

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTROMANYETİK FİLTRE VE DALGAKILAVUZU
UYGULAMALARI İÇİN METAMATERYAL KATMANLARIN
BENZETİMİ VE TASARIMI**

DOKTORA TEZİ

Y. MUH. SİBEL ÇİMEN

Anabilim Dalı: Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Gonca ÇAKIR

KOCAELİ, 2009

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTROMANYETİK FİLTRE VE DALGAKILAVUZU
UYGULAMALARI İÇİN METAMATERYAL KATMANLARIN
BENZETİMİ VE TASARIMI**

DOKTORA TEZİ

Y.MUH. Sibel ÇİMEN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 16 ARALIK 2009

Tezin Savunulduğu Tarih: 30 ARALIK 2009

**Tez Danışmanı
Yrd.Doç.Dr. Gonca ÇAKIR**


(.....)

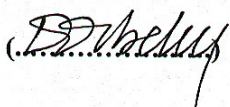
**Üye
Prof.Dr. Levent SEVGİ**


(.....)

**Üye
Doç.Dr. Yunus Emre ERDEMLİ**


(.....)

**Üye
Prof.Dr. Doğan DİBEKÇİ**


(.....)

**Üye
Yrd.Doç.Dr. Kürşat ŞENDÜR**


(.....)

KOCAELİ, 2009

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜRLER

Bu tez çalışması; kendilerine has fiziksel özellikleri ile günümüzde oldukça ilgi çeken konular haline gelen metamateryalleri ve elektromanyetik yapılardaki tasarımlarını ve modellemelerini içermektedir. Bu tasarım ve modellemelerde elektromanyetik dalgaların zaman düzleminde incelenmesine olanak sağlayan sayısal bir teknik olan FDTD (Finite Difference Time Domain) yöntemi kullanılmıştır.

Kendi geliştirdiğimiz 2-boyutlu SLAB-MTM ve 3-boyutlu MTM-3D olarak isimlendirdiğimiz FDTD tabanlı simülatörler, çok-katmanlı metamateryal yapılarının modellenmesinde kullanılmıştır. Gösterdikleri farklı elektromanyetik özelliklerinden yararlanılarak metamateryal yapıları ile değişik filtre tipleri tasarlanmıştır. Çok modlu iletim hatlarında istenmeyen mod veya modları bastırmak için MTM yapıların mod bastırıcı olarak kullanılabilceği önerilmiştir. Ayrıca bu çalışmada farklı kesitlerdeki dalga kılavuzu yapılarını birleştirme amacıyla kullanılan “taper” yapılarına alternatif MTM-tipi mod dönüştürücüler tasarlanmıştır.

Bu tez çalışmasında; fikirleri ile beni yönlendirip kıymetli önerileri ve desteklerini benden esirgemeyen danışmanım sayın Yrd. Doç Dr. Gonca ÇAKIR’ a, katkıları ile tezin şekillenmesinde yardımcı olan sayın Prof. Dr. Levent SEVGİ’ye, değerleri yorumlarından dolayı sayın Doç Dr. Yunus Emre ERDEMLİ’ ye teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜRLER	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ	iii
TABLolar DİZİNİ	vi
SİMGELER ve KISALTMALAR	vii
ÖZET	ix
İNGİLİZCE ÖZET	x
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. METAMATERYAL MODELLERİ	5
2.1. Giriş	5
2.2. Metamateryal Modelleri	6
2.2.1. Lorentz modeli	6
2.2.2. Drude modeli	8
2.2.3. Debye modeli	10
2.3. FDTD Yöntemi ile Metamateryal Modellenmesi	10
2.3.1. Fourier dönüşüm yöntemi	11
2.3.2. Yardımcı diferansiyel denklemler (ADE) yöntemi	13
2.3.3. Z-Dönüşüm yöntemi	16
BÖLÜM 3. FDTD ile METAMATERYAL MODELLEMESİ	19
3.1. Giriş	19
3.2. Dağıtıcı Ortamlar için 2-Boyutlu FDTD Denklemlerinin Türetilmesi	19
3.3. MTM-FDTD Simülatörü	25
3.4. SLAB-MTM Simülatörü	29
3.4.1. SLAB-MTM simülatörü ile tek-katmanlı malzeme analizi	35
3.4.2. SLAB-MTM simülatörü ile çok-katmanlı filtre tasarımları	38
3.5. Saçıcı Ortamlar için 3-Boyutlu FDTD Denklemlerinin Türetilmesi	44
3.6. MTM-3D Simülatörü	50
3.6.1. MTM-3D Simülatörü ile tek katmanlı malzeme analizi	51
BÖLÜM 4. MTM-3D ile DALGA KILAVUZU UYGULAMALARI	54
4.1. Giriş	54
4.2. Dikdörtgen Dalga Kılavuzları	54
4.2.1 Dikdörtgen dalga kılavuzlarında TM dalgalar	55
4.2.2 Dikdörtgen dalga kılavuzlarında TE dalgalar	57
4.2. MTM-3D ile Dikdörtgen Dalga Kılavuzu Modellenmesi	58
4.3. MTM-3D Simülatörü ile Dalga Kılavuzu Filtre Tasarımı	61
4.4. MTM Tabakaları ile Dalga Kılavuzu Mod Bastırma	67
4.5 MTM Tabakaları ile Dalga Kılavuzu Mod-Dönüştürücü	71
SONUÇLAR ve ÖNERİLER	82
KAYNAKLAR	85
EKLER	90
KİŞİSEL YAYINLAR ve ESERLER	101
ÖZGEÇMİŞ	102

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1: DPS ve DNG ortamdaki dalga yayılımı, yansıma ve kırılmalar.....	6
Şekil 2.2: Lorentz modelinde elektriksel geçirgenliğin frekansa göre değişimi (reel düz çizgi, sanal kesikli çizgi)	8
Şekil 2.3: Drude modeli ile tanımlanan elektriksel geçirgenlik ($\omega_{pd} = 2\pi \cdot 10^9$, $\Gamma_L=0.1$).....	9
Şekil 3.1: 2-Boyutlu TE tipi FDTD uzayı	21
Şekil 3.2: 2-Boyutlu TE-tipi FDTD algoritmasında elektrik ve manyetik alan değerlerinin hesaplanması.....	25
Şekil 3.3: MTM-FDTD programının ve kaynak, malzeme, boyut seçimi için kullanılan pencerelerin genel görüntüsü.	26
Şekil 3.4: EM dalgaların yayılımı ve MTM yapı ile etkileşimi.	27
Şekil 3.5: Gauss hüzmesini tanımlarken kullanılan parametreler: N adet Gauss darbesi, hüzme genişliği ve hüzme açısı.....	28
Şekil 3.6: (a) Kırılma indisi $n=1.5$ olan DPS bi ortamda EM dalga yayılımı. (b) $f=1$ GHz’de kırılma indisi $n=-1$ olan DNG bir ortamdaki EM dalga davranışı	28
Şekil 3.7: $f=1$ GHz’ de kırılma indisi $n=-2$ olan malzemedeki EM dalga davranışı	29
Şekil 3.8: DNG malzemelerde işleyen ters Snell yasası.....	30
Şekil 3.9: 2-Boyutlu SLAB-MTM hesap uzayı ve uygulanan sınır koşulları	31
Şekil 3.10: (a) Göz-1, (b) Göz-2 noktalarında düzlem dalganın ENG ve DPS malzeme ile olan etkileşimi.....	32
Şekil 3.11: Analitik hesaplamada kullanılan hesap uzayı	33
Şekil 3.12: SLAB-MTM’ de tek-katmanlı malzemenin yerleşimi	36
Şekil 3.13: (a) ENG, (b) MNG malzemelerinin S-parametresi grafikleri. (Düz çizgi: SLAB-MTM simülatörü, kesikli çizgi: analitik yöntem ile elde edilen S-parametresi grafikleridir.)	37
Şekil 3.14: DNG malzemesine ait olan S-parametresi grafiği (Düz çizgi: SLAB-MTM, kesikli çizgi: analitik yöntem ile elde edilen sonuçları göstermektedir).....	37
Şekil 3.15: 3-katmanlı BGF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar.) .	39
Şekil 3.16: 3-katmanlı BSF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar.) .	40
Şekil 3.17: 3-katmanlı YGF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar) ..	42
Şekil 3.18: 3-katmanlı AGF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar.) .	43
Şekil 3.19: Soldaki; DNG-1 malzemesine ait iletim/yansıma karakteristiği, Sağdaki; DNG-2 1 malzemesine ait iletim/yansıma karakteristiği (Düz çizgi: SLAB-MTM, kesikli çizgi: Analitik yol ile elde edilen sonuçlar).....	44
Şekil 3.20: İki-katmanlı yapının iletim/yansıma karakteristiği (Düz çizgi: SLAB-MTM, kesikli çizgi: Analitik yol ile elde edilen sonuçlar).....	44

Şekil 3.21: 3-Boyutlu FDTD hücresi	45
Şekil 3.22: MTM-3D simülatöründe tanımlanan problem uzayı.....	51
Şekil 3.23: MTM-3D simülatöründe tek katmanlı malzeme analiz düzeneği.....	51
Şekil 3.24: Tek-katmanlı ENG malzemesinin S-parametresi eğrisi	52
Şekil 3.25: Tek-katmanlı ENG malzemesinin Elektriksel / Manyetik geçirgenlik eğrisi	53
Şekil 4.1: Dikdörtgen dalga kılavuzunun, $\lambda/4$ uzunluklu kısa devre parçalarından meydana gelişi.....	55
Şekil 4.2. Dikdörtgen dalga kılavuzu, PML ve gözlem noktalarının yerleşimi.....	59
Şekil 4.3. Sinüs modüleli Gauss darbesi (a) zaman domeninde (b) frekans domeninde gösterimi	60
Şekil 4.4: Dikdörtgen dalga kılavuzunda TE_{10} modu yayılımı.....	61
Şekil 4.5: MTM-3D simülatöründe boş ve ENG dolgulu dalga kılavuzunda dalga yayılımı	63
Şekil 4.6: Göz-1 ve Göz-2 noktalarındaki $E_x(t)$ bilgisi	64
Şekil 4.7: ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun İletim/Yansıma grafiği (Düz çizgi; MTM-3D, kesikli çizgi; CST MWS)	65
Şekil 4.8: d kalınlıklı ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun CST MWS'de modellenmesi	65
Şekil 4.9: (a) Çift söndürme bantlı BSF'nin iletim/yansıma karakteristiği, (b) Kullanılan DNG tabakaların elektriksel ve manyetik geçirgenlik eğrileri	66
Şekil 4.10: Dikdörtgen dalga kılavuzunu uyarmak için kullanılan kaynak (Kaynak band genişliği $B=30$ GHz)	68
Şekil 4.11: Dalga kılavuzunda oluşan modlar (Kesik çizgi; boş dalga kılavuzunda, Düz çizgi; ENG dolgulu dalga kılavuzunda oluşan modları ifade etmektedir)	69
Şekil 4.12: Dikdörtgen dalga kılavuzunda oluşan üçüncü modun bastırılması.....	69
Şekil 4.13: Dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan birinci ve üçüncü modun bastırılması.....	70
Şekil 4.14: Dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan ilk iki modun bastırılması.....	70
Şekil 4.15: Göz-2 noktasındaki E_x alan bileşenin zamana göre ifadesi	71
Şekil 4.16: (a) Farklı kesitlerdeki dalga kılavuzlarını birleştiren taper dalga kılavuzu (b) Taper dalga kılavuzuna alternatif simetrik MTM yapısı, (b) asimetrik MTM yapısı.....	73
Şekil 4.17: MTM-3D simülatöründe a_1 kesitli dalga kılavuzunda uyarılan kaynağın (a) zaman, (b) frekans düzlemindeki karakteristiği	73
Şekil 4.18: MTM-3D simülatöründe içi boş dalga kılavuzu yapısının analiz görüntüsü.....	75
Şekil 4.19: E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi.....	75
Şekil 4.20: MTM dolgulu simetrik dalga kılavuzunda yalnızca tek modun yayılımı	76
Şekil 4.21: E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki karakteristiği.....	77
Şekil 4.22: 8, 9, 10 ve 12.5 GHz'de konuma göre E_x bileşeni grafikleri	78
Şekil 4.23: MTM-3D simülatöründe $t=1000*\Delta t$ anındaki boş dalga kılavuzunda dalga yayılımı.....	79

Şekil 4.24: İçi boş asimetrik dalga kılavuzunda (a) E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi	79
Şekil 4.25: MTM-3D simülatöründe $t=1000*\Delta t$ anında MTM dolgulu asimetrik dalga kılavuzundaki dalga yayılımı	80
Şekil 4.26: MTM dolgulu asimetrik dalga kılavuzunda (a) E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi.....	81

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 3.1: Tek-katmanlı malzeme analizinde kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz)	36
Tablo 3.2: BGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).....	39
Tablo 3.3: BSF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).....	41
Tablo 3.4: YGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).....	41
Tablo 3.5: AGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).....	42
Tablo 3.6: İki-katmanlı yapıda kullanılan malzeme parametreleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz)	43
Tablo 3.7: Manyetik alanın H_y ve H_z bileşenleri için ayrıştırılmış denklemler ..	48
Tablo 3.8: Elektrik alanın E_x ve E_z bileşenleri için ayrıştırılmış denklemler	49
Tablo 3.9: ENG malzeme parametreleri (Kaynak Bant Genişliği B=100 MHz).....	52
Tablo 4.1: X-Bant dalga kılavuzu için ilk dört modun kesim frekansı	60
Tablo 4.2: Filtre tasarımlarında kullanılan malzemelerin Lorentz modeline göre seçilen değerleri.....	67
Tablo 4.3: a_1 , a_2 , a_3 , kesitli dalga kılavuzlarında yayılan modlar ve kesim frekansları	74
Tablo 4.4: Simetrik ve Asimetrik dikdörtgen dalga kılavuzu yapılarında kullanılan MTM tabakaların özellikleri	76

SİMGELER ve KISALTMALAR

n	: Kırılma indisi
DPS	: Çift Pozitif Malzeme
DNG	: Çift Negatif Malzeme
MNG	: μ -negatif Malzeme
ENG	: ε -negatif Malzeme
MTM	: Metamateryal Malzeme
LHM	: Sol-elli Malzeme
ω_0	: Geri döndürme kuvveti
ω_p	: Kuplaj katsayısı
ε_r	: Bağlı elektriksel geçirgenlik sabiti
μ_r	: Bağlı manyetik geçirgenlik sabiti
ε_0	: Boşluğun elektriksel geçirgenlik sabiti
μ_0	: Boşluğun manyetik geçirgenlik sabiti
ε_∞	: Optik frekans bölgesinde elektriksel geçirgenlik sabiti
μ_∞	: Optik frekans bölgesinde manyetik geçirgenlik sabiti
Γ_L	: Sönümleme katsayısı
χ_e	: Elektriksel hassasiyet
f_p	: Plazma frekansı
\vec{P}	: Polarizasyon vektörü
\vec{E}	: Elektrik alan vektörü
\vec{H}	: Manyetik alan vektörü
\vec{D}	: Elektrik akı yoğunluğu vektörü
\vec{B}	: Manyetik akı yoğunluğu vektörü
\vec{J}	: Akım yoğunluğu vektörü
σ	: İletkenlik katsayısı
γ	: Yayılma sabiti
k	: Dalga sayısı
Δt	: Zaman adımı
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$: x, y, z koordinatlarındaki FDTD hücre boyutları
N_x, N_y, N_z	: FDTD uzayında x-, y- ve z- doğrultularındaki hücre sayıları
n	: FDTD'de zaman adımı
i, j, k	: FDTD'de x, y, z deki konum adımları
λ_p	: Plazma frekansında dalga boyu
λ	: Dalga boyu
α_k	: Yüklerin ivmesi
δ_k	: Sönümleme katsayısı
f_k	: Rezonans frekansını
f_c	: Kesim frekansı

S ₁₁	: İlgili devrenin (giriş kapısındaki) yansıma oranı
S ₂₁	: İlgili devrenin (çıkış kapısındaki) iletim oranı
TE	: Enine Elektrik Alan
TM	: Enine Manyetik Alan
FDTD	: Finite Difference Time Domain Method
PML	: Perfectly Match Layer

ELEKTROMANYETİK FİLTRE VE DALGAKILAVUZU UYGULAMALARI İÇİN METAMATERYAL KATMANLARIN BENZETİMİ VE TASARIMI

Sibel ÇİMEN

Anahtar Kelimeler: Metamateryaller (MTM), Sol-elli malzemeler (LHM), ϵ -negatif (ENG), μ -negatif (MNG), çift negatif (DNG), FDTD, filtreler, dalga kılavuzları.

Özet: Malzemeler sahip oldukları elektriksel geçirgenlik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ) katsayılarına göre elektromanyetik dalgalar karşısında farklı özellikler sergilerler. Doğada bulunan malzemelerde bu katsayılar pozitif değerlikte bulunurlar. Metamateryal olarak isimlendirilen malzemeler ise laboratuvar ortamında üretilebilen elektriksel (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ) katsayılarının negatif değerlik alabildiği malzeme tipleridir.

Metamateryal yapıların modellenmesi ve benzetiminde sayısal modelleme yöntemlerinden biri olan FDTD yöntemi seçilmiştir. Bu yöntem kullanılarak 2 ve 3 boyutlu yazılım paketleri geliştirilmiştir. SLAB-MTM ve MTM-3D olarak isimlendirdiğimiz bu simülatörler pozitif kırılma indisli malzemelerin yanında negatif kırılma indisli metamateryalleri de modelleyebilmektedir. Çok katmanlı metamateryal yapıları ile değişik filtre tipleri, geliştirilen bu simülatörler yardımı ile tasarlanmış, elde edilen sonuçlar analitik hesaplamalar ile desteklenmiştir.

Ayrıca bu çalışmada, metamateryal dolgulu dalga kılavuzu yapıları incelenmiş, bu yapılar ile değişik filtre tasarımları yapılmıştır. Dalga kılavuzlarında ultra geniş bantlı (UWB) darbe iletimi için büyük ihtiyaç olan mod bastırıcıların MTM yapıları ile tasarlanabileceği önerilmiş, tek veya birkaç modu bastırabilen mod bastırıcılar MTM yapıları kullanılarak tasarlanmıştır. Son olarak ise kesiti değişen dalga kılavuzlarında istenen modun yayılmasını sağlayan MTM-tipi mod dönüştürücüler yapılmıştır.

METAMATERIAL LAYERS MODELLING AND DESIGNS FOR ELECTROMAGNETIC FILTER AND WAVEGUIDE APPLICATIONS

Sibel ÇİMEN

Key Words: Metamaterial (MTM), Left-handed material (LHM), ϵ -negative (ENG), μ -negative (MNG), double negative (DNG), FDTD, filters, waveguides.

Abstract: Materials have different electromagnetic characteristics due to their different permittivity (ϵ) and permeability (μ) coefficients. Naturally occurring materials have positive constitutive parameters. Materials with negative permittivity and permeability usually call as MTMs and they produced only in laboratory conditions.

One of the numerical modeling techniques FDTD method is chosen for modeling and simulating metamaterials. Using this numerical method, 2-D and 3-D simulators called SLAB-MTM and MTM-3D respectively is developed. These simulators have the ability of modeling materials with negative refraction index beyond positive refraction index materials. In this thesis work, different filter types are designed with multilayered metamaterial slabs by the aim of developed simulators. The results obtained from these simulators are validated with analytical calculations.

Furthermore, in this thesis metamaterial filled rectangular waveguides are investigated and various filter types designed. It is suggested that mode suppressor, which is a great necessity in ultra wide band (UWB) pulse propagator waveguides, can be done with metamaterial slabs. Finally, in this work we present a MTM-type mode converters design for propagating only desired mode in waveguides with smoothly varying cross sections.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Günümüzde gösterdikleri farklı elektromanyetik (EM) özellikleri nedeniyle, belirli frekans aralığında elektriksel geçirgenlik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ) parametrelerinin her ikisinin de negatif değer aldığı malzeme tipleri büyük ilgi toplamaktadır. Bu tip malzemeler, “metamateryaller” (yapay malzemeler) olarak isimlendirilmektedirler. Metamateryallerin alışlagelmiş malzemelerden farklı EM özellikleri ve değişik uygulamalarda kullanılabilirliği birçok araştırma grubunun ilgi odağı olmasında başlıca etkindir.

Metamateryallerin literatürde yerini alması Bose'nin bükülmüş yapılar (twisted structures) üzerine yaptığı çalışma [1] ile başlamıştır. 1968 yılında, fizikçi V.G. Veselago elektriksel ve manyetik geçirgenlik parametrelerinin negatif değere sahip malzemelerde düzlem dalga yayılımını teorik olarak incelemiştir [2]. Veselago' nun bu teorik çalışması, düzlem dalganın alışlagelmiş ortamlardaki davranışının aksine, bu tip ortamlarda Poynting vektörünün faz hızına zıt yönde olduğunu göstermiştir. Bu özelliğinden dolayı, standart (pozitif indisli) ortamlar için kullanılan “sağ-el kuralı”, negatif indisli ortamlarda “sol-el kuralı” olarak uygulanmaktadır ve bu nedenle bu malzemeler literatürde sol-elli metamateryal (left-handed metamaterial, LHM) yapılar olarak da anılmaktadır. LHM yapılarda, negatif kırılma indisinden dolayı, Snell kırılma yasası tersine işlemekte ve yapı içerisinde ters Doppler etkisi gözlenmektedir. Bu yapıların en ilginç özelliği; aynı frekans bandında hem ϵ -negatif (ENG) hem de μ -negatif (MNG) özellik göstermeleri ve ilgili frekans aralığında iletme izin vermeleridir.

Herhangi bir malzemenin elektriksel ve manyetik özellikleri o malzemenin elektriksel (ϵ) ve manyetik (μ) geçirgenliği gibi iki önemli parametre tarafından belirlenmektedir. Bu parametrelerin her ikisi birden, ortamın EM dalgalara karşı davranışını belirler. Doğadaki malzemelerde bu iki parametre genelde pozitif değerlikli olmasına rağmen; metaller, belirli frekans değerlerinde ENG özellik

gösterebilmektedirler. Ancak doğada, hem ENG, hem de MNG özellik gösteren bir malzeme bulunmamaktadır. Bundan dolayı, doğada bulunan ortamların kırılma indis değerleri (n) pozitif veya sanal değerli olmaktadır. Pozitif indisli ortamlar EM dalgaların iletimini sağlayabilirken, sanal kırılma indisli ortamlarda EM dalga iletilememekte veya çok düşük seviyelerde iletilebilmektedir.

Mikrodalga frekans bölgesinde, ENG özellik gösteren yapılar periyodik ince metal şeritler yardımı ile gerçekleştirilebilirler. Belli bir frekansın altında yapının negatif elektriksel geçirgenlik özelliği sergilemesi nedeniyle bu yapının içine nüfuz eden EM dalga ilerlemez [3-5]. Doğada hali hazırda bulunmaması ile birlikte MNG özellik sergileyen yapıları elde etmek ise oldukça zordur. İlk defa 1999 yılında Pendry, yarıklı halka rezonatörleri (Split Ring Resonators, SRRs) olarak adlandırılan yapının manyetik rezonans frekansına yaklaştıkça μ -negatif özellik gösterebileceğini göstermiştir [6]. Son yıllarda ise Smith, Schultz ve grubu, SRR ve ince metal şeritlerden oluşan yapının metamateriyal malzeme özellik sergilediğini, bu ortamlarda ters Snell yasasının işlediğini deneysel olarak göstermiştir [7-8].

Teorik hesaplamalar ve analizler, elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının her ikisinin birden negatif değerlik aldığı bölgede negatif kırılma indisinin de negatif olduğunu göstermiştir [2,9]. Metamateryal yapılarındaki negatif kırılma deneysel olarak Shelby ve grubu tarafından kanıtlanmıştır [10]. Metal şerit ve SRR dizilerinin bir araya getirilmesi ile yapılan bu çalışmalarda belirli bir frekans aralığında ENG/MNG özellik gösteren LHM yapılar oluşturulmuştur [11].

Metamateryaller birçok değişik uygulama alanında kullanılabilirler. Bu uygulama alanlarının en önemlilerinden biri de dalga kılavuzlarıdır. Bu alanda ilk önermede bulunanlardan biri Engheta'dır. Engheta, dielektrik tabaka (slab) dalga kılavuzları yapılabileceği gibi, metamateriyal malzemeler ile tabaka dalga kılavuzlarının da yapılabileceğini önermiştir. Çalışmalarının sonucunda, tabaka içinde kılavuzlanan modun faz hızına zıt yönde tabaka dışında ise aynı yönde Poynting vektörüne sahip olduğu ortaya çıkmıştır [12]. Alu ve Engheta'nın başka bir çalışmasında, dielektrik tabaka dalga kılavuzu ile metamateriyal tabaka dalga kılavuzu yapıları arasında oluşan mod kuplajını incelemiş, normalde oluşan kuplaj yönünden ters yönlü bir kuplajın meydana geldiğini göstermiştir [13]. Ayrıca, paralel tabakalı dalga

kılavuzunun ENG, MNG, elektriksel ve manyetik geçirgenliğinin her ikisi de pozitif (DPS), ve her ikisi de negatif (DNG) malzeme tabakaları ile doldurulmuş durumundaki kılavuzlanan modların özelliklerini analiz etmişlerdir [14]. Bu analiz sonuçlarına dayanarak Alu ve Engheta bazı değişik uygulamalar önermişlerdir. Bunlardan bazıları, ultra-ince dalga kılavuzları, çok ince kaviti rezonatörleri, daha esnek tek-modlu fiber optik dalga kılavuzları vb.

Bu tez çalışmasında; alışlagelmiş malzemeler dışında ENG, MNG ve DNG malzemeleri de modelleyebilen FDTD tabanlı 2-boyutlu ve 3-boyutlu simülasyonlar geliştirilmiştir. Geliştirilen simülasyonlar yardımıyla MTM yapılarının değişik elektromanyetik yapılarda tasarımlarının yapılabildiği gösterilmiştir.

Tezin ikinci bölümünde; Lorentz, Drude ve Debye olarak isimlendirilen saçıcı ortam modellerinden bahsedilmiş, bu modelleri FDTD yönteminde tanımlayabilmek amacıyla geliştirilen Fourier dönüşüm, yardımcı diferansiyel denklem (Auxiliary Differential Equation) ve Z-dönüşüm yöntemlerine yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde; metamateriyal ortamlar için FDTD denklemlerinin türetilmesi ve bu ortamların analizi için geliştirilen 2-boyutlu ve 3-boyutlu simülasyonların tasarımı ve tanıtımı yer almaktadır. 2-boyutlu SLAB-MTM ve 3-boyutlu MTM-3D olarak isimlendirilen simülasyonlar yardımı ile çok-katmanlı malzeme analizleri yapılarak, değişik filtre tipleri türetilmiştir. Bu simülasyonlar ile elde edilen sonuçların doğruluğu çok katmanlı ortamlarda yansıma ve iletim katsayısının analitik hesabı ile karşılaştırılarak gösterilmiştir.

Tezin son bölümü olan dördüncü bölümde ise dikdörtgen dalga kılavuzlarından bahsedilip, metamateriyal dolgululu dalga kılavuzu filtre tasarımları MTM-3D simülasyonu ile yapılmıştır. Bu tasarımlar aynı zamanda CST MICROWAVE STUDIO® (CST MWS) olarak isimlendirilen paket programı ile tekrarlanıp MTM-3D simülasyonu sonuçlarının doğruluğu test edilmiştir. Ayrıca bu bölümde MTM yapılarının dalga kılavuzundaki değişik uygulamaları olan mod bastırma ve mod dönüştürücü yapıları olarak kullanılabileceği önerilmiştir.

Tezin ek bölümünde ise düzlem dalganın çok katmanlı ortamlardaki yansıma ve iletim modelleri incelenip, analitik hesap modelleri çıkarılmıştır.

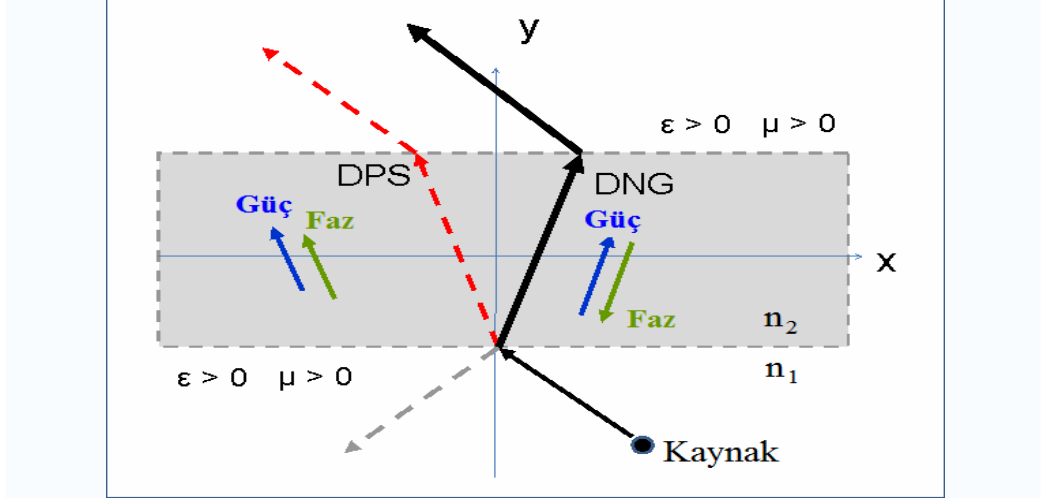
BÖLÜM 2. METAMATERYAL MODELLERİ

2.1. Giriş

Bir ortamın elektromanyetik dalgalara karşı göstereceği tepki bu ortamın elektriksel geçirgenlik ϵ , manyetik geçirgenlik μ ve iletkenlik σ gibi elektriksel özellikleri ile belirlenir. Elektriksel geçirgenliklerinin pozitif veya negatif olmalarına göre bu ortamlar değişik isimlendirilmektedir. Örneğin, ortamın hem elektriksel geçirgenliği hem de manyetik geçirgenliği pozitif değerli olursa ($\epsilon > 0$, $\mu > 0$) bu ortam çift pozitif ortam (DPS); ortamın elektriksel geçirgenliği negatif, manyetik geçirgenliği pozitif olursa ($\epsilon < 0$, $\mu > 0$) ϵ -negatif (ENG) ortam olarak adlandırılır. Belirli frekans aralığında birçok plazma bu özelliği sergilemektedir. Elektriksel geçirgenliği pozitif, manyetik geçirgenliği ise negatif olan ($\epsilon > 0$, $\mu < 0$), ortamlar ise μ -negatif (MNG) ortam olarak isimlendirilir. Bazı “gyrotropic” malzemeler belli frekans aralığında bu karakteristiği sergiler. Son olarak ise eğer bir ortamın hem elektriksel hem de manyetik geçirgenliği negatif olursa ($\epsilon < 0$, $\mu < 0$) çift negatif (DNG) ortamlar olarak adlandırılırlar.

Metamateryal malzemelerin (MTM) araştırmacılar için ilgi odağı olmasındaki en önemli sebeplerden biri bu tip malzemeler ile negatif kırılma indisli ortamların tasarlanabilir olmasıdır. Bilindiği gibi doğadaki hiçbir ortamın kırılma indisi negatif değildir. Bir ortamın kırılma indisi $n = \pm \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ (ϵ_r , bağıl dielektrik sabiti ve μ_r , bağıl manyetik geçirgenlik sabiti) şeklinde tanımlanır. Metamateryal malzemelerde $\epsilon < 0$ ve $\mu < 0$ değerlikli olması kırılma indisini negatif yapar ($\sqrt{(-\epsilon_r)(-\mu_r)} = \sqrt{e^{j\pi} \epsilon_r e^{j\pi} \mu_r}$, $n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$). Negatif kırılma indisli metamateryaller için Snell yasası ($n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$) halen işlemektedir. Fakat burada yer alan n_2 kırılma indisli ortam negatif olursa, kırılan dalga normalden uzaklaşarak kırılır (Bkz. Şekil 2.1). Metamateryal malzemeye gelen bir düzlem dalgada elektrik alan, manyetik alan ve

Poynting vektörü sol-el kuralına göre yön kazanır. Bu nedenle bu malzemeler aynı zamanda sol-elli malzemeler (LHM) olarak adlandırılır. Bu tip malzemelerde güç akış yönü ile faz yönü terstir (Bkz. Şekil 2.1).



Şekil 2.1: DPS ve DNG ortamdaki dalga yayılımı, yansımaya ve kırılmalar.

2.2. Metamateryal Modelleri

Ortamların modellemesinde malzemelerin elektriksel (ϵ) ve manyetik (μ) geçirgenlik katsayıları genellikle frekanstan bağımsız yani sabit değerli olarak tanımlanırlar. Aslında malzemelerin bu parametreleri frekansa göre değişim gösterirler. Malzemelerin frekansa göre değişen bu parametrelerini tanımlamak amacıyla literatürde birçok model yer almaktadır. Bu çalışmada özellikle, çekirdekte oluşan elektron hareketi, dolayısıyla da elektrik alan tarafından yüklenen sistemdeki dipol momentini tanımlayan modeller ele alınacaktır.

2.2.1. Lorentz modeli

En çok kullanılan malzeme modellerinden biri Lorentz modelidir [15-16]. Bu model, elektron hareketinin zorlama (driven) ve sönümlü salınım harmoniği (damped harmonic oscillator) terimleri cinsinden ifade etmesiyle oluşur. Basitleştirmek amacıyla modelde, yüklerin elektrik alan ile aynı yönde olduğu kabul edilecektir.

Böylelikle Lorentz modeli, ortamın elektrik alanı ve polarizasyon vektörü ile şu şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_i + \Gamma_L \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}_i + \omega_0^2 \vec{P}_i = \epsilon_0 \omega_p^2 \vec{E}_i \quad (2.1)$$

Denklemin sol tarafında bulunan ilk terim; yüklerin ivmesini, ikinci terim; sönümle katsayısı Γ_L olan sistemin sönümlenme mekanizmasını, son olarak da üçüncü terim; $\omega_0^2 = s/m$ olarak verilen geri döndürme kuvvetini tanımlamaktadır. Bu terimde yer alan s , harmonik salınımindaki yay sabitini, m ise yükün kütleini vermektedir. (2.1) denkleminin sağ tarafında yer alan zorlama terimi ise kuplaj katsayısı ω_p ile ifade edilir.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{m\epsilon_0}} \quad (2.2)$$

Burada yer alan N , birim hacimde yer alan yükleri/molekülleri tanımlar. (2.1) denklemini frekans düzleminde şu şekilde ifade edebiliriz:

$$|P_i| = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 |E_i|}{-\omega^2 + j\Gamma_L \omega + \omega_0^2} \quad (2.3)$$

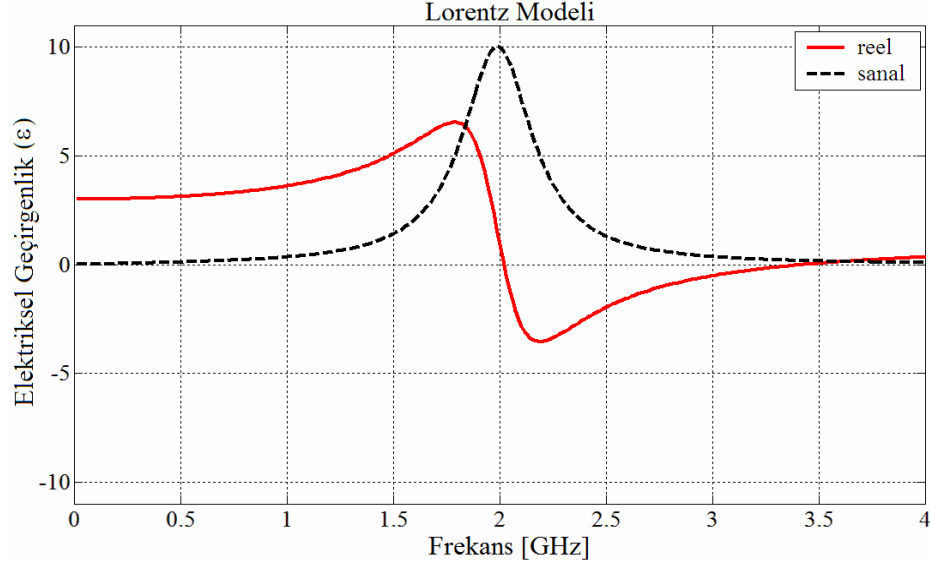
Polarizasyon ve elektrik alan vektörleri elektriksel hassasiyet ile şu şekilde ilintilidir:

$$\chi_{e\text{Lorentz}}(\omega) = \frac{|P_i|}{\epsilon_0 |E_i|} = \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\Gamma_L \omega + \omega_0^2} \quad (2.4)$$

Elektriksel geçirgenlik,

$$\epsilon_{\text{Lorentz}}(\omega) = \epsilon(1 + \chi_{e\text{Lorentz}}(\omega)) \quad (2.5)$$

ile elde edilmiş olunur. Şekil 2.2’de Lorentz modeli ile tanımlanan elektriksel geçirgenliğin grafiği yer almaktadır. Tanımlanan bu modelde $\omega_p = 2\pi \cdot 10^9$, $\omega_0^2 / \omega_p^2 = 1$, $\Gamma_L = 0.1$ olarak alınmıştır. Plazma frekansı $f_p = 2$ GHz olarak tanımlandığı için şekilden de görüldüğü üzere 2 GHz sonrasında ϵ -negatif özellik göstermeye başlamıştır.



Şekil 2.2: Lorentz modelinde elektriksel geçirgenliğin frekansa göre değişimi (reel düz çizgi, sanal kesikli çizgi).

2.2.2. Drude modeli

Drude modeli, en çok kullanılan modellerden biri olan Lorentz modelinin özel bir durumudur. Lorentz modelinde yer alan, geri döndürme kuvveti ihmal edilebilir bir seviyede ise Drude modeli oluşur:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_i + \Gamma_L \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}_i = \epsilon_0 \omega_{pd}^2 \vec{E}_i \quad (2.6)$$

Elektriksel hassasiyet, polarizasyon ve elektrik alan vektörleri cinsinden şu şekilde ifade edilir:

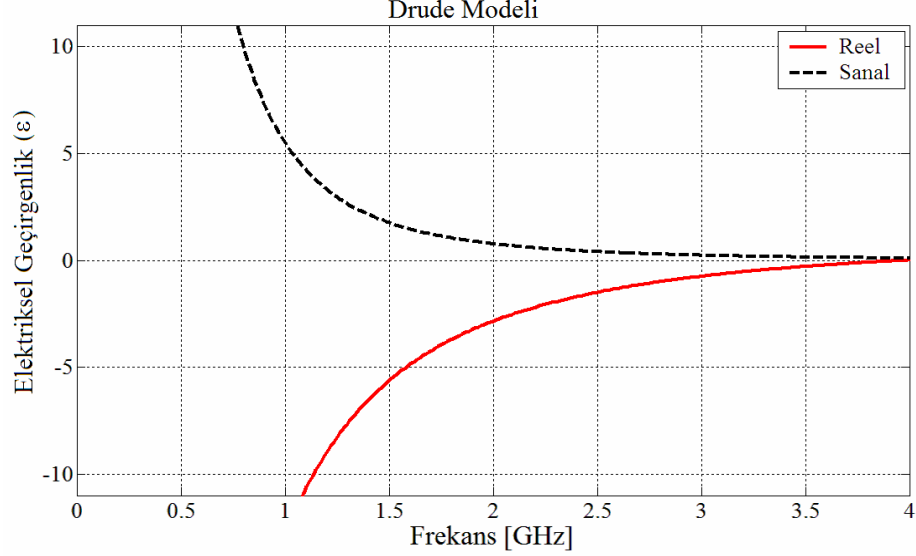
$$\chi_{e\text{Drude}}(\omega) = \frac{|P_i|}{\epsilon_0 |E_i|} = \frac{\omega_{pd}^2}{-\omega^2 + j\Gamma_L \omega} \quad (2.7)$$

Denklem (2.7)'de yer alan ω_{pd} ; drude modeli için tanımlanan plazma frekansını (f_p) içiren açısal hızdır.

Elektriksel geçirgenlik ise

$$\epsilon_{\text{Drude}}(\omega) = \epsilon(1 + \chi_{e\text{Drude}}(\omega)) \quad (2.8)$$

ile tanımlanır. Bu model genellikle, elektronların geri dönüş kaybının kolaylıkla ihmal edilebildiği metal şerit yapılarında sıklıkla kullanılır. Bu modelin en büyük özelliği çok geniş bir frekans bandından negatif ϵ 'nin elde edilebilir olmasıdır (Bkz. Şekil 2.3).



Şekil 2.3: Drude modeli ile tanımlanan elektriksel geçirgenlik ($\omega_{pd} = 2\pi \cdot 10^9$, $\Gamma_L = 0.1$).

2.2.3. Debye modeli

Lorentz modelinde yer alan yüklerin ivmesi terimi, diğer terimlere oranla oldukça küçük olduğunda bu terim ihmal edilir ve Debye modeli elde edilir:

$$\Gamma_L \frac{\partial \vec{P}_i}{\partial t} + \omega_0^2 \vec{P}_i = \epsilon_0 \omega_{pdeb}^2 \vec{E}_i \quad (2.9)$$

Debye modelinde elektriksel hassasiyet:

$$\chi_{eDebye}(\omega) = \frac{\omega_{pdeb}^2}{j\Gamma_L \omega + \omega_0^2} \quad (2.10)$$

şeklinde tanımlanır. Elektriksel geçirgenlik tanımı ise aşağıdaki gibidir.

$$\epsilon_{Debye}(\omega) = \epsilon(1 + \chi_{eDebye}(\omega)) \quad (2.11)$$

Şeklinde ifade edilir.

2.3. FDTD Yöntemi ile Metamateryal Modellenmesi

Literatürde kısaca FDTD olarak bilinen Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi, İngilizce (Finite-Difference Time-Domain) kelimelerinin kısaltılmışıdır. İlk kez 1966 yılında ortaya atılmasından bu yana FDTD, hemen her türlü elektromanyetik problem çözümlerinde kullanılan bir yöntem olmuştur (Yee, 1966).

Yee'nin önerdiği yöntemde, elektrik ve manyetik alanların bileşenleri iteratif denklemlerle ele alınır. Kayıplı bir ortamda Maxwell denklemleri;

$$\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} - \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.12a)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} \quad (2.12b)$$

şeklinde tanımlanır. Bu iki Maxwell denklemi (rotasyonel denklemleri) ayrıklaştırıldığında, n; zaman adımı ve (i, j, k) da sırasıyla (x, y, z) ‘deki konum adımları olmak üzere alan bileşenleri elektrik ve manyetik alanın z-bileşenleri için:

$$\begin{aligned} H_z^{\tilde{n}}(i, j, k) = H_z^{\tilde{n}-1}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left[E_x^n(i, j, k) - E_x^n(i, j-1, k) \right] \\ + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left[E_y^n(i, j, k) - E_y^n(i-1, j, k) \right] \end{aligned} \quad (2.13a)$$

$$\begin{aligned} E_z^n(i, j, k) = \frac{2\varepsilon - \sigma \Delta t}{2\varepsilon + \sigma \Delta t} E_z^{n-1}(i, j, k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta y} \left[H_x^n(i, j, k) - H_x^n(i, j-1, k) \right] \\ + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma \Delta t) \Delta x} \left[H_y^n(i, j, k) - H_y^n(i-1, j, k) \right] \end{aligned} \quad (2.13b)$$

şeklinde yazılır. Burada , $\tilde{n} = n+1/2$ ’dir. Bu denklemlerden de görüldüğü gibi Yee’nin bu standart algoritmasında [17] hesap ortamının elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayıları gibi temel parametrelerinin frekanstan bağımsız, sabit değerli oldukları kabul edilir. Aslında bu parametrelerin değerleri bazı ortamlarda, örneğin metamateriyallerde, frekansa göre değişim gösterirler. Bu tip ortamların modellenbilmesi için Yee’nin standart denklemlerinde değişiklik yapılması gereklidir. Frekansa göre değişen parametreleri FDTD algoritmasında kullanabilmek amacıyla birçok değişik teknik geliştirilmiştir [18-24]. Bu tekniklerden, Fourier Dönüşüm (Fourier Transform), Yardımcı Diferansiyel Denklemler (Auxiliary Differential Equations, ADE) ve Z-Dönüşüm (Z-Transform) yöntemlerinden bahsedilecektir.

2.3.1. Fourier dönüşüm yöntemi

Elektriksel ve manyetik geçirgenlik gibi malzemenin temel parametrelerinin frekansa göre değişim gösterdiği ortamların modellenmesinde kullanılan yöntemlerden biridir.

Zaman düzleminde bu tip ortamların elektriksel geçirgenliği ϵ , elektrik akı yoğunluğu \vec{D} ve elektrik alan \vec{E} ile şu şekilde ifade edilir:

$$\vec{D}(t) = \epsilon(t) * \vec{E}(t) \quad (2.14)$$

Frekans düzleminde ise;

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (2.15)$$

olarak tanımlanır. Malzeme modeli olarak Drude modeli seçilirse elektrik akı yoğunluğu;

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_0 \vec{E}(\omega) + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2 \vec{E}(\omega)}{-\omega^2 + j\omega\Gamma_L} \quad (2.16)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.16) aynı zamanda (2.17)'deki gibi de yazılabilir.

$$\vec{D}(\omega) + j\omega\Gamma_L \vec{D}(\omega) = \epsilon_0 (j\omega)^2 \vec{E}(\omega) + \epsilon_0 \Gamma_L j\omega \vec{E}(\omega) + \epsilon_0 \omega_{pd}^2 \vec{E}(\omega) \quad (2.17)$$

Denklem (2.17)'de yer alan $j\omega$ terimlerini $\frac{\partial}{\partial t}$ ile yer değiştirirsek denklemi zaman düzleminde ifade edebiliriz. Türev operatörleri için merkezi farklar yaklaşımı kullanırsa elektrik alanının z-bileşeni şu şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1} = & D_z^{n+1} \left(\frac{\frac{1}{\Delta t^2} + \frac{\Gamma_L}{2\Delta t}}{\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2}} \right) + D_z^n \left(\frac{-\frac{2}{\Delta t^2}}{\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2}} \right) \\
& + D_z^{n-1} \left(\frac{\frac{1}{\Delta t^2} - \frac{\Gamma_L}{2\Delta t}}{\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2}} \right) + E_z^n \left(\frac{\frac{2\epsilon_0}{\Delta t^2}}{\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2}} \right) \\
& + E_z^{n-1} \left(\frac{-\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t}}{\frac{\epsilon_0}{\Delta t^2} + \frac{\epsilon_0 \Gamma_L}{2\Delta t} + \frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2}{2}} \right)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Elektrik akı yoğunluğu ise (2.12b)'de yer alan Maxwell'in Amper devre yasasını açıklayan denkleminin yardımı ile elde edilir:

$$D_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^{n+\frac{1}{2}} = D_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^{n-\frac{1}{2}} + dt \left(\frac{H_y \Big|_{i, j+1/2, k}^n - H_y \Big|_{i+1, j+1/2, k}^n}{\Delta x} - \frac{H_y \Big|_{i, j+1/2, k}^n - H_y \Big|_{i+1, j+1/2, k}^n}{\Delta x} \right) \tag{2.19}$$

Manyetik akı yoğunluğu \vec{B} ve manyetik alan \vec{H} için benzer ifadeler aynı yol ile elde edilebilir.

2.3.2. Yardımcı diferansiyel denklemler (ADE) yöntemi

Frekansa göre değişim gösteren ortamları modellemek amacıyla Yardımcı Diferansiyel Denklemler (Auxiliary Differential Equations, ADE) yöntemi ilk defa Kashiwa ve grubu tarafından ortaya atılmıştır [25]. ADE yönteminde, elektrik akı yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki ilişkiyi frekans düzleminde ifade edebilmek için bu ilişkinin zaman düzleminde ifadesinin Ters Fourieri alınır.

Drude malzeme modeli için elektrik hassasiyeti denklem (2.7)'de yer alıyordu. Bu denklem yardımı ile polarizasyon akımı;

$$\vec{J}_p(\omega) = j\omega\vec{P}(\omega) = j\omega\epsilon_0\chi_e\vec{E}(\omega) = j\omega\epsilon_0 \frac{\omega_{pd}^2}{-\omega^2 + j\Gamma_L\omega} \vec{E}(\omega) \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanır. Zaman düzleminde ise;

$$\Gamma_L \vec{J}_p(t) + \frac{\partial \vec{J}_p(t)}{\partial t} = \omega_{pd}^2 \epsilon_0 \vec{E}(t) \quad (2.21)$$

denklemleri elde edilir. Denklem (2.21), n zaman adımına göre ayrıklaştırıldığında;

$$\Gamma_L \frac{J_p^{n+1} + J_p^n}{2} + \frac{J_p^{n+1} - J_p^n}{\Delta t} = \omega_{pd}^2 \epsilon_0 \frac{E^{n+1} + E^n}{2} \quad (2.22)$$

şeklinde bir ifade elde edilir. Sönümleme katsayısı olan Γ_L ;

$$\Gamma_L = \frac{1}{N_g \Delta t} \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Burada yer alan N_g bir tam sayı olmak zorunda değildir. (2.22)

denklemini J_p^{n+1} 'i elde etmek üzere derlenirse,

$$\frac{\epsilon_0 \omega_{pd}^2 \Delta t}{2} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} 4\pi^2 f_p^2 \Delta t}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} 2} = \frac{2\pi^2 S_c}{\eta_0 N_p^2 \delta} \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu denklemde yer alan f_p Hertz biriminde plazma frekansını, λ_p plazma frekansında dalga boyunu, N_p dalga boyuna düşen nokta sayısını göstermektedir. Bu hali ile J_p^{n+1} denklemi (2.25)'deki şeklini alır.

$$\delta J_p^{n+1} = C_{jj} \delta J_p^n + C_{je} (E^{n+1} + E^n) \quad (2.25)$$

$$C_{jj} = \frac{1 - \frac{1}{2N_g}}{1 + \frac{1}{2N_g}}, \quad C_{je} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2N_g}} \frac{2\pi^2 S_c}{\eta_0 N_p^2} \quad (2.26)$$

Maxwell'in Amper yasası şu şekilde yazılabilir:

$$\nabla \times \vec{H}(t) = \frac{\epsilon_0 \partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \sigma \vec{E}(t) + \sum_{p=1}^P \vec{J}_p(t) \quad (2.27)$$

Bu denklemi zamanda ayırklaştırıp, elektrik alanının z-bileşeni (n+1/2). zaman adımı için yazılırsa;

$$\epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{E_z^{n+1} - E_z^n}{\Delta t} + \sigma \frac{E_z^{n+1} + E_z^n}{2} + J_p^{n+1/2} = \nabla \times H^{n+1/2} \quad (2.28)$$

şeklinde bir ifade elde ederilir. Elektrik alanın E_z^{n+1} zamandaki ifadesi ise denklem (2.29) gibi ayırklaştırılarak elde edilir.

$$E_z^{n+1} = \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon_\infty \epsilon_0} - \frac{C_{je} \eta_0 S_c}{2\epsilon_\infty}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon_\infty \epsilon_0} + \frac{C_{je} \eta_0 S_c}{2\epsilon_\infty}} E_z^{n+1} + \frac{\frac{\eta_0 S_c}{\epsilon_\infty}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon_\infty \epsilon_0} + \frac{C_{je} \eta_0 S_c}{2\epsilon_\infty}} \left(\delta \nabla \times H^{n+1/2} - \frac{1}{2} [1 + C_{jj}] \delta J_p^n \right) \quad (2.29)$$

2.3.3. Z-Dönüşüm yöntemi

Fourier Dönüşümü yönteminde merkezi farklar tekniği ile elektrik akı yoğunluğu denklemleri kolaylıkla elde edilmiş idi. Fakat bu yöntemde malzeme modelindeki kutup sayısının artması daha yüksek dereceli türevlerin çözülmesini gerektirir. Örneğin, üç kutup çiftli Lorentz modeli altıncı dereceden türev operatörünü oluşturur ki modelin Fourier yöntemi ile çözülmesini oldukça zorlaştırır. Çok kutuplu malzemelerde meydana gelen bu zorluğu aşmak için Z-Dönüşüm yöntemi kullanılır. Z-Dönüşümü yöntemi ile çok kutuplu malzemeler için denklemler kolaylıkla ayrıklaştırılır [26].

N adet kutup çifti bulunan Lorentz ortamını bu yöntem ile modellenecek olan ortam olarak alalım. Manyetik akı yoğunluğunun manyetik alan ile olan ilişkisi;

$$\vec{B}(\omega) = \mu_0 \vec{H}(\omega) + \sum_{k=1}^N \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2 \vec{H}(\omega)}{\omega_{0k}^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma_L} \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir.

$$\vec{S}(\omega) = \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2 \vec{H}(\omega)}{\omega_{0k}^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma_L} \quad (2.26)$$

şeklinde tanımlanır. $\vec{S}(\omega)$ denklemindeki bu ifade çok bilinen ikinci derece bir sistemdir ve bu sistemin zaman düzlemindeki ifadesi denklem (2.27)'de yer alan frekans-zaman dönüşümünün yardımı ile rahatlıkla elde edilebilir.

$$F(\omega) = \frac{\beta}{(\alpha^2 + \beta^2) + j2\alpha\omega - \omega^2} \leftrightarrow f(t) = e^{\alpha t} \sin(\beta t)u(t) \quad (2.27)$$

$$\vec{S}_k(t) = \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2}{\beta} e^{\alpha t} \sin(\beta t) * \vec{H}(t) \quad (2.28)$$

olarak yazılır. Ayrıklaştırılmış denklemleri elde etmek için (2.28) denklemi (2.29)'daki gibi yazılabilir.

$$\bar{S}_k(n\Delta t) = \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2}{\beta} e^{\alpha n \Delta t} \sin(\beta n \Delta t) * \bar{H}(n\Delta t) \quad (2.29)$$

Denklem (2.30)'da yer alan zaman düzlemi-Z-düzlemi dönüşümünden yararlanarak (2.25) denklemi Z-düzleminde denklem (2.31)'deki gibi tekrar yazılabilir.

$$Z\{e^{\alpha n \Delta t} \sin(\beta n \Delta t)\} = \frac{Z^{-1} e^{\alpha \Delta t} \sin(\beta \Delta t)}{1 - 2Z^{-1} e^{\alpha \Delta t} \cos(\beta \Delta t) + Z^{-2} e^{2\alpha \Delta t}} \quad (2.30)$$

$$B(Z) = \mu_0 H(Z) + \sum_{k=1}^N \frac{Z^{-1} \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2}{\beta} e^{\alpha \Delta t} \sin(\beta \Delta t)}{1 - 2Z^{-1} e^{\alpha \Delta t} \cos(\beta \Delta t) + Z^{-2} e^{2\alpha \Delta t}} H(Z) \Delta t \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilir. Manyetik akı yoğunluğunun Z-düzlemindeki bu ifadesinde $S_k(Z)$, denklem (2.32)'deki gibi tanımlanabilir.

$$S_k(Z) = \frac{\frac{\mu_0 \omega_{pk}^2}{\beta} e^{\alpha \Delta t} \sin(\beta \Delta t)}{1 - 2Z^{-1} e^{\alpha \Delta t} \cos(\beta \Delta t) + Z^{-2} e^{2\alpha \Delta t}} H(Z) \Delta t \quad (2.32)$$

Ters Z-Dönüşümü ile;

$$S_k^n = 2e^{\alpha \Delta t} \cos(\beta \Delta t) S_k^{n-1} - e^{2\alpha \Delta t} S_k^{n-2} + \frac{\mu_0 \omega_{pk}^2}{\beta_k} e^{\alpha \Delta t} \sin(\beta \Delta t) H^n \Delta t \quad (2.33)$$

elde edilir. Elde edilen bu denklem yardımı ile artık rahatlıkla manyetik alan denklemi ayrıklaştırılabilir (Bkz. Denk. (2.35)).

$$H^n = \frac{B^n - \sum_{k=1}^N S_k^{n-1}}{\mu_0} \quad (2.35)$$

Denkleimde yer alan B^n , sonlu farklar cinsinden ifade edilen Maxwell'in rotasyonel denklemi kullanılarak hesaplanır. \vec{D} ve \vec{E} için benzer ifadeler aynı yöntem ile elde edilebilir.

BÖLÜM 3. FDTD ile METAMATERYAL MODELLEMESİ

3.1. Giriş

Bu bölümde, metamateryal ortamlar için FDTD denklemlerinin türetilmesi ve bu malzemelerin analizi için tasarlanan 2D ve 3D similatörlerin tasarımı ve tanıtımı yer almaktadır. MTM-FDTD, metamateryal yapıların elektromanyetik (EM) dalgalar ile olan etkileşimini modellemek amacıyla geliştirilen Lorentz yaklaşımının kullanıldığı iki boyutlu görsel bir simülatördür. SLAB-MTM simülatöründe MTM-FDTD'den farklı olarak, sadece DNG değil, MNG ve ENG malzemeler de modellenebilmekte ve katmanlı yapıların S-parametreleri elde edilebilmektedir. SLAB-MTM kullanılarak tasarlanan katmanlı farklı filtre yapıları bu bölüm başlığı altında verilmiştir. MTM-3D, SLAB-MTM ile aynı yeteneklere sahip üç boyutlu modelleme amaçlı geliştirilmiş simülatördür. Geliştirme aşamaları ve özellikleri bölüm sonunda yer almaktadır.

3.2. Dağıtıcı Ortamlar için 2-Boyutlu FDTD Denklemlerinin Türetilmesi

2-boyutlu uzayda negatif izotropik malzemeleri FDTD yöntemi ile modellemek amacıyla Lorentz yaklaşımı seçilmiştir. Bu yaklaşımda tanımlanan elektriksel ve manyetiksel geçirgenlik katsayıları şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_k}{\alpha_k + j2\delta_k \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)^2} \quad (3.1a)$$

$$\mu(\omega) = \mu_{\infty} + \frac{\mu_k}{\alpha_k + j2\delta_k \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)^2} \quad (3.1b)$$

Bu denklemlerde yer alan α_k ; yüklerin ivmesi, δ_k ; sönümlenme katsayısı, f_k ise rezonans frekansını temsil etmektedir.

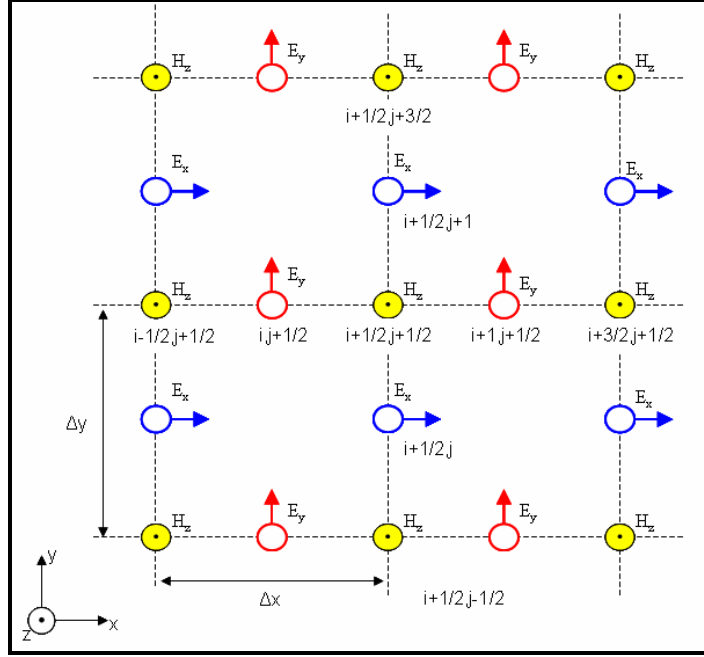
Geliştirilen 2-boyutlu TE tipi MTM-FDTD kodunda ADE yöntemi kullanılmıştır. TE ve TM terimleri elektromanyetik ve optik alanlarda farklı dalga tiplerini ifade etmek için kullanılırlar. TE, enine elektrik alan, TM ise enine manyetik alanı ifade eder. Bu terimler, çoğunlukla kılavuzlanmış dalga problemleri için kullanılır. Böylece dalga denklemleri enine ve boyuna bileşenler olarak ayrıştırılabilir. Boyuna yön, kılavuzlanmış yayılım yönüdür. Elektromanyetikte, boyuna yön genelde z-yönü olarak kabul edilir. xy-düzlemi ise enine düzlem olarak kullanılır. TEz- ve TMz- tipi dalgalarda $E_z=0$, $H_z=0$ olur. TEz- için alan bileşenleri; E_x , E_y ve H_z , TMz- için alan bileşenleri ise H_x , H_y ve E_z şeklinde olur. Bu terminoloji ile 2-boyutlu MTM-plakası z-yönünde sonsuz uzun olarak xy- düzlemine yerleştirilmiştir. Geliştirilen simülörde 2-boyutlu FDTD uzayında yer alan dalga bileşenleri ise E_x , E_y , ve H_z şeklinde alınmıştır (Bkz. Şekil 3.1).

Denklemlerin türetilmesinde öncelikli olarak H_z olarak tanımlanan manyetik alanın z-bileşeninin, ADE yöntemi uygulanarak türetilmesi ele alınır. H_z bileşeninin türetilmesi için manyetik akı yoğunluğu \vec{B} ile manyetik alan \vec{H} arasındaki ilişkinin manyetik geçirgenliğe bağlı olduğu göz önüne alınmalıdır:

$$B_z(\omega) = \mu_0 \mu(\omega) H_z(\omega) \quad (3.2)$$

Burada yer alan manyetik geçirgenlik yerine, Lorentz modeli için tanımlanan (3.1b)'de yer alan denklemi N tane kutbunun olduğu kabul edilerek yazılırsa;

$$B_z(\omega) = \mu(\omega) H_z(\omega) = \left[\mu_0 \mu_\infty + \mu_0 \sum_k^N \frac{\mu_k}{\alpha_k + j2\delta_k \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)^2} \right] H_z(\omega) \quad (3.3)$$



Şekil 3.1: 2-Boyutlu TE tipi FDTD uzayı.

elde edilir. Denklemdede yer alan μ_∞ ; optik frekans bölgesindeki değerini ifade eder. (3.3) denklemi (3.4)'deki gibi de tanımlanabilir.

$$B_z(\omega) = \mu_0 \mu_\infty H_z(\omega) + \sum_k^N S_{zk}(\omega) \quad (3.4)$$

Burada yer alan S_k ise;

$$S_{zk}(\omega) = \frac{\mu_k}{\alpha_k + j2\delta_k \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)^2} H_z(\omega) \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilebilir. FDTD yöntemi, denklemleri zaman düzleminde sonlu farklar cinsinden ifade etme mantığına dayalı bir yöntem olduğu için, elde edilen (3.5) nolu denklemin zaman düzlemindeki ifadesi elde edilmelidir. Bu amaçla

denkleminde yer alan $j\omega$ terimi $\frac{\partial}{\partial t}$ ile $-\omega^2$ terimi ise $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ ile yer değiştirilirse denklem

(3.6) türetilir.

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} S_{zk}(t) + 2\delta_k \omega_k \frac{\partial}{\partial t} S_{zk}(t) + \alpha_k \omega_k^2 S_{zk}(t) = \epsilon_k \omega_k^2 H_z(t) \quad (3.6)$$

Denkleminde yer alan kısmi türev ifadeleri denklem (3.7a) ve (3.7b)'de olduğu gibi ayrıklaştırılır.

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} S_{zk}(t) = \frac{S_{zk}^{n+1} - 2S_{zk}^n + S_{zk}^{n-1}}{\Delta t^2} \quad (3.7a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} S_{zk}(t) = \frac{S_{zk}^{n+1} - S_{zk}^{n-1}}{2\Delta t} \quad (3.7b)$$

Yapılan bu ayrıklaştırmalar ile $(n+1/2)$. zaman adımındaki S_{zk} ifadesi;

$$S_{zk}|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{2 - \alpha_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{zk}|_{i,j+1/2,k+1/2}^n - \left(\frac{1 - \delta_k \omega_k \Delta t}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{zk}|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2} + \left(\frac{\mu_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) H_z|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \quad (3.8)$$

olarak elde edilir. Daha önce MTM-FDTD kodunun oluşturulmasında ADE yani yardımcı diferansiyel denklemler yönteminin kullanıldığından bahsedilmişti. Burada yardımcı diferansiyel denklem kullanımında Maxwell'in Faraday Yasasından yardım alınır. Kullanılacak olan yardımcı diferansiyel denklem F olarak tanımlanırsa;

$$\begin{aligned}
\nabla_x \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \vec{H} \\
-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \frac{\vec{B}}{\mu_0} &= \nabla_x \vec{E} \\
-\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} - \sigma \frac{\vec{F}}{\epsilon_0} &= \nabla_x \vec{E}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

olarak elde edilir. Ayrıklaştırılmış F yardımcı denkleminin PML katsayılarını içeren (n+1/2). zaman adımındaki ifadesi;

$$\begin{aligned}
F_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} &= \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \right) F_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^n + \left(\frac{2\epsilon_0 \sigma_y \Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \right) \left(\frac{E_x|_{i+1/2,j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_x|_{i+1/2,j-1,k}^n}{\Delta y} \right) \\
&\quad + \left(\frac{2\epsilon_0 \sigma_y \Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \right) \left(\frac{E_y|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta x} - \frac{E_y|_{i-1,j+1/2,k}^n}{\Delta x} \right)
\end{aligned} \tag{3.10}$$

şeklinde tanımlanabilir. Elde edilen bu F yardımcı denklemi ile manyetik akı yoğunluğu rahatlıkla hesaplanabilir. Ayrıklaştırılmış manyetik akı yoğunluğu denkleminin (n+1/2). zaman adımı için;

$$\begin{aligned}
B_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} &= \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma_z \Delta t} \right) B_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^n \\
&\quad + \left(\frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0 + \sigma_x \Delta t} \right) \left(F_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - F_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^n \right)
\end{aligned} \tag{3.11}$$

olarak yazılabilir. Son aşama olarak ise (3.2) denkleminde yer alan manyetik akı yoğunluğu ile manyetik alan arasındaki ilişkiyi kullanarak manyetik alan \vec{H} için ayrıklaştırılmış denklemler elde edilebilir:

$$H_z|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = \frac{B_z|_{i,j+1/2,k+1/2}^n - \mu_0 S_{zk}|_{i,j+1/2,k+1/2}^n}{\mu_0 \mu_\infty} \tag{3.12}$$

Benzer yol ile elektrik alan için ayrıklaştırılmış denklemler elde edilebilir. Fakat burada elektrik akı yoğunlu \vec{D} ile elektrik alan \vec{E} arasındaki ilişkiden ve Maxwell'in Amper yasasını tanımladığı denklemden yardım alınır. Böylelikle elektrik alanının x-bileşeni için elde edilen denklemler;

$$S_{xk}^{n+1} = \frac{2 - \alpha_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} S_{xk} \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \frac{1 - \omega_k \delta_k \Delta t}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} S_{xk} \Big|_{i+1/2,j,k}^{n-1} + \frac{\epsilon_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \quad (3.13)$$

$$D_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} = \left(\frac{2\epsilon_0 \kappa_z - \Delta t \sigma_z}{2\epsilon_0 \kappa_z + \Delta t \sigma_z} \right) D_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + \left(\frac{2\epsilon_0 \kappa_x - \Delta t \sigma_x}{2\epsilon_0 \kappa_z + \Delta t \sigma_z} \right) G_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} - \left(\frac{2\epsilon_0 \kappa_x - \Delta t \sigma_x}{2\epsilon_0 \kappa_z + \Delta t \sigma_z} \right) G_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \quad (3.14)$$

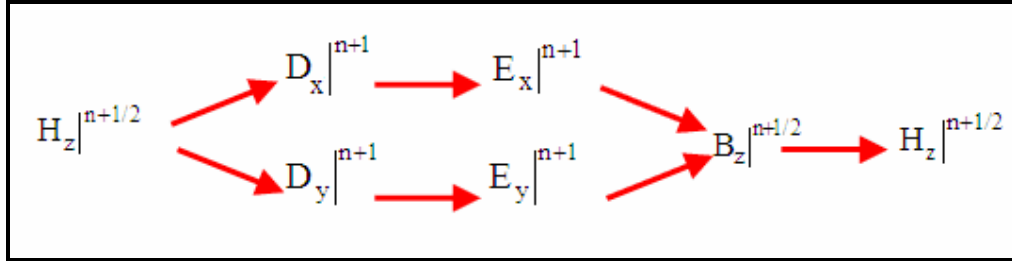
$$E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} = \frac{D_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \epsilon_0 S_{xk} \Big|_{i+1/2,j,k}^n}{\epsilon_0 \epsilon_\infty} \quad (3.15)$$

olarak bulunur. Aynı yöntem ile elektrik alanının y-bileşeni için de ayrıklaştırılmış denklemler elde edilebilir.

Kısaca özetleyecek olursak,

- Manyetik alanının $H_z \Big|^{n-1/2}$ anındaki değeri ile elektrik akı yoğunluğunun bir sonraki zaman adımındaki değeri $D_x \Big|^{n+1}$,
- Elektrik akı yoğunluğun $D_x \Big|^{n+1}$ ile (n+1). zaman adımındaki elektrik alan değeri $E_x \Big|^{n+1}$ hesaplanır (Bkz. Şekil 3.2).
- Elde edilen elektrik alanı $E_x \Big|^{n+1}$ ile manyetik akı yoğunluğunun bir sonraki zaman adımı değeri $B_z \Big|^{n+1/2}$,

- Manyetik akı yoğunlu $B_z|^{n+1/2}$ ile $(n+1/2)$. zaman adımındaki manyetik alan $H_z|^{n+1/2}$ hesaplanır (Bkz. Şekil 3.2).



Şekil 3.2: 2-Boyutlu TE-tipi FDTD algoritmasında elektrik ve manyetik alan değerlerinin hesaplanması.

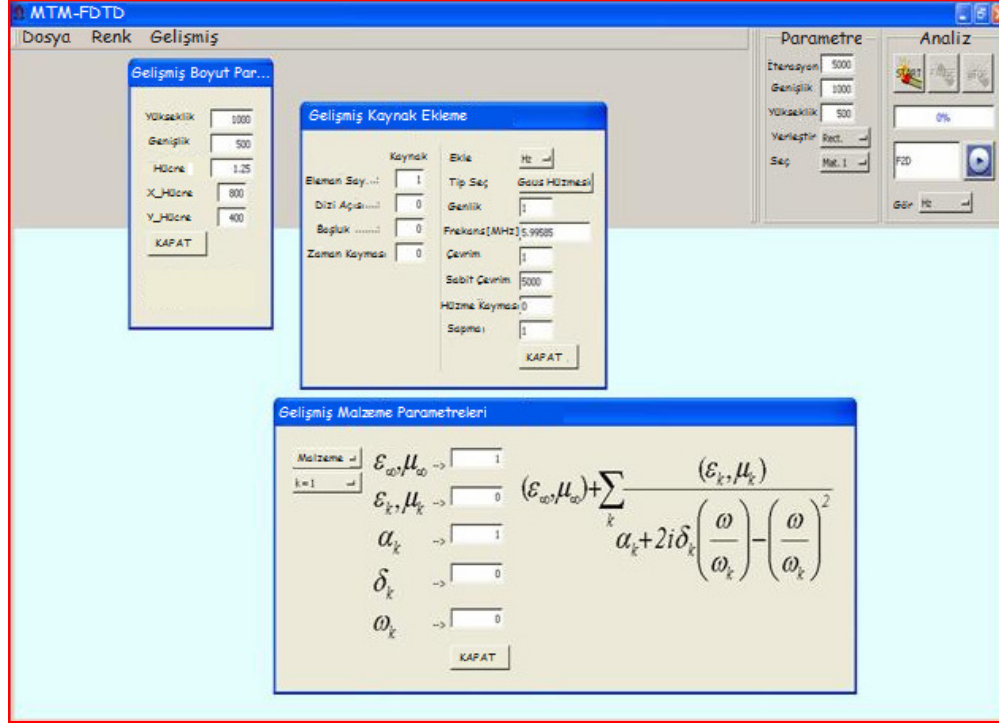
3.3. MTM-FDTD Simülatörü

İki boyutlu uzayda metamateryal yapıların elektromanyetik (EM) dalgalar ile olan etkileşimini modellemek amacıyla MTM-FDTD adlı bir görsel program geliştirilmiştir [27]. Tasarlanan bu programın ön panel görüntüsü Şekil 3.3’de yer almaktadır. Şekilden de görüldüğü üzere ön panel yatay olarak ikiye bölünmüş durumdadır. Üst kısımda yer alan bloklar, kullanıcı tarafından girilen parametreler için ayrılmıştır. Alt tarafta yer alan geniş pencere ise FDTD hesap uzayı için ayrılan analiz penceresidir. Bu pencerede EM dalgalarının yayılımı ve metamateryal yapılar ile olan etkileşim rahatlıkla gözlenebilmektedir (Bkz. Şekil 3.4).

Kullanıcı ilk olarak analiz penceresinin yüksekliğini ve genişliğini belirlemelidir. Analiz hızını optimize etme amacıyla bu pencere 800x400 hücre olarak standartlaştırılmıştır. Fakat kullanıcı bilgisayarının hızına bağlı olarak bu boyutları değiştirme özgürlüğüne sahiptir. 2-boyutlu FDTD uzayının dört kenarı 30-hücrelik PML (Perfectly Matched Layer) yutucu tabakası ile sonlandırılmıştır. MTM-FDTD’ nin ön panelinin sağ üst köşesinde “ANALİZ” bloğu yer almaktadır.

Bu blokta, “BAŞLAT”, “BEKLE” ve “DUR” düğmeleri, FDTD analizini başlatmak, bekletmek ve sonlandırmak amacıyla kullanılmaktadır. Analizin ilerleme durumu gene bu bloktan gözlenebilmektedir. MTM-FDTD’de EM dalgaların yayılımı ve

MTM yapı ile etkileşimi video şeklinde kaydedilebilir. Bu bloktan kullanıcı E_x , E_y ve H_z bileşenlerinden herhangi birini seçip analiz boyunca bu bileşene ait dalgaının yayılımını gözleyebilir.

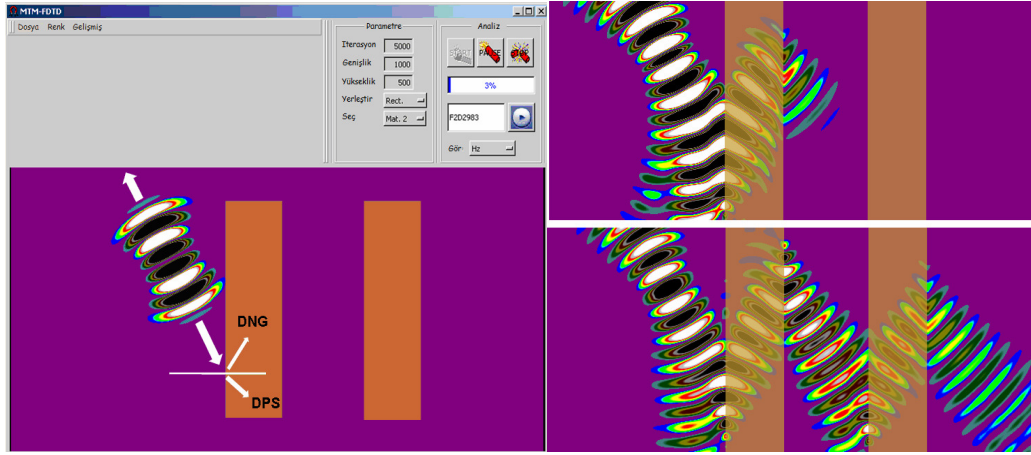


Şekil 3.3: MTM-FDTD programının ve kaynak, malzeme, boyut seçimi için kullanılan pencerelerin genel görüntüsü.

MTM-FDTD' nin ön panelinin sol üst köşesinde "DOSYA", "RENK" ve "GELİŞMİŞ" olarak isimlendirilen düğmeler yer almaktadır. Kullanıcı "DOSYA" düğmesi ile oluşturmuş olduğu senaryosunu daha sonra tekrar çalışmak üzere kaydedebilir. "RENK" düğmesinde yer alan on beşten fazla renk yelpazesi ile kullanıcı analiz boyunca yayılan, yansıyan ve kırılan dalgaların davranışlarını rahatlıkla gözlemleyebilir.

Ön panelin sağ üst köşesinde ise "PARAMETRE" sekmesi yer almaktadır. Bu sekme yardımı ile analizin zaman adım sayısı belirlenebilir. FDTD uzayının genişliği ve uzunluğu bu blokta yazdırılmaktadır. Çift pozitif malzeme (DPS) ve/veya çift negatif malzeme (DNG) analizleri 2-boyutlu MTM-FDTD kullanılarak yapılabilirler. Analiz penceresinin dikey ve yatay koordinatları x- ve y- eksenleri olarak tasarlanmıştır.

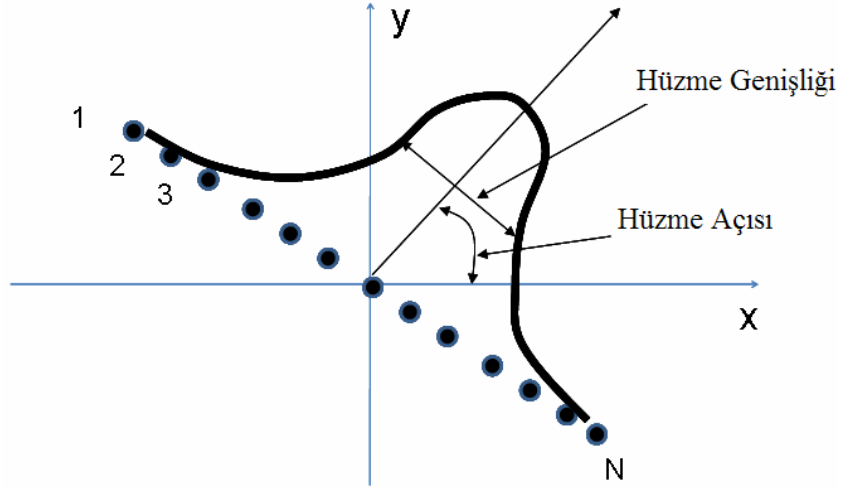
Kullanıcı analizini yapacağı malzemeyi analiz penceresine fare yardımı ile rahatlıkla çizebilir.



Şekil 3.4: EM dalgaların yayılımı ve MTM yapı ile etkileşimi.

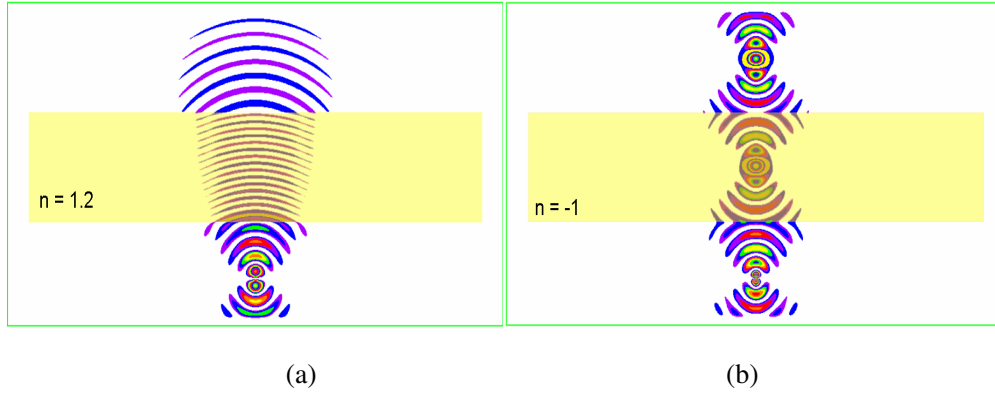
Çizimde kullanılacak temel yapılar (dikdörtgen, üçgen ve eliptik) gene “PARAMETRE” sekmesinde yer alan “YERLEŞTİR” düğmesi ile rahatlıkla seçilip çizilebilir. “PARAMETRE” sekmesindeki “SEÇ” düğmesinin yardımıyla Mat-1, Mat-2, Mat-3, Mat-4, Mat-5 olmak üzere 5 farklı malzeme tipi analiz edilmek üzere seçilebilir. Bu malzemelerin parametre değerleri “Gelişmiş Malzeme Parametreleri” sekmesi ile değiştirilebilir (Bkz. Şekil 3.3). Bu sekmede yer alan ϵ_{∞} , ϵ_k , α_k , δ_k , ve ω_k gibi parametre değerleri ile malzemeler DPS veya DNG olarak seçilip analiz yapılabilir.

“Gelişmiş Kaynak Ekleme” penceresi yardımı ile değişik tiplerde kaynak uygulanabilir. Bu pencerede Gauss darbesi, sürekli dalga, lineer dalga, Gauss hüzmesi olmak üzere dört farklı kaynak tipi yer almaktadır. ilk üç dalga tipini dizi olarak da uygulayabiliriz. Dizide kullanılacak maksimum kaynak sayısı 50 olarak belirlenmiştir. Gauss hüzmesi için tanımlanması gereken parametreler Şekil 3.5’de verilmiştir. Kaynak E_x , E_y veya H_z bileşenlerinden herhangi birine eklenerek sisteme uygulanabilir.



Şekil 3.5: Gauss hüzmesini tanımlarken kullanılan parametreler: N adet Gauss darbesi, hüzme genişliği ve hüzme açısı.

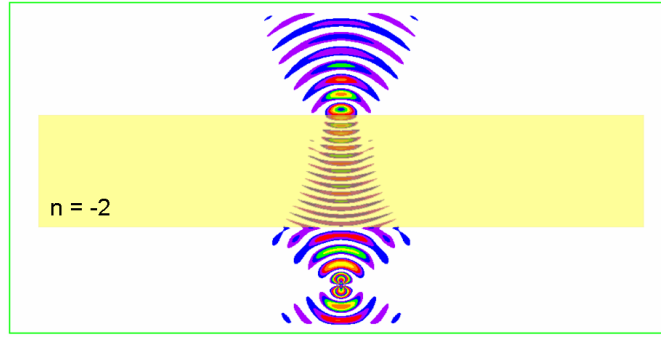
MTM-FDTD simülatörü genel olarak EM dalga ile DNG malzemelerin etkileşimini gözlemlemek amacıyla tasarlanmış bir programdır. DPS-DNG sınırına ulaşan EM dalga kısmen yansır ve kısmen iletilir (Bkz. Şekil 3.4). Şekil 3.6.a'da DPS bir malzemeye uygulanan Gauss darbesi ve etkileşimi yer almaktadır.



Şekil 3.6: (a) Kırılma indisi $n=1.5$ olan DPS bi ortamda EM dalga yayılımı. (b) $f=1$ GHz'de kırılma indisi $n=-1$ olan DNG bir ortamdaki EM dalga davranışı.

Şekil 3.6'da yer alan analizde 2 boyutlu FDTD uzayının boyutu 701×351 , $\Delta x = \Delta y = 1$ mm, $f=1$ GHz ve malzeme kalınlığı $d=1$ mm olarak seçilmiştir. Kaynak ise DPS malzemeden 0.5 mm uzaklıkta uygulanmıştır. Şekilden de görüldüğü üzere beklendiği gibi kırılma indisi pozitif olan ortamda dalga yayılırken dalga boyu azalmaktadır.

Bu analiz aynı parametre değerleri ile DNG malzeme için tekrarlanmış ve Şekil 3.6.b' deki görüntü elde edilmiştir. $f=1$ GHz'de bu malzemenin kırılma indisi $n=-1$ olarak seçilmiştir. Şekil 3.6b' den de görüldüğü üzere kaynak, eşit uzaklıklarda odaklanmıştır. Şekil 3.7'de ise $f=1$ GHz'de kırılma indis değeri $n=-2$ olan bir malzemedeki EM dalga etkileşimi yer almaktadır. Bu tip bir malzemede odağın iki kat ötede olduğu MTM-FDTD programı ile rahatlıkla gözlenebilmektedir.

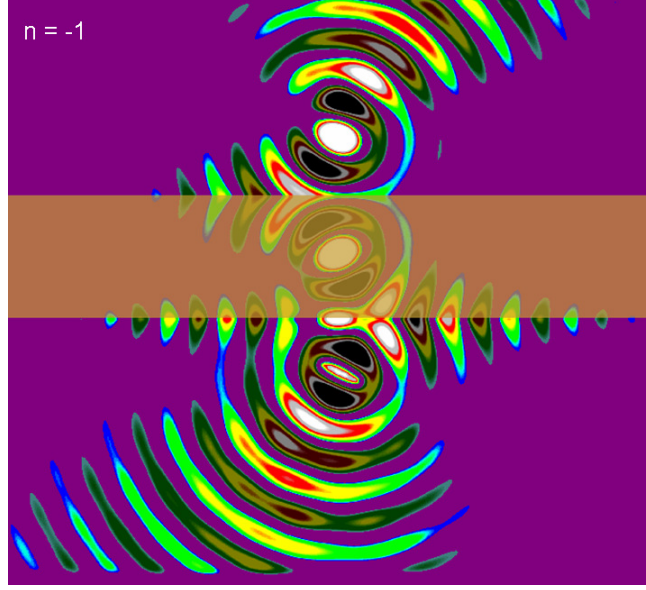


Şekil 3.7: $f=1$ GHz' de kırılma indisi $n=-2$ olan malzemedeki EM dalga davranışı.

$f=6$ MHz' de kırılma indisi $n=-1$ olan malzemeye 30° açıyla gelen Gauss hüzmesinin etkileşimi Şekil 3.8'de yer almaktadır. Bu analizde kullanılan Gauss hüzmesindeki dizi eleman sayısı 10^7 'dur. DNG tip malzemelerde Snell yasasının ters işlediğinden daha önceden bahsedilmiş idi. Şekil 3.8'de normal ile 30° açı yaparak gelen dalganın malzeme içerisinde normalden uzaklaşarak ilerlediği gözlenmektedir. Bu da DNG malzemelerde ters Snell yasasının işlediğinin görsel ispatıdır.

3.4. SLAB-MTM Simülatörü

2-boyutlu MTM-FDTD simülatörü EM dalgalar ile MTM yapıların etkileşimini görsel olarak incelemek amacıyla geliştirilmiş bir program idi. Bu programda sadece DPS ve DNG yapıların analizleri yapılabiliyordu. ENG, MNG malzemelerin de analizinin yapılması ve bu yapıların saçılma parametrelerinin (S-parametrelerinin) elde edilebilmesi için MTM-FDTD görsel aracında bazı değişiklikler yapılmıştır.

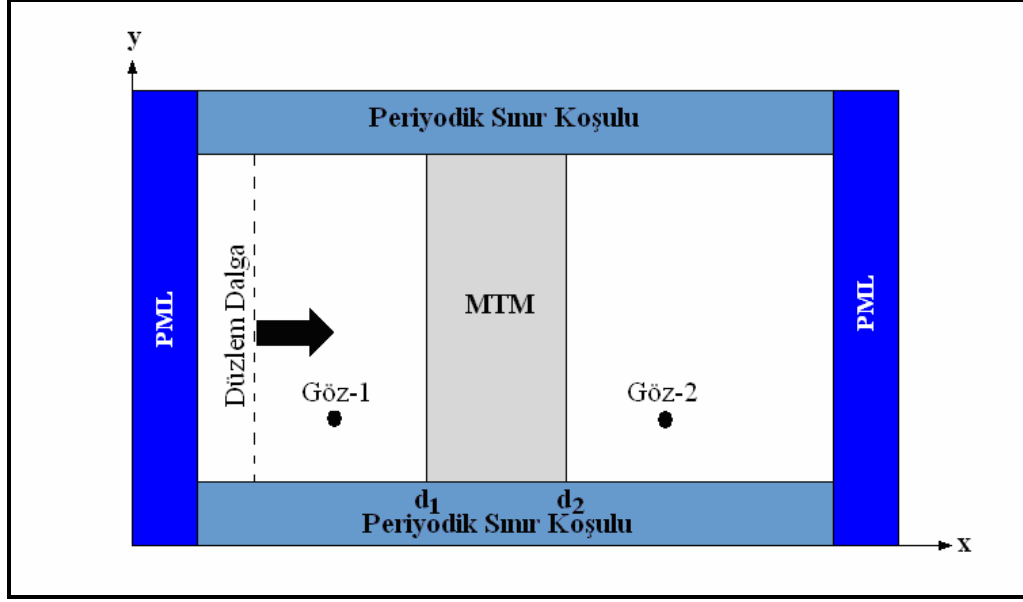


Şekil 3.8: DNG malzemelerde işleyen ters Snell yasası.

SLAB-MTM simülöründe S-parametrelerin elde edilebilmesi için düzlem dalğanın izotropik ortamlardaki iletim, kırılma ve yansıma gibi davranışları temel alınmıştır [28]. Bu amaçla programda kaynak olarak düzlem dalga tanımı kullanılmıştır. Ayrıca Şekil 3.9’ da yer aldığı gibi 2-boyutlu FDTD uzayının $y=0$ ve $y=NY$ sınırlarına Periyodik Sınır Koşulu (PBC) uygulanmıştır [29]. Böylelikle uygulanan düzlem kaynak darbesi ve dikey olarak çizilen malzeme y doğrultusunda sonsuz uzunmuş gibi davranacaktır. Bu sınır koşulunu uygulamak için $y=0$ ve $y=NY$ sınırlarında alan denklemlerinde aşağıdaki değişiklikler yapılmıştır:

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},NY}^{n+1} = E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},0}^{n+1} \quad H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},NY+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

Analizi yapılan malzemenin yansıma/iletim karakteristiği S-parametresi hesapları ile elde edilebilir. S-parametreleri devrenin kapılarındaki giden ve yansıyan akım ve gerilim dalgalarını birbirine bağlayan parametre takımıdır.



Şekil 3.9: 2-Boyutlu SLAB-MTM hesap uzayı ve uygulanan sınır koşulları.

Bu amaçla yapı, iki kapılı bir devre olarak ele alınmalıdır. Şekil 3.9’da yer alan Göz-1 ve Göz-2 yapının giriş ve çıkışında seçilen gözlem noktalarıdır. Göz-1 ve Göz-2 noktasındaki elektrik alan değerleri;

$$E_1(t) = E_1^+(t) + E_1^-(t) \quad (3.17a)$$

$$E_2(t) = E_2^+(t) + E_2^-(t) \quad (3.17b)$$

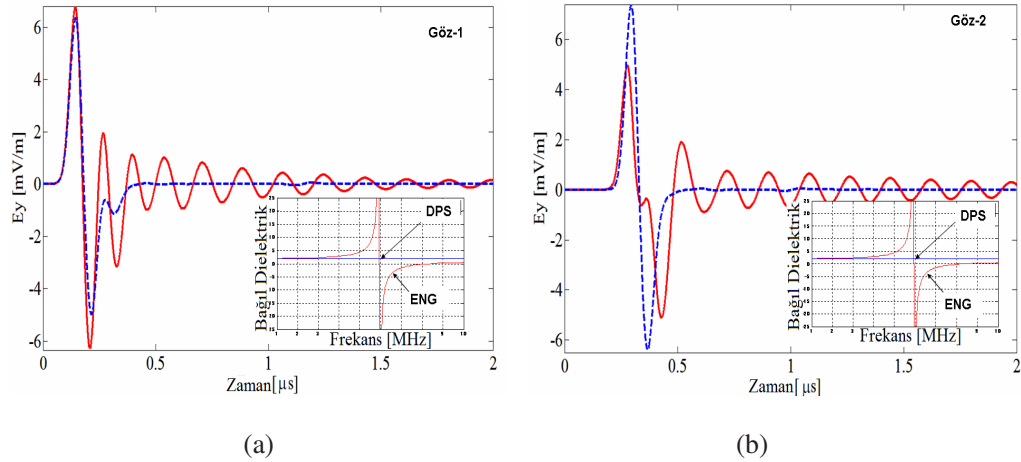
olarak ifade edilebilir. Burada yer alan ‘artı’ ve ‘eksi’ işaretleri dalganın gelen veya yansıyan olduğunu göstermektedir. $x=0$ ve $x=NX$ sınırlarında PML yutucu tabakası olmasından dolayı $E_2^+(f) = 0$ olarak alınır ve yansıma katsayısı;

$$R(f) = S_{11}(f) = E_1^-(f) / E_1^+(f) \quad (3.18)$$

Şeklinde hesaplanır. Gene PML yutucu tabakası sebebiyle $E_1^-(f) = 0$ olarak alınır ve iletim katsayısı;

$$T(f) = S_{21}(f) = E_2^-(f) / E_1^+(f) \quad (3.19)$$

olarak elde edilir. S-parametresi hesabında kullanılan elektrik alan değerlerini elde edebilmek için FDTD analizi iki kere çalıştırılıp Göz-1 ve Göz-2 noktalarında elektrik alan değerleri depolanmalıdır. İlk olarak FDTD analizi herhangi bir malzeme olmadan yani boş iken çalıştırılmalıdır. Böylece $E_1^+(t)$ bilgisi depolanır. Daha sonra ise analizi yapılacak olan malzeme var iken FDTD analizi çalıştırılmalı ve her iki gözlem noktasındaki elektrik alan bilgileri depolanmalıdır. Depolanan bu değerlerin hepsi zaman düzlemi bilgileridir. S-parametresi hesabı frekans düzleminde tanımlı olduğu için depolanan değerlerin DFT'si veya FFT'si alınarak frekans düzlemine geçilmelidir. Böylelikle (3.18) ve (3.19) denklemler kullanılarak S-parametresi değerleri elde edilir.

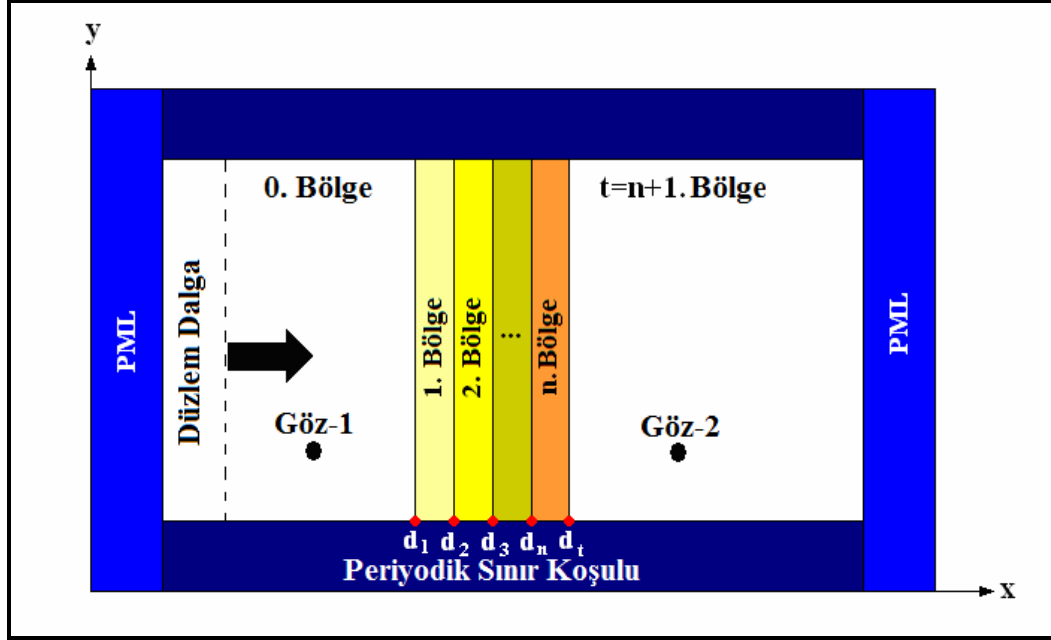


Şekil 3.10: (a) Göz-1, (b) Göz-2 noktalarında düzlem dalganın ENG ve DPS malzeme ile olan etkileşimi.

Şekil 3.10a ve b'de SLAB-MTM simütöründe analizi yapılan DPS ve ENG malzemenin Göz-1 ve Göz-2 noktalarında depolanan zamana göre değişen elektrik alan bilgileri yer almaktadır. Kullanılan ENG malzemenin rezonans frekansı 6 MHz civarındadır. Malzemenin rezonans frekansı öncesinde ENG ve DPS malzemelerin bağıl geçirgenlikleri $\epsilon_r=2$, $\mu_r=1$ olarak alınmıştır.

Tasarlanan 2-boyutlu SLAB-MTM simütörü ile elde edilen S-parametresi bilgilerinin doğruluğunu göstermek için analitik hesaplamalar yapılmıştır. Bu analitik hesaplarda, düzlem dalganın malzemeye normal doğrultusunda geldiği kabul edilir.

Sınır koşullarını kullanarak, düzlem dalgaının malzemeye giriş ve çıkış yaptığı yüzeylerdeki ilerleyen ve yansıyan alanlar hesaplanır. Düzlem dalgaının çok katmanlı yapıya giriş yaptığı durumlarda ise ilerleyen ve yansıyan alanların her bir katmanın ara yüzünde tekrar hesaplanması gerekir. Bu nedenle hesap için yayılma matrisi (propagation matrix)'den yardım alınır.



Şekil 3.11: Analitik hesaplamada kullanılan hesap uzayı.

Bu analitik hesaplamalarda kullanılan problem uzayı Şekil 3.11'de yer almaktadır. Burada düzlem dalgaının katmanlı malzeme tabakalarına sol taraftan normal ile 0° açı yaparak geldiği görülmektedir. Katmanlı malzeme tabakaları $x=d_1$, $x=d_2$, ... ve $x=d_t$ sınırlarına yerleştirilmiştir. İlk tabaka ($t=0$) ve son tabaka ($t=n+1$) DPS malzeme olarak kabul edilmiş olup, sistemin giriş/çıkış kapılarını içermektedir. Her bir malzeme tabakasında elektrik ve manyetik geçirgenlik ϵ_m ve μ_m ($m=1,2,\dots,n$) şeklinde gösterilmektedir. Düzlem dalga H_z alan bileşeni ile ifade edilip, sol taraftan malzeme tabakalarına ulaşmaktadır. Gelen manyetik alan bileşenin (H_z) genliği birim genlikte kabul edilmektedir.

Böyle bir ortamda her bir malzeme tabakasında birden fazla yansıma ve iletim oluşmaktadır. Tabakalarda yer alan $(n+1)$ tane sınır, $(2n+2)$ adet çözülmesi gereken

denklemlerini oluşturur. Bu denklemler sisteminin de yardımı ile toplam yansımaya katsayısı (katmanlı malzeme tabakaları için) şu şekilde yazılabilir [30]:

$$\begin{aligned}
R = & \frac{e^{i2k_0d_1}}{R_{0,1}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{0,1}^2\right)\right]e^{i2(k_1+k_0)d_1}}{\left(1/R_{0,1}\right)e^{i2k_1d_1}} + \frac{e^{i2k_1d_2}}{R_{1,2}} \\
& + \frac{\left[1 - \left(1/R_{1,2}^2\right)\right]e^{i2(k_2+k_1)d_2}}{\left(1/R_{1,2}\right)e^{i2k_2d_2}} + \dots + \frac{e^{i2k_{n-1}d_n}}{R_{n-1,n}} \\
& + \frac{\left[1 - \left(1/R_{n-1,n}^2\right)\right]e^{i2(k_n+k_{n-1})d_n}}{\left(1/R_{n-1,n}\right)e^{i2k_nd_n}} + R_{n,t}e^{i2k_nd_{n+1}}
\end{aligned} \quad (3.20)$$

Denklemlerde yer alan $R_{m,m+1}$, (m) ve ($m+1$). tabakaları arasında meydana gelen yansımaya katsayısını ifade etmektedir. Tanımı aşağıdaki gibidir.

$$R_{m,m+1} = \frac{1 - \rho_{m,m+1}}{1 + \rho_{m,m+1}}, \quad \rho_{m,m+1} = \frac{\varepsilon_m k_{m+1}}{\varepsilon_{m+1} k_m} \quad (3.21)$$

3 tabakadan oluşan sistemin toplam yansımaya katsayısı şu şekilde ifade edilebilir:

$$R = \frac{e^{i2k_0d_1}}{R_{0,1}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{0,1}^2\right)\right]e^{i2(k_1+k_0)d_1}}{\left(1/R_{0,1}\right)e^{i2k_1d_1} + \frac{e^{i2k_1d_2}}{R_{1,2}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{1,2}^2\right)\right]e^{i2(k_2+k_1)d_2}}{\left(1/R_{1,2}\right)e^{i2k_2d_2} + \frac{e^{i2k_2d_3}}{R_{2,3}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{2,3}^2\right)\right]e^{i2(k_3+k_2)d_3}}{\left(1/R_{2,3}\right)e^{i2k_3d_3} + R_{3,4}.e^{i2k_3d_4}}} \quad (3.22)$$

3-katmanlı malzeme tabakasının kullanıldığı bu sistemde iletim katsayısının hesaplanabilmesi için denklem (3.23)'de yer alan matris sisteminin çözülmesi gerekmektedir.

$$T = \overline{\overline{V}}_{4,0} \begin{bmatrix} 1 \\ R \end{bmatrix}; \quad \overline{\overline{V}}_{4,0} = \overline{\overline{V}}_{4,3} \cdot \overline{\overline{V}}_{3,2} \cdot \overline{\overline{V}}_{2,1} \cdot \overline{\overline{V}}_{1,0} \quad (3.23)$$

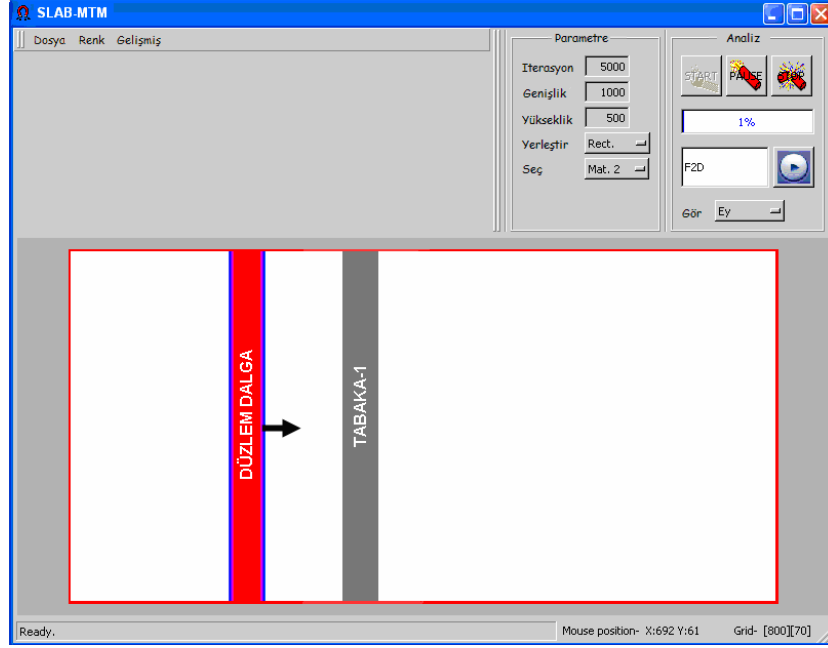
$$\underline{V}_{1+1,1} = \frac{1}{2} [1 + \rho_{1+1,1}] \begin{bmatrix} e^{-i(k_{1+1}-k_1)d_{1+1}} & R_{1+1,1} e^{-i(k_{1+1}+k_1)d_{1+1}} \\ R_{1+1,1} e^{i(k_{1+1}+k_1)d_{1+1}} & e^{i(k_{1+1}-k_1)d_{1+1}} \end{bmatrix}. \quad (3.24)$$

(3.22)-(3.24) denklemleri DPS, DNG, ENG ve MNG yapılarının iletim/yansımaya katsayılarını hesaplamada rahatlıkla kullanılabilir [31-34]. İletim ve yansımaya katsayısı hesabına ilişkin daha detaylı bilgi Ek-A'da yer almaktadır.

3.4.1. SLAB-MTM simülatörü ile tek-katmanlı malzeme analizi

2-boyutlu SLAB-MTM simülatöründe tek-katmanlı malzemelerin iletim ve yansımaya özelliklerinin elde edilmesi için kullanılan düzenek Şekil 3.12'de gösterilmiştir. Programda d kalınlıklı malzemenin $d/2$ mesafe gerisinde, düzlem dalga yeri tanımlanmıştır. Malzemenin d kalınlığı ise 0.2λ kadardır. Burada λ , dalga boyunu ifade etmektedir. Yapılan ilk analizde, xy -düzlemine yerleştirilen malzeme, ε -negatif özellik taşımaktadır. Analizi yapılan bu malzemenin elektriksel ve manyetik geçirgenlik parametreleri denklem (3.1a) ve (3.1b)'de de tanımlanan Lorentz modeline uygun olarak seçilmiştir. Kullanılan bu malzemenin parametreleri ve değerleri Tablo 3.1'de yer almaktadır.

Analizi yapılan ENG malzemesi 4.2 MHz' de rezonansa girip, 6 MHz'de $\varepsilon=-4$, $\mu=1$ değerlerine sahip olmaktadır. Düzlem dalga kullanılarak yapılan bu analiz ile elde edilen saçılma parametreleri (S-parametreleri) Şekil 3.13a'da yer almaktadır. Daha önceden de belirtildiği üzere programın doğruluğunu göstermek amacıyla elde edilen S-parametresi sonuçları analitik yöntemle elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır (Bkz. Şekil 3.13a).



Şekil 3.12: SLAB-MTM’ de tek-katmanlı malzemenin yerleşimi.

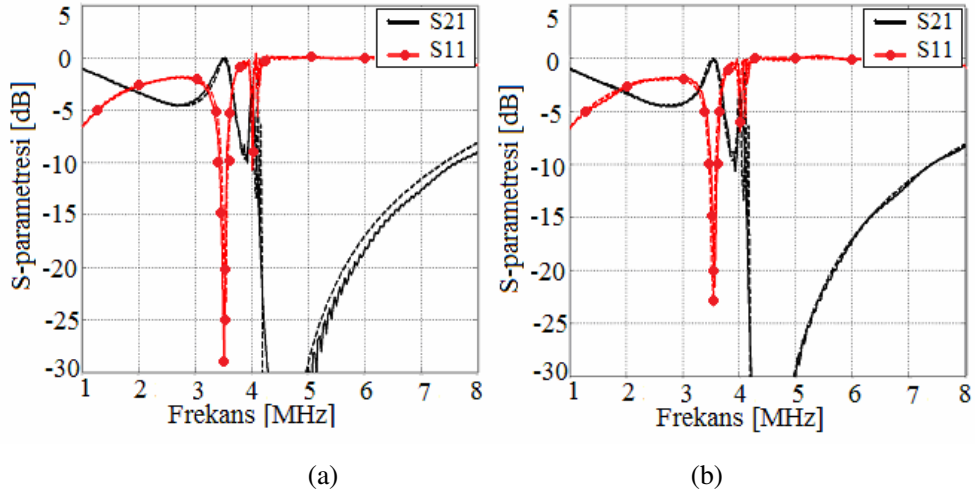
Anolitik yöntemle iletim/yansıma katsayılarının hesabı için (3.22)-(3.24) denklemleri kullanılmıştır. Şekil 3.13a’da yer alan S-parametresi grafiklerinde düz çizgi SLAB-MTM simülatörü, kesikli çizgi analitik yöntem ile elde edilen sonuçları ifade etmektedir. Görüldüğü gibi SLAB-MTM simülatörü ile edilen sonuçlar ve analitik sonuçlar büyük uyum içerisindedir.

Tablo 3.1: Tek-katmanlı malzeme analizinde kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	ENG		MNG		DNG	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	1	1	1	1	1	1
ϵ_k / μ_k	5	0	0	5	2	5
α_k	1	1	1	1	1	2
δ_k	0	0	0	0	0	0
ω_k [MHz]	0.7 x B	0.7 x B	0.7 x B	0.7 x B	0.7x B	0.7x B

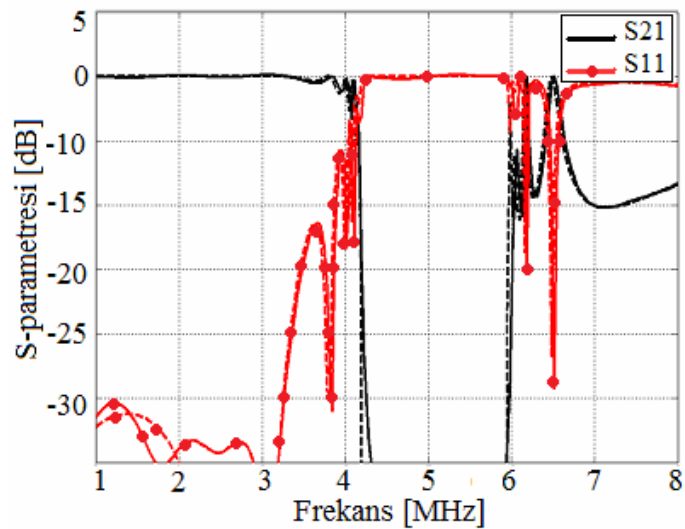
Şekil 3.13b’de ise MNG bir malzemenin S-parametresi grafiği yer almaktadır. Kullanılan malzemenin parametreleri ve değerleri Tablo 3.1’de yer almaktadır. μ -

negatif malzemenin rezonans frekansı 4.2 MHz olup 6MHz'de $\epsilon=1$, $\mu=-4$ değerlerini almaktadır. ENG malzeme analizi için kullanılan düzenek bu malzemenin S-parametresini elde etmek içinde kullanmıştır.



Şekil 3.13: (a) ENG, (b) MNG malzemelerinin S-parametresi grafikleri. (Düz çizgi: SLAB-MTM simülasyonu, kesikli çizgi: analitik yöntem ile elde edilen S-parametresi grafikleridir.)

Gözlem noktalarında toplanan veriler ile elde edilen S-parametresi eğrileri Şekil 3.13b'de yer almaktadır. Şekilden de görüldüğü üzere SLAB-MTM simülasyonu ve analitik yöntem ile elde edilen S-parametresi sonuçları büyük uyum içerisindedir.



Şekil 3.14: DNG malzemesine ait olan S-parametresi grafiği (Düz çizgi: SLAB-MTM, kesikli çizgi: analitik yöntem ile elde edilen sonuçları göstermektedir).

DNG malzemenin ortam parametreleri denklem (3.1a) ve (3.1b)'de tanımlanan Lorentz modeline uygun olarak seçilmiştir. Ortam parametrelerinden elektriksel geçirgenlik ϵ , 4.2 MHz' de, manyetiksel geçirgenlik μ ise 6 MHz' de rezonansa girmektedir. Tablo3.1'de kullanılan bu DNG malzemesinin parametre değerleri yer almaktadır. Bu parametre değerlerine sahip tek-katmanlı DNG malzemesinin analizi 2-boyutlu SLAB-MTM simülatörü ile gerçekleştirildiğinde Şekil 3.14'deki S-parametresi grafiği elde edilir. Kullanılan DNG malzemesinin d kalınlığı yine 0.2λ kadar alınmış, düzlem dalga malzemeden $d/2$ mesafe kadar geriden yollanmıştır. Şekil 3.14'de iletim katsayı (S_{21}) ve yansıma katsayısı (S_{11}) grafikleri yer almaktadır. Grafikte yer alan düz çizgi, SLAB-MTM ile elde edilen sonuçları, kesikli çizgi ise analitik yöntem ile elde edilen sonuçları göstermektedir. Görüldüğü üzere iki farklı yöntem ile elde edilen sonuçlar örtüşmektedir.

3.4.2. SLAB-MTM simülatörü ile çok-katmanlı filtre tasarımları

ENG, MNG ve DPS malzemelerin katlı kombinasyonları ile farklı tip (AGF, YGF, vs.) filtre tasarımları yapmak mümkündür. Tek-katmanlı malzemelerin analizi yapılabildiği gibi çok-katmanlı malzemelerin de analizi 2-boyutlu SLAB-MTM simülatörü ile rahatlıkla yapılabilir. Tek-katmanlı malzeme analizinde yapılan ENG malzemelerin alçak geçiren filtre (AGF) gibi (Bkz. Şekil 3.13a), DNG malzemelerin ise elektriksel ve manyetik geçirgenliklerin farklı rezonans frekanslarına ($\epsilon(f) \neq \mu(f)$) sahip olduğu durumda bant söndüren (BSF) filtre (Bkz. Şekil 3.14) gibi çalıştığı görülmüştü. Malzemelerin bu özelliklerinden yararlanılarak her tip filtre yapısı gerçekleştirilebilir. Bu tez çalışmasında filtre tasarımları için farklı kombinasyonlardaki 3-katmanlı DNG-DPS yapısı tercih edilmiştir.

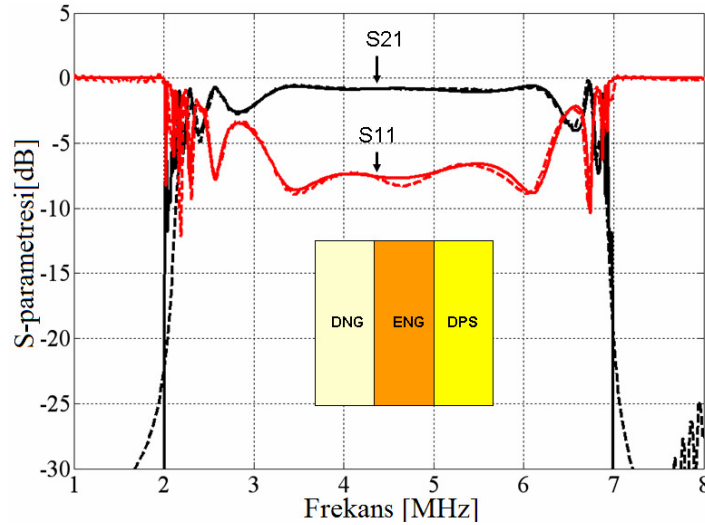
İlk uygulama bir bant geçiren filtre (BGF) yapısıdır. 3-Katmanlı BGF yapısını oluşturulan tabakaların yerleşimi Şekil 3.15'de yer almaktadır. Görüldüğü gibi bu yapı, DNG-ENG-DPS malzeme kombinasyonundan oluşmaktadır. Yapıyı oluşturan her bir malzemenin kalınlığı eşit alınmıştır. Her bir tabakanın kalınlığı d , 0.2λ kadardır.

Tablo 3.2: BGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	DNG		ENG		DPS	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	1	1	1	1	2	1
ϵ_k / μ_k	3	3	4	0	0	0
α_k	0	0.227	2.78	0	0	0
δ_k	0	0	0	0	0	0
ω_k [MHz]	0.7 x B	0.7 x B	0.7 x B	0	0	0

Bu uygulamada kullanılan tabakaların parametreleri Tablo 3.2’de yer almaktadır. 2-7 MHz bant aralığını geçiren bu BGF yapısını oluşturan tabakalar şu şekilde seçilmiştir:

- DNG tabakası 0-2 MHz bandında bant söndüren gibi çalışan bir yapıdır.
- İkinci tabaka olan ENG tabakası, kesim frekansı 7 MHz olan bir AGF filtre gibi çalışmaktadır.

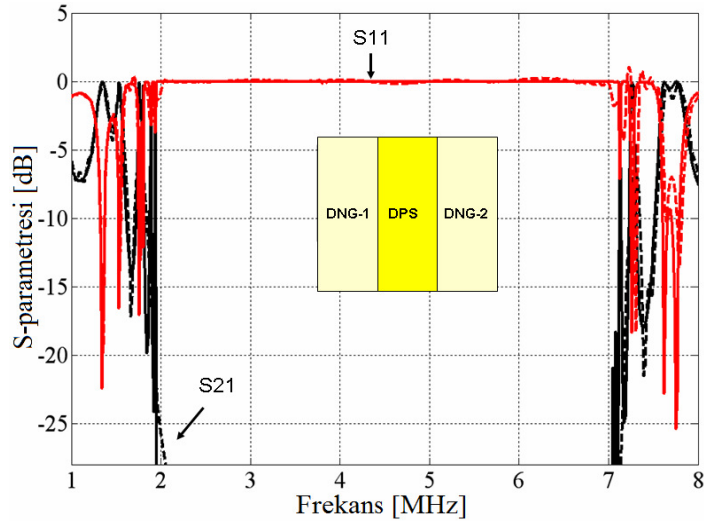


Şekil 3.15: 3-katmanlı BGF yapısının yansımaya ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, Kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar).

Bu iki tabakanın bir araya gelmesi ile oluşan sistem 2-7 MHz bandını geçiren BGF yapısının oluşmasını sağlamaktadır. 3-katmanlı yapıda kullanılan son tabaka DPS

olarak seçilmiş olup, geçiş bandında meydana gelen dalgalanmaları önlemek amacıyla kullanılmıştır. Şekil 3.15’de yer alan grafikte düz çizgi; analitik yöntem, kesikli çizgi; SLAB-MTM ile elde edilen sonuçları göstermektedir. Şekilden de gözlemlendiği üzere iki farklı yöntemle elde edilen sonuçlar büyük uyum içerisindedir.

İkinci uygulamada ise bant söndüren filtre (BSF) yapısı tasarlanmıştır (Bkz. Şekil 3.16). Tek-katmanlı DNG, tek başına bant söndüren filtre gibi davranmaktadır. Çalışmada üç katmanlı (DNG-DPS-DNG) yapının kullanılmasının sebebi bant genişliğini arttırabilmektir. Katmanların parametreleri uygun seçilmek koşuluyla bant genişliğini ayarlamak mümkündür. DNG malzemelerinin rezonans frekansları 2 MHz ve 7 MHz seçilmiştir. BSF yapısı için kullanılan tabakaların parametre değerleri Tablo 3.3’ de yer almaktadır. Elde edilen yapının yansıma ve iletim karakteristiği Şekil 3.16’da verilmiştir. Bu grafikte düz çizgi; analitik yöntem, kesikli çizgi; SLAB-MTM ile elde edilen sonuçları göstermektedir. Görüldüğü gibi sonuçlar birbiri ile örtüşmektedir.



Şekil 3.16: 3-katmanlı BSF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar.).

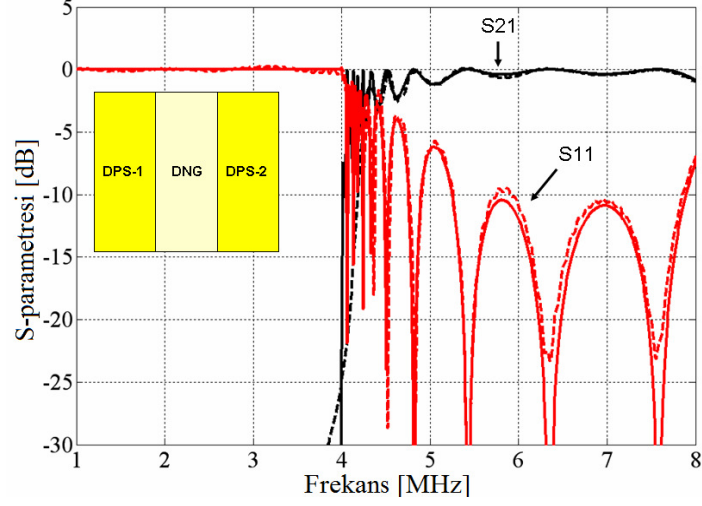
Tablo 3.3.: BSF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	DNG-1		DPS		DNG-2	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	1	1	3	1	1	1
ϵ_k / μ_k	5	5	0	0	5	5
α_k	0.227	2.78	0	0	0.227	2.78
δ_k	0	0	0	0	0	0
ω_k [MHz]	0.7 x B	0.7 x B	0	0	0.7 x B	0.7 x B

Bir sonraki uygulama ise yüksek geçiren filtre (YGF) yapısına aittir. Bu uygulamada yüksek geçiren filtre karakteristiği elde edebilmek amacıyla DNG malzeme tabakası iki DPS malzeme tabakası arasına yerleştirilmiştir (Bkz. Şekil 3.17). Yapıda kullanılan DNG malzemesinin elektriksel geçirgenlik (ϵ) rezonans frekansı 0 MHz, manyetiksel geçirgenlik (μ) rezonans frekansı ise 4 MHz olarak alınmıştır. Böylelikle 0-8 MHz bant aralığında yapının kesim frekansı 4 MHz olan bir yüksek geçiren filtre gibi çalışması sağlanmıştır. Kullanılan tabakalara ilişkin parametre değerleri Tablo 3.4.'de yer almaktadır. Yapının sağ ve solunda yer alan iki DPS tabakası hem simetri sağlaması hem de geçiş bandı karakteristiğini düzgünleştirmek amacıyla kullanılmıştır. Şekil 3.17' den de görüldüğü üzere analitik ve SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar uyum içerisindedir.

Tablo 3.4: YGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	DPS-1		DNG		DPS-2	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	2	1	1	1	2	1
ϵ_k / μ_k	0	0	14	4	0	0
α_k	0	0	0	0.908	0	0
δ_k	0	0	0	0	0	0
ω_k [MHz]	0	0	0.7 x B	0.7 x B	0	0

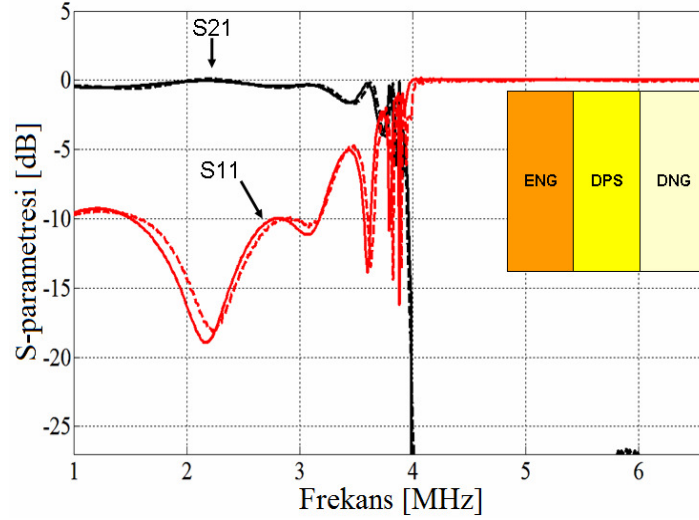


Şekil 3.17: 3-katmanlı YGF yapısının yansıma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar).

Son uygulamada ise alçak geçiren filtre (AGF) yapısı tasarlanmıştır. Tasarımda AGF karakteristiği elde edebilmek için ENG-DPS-DNG malzeme tabakası kombinasyonu kullanılmıştır. Daha önce de bahsedildiği üzere bir ENG malzeme tabakası AGF karakteristik sergilemektedir. Fakat Şekil 3.13a' dan da görüldüğü üzere tek bir ENG malzeme tabakası ile oluşturulan AGF'de hem dalgalanmalar çok fazla hem de söndürme bandı çok dardır. Bu problemleri aşmak amacıyla tasarımda ENG-DPS-DNG kombinasyonu kullanılmıştır (Bkz. Şekil 3.18). Kullanılan malzemelerin parametre değerleri ise Tablo 3.5' de listelenmiştir. SLAB-MTM ile yapılan analiz sonucunda ve analitik yöntemle elde edilen iletim ve yansıma karakteristikleri Şekil 3.18' de yer almaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi AGF filtre karakteristiği oldukça düzgün olup iki farklı yöntem ile elde edilen sonuçlar uyum içerisindedir.

Tablo 3.5: AGF filtre yapısı için kullanılan malzemelerin parametre değerleri (Kaynak Bant Genişliği B=10 MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	ENG		DPS		DNG	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	1	1	2	1	1	1
ϵ_k / μ_k	2	0	0	0	4	8
α_k	2.78	0	0	0	0.908	4.59
δ_k	0	0	0	0	0	0
ω_k [MHz]	$0.7 \times B$	0	0	0	$0.7 \times B$	$0.7 \times B$

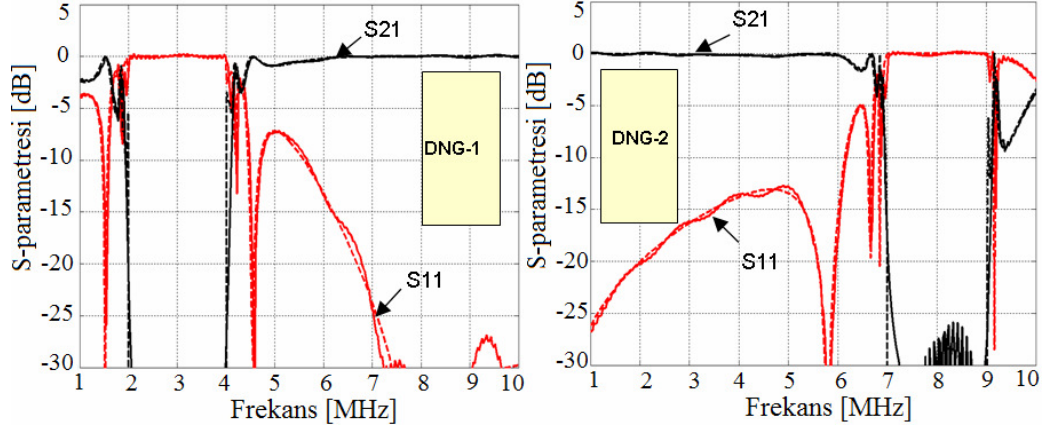


Şekil 3.18: 3-katmanlı AGF yapısının yansıtma ve iletim karakteristiği (Düz çizgi: Analitik yöntem, kesikli çizgi: SLAB-MTM ile elde edilen sonuçlar.).

Şimdiye kadar çok-katmanlı yapılar kullanılarak değişik tipte filtreler tasarlanmıştır. Metamateryaller ile birden fazla bantta çalışan filtre yapıları da üretilebilir. Bu uygulamada çift bantta söndürme yapabilen bir BSF yapısı yer almaktadır. Şekil 3.20’den de görüldüğü üzere yapı iki katmanlı olarak tasarlanmıştır. Her bir kat farklı bir bantta söndürme yapan bir BSF’dir. Yapıda kullanılan DNG malzemelerinin parametreleri Tablo 3.6’da yer almaktadır. 1. kattaki DNG-1 malzemesi 2-4MHz frekans bandında söndürme yapan bir filtredir (Bkz. Şekil 3.19). DNG-2 malzemesi ise 7-9 MHz frekans bandını söndüren bir filtre yapısıdır. Şekilde yer alan iletim (S_{21}) ve yansıtma (S_{11}) eğrileri hem SLAB-MTM (düz çizgi) hem de analitik hesaplama (kesikli çizgi) ile elde edilmiştir. Görüldüğü üzere iki farklı yol ile elde edilen eğriler bir biri ile örtüşmektedir.

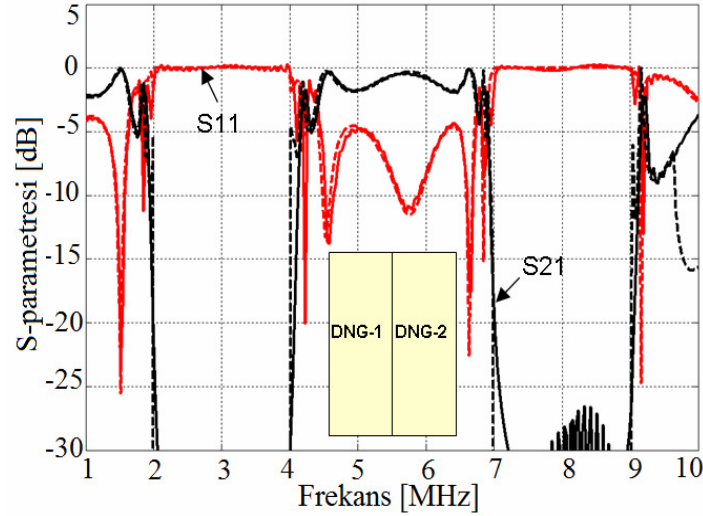
Tablo 3.6: İki-katmanlı yapıda kullanılan malzeme parametreleri (Kaynak Bant Genişliği $B=10$ MHz).

$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	DNG-1		DNG-2	
	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$	$\epsilon(\omega)$	$\mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	1	1	2	1
ϵ_k / μ_k	2.5	2	2.5	2
a_k	0.227	0.908	2.78	4.59
δ_k	0	0	0	0
ω_k [MHz]	$0.7 \times B$	$0.7 \times B$	$0.7 \times B$	$0.7 \times B$



Şekil 3.19: Soldaki; DNG-1 malzemesine ait iletim/yansıma karakteristiği, Sağdaki; DNG-2 1 malzemesine ait iletim/yansıma karakteristiği (Düz çizgi SLAB-MTM, Kesikli çizgi Analitik yol ile elde edilen sonuçlar).

İki farklı bantta çalışan bu filtre yapıları katmanlı olarak bir araya gelirse, iki farklı bant da söndürebilen filtre yapısı meydana gelir (Bkz. Şekil 3.20). Görüldüğü gibi katmanlı yapılar kullanılarak çok-bantlı filtreler de gerçekleştirilebilir.



Şekil 3.20: İki-katmanlı yapının iletim/yansıma karakteristiği (Düz çizgi: SLAB-MTM, Kesikli çizgi: Analitik yol ile elde edilen sonuçlar).

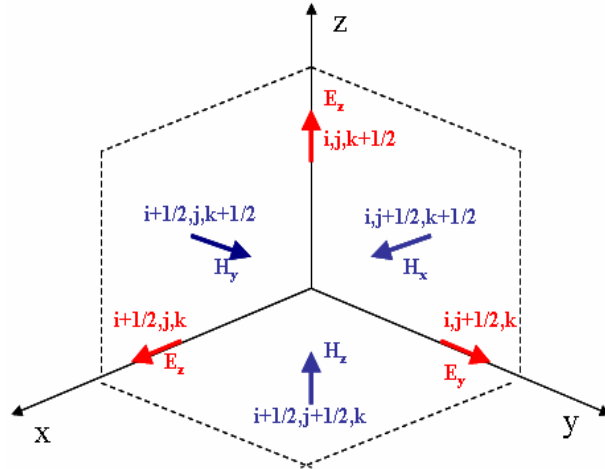
3.5. Saçıcı Ortamlar için 3-Boyutlu FDTD Denklemlerinin Türetilmesi

Negatif izotropik (ENG, MNG ve DNG) özellikli malzemelerde elektromanyetik dalgaların iletim ve yansıma özelliklerini incelemek amacıyla MTM-3D adlı bir

simülator geliştirilmiştir. 2-boyutlu uzayda olduğu gibi 3-boyutlu uzayda da bu malzemeleri modellemek amacıyla denklem (3.1a) ve (3.1b)'de tanımlanan Lorentz yaklaşımı seçilmiştir.

Geliştirilen 3-boyutlu MTM-3D simülatoründe 2-boyutlu simülatorde olduğu gibi gene ADE yöntemi kullanılmıştır. 3-boyutlu FDTD uzayında yer alan dalga bileşenleri ve yerleşimi Şekil 3.21' de gösterildiği gibidir.

3-boyutlu uzayda dağıtıcı ortamlar için FDTD denklemlerinin türetilmesine örnek olarak H_x manyetik alan bileşeninin elde edilmesi verilebilir. Manyetik alan denkleminin elde edilmesinde 2-boyutluda olduğu gibi manyetik akı yoğunluğu \vec{B} ile manyetik alan \vec{H} arasındaki ilişkiden yararlanılır (Denklem 3.3).



Şekil 3.21: 3-Boyutlu FDTD hücresi.

2-boyutlu denklem türetilmesinde kullanılan $S_{zk}(t)$, 3-boyutlu denklemler için de aynı şekilde elde edilir (Bkz. Denklem 3.8). Ancak 2-boyutlu denklemlerin türetilmesinden farklı olarak burada E_x , E_y , E_z ve H_x , H_y , H_z diye 6 bileşenin de hesaplanması gereklidir. H_x manyetik alanın elde edilmesi için kullanılan F yardımcı denklemleri şu şekilde yazılabilir:

Maxwell'in Faraday yasasını tekrar hatırlanırsa;

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \vec{H} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \sigma \frac{\vec{B}}{\mu_0} &= \nabla \times \vec{E}\end{aligned}\quad (3.25)$$

Faraday yasası yardımı ile F yardımcı denklemini şu şekilde ifade edilir;

$$-\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} - \sigma \frac{\vec{F}}{\epsilon_0} = \nabla \times \vec{E}.\quad (3.26)$$

Elde edilen F yardımcı denkleminin zaman düzleminde ayrıklaştırma işlemi yapılır. Ayrıklaştırılmış F denkleminin (n+1/2). zaman adımındaki ifadesi;

$$\begin{aligned}F_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} &= \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) F_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^n + \left(\frac{2\epsilon_0\sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_y|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta z} - \frac{E_y|_{i,j+1/2,k-1}^n}{\Delta z} \right) \\ &\quad + \left(\frac{2\epsilon_0\sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_z|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta y} - \frac{E_z|_{i,j-1,k+1/2}^n}{\Delta y} \right)\end{aligned}\quad (3.27)$$

şeklindedir. (n+1/2). zaman adımı için ayrıklaştırılmış manyetik akı yoğunluğu denklemini B_x , F_x yardımcı denklemini ile şu şekilde yazılır;

$$\begin{aligned}B_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} &= \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) B_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \\ &\quad + \left(\frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(F_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - F_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \right)\end{aligned}\quad (3.28)$$

Son olarak ise manyetik akı yoğunluğu ile manyetik alan arasındaki ilişkiden faydalanarak manyetik alan \vec{H} için ayrıklaştırılmış denklemin elde edilebilir:

$$H_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = \frac{B_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^n - \mu_0 S_{xk}|_{i,j+1/2,k+1/2}^n}{\mu_0 \mu_\infty} \quad (3.29)$$

Benzer yol ile elektrik alan için ayrıklaştırılmış denklemler elde edilebilir. Fakat burada elektrik akı yoğunluğu \vec{D} ile elektrik alan \vec{E} arasındaki ilişkiden ve Maxwell'in Amper yasasını tanımladığı denklemden yararlanılır. Elektrik alanının y-bileşeni için elde edilen ayrıklaştırılmış denklemler aşağıda tanımlandığı gibidir:

Maxwell'in Amper yasası aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\begin{aligned} \nabla_x \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \\ \nabla_x \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Amper yasası yardımı ile G yardımcı denklemini;

$$\frac{\partial \vec{G}}{\partial t} + \sigma \frac{\vec{G}}{\epsilon_0} = \nabla_x \vec{H} \quad (3.31)$$

şeklinde yazılır. Ayrıklaştırılmış G yardımcı denklemini ise;

$$\begin{aligned} G_y|_{i,j+1/2,k}^{n+1} &= \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) G_y|_{i,j+1/2,k}^n \\ &+ \left(\frac{2\epsilon_0\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{H_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j+1/2,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.32)$$

olarak ifade edilir. Elektrik akı yoğunluğu ve elektrik alan ise şu denklemler ile elde edilir:

$$D_y|_{i,j+1/2,k}^{n+1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) D_y|_{i,j+1/2,k}^n + \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_y|_{i,j+1/2,k}^{n+1} - \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_y|_{i,j+1/2,k}^n, \quad (3.33)$$

$$S_{y_k}^{n+1} = \frac{2 - \alpha_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} S_{y_k}^n - \frac{1 - \omega_k \delta_k \Delta t}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} S_{y_k}^{n-1} + \frac{\varepsilon_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \omega_k \delta_k \Delta t} E_y^n, \quad (3.34)$$

$$E_y|_{i,j+1/2,k}^{n+1} = \frac{D_y|_{i,j+1/2,k}^n - \varepsilon_0 S_{y_k}|_{i,j+1/2,k}^n}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty}. \quad (3.35)$$

Manyetik alanın (\vec{H}) ve Elektrik alanın (\vec{E}) diğer bileşenlerinin ayrık halleri Tablo 3.7 ve Tablo 3.8’de yer almaktadır.

Tablo 3.7: Manyetik alanın H_y ve H_z bileşenleri için ayrılaştırılmış denklemler.

H_y Bileşeni	$F_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) F_y _{i,j+1/2,k+1/2}^n + \left(\frac{2\varepsilon_0 \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_x _{i+1/2,j,k}^n}{\Delta z} - \frac{E_x _{i+1/2,j,k-1}^n}{\Delta z} \right) + \left(\frac{2\varepsilon_0 \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_z _{i,j,k+1/2}^n}{\Delta x} - \frac{E_z _{i-1,j,k+1/2}^n}{\Delta x} \right)$
	$B_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) B_y _{i+1/2,j,k+1/2}^n + \left(\frac{2\varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(F_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - F_y _{i+1/2,j,k+1/2}^n \right)$
	$H_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\mu_0 \mu_\infty} \left(B_y _{i+1/2,j,k+1/2}^n - \mu_0 S_{y_k} _{i+1/2,j,k+1/2}^n \right)$
	$S_{y_k} _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{2 - \alpha_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{y_k} _{i+1/2,j,k+1/2}^n - \left(\frac{1 - \delta_k \omega_k \Delta t}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{y_k} _{i+1/2,j,k+1/2}^{n-1/2} + \left(\frac{\mu_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) H_y _{i+1/2,j,k+1/2}^n$

Tablo 3.7 (Devam) : Elektrik alanın E_x ve E_z bileşenleri için ayrıklaştırılmış denklemler.

H_z Bileşeni	$F_z _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) F_z _{i+1/2,j+1/2,k}^n$ $+ \left(\frac{2\varepsilon_0\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_x _{i+1/2,j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_x _{i+1/2,j-1,k}^n}{\Delta y} \right)$ $+ \left(\frac{2\varepsilon_0\sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{E_y _{i,j+1/2,k}^n}{\Delta x} - \frac{E_y _{i-1,j+1/2,k}^n}{\Delta x} \right)$
	$B_z _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) B_z _{i+1/2,j+1/2,k}^n$ $+ \left(\frac{2\varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) (F_z _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - F_z _{i+1/2,j+1/2,k}^n)$
	$H_z _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\mu_0\mu_\infty} (B_z _{i+1/2,j+1/2,k}^n - \mu_0 S_{zk} _{i+1/2,j+1/2,k}^n)$
	$S_{zk} _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} = \left(\frac{2 - \alpha_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{zk} _{i+1/2,j+1/2,k}^n - \left(\frac{1 - \delta_k \omega_k \Delta t}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) S_{zk} _{i+1/2,j+1/2,k}^{n-1/2}$ $+ \left(\frac{\mu_k \omega_k^2 \Delta t^2}{1 + \delta_k \omega_k \Delta t} \right) H_z _{i+1/2,j+1/2,k}^n$

Tablo 3.8: Elektrik alanın E_x ve E_z bileşenleri için ayrıklaştırılmış denklemler.

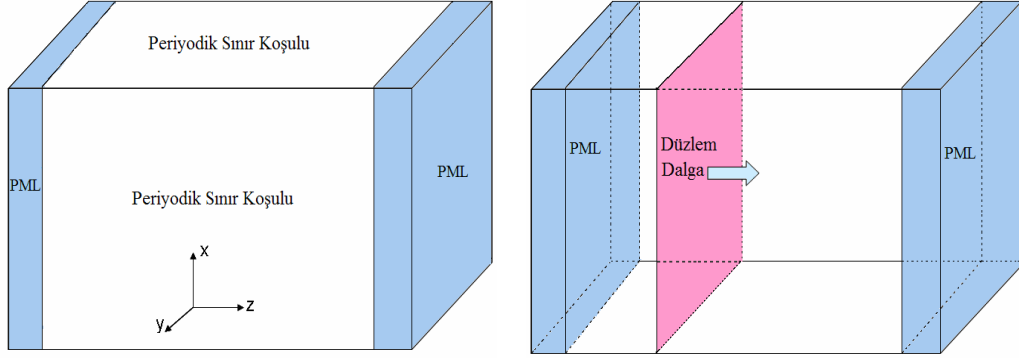
E_x Bileşeni	$G_x _{i+1/2,j,k}^{n+1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) G_x _{i+1/2,j,k}^n$ $+ \left(\frac{2\varepsilon_0\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{H_z _{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z _{i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y _{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \right)$
	$D_x _{i+1/2,j,k}^{n+1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) D_x _{i+1/2,j,k}^n + \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_x _{i+1/2,j,k}^{n+1}$ $- \left(\frac{2\varepsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\varepsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_x _{i+1/2,j,k}^n$
	$E_x _{i+1/2,j,k}^{n+1} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_\infty} (D_x _{i+1/2,j,k}^n - \varepsilon_0 S_{xk} _{i+1/2,j,k}^n)$

Tablo 3.8 (Devam): Elektrik alanın E_x ve E_z bileşenleri için ayrılaştırılmış denklemler.

E_z Bileşeni	$G_z _{i,j,k+1/2}^{n+1} = \left(\frac{2\epsilon_0 - \sigma\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) G_z _{i,j,k+1/2}^n$ $+ \left(\frac{2\epsilon_0\Delta t}{2\epsilon_0 + \sigma\Delta t} \right) \left(\frac{H_y _{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y _{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x _{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - H_x _{i,j-1/2,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right)$
	$D_z _{i,j,k+1/2}^{n+1} = \left(\frac{2\epsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\epsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) D_z _{i,j,k+1/2}^n + \left(\frac{2\epsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\epsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_z _{i,j,k+1/2}^{n+1}$ $- \left(\frac{2\epsilon_0 - \Delta t\sigma}{2\epsilon_0 + \Delta t\sigma} \right) G_z _{i,j,k+1/2}^n$
	$E_z _{i,j,k+1/2}^{n+1} = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon_\infty} \left(D_z _{i,j,k+1/2}^n - \epsilon_0 S_{zk} _{i,j,k+1/2}^n \right)$

3.6. MTM-3D Simülatörü

Burada, üç boyutlu dağıtıcı ortamları FDTD yöntemi ile modelleyebilmek için tasarlanan simülatör tanıtılacaktır. Bu çalışmada tasarlanan simülatör MTM-3D olarak adlandırılmıştır. Tasarım uzayı Şekil 3.22’de gösterildiği gibidir. Şekil 3.22.a’ dan görüldüğü üzere z-düzleminin her iki ucu mükemmel yutucu sınır tabakası (PML) ile, x- ve y-düzlemleri ise periyodik sınır koşulu ile sonlandırılmıştır. Geliştirilen MTM-3D simülatörü ile s-parametresi elde edebilmek için 2-boyutlu SLAB-MTM simülatöründe olduğu gibi gözlem noktaları ve düzlem dalga kullanılmıştır. Kullanılan periyodik sınır koşulları sayesinde problem uzayı 2-boyutlu hale indirgenmiştir. Bu sayede MTM-3D simülatörü ile ve analitik hesaplamalar ile elde edilen S-parametresi sonuçlarının karşılaştırılma imkanı doğmuştur.

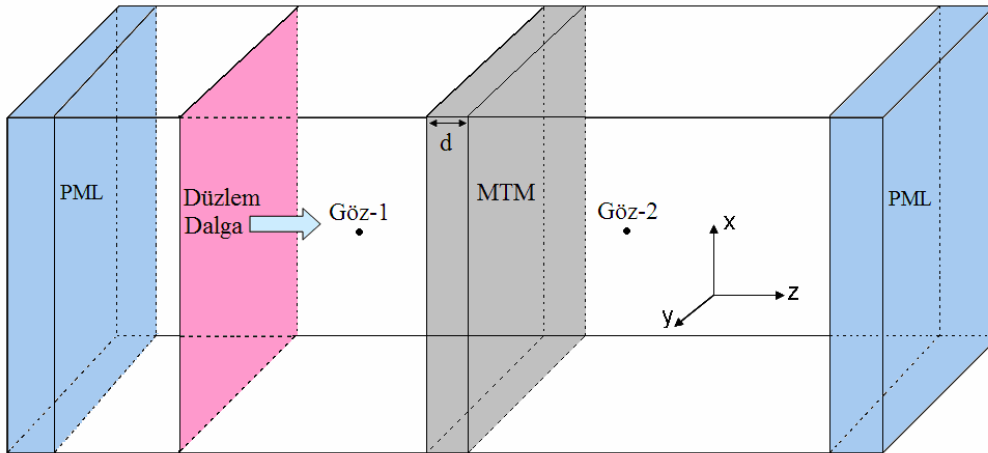


Şekil 3.22: MTM-3D simülöründe tanımlanan problem uzayı.

3.6.1. MTM-3D Simülörü ile tek katmanlı malzeme analizi

MTM-3D simülöründe tek katmanlı malzeme analizi için kullanılan problem uzayı şekil 3.23'de verilmiştir. 2-boyutlu SLAB-MTM simülöründe olduğu gibi burada da malzemenin d kalınlığı 0.2λ alınmıştır. Burada yer alan λ dalga boyunu temsil etmektedir. Göz-1 ve Göz-2, malzemenin iki yanında yer alan gözlem noktalarıdır.

Simülörde analizi yapılacak olan bu ENG malzemesinin parametreleri Lorentz modeline uygun olarak seçilmiştir. ENG malzemesinde kullanılan parametreler Tablo 3.9'da yer almaktadır. Yapılan analizin sonucunda gözlem noktasındaki bilgiler kullanılarak S-parametresi eğrileri çizdirilmiştir (Bkz. Şekil 3.24).



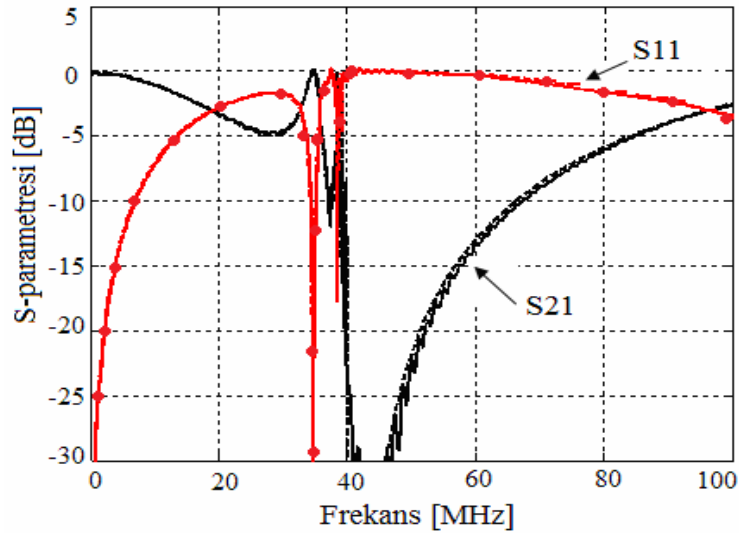
Şekil 3.23: MTM-3D simülöründe tek katmanlı malzeme analiz düzeneği.

Şekil 3.24.a'da MTM-3D simülatörü ve analitik hesaplama ile elde edilen S-parametresi eğrileri yer almaktadır. Eğrilerde kesikli çizgi analitik hesaplama, düz çizgi ise simülatör sonuçlarını göstermektedir. Görüldüğü gibi her iki farklı yol ile elde edilen sonuçlar örtüşmektedir. Bu da 3-boyutlu olarak tasarlanan MTM-3D adlı simülatörün güvenilirliğini ispatlamaktadır.

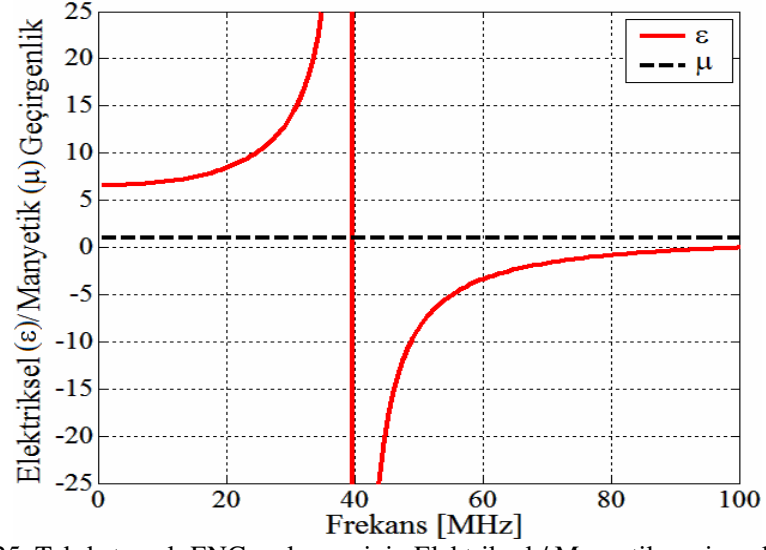
Şekil 3.24.b'de ise Tablo 3.9'daki parametre değerlerine sahip ENG malzemesinin elektriksel (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ) eğrileri yer almaktadır. Görüldüğü üzere Şekil 3.23'deki düzenekte kullanılan ENG malzemesinin elektriksel geçirgenliği 40 MHz sonrasında negatif değer almaktadır. Elektriksel geçirgenliğin bu özelliği malzemenin Şekil 3.24.a'daki gibi iletim/yansıma karakteristiğine sahip olmasına neden olmaktadır.

Tablo 3.9. ENG malzeme parametreleri (Kaynak Bant Genişliği B=100 MHz).

ENG	$\epsilon(\omega) / \mu(\omega)$	$\epsilon_{\infty} / \mu_{\infty}$	ϵ_k / μ_k	α_k	δ_k	ω_k [MHz]
	$\epsilon(\omega)$	1	5	0.9	0	$0.7 \times B$
	$\mu(\omega)$	1	0	0	0	0



Şekil 3.24: Tek-katmanlı ENG malzemesinin S-parametresi eğrisi.



Şekil 3.25: Tek-katmanlı ENG malzemesinin Elektriksel / Manyetik geçirgenlik eğrisi.

BÖLÜM 4. MTM-3D ile DALGA KILAVUZU UYGULAMALARI

4.1. Giriş

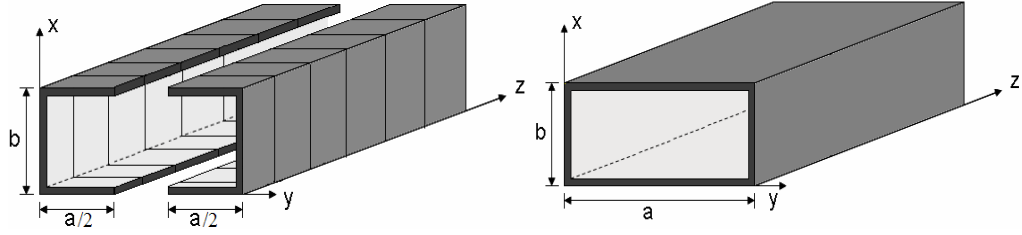
Bu bölümde metamateryal kullanarak tasarlanan dalga kılavuzu filtre yapıları, mod bastırma ve kesiti değişen dalga kılavuzları için metamateryalli mod dönüştürücüler anlatılacaktır. Tasarlanan yapıların analizleri için, geliştirilen MTM-3D simülatörü ve CST MICROWAVE STUDIO® (CST MWS) programından faydalanılmıştır.

4.2. Dikdörtgen Dalga Kılavuzları

Elektromanyetik uygulamalarda dikdörtgen dalga kılavuzları temel kılavuzlama elemanı olarak sıklıkla kullanılmaktadırlar. Dalga kılavuzu yapıları kesit boyutlarına göre belirlenen frekans karakteristiğine sahip yüksek geçiren filtre gibi davranırlar. Mikrodalga devre elemanlarında az kayıplı, yüksek güç iletimi sağlayabilen yapılar olması sebebiyle tercih edilirler.

Teorik olarak bir dikdörtgen dalga kılavuzu, $\lambda/4$ uzunluğa sahip, yan yana dizilmiş çok sayıda kısa devre parçalarından meydana gelir. Bu biçimdeki parçalardan ikisi karşı karşıya getirilerek, dikdörtgen biçimli kesite sahip bir dalga kılavuzu elde edilir (Bkz. Şekil 4.1).

Bir dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılma, mod yaklaşımı ve matematiksel çözümlerle elde edilebilir. Kılavuz boyunca nasıl bir yayılım olacağı, hangi modların yayılacağı bu yöntemlerle belirlenebilir.



Şekil 4.1: Dikdörtgen dalga kılavuzunun, $\lambda/4$ uzunluklu kısa devre parçalarından meydana gelişi.

4.2.1 Dikdörtgen dalga kılavuzlarında TM dalgalar

Enine manyetik (TM) dalgaların, yayılma yönünde manyetik alan bileşenleri yoktur, yani $H_z = 0$ 'dır. TM dalgaların davranışı $E_z(x,y,z)$ için çözüp, diğer bileşenleri bulmak için incelenir. Şekil 4.1'deki a ve b boyutlarına sahip dikdörtgen kesitli dalga kılavuzunda dielektrik ortamın ϵ ve μ ortam parametrelerine sahip olduğu kabul edilmiştir. $E_z(x,y,z)$ bileşenin elde edimi için Helmholtz denkleminde yola çıkılır.

$$\nabla_{xy}^2 E_z^0 + \omega^2 \mu \epsilon E_z^0 = 0 \quad (4.1)$$

$$E_z(x,y,z) \text{ 'yi } E_z(x,y,z) = E_z^0(x,y)e^{-\gamma z} \quad (4.2)$$

şeklinde yazarsak aşağıdaki ikinci dereceden kısmi diferansiyel denklemin çözümü elde edilir.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_{cTM}^2 \right) E_z^0(x,y) = 0 \quad (4.3)$$

Burada yer alan ikinci mertebeden kısmi diferansiyel denklem değişkenlerine ayırma yöntemi kullanılarak çözülür. Bu yönteme göre E_z ;

$$E_z(x,y) = (A_x \cos k_x x + B_x \sin k_x x)(A_y \cos k_y y + B_y \sin k_y y) \quad (4.4)$$

olarak elde edilir. Burada $k_x^2 + k_y^2 = k_{cTM}^2$ 'dir. k_x ve k_y ayırma sabitleri sınır koşulları yardımıyla belirlenir. x-yönünde $E_z^0(0, y) = 0$ ve $E_z^0(a, y) = 0$, y-yönünde ise $E_z^0(x, 0) = 0$ ve $E_z^0(x, b) = 0$ olan sınır koşullarında k_x ve k_y ;

$$\sin k_x a = 0 \text{ veya } k_x = \frac{m\pi}{a} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.5)$$

$$k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.6)$$

olarak seçilmelidir. Sonuçta $E_z^0(x, y)$ için uygun çözüm;

$$E_z^0(x, y) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (V/m) \quad (4.7)$$

olarak bulunur. Buradan kritik dalga sayısı ve γ yayılma sabiti;

$$(k_c)_{TM_{mn}} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (4.8)$$

$$\gamma = j\sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (4.9)$$

olur. m ve n tam sayılarının her seçimi, TM_{mn} ile gösterilebilen bir olası mod tanımlar. Böylelikle çift sonsuz sayıda TM modu olur. İlk alt indis x-yönündeki yarı dögü sayısını, ikinci alt indis y-yönündeki yarı dögü değişimlerinin sayısını verir. Belli bir modun kesimi, γ 'ın sıfır olma durumudur. TM_{mn} modu için kesim frekansı ise,

$$(f_c)_{mn} = \frac{1}{2\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (Hz) \quad (4.10)$$

şeklinde bulunur. Dikdörtgen dalga kılavuzlarındaki TM modları için m veya n sıfır olamaz (Bkz. denk. (4.7)). TM_{11} modu bir dikdörtgen dalga kılavuzundaki tüm TM modları arasındaki en düşük kesim frekansı olanıdır.

4.2.2 Dikdörtgen dalga kılavuzlarında TE dalgalar

Burada Şekil 4.1'deki a ve b boyutlarına sahip dikdörtgen kesitli dalga kılavuzunda enine elektrik dalgaların (TE) yayılımı incelenecektir. TE dalgaların, yayılma yönünde elektrik alan bileşenleri yoktur, yani $E_z = 0$ 'dır. $H_z(x,y,z)$ denkleminin elde edimi için Helmholtz denkleminde yola çıkılır.

$$\nabla_{xy}^2 H_z^0 + \omega^2 \mu \epsilon H_z^0 = 0 \quad (4.11)$$

$H_z(x,y,z)$ 'nin $H_z(x,y,z) = H_z^0(x,y)e^{-\gamma z}$ olarak yazılabildiği kabul edilirse bu denklemi ikinci dereceden kısmi diferansiyel denklem şeklinde yazıp çözüme gidilebilir.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_{cTE}^2 \right) H_z^0(x,y) = 0 \quad (4.12)$$

Bu denklemin denklem (4.3) ile aynı biçimde olduğu görülür. $H_z^0(x,y)$ 'nin çözümü aşağıdaki sınır koşulları yardımıyla yapılır:

- x-yönünde:

$$\frac{\partial H_z^0}{\partial x} = 0 \quad (E_y = 0) \quad x = 0 \text{ da} \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial H_z^0}{\partial x} = 0 \quad (E_y = 0) \quad x = a \text{ da} \quad (4.14)$$

- y-yönünde:

$$\frac{\partial H_z^0}{\partial y} = 0 \quad (E_x = 0) \quad y = 0 \text{ da} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial H_z^0}{\partial y} = 0 \quad (E_x = 0) \quad y = b \text{ de} \quad (4.16)$$

$H_z^0(x, y)$ için uygun çözüm;

$$H_z^0(x, y) = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (A/m) \quad (4.17)$$

olur. Sırasıyla denklem (4.8), (4.9) ve (4.10)'da yer alan kritik dalga sayısı, yayılma sabiti ve kesim frekansı denklemleri TE modu için de aynı şekilde olur. TM modundan farklı olarak TE modları için m ve n (ancak ikisi birden değil) sıfır olabilir.

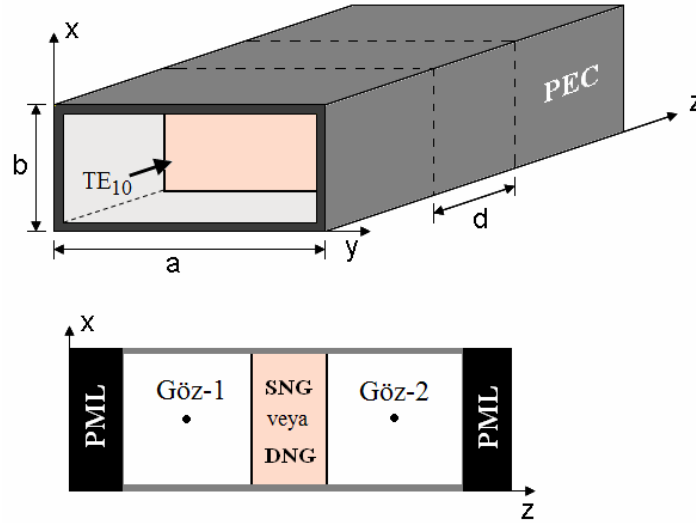
Dalga kılavuzunda en düşük kesim frekansına (en büyük kesim dalga boyuna) sahip olan moda baskın mod denir. Böylece $a > b$ olan bir dikdörtgen dalga kılavuzunda TE_{10} modu baskın moddur. Zayıflaması bir dikdörtgen dalga kılavuzundaki tüm modların en azı olduğu ve elektrik alanı her yerde tek yönde kutuplandığı için TE_{10} modu daha özeldir.

4.2. MTM-3D ile Dikdörtgen Dalga Kılavuzu Modellenmesi

Literatürde dikdörtgen dalga kılavuzu teorisine dair birçok kaynak yer almaktadır [35-37]. Bu kaynaklarda bir dalga kılavuzundaki yayılımın matematiksel veya mod teori yaklaşımlarıyla modellenebileceği yer almaktadır. Fakat kılavuz yapılarında süreksizlikler kullanıldığında bu yaklaşımlar yerine analitik veya sayısal modellemeler tercih edilmektedir.

Burada MTM-3D simülatöründe yapılan bir takım değişiklikler vasıtası ile dikdörtgen dalga kılavuzunun modellenmesinden ve mod uyarımından bahsedilecektir.

MTM-3D simülatöründe dikdörtgen kesitli dalga kılavuzu modellemek amacıyla Şekil 4.2’de yer aldığı gibi değişiklikler yapılmıştır. Şekilden görüldüğü üzere xz ve yz düzlemleri PEC (mükemmel elektriksel iletken), xy düzlemi ise PML (mükemmel uyumlu tabaka) ile kaplanmıştır. Böylelikle z-ekseni boyunca sonsuz uzun dikdörtgen kesitli dalga kılavuzu tanımlanmış olur. Bu çalışmada dalga kılavuzu TE₁₀ modu ile uyarılmıştır. Uyarma Şekil 4.2’den görüldüğü gibi kılavuzun sol girişinden yapılmıştır. Modellenen dikdörtgen dalga kılavuzunun boyutları, b=1cm, a=2.1168 cm olarak alınmıştır. Bu boyutlara sahip bir dalga kılavuzu X-bant dikdörtgen dalga kılavuzudur. Denklem (4.10) yardımı ile bu kılavuz boyunca yayılacak modların kesim frekansları hesaplanabilir. Tablo 4.1’de, a-b kesitli dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan TE_{m0} için ilk dört mod ve kesim frekansları yer almaktadır.



Şekil 4.2. Dikdörtgen dalga kılavuzu, PML ve gözlem noktalarının yerleşimi.

Dalga kılavuzunda TE_{m0} modunu uyararak amacıyla sinüs modüleli Gauss darbesi kullanılır. Örneğin, %10 bant genişliğine sahip 5 GHz’lik bir Gauss darbesi, 10

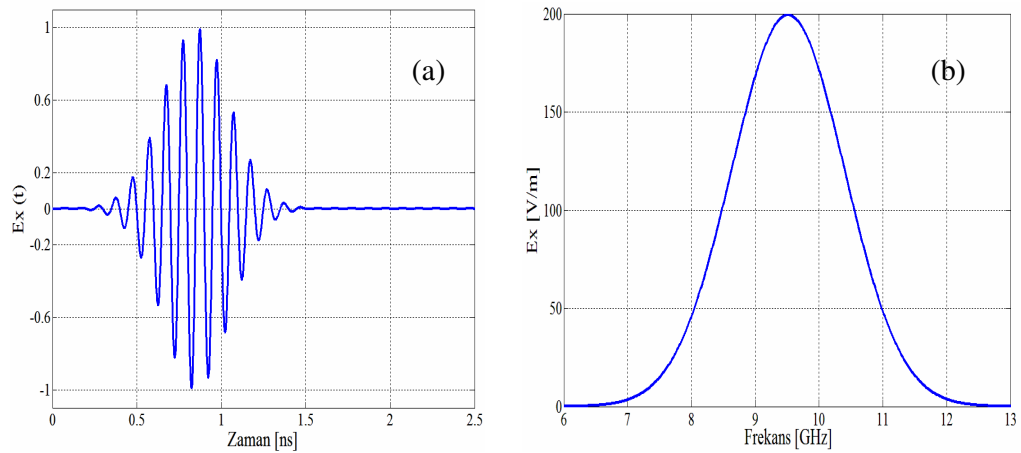
GHz'lik sinüs ile modüle edildiğinde 7.5–12.5 GHz frekans aralığını uyarmak için kullanılır (Burada %10 bant genişliği olarak tanımlanan, Gauss darbesinin genliğinin maksimum değerinin %10'nuna düştüğü frekans aralığıdır).

Tablo 4.1: X-Bant dalga kılavuzu için ilk dört modun kesim frekansı.

TE _{mn}	Mod Kesim Frekansı f _c [GHz]
TE ₁₀	7.09
TE ₂₀	14.17
TE ₃₀	21.26
TE ₄₀	28.34

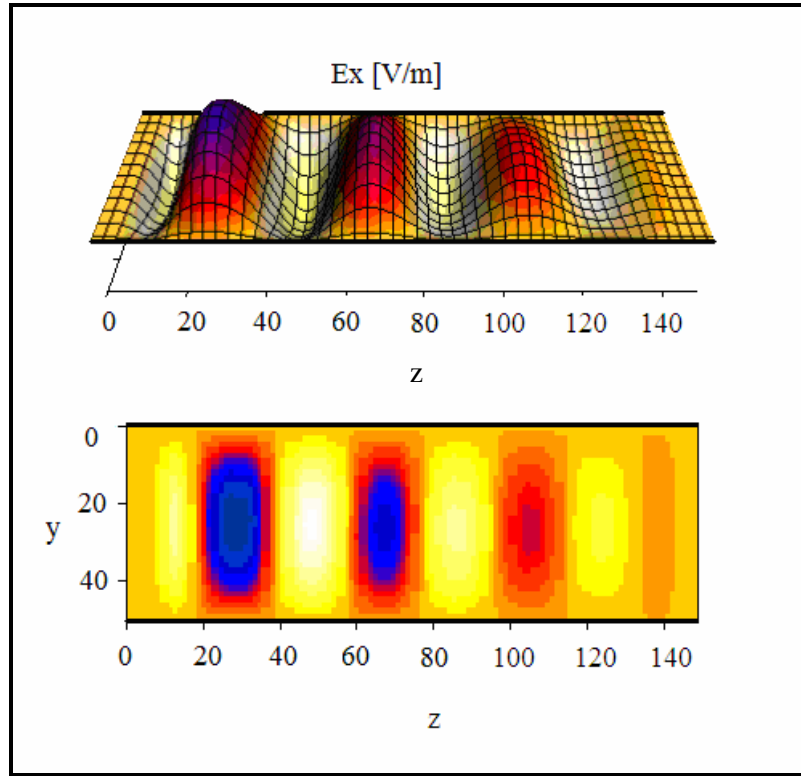
Bu çalışmada TE₁₀ modunu uyarmak için elektrik alanın x-bileşenine denklem (4.18)'de tanımlanan sinüs modülesi gauss darbesi uygulanır. Şekil 4.3'de uygulanan sinüs modülesi gauss darbesini zaman ve frekans domenindeki gösterimi yer almaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi bu kaynak, modellenen dalga kılavuzunun boyutlarına göre TE₁₀ mod uyarımı için uygundur.

$$E_x(t) = \sin(2\pi f_0(t - t_0))e^{-\left(\frac{-(t-t_0)^2}{tw^2}\right)} \quad (4.18)$$



Şekil 4.3. Sinüs modülesi Gauss darbesi (a) zaman domeninde (b) frekans domeninde gösterimi.

MTM-3D simülöründe dalga kılavuzunu modellemek için Şekil 4.2'deki düzenek kullanıldı. FDTD uzayı $17\Delta x \times 36\Delta y \times 150\Delta z$ hücre, hücre boyutları ise $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0588 \text{ cm}$ alınmıştır. (Hücre boyutları, Courant kararlılık kriteri gereği, çalışma frekansı (12 GHz) dalga boyunun otuzda birinden küçük seçilmiştir). Kılavuz modelinde Şekil 4.2'de gösterildiği gibi PML tabakalar z eksenı boyunca yerleştirilmiştir. Simülörde PML tabaka kalınlığı 20 hücre olarak alınmıştır. Kaynak ise 25. hücreden uygulanmıştır. Şekil 4.4'de TE_{10} ile uyarılan dalga kılavuzunun $500 \times \Delta t$ anındaki görüntüsü yer almaktadır. Görüldüğü üzere modellenen kılavuzda TE_{10} modu yayılmaktadır.



Şekil 4.4: Dikdörtgen dalga kılavuzunda TE_{10} modu yayılımı.

4.3. MTM-3D Simülörü ile Dalga Kılavuzu Filtre Tasarımı

Pozitif indeksli (DPS) malzeme dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzu ile filtre tasarımları uzun zamandır araştırılmaktadır [38]. MTM dolgulu dalga kılavuzları ise

kılavuzun mod frekansını kaydırma ve MTM malzemelerin temel parametrelerini elde etme amacıyla sıklıkla kullanılmaktadırlar [39-42]. Fakat MTM dolgulu dalga kılavuzu yapıları ile değişik filtre tipleri tasarlamak ve mod bastırma şimdiye kadar araştırılmamış bir konudur. Bu bölümde MTM dolgulu dalga kılavuzu yapıları ile filtre tarımlarından bahsedilecektir.

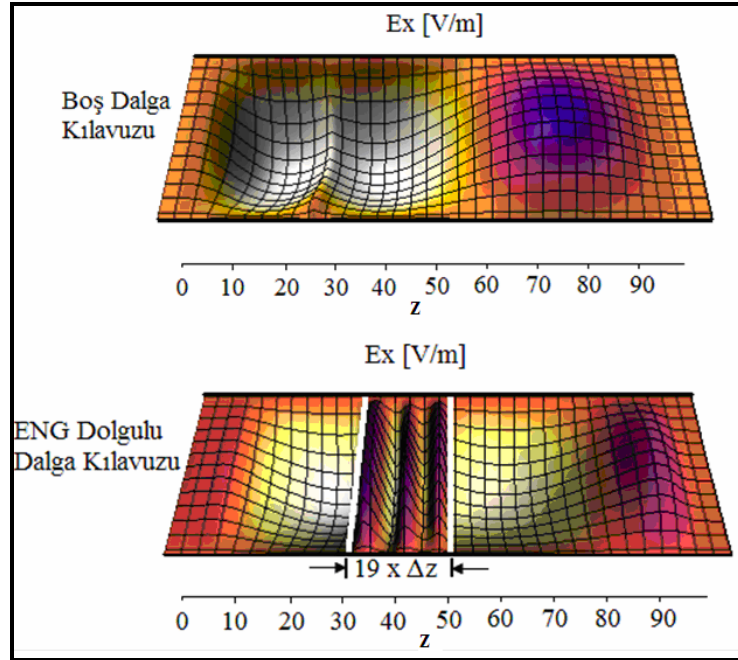
Tasarlanan filtre yapıları Şekil 4.2’de yer aldığı gibi FDTD uzayına yerleştirilmiştir. Şekil 4.2’de gösterildiği gibi sonlu-uzunluktaki tek-negatif (SNG) ve/veya DNG tabaka kılavuzun içerisine kaynak noktasından belli bir mesafe sonra yerleştirilmiştir. Kullanılan tabakalar kılavuzun enine kesitini kaplayacak şekilde yerleştirilmiştir. Kılavuzun enine kesitini kısmen dolduran tabakalarda kullanılabilir. Fakat bu çalışmada bu tip yapılara değinilmemiştir. Şekil 4.2’de yer alan Göz-1 ve Göz-2 olarak adlandırılan gözlem noktaları kılavuzun giriş çıkış kapılarıdır. Oluşturulan filtre yapısının yansıma/iletim karakteristiğini elde etmek için yapının S-parametresi hesaplarının yapılması gereklidir. S-parametresi, Bölüm 3’de de değinildiği gibi giriş/çıkış kapılarındaki giden/yansıyan akım ve gerilim dalgalarını birbirine bağlayan parametre takımıdır. Bu amaçla dalga kılavuzunun giriş ve çıkış kapılarındaki elektrik alan değerlerinin elde edilmesi gereklidir. Göz-1 ve Göz-2 noktaları ile FDTD analizi süresince bu noktadaki elektrik alan değeri depolanır. Depolanan bu değerler ile S-parametresi grafikleri rahatlıkla elde edilir (Bkz. Bölüm 3).

MTM-3D ile elde edilen sonuçların doğruluğunu göstermek amacıyla hazır program paketlerinden biri olan CST MICROWAVE STUDIO® (CST MWS) kullanılmıştır. CST MWS sonlu integral tekniğine (FIT) dayanır ve Maxwell denklemlerini hem zaman hem de frekans domeninde ayrıklaştırabilir. Yani bu paket program gerekli yerlerde frekans gerekli yerlerde ise zaman domeni analizi yapabilmektedir.

İlk filtre tasarımı dikdörtgen dalga kılavuzunun içine enine olarak ENG tabakasının yerleştirilmesiyle oluşturulan yapıya ait. Kullanılan dalga kılavuzunun boyutları $b=1$ cm, $a= 2.1168$ cm’dir. MTM-3D’de bu dalga kılavuzu $17\Delta x \times 36\Delta y \times 100\Delta z$ hücre sayısında ayrıklaştırılmıştır.

Her bir hücre boyutu ise $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0588 \text{ cm}$ olarak alınmıştır. Seçilen hücre boyutları $\lambda/30$ 'dan daha küçüktür. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine yerleştirilen ENG tabakasının kalınlığı $d = 1.12 \text{ cm}$ ($19\Delta z$) alınmıştır. ENG tabakasının kalınlığı yapılan bir dizi analizden ardından en iyi sonucu veren kalınlık olarak bulunmuştur. Şekil 4.5'de dikdörtgen dalga kılavuzunda boş ve ENG dolgulu iken dalga yayılımı yer almaktadır. Bu iki farklı durumda yapılan analizler sonucunda Göz-1 ve Göz-2 noktalarındaki veriler yardımı ile S-parametresi hesabı rahatlıkla yapılır.

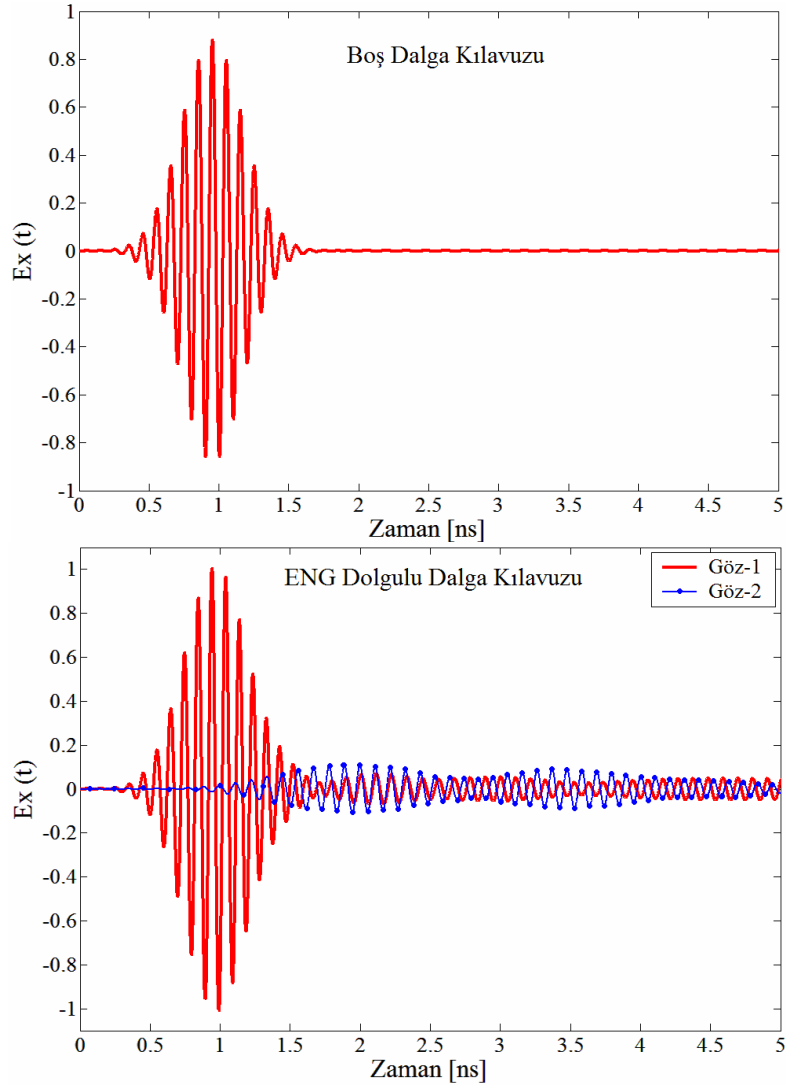
Şekil 4.6'da yer alan grafiklerde Göz-1 ve Göz-2 noktalarında toplanan elektrik alanının x-bileşeninin zamana göre değişimleri yer almaktadır. MTM-3D FDTD tabanlı bir simülasyon olduğu için toplanan veriler zaman düzleminde. Bu verilerde gerekli DFT veya FFT dönüşümleri alınarak frekans düzlemine geçilir ve S-parametresi bilgileri elde edilir.



Şekil 4.5: MTM-3D simülöründe boş ve ENG dolgulu dalga kılavuzunda dalga yayılımı.

ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun iletim/yansımaya karakteristiği Şekil 4.7'de yer almaktadır. Şekil 4.7'den görüldüğü üzere ENG filtresi 10 GHz ve

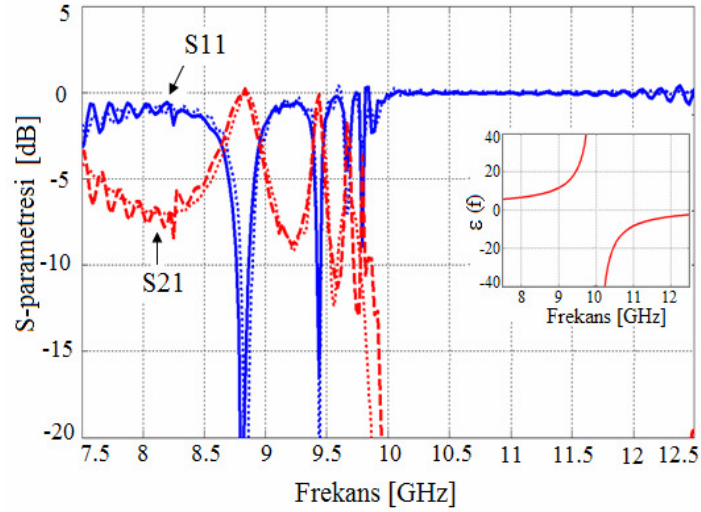
yukarısını geçirmemektedir. ENG malzemesinin parametreleri istenilen frekans aralığını bastırmak için seçilmiştir. Bu örnekte, 10 GHz ve sonrasında bastırılması istenmiş ve malzeme parametreleri buna uygun olarak seçilmiştir. Seçilen malzeme parametre değerleri Tablo 4.2’de yer almaktadır. Şekil 4.7’de yer alan elektriksel geçirgenlik grafiğinde, elektriksel geçirgenliğin 10 GHz ve ötesinde negatif değerlik aldığı görülmektedir. Bu da ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun frekans karakteristiğini açıklamaktadır.



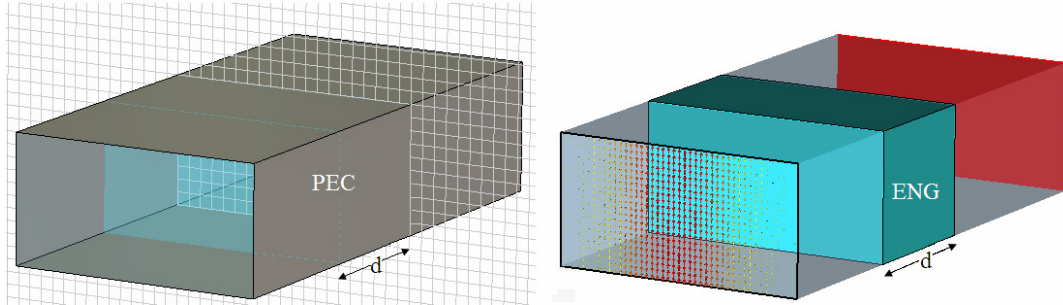
Şekil 4.6: Göz-1 ve Göz-2 noktalarındaki $E_x(t)$ bilgisi.

Aynı boyutlar ile ENG dolgulu bu dikdörtgen dalga kılavuzunun analizi CST MWS’ de tekrar yapılmıştır. Şekil 4.8’de CST MWS’de modellenen yapı yer almaktadır.

MTM-3D ve CST MWS simülatörleri ile analizi yapılan bu filtre yapısının S-parametresi grafiği Şekil 4.7’de yer almaktadır. Şekilde yer alan düz çizgiler MTM-3D ile yapılan, kesikli çizgiler ise CST MWS ile yapılan analiz sonuçlarını ifade etmektedir. Görüldüğü üzere hazır paket program CST MWS ile tasarlanan MTM-3D simülatörü sonuçları büyük uyum içerisinde. Bu da tasarlanmış olan MTM-3D’nin doğruluğunu ispatlamaktadır.



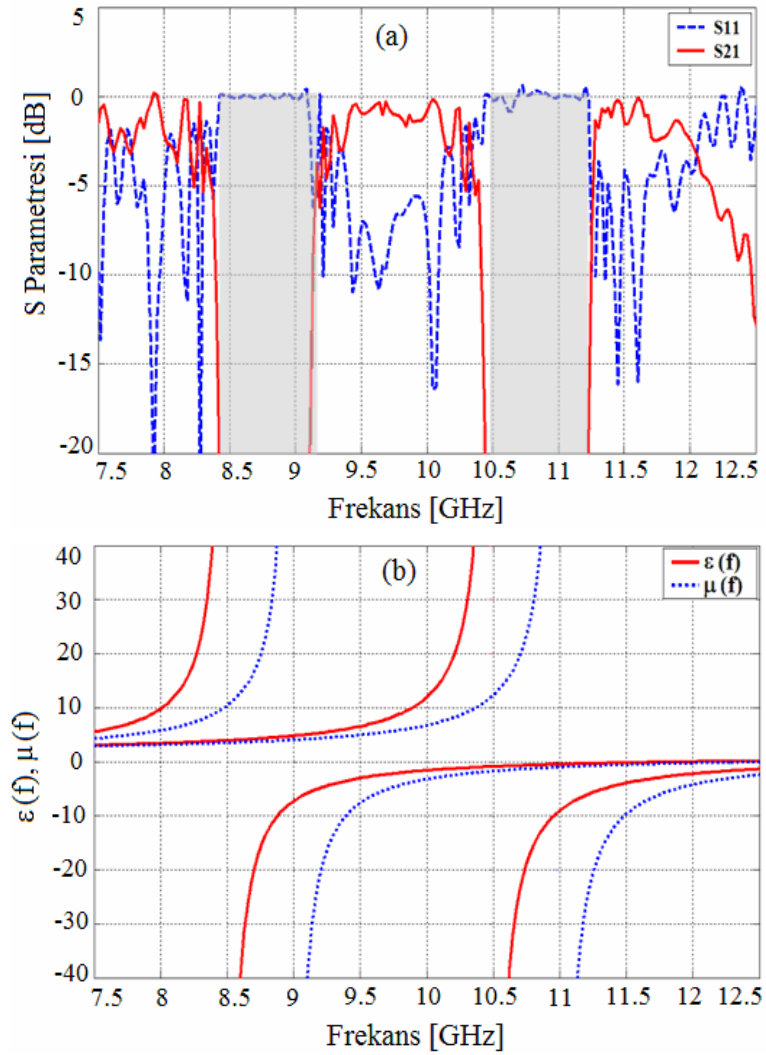
Şekil 4.7: ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun İletim/Yansıma grafiği (Düz çizgi; MTM-3D, kesikli çizgi; CST MWS).



Şekil 4.8: d kalınlıklı ENG dolgulu dikdörtgen dalga kılavuzunun CST MWS’de modellenmesi.

Bir diğer filtre tasarımı ise çift frekans bandında söndürme yapan bir BSF’ ye aittir. Bu tasarımda dalga kılavuzu DNG malzeme tabakaları ile doldurulmuştur. İki farklı bandı söndürmesi için iki farklı DNG tabakası kullanılmıştır. Kullanılan tabaka kalınlıkları bir dizi analiz sonucunda $d_1 = 0.558\text{cm}$ ($10\Delta z$), $d_2 = 0.53\text{cm}$ ($9\Delta z$)

olarak bulunmuştur. DNG tabakaların malzeme parametreleri Lorentz modeline uygun olarak seçilmiştir (Bkz. Tablo 4.2). MTM-3D simülatöründe oluşturulan bu yapının analizi yapılmış ve iletim/yansıma karakteristiği elde edilmiştir. Şekil 4.9a'da analiz sonucunda elde edilen S-parametresi grafiği yer almaktadır. Şekil 4.9b'de ise bağıl elektriksel ve manyetik geçirgenliğin frekansa göre değişim grafiği bulunmaktadır. 1.tabakanın rezonans frekansı ϵ ve μ için sırasıyla 8.85 GHz ve 9.0 GHz, 2. tabakanın rezonans frekansları ise 10.5 GHz ile 11 GHz'dir. Şekil 4.9b'de ϵ ve μ 'nün frekansa göre grafiğinden de görüldü üzere ϵ ve μ 'nün rezonansa girdiği frekans aralıkları filtrenin söndürme bandını oluşturmaktadır.



Şekil 4.9: (a) Çift söndürme bantlı BSF'nin iletim/yansıma karakteristiği, (b) Kullanılan DNG tabakaların elektriksel ve manyetik geçirgenlik eğrileri.

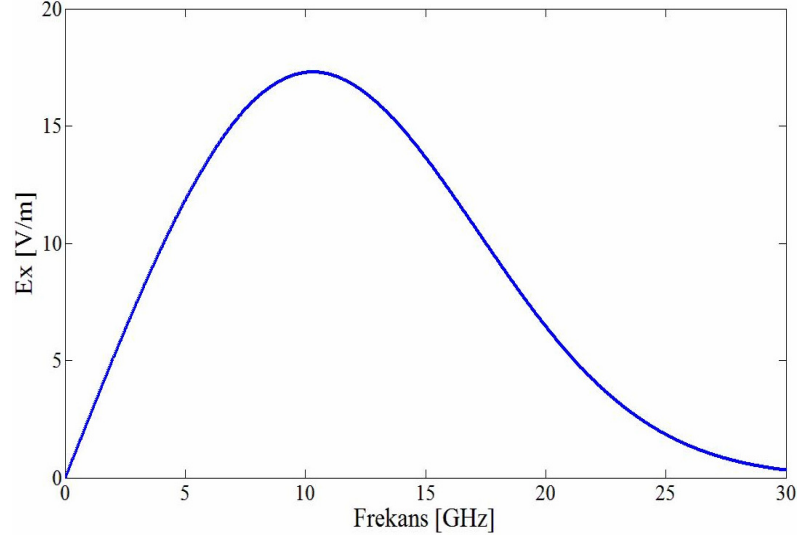
4.4. MTM Tabakaları ile Dalga Kılavuzu Mod Bastırma

MTM tabakaları ile dolgulu dalga kılavuzları ile gerçekleştirilebilecek bir diğer uygulama ise mod bastırma dır. Dalga kılavuzlarında mod bastırma özellikle ultra geniş bantlı (UWB) darbe iletimi için önemlidir. MTM dolgulu dalga kılavuzların mod bastırma özelliklerini sergilemek amacıyla burada iki örneğe değinilecektir.

Tablo 4.2: Filtre tasarımlarında kullanılan malzemelerin Lorentz modeline göre seçilen değeri.

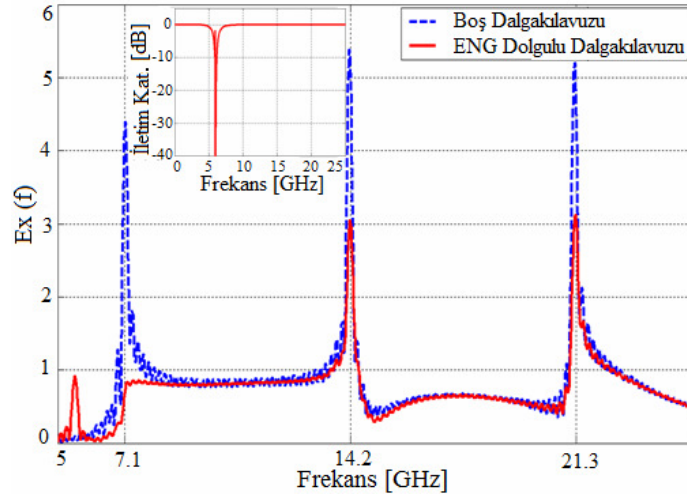
	ENG	DNG ($d=d_1$)	DNG ($d=d_2$)
	$\epsilon(\omega), \mu(\omega)$	$\epsilon(\omega), \mu(\omega)$	$\epsilon(\omega), \mu(\omega)$
$\epsilon_\infty, \mu_\infty$	1, 1	1, 1	1, 1
ϵ_k, μ_k	2, 0	1, 1	1, 1
α_k	1, 0	1, 1	1, 1
δ_k	0, 0	0, 0	0, 0
f_k [GHz]	10, 0	8.5, 9.0	10.5, 11.0

İlk örnekte, ENG tabakası ile dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan birinci modun bastırılması yer almaktadır. Burada kullanılan dikdörtgen dalga kılavuzunun boyutları gene $a=1$ cm, $b=2.1168$ cm olarak alınmıştır. Filtre uygulamasında olduğu gibi bu uygulamada da dalga kılavuzu $17\Delta x \times 36\Delta y \times 150\Delta z$ hücre sayısında ayrıklaştırılmış olup her bir hücre boyutu ise $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0588$ cm olarak alınmıştır. Dikdörtgen dalga kılavuzu y-ekseninde 18. hücreden yani tam ortadan düşey çizgisel bir kaynak ile uyarılmıştır. Uygulanan kaynak, Şekil 4.10'da görüldüğü gibi 0-30 GHz frekans aralığını kapsayacak şekilde düzenlenmiştir. Bu frekans aralığı Tablo 4.1'den de anlaşılacağı gibi ilk 4 modu kapsamaktadır.



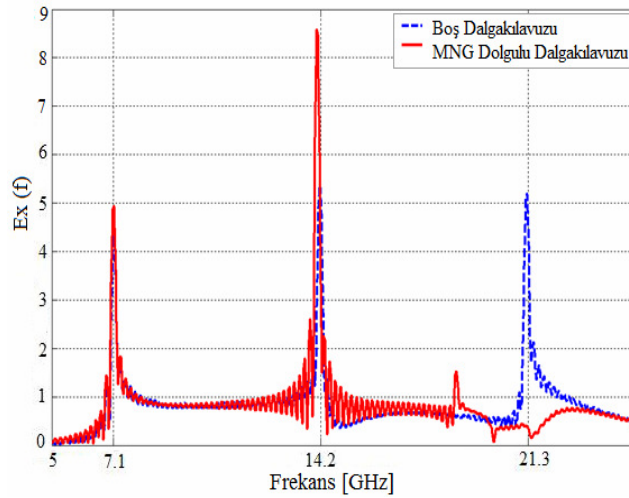
Şekil 4.10: Dikdörtgen dalga kılavuzunu uyarmak için kullanılan kaynak (Kaynak band genişliği $B=30$ GHz).

ENG tabakası dikdörtgen dalga kılavuzunun enine kesitini kaplayacak şekilde yerleştirilmiştir (Bkz. Şekil 4.2). Kullanılan ENG tabakasının kalınlığı $d = 0.235$ cm ($4\Delta z$)'dir. İlk modu bastırarak bu yapıyı seçerken, ENG tabakasının serbest uzay ortamında düzlem dalga karşısındaki davranışından yardım alınmıştır. ENG tabakasının rezonans frekansı 6 GHz olarak seçilmiştir. Böylelikle ENG tabakası bu frekans değerinde çentik filtre (notch filter) gibi çalışmaktadır. Yapının bu filtre karakteristiği Şekil 4.11'deki küçük resimde yer almaktadır. Şekil 4.11'de yer alan grafikte dalga kılavuzunda oluşan modlar görülmektedir. Grafikte kesikli çizgi ile boş dalga kılavuzunda, düz çizgi ile ENG dolgulu dalga kılavuzunda oluşan modlar ifade edilmektedir. Şekilden görüldüğü üzere ENG dolgulu dalga kılavuzunda 7.1 GHz'deki dominant mod tamamen bastırılmıştır.



Şekil 4.11: Dalga kılavuzunda oluşan modlar (Kesik çizgi; boş dalga kılavuzunda, Düz çizgi; ENG dolgulu dalga kılavuzunda oluşan modları ifade etmektedir).

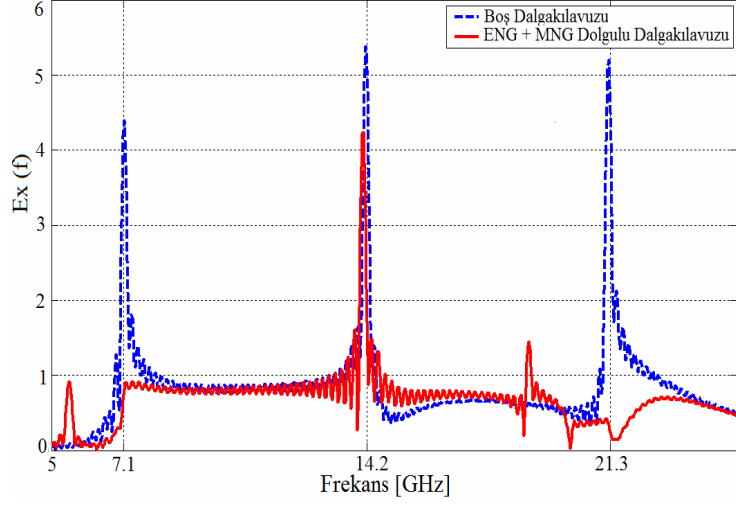
Bir diğer mod bastırmaya yönelik örnekte ise MNG malzeme tabakası kullanılmıştır. Kullanılan MNG tabakası ile dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan 3. modun bastırılması sağlanmıştır. Yapının kalınlığı $d = 0.0588\text{cm}$ ($1\Delta z$), manyetik geçirgenlik katsayısının rezonans frekansı ise 14.2 GHz olarak alınmıştır. Şekil 4.12'den görüldüğü üzere MNG dolgulu dalga kılavuzu 21.3 GHz'de oluşan modu bastırmıştır.



Şekil 4.12: Dikdörtgen dalga kılavuzunda oluşan üçüncü modun bastırılması.

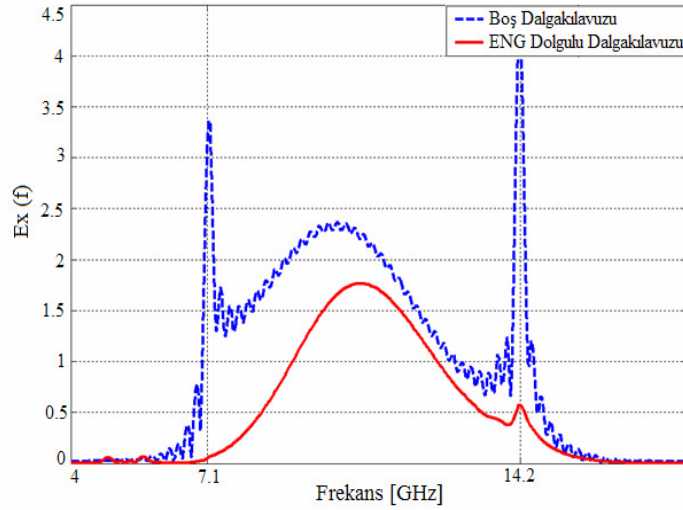
İlginç bir uygulama ise katmanlı yapılar yardımıyla mod bastırmadır. Birinci modu bastırabilen ENG tabakası ve üçüncü modu bastırabilen MNG tabakası dalga

kılavuzu içerisine katmanlı olarak yerleştirilirse, aynı anda birinci ve üçüncü modu birden bastırabilen bir yapı oluşturulmaktadır (Bkz. Şekil 4.13). Şekilden de görüldüğü üzere birinci ve üçüncü mod bastırılmış durumdadır.



Şekil 4.13: Dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan birinci ve üçüncü modun bastırılması.

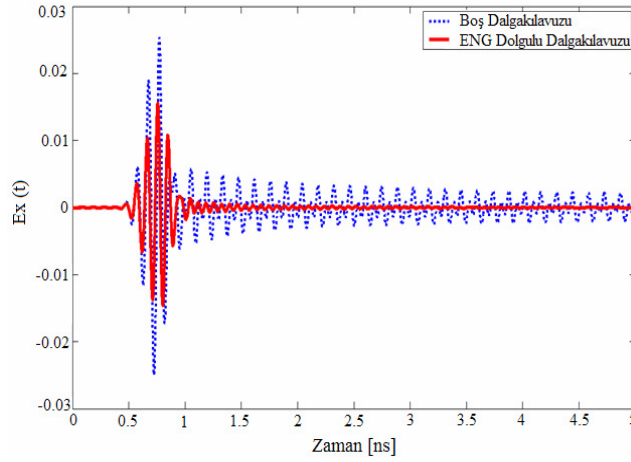
MTM'ler ile mod bastırmaya yönelik son uygulamada ise dalga kılavuzunda yayılan ilk iki modun bastırıldığı yapı yer almaktadır. İlk örnekte olduğu gibi burada da aynı boyutlardaki dalga kılavuzu kullanılmış olup, MTM-3D simülöründe aynı analiz parametreleri ile analizi yapılmıştır.



Şekil 4.14: Dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan ilk iki modun bastırılması.

Bu yapıda kullanılan ENG tabakasının kalınlığı $d=1.117\text{ cm}$ ($19\Delta z$) olup, malzemenin rezonans frekansı 14.2 GHz ($\epsilon_\infty=1$, $\epsilon_k=1$, $\alpha=1$, $\delta=0$, $\mu=1$) olarak seçilmiştir. Şekil 4.14’de kullanılan ENG tabakası ile $a=1\text{ cm}$, $b=2.1168\text{ cm}$ ’ lik dikdörtgen dalga kılavuzunda oluşan 7.1 GHz ve 14.2 GHz ’ deki mod piklerinin (rezonanslarının) bastırıldığı görülmektedir.

MTM-3D simülatöründe dikdörtgen dalga kılavuzunun içi boş durumda ve ENG tabakası ile dolgulu durumda olmak üzere iki kez analizi yapılmıştır. Bu analizler boyunca Şekil 4.2’de de belirtilen Göz-1 ve Göz-2 noktalarında elektrik alan (E_x) bilgileri depolanmıştır.



Şekil 4.15: Göz-2 noktasındaki E_x alan bileşenin zamana göre ifadesi.

Şekil 4.15’de ise her iki durumda Göz-2 noktasında depolanan E_x değerlerinin karşılaştırması yer almaktadır. Buradan da gözlemlendiği üzere dikdörtgen dalga kılavuzu boş iken mod piklerinden dolayı kaynak darbesinin ardından çok fazla salınım oluşmaktadır. ENG tabakası ile dolgulu iken ise mod pikleri bastırıldığı için kaynak darbesinin ardından oluşan salınımlar temizlenmektedir (Bkz. Şekil 4.15).

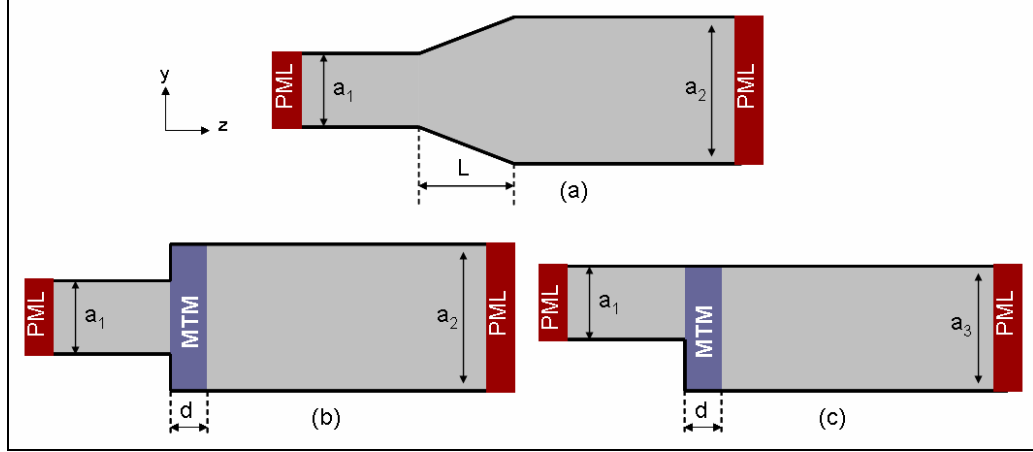
4.5 MTM Tabakaları ile Dalga Kılavuzu Mod-Dönüştürücü

Dalga kılavuzunun kesit alanında yapılan değişim ile oluşturulan yapılar, mod-dönüştürücüleri, mikrodalga hornlar, lineer olmayan taper yapıları olmak üzere

birçok alanda kullanılmaktadır. Bu tip yapılara “taper dalga kılavuzları” adı verilmektedir. Taper dalga kılavuzları, değişik kesit alanındaki kılavuzları birleştirmek amacıyla kullanılırlar. Uzun mesafeli iletim hattı sistemlerinde [43-44] ve yüksek güçlü mikrodalga kaynaklarında [45] bu yapılar büyük rol oynamaktadır. Bugüne kadar taper dalga kılavuzları hakkında teorik [46-50] ve sayısal analiz [51-52] olmak üzere bir çok çalışma yapılmıştır. Taper dalga kılavuzları sayesinde değişik kesit alanlarına sahip bir dalga kılavuzu iletim hattı sisteminde istenmeyen modlar, hat boyunca ilerlemesi istenen ana tek moda dönüştürülebilir.

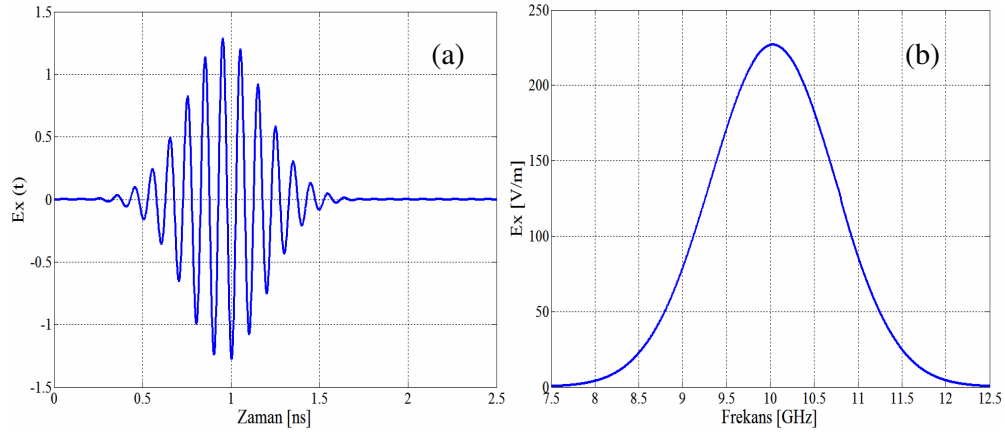
Bu bölümde, farklı boyutlara sahip dalga kılavuzu yapılarını birleştirme amacıyla kullanılan “taper” yapılarına alternatif olarak kullanılacak bir MTM yapı tasarlanmıştır. Şekil 4.16a’da a_1 kesitli dalga kılavuzu ile a_2 kesitli dalga kılavuzu yapılarını birleştiren “L” uzunluklu taper dalga kılavuzu yer almaktadır. Şekil 4.16b’de ise “L” uzunluklu taper dalga kılavuzu yerine tasarlanan simetrik MTM yapısı Şekil 4.16c’de ise asimetrik MTM yapısı yer almaktadır. Tasarlanan bu yapıların analizi MTM-3D simülatörü yardımı ile yapıлып, dalga kılavuzu boş iken, simetrik ve asimetrik yapılar kullanılarak daha geniş kesitli kılavuzda oluşan tek ve çift modların varlığı gösterilmiş, sonrasında ise MTM yapılar kullanılarak yapıda sadece TE_{10} modunun yayılması sağlanmıştır.

Şekil 4.16b’de yer alan MTM yapısı, farklı genişliklerde fakat eşit yükseklikteki dikdörtgen dalga kılavuzlarını simetrik olarak birleştirmektedir. MTM-3D simülatöründe Şekil 4.16b’deki yapı, a_1 kesitli kılavuzdan TE_{10} modu ile uyarılmıştır. Mod uyarma yasasına göre tek mod ile uyarılan bir yapı yalnızca tek sayıdaki modlara kuple olabilir. Yani kesit alanı simetrik genişleyen bir dikdörtgen dalga kılavuzunda TE_{10} yalnızca $i= 1, 3, 5, \dots$ olmak üzere TE_{i0} moduna dönüşebilir. Buna göre ilk istenmeyen mod TE_{30} modudur [53].



Şekil 4.16: (a) Farklı kesitlerdeki dalga kılavuzlarını birleştiren taper dalga kılavuzu (b) Taper dalga kılavuzuna alternatif simetrik MTM yapısı, (b) asimetrik MTM yapısı.

Şekil 4.16b'de yer alan yapının a_1 kesiti, 2.16 cm, a_2 kesiti 4.30 cm olup yüksekliği yani b kesiti ise 1.00 cm'dir. MTM-3D simülöründe a_1 kesitlik kılavuzdan TE_{10} modu ile uyarılmıştır (Bkz. Şekil 4.17). Yapının a_1 kesitli parçası $12\Delta x \times 26\Delta y \times 30\Delta z$ hücre sayısında, a_2 kesitli parçası ise $12\Delta x \times 52\Delta y \times 120\Delta z$ hücre sayısında ayrıklaştırılmış olup her bir hücre boyutu ise $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0833$ cm olarak alınmıştır. Tablo 4.3'de a_1 , a_2 , a_3 , kesitli dalga kılavuzlarında TE_{m0} modları ve frekansları yer almaktadır. Tablo 4.3'den de görüldüğü üzere uygulanan bu kaynağın bandı a_2 kesitli dalga kılavuzunda üç modun da uyarılmasını sağlamaktadır.



Şekil 4.17: MTM-3D simülöründe a_1 kesitli dalga kılavuzunda uyarılan kaynağın (a) zaman, (b) frekans düzlemindeki karakteristiği.

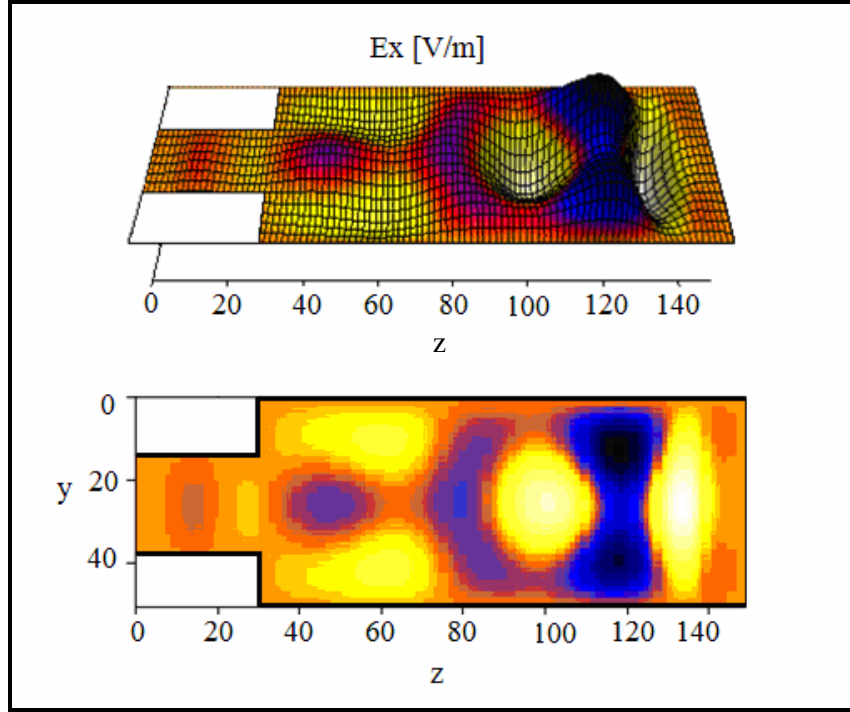
Şekil 4.16b’de yer alan yapının analizi önce MTM yok iken yani boş durumdayken MTM-3D simülatöründe yapılmıştır. Şekil 4.17’de gösterilen kaynak ile a_1 kesitinden uyarıldığında, a_1 kesitinde tek modun, a_2 kesitinde ise üç modun da yayıldığı gözlenmiştir (Bkz. Şekil 4.18).

Tablo 4.3: a_1 , a_2 , a_3 kesitli dalga kılavuzlarında yayılan modlar ve kesim frekansları.

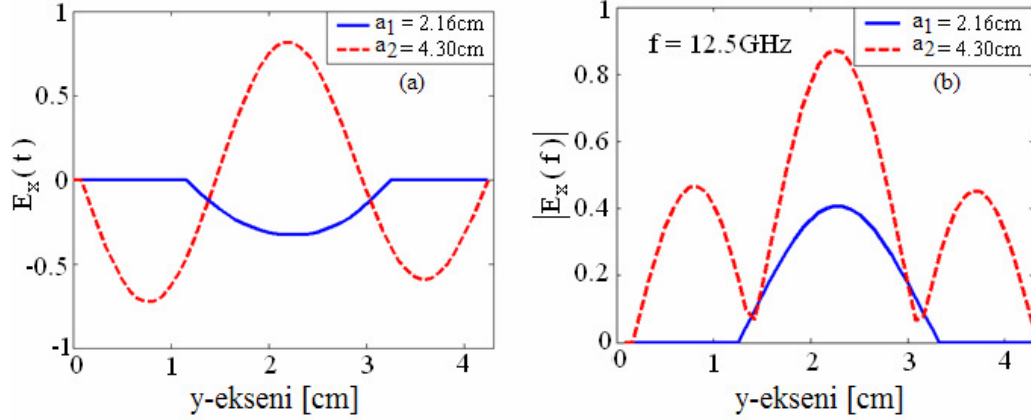
TE_{m0}	Mod Kesim Frekansı [GHz]		
	a_1 kesitli dalga kılavuzu	a_2 kesitli dalga kılavuzu	a_3 kesitli dalga kılavuzu
TE_{10}	6.94	3.48	4.50
TE_{20}	13.88	6.97	9.00
TE_{30}	20.82	10.44	13.50
TE_{40}	27.76	13.92	18.00

Elektrik alanın y-eksenine göre davranışını gözlemlemek amacıyla, MTM-3D’de a_1 kesitli ve a_2 kesitli kılavuz parçalarında y-ekseni boyunca E_x bileşeni bilgileri depolanmıştır. Depolanan bu bilgiler yardımıyla Şekil 4.19’da yer alan grafikler elde edilmiştir. Şekil4.19a’da zaman, b’ de ise frekans domenindeki gösterimi yer almaktadır. Y-eksenine göre bu ifadeler, kılavuzun a_1 kesitli parçasında yalnızca TE_{10} modu yayılırken, dalga a_2 kesitli parçaya ulaştığında TE_{30} modu dahil üç mod yayılmaya başlamaktadır.

Taper dalga kılavuzu yapıları bu tip kesit değişiminin yer aldığı kılavuz yapılarında yalnızca TE_{10} modunun yayılmasını sağlamaktadır. Bu bölümde önerilen MTM yapısı taper yapısının yapacağı işi yapmaktadır. Şekil 4.16a’da gösterildiği gibi MTM tabakası geniş kesitli yani a_2 kesitli kılavuz parçasına enine kesiti tümünden kaplayacak şekilde yerleştirilmiştir.



Şekil 4.18: MTM-3D simülöründe içi boş dalga kılavuzu yapısının analiz görüntüsü.



Şekil 4.19: (a) E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi.

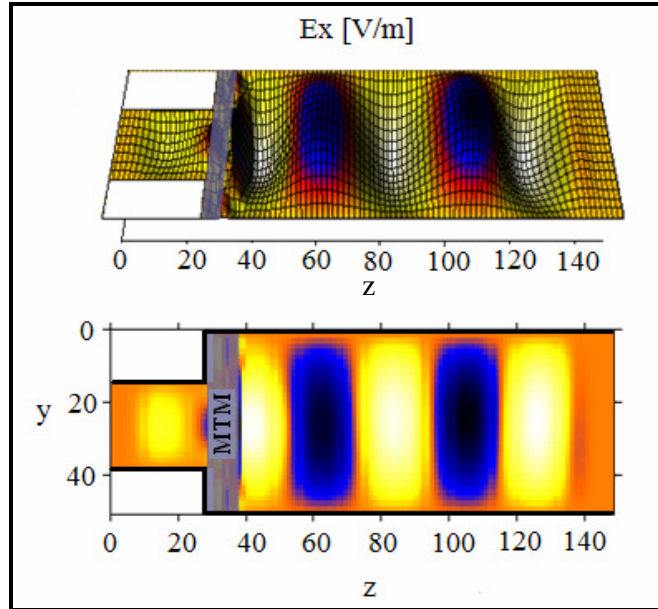
MTM-3D simülöründe bu yapının analizi yapının boş durumdaki analizi ile aynı analiz parametreleri ile yapılmıştır. Tabakanın kalınlığı $d = 0.833 \text{ cm}$ ($10\Delta z$) olarak alınmış olup malzeme özellikleri Lorentz malzeme modeline uygun olarak seçilmiştir. MTM tabakasının elektriksel ve manyetik geçirgenlik özellikleri Tablo 4.4'de listelenmektedir. Tablo 4.4'den görüldüğü üzere simetrik yapıda kullanılan

MTM tabakasının elektriksel ve manyetik geçirgenlik rezonans frekansları üçüncü modun kesim frekansını da içermektedir.

Tablo 4.4: Simetrik ve Asimetrik dikdörtgen dalga kılavuzu yapılarında kullanılan MTM tabakaların özellikleri.

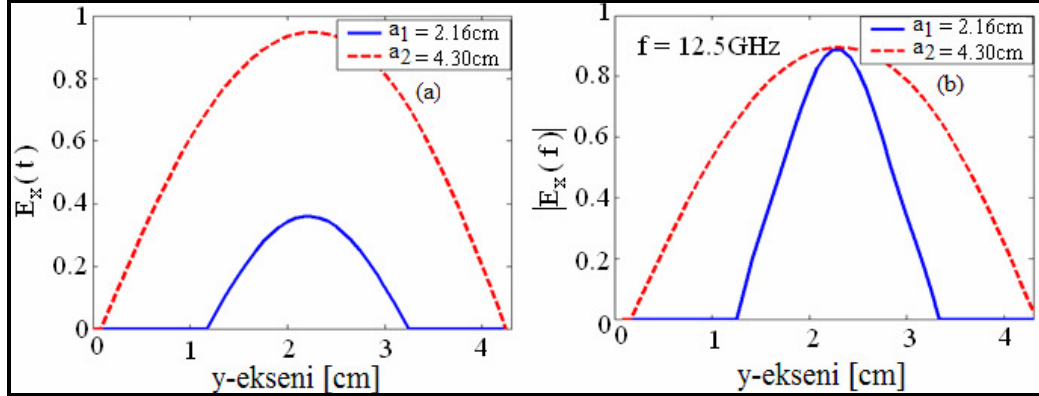
	Simetrik Yapıda	Asimetrik Yapıda
	$\epsilon(\omega), \mu(\omega)$	$\epsilon(\omega), \mu(\omega)$
$\epsilon_{\infty}, \mu_{\infty}$	1, 1	1, 1
ϵ_k, μ_k	2, 2	1, 1
α_k	1, 0	1, 1
δ_k	0, 0	0, 0
f_k [GHz]	9.87, 22.60	8.5, 9.0

Bu MTM tabakası ile doldurulan yapının MTM-3D’de analizi yapıldığında dalga kılavuzunun a_2 kesitli parçasında da yalnızca TE_{10} modunun yayıldığı görülmüştür. Şekil 4.20’de yapılan analiz esnasında dalga kılavuzunda ilerleyen TE_{10} modunun görüntüsü yer almaktadır.



Şekil 4.20: MTM dolgulu simetrik dalga kılavuzunda yalnızca tek modun yayılımı.

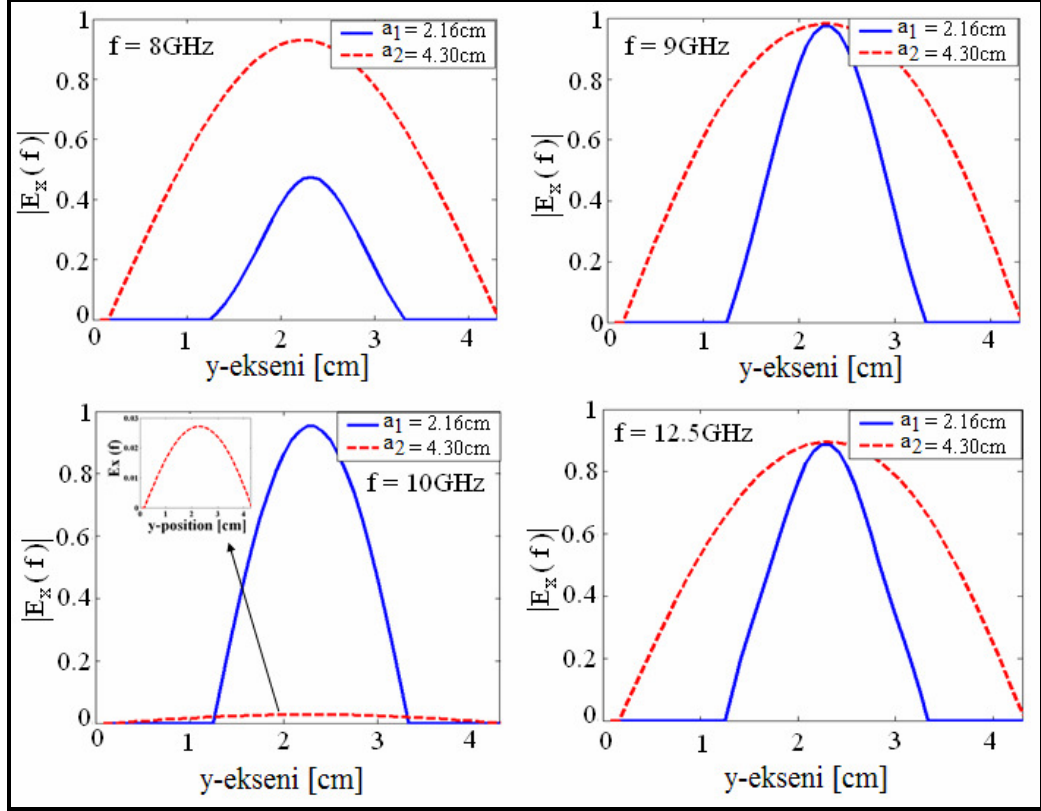
Şekil 4.21’de konuma göre E_x bileşenin grafikleri yer almaktadır. Grafiklerden görüldüğü üzere kılavuz boş iken ilk üç mod yayılırken (Şekil 4.19), MTM tabakası ile doldurulduğunda sadece bir modun kılavuz boyunca yayıldığı gözlenmektedir (Şekil 4.21).



Şekil 4.21: E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki karakteristiği.

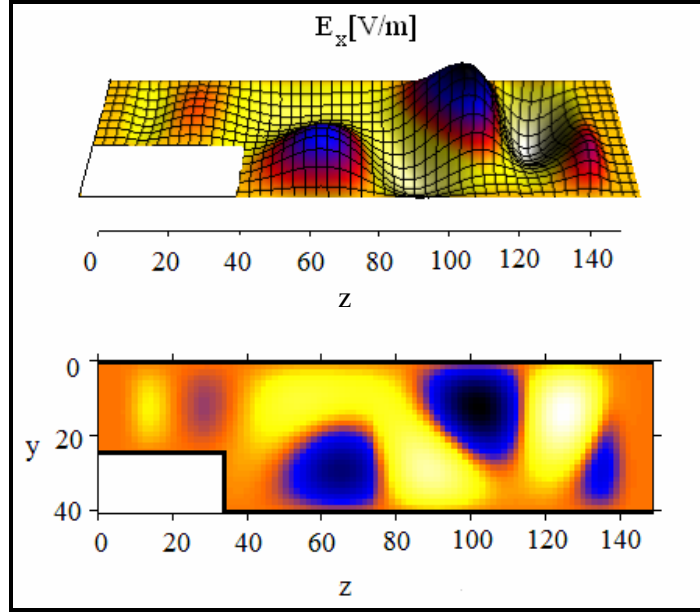
Şekil 4.22’de farklı frekans anlarında E_x bileşenin konuma göre grafikleri yer almaktadır. Görüldüğü üzere, 8 GHz, 9 GHz, 10 GHz ve 12.5 GHz frekanslarındaki grafiklerde a_2 kesitli parçada tek mod yayılmaktadır. $f=10$ GHz’deki grafikte kayda değer bir güç kaybı olduğu gözlenmektedir. Kılavuzun içini doldurmak amacıyla kullanılan MTM tabaksının rezonans frekans değeri 9.87 GHz olarak alınmıştır (Bkz. Tablo 4.4). Tabaka bu frekans ve ötesini söndüren bir bant söndüren filtre gibi çalıştığı için $f=10$ GHz’deki grafikte güç kaybı meydana gelmektedir.

Simetrik süreksizlik ile yapılan çalışmalarda geniş kesitin boyutuna uygun olarak, $TE_{30}, TE_{50}, TE_{70}, \dots$ gibi tek modların yayıldığı görülmüştür. Burada bir başka örnek olarak geniş kesitte çift modun uyarılmasını sağlamak amacıyla asimetrik süreksizlik yapısı kullanılmıştır. Böylece TE_{10} modu ile uyarılan yapı, geniş kesitin boyutuna uygun olarak TE_{20}, TE_{40}, \dots gibi çift modlar uyarıldığı gözlenmiştir.



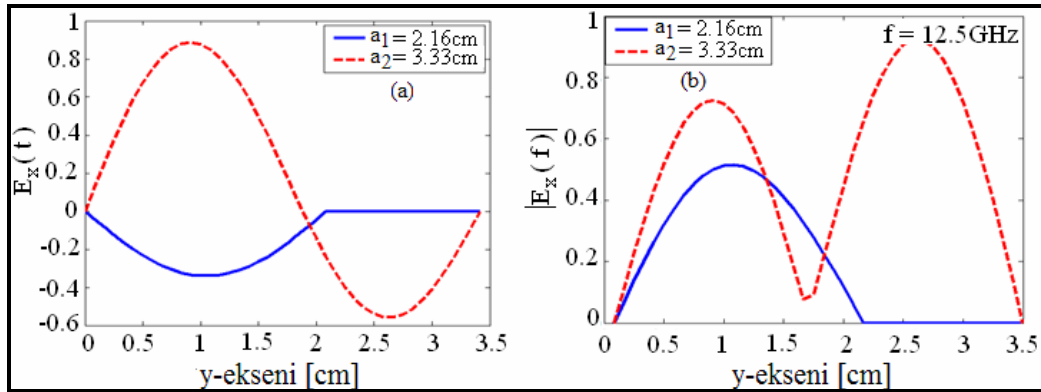
Şekil 4.22: 8, 9, 10 ve 12.5 GHz’de konuma göre E_x bileşeni grafikleri.

Şekil 4.16c’de yer alan asimetrik yapının a_1 kesiti, 2.16cm, a_3 kesiti 3.33 cm olup yüksekliği yani b kesiti ise 1.00 cm’ dir. MTM-3D simülöründe a_1 kesitli kılavuz $12\Delta x \times 26\Delta y \times 30\Delta z$ hücre sayısında, a_3 kesitli kılavuz ise $12\Delta x \times 40\Delta y \times 120\Delta z$ hücre sayısında ayrıklaştırılmış olup her bir hücre boyutu ise $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.0833\text{cm}$ olarak alınmıştır. Yapı, a_1 kesitlik kılavuzdan TE_{10} modu ile uyarılmıştır (Bkz. Şekil 4.17). Şekil 4.23’de asimetrik boş dalga kılavuzunun MTM-3D simülöründe $t=1000 \times \Delta t$ anındaki analiz görüntüsü yer almaktadır. Görüldüğü üzere Şekil 4.16c’de yer alan yapının içi boş iken dalga kılavuzunda TE_{20} modunun da yayıldığı görülmektedir.



Şekil 4.23: MTM-3D simülöründe $t=1000 \cdot \Delta t$ anındaki boş dalga kılavuzunda dalga yayılımı.

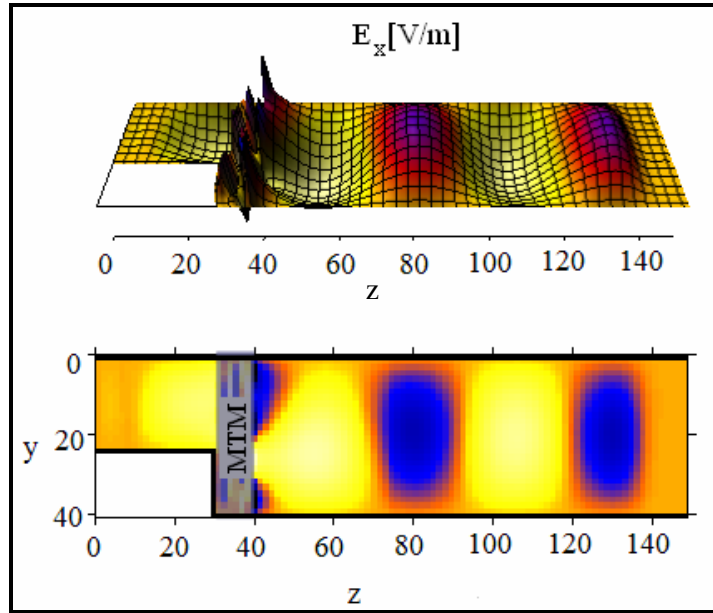
Gözlemlenen dalga yayılımının ardından konuma göre E_x bileşenin davranışını incelemek amacıyla MTM-3D simülöründe a_1 kesitli ve a_3 kesitli kılavuz parçalarında E_x bileşeni bilgileri depolanmıştır. Bu bilgiler yardımıyla Şekil 4.24'deki grafikler elde edilmiştir. Grafikler hem zaman, hem de frekans domenine göre çizdirilmiştir. Konuma göre bu grafikler, kılavuzun a_1 kesitli parçasında yalnızca TE_{10} modu yayıldığını, a_3 kesitli parçasında ise TE_{20} modu dahil iki mod yayıldığını göstermektedir.



Şekil 4.24: İçi boş asimetrik dalga kılavuzunda (a) E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi.

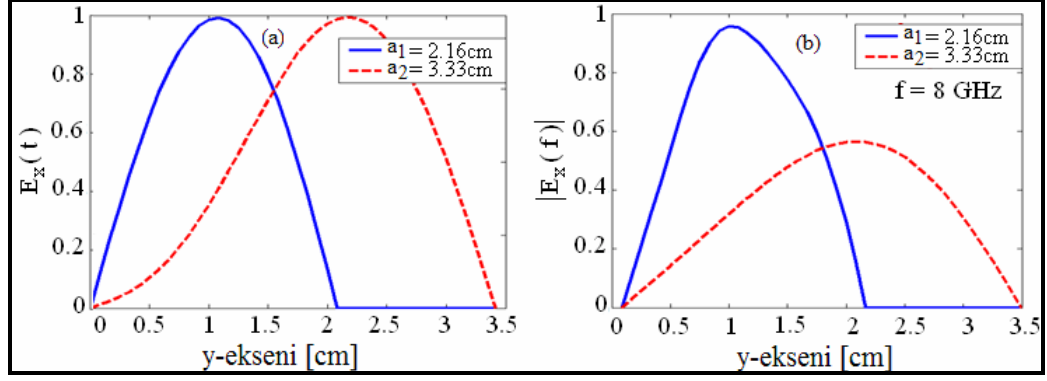
Simetrik yapıda olduğu gibi, asimetrik yapıda da TE_{20} modu yerine dominant mod olan TE_{10} modunun yayılmasını amacıyla süreksizlik bölgesine bir MTM tabakası yerleştirilmiştir (Bkz. Şekil 4.16c). Yerleştirilen MTM tabakasının malzeme özellikleri Lorentz modeline uygun olarak seçilmiş olup parametre değerleri Tablo 4.4’de listelenmektedir. MTM tabakasının bu parametre değerleri seçilirken TE_{20} modunun kesim frekansını da içermesine dikkat edilmiştir. Böylece kullanılan tabaka ile ikinci modun yayılması engellenip, sadece dominant mod olan TE_{10} modunun yayılması amaçlanmıştır.

Tasarlanan bu yapının analizi MTM-3D simülöründe Şekil4.23’ün analiz parametreleri ile yapılmıştır. Tabakanın kalınlığı $d = 0.833\text{cm}$ ($10\Delta z$) olarak alınmıştır. Şekil 4.25’de analiz esnasında asimetrik MTM dolgulu dalga kılavuzu yapısında yayılan dalganın görüntüsü yer almaktadır.



Şekil 4.25: MTM-3D simülöründe $t=1000*dt$ anında MTM dolgulu asimetrik dalga kılavuzundaki dalga yayılımı.

Şekil 4.26’da ise konuma göre E_x bileşenin grafikleri yer almaktadır. Grafiklerden görüldüğü üzere kılavuz boş iken ilk iki mod yayılırken (Şekil 4.24), MTM tabakası ile doldurulduğunda sadece bir modun kılavuz boyunca yayıldığı gözlenmektedir (Bkz. Şekil 4.26).



Şekil 4.26: MTM dolgulu asimetrik dalga kılavuzunda (a) E_x bileşenin konuma göre (a) zaman domenindeki (b) frekans domenindeki ifadesi.

MTM-3D simülörleri ile yapılan, MTM dolgulu asimetrik ve simetrik dikdörtgen dalga kılavuzu yapılarına ait analizler 30000 zaman adımında sonlanmıştır. 30000 zaman adımı boyunca gerçekleşen simülasyonun CPU tarafından işleme süresi 45 dakikadır. Bu süre Intel(R) Pentium(R) M processor 1.70 GHz işlemcili ve 512 MB bellekli bir bilgisayarda elde edilmiştir.

SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, öncelikli olarak metamateryal modellerinden Drude, Debye ve Lorentz modelleri ve onların elektromanyetik karakteristikleri analitik olarak incelenmiştir. ENG, MNG ve DNG tipindeki elektriksel ve manyetik geçirgenlikleri frekansa bağlı değişen malzemeleri modellemek amacıyla güçlü sayısal tekniklerden biri olan FDTD yöntemi seçilmiştir. Fakat FDTD yönteminin tek başına bu tip malzemeleri modelleyemeyeceği görülmüş ve frekansa bağlı malzemeleri tanımlamak için kullanılan yöntemlerden ADE yöntemi kullanılarak FDTD algoritması geliştirilmiştir. Geliştirilen bu algoritma ile ilk olarak 2-boyutlu SLAB-MTM, sonrasında ise 3-boyutlu MTM-3D adlı simülatörler geliştirilmiştir.

SLAB-MTM simülatörü ile, sadece DNG değil, MNG ve ENG malzemeleri de modellenenilmekte ve katmanlı yapıların S-parametreleri elde edilebilmektedir. Bu simülatörde katmanlı yapıları uyarmak için düzlem dalga kullanılmıştır. SLAB-MTM kullanılarak katmanlı yapılar ile farklı filtre tipleri tasarlanmıştır. Simülatör ile yapılan bu tasarımların doğruluğu, düzlem dalganın katmanlı yapılardaki yansıma/iletim katsayısının analitik hesapları ile karşılaştırılarak doğrulanmıştır.

MTM-3D, SLAB-MTM ile aynı yeteneklere sahip üç boyutlu modelleme amaçlı geliştirilmiş simülatördür. MTM-3D yardımı ile dikdörtgen dalga kılavuzları modellenmiştir. DNG, ENG ve MNG malzemeleri değişik kombinasyonlarda katmanlı olarak dalga kılavuzuna yerleştirilmiş, X-bandında çalışan değişik tiplerde dalga kılavuzu filtre yapıları üretilmiştir. MTM dolgulu dalga kılavuzları ile yapılan bu tasarımların sonuçları CST MICROWAVE STUDIO® (CST MWS) paket programı ile desteklenmiştir.

Dalga kılavuzlarında mod bastırma özellikle ultra geniş bantlı darbe iletimi için önemlidir, mod-bastırıcı yapılar çok-modlu iletim hatlarında önemli bir ihtiyacı gidermektedirler. Bu çalışmada ENG/MNG tabakaların dalga kılavuzları için mod

bastırıcı olarak kullanılabileceği gösterilmiştir. Tasarımda çok-modlu iletimi sağlamak amacıyla kaynak bant genişliği ilk dört modun kesim frekansını kapsayacak şekilde seçilmiştir. Boş dikdörtgen dalga kılavuzunda oluşan modların pikleri MTM-3D simülatörü yardımı ile tespit edilmiştir. Oluşan bu modları bastırmak için dikdörtgen dalga kılavuzu ENG ve MNG tabakaları ile doldurulmuş, tasarlanan tabakaların istenen mod/modları bastırma yeteneğine sahip olduğu gösterilmiştir.

Ayrıca bu tez çalışmasında, DNG tabakaları ile dalga kılavuzu mod-dönüştürücüleri tasarlanmıştır. Tasarımda simetrik ve asimetrik genişleyen iki tip dalga kılavuzu üzerinde çalışılmıştır. Simetrik genişleyen dalga kılavuzunda TE_{10} modu ile uyarılan yapının geniş kesitinde TE_{30} moduna, asimetrik genişleyen dalga kılavuzunda geniş kesitinde TE_{20} moduna kuple olduğu MTM-3D simülatörü yardımı ile gösterilmiştir. Bu iki farklı dalga kılavuzu için iki farklı DNG tabakası tasarlanmıştır. Yapılan bu tasarımların, TE_{30}/TE_{10} , TE_{20}/TE_{10} arasında mod dönüşümü yaptığı görülmüştür. Ancak yapılan bu analizlerde belirli frekanslarda güç kaybı gözlenmiştir. İleriki çalışmalarda minimum kayıplı tabakalar tasarlanıp meydana gelen güç kaybı problemi aşılabılır.

Yukarıda özetlenen bu tez çalışmasının iki önemli bilimsel katkısı olduğu düşünülmektedir. Bu katkılar;

- Çok-modlu iletimin olduğu dalga kılavuzu yapıları için ENG ve MNG tabakaları ile mod bastırıcı tasarımları,
- Kesiti genişleyen dalga kılavuzu yapılarında istenmeyen modu yayılması istenen ana moda dönüştüren DNG tabakaları ile mod dönüştürücü tasarımları, olarak sıralanabilir.

SLAB-MTM ve MTM-3D simülatöründe filtre uygulamaları için farklı kalınlıklardaki tabakalardan oluşan çok-katmanlı yapılar kullanılmıştır. İlerleyen çalışmalarda geliştirilecek bir optimizasyon algoritması ile katmanları oluşturan tabakaların kalınlıkları en uygun filtre karakteristiğini verecek şekilde belirlenebilir.

Yapılan bu tez çalışması, metal şerit ve SRR dizileri kullanmadan metamateriyal modelleri ile tasarımların daha kolay yapılmasını hedeflemektedir. İlerleyen çalışmalarda DNG, ENG ve MNG gibi malzeme tabakaları ile yapılan tasarımlar, metal şerit ve SRR dizileri kullanılarak fiziki boyutlara taşınabilir.

KAYNAKLAR

- [1] J. C Bose, “On the radiation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure”, *Proceedings of the Royal Society*, 63, 146–152, (1898).
- [2] V. G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability”, *Soviet Physics*, 10, 4, (1968).
- [3] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart and I. Youngs, “Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures”, *Phys. Rev. Lett.*, 76, 4773, (1996).
- [4] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Low frequency plasmons in thin-wire structures”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 10, 4785, (1998).
- [5] D. R. Smith, D. C. Vier, Willie Padilla, Syrus C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies”, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 1425, (1999).
- [6] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena”, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, 47, 2075, (1999).
- [7] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity”, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 4184, (2000).
- [8] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, lefthanded metamaterial”, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 489, (2001).
- [9] D. R. Smith, and N. Kroll, “Negative refractive index in left-handed materials”, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 2933, (2000).
- [10] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction”, *Science*, 292, 77, (2001).
- [11] M. Bayındır, K. Aydın and E. Ozbay, “Transmission properties of composite metamaterials in free space”, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 1, 120–122, 2002.
- [12] N. Engheta, “Guided waves in paired dielectric-metamaterial with negative permittivity and permeability layers”, *URSI-USNC National Radio Science Mtg Dig, Boulder, CO*, 66, (2002).

- [13] A. Alu and N. Engheta, "Anomalous mode coupling in guided-wave structures containing metamaterials with negative permittivity and permeability", *IEEE Nanotechnology Conf, Washington DC*, 233–234, (2002).
- [14] A. Alu and N. Engheta, "Guided modes in a waveguide filled with a pair of single-negative SNG), double-negative (DNG), and /or double-positive (DPS) layers", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, 53,1, (2004).
- [15] R.W. Ziolkowski and F. Auzanneau. "Passive Artificial molecule realizations of dielectric materials", *J. Appl. Phys.*, 82, 7, 3195-3198, (1997).
- [16] F. Auzanneau and R.W. Ziolkowski, "Microwave signal rectification using artificial materials composed of diode loaded, electrically small dipole antennas", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, 46,11, 1628-1637, (1998).
- [17] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 14, 302-307, (1966).
- [18] R. J. Luebbers, F. Hunsberger, K. S. Kunz, R. B. Standler, M. Schneider, "A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials", *IEEE Trans. on EMC*, 32, 222-227, (1990).
- [19] R. J. Luebbers, F. Hunsberger, K. S. Kunz, "A Frequency-dependent FDTD formulation for transient propagation in plasma", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 39, 29-39, (1991).
- [20] D. M. Sullivan, "A frequency dependent FDTD method for biological applications", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, 40, 532-539, (1992).
- [21] T. Kashiwa, I. Fukai, "A treatment by FDTD method of dispersive characteristics associated with electronic polarization", *Microwave and Optical Technology Letters*, 3, 203-205, (1990).
- [22] R. W. Ziolkowski, N. Engheta, "Metamaterials: Physics and Engineering Explorations Edited by N. Engheta", *IEEE Press*, (2006).
- [23] S. D. Gedney, "An anisotropic pml absorbing media for the fdtd simulation of fields in lossy and dispersive media", *Electromagnetics*, 16, 399-415, (1996).
- [24] D. M. Sullivan, "Frequency-dependent FDTD methods using z transforms", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 40, 1223-1230, (1992).
- [25] T.Kashiwa and I.Fukai, "A treatment by fdtd method of dispersive characteristics associated with electronic polarization", *Microwave and Optical Technology Letter*, 3, 203-205, (1990).
- [26] Rui Qiang, Ji Chen, "Modeling electrical properties of gold films at infrared frequencies using FDTD method", *International Journal of Infrared and Milimeter Waves*, 25, 8, (2004).

- [27] M. Çakır, G. Çakır, L. Sevgi, “A Two-dimensional FDTD-based Virtual Metamaterial – Wave Interaction Visualization Tool”, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 50, 3, 66-175, (2008).
- [28] S. Çimen, G. Çakır, L. Sevgi, “Metamaterial slabs and realization of all-type filter characteristics: Numerical & analytical investigations”, *Microwave and Optical Technology Letter*, 51, 4, 894–899, (2009).
- [29] Y. Zhao, P. Belov and Y. Hao, “Accurate modelling of left-handed metamaterials using a finite-difference time-domain method with spatial averaging at the boundaries”, *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.* 9, 468-475, (2007).
- [30] J. A. Kong., “Electromagnetic Wave Theory”, *EMW Publishing*, Cambridge, (2000).
- [31] P. F. Loschialpo, D.L Smith, D.W. Forester, F.J. Rachford, J. Schelleng, “Electromagnetic waves focused by a negative-index planar lens”, *Physical Review E*, 67, 025602, 2003.
- [32] D. R. Smith, D.C. Vier, T. Koschny, C.M. Soukoulis, “Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials”, *Physical Review E*, 71, 036617, (2005).
- [33] S. Gündüz, M. Çakır, G. Çakır, L. Sevgi, “Metamaterials and FDTD-based Numerical modeling Studies”, *ELECO 2007*, Sep 6-10, (2007).
- [34] S. Çimen, G. Çakır, L. Sevgi, “Analytical & Numerical Calculations of S-Parameters in Multilayer DPS-DNG Junctions”, *EMC Zurich 2009, 20th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, İsviçre, 12-16 Ocak (2009).
- [35] E. C. Jordan, K. G. Balmain, “Electromagnetic Waves and Radiating Systems”, *Prentice-Hall, Englewood Cliffs*, NJ , (1950).
- [36] R. E. Collin, “Foundations for Microwave Engineering”, *IEEE Press - John Wiley and Sons Co.*, NY, (2001).
- [37] D. M. Pozar, “Microwave Engineering”, *John Wiley and Sons Co.*, NY, (2005).
- [38] S. Şimşek and E. Topuz, “Some properties of generalized scattering matrix representations for metallic waveguides with periodic dielectric loading”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 55, 11, 2336 – 2344, (2007).
- [39] S. Hrabar, J. Bartolic and Z. Sipus, “Waveguide miniaturization using uniaxial negative permeability metamaterial”, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 53, 1, 110-119, (2005).

- [40] A. Shelkovnikov, N. Suntheralingam, and D. Budimir, "Novel SRR loaded waveguide bandstop filters", *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 4523 – 4526, July 9-14, (2006).
- [41] K. Siakavara, "Modal analysis of the microwave frequency response and composite Right-/Left-handed operation of a rectangular waveguide loaded with double positive and double negative materials", *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, 17, 4, 435–445, (2007).
- [42] J. Pitarch, M. Contelles-Cervera, F. L. Penaranda-Foix and J. M Catal'a-Civera, "Determination of the permittivity and permeability for waveguides partially loaded with isotropic samples", *Institute of Physics Publishing*, 17, 1, 145-152, (2006).
- [43] Y. S. Bae, C. H. Paek , M. J. Rhee et al. "Design of 5.0-GHz KSTAR lower-hybrid coupler", *Fusion Engineering and Design*, 65, 4, 569-576, (2003).
- [44] F. Mirizzi , P. Bibet, S. Kuzikov , et al., "Overview of the ITER-FEAT LH system", *Fusion Engineering and Design*, 66-68, 22nd Symposium on Fusion Technology. 525-529, (2003).
- [45] W. Lawson, "Theoretical Evaluation of Nonlinear Tapers for a High-Power Gyrotron", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 38, 1617-1622, (1990).
- [46] L. Solymar, "Spurious mode generation in nonuniform waveguides", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, Vol. 7, 3, 379-383, (1959).
- [47] R. C. Johnson "Design of Linear Double Tapers in Rectangular Waveguides", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 7, 3, 374-378, (1959).
- [48] R. P. Hecken , A. Anuff "On the Optimum Design of Tapered Waveguide Transitions", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 21, 6, 374-380, (1973).
- [49] A. Chakraborty, G. S. Sanyal "Transmission Matrix of a Linear Double Taper in Rectangular Waveguides", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 28, 6, 577-579, (1980).
- [50] W. Lawson, "Theoretical Mode Conversion in Overmoded Nonlinear Coaxial Waveguide Tapers", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 42, 1, 127-131, (1994).
- [51] H. Flugel, E. Kuhn, "Computer-Aided Analysis and Design of Circular Waveguide Tapers", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 36 2, 332-336, (1988).

[52] W. A. Huting, K. J. Webb, "Numerical Solution of the Continuous Waveguide Transition Problem", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech.*, 37, 11, 1802-1808, (1989).

[53] F. Sporleder, H. G. Unger., "Waveguides Tapers, Transitions and Couplers", *IEEE Electromagnetic Waves Series*, Peter Peregrinus Ltd., London, (1979).

EKLER

Ek-A. Çok Katlı Ortamlarda Yansıma ve İletim Katsayısı Hesabı

Çok katlı yapılarda elektromanyetik dalganın davranışını incelemeyen önce tek katlı bir yapıda elektromanyetik dalgaların davranışı incelenmelidir. Bu davranışın incelemek için düzlem dalganın malzemeye normal olarak geldiği bir ortam ele alınır. Sınır koşullarını kullanarak, düzlem dalganın malzemeye girişim yaptığı ve çıktığı yüzeydeki ilerleyen ve yansıyan alanlar hesaplanır.

Düzlem dalganın çok katlı yapıya girişim yaptığı durumda ilerleyen ve yansıyan alanlar her bir katmanın ara yüzünde tekrardan hesaplanması gereklidir. Bu nedenle hesap için yayılma matrisi (propagation matrix)'den yardım alınır.

Negatif İzotropik Ortamlardaki Geri İlerleyen Dalgalar

İzotropik bir ortam için temel denklemler şu şekilde yazılabilir :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{A.1a})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{A.1b})$$

ϵ : Elektriksel geçirgenlik katsayısı

μ : manyetik geçirgenlik katsayısı

Negatif izotropik bir ortam için ϵ ve μ parametreleri negatiftir.

Düzlem elektromanyetik dalga;

$$\begin{bmatrix} \vec{E}(\mathbf{r}, t) \\ \vec{H}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (\text{A.2})$$

Şekilde tanımlanır.

Negatif ortam parametreleri ile Maxwell Denklemleri;

$$\begin{aligned}
 \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \mu \vec{H} \\
 \vec{k} \times \vec{H} &= -\omega \epsilon \vec{E} \\
 \vec{k} \cdot \vec{E} &= 0 \\
 \vec{k} \cdot \vec{H} &= 0
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Burada tanımlanan k, $k = \omega \sqrt{\omega \epsilon}$ şeklinde yazılır.

Poynting vektörü güç yoğunluğu ise aşağıdaki tanımlandığı gibi yazılabilir.

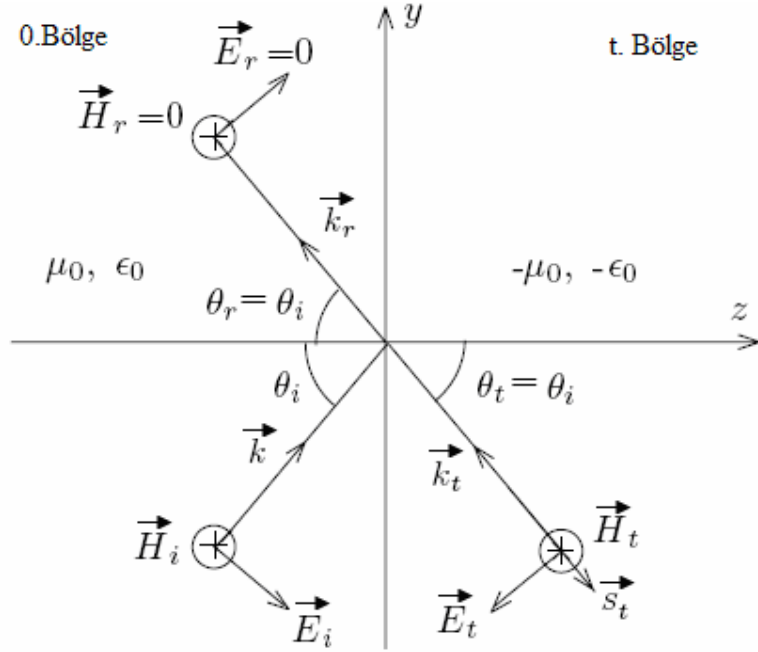
$$\vec{E} \times \vec{H} = \frac{1}{\omega^2 \mu \epsilon} (\vec{k} \times \vec{E}) \times (\vec{k} \times \vec{H}) = \begin{cases} \frac{-1}{\omega \mu} (\vec{k} \times \vec{E}) \times \vec{E} = \frac{\vec{k}}{\omega \mu} |\vec{E}|^2 \\ \frac{1}{\omega \epsilon} \vec{H} \times (\vec{k} \times \vec{H}) = \frac{\vec{k}}{\omega \epsilon} |\vec{H}|^2 \end{cases} \tag{A.4}$$

Ortam parametreleri ϵ ve μ 'nün her ikisinin de pozitif olması durumunda Poynting güç vektörü k ile aynı doğrultuda olur. Yani güç akışı dalganın ilerleme yönüyle aynı yönde olur.

Negatif izotropik ortamda ϵ ve μ 'nin her ikisi de negatiftir. Bu da Poynting güç vektörünün k ile ters doğrultuda olmasına neden olur. Bu ortamda güç, k ile zıt doğrultuda ilerler. Bu sebeple düzlem dalga negatif izotropik ortamda geri ilerleyen dalgaya dönüşür.

Negatif İzotropik Ortamdaki Yansıma ve İletim

TE tipi dalganın serbest uzaydan negatif ortam parametrelerine sahip bir ortama girişim yaptığı kabul ediliyor. Şekil A.1'den gözlemlendiği gibi gelen manyetik alan $-z$ doğrultusundadır.



Şekil A.1. Negatif izotropik ortamda TE tipi dalgaların iletimi ve yansıması.

Zaman çarpanı $e^{-i\omega t}$ 'yi ihmal ederek TE tipi dalgada gelen dalga şu şekilde tanımlanır.

$$\vec{H}_i = \hat{z} H_{iz} = \hat{z} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (\text{A.5a})$$

$$\vec{S}_i = \vec{E} \times \vec{H}^* = (\hat{y} k_y + \hat{x} k_x) \frac{1}{\omega \epsilon_0} e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_i^*) \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.5b})$$

Yansıyan dalgalar ise;

$$\vec{H}_r = \hat{z} \text{Re}^{(k_{ry} y + k_{rx} x)}. \quad (\text{A.6})$$

$$\vec{E}_r = (-\hat{y} k_{rx} + \hat{x} k_{ry}) \frac{1}{\omega \epsilon_0} \text{Re}^{(k_{ry} y + k_{rx} x)} \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{S}_r = \vec{E} \times \vec{H} = (\hat{y} k_{ry} + \hat{x} k_{rx}) \frac{|R|^2}{\omega \epsilon_0} e^{i(\vec{k}_r - \vec{k}_r^*) \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.8})$$

olarak yazılır

Gelen dalga vektörü $\vec{k}_i = \hat{y}k_y + \hat{x}k_x$, yansıyan dalga vektörü ise $\vec{k}_r = \hat{y}k_{ry} + \hat{x}k_{rx}$ olduğuna göre dispersiyon ilişkisi şu şekilde tanımlanır.

$$\begin{aligned} k_y^2 + k_x^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 = k^2 \\ k_{ry}^2 + k_{rx}^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 = k^2 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Yansıma katsayısı “R”, manyetik alan bileşeni “H_{iz}” için sınır koşulları ile tanımlanır. “t” bölgesindeki iletilen TE alan bileşenleri;

$$\vec{H}_t = \hat{z} T e^{i(k_{tz}z + k_{tx}x)} \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{E}_t = (-\hat{y}k_{tx} + \hat{x}k_{ty}) \frac{1}{\omega \epsilon_t} T e^{i(k_{ty}y + k_{tx}x)} \quad (\text{A.11})$$

$$\vec{S}_t = (\hat{y}k_{ty} + \hat{x}k_{tx}) \frac{|T|^2}{\omega \epsilon_t} e^{i(\vec{k}_t - \vec{k}_t^*) \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.12})$$

Burada bahsedilen “T”, “H_{iz}” manyetik alan bileşeninin iletim katsayısıdır. Dispersiyon ilişkisi;

$$k_{ty}^2 + k_{tx}^2 = \omega^2 \mu_t \epsilon_t = k_t^2 \quad (\text{A.13})$$

Şeklinde tanımlanır. Sınır düzleminin x=0 da olduğu bir ortamda manyetik alanının teğetsel bileşeni şu şekilde yazılabilir:

$$e^{ik_y y} + R e^{ik_{ry} y} = T e^{k_{ty} y} \quad (\text{A.14})$$

(A.10) No’ lu denklemin tüm y ve t’ lerde geçerli olduğu bilindiğine göre;

$$k_y = k_{ry} = k_{ty} \quad (\text{A.15})$$

yazılabilir. Bu durumda denklem (A.10) şu şekilde de ifade edilebilir.

$$1 + R = T \quad (\text{A.16})$$

Denklem (A.7)’ deki dispersiyon ilişkisine dikkat edilirse yansıyan dalganın negatif x yönünde ilerlediği görülür ($k_{rx} = -k_x$).

x=0 ‘daki E_z’ nin teğetsel bileşeni tüm y ve x’ ler için;

$$\frac{k_x}{\epsilon_0}(1-R) = \frac{k_{tx}}{\epsilon_t}T \quad (\text{A.17})$$

Elde edilir. Denklem (A.12) ve (A.13) yansıma katsayısı ve iletim katsayısı için çözüldüğünde aşağıdaki denklem takımı elde edilir.

$$\rho_{0t} = \frac{\epsilon_0 k_{tx}}{\epsilon_t k_x} \quad (\text{A.18})$$

$$R = \frac{1 - \rho_{0t}}{1 + \rho_{0t}} \quad (\text{A.19})$$

$$T = \frac{2}{1 + \rho_{0t}} \quad (\text{A.20})$$

Şekil A.1' den de açıkça gözlemlendiği gibi iletilen \vec{k}_t vektörü, yansıyan \vec{k}_r vektörü ile aynı yöndedir.

Poynting güç vektörü yoğunluğu;

$$\vec{S}_t = (-\hat{y}k_y + \hat{x}k_x) \frac{|T|^2}{\omega\epsilon_0} e^{i(\vec{k}_t - \vec{k}_t^*) \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.21})$$

Şeklinde tanımlanır.

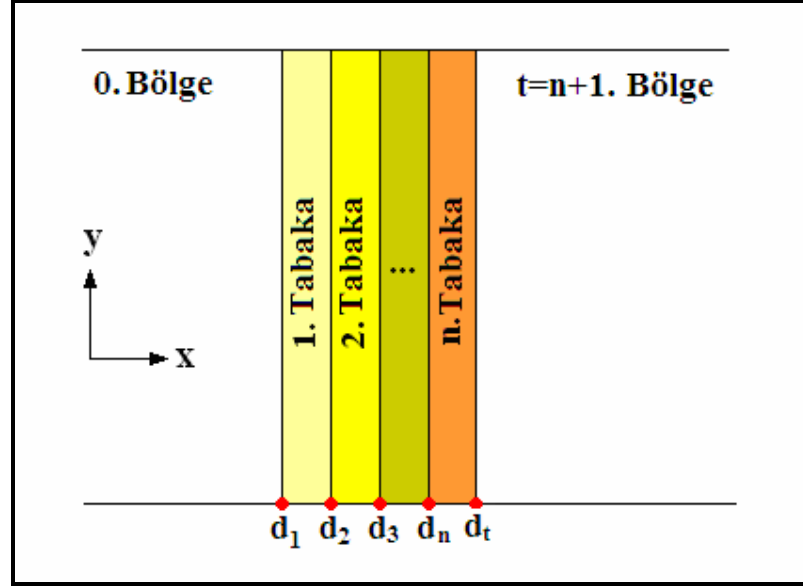
Çok Katmanlı Ortamlarda Yansıma ve İletim

Düzlem dalganın $x=d_1, d_2, \dots, d_t$ sınırları olan katmanlı izotropik bir ortama geldiğini düşünelim (Bkz. Şekil A.2). Şekilden de görüldüğü üzere $(n+1)$. bölge, t olarak adlandırılmıştır. Her bir bölgedeki ortam parametreleri ϵ_m ve μ_m olarak adlandırılır. Düzlem dalga 0. bölgeden ortama girmektedir. Dalganın gelme düzlemi xy düzlemine paraleldir. Tüm alan vektörleri y ve x 'e bağlıdır. Herhangi bir m bölgesindeki alan bileşenleri TE tipi dalgalar için;

$$E_{my} = \frac{-1}{i\omega\epsilon_m} \frac{\partial}{\partial x} H_{mz} \quad (\text{A.22})$$

$$E_{mx} = \frac{-1}{i\omega\epsilon_m} \frac{\partial}{\partial y} H_{mz} \quad (\text{A.23})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_m \epsilon_m \right) H_{mz} = 0 \quad (\text{A.24})$$



Şekil A.2. Çok katlı bir ortamın xy düzlemindeki yerleşimi.

TE tipi düzlem dalgaının geldiği bir düzenekte, katmanlı ortama gelen manyetik alan, $H_z = H_0 e^{ik_x x + ik_y y}$ şeklinde olduğuna göre, herhangi bir m bölgesindeki toplam alan şu şekilde tanımlanır:

$$H_m = \left(E_m^+ e^{ik_x x} + E_m^- e^{-ik_x x} \right) e^{ik_y y} \quad (\text{A.25})$$

$$E_{my} = \frac{-k_{mx}}{\omega \epsilon_m} \left(E_m^+ e^{ik_{mx} x} - E_m^- e^{-ik_{mx} x} \right) e^{ik_y y} \quad (\text{A.26})$$

$$E_{mx} = \frac{k_y}{\omega \epsilon_m} \left(E_m^+ e^{ik_x x} + E_m^- e^{-ik_x x} \right) e^{ik_y y} \quad (\text{A.27})$$

Her bir m katmanında, birden fazla yansıma ve iletim meydana gelir. H_m^+ genliği x yönünde ilerleyen tüm dalga bileşenlerini, H_m^- genliği ise negatif x yönünde ilerleyen tüm dalga bileşenlerini temsil eder.

0.bölgede yani m=0 olduğunda,

$$H_0^+ = H_0 \quad (\text{A.28})$$

$$H_0^- = R H_0 \quad (\text{A.29})$$

İle tanımlanır. $m=n+1=t$ ile tanımlanan t bölgesinde elektrik alanları şöyle tanımlanır:

$$H_t^+ = TH_0 \quad (A.30)$$

$$H_t^- = 0 \quad (A.31)$$

t bölgesinde, negatif x yönünden gelen bir dalga bileşeni olmadığı için $H_t^- = 0$ 'dır.

H_m^+ ve H_m^- dalga genlikleri, kendilerine komşu bölgelerdeki dalga genliklerine sınır koşulları ile bağlıdır. $x = d_{m+1}$ sınırında;

$$\begin{aligned} H_m^+ e^{ik_{mx}d_{m+1}} + H_m^- e^{-ik_{mx}d_{m+1}} \\ = H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{m+1}} + H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{m+1}} \end{aligned} \quad (A.32)$$

$$\begin{aligned} H_m^+ e^{ik_{mx}d_{m+1}} - H_m^- e^{-ik_{mx}d_{m+1}} \\ = \rho_{m(m+1)} \left[H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{m+1}} - H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{m+1}} \right] \end{aligned} \quad (A.33)$$

$$\rho_{m(m+1)} = \frac{\epsilon_m k_{(m+1)x}}{\epsilon_{m+1} k_{mx}} \quad (A.34)$$

Şeklinde tanımlanır.

$n+1$ tane sınırın olması $(2n+2)$ tane denklemin olmasını gerektirir. 0. bölgede değeri bilinmeyen bir R yansıması vardır. t. bölgede ise değeri bilinmeyen bir T iletimi vardır. Dolayısıyla her bir bölgede ($m=1,2,\dots,n$) iki bilinmeyen H_m^+ ve H_m^- vardır. Çözülmesi gereken toplam $(2n+2)$ tane bilinmeyen mevcuttur. $(2n+2)$ tane bilinmeyişi $(2n+2)$ tane lineer denklemden çözmek için denklemler matris formatında düzenlenebilir. Bu da $(2n+2) \times (2n+2)$ 'lik bir kare matrisin oluşmasını sağlar.

Yansıma Katsayısı Hesabı

Çok katlı ortamlardaki yansıma katsayısı R hesabı için öncelikle Denklem (A.32) ve (A.33) çözülür:

$$\begin{aligned} H_m^+ e^{ik_{mx}d_{m+1}} = \frac{1}{2} (m + \rho_{m(m+1)}) \\ \left\{ H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{m+1}} + R_{m(m+1)} H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{m+1}} \right\} \end{aligned} \quad (A.35)$$

$$\begin{aligned} H_m^- e^{-ik_{mx}d_{m+1}} = \frac{1}{2} (1 + \rho_{m(m+1)}) \\ \left\{ R_{l(m+1)} E_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{m+1}} + H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{m+1}} \right\} \end{aligned} \quad (A.36)$$

$$R_{m(m+1)} = \frac{1 - \rho_{m(m+1)}}{1 + \rho_{m(m+1)}} \quad (\text{A.37})$$

(A.37) No' lu denklem, m ve m+1 bölgeleri arasındaki sınırdan kaynaklanan yansımaya katsayısıdır. Denklem (A.34)'dan,

$$\rho_{(m+1)m} = \frac{1}{\rho_{m(m+1)}} \quad (\text{A.38})$$

elde edilebilir. Ayrıca,

$$R_{(m+1)m} = -R_{m(m+1)} \quad (\text{A.39})$$

İlişkisi de tanımlanabilir.

Yani, m+1. bölgedeki m+1 ve m sınırından oluşan $R_{(m+1)m}$ yansıması, negatif $R_{m(m+1)}$ 'ye eşittir. (A.35) ve (A.36) No' lu denklemleri oranlarsak şu ilişkiyi elde ederiz:

$$\begin{aligned} \frac{H_m^-}{H_m^+} &= \frac{e^{i2k_{mx}d_{m+1}}}{R_{m(m+1)}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{m(m+1)}^2\right)\right] e^{i2(k_{(m+1)x} + k_{mx})d_{(m+1)}}}{\left[1/R_{m(m+1)}\right] e^{i2k_{(m+1)x}d_{(m+1)}} + \left(H_{m+1}^- / H_{m+1}^+\right)} \\ &= \frac{e^{i2k_{mx}d_{m+1}}}{R_{m(m+1)}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{m(m+1)}^2\right)\right] e^{i2(k_{(m+1)x} + k_{mx})d_{(m+1)}}}{\left[1/R_{m(m+1)}\right] e^{i2k_{(m+1)x}d_{(m+1)}}} + \left(H_{m+1}^- / H_{m+1}^+\right) \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

İkinci eşitlikte, ilk eşitlikte yer alan kesir için farklı bir gösterim kullanılmıştır. Denklem (A.36)'da $\left(H_m^- / H_m^+\right)$, paydada $\left(H_{m+1}^- / H_{m+1}^+\right)$ ile tanımlanmıştır. Bu tanımlama t bölgesine ulaşmaya kadar devam eder $\left(H_t^- / H_t^+ = 0\right)$.

Yansımaya katsayısı;

$$\begin{aligned} R &= \frac{e^{i2k_0d_1}}{R_{01}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{01}^2\right)\right] e^{i2(k_{1x} + k_{0x})d_1}}{\left(1/R_{01}\right) e^{i2k_{1x}d_1}} + \frac{e^{i2k_1d_2}}{R_{12}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{12}^2\right)\right] e^{i2(k_{2x} + k_{1x})d_2}}{\left(1/R_{12}\right) e^{i2k_{2x}d_2}} + \\ &\dots + \frac{e^{i2k_{(n-1)}d_n}}{R_{(n-1)n}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{(n-1)n}^2\right)\right] e^{i2(k_{nx} + k_{(n-1)x})d_n}}{\left(1/R_{(n-1)n}\right) e^{i2k_{nx}d_n}} + R_{nt} e^{i2k_{nx}d_{(n+1)}} \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Olarak yazılır.

Yayıma Matrisi ve İletim Katsayısı Hesabı

Çok katlı ortamlara gelen düzlem dalga için, $x=d_m$ ara yüzündeki elektrik ve manyetik alanlar daha önce elde edilmişti. Denklem (A.32) ve (A.33) kullanılarak m ve $m+1$ bölgelerinde şu ilişki yazılabilir:

$$\begin{aligned} H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{(m+1)}} + H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{(m+1)}} \\ = H_m^+ e^{ik_{mx}d_{(m+1)}} + H_m^- e^{-ik_{mx}d_{(m+1)}} \end{aligned} \quad (A.42)$$

$$\begin{aligned} H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{(m+1)}} - H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{(m+1)}} \\ = \rho_{(m+1)m} \left[H_m^+ e^{ik_{mx}d_{(m+1)}} - H_m^- e^{-ik_{mx}d_{(m+1)}} \right] \end{aligned} \quad (A.43)$$

$$\rho_{(m+1)m} = \frac{\varepsilon_{m+1}k_{mx}}{\varepsilon_m k_{(m+1)x}} \quad (A.44)$$

Daha önce, yansıma katsayısı $R = H_0^- / H_0^+$, $(2n+2)$ tane sınır koşulunun yardımıyla tanımlanmıştı. Şimdi ise iletim katsayısının $T = H_t^+ / H_0^+$, yayılma matrisi yardımıyla tanımlanabileceği gösterilecektir.

Denklem (A.42) ve (A.43)' dan H_{m+1}^+ ve H_{m+1}^- terimleri H_m^+ ve H_m^- terimleri cinsinden çözümlerse;

$$H_{m+1}^+ e^{ik_{(m+1)x}d_{m+1}} = \frac{1}{2} (1 + \rho_{(m+1)m}) \left(H_m^+ e^{ik_{mx}d_{m+1}} + R_{(m+1)m} H_m^- e^{-ik_{mx}d_{m+1}} \right)$$

$$H_{m+1}^- e^{-ik_{(m+1)x}d_{m+1}} = \frac{1}{2} (1 - \rho_{(m+1)m}) \left(R_{(m+1)m} H_m^+ e^{ik_{mx}d_{m+1}} + H_m^- e^{-ik_{mx}d_{m+1}} \right)$$

Bu eşitlikleri matris formatında yazacak olursak;

$$\begin{bmatrix} H_{m+1}^+ \\ H_{m+1}^- \end{bmatrix} = \overline{\overline{V}}_{(m+1)l} \cdot \begin{bmatrix} H_m^+ \\ H_m^- \end{bmatrix} \quad (A.45)$$

$$\overline{\overline{V}}_{(m+1)m} = \frac{1}{2} \left[1 + \rho_{(m+1)m} \right] \begin{bmatrix} e^{-i(k_{(m+1)x} - k_{mx})d_{m+1}} & R_{(m+1)m} e^{-i(k_{(m+1)x} + k_{mx})d_{m+1}} \\ R_{(m+1)m} e^{i(k_{(m+1)x} + k_{mx})d_{m+1}} & e^{i(k_{(m+1)x} - k_{mx})d_{m+1}} \end{bmatrix} \quad (A.46)$$

Şeklindeki matris sistemini elde ederiz.

Denklem (A.46)'de yer alan

$$R_{(m+1)m} = \frac{1 - \rho_{(m+1)m}}{1 + \rho_{(m+1)m}} = -R_{m(m+1)} \text{ ile açıklanır.}$$

n ve t=n+1 katmanları arasındaki ileri yayılım matrisi şu şekilde tanımlanır:

$$\begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} = \bar{\bar{V}}_{tn} \cdot \begin{bmatrix} H_n^+ \\ H_n^- \end{bmatrix} \quad (\text{A.47})$$

$$\bar{\bar{V}}_{tn} = \frac{1}{2}(1 + \rho_{tn}) \begin{bmatrix} e^{-i(k_{tx} - k_{nx})d_t} & R_{tn} e^{-i(k_{tx} + k_{nx})d_t} \\ R_{tn} e^{i(k_{tx} + k_{nx})d_t} & e^{i(k_{tx} - k_{nx})d_t} \end{bmatrix} \quad (\text{A.48})$$

Yayılım matrisi herhangi bir bölgedeki dalga'nın genliğini bulmak için kullanılabilir. Bu amaçla y>m olmak üzere yayılım matrisi şu şekilde kullanılır:

$$\begin{bmatrix} H_y^+ \\ H_y^- \end{bmatrix} = \bar{\bar{V}}_{y(y-1)} \cdot \bar{\bar{V}}_{(y-1)(y-2)} \dots \bar{\bar{V}}_{(m+1)m} \begin{bmatrix} H_m^+ \\ H_m^- \end{bmatrix} \quad (\text{A.49})$$

İletim katsayısı $T = H_t^- / H_0$, t=n+1 tane katmanı olan birçok katmanlı ortamda, n+1 yayılım matrisinin çarpımıyla hesaplanır:

$$\begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} = \bar{\bar{V}}_{t0} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ R \end{bmatrix} \quad (\text{A.50})$$

$$\bar{\bar{V}}_{t0} = \bar{\bar{V}}_{tn} \cdot \bar{\bar{V}}_{n(n-1)} \dots \bar{\bar{V}}_{10} \quad (\text{A.51})$$

Verilen bu tanımlama ile çok katlı ortamlara dair tüm veriler hesaplanabilir. $\bar{\bar{V}}_{t0}$ bilindiği takdirde, bu matris elemanları yardımıyla yansıma ve iletim katsayıları kolaylıkla hesaplanabilir.

Tek Katlı Bir Ortamdaki Yansıma ve İletim Katsayısı

$x=d_1$ ve $x=d_2$ sınırlarına sahip tek katlı bir ortamda, denklem (A.41)' den t=2 ve n=1 için yansıma katsayısı şu şekilde tanımlanır:

$$\begin{aligned}
R &= \frac{e^{i2k_0d_1}}{R_{01}} + \frac{\left[1 - \left(1/R_{01}^2\right)\right]e^{i2(k_{1x}+k_{0x})d_1}}{\left(1/R_{01}\right)e^{i2k_{1x}d_1} + R_{12}e^{i2k_{1x}d_2}} \\
&= \frac{R_{01} + R_{12}e^{i2k_{1x}(d_2-d_1)}}{1 + R_{01}R_{12}e^{i2k_{1x}(d_2-d_1)}}e^{i2k_{0x}d_1}
\end{aligned} \tag{A.52}$$

Denklem (A.45)'de de gösterildiği gibi iletim katsayısını bulmak için şu denklemler yazılır:

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} H_m^+ \\ H_m^- \end{bmatrix} &= \frac{1}{2}(1 + \rho_{10}) \begin{bmatrix} e^{-i(k_{1x} - k_{0x})d_1} & R_{10}e^{-i(k_{1x} + k_{0x})d_1} \\ R_{10}e^{i(k_{1x} + k_{0x})d_1} & e^{i(k_{1x} - k_{0x})d_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ R \end{bmatrix} \\
\begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} &= \frac{1}{2}(1 + \rho_{t1}) \begin{bmatrix} e^{-i(k_{tx} - k_{1x})d_t} & R_{t1}e^{-i(k_{tx} + k_{1x})d_t} \\ R_{t1}e^{i(k_{tx} + k_{1x})d_t} & e^{i(k_{tx} - k_{1x})d_t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

Tek katlı izotropik ortamın içinde genlik;

$$E_1^+ = \frac{2e^{-i(k_{1x} - k_{0x})d_1}}{(1 + \rho_{01})(1 + R_{01}R_{1t}e^{i2k_{1x}(d_2-d_1)})} \tag{A.53}$$

$$E_1^- = \frac{2R_{12}e^{-i(k_{1x} - k_{0x})d_1}e^{i2k_{1x}d_2}}{(1 + \rho_{01})(1 + R_{01}R_{1t}e^{i2k_{1x}(d_2-d_1)})} \tag{A.54}$$

İletim katsayısı ise şu şekilde tanılanır:

$$T = \frac{4e^{ik_{0x}d_1}e^{ik_{1x}(d_2-d_1)}e^{-ik_{2x}d_2}}{(1 + \rho_{01})(1 + \rho_{0t})(1 + R_{01}R_{1t}e^{i2k_{1x}(d_2-d_1)})} \tag{A.55}$$

KİŞİSEL YAYINLAR ve ESERLER

[1] S. Çimen, G. Çakır, L. Sevgi, “Metamaterial slabs and realization of all-type filter characteristics: Numerical & analytical investigations,” *Microwave and Optical Technology Letter*, 51, 4, 894 – 899, (2009).

[2] S. Çimen, G. Çakır, L. Sevgi, “Analytical & Numerical Calculations of S-Parameters in Multilayer DPS-DNG Junctions,” *EMC Zurich 2009, 20th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, İsviçre, 12-16 Ocak (2009).

[3] S. Gündüz, M. Çakır, G. Çakır, L. Sevgi, “Metamaterials and FDTD-based Numerical modeling Studies,” *ELECO 2007*, Sep 6-10, (2007).

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Çanakkale'nin Biga ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmir'de tamamladıktan sonra 1998 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü'nden 2002 yılında başarı ile mezun oldu. 2002-2005 yılları arasında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimini tamamladı.

2004 yılının Aralık ayında Kocaeli Üniversitesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü, Elektromanyetik alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalı'nda Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı ve halen bu görevini sürdürmektedir.