



**T.C.
MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI**

**PERİYODİK YAPILARIN ANSOFT HFSS
KULLANILARAK ANALİZİ**

DİLEK BİLİM

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ANTAKYA
TEMMUZ 2007**

Mustafa Kemal Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Yrd.Doç.Dr. Emin ÜNAL ve **Yrd.Doç.Dr. Ali UZER** danışmanlığında **Dilek BİLİM** tarafından hazırlanan bu çalışma 24 / 07 / 2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Elektrik-Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan	: Yrd.Doç.Dr. Emin ÜNAL	İmza:
Üye	: Doç.Dr. Ali KOÇ	İmza:
Üye	: Yrd.Doç.Dr. Vedat ÖZKANER	İmza:

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Kod No:

İmza
24 / 07 / 2007
Enstitü Müdürü
Prof. Dr. Necat AĞCA

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

İÇİNDEKİLER

ÖZET	II
ABSTRACT	III
ÖNSÖZ	IV
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	V
ÇİZELGELER DİZİNİ	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
3. MATERYAL VE YÖNTEM	13
3.1. Maxwell Denklemlerinde Sol-El Durumu	13
3.2. Dispersif Ortamda Entropi Şartları	20
3.3. Sınır Şartları.....	26
3.4. Doppler Etkisinin Tersinimi	28
3.5. Vavilov-Čerenkov Işımasının Tersinimi	29
3.6. Snell Kanununun Tersinimi : Negatif Kırılma	32
3.7. Düz LH Mercek ile Odaklama.....	36
3.8. Fresnel Katsayıları	37
3.9. Goos-Hänchen Etkisinin Tersinimi.....	39
3.10. Konveks ve Konkav Merceklerde Yakınsama ve Iraksamannın Tersinimi	42
3.11. Altdalga Boyu Dağılması	43
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	48
4.1. Yapıların Kalınlık Açısından İncelenmesi	50
4.2. Yapıların SRR'lerdeki Açıklık Mesafesi Açısından İncelenmesi	62
4.3. Yapıların Kare Şekiller Arasındaki Mesafe Açısından İncelenmesi	81
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	92
KAYNAKLAR.....	97
ÖZGEÇMİŞ	99

ÖZET

PERİYODİK YAPILARIN ANSOFT HFSS
KULLANILARAK ANALİZİ

Metamateryaller, dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenliğin her ikisinin de negatif olduğu malzemelerdir. Bu çalışmada; kapasitif etki gösteren şerit (CLS) ve üzerinde yarık bulunan halka rezonatör (SRR) içeren düzlemsel olmayan metamateryal (MTM) yapıların ANSOFT Yüksek Frekans Yapı Simülatörü (HFSS) kullanılarak, dikey gelişteki yansıma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) değerleri elde edilmiştir.

Yapılan deneylerde; X bandı frekanslarında çift negatif ortam özellik gösteren yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe değiştirilerek yeni tasarımlar elde edilmiş, bu tasarımların yalnızca negatif dielektrik sabitine ($\epsilon < 0$) ve yalnızca negatif manyetik geçirgenliğe ($\mu < 0$) sahip olduğu frekans aralıkları ile birlikte her bir tasarım için rezonans frekans değerleri bulunmuştur.

Elde edilen veriler sonucunda; yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe arttıkça, rezonans frekansı değerinin arttığı görülmüştür. Manyetik iletken özellikler ise, MTM'nin sadece SRR kısmı ile ifade edilmektedir. Yapıların kalınlıkları ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe arttıkça, yapının manyetik yansıtma özellik gösterdiği ($\mu < 0$) frekans aralık miktarı artmaktadır.

2007, 99 sayfa.

Anahtar Kelimeler: Metamateryal (MTM), sol-elli ortam (LHM), çift negatif ortam, negatif kırılma indisi.

ABSTRACT

ANALYSIS OF PERIODIC STRUCTURES
USING ANSOFT HFSS

Metamaterials are the materials in which the permittivity and permeability are both negative. In this study; the reflection (S_{11}) and transmission (S_{21}) values at normal incidence were obtained for metamaterial (MTM) comprised of a substrate with embedded capacitively loaded strips (CLSs) and split ring resonators (SRRs), by using ANSOFT High Frequency Structure Simulator (HFSS).

In the experiments carried out for the structures that exhibit double negative medium properties at X band frequencies, new designs were obtained by changing the stripline widths of structures, the gaps, the interval between the SRR structures. Furthermore, the frequency band where the materials had only negative permittivity ($\epsilon < 0$) and only negative permeability ($\mu < 0$), the resonance frequency values were found for each design.

Consequently; when the stripline widths of structures, the gaps, the interval between the SRR structures were increased, it was seen that the resonance frequency values had increased. Magnetic conductor properties were demonstrated with the SRR-only MTM. When the stripline widths of structures and the interval between the SRR structures were increased; the frequency band which the material demonstrated magnetic conductor properties ($\mu < 0$), had increased.

2007, 99 pages.

Keywords: Metamaterial (MTM), left-handed medium (LHM), double negative medium, negative refractive index.

ÖNSÖZ

Elektromanyetik metamateryaller, yapay ve fiilen homojen elektromanyetik yapılar olup, ender özelliklere sahiptirler. Bu materyaller; telekomünikasyon, radarlar, mikroelektronik, görüntüleme ve savunma alanlarında önemli teknolojik ve bilimsel gelişmeler vaat etmektedirler. Bu yapıların en belirgin özellikleri, bu ortamda dielektrik sabitinin ve manyetik geçirgenliğin her ikisinin birden negatif olması ile birlikte bu yapıların negatif kırılma indisine sahip olmasıdır. Ayrıca bu yapılar tüm dalganın iletilip, aynı zamanda odaklanmasını sağlamaktadırlar. Bu yapılar, yapay ortamda negatif dielektrik sabitine sahip ortam ile negatif manyetik geçirgenliğe sahip ortamın, birlikte periyodik olarak yerleştirilmesi ile oluşturulmaktadır.

Bu çalışmada, metamateryal özellik gösteren CLS ve SRR yapılar içeren tasarımlar üzerinde çalışılmış olup; yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe değiştirildiğinde, yalnızca negatif dielektrik sabitine ($\epsilon < 0$) ve yalnızca negatif manyetik geçirgenliğe ($m < 0$) sahip olduğu frekans aralıkları ile birlikte her bir tasarım için rezonans frekans değerleri incelenmiştir.

Yüksek lisans tez konumun belirlenmesinde ve çalışmalarımın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen, değerli fikir ve katkıları ile bu çalışmaya ışık tutan ve yönlendiren danışman hocalarım, Yrd.Doç.Dr. Emin ÜNAL ve Yrd.Doç.Dr. Ali UZER'e, çalışmalarım sırasında yine desteğini esirgemeyen Öğr.Gör. Muharrem KARAASLAN'a, her konuda yardımlarını esirgemeyen ve bana her zaman destek olan aileme çok teşekkür ederim.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

ϵ	: Dielektrik sabiti
μ	: Manyetik geçirgenlik
λ_g	: Kılavuz dalga boyu
ω_{pe}	: GHz aralığında işlenebilen elektrik plazma frekansı
ω_{0m}	: GHz aralığında işlenebilen manyetik rezonans frekansı
ω_{pm}	: Manyetik plazma frekansı
ρ_e	: Elektrik yük yoğunluğu
ρ_m	: Manyetik yük yoğunluğu
σ_e	: Sonlu elektrik iletkenliğine bağlı kayıp
σ_m	: Sonlu manyetik iletkenliğe bağlı kayıp
χ_e	: Elektriksel yatkınlık
χ_m	: Manyetik yatkınlık
v_p	: Faz hızı
η	: Dalga empedansı
B	: Manyetik akı yoğunluğu
D	: Elektrik akı yoğunluğu
E	: Elektrik alan şiddeti
H	: Manyetik alan şiddeti
J_s	: Elektrik akım yoğunluğu
k	: Dalga numarası
LHM	: Sol-elli ortam
M	: Manyetik polarizasyon
M_s	: Manyetik akım yoğunluğu
MTM	: Metamateryal
n	: Kırılma indisi
NRI	: Negatif kırılma indisi
P	: Elektriksel polarizasyon
S	: Poynting vektörü
S_{11}	: Yansıma değerleri
S_{21}	: İletim değerleri

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1. Yapılar kalınlık açısından incelendiğinde elde edilen frekans değerleri....	92
Çizelge 5.2. SRR'lerde açıklık mesafesi incelendiğinde elde edilen frekans değerleri .	93
Çizelge 5.3. SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe incelendiğinde elde edilen frekans değerleri	94

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Sağ-elli ortamda (RHM) ve sol-elli ortamda (LHM) alan nicelikleri olan \mathbf{E} , \mathbf{H} , Poynting vektörü \mathbf{S} ve dalga vektörü \mathbf{k} 'nin yönelmeleri.....	4
Şekil 2.2.	Pendry tarafından ileri sürülen, sadece standart metaller ve dielektrikten oluşturulan ilk negatif- e /pozitif- m ve pozitif- e /negatif- m MTM ($p \ll I_g$).....	6
Şekil 2.3.	San Diego Kaliforniya Üniversitesi'nin takımı tarafından ortaya çıkarılan, TWler ve SRRlerden oluşturulan ilk deneysel LH yapılar.....	8
Şekil 2.4.	TW-SRR yapının LH materyal olup olmadığını gösteren düzenek.	10
Şekil 2.5.	(a) MARKÖS ve ark.nın kullandığı SRR yapı. (b) MARKÖS ve ark.nın üzerinde çalıştığı LH materyalin birim hücresi.....	10
Şekil 2.6.	(a) SRR yapı kare halkalardan oluşmakta, $l = 3$ mm ve $d = t = w = 0.33$ mm'dir. (b)-(c) İnce tellerden ve SRR yapıdan oluşan kompozit (karma) ortamın iki farklı biçiminin şematik çizimi.	11
Şekil 2.7.	(a) CLS yapı. (b) SRR yapı.....	12
Şekil 2.8.	Düzlemsel MTM yapı.....	12
Şekil 3.1.	Sırasıyla Maxwell denklemlerinde ve Poynting teorisinde öngörülen elektrik alan-manyetik alan-dalga vektör üçlüsü ve bir elektromanyetik dalga için \bar{S} Poynting vektörü	16
Şekil 3.2.	S kapalı yüzeyi tarafından oluşturulan ve \bar{E}, \bar{H} alan şiddetlerini ve \bar{J}_s, \bar{M}_s kaynaklarını içeren V hacmi.....	19
Şekil 3.3.	Bir RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzdeki sınır şartları.....	27
Şekil 3.4.	Doppler etkisi.....	28
Şekil 3.5.	Vavilov-Čerenkov Işıması	30
Şekil 3.6.	İki ortam arasındaki sınırdaki faz uyumluluğu. θ_i , θ_r ve θ_t sırasıyla gelme, yansıma ve iletim (veya kırılma) açılarıdır.....	34
Şekil 3.7.	İki farklı ortam arasındaki arayüzde elektromanyetik dalganın kırılması..	35
Şekil 3.8.	$n_L = -n_R$ olmak üzere, n_R kırılma indisli iki RH ortam arasında yer alan, n_L kırılma indisine ve d kalınlığına sahip bir LH dilimi olan düz mercekteki çift odaklama etkisi.	36

VIII

Şekil 3.9.	Küresel sapma problemi	37
Şekil 3.10.	Goos-Hänchen etkisi	41
Şekil 3.11.	Havada RH ve LH (eğik) mercekler tarafından indüklenen yakınsama ve ıraksama	42
Şekil 3.12.	Altdalga boyu limitini ve altdalga boyu dağılmasını görüntüleme	44
Şekil 4.1.	Deneysel olarak kullanılan MTM yapılar	48
Şekil 4.2.	Düzlemsel olmayan MTM geometrisi	49
Şekil 4.3.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri	51
Şekil 4.4.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri	52
Şekil 4.5.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri	53
Şekil 4.6.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri	54
Şekil 4.7.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri	55
Şekil 4.8.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri	56
Şekil 4.9.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri	57
Şekil 4.10.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri	58
Şekil 4.11.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri	59
Şekil 4.12.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri	60
Şekil 4.13.	CLS ve SRR yapının kalınlığı 12 mil iken yansıma ve iletim değerleri	61
Şekil 4.14.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri	63
Şekil 4.15.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri	64
Şekil 4.16.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri	65
Şekil 4.17.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri	66
Şekil 4.18.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri	67
Şekil 4.19.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri	68
Şekil 4.20.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri	69
Şekil 4.21.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri	70
Şekil 4.22.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri	71
Şekil 4.23.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri	72
Şekil 4.24.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 12 mil iken yansıma ve iletim değerleri	73
Şekil 4.25.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 15 mil iken yansıma ve iletim değerleri	74
Şekil 4.26.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 18 mil iken yansıma ve iletim değerleri	75
Şekil 4.27.	SRR yapıdaki açıklık miktarı 20 mil iken yansıma ve iletim değerleri	76

Şekil 4.28. SRR yapıdaki açıklık miktarı 25 mil iken yansıma ve iletim değerleri.	77
Şekil 4.29. SRR yapıdaki açıklık miktarı 30 mil iken yansıma ve iletim değerleri.	78
Şekil 4.30. SRR yapıdaki açıklık miktarı 35 mil iken yansıma ve iletim değerleri.	79
Şekil 4.31. SRR yapıdaki açıklık miktarı 40 mil iken yansıma ve iletim değerleri.	80
Şekil 4.32. Kare şekiller arasındaki mesafe 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri	82
Şekil 4.33. Kare şekiller arasındaki mesafe 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri	83
Şekil 4.34. Kare şekiller arasındaki mesafe 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri	84
Şekil 4.35. Kare şekiller arasındaki mesafe 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri	85
Şekil 4.36. Kare şekiller arasındaki mesafe 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri	86
Şekil 4.37. Kare şekiller arasındaki mesafe 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri	87
Şekil 4.38. Kare şekiller arasındaki mesafe 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri	88
Şekil 4.39. Kare şekiller arasındaki mesafe 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri	89
Şekil 4.40. Kare şekiller arasındaki mesafe 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri	90
Şekil 4.41. Kare şekiller arasındaki mesafe 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri ..	91
Şekil 5.1. Bu çalışma ve Ziolkowski'e ait S_{11} ve S_{21} değerleri.....	95

1. GİRİŞ

Elektromanyetik metamateryaller (MTM), genel olarak doğada kolayca bulunmayan ender özelliklere sahip, yapay ve fiilen homojen yapılar olarak tanımlanır. Yunanca “ötesinde” veya “sonra” manasına gelen meta öneki, doğada mevcut özelliklerin de ötesindeki özellikleri taşıma anlamına gelmektedir. Elektromanyetik metamateryaller; telekomünikasyon, radarlar, mikroelektronik, görüntüleme ve savunma alanlarında önemli teknolojik ve bilimsel gelişmeler vaat eden yapılardır. Bu ortamı kullanma sebeplerimiz şunlardır:

1. Dilim şeklinde kullanıldığında mükemmel odaklama sağlaması.
2. Dış ortamla empedans uyumu sağlanabilirse tüm dalga iletilip aynı zamanda odaklanacaktır. Bu da mükemmel görüntü odaklanması demektir.
3. Aynı zamanda faz eşlemesi de sağlayabilir. Çünkü pozitif ortamda leading (önde giden) dalga bu ortamda lagging (geriden gelen) olmaktadır.
4. İletim hatlarında bir takım üstünlüklerinden dolayı kullanılmaya çalışılmaktadır. Konvansiyonel iletim hattında sınırlayıcı olan $l/2$ dalga boyu burada aşılmış görülmektedir. Bu malzeme kullanılarak bant genişliği artırılabilen ve aynı zamanda bir kısım uygulamalarda daha az kayıp olduğu görülmektedir.

Öncelikle bu ortam yapay bir ortam olup bu ortamın bildiğimiz sıradan materyallerden elektriksel özellik olarak farkı yoktur. Yapay ortamda $\epsilon_r < 0$ sağlanabilmesi için ortama bunu sağlayacak ve boyutları $p \ll l_g$ olan dipoller ya da farklı geometrilerde yapılar yerleştirilmektedir. Aynı şekilde $m_r < 0$ sağlayan ortam da oluşturulup, bu iki ortam periyodik olarak yerleştirilirse $\epsilon_r < 0$ ve $m_r < 0$ iken negatif kırılım indeksli materyal oluşturulmuş olmaktadır.

Fiilen homojen olan bu yapı, yapısal ortalama hücre boyutu (p), kılavuz dalga boyundan (l_g) çok küçük olan bir yapıdır. Bu nedenle, ortalama hücre boyutu en azından dalga boyunun dörtte birinden daha küçük olmalıdır ($p < l_g/4$). Bir dalga MTM ortam içerisinde yayıldığı zaman, kırılım olayının ışınların saçılım/kırınım olayında etkin olmasını sağlamak için etkili homojenlik limiti veya etkili-homojenlik

şartı olarak bilinen $p = I_g / 4$ şartından bahsedilir. Etkili-homojenlik şartı sağlanırsa, yapı bir anlamda gerçek bir materyal gibi davranır. Bu yapı, yayılma yönü boyunca elektromanyetik tekdüze yapıdır.

Kırılma indisi n , oluşturucu parametreler olan dielektrik sabiti ϵ ve manyetik geçirgenlik m 'ye bağlı olarak şu şekilde elde edilir:

$$n = \pm \sqrt{\epsilon_r m_r} \quad (1.1.)$$

(ϵ_r ve m_r sırası ile bağıl dielektrik sabiti ve bağıl manyetik geçirgenlik olup, boşlukta dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik ile ilişkisi sırası ile şu şekildedir: $\epsilon_0 = \epsilon / \epsilon_r = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m ve $m_0 = m / m_r = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m)

(ϵ, m) çiftindeki dört muhtemel işaret kombinasyonları, (+,+),(+,-),(-,+),(-,-) biçimindedir. İlk üç kombinasyon geleneksel materyaller olarak bilinir iken, eşzamanlı negatif dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenliğe [(-,-)] sahip olan sonuncusu yeni bir sınıf olan sol-elli (LH) materyallere karşılık gelmektedir. Çift negatif parametrenin sonucu olarak LH materyaller, antiparalel (aynı doğrultuda ancak zıt yönlü) faz ve grup hızı veya negatif kırılma indisi [Denklem (1.1)'deki negatif işaret] ile nitelendirilirler.

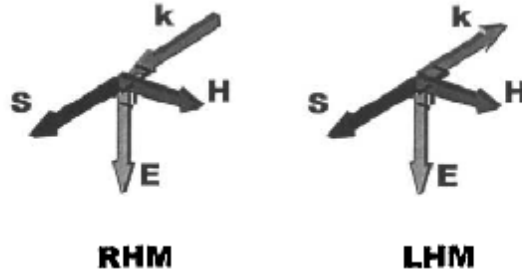
Yukarıda verilen tanıma göre LH yapılar, şüphesiz elektromanyetik metamateryallerdir. Çünkü LH yapılar, yapay (insan eli tarafından yapılmış), fiilen homojen ($p < I_g / 4$) olup ve çok ender özellikler ($\epsilon_r, m_r < 0$) gösterirler. MTM terimi literatürde LH yapılar olarak çok sık kullanılmasına rağmen; MTM'ler, yapıların daha geniş dağılımını kapsayabilirler. Bununla birlikte; LH yapılar, istisnai özelliği olan negatif kırılma indisi nedeni ile büyük farkla MTM'lerin en gözde olanlarıdır.

Bu çalışmada, kapasitif etki gösteren şerit (CLS) ve üzerinde yarık bulunan halka rezonatör (SRR) içeren düzlemsel olmayan MTM yapılar incelenmiştir. ANSOFT Yüksek Frekans Yapı Simülatörü (HFSS) kullanılarak yapılan deneylerde; X bandı frekanslarında çift negatif ortam özellik gösteren yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe değiştirilerek yeni tasarımlar elde edilmiş, dikey gelişteki yansıma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) değerleri bulunmuştur. Yansıma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) değerlerini kullanmak suretiyle yapıların

sadece $e < 0$ ve sadece $m < 0$ olduğu frekans aralıkları ile birlikte rezonans frekans değerleri elde edilmiştir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Eşzamanlı negatif ϵ ve μ 'ye sahip materyallerin varlığı hakkındaki teorik kuram ilk olarak VESELAGO (1968) tarafından sunulmuştur. Bu kuram MTM'ler hakkındaki bütün araştırmaların başlangıcı sayılmaktadır. Veselago çalışmasında, eşzamanlı negatif dielektrik sabiti ϵ ve manyetik geçirgenlik μ ile karakterize edilen ortamın Maxwell denklemlerine uygun olduğunu ve içine yayılan düzlem dalgalarının bir sol-elli üçlü oluşturacak şekilde elektrik alan şiddeti vektörü \mathbf{E} , manyetik alan şiddeti vektörü \mathbf{H} ve dalga vektörü \mathbf{k} ile tanımlanabileceği sonucuna varmıştır. Bu durum, bahsi geçen üç niceliğin sağ-elli üçlü oluşturduğu alışlageldik ortamlardaki dalga yayılmasına zıt bir durum oluşturmuş ve bu materyaller sırasıyla sol-elli ortam (LHM) ve sağ-elli ortam (RHM) olarak isimlendirilmiştir. Bu iki düzenleme Şekil 2.1'de görülmektedir.



Şekil 2.1. Sağ-elli ortamda (RHM) ve sol-elli ortamda (LHM) alan nicelikleri olan \mathbf{E} , \mathbf{H} , Poynting vektörü \mathbf{S} ve dalga vektörü \mathbf{k} 'nin yönelmeleri.

\mathbf{E} , \mathbf{H} ve \mathbf{k} sol elli bir üçlü oluşturmakla beraber, \mathbf{E} , \mathbf{H} ve Poynting vektörü \mathbf{S} , bir sağ-elli bağıntı sağlamakta ve böylece LHM'deki dalga vektörü \mathbf{k} , Poynting vektörü \mathbf{S} 'e antiparalel olmaktadır. Bu nedenle bazı araştırmacılar sol-elli materyalleri tanımlamak için “geriye doğru dalga ortamı” terimini kullanmaktadırlar (LINDELL ve ark., 2001).

Veselago'nun sol-elli materyal çalışmalarında, geriye doğru dalgaları destekleyen iki veya üç boyutlu yönbağımsız ve homojen ortamlar, negatif kırılma indisi ile karakterize edilmektedir. Bu tip ortamlar alışlageldik dielektriklerle temas ettiğinde, Snell kanunu, gelen/çarpan elektromanyetik düzlem dalgasının negatif kırılmasını netice verecek şekilde tersine dönmekte ve böyle bir malzeme metamateryal olarak adlandırılmaktadır.

Sol-elli ortam içinde meydana gelen birkaç temel olgu Veselago tarafından şu şekilde bildirilmiştir:

1. Oluşturucu parametrelerin gerekli frekans dağılımı
2. Doppler etkinin ters dönmesi
3. Vavilov-Çerenkov radyasyonunun ters dönmesi
4. Bir sağ-elli (RH) ortam ve bir sol-elli (LH) ortam arasındaki ara yüzeyde elektrik ve manyetik alanların normal bileşenleri ile ilgili olan sınır şartlarının ters dönmesi
5. Snell kanununun ters dönmesi
6. Bir RH ortam ve bir LH ortam arasındaki ara yüzeyde sonradan ortaya çıkan negatif kırılma
7. Bir nokta kaynağın bir LH kalın dilim ile bir nokta görüntüye dönüşümü
8. Mercekler LH materyalden yapıldığı takdirde, anılan sıraya göre dışbükey ve içbükey merceklerdeki yakınsama ve iraksama etkilerinin yer değiştirmesi
9. Titreşimli-tip LH ortamdaki oluşturucu parametrelerin plazmonik ifadeleri

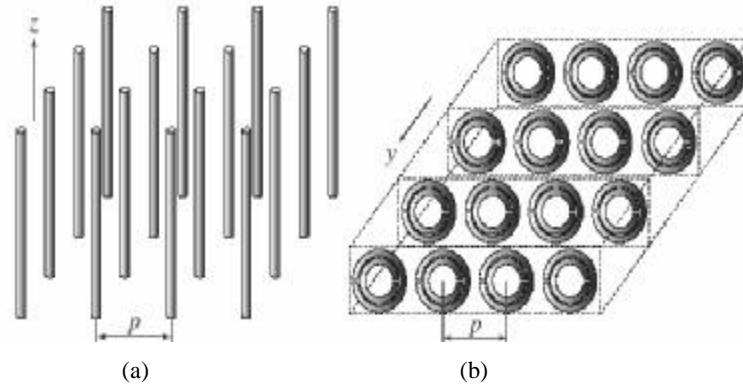
Potansiyel gerçek (doğal) materyallerin LH özellik gösterebildiğini belirten Veselago, plazma ve manyetik özelliklere sahip olan gyrotropic materyallerin (“saf ferromanyetik metaller veya yarı iletkenler”) bir ihtimal LH olabileceğini belirtmiştir. Bununla birlikte, kullanışlı bir LH yapıyı anlamamanın güç olduğunu belirten Veselago, yönbağımsız olabilen ve $m < 0$ 'a sahip olan tek bir materyal bile bilinmediğini kabul etmiştir.

Veselago'nun çalışmasından sonra ilk LH materyal tasarımı SMITH ve ark. (2000) tarafından yapılmış olup, araştırmacılara göre bu LH materyal, doğal bir materyal değil, yapay ve fiilen homojen bir yapıdır, yani bir MTM'dir. Bu yapıda, PENDRY ve ark. (1996)'nın öncülük eden çalışmalarından esinlenilmiştir.

PENDRY ve ark. (1996), yapının hacmindeki etkin elektron konsantrasyonunun, elektronların ince tellerde uzaysal olarak hapsolmelerinden ötürü düştüğünü ve plazma frekansını da düşürdüğünü belirtmiştir. Ayrıca, tel dizinin kendi indüklenmesinin, tellere hapsolan elektronların etkin kütlelerinde büyük oranda artış gösterdiğinden bahsetmiştir. Bu artış, yapının etkin plazma frekansını düşürmektedir. Böylece ince

metal tel dizisinin, mikrodalga frekanslarda etkin bir negatif dielektrik sabiti ürettiğini kanıtlamıştır.

PENDRY ve ark. (1998), Şekil 2.2’de görüldüğü gibi, mikrodalga aralığında plazmonik frekansa sahip, negatif- ϵ /pozitif- m ve pozitif- ϵ /negatif- m yapıları ortaya çıkarmıştır. Bu yapıların her ikisi de kılavuz dalga boyundan (I_g) çok küçük bir ortalama hücre boyutuna (p) sahip olup ($p \ll I_g$) fiilen homojen yapılar, yani metamateryallerdir.



Şekil 2.2. Pendry tarafından ileri sürülen, sadece standart metaller ve dielektrikten oluşturulan ilk negatif- ϵ /pozitif- m ve pozitif- ϵ /negatif- m MTM ($p \ll I_g$). (a) Eğer $\mathbf{E} \parallel z$ ise negatif- ϵ /pozitif- m özellik gösteren ince tel (TW) yapı. (b) Eğer $\mathbf{H} \perp y$ ise pozitif- ϵ /negatif- m özellik gösteren üzerinde yarık bulunan halka rezonatör (SRR) yapı.

Negatif- ϵ /pozitif- m MTM, Şekil 2.2 (a)’da gösterilen metal ince tel (TW) yapısıdır. Eğer uyarım elektrik alanı \mathbf{E} , tel eksenine paralel ise ($\mathbf{E} \parallel z$) ise; tel boyunca bir akım indüklemek ve eşit elektrik dipol momentleri oluşturmak için, bu MTM bir plazmonik-tip dielektrik sabiti frekans fonksiyonu sergilemektedir (PENDRY ve ark., 1996; PENDRY ve ark., 1998).

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + j\omega Z} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + Z^2} + j \frac{Z\omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 + Z^2)} \quad (2.1.)$$

ω_{pe} :GHz aralığında işlenebilen elektrik plazma frekansı olup,

$\omega_{pe} = \sqrt{2p c^2 / [p^2 \ln(p/a)]}$ (c: ışık hızı, a: telin yarıçapı) ve Z : metal kayıpların

neden olduğu zayıflama katsayısı ve $z = e_0 (pw_{pe}/a)^2 / ps$ (s : metal iletkenliği).

Bu formülde şu açıkça görülmektedir:

$$\text{Re}(e_r) < 0 \text{ için } w^2 < w_{pe}^2 - z^2 \quad (2.2a.)$$

Eğer $\zeta = 0$ ise, bu formül şu şekilde indirgenir:

$$e_r < 0 \text{ için } w < w_{pe} \quad (2.2b.)$$

Diğer taraftan, manyetik geçirgenlik sadece $m = m_0$ 'dır. Çünkü manyetik materyal mevcut değildir ve manyetik dipol moment oluşmamıştır. Şuna dikkat etmek gerekirse, tellerin dalga boyundan çok daha uzun olduğu farz edilir (teorik olarak sonsuz); bu durumda, tel çubuklar ilk rezonansın çok altında bulunan frekanslarda uyarılmış olurlar.

Pozitif- e /negatif- m MTM, Şekil 2.2 (b)'de gösterilen üzerinde yarık bulunan halka rezonatör (SRR) yapısıdır. Eğer uyarım manyetik alanı \mathbf{H} , halka düzlemine dik ise ($\mathbf{H} \perp y$); döngüde rezonans yapan akımı indüklemek ve eşit manyetik dipol momentleri oluşturmak için, bu MTM bir plazmonik-tip manyetik geçirgenlik frekans fonksiyonu sergiler (PENDRY ve ark., 1999).

$$\begin{aligned} m_r(w) &= 1 - \frac{Fw^2}{w^2 - w_{0m}^2 + jwz} \\ &= 1 - \frac{Fw^2(w^2 - w_{0m}^2)}{(w^2 - w_{0m}^2)^2 + (wz)^2} + j \frac{Fw^3z}{(w^2 - w_{0m}^2)^2 + (wz)^2} \end{aligned} \quad (2.3.)$$

Burada $F = p(a/p)^2$ (a : küçük olan halkanın iç yarıçapı),
 $w_{0m} = c\sqrt{3p/[pa^3 \ln(2W/d)]}$ (w : halka kalınlığı, d : halkalar arasında radyal aralık)
 GHz aralığında işlenebilen manyetik rezonans frekansıdır ve $z = 2pR'/am_0$ (R' : birim uzunluk başına metal direnç) metal kayıpların neden olduğu zayıflama katsayısıdır. Burada dikkat edilmesi gereken önemli nokta; SRR yapı, manyetik malzeme içermemesine rağmen, yapısında yapay manyetik dipol momentlerinin varlığından

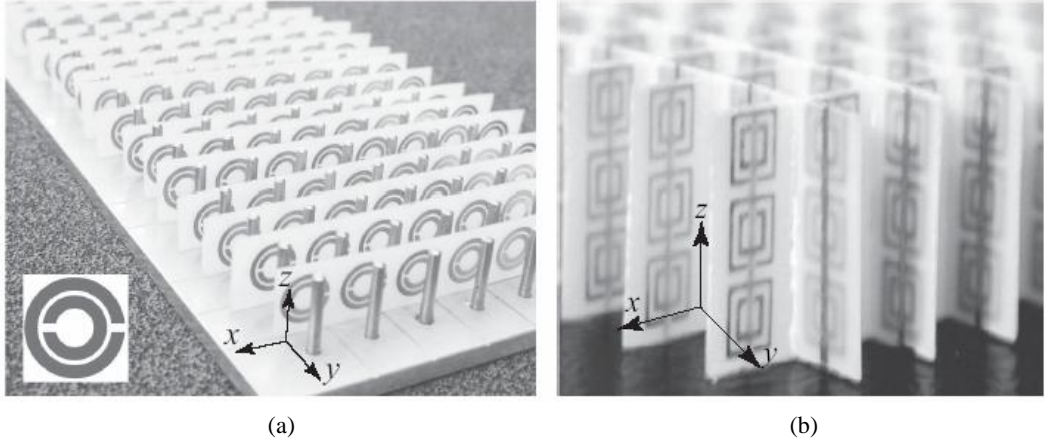
dolayı, manyetik özellik göstermesidir. Denklem (2.3), genel olarak ($\zeta \neq 0$) olduğunda frekans aralığının $\text{Re}(m_r) < 0$ içerisinde bulunduğunu gösterir. Daha az kayıp durumunda ($\zeta \neq 0$), şu şekilde bulunur:

$$m_r < 0 \text{ için } w_{0m} < w < w_{pm} \quad (2.4.)$$

Buradaki w_{pm} manyetik plazma frekansı olarak adlandırılır ve şu şekilde ifade edilir:

$$w_{pm} = \frac{w_{0m}}{\sqrt{1-F}} \quad (2.5.)$$

e ve m 'nin plazmonik ifadelerinin arasındaki temel farklılık, birincisi titreşimli olmayan bir ifade iken ikincisi titreşimli özelliklidir. SRR'lerin rezonansından dolayı, yapının rezonans frekansı şu şekilde ifade edilir (PENDRY ve ark., 1999): $w_{0m}^2 = 3pc^2 / [pa^3 \ln(2w/d)]$. Burada p : periyot, $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 m_0}$: ışık hızı, w : halkaların kalınlığı, δ : halkalar arasındaki aralıktır.



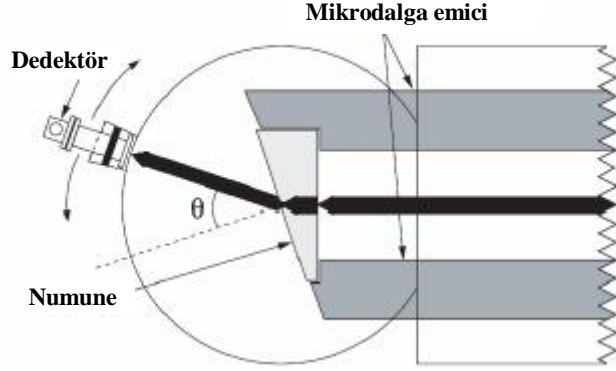
Şekil 2.3. San Diego Kaliforniya Üniversitesi'nin takımı tarafından ortaya çıkarılan, TWler ve SRRlerden oluşturulan ilk deneysel LH yapılar. (a) SMITH ve ark. (2000)'nin tek boyutlu LH yapısı. (b) SHELBY ve ark. (2001)'nin iki boyutlu LH yapısı.

Şekil 2.3 (a)'da, SMITH ve ark. (2000) tarafından Pendry'nin TW ve SRR yapılarının karma yapıda birleştirildiği ilk deneysel LH MTM örneği görülmektedir. Bu çalışmada öne sürülen teoriler şu şekildedir:

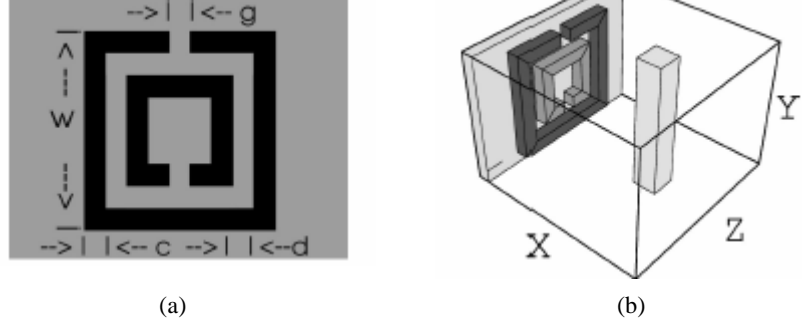
1. Negatif dielektrik sabiti ve negatif manyetik geçirgenliğin kesiştiği frekans aralıkları ile bir TW yapı ve bir SRR yapı tasarlanması,
2. Şekil 2.3 (a)'da gösterilen TW ve SRR yapının birleştirilmesi ile karma yapının oluşturulması,
3. Yapı boyunca bir elektromanyetik dalga e^{-jbr} uygulanması ve ilgili frekans aralığında bir geçiş bandının (deneysel olarak maksimum iletim katsayısı) görülmesi gerçeği, oluşturucu parametrelerin her ikisinin de bu aralıkta eş zamanlı olarak negatif olduğunu kanıtlar sonucuna varılması (bir geçiş aralığında $b = nk_0 = \pm\sqrt{e_r m_r}$ gerçek değer almak zorundadır).

TW-SRR'nin LH özelliğinin deneysel ispatını yapan San Diego Kaliforniya Üniversitesi'nden SHELBY ve ark. (2001), bir karma TW-SRR negatif kırılma indisi ortamı kullanarak negatif kırılmayı deneysel olarak doğrulamışlardır. Şekil 2.3 (b)'de görüldüğü üzere, fiberglas substratın bir yüzüne basılmış kare SRRler, diğer tarafına basılmış teller ile eşleştirilmiş ve ayrı paneller iki boyutlu, periyodik ve prizma şeklinde kare örgülere monte edilmiştir. Halkalar, daha önce bir LH materyal geçiş bandının gözlemlendiği 10.5 GHz civarında rezonans için tasarlanmıştır.

Şekil 2.4'te görüldüğü üzere, numune 10.5 GHz ve 18.43° lik gelme açısıyla bir mikrodalga ışın demeti ile ışınımına maruz bırakılmış ve bir mikrodalga detektörü gelme (çarpma) düzlemindeki çıkış noktası etrafında azimut olarak taranmıştır. Teflondan yapılan kontrol örneği, teflonun iyi bilinen $+1.4^\circ$ lük kırılma indisine karşılık gelen 27° lik pozitif kırılma açısı göstermiş ve cihaz ölçeklendirilmiştir. Aynı ışın demeti TW-SRR metalmalzemeye kullanılarak -61° lik açıyla çıkış göstermiş ve Snell kanununa göre -2.7° lik etkin bir negatif kırılma indisini netice vermiştir. 10.5 GHz'deki rezonans, TW-SRR ortam, yaklaşık 500 MHz'lik veya %5'lik bir bant genişliği göstermiştir ki bunun üstünde kırılma indisi negatif ve TW-SRR ortamının malzeme parametre ifadelerinin çarpımıyla öngörülen ayırganlık (dispersion) özellikleriyle yaklaşık uyum içindedir. SHELBY ve ark. (2001)'nin bu çalışması, LH metamateriyal özellik göstermiştir.



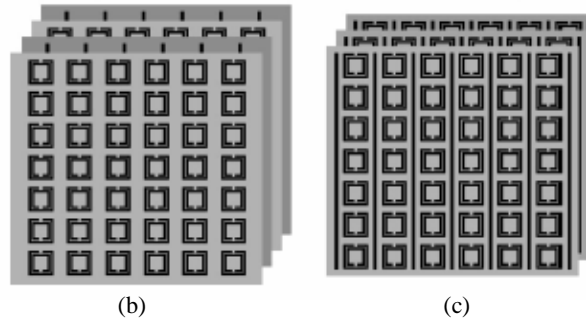
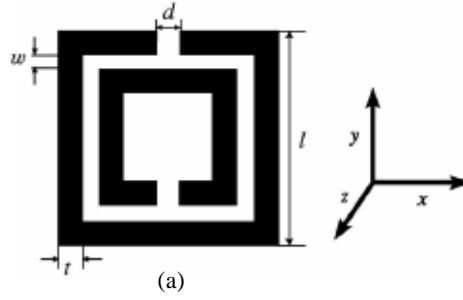
Şekil 2.4. TW-SRR yapının LH materyal olup olmadığını gösteren deneysel düzenek SHELBY ve ark. (2001).



Şekil 2.5. (a) MARKÖS ve ark. (2002)'nin kullandığı SRR yapı, iki ayrı metal kare halkadan oluşmaktadır. (b) MARKÖS ve ark. (2002)'nin üzerinde çalıştığı LH materyalin birim hücresi.

MARKÖS ve ark. (2002)'nin kullandığı SRR yapı Şekil 2.5 (a)'da gösterildiği gibi iki ayrı metal kare halkadan oluşmaktadır. Kare halkaların boyutu $w=3$ mm, halka kalınlığı $c=0.33$ mm, radyal aralık $d=0.33$ mm, boşluk $g=0.33$ mm'dir. Şekil 2.5 (b)'de ise MARKÖS ve ark. (2002)'nin üzerinde çalıştığı LH materyalin birim hücresi görülmektedir. Elektromanyetik dalga z -ekseni boyunca yayılmakta ve manyetik yoğunluk SRR eksenine (x -eksenine) paraleldir. Periyodik sınır şartlarının x ve y yönlerinde olduğu farz edilmektedir. Sayısal simülasyonlarda birim hücre boyutları $5 \times 3.63 \times 5$ mm'dir ve $N_x \times N_y \times N_z = 15 \times 11 \times 15$ şeklinde küçük hücrelere bölünmüştür. z yönünde bulunan birim hücrelerin sayısı 9'dur. MARKÖS ve ark. (2002), bu çalışmasında Şekil 2.5 (b)'de gösterilen yapı için elektromanyetik iletim ve

yansıma değerlerini transfer-matris metodunu kullanarak elde etmiştir. Elde ettikleri sonuçlar, sayısal simülasyonlar yönünden ve teorik açıdan beklenen değerlerdir. MARKÖS ve ark. (2002)'nin kullandığı yapı, rezonans frekansında negatif m_r ve negatif e_r özellik göstermiştir. Kullanılan metod, SRR yapının boyutla ilgili parameterleri değiştirme konusunda sorun yaratmasına rağmen, en azından sistemin çeşitli parametrelerine bağlı olarak rezonans frekansının pozisyonu hakkında nitel olarak tahmini bilgi verebilmektedir.



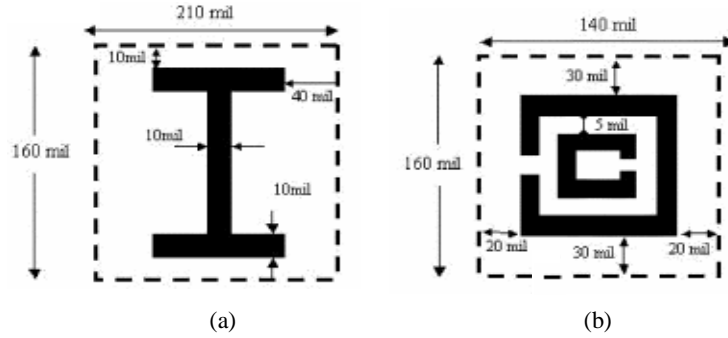
Şekil 2.6. (a) SRR yapı kare halkalardan oluşmakta, $l = 3$ mm ve $d = t = w = 0.33$ mm'dir. (b)-(c) İnce tellerden ve SRR yapıdan oluşan kompozit (karma) ortamın iki farklı biçiminin şematik çizimi.

BAYINDIR ve ark. (2002), ince bakır tellerin ve SRR yapıların periyodik olarak düzenlenmesinden meydana gelen kompozit (karma) bir metamateryal oluşturmuştur. SRR yapının detayları Şekil 2.6 (a)'da gösterilmektedir. Bu yapı, MARKÖS ve ark. (2002)'un çalışmasında olduğu gibi boşlukla ayrılmış iki halkadan meydana gelmektedir. BAYINDIR ve ark., ilk olarak Şekil 2.6 (b)'de görülen ayrı levhalar üzerine SRR'ler ve tellerin periyodik şekilde yerleştirildiği düzeneği oluşturmuşlardır. Bir bakır tel ve bir SRR yapıdan meydana gelen her bir birim hücrenin boyutları şu şekildedir: $a_x=5$ mm, $a_y=3.63$ mm, $a_z=5$ mm'dir. İnce bakır tellerin kalınlığı 30 μ m olup, boyutu ise 0.5 mm'dir. İletim ölçümleri, boşlukta bir HP 8510C devre

çözümleyici ve mikrodalga boynuz anten kullanılarak yapılmıştır. Bütün ölçümler için EM dalgalar, x yönü boyunca yayılmaktadır. Elektrik alan polarması y yönü boyunca olup, manyetik alan polarması ise z yönü boyuncadır. Levhaların kalınlığı ve dielektrik sabiti sırası ile 0.45 mm ve 4.4'tür. Şekil 2.6 (c)'deki düzenleme ise aynı levha üzerine SRR sütunlarının arasına bakır tellerin yerleştirilmesiyle elde edilmiştir. Bir bakır tel ve bir SRR yapıdan meydana gelen her birim hücrenin boyutları ise $a_x=5$ mm, $a_y=3.63$ mm, $a_z=6$ mm'dir.

BAYINDIR ve ark. (2002)'nin üzerinde çalıştığı bu kompozit (karma) metamateriyallerin, elde edilen deneysel ve teorik sonuçlara göre iletim geçirme kuşağına sahip olduğu ve sol-elli metamateriyal özellik gösterdiği görülmüştür.

ZIOLKOWSKI (2003) çalışmasında, Şekil 2.7'de görülen CLS ve SRR yapıları içeren düzlemsel (Şekil 2.8) ve düzlemsel olmayan MTM katmanları oluşturmuştur. X bandı frekanslarında bu metamateriyallerin hem HFSS hem de FDTD hesaplamaları kullanılarak, çift negatif ortam özellik gösterdiğini bildirmiştir. DNG (iki negatif ortam) metamateriyallerin olağan mikrodalga mühendislik aygıtları ile dizayn edilebildiğini, üretilebildiğini ve kontrol edilebildiğini göstermiştir. Her iki MTM, öngörülen ve ölçülen sonuçlar çerçevesinde karşılaştırmalı test edilmiştir. Manyetik geçirgenlik ve dielektrik sabitinin her ikisinin de kararlı rezonans bölgeleri sergiledikleri ve o bölgelerde negatif oldukları gösterilmiştir. Manyetik iletken özellik, MTM'nin yalnızca SRR yapısı ile ifade edilmiştir.



Şekil 2.7. (a) CLS yapı. (b) SRR yapı.



Şekil 2.8. Düzlemsel MTM yapı.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Maxwell Denklemlerinde Sol-El Durumu

LH materyal, aynı anda ϵ negatif dielektrik sabite ve μ manyetik geçirgenliğe sahip elektromanyetik bir ortamdır. ϵ ve μ ana parametrelerinin çift negatif doğasının, antiparalel faz ve grup hızları sergileyen elektromanyetik dalgaların veya LH dalgaların yayılmasından kaynaklanır. Bu amaçla önce Maxwell denklemlerini yazarsak;

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{M}_s \quad (3.1a.)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J}_s \quad (3.1b.)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = r_e \quad (3.1c.)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = r_m \quad (3.1d.)$$

Burada \bar{E} (V/m) elektrik alan şiddeti, \bar{H} (A/m) manyetik alan şiddeti, \bar{D} (C/m²) elektrik akı yoğunluğu, \bar{B} (W/m²) manyetik akı yoğunluğu, \bar{M}_s (V/m²) manyetik akım yoğunluğu, \bar{J}_s (A/m²) elektrik akım yoğunluğu, r_e (C/m³) elektrik yük yoğunluğu ve r_m (C/m³) manyetik yük yoğunluğudur. İlave olarak, eğer ortam lineer (ϵ ve μ , \bar{E} ve \bar{H} 'den bağımsız ise) ve dispersif (ayırğan) değilse (ϵ ve μ , ω 'den bağımsız ise) $[\bar{D}, \bar{E}]$ ve $[\bar{B}, \bar{H}]$ vektör çiftleri aşağıdaki oluşturucu denklemleriyle ilişkilendirilir:

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} = \epsilon_0 (1 + c_e) \bar{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \bar{E} = \epsilon \bar{E} \quad (3.2a.)$$

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \bar{M} = \mu_0 (1 + c_m) \bar{H} = \mu_0 \mu_r \bar{H} = \mu \bar{H} \quad (3.2b.)$$

Burada $\bar{P} = \epsilon_0 c_e$ ve $\bar{M} = m_0 c_m$, sırasıyla elektriksel ve manyetik polarizasyon, c_e ve c_m sırasıyla elektriksel ve manyetik duygunluk (susceptibility), $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ (F/m) ve $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ (H/m) sırasıyla boşluğun dielektrik sabitesi ve manyetik geçirgenliği, $e_r = 1 + c_e$ ve $m_r = 1 + c_m$ sırasıyla ele alınan malzemenin dielektrik sabitesi ve manyetik geçirgenliğidir. İkincisi şu şekilde de yazılabilir:

$$e_r = e' - je'' = e'(1 - j \tan d_e), \quad \tan d_e = \frac{\omega e'' + S_e}{\omega e'} \quad (3.3a.)$$

$$m_r = m' - jm'' = m'(1 - j \tan d_m), \quad \tan d_m = \frac{\omega m'' + S_m}{\omega m'} \quad (3.3b.)$$

Sondaki iki denklemde ϵ ve μ 'nün sanal kısımları kayıpları gösterir: $\omega \epsilon''$ dielektrik sönüme bağlı kaybı, σ_e sonlu elektrik iletkenliğine bağlı kaybı, $\omega \mu''$ manyetik sönüme bağlı kaybı ve σ_m sonlu manyetik iletkenliğe bağlı kaybı temsil eder. Harmonik alanları zaman bağımlılığı $e^{+j\omega t}$ ile kabul edilirse ve karşılık gelen jenerik fazörü, $\bar{F}(\bar{r})$

$$F(\bar{r}, t) = \text{Re} \left[\bar{F}(\bar{r}) e^{+j\omega t} \right] \quad (3.4.)$$

şeklinde tanımlanırsa (burada \bar{F} Denklem 3.1'deki fiziksel büyüklüklerden herhangi birini temsil etmektedir), Maxwell denklemleri ve oluşturucu denklemleri şu şekilde yazılabilir:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega \bar{M} - \bar{M}_s \quad (3.5a.)$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega \bar{E} + \bar{J}_s \quad (3.5b.)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = r_e \quad (3.5c.)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = r_m \quad (3.5d.)$$

ve sırasıyla

$$\bar{D} = e\bar{E} \quad (3.6a.)$$

$$\bar{B} = m\bar{H} \quad (3.6b.)$$

Düzlem dalgası ele alındığında ise \bar{E} ve \bar{H} şu şekildedir:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{-j\bar{b}\cdot\bar{r}} \quad (3.7a.)$$

$$\bar{H} = \frac{\bar{E}_0}{h} e^{-j\bar{b}\cdot\bar{r}} \quad (3.7b.)$$

Burada $h = |\bar{E}|/|\bar{H}|$ dalga empedansını gösterir. Herhangi bir fiziksel nicelik, Fourier dönüşümü özelliği sayesinde düzlem dalgalarının süperpozisyonu şeklinde ifade edilebilir. İzole edilmiş bir düzlem dalga ortamın temel tepkisi hakkında yeterli bilgi sağlamaktadır. Bu bilgi, düzlem dalga ifadelerini (3.7) ilk iki Maxwell denklemlerinde [Denklem (3.5)] yerine konulmasıyla elde edilebilir. Kolaylık için, kaynağı olmayan ($\bar{M}_s = \bar{J}_s = 0$) bölgelerde bir kayıpsız ortam ($\epsilon'' = \mu'' = 0$) ele alındığında, RH ortamı durumunda ϵ , $\mu > 0$ olur ve böylece Şekil 3.1(a)'da gösterilen, alışıldık sağ-elli $(\bar{E}, \bar{H}, \bar{b})$ üçlüsünü ortaya çıkaran denklemler elde edilir:

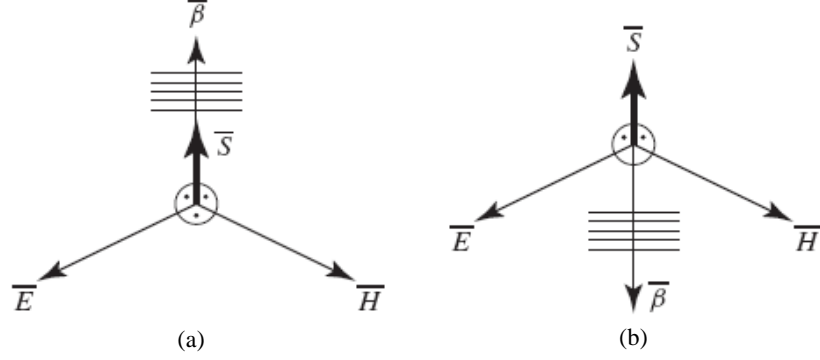
$$\bar{b} \times \bar{E} = +w\bar{m}\bar{H} \quad (3.8a.)$$

$$\bar{b} \times \bar{H} = -w\bar{e}\bar{E} \quad (3.8b.)$$

LH ortamında ise buna karşıt olarak, ϵ , $\mu < 0$ 'dır ve $|\epsilon| = -\epsilon > 0$ ve $|\mu| = -\mu > 0$ olduğundan Şekil 3.1(b)'de gösterilen, sol-elli $(\bar{E}, \bar{H}, \bar{b})$ üçlüsünü ortaya çıkaran şu denklemler elde edilir:

$$\bar{b} \times \bar{E} = -w|m|\bar{H} \quad (3.9a.)$$

$$\bar{b} \times \bar{H} = +w|e|\bar{E} \quad (3.9b.)$$



Şekil 3.1. Sırasıyla Maxwell denklemlerinde [Denklem (3.1)] ve Poynting teorisinde [Denklem (3.19)] öngörülen elektrik alan-manyetik alan-dalga vektör üçlüsü ve bir elektromanyetik dalga için \bar{S} Poynting vektörü. (a) $\epsilon, \mu > 0$ olduğu klasik sağ-elli (RH) ortam. (b) $\epsilon, \mu < 0$ olduğu sol-elli (LH) ortam.

Böylece frekans her zaman bir pozitif nicelik olmak üzere,

$$\bar{v}_p = \frac{w}{b} \hat{b}, \quad (\hat{b} = \bar{b} / |\bar{b}|) \quad (3.10.)$$

faz hızı, bir RH ortamdaki [Denklem (3.9)] faz hızına zıttır. Üstelik b dalga numarasının RH ortamında (kaynaktan dışarı doğru yayılma) pozitif olduğu bilindiğinden, LH ortamında (kaynaktan içeri doğru yayılma) negatif olur:

$$\text{RH ortamı : } b > 0 \quad (v_p > 0) \quad (3.11a.)$$

$$\text{LH ortamı : } b < 0 \quad (v_p < 0) \quad (3.11b.)$$

Genellemek gerekirse Denklem (3.8) ve (3.9) şu şekilde tek bir bağıntıda birleştirilebilir:

$$\bar{\mathbf{b}} \times \bar{\mathbf{E}} = s\omega|\mathbf{m}|\bar{\mathbf{H}} \quad (3.12a.)$$

$$\bar{\mathbf{b}} \times \bar{\mathbf{H}} = -s\omega|\mathbf{e}|\bar{\mathbf{E}} \quad (3.12b.)$$

Burada s , aşağıdaki şekilde bir işaret fonksiyonu olarak tanımlanmıştır:

$$s = \begin{cases} \text{Eğer ortam RH ise } +1 \\ \text{Eğer ortam LH ise } -1 \end{cases} \quad (3.13.)$$

Denklem (3.9) [veya $s = -1$ olduğu Denklem (3.12)] ve Şekil 3.1(b)'den, v_p faz hızıyla bağıntılı olan LH ortamındaki gücün, v_g grup hızıyla bağıntılı olan güçten tersi istikamette, yani kaynağa doğru yayıldığı sonucu çıkar. Kabul edilen $e^{+j\omega t}$ zaman bağımlılığıyla ve gücün r uzay değişkeninin pozitif değerleri doğrultusunda yayıldığı varsayıldığında, bu geriye doğru dalga yayılması, alanların

$$\bar{\mathbf{E}}, \bar{\mathbf{H}} \approx e^{+j(\omega t + |\mathbf{n}|k_0 r)} \quad (3.14.)$$

şeklinde bir zaman-uzay bağımlılığı olduğunu göstermektedir. Bu ifadede homojen ve izotropik ortamda etkin olan çapraz elektromanyetik yayılma, üstü kapalı bir şekilde kabul edilmektedir, öyle ki yayılma sabitinin ortamdaki k_n dalga numarasına eşit olan

$$\beta = k_n = nk_0 = n \frac{\omega}{c} \quad (3.15.)$$

sadece bir tane bileşeni vardır. Burada

$$n = \pm \sqrt{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{m}_r} \quad (3.16.)$$

kırılma indisidir [Denklem (1.1)]. Bir LH ortamda $\beta < 0$ olduğundan Denklem (3.15) ve (3.16)'dan $n < 0$ olan negatif bir kırılma indisi (NRI) elde edilmelidir (böylece $|n| = -n$

olmalıdır). Bu da gösterir ki negatif dielektrik sabitesine ve negatif manyetik geçirgenliğe sahip bir ortamda kırılma indisi negatiftir. Böylece genel olarak kırılma indisi Denklem (3.13) kullanılarak

$$n = s\sqrt{e_r m_r} \quad (3.17.)$$

şeklinde yazılabilir.

Yukarıdaki gözlemlerden çıkarımları daha iyi anlayabilmek için bir de Şekil 3.2'de gösterilen Poynting teorisine bakılırsa (POZAR, 2004):

$$P_s = P_0 + P_l + 2j\omega (W_e - W_m) \quad (3.18a.)$$

burada

$$P_s = -\frac{I}{2} \int_V (\bar{E} \cdot \bar{J}_s^* + \bar{H}^* \cdot \bar{M}_s) dv \quad (3.18b.)$$

$$P_0 = \frac{I}{2} \oint_S \bar{E} \times \bar{H}^* \cdot d\bar{s} \quad (3.18c.)$$

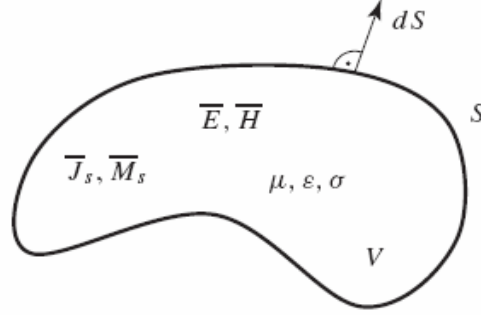
$$P_l = \frac{S_e}{2} \int_V |\bar{E}|^2 dv + \frac{S_m}{2} \int_V |\bar{H}|^2 dv + \frac{W}{2} \int_V (e'' |\bar{E}|^2 + m'' |\bar{H}|^2) dv \quad (3.18d.)$$

$$W_e = \frac{1}{4} \text{Re} \int_V \bar{E} \cdot \bar{D}^* dv \quad (3.18e.)$$

$$W_m = \frac{1}{4} \text{Re} \int_V \bar{H} \cdot \bar{B}^* dv \quad (3.18f.)$$

Bu teori, \bar{M}_s ve \bar{J}_s kaynakları tarafından sağlanan V hacmindeki P_s karmaşık gücünü; P_0 (V hacmini sınırlayan S kapalı yüzeyinden dışarı doğru olan kompleks güç akışı), P_l (elektrik/manyetik iletkenliklere ve dielektrik/manyetik kayıplara bağlı olarak

V hacmi içindeki zaman ortalamalı dağıtılmış gücü), W_e ve W_m (V hacmi içinde depolanan zaman ortalamalı elektrik ve manyetik enerji) cinsinden açıklamaktadır.



Şekil 3.2. S kapalı yüzeyi tarafından oluşturulan ve \bar{E}, \bar{H} alan şiddetlerini ve \bar{J}_s, \bar{M}_s kaynaklarını içeren V hacmi.

P_0 güç akışı,

$$\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}^* \quad (3.19.)$$

şeklinde tanımlanan \bar{S} Poynting vektörü ile bağlantılıdır.

\bar{S} Poynting vektörü, Denklem (3.18c)'deki P_0 güç akışıyla birlikte zaman içerisinde enerji yayılmasının doğrultusunda yönlendirilmiş olup; büyük ölçüde, bozulmaya sebep olmayan bir ortamdaki modüle edilmiş sinyalin hızı olarak tanımlanabilecek

$$\bar{v}_g = \nabla_{\bar{b}} w \quad (3.20.)$$

grup hızına paraleldir. Bu yüzden \bar{b} dalga vektörüne zıt olarak, Poynting vektörü, ortam oluşturucu parametrelerine (ϵ ve μ) bağımlı değil, \bar{E} ve \bar{H} 'ye bağımlıdır. Bu sonuç, güç akış yönü pozitif kabul edildiğinde aşağıdaki şekilde özetlenebilecek olan RH ve LH ortamlarının niteliğini tamamlamaktadır:

$$\text{RH ortamı: } v_p > 0 \ (\beta > 0) \ \text{ve} \ v_g > 0 \quad (3.21a.)$$

$$\text{LH ortamı: } v_p < 0 \ (\beta < 0) \text{ ve } v_g > 0 \quad (3.21b.)$$

İlk bakışta faz hızının negatif ($v_p < 0$) olduğu gerçeği karmaşık gelebilir. Ancak, bunun enerjinin değil de düzensizliğin yayılmasına karşılık geldiği düşünülürse bu durum daha iyi anlaşılabilir (BRILLOUIN, 1960). Buna karşın negatif grup hızı ($v_g < 0$), kaynağa doğru enerji aktarımına karşılık geleceğinden nedenselliği bozmaktadır. Eğer çoğunlukla ayırganlık diyagramlarının standart gösterimlerinde, \bar{b} 'nin pozitif değerleriyle (yani görünüşte negatif grup hız modlarıyla) beraber negatif-gradyan ayırganlık eğrileri $w(\bar{b})$ görülürse, bu eğriler, kaynağın, ortamın diğer ucuna yerleştirildiği (uzay değişkeninin pozitif değerlerinden negatif değerlerine enerji aktarımı) duruma karşılık gelen dalga denklemlerinin eigen-çözümleri olarak yorumlanmalıdır.

3.2. Dispersif Ortamda Entropi Şartları

Bu bölümde, RH ortamın aksine, LH ortamın frekansa bağlı olması gerektiği ve buna karşılık gelen, LH oluşturucu parametreleri ε ve μ tarafından doğrulanan ve entropi şartı olarak adlandırılan frekans-alan ayırganlık şartı incelenmiştir.

Frekans bağımlı veya dispersif ortam, içindeki yayılma sabitinin (β) frekansın doğrusal olmayan bir fonksiyonu olduğu ve bunun sonucu olarak frekans-bağımlı grup hızlarının doğduğu ve değişikliğe uğramış sinyallerin saptığı bir ortamdır. Bu, Denklem (3.15) ve (3.16)'dan ya e_r , ya da m_r 'nin (veya ikisinin de) frekans fonksiyonları olması gerektiği sonucunu doğurmaktadır. Dispersif ortam, \bar{D}/\bar{B} ile \bar{E}/\bar{H} arasındaki bağıntının anlık olmaktan ziyade "hafızalı" bir dinamik ilişkinin olduğu ortamdır. \bar{E}/\bar{H} alan şiddetleri, ortamın atomları içindeki bağlı elektronların salınımını indükleyerek \bar{D}/\bar{B} akı yoğunluklarını yaratmaktadır. Bu elektronlar, sistemin (\bar{D}/\bar{B}) toplu tepkisini üretmek için çeşitli gecikmelerle (\bar{E}/\bar{H}) ani uyarısına cevap vermektedir. Neticede, sebeple sonuç arasında bir zaman gecikmesi olmakta ve isteğe bağlı $\bar{E}(t)/\bar{H}(t)$ alan şiddetleri $t' \leq t$ olduğu her durumda $\bar{E}(t')/\bar{H}(t')$ nin etkilerinin üstdüşümü olan (ortamı doğrusal varsaydığımızda) $\bar{D}(t)/\bar{B}(t)$ akı yoğunluklarını indüklemektedir. Bu, bükülmelere karşılık gelmektedir.

$$\bar{D}(\bar{r}, t) = \mathbf{e}(t) * \bar{E}(\bar{r}, t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{e}(t-t') \bar{E}(\bar{r}, t') dt' \quad (3.22a.)$$

$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \mathbf{m}(t) * \bar{H}(\bar{r}, t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{m}(t-t') \bar{H}(\bar{r}, t') dt' \quad (3.22b.)$$

Fourier dönüşüm çifti uygulandıığında,

$$f(t) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(w) e^{jw t} dw \quad (3.23a.)$$

$$\tilde{f}(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j w t} dt \quad (3.23b.)$$

elde edilen denklemler şunlardır:

$$\tilde{D}(\bar{r}, w) = \tilde{\mathbf{e}}(w) \cdot \tilde{E}(\bar{r}, w) \quad (3.24a.)$$

$$\tilde{B}(\bar{r}, w) = \tilde{\mathbf{m}}(w) \cdot \tilde{H}(\bar{r}, w) \quad (3.24b.)$$

Denklem (3.22), \bar{E} ve \bar{H} zaman harmonik ani uyarıları için bile dispersif ortamda $\partial/\partial t \neq jw$ olduğunu göstermektedir. Bu yüzden farklı niceliklerin tam zaman bağımlılığı dikkate alınmalıdır. Bu durumda \bar{E}/\bar{H} reel alanları cinsinden ifade edilen Poynting vektörü [Denklem (3.19)] şu şekilde gösterilmektedir:

$$\bar{S}(\bar{r}, t) = \bar{E}(\bar{r}, t) \times \bar{H}(\bar{r}, t) \quad (3.25)$$

Bu bağıntı, (3.19)'un aynısıdır. Çünkü bütün alanlar reel olduğundan eşleniğin “*” anlamı kalmamıştır. Bu bağıntının dispersif ortamda hala geçerli olduğu şu şekilde gösterilebilir: İki ortam arasındaki sınırda bulunan \bar{E}/\bar{H} nin teğet bileşenlerinin

sürekliliği, bu arayüzdeki \bar{S} in normal bileşeninin sürekliliğini indükler. İki ortamdan biri dispersif kabul edildiğinde, diğer ortam ‘dispersif olmayan’ olabileceğinden, süreklilik açısından \bar{S} in normal bileşeni, dispersif ortamdaki ayırgeanlıktan etkilenmez. Buradan \bar{S} nin teğetsel bileşenlerinin sürekli olmamalarına rağmen ayırgeanlıktan etkilenmedikleri ortaya çıkar. Böylece dispersif olmayan ortam için ifade edilen (3.19), daha genel bir şekli Denklem (3.25) olarak yazılan bir dispersif ortamın daha genel durumlarında da geçerli olur.

Şekil 3.2’de görülen bir V içerisindeki birim hacim başına enerji değişim oranı $\nabla \cdot \bar{S}$ dir. Denklem (3.25), kaynak içermeyen Maxwell denklemleri (alanlar, kaynağın olmadığı konumlarda varsayılarak) (3.1a) ($\bar{M}_s = 0$) ve (3.1b) ($\bar{J}_s = 0$) ve özdeşlik $\nabla \cdot (\bar{A} \times \bar{B}) = (\nabla \times \bar{A}) \cdot \bar{B} - (\nabla \times \bar{B}) \cdot \bar{A}$ kullanılarak, bu nicelik şu şekilde olmaktadır:

$$\nabla \cdot \bar{S} = - \left[\bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right] \quad (3.26.)$$

Bu noktada, frekans domaininde faydalı bir ifade çıkarmak için alanların şiddetlerinin doğası üzerinde bazı varsayımlar yapılması gerekmektedir. Bu yüzden frekans ortalaması w_0 olan harmonik-benzeri bir alan ele alındığında, bu tip F alanları ($\bar{E}, \bar{H}, \bar{D}$ ve \bar{B} ’nin yerini tutan), \bar{F} fazörü ($\bar{E}, \bar{H}, \bar{D}$ ve \bar{B} ’nin yerini tutan) [Denklem (3.4)] cinsinden şu şekilde yazılabilmektedir:

$$F = \text{Re} \left[\bar{F}(t) e^{+jw_0 t} \right] = \text{Re} \left[\bar{F} \right] = \frac{\bar{F} + \bar{F}^*}{2}, \quad \left[\bar{F} = \bar{F}(t) e^{+jw_0 t} \right] \quad (3.27.)$$

Burada $\bar{F}(t)$, $e^{+jw_0 t}$ ile karşılaştırıldığında, zaman içerisinde yavaşça değişen (\bar{F} alanının w_0 ortalama değeri etrafında toplanan dar bir spektrumu mevcuttur) bir fonksiyonu ve \bar{F} ($\bar{E}, \bar{H}, \bar{D}$ veya \bar{B} ’nin yerini tutan) ise, \bar{F} fazörü ile $e^{+jw_0 t}$ harmonik fonksiyonunun çarpımını ifade etmektedir. Bu ifade, $\bar{E}, \bar{H}, \bar{D}$ ve \bar{B} için Denklem (3.26)’da yerine koyulursa ve $\bar{E} \cdot \partial \bar{D} / \partial t, \bar{E}^* \cdot \partial \bar{D}^* / \partial t, \bar{H} \cdot \partial \bar{B} / \partial t$ ve $\bar{H}^* \cdot \partial \bar{B}^* / \partial t$ çarpımlarının zaman üzerinde ortalaması alındığında kayboldukları düşünülürse,

$$\nabla \cdot \mathcal{S} = -\frac{1}{4} \left[\bar{\mathbf{E}} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}^*}{\partial t} + \bar{\mathbf{E}}^* \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{H}} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{B}}^*}{\partial t} + \bar{\mathbf{H}}^* \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} \right] \quad (3.28.)$$

elde edilmektedir. $\partial \bar{\mathbf{D}}^* / \partial t$, $\partial \bar{\mathbf{D}} / \partial t$ ve ardından da $\partial \bar{\mathbf{B}}^* / \partial t$, $\partial \bar{\mathbf{B}} / \partial t$ türevlerini geliştirmek için Fourier serilerinde $\bar{\mathbf{D}}$ genişletilirse aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{D}} &= \bar{\mathbf{D}}(t) e^{+j\omega_0 t} = \left[\sum_{w'} \bar{\mathbf{D}}_{w'} e^{+jw't} \right] e^{+j\omega_0 t} = \sum_{w'} \bar{\mathbf{D}}_{w'} e^{+j(\omega_0 + w')t} \\ &= \sum_{w'} e^{j(\omega_0 + w')t} \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+j(\omega_0 + w')t} \end{aligned} \quad (3.29.)$$

Burada $\bar{\mathbf{D}}$ fazörünün yavaş zaman varyasyon kabulünden dolayı, sadece $w' \ll \omega_0$ şartını sağlayan terimler serilerde mevcuttur. Yukarıdaki ifadenin türevi alındığında,

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t} = \sum_{w'} f(\omega_0 + w') \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+j(\omega_0 + w')t} \quad \text{ve } f(\omega) = j\omega e(\omega) \quad (3.30.)$$

eşitliği elde edilir. Burada, $w' \ll \omega_0 : f(\omega) = f(\omega_0) + [df(\omega)/d\omega]_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)$ veya $f(\omega_0 + w') = f(\omega_0) + j\omega_0 w'$ olduğundan, $f(\omega)$ 'nın $\omega = \omega_0$ etrafındaki Taylor açılımıyla denklem şu şekli almaktadır:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t} &= \sum_{w'} \left[f(\omega_0) \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+j(\omega_0 + w')t} + j\omega_0 w' \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+j(\omega_0 + w')t} \right] \\ &= f(\omega_0) \left[\sum_{w'} \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+jw't} \right] e^{+j\omega_0 t} + j\omega_0 \left[\sum_{w'} w' \bar{\mathbf{E}}_{w'} e^{+jw't} \right] e^{+j\omega_0 t} \\ &= f(\omega_0) \bar{\mathbf{E}} e^{+j\omega_0 t} - j\omega_0 \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} \\ &= f(\omega_0) \bar{\mathbf{E}} - j\omega_0 \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} \\ &= j\omega_0 e(\omega_0) \bar{\mathbf{E}} + \left[\frac{d(\omega e)}{d\omega} \right]_{\omega=\omega_0} \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} e^{+j\omega_0 t} \end{aligned} \quad (3.31.)$$

Buradan sonra alt simge 0 ihmal edilirse, $\partial\bar{D}/\partial t$ için

$$\frac{\partial\bar{D}}{\partial t} = j\omega\epsilon(w)\bar{E} + \frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} \frac{\partial\bar{E}}{\partial t} e^{+j\omega t} \quad (3.32.)$$

eşitliği elde edilmektedir. Aynı şekilde $\partial\bar{B}/\partial t$ için

$$\frac{\partial\bar{B}}{\partial t} = j\omega m(w)\bar{H} + \frac{d(\omega m)}{d\omega} \frac{\partial\bar{H}}{\partial t} e^{+j\omega t} \quad (3.33.)$$

yazılabilir.

Bu ifadeler Denklem (3.28)'de yerine yazılır ve $\epsilon(w)$ ile $m(w)$ 'nin sanal kısımları ihmal edilirse, aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{S} &= -\frac{1}{4} \left\{ \frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} \left[\bar{E}^* \cdot \frac{\partial\bar{E}}{\partial t} + \bar{E} \cdot \frac{\partial\bar{E}^*}{\partial t} \right] + \frac{d(\omega m)}{d\omega} \left[\bar{H}^* \cdot \frac{\partial\bar{H}}{\partial t} + \bar{H} \cdot \frac{\partial\bar{H}^*}{\partial t} \right] \right\} \\ &= -\frac{1}{4} \left\{ \frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{E} \cdot \bar{E}^*] + \frac{d(\omega m)}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{H} \cdot \bar{H}^*] \right\} \end{aligned} \quad (3.34.)$$

Burada $\bar{E} \cdot \bar{E}^* = \bar{E} \cdot \bar{E}^*$ ve $\bar{H} \cdot \bar{H}^* = \bar{H} \cdot \bar{H}^*$ olduğundan, bu ifade \bar{E}/\bar{H} reel alanları cinsinden tekrar yazılırsa, $\bar{W} = -\int \nabla \cdot \bar{S} dt$ ortamının hacim başına iç enerjinin elektromanyetik kısmının ortalama değeri şu şekilde elde edilir:

$$\bar{W} = \frac{1}{4} \left[\frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} \bar{E}^2 + \frac{d(\omega m)}{d\omega} \bar{H}^2 \right] \quad (3.35.)$$

Eğer ayırıcılık olmazsa, ϵ ve μ birer sabit olup, Denklem (3.35) aşağıdaki denkleme indirgenebilir:

$$\bar{W} = \frac{e\bar{E}^2 + m\bar{H}^2}{4} \quad (3.36.)$$

Bu ise beklenildiği gibi, sırasıyla Denklem (3.18e) ve (3.18f)'e göre $\bar{W}_e = e\bar{E}^2/4$ ve $\bar{W}_m = m\bar{H}^2/4$ olduğu V hacminde depolanan zaman ortalamalı elektrik ve manyetik enerjilerin $\bar{W} = \bar{W}_e + \bar{W}_m$ toplamlarına karşılık gelmektedir.

Eğer cismin elektromanyetik enerji dış kaynağı kesilirse, soğurma, eninde sonunda \bar{W} enerjisini ısıya dönüştürür. Bir sistemin entropisi hep artan bir nicelik olduğundan entropi kanununa göre ısı soğurması değil, bir değişim olmalıdır. Bu yüzden,

$$\bar{W} > 0 \quad (3.37.)$$

olmalıdır ve bu da $E^2 > 0$ ve $H^2 > 0$ olduğundan, genel (dispersif) durumda aşağıdaki eşitsizlikler ortaya çıkmaktadır:

$$\frac{d(we)}{dw} > 0 \quad (3.38a.)$$

$$\frac{d(wm)}{dw} > 0 \quad (3.38b.)$$

Entropi şartı olarak adlandırılan Denklem (3.37), genel durum olan dispersif ortamda [Denklem (3.35)], özel durum olan dispersif olmayan ortamdakinden [Denklem (3.36)] farklı olmaktadır. Denklem (3.38), oluşturucu parametreleri için genel oluşum şartlarıdır. Bu entropi şartları, dispersif olmayan ortamda ε ve μ 'nün aynı anda negatif olmasının imkansız olduğunu göstermektedir. Aksi takdirde entropi kanunu çiğnenmiş olmaktadır. Bu şartlar yine gösterir ki, tam tersine frekansa bağımlı ε ve μ , Denklem (3.38)'in şartlarını karşıladığı sürece dispersif ortamda aynı anda ε ve μ 'nün negatif olması mümkün olmaktadır. Bunun elde edilmesi için, negatif kısımları dengelemek

amacıyla ε ve μ spektrumlarının bazı kısımlarında pozitif olmalıdır. Bu da bir LH ortamın dispersif olması gerektiğini göstermektedir.

3.3. Sınır Şartları

Maxwell denklemlerinden doğrudan çıkarılan ve bu yüzden LH ortamların durumlarında da geçerli olan sınır koşulları aşağıdaki gibidir:

$$\hat{n} \cdot (\bar{D}_2 - \bar{D}_1) = r_{es} \quad (3.39a.)$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{B}_2 - \bar{B}_1) = r_{ms} \quad (3.39b.)$$

$$\hat{n} \times (\bar{E}_2 - \bar{E}_1) = -\bar{M}_s \quad (3.39c.)$$

$$\hat{n} \times (\bar{H}_2 - \bar{H}_1) = \bar{J}_s \quad (3.39d.)$$

Burada r_{es} , arayüz üzerindeki elektrik alan yük yoğunluğu, r_{ms} , arayüz üzerindeki manyetik (sanal) alan yük yoğunluğu ve \hat{n} ise ortam 1'den ortam 2'ye doğru, arayüze normal birim vektördür. (3.39)'un ilk iki eşitliği, arayüz üzerinde yük yokken ($r_{es} = r_{ms} = 0$), \bar{D} ve \bar{B} 'nin normal bileşenlerinin sürekli olduğunu, (3.39)'un son iki eşitliği ise, arayüzde kaynak yokken ($\bar{J}_s = \bar{M}_s = 0$), \bar{E} ve \bar{H} 'nin teğet bileşenlerinin sürekli olduğunu gösterir. Yani

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (3.40a.)$$

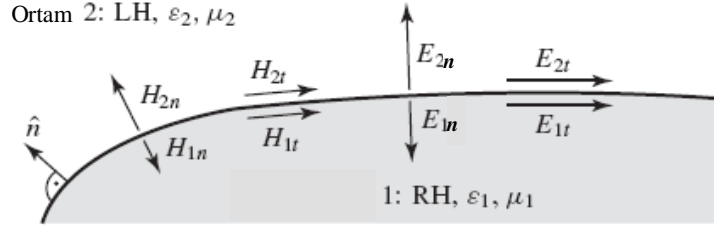
$$B_{1n} = B_{2n} \quad (3.40b.)$$

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (3.40c.)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (3.40d.)$$

Burada n ve t indisleri sırasıyla normal ve teğet bileşenler için kullanılmışlardır.

Şekil 3.3'te gösterilen RH ve LH ortamlar arasındaki özel bir arayüz durumu ele alındığında Denklem (3.40)'taki bağıntılar şunları göstermektedir: \bar{E}/\bar{H} 'nin teğet bileşenleri üzerindeki sınır şartları bu arayüzde etkilenmezler. Çünkü teğet bileşenlerle ilgili bağıntılar ε ve μ 'ye bağlı değildir. Aksine, normal bileşenler üzerindeki sınır şartlarının işaretleri, ε ve μ 'yü içerdiklerinden dolayı değişmiştir.



Şekil 3.3. Bir RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzdeki sınır şartları.

LH ortamının zayıf dispersif olduğu ve dolayısıyla (3.2) veya (3.6) oluşturucu bağıntıların yaklaşık olarak geçerli olduğu kabul edildiğinde, bir RH/LH arayüzünde şunlar elde edilmektedir:

$$E_{1n} = -\frac{|e_2|}{|e_1|} E_{2n} \quad (3.41a.)$$

$$H_{1n} = -\frac{|m_2|}{|m_1|} H_{2n} \quad (3.41b.)$$

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (3.41c.)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (3.41d.)$$

Böylece bir RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzde \bar{E}/\bar{H} 'ün normal bileşenleri antiparalel olurken teğet bileşenleri sürekli kalır. \bar{E}/\bar{H} 'nin normal

bileşenleri üzerindeki sınır şartları, isteğe bağlı seçilen RH-LH ortam arasındaki arayüz için genel olarak şöyle yazılabilmektedir:

$$E_{1n} = s_1 s_2 \frac{|e_2|}{|e_1|} E_{2n} \quad (3.42a.)$$

$$H_{1n} = s_1 s_2 \frac{|m_2|}{|m_1|} H_{2n} \quad (3.42b.)$$

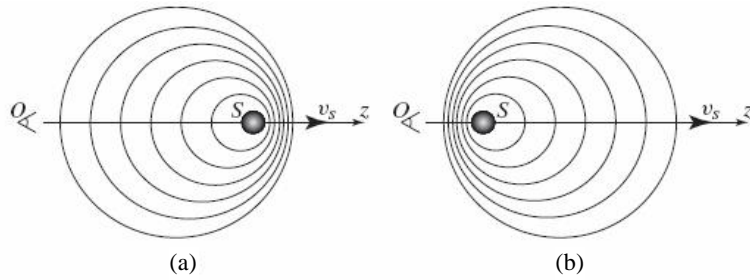
Burada s_i ($i=1,2$) Denklem (3.13)'te tanımlanan i ortamının hangi el kuralına göre davrandığını belirler.

3.4. Doppler Etkisinin Tersinimi

z doğrultusunda boyunca hareket eden ve Şekil 3.4'te gösterildiği gibi her tarafa ω açısal frekansa sahip elektromanyetik dalga yayyan bir S kaynağı göz önüne alındığında kaynağın uzak alanında yayılan alanlar, aşağıdaki şekli almaktadır (KRAUS ve MARHEFKA, 2001):

$$j(\omega, t) = \omega t - br \text{ ile beraber } \bar{E}(z, t), \bar{H}(z, t) a \frac{e^{ij(\omega, t)}}{r} \quad (3.43.)$$

burada β , S 'nin hareket ettiği ve yaydığı dalga numarasını ve r , küresel koordinat sisteminin standart radyal değişkenini temsil etmektedir.



Şekil 3.4. Doppler etkisi. (a) Bir RH ortamındaki ($\Delta\omega > 0$) her zamanki durum. (b) Bir LH ortamındaki ($\Delta\omega < 0$) ters dönmüş durum.

Kaynağın hareket doğrultusu boyunca yayılan dalganın, yani $r = z$ ($\theta = 0$ olduğunda) için zamanın fonksiyonu olarak konumu, eğer kaynaklar $v_s = z / t$ hızıyla z 'nin pozitif değerlerine doğru hareket ederse, $z = v_s t$ olmaktadır. Sonuç olarak S 'nin sol el tarafında (yani S 'ye, z 'nin pozitif değerlerine doğru bakarken) konumlanmış bir O gözlemcisi tarafından görülen faz, z -ekseni boyunca aşağıdaki gibi geliştirilebilir:

$$j = wt - b v_s t = w \left(1 - \frac{b}{w} v_s \right) t = w \left(1 - \frac{v_s}{v_p} \right) t = w \left(1 - s \frac{v_s}{|v_p|} \right) t \quad (3.44.)$$

Burada Denklem (3.10)'a göre $\omega / \beta = v_p$ 'dir. t katsayısı, hareketsiz kaynağın ($v_s = 0$) frekansı ω ile Doppler frekans kaymasının $\Delta\omega$, farkı olup, Doppler frekansı $w_{Doppler}$ dir.

$$Dw = s \frac{v_s}{|v_p|} \text{ olmak üzere, } w_{Doppler} = w - \Delta w \quad (3.45.)$$

Burada s , Denklem (3.13)'te tanımlanan tarafsızlık işaret fonksiyonudur. Bir RH ortamda $s = +1$ olduğundan $\Delta\omega > 0$ olur ve bu yüzden geri çekilen kaynaktan bakan gözlemci tarafından ölçülen frekans, Şekil 3.4(a)'da gösterildiği gibi aşağıya kayar. Diğer taraftan kaynağın sağ el tarafında konumlanmış (yani ilerleyen kaynağı gören gözlemci) gözlemci için v_s 'nin işareti değişeceğinden dolayı, frekansı yukarıya kaymış olarak ölçülecektir (DOVIAK ve ZRNIC, 1993). Bir LH ortamda $s = -1$ olduğundan, bütün olay, Şekil 3.4(b)'de gösterildiği gibi tamamen tersine döner: Geri çekilen kaynağın Doppler frekansı yukarı kayarken, ilerleyen kaynağınki aşağıya kayar (VESELAGO, 1968).

3.5. Vavilov-Čerenkov Işımasının Tersinimi

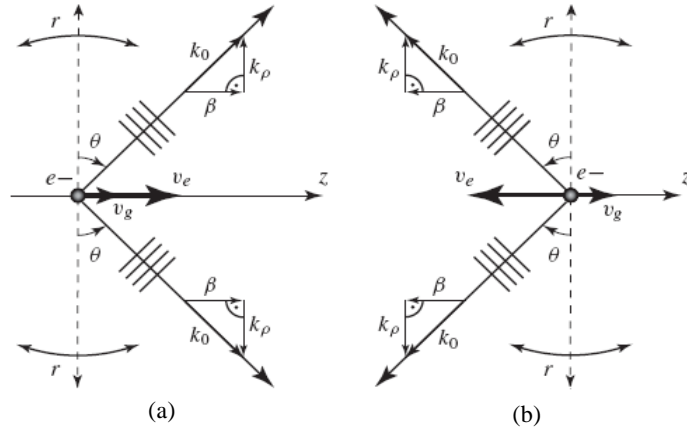
Vavilov-Čerenkov ışması, sıvı ve katıların hızlı hareket eden elektron ışın demetiyle yüksek hızda bombardıman edilmeleri sonucu yaydıkları görünür elektromanyetik ışımalarıdır. Şekil 3.5'te gösterildiği gibi bir z doğrultusunda, v_e hızıyla

hareket eden ve q yüküne sahip tek bir elektron ele alındığında; \hat{z} , z doğrultusunda yönelmiş bir birim vektör olmak üzere, bu yük için akım yoğunluğu;

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \hat{z} q v_e d(x) d(y) d(z - v_e t) \quad (3.46.)$$

olmaktadır. Bu kaynak için dalga denklemini silindirik koordinat sisteminde çözümlerse, aşağıdaki elektrik alan şiddeti çözümü elde edilir (KONG, 1990):

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= -\frac{q}{8\pi w e} \left[\hat{z} k^2 - j \frac{w}{v_e} \nabla \right] H_0^{(1)}(k_r r) e^{-j w z / v_e} \\ &\stackrel{k_r r \gg 1}{=} -\frac{q}{8\pi w e} \sqrt{\frac{2 j k_r}{\pi r}} \left[\hat{r} \frac{w}{v_e} - \hat{z} k_r \right] e^{-j(k_r r + w z / v_e)} \end{aligned} \quad (3.47a.)$$



Şekil 3.5. Vavilov-Čerenkov Işıması. (a) Normal, RH ortamında ($\theta > 0$). (b) Ters dönmüş, LH ortamında ($\theta < 0$).

Burada

$$k_r = \sqrt{k^2 - b^2}, \quad b = \frac{w}{v_e} \quad (3.47.)$$

Dalga doğasından ötürü, “ele alınan izole edilmiş elektron, dalganın kendisidir” ve bu yüzden z boyunca dalganın $v_p = \omega / \beta$ faz hızı, elektronun hızıyla aynıdır ($v_p = v_e$). Yukarıdaki bağıntılarda $\beta = \omega / v_e$ elde edilmesinin sebebi budur.

Vavilov-Čerenkov ışınması olayı, gezici dalga antenlerindeki ışınma kaçakları olayına temel olarak benzerdir. Hareket eden elektronların ışın demetinin bir elektrik akımına ($i = dq / dt$) denk olduğu gerçeği düşünüldüğünde, bu iki tanım arasındaki bağlantı anlaşılabilir. Bu bakış açısıyla, bir hızlı dalgayı ($v_p > c$) (kaçak-dalga yapısı) destekleyen bir iletim hattı, hızlı dalga elektronlarının ($v_e > c$) ışın demetini destekleyen iletim ortamına eşdeğerdir. Bu benzeşme daha da öteye, elemanlar arasındaki (p uzaklığıyla birbirinden ayrılmış) $\varphi = -\beta p$ faz farkının, $v_p = \omega / \beta$ hızına sahip diziler boyunca yayılan dalgaya denk olarak kabul edilebileceği antenler dizisine kadar genişletilebilir (CALOZ ve ITOH, 2004).

Denklem (3.47), Čerenkov’un deneylerinde gözlediği olayı açıklamaktadır (KONG, 1990):

1. Işınma $k_r \in \Re$ gerektirdiği için (ışın demetinin hareketinin doğrultusuna dik doğrultu boyunca yayılma), ışınma sadece $k > b = w / v_e$, yani $v_e > w / k = c$ olduğu yerdeki frekans menziline gerçekleşebilir. Bu yüzden ışınma sadece elektronların hızının ışık hızından fazla olduğu frekanslarda olabilir. Eğer $v_e < c$, k_p sanal ise, alanların üstel şekilde sönmesi ışınma dik doğrultuda olur. Kaçak dalga yaklaşımında, ayırıcılık ya da $\omega - \beta$ diyagramı $\omega = \pm k_0 c$ hava hatları boyunca, “ışınma konisini” sınırlayarak çizilir. Yapı, bu koninin içinde kalan ayırıcılığın (ω, β) noktasında uyarıldığında, hat doğrultusunda olan dalgaya hızlı dalga denilir, çünkü $v_p > c$ ve kaçak ışınma olur; yapı, bu koninin dışındaki bölgede kalan noktada uyarıldığında, dalgaya yavaş dalga denilir, çünkü $v_p < c$ ve dalga saf bir şekilde hat boyunca ışınmasız muhafaza edilir.
2. Vavilov-Čerenkov ışınması elektronların hızına bağlı bir ışınma açısıyla beraber yönlüdür. Işınma açısı, Şekil 3.5(a) yardımıyla doğrudan belirlenebilir:

$$q = \sin^{-1} \left(\frac{b}{k_0} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{c}{v_e} \right) \quad (3.48.)$$

Bu bağıntıda, eğer $v_e < c$ ise, bu durumda ışımının olmadığı gerçeğine uygun olarak θ açısının sanal olduğu açıktır. Bu bağıntı, kaçak-dalga antenlerinde kullanılanın aynısıdır.

3. Polarizasyona göre \bar{E} ; \bar{k} ve \hat{z} ile belirlenen düzlemde yer alır. İlaveten, $\bar{k}_0 \cdot \bar{E} = 0$ olduğundan dolayı $\bar{E} \perp \bar{k}_0$ olur. Yüklü parçacık durgun iken, elektrik alanı ışımsal olarak yönelir. Bu sırada parçacık hareket ettikçe, parçacığın hızına dik olacak açıda alan çizgileri bükülür. Sonuç olarak $v_e > c$ olduğunda ışıma üretecek şekilde yükten uzaklaşır.

Yukarıdaki açıklamalardan ve özellikle Denklem (3.48)'den açıkça görülmektedir ki, Şekil 3.5(a)'da gösterildiği üzere $\beta > 0$ olduğundan, RH ortamında Vavilov-Čerenkov ışması pozitif θ açılarında (parçacığın hareketi doğrultusundaki yarı düzlemde) olmaktadır. Eğer ortam LH olursa, o zaman ışıma negatif θ açılarında olur (aslında yine parçacığın hareketi doğrultusundaki yarı düzlemde olur ama ışın demetini içeren grubun hızına zıttır). Vavilov-Čerenkov ışması tersininin anlamını daha iyi anlamak için elektronların modüle edilmiş ışın demetini üreten bir kaynak düşünüldüğünde, eğer kaynak z 'nin pozitif değerlerine doğru elektron yayarsa, elektron dalgası LH ortamına geriye doğru yayılırken, (v_g) gücü doğal olarak pozitif z 'ye doğru yayılmaktadır.

3.6. Snell Kanununun Tersinimi : Negatif Kırılma

LH ortamın en dikkat çekici özelliklerinden birisi, negatif kırılma indisidir (NRI). Şekil 3.6'da görüldüğü gibi, iki homojen ortam arasındaki sınırın üstünden gelen düzlem dalgasına ait klasik problem ele alınırsa, ortam 1'deki $e^{-j\bar{k}_i \cdot \bar{r}}$ gelen dalgadan, ortam 1'de $e^{-j\bar{k}_r \cdot \bar{r}}$ yansıyan dalga ve ortam 2'de $e^{-j\bar{k}_t \cdot \bar{r}}$ iletilen (veya kırılan) dalga üretilir. Sınır şartları [Denklem (3.41)], \bar{E} ve \bar{H} 'nin teğet bileşenlerinin bütün x ve y 'ler için $z = 0$ 'da sürekli olmasını gerektirir. Gelen, yansıyan ve iletilen (kırılan) elektrik alanlarının teğetsel bileşenleri sırasıyla $E_{i,tan}$, $E_{r,tan}$ ve $E_{t,tan}$ olarak adlandırılırsa aşağıdaki bütün olası durumlarda ($z = 0$) olmalıdır.

$$E_{i,tan} e^{-j(k_{ix}x+k_{iy}y)} + E_{r,tan} e^{-j(k_{rx}x+k_{ry}y)} = E_{t,tan} e^{-j(k_{tx}x+k_{ty}y)} \quad (3.49.)$$

Bu yüzden toplam alan, ortam 1'deki gelen ve yansıyan alan ile ortam 2'deki iletilen alanın toplamıdır. Bu eşitliğin sınırda bütün x ve y 'ler için sağlanmasının tek yolu, $E_{i,tan} + E_{r,tan} = E_{t,tan}$ ve dolayısıyla

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx} = k_x \quad (3.50a.)$$

$$k_{iy} = k_{ry} = k_{ty} = k_y \quad (3.50b.)$$

olmasıdır. Bu ise dalga numarası $\bar{k}_{tan} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y}$ 'nin teğet bileşeninin iki ortam arasındaki arayüzde sürekli olduğunu gösterir:

$$\bar{k}_{1,tan} = \bar{k}_{2,tan} \quad (3.51.)$$

Bu bağıntı, \bar{E} ve \bar{H} 'nin teğet bileşenlerinin sürekliliğinin doğrudan bir sonucu olan ve bu durumda (Bölüm 3.3) \bar{E} ve \bar{H} 'nin sürekliliği korunduğundan dolayı RH ve LH ortam arasındaki arayüzde de geçerli olan faz eşleme şartıdır. Faz eşleme şartıyla elde edilen başka bir bilgi ise şudur ki, gelen, yansıyan ve kırılan dalga vektörlerinin hepsi de, \bar{k}_i tarafından belirlenen ve arayüze (z eksenine) normal olan geliş düzleminin içinde olmalıdır.

Şekil 3.6'nın yardımıyla dalga numaralarının teğet bileşenleri, onlara karşılık gelen açının bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Örneğin, x bileşenleri için

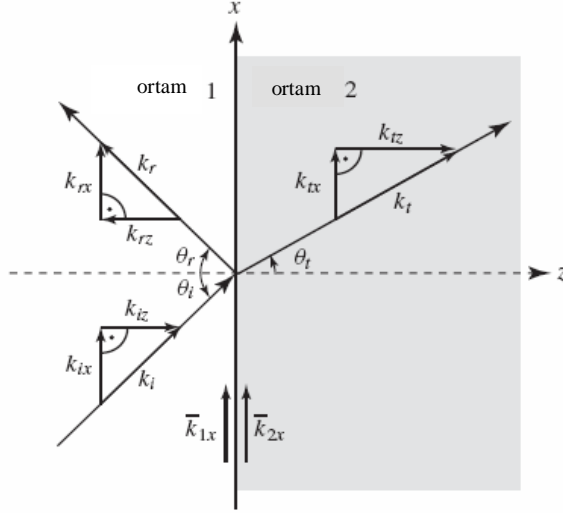
$$k_{ix} = k_i \sin \theta_i, \quad k_{rx} = k_r \sin \theta_r, \quad k_{tx} = k_t \sin \theta_t \quad (3.52.)$$

elde edilir. Burada dalga numaraları

$$k_i = \frac{w\sqrt{\epsilon_{r1}m_{r1}}}{c} = \frac{wn_1}{c} = k_r = k_t, \quad k_t = \frac{w\sqrt{\epsilon_{r2}m_{r2}}}{c} = \frac{wn_2}{c} = k_2 \quad (3.53.)$$

Gelen ve yansıyan dalgalara uygulanan Denklem (3.51) ve (3.52), $k_i \sin q_i = k_r \sin q_r$ bağıntısına götürür ki bu da Denklem (3.53) ile beraber Denklem (3.54)'te görülen Snell yansıma kanununu netice verir:

$$\theta_r = \theta_i \quad (3.54.)$$



Şekil 3.6. İki ortam arasındaki sınırdaki faz uyumluluğu. θ_i , θ_r ve θ_t sırasıyla gelme, yansıma ve iletim (veya kırılma) açılarıdır.

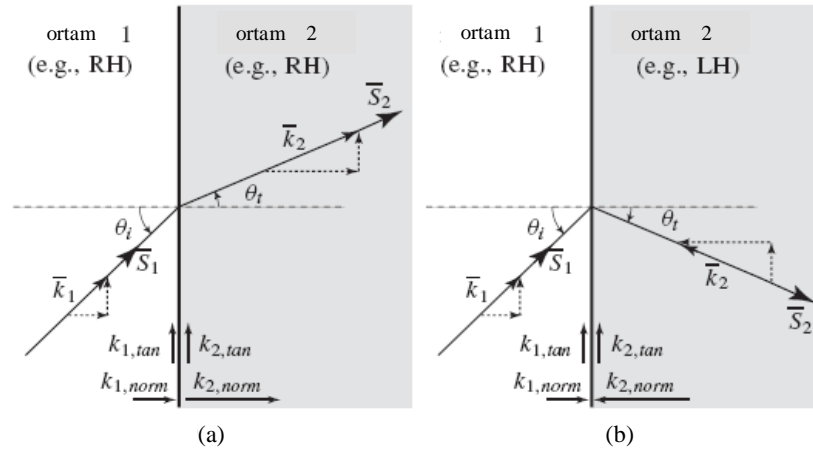
Bu kanun RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzde değişmez, çünkü aynı ortamdaki alanlarla ilgilidir. Gelen ve iletilen dalgalara uygulanmış Denklem (3.51) ve (3.52), Denklem (3.53) ile birlikte Snell kırılma kanununu netice veren $k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t$ bağıntısı elde edilir.

$$n_1 \sin q_1 = n_2 \sin q_2 \quad (3.55.)$$

Bu kanun, RH ortamın kırılma indisindeki negatif işaretin görüntüsünden dolayı, RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzde düzenlenir (Bölüm 3.1). Snell kırılma kanunu, daha genel bir ifade ile

$$s_1 |n_1| \sin q_1 = s_2 |n_2| \sin q_2 \quad (3.56.)$$

şeklinde yazılabilir. Buradan eğer iki ortam da LH ortam ise, iki kırılma indisinin eksileri birbirini yokedeceğinden dolayı Snell kanununun değişmeden kalacağı görülebilir. Denklem (3.56)'daki ifadeden, RH ortam ile LH ortam arasındaki arayüzde Snell kanununun tersininin, Şekil 3.7'deki gibi olacağı görülür. Farklı yönlü iki ortam (RH ve LH) arasındaki arayüzdeki bir ışın negatif kırılma açısına veya NRI'ya [Şekil 3.7(b)] karşılık gelecek şekilde negatif kırılmaya uğrarken, aynı yönlü iki ortam (örneğin RH) arasındaki arayüzdeki gelen bir dalga pozitif kırılma açısına [Şekil 3.7(a)] karşılık gelecek şekilde pozitif kırılmaya uğrar.



Şekil 3.7. İki farklı ortam arasındaki arayüzde bir elektromanyetik dalganın kırılması. (a) Aynı yönlü (RH veya LH) iki ortam durumu: pozitif kırılma. (b) Farklı yönlü (Biri RH diğeri LH) iki ortam durumu : negatif kırılma.

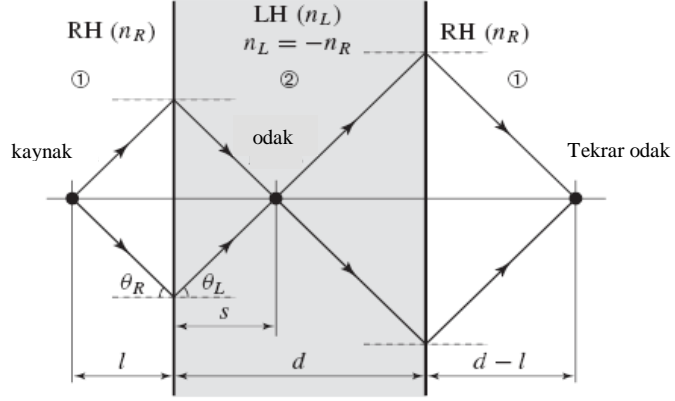
Faz uyumluluğunun [Denklem (3.51)] ve iki ortamın herbirindeki kırılma indisinin [Denklem (3.17)] işaretinin sonucu olarak, \vec{k}_{norm} dalga vektörünün normal bileşeni RH/RH veya LH/LH arayüzünde paralel olmasına karşın RH/LH arayüzünde antiparalel oldukları görülür. Arayüzdeki dalga vektörlerinin normal bileşenleri arasındaki ilişki genel olarak şu şekilde yazılabilir:

$$s_1 |n_1| \cdot |\vec{k}_{2,norm}| = s_2 |n_2| \cdot |\vec{k}_{1,norm}| \quad (3.57.)$$

Şekil 3.7, ayrıca \vec{S}_i Poynting vektörlerinin, Bölüm 3.1'e göre, sırasıyla RH ve LH ortamda paralel ve antiparalel olduğunu gösterir.

3.7. Düz LH Mercek ile Odaklama

İki RH ortam arasına yerleştirilen bir LH ortama Snell kanunu [Denklem (3.56)] iki defa uygulandığında, ki buna ‐LH mercek‐ de denir, ikili odaklama etkisi elde edilir. Bu durum Şekil 3.8’de görülmektedir.



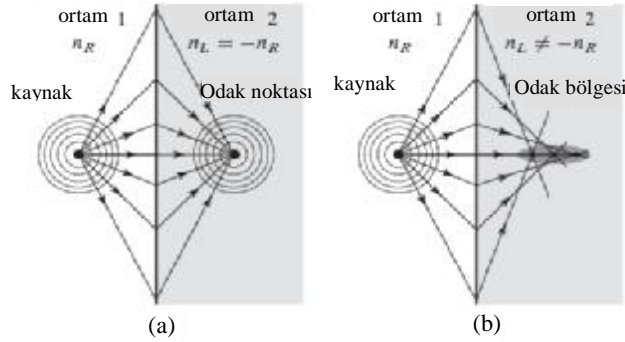
Şekil 3.8. $n_L = -n_R$ olmak üzere, n_R kırılma indisli iki RH ortam arasında yer alan, n_L kırılma indisine ve d kalınlığına sahip bir LH dilimi olan düz mercekteki çift odaklama etkisi.

Şekil 3.8’de ilk arayüzden l uzaklıkta bir kaynaktan eşit simetrik iki açıyla yayılan ışınlar, dilim içinde s uzaklığında karşılaşmak için aynı büyüklükteki açıyla negatif olarak kırılırlar; ardından ikinci RH ortamda ikinci arayüzden $d - l$ uzaklıkta ikinci negatif kırılmadan sonra tekrar odaklanırlar. Burada s basit trigonometrik işlemlerle elde edilir:

$$s = l \frac{\tan q_R}{\tan |q_L|} \quad (3.58.)$$

Burada θ_R gelen açı olup, θ_L ise Snell kanunuyla elde edilir [Denklem (3.56)], $\theta_L = -\sin^{-1}[(n_R/n_L)\sin\theta_R]$. Eğer iki ortamın elektromanyetik yoğunlukları aynıysa yani kırılma indisleri aynı büyüklükteyse ($n_L = -n_R$), o takdirde Denklem (3.58) ve Snell kanunundaki $|q_L| = q_R$ durumu kullanılarak, kaynağın aynadaki görüntüsünden odak $s = l$ şeklinde elde edilir.

İki izole edilmiş simetrik düzlem dalgası yerine (Şekil 3.8), bir grup düzlem dalgası (ya da ışını), veya daha da genel olması açısından silindirik (2 boyutlu) ya da küresel (3 boyutlu) elektromanyetik dalga, noktasal kaynaktan yayılan ışın gibi ele alındığında, iyi bir odaklama elde etmek için aynı elektromanyetik yoğunluğa sahip iki ortam olması zorunludur. Bu durumda $\theta_{R,l}$ gelme açısına sahip her bir l simetrik ışın çifti, aynı noktada odaklanırlar. Çünkü $\theta_{L,l} = \theta_{R,l}$, $\forall l$ dir. Şekil 3.9(a)'da görüldüğü gibi, Denklem (3.58)'e göre bütün ışın çiftleri için odak uzaklıkları aynıdır, $s_l = s \forall m$. Eğer iki ortamın elektromanyetik yoğunlukları farklıysa ($|n_L| \neq n_R$) o zaman, farklı gelme açılarındaki ışınlar farklı odak noktalarına kırılırlar zira farklı ışın çiftlerinin $\tan q_{R,l} / \tan |q_{L,l}|$ oranları farklıdır, bu da farklı s_l odak uzaklıklarını doğurur. Bu durumda Şekil 3.9(b)'de gösterilen küresel sapma oluşur (BORN ve WOLF, 2002) ve odak noktası $|n_L|/n_R$ kırılma indislerinin farklılığıyla artan alanlara sahip dağılmış odak noktalarına dönüşür.



Şekil 3.9. Küresel sapma problemi. (a) İki ortam da aynı elektromanyetik yoğunluğa sahip olduğunda $n_L = -n_R$, net bir odak noktası elde edilir. (b) İki ortam farklı elektromanyetik yoğunluğa sahip olduğunda $n_L \neq -n_R$, küresel sapma oluşur.

3.8. Fresnel Katsayıları

Bu bölümde, iki ortamdan biri LH olduğunda isteğe bağlı seçilen iki ortam arasındaki arayüzde Fresnel katsayılarının (yansımaya katsayısı R ve iletim katsayısı T) nasıl etkilendiği incelenecektir. Kolaylık için kayıpsız ortam [yani, Denklem (3.3)'e göre oluşturucu parametrelerin sanal kısmı sıfır] durumu incelendiğinde, Şekil 3.6'ya göre (ISHIMARU, 1991), paralel ($\vec{E}; E, TM_z, p$ diye de adlandırılan gelme düzlemine

paraleldir) ve dik (\bar{E} ; H , TE_z , s diye de adlandırılan gelme düzlemine diktir) polarizasyon için yansıma ve iletim katsayıları şöyle olmaktadır:

$$R_{\parallel} = \frac{e_{r1}k_{2z} - e_{r2}k_{1z}}{e_{r1}k_{2z} + e_{r2}k_{1z}} = \frac{h_2 \cos q_2 - h_1 \cos q_1}{h_2 \cos q_2 + h_1 \cos q_1} \quad (3.59a.)$$

$$T_{\parallel} = \frac{2(e_{r1}e_{r2}m_{r2}/m_{r1})k_{1z}}{e_{r1}k_{2z} + e_{r2}k_{1z}} = \frac{2h_2 \cos q_1}{h_2 \cos q_2 + h_1 \cos q_1} \quad (3.59b.)$$

$$R_{\perp} = \frac{m_{r2}k_{1z} - m_{r1}k_{2z}}{m_{r2}k_{1z} + m_{r1}k_{2z}} = \frac{h_2 \cos q_1 - h_1 \cos q_2}{h_2 \cos q_1 + h_1 \cos q_2} \quad (3.59c.)$$

$$T_{\perp} = \frac{2m_{r2}k_{1z}}{m_{r2}k_{1z} + m_{r1}k_{2z}} = \frac{2h_2 \cos q_1}{h_2 \cos q_1 + h_1 \cos q_2} \quad (3.59d.)$$

Burada h_i ($i=1,2$), i ortamının ($i=1,2$) esasi (intrinsic) empedansıdır:

$$h_i = \sqrt{\frac{m_i}{e_i}} \quad (3.60.)$$

Bu formüllerde, $k_{z2} = -/k_{z2}/$ [Şekil 3.7(b)], $\epsilon_{r2} = -/\epsilon_{r2}/$, ve $\mu_{r2} = -/\mu_{r2}/$ denilirse, RH/LH arayüzündeki Fresnel katsayılarının büyüklük olarak RH/RH arayüzündeki Fresnel katsayılarına eşit olduğu görülür. Fresnel katsayılarının büyüklük olarak korunmasının sebebi bu katsayıların sadece, Denklem (3.41c) ve (3.41d)'de görüldüğü gibi RH/RH arayüzden RH/LH arayüze doğru değişmeyen alanların teğet bileşenlerine bağlı olmasıdır. Ayrıca, fazı ters dönmüş T_{\parallel} (paralel polarizasyon için iletim katsayısı) hariç, RH/LH arayüzdeki Fresnel katsayıları, RH/RH arayüzdeki Fresnel katsayılarının fazına eşittir.

Dielektrik sabiti ile manyetik geçirgenliğin çarpımıyla bağıntılı olan kırılma indisleri (3.17), Snell kanunuyla iletim açısını belirlerken, manyetik geçirgenliğin dielektrik sabitine oranıyla bağıntılı olan esasi empedanslar da yansıma ve iletim miktarlarını belirler. Bu yüzden, Fresnel katsayıları uyum parametreleridir. Mikrodalga

ve milimetre-dalgalarla çalışan yapılarda özel bir öneme sahiptirler. Bu gözlem Bölüm 3.7'deki (Şekil 3.8) LH dilimi için şu gerçeği vurgular: “Mükemmel” odaklamaya sahip olmak amacıyla, küresel sapmadan sakınmak için, LH ortamı arasına alan RH ortamlarınkiyle aynı kırılma indisine sahip ve aynı zamanda Denklem (3.59)'da görüldüğü üzere (eğer $|n_2| = n_1$ ise bütün simetrik ışın çiftleri için $\theta_1 = \theta_2$ olur.) yansısız mükemmel iletim elde etmek için aynı esasi empedansa sahip LH dilimi kullanmak gerekmektedir. Bu, dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenliğin hem aynı çarpımlarına hem de aynı oranlarına sahip olmamız gerektiğini ifade etmektedir. Bu nedenle

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \quad (3.61a.)$$

ve

$$\mu_1 = \mu_2 \quad (3.61b.)$$

olmalıdır. Bu durum açıkça $n_2 = -n_1$ izole şartından daha çok önemli olan tasarım zorluğunu göstermektedir. Bu, düz bir mercekle (Bölüm 3.7) odaklamanın izafî olarak neden zor olduğunun sebeplerinden bir tanesidir.

3.9. Goos-Hänchen Etkisinin Tersinimi

Goos-Hänchen etkisi, bir ışık ışın demetinin d kadar yer değiştirmesidir veya daha genel olarak tam yansımanın olduğu açı altında optik olarak daha hafif olan düzlemsel arayüze gelen bir elektromanyetik dalganın d kadar yer değiştirmesidir. Bu fenomen ilk önce Newton tarafından ortaya atılmış olup daha sonra Goos ve Hänchen tarafından deneysel olarak gösterilmiştir.

Bölüm 3.8'de verilen yansıma katsayıları bu bölümdeki argümanlar için tekrar yazılırsa aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$R_{||} = \frac{1 - (e_{r2} / e_{r1})(k_{1z} / k_{2z})}{1 + (e_{r2} / e_{r1})(k_{1z} / k_{2z})} \quad (3.62a.)$$

$$R_{\perp} = -\frac{1 - (\mathbf{m}_{r2} / \mathbf{m}_{r1})(k_{1z} / k_{2z})}{1 + (\mathbf{m}_{r2} / \mathbf{m}_{r1})(k_{1z} / k_{2z})} \quad (3.62b.)$$

Goos-Hänchen etkisinde gelen ortamın (ortam 1) kırılma indisi, temas edilen ortamdan (ortam 2) ve gelme açısı kritik açıdan daha büyüktür (yani $n_1 > n_2$ ve $\theta_i > \theta_c > \sin^{-1} / n_2/n_1$), böylece tam iç yansımaya oluşur. Bu durumda dalga vektörünün normal bileşeni, gelme ortamında gerçel ve diğer ortamda sanaldır:

$$k_{1z} = p_1 = \sqrt{n_1 k_0^2 - k_x^2} \quad (3.63a.)$$

$$k_{2z} = -jq_2 = -j\sqrt{k_x^2 - n_2 k_0^2} \quad (3.63b.)$$

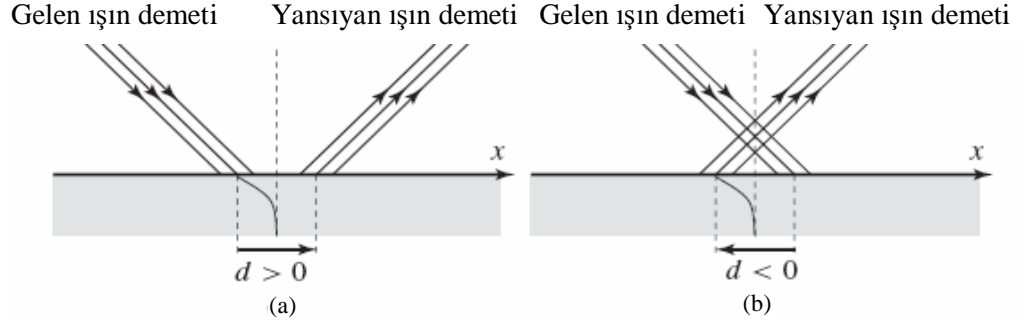
Burada x arayüz düzlemi boyunca bir değişkendir, ortam 1'in, RH ortamı olduğunu varsayarak kaynaktan dışarıya doğru yayılmayı sağlamak için $p_1 \in \mathbf{R}, p_1 > 0$, ve kaynaktan üstel sönümünü sağlamak için $q_2 \in \mathbf{R}, q_2 > 0$ dir. Bu bağıntılarla birlikte, yansımaya katsayıları (3.62), aşağıdaki gibi kutupsal olarak yazılabilir (LAKHTAKIA, 2004):

$$R_{\parallel} = |R_{\parallel}| e^{ij_{\parallel}}, \text{ ve } j_{\parallel} = -2 \tan^{-1} \left(\frac{\mathbf{e}_{r2} p_1}{\mathbf{e}_{r1} q_2} \right) = -2 \tan^{-1}(\mathbf{x}_{\parallel}) \quad (3.64a.)$$

$$R_{\perp} = |R_{\perp}| e^{ij_{\perp}}, \text{ ve } j_{\perp} = p - 2 \tan^{-1} \left(\frac{\mathbf{m}_{r2} p_1}{\mathbf{m}_{r1} q_2} \right) = p - 2 \tan^{-1}(\mathbf{x}_{\perp}) \quad (3.64b.)$$

Burada φ_{\parallel} ve φ_{\perp} içindeki p_1 ve q_2 , Denklem (3.63) vasıtasıyla k_x 'in fonksiyonudurlar. Goos-Hänchen kayması bu bağıntılardan aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$d_{\parallel} = -\frac{\partial j_{\parallel}}{\partial k_x} = -\frac{2}{1 + \mathbf{x}_{\parallel}^2} \frac{\mathbf{e}_{r2}}{\mathbf{e}_{r1}} \frac{k_x}{p_1 q_2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{q_2} \right)^2 \right] \quad (3.65a.)$$



Şekil 3.10. Goos-Hänchen etkisi. (a) İki RH ortam arasındaki arayüzde her zamanki durum. (b) Bir RH ortamla LH ortam arasındaki arayüzde tersine dönmüş etki.

$$d_{\perp} = -\frac{\partial j_{\perp}}{\partial k_x} = -\frac{2}{1 + \mathbf{x}_{\perp}^2} \frac{m_{r2}}{m_{r1}} \frac{k_x}{p_1 q_2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{q_2} \right)^2 \right] \quad (3.65b.)$$

Burada (3.63)'e göre aşağıdaki denklem elde edilir:

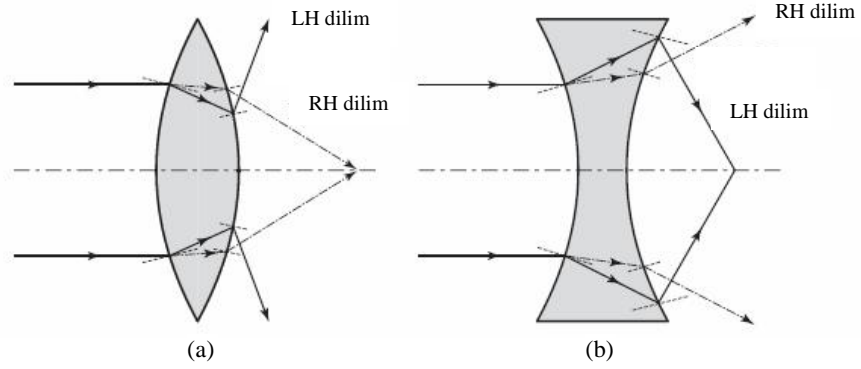
$$\left(\frac{p_1}{q_2} \right)^2 = \frac{n_1 k_0^2 - k_x^2}{k_x^2 - n_2 k_0^2} > 0 \quad (3.66.)$$

Çünkü $p_1, q_2 \in \mathbf{R}$ ve $p_1, q_2 > 0$ dir. Denklem (3.64) ile beraber bu bağıntılar, aşağıdaki fenomeni gösterir: Eğer iki ortam da RH ise, $p_1/q_2 > 1$ olur, zira $n_1, n_2 > 0$ ve $n_1 > n_2$; böylece d_{\parallel} ve d_{\perp} , Denklem (3.65)'e göre pozitif niceliklerdir (yani k_x ile aynı işarete sahiptirler). Bu durum Şekil 3.10(a)'da gösterildiği gibi Goos ve Hänchen tarafından gözlenen, ışın demetinin pozitif kaymasına karşılık gelmektedir.

Eğer aksine, ortam 2, LH ortam olursa, ε_{r2} ve μ_{r2} işaret değiştirir. Sonuç olarak, $n_2, -|n_2|$ ile değiştirildikten sonra Denklem (3.66)'nın eşitsizliğini hala sağlayan parametreler için, Şekil 3.10(b)'de gösterildiği gibi d_{\parallel} ve d_{\perp} negatif faz kaymaları elde edilir. Böylece, Goos-Hänchen etkisi tersine dönmüş olur (LAKHTAKIA, 2004; BERMAN, 2002). Ortam 2'nin paralel polarizasyon için LH olması gerekmediği, ama negatif dielektrik sabitine (ve pozitif manyetik geçirgenliğe) sahip olabileceği ve benzer şekilde negatif manyetik geçirgenliğe (ve pozitif dielektrik sabitine) sahip olabileceği bilinmelidir.

3.10. Konveks ve Konkav Merceklere Yakınsama ve İraksamanın Tersinimi

Prensipite basit ışın optiği Bölüm 3.6, 3.7, 3.8 ve 3.9’da gösterildiği gibi doğrudan uygulanırken, etkin homojen yapılarından dolayı MTM, “mikrodalga frekanslarda alışılmadık malzemelerde klasik optik” uygulamak için yeni bir paradigmayı temsil etmektedir. Pratikte, tipik bir sınırlama, $p/\lambda_g=0$ iken faz orijininin çok uzaktaki frekanslarda p/λ_g birim hücresinin oldukça büyük elektriksel boyutları olabilir. Bu frekanslarda, kırılmanın saflığını değiştiren bir miktar dağılma üretilir.



Şekil 3.11. Havada RH ve LH (eğik) mercekler tarafından indüklenen yakınsama ve ıraksama. (a) RH konveks mercek yakınsarken, LH konveks mercek ıraksıyor. (b) RH konkav mercek ıraksarken, LH konkav mercek yakınsıyor.

Şekil 3.11, alışıldık RH merceğin yerine LH mercek konduğunda konveks (parabolik) ve konkav (hiperbolik) merceklerin sırasıyla yakınsama ve ıraksama etkilerinin tersinimini göstermektedir (VESELAGO, 1968). Konveks merceğin ıraksama etkisiyle yakınsayan merceğin yakınsama etkisi Snell kanununa [Denklem (3.56)] dayanarak ışın optiğinden kolaylıkla anlaşılabilir. Pratikte LH MTM’ye sahip eğik arayüz (parabolik veya hiperbolik) Maxwell denklemlerinin yapısal doğasından dolayı sadece merdiven tarzında elde edilir. Buna karşın, eğer, $p/\lambda_g \ll 1$ ise bu arayüz “çoklamasının” dağıtıcı etkileri ihmal edilebilir.

İnce bir mercekteki odak uzaklığı şöyledir:

$$f = \frac{R}{|n-1|} \quad (3.67.)$$

Burada R , merceğin yüzey eğiminin yarıçapıdır. Bu formülden, verilen bir R için, $n = -1$ indisine sahip bir merceğin, $n = +3$ indisine sahip bir mercek aynı odak uzaklığına sahip olacağı görülmektedir. Aynı mantıkla, aynı indis büyüklüğüne sahip bir RH mercek bir LH mercek karşılaştırıldığında, LH merceğin daha küçük bir odak uzaklığına sahip olacağı görülür. Odak uzaklığı formülünden çıkarılacak başka bir sonuç ise, $n = +1$ olan bir RH mercek, elektromanyetik dalgaları odaklamazken ($f = \infty$), aynı yoğunluğa sahip ve $n = -1$ olan bir LH merceğin odaklayacağıdır ($f = R/2$).

3.11. Altdalga Boyu Dağılıması

PENDRY (2000), bilinen merceklerde karşılaşılan altdalga boyu dağılıması limitinin Veselago'nun LH düz mercekleri (Şekil 3.8), $\epsilon_r = \mu_r = -1$ ve dolayısıyla $n = -1$, ile üstesinden gelinebileceğini önermiştir. Bu bölümde, altdalga boyu merceğinin pratik sınırlamaları irdelenecektir.

Şekil 3.12'de gösterildiği üzere, z eksenine sahip bir merceğin önünde, ω frekansında son derece küçük bir çift kutuplu (dipol) varsayılırsa, bu kaynak tarafından üretilen elektrik alanı, 2D Fourier genişletmesi cinsinden ifade edilebilir:

$$\bar{\mathbf{E}}(r, t) = \bar{\mathbf{E}}(\bar{r})e^{j\omega t} = \sum_m \sum_{k_x, k_y} \tilde{\mathbf{E}}_m(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)} \quad (3.68.)$$

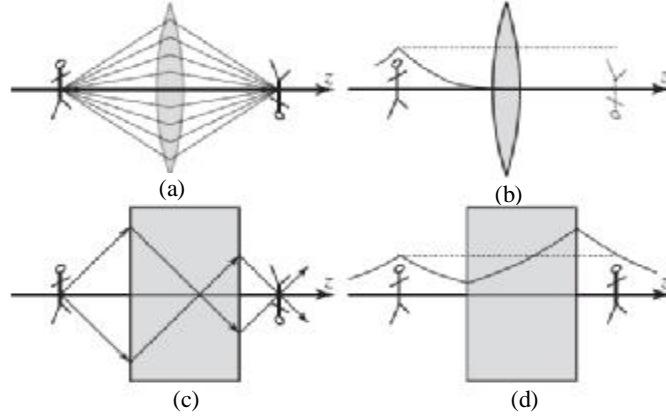
ve beraberinde dalga eşitliğinden

$$k_{iz} = p_i - jq_i = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - (k_x^2 + k_y^2)} & \text{eğer } k_x^2 + k_y^2 = k_r^2 < k_i^2 \\ -j\sqrt{(k_x^2 + k_y^2) - k_i^2} & \text{eğer } k_x^2 + k_y^2 = k_r^2 > k_i^2 \end{cases} \quad (3.69a.)$$

yazılabilir. Burada k_i , i ($i = 1, 2$; 1: hava, 2: mercek) ortamındaki dalganın numarasıdır.

$$k_i = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_{ri} m_{ri}} \quad (3.70.)$$

Görüntü üzerindeki (x - y düzlemine dahil olan), mercekle tarafından odaklanacak bütün bilgiler k_x ve k_y spektral bileşenlerinde mevcuttur, bunlara aynı zamanda uzaysal frekanslar da denir. $\lambda_\rho = 2\pi/k_\rho$ görüntü dalga boyuyla birlikte k_ρ uzaysal frekansların anlamı, görüntünün uzaysal (x,y) tanım kümesinden (k_x,k_y) spektral tanım kümesi arasında yapılan Fourier dönüşümüyle kolayca anlaşılır. Küçük $k_\rho s$, görüntünün ana özelliklerine karşılık gelirken, büyük $k_\rho s$, görüntünün ayrıntılı özelliklerine karşılık gelmektedir. Görüntüdeki bilgi, z boyunca yayılan bir dalga vasıtasıyla hava bölgesindeki merceğe taşınır. z 'nin bu dalgaya bağımlılığı düşünüldüğünde, $e^{-jk_z z}$ ($k_z = k_{1z}$, hava bölgesi), Denklem (3.69)'dan şu görülür ki, eğer $k_\rho < k_0$ veya eşdeğer şekilde $\lambda_\rho > \lambda_0$ ise, k_z gerçel olur; böylece dalga gerçekten z boyunca yayılır ve görüntünün içeriği odaklamayı tamamlayan merceğe iletilir. Şekil 3.12(a)'da gösterilen durum budur. Tam aksine, eğer $k_\rho > k_0$ veya $\lambda_\rho < \lambda_0$ ise, k_z sanal olur; böylece dalga z boyunca gözden kaybolur ve görüntünün içeriği ya merceğe ulaşmaz ya da odak noktasına ulaştığında ciddi bir şekilde zayıflamıştır. Şekil 3.12(b)'de gösterilen durum da budur.



Şekil 3.12. Altdalga boyu limitini ve altdalga boyu dağılmasını görüntüleme (mercekle hava içinde kabul edilmektedir). (a) $k_\rho < k_0$ kaynağının (ana özellikler) düşük-uzaysal frekans bileşenlerine karşılık olan, gelen yayılıcı dalgalar için alışılmış (RH) mercekle : odaklama gerçekleşir. (b) $k_\rho > k_0$ kaynağının (ayrıntılar) yüksek-uzaysal frekans bileşenlerine karşılık olan, gelen gözden kaybolan dalgalar için alışılmış (RH) mercekle : kaynak bilgisi kaynağa ulaşmaz. (c) Düşük-uzaysal frekans bileşenlerine karşılık olan, gelen yayılıcı dalgalar için $\epsilon_r = \mu_r = -1$ olan LH dilimi : odaklama gerçekleşir. (d) Yüksek-uzaysal frekans bileşenlerine karşılık olan, gelen gözden kaybolan dalgalar için $\epsilon_r = \mu_r = -1$ olan LH dilimi : iki arayüzün her birindeki yüzey plazmon rezonansıyla bağımlı enerji yükselmesinden dolayı bilgi kaynağa ulaşır.

Bu kabuller, alışılmış merceğin, sistemin girdilerindeki görüntünün uzaysal frekansları cinsinden yüksek-frekans filtresi görevi gördüğünü göstermektedir. Dalganın sönen bileşenlerine dahil olan detaylar iletim işlemi esnasında kaybolurken, dalganın yayılan bileşenleri tarafından nakledilen görüntünün ana özellikleri iyi iletilmiştir. Uzaysal frekans limiti $k_\rho = k_0$ veya eşdeğer olarak $\lambda_\rho = \lambda_0$ olarak verilmiştir. Bu, aşağıdaki şekilde formüle edilen, klasik optiğin temel dağılma limitidir. Bir optik sistemin Δ çözünürlüğü, görüntüyü nakleden dalganın dalga boyuyla sınırlıdır:

$$\Delta \approx \lambda_{r,min} = \frac{2p}{k_{r,max}} = \frac{2p}{k_0} = \frac{2p c}{w} = \lambda_0 \quad (3.71.)$$

Pendry, bu dağılma limitinin, ϵ_r ve $\mu_r = -1$ olan bir LH dilimde üstesinden gelinebileceğini şu şekilde göstermiştir. Bu durumda $|k_{1z}| = |k_{2z}|$, ve Denklem (3.69)'dan, alt indis 1, havayı ve 2, dilimin LH ortamını göstermek kaydıyla,

$$k_{2z} = p_2 = -k_{1z} = -p_1 \quad \text{eğer } k_{1z}, k_{2z} \in \mathbf{R} \text{ (yayılan dalga)} \quad (3.72a.)$$

$$k_{2z} = p_2 = +k_{1z} = p_1 \quad \text{eğer } k_{1z}, k_{2z} \in \mathbf{I} \text{ (yokolan dalga)} \quad (3.72b.)$$

Burada ilk bağıntı yayılırken dalganın NRI'sını, ikinci bağıntı ise yok olurken dalganın üstel sönümünü gösterir (\mathbf{R} gerçel ve \mathbf{I} sanalı gösterir).

Ortam 1'den ortam 2'ye ve ortam 2'den ortam 1'e Fresnel katsayıları Denklem (3.59)'da verilmiştir. Dik polarizasyon ele alındığında, aşağıdaki denklemler mevcuttur:

$$R_{||}^{1 \rightarrow 2} = \frac{m_{r2}k_{2z} - m_{r1}k_{1z}}{m_{r2}k_{2z} + m_{r1}k_{1z}} = r, \quad T_{||}^{1 \rightarrow 2} = \frac{2m_{r2}k_{1z}}{m_{r2}k_{2z} + m_{r1}k_{1z}} = t \quad (3.73a.)$$

$$R_{||}^{2 \rightarrow 1} = \frac{m_{r1}k_{1z} - m_{r2}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} = r', \quad T_{||}^{2 \rightarrow 1} = \frac{2m_{r1}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} = t' \quad (3.73b.)$$

Çoklu yansıma olaylarını toplayarak, toplam iletim ve yansıma katsayıları hesaplanır.

$$T_{||} = tt'e^{-jk_{2z}d} + tt'r'^2e^{-j3k_{2z}d} + tt'r'^4e^{-j5k_{2z}d} + \dots = \frac{tt'e^{-jk_{2z}d}}{1-r'^2e^{-j2k_{2z}d}} \quad (3.74a.)$$

$$R_{||} = r + tt'r'e^{-jk_{2z}d} + tt'r'^3e^{-j3k_{2z}d} + \dots = r + \frac{tt'r'e^{-j2k_{2z}d}}{1-r'^2e^{-j2k_{2z}d}} \quad (3.74b.)$$

Bütün iletim katsayıları ele alınır, Denklem (3.73)'ü Denklem (3.74a)'nın içine yerleştirmek suretiyle, yok olan dalga durumunda Denklem (3.72b) elde edilir.

$$\begin{aligned} T_{||}^{\text{yokolan(LH)}} &= \lim_{\substack{m_{r1} \rightarrow +1 \\ m_{r2} \rightarrow -1}} \frac{tt'e^{-jk_{2z}d}}{1-r'^2e^{-j2k_{2z}d}} \\ &= \lim_{\substack{m_{r1} \rightarrow +1 \\ m_{r2} \rightarrow -1}} \frac{2m_{r2}k_{1z}}{m_{r2}k_{2z} + m_{r1}k_{1z}} \frac{2m_{r1}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{m_{r1}k_{1z} - m_{r2}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} \right)^2} e^{-j2k_{2z}d}} \\ &= \frac{-2k_{1z}}{-k_{2z} + k_{1z}} \frac{2k_{2z}}{k_{1z} - k_{2z}} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{k_{1z} + k_{2z}}{k_{1z} - k_{2z}} \right)^2} e^{-j2k_{2z}d}} \\ &= \frac{-4k_{1z}k_{2z}}{(k_{1z} - k_{2z})^2} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{k_{1z} + k_{2z}}{k_{1z} - k_{2z}} \right)^2} e^{-j2k_{2z}d}} \\ &= \stackrel{(k_{2z}=k_{1z}=k_z)}{=} e^{+jk_zd} \stackrel{(k_z=-jq)}{=} e^{+qd} \quad (q \in \mathbf{R}, q > 0) \quad (3.75.) \end{aligned}$$

Bu sonuç, Şekil 3.12(d)'de gösterildiği gibi, bir yok olan dalganın LH dilim ile yükseltildiğini gösterir. Bu yükseltme fenomeni basitçe, yüzey plazmonu denilen, her bir arayüzün bir rezonans modunun ani uyarılmasındandır. Bu yüzden, görüntünün altdalga boyu ayrıntıları ($\lambda_\rho < \Delta \gg \lambda_0$) LH dilim tarafından odaklanabilir. Görüntünün ana özellikleri, Bölüm 3.7'de ve Şekil 3.12(c)'de gösterildiği gibi, net bir şekilde iletilir.

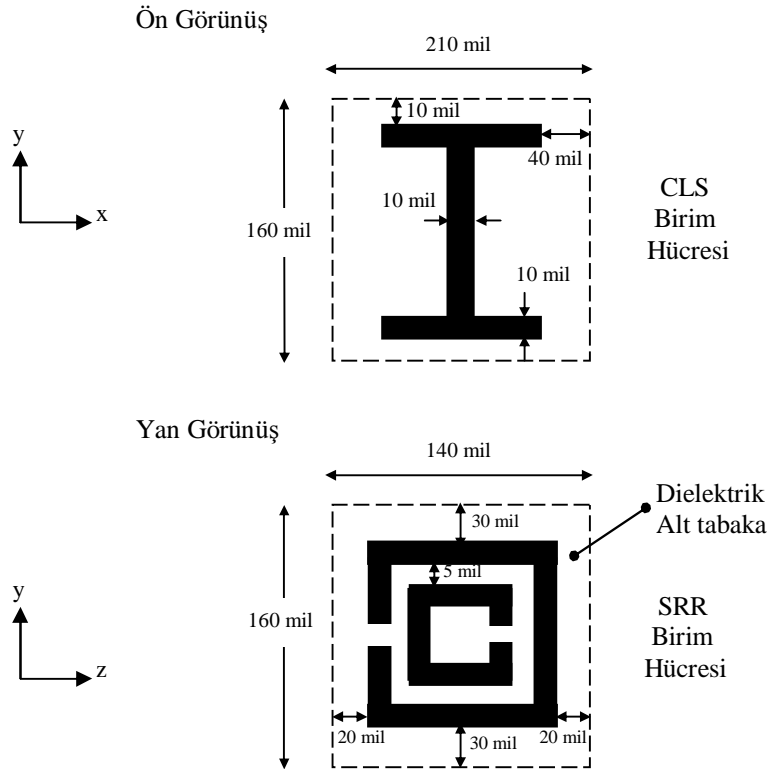
Yok olan dalga, RH dilim üzerine geldiğinde ise (sonsuzda üstel sönüm için $k_{2z} = k_{1z} = -jq$) şu denklemler elde edilir:

$$\begin{aligned}
T_{||}^{yokolan(RH)} &= \lim_{\substack{m_{r1} \rightarrow +1 \\ m_{r2} \rightarrow +1}} \frac{t' e^{-jk_{2z}d}}{1 - r'^2 e^{-j2k_{2z}d}} \\
&= \lim_{\substack{m_{r1} \rightarrow +1 \\ m_{r2} \rightarrow +1}} \frac{2m_{r2}k_{1z}}{m_{r2}k_{2z} + m_{r1}k_{1z}} \frac{2m_{r1}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{m_{r1}k_{1z} - m_{r2}k_{2z}}{m_{r1}k_{1z} + m_{r2}k_{2z}} \right)^2 e^{-j2k_{2z}d}} \\
&= \frac{2k_{1z}}{k_{2z} + k_{1z}} \frac{2k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}} \right)^2 e^{-j2k_{2z}d}} \\
&= \frac{4k_{1z}k_{2z}}{(k_{1z} + k_{2z})^2} \frac{e^{-jk_{2z}d}}{1 - \left(\frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}} \right)^2 e^{-j2k_{2z}d}} \\
&\stackrel{(k_{2z}=k_{1z}=k_z)}{=} e^{-jk_z d} \stackrel{(k_z=-jq)}{=} e^{-qd} \quad (q \in \mathbf{R}, q > 0) \quad (3.76.)
\end{aligned}$$

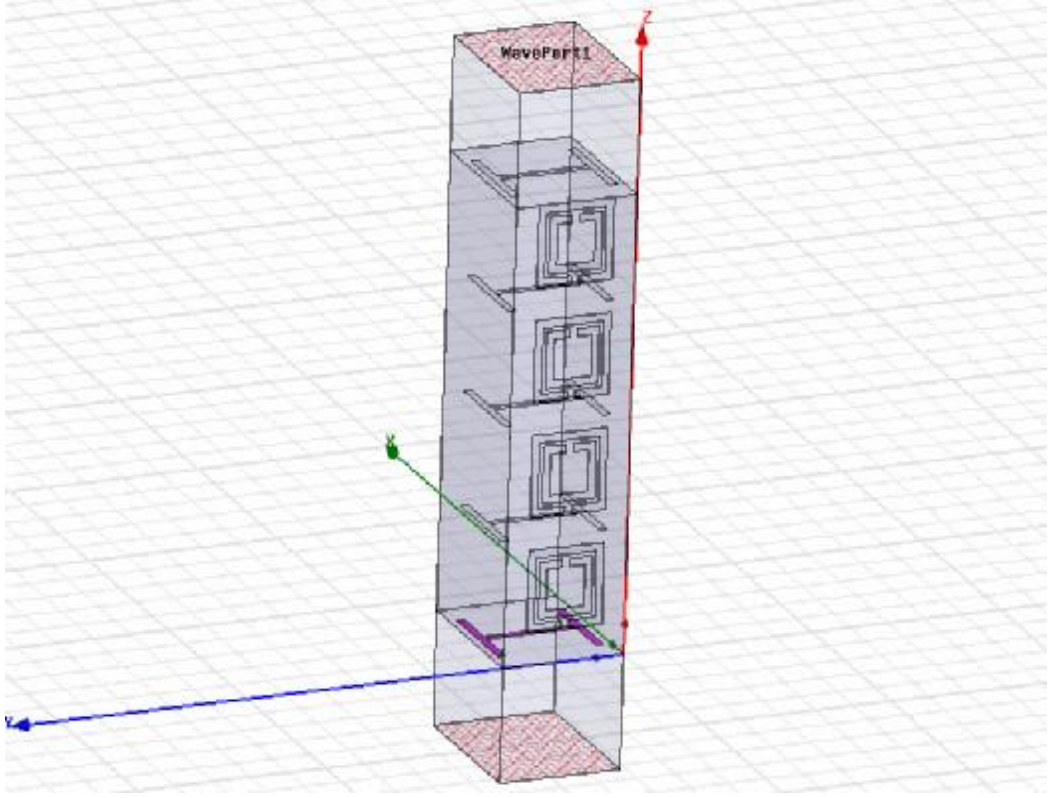
Görüldüğü gibi, bu durumda tipik beklenen sönüm gözlenmektedir. Altdalga boyu dağılması $\varepsilon_r = \mu_r = -1$ olan LH dilimi, sonsuz çözünüm odaklaması teorik fikrini vaatmektedir. Pratikte, merceğin mutlaka tam olarak $\varepsilon_r = \mu_r = -1$ olmasını gerekli gören katı kısıt, bu fenomeni sınırlamaktadır. Eğer bu şart sağlanmazsa, küresel sapma (Bölüm 3.7) ve uyumsuz kayıplar (Bölüm 3.8) gerçekleşmekte ve merceğin teorik faydası ortadan kalkmaktadır.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, kapasitif etki gösteren şeritlerin (CLS'lerin) ve üzerinde yarık bulunan halka rezonatörlerin (SRR'lerin) yer aldığı düzlemsel olmayan MTM'ler; X bant frekans aralığında yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe açısından incelenmiştir. Yapılan deneylerde, ANSOFT'un Yüksek Frekans Yapı Simülatörü (HFSS) kullanılarak yansıma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) değerleri elde edilmiştir. CLS'lerin güçlü dielektrik tepki, SRR'lerin ise güçlü manyetik materyal gibi tepki vereceği beklenmektedir. Buradaki SRR'ler, eşmerkezli kare şekillerden ve her birinde var olan açıklıklardan meydana gelmektedir. Kare şekiller üzerindeki açıklıklar, birbirine zıt taraflardadır. Düzlemsel olmama kavramı, elektrik ve manyetik materyal özellikleri mümkün olduğunca ayırmak için seçilmiştir. Deneylerde Şekil 4.1 esas alınmış olup, bu yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe değiştirilerek yeni tasarımlar elde edilmiştir.



Şekil 4.1. Deneylerde kullanılan MTM yapıları.



Şekil 4.2. Düzlemsel olmayan MTM geometrisi.

Şekil 4.2’de deneylerde kullanılan düzlemsel olmayan MTM geometrisi görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, her bir simülasyon modeli hem mükemmel elektrik iletken (PEC), hem de mükemmel manyetik iletken (PMC) duvarlarından oluşan çift-portlu dalga kılavuzundan meydana gelmektedir. PMC, sınır yüzeyindeki manyetik alanın teğet bileşenini sıfır olmaya zorlarken; PEC ise, sınır yüzeyindeki elektrik alanın teğet bileşenini sıfır olmaya zorladığından dolayı bu yapının duvarları PEC ve PMC’lerden oluşturulmuştur.

Dielektrik materyal katmanı dalga kılavuzunda merkeze yerleştirilmiştir. Her bir porttan gelen dalgalar, boş hacimden katmana doğru dik gelecek şekilde gönderilmektedir. CLS yapılar katmanın iç kısmına yerleştirilmiş olup, SRR yapılar katmanın üzerine yerleştirilmiştir. CLS yapıların hepsi PEC duvarlarına diktir; SRR yapıların hepsi PMC duvarlarına paraleldir. CLS’lerin ana parçası y eksenı boyunca, diğer kısımları (kapasitor uzunlukları) ise x eksenı boyunca yerleştirilmiştir. SRR yapılar yz düzlemine yerleştirilmiş olup, açıklıklar kaynağa doğrudur. Esas alınan CLS’lere ait boyutlar şu şekildedir: Kapasitor açıklık mesafesi 10 mil, hat genişliği 10

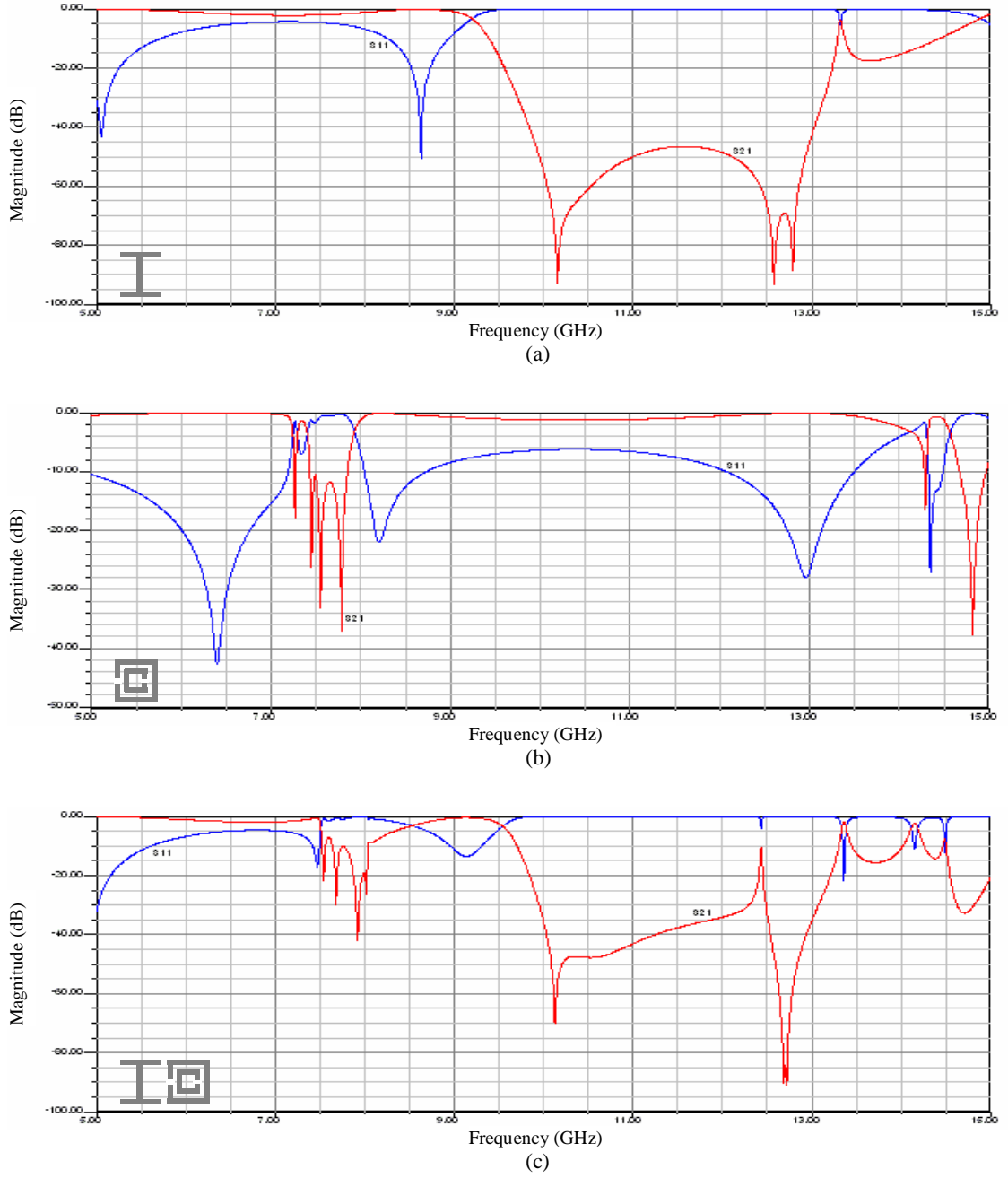
mil, CLS kapasitor uzunluğu 130 mil, CLS uzunluğu 140 mil, y -ekseni boyunca CLS periyodu 210 mil, z -ekseni boyunca 150 mildir. Esas alınan SRR'lere ait boyutlar şu şekildedir: Dıştaki kare SRR kenar uzunluğu 100 mil, iç kare SRR kenar uzunluğu 70 mil, iç ve dış SRR'ler arasındaki mesafe 5 mil ve y -ekseni boyunca SRR periyodu 110 mil, z -ekseni boyunca 140 mildir. Katman $\epsilon_r = 2.2$ dielektrik alt tabaka ile doldurulmuştur. Düzlemsel olmayan yapı, beş CLS ve dört SRR yapıdan meydana gelmektedir. Katmanın toplam z uzunluğu 560 mildir. λ -arabımı 20 GHz hedef frekansı taban alınarak, hızlı tarama 5-15 GHz arasında yapılmıştır. S-parametrelerindeki değişim (ΔS) 0.00458'dir.

Deneyler; sadece CLS'ler devrede iken, sadece SRR'ler devrede iken ve hem CLS'ler hem de SRR'ler devrede iken olmak üzere üç aşamalı yapılmış, yansıma (S_{11}) ve iletim (S_{21}) değerleri elde edilmiştir. Yapılan deneyler sonucunda elde edilen grafiklerde yer alan mavi hatlar, S_{11} yansıma değerlerini; kırmızı hatlar ise S_{21} iletim değerlerini göstermektedir.

4.1. Yapıların Kalınlık Açısından İncelenmesi

Bu bölümde, Şekil 4.2'de görülen SRR yapıdaki açıklık miktarı 10 mil, kare şekiller arasındaki mesafe 5 mil olduğunda, CLS ve SRR yapıların kalınlıkları değiştirilerek yeni tasarımlar elde edilmiş olup; bu dizaynlara ait yansıma ve iletim değerleri bulunmuştur.

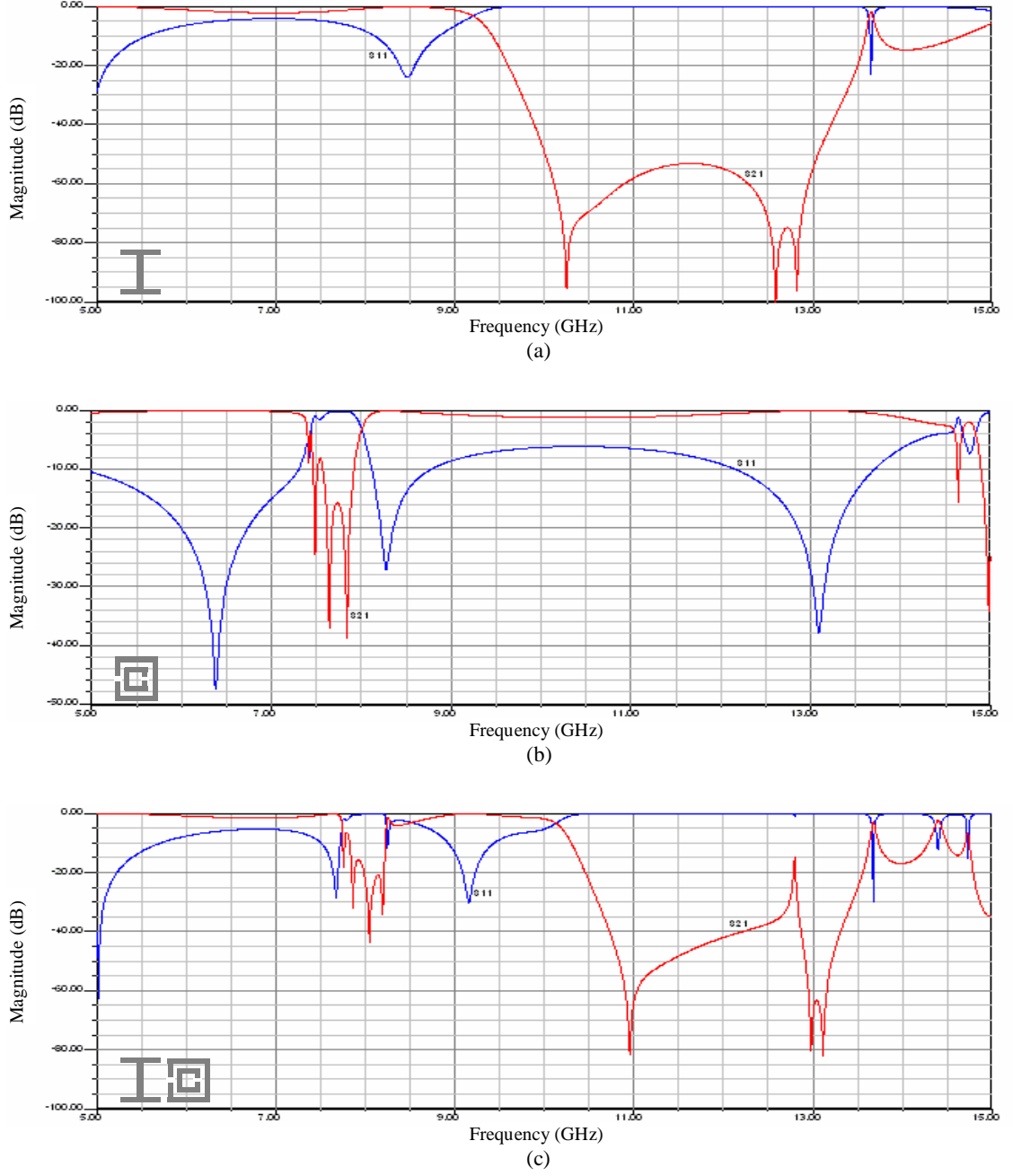
CLS ve SRR yapıların kalınlığının 1 mil olduğu tasarım için Şekil 4.3'te görülen grafikler elde edilmiştir. Bu tasarımda sadece CLS'ler dahil edildiğinde Şekil 4.3a'da görüldüğü üzere 9.50 GHz yakınından başlayan 13.30 GHz yakınlarına kadar devam eden güçlü elektriksel yansıtma özelliği ($e < 0$) mevcuttur. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.3b'de görüldüğü üzere 7.70 GHz'den başlayan 7.85 GHz yakınlarına kadar devam eden güçlü manyetik yansıtma özelliği mevcuttur. Başka bir deyişle, bu frekans aralığında negatif manyetik geçirgenlik ($m < 0$) söz konusudur. Kompozit MTM'de (hem CLS'ler hem de SRR'ler dahil edildiğinde), Şekil 4.3c'de görüldüğü üzere 13.35 GHz ve 14.15 GHz'de yer alan iki dar frekans aralığında eşleşme oluşmaktadır. Bu da yapının bu iki frekansta MTM özellik gösterdiğini ortaya koymaktadır.



Şekil 4.3. CLS ve SRR yapının kalınlığı 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR yapıların kalınlığı 2 mil olduğunda, Şekil 4.4'te görülen grafikler elde edilmiştir. Bu dizaynda sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.4a'da görüldüğü üzere 9.50 GHz yakınından başlayan 13.55 GHz'e kadar devam eden güçlü elektriksel yansıtma özelliği mevcuttur. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.4b'de görüldüğü üzere 7.60 GHz yakınından başlayan 7.90 GHz yakınlarına kadar devam eden güçlü manyetik yansıtma özelliği mevcuttur. Kompozit MTM'de Şekil 4.4c'de

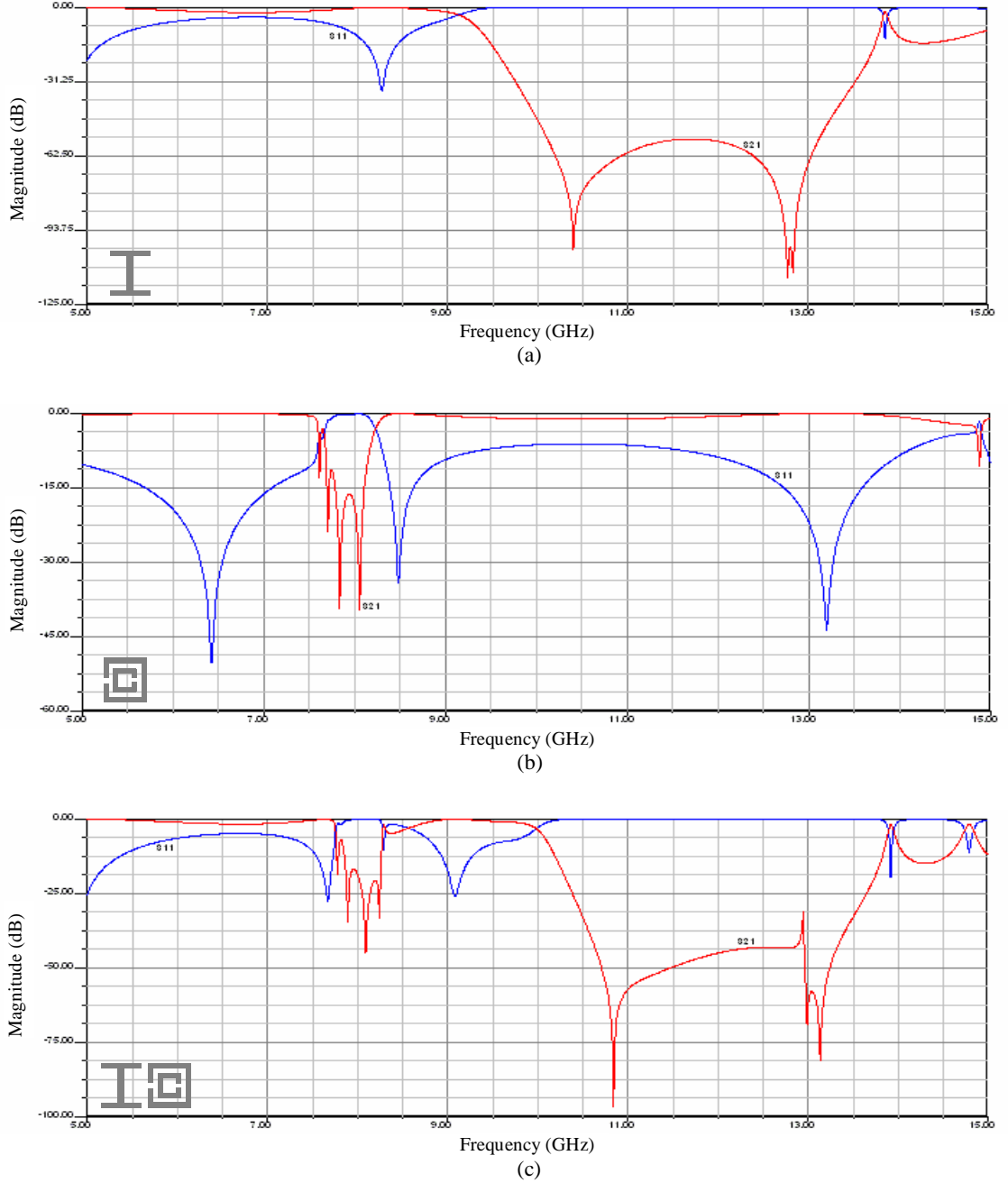
görüldüğü üzere 13.68 GHz ve 14.40 GHz’de yer alan iki dar frekans aralığında eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.4. CLS ve SRR yapının kalınlığı 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS’ler için, (b) Sadece SRR’ler için, (c) Kompozit MTM için.

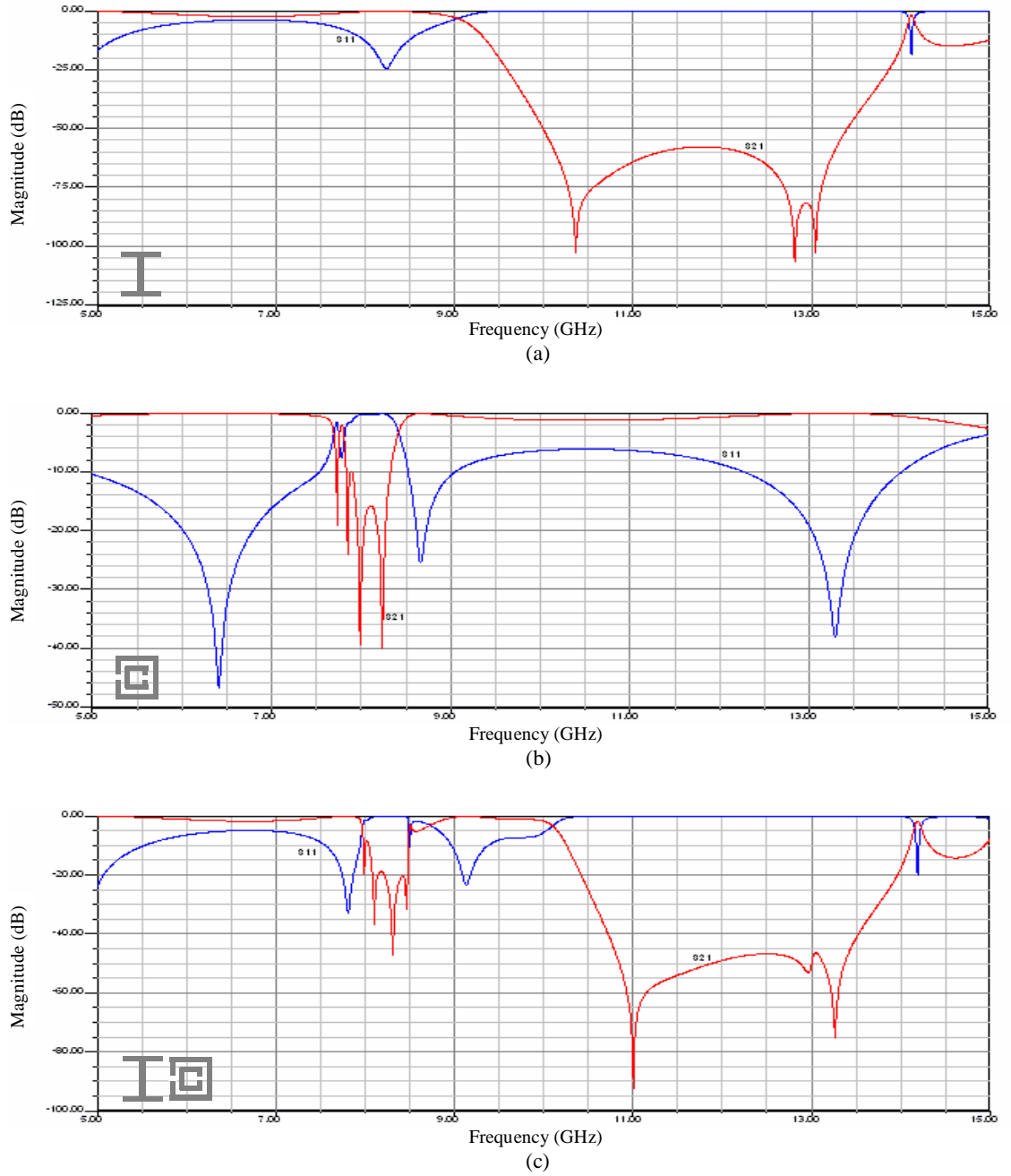
CLS ve SRR yapıların kalınlığı 3 mil olan tasarım için Şekil 4.5’teki grafikler elde edilmiştir. Bu tasarımda sadece CLS’ler dahil edildiğinde, Şekil 4.5a’da görüldüğü üzere 9.45 GHz’den başlayan 13.80 GHz’e kadar devam eden frekans aralığında $\epsilon < 0$

durumu mevcuttur. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.5b'de görüldüğü üzere 7.80 GHz yakınından başlayan 8.10 GHz yakınlarna kadar devam eden frekans aralığında $m < 0$ durumu mevcuttur. Kompozit MTM'de Şekil 4.5c'de görüldüğü üzere 13.90 GHz ve 14.80 GHz'de yer alan iki dar frekans aralığında eşleşme oluşmaktadır.



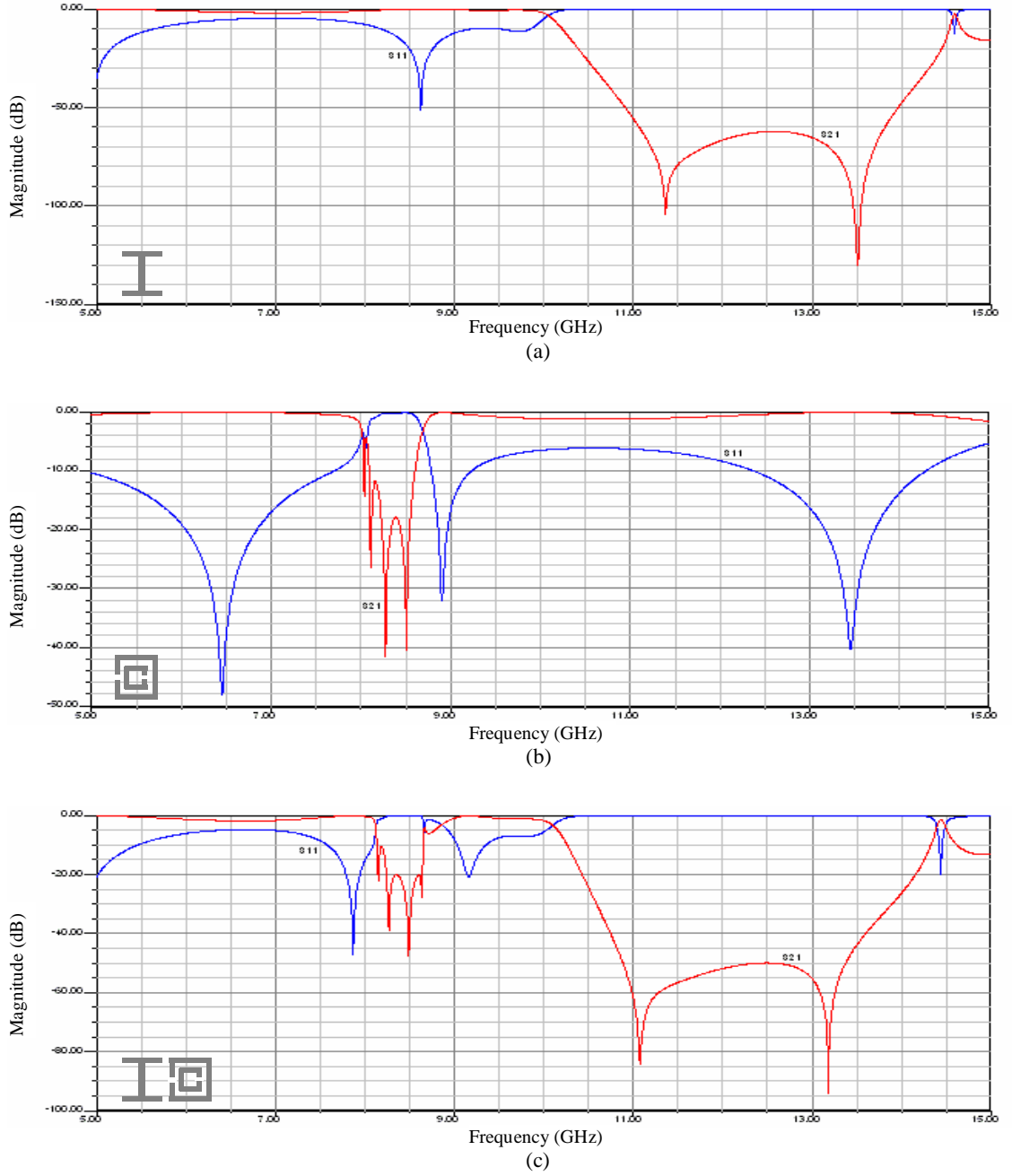
Şekil 4.5. CLS ve SRR yapının kalınlığı 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'lerin kalınlığı 4 mil olduğunda Şekil 4.6'daki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.6a'da görüldüğü gibi 9.35 GHz ile 14.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.6b'de görüldüğü gibi 7.95 GHz ile 8.30 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.6c'de görüldüğü üzere 14.20 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



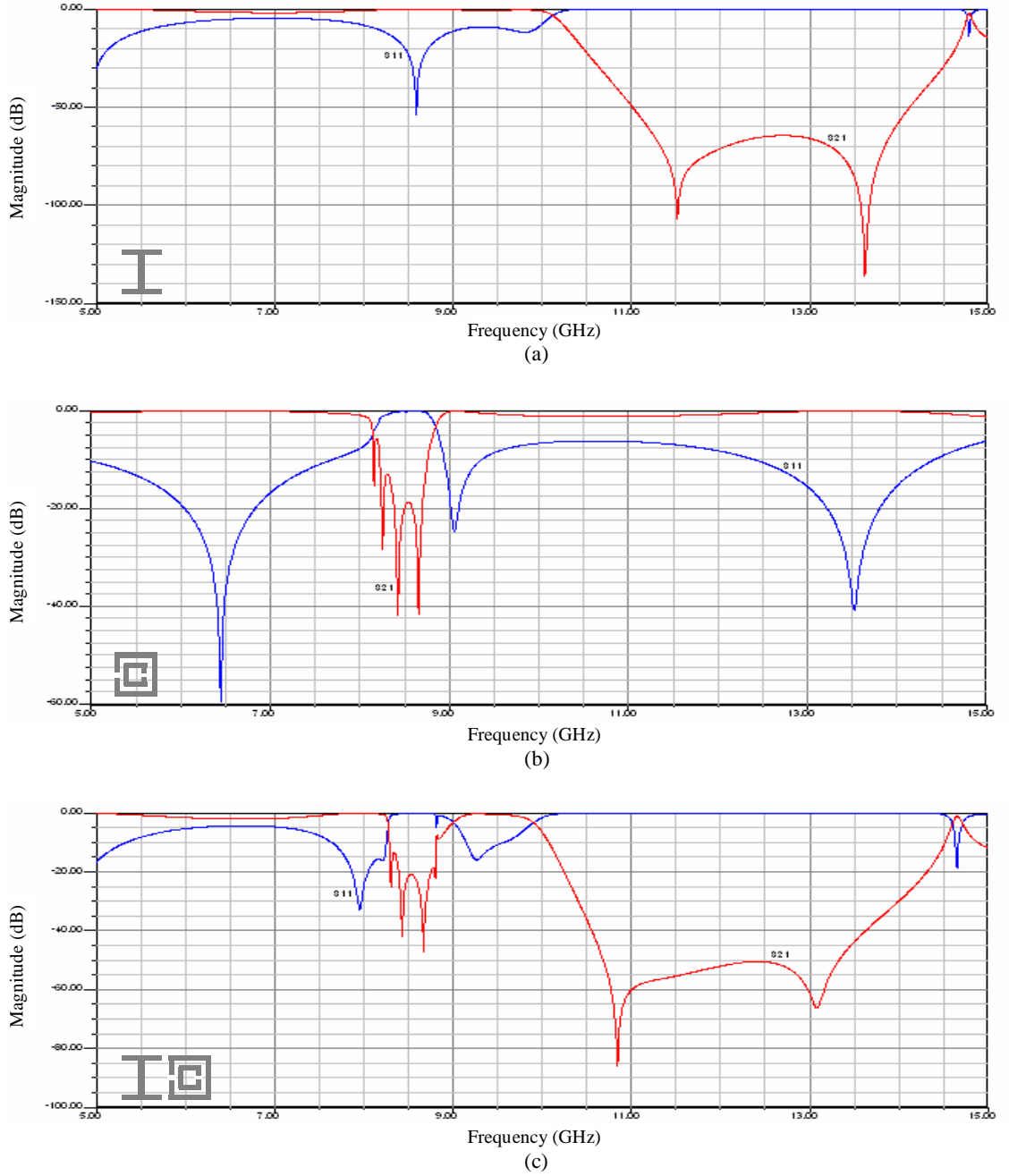
Şekil 4.6. CLS ve SRR yapının kalınlığı 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'ler için kalınlığın 5 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.7a'da görüldüğü gibi 10.20 GHz ile 14.50 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.7b'de görüldüğü gibi 8.20 GHz ile 8.55 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.7c'de görüldüğü gibi 14.45 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



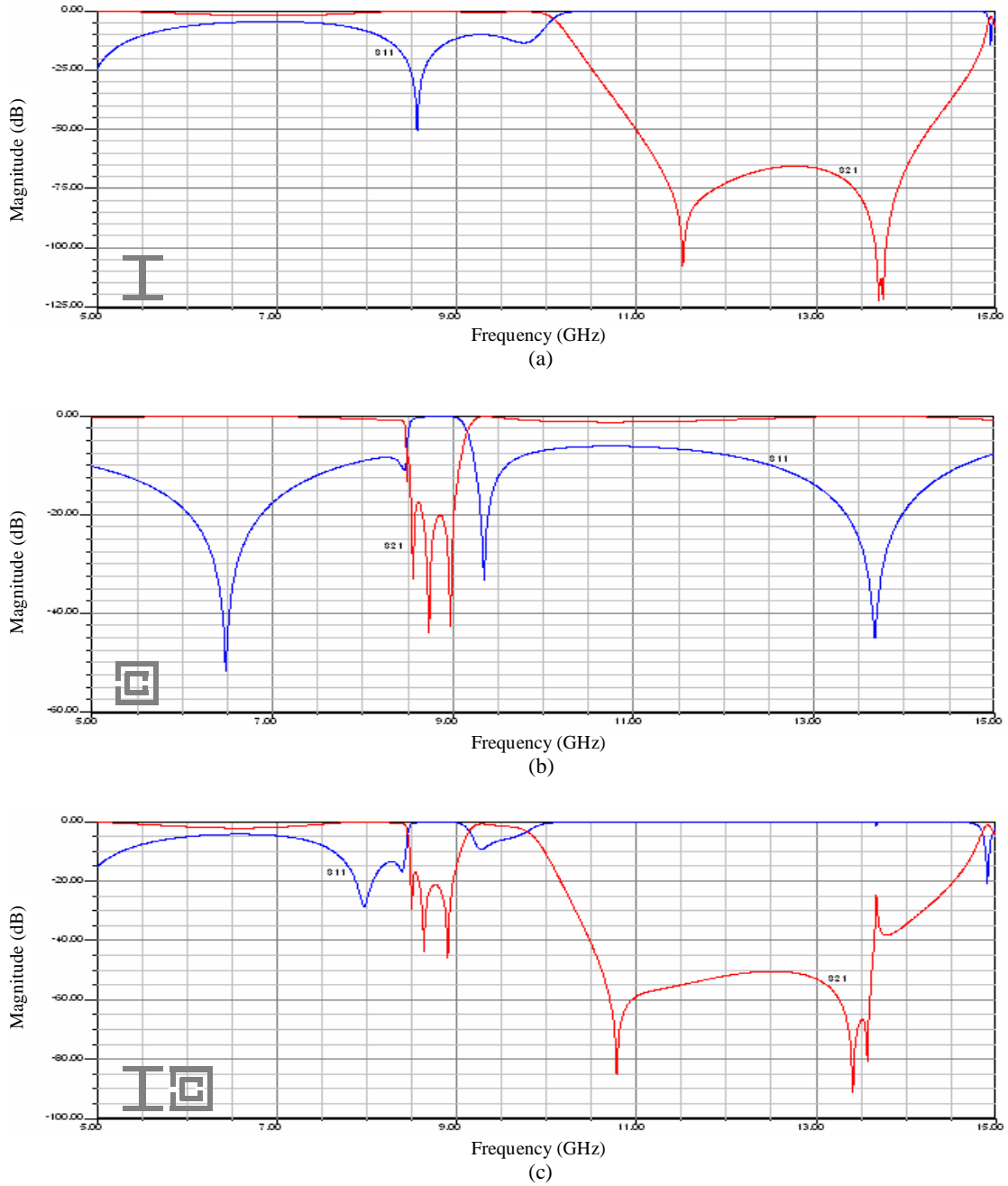
Şekil 4.7. CLS ve SRR yapının kalınlığı 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'lerin kalınlığı 6 mil olduğunda, Şekil 4.8'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.8a'da görüldüğü gibi 10.30 GHz ile 14.70 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.8b'de görüldüğü gibi 8.40 GHz ile 8.70 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.8c'de görüldüğü üzere 14.65 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



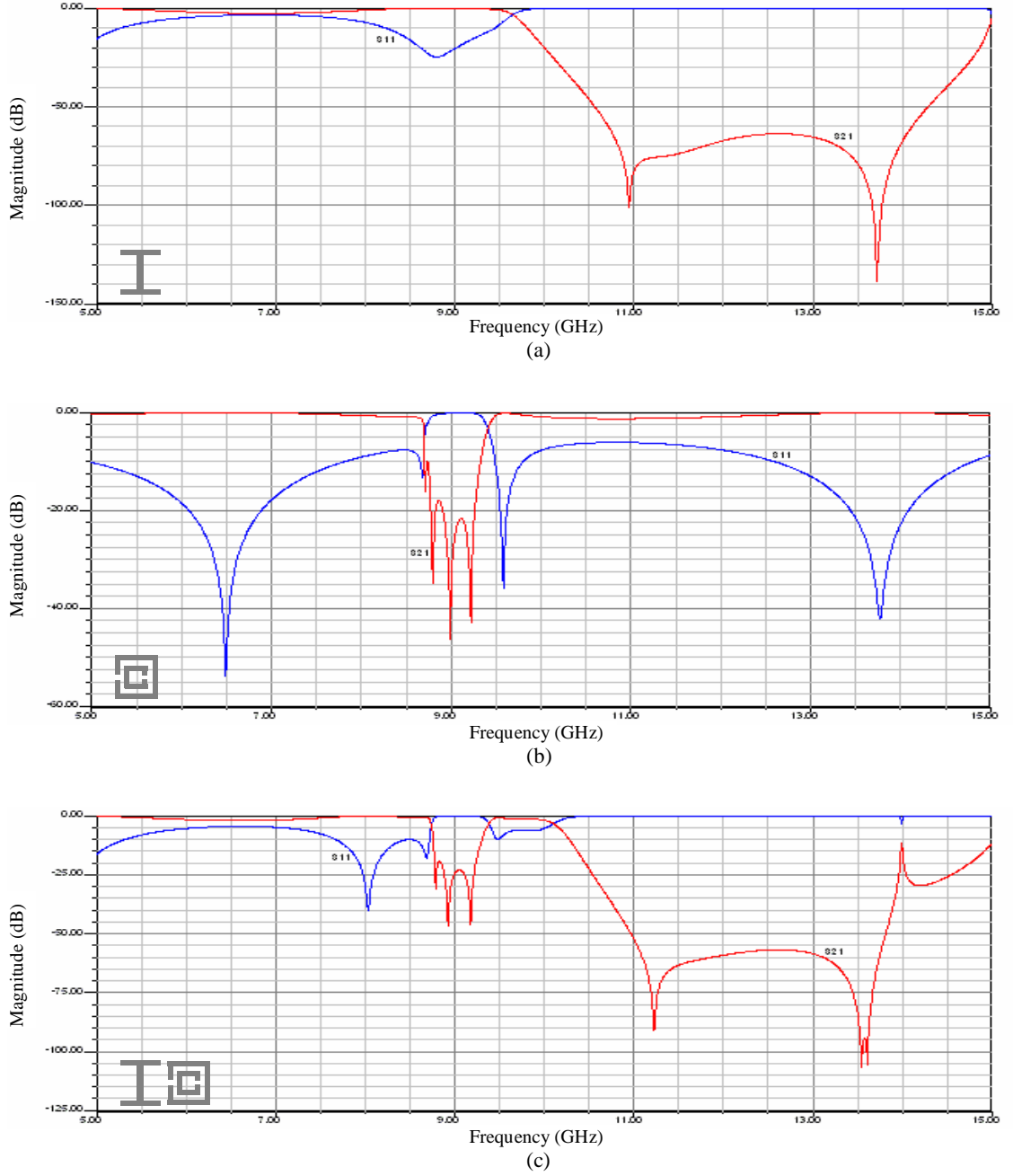
Şekil 4.8. CLS ve SRR yapının kalınlığı 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'ler için kalınlığın 7 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.9a'da görüldüğü gibi 10.25 GHz ile 14.85 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.9b'de görüldüğü gibi 8.65 GHz ile 9.00 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.9c'de görüldüğü gibi 14.90 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



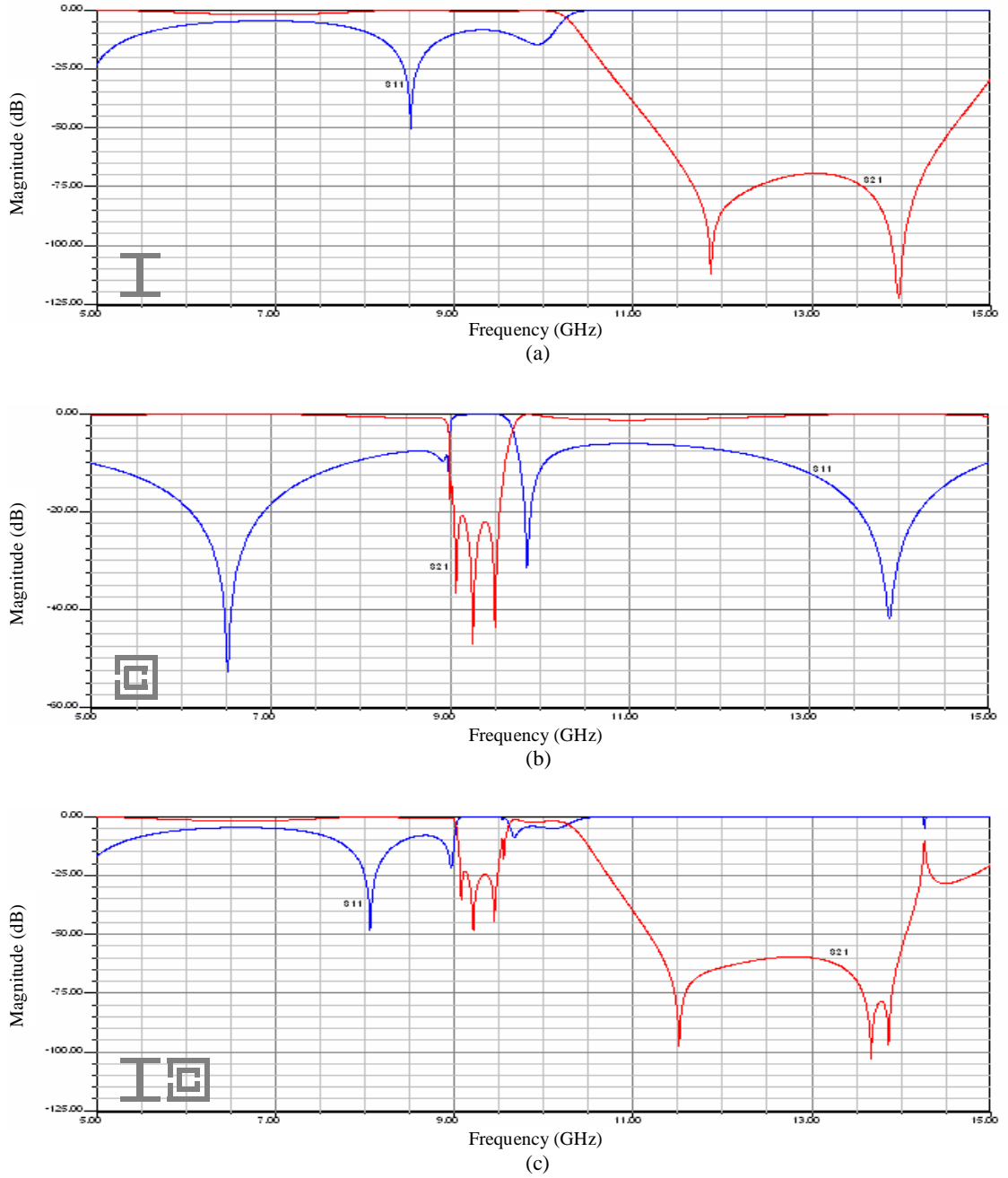
Şekil 4.9. CLS ve SRR yapının kalınlığı 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'lerin kalınlığı 8 mil olduğunda Şekil 4.10'daki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.10a'da görüldüğü gibi 9.80 GHz ile 14.95 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.10b'de görüldüğü gibi 8.90 GHz ile 9.30 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.10c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.00 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



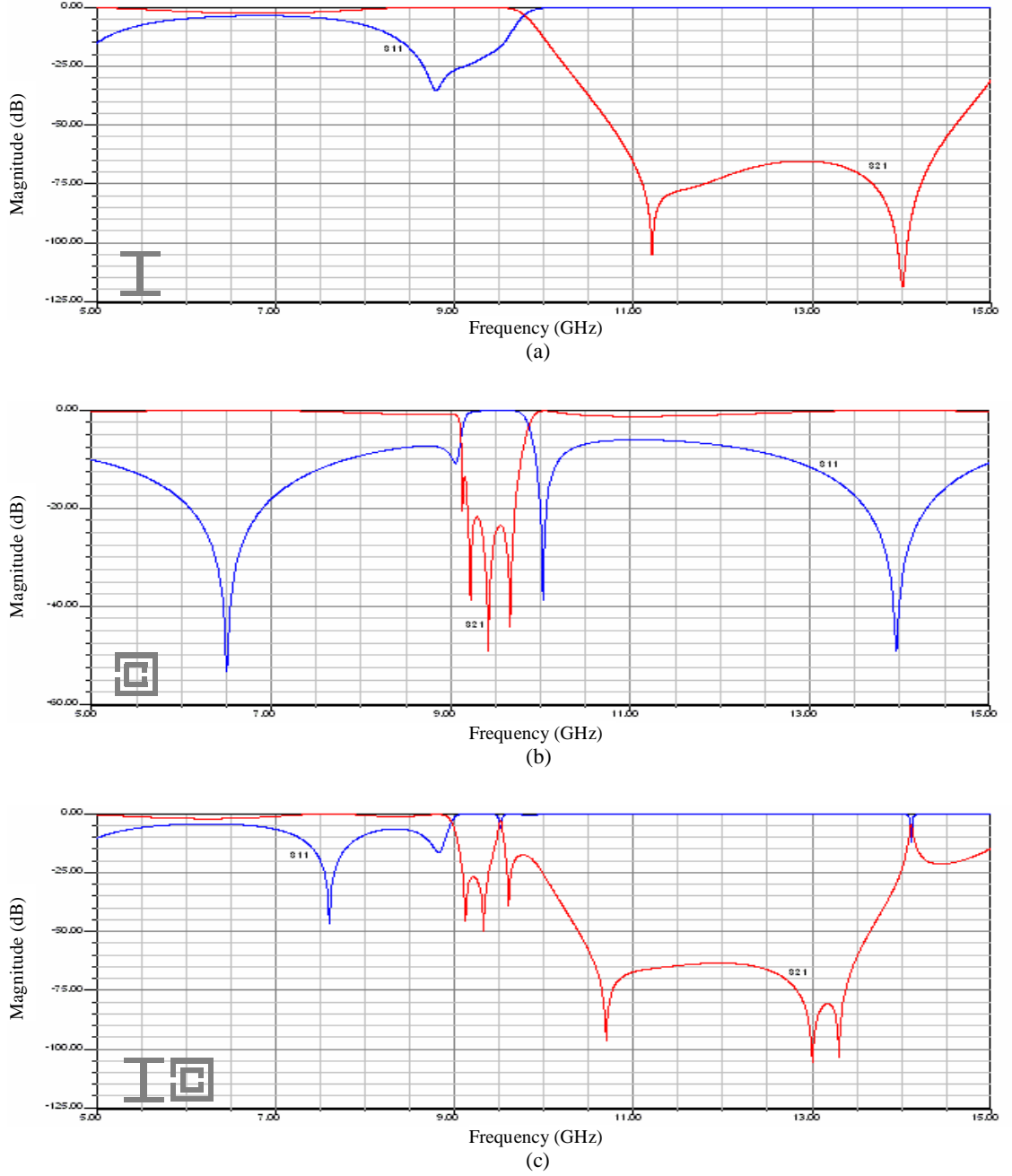
Şekil 4.10. CLS ve SRR yapının kalınlığı 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'ler için kalınlığın 9 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.11a'da görüldüğü gibi 10.45 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.11b'de görüldüğü gibi 9.10 GHz ile 9.60 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.11c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.25 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



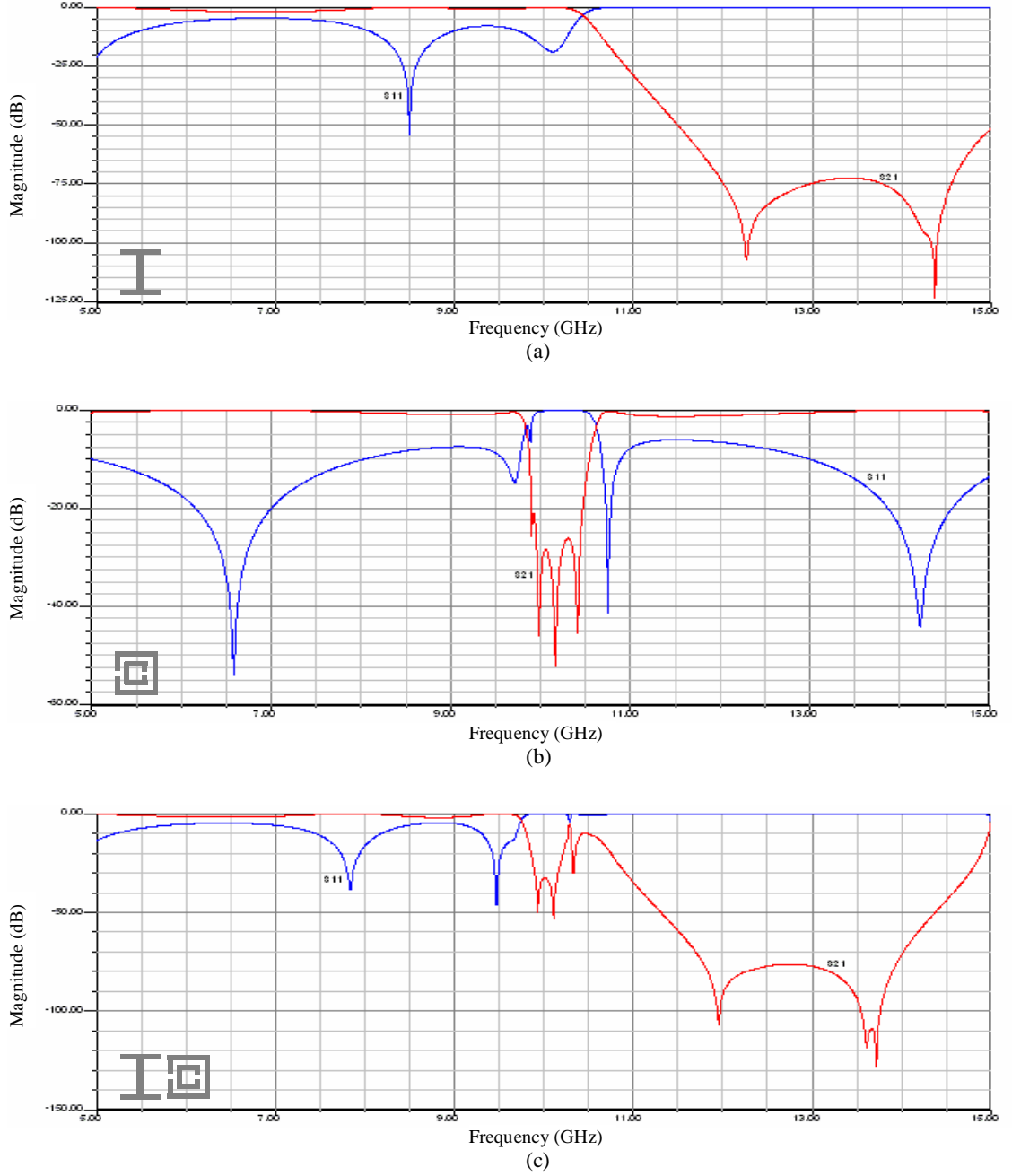
Şekil 4.11. CLS ve SRR yapının kalınlığı 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'lerin kalınlığı 10 mil olduğunda Şekil 4.12'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.12a'da görüldüğü gibi 10.00 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.12b'de görüldüğü gibi 9.30 GHz ile 9.75 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.12c'de görüldüğü gibi 14.11 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.12. CLS ve SRR yapının kalınlığı 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'ler için kalınlığının 12 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.13'te gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.13a'da görüldüğü gibi 10.60 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.13b'de görüldüğü gibi 10.00 GHz ile 10.50 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.13c'de görüldüğü gibi 15.00 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.13. CLS ve SRR yapının kalınlığı 12 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

CLS ve SRR'lerin kalınlıkları değiştirilmek suretiyle elde edilen tasarımlara ait grafik değerleri incelendiğinde, CLS ve SRR kalınlıkları arttıka yapının negatif dielektrik sabiti ($\epsilon < 0$) özellik gösterdiği frekans aralık miktarının ve bununla birlikte negatif manyetik geçirgenlik ($m < 0$) özellik gösterdiği frekans aralık miktarının da arttığı gözlenmiştir. Ayrıca, her bir deney için elde edilen (a) ve (b) grafiklerine bakıldığında, yapıların manyetik yansıtma davranışının, elektriksel yansıtma davranışından çok daha dar frekans aralığında olduğu görülmektedir.

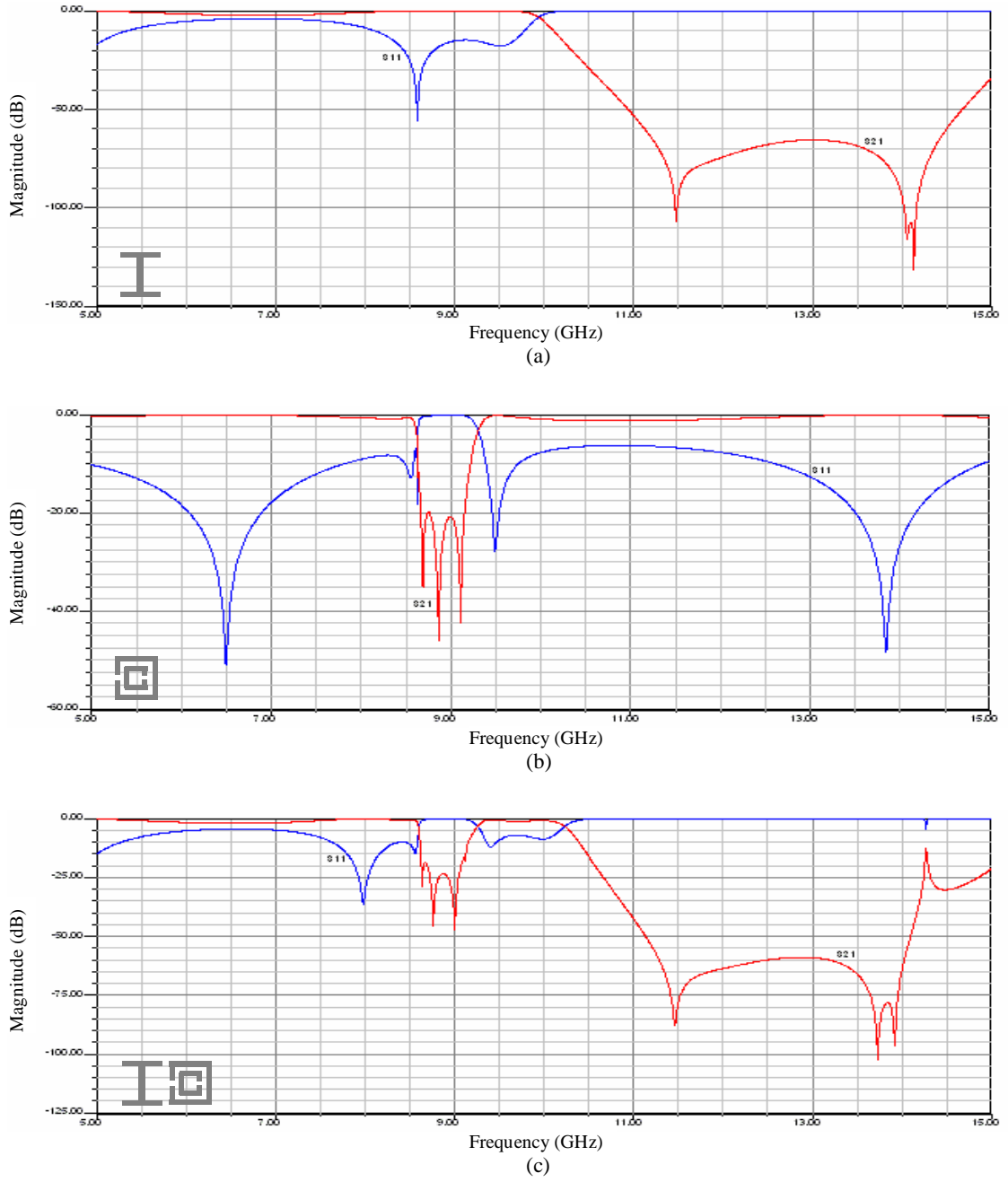
Bunun yanı sıra, kalınlık miktarı 1 mil ile 3 mil aralığındaki yapılar için iki farklı rezonans frekans değeri oluşurken, kalınlık miktarı 4 mil ile 10 mil aralığında değişen yapılar için ise sadece birer rezonans frekans değeri elde edilmiştir. Rezonans frekans değeri; manyetik geğirgenliğin ve dielektrik sabitinin aynı anda negatif olduğu frekans değeri olarak adlandırılmıştır. CLS ve SRR'lerin kalınlıkları aynı anda ve eşıt oranda arttırıldığında, rezonans frekans değerlerinin de genel olarak 13.35 GHz'den başlayarak 15.00 GHz'e kadar arttığı görülmektedir.

4.2. Yapıların SRR'lerdeki Açıklık Mesafesi Açısından İncelenmesi

Bu kısımda, kare şekiller arasındaki mesafe 5 mil, CLS ve SRR yapıların kalınlığı 10 mil iken SRR yapılarıdaki açıklık miktarları değiştirilmek suretiyle yeni tasarımlar elde edilmiş olup; bu yeni dizaynlara ait yansıma ve iletim değerleri bulunmuştur.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 1 mil olan tasarım için Şekil 4.14'te görülen grafikler elde edilmiştir. Bu tasarımda sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.14a'da görüldüğü üzere 10.10 GHz yakınından başlayan 15.00 GHz'e kadar devam eden güçlü elektriksel yansıtma özelliği ($\epsilon < 0$) mevcuttur.

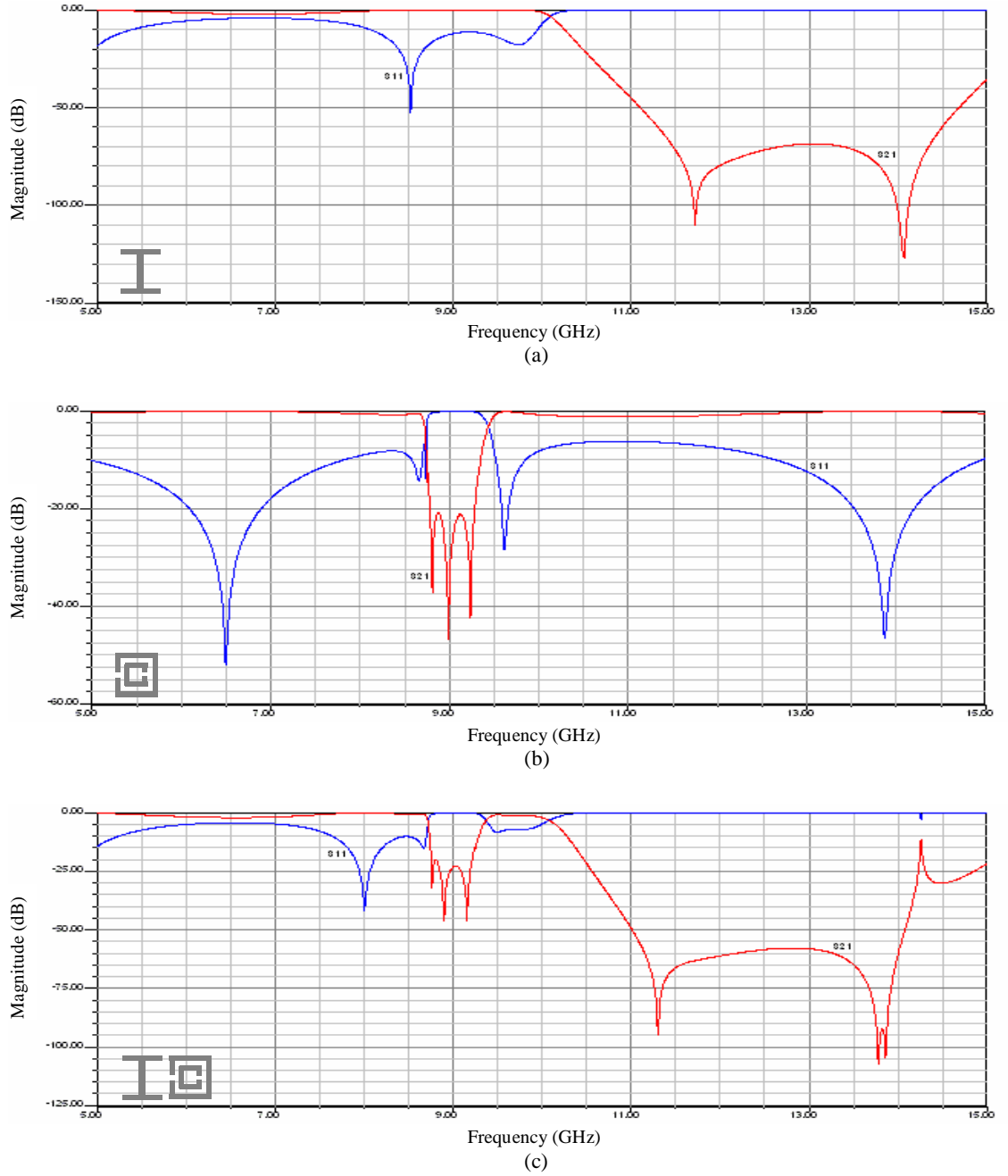
Diğer taraftan sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.14b'de görüldüğü üzere 8.75 GHz yakınından başlayan 9.15 GHz yakınlıklarına kadar devam eden güçlü manyetik yansıtma özelliği ($m < 0$) mevcuttur. Başka bir deyişle, bu frekans aralığında negatif manyetik geçirgenlik söz konusudur. Kompozit MTM'de, Şekil 4.14c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.28 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



Şekil 4.14. SRR yapıdaki açıklık miktarı 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

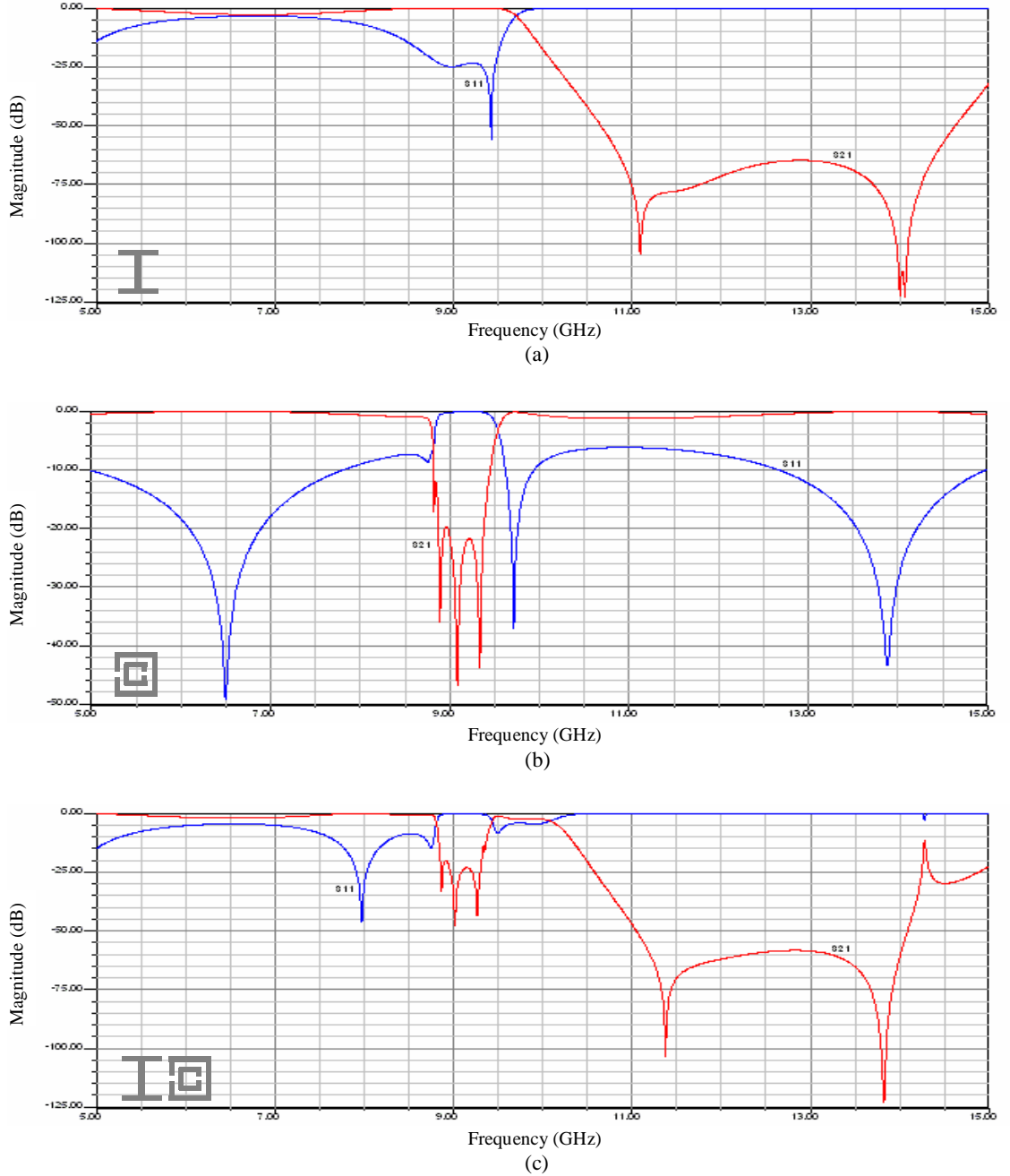
SRR yapıdaki açıklık miktarı 2 mil olan tasarım için Şekil 4.15'te görülen grafikler elde edilmiştir. Bu dizaynda sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.15a'da görüldüğü üzere 10.25 GHz yakınından başlayan 15.00 GHz'e kadar devam eden frekans aralığında $\epsilon < 0$ durumu mevcuttur. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.15b'de görüldüğü üzere 8.85 GHz yakınından başlayan 9.30 GHz yakınlarına kadar

devam eden frekans aralığında $m < 0$ durumu mevcuttur. Kompozit MTM'de, Şekil 4.15c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.25 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



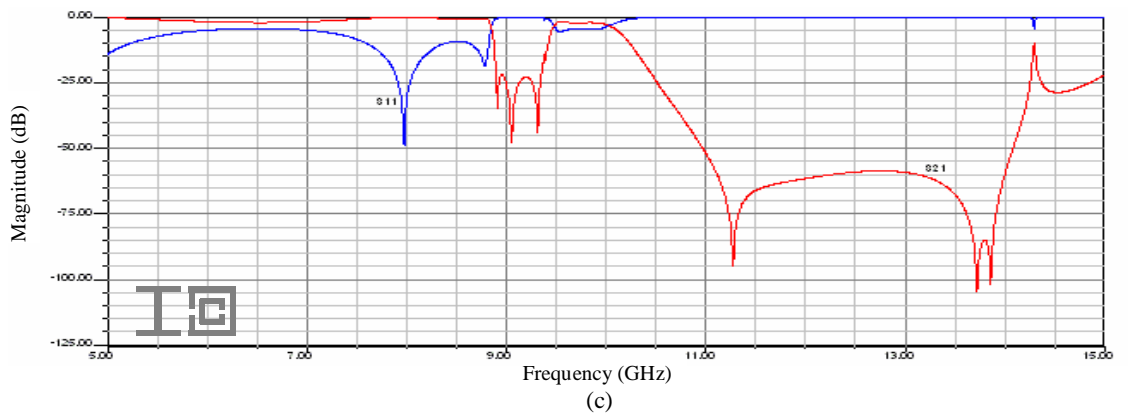
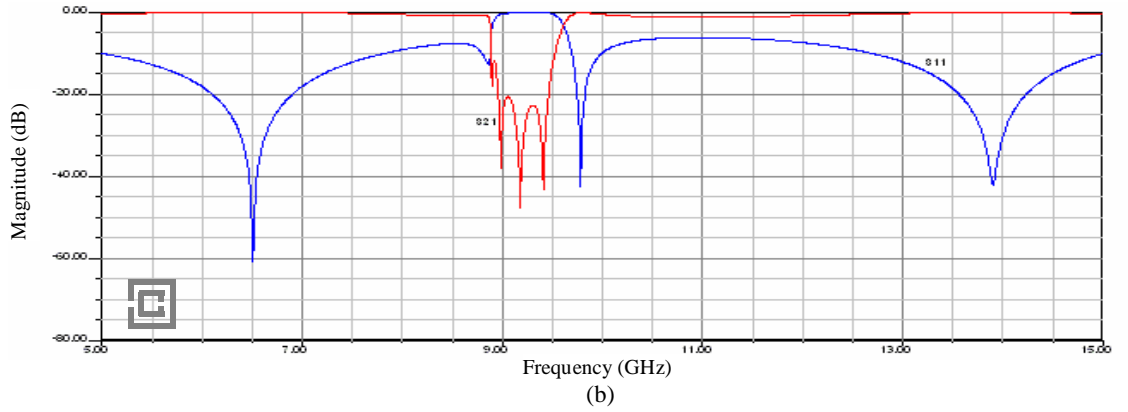
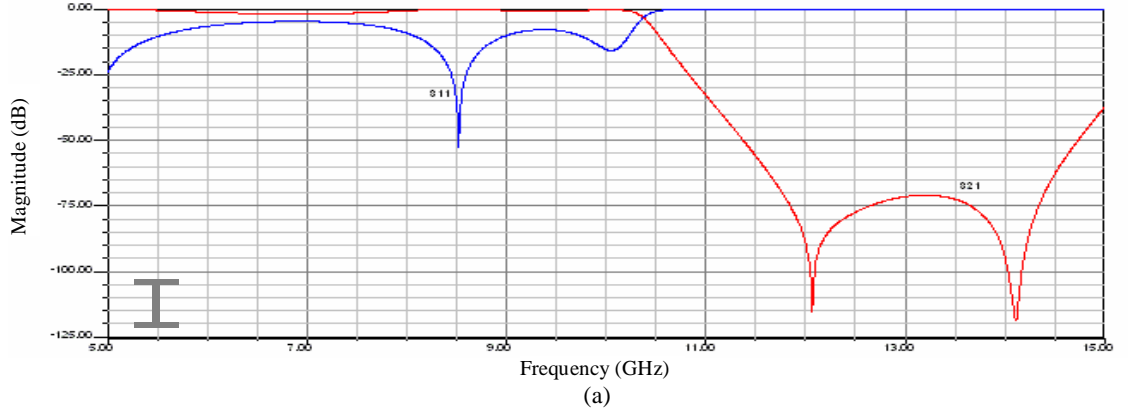
Şekil 4.15. SRR yapıdaki açıklık miktarı 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 3 mil olduğunda Şekil 4.16'da görülen grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.16a'da görüldüğü gibi 9.85 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.16b'de görüldüğü gibi 9.00 GHz ile 9.40 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.16c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.28 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



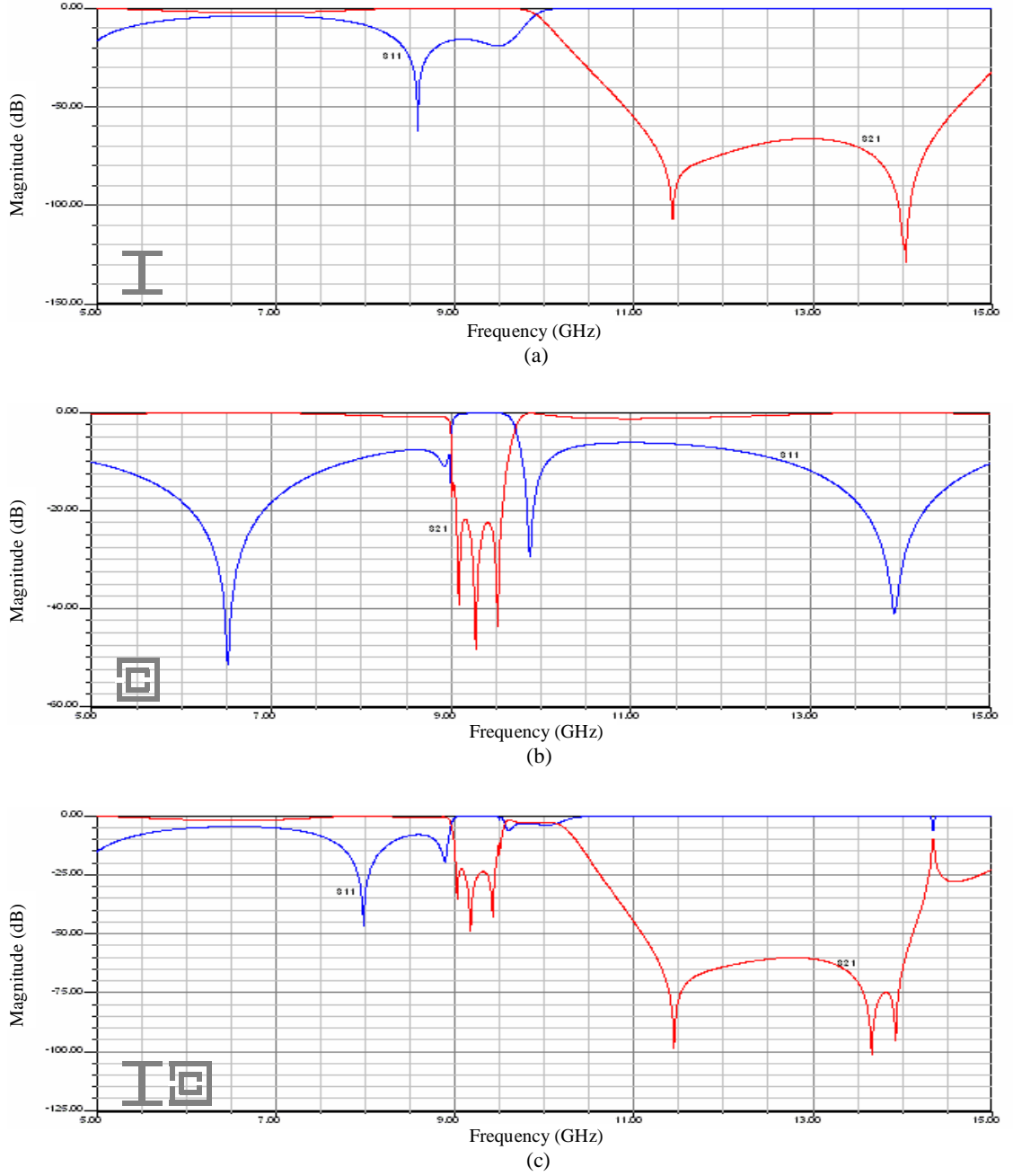
Şekil 4.16. SRR yapıdaki açıklık miktarı 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 4 mil olan tasarıma ait grafikler Şekil 4.17'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.17a'da görüldüğü gibi 10.55 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.17b'de görüldüğü gibi 9.00 GHz ile 9.50 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.17c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.30 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



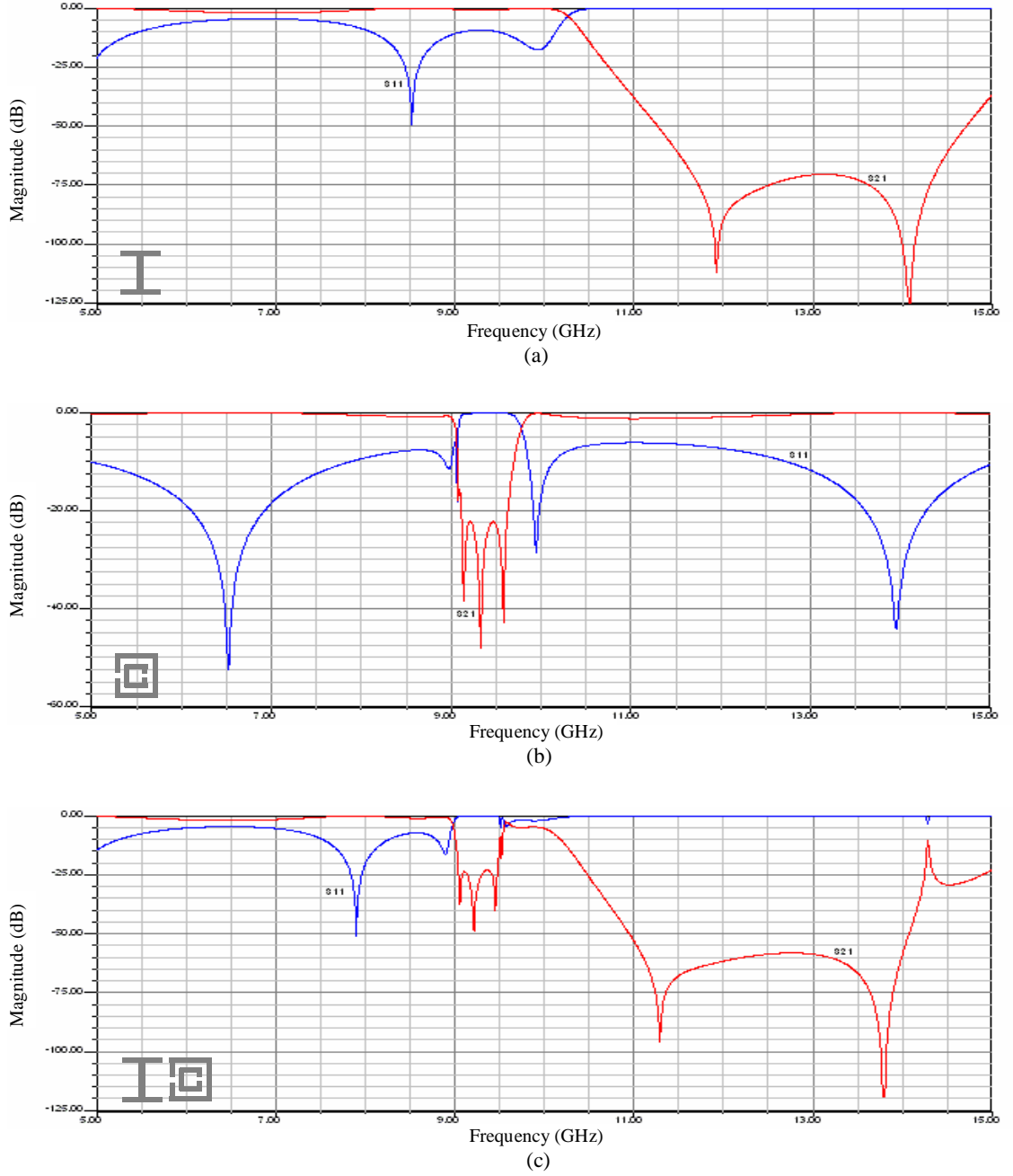
Şekil 4.17. SRR yapıdaki açıklık miktarı 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 5 mil olduğunda Şekil 4.18'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.18a'da görüldüğü gibi 10.00 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.18b'de görüldüğü gibi 9.15 GHz ile 9.60 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.18c'de görüldüğü gibi 5-15 GHz arasında 14.35 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



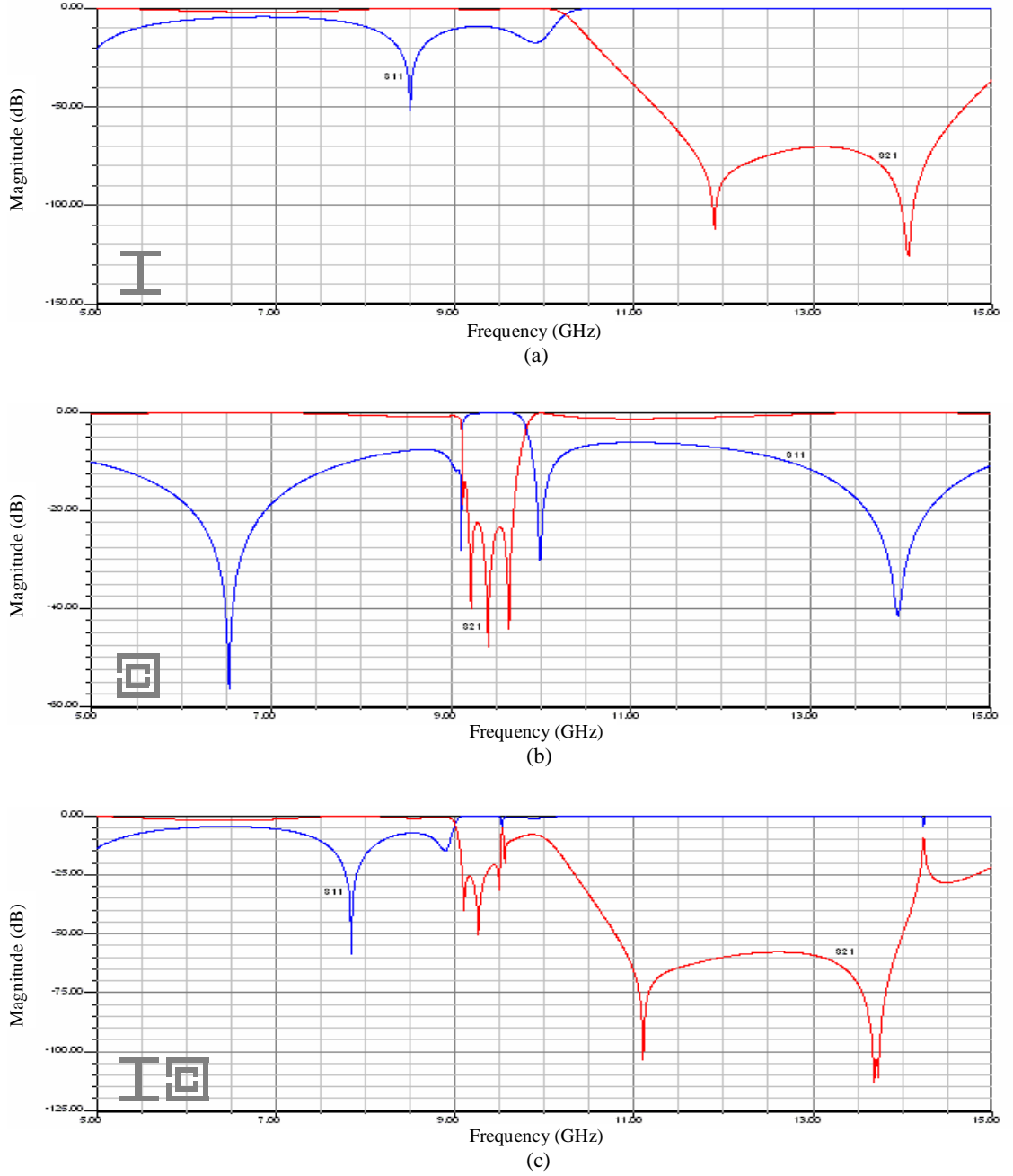
Şekil 4.18. SRR yapıdaki açıklık miktarı 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarının 6 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.19'da gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.19a'da görüldüğü gibi 10.45 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.19b'de görüldüğü gibi 9.20 GHz ile 9.65 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.19c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.28 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



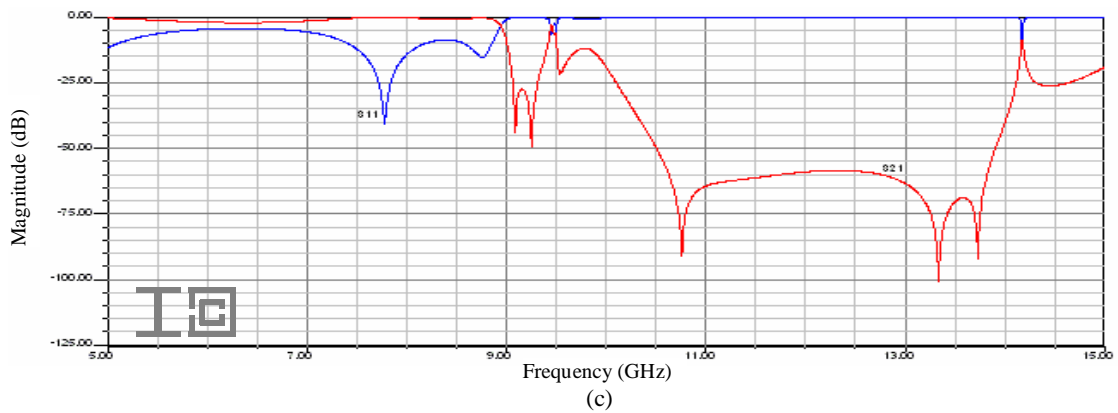
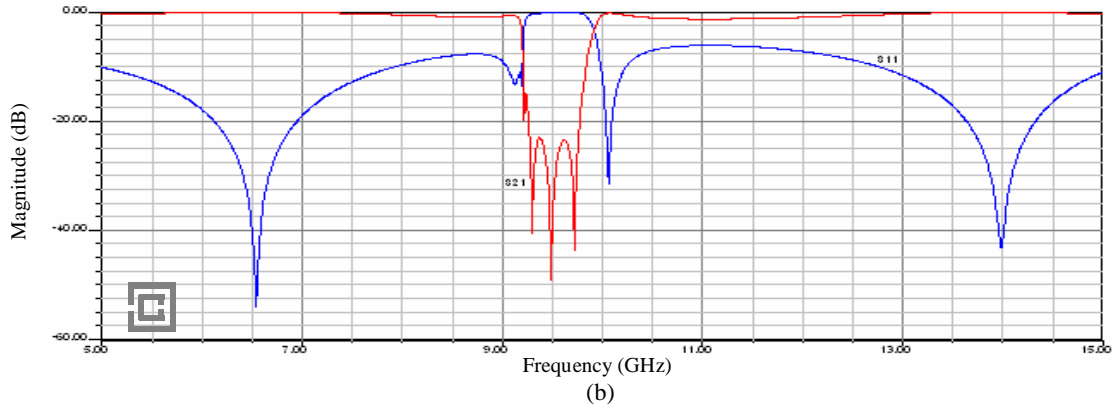
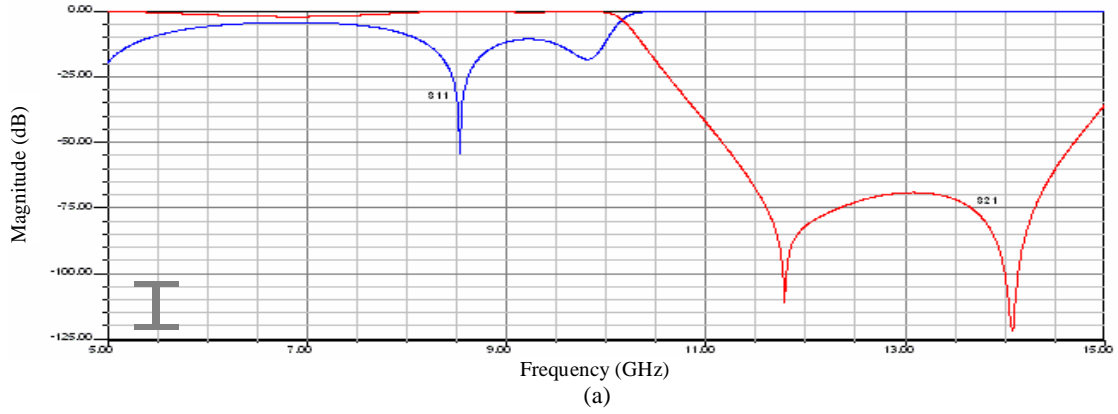
Şekil 4.19. SRR yapıdaki açıklık miktarı 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 7 mil olduğunda Şekil 4.20'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.20a'da görüldüğü gibi 10.40 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.20b'de görüldüğü gibi 9.30 GHz ile 9.70 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.20c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.23 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



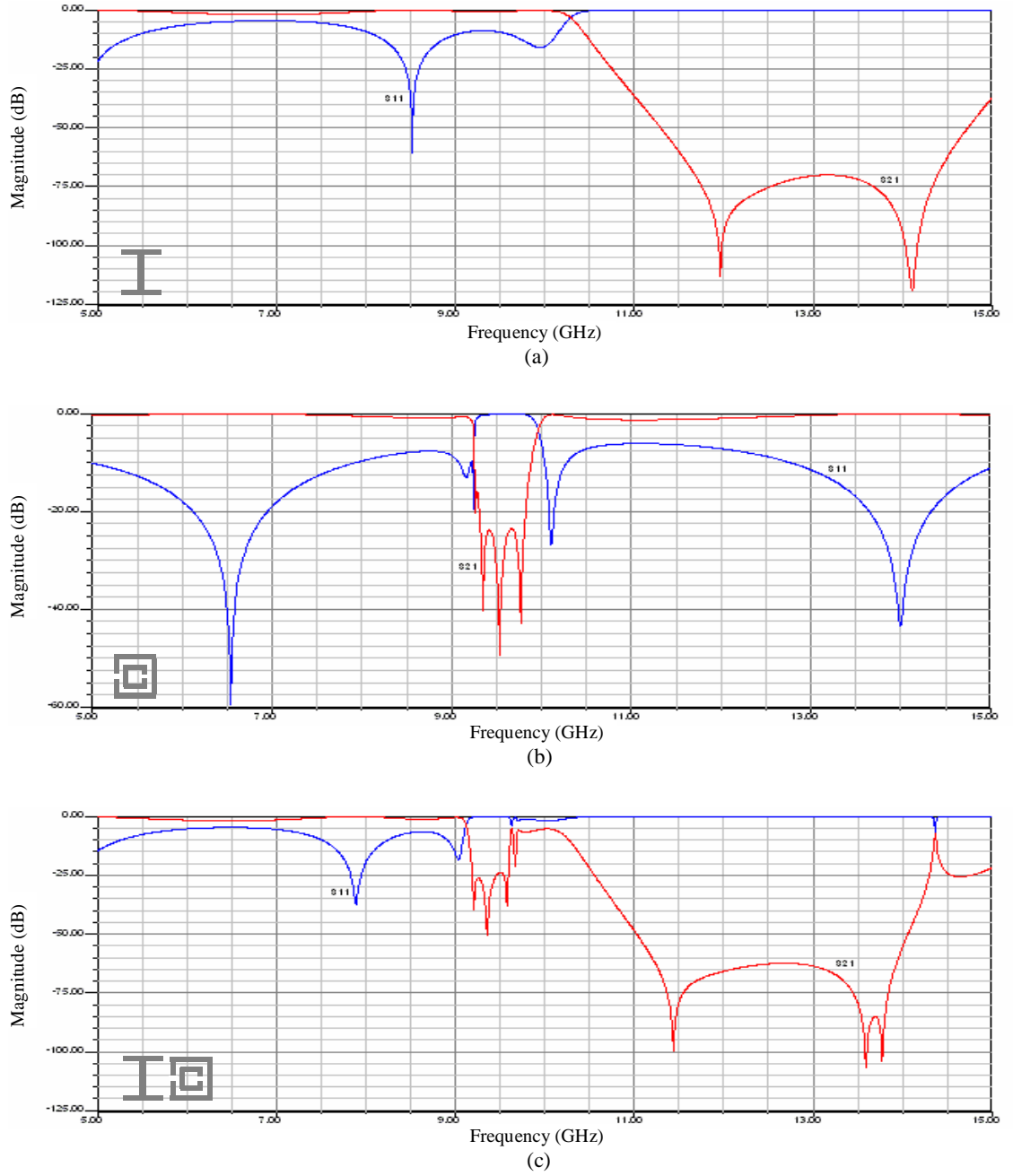
Şekil 4.20. SRR yapıdaki açıklık miktarı 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 8 mil olan tasarıma ait grafikler Şekil 4.21'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.21a'da görüldüğü gibi 10.35 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.21b'de görüldüğü gibi 9.35 GHz ile 9.80 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.21c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.17 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



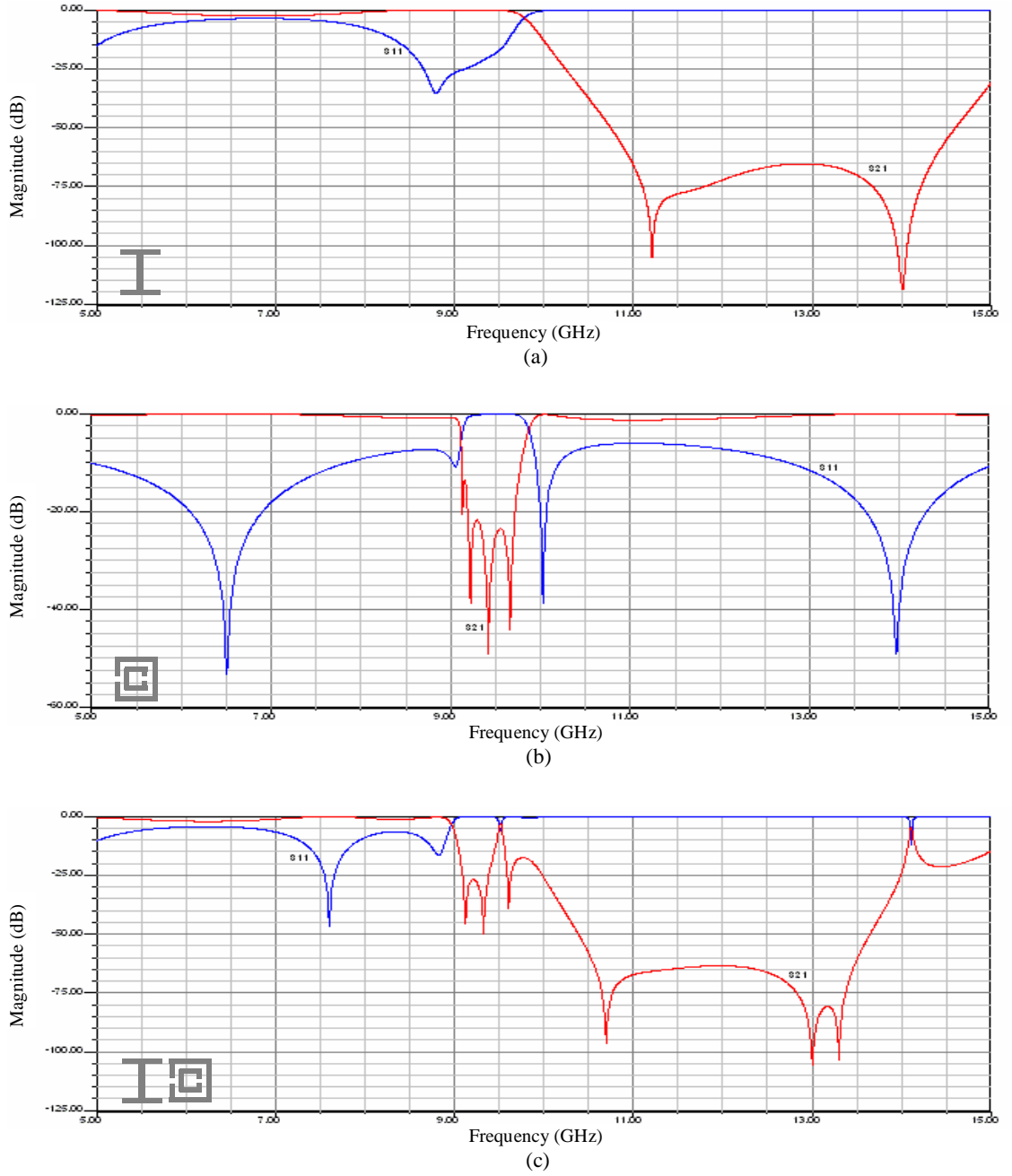
Şekil 4.21. SRR yapıdaki açıklık miktarı 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 9 mil olduğunda Şekil 4.22'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.22a'da görüldüğü gibi 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.22b'de görüldüğü gibi 9.40 GHz ile 9.85 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.22c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.37 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



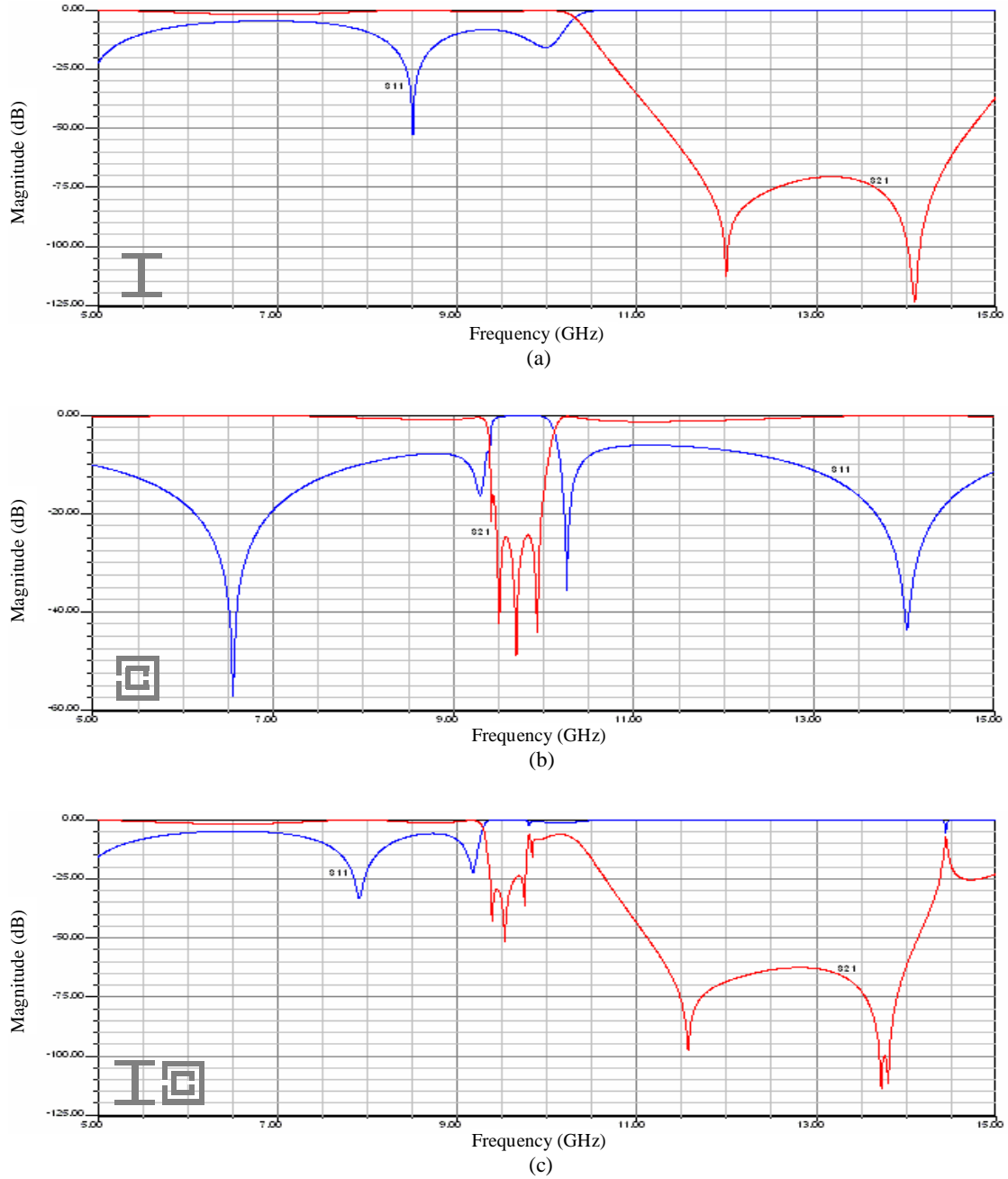
Şekil 4.22. SRR yapıdaki açıklık miktarı 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarının 10 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.23'te gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.23a'da görüldüğü gibi 10.00 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.23b'de görüldüğü gibi 9.30 GHz ile 9.75 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.23c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.11 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



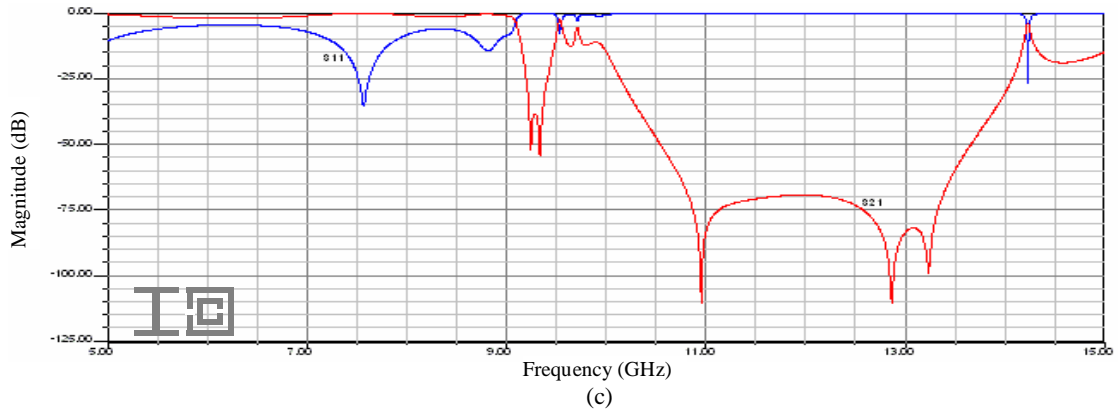
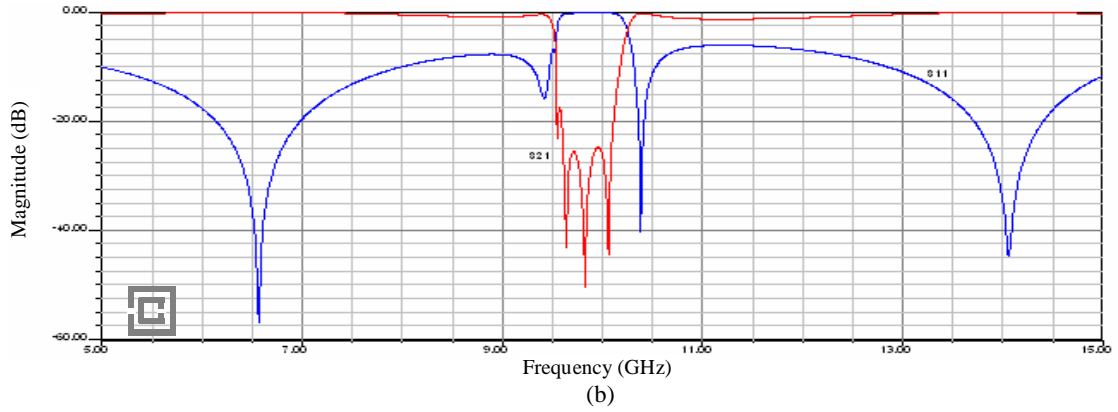
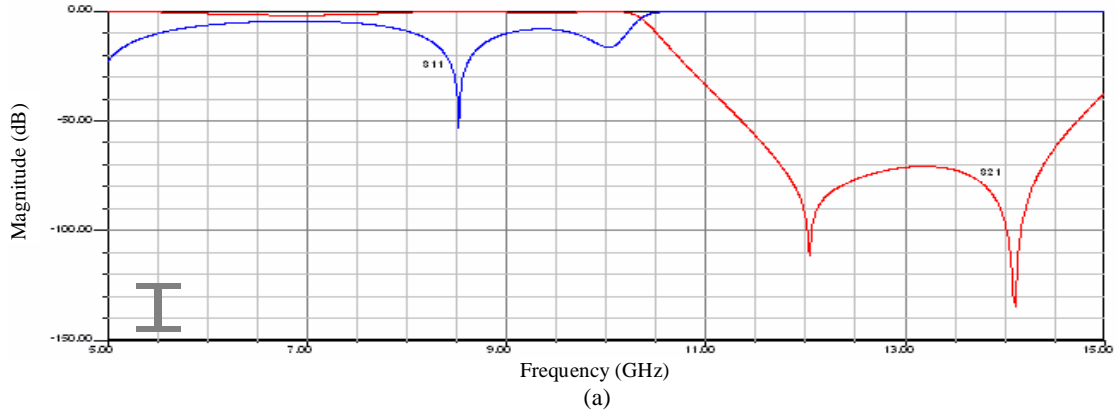
Şekil 4.23. SRR yapıdaki açıklık miktarı 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 12 mil olduğunda Şekil 4.24'teki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.24a'da görüldüğü gibi 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.24b'de görüldüğü gibi 9.55 GHz ile 10.00 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.24c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.45 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



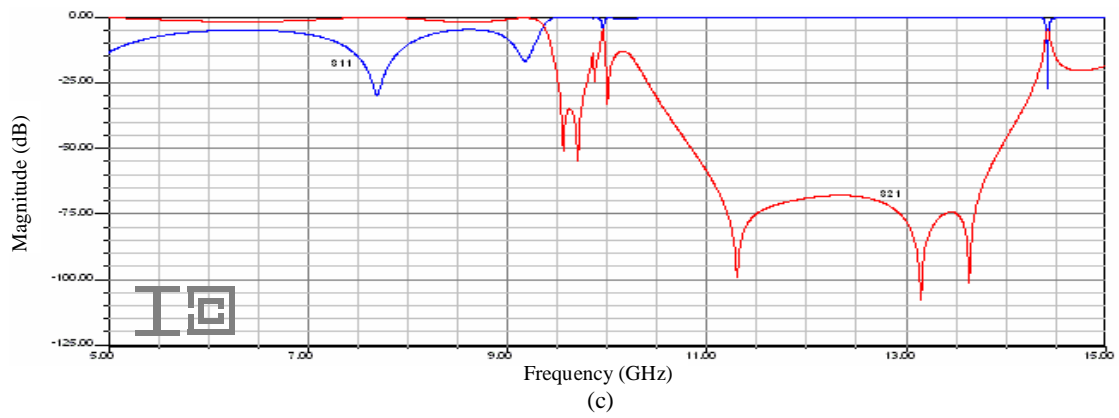
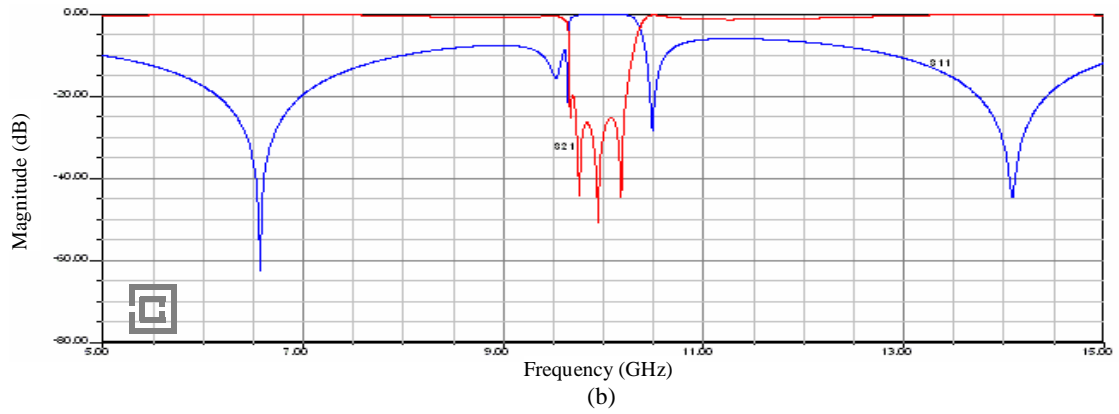
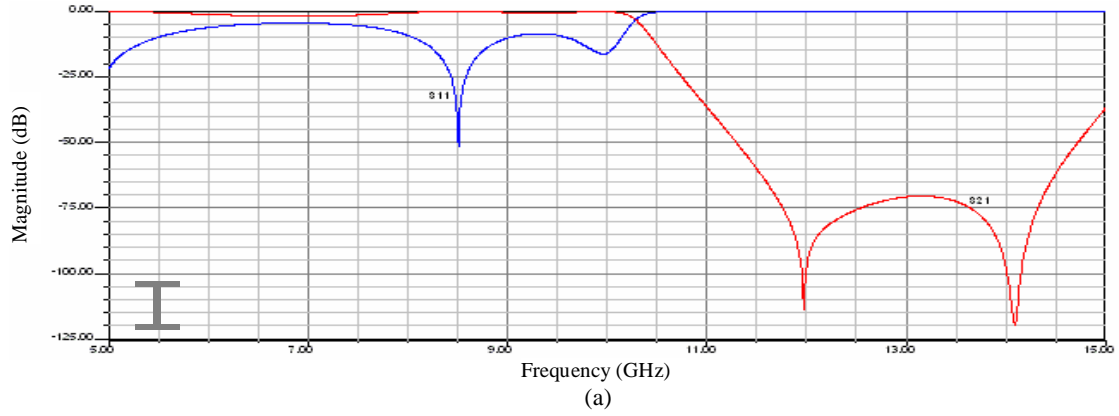
Şekil 4.24. SRR yapıdaki açıklık miktarı 12 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarının 15 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.25'te gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.25a'da görüldüğü gibi 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.25b'de görüldüğü gibi 9.65 GHz ile 10.10 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.25c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.23 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



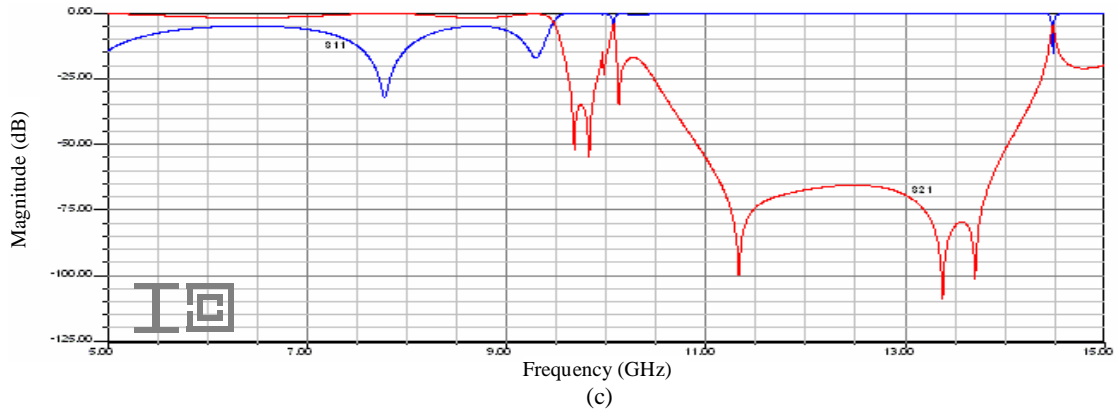
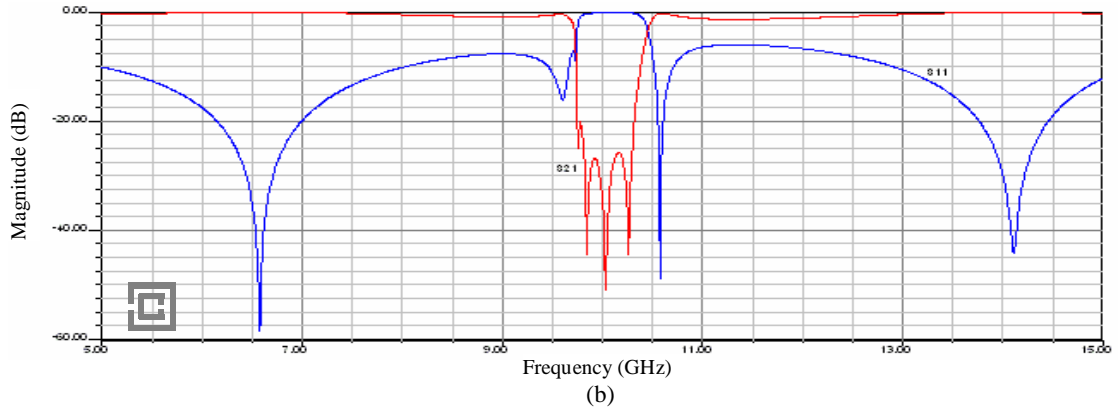
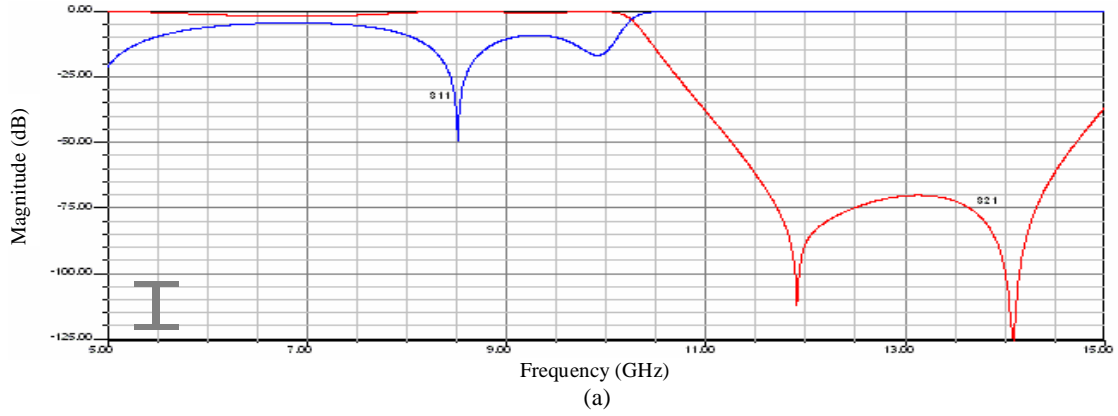
Şekil 4.25. SRR yapıdaki açıklık miktarı 15 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 18 mil olduğunda Şekil 4.26'daki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.26a'da görüldüğü gibi 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.26b'de görüldüğü gibi 9.75 GHz ile 10.25 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.26c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.42 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



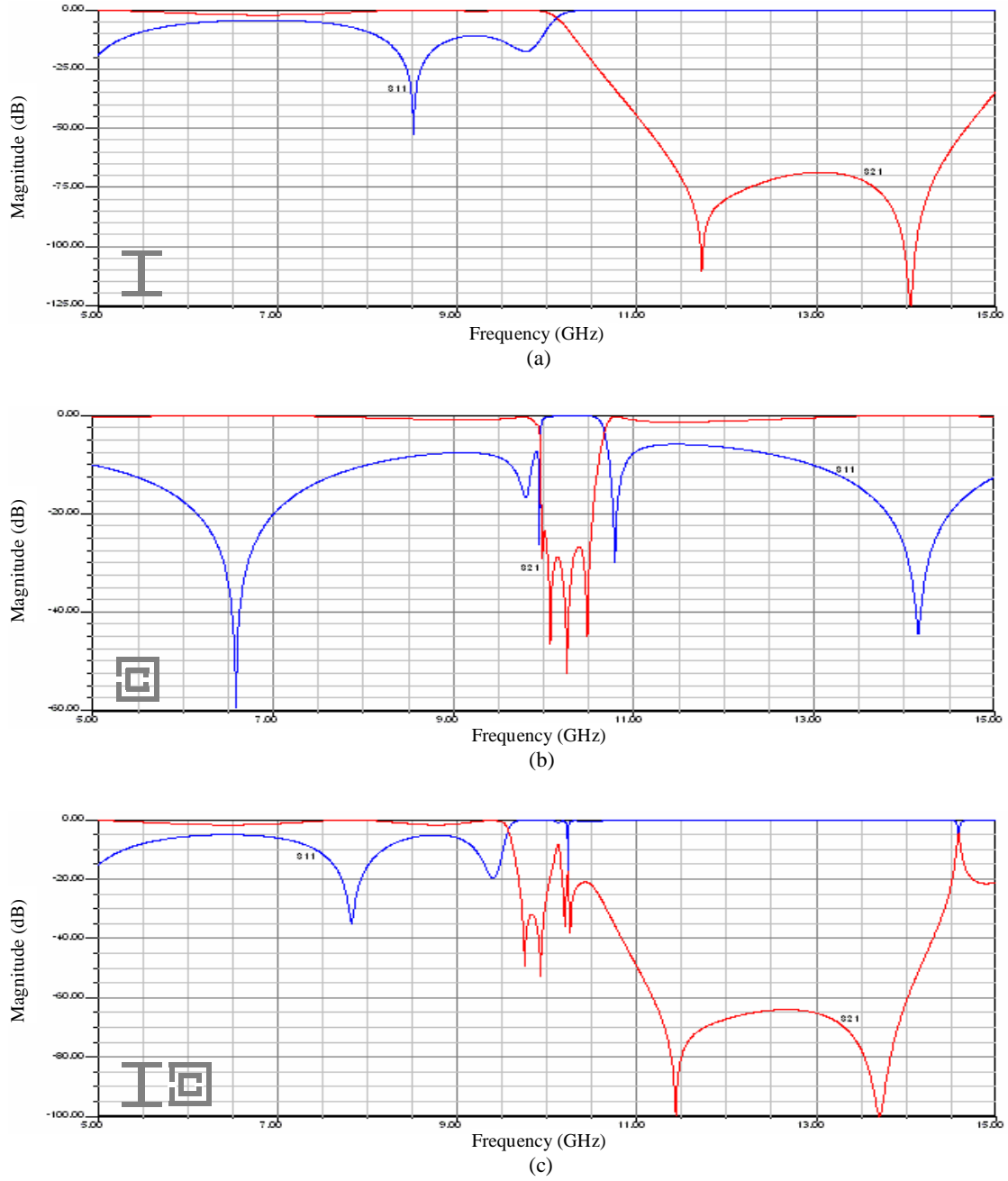
Şekil 4.26. SRR yapıdaki açıklık miktarı 18 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarının 20 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.27'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.27a'da görüldüğü gibi 10.45 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.27b'de görüldüğü gibi 9.90 GHz ile 10.35 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.27c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.49 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



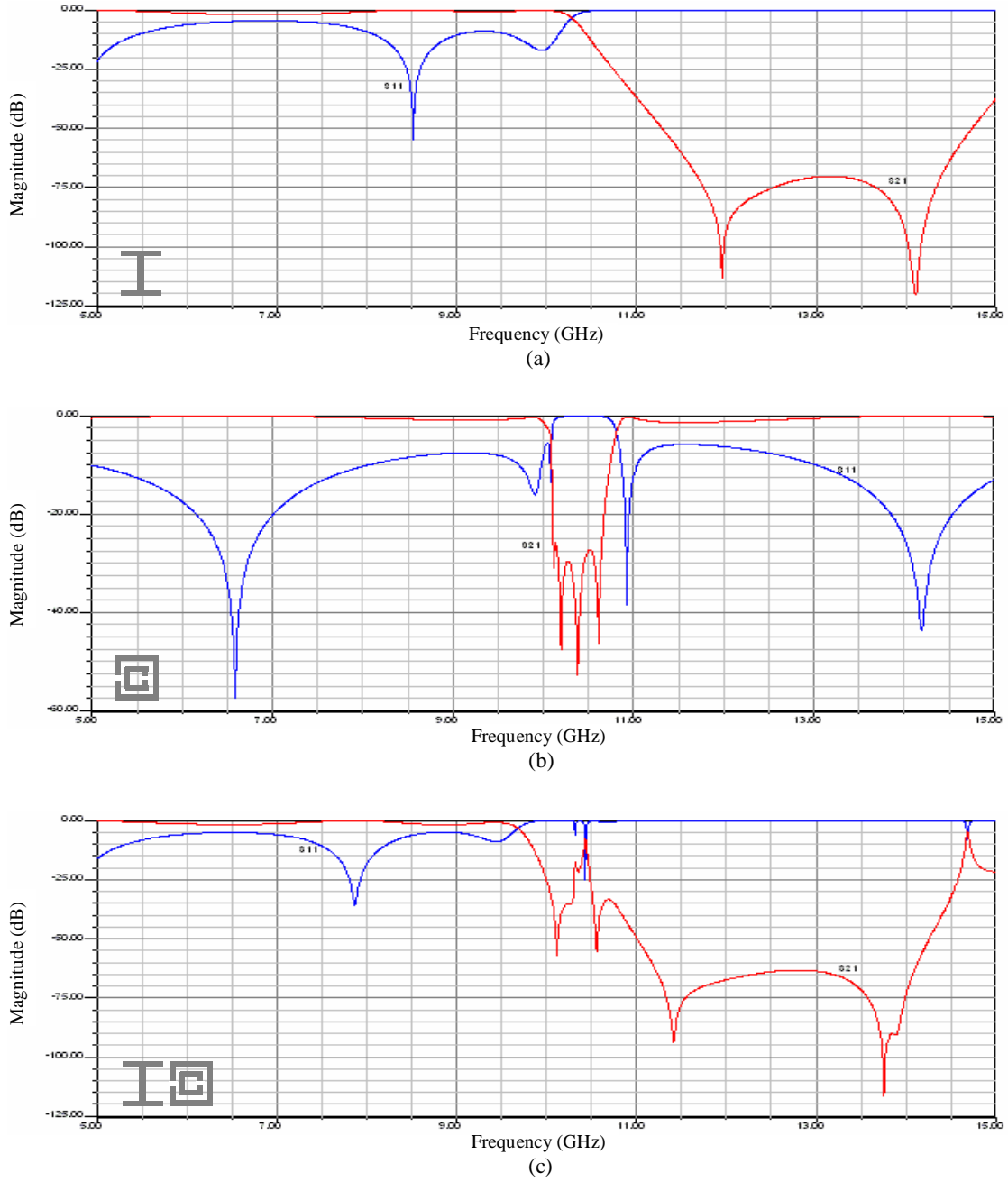
Şekil 4.27. SRR yapıdaki açıklık miktarı 20 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 25 mil olduğunda Şekil 4.28'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.28a'da görüldüğü gibi 10.30 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.28b'de görüldüğü gibi 10.10 GHz ile 10.55 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.28c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.59 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



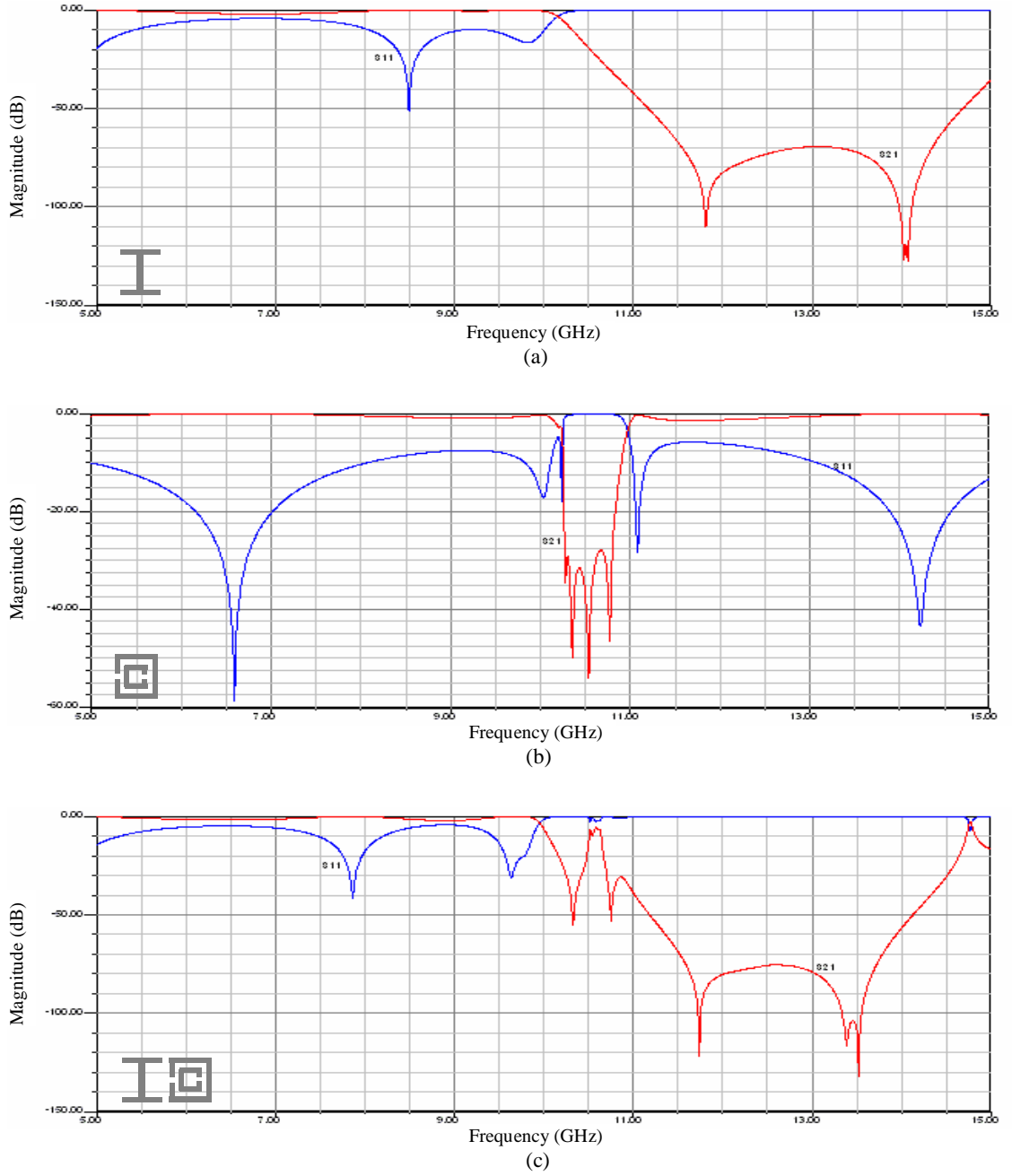
Şekil 4.28. SRR yapıdaki açıklık miktarı 25 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 30 mil olan tasarıma ait grafikler Şekil 4.29'da gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.29a'da görüldüğü gibi 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.29b'de görüldüğü gibi 10.20 GHz ile 10.70 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.29c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.68 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



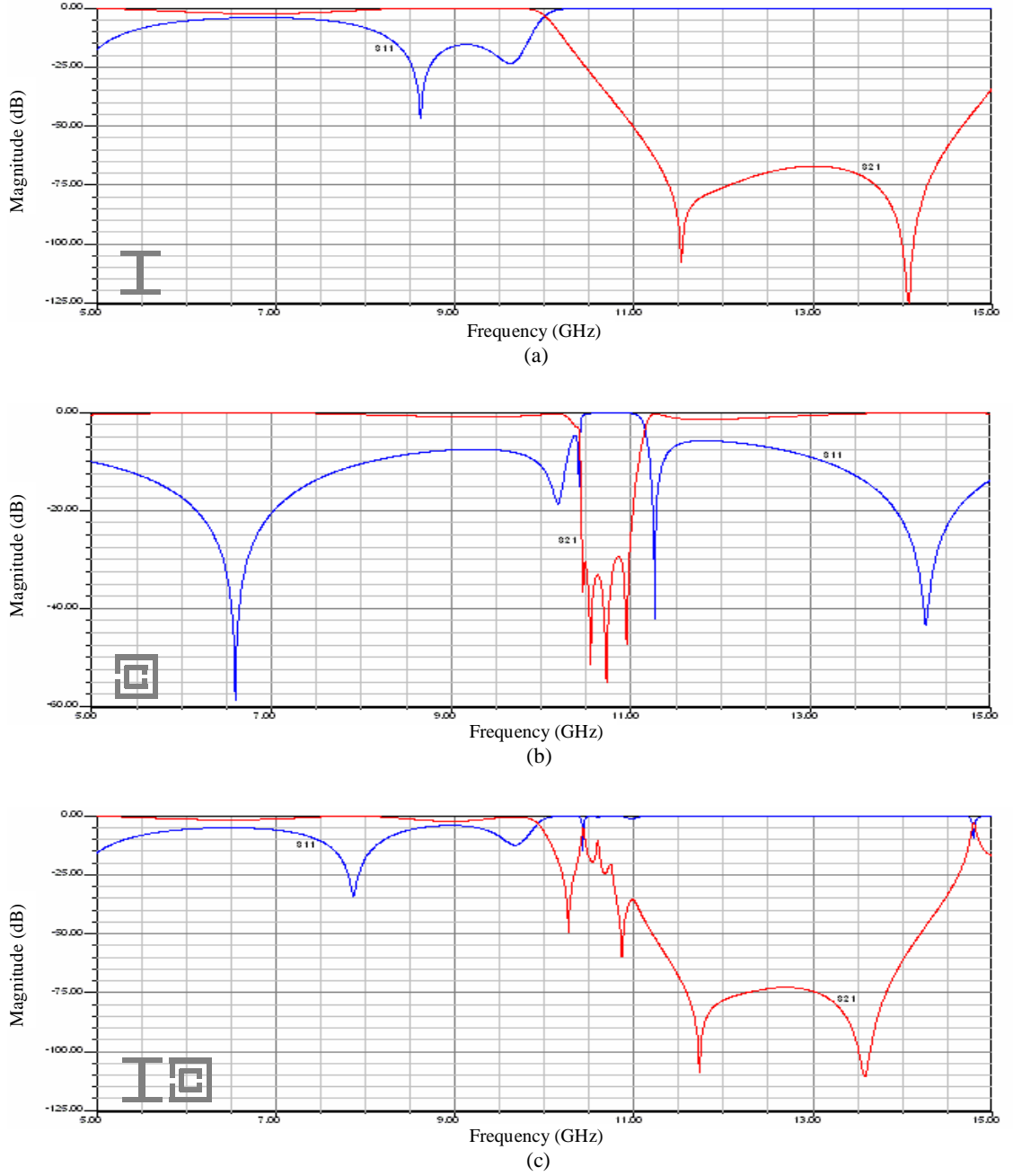
Şekil 4.29. SRR yapıdaki açıklık miktarı 30 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 35 mil olduğunda Şekil 4.30'daki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.30a'da görüldüğü gibi 10.35 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.30b'de görüldüğü gibi 10.35 GHz ile 10.85 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.30c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.76 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.30. SRR yapıdaki açıklık miktarı 35 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

SRR yapıdaki açıklık miktarının 40 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.31'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.31a'da görüldüğü gibi 10.20 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.31b'de görüldüğü gibi 10.55 GHz ile 11.00 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.31c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.80 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.31. SRR yapıdaki açıklık miktarı 40 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

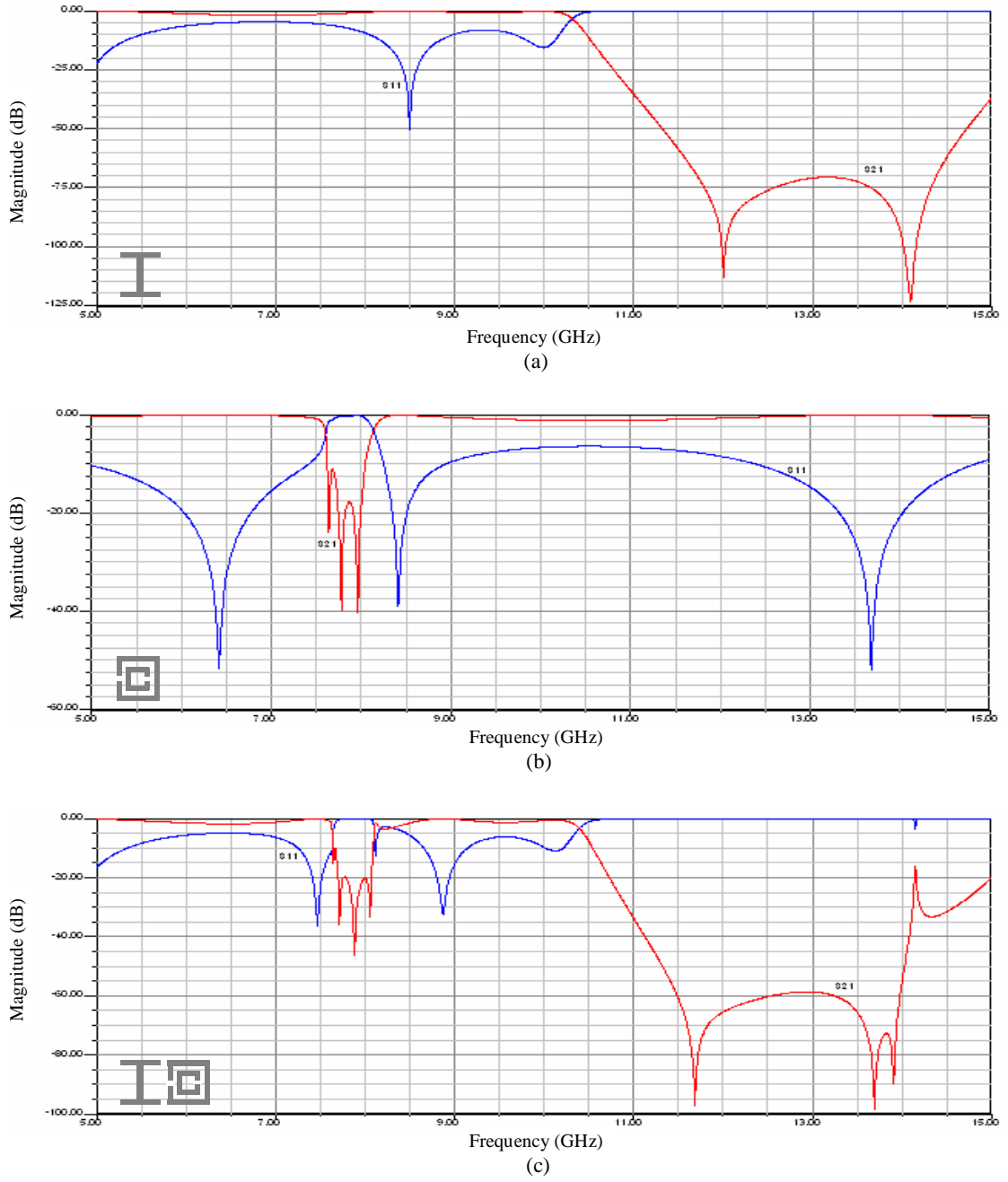
Yapılar SRR'lerdeki açıklık mesafesi bakımından incelendiği zaman, her iki kare şeklindeki açıklık miktarı aynı anda aynı oranda arttırılırsa, yapının negatif dielektrik sabiti ($\epsilon < 0$) özellik gösterdiği frekans aralık miktarının ve bununla birlikte negatif manyetik geçirgenlik ($m < 0$) özellik gösterdiği frekans aralık miktarının yaklaşık olarak aynı kaldığı görülmektedir. Dolayısıyla; SRR'lerdeki açıklık mesafesinin, sadece CLS'ler devrede iken ve sadece SRR'ler devrede iken sırası ile yapıların $\epsilon < 0$ ve $m < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı üzerinde etkisi görülmemiştir.

SRR'lerdeki açıklık mesafesi 1 mil olduğunda rezonans frekans değeri 14.28 GHz iken, mesafe giderek arttırılıp 40 mil yapıldığında ise 14.80 GHz'e yükselmiştir. Başka bir deyişle, hem CLS'lerin hem de SRR'lerin aynı anda devrede olduğu kompozit MTM'de manyetik geçirgenliğin ve dielektrik sabitinin eşzamanlı negatif olduğu rezonans frekans değeri genel olarak artış göstermiştir. Bunun yanı sıra, SRR'lerdeki açıklık mesafesi bakımından incelenen deneylerde de yapıların manyetik yansıtma davranışının, elektriksel yansıtma davranışından çok daha dar frekans aralığında meydana geldiği görülmüştür.

4.3. Yapıların Kare Şekiller Arasındaki Mesafe Açısından İncelenmesi

Bu bölümde, SRR yapılarında bulunan açıklık miktarı ile birlikte CLS ve SRR yapıların kalınlığı 10 mil iken, kare şekiller arasındaki mesafe değiştirilmek suretiyle yeni tasarımlar elde edilmiş olup; bu yeni dizaynlara ait yansıma ve iletim değerleri bulunmuştur.

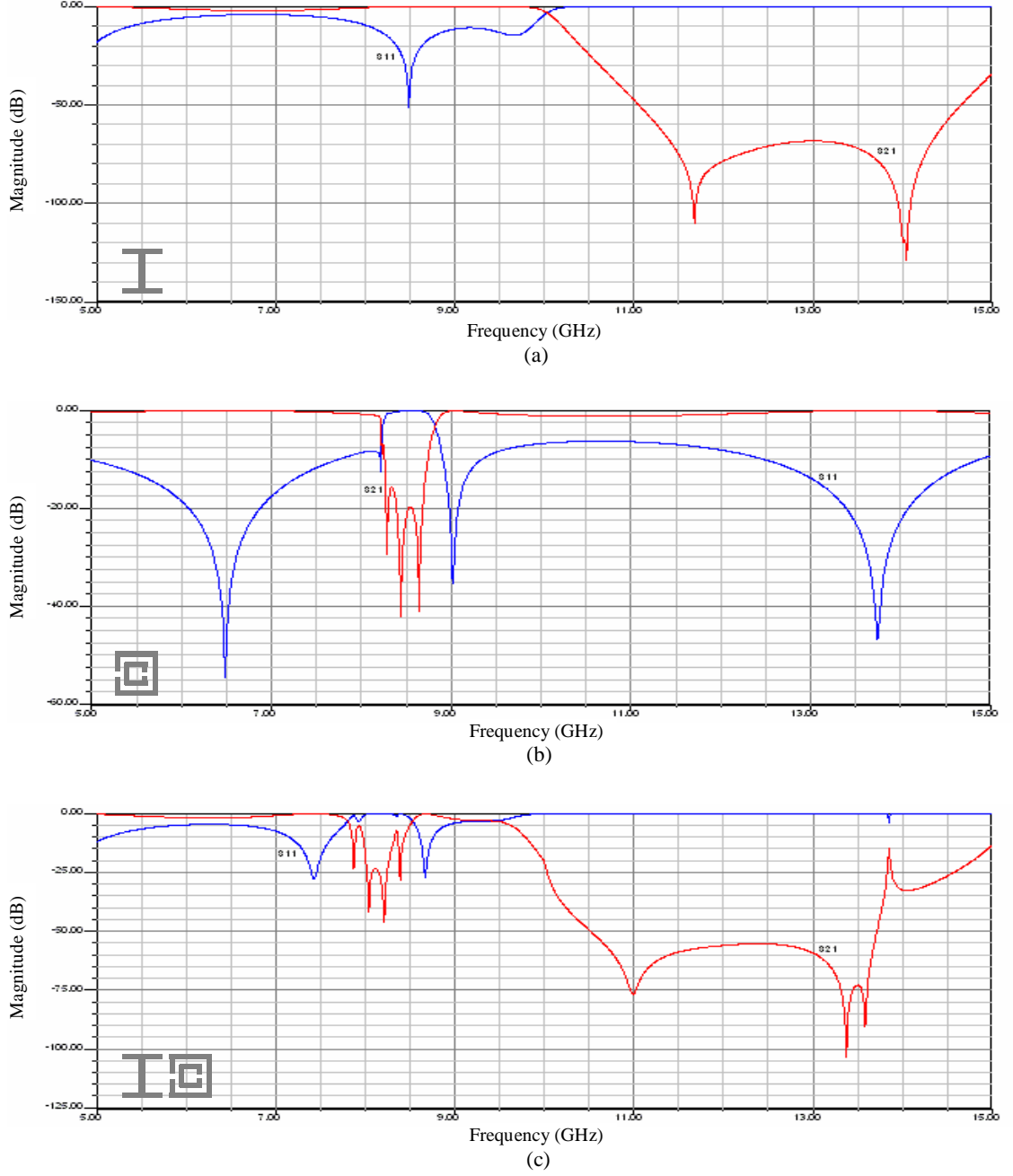
Kare şekiller arasındaki mesafenin 1 mil olduğu tasarım için Şekil 4.32'de görülen grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.32a'da görüldüğü üzere 10.50 GHz'den 15.00 GHz'e kadar devam eden güçlü elektriksel yansıtma özelliği ($\epsilon < 0$) mevcuttur. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.32b'de görüldüğü üzere 7.75 GHz yakınından başlayan 8.00 GHz yakınlıklarına kadar devam eden güçlü manyetik yansıtma özelliği ($m < 0$) mevcuttur. Kompozit MTM'de, Şekil 4.32c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.15 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



Şekil 4.32. Kare şekiller arasındaki mesafe 1 mil iken yansıma ve iletim değerleri.
 (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafe 2 mil olduğunda Şekil 4.33'teki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.33a'da görüldüğü gibi 10.20 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.33b'de görüldüğü gibi 8.40 GHz ile 8.70 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit

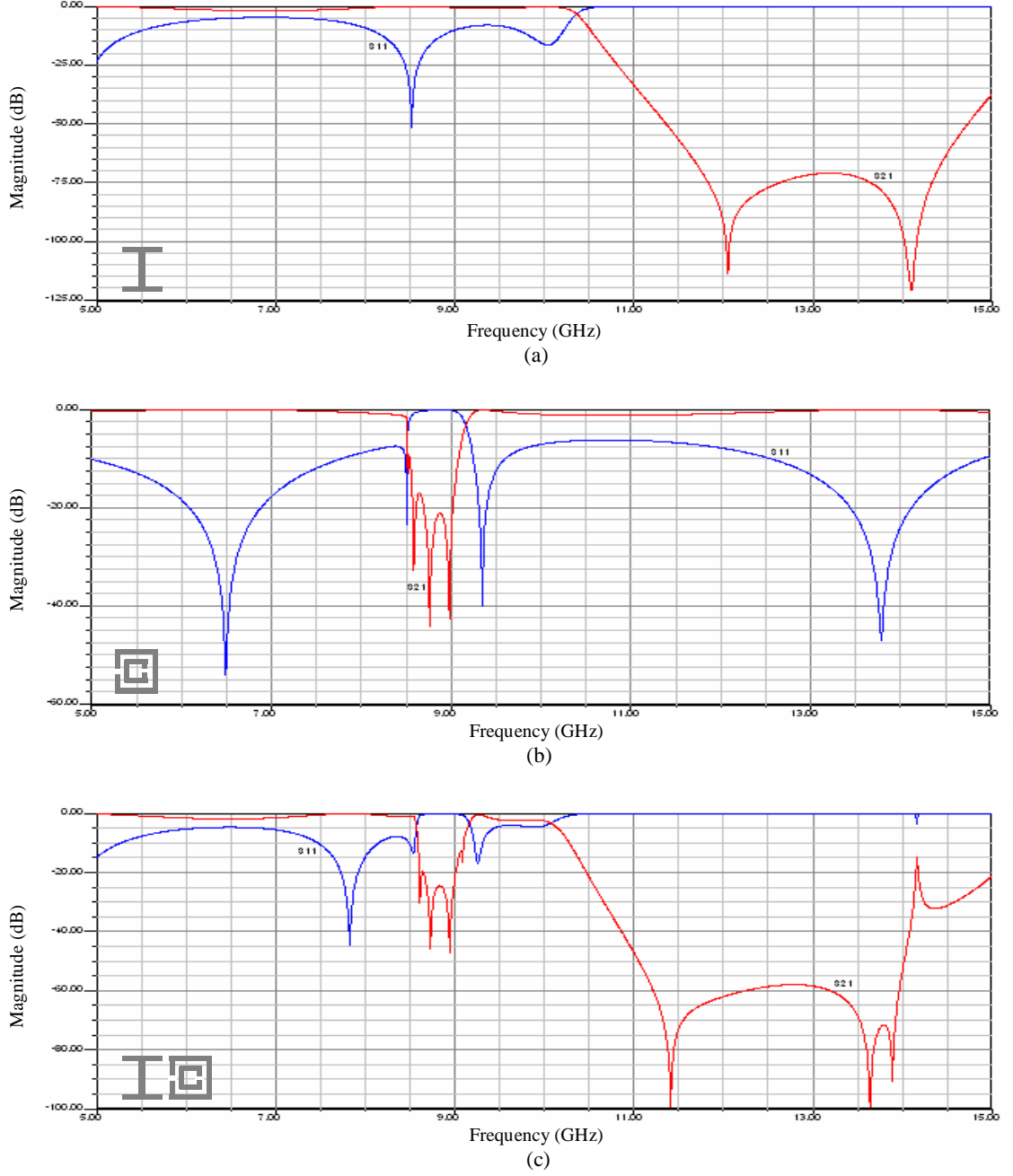
MTM'de, Şekil 4.33c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 13.85 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



Şekil 4.33. Kare şekiller arasındaki mesafe 2 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

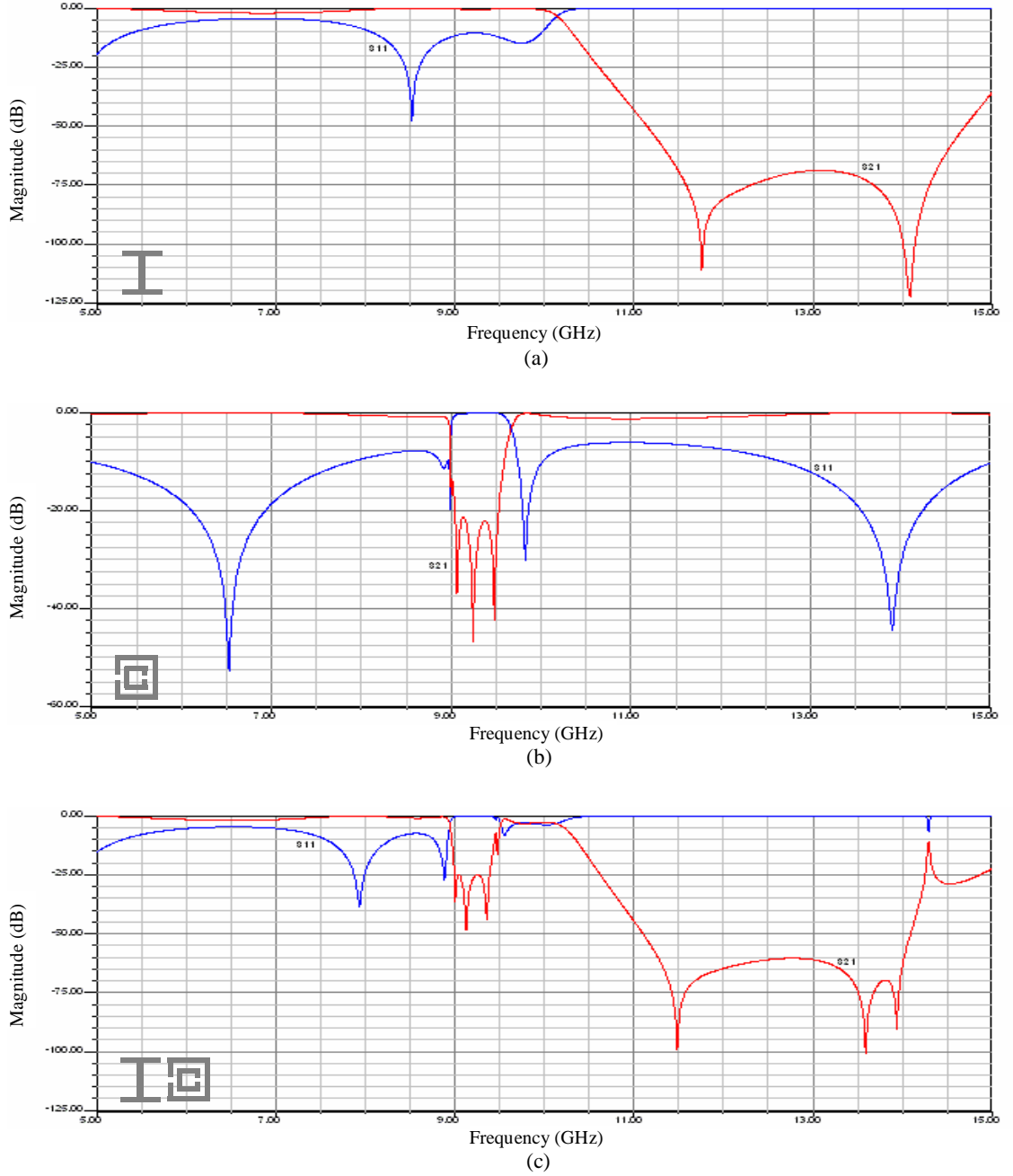
Kare şekiller arasındaki mesafenin 3 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.34'te gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.34a'da görüldüğü üzere 10.55 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil

edildiğinde ise Şekil 4.34b’de görüldüğü üzere 8.75 GHz ile 9.00 GHz frekans aralığında $m < 0$ ’dır. Kompozit MTM’de, Şekil 4.34c’de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.15 GHz’de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



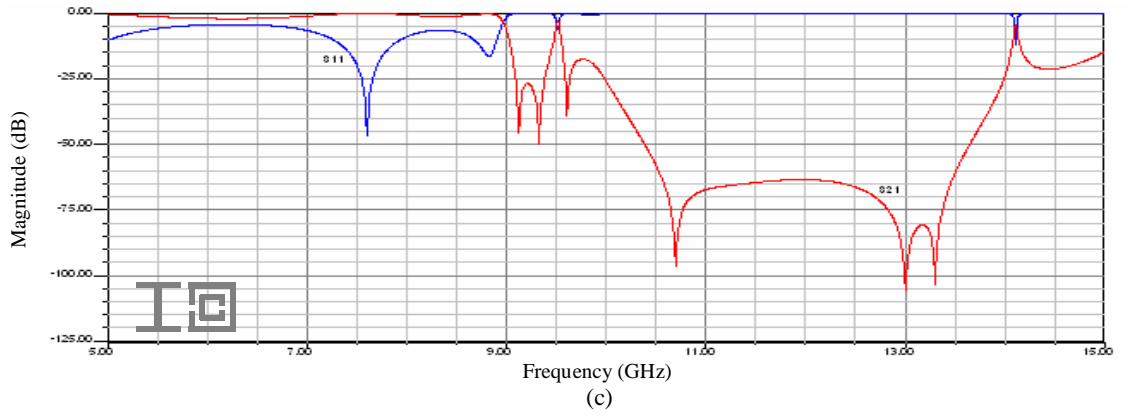
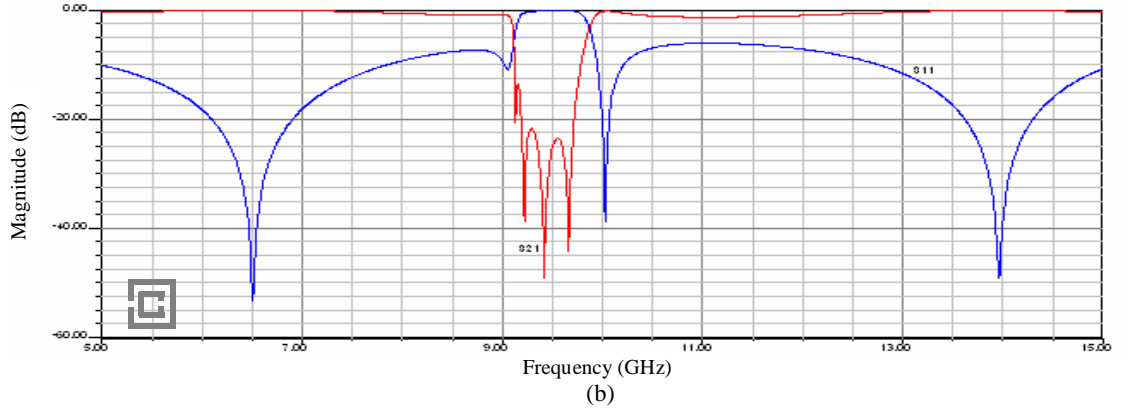
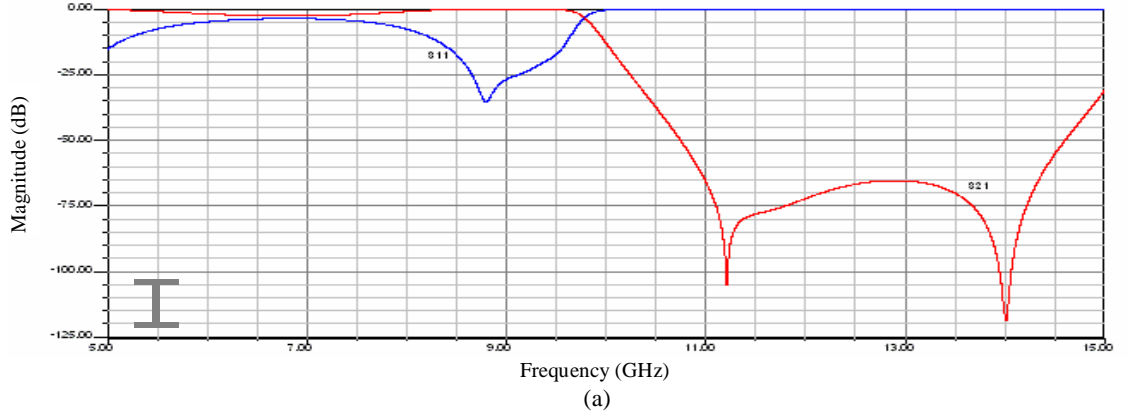
Şekil 4.34. Kare şekiller arasındaki mesafe 3 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS’ler için, (b) Sadece SRR’ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafe 4 mil olduğunda Şekil 4.35'teki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.35a'da görüldüğü üzere 10.35 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.35b'de görüldüğü üzere 9.15 GHz ile 9.55 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.35c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.30 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



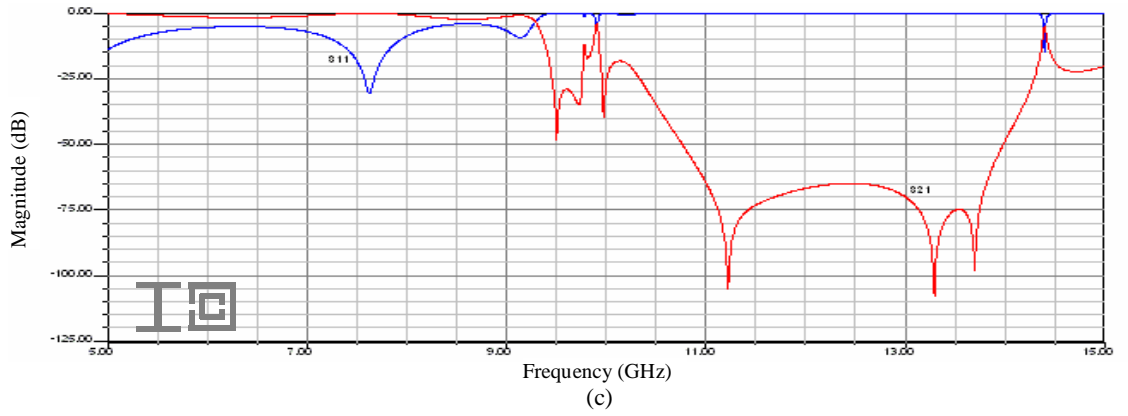
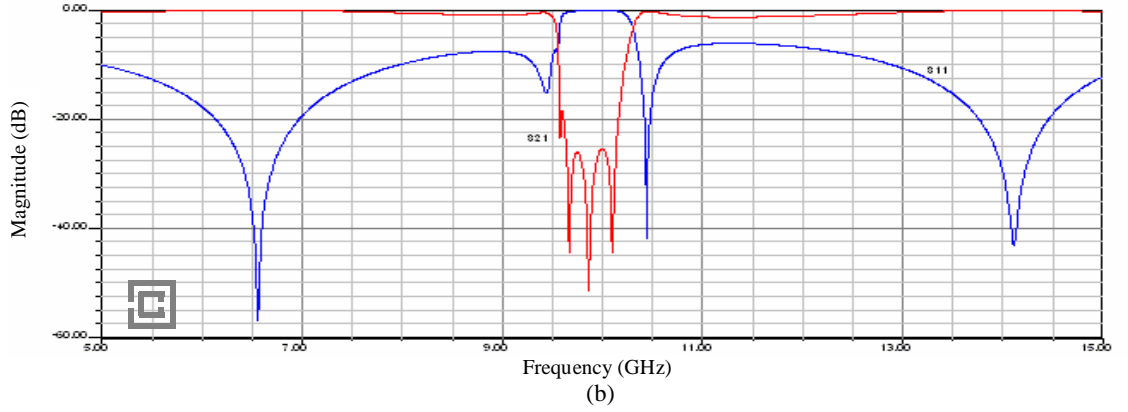
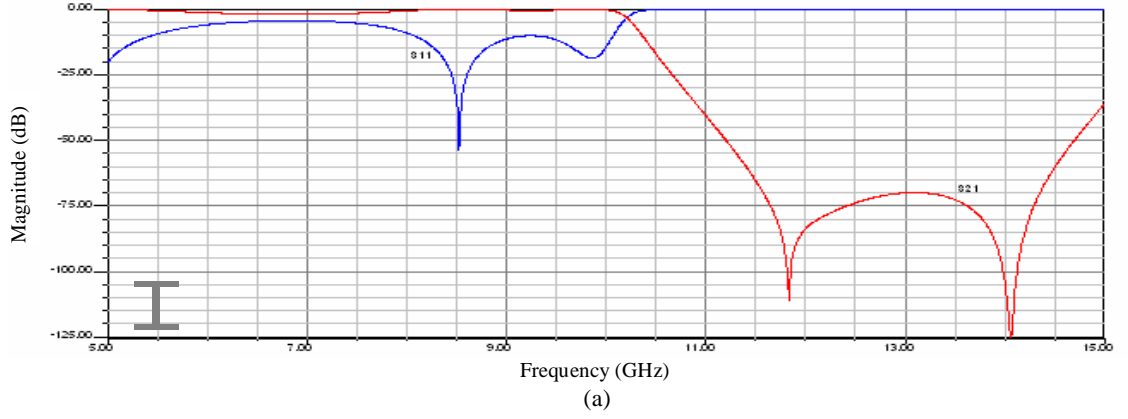
Şekil 4.35. Kare şekiller arasındaki mesafe 4 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafenin 5 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.36'da gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.36a'da görüldüğü üzere 10.00 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.36b'de görüldüğü üzere 9.30 GHz ile 9.75 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.36c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.11 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



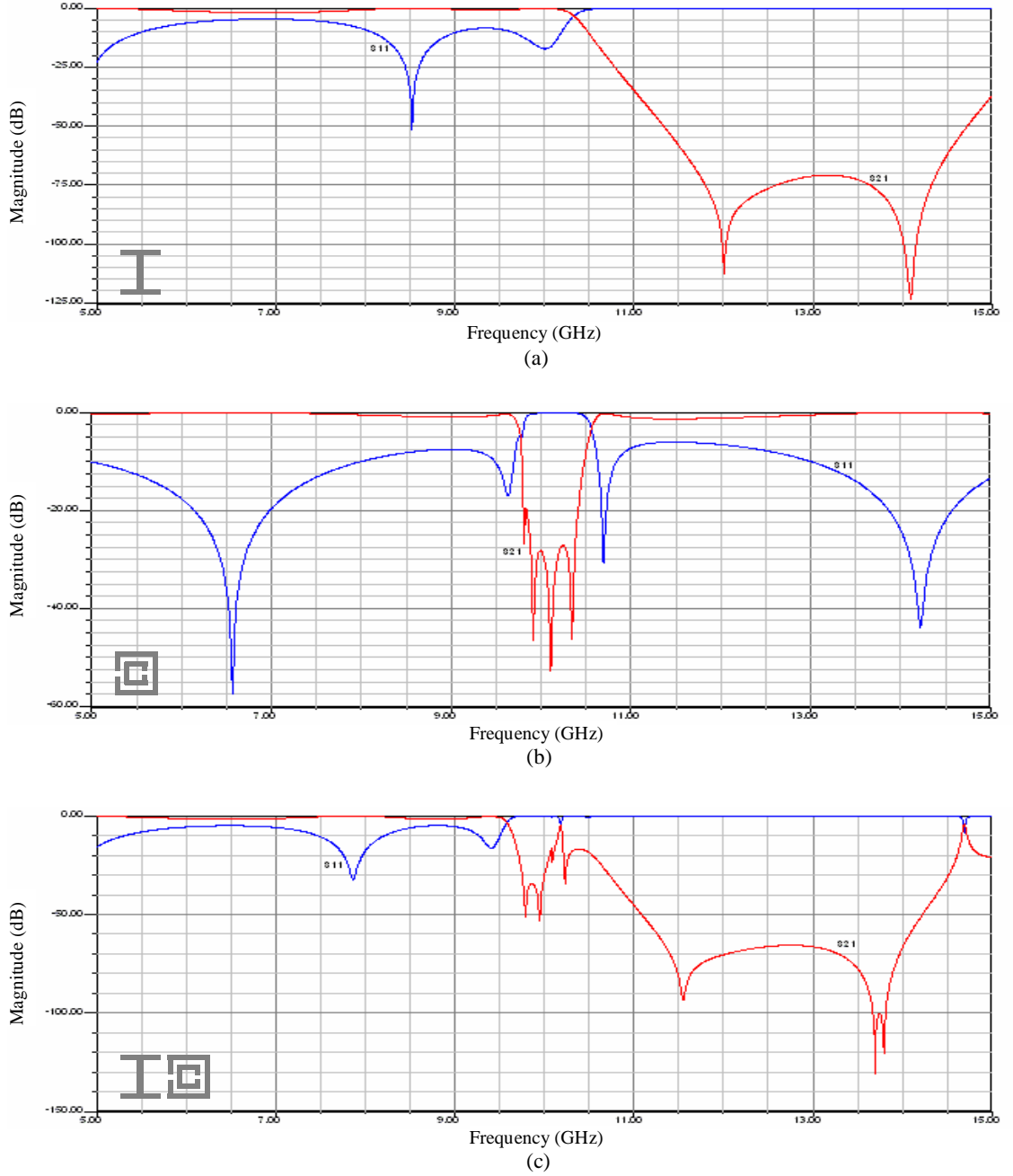
Şekil 4.36. Kare şekiller arasındaki mesafe 5 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafe 6 mil olduğunda, Şekil 4.37'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.37a'da görüldüğü üzere 10.40 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.37b'de görüldüğü üzere 9.70 GHz ile 10.15 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.37c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.40 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



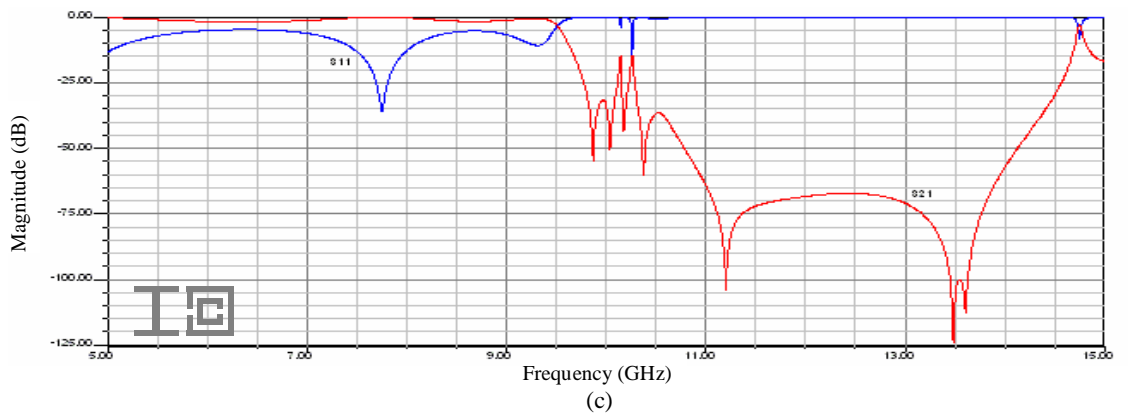
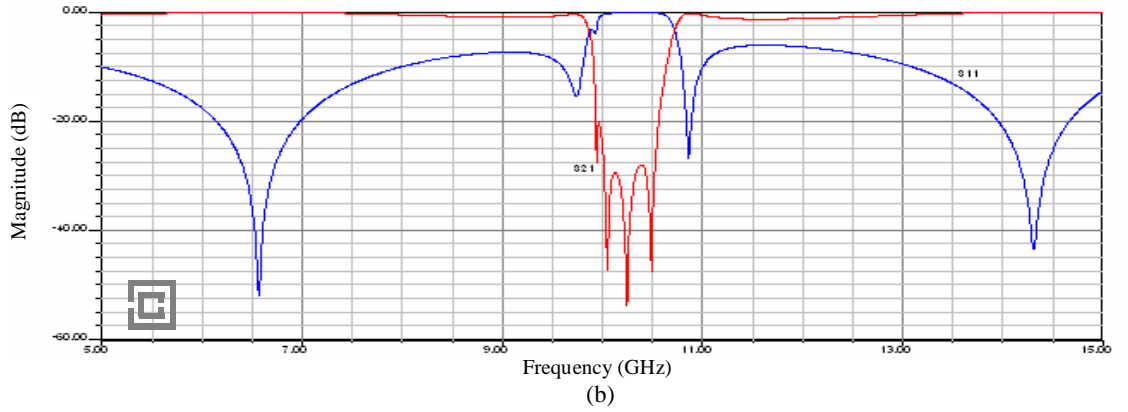
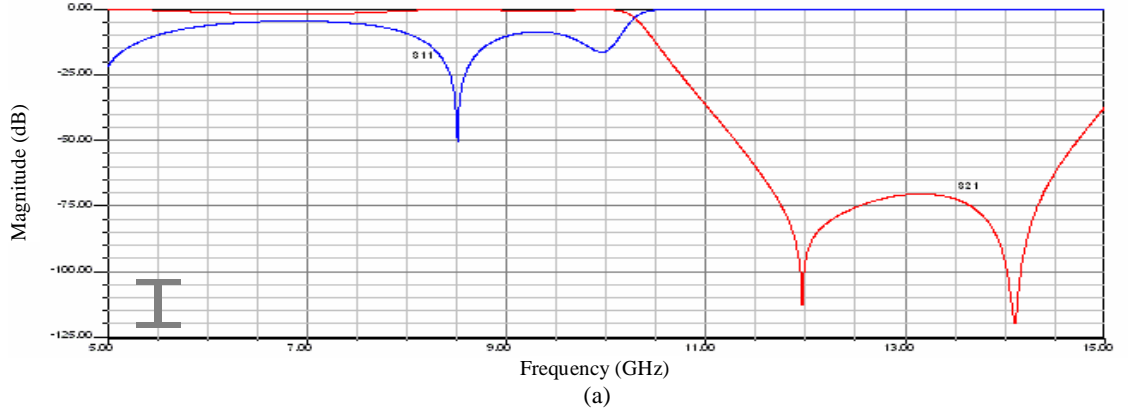
Şekil 4.37. Kare şekiller arasındaki mesafe 6 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafenin 7 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.38'de gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.38a'da görüldüğü üzere 10.55 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.38b'de görüldüğü üzere 9.95 GHz ile 10.45 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.38c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.69 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



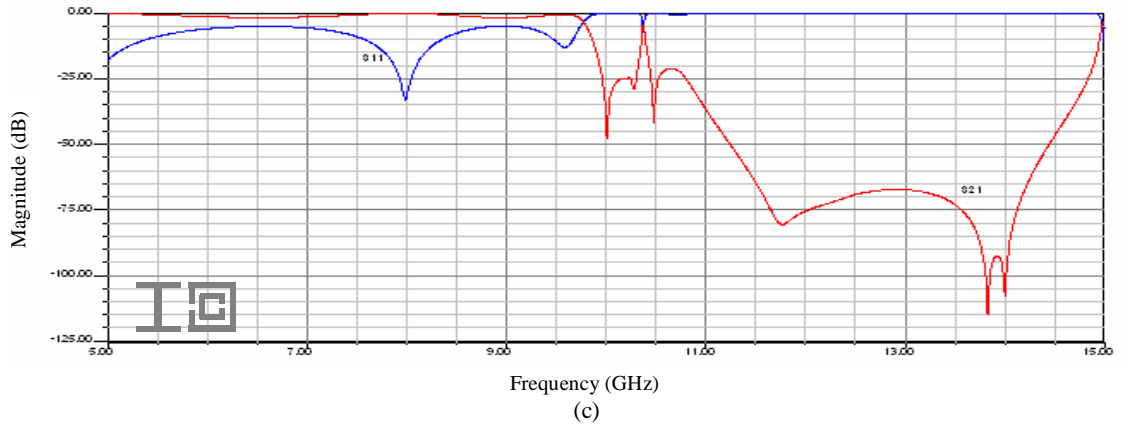
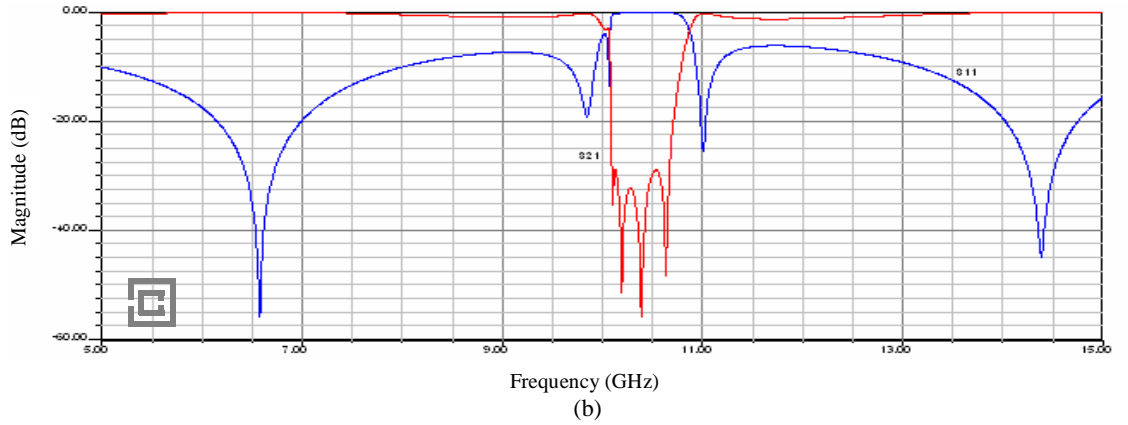
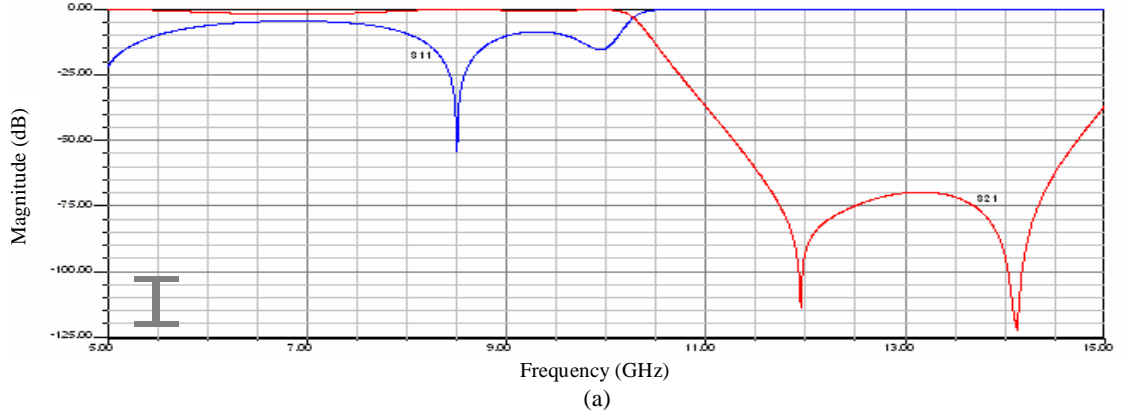
Şekil 4.38. Kare şekiller arasındaki mesafe 7 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafe 8 mil olduğunda Şekil 4.39'daki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.39a'da görüldüğü üzere 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.39b'de görüldüğü üzere 10.10 GHz ile 10.60 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.39c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.75 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



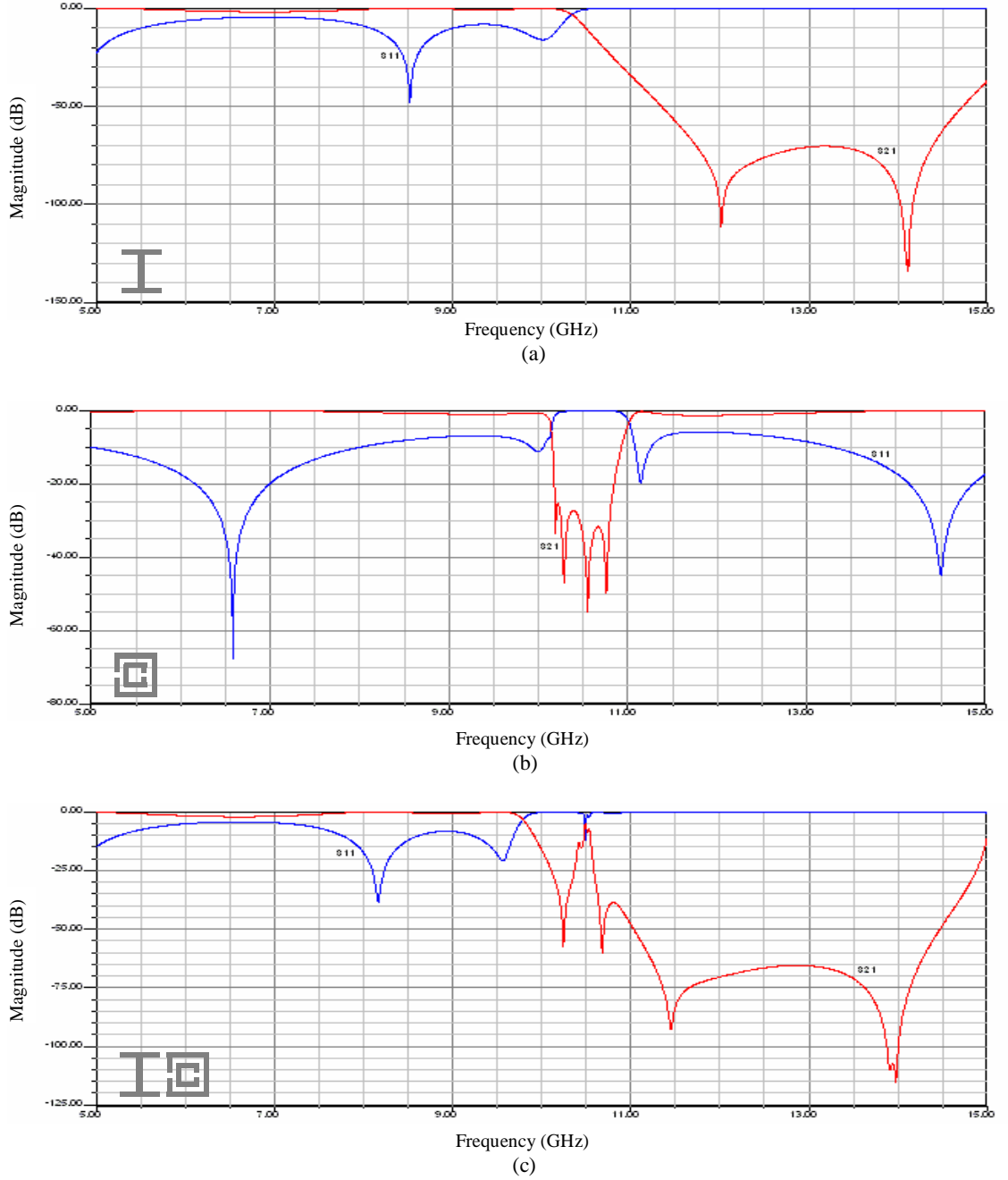
Şekil 4.39. Kare şekiller arasındaki mesafe 8 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafenin 9 mil olduğu tasarıma ait grafikler Şekil 4.40'ta gösterilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.40a'da görüldüğü üzere 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.40b'de görüldüğü üzere 10.15 GHz ile 10.75 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.40c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.97 GHz'de eşleşme oluşmaktadır.



Şekil 4.40. Kare şekiller arasındaki mesafe 9 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

Kare şekiller arasındaki mesafe 10 mil olduğunda Şekil 4.41'deki grafikler elde edilmiştir. Sadece CLS'ler dahil edildiğinde, Şekil 4.41a'da görüldüğü üzere 10.50 GHz ile 15.00 GHz frekans aralığında $e < 0$ 'dır. Sadece SRR'ler dahil edildiğinde ise Şekil 4.41b'de görüldüğü üzere 10.30 GHz ile 10.90 GHz frekans aralığında $m < 0$ 'dır. Kompozit MTM'de, Şekil 4.41c'de görüldüğü üzere 5-15 GHz arasında 14.99 GHz'de eşleşme başlamakta, ancak tam bir eşleşme oluşmamaktadır.



Şekil 4.41. Kare şekiller arasındaki mesafe 10 mil iken yansıma ve iletim değerleri. (a) Sadece CLS'ler için, (b) Sadece SRR'ler için, (c) Kompozit MTM için.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada ANSOFT Yüksek Frekans Yapı Simülatörü (HFSS) kullanılarak, CLS ve SRR içeren düzlemsel olmayan MTM yapılar incelenmiştir. Yapılan deneylerde; yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe değiştirilmek suretiyle yeni tasarımlar dizayn edilmiş ve bu yeni tasarımların yansımaya (S_{11}) ve iletime (S_{21}) değerleri bulunmuştur. Yansımaya (S_{11}) ve iletime (S_{21}) değerlerini kullanarak yapıların sadece $\epsilon < 0$ ve sadece $m < 0$ olduğu frekans aralıkları ile birlikte rezonans frekans değerleri elde edilmiştir.

Yapılar kalınlık açısından incelendiğinde elde edilen sonuçlar özet olarak Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1. Yapılar kalınlık açısından incelendiğinde elde edilen frekans değerleri.

Kalınlık değerleri	$\epsilon < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	$m < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	Rezonans frekans değerleri (GHz)
1 mil	9.50-13.30	7.70-7.85	13.35 , 14.15
2 mil	9.50-13.55	7.60-7.90	13.68 , 14.40
3 mil	9.45-13.80	7.80-8.10	13.90 , 14.80
4 mil	9.35-14.00	7.95-8.30	14.20
5 mil	10.20-14.50	8.20-8.55	14.45
6 mil	10.30-14.70	8.40-8.70	14.65
7 mil	10.25-14.85	8.65-9.00	14.90
8 mil	9.80-14.95	8.90-9.30	14.00
9 mil	10.45-15.00	9.10-9.60	14.25
10 mil	10.00-15.00	9.30-9.75	14.11
12 mil	10.60-15.00	10.00-10.50	15.00

Çizelgede görüldüğü üzere yapıların kalınlığı arttıkça yapının $\epsilon < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı ve $m < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı

artmıştır. Kalınlık miktarı 1 milden 3 mile kadar, yapılar iki rezonans frekans değerine sahipken, kalınlık miktarı 4 mil ve 10 mil aralığında ise yapılar sadece birer rezonans frekans değerine sahiptir. Artan kalınlıkla rezonans frekans değeri de giderek artmıştır.

SRR'lerde açıklık mesafesi incelendiğinde elde edilen sonuçlar özet olarak Çizelge 5.2'de verilmiştir.

Çizelge 5.2. SRR'lerde açıklık mesafesi incelendiğinde elde edilen frekans değerleri.

SRR'lerdeki açıklık mesafesi	$\varepsilon < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	$m < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	Rezonans frekans değerleri (GHz)
1 mil	10.10-15.00	8.75-9.15	14.28
2 mil	10.25-15.00	8.85-9.30	14.25
3 mil	9.85-15.00	9.00-9.40	14.28
4 mil	10.55-15.00	9.00-9.50	14.30
5 mil	10.00-15.00	9.15-9.60	14.35
6 mil	10.45-15.00	9.20-9.65	14.28
7 mil	10.40-15.00	9.30-9.70	14.23
8 mil	10.35-15.00	9.35-9.80	14.17
9 mil	10.50-15.00	9.40-9.85	14.37
10 mil	10.00-15.00	9.30-9.75	14.11
12 mil	10.50-15.00	9.55-10.00	14.45
15 mil	10.50-15.00	9.65-10.10	14.23
18 mil	10.50-15.00	9.75-10.25	14.42
20 mil	10.45-15.00	9.90-10.35	14.49
25 mil	10.30-15.00	10.10-10.55	14.59
30 mil	10.50-15.00	10.20-10.70	14.68
35 mil	10.35-15.00	10.35-10.85	14.76
40 mil	10.20-15.00	10.55-11.00	14.80

SRR'lerdeki açıklık mesafesi arttıkça, yapının $\epsilon < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı ve bununla birlikte $m < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı yaklaşık olarak aynı kalmıştır. Rezonans frekans değeri ise giderek artmıştır.

SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe incelendiğinde elde edilen sonuçlar özet olarak Çizelge 5.3'te verilmiştir. Çizelgede görüldüğü üzere SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe giderek arttırıldığında yapının $\epsilon < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı değişime uğramayıp, sabit kalmıştır. $m < 0$ özellik gösterdiği frekans aralık miktarı ve bununla birlikte rezonans frekans değeri ise giderek artmıştır.

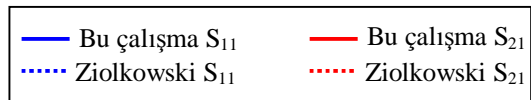
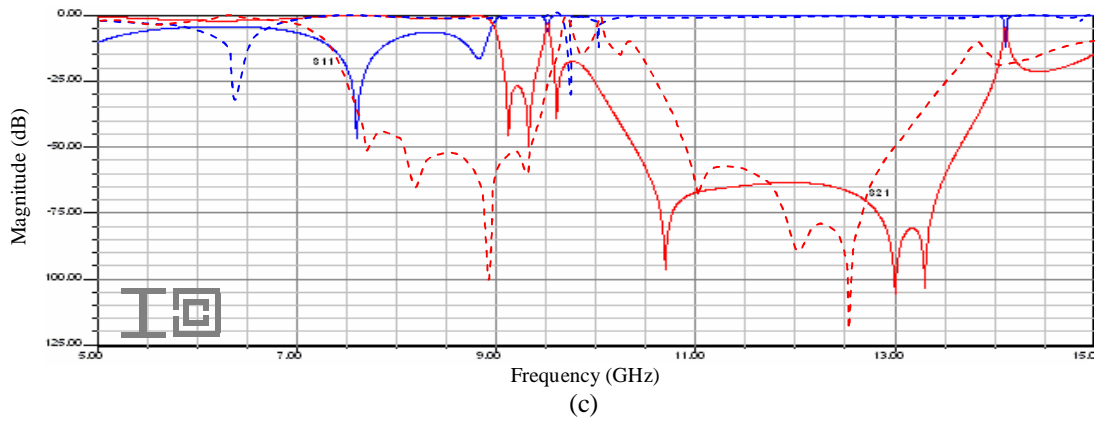
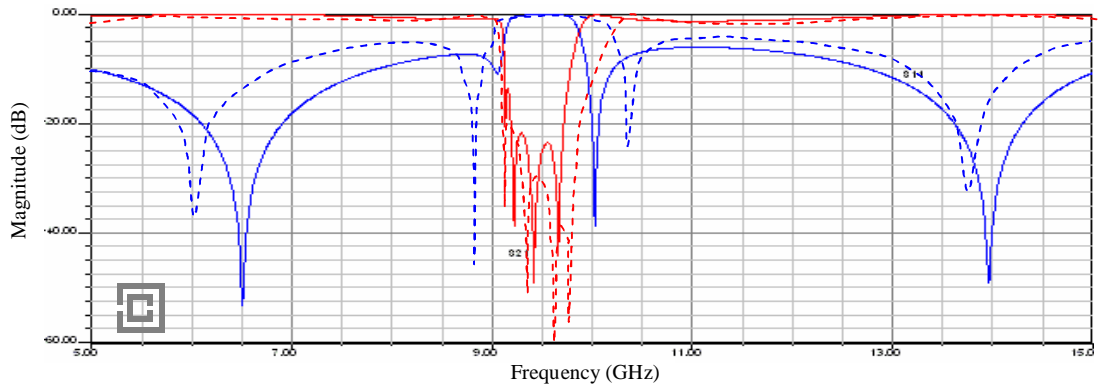
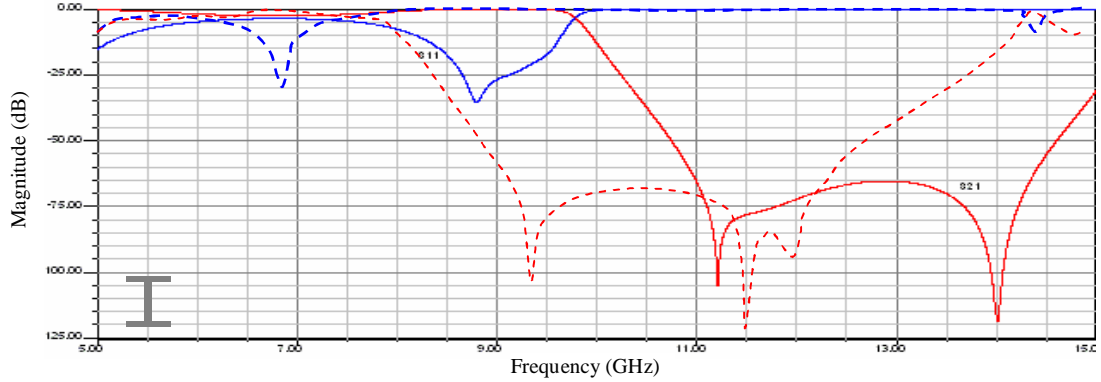
Çizelge 5.3. SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe incelendiğinde elde edilen frekans değerleri.

Kare şekiller arasındaki mesafe	$\epsilon < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	$m < 0$ olan frekans aralıkları (GHz)	Rezonans frekans değerleri (GHz)
1 mil	10.50-15.00	7.75-8.00	14.15
2 mil	10.20-15.00	8.40-8.70	13.85
3 mil	10.55-15.00	8.75-9.00	14.15
4 mil	10.35-15.00	9.15-9.55	14.30
5 mil	10.00-15.00	9.30-9.75	14.11
6 mil	10.40-15.00	9.70-10.15	14.40
7 mil	10.55-15.00	9.95-10.45	14.69
8 mil	10.50-15.00	10.10-10.60	14.75
9 mil	10.50-15.00	10.15-10.75	14.97
10 mil	10.50-15.00	10.30-10.90	14.99

Elde edilen verilere göre yapıların kalınlıkları, SRR'lerdeki açıklık mesafesi ve SRR'lerde bulunan kare şekiller arasındaki mesafe arttırıldığında rezonans frekans değerleri giderek artmıştır.

SRR yapıdaki açıklık miktarı 10 mil, kare şekiller arasındaki mesafe 5 mil, CLS ve SRR yapıların kalınlıkları 10 mil iken elde edilen S_{11} ve S_{21} değerleri,

ZIOLKOWSKI (2003) tarafından HFSS kullanılarak elde edilen S_{11} ve S_{21} değerleri ile karşılaştırılmal olarak Şekil 5.1’de gösterilmiştir.



Şekil 5.1. Bu alışma ve ZIOLKOWSKI (2003)’e ait S_{11} ve S_{21} değerleri.

Şekil 5.1a'da görüldüğü üzere, sadece CLS'ler devrede olduğunda yapının $e < 0$ özellik gösterdiği frekans değerleri, ZIOLKOWSKI (2003) tarafından 8-14 GHz frekans aralığında bulunurken, bu çalışmada 10-15 GHz frekans aralığında elde edilmiştir. Şekil 5.1b'de görüldüğü gibi, sadece SRR'ler devrede olduğunda yapının $m < 0$ özellik gösterdiği frekans değerleri, ZIOLKOWSKI (2003) tarafından 9-10 GHz frekans aralığında elde edilirken, bu çalışmada 9.30-9.75 GHz frekans aralığında gözlenmiştir.

Şekil 5.1c'de ise, ANSOFT HFSS programında fast sweep seçeneğinin kullanılması ve 5-15 GHz aralığında alınan değer sayısının farklı olması nedeni ile oluşan frekans kaymalarına rağmen, bu çalışmadaki yapı ile ZIOLKOWSKI (2003)'nin kullanmış olduğu yapının aynı şekilde tepki verdiği görülmüş, elde edilen sonuçların genel olarak literatür ile uyum içerisinde olduğu kanaatine varılmıştır.

Yapılan bu çalışmadan elde edilen sonuçlara dayanarak, MTM yapıların iletim hatlarında sağlamış oldukları bir takım üstünlüklerinden dolayı telekomünikasyon alanında kullanılması mümkün görülmektedir. Ayrıca; MTM yapılar, mükemmel görüntü odaklaması ve yüksek kalitede çözünürlük sağladığından optik uygulamalarda yararlanılması ve görüntülü cihazlara entegrasyonu araştırılmalıdır. Bunun yanı sıra, MTM yapıların anten ve algılayıcı uygulamalarındaki kullanımını üzerinde çalışılıp, farklı MTM dizaynlarının da incelenmesi yararlı olacaktır.

KAYNAKLAR

- BAYINDIR, M., AYDIN, K., OZBAY, E., MARKÖS, P. and SOUKOULIS, C. M., 2002. Transmission properties of composite metamaterials in free space. **Appl. Phys. Lett.**, 81 (1): 120–122.
- BERMAN, P. R., 2002. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media. **Phys. Rev. E**, 66: 1–3.
- BORN, M. and WOLF, E., 2002. **Principles of Optics, Seventh Edition**. Cambridge University Press.
- BRILLOUIN, L., 1960. **Wave Propagation and Group Velocity**. Academic Press.
- CALOZ, C. and ITOH, T., 2004. Array factor approach of leaky-wave antennas and application to 1D/2D composite right/left-handed (CRLH) structures. **IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.**, 14 (6): 274–276.
- DOVIK, R. J., ZRNIC, D. S. and DOVIK, R. J., 1993. **Doppler Radar and Weather Observations, Second Edition**. Academic Press.
- ISHIMARU, A., 1991. **Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering**. Prentice Hall.
- KONG, J. A., 1990. **Electromagnetic Wave Theory, Second Edition**. John Wiley & Sons.
- KRAUS, J. D. and MARHEFKA, R. J., 2001. **Antennas, Third Edition**. McGraw Hill.
- LAKHTAKIA, A., 2004. Positive and negative Goos-Hänchen shifts and negative phase-velocity mediums (alias left-handed materials). **Int. J. Electron. Commun.**, 58 (3): 229–231.
- LINDELL, V., TRETYAKOV, S. A., NIKOSKINEN, K. I. and ILVONEN, S., 2001. BW media-media with negative parameters, capable of supporting backward waves. **Micr. Opt. Technol. Lett.**, 31 (2): 129–133.
- MARKÖS, P. and SOUKOULIS, C. M., 2002. Transmission studies of left-handed materials. **Phys. Rev. B**, 65: 1–4.
- PENDRY, J. B., HOLDEN, A. J., STEWART, W. J. and YOUNGS, I., 1996. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructure. **Phys. Rev. Lett.**, 76 (25): 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: 4785–4809.
- PENDRY, J. B., HOLDEN, A. J., ROBBINS, D. J. and STEWART, W. J., 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. **IEEE Trans. Micr. Theory. Tech.**, 47 (11): 2075–2084.
- PENDRY, J. B., 2000. Negative refraction makes a perfect lens. **Phys. Rev. Lett.**, 85 (18): 3966–3969.
- POZAR, M. D., 2004. **Microwave Engineering, Third Edition**. John Wiley & Sons.
- SHELBY, R. A., SMITH, D. R. and SCHULTZ, S., 2001. Experimental verification of a negative index of refraction. **Science**, 292: 77–79.
- SMITH, D. R., VIER, D. C., KROLL, N. and SCHULTZ, S., 2000. Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial. **App. Phys. Lett.**, 77 (14): 2246–2248.
- VESELAGO, V., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . **Soviet Physics Uspekhi**, 10 (4): 509–514.

ZIOLKOWSKI, R. W., 2003. Design, Fabrication, and Testing of Double Negative Metamaterials. **IEEE Trans. Antennas Propagat.**, 51: 1516-1529.

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Gaziantep'te doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi Gaziantep'te tamamladım. 1998 yılında girdiğim Gaziantep Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden 2003 yılında mezun oldum. Aynı yıl, Gaziantep Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim dalında yüksek lisans öğrenimime başladım. Aralık 2003 tarihinde Mersin Üniversitesi Teknik Bilimler Meslek Yüksekokuluna Öğretim Görevlisi olarak atandığımdan dolayı ara verdiğim yüksek lisans öğrenimime, Şubat 2006 tarihi itibari ile Mustafa Kemal Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Ana Bilim dalında yeniden başladım.