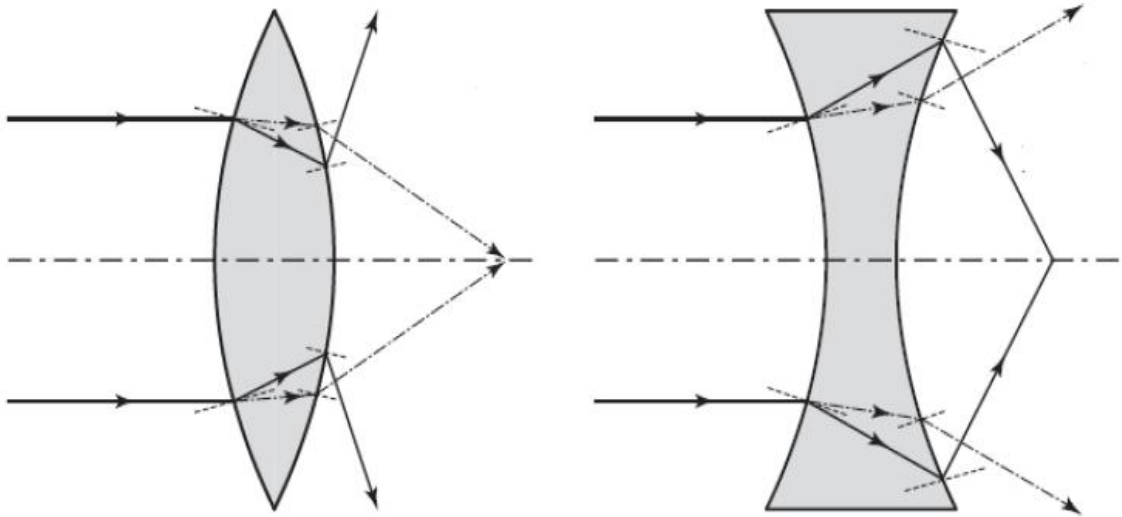
$$\eta_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} \quad (40)$$

Bu eşitlikler tüm ortamlar için geçerlidir. NKİ ortam içinde $k_{z2} = -|k_{z2}|$, $\varepsilon_{r2} = -|\varepsilon_{r2}|$ ve $\mu_{r2} = -|\mu_{r2}|$ olduğundan fresnel eşitliklerinin büyüklüğü PKİ - NKİ (Pozitif Kırılma İndisi - Negatif Kırılma İndisi) ortam arayüzeyinde aynı kaldığı görülebilir. Bu sabitlerin büyüklüğünün aynı olmasının nedeni elektromanyetik alanların sadece teğet bileşenlerine bağlı olmalarıdır. Ortamların özelliklerine bağlı olmaksızın teğet bileşenlerin aynı kaldığı bilinmektedir. Paralel polarizasyon iletim sabiti haricindeki diğer sabitlerde faz değişikliği de olmamaktadır, paralel polarizasyon için iletim sabitinde ise terslenmektedir.

Kırılma indisi, ε ve μ sabitlerinin çarpımına bağlı ve Snell kanunu ile iletim açısını belirlerken, empedans değeri aynı sabitlerin oranına bağlıdır ve yansıma - iletim miktarını belirler. Bundan dolayı Fresnel sabitleri eşleme parametreleridir. Dolayısı ile mükemmel odaklama yapılabilmesi için sadece kırılma indislerinin eşit olması yetmez aynı zamanda yansımayı engellemek ve tam iletim sağlayabilmek için ortamların empedansı da eşit olmalıdır. Bu durumda ε ve μ sabitlerinin hem çarpımının hemde

oranının eşit olabilmesi için her iki parametrenin her iki ortam için eşit olmaları gerekmektedir.

Negatif kırılma olayından doğan bir diğer fiziksel farklılık NKİ ortamlar kullanılarak elde edilen iç bükey ve dış bükey lenslerin PKİ ortamlarda gösterdiği ıraksama ve yakınsama özelliklerinin terslenmesidir (Schurig *et al.* 2003a, 2003b). NKİ ortam kullanılarak üretilen iç bükey lens ıraksama yerine yakınsama yapmaktadır, dış bükey lensde ise ıraksama gözlenmektedir (Şekil 2.4). Bu şekilde eğri bir geometriyi yapay bir ortamda elde etmek zor olduğundan yapı merdiven basamakları şeklinde üretilmiştir (Smith *et al.* 2003).

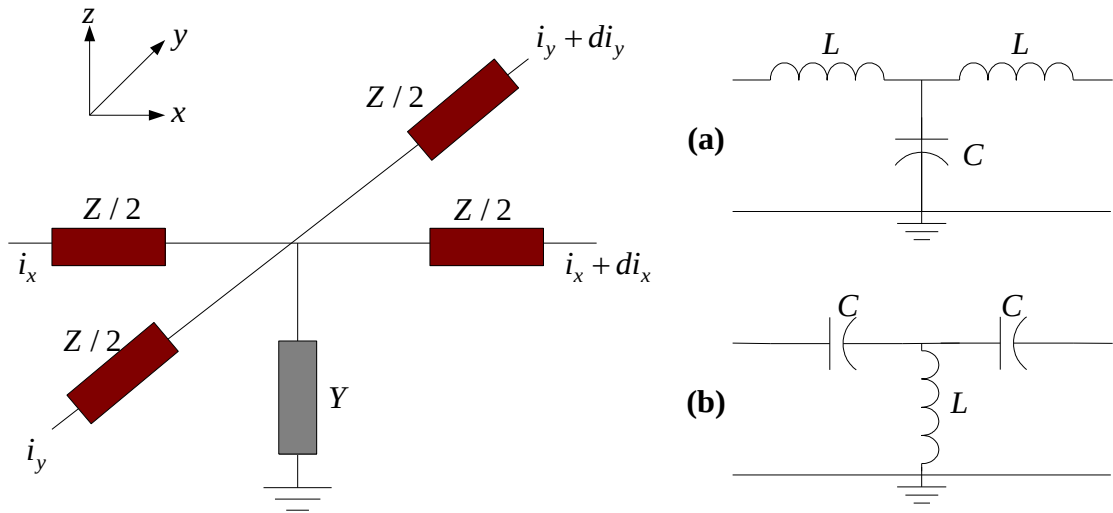


Şekil 2.4. NKİ Ortam Kullanılarak Elde Edilmiş Dış - İç Bükey Lensler (Caloz 2005)

PKİ lensler ile NKİ lenslerin yerdeğiştirilmesindeki potansiyel faydalardan bir tanesi olarak, ince bir lensdeki odak uzaklığındaki değişiklik verilebilir (Born *et al.* 2002). İnce bir lensin odak uzaklığı;

$$f = \frac{R}{|n-1|} \quad (41)$$

Burada R lensin yüzeyinin yarıçapıdır. Bu eşitlikte de görüldüğü gibi, $n = -1$ kırılma indisine sahip NKİ ortamın R değeri, $n = 3$ kırılma indisine sahip PKİ ortamın k_i ile aynıdır. Aynı indis büyüklüğüne sahip NKİ ve PKİ ortamlardan NKİ ortamın odak uzaklığı çok daha küçük olacaktır, dolayısı ile daha sıkı bir mercek elde edilmiş olur. Bir diğer gözlem ise, $n = 1$ olan ince bir mercek odaklama yapamayacaktır, çünkü odak uzaklığı sonsuz olacaktır. Aynı optik yoğunluklu ($n = -1$) NKİ ortam ise $f = \frac{R}{2}$ odak noktasında odaklama yapacaktır (Karaaslan 2009).



Şekil 2.5. NKİ Ortamın İletim Hattı Olarak Gösterimi (Eleftheriades 2002)

2.5. Geri Dalgalı Yapılar ve İletim Hatları

NKİ elde etmek için bir diğer yaklaşım, iletim hatları teorisine dayanmaktadır (Liu *et al.* 2002; Eleftheriades *et al.* 2002; Grbic *et al.* 2002). Bu modele göre, dielektrik ve manyetik materyaller $L-C$ devreleri kullanılarak modellenenbilmektedir. Radyo dalgalarında, bu yapılar parçalı elemanlar kullanılarak başarılabılır. Bu tip bir iletim hattı yapısının bir, iki (Şekil 2.5) ve üç boyutlu olarak incelemeleri yapılmıştır. Sistemdeki her birim hücre seri empedans (Z) ve paralel admitans (Y) içermektedir

(Şekil 2.5). Bir birim hücreye odaklanıldığında potansiyel ve akım eşitlikleri şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{\partial V}{\partial r_i} = ZI_{r_i}, \quad \sum_{i=1}^2 \frac{\partial I}{\partial r_i} = YV \quad (42)$$

Burada V ve I pozisyon bağımlı voltaj ve akımı, Z empedansı ve Y admitansı temsil etmektedir. r_1 ifadesi x ve r_2 ifadesi ise y değerini göstermektedir. Burada voltaj ifadesini akımlar ihmal edilecek şekilde düzenlersek Helmholtz denklemini elde ederiz.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \beta^2 V = 0 \quad (43)$$

Enine elektrik alan gelmesi (TE) durumu için maxwell denklemleri elde edilip voltaj yerine elektrik alan, akım yerinede manyetik alan bileşenleri yerleştirildiğinde, eşdeğer empedans parametreleri;

$$Z = -i\omega\mu, \quad Z' = Y = \frac{1}{-i\omega\varepsilon} \quad (44)$$

olarak elde edilirler.

Eğer $Z = i\omega L$ ve $Z' = \frac{1}{i\omega C}$ olarak seçilirse (buradaki L birim uzunluktaki indüktansı, C ise kapasitansı belirtmektedir), ilerleme sabiti;

$$\beta = \omega\sqrt{LC} = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (45)$$

olarak elde edilir. Bu yapı için faz hızı;

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (46)$$

ve grup hızı;

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \quad (47)$$

şeklindedir. Normal bir ortamda faz ve grup hızları aynı yöndedirler. NKİ ortamda ise;

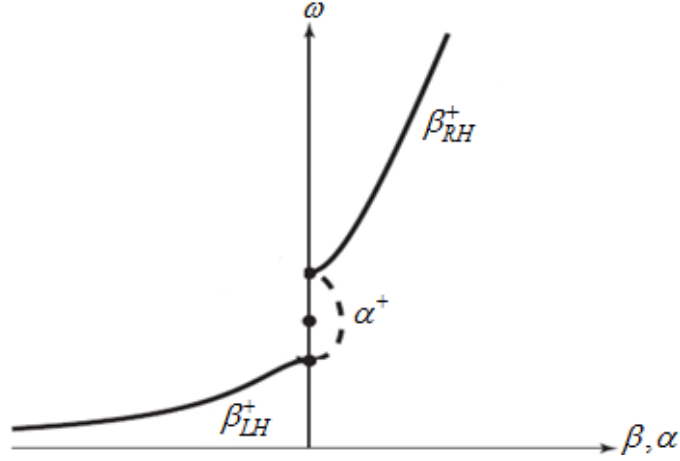
$$Z = \frac{1}{i\omega C} \text{ ve } Z' = Y = i\omega L \quad (48)$$

olduğundan (Şekil 2.5b) ilerleme sabiti;

$$\beta = -\frac{1}{\omega\sqrt{LC}} \text{ ve } v_{\phi} = -\omega^2\sqrt{LC} \quad (49)$$

şeklindedir. Grup hızı ise $v_g = \omega^2\sqrt{LC}$ olduğundan bu ortam içerisinde geri yönlü dalga gözlenecektir yani faz hızı ile grup hızı zıt yönlerde olacaktır (Şekil 2.6). Burada aslında solak ortam durumunda ω eksenine göre β_{LH}^+ grafiğinin simetriği de seçeneklerden bir tanesidir yalnız frekans artarken dalga numarasının β değeri azaldığından grup hızı negatif çıkacağından β_{LH}^+ grafiğinin seçilmesi gerekecektir. Bu durumda da grup hızı pozitif olmasına rağmen faz hızı negatif olacaktır. Dolayısıyla

ortam solak olduğu durumda yani $C-L$ iletim hattı modelinde pozitif grup hızı, negatif faz hızı ve negatif β değeri gözlenmesi beklenmektedir (Karaaslan 2009).



Şekil 2.6. $L-C$ NKİ İletim Hattı Modelinin Frekans - Dalga Numarası İlişkisi

Homojen bir ortam sağlanabilmesi için periyodik yapının birim hücresinin gelen dalga boyundan çok küçük olması gerekmektedir. Bu tip geri yönlü dalga yapılar NKİ ortamların bütün özelliklerini göstermektedir (Karaaslan 2009).

2.6. Mükemmel Lensler

Negatif kırılımın en çok tartışılan sonuçlarından bir tanesi, alışılmış kırılma limitlerinin aksine limitsiz bir görüntü çözünürlüğü olan mükemmel lenslerdir (Pendry 2000b). $\varepsilon = -1$ ve $\mu = -1$ olan bir NKİ materyal sadece gelen dalgaları odaklamak ile kalmayacak, aynı zamanda kaynaktan çıkar çıkmaz sönümlenmeye yüz tutan sönümlü dalga bileşenlerini de odaklayacaktır. $Z = 0$ düzleminde duran bir yapıya dik gelen bir elektrik alan için serbest uzayda dalga vektörü;

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\omega^2}{c^2} = k_0^2 \quad (50)$$

şeklinde olacaktır. $k_x > k_0$ ve $k_y > k_0$ durumlarında dalga kaynaktan uzaklaştıkça üstel olarak genliği azalacak ve sönümlenecektir. Bunlar kaynağın radyasyonunun yakın alan bileşenleridir ve $\frac{1}{k_{x,y}} < \frac{\lambda}{2\pi}$ sönümlenme uzaklığına sahiptirler. Alışılmış görüntüleme sistemlerinde bu bileşenler asla ortaya çıkarılamazlar. Bundan dolayı kaynağın hızlı değişen özellikleri ile ilgili bilgiler kaybolmaktadır. Görüntüye katkısı olan en büyük propagasyon yapan dalga vektörü k_0 dır. Dolayısı ile görüntüdeki minimum dalga boyu λ olacaktır.

Dielektrik katsayısı $\varepsilon = -1$ ve manyetik geçirgenlik katsayısı $\mu = -1$ olan yapı üzerinde yapılan teorik çalışmalarda, Frensel eşitlikleri ve Taylor serisi kullanılarak ortamın iletim ve yansıma katsayıları;

$$T = \frac{t_{21}t_{32}e^{ik_{z2}d}}{1 - r_{12}r_{21}e^{2ik_{z2}d}}, \quad R = \frac{r_{21} + r_{32}e^{2ik_{z2}d}}{1 - r_{12}r_{21}e^{2ik_{z2}d}} \quad (51)$$

şeklinde bulunmuştur. Dalga vektörünün z bileşenleri;

$$k_{z1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_+ \mu_+ \omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (52)$$

$$k_{z2} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_- \mu_- \omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (53)$$

k_{z2} dalga vektörünün bileşenlerini NKİ ortamda alınması gerektiği gibi alınmalıdır. Propagasyon yapan dalgalar için negatif ve sönümlenen dalgalar için pozitif olarak alınmalıdır.

Eğer NKİ ortamda $\varepsilon_- = \varepsilon_+ = -1$ ve $\mu_- = \mu_+ = -1$ alınırsa ilerlen dalgalar için; $k_{z2} = -k_{z1}$ olarak elde edilmiş ve bu durumda eşlenmiş empedanslardan dolayı tam bir iletim sağlanmış olacak ve yansıma olmayacaktır.

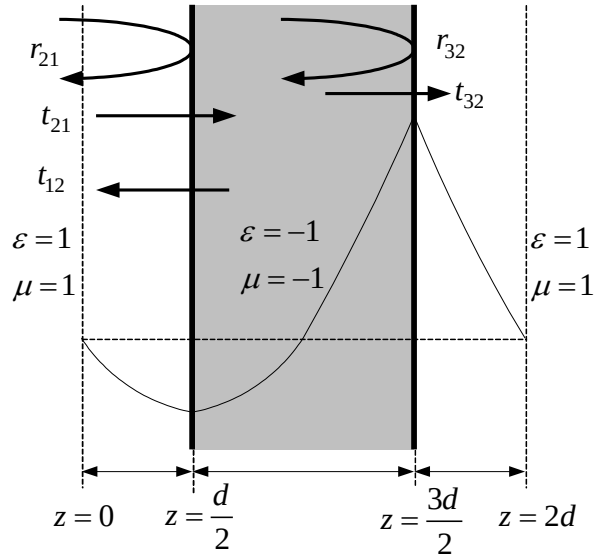
$$\lim_{\substack{\varepsilon_- \rightarrow -1 \\ \mu_- \rightarrow -1}} T = e^{-ik_{z1}d}, \quad \lim_{\substack{\varepsilon_- \rightarrow -1 \\ \mu_- \rightarrow -1}} R = 0 \quad (54)$$

Buradan anlaşılmaktadır ki kaynak noktasından görüntü noktasına kadar faz farkı olmamaktadır.

NKİ ortam içerisinde zayıflayan dalga durumunda ise;

$$\lim_{\substack{\varepsilon_- \rightarrow -1 \\ \mu_- \rightarrow -1}} T = e^{ik_z d}, \quad \lim_{\substack{\varepsilon_- \rightarrow -1 \\ \mu_- \rightarrow -1}} R = 0 \quad (55)$$

olacaktır. Burada görülmektedir ki NKİ dilim sönmünecek dalgayı, serbest uzaydaki ile aynı oranda yükselterek çıkarmaktadır (Şekil 2.7). Buda bu yapı ile sadece ilerleyen dalgalar için tam - kayıpsız iletim değil, aynı zamanda sönmülenen dalgalar için yükseltilerek çıkmayı sağlayan mükemmel bir lens yapısının teorik olarak ortaya konulabileceğini göstermektedir.



Şekil 2.7. Negatif Kırılma İndisli MM ile Mükemmel Lens Yapı (Ramakrishna 2005)

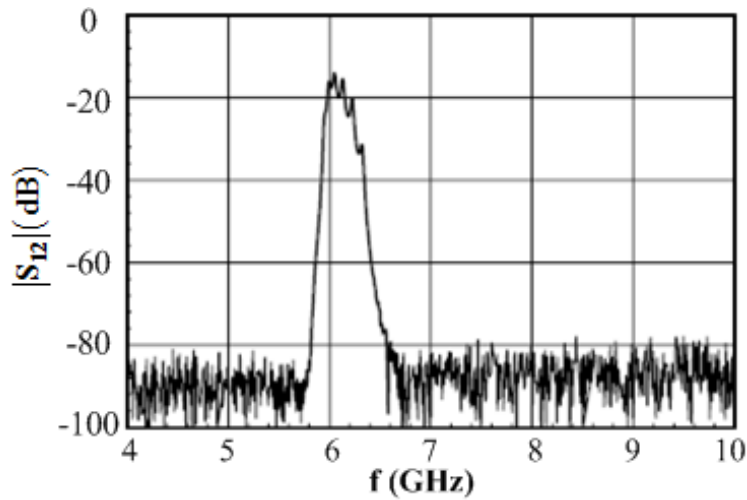
2.7. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu

MM'lerin potansiyel kullanım alanlarından bir diğeri de dalga kılavuzlarının enine boyutlarının küçültülebilmesidir. Dairesel ve dikdörtgen şeklindeki dalga kılavuzlarında elektromanyetik dalgaların ilerlemesi için matematiksel eşitlikler daha önce elde edilmiştir (Sarychev *et al.* 2000). Dikdörtgen şeklinde ki bir dalga kılavuzu pek çok mikro dalga uygulamasında kılavuzlama elemanı olarak kullanılmıştır. Düzlemsel kılavuzlama elemanlarının dalga kılavuzlarını pek çok uygulamada geri bırakmasına rağmen hala kaçınılmaz oldukları yerler vardır. Örnek olarak büyük bir anten dizisi için bir kaynak şebekesi verilebilir. Ayrıca çoklu frekans anten dizilerinde yayınlayıcı eleman olarak dalga kılavuzlarının kullanılması çok önemli ve vazgeçilmez bir uygulamadır. Bu tip düzeneklerde pek çok açık uçlu yayınlayıcılar bulunabilir ve bunlar farklı frekans bant aralıklarında çalışırlar ve tamamı tek bir sınırlı bölgeye sığdırılmak isteneceğinden dalga kılavuzlarının fiziksel ebatları çok önemli bir parametre olmakta ve olabildiğince küçültülmek istenmektedir.

Temel elektromanyetikten dalga kılavuzunun enine boyutlarının dalga boyunun en az yarısına eşit olması gerektiği bilinmektedir. Ancak bu durumda elektromanyetik

dalgalarda dalga kılavuzu içerisinde ilerlemesi için gerekli olan sınır şartları sağlanmış olacaktır. Dalga kılavuzlarının minyatürizasyonu için klasik yol dielektrik dolgu malzemesinin kullanılmasıdır. Bu durumda enine ebatlar ve kesim frekansı bağlı dielektrik katsayısının karekökü ile ters orantılı olarak azalacaktır. Fakat yüksek dielektrik katsayılı malzemelerin kayıplarında genel olarak yüksek olması bu şekilde bir minimizasyonda bir sorun olarak karşımıza çıkmaktadır (Balanis 1989).

Son yıllarda dalga kılavuzlarının minyatürizasyonu için pek çok yeni çalışmalar ortaya konulmuştur. Yapay mükemmel manyetik iletken (PMC) yapılar dalga kılavuzu duvarlarında kullanılarak enine elektromanyetik alan (TEM) dalgalarda ilerlemesi sağlanmıştır (Fei-Ran *et al.* 1999). Bunun yanında MM'lerdeki gelişmelere paralel olarak, bu konuda da gelişmeler başlamıştır. AHR yapı kullanılarak oluşturulan yön bağımlı ve tek yönlü ortam vasıtasıyla dalga kılavuzunun kesim frekansının altında ki bir değerde iletim sağlanmıştır (Marques *et al.* 2002; Hrabar *et al.* 2005). AHR yapı kullanılarak elde edilen bu ortam içerisinde kesim frekansının altında TE modunda ki elektromanyetik alan için iletim sağlanması ile birlikte, bu iletimin geri dalga ilerlemesi gösterdiği de teorik ve pratik olarak ispat edilmiştir (Şekil 2.8). Burada da görüldüğü gibi dalga kılavuzu iletimi 6 GHz değeri için gerekli olan ebatlardan daha küçük ebatlarda iletime geçmiştir (dalga kılavuzu eni 6 mm).



Şekil 2.8. Uzunluğu $l = 36$ mm Olan Dikdörtgen Dalga Kılavuzu İçin İletim Sabiti (Marques 2002)

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu bölümde, pozitif ve negatif yönde ilerleyen dalga empedansları farklı olan, yansımanın asimetric ve iletimin simetric olduğu bianizotropik MM örneği için; alan terimlerinin ve bianizotropik ortam empedansının çıkarımı yapılacak; buna ek olarak incelenen problem tanımlanacak, bu problem için bianizotropik MM'nin özgün temel parametreleri belirlenecektir.

Bütün işlemler zaman kuralı $e^{-i\omega t}$ olacak şekilde ve Şekil 1.4a ve Şekil 1.4b'de verilen problem için yapılacaktır.

3.1. Bianizotropik Ortamda Alan Terimleri

Maxwell denklemleri fazör uzayında aşağıdaki gibi tanımlanır (Hasar *et al.* 2011).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega \vec{B}(\vec{r}) \quad (56)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega \vec{D}(\vec{r}) \quad (57)$$

$$\vec{D} = \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \vec{E} + \overline{\overline{\xi}} \cdot \vec{H} \quad (58)$$

$$\vec{B} = \overline{\overline{\mu}} \cdot \vec{H} + \overline{\overline{\zeta}} \cdot \vec{E} \quad (59)$$

Burada $\overline{\overline{\epsilon}}$, $\overline{\overline{\mu}}$, $\overline{\overline{\xi}}$ ve $\overline{\overline{\zeta}}$ terimleri aşağıdaki gibidir.

$$\overset{=}{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad \overset{=}{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (60)$$

$$\overset{=}{\xi} = \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\xi_0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \overset{=}{\zeta} = \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i\xi_0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (61)$$

(58)-(61) (Hasar *et al.* 2011) denklemleri kullanılarak (56) ve (57) denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega\mu_0\mu_{xx}H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\omega\mu_0\mu_{yy}H_y - \frac{\omega\xi_0}{c}E_z \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= i\omega\mu_0\mu_{zz}H_z \end{aligned} \quad (62)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xx}E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{yy}E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}E_z - \frac{\omega\xi_0}{c}H_y \end{aligned} \quad (63)$$

Daha sonra dalga yayılımı olayının x yönünde olduğunu varsayarak, (62) ve (63) denklemleri aşağıdaki gibi indirgenir.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial y} &= \frac{\partial E_y}{\partial z} \\
-\frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\omega\mu_0\mu_{yy}H_y - \frac{\omega\xi_0}{c}E_z \\
\frac{\partial E_y}{\partial x} &= i\omega\mu_0\mu_{zz}H_z
\end{aligned} \tag{64}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H_z}{\partial y} &= \frac{\partial H_y}{\partial z} \\
-\frac{\partial H_z}{\partial x} &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{yy}E_y \\
\frac{\partial H_y}{\partial x} &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}E_z - \frac{\omega\xi_0}{c}H_y
\end{aligned} \tag{65}$$

(64) denklemini kullanarak,

$$H_y = \frac{k_0\xi_0 E_z - \frac{\partial E_z}{\partial x}}{i\omega\mu_0\mu_{yy}}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \tag{66}$$

elde ederiz. Bulunan (66) denklemi (65)'de yerine yazılırsa,

$$\frac{\partial \left[\frac{\frac{\omega\xi_0}{c}E_z - \frac{\partial E_z}{\partial x}}{i\omega\mu_0\mu_{yy}} \right]}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}E_z - k_0\xi_0 \left[\frac{\frac{\omega\xi_0}{c}E_z - \frac{\partial E_z}{\partial x}}{i\omega\mu_0\mu_{yy}} \right] \tag{67}$$

$$\frac{1}{i\omega\mu_0\mu_{yy}} \left[\frac{\omega\xi_0}{c} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} \right] + \frac{\omega\xi_0}{i\omega\mu_0\mu_{yy}c} \left[\frac{\omega\xi_0}{c} E_z - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}E_z \tag{68}$$

$$\frac{1}{i\omega\mu_0\mu_{yy}} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\omega\xi_0}{i\omega\mu_0\mu_{yy}c} \frac{\omega\xi_0}{c} E_z = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}E_z \quad (69)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\omega^2\xi_0^2}{c^2} E_z = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\mu_{yy}\varepsilon_{zz}E_z = -k_0^2\mu_{yy}\varepsilon_{zz}E_z \quad (70)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k_0^2 \left(\varepsilon_{zz}\mu_{yy} - \xi_0^2 \right) E_z = \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k_x^2 E_z = 0 \quad (71)$$

elde edilir. Buna göre (71) dekleminin çözümü aşağıdaki gibi olacaktır.

$$E_z = E_z^+ e^{ik_x x} + E_z^- e^{-ik_x x} \quad (72)$$

Benzer şekilde (65) denklemini kullanarak,

$$E_z = \frac{1}{-i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} + k_0\xi_0 H_y \right] \quad (73)$$

elde ederiz. Bulunan (73) denklemini (64) denkleminde yerine yazarsak,

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_0^2 \left(\varepsilon_{zz}\mu_{yy} - \xi_0^2 \right) H_y = \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_x^2 H_y = 0 \quad (74)$$

elde ederiz. Burada,

$$k_x^2 = k_0^2 \left(\varepsilon_{zz}\mu_{yy} - \xi_0^2 \right) \quad (75)$$

Buna göre, (72) denkleminde verilen E_z gibi benzer şekilde (74) denklemi de kullanılarak H_y aşağıdaki gibi elde edilir.

$$H_y = H_y^+ e^{ik_x x} + H_y^- e^{-ik_x x} \quad (76)$$

3.2. Bianizotropik Ortamın Empedansı

(72) ve (76) denklemleri sadece E_z ve H_y içeren (64) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} & -\left[ik_x E_z^+ e^{ik_x x} - ik_x E_z^- e^{-ik_x x} \right] + k_0 \xi_0 \left[E_z^+ e^{ik_x x} + E_z^- e^{-ik_x x} \right] \\ & = i\omega \mu_0 \mu_{yy} \left[H_y^+ e^{ik_x x} + H_y^- e^{-ik_x x} \right] \end{aligned} \quad (77)$$

buluruz. (77) denklemini düzenlersek,

$$Z^+ = \frac{-E_z^+}{H_y^+} = \frac{-i\omega \mu_0 \mu_{yy}}{(-ik_x + k_0 \xi_0)} = \frac{\omega \mu_0 \mu_{yy}}{k_0 (n + i\xi_0)} = Z_0 \frac{\mu_{yy}}{(n + i\xi_0)}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (78)$$

$$Z^- = \frac{E_z^-}{H_y^-} = \frac{\omega \mu_0 \mu_{yy}}{(k_x - ik_0 \xi_0)} = Z_0 \frac{\mu_{yy}}{(n - i\xi_0)}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \quad \frac{k_x}{k_0} = n \quad (79)$$

$$n = \mp \sqrt{\varepsilon_{zz} \mu_{yy} - \xi_0^2} \quad (80)$$

elde ederiz (Hasar *et al.* 2012). Bu nedenle, pozitif ve negatif z yönlerinde ilerleyen dalgalar için, sırasıyla normalize edilmiş dalga empedansları;

$$z^+ = \frac{\mu_{yy}}{(n + i\xi_0)}, \quad z^- = \frac{\mu_{yy}}{(n - i\xi_0)} \quad (81)$$

şeklindedir (Hasar *et al.* 2012).

3.3. İncelenen Problemin Tanımlanması

S_{11} , S_{21} ve S_{22} ölçümlerinden ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz} 'yi belirlemenin mümkün olduğunu Li *et al.* (2009) kanıtlamıştır. Bu teknik cazip olmasına rağmen ters yansıma saçılma parametresini (S_{22}) ölçmemiz gerekir ki bu da numunenin arka tarafından aydınlatma gerektirir. Bu ihtiyacı ortadan kaldırmak amacıyla, bu tezde bianizotropik MM'lerin elektromanyetik özellikleri (ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz}), belirli bir mesafede bir kısa devre ile sonlandırılmış bu malzemelerin sadece yansıma saçılma ölçümünden, ve herhangi bir sonlandırma olmadan bu malzemelerin hem ileri yansıma saçılma hem de ileri iletim saçılma ölçümlerinden faydalanılarak belirlenecektir.

Daha önceki bir çalışmada (Hasar *et al.* 2012), herhangi bir sonlandırma olmadan bianizotropik MM'lerin hem ileri yansıma saçılma hem de ileri iletim saçılma parametreleri aşağıdaki gibi çıkarılmıştır.

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2}, \quad S_{22} = \frac{\Gamma_2(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2}, \quad S_{21} = S_{12} = \frac{(1-\Gamma_1\Gamma_2)T}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2} \quad (82)$$

$$\Gamma_1 = \frac{z^+ - 1}{z^+ + 1}, \quad \Gamma_2 = \frac{z^- - 1}{z^- + 1}, \quad z^+ = \frac{\mu_{yy}}{(n + i\xi_0)}, \quad z^- = \frac{\mu_{yy}}{(n - i\xi_0)} \quad (83)$$

$$T = e^{ik_0nL}, \quad n = \mp \sqrt{\varepsilon_{zz}\mu_{yy} - \xi_0^2}, \quad k_0 = \frac{2\pi f}{c} \quad (84)$$

3.4. Kısa Devre ile Sonlandırılmış Bianizotropik MM'lerin Yansıma Saçılma Parametrelerinin Çıkarılması

3.4.1. Analitik yöntem

Zaman kuralını her bölge için (Şekil 3.1) $e^{-i\omega t}$ şeklinde seçerek elektrik ve manyetik alan ifadeleri aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\vec{E}_I(x) = \hat{a}_z \left(E_I^+ e^{ik_0 x} + E_I^- e^{-ik_0 x} \right) = \vec{E}_I^+(x) + \vec{E}_I^-(x) \quad (85)$$

$$\vec{H}_I(x) = \hat{a}_y \frac{1}{Z_0} \left(-E_I^+(r) e^{ik_0 x} + E_I^-(r) e^{-ik_0 x} \right) \quad (86)$$

$$\vec{E}_{II}(x) = \hat{a}_z \left(E_{II}^+(r) e^{ik_x x} + E_{II}^-(r) e^{-ik_x x} \right) \quad (87)$$

$$\vec{H}_{II}(x) = \hat{a}_y \left(-\frac{E_{II}^+(r)}{Z^+} e^{ik_x x} + \frac{E_{II}^-(r)}{Z^-} e^{-ik_x x} \right) \quad (88)$$

$$\vec{E}_{III}(x) = \hat{a}_z \left(E_{III}^+(r) e^{ik_0 x} + E_{III}^-(r) e^{-ik_0 x} \right) \quad (89)$$

$$\vec{H}_{III}(x) = \hat{a}_y \frac{1}{Z_0} \left(-E_{III}^+(r) e^{ik_0 x} + E_{III}^-(r) e^{-ik_0 x} \right) \quad (90)$$

Metalin içinde yüksek mikrodalga frekanslarında elektromanyetik alan olmayacağı varsayılarak $(\vec{E}_{III}(x=0)=0)$, yansıma saçılma parametresinin bulunmasında sınır

şartları uygulanırken, Şekil 3.1'deki konfigürasyon için, sağdan başlanır ve sola doğru gidilir. Bu işlem bize analizlerimizde kolaylık sağlar. Buna göre sınır şartlarını aşağıdaki gibi uygularız ve Şekil 3.1'deki konfigürasyon için yansıma saçılma parametresini aşağıdaki gibi buluruz.

$x = 0$ 'da sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik alanların kaybolması),

$$E_{III}^{-}(r) = -E_{III}^{+}(r) \quad (91)$$

elde ederiz. (91) denklemini (89) ve (90)'da yerine yazarsak III. bölgedeki elektrik ve manyetik alan ifadelerini aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\vec{E}_{III}(x) = \hat{a}_z E_{III}^{+}(r) \left(e^{ik_0 x} - e^{-ik_0 x} \right) = \hat{a}_z 2i \sin(k_0 x) E_{III}^{+}(r) \quad (92)$$

$$\vec{H}_{III}(x) = -\hat{a}_y \frac{E_{III}^{+}(r)}{Z_0} \left(e^{-ik_0 x} + e^{ik_0 x} \right) = -\hat{a}_y \frac{2}{Z_0} \cos(k_0 x) E_{III}^{+}(r) \quad (93)$$

$x = -L$ 'de sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik ve manyetik alanların devam etmesi),

$$E_{II}^{+}(r) e^{-ik_x L} + E_{II}^{-}(r) e^{ik_x L} = -2i \sin(k_0 L) E_{III}^{+}(r) \quad (94)$$

$$-\frac{E_{II}^{+}(r)}{Z^{+}} e^{-ik_x L} + \frac{E_{II}^{-}(r)}{Z^{-}} e^{ik_x L} = -\frac{2}{Z_0} \cos(k_0 L) E_{III}^{+}(r) \quad (95)$$

elde ederiz. (94) ve (95) denklemleri yardımıyla $E_{II}^+(r)$ cinsinden $E_{II}^-(r)$ 'yi ifade edecek olursak,

$$E_{II}^-(r) = \Lambda_1 E_{II}^+(r) e^{-i2k_x L} \quad (96)$$

burada,

$$\Lambda_1 = \frac{\cos(k_0 L) + i \sin(k_0 L) \frac{Z_0}{Z^+}}{i \sin(k_0 L) \frac{Z_0}{Z^-} - \cos(k_0 L)} \quad (97)$$

$$\Lambda_1 = \frac{1 + i \frac{\tan(k_0 L)}{Z^+}}{-1 + i \frac{\tan(k_0 L)}{Z^-}} \quad (98)$$

(96) denklemini (87) ve (88) denklemlerinde yerine yazarsak II. bölgedeki elektrik ve manyetik alan ifadelerini aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\vec{E}_{II}(x) = \hat{a}_z E_{II}^+(r) \left(e^{ik_x x} + \Lambda_1 e^{-ik_x(x+2L)} \right) \quad (99)$$

$$\vec{H}_{II}(x) = \hat{a}_y E_{II}^+(r) \left(-\frac{e^{ik_x x}}{Z^+} + \frac{\Lambda_1 e^{-ik_x(x+2L)}}{Z^-} \right) \quad (100)$$

$x = -d - L$ 'de sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik ve manyetik alanların devam etmesi) ve (99) ve (100) denklemlerini kullanırsak,

$$E_I^+(r)e^{-ik_0(d+L)} + E_I^-(r)e^{ik_0(d+L)} = E_{II}^+(r)\left(e^{-ik_x(d+L)} + \Lambda_1 e^{ik_x(d-L)}\right) \quad (101)$$

$$\begin{aligned} & E_I^-(r)e^{ik_0(d+L)} - E_I^+(r)e^{-ik_0(d+L)} \\ &= E_{II}^+(r)\left(-\frac{Z_0}{Z^+}e^{-ik_x(d+L)} + \frac{Z_0}{Z^-}\Lambda_1 e^{ik_x(d-L)}\right) \end{aligned} \quad (102)$$

buluruz. (101) denklemini (102) denklemine bölersek,

$$\frac{E_I^+(r)e^{-ik_0(d+L)} + E_I^-(r)e^{ik_0(d+L)}}{-E_I^+(r)e^{-ik_0(d+L)} + E_I^-(r)e^{ik_0(d+L)}} = \Lambda_2 \quad (103)$$

elde ederiz. Burada,

$$\Lambda_2 = \frac{e^{-ik_x(d+L)} + \Lambda_1 e^{ik_x(d-L)}}{-\frac{Z_0}{Z^+}e^{-ik_x(d+L)} + \frac{Z_0}{Z^-}\Lambda_1 e^{ik_x(d-L)}} \quad (104)$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{Z_0} \frac{\left(e^{-ik_x d} e^{-ik_x L} + \Lambda_1 e^{ik_x d} e^{-ik_x L}\right)}{\left(\frac{\Lambda_1 e^{ik_x d} e^{-ik_x L}}{Z^-} - \frac{e^{-ik_x d} e^{-ik_x L}}{Z^+}\right)} = \frac{1}{Z_0} \frac{\left(e^{-ik_x d} + \Lambda_1 e^{ik_x d}\right)}{\left(\frac{\Lambda_1 e^{ik_x d}}{Z^-} - \frac{e^{-ik_x d}}{Z^+}\right)} \quad (105)$$

$$\Lambda_2 = \frac{1 + \Lambda_1 e^{i2k_x d}}{-\frac{1}{z^+} + \frac{\Lambda_1 e^{i2k_x d}}{z^-}} = \frac{z^- z^+ (1 + \Lambda_1 e^{i2k_x d})}{-z^- + z^+ \Lambda_1 e^{i2k_x d}} \quad (106)$$

Saçılma parametresi S_{11}^{sh} , $x = -d - L$ 'de Yansıyan Dalga / Gelen Dalga şeklinde, (85) nolu denklem yardımı ile $S_{11}^{sh} = \left[\hat{a}_z \vec{E}_I^- (x = -d - L) \right] / \left[\hat{a}_z \vec{E}_I^+ (x = -d - L) \right]$ olarak tanımlarız ve bu parametreyi denklem (103)'den aşağıdaki gibi çıkarabiliriz.

$$S_{11}^{sh} = \frac{1 + \Lambda_2}{-1 + \Lambda_2} \quad (107)$$

Λ_2 'yi (106) denkleminde yerine yazarsak,

$$S_{11}^{sh} = \frac{z^- (z^+ - 1) + (z^- + 1) z^+ \Lambda_1 e^{i2k_x d}}{z^- (z^+ + 1) + (z^- - 1) z^+ \Lambda_1 e^{i2k_x d}} \quad (108)$$

Λ_1 'i (98) denkleminde yerine yazarsak,

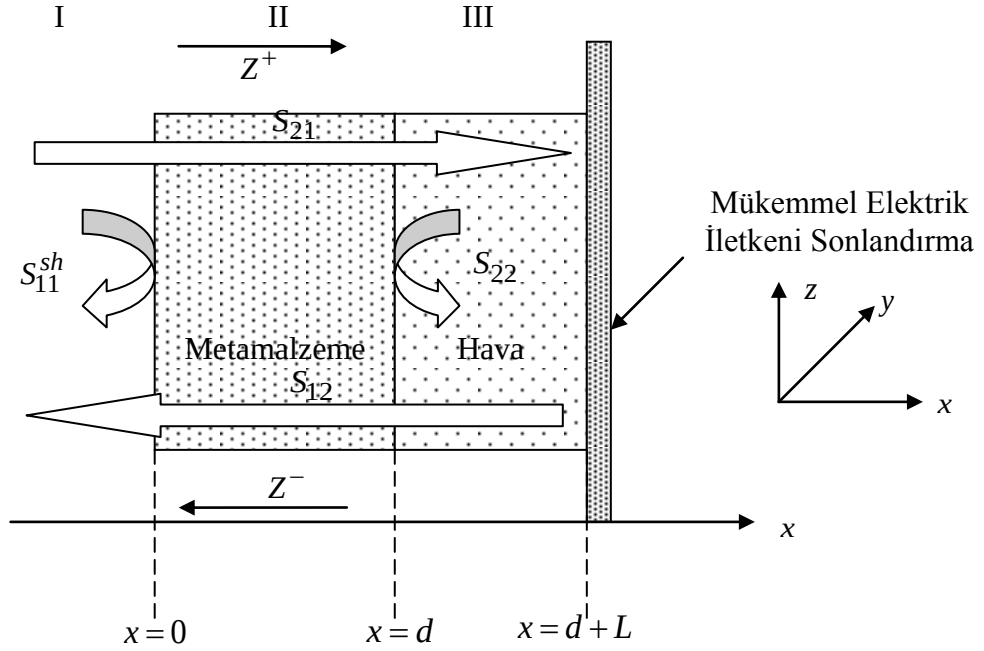
$$S_{11}^{sh} = \frac{(z^+ - 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- + 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] e^{i2k_x d}}{(z^+ + 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- - 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] e^{i2k_x d}} \quad (109)$$

ve $T = e^{ik_x d}$ şeklinde düzenlersek S_{11}^{sh} 'ı aşağıdaki gibi buluruz.

$$S_{11}^{sh} = \frac{(z^+ - 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- + 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] T^2}{(z^+ + 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- - 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] T^2} \quad (110)$$

Şekil 3.1'deki konfigürasyon tanımlanırken metalin olduğu kısım $x = 0$ olarak belirlenmiş ve sağdan sola gidecek şekilde hava, bianizotropik MM ve tekrar hava sıralanmış idi. Şimdi metalin olduğu kısmı $x = d + L$ şeklinde tanımlayalım ve sınır

şartlarını uygulayalım. Bu sefer incelenen konfigürasyon, Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Sonuç olarak elde edilecek yeni S_{11}^{sh} parametresinin denklem (110)’da elde edilen ile aynı olması gerekmektedir.



Şekil 3.2. Şekil 3.1’deki Konfigürasyonun Yeniden Tanımlanması

$x = d + L$ ’de sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik alanların kaybolması),

$$E_{III}^-(r) = -E_{III}^+(r)e^{+i2k_0(d+L)} \quad (111)$$

elde ederiz. (111) denklemini, (89) ve (90)’da yerine yazarsak III. bölgedeki elektrik ve manyetik alan ifadelerini aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\vec{E}_{III}(x) = \hat{a}_z E_{III}^+(r) \left(e^{ik_0 x} - e^{+i2k_0(d+L)} e^{-ik_0 x} \right) \quad (112)$$

$$\tilde{H}_{III}(x) = -\hat{a}_y \frac{E_{III}^+(r)}{Z_0} \left(e^{ik_0 x} + e^{+i2k_0(d+L)} e^{-ik_0 x} \right) \quad (113)$$

$x = d$ 'de sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik ve manyetik alanların devam etmesi),

$$E_{II}^+(r) e^{+ik_x d} + E_{II}^-(r) e^{-ik_x d} = E_{III}^+(r) \left(e^{+ik_0 d} - e^{+ik_0(d+2L)} \right) \quad (114)$$

$$-\frac{E_{II}^+(r)}{z^+} e^{+ik_x d} + \frac{E_{II}^-(r)}{z^-} e^{-ik_x d} = -E_{III}^+(r) \left(e^{ik_0 d} + e^{+i2k_0(d+L)} e^{-ik_0 d} \right) \quad (115)$$

elde ederiz. (94) ve (95) denklemleri yardımıyla $E_{II}^+(r)$ cinsinden $E_{II}^-(r)$ 'yi ifade edecek olursak,

$$\frac{E_{II}^+(r) e^{+ik_x d} + E_{II}^-(r) e^{-ik_x d}}{\frac{E_{II}^+(r)}{z^+} e^{+ik_x d} - \frac{E_{II}^-(r)}{z^-} e^{-ik_x d}} = \frac{e^{+ik_0 d} - e^{+ik_0(d+2L)}}{e^{+ik_0 d} + e^{+ik_0(d+2L)}} \quad (116)$$

$$E_{II}^-(r) = \frac{\frac{e^{+ik_0 d} - e^{+ik_0(d+2L)}}{e^{+ik_0 d} + e^{+ik_0(d+2L)}} - 1}{\frac{e^{+ik_0 d} - e^{+ik_0(d+2L)}}{e^{+ik_0 d} + e^{+ik_0(d+2L)}} + 1} \frac{z^+}{z^-} E_{II}^+(r) e^{+i2k_x d} \quad (117)$$

$$E_{II}^-(r) = \Lambda_3 E_{II}^+(r) e^{+i2k_x d} \quad (118)$$

burada,

$$\Lambda_3 = \frac{z^-}{z^+} \left[\frac{-\left(z^+ - 1\right)e^{+ik_0 d} - \left(z^+ + 1\right)e^{+ik_0(d+2L)}}{\left(z^- + 1\right)e^{+ik_0 d} + \left(z^- - 1\right)e^{+ik_0(d+2L)}} \right] \quad (119)$$

(118) denklemini (87) ve (88) denklemlerinde yerine yazarsak II. bölgedeki elektrik ve manyetik alan ifadelerini aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\vec{E}_{II}(x) = \hat{a}_z E_{II}^+(r) \left(e^{+ik_x x} + \Lambda_3 e^{+ik_x(2d-x)} \right) \quad (120)$$

$$\vec{H}_{II}(x) = \hat{a}_y E_{II}^+(r) \left(-\frac{1}{z^+} e^{ik_x x} + \frac{\Lambda_3 e^{+ik_x(2d-x)}}{z^-} \right) \quad (121)$$

$x = 0$ 'da sınır şartını uygularsak (teğetsel elektrik ve manyetik alanların devam etmesi) ve (120) ve (121) denklemlerini kullanırsak,

$$E_I^+(r) + E_I^-(r) = E_{II}^+(r) \left(1 + \Lambda_3 e^{+i2k_x d} \right) \quad (122)$$

$$-E_I^+(r) + E_I^-(r) = E_{II}^+(r) \left(-\frac{1}{z^+} + \frac{\Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{z^-} \right) \quad (123)$$

buluruz. (122) denklemini (123) denklemine bölersek,

$$\frac{E_I^-(r)}{E_I^+(r)} = \frac{\frac{1 + \Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{z^+} - \frac{1}{z^-}}{\frac{1 + \Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{z^+} + 1} \quad (124)$$

$$\frac{E_I^-(r)}{E_I^+(r)} = \frac{\left(1 - \frac{1}{z^+}\right) + \left(1 + \frac{1}{z^-}\right) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{\left(1 + \frac{1}{z^+}\right) + \left(1 - \frac{1}{z^-}\right) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}} \quad (125)$$

$$\frac{E_I^-(r)}{E_I^+(r)} = \frac{z^- (z^+ - 1) + z^+ (z^- + 1) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{z^- (z^+ + 1) + z^+ (z^- - 1) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}} \quad (126)$$

burada,

$$\Lambda_3 = \frac{z^-}{z^+} \left[\frac{-\left(z^+ - 1\right) e^{+ik_0 d} - \left(z^+ + 1\right) e^{+ik_0 (d+2L)}}{\left(z^- + 1\right) e^{+ik_0 d} + \left(z^- - 1\right) e^{+ik_0 (d+2L)}} \right] \quad (127)$$

Saçılma parametresi S_{11}^{sh} , $x=0$ 'da Yansıyan Dalga / Gelen Dalga şeklinde, (85) nolu denklem yardımı ile $S_{11}^{sh} = \left[\hat{a}_z \vec{E}_I^-(x=0) \right] / \left[\hat{a}_z \vec{E}_I^+(x=0) \right]$ olarak tanımlarız ve bu parametreyi denklem (126)'dan aşağıdaki gibi çıkarabiliriz.

$$S_{11}^{sh} = \frac{z^- (z^+ - 1) + z^+ (z^- + 1) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}}{z^- (z^+ + 1) + z^+ (z^- - 1) \Lambda_3 e^{+i2k_x d}} \quad (128)$$

Λ_3 'ü (127) denkleminde yerine yazarsak,

$$S_{11}^{sh} = \frac{\left(1-T^2\right) + \left[\frac{\left(z^- - 1\right)}{\left(z^- + 1\right)} - \frac{\left(z^+ + 1\right)}{\left(z^+ - 1\right)} T^2 \right] e^{+i2k_0L}}{\left[\frac{\left(z^+ + 1\right)}{\left(z^+ - 1\right)} - \frac{\left(z^- - 1\right)}{\left(z^- + 1\right)} T^2 \right] + \frac{\left(z^+ + 1\right)\left(z^- - 1\right)}{\left(z^+ - 1\right)\left(z^- + 1\right)} \left(1-T^2\right) e^{+i2k_0L}} \quad (129)$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\left(1-T^2\right) + \left(\Gamma_2 - \Gamma_1 T^2\right) T_1}{\left(\Gamma_1 - \Gamma_2 T^2\right) + \Gamma_1 \Gamma_2 \left(1-T^2\right) T_1} \quad (130)$$

burada,

$$T_1 = e^{+i2k_0L} \quad (131)$$

Yukarıda belirtildiği gibi her iki gösterimde elde edilen S_{11}^{sh} parametrelerinin gösterildiği denklem (110) ve (130)'un eşit olması gerekiyordu. Bu iki denklemi doğrulamak için, EK 1'de verilen bir MATLAB programı yazılmıştır (programda kullanılan değişkenler, EK 1'de detaylı olarak görülmektedir). Program çalıştırıldığında, aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

>>

S11_sh_1 =

-528.446599305702e-003 - 703.124225214948e-003i

S11_sh_2 =

-528.446599305702e-003 - 703.124225214948e-003i

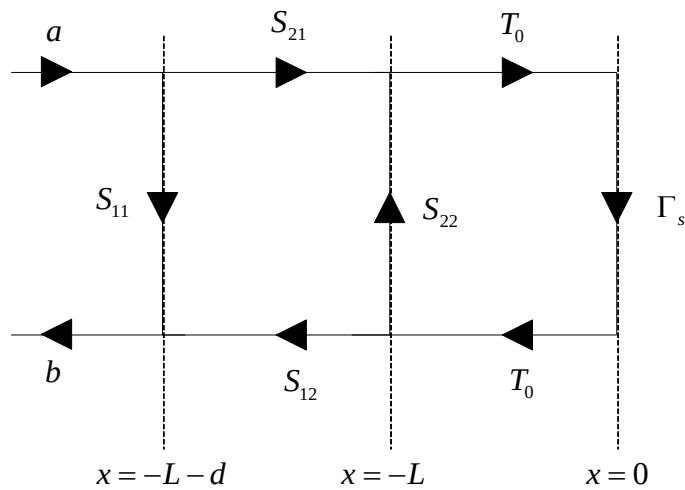
>>

Yukarıdan görüldüğü üzere, çıkarımı yapılan S_{11}^{sh} parametreleri eşit bulunmuştur. İki çıkarımımızın birbirlerine eşit olması dolayısıyla S_{11}^{sh} parametrelerinin doğru olarak bulunduğu anlaşılmaktadır.

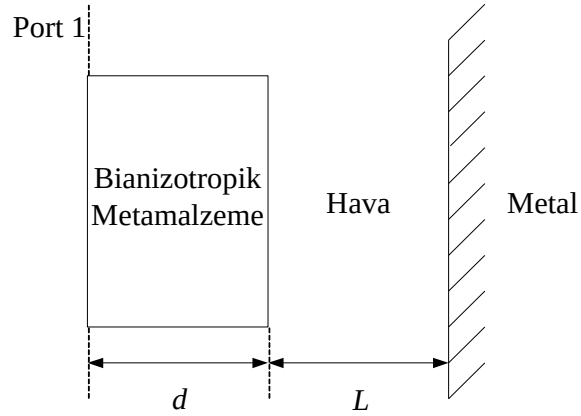
3.4.2. Mason kuralı

Analitik yöntem uzayın her noktasında çözüm elde etmek için kullanılır (Maxwell denklemlerinden ötürü). Eğer her noktada çözüme ihtiyacımız varsa analitik yöntemi kullanmak zorundayız. Ancak bu yöntem hem zaman alıcı hem de zordur. Eğer her noktada çözüme ihtiyacımız yoksa, örneğin sadece terminal noktalarında çözüme ihtiyacımız varsa, o zaman Kontrol Teorisi ve Mikrodalga derslerinde de bahsedilen Mason Kuralını kullanabiliriz (Pozar 2011).

S_{11} , S_{22} , S_{21} ve S_{12} parametreleri daha önce verildiği gibi (Denklem (82))'ye bakınız) olmak üzere Şekil 3.1'de incelediğimiz probleme ait saçılma parametrelerinin gösterimi aşağıdaki gibi yapılmaktadır.



Şekil 3.3. Şekil 3.1'de İncelenen Problemin Saçılma Parametreleri Şeklinde Devre Gösterimi



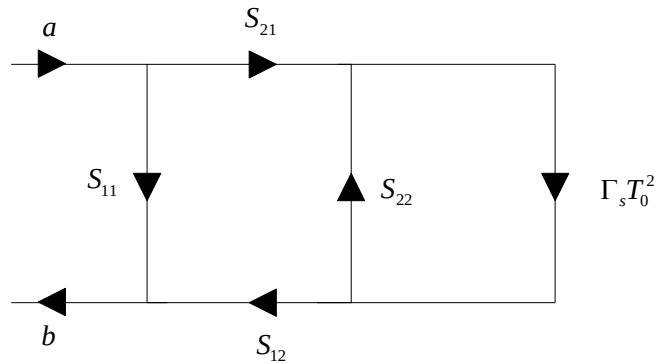
Şekil 3.4. Şekil 3.1’deki Konfigürasyon İçin L Mesafesinin Tanımlanması

Şekil 3.3’de gösterilen T_0 değeri, $T_0 = e^{ik_0 L}$ şeklinde olup L , Şekil 3.4’de gösterildiği gibi metal ile bianizotropik MM arasındaki mesafedir. Bu mesafe girişimin olmaması ve benzeşimlerin daha doğru alınması için bırakılmıştır (Bölüm 4.3.1).

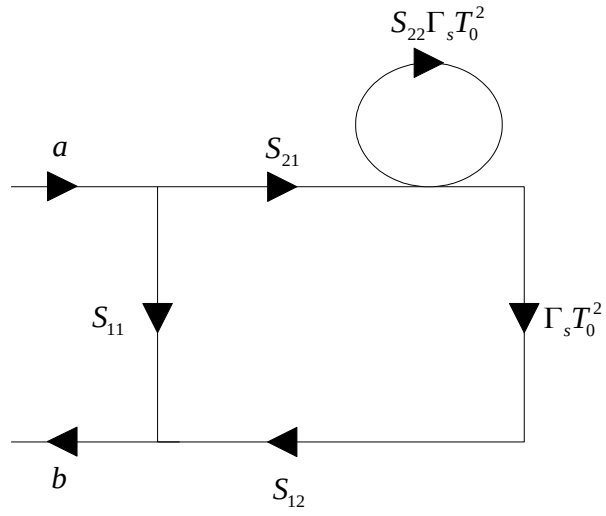
Kısa devre ile sonlandırma olduğundan uç kısımdaki yansıma katsayısı -1 ’dir ve

$$T_0 = e^{ik_0 L}, \quad \Gamma_s = -1 \quad (132)$$

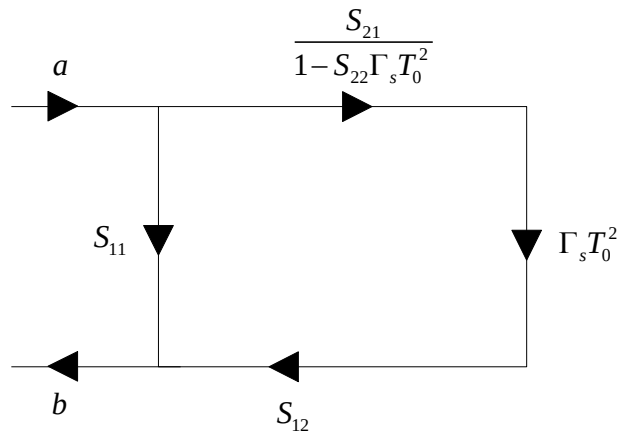
şeklindedir. Bu parametreler tanımlandıktan sonra Mason Kuralının uygulanmasını adım adım aşağıdaki şekillerle gösterebiliriz.



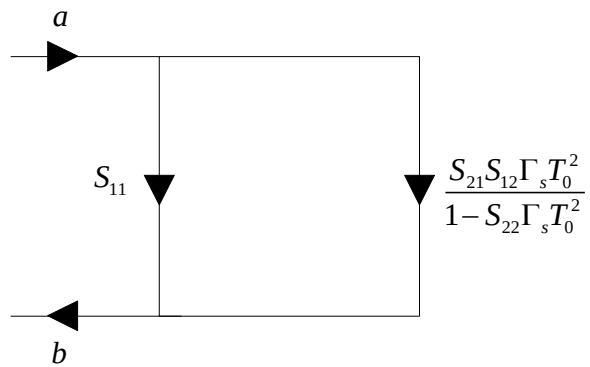
Şekil 3.5. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 1)



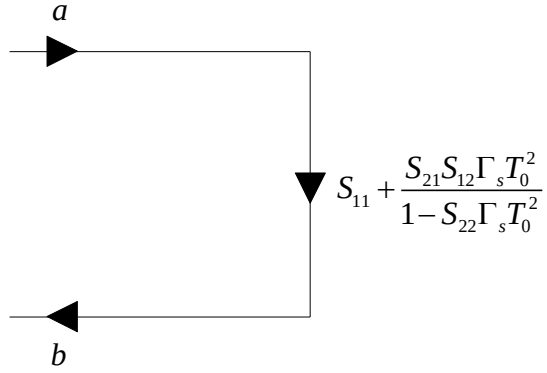
Şekil 3.6. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 2)



Şekil 3.7. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 3)

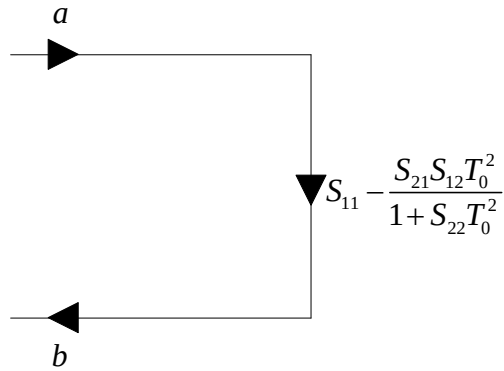


Şekil 3.8. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 4)



Şekil 3.9. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 5)

$\Gamma_s = -1$ olduğu varsayılarak (mükemmel elektrik iletken),



Şekil 3.10. Mason Kuralının Uygulanması (Aşama 6)

$$b = a \cdot \left(S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}T_0^2}{1 + S_{22}T_0^2} \right) \quad (133)$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\text{Yansıyan Dalga}}{\text{Gelen Dalga}} = \frac{b}{a} = S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}T_0^2}{1 + S_{22}T_0^2} \quad (134)$$

$$S_{11}^{sh} = S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}T_0^2}{1 + S_{22}T_0^2} \quad (135)$$

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2}, \quad S_{22} = \frac{\Gamma_2(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2}, \quad S_{21} = S_{12} = \frac{(1-\Gamma_1\Gamma_2)T}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2} \quad (136)$$

$$T = e^{ik_x d}, \quad T_0 = e^{ik_0 L} \quad (137)$$

Elde edilen tüm S_{11}^{sh} parametrelerinin eşit olması gerekiyordu. Buna göre denklem (110), (130) ve (135)'deki S_{11}^{sh} parametrelerinin eşit olup olmadığını öğrenmek için EK 2'deki MATLAB programı hazırlanmış ve EK 1'de tanımlanan değişkenlere göre, aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

```
>>
S11_sh_1 =
-528.446599305702e-003 - 703.124225214948e-003i
S11_sh_2 =
-528.446599305702e-003 - 703.124225214948e-003i
S11_sh_3 =
-528.446599305702e-003 - 703.124225214948e-003i
>>
```

Tanımlanan değişkenlere göre S_{11}^{sh} parametreleri yukarıdaki gibi eşit bulunmuştur. Üç çıkarımımızın birbirlerine eşit olması dolayısıyla S_{11}^{sh} parametrelerinin doğru olarak bulunduğu anlaşılmaktadır.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

Denklem (82)'de verilen S_{11} , S_{21} ve S_{22} değerlerinden ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz} 'yi, bu parametrelere bağlı olarak da z^+ ve z^- normalize edilmiş dalga empedanslarının bulunması mümkündür (Li *et al.* 2009; Hasar *et al.* 2012). Fakat burada ters yansıma saçılma parametresini (S_{22}) de ölçmemiz gerekir ki bu ölçüm ekstra kaynağın kullanılmasını gerektirir. İşte bu ihtiyacı ortadan kaldırmak amacıyla, bu tezde belirli bir mesafede kısa devre sonlandırılmış bianizotropik MM'lerin yansıma ölçümleri uygulanacak ve S_{11} , S_{21} ve S_{11}^{sh} değerlerine (denklemler (82) ve (110)) bağlı olarak ξ_0 , μ_{yy} , ε_{zz} , z^- ve z^+ ifadeleri tespit edilecektir.

4.1. Analitik Yöntem

Bu bölümde pozitif ve negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansları (z^+ ve z^-); elimizde benzeşim değerleri (4.3 bölümünde bulunmaktadır) bulunan S_{11} , S_{21} ve S_{11}^{sh} saçılma parametrelerine bağlı olarak bulunacaktır. Bu işlemin nasıl yapıldığı aşağıda adım adım gösterilmiştir.

Denklem (135)'de S_{11}^{sh} aşağıdaki gibi tanımlanmıştı.

$$S_{11}^{sh} = S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}T_0^2}{1 + S_{22}T_0^2} \quad (138)$$

Şimdi de denklem (136)'daki S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{22} parametrelerini denklem (138)'de yerine yazalım.

$$S_{11}^{sh} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2} - \frac{\frac{(1-\Gamma_1\Gamma_2)^2T^2}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)^2}T_0^2}{1+\frac{\Gamma_2(1-T^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T^2}T_0^2} \quad (139)$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)\left[1-\Gamma_1\Gamma_2T^2+\Gamma_2(1-T^2)T_0^2\right]-(1-\Gamma_1\Gamma_2)^2T_0^2T^2}{\left[1-\Gamma_1\Gamma_2T^2+\Gamma_2(1-T^2)T_0^2\right](1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)} \quad (140)$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\Gamma_1(1+\Gamma_2T_0^2)-\left[(1+\Gamma_1^2\Gamma_2^2)T_0^2+\Gamma_1(1+\Gamma_1\Gamma_2)\right]T^2+\Gamma_1\Gamma_2(\Gamma_1+T_0^2)T^4}{(1+\Gamma_2T_0^2)-\Gamma_2\left[2\Gamma_1+(1+\Gamma_1\Gamma_2)T_0^2\right]T^2+\Gamma_1\Gamma_2^2(\Gamma_1+T_0^2)T^4} \quad (141)$$

Denklem (136)'daki S_{11} 'den T^2 'yi çekelim.

$$T^2 = \frac{S_{11}-\Gamma_1}{\Gamma_1(S_{11}\Gamma_2-1)} \quad (142)$$

Elde ettiğimiz bu T^2 ifadesini denklem (141)'de S_{11}^{sh} parametresinde yerine yazalım ve bu parametreyi diğer ifadeler bilinmek üzere (bu ifadeler simülasyondan elde edilecektir) Γ_1 ve Γ_2 'ye bağlı olarak yazalım.

$$S_{11}^{sh} = \frac{\left\{ \Gamma_1(1+\Gamma_2 T_0^2) - \frac{(S_{11}-\Gamma_1)[(1+\Gamma_1^2 \Gamma_2^2)T_0^2 + \Gamma_1(1+\Gamma_1 \Gamma_2)]}{\Gamma_1(S_{11}\Gamma_2-1)} \right.}{\left. + \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 (\Gamma_1 + T_0^2)(S_{11}-\Gamma_1)^2}{\Gamma_1^2 (S_{11}\Gamma_2-1)^2} \right\}}{\left\{ (1+\Gamma_2 T_0^2) - \frac{\Gamma_2 (S_{11}-\Gamma_1)[2\Gamma_1 + (1+\Gamma_1 \Gamma_2)T_0^2]}{\Gamma_1(S_{11}\Gamma_2-1)} \right.}{\left. + \frac{\Gamma_1 \Gamma_2^2 (\Gamma_1 + T_0^2)(S_{11}-\Gamma_1)^2}{\Gamma_1^2 (S_{11}\Gamma_2-1)^2} \right\}} \quad (143)$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\Gamma_1^3(1+\Gamma_2 T_0^2)(S_{11}\Gamma_2-1)^2 + \Gamma_1 \Gamma_2 (\Gamma_1 + T_0^2)(S_{11}-\Gamma_1)^2}{\Gamma_1^2(1+\Gamma_2 T_0^2)(S_{11}\Gamma_2-1)^2 + \Gamma_1 \Gamma_2^2 (\Gamma_1 + T_0^2)(S_{11}-\Gamma_1)^2} \quad (144)$$

$$- \Gamma_1 \Gamma_2 (S_{11}-\Gamma_1)(S_{11}\Gamma_2-1)[2\Gamma_1 + (1+\Gamma_1 \Gamma_2)T_0^2]$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{\begin{aligned} &S_{11}^2 \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 - 2S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2 + \Gamma_1^3 + S_{11}^2 \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 - 2S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 \\ &+ S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2 - 2S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2 + \Gamma_1^4 \Gamma_2 + S_{11}^2 \Gamma_1 \Gamma_2^2 T_0^2 - 2S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 \\ &+ \Gamma_1^3 \Gamma_2 T_0^2 - S_{11}^2 \Gamma_1 \Gamma_2 T_0^2 - S_{11}^2 \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 - S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2 - S_{11}^2 \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 \\ &+ S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 + S_{11} \Gamma_1^2 + S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2 + S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 + S_{11} \Gamma_1^4 \Gamma_2^3 T_0^2 \\ &+ S_{11} \Gamma_1^4 \Gamma_2^2 - \Gamma_1^2 T_0^2 - \Gamma_1^4 \Gamma_2^2 T_0^2 - \Gamma_1^3 - \Gamma_1^4 \Gamma_2 + \Gamma_1^3 \Gamma_2 T_0^2 \\ &+ S_{11} \Gamma_1 T_0^2 + S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2 \end{aligned}}{\begin{aligned} &+ S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 - 2S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 + \Gamma_1^2 + S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 T_0^2 - 2S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 \\ &+ \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 + S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 - 2S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 + \Gamma_1^4 \Gamma_2^2 + S_{11}^2 \Gamma_1 \Gamma_2^2 T_0^2 \\ &- 2S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 + \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 - 2S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 - S_{11}^2 \Gamma_1 \Gamma_2^2 T_0^2 \\ &- S_{11}^2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^3 T_0^2 + 2S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2 + S_{11} \Gamma_1 \Gamma_2 T_0^2 + S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 T_0^2 \\ &+ 2S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 + S_{11} \Gamma_1^2 \Gamma_2^2 T_0^2 + S_{11} \Gamma_1^3 \Gamma_2^3 T_0^2 - 2\Gamma_1^3 \Gamma_2 - \Gamma_1^2 \Gamma_2 T_0^2 \\ &- \Gamma_1^3 \Gamma_2^2 T_0^2 \end{aligned}} \quad (145)$$

$$S_{11}\Gamma_1 T_0^2 + S_{11}\Gamma_1^2 - \Gamma_1^2 T_0^2 + \Gamma_1^2 (2\Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2 - 2S_{11}\Gamma_1)\Gamma_2$$

$$S_{11}^{sh} = \frac{+ \Gamma_1^3 (S_{11}\Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2)\Gamma_2^2 + (S_{11}\Gamma_1^4 T_0^2)\Gamma_2^3}{\Gamma_1^2 + \Gamma_1 (S_{11}T_0^2 - 2\Gamma_1^2)\Gamma_2 + \Gamma_1^2 (\Gamma_1^2 - 2S_{11}T_0^2)\Gamma_2^2 + (S_{11}\Gamma_1^3 T_0^2)\Gamma_2^3} \quad (146)$$

Şimdi de (146) denklemini 0 (sıfır)'a eşitlenecek şekilde yazalım.

$$S_{11}^{sh}\Gamma_1^2 + S_{11}^{sh}\Gamma_1 (S_{11}T_0^2 - 2\Gamma_1^2)\Gamma_2 + S_{11}^{sh}\Gamma_1^2 (\Gamma_1^2 - 2S_{11}T_0^2)\Gamma_2^2$$

$$+ S_{11}^{sh} (S_{11}\Gamma_1^3 T_0^2)\Gamma_2^3 - S_{11}\Gamma_1 T_0^2 - S_{11}\Gamma_1^2 + \Gamma_1^2 T_0^2$$

$$- \Gamma_1^2 (2\Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2 - 2S_{11}\Gamma_1)\Gamma_2$$

$$- \Gamma_1^3 (S_{11}\Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2)\Gamma_2^2 - (S_{11}\Gamma_1^4 T_0^2)\Gamma_2^3 = 0 \quad (147)$$

$$(S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2)\Gamma_1^2 - S_{11}\Gamma_1 T_0^2$$

$$+ \left[S_{11}^{sh}\Gamma_1 (S_{11}T_0^2 - 2\Gamma_1^2) - \Gamma_1^2 (2\Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2 - 2S_{11}\Gamma_1) \right] \Gamma_2$$

$$+ \left[S_{11}^{sh}\Gamma_1^2 (\Gamma_1^2 - 2S_{11}T_0^2) - \Gamma_1^3 (S_{11}\Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2) \right] \Gamma_2^2$$

$$+ \left[S_{11}S_{11}^{sh}\Gamma_1^3 T_0^2 - S_{11}\Gamma_1^4 T_0^2 \right] \Gamma_2^3 = 0 \quad (148)$$

Sonra da Γ_2 'yi Γ_1 'e bağlı olarak bulalım ve bu ifadeyi denklem (148)'de yerine yazarak sadece Γ_1 'e bağlı bir denklem elde edelim. Bunun için, denklem (136)'daki S_{21} 'de T^2 ifadelerini oluşturalım ve denklem (142)'deki T^2 ifadesini burada yerine yazalım. Bunun için S_{21} ifadesinin karesini alalım.

$$S_{21}^2 = \frac{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2)^2 T^2}{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2)^2} \quad (149)$$

$$S_{21}^2 = \frac{(S_{11} - \Gamma_1)(S_{11}\Gamma_2 - 1)}{\Gamma_1} \quad (150)$$

$$S_{21}^2 = \frac{S_{11}(S_{11} - \Gamma_1)\Gamma_2 + (\Gamma_1 - S_{11})}{\Gamma_1} \quad (151)$$

Gerekli sadeleştirmeleri yaptıktan sonra S_{11} ve S_{21} ifadelerini biliyor varsayarak (bu ifadeler simülasyondan elde edilecektir) Γ_2 'yi Γ_1 'e bağlı olarak aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\Gamma_2 = \frac{S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1}{S_{11}^2 - S_{11}\Gamma_1} \quad (152)$$

Denklem (152)'yi denklem (148)'de yerine yazdığımızda sadece Γ_1 'e bağlı denklemi aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\begin{aligned} & (S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2)\Gamma_1^2 - S_{11}\Gamma_1 T_0^2 \\ & + \left[S_{11}^{sh}\Gamma_1(S_{11}T_0^2 - 2\Gamma_1^2) - \Gamma_1^2(2\Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2 - 2S_{11}\Gamma_1) \right] \left(\frac{S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1}{S_{11}^2 - S_{11}\Gamma_1} \right) \\ & + \left[S_{11}^{sh}\Gamma_1^2(\Gamma_1^2 - 2S_{11}T_0^2) - \Gamma_1^3(S_{11}\Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11}T_0^2) \right] \left(\frac{S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1}{S_{11}^2 - S_{11}\Gamma_1} \right)^2 \\ & + \left[S_{11}S_{11}^{sh}\Gamma_1^3 T_0^2 - S_{11}\Gamma_1^4 T_0^2 \right] \left(\frac{S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1}{S_{11}^2 - S_{11}\Gamma_1} \right)^3 = 0 \end{aligned} \quad (153)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\left[\left(S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2 \right) \Gamma_1^2 - S_{11} \Gamma_1 T_0^2 \right] \left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)}{\left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)} \\
& + \frac{\left[\begin{aligned} & S_{11}^{sh} \Gamma_1 \left(S_{11} T_0^2 - 2 \Gamma_1^2 \right) \\ & - \Gamma_1^2 \left(2 \Gamma_1 T_0^2 - S_{11} T_0^2 - 2 S_{11} \Gamma_1 \right) \end{aligned} \right] \left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right]}{\left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)} \\
& + \left\{ \frac{\left[\begin{aligned} & S_{11}^{sh} \Gamma_1^2 \left(\Gamma_1^2 - 2 S_{11} T_0^2 \right) \\ & - \Gamma_1^3 \left(S_{11} \Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11} T_0^2 \right) \end{aligned} \right] \left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)}{\left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)} \right. \\
& \left. + \frac{\left[S_{11} S_{11}^{sh} \Gamma_1^3 T_0^2 - S_{11} \Gamma_1^4 T_0^2 \right] \left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right]}{\left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)} \right\} \frac{\left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right]^2}{\left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)^2} = 0
\end{aligned} \tag{154}$$

$$\begin{aligned}
& \left[\left(S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2 \right) \Gamma_1^2 - S_{11} \Gamma_1 T_0^2 \right] \left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)^3 \\
& + \left\{ \left[\begin{aligned} & S_{11}^{sh} \Gamma_1 \left(S_{11} T_0^2 - 2 \Gamma_1^2 \right) - \Gamma_1^2 \left(2 \Gamma_1 T_0^2 - S_{11} T_0^2 - 2 S_{11} \Gamma_1 \right) \end{aligned} \right] \right. \\
& \left. \times \left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right] \left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right)^2 \right\} \\
& + \left\{ \left[\begin{aligned} & S_{11}^{sh} \Gamma_1^2 \left(\Gamma_1^2 - 2 S_{11} T_0^2 \right) \\ & - \Gamma_1^3 \left(S_{11} \Gamma_1 - \Gamma_1 T_0^2 - S_{11} T_0^2 \right) \end{aligned} \right] \left(S_{11}^2 - S_{11} \Gamma_1 \right) \right. \\
& \left. + \left[S_{11} S_{11}^{sh} \Gamma_1^3 T_0^2 - S_{11} \Gamma_1^4 T_0^2 \right] \left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right] \right\} \left[S_{11} + \left(S_{21}^2 - 1 \right) \Gamma_1 \right]^2 = 0
\end{aligned} \tag{155}$$

$$\begin{aligned}
& \left[-S_{11}T_0^2\Gamma_1 + (S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2)\Gamma_1^2 \right] (S_{11}^6 - 3S_{11}^5\Gamma_1 + 3S_{11}^4\Gamma_1^2 - S_{11}^3\Gamma_1^3) \\
& + \left\{ \left[S_{11}S_{11}^{sh}T_0^2\Gamma_1 + S_{11}T_0^2\Gamma_1^2 + 2(S_{11} - S_{11}^{sh} - T_0^2)\Gamma_1^3 \right] \right. \\
& \quad \times \left[S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1 \right] (S_{11}^4 - 2S_{11}^3\Gamma_1 + S_{11}^2\Gamma_1^2) \\
& \quad \left. - 2S_{11}^3S_{11}^{sh}T_0^2\Gamma_1^2 + S_{11}^2T_0^2(3S_{11}^{sh} + S_{11})\Gamma_1^3 \right. \\
& \quad + S_{11} \left[S_{11}S_{11}^{sh} + S_{11}^{sh}T_0^2(S_{21}^2 - 1) - S_{11}T_0^2 - S_{11}^2 \right] \Gamma_1^4 \\
& \quad \left. - S_{11} \left[T_0^2(S_{21}^2 - 1) + T_0^2 + S_{11}^{sh} - S_{11} \right] \Gamma_1^5 \right\} \\
& \times \left[S_{11}^2 + 2S_{11}(S_{21}^2 - 1)\Gamma_1 + (S_{21}^2 - 1)^2\Gamma_1^2 \right] = 0
\end{aligned} \tag{156}$$

Denklem (156)'daki ifadeleri Γ_1 'e bağılı olarak polinom şeklinde yazarsak aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$\psi_1\Gamma_1 + \psi_2\Gamma_1^2 + \psi_3\Gamma_1^3 + \psi_4\Gamma_1^4 + \psi_5\Gamma_1^5 + \psi_6\Gamma_1^6 + \psi_7\Gamma_1^7 = 0 \tag{157}$$

$$\psi_1 + \psi_2\Gamma_1 + \psi_3\Gamma_1^2 + \psi_4\Gamma_1^3 + \psi_5\Gamma_1^4 + \psi_6\Gamma_1^5 + \psi_7\Gamma_1^6 = 0 \tag{158}$$

Burada $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4, \psi_5, \psi_6$ ve ψ_7 katsayıları aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\psi_1 &= S_{11}^6 S_{11}^{sh} T_0^2 - S_{11}^7 T_0^2 \\
\psi_2 &= 4S_{11}^6 T_0^2 + S_{11}^6 (S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2) + S_{11}^5 S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) - 4S_{11}^5 S_{11}^{sh} T_0^2 \\
\psi_3 &= S_{11}^4 T_0^2 (3S_{11}^{sh} + S_{11}) + S_{11}^5 T_0^2 (S_{21}^2 - 1) + S_{11}^4 S_{11}^{sh} T_0^2 - 5S_{11}^5 T_0^2 \\
&\quad - 5S_{11}^5 (S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2) - 6S_{11}^4 S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) \\
\psi_4 &= 2S_{11}^4 T_0^2 + 7S_{11}^4 (S_{11}^{sh} - S_{11} + T_0^2) + S_{11}^3 S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) \\
&\quad + 2S_{11}^3 T_0^2 (3S_{11}^{sh} + S_{11}) (S_{21}^2 - 1) + 2S_{11}^4 (S_{21}^2 - 1) (S_{11} - S_{11}^{sh} - T_0^2) \\
&\quad + S_{11}^3 [S_{11} S_{11}^{sh} + S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) - S_{11} T_0^2 - S_{11}^2] - 2S_{11}^4 T_0^2 (S_{21}^2 - 1) \\
&\quad - 2S_{11}^3 S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1)^2 \\
\psi_5 &= S_{11}^3 T_0^2 (S_{21}^2 - 1) + 3S_{11}^3 (S_{11} - S_{11}^{sh} - T_0^2) \\
&\quad + S_{11}^2 T_0^2 (S_{21}^2 - 1)^2 (3S_{11}^{sh} + S_{11}) - 4S_{11}^3 (S_{21}^2 - 1) (S_{11} - S_{11}^{sh} - T_0^2) \\
&\quad + 2S_{11}^2 (S_{21}^2 - 1) [S_{11} S_{11}^{sh} + S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) - S_{11} T_0^2 - S_{11}^2] \\
&\quad - S_{11}^3 [T_0^2 (S_{21}^2 - 1) + T_0^2 + S_{11}^{sh} - S_{11}] \\
\psi_6 &= 2S_{11}^2 (S_{21}^2 - 1) (S_{11} - S_{11}^{sh} - T_0^2) \\
&\quad + S_{11} (S_{21}^2 - 1)^2 [S_{11} S_{11}^{sh} + S_{11}^{sh} T_0^2 (S_{21}^2 - 1) - S_{11} T_0^2 - S_{11}^2] \\
&\quad - 2S_{11}^2 (S_{21}^2 - 1) [T_0^2 (S_{21}^2 - 1) + T_0^2 + S_{11}^{sh} - S_{11}] \\
\psi_7 &= -S_{11} (S_{21}^2 - 1)^2 [T_0^2 (S_{21}^2 - 1) + T_0^2 + S_{11}^{sh} - S_{11}]
\end{aligned} \tag{159}$$

Denklem (138)'den (159)'a kadar olan kısmın doğrulaması MATLAB'de yapılmış olup bu doğrulamaya ait program EK 3'de verilmiştir.

EK 3'deki programda ξ_0 , ε_{zz} ve μ_{yy} değerleri Lorenz ve Drude modellerine göre seçilmiş olup (Hasar *et al.* 2012) pozitif ve negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansları analitik olarak bulunmuştur.

>>

z_Plus =

46.1698116645660e-003 - 320.324568360886e-003i

z_Minus =

870.231205427001e-003 + 3.59978085527158e+000i

Gamma_1 =

-747.870810252431e-003 - 535.176944127134e-003i

Gamma_1_ret =

Column 1

-747.870810252615e-003 - 535.176944127220e-003i

Column 2

-544.501751059145e-003 - 237.127656324857e-003i

Column 3

-544.501841917505e-003 - 237.127561960094e-003i

z_Plus_ret =

Column 1

46.1698116644457e-003 - 320.324568360867e-003i

Column 2

265.095749835973e-003 - 194.230398236470e-003i

Column 3

265.095702029204e-003 - 194.230302176876e-003i

z_Minus_ret =

Column 1

870.231205420352e-003 + 3.59978085524791e+000i

Column 2

-265.095702029162e-003 + 194.230302176891e-003i

Column 3

```
-265.095749835931e-003 + 194.230398236484e-003i
>>
```

Yukarıda EK 3’deki programı çalıştırdığımızda elde edilen ekran çıktısı verilmiştir. Burada, z_Plus , z_Minus , Γ_1 asıl (giriş) değerleri, z_Plus_ret , z_Minus_ret ve Γ_1_ret ise denklemler (83), (152), (158) ve (159) ile elde edilen geri değerleri göstermektedir. Belirlenen değerlere göre elde edilen z^+ ve z^- değerleri,

```
z_Plus =
    46.1698116645660e-003 - 320.324568360886e-003i
z_Minus =
    870.231205427001e-003 + 3.59978085527158e+000i
```

ve Γ_1 değeri ise,

```
Gamma_1 =
   -747.870810252431e-003 - 535.176944127134e-003i
```

şeklindedir. Katsayıları S_{11} , S_{21} ve S_{11}^{sh} değerlerinden oluşan ve Γ_1 ’e bağlı olarak bulunan altıncı dereceden (158) denklemi MATLAB’in “roots” komutu ile çözüldüğünde altı kök bulunur, fakat $|\Gamma_1| \leq 1$ şartına göre (Hasar *et al.* 2012) bu kökler üçe indirgenmiştir (EK 3’deki program çıktısı).

```
Gamma_1_ret =
Column 1
   -747.870810252615e-003 - 535.176944127220e-003i
Column 2
   -544.501751059145e-003 - 237.127656324857e-003i
Column 3
```

$$-544.501841917505e-003 - 237.127561960094e-003i$$

Elde edilen bu üç köke bağlı olarak ise denklem (83)'den,

$$\Gamma_1 = \frac{z^+ - 1}{z^+ + 1}, \quad \Gamma_2 = \frac{z^- - 1}{z^- + 1} \quad (160)$$

ifadesinden pozitif ve negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansları (z^+ ve z^-) aşağıdaki gibi bulunmuştur.

$z_Plus_ret =$

Column 1

$$46.1698116644457e-003 - 320.324568360867e-003i$$

Column 2

$$265.095749835973e-003 - 194.230398236470e-003i$$

Column 3

$$265.095702029204e-003 - 194.230302176876e-003i$$

$z_Minus_ret =$

Column 1

$$870.231205420352e-003 + 3.59978085524791e+000i$$

Column 2

$$-265.095702029162e-003 + 194.230302176891e-003i$$

Column 3

$$-265.095749835931e-003 + 194.230398236484e-003i$$

Görüldüğü gibi z^+ ve z^- 'nin üç kökü vardır ve bu köklerden ikisi de çakışıktır. Şimdi bize düşen görev bu üç kökten hangisinin başlangıçta tanımlanan değer olduğunu bulmaktır.

Analizi yapılan bianizotropik MM'nin kayıplı olduğu varsayımı ile, (pozitif) rezistif etkiden dolayı z^+ ve z^- 'nin reel kısımlarının pozitif olması gerekmektedir. İmajineer kısımları ise endüktif / kapasitif etkiden dolayı pozitif veya negatif olabilir. z^+ 'ya baktığımızda her üç kökünde reel kısmı pozitifdir. O halde z^- 'ye bakmamız gerekir. z^- 'ye baktığımızda sadece ikinci kök bu koşulu sağlamaktadır. Buna göre bulunan köklerden koşulumuzu sağlayan z^- 'nin birinci kökü ve buna karşılık gelen z^+ 'nın birinci kökü bizim çözümümüzdür.

$z_Plus_ret =$

Column 1

46.1698116644457e-003 - 320.324568360867e-003i

$z_Minus_ret =$

Column 1

870.231205420352e-003 + 3.59978085524791e+000i

Sonuçlara bakıldığında başlangıçta hesaplanan ve şimdi bulunan değerler aynıdır. Ayrıca programı diğer giriş değerleri ile yeniden çalıştırdım, ve istenilen ve doğru olan sadece tek bir kökü elde etmeyi başardım. Dolayısıyla denklem (138)'den (159)'a kadar olan çıkarımlarımız doğrudur.

4.2. Grafik Yöntemi

Grafik yöntemi, analiz edilen fonksiyonun değişimi hakkında bilgi verir ancak hassas değildir (Kharkovsky *et. al.* 2002). 4.1. bölümde analitik yöntemler ise hassas sonuçlar elde edilmesine karşın fonksiyonun değişimi hakkında bilgi vermezler.

Bu bölümde denklem (158), Grafik Yöntemi ile EK 4'deki MATLAB kodu yazılarak çözülmüştür. Bu kodda denklem (158) iki kısma parçalanmıştır. Birinci fonksiyon

denklem (158)'in reel kısmı olarak tanımlanmış ve Func_Real olarak isimlendirilmiş, ikinci fonksiyon ise denklem (158)'in imajineer kısmı olarak tanımlanmış ve Func_Imag olarak isimlendirilmiştir. Γ_1 'in reel ve imajineer kısmına tahmini başlangıç değerleri verilerek verilen bu değerlerin denklemini sağlayıp sağlamamasına bağlı olarak işlemler yapılmıştır. Verilen başlangıç tahmini için Func_Real ve Func_Imag hesaplanmış, aradaki hata payı reel ve imajineer kısımlar için tanımlanan Func_1_Resolution ve Func_2_Resolution'dan küçük veya eşit ise o Γ_1 değeri fonksiyonu sağlıyor denmiştir. Yine $|\Gamma_1| \leq 1$ şartının sağlanmamasına bakılmıştır.

Bu iki fonksiyonu sağlayan değerlere bağlı olarak ise iki adet grafik çizilmiştir. Bu grafiklerde yatay eksen Γ_1 'in reel kısmı, dikey eksen ise imajineer kısmı yer almaktadır.

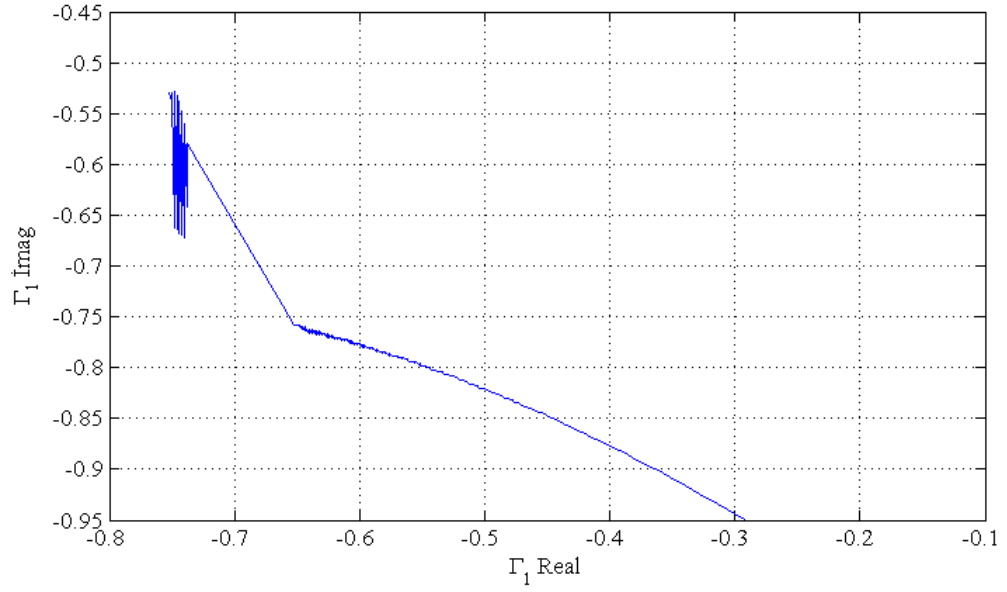
EK 4'teki programı çalıştırdığımızda tanımlanan diğer parametrelere bağlı olarak Γ_1 'in değeri ve elde edilen grafikler aşağıdaki gibidir.

>>

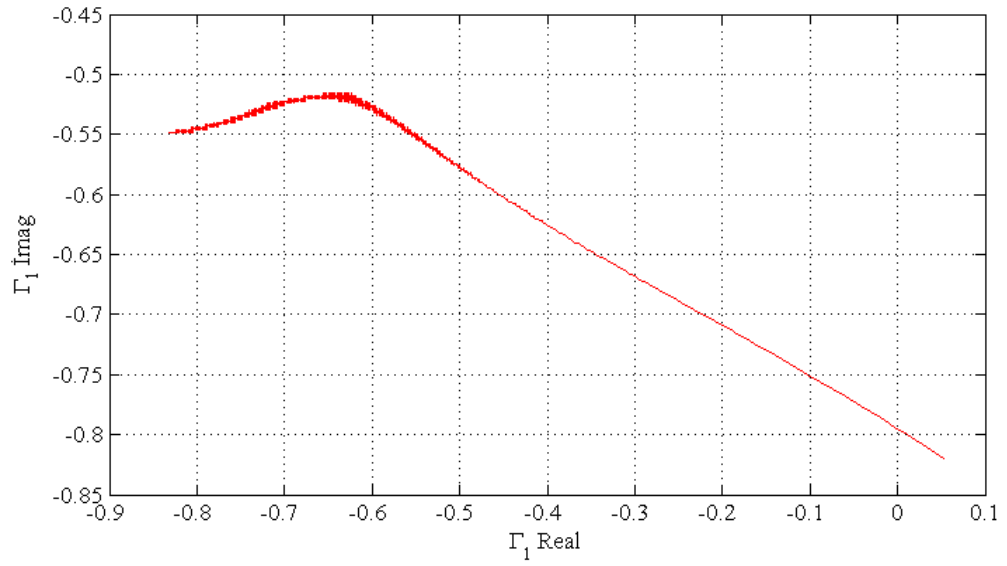
Gamma_1 =

-747.870810252431e-003 - 535.176944127134e-003i

>>



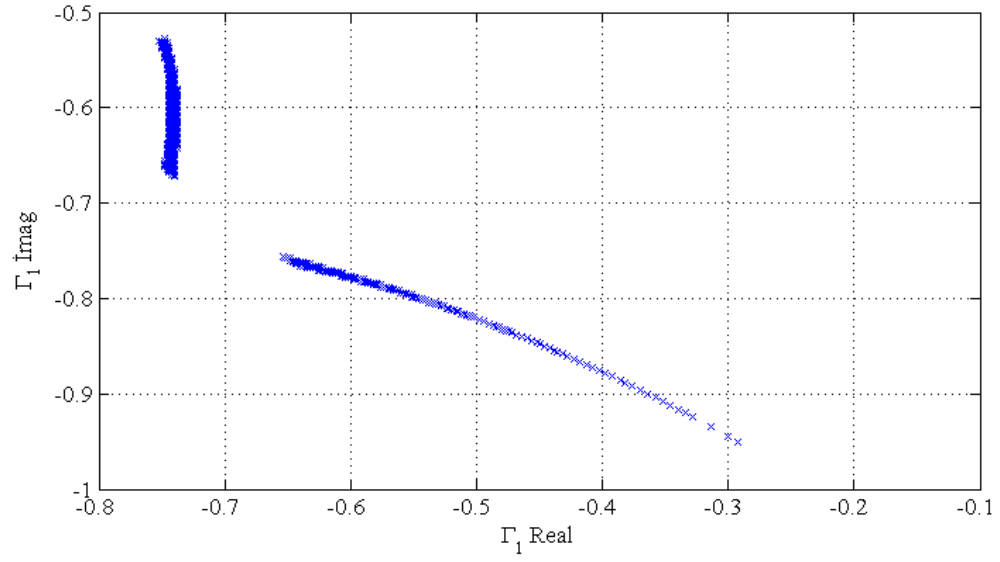
Şekil 4.1. Denklem (158)'in Reel Kısımına Bağlı Olarak Elde Edilen Figure 1



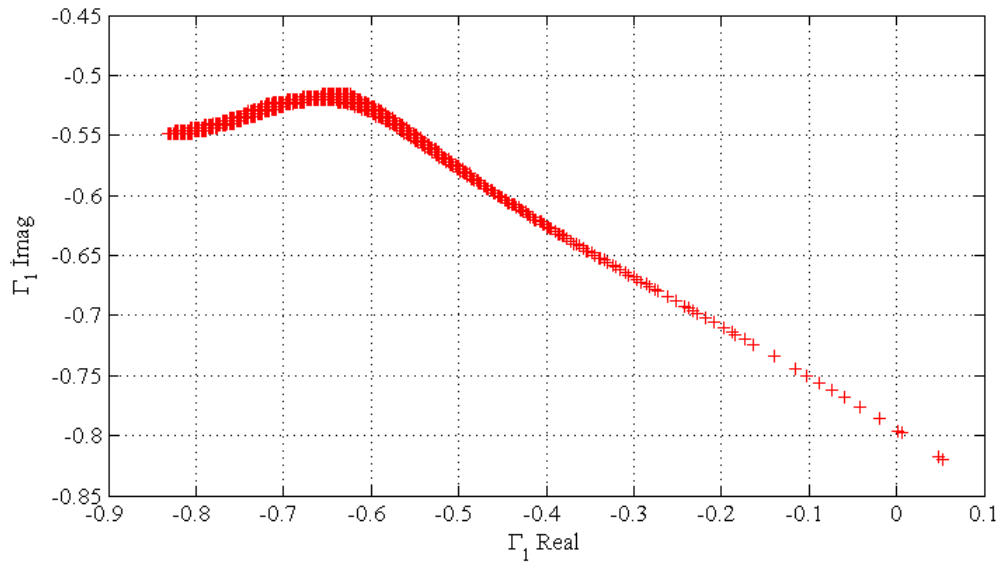
Şekil 4.2. Denklem (158)'in İmajineer Kısımına Bağlı Olarak Elde Edilen Figure 2

Şekil 4.1 ve 4.2'de ki eğriler denklem (158)'in çözümü olup her nokta bu denklemi temsil etmemektedir. Çünkü EK 4'teki MATLAB programında, çözüm olmayan ara değerlerde bu noktaların sağında ve solundaki noktaları birleştirerek grafik çizilmiştir. O halde Γ_1 'in köklerine göre grafik çizgilerini ayarlamamız gerekmektedir. Γ_1 'in

köklerini görecek şekilde Şekil 4.1 ve 4.2'deki grafikleri yeniden aşağıdaki gibi çizdirebiliriz.

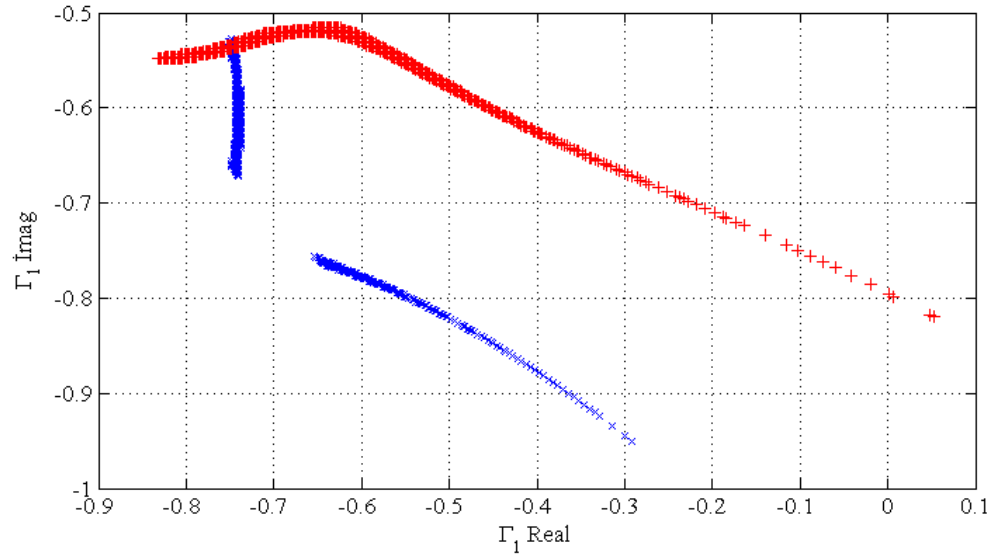


Şekil 4.3. Şekil 4.1'deki Γ_1 'in Kökleri

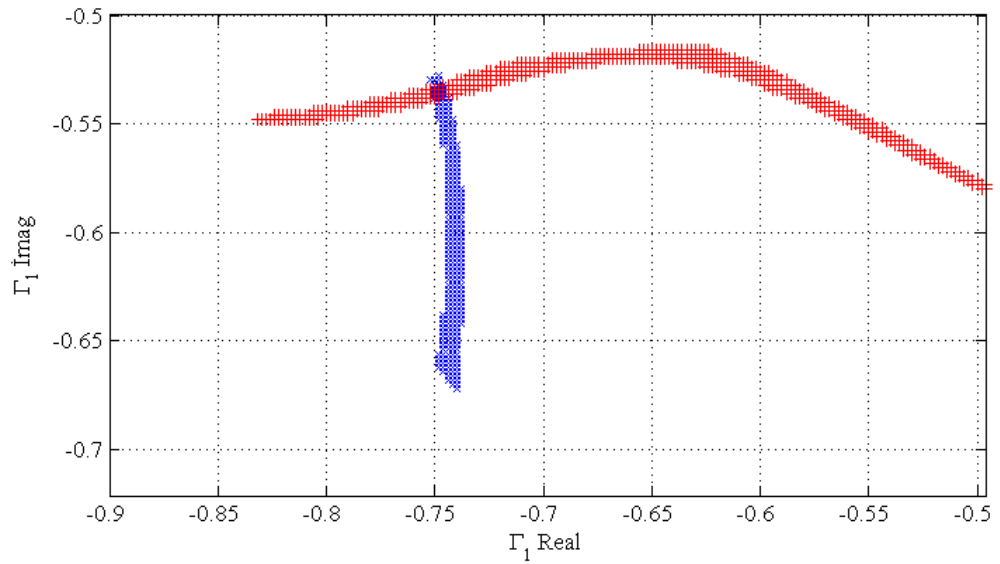


Şekil 4.4. Şekil 4.2'deki Γ_1 'in Kökleri

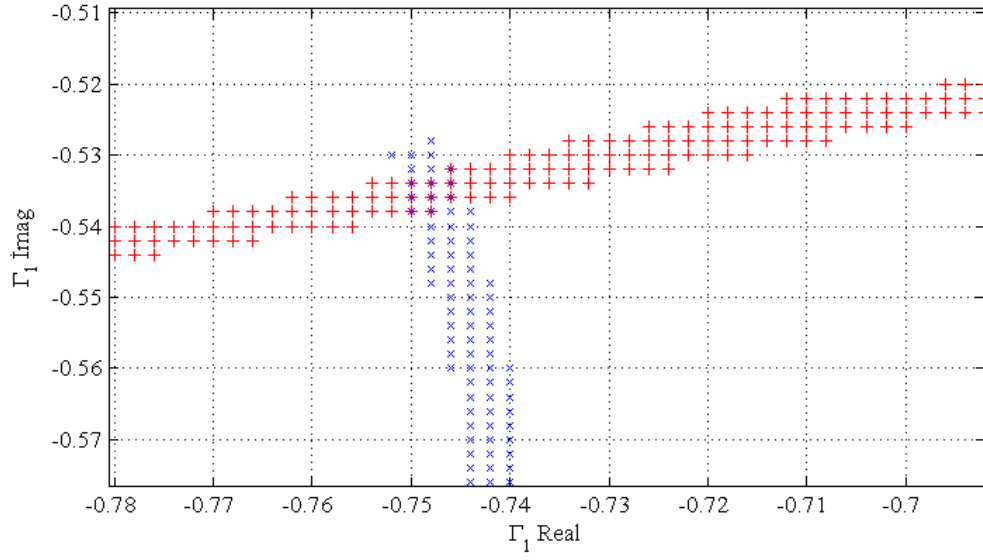
Şekil 4.3 ve 4.4’de ki her iki çözümde denklem (158)’in ayrı ayrı çözümü (reel ve imajineer kısımları) olup bize her ikisinin ortak çözümü gerekmektedir. O halde ortak çözümü bulmak için bu iki grafiği üst üste gösterelim.



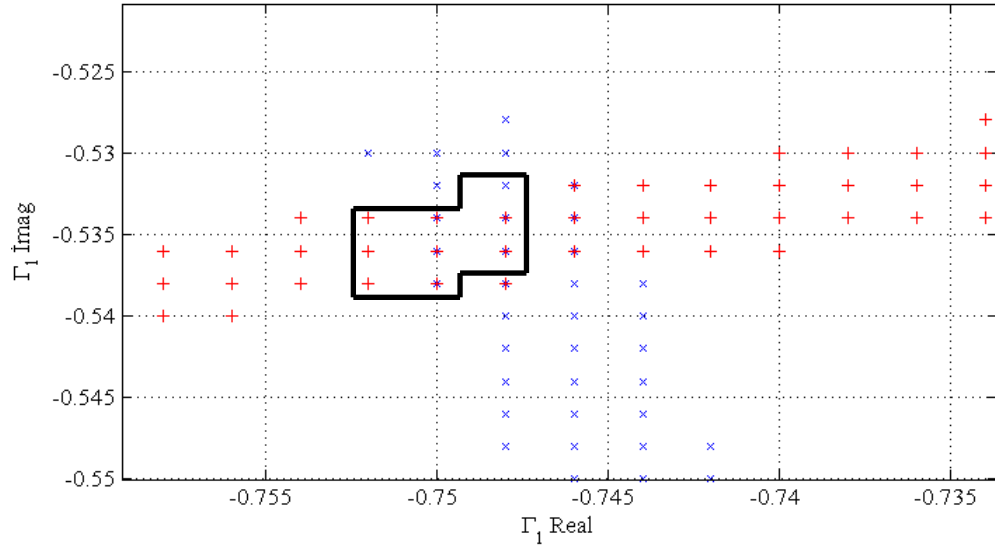
Şekil 4.5. Ortak Çözüm İçin Şekil 4.3 ve 4.4’ün Aynı Düzlemde Gösterilmesi



Şekil 4.6. Γ_1 ’in Belirlenmesi



Şekil 4.7. Γ_1 'in Belirlenmesi (Yakın Bölge)



Şekil 4.8. Γ_1 'in Belirlenmesi (Çok Yakın Bölge)

Şekil 4.8'e bakıldığında Γ_1 'in reel kısmının (-0.75) ile (-0.745) arasında ve imajineer kısmının ise (-0.54) ile (-0.53) arasında olduğu görülmektedir ki Γ_1 'in başlangıçta verilen değeri (-747.870810252431e-003 - 535.176944127134e-003i) bu aralıktadır. Yani grafik yöntemi doğru işlemektedir.

Buna göre Γ_1 için tespit edilen aralıklara bağlı olarak Γ_1 değeri tespit edilir. Γ_1 'in değeri bilindiğine göre denklem (160)'daki Γ_1 formülünden yararlanılarak pozitif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansı z^+ 'yi,

$$z^+ = \frac{1+\Gamma_1}{1-\Gamma_1} \quad (161)$$

şeklinde hesaplarız. S_{11} , S_{21} değerleri ölçüm olarak elimizde bulunmakta idi, grafik yönteminden Γ_1 değerini ve ona bağlı olarak da denklem (161)'den z^+ değerini elde ettik. Bu dört değer elimizde olduğuna göre denklem (152)'deki Γ_2 formülünden,

$$\Gamma_2 = \frac{S_{11} + (S_{21}^2 - 1)\Gamma_1}{S_{11}^2 - S_{11}\Gamma_1} \quad (162)$$

Γ_2 değerini hesaplayabiliriz. Γ_2 'in değeri bilindiğine göre denklem (160)'daki Γ_2 formülünden yararlanılarak negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansı z^- 'yi,

$$z^- = \frac{1+\Gamma_2}{1-\Gamma_1} \quad (163)$$

şeklinde hesaplarız.

4.3. CST Microwave Studio Benzeşim Programı Aracılığıyla Doğrulama

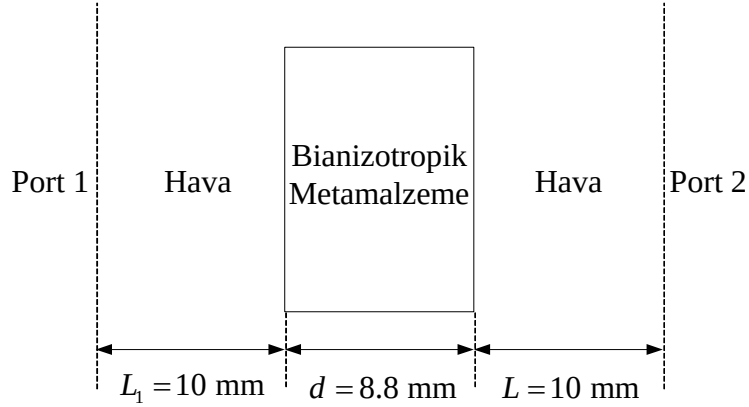
Bu bölüme kadar olan çıkarımların hepsinde benzeşim değerleri olan saçılma parametreleri, S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{11}^{sh} 'in değerleri analitik olarak elde edilmişti. Bu

bölümde ise bu değerler CST Microwave Studio benzeşim programı aracılığıyla yapılacak ve buradan alınan benzeşim sonuçları yardımıyla bu bölüme kadar olan çıkarımlar ispatlanacaktır.

4.3.1. Cst microwave studio ile saçılma parametresi benzeşimlerinin elde edilmesi

S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{11}^{sh} saçılma parametreleri CST Microwave Studio benzeşim programı kullanılarak elde edilmiştir.

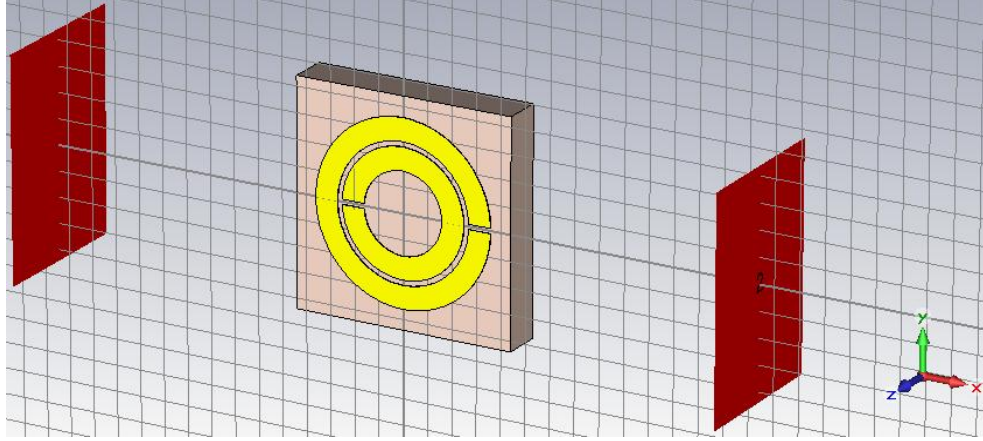
S_{11} , S_{21} ve S_{12} (bizim benzeşim olarak kullanmadığımız S_{22} saçılma parametresi de elde edilmiştir) saçılma parametreleri benzeşimleri aşağıda ifade edilen şeklin CST programına aktarılmasıyla elde edilmiştir.



Şekil 4.9. S_{11} , S_{21} ve S_{12} Saçılma Parametreleri Benzeşimlerinin Elde Edilmesi İçin CST'ye Aktarılması Gereken Konfigürasyon

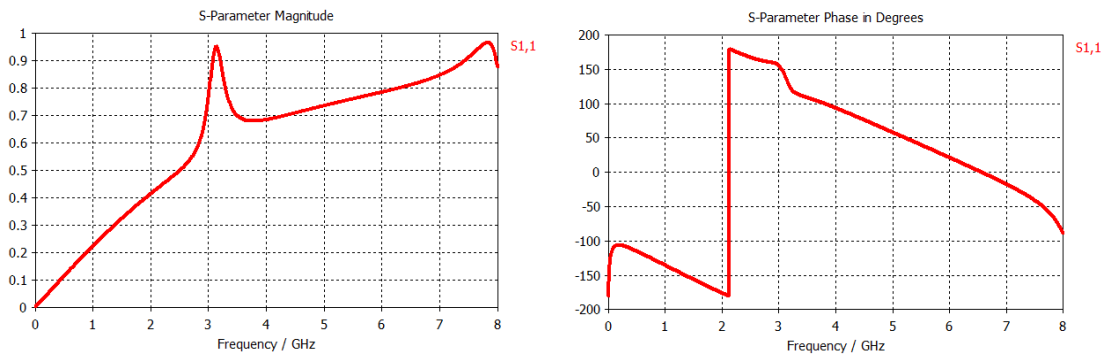
Daha önce de bahsedildiği ve Şekil 4.9'da da gösterildiği gibi bianizotropik MM ile portlar arasında 10 mm'lik mesafe bırakılmıştır. Bu mesafe girişimin olmaması ve benzeşim sonuçlarının (yüksek dereceli Block etkileşiminin azaltılması ile) daha doğru alınması için bırakılmıştır.

Şekil 4.9'daki gösterimi CST'ye aktardığımızda aşağıdaki şekli elde ederiz.

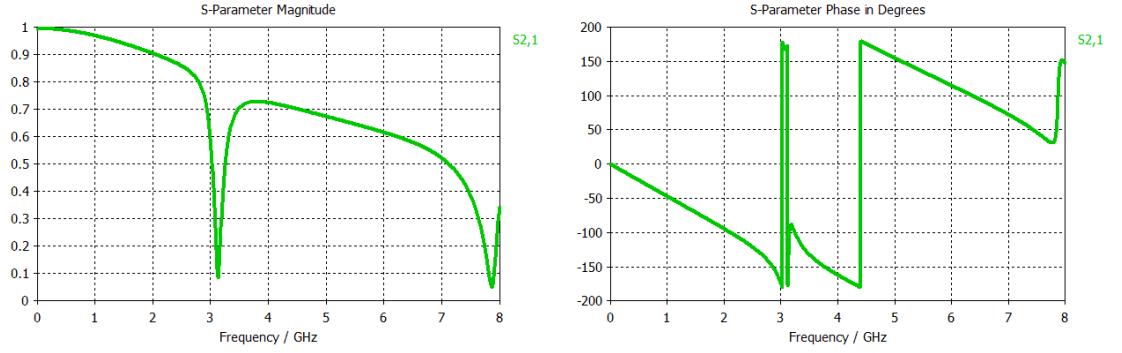


Şekil 4.10. S_{11} , S_{21} ve S_{12} Saçılma Parametreleri Benzeşimlerinin Elde Edilmesi İçin CST'de Hazırlanan Şekil

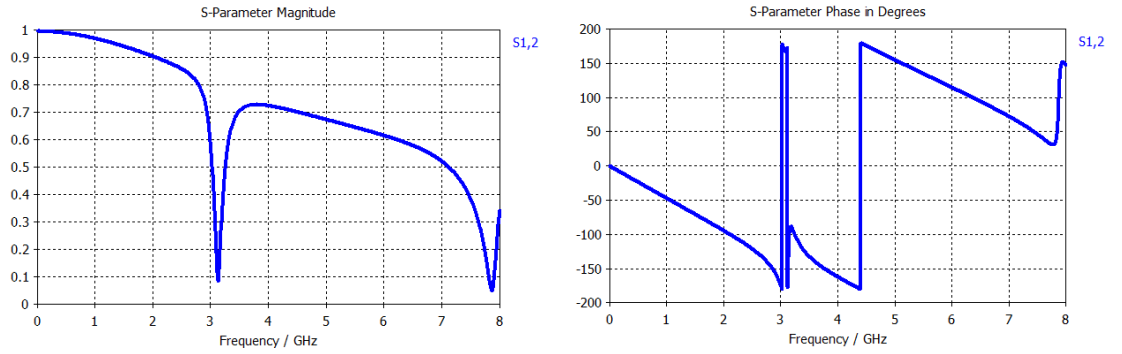
Sonlu entegrasyon tekniğini esas alan CST Microwave Studio benzeşim programının kullanarak her birim hücre için S - parametrelerini yukarıdaki gibi elde ettik. Yapıyı z eksenini yönünde elektrik alan vektörü E , y eksenini yönünde manyetik alan vektörü H ve x eksenini yönünde propagasyon sabiti k olan düzlem elektromanyetik dalga ile uyardık. Bunun sonucunda 0-8 GHz frekans aralığında 1001 tane benzeşim sonucu elde ettik.



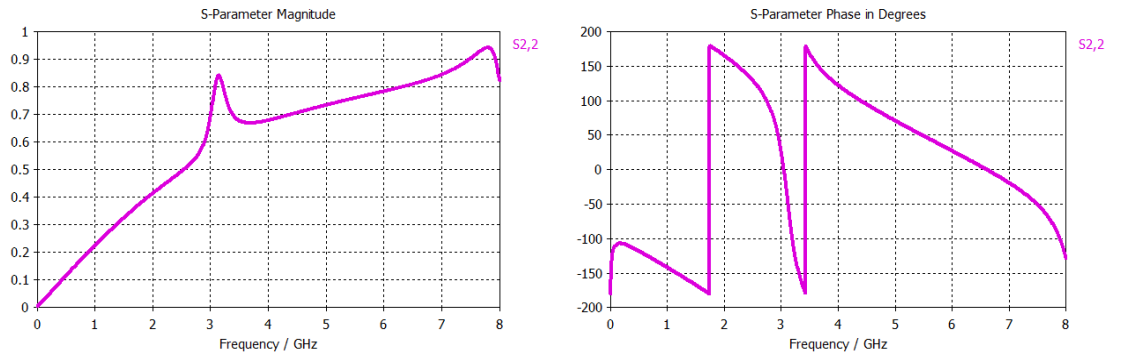
Şekil 4.11. S_{11} 'in Büyüklüğü ve Fazı



Şekil 4.12. S_{21} 'in Büyüklüğü ve Fazı

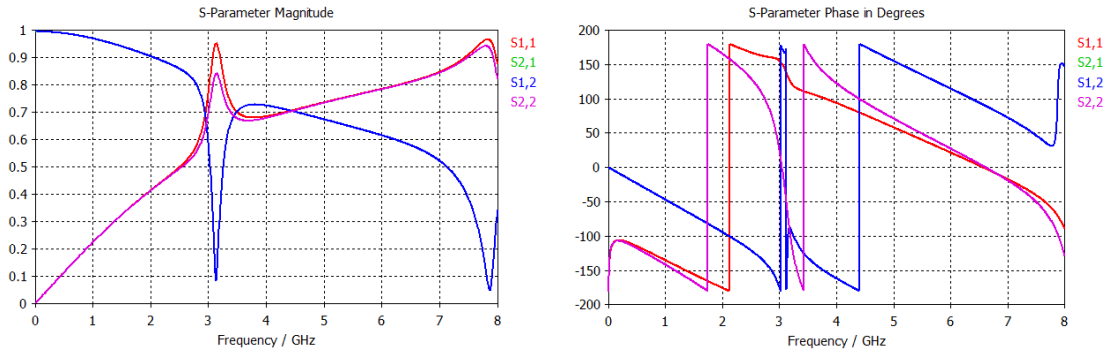


Şekil 4.13. S_{12} 'in Büyüklüğü ve Fazı



Şekil 4.14. S_{22} 'in Büyüklüğü ve Fazı

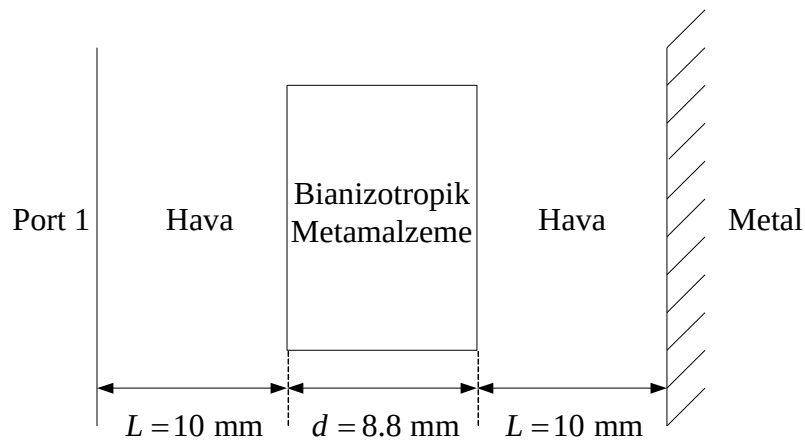
Elde edilen bu benzeşim sonuçlarının büyüklük ve fazlarının değerleri EK 5 'de verilmiş olup frekansa bağlı olarak çizimleri ise Şekil 4.11-4.14' de gösterilmiştir.



Şekil 4.15. S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{22} Benzeşimlerinin Büyüklükleri ve Fazlarının Birlikte Gösterimi

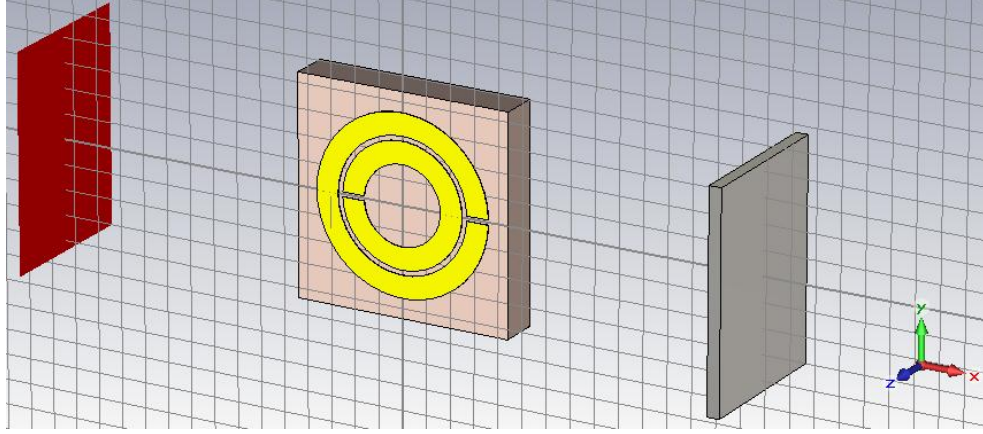
Şekil 4.15’de ise bütün benzeşimlerin büyüklük ve fazları birarada verilmiştir. Bu iki şekilde S_{21} ve S_{12} ’nin büyüklük ve fazlarının üst üste bindiği gözlemlenmektedir. Dolayısıyla daha önceki bölümlerdeki çalışmalarımızda aldığımız $S_{12} = S_{21}$ ’de hiçbir sakınca yoktur.

S_{11}^{sh} saçılma parametresi benzeşimi ise aşağıda ifade edilen şeklin CST programına aktarılmasıyla elde edilmiştir.



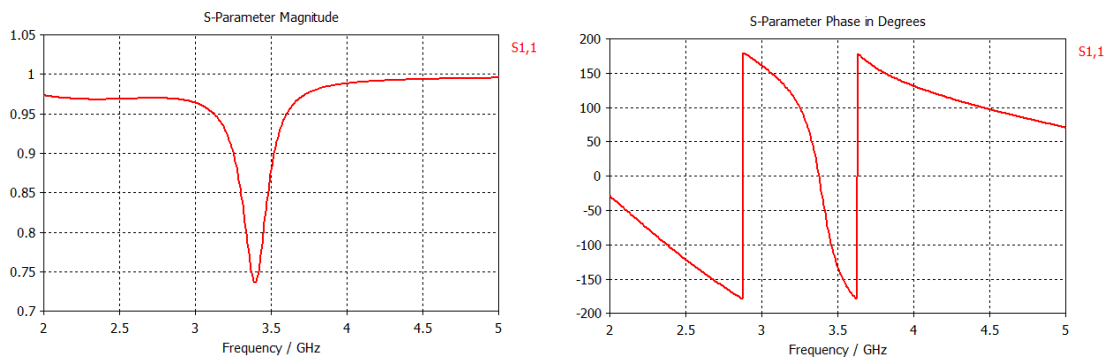
Şekil 4.16. S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşiminin Elde Edilmesi İçin CST’ye Aktarılması Gereken Konfigürasyon

Şekil 4.16'daki gösterimi CST'ye aktardığımızda aşağıdaki şekli elde ederiz.



Şekil 4.17. S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşiminin Elde Edilmesi İçin CST'de Hazırlanan Şekil

Daha önce olduğu gibi yine yapıyı z eksen yönünde elektrik alan vektörü E , y eksen yönünde manyetik alan vektörü H ve x eksen yönünde propagasyon sabiti k olan düzlem elektromanyetik dalga ile uyardık. Bunun sonucunda 0-8 GHz frekans aralığında 1001 tane benzeşim sonucunu Şekil 4.18'deki gibi elde ettik.



Şekil 4.18. S_{11}^{sh} 'ın Büyüklüğü ve Fazı

S_{11}^{sh} elde edilen bu benzeşim sonuçlarının büyüklük ve fazları, diğer saçılma parametreleri benzeşimleri ile birlikte EK 5'de verilmiştir.

4.3.2. Cst microwave studio ile elde edilen saçılma parametresi benzeşimleri ile daha önceki bölümlerde elde edilen S_{11}^{sh} saçılma parametresinin doğrulanması

3. Bölümde incelenen problemin farklı konfigürasyonlarına bağlı olarak S_{11}^{sh} saçılma parametresi,

$$S_{11}^{sh} = \frac{(z^+ - 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- + 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] T^2}{(z^+ + 1) \left[-z^- + i \tan(k_0 L) \right] + (z^- - 1) \left[z^+ + i \tan(k_0 L) \right] T^2}, \quad T = e^{ik_x d} \quad (164)$$

ve

$$S_{11}^{sh} = \frac{(1 - T^2) + (\Gamma_2 - \Gamma_1 T^2) T_1}{(\Gamma_1 - \Gamma_2 T^2) + \Gamma_1 \Gamma_2 (1 - T^2) T_1} \quad (165)$$

$$T_1 = e^{+i2k_0 L} \quad (166)$$

olarak analitik olarak bulunmuş ve Mason Kuralı ile bulunan

$$S_{11}^{sh} = S_{11} - \frac{S_{21} S_{12} T_0^2}{1 + S_{22} T_0^2} \quad (167)$$

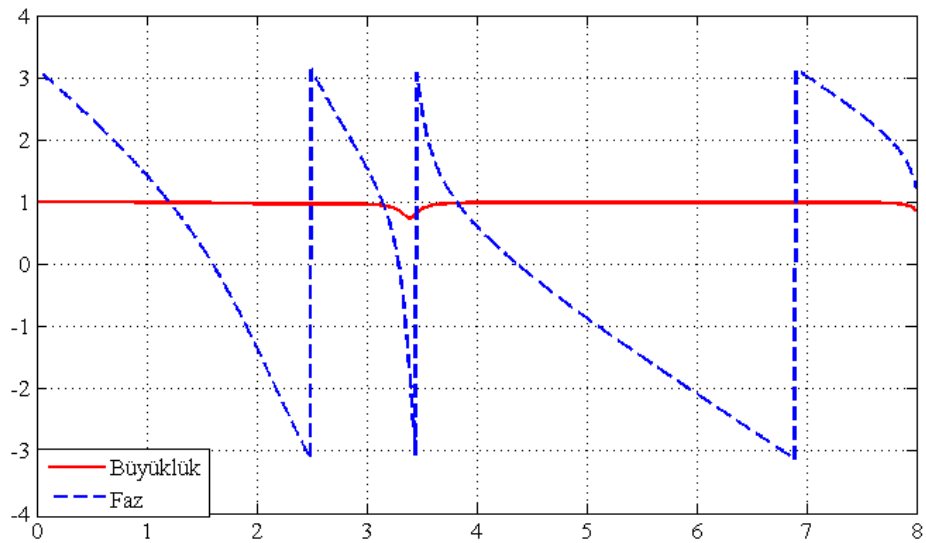
$$S_{11} = \frac{\Gamma_1 (1 - T^2)}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2}, \quad S_{22} = \frac{\Gamma_2 (1 - T^2)}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2}, \quad S_{21} = S_{12} = \frac{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2) T}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2} \quad (168)$$

$$T = e^{ik_x d}, \quad T_0 = e^{ik_0 L} \quad (169)$$

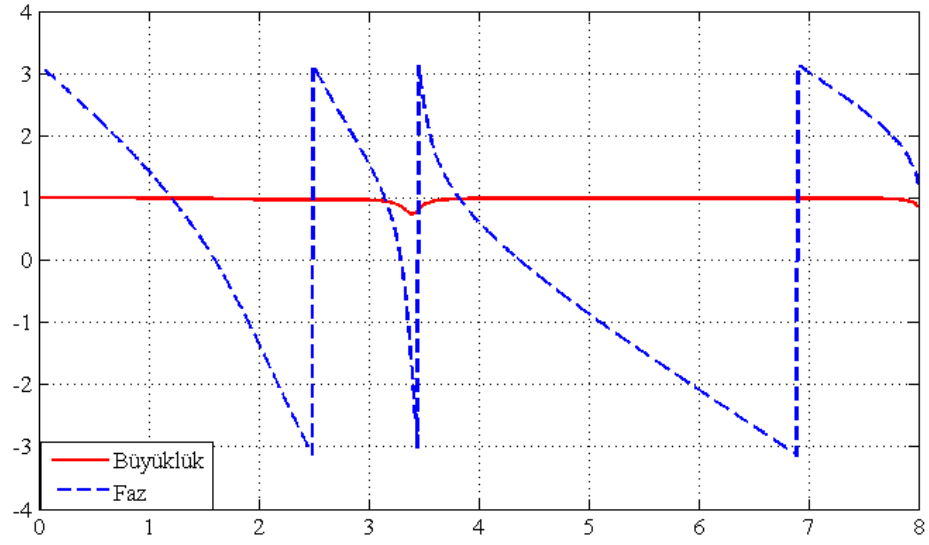
ile elde edilen S_{11}^{sh} saçılma parametrelerinin her üçünde birbirleri ile eşit oldukları EK 2'deki MATLAB kodu vasıtasıyla doğrulanmıştı. Ancak doğrulama yaparken S_{11} , S_{21} , S_{12} , S_{22} ve S_{11}^{sh} saçılma parametrelerini kendimiz üretmiştik.

Şimdi ise CST programı ile elde ettiğimiz saçılma parametrelerinin benzeşimleri vasıtasıyla analitik ve Mason Kuralı ile elde edilen denklem (164), (165) ve (167)'deki S_{11}^{sh} saçılma parametrelerinin doğruluğunu kontrol edelim. Daha önce bu üç denklemin doğruluğunu kontrol ettiğimize göre birisinin doğruluğunu kontrol etmemiz yeterlidir.

Buna göre denklem (167)'de Mason Kuralı ile elde edilen, S_{11} , S_{21} , S_{12} ve S_{22} saçılma parametreleri cinsinden hesaplanan S_{11}^{sh} saçılma parametresi ile CST' den elde edilen S_{11}^{sh} saçılma parametresi benzeşiminin eşitliğini kontrol etmek için EK 6'daki MATLAB kodu ile hazırlanmıştır. Bu kod çalıştırıldığında hesaplanan ve CST'den elde edilen S_{11}^{sh} saçılma parametresinin benzeşimi grafikleri aşağıdaki gibidir.

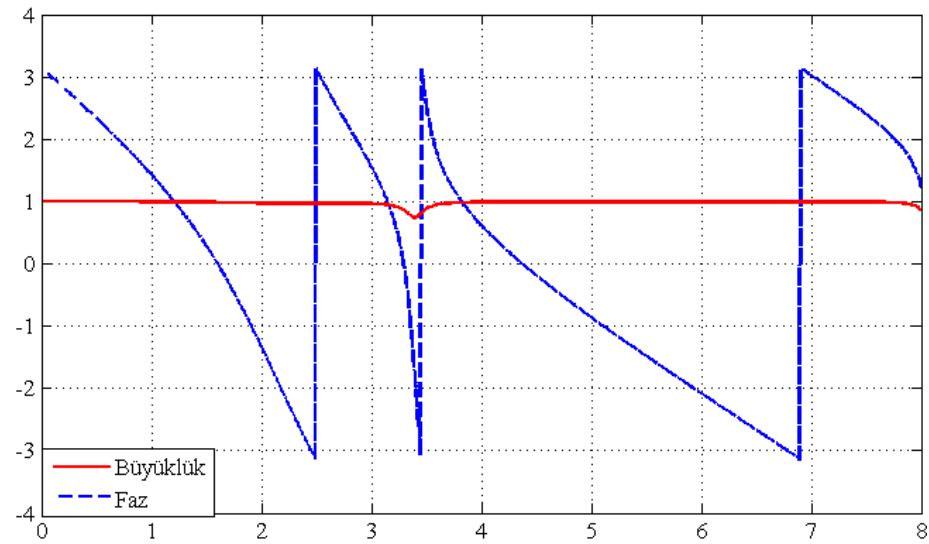


Şekil 4.19. Hesaplanan S_{11}^{sh} Saçılma Parametresinin Frekansa Bağlı Olarak Büyüklük ve Faz Grafikleri



Şekil 4.20. CST’den Elde Edilen S_{11}^{sh} Saçılma Parametresi Benzeşimine Göre Frekansa Bağlı Olarak Büyüklük ve Faz Grafikleri

Şekil 4.19 ve 4.20’de S_{11}^{sh} ’ın büyüklük ve fazlarının aynı olması gerekiyor. Bunu görmek için bu iki grafiği aynı düzlemde gösterelim.



Şekil 4.21. Şekil 4.19 ve 4.20’nin Aynı Düzlemde Gösterilmesi

Yukarıdaki grafikte, Şekil 4.19 ve 4.20'deki S_{11}^{sh} 'ın büyüklük ve fazları aynı grafikte gösterilmiş ve 0-8 GHz aralığında bütün değerlerin örtüştüğü görülmüştür.

4.3.3. Cst microwave studio ile elde edilen saçılma parametresi benzeşimleri ile pozitif ve negatif yönde ilerleyen dalga empedanslarının belirlenmesi

Pozitif ve negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedanslarını belirlemek için aşağıdaki yol izlenmelidir.

1. Denklem (158)'de S_{11} , S_{21} ve S_{11}^{sh} 'a bağlı olarak verilen denklemden Γ_1 değerini hesapla.
2. Γ_1 değeri bilindiğine göre denklem (161)'den pozitif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansı (z^+) 'yi hesapla.
3. Γ_1 hesaplandığına ve S_{11} ve S_{21} saçılma parametreleri benzeşimleri ise CST'den elde edildiğine göre denklem (162)'den Γ_2 değerini hesapla.
4. Γ_2 değeri bilindiğine göre denklem (163)'den negatif yönde ilerleyen normalize edilmiş dalga empedansı (z^-) 'yi hesapla.
5. Sonuçlarımızın (Hasar *et al.* 2012) uyuştüğünü görmek için, n , ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz} değerlerini aşağıdaki formüllerden hesapla.

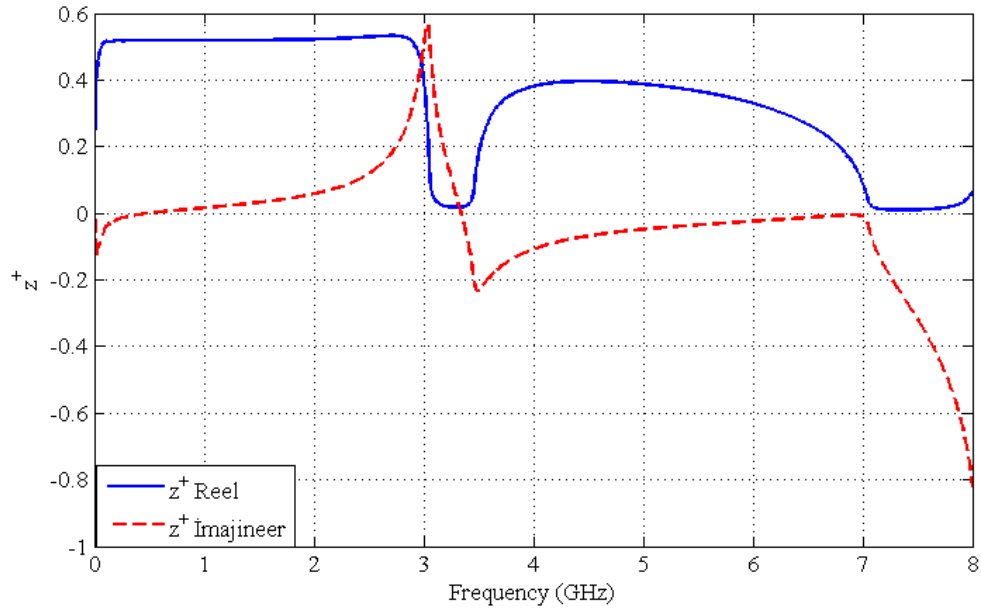
$$n = \frac{[\text{Im}(\ln T) \mp 2\pi m - i \text{Re}(\ln T)]}{(k_0 L)} \quad (170)$$

$$\xi_0 = \frac{n(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{i(1 - \Gamma_1\Gamma_2)} \quad (171)$$

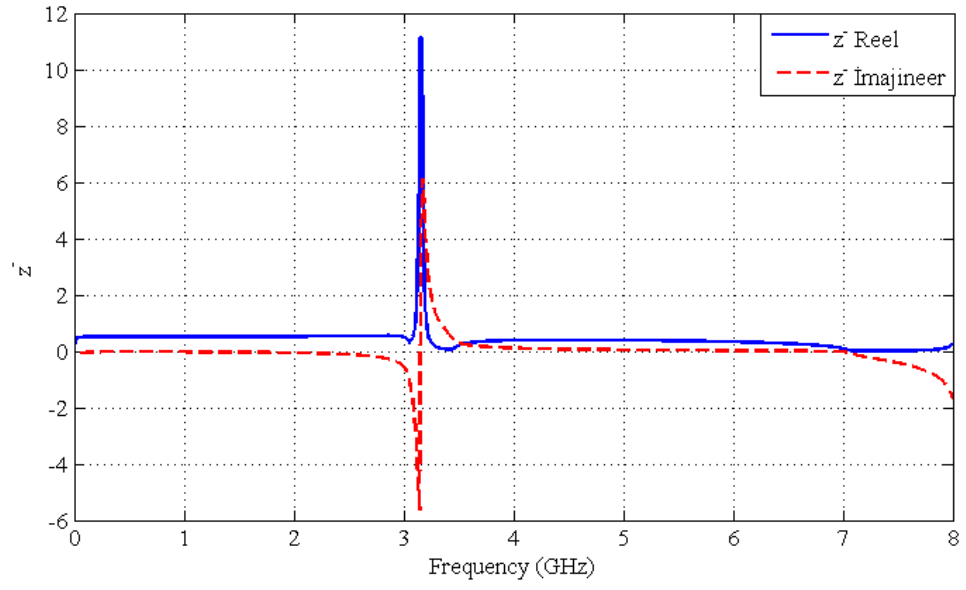
$$\mu_{yy} = \frac{(1 - \Gamma_1\Gamma_2)(n^2 + \xi_0^2)}{n(1 + \Gamma_1\Gamma_2) - 2n\Gamma_1 - i\xi_0(1 - \Gamma_1\Gamma_2)} \quad (172)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{n^2 + \xi_0^2}{\mu_{yy}} \quad (173)$$

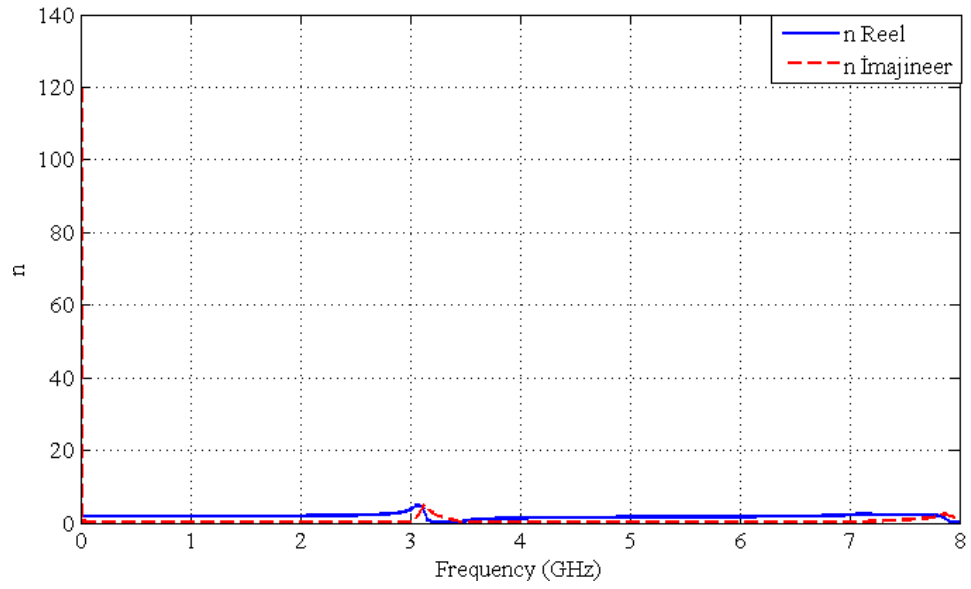
Yukarıda sıralanan adımlar uygulanmış ve EK 7’de verilen MATLAB kodu hazırlanmıştır. Bu kod çalıştırıldığında frekansa bağlı olarak 0-8 GHz frekans aralığında, z^+ , z^- , n , ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz} grafikleri aşağıdaki gibi elde edilmiş, reel ve imajineer kısımları ayrı ayrı verilmiştir.



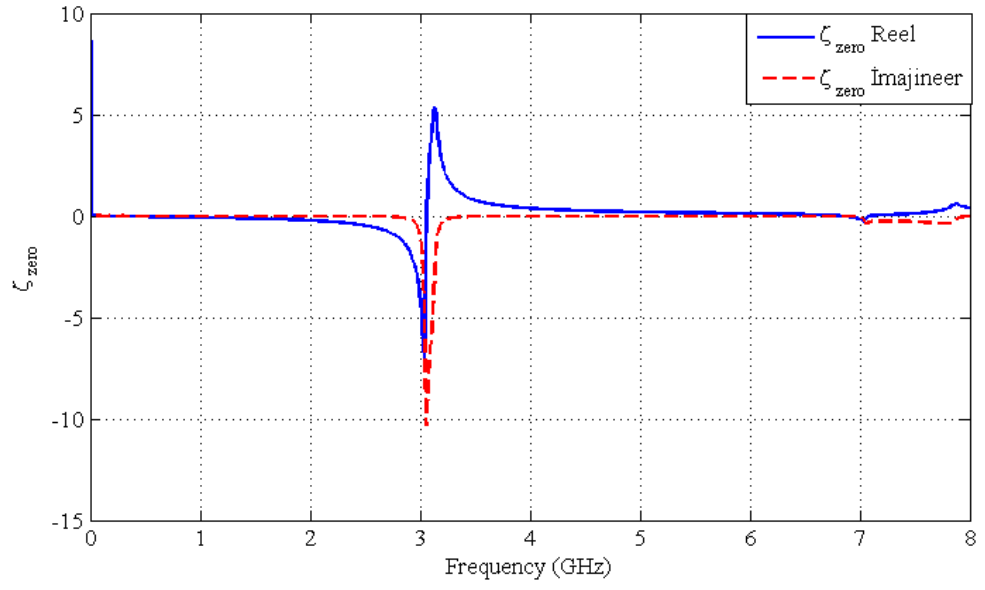
Şekil 4.22. z^+ ’nın Reel ve İmajineer Kısımları



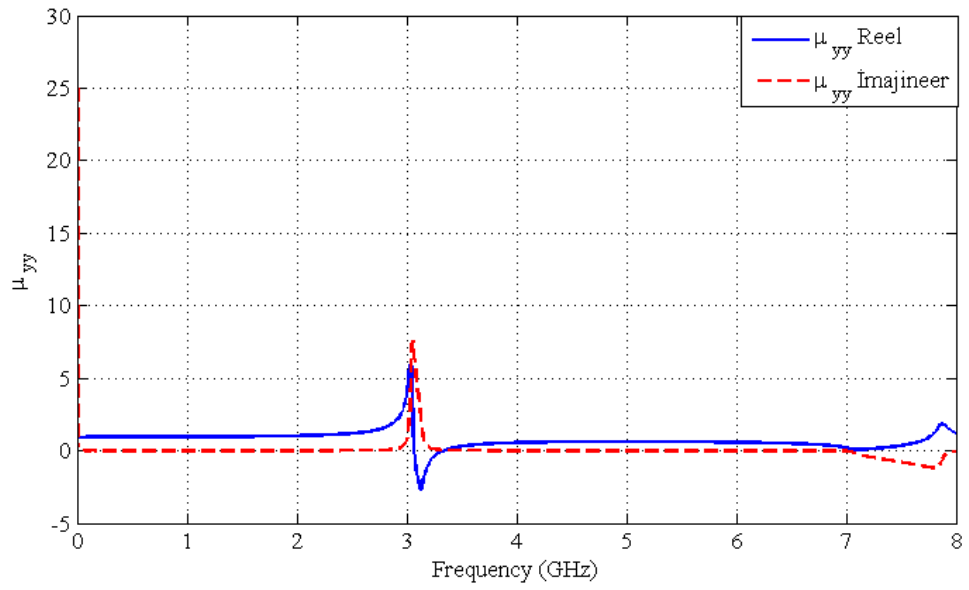
Şekil 4.23. z 'nin Reel ve İmajineer Kısımları



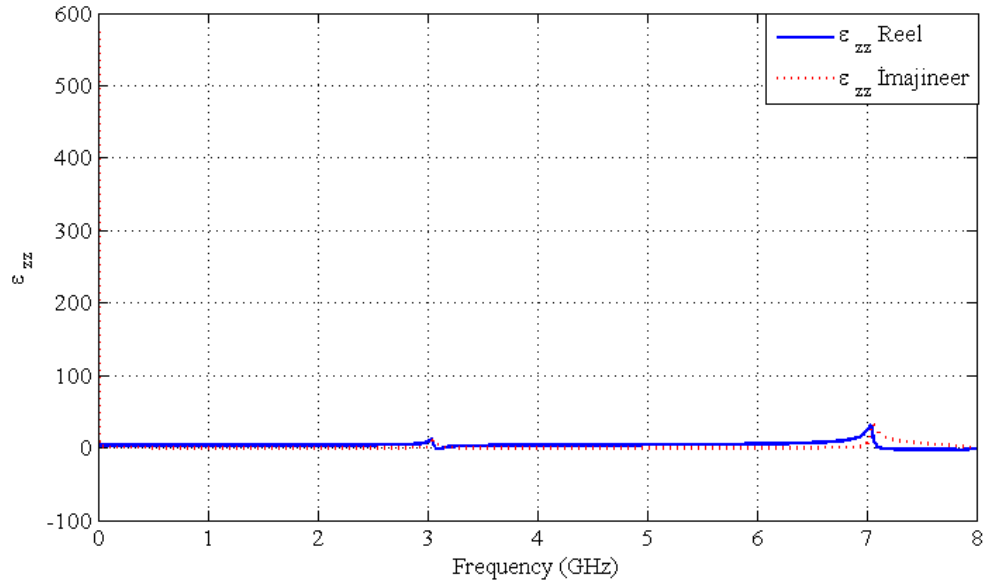
Şekil 4.24. n 'in Reel ve İmajineer Kısımları



Şekil 4.25. ζ_0 'ın Reel ve İmajineer Kısımları



Şekil 4.26. μ_{yy} 'nin Reel ve İmajineer Kısımları



Şekil 4.27. ϵ_{zz} 'nin Reel ve İmajineer Kısımları

Şekil 4.22-4.27 incelendiğinde bütün sonuçlar Hasar *et al.* (2012)'da elde edilen sonuçlar ile uyumaktadır. Dolayısıyla sonuçlarımız doğrudur.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu Yüksek Lisans tez çalışmasında, negatif kırılma indisli MM'ler hakkında bilgi verilmiş ve tez konusunun içeriği olan bianizotropik MM'ler tanıtılmıştır. Bianizotropik ortam için alan terimleri ve bianizotropik ortamın empedansının çıkarımı yapılmıştır.

Daha önceki çalışmalardan S_{11} , S_{21} ve S_{22} değerlerinden bianizotropik MM'nin elektromanyetik özellikleri olan ξ_0 , μ_{yy} ve ε_{zz} 'yi ve buna bağlı olarak da z^+ ve z^- normalize edilmiş dalga empedanslarının bulunması mümkündür. Bu çalışmada ise bianizotropik MM'nin elektromanyetik özelliklerinin yeni bir mikrodalga tekniği (mükemmel elektrik iletkeni ile sonlandırma) ile etkin ve doğru bir şekilde bulunması amaçlanmıştır.

Bu amaç doğrultusunda, bianizotropik metamateryallerin mükemmel elektrik iletken ile sonlandırılmış bir konfigürasyonu için, önce gerekli yansıma saçılma parametresinin çıkarımı yapılmıştır. Daha sonra ise elde edilen bu saçılma parametresi ile bu materyallerin herhangi bir sonlandırma olmadan elde edilen ileri yansıma ve iletim saçılma parametreleri kullanılarak elektromanyetik özellikleri belirlenmiştir. Elde edilen bu teorik ifadeleri doğrulamak için gerekli MATLAB programları yazılmış ve elde edilmiş CST Mikrodalga benzeşim sonuçları vasıtasıyla bütün çıkarımlar doğrulanmıştır.

Sonuç olarak; bianizotropik MM içeren ortamlarda ikinci bir kaynağa gerek duymadan (dolayısıyla S_{22} 'ye gerek kalmadan), bianizotropik MM mükemmel bir elektrik iletkeni ile sonlandırılarak bianizotropik MM'nin elektromanyetik özelliklerinin belirlenebileceği kanıtlanmıştır.

Elde edilen bu verilerden sadece teorik ifadeler ile kalmayıp kullandığımız bu yeni teknik için en yakın zamanda bir makale hazırlanacaktır.

KAYNAKLAR

- Artman, K., 1948. Measurement of permeability tensor in ferrites. *Ann. Phys. Lpz.*, 2, 87-90.
- Balanis, C. A., 1989. *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York.
- Berman, P. R., 2002. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media. *Phys. Rev. E*, 66, 1-3.
- Born, M. and Wolf, E., 1989. *Principles of Optics*, Oxford.
- Born, M. and Wolf, F., 2002. *Principles of Optics*, Cambridge.
- Broas, R. F. J., Sievenpiper, D. and Yablonovitch, E., 2001. A high-impedance ground plane applied to a cellphone handset geometry. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 49, 1262.
- Brown, J., 1960. Artificial Dielectrics. *Prog. Dielectr.*, 2, 195.
- Caloz, C., 2005. *Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications*. New York.
- Chen, X., Wu, B.I., Pacheco, J., Kong, J.A. and Grzegorzczuk, T.M., 2005. Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials. *Phys. Rev. E*, 71, 046610, 1-9
- Eleftheriades, G. V., Iyer, A. K. and Kremer, P. C., 2002. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 50, 2702.
- Enoch, S., Tayeb, G. and Maystre, D., 1999. Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals. *Opt. Commun.*, 161, 171-176.
- Fei-Ran, Y., Kuang-Ping, P., Yongxi, J. and Itoh, T. A., 1999. Novel TEM waveguide using uniplanar compact photonic-bandgap (UC-PBG) structure. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 47, 2092-2098.
- Gay-Balmaz, P. and Martin, O. J. F., 2002a. Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators. *J. Appl. Phys.*, 92, 2929.
- Gay-Balmaz, P. and Martin, O. J. F., 2002b. Efficient isotropic magnetic resonators, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 939.
- Goos, F. and Hanchen, H., 1947. Ein neuer und fundamentaler versuch zur totalreflexion. *Ann. Phys. Lpz.*, 1, 333-346.
- Gralak, B., Enoch, S. and Tayeb, G., 2000. anomalous refractive properties of photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am.*, 17, 1012-1020.
- Grbic, A. and Eleftheriades, G. V., 2002. Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index metamaterial. *J. Appl. Phys.*, 92, 5930.
- Hasar, U.C. and Barroso, J.J., 2011. Retrieval approach for determination of forward and backward wave impedances of bianisotropic metamaterials. *Progress In Electromagnetics Research*, 112: 109-124.
- Hasar, U.C., Barroso, J.J., Ertugrul, M., Sabah, C. and Cavusoglu, B., 2012. Application of a useful uncertainty analysis as a metric tool for assessing the performance of electromagnetic poperties retrieval methods of bianisotropic metamaterials. *Progress in Electromagnetics Research*, 128, 365-380.
- Hrbar, S., Eres, Z. and Bartolic, J., 2002. capacitively loaded loop as basic element of negative permeability meta material. *Proc.Eur.Microwave Conf.*, 327-330.

- Hrbar, S., Bartolic, J. and Sipus, Z., 2005. waveguide miniaturization using uniaxial negative permeability metamaterial. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*, 53, 192-195.
- Hsu, A. C., Cheng, Y. K., Chen, K. H., Chern, J. L., Wu, S. C., Chen, C. F., Chang, H., Lien, Y. H. and Shy, J. T., 2004. Far-Infrared resonance in split ring resonators Japan. *J. Appl. Phys.* 43, 176-179.
- Huang, Y. C., Hsu, Y. J., Lih, J. S. and Chern, J. L., 2004. Transmission characteristics of deformed split-ring resonators japan. *J. Appl. Phys.*, 43, 190-193.
- Jackson, J. D., 1999. *Classical Electrodynamics*. Singapore.
- Karaaslan M., 2009. Negatif Kırılma İndisli Meta-Malzemelerin Elde Edilmesi. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Kharkovsky, S. N., Akay, M. F., Hasar, U.C. and Atis, C. D., 2002. Measurement and monitoring of microwave reflection and transmission properties of cement-based materials. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 51, 1210-1218.
- King, R. J., Thiel, D. V. and Park, K. S., 1983. Physics of negative refractive index materials. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 31, 471-519.
- Kong, J. A., Wu, B. I. and Zhang, Y., 2002. Lateral displacement of a gaussian beam reflected from a grounded slab with negative permittivity and negative permeability. *Appl. Phys. Lett.*, 80, 2084-2086.
- Lakhtakia, A., 2002a. On planewave remittances and goos-hänchen shifts of planar slabs with negative real permittivity and permeability. *electromagnetics*, 23, 71.
- Lakhtakia, A., 2002b. On perfect lenses and nihility. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 23, 339 - 343.
- Lakhtakia, A., 2004. Positive and negative Goos-Hänchen shifts and negative phase-velocity mediums (Alias Left-Handed Materials). *Int. J. Electron. Commun.*, 58, 229-231.
- Lagarkov, A. N. and Sarychev, A. K., 1996. Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions. *Phys. Rev. B*, 53, 6318.
- Landau, L. D., Lifschitz, E. M. and Pitaevskii, L. P., 1984. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford.
- Li, K., Mclean, S. J., Gregor, R. B., Parazzoli, C. G. and Tanielian, M. H., 2003. Free-Space focused-beam characterization of left-handed materials. *Appl. Phys. Lett.*, 82, 2535.
- Li, Z., Aydin, K. and Ozbay, E., 2009. Determination of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Phys. Rev. E*, 79, 026610.
- Liu, L., Caloz, C., Chang, C. C. and Itoh, T., 2002. Forward coupling phenomenon between artificial left-handed transmission lines. *J. Appl. Phys.* 92, 5560
- Lu, J., Grzegorzczak, T. M., Zhang, Y., Pacheco, J., Wu, B., Kong, J. A. and Chen M., 2003. Cerenkov radiation in materials with negative permittivity and permeability. *Opt. Express*, 11, 723-734.
- Markos, P. and Soukoulis, C. M., 2002. Transmission studies of the lefthanded materials. *Phys. Rev. B*, 65, 033401.
- Marques, R., Martel, J., Mesa, F. and Medina, M., 2002. Left-Handed media simulation and transmission of EM waves in subwavelength split-ring-resonator-loaded metallic waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 183, 901-904.

- Maslovsky, S. I., Tretyakov, S. A. and Belov, P.A., 2002. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit microwave. *Opt. Tech. Lett.*, 35: 47
- O'Brien, S. and Pendry, J. B. 2002. Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14, 6383.
- O'Brien, S., Macpeake, D., Ramakrishna, S. A. and Pendry, J. B., 2004. Near-Infrared photonic band gaps and nonlinear effects in negative magnetic metamaterials. *Phys. Rev. B*, 69, 241101.
- Panina, L. V., Grigorenko, A. N. and Makhnovskiy, D. P., 2002. Optomagnetic composite medium with conducting nanoelements . *Phys. Rev. B*, 66, 155411.
- Panoiu, N. C. and Osgood, R. M., 2003. Numerical investigation of negative refractive index metamaterials at infrared and optical frequencies. *Opt. Commun. A*, 223, 331.
- Parazzoli, C. G., Greigor, R. B., Li, K., Kontenbah, B. E. C. and Tanielian, M. H., 2003. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using snell's law. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 107401.
- Pendry, J. B., Holden, A. J., Stewart, W. J. and Youngs, I., 1996. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys. Rev. Lett.* 76, 4773-4776.
- Pendry, J. B., Holden A. J., Robbins, D. J. and Stewart, W. J., 1998. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *J. Phys. Condens. Matter*, 10, 4785.
- Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J. and Stewart, W. J., 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 47, 2075-2080.
- Pendry, J. B., 1996. Calculating photonic band structure. *J. Phys.: Condens. Matter*, 8, 1085.
- Pendry, J. B., 2000a. Light runs backwards in time. *Phys. World*, 13, 27.
- Pendry, J. B., 2000b. Negative refraction makes perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 3966.
- Pendry, J. B. and O'Brien, S., 2002. Very-Low-frequency plasma. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14, 7409.
- Pendry, J. B., 2004. Negative refraction. *Contemp. Phys.*, 45, 191.
- Pozar, D.M., 2011. *Microeave Engineering*. Wiley.
- Raether, H., 1980. *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*. (Berlin: Springer)
- Ramakrishna, S.A., 2005. Physics of negative refractive index materials, *Rep. Prog. Phys.* 68, 493.
- Rotman, W., 1962. Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 10, 82.
- Sarychev, A. K. and Shalaev, V. M., 2000. Electromagnetic field fluctuation and optical nonlinearities in metal-dielectric composites. *Phys. Rep.*, 335, 275.
- Schurig, D. and Smith, D. R., 2003a. Universal description of spherical aberration free lenses composed of positive or negative index media, *Phys. Rev. E, Eprint Physics*, 0307088.
- Schurig, D. and Smith, D. R., 2003b. Negative index lens aberrations. *Phys. Rev. E, Eprint Physics*, 0403147.
- Shamonin, M., Shamonina, E., Kalinin, V. and Solymar, L., 2004. Resonant frequencies of a split-ring resonator: analytical solutions and numerical simulations. *J. Appl. Phys.*, 95, 3778.

- Shamonina, E., Kalinin, V. A., Ringhofer, K. H. and Solymar, L., 2002. Magnetoinductive waves in one, two and three dimensions. *J. Appl. Phys.*, 92, 6252.
- Shelby, R. A., Smith, D. R. and Schultz, S., 2001. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292, 77.
- Shelby, R. A., Smith D. R., Nemat-Nasser, S. C. and Schultz, S., 2001. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial. *Appl. Phys. Lett.*, 78, 489.
- Shen, J. T. and Platzmann, P. M., 2002. Near field imaging with negative dielectric constant lenses. *Appl. Phys. Lett.*, 80, 3286.
- Sievenpiper, D. F., Sickmiller, M. E. and Yablonovitch, E., 1996. 3D wire mesh photonic crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 76, 2480.
- Sievenpiper, D., Zhang, L., Braos, R. F. J., Alex'Opoulos, N. G. and Yablonovitch, E., 1999. High-Impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 47, 2059.
- Simovsky, C. R. and He, S. 2003. Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting omega-particles. *Phys. Lett. A*, 311, 254.
- Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat-Nasser, S. C., and Schultz, S., 2000. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84, 4184.
- Smith, D. R. and Pendry, J. B., 2003. Reversing light: negative refraction. *Physics Today*, 4, 1-8.
- Veselago, V. G., 1967. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Fiz. Nauk*, 92, 517.
- Veselago, V. G., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov. Phys.-Usp.*, 10, 509.
- Wiltshire, M. C. K., Pendry, J. B., Young, I. R., Larkman, D. J., Gilderdale, D. J. and Hajnal, J. V., 2001. Microstructured magnetic materials for rf flux guides in magnetic resonance imaging. *Science*, 291, 848.
- Wiltshire, M. C. K., Hajnal, J. V., Pendry, J. B. and Edwards, D. J., 2003. Metamaterial endoscope for magnetic field transfer: near field imaging with magnetic wires. *Opt. Express*, 11, 709.
- Yen, T. J., Padilla, W. J., Fang, N., Vier, D. C., Smith, D. R., Pendry, J. B., Basov, D. N. and Zhang, X., 2004. Infrared spectroscopy and ellipsometry of magnetic metamaterials. *Science*, 303, 1494.
- Ziolkowski, R. W., 2003. Metamaterial-Based source and scattering enhancements: from microwave to optical frequencies. *Opto-Electronics Review*, 14, 167-177.
- Ziolkowski, R. W., 2003. Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction. *Opt. Express*, 11, 662.

ÖZGEÇMİŞ

1990 yılında Yozgat'ın Çekerek ilçesinde doğdu. Çekerek Kâmile Akbay İlköğretim Okulu'ndan 2004 yılında ve Çekerek Şehit Özgür Ocak Çok Programlı Lisesi'nden 2007 yılında okul birincisi olarak mezun oldu. 2007 yılı Ekim ayında Atatürk Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği bölümünde lisans eğitimine başladı. 2008 yılında Makine Mühendisliği bölümünde Çift Anadal Programına, 2009 yılında Anadolu Üniversitesi, İktisat Fakültesi, Uluslararası İlişkiler bölümü (AÖF)'ne kayıt yaptırdı. 2011 yılında Elektrik-Elektronik Mühendisliği bölümü birincisi ve Mühendislik Fakülte ikincisi olarak mezun oldu. 2011 yılında Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başladı. Halen Çift Anadal Programı ve Açıköğretim eğitimine devam etmekte olup uluslararası hakemli dergilerde basılmış beş adet makalesi mevcuttur. Ayrıca IEEE ve Elektrik Mühendisleri Odası üyesidir.