

**DİELEKTRİK YÜKLÜ BİR
MİKRODALGA REZONATÖRÜNDE
ELEKTRİK ALANIN VE ISI
DAĞILIMININ FDTD METODU İLE
İNCELENMESİ**

Okan SÜLE



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DİELEKTRİK YÜKLÜ BİR MİKRODALGA REZONATÖRÜNDE ELEKTRİK
ALANIN VE ISI DAĞILIMININ FDTD METODU İLE İNCELENMESİ**

Okan SÜLE

Prof. Dr. Sedef KENT
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

BURSA – 2011
Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Okan SÜLE tarafından hazırlanan “Dielektrik Yüklü Bir Mikrodalga Rezonatöründe Elektrik Alanın ve Isı Dağılımının FDTD Metodu ile İncelenmesi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ/DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Sedef KENT

İkinci Danışman :

Başkan	Prof. Dr., Sedef Kent : İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı	İmza
Üye	Prof. Dr. Güneş Yılmaz Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi, Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı	İmza
Üye	Prof. Dr. Osman Nuri Uçan İstanbul Aydın Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi, Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı	İmza
Üye	Yrd. Doç. Dr. Osman Hilmi Koçal Yalova Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi, Bilgisayar Mühendisliği Anabilim Dalı	İmza
Üye	Yrd. Doç. Dr. Erhan Pulat Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi, Makine Mühendisliği Anabilim Dalı	İmza
Üye		İmza

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Kadri ARSLAN
Enstitü Müdürü
.././....(Tarih)

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

-tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,

-görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,

-başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,

-atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,

-kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,

-ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

.././....

Okan Süle

ÖZET

Doktora Tezi

DİELEKTRİK YÜKLÜ BİR MİKRODALGA REZONATÖRÜNDE ELEKTRİK ALANIN VE ISI DAĞILIMININ FDTD METODU İLE İNCELENMESİ

Okan SÜLE

Uludağ Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Sedef KENT

Bu tezde, günlük hayatta ve endüstriyel uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaya başlanan mikrodalğanın, mikrodalga ısıtma açısından incelemesi dikdörtgensel bir mikrodalga rezonatörü için yapılmıştır. Mikrodalga ısıtmanın verimini belirleyen, rezonatör içindeki alan dağılımlarıdır. Alan dağılımlarının bulunmasında, kullanım kolaylığı ve işlem süresinin azlığı gibi sahip olduğu avantajlar sebebiyle zaman uzanımı sonlu farklar (FDTD) yöntemi nümerik metot olarak seçilmiştir. FDTD metoduyla, seçilen dielektrik malzeme üzerindeki mikrodalga kayıp güç yoğunluk değişiminin homojen dağılım yapısına uygun olması, mikrodalga ısıtma açısından temel hedef olarak belirlenmiştir. Bu doğrultuda ilk olarak dilim şeklindeki dielektrik malzemeye yüklenmiş dikdörtgen bir rezonatör göz önüne alınarak yüklü durumdaki yansıma katsayısı genlik değişimleri, elektrik alan değişimleri analitik olarak mod denkleştirme yöntemiyle bulunarak sonuçlar FDTD ve Ansoft HFSS nümerik sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Analitik olarak yapılan analizden yola çıkılarak malzeme ve besleme konumu ile ilgili optimizasyon yapılmıştır. Daha sonra ısı analizi yapılarak sonuçlar elde edilmiştir. Isı analizi üç farklı malzeme için aynı rezonatörle yapılmıştır. Buna göre ısıl parametreler belirlenerek malzemelerin dielektrik sabitleri ısıya göre değişen bir fonksiyon olarak ifade edilerek iki boyutlu sıcaklık haritaları ve farklı noktalar için tek boyutlu zamana bağlı sıcaklık değişimleri bulunmuştur.

Anahtar Kelimeler: Mikrodalga ısıtma, rezonatör, mikrodalga kayıp güç yoğunluğu, zaman uzanımı sonlu farklar yöntemi, dielektrik malzeme, mod denkleştirme yöntemi

2011, x + 88 sayfa.

ABSTRACT

PhD Thesis

THE EXAMINATION OF ELECTRIC FIELD AND HEAT DISTRIBUTION ON A MICROWAVE RESONATOR LOADED WITH DIELECTRIC BY FDTD METHOD

Okan SÜLE

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Electronic Engineering

Supervisor: Prof. Dr.Sedef KENT

In this thesis microwave which has prevalently started to be used in everyday life and industrial applications has been examined from the point of view of microwave heating for a rectangular microwave resonator. The thing which determines the output of microwave heating is field distributions. Finite difference time domain method has been perceived as the numerical method owing to the advantages such as usage profits and the shortness of procedure in reaching the field distributions. That microwave loss power intensity change on discerned dielectric material is suitable for homogen field distribution with FDTD method has been determined as the fundamental object. From this particular aspect a rectangular resonator which has firstly been loaded with dielectric material in slabs has been taken into consideration and reflection coefficients, electric field distributions have been found with mode matching method and then results have been compared with FDTD' s and Ansoft HFSS' s numerical results. By means of the analitical analysis the position of dielectric material optimization have been made and the temperature analysis has been performed and the results are obtained. Temperature analysis for the three different materials has been performed with the same resonator. Having determined heating parameters according to this fact dielectric constants of the materials have been expressed as a function changing according to heat and two-dimensional heating maps and one-dimensional heating changes according to time for different points have been found out.

Key words: Microwave heating, resonator, microwave loss power, finite difference time domain method, dielectric material, mode matching method

2011, x + 88 pages.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında ilk olarak danıőmanım olmayı kabul edip, hiçbir yardımı esirgemeyen, karakteri ve bilgi birikimiyle nasıl bir akademisyen olunması gerektiği konusunda örnek bir insan olan Prof. Dr. Sedef Kent'e, tezimin őekillenmesinde bilgi birikimleri ve manevi desteklerini esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Osman Hilmi Koçal'a, Yrd. Doç. Dr. Erhan Pulat'a ve Prof. Dr. Fuat Kent'e, hayat ortağım, en zor zamanlarda hep yanımda olan eőim Öğr. Gör. Dr. Gülcan Süle'ye, varlığı ile hayatımıza anlam katan ışığım, oğlum Ömer Süle'ye ve beni her zaman desteklemiş olan, bana olan inançlarını hiçbir zaman kaybetmeyen annem, babam, ablam ve abime tüm kalbimle teşekkür ederim.

Okan Süle
07/06/2011

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGE ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	4
3. MATERYAL VE YÖNTEM	8
3. 1. Mikrodalga Isıtmanın Matematiksel Temelleri	8
3. 1. 1. Mikrodalga ısıtmanın elektromanyetik temelleri	9
3. 1. 2. Isı taşınımı	11
3.1.2.1. İletim ile ısı taşınımı	11
3.1.2.2. Konveksiyon ile ısı taşınımı	12
3.1.2.3. Radyasyon ile ısı taşınımı	12
3.1.2.4. Isı iletiminin genel denklemi	13
3.2. Mikrodalga Isıtmanın Sayısal Modellenmesi	13
3.2.1. Zaman domeni sonlu farklar yöntemi	14
3.2.1.1. Maxwell denklemlerinin FDTD ile çözümü	14
3.2.1.2. Hücre boyutu, sayısal kararlılık ve dispersiyon	19
3.2.1.3. Sınır koşulları	20
3.2.2. Isı transfer denklemlerinin FDTD ile çözümü	22
3.2.2.1. Isı için sınır koşulları	23
3.2.2.2. Gauss-Seidel yöntemi	24
3.2.2.3. Bilgisayar algoritması	25
3.3. Transmisyon Hat Tekniği ile Rezonans Frekansı Bulunması	27
3.3.1. Yükleme etkisinin genel incelemesi	27
3.3.2. Rezonatör analizi	34
3.3.2.1. Rezonatör boyutlarının belirlenmesi	35

3. 4. Mod Denkleştirme Yöntemi	37
3.4.1. Mod denkleştirme yöntemi kullanılarak alan formülasyonunun oluşturulması	37
3.4.1.1. Temel eşitlikler	38
3.4.1.2. Dalga kılavuzu sınır koşulları	38
3.4.2. Mod denkleştirme yönteminin uygulanması	41
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	50
4.1. Malzeme Yeri Optimizasyonu	53
4.2. Optimizasyon Yönteminin Büyük Boyutlu Rezonatöre Uygulanması	59
4.2.1. Plastik türü malzeme için malzeme yeri optimizasyonu	59
4.2.2. Düşük nemlilik oranına sahip yiyecek türü malzeme için malzeme yeri Optimizasyonu	65
4.2.3. Yüksek nemlilik oranına sahip yiyecek türü malzeme için malzeme yeri Optimizasyonu	68
4.2.4. Plastik türü malzeme için malzeme kalınlık optimizasyonu	70
4.3. Malzeme Üzerindeki Isı Dağılımının Bulunması	72
4.3.1. Mikrodalga güç yutulumu	72
4.4. FDTD ile Isı Analizinin Yapılması	74
5. SONUÇ	81
KAYNAKLAR	83
ÖZGEÇMİŞ	88

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
ω	Açısal frekans (rad/s)
Y	Admitans (mho)
w_{sx}, w_{sy}	Ağırlık fonksiyonları
I	Akım (A)
μ_r	Bağıl manyetik geçirgenlik sabiti
u_{mxx}, u_{mny}	Baz fonksiyonları
$\tilde{\sigma}$	Boltzman sabiti
A_{mn}^h, A_{mn}^e	1. Bölgenin (dalga kılavuzu) TE, TM mod katsayıları
B_{mn}^h, B_{mn}^e	2. Bölgenin (rezonatör giriş) TE, TM mod katsayıları
C_{mn}^h, C_{mn}^e	3. Bölgenin (dielektrik bölgesi) TE, TM mod katsayıları
D_{mn}^h, D_{mn}^e	4. Bölgenin (rezonatör sonu) TE, TM mod katsayıları
λ_0	Dalga boyu (m)
B	Dalga kılavuzunun faz sabiti (rad/m)
k_{mn}	Dalga yayılım sabiti (1/m)
ϵ_r	Dielektrik geçirgenlik
ϵ_r'	Dielektrik kayıp faktörü
ϵ_r''	Dielektrik sabiti
σ_e	Efektif İletkenlik (S/m)
\vec{E}	Elektrik alan şiddeti (V/m)
$\tilde{\epsilon}$	Emisyon katsayısı
f	Frekans (Hz)
V	Gerilim (V)
κ	Isıl iletkenlik (W/m. ⁰ C)
c	Işık hızı (m/sn)
σ	İletkenlik (S/m)
Q	Kalite faktörü
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Kartezyen koordinatlar sisteminin birim vektörleri
H	Konveksiyon katsayısı (W/m ² . ⁰ C)
ρ	Malzeme yoğunluğu (kg/m ³)
\vec{H}	Manyetik alan şiddeti (A/m)
μ	Manyetik geçirgenlik
P	Mikrodalga kayıp güç yoğunluğu (W/m ²)
f_{mnp}	mnp modunun rezonans frekansı (Hz)
$\alpha_{mn}^h, \alpha_{mn}^e$	Mod normalizasyon katsayıları
k_0	Serbest uzayın dalga sayısı (rad/m)
ϵ_0	Serbest uzayın dielektrik geçirgenliği (F/m)
μ_0	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği (H/m)
η_0	Serbest uzayın öz empedansı (ohm)

T	Sıcaklık ($^{\circ}\text{C}$)
Cp	Spesifik ısı ($\text{J}/\text{kg}\cdot^{\circ}\text{C}$)
Z_{mn}^h, Z_{mn}^e	TE ve TM modlarına dair dalga empedansları (ohm)
$\vec{e}_{mn}^e, \vec{e}_{mn}^h$	TM ve TE mod vektörleri
Γ	Yansıma katsayısı
Δx	Yee birim hücre x kenar boyu (m)
Δy	Yee birim hücre y kenar boyu (m)
Δz	Yee birim hücre z kenar boyu (m)
\vec{J}_s	Yüzeysel akım yoğunluğu (A/m^2)
\hat{n}	Yüzey normal birim vektörü
Δt	Zaman adımı (sn)

Kısaltmalar

Açıklama

TE	Enine Elektrik
TM	Enine Manyetik
FD	Frekans Domeni
CEM	Hesaplamalı Elektromanyetizma
MoM	Moment Yöntemi
FDTD	Sonlu Farklar Zaman Domeni
FEM	Sonlu Elemanlar Yöntemi
TLM	Transmisyon Hattı Yöntemi
TD	Zaman Domeni

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1. Birim yee hücresi	16
Şekil 3.2. İki dielektrik ortam arasındaki sınır koşulu	20
Şekil 3.3. Mikrodalga ısıtmanın sayısal modelinin bilgisayar akış diyagramı	26
Şekil 3.4. Rezonatör yapısı ve transmasyon hat eşdeğeri	30
Şekil 3.5. Dalga kılavuzu ile beslenen rezonatör yapısı ve yük	42
Şekil 3.6. Frekansa göre yansıma katsayısı genlik değişimi (Ansoft HFSS ile bulunan sayısal sonuç)	50
Şekil 3.7. Frekansa göre yansıma katsayısı genlik değişimi (analitik çözüm)	51
Şekil 3.8. Frekansa göre yansıma katsayısı genlik değişimi (Ansoft HFSS sayısal sonuç, 2,4-2,5 GHz arası değişim)	51
Şekil 3.9. Frekansa göre yansıma katsayısı genlik değişimi (analitik çözüm, 2,4-2,5 GHz arası değişim)	52
Şekil 3.10. Yansıma katsayısı genliklerinin $d=20$ mm için karşılaştırılması	53
Şekil 3.11. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansıma katsayısı değişimi	54
Şekil 3.12. $d=5$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	55
Şekil 3.13. $d=5$ mm için analitik olarak bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	55
Şekil 3.14. $d=80$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	56
Şekil 3.15. $d=80$ mm için analitik olarak bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	56
Şekil 3.16. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı ($d=80$ mm)	57
Şekil 3.17. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı ($d=5$ mm)	57
Şekil 3.18. $d=55$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	58
Şekil 3.19. $d=55$ mm için analitik olarak bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi	58
Şekil 3.20. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı ($d=55$ mm)	59
Şekil 3.21. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansıma katsayısı değişimi	60
Şekil 3.22. Dielektrik malzeme üzerindeki elektrik alanın değişimi (analitik çözüm)	61
Şekil 3.23. Dielektrik malzeme üzerindeki elektrik alanın değişimi (FDTD ile bulunan sayısal çözüm)	61
Şekil 3.24. Yansıma katsayısı genliklerinin karşılaştırılması $d=115$ mm için	62
Şekil 3.25. Yansıma katsayısı genliklerinin karşılaştırılması $d=180$ mm için	63
Şekil 3.26. $d=115$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	63
Şekil 3.27. $d=145$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	64
Şekil 3.28. $d=210$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	64
Şekil 3.29. $d=195$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	65
Şekil 3.30. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansıma katsayısı değişimi	66
Şekil 3.31. $d=210$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	66
Şekil 3.32. $d=215$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	67
Şekil 3.33. $d=220$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	67
Şekil 3.34. $d=140$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	67

Şekil 3.35. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansımaya katsayısı değişimi	68
Şekil 3.36. $d=140$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	69
Şekil 3.37. $d=180$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	69
Şekil 3.38. $d=150$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	70
Şekil 3.39. $d=210$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	70
Şekil 3.40. $d=115$ mm için rezonatördeki malzeme kalınlığına göre yansımaya katsayısı değişimi	71
Şekil 3.41. $t=65$ mm için malzeme yüzeyindeki elektrik alan dağılımı	72
Şekil 3.42. $t=65$ mm için malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı	72
Şekil 3.43. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki FDTD ile elde edilen ısı dağılımı (ısıtma süresi 20 saniye)	74
Şekil 3.44. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı	75
Şekil 3.45. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki ısı dağılımı (ısıtma süresi 5 dakika)	76
Şekil 3.46. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı	76
Şekil 3.47. (240mm, 180 mm, 210 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi	77
Şekil 3.48. (340mm, 20 mm, 210 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi	78
Şekil 3.49. Malzemenin üst x-y kesitindeki ısı dağılımı (ısıtma süresi 5 dakika)	79
Şekil 3.50. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı	79
Şekil 3.51. (240mm, 150 mm, 140 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi (ısıtma süresi beş dakika)	80
Şekil 3.52. (189 mm, 172 mm, 140 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi (ısıtma süresi beş dakika)	80

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Analitik ve sayısal olarak bulunan rezonans frekanslarının karşılaştırılması	36
Çizelge 3.2. Yüklü rezonatör için modlar, mod tipleri ve rezonans frekansları	60

1. GİRİŞ

Mikrodalga günlük hayata birçok uygulamasıyla yaygın olarak girmiştir. Bu uygulamaların içerisinde özellikle dielektrik kayıplarla mikrodalga enerjisinin ısıya dönüşmesinin kullanıldığı endüstriyel uygulamalar çok büyük önem kazanmıştır. Klasik ısıtma yöntemlerine göre sahip olduğu kısa ısıtma zamanı, ısıtma işleminin ısıtılacak malzemenin merkezinden dışına doğru olması, maliyet gibi üstünlükleriyle mikrodalga ısıtmanın son yıllarda daha çok tercih edilmesine karşın, ısıtma işleminin yapıldığı mikrodalga fırınlarındaki enerji dağılımının homojen olmaması çözülmesi gereken temel sorun olarak ortaya çıkmaktadır.

Mikrodalga fırın içerisindeki elektromanyetik ve ısı olaylarının belirlenmesi, ısıtma işleminin uygun ve doğru şekilde yapılmasını sağlayacağından tüm uygulamanın yapısını belirler. Bu tasarımda mikrodalga enerjisinin fırın içerisindeki dağılımının fırının şekline ve boyutlarına, ısıtılacak olan malzemenin elektromanyetik ve fiziksel özelliklerine olan bağımlılığı göz önüne alınmaktadır. Malzemenin dielektrik kayıplarıyla ısı şeklinde açığa çıkan mikrodalga enerjisinin verimliliği, uyarım şeklinin, sisteme verilecek gücün büyüklüğünün ve ısıtma süresinin belirlenmesiyle yapılacak olan doğru tasarımın bir sonucu olacaktır.

Maxwell denklemleri elektromanyetik olayların ifade edilmesinde kullanılan temel kanunlardır. Elektromanyetik analizin yapılacağı yapının çok karmaşık olmaması kaydıyla analitik olarak alan ifadeleri elde edilebilmekle beraber özellikle mikrodalga ısıtmada kullanılan şekil olarak karmaşık, homojen olmayan dielektrik malzemelerin analizini analitik olarak yapmak çok zordur. Bu noktadan hareketle teknolojinin gelişimiyle doğru orantılı olarak, elektromanyetik analizlerin bilgisayarla yapılması hesaplamalı elektromanyetizma (CEM-computational electromagnetics) olarak adlandırılan yöntemlerin gelişmesini sağlamıştır. Bu yöntemler, incelenecek olan ve bünyesinde karmaşık elektromanyetik olayları barındıran her türlü mikrodalga sistemlerinde ihmal edilebilecek kadar küçük hatalarla doğru sonuçlar vermektedir.

Genel olarak hesaplamalı elektromanyetizma (CEM), fark ve integral denklemlerine dayalı yöntemler olmak üzere iki bölümde incelenebilir. Bilgisayarların gelişiminden önceki dönemde, frekans domeni (FD) temelindeki uygulamaların, zaman domenindeki

(TD) uygulamalara göre daha yaygın kullanılmasının temel sebebi analitik olarak daha kolay işlem yapılabilir olmasıyken, son yıllarda bilgisayar teknolojisindeki hızlı gelişim bu durumu değiştirmiştir. 1960'lı yılların ilk yarısında elektromanyetikte olan gelişim özellikle zaman domenli fark denklemlerine dayalı yöntemlerin kullanımını büyük ölçüde yaygınlaştırmıştır.

Frekans veya zaman domeninde sonuç verebilen elektromanyetik yöntemlerinin yaygın olarak kullanılanları; zaman domenli sonlu farklar (FDTD-finite difference time domain) yöntemi, sonlu elemanlar yöntemi (FEM-finite element method), transmisyon hattı yöntemi (TLM-transmission line method) ve moment yöntemidir (MoM-method of moment).

Bu tezdeki temel yöntemlerden biri olarak zaman domenli sonlu farklar yöntemi, dielektrik yüklü bir mikrodalga rezonatörünün içindeki alan ve ısı dağılımlarının bulunmasında kullanılmıştır. Tezin ilk bölümünde mikrodalga ısıtma tekniği hakkında bilgi verilmiş ve temel olarak ısı iletim şekillerinden bahsedilmiştir. İkinci kısımda sayısal model olarak belirlenen zaman domenli sonlu farklar yöntemi açıklanmış, fark denklemlerinin ayrıştırılması ve tezin sonraki kısımlarında kullanılacak olan bilgisayar algoritması verilmiştir. Üçüncü bölümde transmisyon hattı tekniği açıklanmıştır. Dördüncü bölümde mod denkleştirme yöntemi, dilim şeklindeki dielektrik malzeme ile yüklü ve dalga kılavuzu ile beslenen yapı için verilmiştir. Beşinci bölümde elde edilen analitik sonuçların doğruluğu sayısal sonuçlarla karşılaştırılarak (Ansoft HFSS ve FDTD) dielektrik malzemenin rezonatör içindeki en uygun konumunun belirlenmesi için bir optimizasyon yöntemi ortaya konulmuştur ve Beşinci bölümde büyük boyuttaki bir rezonatör için mod denkleştirme yöntemi ile elde edilen analitik çözümler doğrultusunda üç farklı dielektrik özelliğe sahip dilim şeklindeki malzeme için önceki bölümde verilen optimizasyon yönteminden faydalanılarak uygun konum hesapları yapılmış ve yansıma katsayısı genlik değişimleri, elektrik alan değişimleri verilmiştir. (Bu hesaplama için dielektrik malzemenin rezonatör içindeki konumu analitik olarak elde edilen sonuçlar karşılaştırılarak elde edilmiş ve mikrodalga ısıtma açısından uygun görülen durum incelenmiştir). Altıncı kısımda ilk olarak mikrodalga ısıtma sisteminin eşdeğer devre analizi formülasyonu açıklanarak daha önce ele alınan üç farklı malzeme için ısı haritaları elde edilmiştir.

Dikdörtgen bir mikrodalga rezonatöründe mikrodalga kayıp güç yoğunluk değişimleri ve ısı analizi yapılmadan önce, incelenecek olan rezonatörün boyutlarının ve dilim şeklindeki malzemenin rezonatör içindeki konumunun belirlenmesinde izlenecek olan yolun analitik ve sayısal çözümlerle verilmesi ve daha sonra ilgili analizlerin yapılması, konuyla ilgili olarak yapılacak diğer çalışmalar için katkı sağlamaktadır. Dilim şeklindeki malzemenin üzerinde oluşacak elektrik alan dağılımlarının analitik olarak çözümü ve yapılan optimizasyon bu tezin temelini oluşturmuştur.

Bu tezde, ısıtılacak olan malzemenin dielektrik sabiti ve ısıtma frekansı bilgilerinin belli olmasıyla aşağıda verildiği şekilde analiz yapılarak, mikrodalga ısıtma optimizasyonu dilim şeklindeki malzeme için etkin bir biçimde ve ilk olarak yapılarak bilimsel literatüre katkı sağlanmıştır:

- a) Isıtma frekansı civarında (bu tezde 2,45 GHz olarak alınmıştır) içinde dielektrik malzeme yokken çok sayıda modu destekleyen rezonatörün boyutlarının belirlenmesi
- b) Rezonatörün dilim şeklinde tüm kesiti kaplayan dielektrik malzeme ile yüklenmesi durumunda malzemenin konumuna bağlı olarak rezonatörde ortaya çıkacak olan modların belirlenmesi
- c) Malzemenin konumuna bağlı olarak mod denkleştirme yöntemiyle yansıma katsayısı genlik değişimlerinin elde edilip, düşük değerde olduğu noktaların tespit edilerek rezonatör içindeki güç verimliliğinin artırılması
- d) Yansıma katsayısının düşük olduğu noktalarda malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımlarının elde edilerek ısıtmanın en etkin olduğu konumun tespit edilmesi (Sonuçların doğruluğu her aşamada nümerik ve analitik yöntemler karşılaştırılarak ispatlanmıştır)

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

1970'li yıllarda bir mikrodalga ısıtma sistemindeki elektromanyetik ve ısı olaylarının çözülmesi çok zor olduğu için sonuçlar deneysel olarak bulunurken, sayısal modellerin geliştirilmesiyle birlikte ve buna paralel olarak gelişen bilgisayar teknolojisiyle hızlı ve etkin bir biçimde incelenecek modellerle ilgili gerçek duruma çok yakın sayısal sonuçlar elde edilmeye başlanmıştır. Mikrodalga ısıtma kullanımının yaygınlaşması ve sayısal yöntemlerin kullanımı hızlı bir gelişim süreci geçirmiştir.

Geliştirilen sayısal yöntemler temel olarak zaman ve frekans domeninde gelişmiştir. Sonlu elemanlar yöntemi (FEM) (De Pourcq 1983) frekans domeninde çok yaygın olarak kullanılırken yine hacim integral yöntemi (VIM) (Lu ve Chew 1995) daha sonraki yıllarda yaygın bir kullanım alanına sahip olmuştur. Daha sonra transmisyon hat matrisi yöntemi (TLM) (Al-Mukhtar 1981) yaygın olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Zaman domenindeki yöntemlerin en yaygın olarak kullanılanı sonlu farklar zaman domeni yöntemi (FDTD) dir. 1960'ların ortalarında, Yee (1966) bu yöntemi ortaya koymuştur. FDTD yöntemi basit formülasyonu, çok geniş ve ileri bir bilgisayar kaynağına ihtiyaç duymaması gibi gerekçelerle mikrodalga fırınlarda ısı ve elektromanyetik alan dağılımı hesaplarında çok geniş bir kullanım alanına sahip olmuştur. FDTD yönteminin temelini oluşmasında Taflove ve Brodwin (1975), Merewether ve ark. (1980), Holland (1977), Mur (1981) ve Liao ve ark. (1984) gibi araştırmacılar önemli adımlar atmışlardır. De Pourcq (1985), FDTD yöntemini farklı tipteki, üç boyutlu dalga kılavuzu yapılarının analizinde kullanmıştır. Choi ve Hofer (1986), bir mikrodalga fırın ve mikroşerit yapının analizini FDTD yöntemiyle yapmışlardır. Olivier ve McNamara (1992) H düzlemi T-jonksiyonu yapıları, dalga kılavuzu açıklıkları ve H düzlemi dalga kılavuzu süreksizliklerini FDTD yöntemiyle incelemişlerdir. Navarro ve ark. (1992), dikdörtgen, dairesel dalga kılavuzu yapılarına FDTD yöntemini uygulamıştır. Böylece eğri yapılar için de FDTD yönteminin uygulanmasıyla bu konuda önemli adımlar atılarak yöntemin kullanım alanı genişletilmiştir.

Chu ve Chaudhury (1990), FDTD yöntemiyle dielektrik dalga kılavuzu problemlerini araştırmışlar ve Jarem (1991) prob beslemeli dalga kılavuzuyla ilgili sonuçları 1991 yılında sunmuştur. Alinikula ve Kunz (1991), dalga kılavuzu açıklık kuplaj incelemesini FDTD yöntemiyle yapmışlardır. Van Hese ve De Zutter (1992), kartezyen ve silindirik koordinatlarda süreksizliklere sahip koaksiyel dalga kılavuzu yapılarını FDTD yöntemiyle incelemişlerdir. Ko 1991 yılında, FDTD yöntemini, çeşitli tümleşik mikrodalga devre elemanlarını ve filtreleri araştırmakta kullanmıştır.

Feng ve Junmei (1993), dikdörtgen bir dalga kılavuzundaki dielektrik yapıyı FDTD yöntemiyle analiz etmişlerdir. Dib ve Katehi (1993), yine aynı konuyla ilgili sonuçları FDTD yöntemiyle vermişlerdir. Pereda ve ark. (1993) ferrit yüklü dalga kılavuzu yapılarını FDTD yöntemiyle incelemiştir.

Navarro ve ark. (1994), FDTD yöntemini, homojen, dielektrik yüklü silindirik rezonatörlerle ilgili araştırmalarında kullanmıştır. Shen ve ark. (1992), Navarro'nun çalışmasını açık silindirik rezonatörlere uygulayarak genişletmişlerdir. Wang ve ark. (1993), FDTD yöntemiyle rezonatörlerin, Q kalite faktörlerinin bulunması üzerine çalışmalar yapmıştır.

Xiao ve ark. (1992), dalga kılavuzu yapılarını analiz etmek üzere yeni bir FDTD yöntemi ortaya koymuştur. Asi ve Shafai (1992), üç boyutlu dalga kılavuzu problemlerini, iki boyuta indirgeyen yöntemi aynı yıl sunmuşlardır. Yook ve ark. (1994), FDTD yöntemine getirdikleri farklı bir yaklaşımla kısmi olarak dielektrik malzemeyle yüklü mikrodalga rezonatör için analiz yapmışlardır. Park ve Nam (1998), Mrozowski (1994) yutucu sınır koşullarına getirdikleri yeniliklerle, FDTD yöntemini dalga kılavuzu problemlerine uygulamışlardır. Remis (2000), FDTD yönteminin kararlılığı üzerinde durmuştur.

Taflove ve Umashankar (1982), karma bir yöntem olan FDTD-MoM yöntemini kuplaj problemlerinin araştırılması için ortaya koyup kullanmışlardır. Aoyagi ve ark. (1993), yine karma bir spektral FDTD yöntemini anizotropik ve homojen olmayan yapıların analizinde kullanmıştır.

De Pourcq (1985) kapalı bir mikrodalga ısıtma sistemine FDTD yöntemini ilk uygulayanlardan biridir. Pourcq kayıplı bir malzemeyle yüklü bir dalga kılavuzunda elektromanyetik alanlar ve güç dağılımı ile ilgilenmiştir. Liu ve Bialkowski (1994) homojen olarak dielektrik yüklü bir çok modlu rezonatör sistemine bu tekniği uygulayarak tekniği genişletmiştir. Araştırma sonuçları göstermiştir ki mikrodalga ısıtma olayı FDTD yöntemiyle yeterli oranda benzetilebilmiştir. Son yıllardaki birçok çalışma göstermiştir ki (Dibben ve Metaxas 1996, Iskander 1994) FDTD yöntemi farklı dielektrik ısıtma problemlerinin tam dizi çözümüne uygun etkili bir sayısal yöntemdir.

1994 yılında FDTD yöntemi, geniş boyutlu çeşitli dielektrik ısıtma problemlerinin simule edilmesinde etkin ve çok yaygın bir sayısal yöntem olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Sunberg ve ark. (1996, 1998), mikrodalga fırınların tasarımının temelini oluşturacak malzeme üzerindeki güç dağılımlarını endüstriyel fırınlarda incelemiştir. Zhao ve Turner (1996), dielektrik malzeme sınır koşullarının modellenmesinde yeni yaklaşımlar sunmuşlar ve böylelikle FDTD yöntemiyle mikrodalga ısıtma olayının daha hassas bir biçimde incelenmesini sağlamışlardır. FDTD yöntemi kullanılarak eğri yüzeyler ihtiva eden birbiriyle bağlantılı bölümler içeren veya oyuklu (ridge) dalga kılavuzunun içindeki polimer malzemedeki güç dağılımı ve elektromanyetik alan tahminini incelenmesi yöntemi, eğrisel yol (contour path) tekniğinin eğri yüzeylere çok yakın alan bileşenlerine uygulanmasıyla geliştirilmiştir ve Taflove ve Jurgens (1997) ve yine Jurgens ve ark. (1992) elektrik alan ve ısı dağılımını düz olmayan, eğri yüzeyli mikrodalga fırın için bulmuşlardır.

Kriegsmann (1992), tek modlu bir mikrodalga rezonatöründe seramik bir malzemenin ısıtılması üzerine, karma bir yöntem ortaya koyarak çalışmalar yapmıştır. Reader ve ark. (1998) tek modlu ve çok modlu fırınlar için deneysel ve nümerik sonuçlar elde etmişlerdir. Kondylis ve ark. (2001) nümerik metodların bilgisayar hafızasını daha verimli kullanabilmesine yönelik çalışmalar yapmışlardır.

Sayısal yöntemlerden FEM, zaman domeninde lineer olmayan davranışları modelleyebilmesi ve rastgele geometrilere uygulanabilir olmasıyla avantajlara sahip olmasına karşın, matris tersi alınmasının gerekliliği (oldukça uzun ve zor bir süreci

kapsamaktadır) ve kapalı problemlere uygulanabilirliğinin pratik ve kolaylığının, açık ve yarı açık problemlerde çok fazla eleman gerekliliğinden kaynaklı zorluğundan dolayı bazı dezavantajlara sahiptir.

Analitik çözüme yönelik çalışmaların temelini noktasal olmayan bir kaynakla beslenen (besleme kaynağı dalga kılavuzu) yapılarda mod denkleştirme yöntemi oluşturmuştur. Bu yöntem sınır koşulları gözönüne alınarak alan ifadelerin mod toplamları şeklinde yazılması temeline dayanmaktadır. Wexler (1967) dalga kılavuzu süreksizliklerini mod denkleştirme yöntemiyle incelemiştir. Mod denkleştirme yöntemini basamak tipteki süreksizliklerin çözümünde Reiter ve Arndt (1994), Patzelt ve Arndt (1982) etkin bir biçimde kullanmışlardır. Terril (1998) ve Wu (2002) mikrodalga ısıtma etkinliği açısından iris tipi problemlerin rezonatör uygulamaları için mod denkleştirme yöntemiyle çalışmalar yapmışlardır.

Bu yöntemler arasında işlem yoğunluğu en az olan FDTD yöntemidir. Basit formülasyonu, daha az bilgisayar kaynağı gerektirmesi FDTD yönteminin diğer avantajlarıdır. FEM yöntemi ise kapalı bir çözüm sunduğundan daha kesin çözüm verirken daha fazla program koşturma zamanı, daha güçlü donanım ve daha karmaşık yazılım gerektirir. Bunun yanında FDTD yöntemi, iteratif çözüm sunduğundan her zaman yakınsamama tehlikesi mevcut iken daha az program koşturma süresi, daha basit programlama olanağı sunmaktadır. Eğri olmayan yüzeyleri içeren yapıların inceleneceği bu tezin kapsamında, sahip olduğu avantajlar sebebiyle FDTD programı kullanılmıştır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tezde, bir rezonatör içindeki dielektrik malzemenin ısıtılma etkinliği ve verimi incelenmiştir. Bu sebeple, ilk olarak mikrodalga ısıtmanın temellerinden bahsedilmiştir.

3. 1. Mikrodalga Isıtmanın Matematiksel Temelleri

Bir elektromanyetik alan altında bulunan bir dielektrik malzemede, malzemenin yapısına bağlı olarak, elektromanyetik enerji ya bu malzeme üzerinde toplanır ya da dielektrik kayıplarından dolayı ısı enerjisine dönüşür. Malzeme ile elektromanyetik alanlar arasındaki etkileşimden dolayı meydana gelen termik olayları anlayabilmek için bu malzemenin hem elektromanyetik alan altındaki davranışını hem de ısınmasından dolayı ortaya çıkan mekanizmaları incelemek gereklidir. Mikrodalga frekanslarındaki elektromanyetik enerjinin ortamlarla etkileşmesinden elektrik ve termik mekanizmalar ortaya çıkar. Bu mekanizmaları matematiksel model altında belirli bir yaklaşımla incelemek, hem elektromanyetik olayları hem de termik olayları ifade eden matematiksel modelleri oluşturmak ve bunlar arasındaki ilişkiyi ortaya koymakla mümkündür. En genel halde elektromanyetik enerjinin dielektrik kayıplarla ısıya dönüşmesini kullanan endüstriyel süreçlerin davranışı ve kontrolü ancak böyle bir modelle benzetilebilir.

Dielektrik kayıplardan yararlanılarak malzemelerin elektromanyetik enerji ile ısıtılması süreçlerinde karmaşık ve zincirleme olaylar dizisi meydana gelir. Bu olaylar ortamda meydana gelen etkileşimler neticesinde ortaya çıkar. Bu etkileşimler, bir mikrodalga ısıtma sürecinde iki şekilde ortaya çıkar. Birincisi, elektromanyetik alanlar ile sıcaklık ve fizikokimyasal reaksiyonlar arasındaki etkileşimdir. Malzemenin ısınması, ortamda kütle transferi ve bazı kimyasal reaksiyonların oluşmasına sebep olacaktır. Bu da malzemenin elektriksel ve fiziksel özelliklerinin değişmesine sebep olacağından ortamdaki elektromanyetik alan dağılımının da değişmesine neden olacaktır. Elektromanyetik alan dağılımındaki bu değişim malzeme üzerindeki güç dağılımını da etkileyeceğinden ısınma sürecinin de değişmesine sebep olacaktır. Bu karşılıklı etkileşim süreç boyunca devam edecektir.

Bir mikrodalga ısıtma sürecindeki ikinci etkileşim ise malzeme, fırın ve ortama gücü sağlayan kaynak arasında ortaya çıkar. Malzemenin ısınması neticesinde dielektrik özelliklerinde meydana gelecek olan değişme ortamdaki elektromanyetik alan dağılımını değiştirmesine ve dolayısıyla fırının yapısına bağlı olarak ortamın mikrodalga kaynağına verdiği tepkinin değişmesine neden olacaktır. Kaynağa karşı verilen tepkinin değişmesi, bu tepkiye verilen cevabın da değişmesine sebep olacaktır. Bu değişiklik de yine ısıtma üzerinde etkili olacaktır. Böylece zincirleme bir çevrim başlayacaktır.

Karmaşık ve zincirleme olaylar dizisini bünyesinde barındıran mikrodalga ısıtma sistemlerinde, ısıtma sürecinin kontrolü ve optimizasyonu, ancak meydana gelen fiziksel olayların matematiksel ifadelerinin birbirleri ile olan ilişkileri de göz önüne alınarak çözülmesiyle mümkün olur. Bu sebeple bu bölümde, mikrodalga ısıtmanın sayısal modellenmesine temel sağlayacak matematiksel bağıntılar ve bunların anlamları üzerinde durulacaktır.

3. 1. 1. Mikrodalga ısıtmanın elektromanyetik temelleri

Bir ortamla elektromanyetik alanlar arasındaki ilişki aşağıda verilen Maxwell denklemleri vasıtasıyla ortaya konulur.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.1a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_k^e + \vec{J}_c^e \quad (3.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_k^e \quad (3.1d)$$

Burada \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} ve \vec{B} sırasıyla elektrik ve manyetik alan şiddetleri, elektrik ve manyetik akı yoğunluklarıdır. \vec{J}_k^e ve ρ_k^e kaynak tarafından sağlanan elektrik akımı ve

yük yoğunluklarıdır. \vec{J}_c ise iletkenlikten dolayı meydana gelen akım yoğunluğunu temsil etmektedir. Ortam ile elektromanyetik alanlar arasındaki ilişki,

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (3.2)$$

ifadeleri ile belirlenir. σ ortamın iletkenliği, ϵ ortamın dielektrik geçirgenliği ve μ ise ortamın manyetik geçirgenliğidir. Mikrodalga ısıtmada ilk iki parametrenin önemi büyüktür. Bu çalışmada manyetik geçirgenlik ise $\mu = \mu_0$ olarak kabul edilmiştir; μ_0 serbest uzayın manyetik geçirgenliğidir.

Kaynak frekansı ω olmak üzere, zamana bağlı $e^{j\omega t}$ ile verilen monokromatik alanlar söz konusu olduğunda bir ortama ilişkin karmaşık dielektrik geçirgenlik sabiti aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\epsilon_c = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \quad (3.3)$$

Burada ϵ_0 serbest uzayın dielektrik geçirgenliği, ϵ_r' karmaşık bağıl dielektrik geçirgenlik sabitinin gerçel kısmı ve ϵ_r'' ise karmaşık bağıl dielektrik geçirgenlik sabitinin sanal kısmıdır.

Bir dielektrik ortamda ısının meydana çıkması, malzemenin dielektrik kayıp faktörüne ve iletkenliğine bağlıdır. Makroskobik boyutta incelendiğinde, malzeme içerisinde mevcut olan serbest yüklerin (iyonlar veya çok az miktarda bulunabilecek serbest elektronlar) elektrik alandan etkilenmeleriyle yapacakları osilasyonları neticesinde ve polar moleküllerin (dipolar momentleri sıfırdan farklı olan moleküllerin) elektrik alanla birlikte yapacakları dönme hareketinden dolayı oluşan dielektrik röleksiyon ile olmak üzere iki farklı mekanizma malzemenin ısınmasına katkıda bulunacaktır. Bu mekanizmalardan ilki, ortamın iletkenlik sabiti ile; ikincisi de ortamın dielektrik kayıp faktörü ile temsil edilir.

Bu verilenler çerçevesinde, (3.2) ve (3.3) denklemleri kullanılarak Maxwell denklemleri tekrar yazılırsa,

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.4a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r' \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma_e \vec{E} + \vec{J}_o \quad (3.4b)$$

halini alacaktır. Burada $\sigma_e = \sigma + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r''$ ile verilen eşdeğer iletkenliktir. Malzemenin bu σ iletkenliğinden dolayı üzerinde meydana gelecek güç yoğunluğu ise,

$$P = \frac{1}{2} \sigma_e |\vec{E}|^2 \quad (3.5)$$

ile belirlenir. (3.5) ifadesi, malzemenin ısınması için gerekli enerjiyi sağlayan terimdir.

3. 1. 2. Isı taşınımı

Isı kaynağından çıkan ısı malzeme üzerinde yayılır. Bu yayılma, malzeme içinde yüksek sıcaklıktaki noktalarda sıcaklığı daha düşük olan noktalara doğru difüzyonla gerçekleşir. Bu kısımda kısaca ısının malzeme içinde yayılımına ilişkin mekanizmalar ve temel kavramlar verilecektir. Isı enerjisi ve ısı miktarı malzeme içinde moleküllerin titreşimine bağlı düzensizlik dağılımlarının bir toplamıdır. Bir madde veya cisim üzerinden ısının geçişi bu molekül titreşimlerin en yakın moleküle iletilmesiyle gerçekleşir. Isı enerjisinin malzeme geçişi veya üzerinde transferi, iletim, konveksiyon ve radyasyon ile olmak üzere üç farklı modda gerçekleşir.

3. 1. 2. 1. İletim ile ısı taşınımı

Cisim üzerine verilen enerji nedeniyle moleküllerin titreşmesi ve bu titreşimleri en yakınlarındaki moleküllere ve onların da diğer moleküllere şokla iletilmesiyle ısı taşınımı gerçekleşir. Isı taşınımı gerçekleşirken, ısı belli bir oranda iletilir. Bu oran sabiti ısı iletkenliği adını alır. İletimle ısı taşınması, matematiksel olarak aşağıda verilen Fourier yasası ile ifade edilir (Metaxas 1996).

$$\vec{J} = -k \nabla T \quad (3.6)$$

Burada \vec{J} , ısı akısı, k , ısı iletkenliği ve T ise sıcaklık dağılımıdır.

3. 1. 2. 2. Konveksiyon ile ısı taşınımı

Konveksiyonla ısı taşınması modunda iki mekanizma mevcuttur. Konveksiyonla ısı taşınımı, rasgele moleküler hareketlerle taşınabileceği gibi makroskobik olarak toplu hareketle de taşınabilir. Bunlarda ilki cismin ısıtıldığı ortamdaki hava moleküllerin cismin yüzeyine çarparak ısıyı taşınması; ikincisi ise bir moleküller topluluğu olarak hareket eden bir sıvı veya gaz akışının cisimden ısıyı taşınmasıdır. Konveksiyonla ısı iletimi matematiksel olarak Newton yasası ile ifade edilir (Metaxas 1996):

$$\hat{n} \cdot \vec{J} = H_c (T_s - T_a) \quad (3.7)$$

Burada, H_c , konveksiyon katsayısı, T_s , cismin yüzey sıcaklığı ve T_a ısı olarak incelenecek olan malzemeyi içeren ortamın sıcaklığıdır (*ambient*). (3.7) eşitliği, özellikle ısı transfer denkleminin çözümünde sınır koşulu olarak kullanılır.

3. 1. 2. 3. Radyasyon ile ısı taşınımı

Herhangi bir sıcaklıktaki bir cisim termal radyasyonla enerji salar. Bu enerji elektromanyetik dalgalar vasıtasıyla taşınır. Isınmakta olan cisimi çevreleyen yüzey bu salınan enerjiyi emer. Dolayısıyla cisim ve onu çevreleyen yüzey arasında bir ısı taşınması olur. Bu tip ısı taşınması daha çok yüksek sıcaklıklarda etkilidir. Düşük sıcaklıklarda ihmal edilebilir. Radyasyon ile ısı iletimi, matematiksel olarak Stephan-Boltzman yasası ile ifade edilir (Çengel 2003, Metaxas 1996):

$$\hat{n} \cdot \vec{J} = \tilde{\epsilon} \tilde{\sigma} \left(T_y^4 - T_{yüzey}^4 \right) \quad (3.8)$$

Burada, $\tilde{\epsilon}$, emisyon katsayısı, $\tilde{\sigma}$, Stephan-Boltzman sabiti ($\tilde{\sigma} = 5,67 \times 10^{-8} W / m^2 K^4$), T_y , cismin yüzey sıcaklığı ve $T_{yüzey}$, cisimi çevreleyen yüzeyin sıcaklığıdır.

3. 1. 2. 4. Isı iletiminin genel denklemi

Termodinamiğin birinci yasasına (enerji dengesi) göre, herhangi bir test hacmine iletilen ve bu hacimden çıkan ısı miktarları arasındaki fark ile test hacminde birim zamanda üretilen ısı miktarının toplamı, test hacmindeki birim zamandaki iç enerji artmasına eşittir. Buna göre katı cisimler içerisinde ısı üretimi olması halinde, zamana bağlı (geçici rejimde) sıcaklık dağılımını veren ısı iletiminin genel denklemi (Fourier denklemi),

$$P_v + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = C_p \rho_v \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.9)$$

şeklinde ifade edilir (Kakaç 1998, Metaxas 1996). Burada C_p özgül ısı, ρ_v özgül kütle, κ ısı iletim katsayısı, T sıcaklık ve P_v birim ısı zamanda üretilen ısı miktarıdır. Mikrodalga ısıtmada P_v terimi, (3.9) eşitliğinde verilen hacimsel güç dağılımı ifadesi olarak alınır. (3.9) ifadesinde eşitliğin sağ tarafı, termal enerji artış hızını; eşitliğin sol tarafındaki ilk terim o noktadaki ısı üretimini ve son terim, bir noktaya giren ve bu noktadan ayrılan enerji farkını gösterir. (3.9) eşitliği yazılırken malzemede herhangi bir kütle transferi v.b. başka fiziksel olayların olmadığı farzedilmiştir.

3. 2. Mikrodalga Isıtmanın Sayısal Modellenmesi

Mikrodalga ısıtma teknolojisi günümüzde, birçok endüstriyel süreçte artan bir hızla etkin olarak kullanılmaktadır. Bir mikrodalga ısıtma sisteminin kalitesi, içerisine yerleştirilmiş yük üzerinde mümkün olduğunca uniform sıcaklık dağılımı sağlayabilmesi ile değerlendirilir. Bu özelliğin sağlanması ile endüstriyel süreçlerde daha fazla verim ve daha kaliteli ısıtma söz konusu olacaktır. Belirli bir malzeme (yük) için, ısıtma sisteminin tasarımı ve optimizasyonu bu özelliğin sağlanmasında önemlidir. Tasarımın istenilen özellikler doğrultusunda yapılabilmesi de mikrodalga ısıtma esnasında oluşan fiziksel olayların (elektromanyetik alanlar, ısı ve kütle transferi v.b.) analizi ile mümkündür.

Mikrodalga ısıtma problemlerini, karmaşık yapıları ve birbirleri ile ilişkili olarak gerçekleşen olaylar dizisini içermeleri sebebiyle analitik olarak çözümlenmek çok güçtür.

Dolayısıyla bu tür sistemlerin sayısal olarak çözümlenmesi, elde edilecek sonuçların değerlendirilerek sistemin tasarlanması açısından büyük önem taşır. Özellikle son yıllarda bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler sayesinde sayısal çözümlerin hassasiyetlerinin artırılmasıyla daha doğru sonuçlar elde edilmektedir. Fakat, mikrodalga ısıtma problemlerinin sayısal olarak çözülmesi istendiği durumda da yine bazı güçlükler çıkacaktır ki uygun algoritmanın seçimiyle bu tür zorlukları yenmek mümkün olacaktır.

Bu kısımda, kayıplı ve homojen olmayan bir dielektrik malzeme ile yüklenmiş bir mikrodalga uygulayıcısı içindeki elektromanyetik alan dağılımının, yük üzerindeki sıcaklık dağılımı ve Maxwell denklemlerinin, ısı denklemlerinin Zaman Domeni Sonlu Farklar yöntemi (FDTD – Finite Difference Time Domain) ile çözümlerine değinilecektir. Bu sebeple ilk olarak FDTD yönteminin temel denklemleri verilerek incelenecektir.

3. 2. 1. Zaman domeni sonlu farklar yöntemi

Günümüzde bilgisayar teknolojisindeki gelişmelere paralel olarak, analitik çözümü güç olan fiziksel problemlerin çözümleri için çok sayıda sayısal yöntemler geliştirilmektedir. Bunlar arasında belki de en popüler olan zaman domeni sonlu farklar yöntemi (FDTD), algoritmanın kurulmasındaki basitliği ve donanım gereksiniminin daha az olması tercih sebebidir. Bu yöntemin temeli, sürekli uzayın bir örgü ile ayrıklaştırılması ve bu sürekli uzayda tanımlı olan herhangi bir kısmi diferansiyel denklemin, içerdiği zamana ve konuma bağlı türev ifadeleri yerine, Taylor seri açınımları yardımıyla elde edilen fark denklemleri kullanılarak ayrıklaştırılmış uzayda tanımlanmasıdır. Bu sebeple, bu kısımda türev ifadeleri yerine kullanılacak fark denklemleri tanımlanacaktır.

3. 2. 1. 1. Maxwell denklemlerinin FDTD ile çözümü

FDTD ile Maxwell denklemlerinin çözümünü yapabilmek için (3.4a) ve (3.4b) de verilen ifadelerdeki rotasyonel yerine eşitliğini koyarak vektör denklemleri, alanların bileşenlerine göre tekrar düzenlenmelidir.

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.10a)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.10b)$$

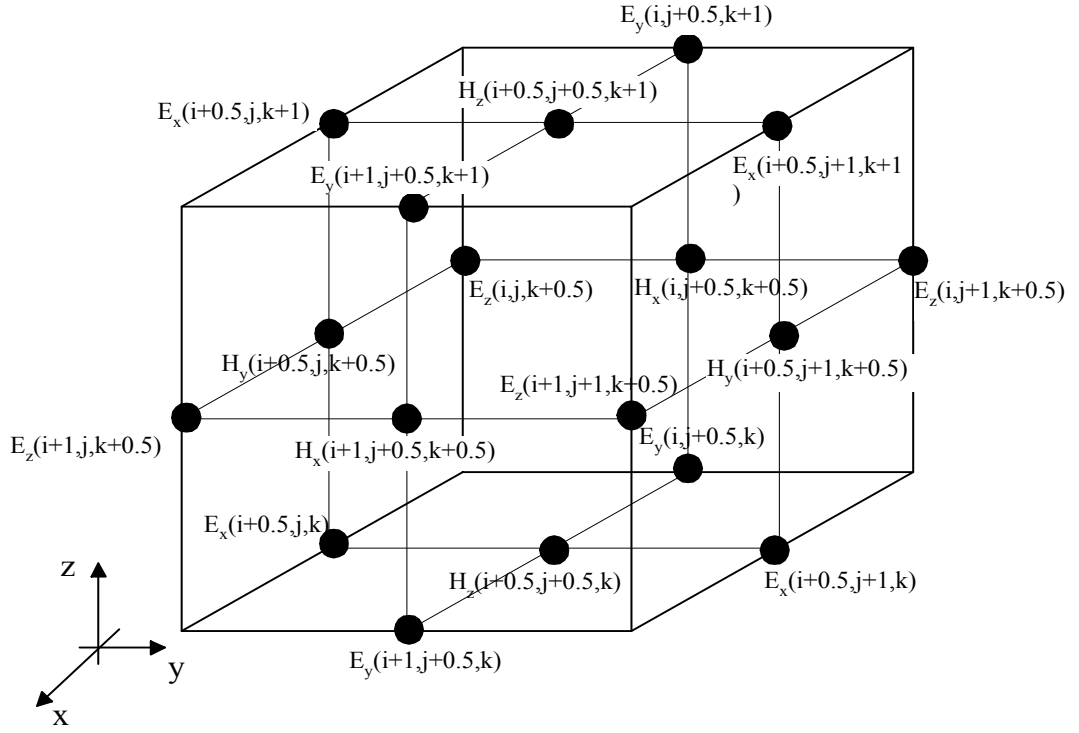
$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.10c)$$

Burada verilen bu birbirine bağılı altı kısmi diferansiyel denklem FDTD yöntemi için temel denklemleri oluşturur.

(3.10) eşitliğinde verilen altı diferansiyel denklemin FDTD ile çözülebilmesi için öncelikle problem uzayının kartezyen örgüyle ayrıklaştırılması gerekmektedir. Normalde uzayın herhangi bir noktasında elektromanyetik alanların bu altı bileşeni de mevcuttur ve dolayısıyla bu uzayı ayrıklaştıran kartezyen hücrelerin her noktasında da bu alanlar mevcuttur. Fakat Yee, Maxwell denklemlerin FDTD ile çözümü için belli noktalara sadece alanın bir bileşenini yerleştirdiği, Şekil 3.1’de görülen hücre yapısını önermiştir. Bu hücre, işlem basitliği ve donanım gereksinimi açısından büyük faydalar sağlamıştır.

Şekil 3.1’den görüldüğü üzere, elektrik alan bileşenleri, hücrenin kendileriyle aynı yöndeki kenarların orta noktasına; manyetik alan bileşenleri ise kendi yönlerine dik yüzeyin orta noktasına yerleştirilmiştir.

Elektromanyetik alanların tahmini için Maxwell denklemlerin FDTD ile ayrıklaştırılması (3.10) eşitliği ile verilen diferansiyel denklemlerde görülen zamana ve konuma bağılı türev ifadeleri yerine fark denklemlerinin konulması ile yapılır. Buradaki zamana ve konuma bağılı türevler, ikinci dereceden kesme hatasına sahip olan merkezi fark denklemleri ile ifade edilecektir. Bu ifade elde edilirken Yee hücresi, yani alanların konumları da gözönüne alınacaktır.



Şekil 3.1. Birim yee hücresi

$F(x,y,z;t)$ zamanda ve konumda sürekli değişen bir fonksiyon olmak üzere bu fonksiyonun ayrıklaştırılmış ifadesi

$$F(x, y, z; t) \Big|_{i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z; n\Delta t} = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F_{(i,j,k)}^n \quad (3.11)$$

olarak ifade edildiği gözönüne alınarak FDTD formülasyonu bulunur. (3.10a) eşitliğinde verilen manyetik alanın x-bileşenine ait diferansiyel denklem ele alınarak; bu denklemde türev ifadeleri yerine bir önceki bölümde ifade edilen merkezi fark denklemleri yerleştirilir. Yalnız bu işlem yapılırken ayrıklaştırılmış alanın Yee hücresi üzerindeki konumu dikkate alınmalıdır. Buna göre;

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_o}{\Delta t} \left[H_x^{n+0.5}(i, j + 0.5, k + 0.5) - H_x^{n-0.5}(i, j + 0.5, k + 0.5) \right] \\ &= \frac{1}{\Delta z} \left[E_y^n(i, j + 0.5, k + 1) - E_y^n(i, j + 0.5, k) \right] - \frac{1}{\Delta y} \left[E_z^n(i, j + 1, k + 0.5) - E_z^n(i, j, k + 0.5) \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

ve bu denklem düzenlenirse,

$$\begin{aligned}
H_x^{n+0.5}(i, j+0.5, k+0.5) &= H_x^{n-0.5}(i, j+0.5, k+0.5) + \\
Rz \left[E_y^n(i, j+0.5, k+1) - E_y^n(i, j+0.5, k) \right] &- Ry \left[E_z^n(i, j+1, k+0.5) - E_z^n(i, j, k+0.5) \right]
\end{aligned} \tag{3.13a}$$

denklemleri elde edilir. Aynı işlem diğer manyetik alan bileşenlerine de uygulanırsa,

$$\begin{aligned}
H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) &= H_y^{n-0.5}(i+0.5, j, k+0.5) + \\
Rx \left[E_z^n(i+1, j, k+0.5) - E_z^n(i, j, k+0.5) \right] &- Rz \left[E_x^n(i+0.5, j, k+1) - E_x^n(i+0.5, j, k) \right]
\end{aligned} \tag{3.13b}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+0.5}(i+0.5, j+0.5, k) &= H_z^{n-0.5}(i+0.5, j+0.5, k) + \\
Ry \left[E_x^n(i+0.5, j+1, k) - E_x^n(i+0.5, j, k) \right] &- Rx \left[E_y^n(i+1, j+0.5, k) - E_y^n(i, j+0.5, k) \right]
\end{aligned} \tag{3.13c}$$

denklemleri elde edilir. Burada Δx , Δy ve Δz , x, y ve z yönündeki konum adımları ve Δt de zamanda konum adımı olmak üzere,

$$Rx = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \quad Ry = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \quad Rz = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \tag{3.13d}$$

dir. Böylece manyetik alanlara ait ayrıklaştırılmış denklemler elde edilir. Aynı şekilde elektrik alanlara ait ayrıklaştırılmış denklemleri elde edebilmek için elektrik alanın x-bileşenine ait diferansiyel denklemden başlanarak benzer işlemler uygulanır. Burada türevler için yine merkezi fark denklemleri kullanılacaktır. Buna göre;

$$\begin{aligned}
\frac{\varepsilon(i+0.5, j, k)}{\Delta t} \left[E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - E_x^{n-0.5}(i+0.5, j, k) \right] &+ \sigma(i+0.5, j, k) E_x^n(i+0.5, j, k) = \\
\frac{1}{\Delta y} \left[H_z^n(i+0.5, j+0.5, k) - H_z^n(i+0.5, j-0.5, k) \right] &- \\
\frac{1}{\Delta z} \left[H_y^n(i+0.5, j, k+0.5) - H_y^n(i+0.5, j, k-0.5) \right] &
\end{aligned} \tag{3.14}$$

elde edilir. Yukarıda manyetik alan bileşenleri için bulunan fark denklemlerine dikkat edilirse, manyetik alanlar zamanın buçuklu noktalarında hesaplatılmaktadır. Aynı ifadelerde, elektrik alanların ise zamanın tam noktalarındaki değerleri kullanılmaktadır. Dolayısıyla, elektrik alanlar için yazılacak fark denklemlerinde elektrik alanlar, zamanın tam katlarında hesaplatılmalıdır. Bu sebepten yukarıda elektrik alanın x- bileşeni için yazılan ifadeye n yerine n+0.5 konulmalıdır. Fakat bu durumda yukarıdaki denklemde n anında var olan elektrik alanın x- bileşeni n+0.5 zaman noktasına kayacaktır. Bunun yerine de, çevresindeki iki noktanın yani n+1 ve n zaman noktalarındaki değerlerin ortalaması yazılacaktır. Bu koşullar gözönüne alınır ve düzenlenerek denklem tekrar yazılırsa,

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i+0.5, j, k) &= Ca(i+0.5, j, k)E_x^n(i+0.5, j, k) \\
&+ Cby(i+0.5, j, k)[H_z^{n+0.5}(i+0.5, j+0.5, k) - H_z^{n+0.5}(i+0.5, j-0.5, k)] \\
&- Cbz(i+0.5, j, k)[H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) - H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5)]
\end{aligned} \tag{3.15a}$$

denklemini elde edilir. Aynı işlemler, diğer elektrik alan bileşenleri için de yapılırsa,

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i, j+0.5, k) &= Ca(i, j+0.5, k)E_y^n(i, j+0.5, k) \\
&+ Cbz(i, j+0.5, k)[H_x^{n+0.5}(i, j+0.5, k+0.5) - H_x^{n+0.5}(i, j+0.5, k-0.5)] \\
&- Cbx(i, j+0.5, k)[H_z^{n+0.5}(i+0.5, j+0.5, k) - H_z^{n+0.5}(i-0.5, j+0.5, k)]
\end{aligned} \tag{3.15b}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i, j, k+0.5) &= Ca(i, j, k+0.5)E_z^n(i, j, k+0.5) \\
&+ Cbx(i, j, k+0.5)[H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) - H_y^{n+0.5}(i-0.5, j, k+0.5)] \\
&- Cby(i, j, k+0.5)[H_x^{n+0.5}(i, j+0.5, k+0.5) - H_x^{n+0.5}(i, j-0.5, k+0.5)]
\end{aligned} \tag{3.15c}$$

ifadelerine ulaşılır. Burada Δp x-, y- veya z- yönündeki konum adımın göstermek üzere,

$$Ca(i, j, k) = \frac{2\varepsilon(i, j, k) - \sigma(i, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k)\Delta t} \quad Cbp(i, j, k) = \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k)\Delta t)\Delta p} \tag{3.15d}$$

dir.

3. 2. 1. 2. Hücre boyutu, sayısal kararlılık ve dispersiyon

Bir önceki kısımda elde edilen fark denklemlerin bilgisayar ortamında çözümü gerçekleştirilmeden önce hücre boyutunu (Δx , Δy , Δz) ve zaman adımını (Δt) belirlemek gerekmektedir. Hücre boyutları, bir ortamda, bir işaretin sahip olduğu farklı frekans bileşenlerinin farklı yayılım hızlarından dolayı meydana gelecek sayısal dispersiyonu önleyecek şekilde seçilmelidirler. Daha sonra da sayısal kararlılık sağlanacak şekilde zaman adımı belirlenir.

Sayısal dispersiyonu önleyecek hücre boyutları seçilirken uygulanan işaretin en büyük frekans bileşeninin dalgaboyu esas alınır. Nyquist örnekleme teoremine göre seçilecek en büyük hücre boyutları, bu dalga boyunun yarısına eşit olmalıdır (Nyquist 1928). Buna göre hücre boyutları,

$$\frac{\lambda_{\min}}{2} \geq \Delta x, \Delta y, \Delta z \geq \frac{\lambda_{\min}}{100} \quad (3.16)$$

eşitsizliğini sağlayacak şekilde seçilmelidir. Fakat ortam bir malzeme içeriyorsa bu malzeme üzerinde, sonuçların hassasiyeti ve dispersiyon oluşmaması için hücre boyutların üst sınırı $\lambda_{\min}/10$ değerine kadar indirilecektir.

Zaman adımının seçimi Courant kararlılık kriterine (Taflove ve ark. 1975) göre yapılır. Bu kritere göre, sayısal sonuçların ıraksamaması için zaman adımı,

$$\Delta t \leq \left(c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \right)^{-1} \quad (3.17)$$

eşitsizliğini sağlayacak şekilde seçilmelidir. Burada c ışık hızıdır. Yee yaklaşımında uniform örgü kullanıldığında ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$) bu ifade

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (3.18)$$

haline dönüşecektir.

3. 2. 1. 3. Sınır koşulları

Bir mikrodalga ısıtma sisteminde, Maxwell denklemlerinin sayısal çözümünde sınır koşullarının da çözüme ilavesi gerekir. Bu sınır koşullarından ilki, ısıtma sisteminin iletken duvarları üzerindeki elektrik alanın

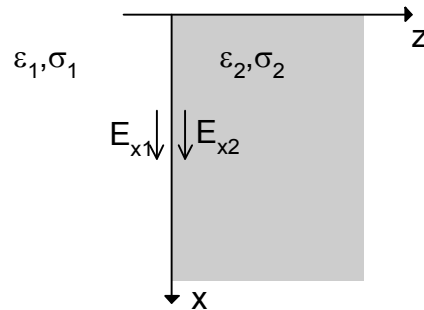
$$\hat{n} \times \vec{E}|_s = 0 \quad (3.19)$$

koşulunu sağlamasıdır. Bu, elektrik alanın iletken duvarlar üzerindeki teğetsel bileşeninin sıfır olması anlamına gelir. Çözüm esnasında bu duvarlar üzerinde yer alan elektrik alanın teğetsel bileşenlerinin değerleri doğrudan sıfıra eşitlenerek sınır koşulu sağlanır.

İncelenecek mikrodalga ısıtma sistemi dielektrik malzeme içerdiğinden, malzemenin yüzeyindeki sınır koşulunun ifade edilmesi gereklidir. İki farklı dielektrik ortam arasındaki yüzeyde elektrik alan,

$$\hat{n} \cdot (\epsilon_1 \vec{E}_1)|_s = \hat{n} \cdot (\epsilon_2 \vec{E}_2)|_s \quad (3.20)$$

koşulunu sağlamalıdır. Bu koşul, iki farklı dielektrik ortam arasındaki yüzeyde elektrik alanın normal bileşeninin süreksiz olduğunu belirtir. Bunun yanında elektrik alanların dielektrik yüzeye teğet olan bileşenleri süreklidir. FDTD formülasyonunda elektrik alanların teğetsellik koşulu kullanılacaktır. Bunun için Şekil 3.2 de verilen iki dielektrik ortam arasındaki sınır koşulu elde edilir.



Şekil 3.2. İki dielektrik ortam arasındaki sınır koşulu

Birinci ortamdaki elektrik alanın x-bileşeni ve ikinci ortamdaki elektrik alanın x-bileşeni (3.5a) eşitliği ile verilen elektrik alanının x-bileşenine ait diferansiyel denklemi ayrı ayrı sağlarlar:

$$\varepsilon_1 \frac{\partial E_{x1}}{\partial t} + \sigma_1 E_{x1} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \varepsilon_2 \frac{\partial E_{x2}}{\partial t} + \sigma_2 E_{x2} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.21a,b)$$

Burada manyetik alanlar dielektrik ortamdan etkilenmediğinden birinci ve ikinci ortam diye belirtilmemiştir. Her iki denklem toplanır ve ortalaması alınır ve elektrik alanın teğetsel bileşeninin sınır üzerinde sürekli olduğu göz önünde bulundurulursa,

$$\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.22)$$

denklemleri elde edilir. Benzer denklemler bu sınıra teğet olan diğer bileşenler için de oluşturulur. Bu denklemlere dikkat edecek olursak Maxwell denklemlerinin FDTD ile çözümünde kullanılan denklemlerle, iki ortamın dielektrik sabiti ve iletkenliklerinin ortalamasını içermesi dışında aynı yapıya sahiptir. Dolayısıyla FDTD çözümü yapılırken dielektrik sınır üzerine gelindiği takdirde sadece dielektrik özellikleri yukarıdaki denkleme göre değiştirmek sınır koşulunun sağlanması için yeterli olacaktır.

Sayısal çözümde kullandığımız üçüncü sınır koşulu da yutucu sınır koşuludur (Ramahi 1999). Yutucu sınır koşulu, açık veya yarı açık problemlerde kullanılır. Bilgisayar kapasitesinin sınırlı olması, açık veya yarı açık problemlerde çözüm uzayının belli sınırlarda tutulmasını gerektirir. Bu sınırlara yutucu yüzeyler yerleştirilmelidir ki yüzeyden elektromanyetik dalga geri yansımaları ve sonsuza doğru gittiği farz edilsin. Yapılan sayısal çözümde yutucu yüzey, besleme düzleminin arka kısmına yerleştirilmiştir. Besleme düzleminin ayrılan elektromanyetik dalga her iki yönde de yayılır.

Bu tezde mükemmel denkleştirilmiş tabaka (perfectly matching layer, PML) (Berenger 1994) sınır koşulu kullanılmış ve sonuçların doğruluğu G. MUR sınır koşuluyla da test edilmiştir (Engquist ve Majda 1977).

3. 2. 2. Isı transfer denklemlerinin FDTD ile çözümü

Bir ortamdaki sıcaklık dağılımının elde edilmesi, bu ortam üzerinde ısı transfer denkleminin çözümüyle mümkündür. Bu kısımda bahsedilen bu denklemin bilgisayar ortamında çözümü için gerekli sayısal modelin FDTD yöntemi kullanılarak çıkartılması yapılacaktır.

FDTD yönteminin karakteri gereği, elde edilen sayısal modelin bilgisayar ortamında çözümü esnasında kararlılığının sağlanması şarttır. Bu kararlılık da, seçilecek zaman adımının sınırlanmasıyla yapılır. Fakat bu tür süreçlerde, ısıtma süresi uzundur. Dolayısıyla zaman adımına bir sınırlama koymak, bilgisayar ortamında problemin koşturma zamanını çok fazla uzatır ya da problemin çözümünü imkansızlaştırır. Bu tür sorunların ortadan kaldırılması ancak kapalı çözüm sunmakla mümkündür. Bu amaçla bu denklemlerin FDTD ile çözümünde, her durumda, kararlılık koşulunu yerine getiren Crank-Nicholson yaklaşımı kullanılmıştır (Crank ve Nicholson 1947, Metaxas 1996).

Crank-Nicholson yaklaşımında, zamana göre türevler için, ileri fark eşitliği kullanılırken, konuma göre olan ikinci dereceden türev ifadeleri yerine ise,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{T^{n+1}(i-1, j, k) - 2T^{n+1}(i, j, k) + T^{n+1}(i+1, j, k)}{(\Delta x)^2} + \frac{T^n(i-1, j, k) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i+1, j, k)}{(\Delta x)^2} \right] \quad (3.23)$$

eşitliği kullanılır (Torres ve Jecko 1997).

(3.22) ile verilen ısı transfer denkleminin üç boyutta çözümü için, bu denklem açık bir şekilde ifade edilirse,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{C_p \rho_o} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \frac{P_v}{C_p \rho_o} \quad (3.24)$$

elde edilir. Bu denkleme Crank-Nicholson yaklaşımı uygulanırsa,

$$\begin{aligned}
& (1 + 3\beta_1)T^{n+1}(i, j, k) - \frac{\beta_1}{2} [T^{n+1}(i-1, j, k) + T^{n+1}(i, j-1, k) + T^{n+1}(i, j, k-1) + \\
& T^{n+1}(i+1, j, k) + T^{n+1}(i, j+1, k) + T^{n+1}(i, j, k+1)] \\
& = (1 - 3\beta_1)T^n(i, j, k) + \frac{\beta_1}{2} [T^n(i-1, j, k) + T^n(i, j-1, k) + T^n(i, j, k-1) + \\
& T^n(i+1, j, k) + T^n(i, j+1, k) + T^n(i, j, k+1)] + \beta_3 P^n(i, j, k)
\end{aligned} \tag{3.25}$$

fark denklemi elde edilir. Burada,

$$\beta_1 = \frac{\kappa \Delta t}{\rho_o C_p (\Delta x)^2} \quad \beta_3 = \frac{\Delta t}{\rho_o C_p}$$

şeklindedir. Bu hesaplamalarda uniform örgü kullanılmaktadır ve elektromanyetik alanların hesabı için kullanılan örgü ile aynıdır.

(3.25) denkleminde dikkat edilecek olursa, bu denklemde birden fazla n+1 zamanına ait bilinmeyen mevcuttur. Dolayısıyla, bu denklemin iteratif olarak çözülmesi mümkün değildir. Bu denklemin çözümü ileride açıklanacak olan Gauss-Seidel yöntemi kullanılarak yapılmıştır.

3. 2. 2. 1. Isı için sınır koşulları

(3.25) denkleminde dikkat edilecek olursa, konumda bir önceki ve bir sonraki değerlerde hesaplamaya katılmaktadır. Bu, özellikle malzemenin sınırlarında, malzeme dışındaki konumlarda da büyüklüklerin değerini gerektirmektedir. Malzeme dışına taşan bu değerler sınır koşulları kullanılarak hesaplanmalıdır. Isı transfer denkleminin çözümünde, konveksiyonla ısı transfer eşitliği sınır koşulu olarak kullanılacaktır. Bu sınır koşuluna ait ayrıklaştırılmış denklem, yine FDTD yöntemi kullanılarak bulunur.

Sıcaklık dağılımına bağlı bu sınır koşulu, ısı denklemi için,

$$H_c (T_a - T_s) = \frac{\partial T}{\partial n} - L \rho_o \alpha_m \delta_T \frac{\partial T}{\partial n} \tag{3.26}$$

olarak verilir (Metaxas 1996).

3. 2. 2. 2. Gauss-Seidel yöntemi

Nokta iteratif tekniğe dayanan bu yöntem, büyük ve seyrek (sparse) sistemlerin çözümünde kullanılır. Basit bir yöntemdir. Bu yöntemde izlenilecek yol, şu şekilde özetlenebilir:

- a) Ana köşegenin bilinmeyen değerleri için her bir denklem çözülür.
- b) Bütün bilinmeyenler için bir ilk değer tahmini yapılır.
- c) Hesaplamaya, bilinmeyenler için tahmin edilmiş bu ilk değerlerden başlanır. Bu şekilde ilk adım tamamlanır.
- d) İkinci adımda, ilk adımda bulunan değerler kullanılarak bilinmeyenler hesaplanır.
- e) Bu şekilde hesaplamalar, yakınsama sağlanıncaya kadar devam eder.

Aşağıdaki gibi bir lineer denklem takımı gözönüne alınırsa;

$$\begin{aligned} a_{11}T_1 + a_{12}T_2 + \dots + a_{1n}T_n &= b_1 \\ a_{21}T_1 + a_{22}T_2 + \dots + a_{2n}T_n &= b_2 \\ \vdots & \\ a_{n1}T_1 + a_{n2}T_2 + \dots + a_{nn}T_n &= b_n \end{aligned} \quad (3.27)$$

Burada, $a_{ii} \neq 0$ olmalıdır. Buna göre Gauss-Seidel çözümü, n. iterasyonda,

$$T_i^{n+1} = \frac{1}{a_{ii}} \left\{ b_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij}T_j^{n+1} - \sum_{j=i+1}^M a_{ij}T_j^n \right\} \quad i = 1 \dots M \quad (3.28)$$

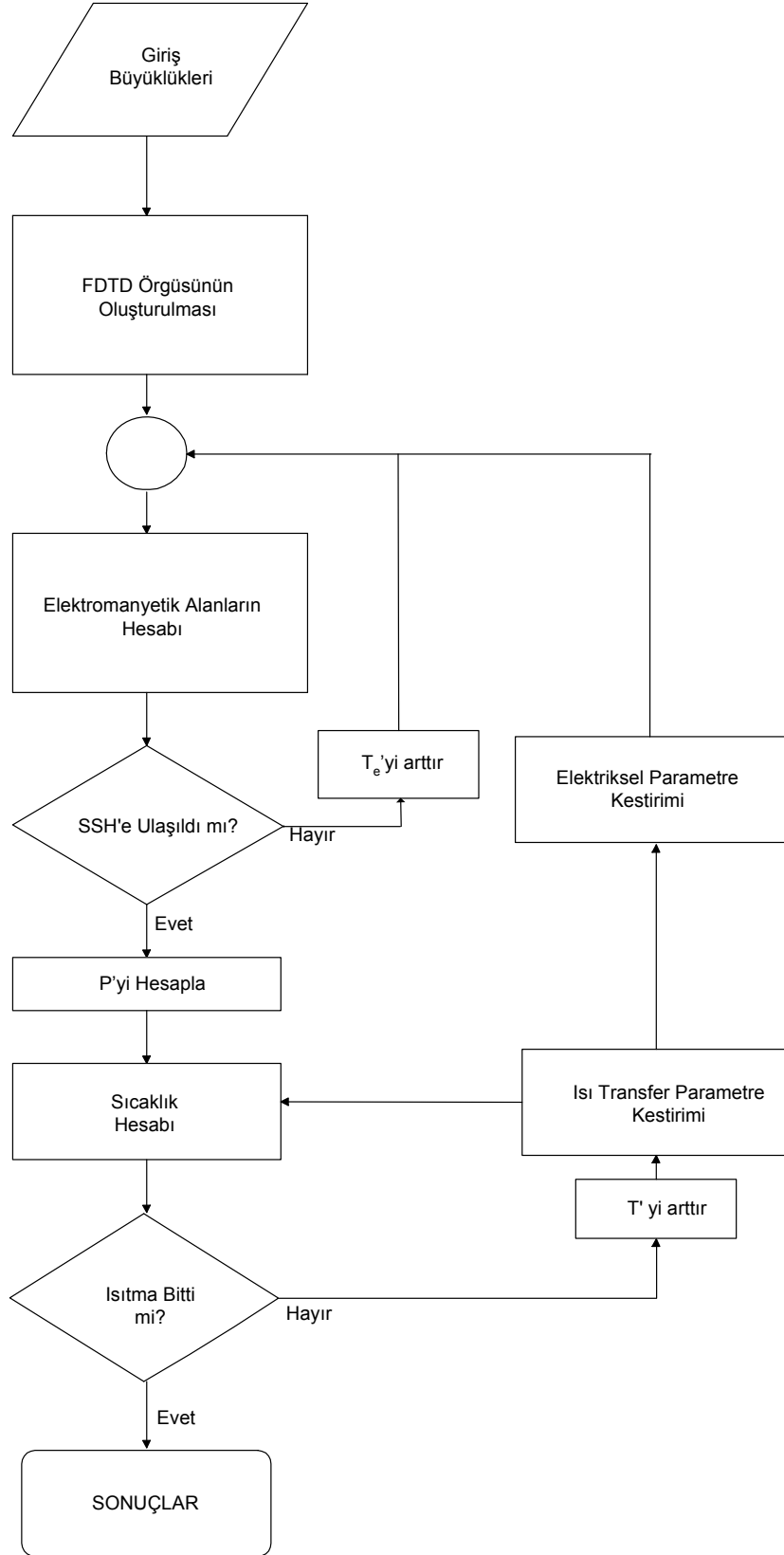
olarak verilir.

Gauss-Seidel yönteminde, yakınsama, başlangıçta tahmin edilen ilk değerlere bağlı değildir. Katsayı matrisinin davranışı yakınsama için önemlidir. Fakat yapılmış iyi tahmin iterasyon sayısını azaltacaktır. Isı denkleminin çözümünde başlangıç sıcaklığı tahminine bu değerler ile başlanması, yakınsama hızı açısından çözümde büyük avantaj sağlayacaktır.

3. 2. 2. 3. Bilgisayar algoritması

Mikrodalga ile ısıtma karmaşık bir yapıya sahiptir. Burada da görüldüğü gibi, bu süreci modellemek için farklı karakteristikteki fiziksel olayların birlikte incelenmesi gereklidir. Elektromanyetik olaylar, daha hızlı değişirken, ısı transferi daha yavaş değişen olaylardır. Bu sebeple elektromanyetik alanların ve ısı transfer olaylarının aynı zaman adımlarında hesaplanmaları yersiz olacaktır. İkinci bir sorun da elektromanyetik alanların çözümünde Courant kararlılık kriterinin sağlanması zorunluluğudur. Bu zorunluluk zaman adımının nano hatta piko saniyeler mertebesinde seçilmesini gerektirir. Bu durum da ısıtma süresinin uzun olduğu bu tür süreçlerde koşturma zamanını çok fazla uzatır hatta problemin çözümünü imkansızlaştırır. Bu sebeple, mikrodalga ısıtmanın sayısal modelinin çözümünde Şekil 3.3’de verilen akış diyagramı takip edilmiştir.

Hücre boyutları, zaman adımı, elektriksel ve fiziksel parametreler, ısıtma süresi ve kaynak gücü gibi büyüklükler program tarafından giriş olarak kabul edilmektedir. Daha sonra örgü oluşturulmaktadır. Elektromanyetik alanlar, kararlılık kriterini sağlayacak bir zaman adımı ile sinüsoidal sürekli hale ulaşmaya kadar hesaplatılmaktadır. Elektromanyetik alanlar zamanla sinüsoidal olarak değiştiği için bulunan bu sürekli sinüsoidal hal (SSH) değerlerinden ısı ve kütle transferinin hesaplatılacağı zaman noktasındaki elektromanyetik alanların değeri tahmin edilecektir. Daha sonra malzeme üzerindeki kayıp gücü hesaplanarak ısı transfer denklemi çözülecektir. Elde edilen yeni sıcaklık değerleri için elektriksel ve fiziksel parametrelerin yeni değerleri kestirilecek ve tekrar elektromanyetik alanların hesabına dönülecektir. Bu işlem ısıtma süresi sona erinceye kadar devam edecektir. Böylece program koşturma zamanının kısaltılması sağlanmış olacaktır.



Şekil 3.3. Mikrodalga ısıtmanın sayısal modelinin bilgisayar akış diyagramı

3.3. Transmisyon Hat Tekniği ile Rezonans Frekansı Bulunması

Bu bölümde transmisyon hat tekniği kullanılarak, rezonatörün içinde belirli bir yükseklik değerine konulmuş dilim şeklindeki malzemenin üzerinde ortaya çıkabilecek olası tüm modların tiplerini, rezonans frekansı değerlerini ve kalite faktörlerini bulmak üzere gerekli olan formülasyon verilmiştir. Zhi Yuan 1980 yılında ve Mladenovic ve ark. 1998 yılında bu konuyla ilgili önemli çalışmalar yapmışlardır.

3.3.1. Yükleme etkisinin genel incelemesi

İçinde herhangi bir yük olan bir rezonatör için yük parametreleri ϵ_r (karmaşık bağı dielektrik sabiti) ve $tg\delta$ (kayıp tanjantı) olmak üzere yük etkisinin çözümü için aşığıdaki dalga denklemlerinin özdeğer problemi çözölmelidir:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad \text{rezonatörün yüksüz kısımları için} \quad (3.29)$$

$$\nabla^2 \vec{E}' + k'^2 \vec{E}' = 0, \quad \nabla^2 \vec{H}' + k'^2 \vec{H}' = 0 \quad \text{yük için} \quad (3.30)$$

$$k' = k\sqrt{\epsilon_r(1 - jtg\delta)} \quad (3.31)$$

Sınır koşullarını yazarsak:

$$\vec{E}_t = 0, \vec{H}_n = 0, \text{ rezonatörün boş kısımları için}$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}'_t, \vec{H}_t = \vec{H}'_t, \text{ yük için}$$

Bu koşullar göz önüne alındığında rezonans frekansı aşığıdaki denklemlerle bulunur:

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \text{Re}\{k\} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \text{Re}\left\{\frac{k'}{\sqrt{1 - jtg\delta}}\right\} \quad (3.32)$$

Eğer yük rezonatörün tamamını dolduruyorsa $k' = k_0$ özdeğer eşitliği söz konusu olacağı için (özfonksiyonlar sadece bir sabitle birbirinden farklı olacağından) ve böylelikle k_0 'ın reel olduğu göz önüne alınarak rezonans frekansı:

$$f_0' = \frac{ck_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-jtg\delta}} \right\} = \frac{f_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\frac{\sqrt{1+tg^2\delta}+1}{2(1+tg^2\delta)}} \quad (3.33)$$

olarak bulunabilir. f_0 aynı rezonatörün boş haldeki rezonans frekansıdır. $tg\delta \ll 1$ olan bir yük için yukarıdaki denklem aşağıdaki şekilde alınabilir:

$$f_0' \approx \frac{f_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (tg\delta \ll 1) \quad (3.34)$$

Beklendiği üzere $\epsilon_r > 1$ için rezonatörün rezonans frekansı düşer.

Yüksüz bir rezonatörün iç kalite faktörü :

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \frac{\int_v \vec{H} \cdot \vec{H}^* dV}{\oint_s \vec{H}_t \cdot \vec{H}_t^* ds} \quad (3.35)$$

olarak gösterilebilir. Yukarıdaki ifadede:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f_0 \mu \sigma}} \quad (3.36)$$

ve v , s sırayla hacim ve yüzeyi ifade etmek üzere rezonatör duvarlarının cidar kalınlığını ifade ederken, μ manyetik geçirgenlik ve σ iletkenliği gösterir. Yüklü bir rezonatör için kalite faktörü (Zhi Yuan 1980):

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_0'} &= \frac{\delta'}{2} \frac{\oint_s \vec{H}_t \cdot \vec{H}_t^* ds}{\int_v \vec{H} \cdot \vec{H}^* dV} + \frac{\sigma}{\omega_0' \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\int_v \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV}{\int_v \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV} \\ &= \frac{\delta'}{2} \frac{\oint_s \vec{H}_t \cdot \vec{H}_t^* ds}{\int_v \vec{H} \cdot \vec{H}^* dV} + \frac{\sigma}{\omega_0' \epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{\delta'}{\delta} \frac{1}{Q_0} + tg\delta \end{aligned} \quad (3.37)$$

Burada:

$$\delta' = \sqrt{\frac{1}{\pi f_0' \mu_s \sigma_s}} \quad (3.38)$$

olarak belirtilebilir.

Sonuçta tamamen dolu bir rezonatörün iç kalite faktörü aşağıdaki şekilde bulunabilir:

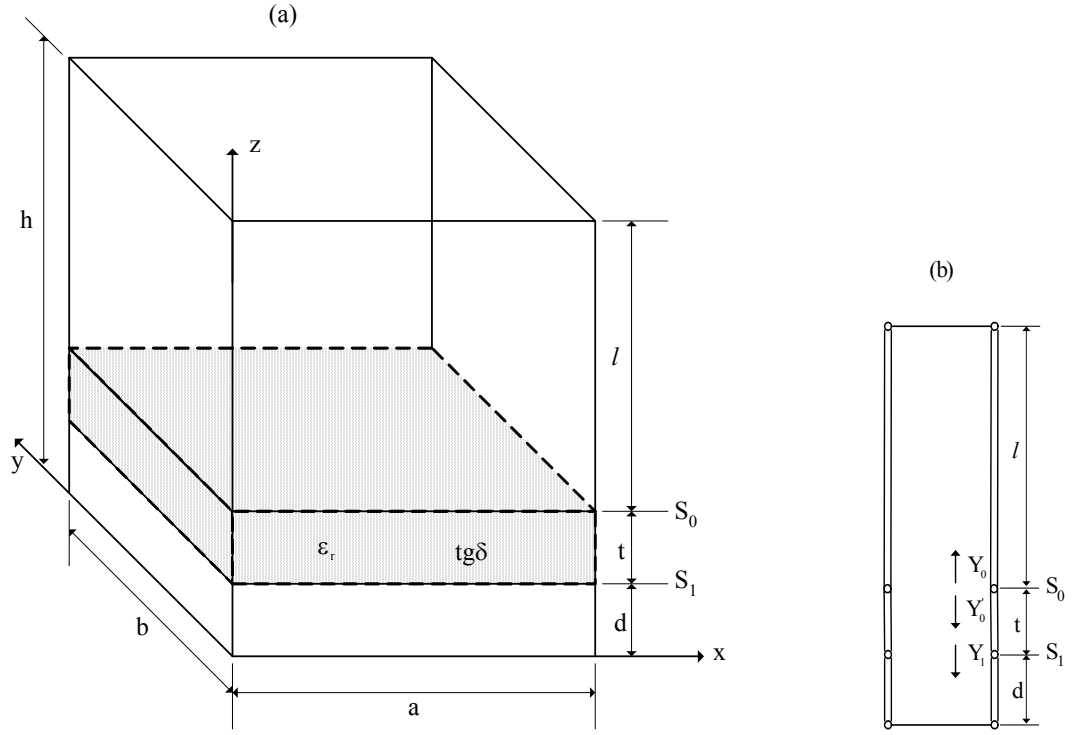
$$Q_0' = \left[\sqrt{\frac{f_0}{f_0'}} \frac{1}{Q_0} + tg\delta \right]^{-1} = \left[\sqrt[4]{\frac{2\varepsilon_r(1+tg^2\delta)}{\sqrt{1+tg^2\delta}+1}} \frac{1}{Q_0} + tg\delta \right]^{-1} \quad (3.39)$$

Q_0 faktörü genellikle çok büyük olduğundan yukarıdaki ifade:

$$Q_0' \approx \frac{1}{tg\delta} \quad \left(Q_0 \gg \frac{1}{tg\delta} \right) \quad (3.40)$$

şeklinde verilebilir.

Eğer incelediğimiz rezonatör bir tabaka şeklinde uniform bir dielektrik tabakayla yüklüyse eşdeğer transmisyon hat tekniği yöntemiyle çözüme gidilir. Şekil 3.4' te dilim şeklinde dielektrik malzeme ile yüklü bir rezonatör ve transmisyon hat eşdeğeri verilmiştir.



Şekil 3.4. Rezonatör yapısı ve transmisyon hat eşdeğeri

Rezonatörün duvarlarındaki kayıplar ihmal edilirse S_0 referans düzleminden yukarı doğru bakıldığında görülen admitans aşağıdaki şekilde verilebilir:

$$Y_0 = jB_0 = -jy \cot(\beta l) \quad (3.41)$$

S_1 referans düzleminden aşağıya doğru bakıldığında görülen admitans ise:

$$Y_1 = -jy \cot(\beta d) \quad (3.42)$$

şeklinde olur. β dalga kılavuzundaki faz sabitidir.

$$\beta = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{1 - (f_c / f)^2} = k_0 \sqrt{1 - (f_c / f)^2} \quad (3.43)$$

olarak verilir; k_0 serbest uzayın dalga sayısı, y eşdeğer iç admitansın normalize değeri ve f_c ise H_{mn} ve E_{mn} modlarının dikdörtgen kesitli bir rezonatördeki kesim frekanslarıdır.

$$k_0 = \frac{2\pi f}{c}$$

$$f_c = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.44)$$

$$\text{H modu için} \quad y_H = \frac{120\pi}{\eta_H} = \sqrt{1 - (f_c / f)^2} = \frac{\beta}{k_0} \quad (3.45)$$

$$\text{E modu için} \quad y_E = \frac{120\pi}{\eta_E} = \sqrt{1 - (f_c / f)^2} = \frac{k_0}{\beta} \quad (3.46)$$

η_H ve η_E , dikdörtgen kesitli bir dalga kılavuzu için sırasıyla H ve E modları için dalga empedanslarıdır.

S_0 düzleminde aşağıya doğru bakıldığında görülen giriş admitansı:

$$Y_0' = y' \frac{Y_1 + y' \tanh(\gamma' l)}{y' + Y_1 \tanh(\gamma' l)} \quad (3.47)$$

şeklinde olur. Burada:

$$\gamma' = \alpha' + j\beta' = k \sqrt{(f_c / f)^2 - \epsilon_r (1 - j \tan \delta)} \quad (3.48)$$

α' zayıflama sabiti ve β' faz sabiti olmak üzere γ' dielektrik yüklü bir dalga kılavuzu için yayılım sabitidir. Eğer yükü oluşturan malzeme için $\tan \delta \ll 1$ ise rezonans frekansının hesaplanmasında ihmal edilebilir. Bu durumda:

$$\alpha' \approx j\beta' \approx jk \sqrt{\epsilon_r - (f_c / f)^2}, \quad \beta' \approx k \sqrt{\epsilon_r - (f_c / f)^2}, \quad (\tan \delta \ll 1) \quad (3.49)$$

y' , H ve E modları için tamamen dielektrikle dolu bir dalga kılavuzunun eşdeğer iç admitansının normalize değeridir.

H modu için

$$y'_H = \frac{120\pi}{\eta'_H} = \frac{-j\gamma'}{k_0} = \sqrt{\varepsilon_r(1-jtg\delta) - (f_c/f)^2} = \beta' - j\alpha'/k_0 \quad (3.50)$$

E modü için

$$y'_E = \frac{120\pi}{\eta'_E} = \frac{\varepsilon_r(1-jtg\delta)k_0}{-j\gamma'} = \frac{\varepsilon_r(1-jtg\delta)}{\sqrt{\varepsilon_r(1-jtg\delta) - (f_c/f)^2}} = \frac{k_0\varepsilon_r(1-jtg\delta)}{\beta' - j\alpha'} \quad (3.51)$$

Bu denklemlerden yararlanılarak ve kayıplar da göz önüne alınarak:

$$\begin{aligned} Y_0' &= G_0' + jB_0' = y' \frac{Y_1 + y'th(\gamma't)}{y' + Y_1th(\gamma't)} \\ &= y' \frac{(y'/y)tg(\beta d)[th(\alpha't) + jtg(\beta't)] + th(\alpha't)tg(\beta't) - j}{(y'/y)tg(\beta d)[1 + jth(\alpha't)tg(\beta't)] + tg(\beta't) - jth(\alpha't)} \end{aligned} \quad (3.52)$$

eşitliği yazılabilir.

Eşdeğer transmisyon hattında aynı referans sistemi S_0 'a göre hesaplandığında rezonatörün rezonans koşulunu (Zhi Yuan 1980) sağlaması için toplam suseptans aşağıdaki koşulu sağlamalıdır:

$$\begin{aligned} \sum_{S_0} B &= B_0 + B_0' = \text{Im}\{Y_0 + Y_0'\} \\ &= -yctg(\beta l) + \text{Im}\left\{ y' \frac{(y'/y)tg(\beta d)[th(\alpha't) + jtg(\beta't)] + th(\alpha't)tg(\beta't) - j}{(y'/y)tg(\beta d)[1 + jth(\alpha't)tg(\beta't)] + tg(\beta't) - jth(\alpha't)} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3.53)$$

ya da

$$\text{Im}\left\{ tg(\beta l) \frac{(y'/y)tg(\beta d)[th(\alpha't) + jtg(\beta't)] + th(\alpha't)tg(\beta't) - j}{tg(\beta d)[1 + jth(\alpha't)tg(\beta't)] + (y'/y)[tg(\beta't) - jth(\alpha't)]} \right\} - 1 = 0 \quad (3.54)$$

admitans oranlarını (y'/y) hesaplırsak:

$$\text{H modü için} \quad (y_H'/y_H) = \frac{\beta' - j\alpha'}{\beta} \quad (3.55)$$

E modu için
$$(y_E' / y_E) = \frac{\varepsilon_r(1 - jtg\delta)\beta}{\beta' - j\alpha'} \quad (3.56)$$

Bu denklemlerden yararlanılarak rezonans koşulu kayıplar da göz önüne alınarak

H modu için:

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} tg(\beta l) \left\{ \left[\frac{\beta'}{\beta} th(\alpha' t) tg(\beta d) + \frac{\alpha'}{\beta} th(\beta' t) tg(\beta d) + th(\alpha' t) tg(\beta' t) \right] \right. \\ & \left[\frac{\beta'}{\beta} th(\alpha' t) - \frac{\alpha'}{\beta} th(\beta' t) - \frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} th(\alpha' t) tg(\beta' t) tg(\beta d) \right] + \\ & \left[\frac{\beta'}{\beta} th(\beta' t) tg(\beta d) - \frac{\alpha'}{\beta} th(\alpha' t) tg(\beta d) - 1 \right] \left[\frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} tg(\beta d) + \frac{\beta'}{\beta} tg(\beta' t) + \frac{\alpha'}{\beta} th(\alpha' t) \right] - \\ & \left[\frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} tg(\beta d) + \frac{\beta'}{\beta} tg(\beta' t) + \frac{\alpha'}{\beta} th(\alpha' t) \right]^2 - \\ & \left. \left[\frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} th(\alpha' t) tg(\beta' t) tg(\beta d) - \frac{\beta'}{\beta} th(\alpha' t) + \frac{\alpha'}{\beta} tg(\beta' t) \right]^2 \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3.57)$$

E modu için:

$$\begin{aligned} & \frac{\beta^2 \varepsilon_r^2 (1 + tg^2 \delta)}{\alpha'^2 + \beta'^2} tg(\beta l) \left\{ \left[\frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) tg(\beta d) th(\alpha' t) - \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) tg(\beta d) tg(\beta' t) \right] \right. \\ & + \frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} th(\alpha' t) tg(\beta' t) \left[\frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) th(\alpha' t) + \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) tg(\beta' t) - \right. \\ & \left. \left. \varepsilon_r^2 (1 + tg^2 \delta) th(\alpha' t) tg(\beta' t) tg(\beta d) \right] + \left[\varepsilon_r^2 (1 + tg^2 \delta) tg(\beta d) + \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) tg(\beta' t) - \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) th(\alpha' t) \right] \left[\frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) tg(\beta d) tg(\beta' t) + \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) tg(\beta d) th(\alpha' t) - \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\alpha'^2 + \beta'^2}{\beta^2} \right] \right\} - \left[\varepsilon_r^2 (1 + tg^2 \delta) tg(\beta d) + \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) tg(\beta' t) - \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) th(\alpha' t) \right]^2 - \\ & \left[\varepsilon_r^2 (1 + tg^2 \delta) th(\alpha' t) tg(\beta' t) tg(\beta d) - \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\alpha' - \beta' tg \delta) tg(\beta' t) - \frac{\varepsilon_r}{\beta} (\beta' + \alpha' tg \delta) th(\alpha' t) \right]^2 = 0 \end{aligned} \quad (3.58)$$

f frekansı, a ve b rezonatörün boyutlarını göstermektedir. m, n mod indislerini içeren β ve α daha önce verilmiştir. z yönündeki mod indisleri p_1, p_2, p_3 tanjant fonksiyonunun periyodikliği göz önüne alınarak ifadeye aşağıdaki biçimde yerleştirilir:

$$tg(\beta l) \rightarrow tg(\beta l - p_1\pi), tg(\beta' t) \rightarrow tg(\beta' t - p_2\pi), tg(\beta d) \rightarrow tg(\beta d - p_3\pi) \quad (3.59)$$

Belirlenen mod indisleri m, n, p_1, p_2, p_3 böylelikle kayıplar da göz önüne alınarak $H_{mnp_1p_2p_3}$, $E_{mnp_1p_2p_3}$ modlarının rezonans frekanslarını verecek şekilde hesaplanır. Burada verilmesi gereken önemli noktalar:

1.) Tanjant fonksiyonunun periyodikliği:

$$tg(x - p\pi) = tgx, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

$$m, n = 0, 1, 2, \dots \quad \left\{ \begin{array}{l} m, n H_{mn} \text{ 'ler için aynı anda 0 olamaz} \\ m, n E_{mn} \text{ 'ler için aynı anda 0 olamaz} \end{array} \right.$$

$$p_1, p_2, p_3 = 0, 1, 2, \dots$$

$$2.) d + t + l = h, \quad p_1 + p_2 + p_3 = p$$

3.) f_0' rezonans frekansı hesaplandığında yük etkisinden dolayı f_0 (boş durumdaki rezonans frekansına göre kaydığı görülür.

4.) H modları ve E modları için aynı mod indislerine göre farklı rezonans frekansları söz konusudur. Bu etki yüklemenin frekans değerlerini ayırmasından dolayıdır.

3. 3. 2. Rezonatör analizi

Mikrodalga rezonatörleri, sahip oldukları avantajlarla endüstride yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Özellikle çok modlu mikrodalga rezonatörleri ısıtılacak olan malzeme üzerinde homojen sıcaklık dağılımını sağlamak ve bunu da homojene olabildiğince yaklaşan mikrodalga kayıp güç dağılımıyla sağlamak durumundadırlar. Kaynak ve rezonatör arasında olabildiğince yüksek verimde bir etkileşimin olmasıyla ve çok çeşitli elektriksel parametrelere sahip malzemeler üzerinde bu malzemelerle etkileşime girebilecek maksimum sayıda rezonans modunun ortaya çıkmasıyla etkin bir ısıtma sağlanabilir.

Malzeme ile yüklenmiş bir rezonatörde, rezonatörün boş olduğu durumda ortaya çıkabilecek (beslemeye göre değişmektedir) modların rezonans frekanslarında değişimler meydana gelerek sahip oldukları kalite faktörlerinde azalmalar meydana gelir. Birçok modun ortaya çıktığı bir rezonatör için bu durum, modların ısıtılacak olan malzeme ile etkileşimini artırır. Her mod sahip olduğu farklı dalga empedansı ile, farklı elektriksel parametrelere sahip malzemeler için etkin duruma gelerek çalışma alanının genişlemesine olanak tanır.

Yalnız göz önünde bulundurulması gereken en önemli nokta rezonatörün çok sayıda modu desteklemesinin ısıtma sürecinin verimini arttırmasının kesin olmayacağıdır. Çünkü elektriksel olarak çok karmaşık bir yapıya sahip olan rezonatörde ortaya çıkacak her mod ısıtmaya olumlu bir etki yapmamaktadır.

Bu tezde ele alınacak rezonatör boyutlarının belirlenmesinde birinci adım olarak magnetronun çalışma frekansı olan 2,45 GHz bölgesi civarında ($2,45 \text{ GHz} \pm 25 \text{ MHz}$) maksimum sayıda modu destekleyecek olan rezonatörün boyutlarının bulunması problemi ele alınmıştır.

3. 3. 2. 1. Rezonatör boyutlarının belirlenmesi

Dikdörtgen bir mikrodalga rezonatöründe yapının boş olduğu durumda rezonans frekansları:

$$f_0 = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{h}\right)^2} \quad m, n, p = 0, 1, 2, \dots \quad (3.60)$$

bağıntısı ile bulunmaktadır.

Yukarıdaki denklemde m, n, p sırasıyla x, y, z yönündeki mod indisleri a, b, h rezonatörün sırasıyla x, y, z yönündeki boyutlarını ve c ise ışık hızını göstermektedir.

Rezonatörün boyutları belirlenirken ilk olarak yukarıdaki denklem göz önünde tutularak yapının boş olduğu durum için 2,45 GHz merkez frekansı olmak üzere 50 MHz'lik bir bölge içerisinde çok sayıda modun ortaya çıktığı $a = 378 \text{ mm}$ (x yönünde), $b = 258 \text{ mm}$ (y yönünde) ve $h = 352 \text{ mm}$ (z yönünde) değerlerindeki boyutlar tespit edilmiştir. Bu

boyutların belirlediği rezonans frekansı 11 adet bulunmuştur. FDTD programıyla 2,45 GHz merkez frekansı olmak üzere 50 MHz band genişliğine sahip modüleli Gauss tipi darbe ile uyarılmış ve sırasıyla x,y,z yönünde 44, 30, 41 hücreye bölünerek modellenmiş yapıyla sayısal olarak tespit edilen rezonans frekansları ile analitik olarak bulunan rezonans frekansları Çizelge 3.1’de karşılaştırılmalı olarak verilmiştir.

Çizelge 3.1. Analitik ve sayısal olarak bulunan rezonans frekanslarının karşılaştırılması

Modlar	Mod Tipi	Analitik Olarak Bulunan Rezonans Frekansları (GHz)	Sayısal Olarak Bulunan Rezonans Frekansları (GHz)
025	TE	2,4241	2,4242
034	TE	2,4368	2,4376
042	TE	2,4763	2,4770
125	TE,TM	2,4563	2,4565
134	TE,TM	2,4688	2,4648
240	TM	2,4570	2,4583
305	TE	2,4369	2,4376
333	TE,TM	2,4668	2,4683
513	TE,TM	2,4280	2,4293
522	TE,TM	2,4504	2,4506
610	TM	2,4485	2,4497

Yukarıdaki çizelgeden görüldüğü üzere analitik olarak bulunan sonuçlarla FDTD programıyla bulunan sonuçlar % 0,16 maksimum hata payıyla uyumlu bir sonuç sergilemektedir. FDTD yöntemiyle dielektrik yüklü rezonatörde rezonans frekanslarının bulunması üzerine birçok çalışma yapılmıştır (Semouchkina ve ark. 2003).

Tasarımın ilk adımda magnetronun çalışma frekansı olan 2,45 GHz bölgesinde maksimum sayıda modu destekleyecek rezonatör boyutlarının seçilmesinin sebebi daha sonraki bölümlerde ele alınacak olan yüklü çalışma durumunda malzeme üzerindeki güç

dağılımının belirlenmesinde malzeme ile mod etkileşimini daha etkin bir biçimde inceleyebilmekten kaynaklanmaktadır.

3. 4. Mod Denkleştirme Yöntemi

Dilim şeklinde dielektrik malzeme ile yüklü ve dalga kılavuzu ile beslenen bir mikrodalga sisteminin analizi kaynak rezonatörün içinde ve noktasal olmadığı için ancak mod denkleştirme yöntemi ile yapılabilir. Bu nedenle mod denkleştirme yöntemi incelenmiş ve bu tezde ele alınan yapıya uygulanmıştır. Rezonatörün içindeki elektromanyetik alan bileşenlerini bulmak üzere dalga kılavuzu ile rezonatörün birleşim noktasındaki, dielektrik malzeme sınırındaki ve kısa devre düzleminde kaynaklı alan etkileşimlerini içeren çözüm yöntemi incelenmiştir. Bu tür kompleks yapıların incelenmesine yönelik Safavi Naini ve Macphie (1982), Shih ve Gray (1983), Arndt ve ark. (1982) önemli çalışmalar yapmışlardır.

Matematiksel model TE ve TM modlarının modal açılımları rezonatör ve dalga kılavuzu sınırları üzerinde sağlayacak şekilde seçilmiştir. Tüm çözümü oluşturmak üzere dalga kılavuzu ile rezonatör birleşim noktasında gerekli sınır koşulları uygulanarak çözümün temeli oluşturulmuştur.

Dalga kılavuzu ve rezonatör duvarları sınır koşulları uygulanırken mükemmel iletken olarak dielektrik malzeme içine elektrik alanın teğetsel bileşeninin sürekliliği göz önüne alınmıştır. Alan bileşenleri mod denkleştirme yöntemi kullanılarak açıklık (dalga kılavuzu rezonatör birleşim noktası) üzerinde belirlenmiştir. Açıklık üzerindeki elektrik alan bileşeni Green fonksiyonu formülasyonundaki seriden açıklıktaki modların bağımsız toplamı şeklinde ifade edilerek bulunmuştur. Açıklık üzerindeki modlar rezonatör ve gelen kaynak uyarımına eşitlenerek çözüme gidilmiştir.

3.4.1. Mod denkleştirme yöntemi kullanılarak alan formülasyonunun oluşturulması

Dilim şeklinde dielektrik malzeme ile yüklü rezonatör için elektrik alan değişimlerini mod denkleştirme yöntemi ile bulabilmek için, açıklık ve dielektrik malzeme üzerindeki alan etkileşiminin doğru olarak ifade edilmesi gerekir. Çözüme geçmeden önce temel eşitlikler, mod denkleştirme yöntemi ve moment yöntemi üzerinde durulacaktır.

3.4.1.1. Temel eşitlikler

TE (enine elektrik) veya H modları elektrik vektör potansiyel F cinsinden, TM (enine manyetik) veya E modları manyetik vektör potansiyel bileşeni A cinsinden ifade edilebilir. Bu çözümde dalga yayılım yönü z ve enine koordinatlar x - y düzlemi olarak ele alınmıştır. Bu yüzden TE ve TM modları z doğrultusuna dik olarak belirtilmiştir.

Zaman harmonik elektrik ve manyetik alan vektörleri tek bir mod için doğrudan potansiyel fonksiyonlardan bulunabilir.

$$\begin{aligned}\vec{E}^h &= -\nabla \times \vec{F} \\ \vec{H}^h &= \frac{1}{j\omega\mu} \left[k^2 \vec{F} + \nabla \nabla \cdot \vec{F} \right] \\ \vec{E}^e &= \frac{1}{j\omega\varepsilon} \left[k^2 \vec{A} + \nabla \nabla \cdot \vec{A} \right] \\ \vec{H}^e &= \nabla \times \vec{A}\end{aligned}\tag{3.61}$$

h ve e indisleri ifadelerin sırasıyla TE ve TM modlarına ait olduğunu göstermektedir.

3.4.1.2. Dalga kılavuzu sınır koşulları

Yapıya ait tam çözümün bulunabilmesi için sınır koşullarından yararlanılmıştır. İlk adım vektör potansiyel fonksiyonlarını elektrik ve manyetik alan bileşenleri sınır koşullarının sağlayacak şekilde belirlemektir. Daha sonra bu eşitliklerden yararlanılarak bilinmeyen mod genlik katsayıları bulunacaktır.

Elektriksel özellikleri $\varepsilon_1, \mu_1, \sigma_1$ ve $\varepsilon_2, \mu_2, \sigma_2$ olan iki bölgenin sınırındaki S yüzeyinde Maxwell denklemlerinden bulunan teğetsel alanlar için sınır koşulları:

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = -\vec{M}_s\tag{3.62}$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s\tag{3.63}$$

n yüzeye dik olan birim vektörü göstermektedir. Eğer iki bölgeden biri mükemmel iletken (PEC) ise:

$$\hat{n} \times \vec{E} = 0 \quad (3.64)$$

$$\hat{n} \times \vec{H} = \vec{J}_s \quad (3.65)$$

mükemmel iletken üzerindeki sınır koşulları yukarıdaki biçimde ifade edilebilir.

Mükemmel iletken üzerindeki sınır koşulları dalga kılavuzuna ait vektör potansiyel fonksiyonlarının biçimini belirler. Özfonksiyonlar dalga kılavuzunun boylamsal sınır koşullarını sağlayarak sadece enine koordinat bileşenlerine bağlı olarak ifade edilebilir. Dalga kılavuzunun boylamasına mükemmel iletken duvarlarında TE özfonksiyonları Neumann sınır koşulunu sağlar:

$$\frac{\partial \psi^h(\vec{\rho})}{\partial n} = 0 \quad (3.66)$$

Benzer şekilde TM modları da Dirichlet sınır koşulunu dalga kılavuzunun duvarları üzerinde sağlar:

$$\psi^e(\vec{\rho}) = 0 \quad (3.67)$$

Değişkenlere ayırma yöntemiyle yukarıdaki sınır koşullarını sağlayacak şekilde TE ve TM modlarına ait özfonksiyonlar aşağıdaki biçimde ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} \psi_{mn}^h &= \alpha_{mn}^h \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \psi_{mn}^e &= \alpha_{mn}^e \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{aligned} \quad (3.68)$$

α_{mn}^h ve α_{mn}^e mod normalizasyon katsayılarıdır.

Dalga kılavuzu içinde TE ve TM modlarını veren z bağımlı fonksiyonlar dalga kılavuzu içinde yayılma şartını sağlarlar:

$$\phi_w^h(z) = \phi_w^e(z) = \phi_{w,mn}^\mp(z) = \begin{cases} e^{-jk_{z,mn}(z-z_0)}, & \text{ileri yönde yayılan dalga} \\ e^{+jk_{z,mn}(z-z_0)}, & \text{geri yönde yayılan dalga} \end{cases} \quad (3.69)$$

$$k_{z,mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (3.70)$$

z_0 dalganın başlangıç noktasını göstermektedir. Rezonatör bölgesinde elektrik alanının enine bileşenleri kısa devre düzleminde sıfır olmak zorundadır. $z=k$ düzleminde yer alan bir kısa devre (düzlemsel PEC) için TE ve TM modlarının z bağımlı özfonksiyonları aşağıdaki biçimde gösterilebilir:

$$\begin{aligned} \phi_{c,mn}^h(z) &= \sin[k_{z,mn}(z-d)] \\ \phi_{c,mn}^e(z) &= \cos[k_{z,mn}(z-d)] \end{aligned} \quad (3.71)$$

TE ve TM modlarının özfonksiyonları yukarıdaki formülde yerine konulursa kesim dalga sabiti:

$$k_{c,mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (3.72)$$

olarak bulunur.

Normal mod vektörleri aşağıdaki biçimde ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} \vec{e}_{t,mn}^h &= \alpha_{mn}^h \left[\hat{x} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) - \hat{y} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \\ \vec{e}_{t,mn}^e &= \alpha_{mn}^e Z_{mn} \left[\hat{x} \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) + \hat{y} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.73)$$

$$Z_{mn}^h = \frac{\omega\mu}{k_{mn}} \quad (3.74)$$

$$Z_{mn}^e = \frac{k_{mn}}{\omega\epsilon} \quad (3.75)$$

$\vec{e}_{t,mn}^h$ ve $\vec{e}_{t,mn}^e$ mod vektörlerinin dalga kılavuzu kesiti boyunca integrali alınır:

$$\int_{S_w} \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h} \bullet \vec{e}_{t,pq}^{\rightarrow h} ds = (\alpha_{mn}^h)^2 (1 + \delta_{m0})(1 + \delta_{n0}) \frac{ab}{4} k_{c,mn}^2 \delta_{mp} \delta_{nq} \quad (3.76)$$

ifadesi elde edilir. $\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h}$ yukarıdaki ifadeye göre aşağıdaki durum için ortonormallik koşulunu sağlar:

$$\alpha_{mn}^h = \frac{2}{\sqrt{ab(1 + \delta_{m0})(1 + \delta_{n0})} k_{c,mn}} \quad (3.77)$$

$\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h}$ ve $\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e}$ birbirlerine göre ortogondur:

$$\int_{S_w} \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h} \bullet \vec{e}_{t,pq}^{\rightarrow e} ds = 0 \quad (3.78)$$

Modal alan çözümleri dalga kılavuzu ve rezonatör bölgeleri için genelleştirilirse:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t^{(\pm)} &= \sum_{mn} \left[\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h} E_{mn}^{h(\pm)} \mp \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e} E_{mn}^{e(\pm)} \right] e^{\mp jk_z, mn(z-z_0)} \\ \vec{H}_t^{(\pm)} &= \sum_{mn} \left[\mp \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow h} E_{mn}^{h(\pm)} + \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow e} E_{mn}^{e(\pm)} \right] e^{\mp jk_z, mn(z-z_0)} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{dalga kılavuzu için} \\ \text{rezonatör bölgesi için} \end{array} \quad (3.79)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= \sum_{mn} \left[\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h} E_{mn}^h + j \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e} E_{mn}^e \right] \sin[k_{z,mn}(z-k)] \\ \vec{H}_t &= \sum_{mn} \left[-j \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow h} E_{mn}^h + \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow e} E_{mn}^e \right] \cos[k_{z,mn}(z-k)] \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{rezonatör bölgesi için} \\ \text{rezonatör bölgesi için} \end{array} \quad (3.80)$$

Çözüm her bir bilinmeyen mod genlik değerinin gelen dalga (kaynak terimi) cinsinden ifade edilmesiyle bulunur. Belirli bir yaklaşıklıkla modların sayısı belirli bir değere kadar hesaplanarak çözüm elde edilebilir.

3.4.2. Mod denkleştirme yönteminin uygulanması

Elektrik ve manyetik alanlar her biri bilinmeyen genlik katsayılarına sahip bağımsız modların sonsuz toplamından oluşmaktadır. Sonsuz toplamı uygulamak mümkün

olmadığından çözüm belirli bir sayıdaki mod için uygulanabilir. Bu yüzden mod denkleştirme yöntemi uygulanırken modlar belirli bir sayıya kadar elde edilmiştir. Bilinmeyen mod katsayıları bilinen ve kaynağı oluşturan mod katsayıları cinsinden elde edilip gerekli sınır koşulları uygulanarak bulunur.

Çözümü oluşturan sınır koşulları PEC için:

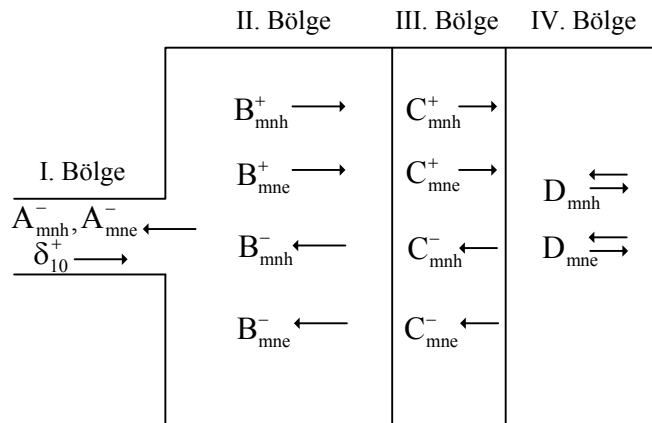
$$\begin{aligned} \hat{z} \times \vec{E}^B &= -\hat{z} \times \vec{E}^A = 0 \\ \hat{z} \times \begin{pmatrix} \vec{H}^B & -\vec{H}^A \end{pmatrix} &= \vec{J}_s \end{aligned} \quad (3.81)$$

Açıklık için:

$$\hat{z} \times \begin{pmatrix} \vec{H}^B & -\vec{H}^A \end{pmatrix} = 0 \quad (3.82)$$

Yukarıdaki sınır koşulları göz önünde bulundurularak çözümlenmesi gereken yapı Şekil 3.5'de gösterildiği gibi dört temel bölgeye ayrılarak ilgili elektrik ve manyetik alan bileşenleri aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$\vec{E}_{kaynak} = e_{t,10}^{\rightarrow h} e^{-jk_z z} \quad (3.83)$$



Şekil 3.5. Dalga kılavuzu ile beslenen rezonatör yapısı ve yük

$$\vec{E}_t^I = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(A_{mn}^h e^{+jk_{z,mn}^I z} + \delta_{mn,10} e^{-jk_{z,mn}^I z} \right) \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} + A_{mn}^e \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e(I)} e^{+jk_{z,mn}^I z} \right] \quad (3.84)$$

$$\vec{H}_t^I = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(A_{mn}^h e^{+jk_{z,mn}^I z} - \delta_{mn,10} e^{-jk_{z,mn}^I z} \right) \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow h} + A_{mn}^e \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow e} e^{+jk_{z,mn}^I z} \right] \quad (3.85)$$

$$\vec{E}_t^{II} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(B_{mn}^{h(+)} e^{-jk_{mn}^{II} z} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow h(II)} - B_{mn}^{e(+)} e^{-jk_{mn}^{II} z} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{h(-)} e^{jk_{mn}^{II} z} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow h(II)} \right) \right. \\ \left. + B_{mn}^{e(-)} e^{jk_{mn}^{II} z} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right] \quad (3.86)$$

$$\vec{H}_t^{II} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-B_{mn}^{h(+)} e^{-jk_{mn}^{II} z} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{e(+)} e^{-jk_{mn}^{II} z} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{h(-)} e^{jk_{mn}^{II} z} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(II)} \right) \right. \\ \left. + B_{mn}^{e(-)} e^{jk_{mn}^{II} z} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right] \quad (3.87)$$

$$\vec{E}_t^{III} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(C_{mn}^{h(+)} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_{z,mn}^{III} z} - C_{mn}^{e(+)} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_{z,mn}^{III} z} + C_{mn}^{h(-)} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_{z,mn}^{III} z} \right) \right. \\ \left. + C_{mn}^{e(-)} \vec{e}_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_{z,mn}^{III} z} \right] \quad (3.88)$$

$$\vec{H}_t^{III} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-C_{mn}^{h(+)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_{z,mn}^{III} z} + C_{mn}^{e(+)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_{z,mn}^{III} z} + C_{mn}^{h(-)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_{z,mn}^{III} z} \right) \right. \\ \left. + C_{mn}^{e(-)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_{z,mn}^{III} z} \right] \quad (3.89)$$

$$\vec{E}_t^{IV} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(D_{mn}^h \vec{e}_{mn}^{\rightarrow h(IV)} + jD_{mn}^e \vec{e}_{mn}^{\rightarrow e(IV)} \right) \sin[k_{z,mn}^{(IV)}(z-k)] \right] \quad (3.90)$$

$$\vec{H}_t^{IV} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-jD_{mn}^h \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(IV)} + D_{mn}^e \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(IV)} \right) \cos[k_{z,mn}^{(IV)}(z-k)] \right] \quad (3.91)$$

Yukarıdaki denklemlerin gerekli sınır koşulları gözetilerek bilinmeyen mod genlik katsayılarının bulunması için ilk olarak bilinen kaynak terimi cinsinden ikinci bölgedeki genlik katsayıları bulunmalıdır. Buna göre dalga kılavuzunun rezonatörle birleşim noktasında gerekli sınır koşulları yazılırsa:

$$\vec{E}_t^{II} = \vec{E}_t^I \quad z = 0 \text{ için} \quad (3.92)$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} - B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{h(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{e(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \right] = \quad (3.93)$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(A_{mn}^h + \delta_{mn,10} \right) e_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} + A_{mn}^e e_{t,mn}^{\rightarrow e(I)} \right]$$

Yukarıdaki eşitlik yeniden e ve h modları ayrı ayrı birbirlerine eşitlenerek düzenlenirse:

$$\left(\delta_{mn,10} e_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} + A_{mn}^h e_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} \right) = \left(B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{h(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} \right) \quad (3.94)$$

$$\left(A_{mn}^e e_{t,mn}^{\rightarrow e(I)} \right) = \left(-B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{e(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \quad (3.95)$$

Manyetik alanlar için ise:

$$\hat{z} \times \begin{pmatrix} \rightarrow B & \rightarrow A \\ \vec{H} & -\vec{H} \end{pmatrix} = 0 \quad z = 0 \text{ için} \quad (3.96)$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-B_{mn}^{h(+)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{e(+)} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{h(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{e(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} \vec{h}_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \right] = \quad (3.97)$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(A_{mn}^h - \delta_{mn,10} \right) \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} + A_{mn}^e \vec{h}_{t,mn}^{\rightarrow e(I)} \right]$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} + \frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} B_{mn}^{h(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} B_{mn}^{e(-)} e^{-jk_{mn}^{\parallel} d} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \right] \quad (3.98)$$

$$- \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} A_{mn}^h - \frac{1}{Z_{10}^{h(I)}} \delta_{mn,10} \right) e_{t,mn}^{\rightarrow h(I)} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} A_{mn}^e e_{t,mn}^{\rightarrow e(I)} \right] = 0$$

3.94 ve 3.95 numaralı eşitlikler 3.98 de yerine konulursa ve – katsayılı mod katsayıları + olanlar şeklinden aşağıdaki biçimde ifade edilirse 3.105 elde edilir.

$$\Gamma_{23} = \frac{l_3 - Z_{er}}{l_3 + Z_{er}} \quad (3.99)$$

$$l_3 = Z_0 \frac{e^{ik_{mn}^{\parallel} d} - e^{-ik_{mn}^{\parallel} d}}{e^{ik_{mn}^{\parallel} d} + e^{-ik_{mn}^{\parallel} d}} \quad (3.100)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{l_2 - Z_0}{l_2 + Z_0} \quad (3.101)$$

$$l_2 = Z_{er} \frac{e^{\gamma t} + \Gamma_{23} e^{-\gamma t}}{e^{\gamma t} - \Gamma_{23} e^{-\gamma t}} \quad (3.102)$$

$$\gamma = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (3.103)$$

$$B_{mn}^- = B_{mn}^+ e^{-jk_{mn}^z l} \Gamma_{12} = B_{mn}^+ \Gamma_0 \quad (3.104)$$

Açıklık üzerinde $z \times \left(\vec{H}_t^{\rightarrow II} - \vec{H}_t^{\rightarrow I} \right) = 0$ koşulunu sağlamak üzere ($z=0$ düzlemi)

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\begin{array}{l} \left(B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} \right) \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^z l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} \right) \right) \\ \left(B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^z l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} \right) \right) \end{array} \right] = 2\delta_{10} \frac{1}{Z_{10}^{h(I)}} e_{10}^{h(I)} \quad (3.105)$$

Bu iki temel ifade elde edildikten sonra bu ifadelerin çözümünü açıklamak üzere moment yönteminden bahsedilecektir.

$z=0$ düzleminde elektrik alan:

$$\vec{E} = \begin{cases} E, & \text{açıklık} \\ 0, & \text{PEC üzerinde} \end{cases} \quad (3.106)$$

Yukarıdaki sınır koşuluna göre:

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(A_{mn}^h + \delta_{10} \right) e_{t,mn}^{\rightarrow h} + A_{mn}^e e_{t,mn}^{\rightarrow e} \right] = \vec{E} \quad (3.107)$$

Normal mod vektörlerinin ortonormalliği Fourier analizi ile I. Bölgedeki mod genlik katsayılarının bulunabilmesine olanak sağlar:

$$A_{mn}^h = \int_{S_a} \vec{E} \cdot \left(\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h} \right) ds - \delta_{10} \quad (3.108)$$

$$A_{mn}^h = \int_{S_a} \vec{E} \cdot \left(\vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e} \right) ds$$

$$(\delta_{mn,10} + A_{mn}^h) = \int_{S_a} \vec{M}_s \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h}) ds \quad (3.109)$$

$$A_{mn}^e = \int_{S_a} \vec{M}_s \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e}) ds \quad (3.110)$$

$$B_{mn}^{h(+)} = \frac{1}{1 + \Gamma_0} \int_{S_a} \vec{M}_s \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow h}) ds \quad (3.111)$$

$$B_{mn}^{e(+)} = \frac{1}{-1 + \Gamma_0} \int_{S_a} \vec{M}_s \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_{t,mn}^{\rightarrow e}) ds \quad (3.112)$$

S_a açıklık yüzeyini belirtmektedir. Manyetik akım PEC üzerinde sıfır olacağı için integralin sınırları sadece açıklık bölgesine bağlı olacaktır.

Yaklaşık manyetik akımı bulmak üzere eşitlikler yeniden düzenlenirse:

$$\vec{M}_s(\vec{\rho}) \cong \sum_p \left[a_{px} u_{px}(\vec{\rho}) \hat{x} + a_{py} u_{py}(\vec{\rho}) \hat{y} \right] \quad (3.113)$$

$$(\delta_{mn,10} + A_{mn}^h) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \int_{S_a} (-a_{mnx} u_{mnx} e_{y,mn}^h + a_{mny} u_{mny} e_{x,mn}^h) ds \quad (3.114)$$

$$A_{mn}^e = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \int_{S_a} (-a_{mnx} u_{mnx} e_{y,mn}^e + a_{mny} u_{mny} e_{x,mn}^e) ds \quad (3.115)$$

$$B_{mn}^{h(+)} + B_{mn}^{h(-)} \cdot e^{-jk_{mn}^H l} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \int_{S_a} (-a_{mnx} u_{mnx} e_{y,mn}^h + a_{mny} u_{mny} e_{x,mn}^h) ds \quad (3.116)$$

$$-B_{mn}^{e(+)} + B_{mn}^{e(-)} \cdot e^{-jk_{mn}^H l} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \int_{S_a} (-a_{mnx} u_{mnx} e_{y,mn}^e + a_{mny} u_{mny} e_{x,mn}^e) ds$$

Yukarıdaki ifade matris formunda ifade edilirse:

$$\begin{bmatrix} B_{mn}^{h(+)} \\ B_{mn}^{e(+)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} & 0 \\ 0 & -1 + \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} - \int_{S_a} u_{mnx} e_{y,mn}^h ds & \int_{S_a} u_{mny} e_{x,mn}^h ds \\ - \int_{S_a} u_{mnx} e_{y,mn}^e ds & \int_{S_a} u_{mny} e_{x,mn}^e ds \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{mnx} \\ a_{mny} \end{bmatrix} \quad (3.117)$$

a_{mnx} ve a_{mny} genişletilmiş fonksiyon genlikleridir.

Eşitlik 3.105'deki ifadeyi ağırlık fonksiyonlarıyla iç çarpıma tabi tutulup x ve y bileşenleri ayrılarak matris formunda ifade edilirse aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} \right) \right) \int_{S_a} w_{sx} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} ds & - \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} \right) \right) \int_{S_a} w_{sy} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} ds \\ \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{h(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{h(I)}} \right) \right) \int_{S_a} w_{sx} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} ds & - \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} + \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} - \Gamma_0 \cdot e^{-jk_{mn}^h l} \left(\frac{1}{Z_{mn}^{e(II)}} - \frac{1}{Z_{mn}^{e(I)}} \right) \right) \int_{S_a} w_{sy} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} ds \end{bmatrix} \begin{bmatrix} - \int_{S_a} u_{mnx} e_{y,mn}^h ds & \int_{S_a} u_{mny} e_{x,mn}^h ds \\ - \int_{S_a} u_{mnx} e_{y,mn}^e ds & \int_{S_a} u_{mny} e_{x,mn}^e ds \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{mnx} \\ a_{mny} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2}{Z_{10}^{h(I)}} \int_{S_a} w_{sx} e_{x10}^{\rightarrow h(I)} ds \\ \frac{2}{Z_{10}^{h(I)}} \int_{S_a} w_{sy} e_{y10}^{\rightarrow h(I)} ds \end{bmatrix} \quad (3.118)$$

Tüm matris denklemlerinde ortaya çıkan u_{mnx} , u_{mny} baz fonksiyonları, w_{sx} ve w_{sy} ise ağırlık fonksiyonlarıdır ve aşağıdaki biçimde tanımlanır:

$$\begin{aligned} u_{x,mn}(\vec{\rho}) &= \sin\left(\frac{m\pi(x' - c_1)}{c}\right) \cos\left(\frac{n\pi(y' - v_1)}{v}\right) \\ u_{y,mn}(\vec{\rho}) &= \cos\left(\frac{m\pi(x' - c_1)}{c}\right) \sin\left(\frac{n\pi(y' - v_1)}{v}\right) \end{aligned} \quad (3.119)$$

$$\begin{aligned} w_{x,mn}(\vec{\rho}) &= \cos\left(\frac{m\pi(x - c_1)}{c}\right) \sin\left(\frac{n\pi(y - v_1)}{v}\right) \\ w_{y,mn}(\vec{\rho}) &= \sin\left(\frac{m\pi(x - c_1)}{c}\right) \cos\left(\frac{n\pi(y - v_1)}{v}\right) \end{aligned} \quad (3.120)$$

Yukarıdaki eşitliklerde açıklık için sınır koşulundan:

$$\begin{aligned} E_a &= 0, & x = c_1, x = c_2 \\ E_a &= 0, & y = v_1, y = v_2 \end{aligned} \quad (3.121)$$

eşitlikleri geçerlidir.

1. bölgeye ait A ve ikinci bölgeye ait B katsayıları bulunduktan sonra, 3. bölgeye ait C katsayıları $z=d$ (dielektrik malzemenin z doğrultusundaki başlangıç konumu) için 2. ve 3. bölgedeki elektrik alan ifadelerinin teğetsel bileşenlerinin eşitlenmesi ile bulunur.

Buna göre:

$$\vec{E}_t^{(II)} = \vec{E}_t^{(III)}, \quad z = d \text{ için} \quad (3.122)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(C_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_z^{(III)}d} + C_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_z^{(III)}d} - C_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_z^{(III)}d} + C_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_z^{(III)}d} \right) \right] = \\ & \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{-jk_z^{(II)}d} e^{\rightarrow h(II)} - B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{-jk_z^{(II)}d} e^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.123)$$

Yukarıdaki eşitlik için h ve e modları ayrı ayrı eşitlenirse:

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(B_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{-jk_z^{(II)}d} e^{\rightarrow h(II)} + B_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(II)} \right) \right] = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(C_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_z^{(III)}d} + C_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_z^{(III)}d} \right) \right] \quad (3.124)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-B_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{-jk_z^{(II)}d} e^{\rightarrow e(II)} + B_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(II)} \right) \right] = \\ & \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-C_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_z^{(III)}d} + C_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_z^{(III)}d} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.125)$$

eşitlikleri elde edilir. B katsayıları bilindiği için C katsayıları da bulunur. 4. bölge yani rezonatör bölgesindeki alan ifadelerini bulmak için benzer şekilde 3. bölgedeki elektrik alanın teğetsel bileşeni 4. bölgedeki elektrik alanın teğetsel bileşenine z doğrultusunda $z=d+l=f$ koordinatında (dielektrik malzemenin z doğrultusunda bitim değeri) eşitlenir.

Buna göre:

$$\vec{E}_t^{(III)} = \vec{E}_t^{(IV)}, \quad z = d + l = f \text{ için} \quad (3.126)$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(C_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_{z,mn}^{(III)} f} + C_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_{z,mn}^{(III)} f} - C_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_{z,mn}^{(III)} f} + C_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_{z,mn}^{(III)} f} \right) \right] =$$

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(D_{mn}^h e_{mn}^{\rightarrow h(IV)} + jD_{mn}^e e_{mn}^{\rightarrow e(IV)} \right) \sin[k_{z,mn}^{(IV)}(f - k)] \right] \quad (3.127)$$

Yine benzer şekilde e ve h modları ayrı ayrı eşitlenerek denklem düzenlenirse:

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(C_{mn}^{h(+)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{-jk_{z,mn}^{(III)} f} + C_{mn}^{h(-)} e_{mn}^{\rightarrow h(III)} e^{jk_{z,mn}^{(III)} f} \right) \right] = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(D_{mn}^h e_{mn}^{\rightarrow h(IV)} \right) \sin[k_{z,mn}^{(IV)}(f - k)] \right] \quad (3.128)$$

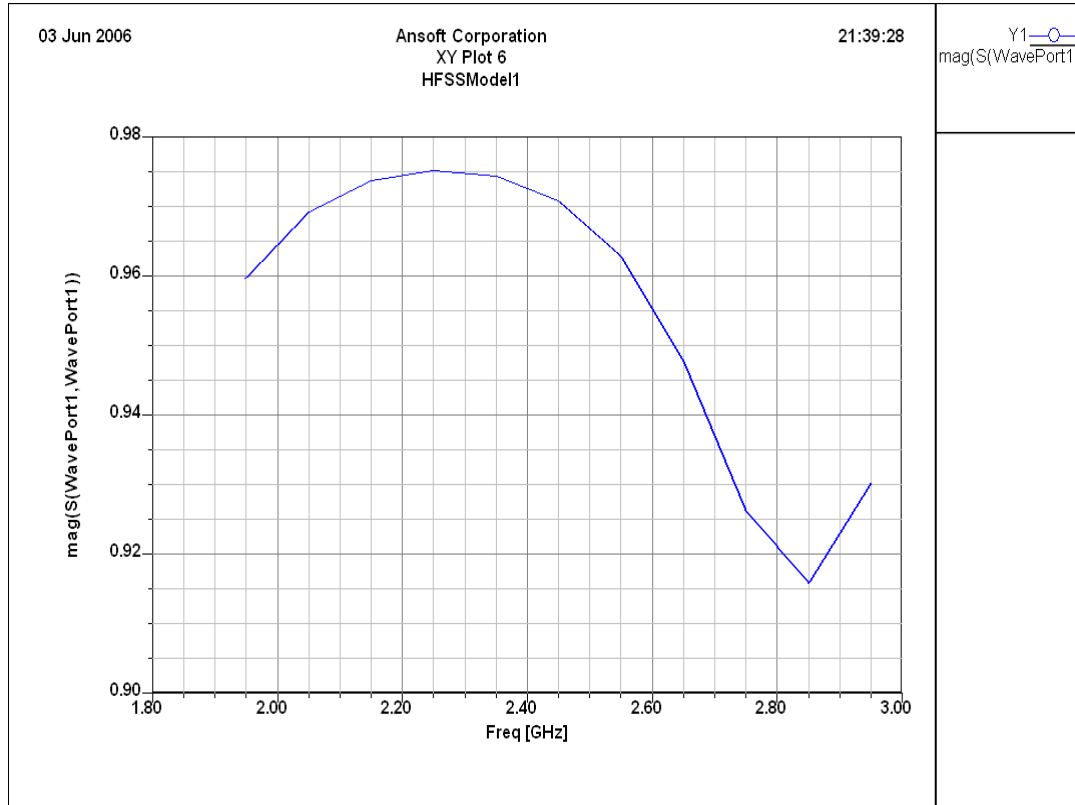
$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(-C_{mn}^{e(+)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{-jk_{z,mn}^{(III)} f} + C_{mn}^{e(-)} e_{mn}^{\rightarrow e(III)} e^{jk_{z,mn}^{(III)} f} \right) \right] = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\left(jD_{mn}^e e_{mn}^{\rightarrow e(IV)} \right) \sin[k_{z,mn}^{(IV)}(f - k)] \right] \quad (3.129)$$

eşitlikleri elde edilir. C katsayıları bilindiği için D katsayıları bulunabilir. Elektrik ve manyetik alanları gösteren tüm eşitliklerde II, III. ve IV. bölgedeki e ve h modları aynıken, I. bölgedeki e ve h modları farklıdır.

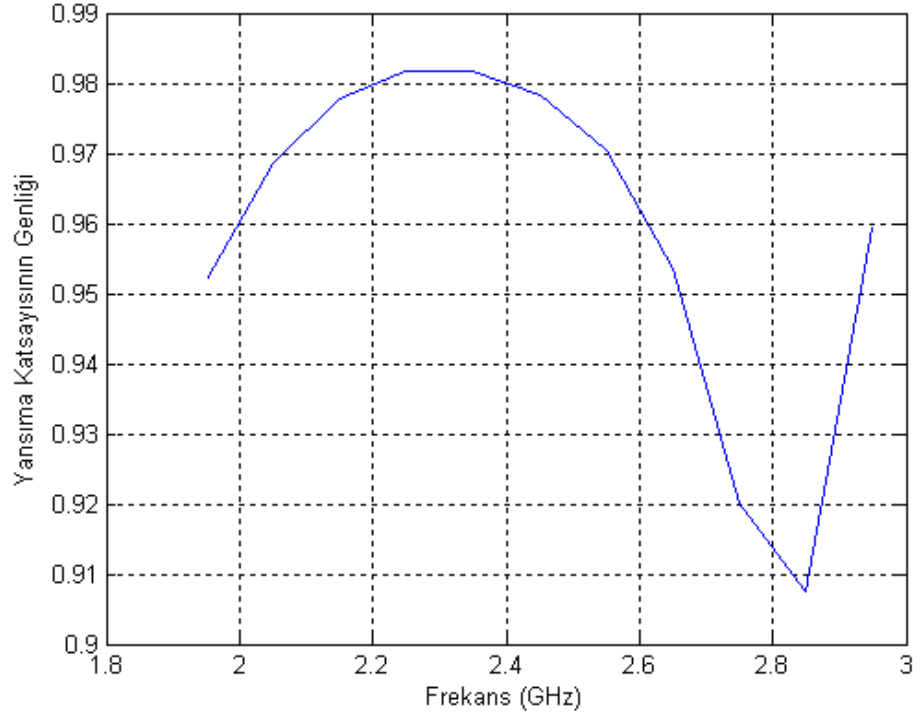
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Mod denkleştirme yöntemi ile bulunan analitik sonuçların doğruluğunu göstermek üzere analitik sonuçlar Ansoft HFSS programı ile bulunan sayısal sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

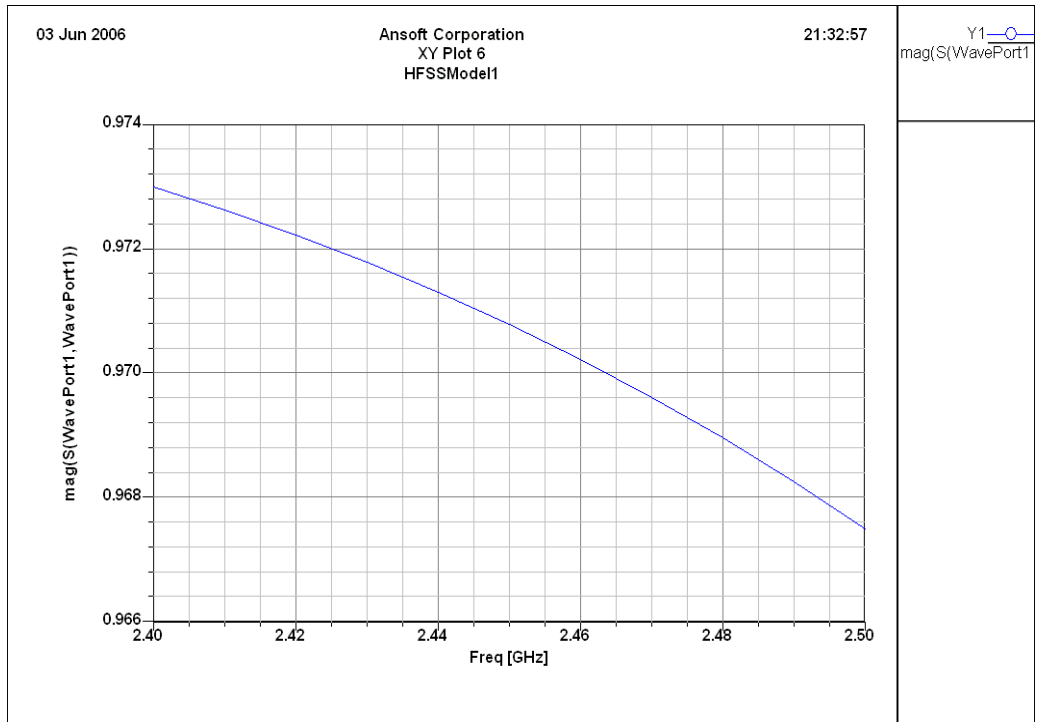
Buna göre x, y ve z doğrultusundaki uzunlukları sırasıyla 125 mm, 93 mm ve 117 mm olan bir rezonatör yine sırasıyla x, y ve z doğrultusundaki uzunlukları 86 mm, 43 mm ve 172 mm olan bir dalga kılavuzu ile beslenerek (dalga kılavuzu rezonatörün x-y doğrultusunda tam merkezinde olmak üzere) içerisine dielektrik sabiti 2,5-0,1j olan ve tüm kesiti dolduran 20 mm kalınlığında dilim şeklindeki bir yük (z doğrultusunda) d=40 mm yüksekliğe konulmuştur.



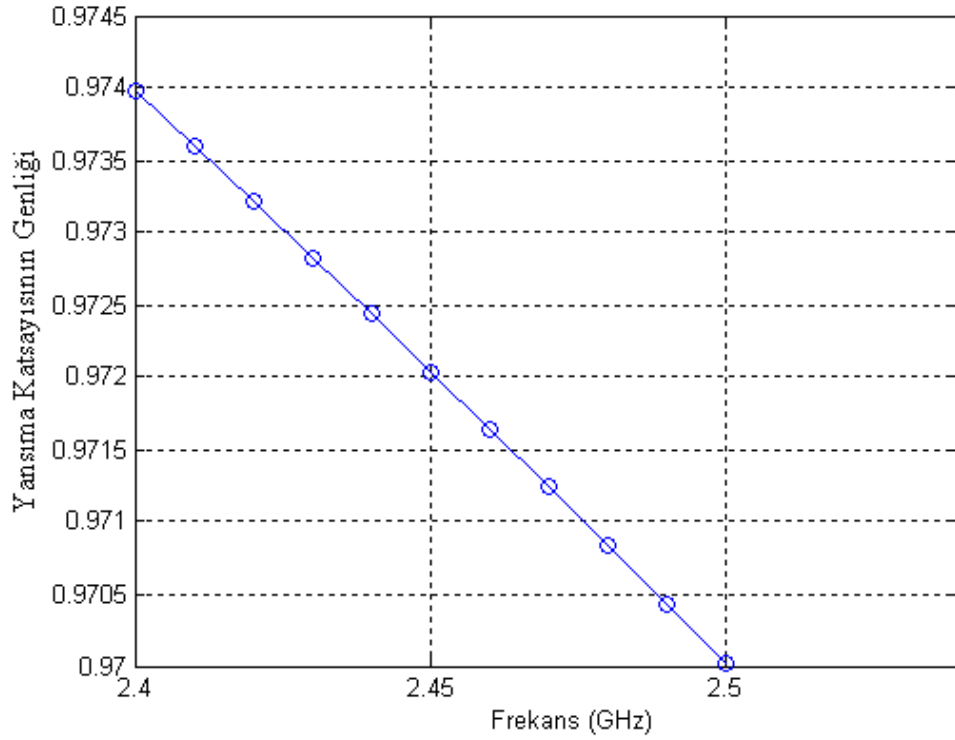
Şekil 3.6. Frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi (Ansoft HFSS ile bulunan sayısal sonuç)



Şekil 3.7. Frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi (analitik çözüm)



Şekil 3.8. Frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi (Ansoft HFSS sayısal sonuç, 2,4-2,5 GHz arası değişim)

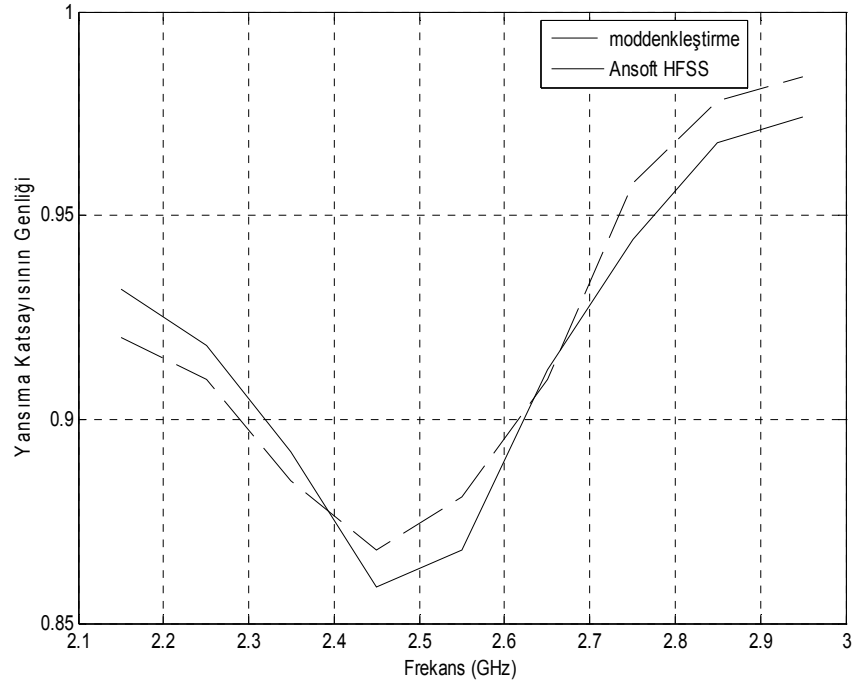


Şekil 3.9. Frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi (analitik çözüm, 2,4-2,5 GHz arası değişim)

Şekil 3.6 (Ansoft HFSS ile bulunan frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi) ve Şekil 3.7 (Mod denkleştirme yöntemi ile bulunan frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimi) geniş bir frekans bandında bulunmuşken, Şekil 3.8 ve Şekil 3.9 daha dar bir frekans bandında elde edilmiştir. Sonuçların her iki durum için de uyumlu olduğu görülmektedir. Analitik olarak bulunan frekansa göre yansımaya katsayısı genlik değişimiyle Ansoft HFSS ile bulunan yansımaya katsayısı genlik değişimi karşılaştırıldığında maksimum bağıl hata:

$$\left| H_{bağ}^{max} \right| = 100 \cdot \frac{\left| S_{11}^{max(analitik)} - S_{11}^{max(nermik)} \right|}{\left| S_{11}^{max(analitik)} \right|} = \%0.9 \quad (3.130)$$

olarak bulunmaktadır.

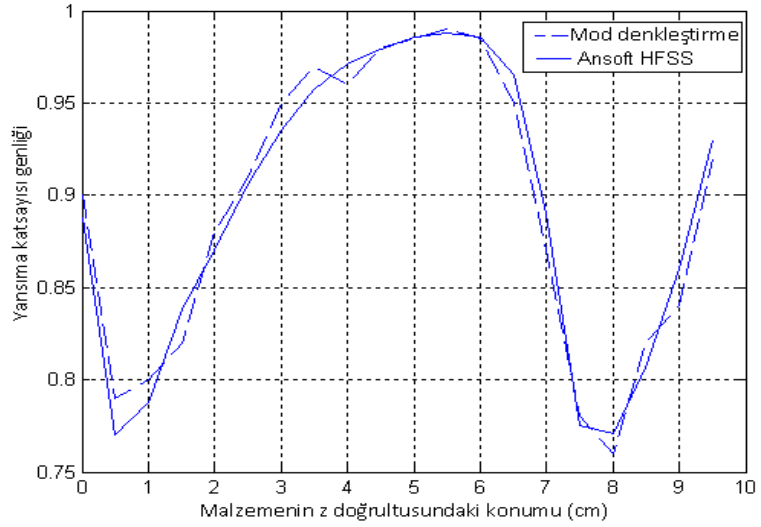


Şekil 3.10. Yansımaya katsayısı genliklerinin $d=20$ mm için karşılaştırılması

Şekil 3.10' da mod denkleştirme yöntemi ve Ansoft HFSS ile yansımaya katsayısı genlik değişimi tek bir grafik üzerinde karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Dielektrik malzemenin kaynaktan verilen gücün daha büyük bir kısmıyla etkileşime geçmesi göz önüne alınarak optimizasyon yansımaya katsayısının magnetronun çalışma frekansı olan 2,45 GHz frekansında daha küçük değerlere çekilmesi dalga kılavuzunun ve sabit kalınlıktaki malzemenin yerinin değiştirilmesi ile sağlanacaktır. Yöntemin veriminin testi yine analitik sonuçların Ansoft HFSS ile karşılaştırılmasıyla yapılacaktır.

4.1. Malzeme Yeri Optimizasyonu

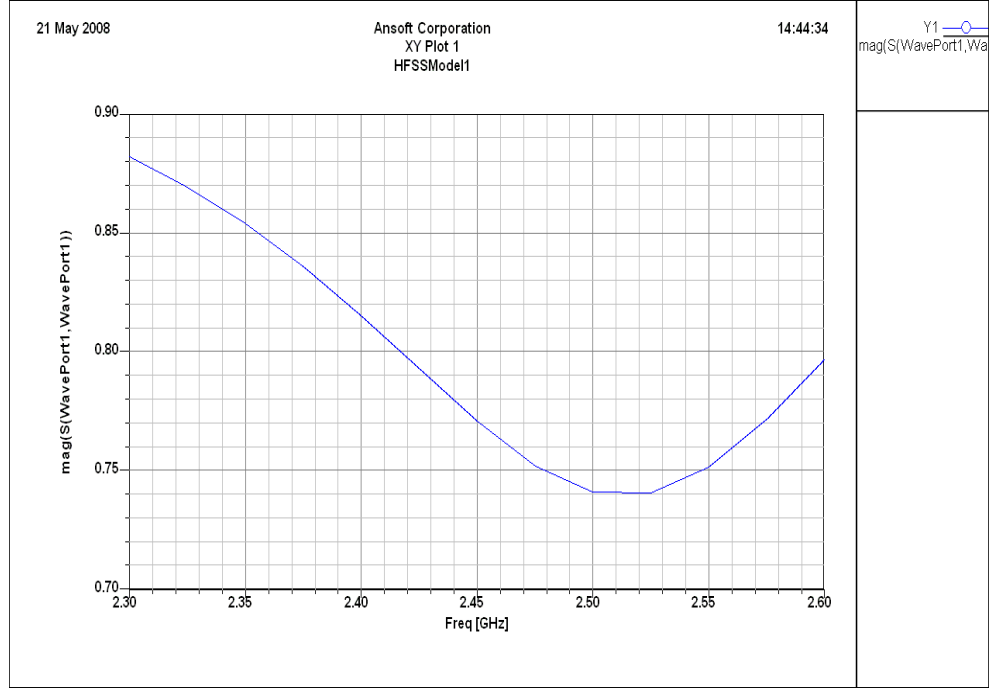
Dielektrik malzeme rezonatör içerisinde 5 mm aralıklarla rezonatör tabanından itibaren farklı yükseklik (d) değerlerindeki yansımaya katsayısı genlik değişimi elde edilerek yansımaya katsayısının en küçük olduğu değerin bulunması amaçlanmıştır.



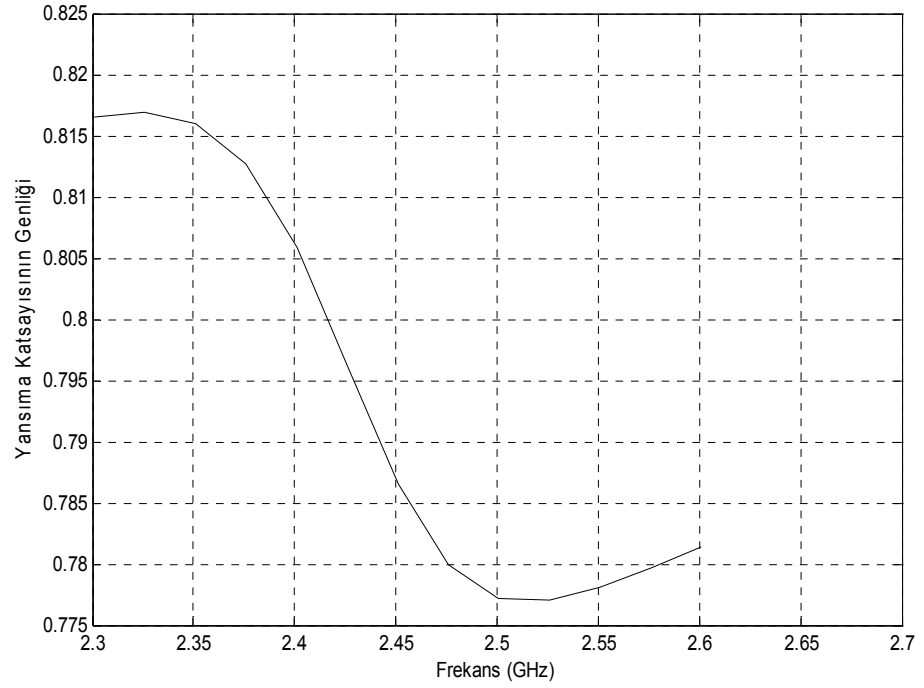
Şekil 3.11. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansımaya katsayısı değişimi

Şekil 3.11'den görüleceği üzere rezonatör boyutları aynı kalmak şartıyla ve dalga kılavuzu rezonatörün tam merkezindeyken 20 mm kalınlığındaki tüm kesiti kaplayan malzeme rezonatörün tabanından itibaren 5 mm ve 80 mm yüksekliğe konulduğunda yansımaya katsayısı en küçük değerdedir ($s_{11}=0,77$).

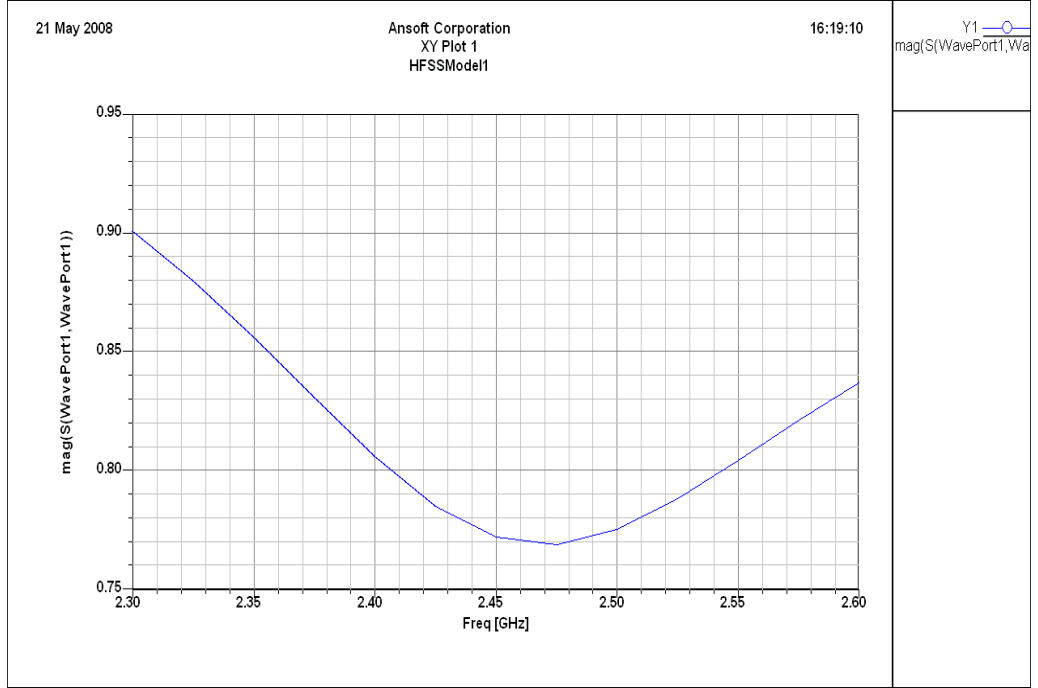
Yansımaya katsayısının en küçük olduğu yükseklik değeri elde edildikten sonra malzeme $d=5$ mm, $d=80$ mm (yansımaya katsayısının düşük olduğu yükseklik değerleri) ve $d=55$ mm (yansımaya katsayısının yüksek olduğu yükseklik değeri) yükseklik değerlerine konularak frekansa göre yansımaya katsayısı değişimi analitik ve sayısal olarak elde edilerek sonucun doğruluğu test edilmiştir.



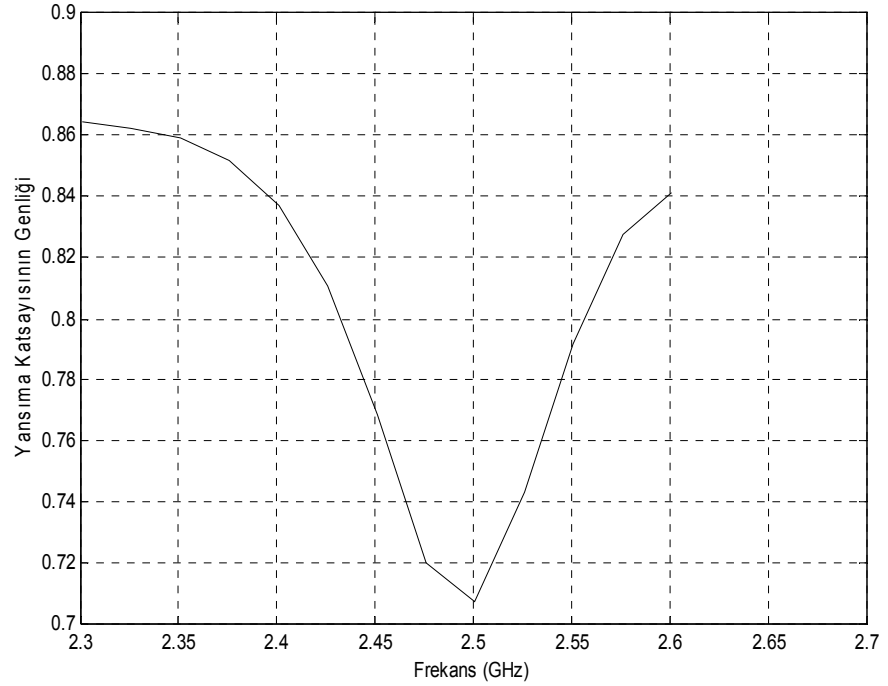
Şekil 3.12. $d=5$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi



Şekil 3.13. $d=5$ mm için analitik olarak bulunan yansıma katsayısı genlik değişimi



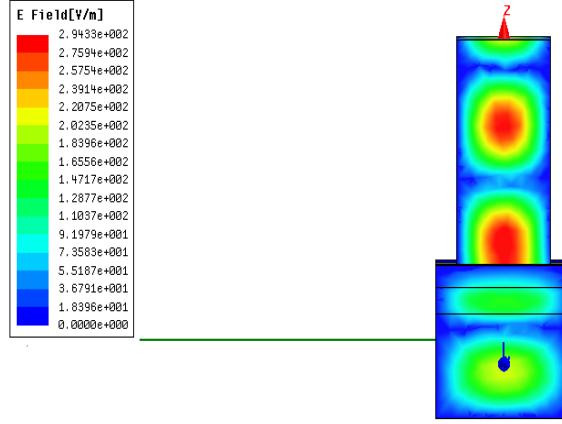
Şekil 3.14. $d=80$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansımaya katsayısı genlik değişimi



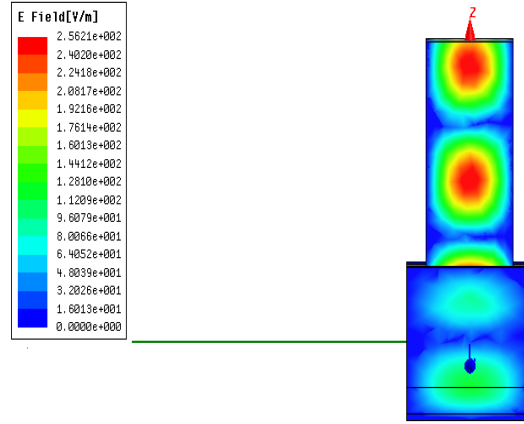
Şekil 3.15. $d=80$ mm için analitik olarak bulunan yansımaya katsayısı genlik değişimi

Frekansa göre yansımaya katsayısı değişimini veren Şekil 3.12 ve Şekil 3.13 ve Şekil 3.14 ile Şekil 3.15 incelendiğinde 2,45 GHz frekansında yansımaya katsayısının analitik olarak

bulunan sonuca yakın değerde olduğu ve sayısal ve analitik sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür.



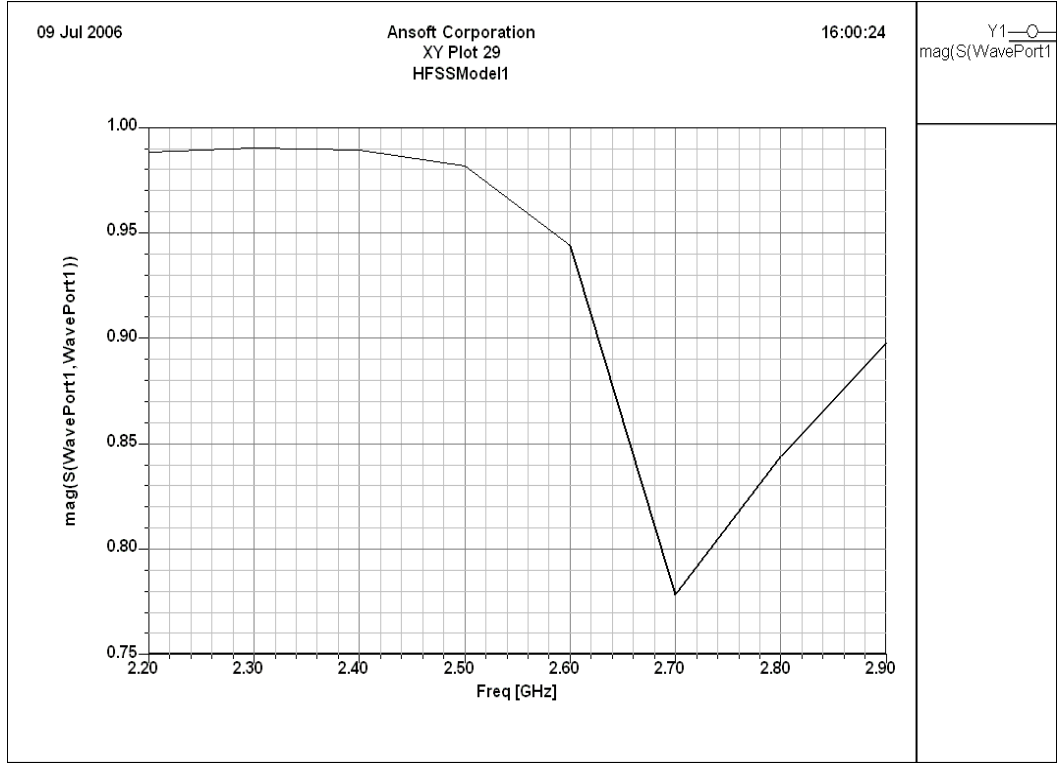
Şekil 3.16. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı (d=80 mm)



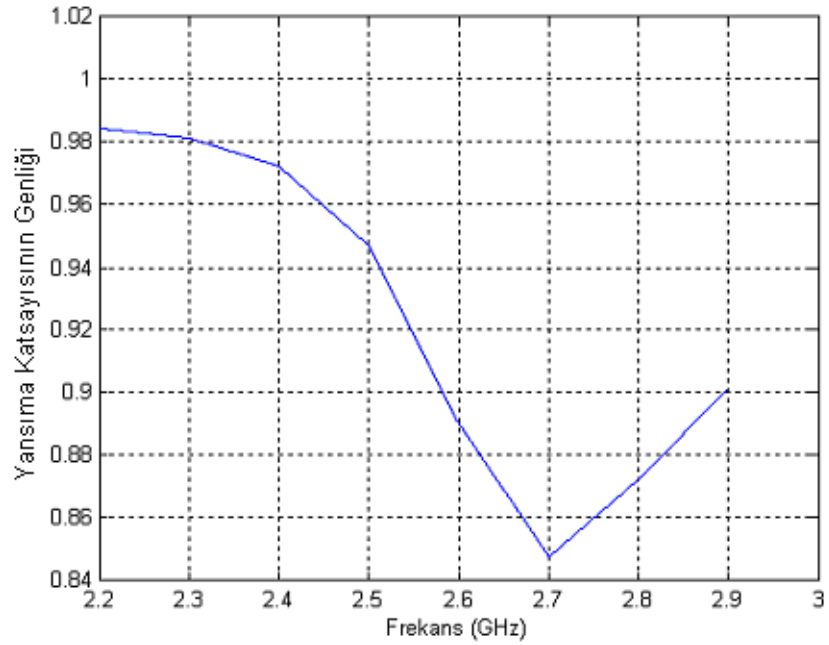
Şekil 3.17. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı (d=5 mm)

Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan değişimini gösteren Şekil 3.16 ve Şekil 3.17 incelendiğinde d=80 mm ve 5 mm için alan dağılımının malzemenin orta kesitine maksimum değerine yakın bir yayılımla etki ettiği görülmektedir.

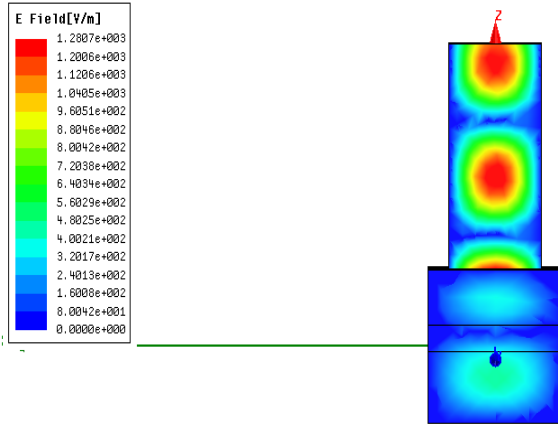
Şekil 3.11 incelendiğinde yansımaya katsayısının d=55 mm konumu için maksimum değerini aldığı (yaklaşık olarak 0,98) görülmektedir. Bu durum için de yine frekansa göre yansımaya katsayısı değişimleri ve malzeme üzerindeki alan dağılımları elde edilerek analitik ve sayısal sonuçlar karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.18. $d=55$ mm için Ansoft HFSS ile bulunan yansımaya katsayısı genlik değişimi



Şekil 3.19. $d=55$ mm için analitik olarak bulunan yansımaya katsayısı genlik değişimi



Şekil 3.20. Ansoft HFSS ile bulunan elektrik alan dağılımı ($d=55$ mm)

Şekil 3.18 ve Şekil 3.19 incelendiğinde 2,45 GHz frekansında yansıma katsayısının yüksek olduğu ve Şekil 3.20’ den de görüldüğü gibi alan dağılımının düzensiz olduğu tespit edilmektedir.

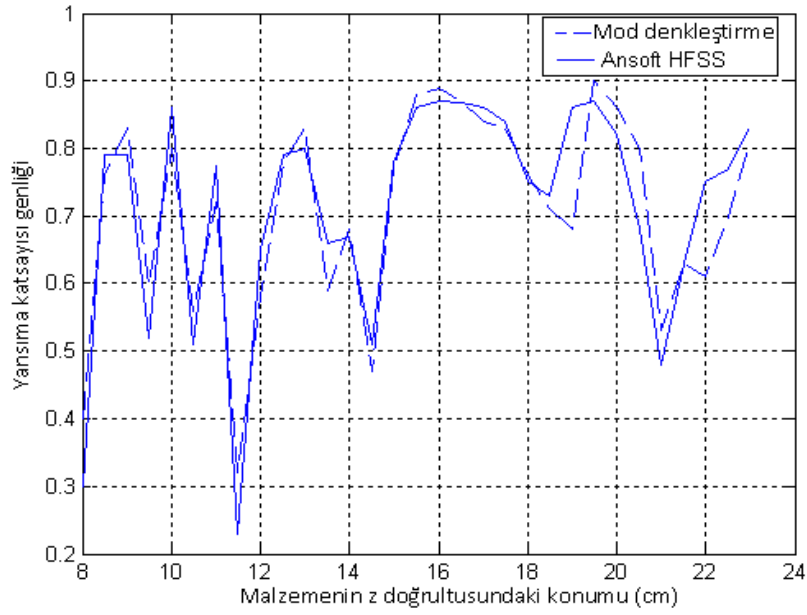
4.2. Optimizasyon Yönteminin Büyük Boyutlu Rezonatöre Uygulanması

Önceki bölümde analitik sonuçların doğruluğu gösterilerek optimizasyon yöntemi belirlenmiştir. Üç farklı dielektrik özelliğe sahip dielektrik malzeme için daha büyük boyutlardaki bir rezonatör için gerekli optimizasyon, sonuçlar karşılaştırılmalı olarak verilerek yapılmıştır.

4.2.1. Plastik türü malzeme için malzeme yeri optimizasyonu

İlk olarak besleme yani dalga kılavuzu rezonatörün tam merkezindeyken sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin rezonatörün tabanından itibaren olan yüksekliği yani rezonatörün z eksenine göre konumu değiştirilerek yansıma katsayısı değişimi bulunmuş ve yansıma katsayısının en düşük olduğu yükseklik değerleri tesbit edilmiştir.

Rezonatörün x doğrultusundaki boyutu $A=378,4$ mm, y doğrultusundaki büyüklüğü $B=258$ mm, z doğrultusundaki büyüklüğü $C=352,6$ mm, dalga kılavuzunun x doğrultusundaki büyüklüğü $a=86$ mm, y doğrultusundaki büyüklüğü $b=43$ mm, dalga kılavuzu konumu $x_w=189,2$ mm $y_w=129$ mm, dielektrik malzemenin kalınlığı $t=25,8$ mm ve dielektrik sabiti $\epsilon_r=2,5-0,1j$ olarak alınmıştır.



Şekil 3.21. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansıma katsayısı değişimi

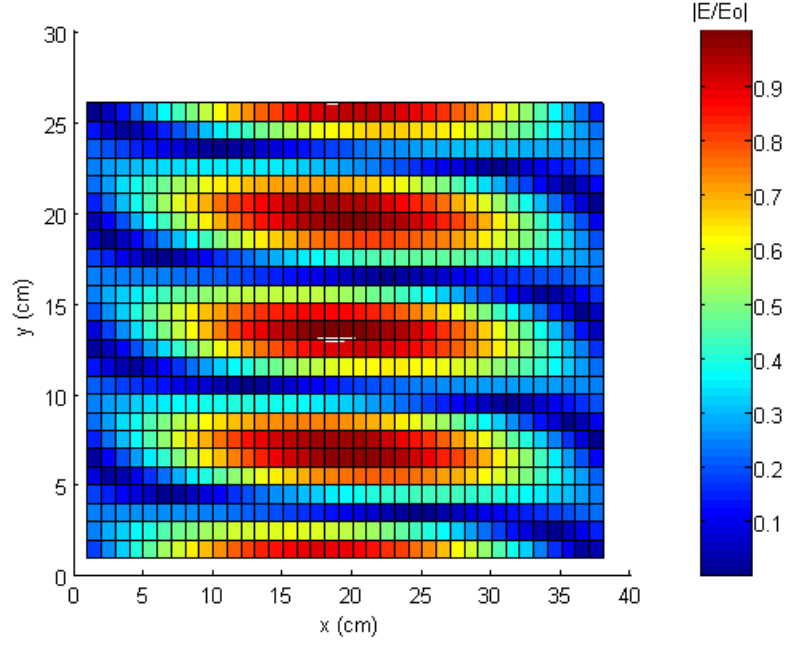
Şekil 3.21'deki yansıma katsayısının genlik değişiminin konuma bağlı değişimi incelendiğinde, yansıma katsayısı genliğinin beş noktada en düşük değere sahip olduğu görülmektedir. Yükseklik değeri $d=80$ mm için $s_{11}=0,33$, $d=115$ mm için $s_{11}=0,23$, $d=145$ mm için $s_{11}=0,48$, $d=210$ mm için $s_{11}=0,49$ olduğu görülmektedir.

$d=210$ mm alındığında $t=25,8$ mm kalınlığındaki dielektrik malzeme için ($\epsilon_r=2,5-0,1j$) ortaya çıkabilecek tüm modlar ve rezonans frekansları Çizelge 3.2' de verilmiştir. Bu modların bulunmasındaki amaç malzeme üzerine bu modların ne kadar etki edebildiğinin bulunmasıdır.

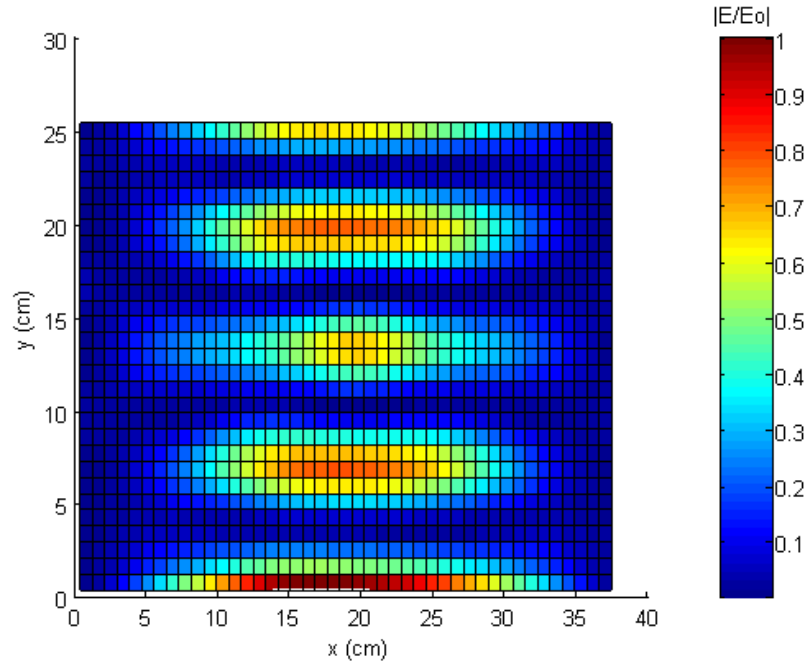
Çizelge 3.2. Yüklü rezonatör için modlar, mod tipleri ve rezonans frekansları

Modlar	Mod Tipi	Rezonans Frekansı
142	TE,TM	2,4516
225	TE,TM	2,4405
240	TM	2,4602
333	TE,TM	2,4533
432	TE,TM	2,4497
540	TM	2,4595
610	TM	2,4532

2,45 GHz besleme frekansı civarında ortaya çıkan modlar $d=210$ mm için incelendiğinde, mnp sırasıyla mod indisleri olmak üzere 142 modunun 2,4516 GHz de, 333 modunun 2,4533 GHz de, 610 modunun 2,4532 GHz de ortaya çıktığı görülmektedir.

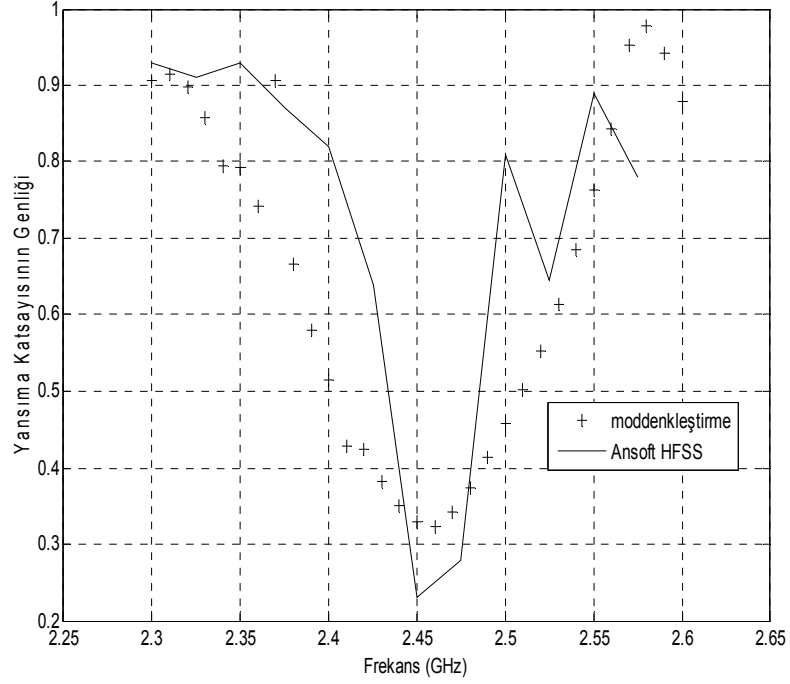


Şekil 3.22. Dielektrik malzeme üzerindeki elektrik alanının değişimi (analitik çözüm)



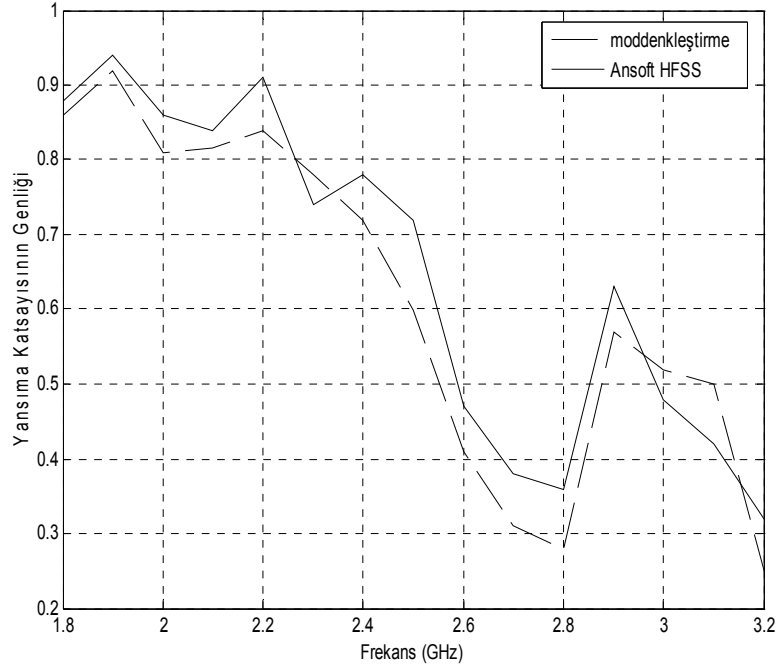
Şekil 3.23. Dielektrik malzeme üzerindeki elektrik alanının değişimi (FDTD ile bulunan sayısal çözüm)

İki boyutlu malzeme kesiti üzerindeki elektrik alan değişimleri Şekil 3.22 ve Şekil 3.23’ de verilmiştir. Bu şekiller incelendiğinde analitik ve FDTD ile elde edilen sayısal sonuçların uyumlu olduğu ve malzeme üzerinde etkin olan başka bir deyişle malzeme ile etkileşime geçen modun 142 modu olduğu görülmektedir.



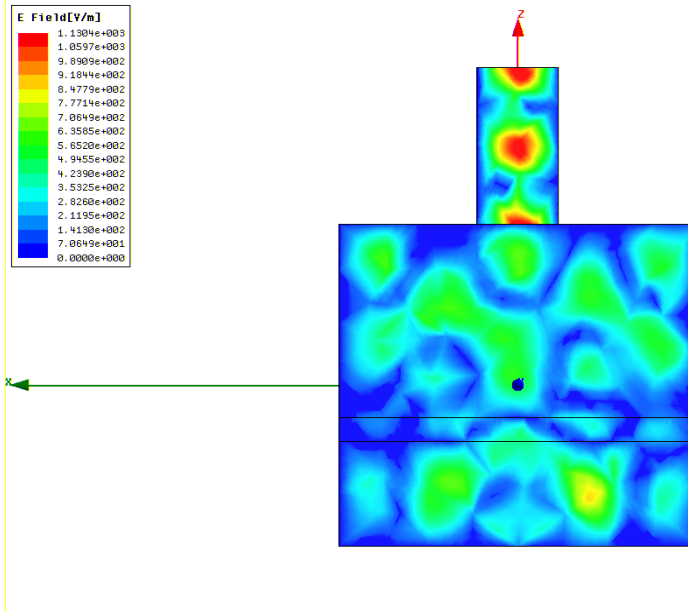
Şekil 3.24. Yansıma katsayısı genliklerinin karşılaştırılması d=115 mm için

Dielektrik malzeme d=115 mm yüksekliğindeyken magnetronun çalışma frekansı 2,45 GHz i de kapsayan 2,3-2,6 GHz frekans bandı için Ansoft HFSS ve mod denkleştirme yöntemleri karşılaştırıldığı durum Şekil 3.24’ te verilmiştir. d=180 mm için ise Şekil 3.25’ te verilmiştir.

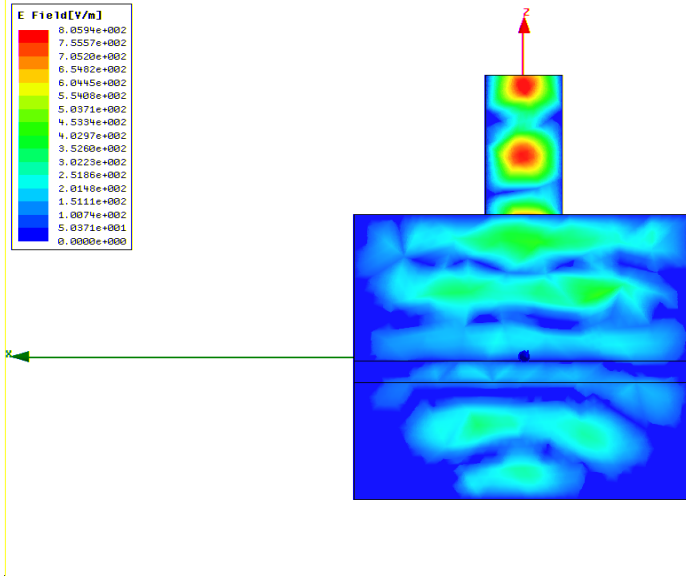


Şekil 3.25. Yansımaya katsayısının genliklerinin karşılaştırılması $d=180$ mm için

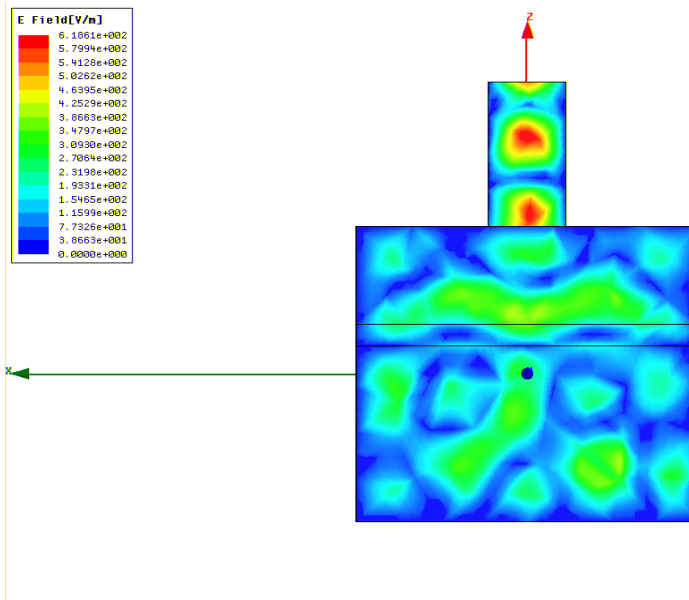
Yansımaya katsayısının genliğinin en düşük olduğu konum değerlerinin sırasıyla $d=115$ mm, $d=145$ mm ve $d=210$ mm olduğu, en yüksek olduğu değer ise $d=195$ mm olduğu Şekil 3.21’den görülebilmektedir. Buna göre bu konumlar için Ansoft HFSS ile ilgili malzeme konumlarındaki elektrik alan dağılımları bulunmuş ve Şekil 3.26, Şekil 3.27, Şekil 3.28 ve Şekil 3.29’ da verilmiştir.



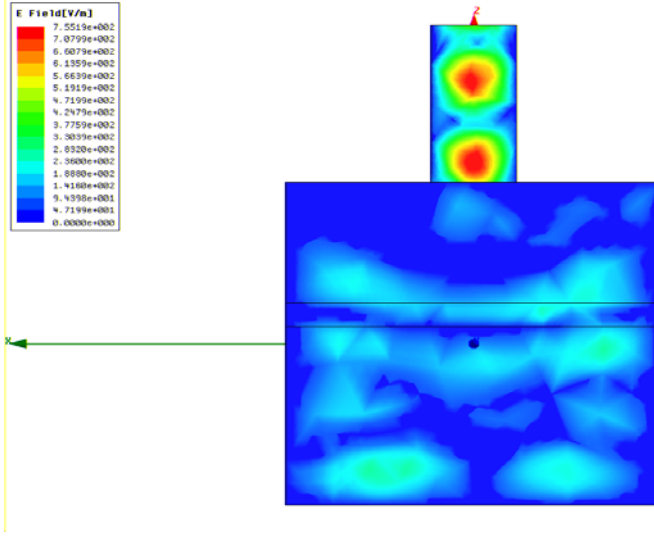
Şekil 3.26. $d=115$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.27. $d=145$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.28. $d=210$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

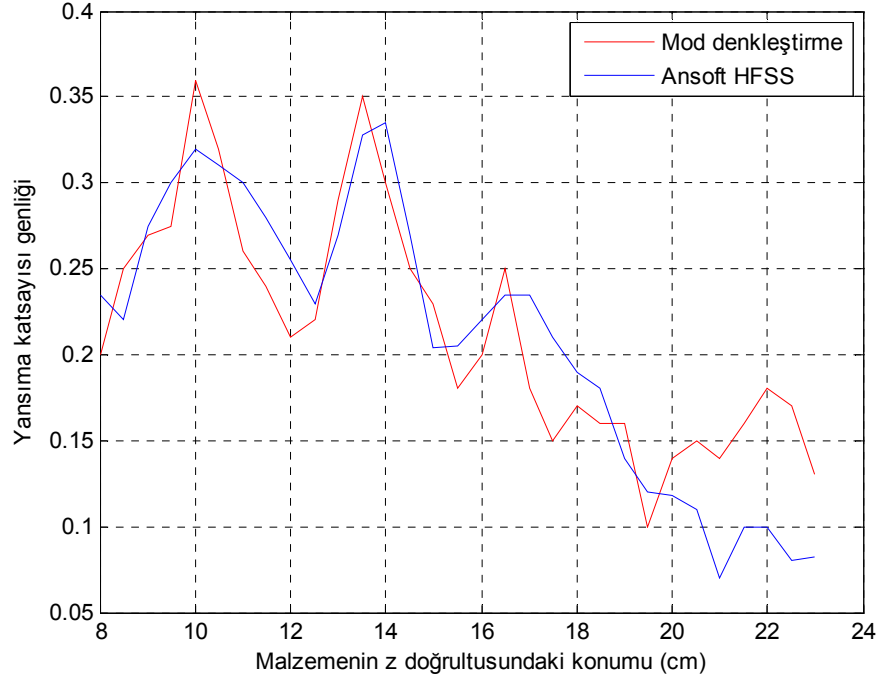


Şekil 3.29. $d=195$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

Bölüm 3.6.1’de incelenmiş olan sırasıyla x, y, z doğrultularında 378 mm, 258 mm ve 352 mm boyutlarına sahip olan rezonatörde, dielektrik sabiti $\epsilon_r=4,17-j1,55$ olan (%10 nemlilik oranına sahip hamur) dielektrik malzeme için benzer şekilde malzemenin ve dalga kılavuzunun en uygun konumlarını belirlemek için yine analitik çözümlerden yararlanılarak aşağıda belirtilen yöntem uygulanmıştır.

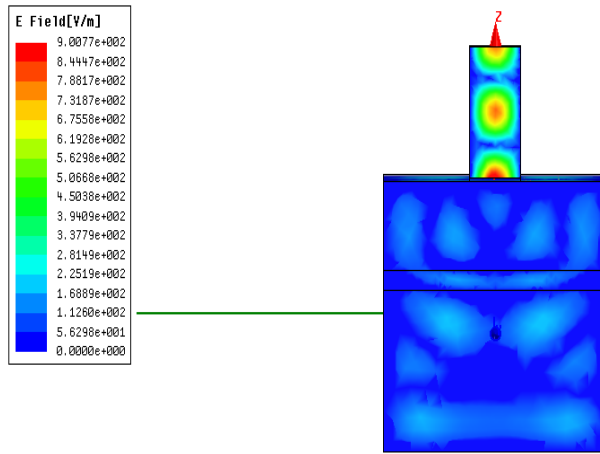
4.2.2. Düşük nemlilik oranına sahip yiyecek türü malzeme için malzeme yeri optimizasyonu

Dalga kılavuzu rezonatörün tam merkezindeyken 25,8 mm kalınlığındaki ve tüm kesiti kaplayan dielektrik malzeme rezonatörün tabanından itibaren 5 mm artımlarla farklı noktalara konularak yansımaya katsayısının en düşük olduğu noktalar tespit edilmiştir.

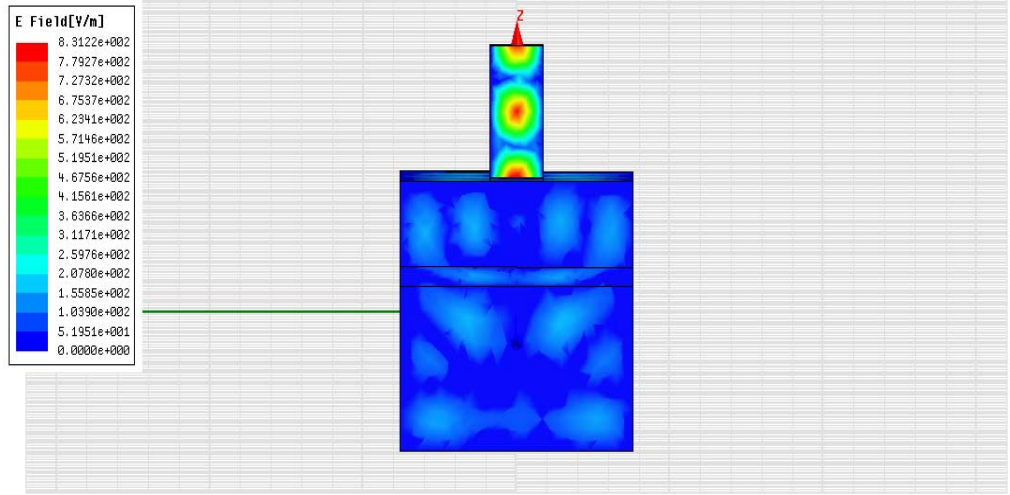


Şekil 3.30. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansımaya katsayısı değişimi

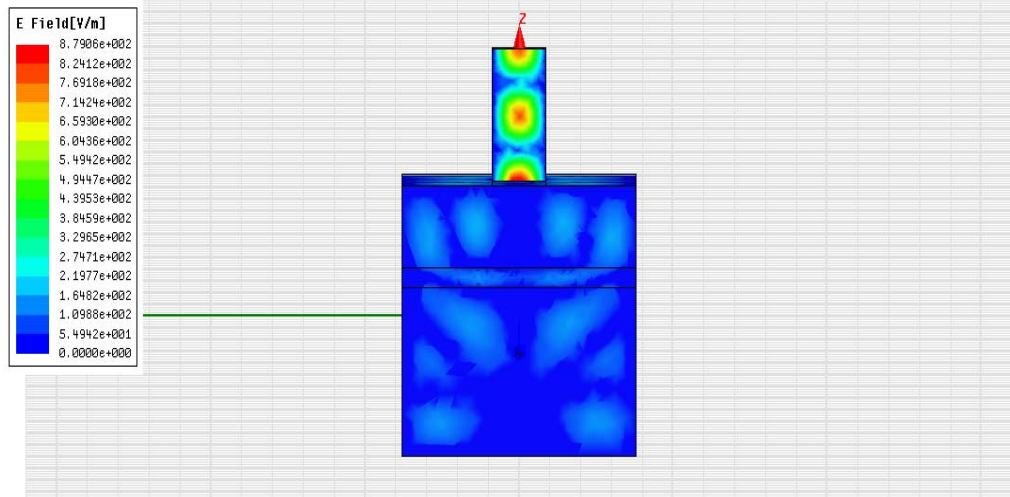
Yansımaya katsayısı genliğinin en düşük olduğu konum değerleri sırasıyla $d=210$ mm, $d=215$ mm ve $d=220$ mm olduğu ve yansımaya katsayısı genliğinin en yüksek olduğu konum değerinin $d=140$ mm olduğu Şekil 3.30' dan görülebilmektedir. Buna göre bu konumlar için Ansoft HFSS ile ilgili malzeme konumlarındaki elektrik alan dağılımları bulunmuş ve Şekil 3.31, Şekil 3.32, Şekil 3.33, Şekil 3.34'te verilmiştir.



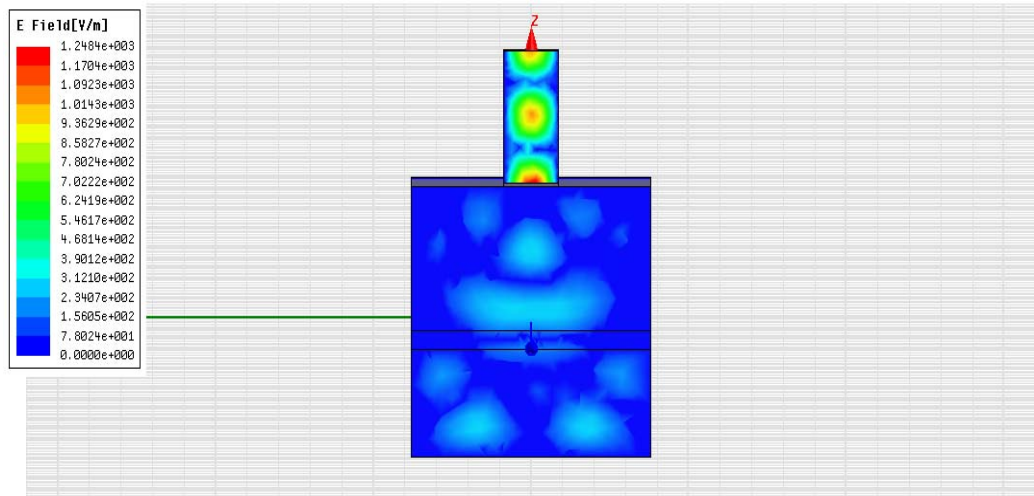
Şekil 3.31. $d=210$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.32. $d=215$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.33. $d=220$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

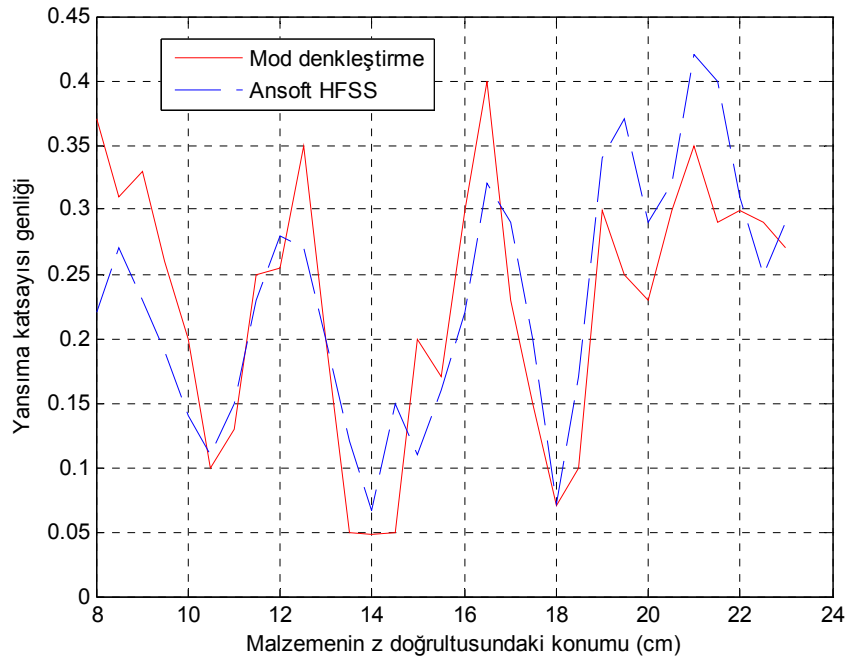


Şekil 3.34. $d=140$ mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

Şekil 3.31’den de görüldüğü üzere yansımaya katsayısının düşük olduğu $d=210$ mm değerinde alan dağılımının daha geniş bir bölgeye yayıldığı ve alan değerinin yüksek olduğu görülmektedir. Yansımaya katsayısının yüksek olduğu $d=140$ mm değerinde ise (Şekil 3.34), malzeme üzerine düşen alan dağılımını dar bir bölgede etkin ve değer olarak daha düşüktür.

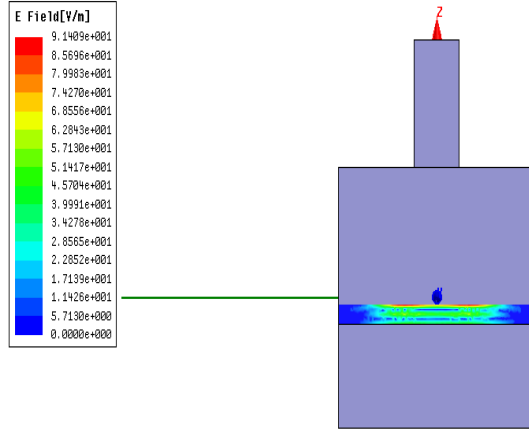
4.2.3. Yüksek nemlilik oranına sahip yiyecek türü malzeme için malzeme yeri optimizasyonu

Dalga kılavuzu rezonatörün tam merkezindeyken 25,8 mm kalınlığındaki ve tüm kesiti kaplayan dielektrik malzeme rezonatörün tabanından itibaren 5 mm değişikliklerle farklı noktalara konularak yansımaya katsayısının en düşük olduğu noktalar tespit edilmiştir. Buna göre Şekil 3.35’den de görüldüğü gibi üç farklı noktada $d=140$ mm, 180 mm, 150 mm yansımaya katsayısı en düşük değerdeyken $d=210$ mm için en yüksek değerini almıştır.

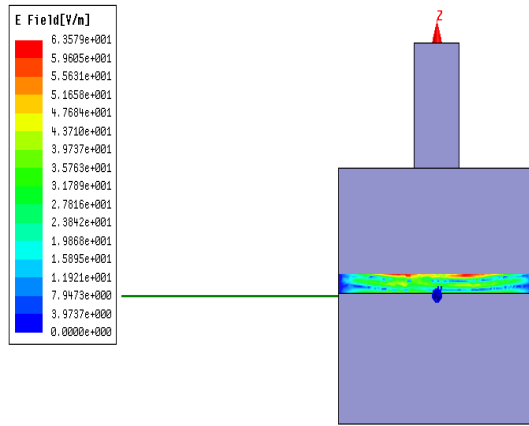


Şekil 3.35. Sabit kalınlıktaki dielektrik malzemenin z eksenindeki konumuna bağlı yansımaya katsayısı değişimi

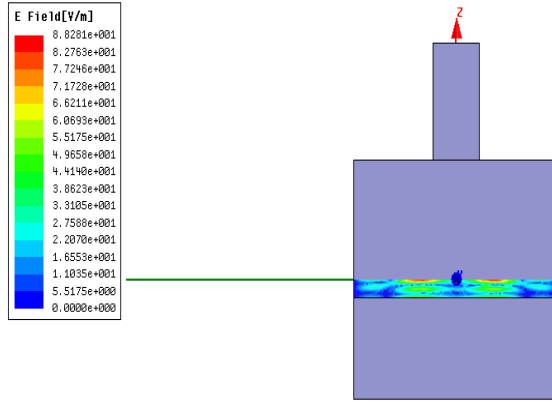
Buna göre dalga kılavuzu rezonatörün tam merkezinde olmak üzere dilim şeklindeki dielektrik malzeme üzerindeki alan değişimleri bulunmuştur ve Şekil 3.36, Şekil 3.37, Şekil 3.38, Şekil 3.39’da verilmiştir.



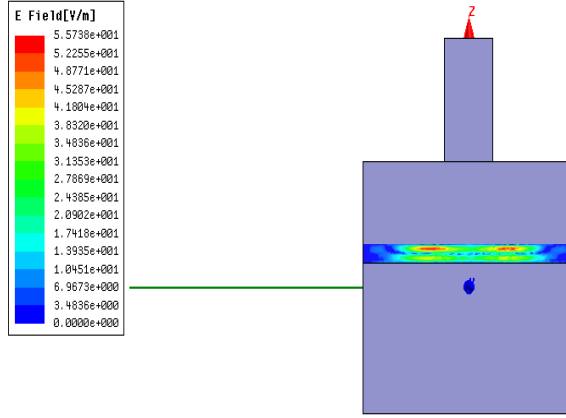
Şekil 3.36. d=140 mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.37. d=180 mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.38. d=150 mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.39. d=210 mm için rezonatör ve malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

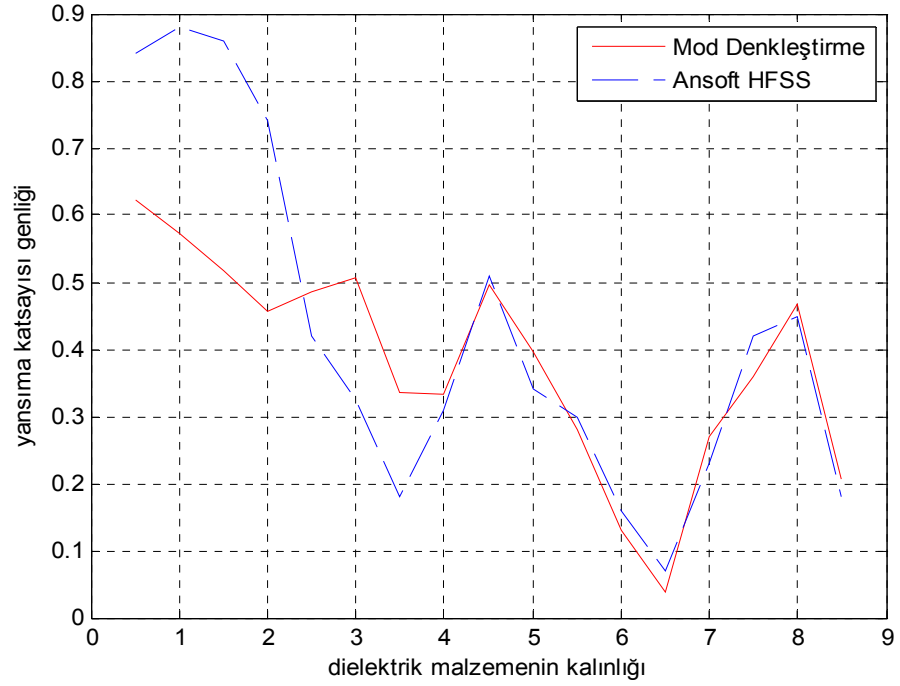
Şekil 3.36'dan da görüldüğü üzere yansımaya katsayısının düşük olduğu d=140 mm değerinde alan dağılımının daha geniş ve alan değerlerinin yüksek olduğu görülmektedir. Yansımaya katsayısının yüksek olduğu d=210 mm değerinde (Şekil 3.39) ise malzeme üzerine düşen alan değerleri daha düşüktür.

4.2.4. Plastik türü malzeme için malzeme kalınlık optimizasyonu

Boyutları x, y, z yönünde sırasıyla 378 mm, 258 mm ve 352 mm olan ve x boyutu 86 mm ve y boyutu 43 mm olan TE₁₀ dalgakılavuzu (kılavuz rezonatörün tam merkezinde olmak üzere) ile 2,45 GHz frekansında uyarılmış ve d=115 mm ye dielektrik sabiti 2,5-0,1j olan malzeme konulmuş ve kalınlığı değiştirilerek yansımaya katsayısı genlik değişimleri elde edilmiştir. Malzemenin d=115 mm yüksekliğine konulmasının sebebi

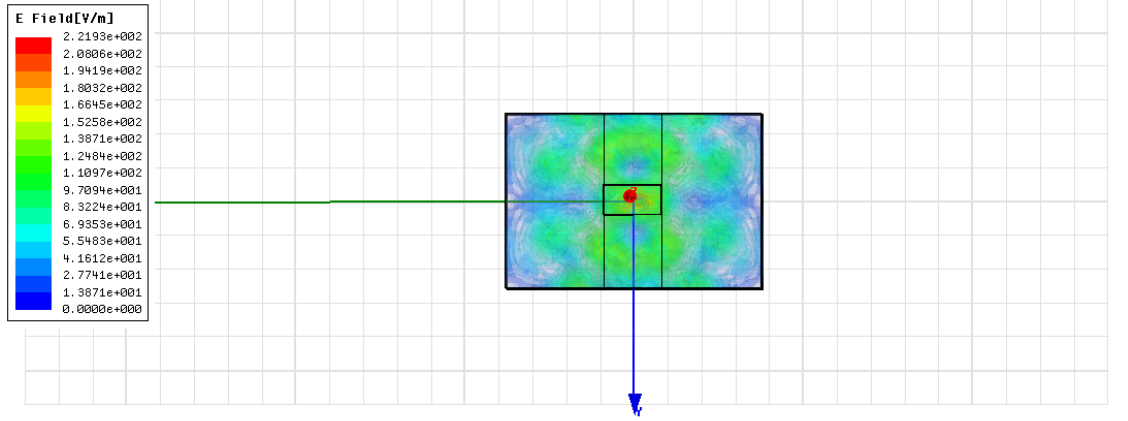
önceki bölümde yapılan çalışmada ilgili yükseklik değerinin bu malzeme ile ilgili olarak yansıma katsayısının en düşük olduğu konum değeri olmalıdır.

Bu koşullar gözönüne alınarak malzemenin konumu sabit alınarak malzemenin kalınlığı yazılan MATLAB programında değiştirilmiş ve Ansoft HFSS ile uyumlu sonuçlar elde edilmiştir.

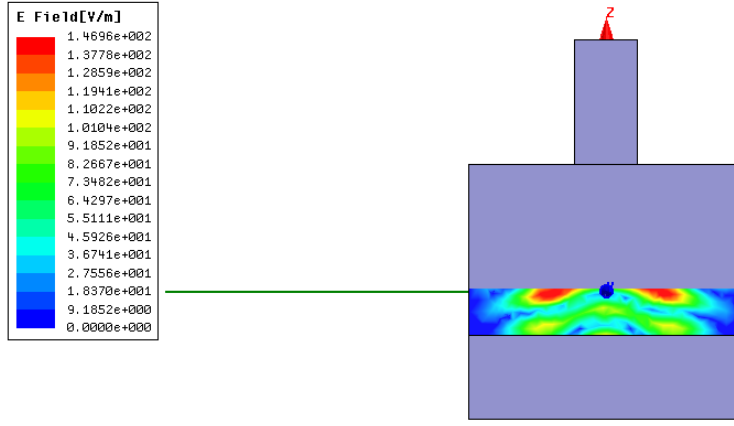


Şekil 3.40. $d=115$ mm için rezonatördeki malzeme kalınlığına göre yansıma katsayısı değişimi

Şekil 3.40 incelendiğinde malzeme kalınlığının yaklaşık 65 mm olarak belirlenmesi durumunda yansıma katsayısının en düşük değeri alacağı görülmektedir. $t=65$ mm için malzemenin yüzeyindeki elektrik alan dağılımı Şekil 3.41’de gösterilmektedir. Şekil 3.42 ise $t=65$ mm için malzemenin kesitindeki elektrik alan değişimini göstermektedir.



Şekil 3.41. $t=65$ mm için malzeme yüzeyindeki elektrik alan dağılımı



Şekil 3.42. $t=65$ mm için malzeme üzerindeki elektrik alan dağılımı

Malzeme üzerindeki alan değerleri yüksek ve dağılım oldukça geniş bir alandadır.

4. 3. Malzeme Üzerindeki Isı Dağılımının Bulunması

Önceki bölümlerde elde edilen mikrodalga kayıp güç yoğunluk değişimlerinden faydalanılarak plastik türü malzemenin ısıtılması incelenmeden önce mikrodalga güç emilimi hakkında bazı temel bilgiler verilmiştir.

4. 3. 1. Mikrodalga güç yutulumu

Malzeme tarafından yutulan güç yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki ilişki aşağıdaki denklemle verilebilir (Wu 2002):

$$p_d = \omega \varepsilon''_{eff} |E|^2 = q_{abs} \quad (3.131)$$

Elektromanyetik açıdan, p_d malzeme içine dağılan güç yoğunluğu gösterir. Isı transfer eşitliğinde q_{abs} ısı oluşum terimine karşılık gelmektedir. Yukarıdaki denklem elektromanyetik dalgaların ısı transfer olayıyla olan bağlantısını belirlemektedir. ε'' mikrodalga ısıtmada çok önemli bir yere sahiptir. Maxwell denklemlerinde ε'' ve ε' malzemeyi belirlemektedirler. Isı transfer eşitliğinde ise bu değişkenler ısı oluşum hızını belirlemektedirler.

Yukarıdaki denklemden görüldüğü üzere ε' denklemde ortaya çıkmadığı için, ε'' kadar önemli ve belirleyici değildir. Fakat malzemenin önemli bir özelliği olarak ε' malzemenin içindeki elektrik alana etki ederek emilen gücü değiştirebilir.

Dielektrik Sabiti ε'_r : ε' artıp ε'' sabit kaldığında, faz sabiti β artar ve zayıflama sabiti α azalır. Malzemeye dağılan toplam güç artan ε' değeriyle azalma durumuna geçer. Bu durum havayla malzeme arasındaki denk olmayan parameterelerin etkisiyle gücün büyük bölümünün malzemedan yansması şeklinde açıklanabilir.

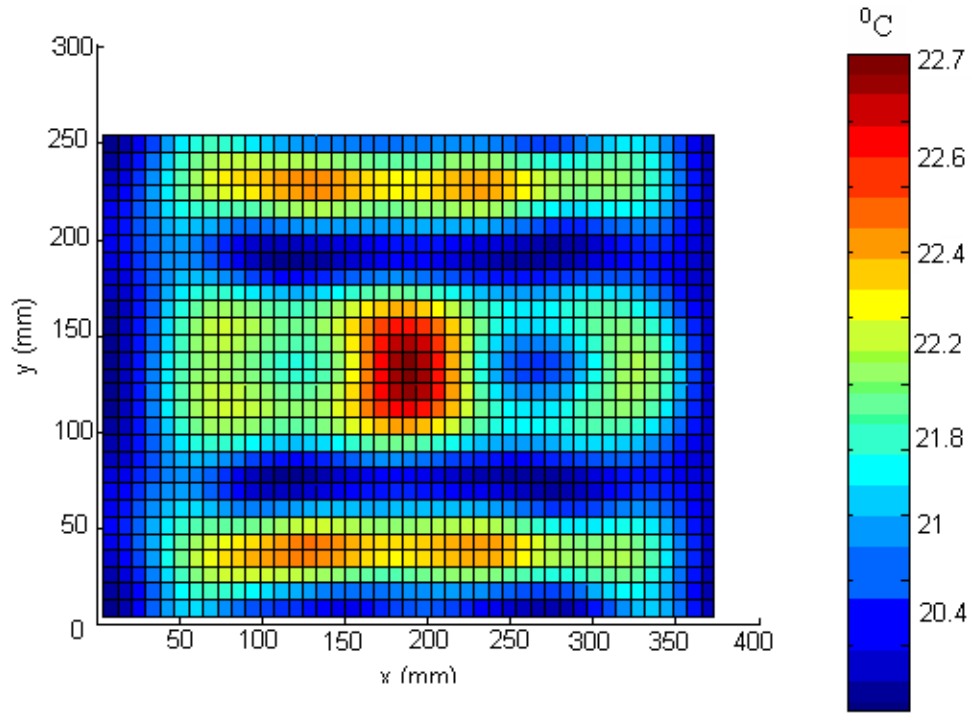
Dielektrik Kayıp Faktörü ε''_r : ε''_r arttığında ve ε'_r sabitken, faz sabiti β ve zayıflama sabiti α artar. ε''_r nin artımıyla, malzemeye dağılan toplam güç ilk olarak artar daha sonra azalmaya başlar (Wu 2002). ε''_r küçük değerde olduğunda, zayıflama etkisi ihmal edilebilir ve sonuçta artan ε''_r değeriyle malzemeye dağılan güç artar. Yalnız ε''_r nin artımı belirli bir değeri geçtikten sonra zayıflama etkisi baskın duruma gelir. (3.144) denklemindeki $|E|^2$ terimi dağılan toplam gücü azaltacak şekilde hızla azalır (ε''_r nin artımına göre $|E|^2$ terimi çok daha hızla azalır).

Bu değişimlerin etkisiyle ilgili yaptıkları deneysel ve sayısal benzetim sonuçlarıyla elde ettikleri sonuçlarla Luebbbers (1993), Jia (1993), Iskander (1994), Zhao ve Turner (1996), Liu ve ark. (1996), Dibben ve Metaxas (1997), McConnell (1999), Braunstein ve ark. (1999) ve Wu (2002) yukarıda ifade edilen sonuçlara uygun veriler elde etmişlerdir.

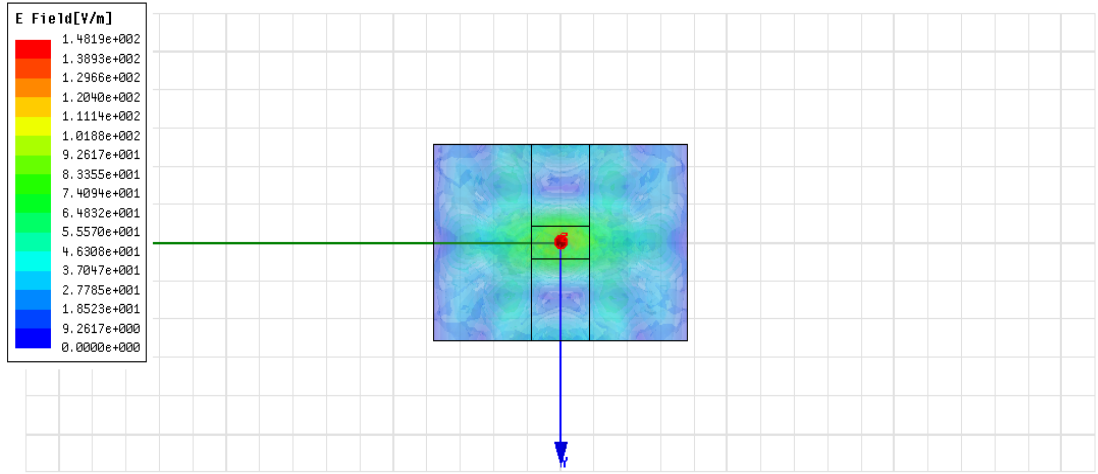
4. 4. FDTD ile Isı Analizinin Yapılması

Analitik çözümler doğrultusunda elde edilen optimizasyonla boyutları x doğrultusunda 378,4 mm, y doğrultusunda 258 mm, z doğrultusunda 352,6 mm olarak belirlenen rezonatör için dielektrik sabiti $\epsilon_r=2,5-j0,1$ olan plastik türü malzeme rezonatör içinde $d=115$ mm yüksekliğine konularak (tabandan itibaren olan yükseklik değeri), malzeme kalınlığı 25,8 mm olarak ve dalga kılavuzunun konumu rezonatörün merkezinde alınarak ısı analiz yapılmıştır. Bu analiz yapılırken malzemenin sıcaklığa bağlı olarak dielektrik özelliklerinin değişmediği varsayılmıştır. Besleme olarak kullanılan dalga kılavuzunun x doğrultusundaki boyu 86 mm, y doğrultusundaki boyu 43 mm dir.

Isıtma süreci 20 saniye için ele alınmıştır. Malzemenin yoğunluğu $\rho= 1400 \text{ kg/m}^3$, spesifik ısı $C_p= 1600 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$, termal iletkenliği $\kappa= 0,1 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, ortam sıcaklığı $T= 20^\circ\text{C}$, konveksiyon katsayısı $h= 24,8 \text{ W/m}^2^\circ\text{C}$ olarak alınmıştır.



Şekil 3.43. Malzemenin üst yüzey x-y kesitindeki FDTD ile elde edilen ısı dağılımı (ısıtma süresi 20 saniye)



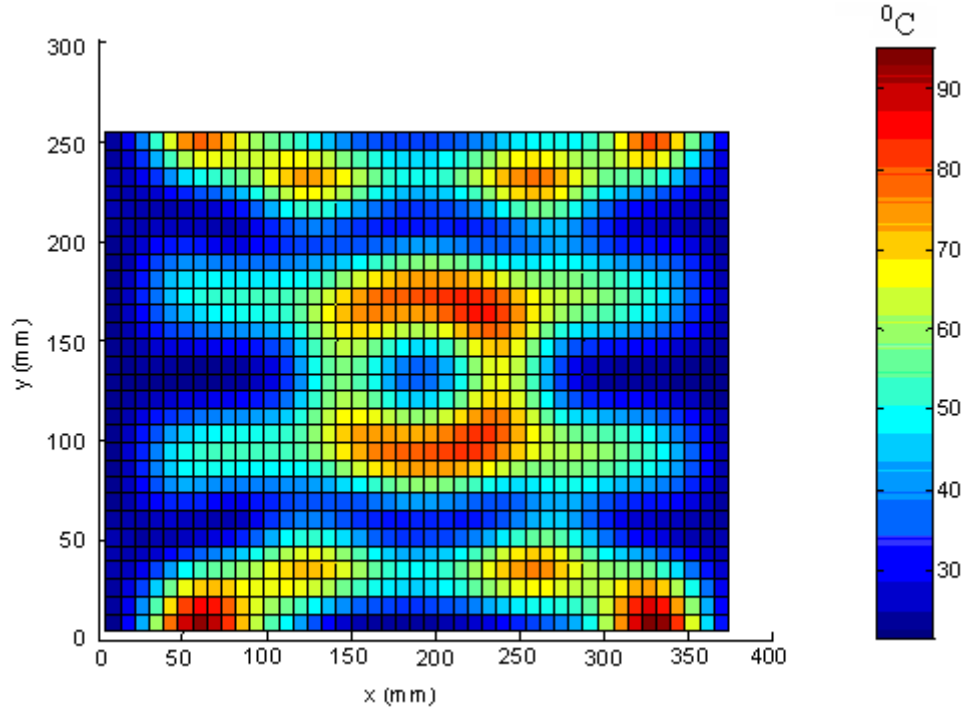
Şekil 3.44. Malzemenin üst yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı

Şekil 3.43’da elde edilen ısı harita malzemenin yüzeyindeki ısı değişimini göstermektedir. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.44’de Ansoft HFSS ile elde edilen malzeme yüzeyindeki alan değişimiyle uyumludur. Genel olarak ısı dağılımı malzemenin merkezinde yüksek, malzemenin geriye kalan kısımlarında belli bir değerin üzerinde geniş sayılabilecek bir bölgeye benzer etkiyle yayılmıştır.

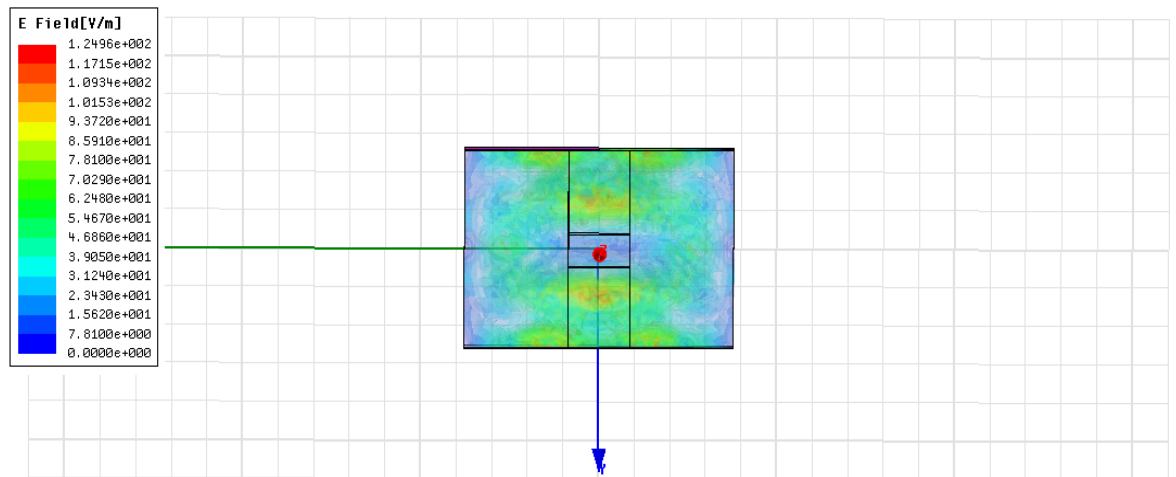
Aynı inceleme bu defa dielektrik sabiti $\epsilon_r=4,17-j1,55$ (yapılan optimizasyon sonucu bulunan dalga kılavuzu rezonatörün merkezindeyken yansıma katsayısının en düşük olduğu malzeme konumu), olan malzeme için ve aynı boyutlardaki rezonatör ele alınarak yapılmıştır. İlgili malzeme, yansıma katsayısının en düşük değere sahip olduğu $d=210$ mm yüksekliğine yerleştirilmiştir. Dielektrik malzeme x-y kesitinin tamamını kaplamaktadır ve 25,8 mm kalınlığındadır.

Rezonatörün uyarımı, WR-340 dalga kılavuzu ile (x boyutu 86 mm, y boyutu 43 mm), temel mod TE_{10} uyarımı 172 mm uzunluğundaki kılavuzun $z=129$ mm düzleminden $E_0=100$ V/m değerinde seçilerek yapılmıştır. Dielektrik malzemenin ısı özellikleri, ısı kapasitesi $C_p=2150$ J/kg.K, ısı iletkenliği 0,51 W/m.K olarak belirlenmiştir. Malzemenin yoğunluğu ise $\rho=450$ kg/m³ olarak alınmıştır. Oda sıcaklığında dielektrik sabiti $\epsilon_r=4,17-j1,55$ olarak belirlenen malzemenin dielektrik sabiti rezonatör içindeki artan sıcaklık değerine bağlı bir fonksiyon şeklinde $\epsilon' = 5,37 - 0,06.T$, $\epsilon'' = 3,11 - 0,1.T + 0,0011.T^2$ olarak ifade edilmiştir.

Malzeme 5 dakikalık bir ısıtma sürecine tabi tutularak, yüzey x-y kesitindeki ısı dağılımı (iki boyutlu konuma bağlı ısı haritası) ve üzerindeki iki noktanın sıcaklık değişimleri (tek boyutlu zamana bağlı ısı değişimi) elde edilmiş; sırasıyla Şekil 3.45 ve Şekil 3.47 ve Şekil 3.48’ de gösterilmiştir Şekil 3.46’ da ise Ansoft HFSS ile elde edilen alan dağılım şekli bulunmaktadır.

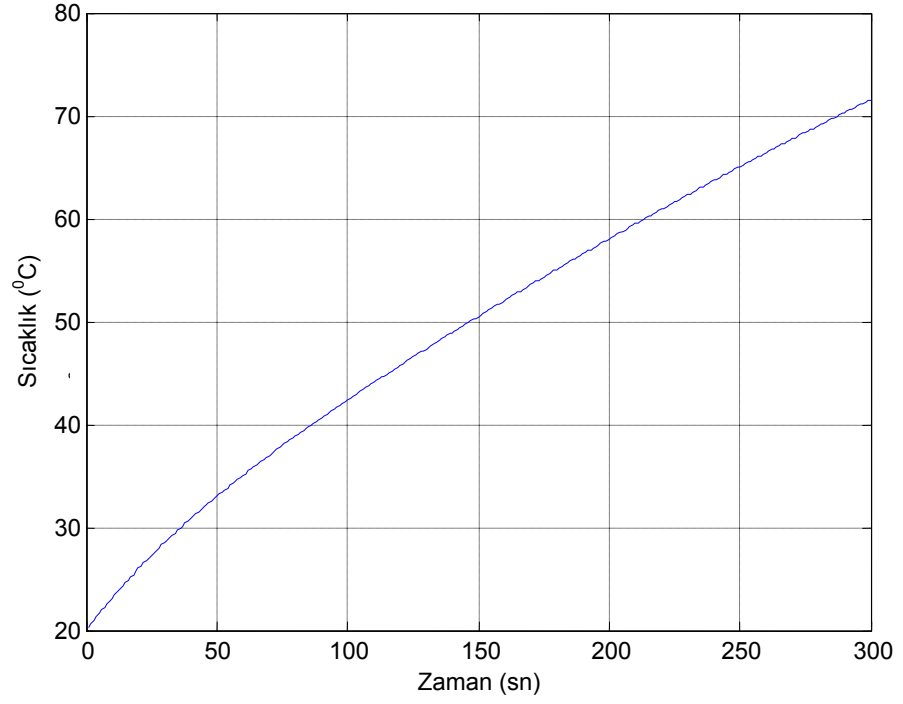


Şekil 3.45. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki ısı dağılımı (ısıtma süresi 5 dakika)

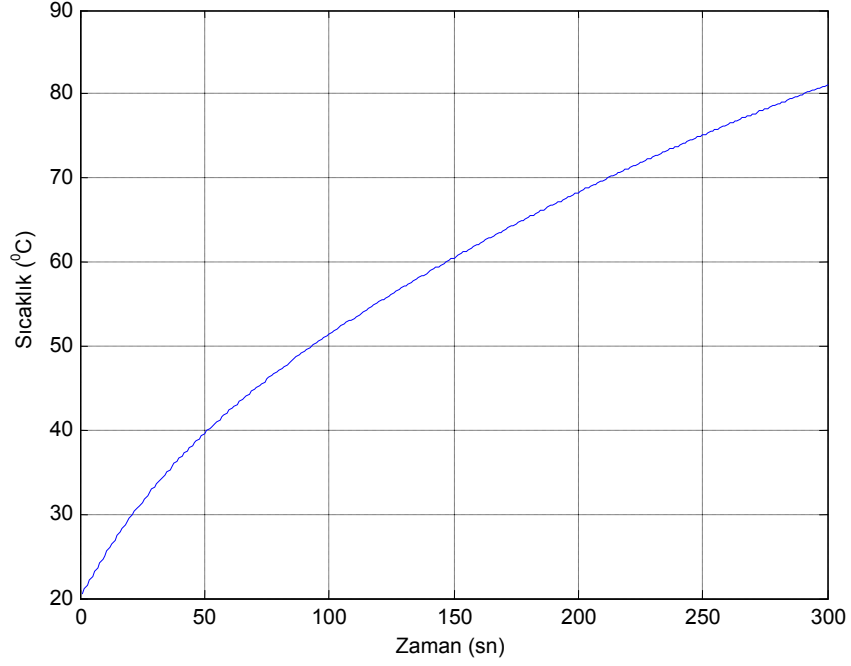


Şekil 3.46. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı

Şekil 3.45 ve Şekil 3.46 karşılaştırıldığında sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir. Malzeme yüzeyinde sıcak nokta bölgelerinin sayısı fazla ve elektrik alana bağlı genel sıcaklık dağılımı oldukça geniş bir bölgeye etki etmektedir. Şekil 3.47 ve Şekil 3.48 sırasıyla sıcak nokta olarak tanımlanan elektrik alan dağılımının yüksek olduğu iki noktadaki sıcaklık değişimlerini zamana bağlı olarak göstermektedir.



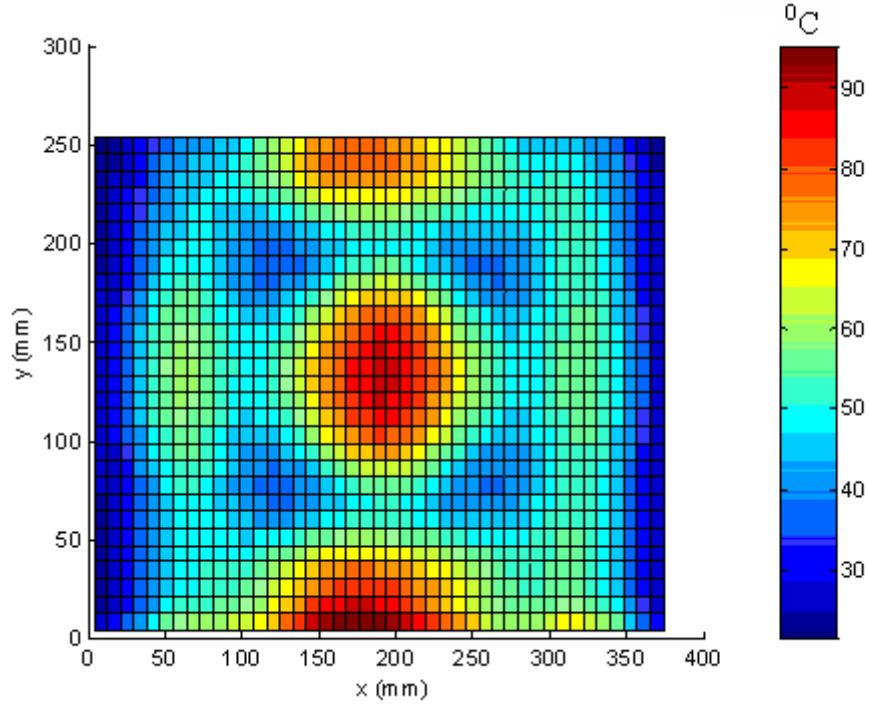
Şekil 3.47. (240mm, 180 mm, 210 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi ($\epsilon' = 5,37 - 0,06.T$, $\epsilon'' = 3,11 - 0,1.T + 0,0011.T^2$)



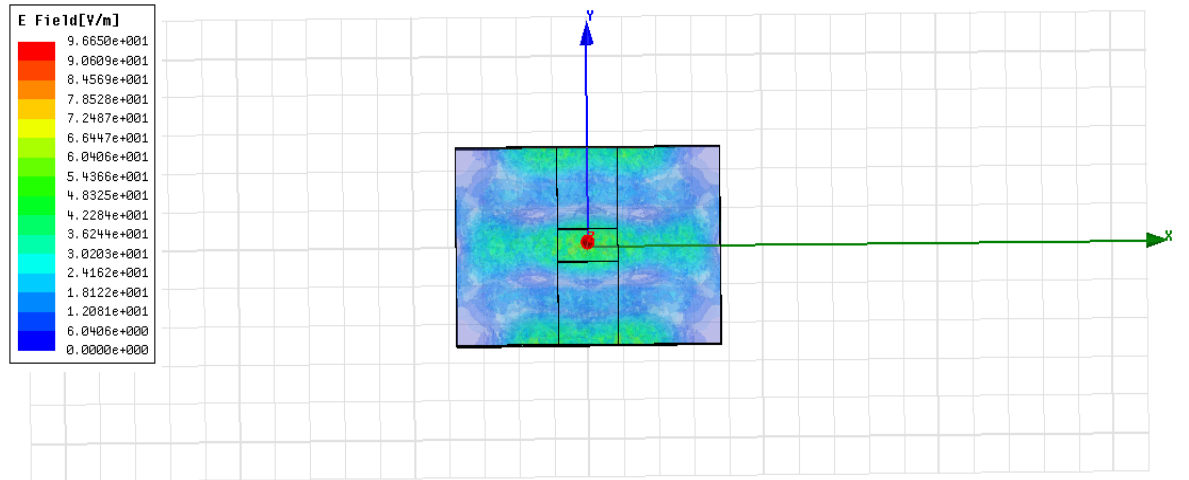
Şekil 3.48. (340mm, 20 mm, 210 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi ($\epsilon' = 5,37 - 0,06.T$, $\epsilon'' = 3,11 - 0,1.T + 0,0011.T^2$)

Aynı işlemler, beş dakikalık ısıtma süreci için rezonatörün tabanından itibaren $d=140$ mm yüksekliğine konulan x-y kesitinin tamamını kapsayan dielektrik sabiti $\epsilon_r = 22 - j9$ (oda sıcaklığında $T=20^\circ\text{C}$ için) yani içerisindeki su miktarı fazla olan hamur için yapıldığında malzeme üzerindeki iki boyutlu ısı değişimi FDTD yöntemi ile Şekil 3.49'da, Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan değişimi Şekil 3.50'de ve seçilen iki farklı noktadaki tek boyutlu ısı değişimleri sırasıyla Şekil 3.51 ve Şekil 3.52'de gösterilmiştir. Rezonatörü besleyen kaynak WR-340 dalga kılavuzu (TE_{10} temel modunu üreten) için TE_{10} uyarımı $z=129$ mm düzleminden $E=100$ V/m olarak seçilerek yapılmıştır. Magnetronu çalışma frekansı 2,45 GHz olarak belirlenmiştir.

İçerisindeki su miktarı fazla olan yiyecek türü malzeme için ısı özellikler ortam sıcaklığı $T=20^\circ\text{C}$, malzeme yoğunluğu $\rho=750$ kg/m³, ısı kapasite $C_p=2600$ J/kg.⁰K, konveksiyon katsayısı $h=5$ W/m².K, ısı iletkenlik 0,6 W/m.⁰K olarak belirlenmiş ve malzemenin dielektrik özellikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak dielektrik sabiti $\epsilon' = 23,6 - 0,08.T$, $\epsilon'' = 11,536 - 0,15.T + 0,00116.T^2$ olarak seçilmiştir.



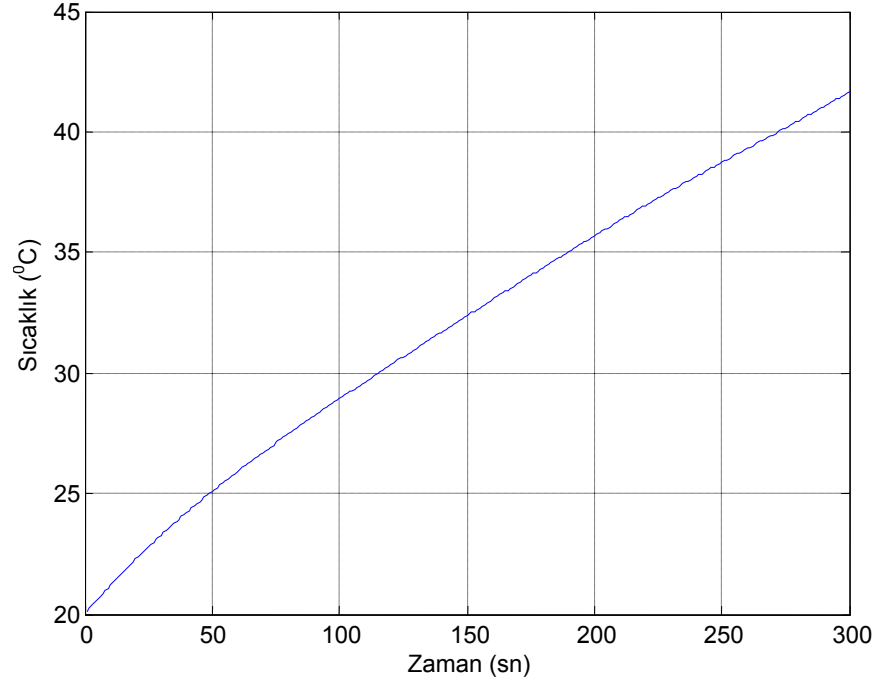
Şekil 3.49. Malzemenin üst x-y kesitindeki ısı dağılımı (ısıtma süresi 5 dakika)



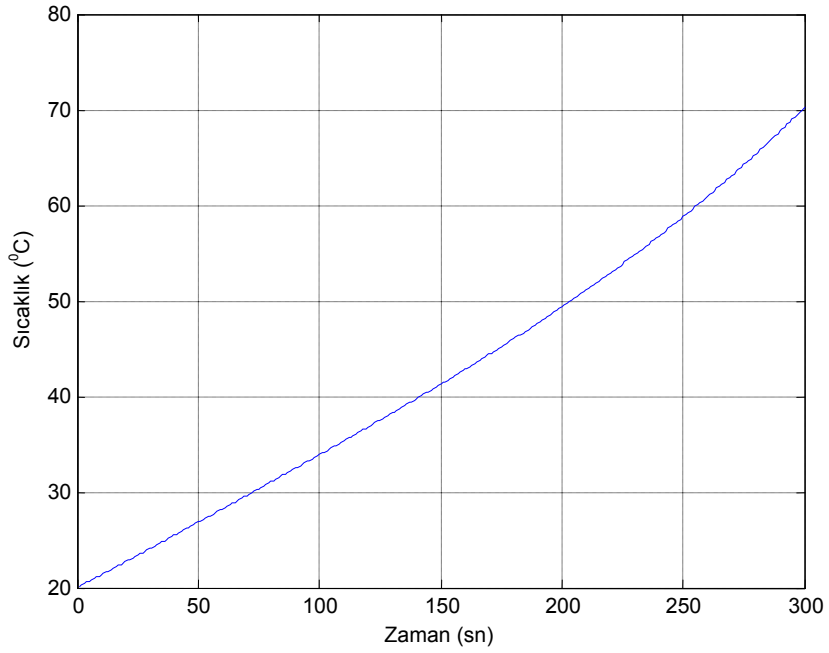
Şekil 3.50. Malzemenin yüzey x-y kesitindeki Ansoft HFSS ile elde edilen elektrik alan dağılımı

Şekil 3.49 ve 3.50 karşılaştırıldığında sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir.

Genel olarak malzemelerin sıcaklık haritaları incelendiğinde malzemelerin üzerinde ısı farkının çok farklı olduğu sıcak ve soğuk bölgelerin olduğu görülmektedir. Bu durum malzeme üzerindeki alan dağılımının farklılığından kaynaklanmaktadır.



Şekil 3.51. (240mm, 150 mm, 140 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi (ısıtma süresi 5 dakika)



Şekil 3.52. (189 mm, 172 mm, 140 mm) noktasındaki sıcaklık değişimi (ısıtma süresi 5 dakika)

5. SONUÇ

Bu tezde ilk olarak kullanım kolaylığı, bilgisayarda diğer sayısal yöntemlere göre daha az çalışma zamanına sahip olması, birçok elektromanyetik yapıya uygulanabilir olması ve genel olarak çok yaygın bir kullanıma sahip olması sebebiyle sonlu farklar zaman domeni (FDTD) yöntemi incelenmiş, yöntemin bir mikrodalga rezonatörüne uygulanabilmesi için gerekli program kodu yazılmıştır. Mikrodalga uygulamalarının temelini oluşturan ısıtma sürecini bir mikrodalga rezonatöründe modellemek üzere ısı denklemleri ayrıklaştırılarak zaman domeni sonlu farklar yöntemiyle bulunan alan ve mikrodalga kayıp güç hesabıyla elde edilen sonuçlar ışığında malzeme üzerindeki ısı dağılımları bulunmuştur.

Mikrodalga ısıtmayı verimli bir hale getirmenin bir optimizasyon süreci olduğu göz önüne alınarak, içerisinde çok sayıda modu destekleyebilecek rezonatör boyutları belirlenmiştir. Daha sonra transmisyon hattı yöntemi açıklanarak bu yöntem ışığında rezonatörün dilim şeklindeki dielektrik malzeme ile dolu olduğu durum için rezonans frekanslarının ve ortaya çıkacak modların bulunması ele alınmıştır.

Dilim şeklinde ve tüm kesiti kaplayan dielektrik malzemeye yüklü bir rezonatörde alan dağılımlarının ve yansıma katsayısı genlik değişimlerinin bulunması ilk olarak bu tezde incelenmiştir. Analitik çözüm, rezonatör dalga kılavuzu ile beslendiği için mod denkleştirme yöntemi ile yapılmış ve sonuçların doğruluğu Ansoft HFSS sayısal çözümleyicisi ile karşılaştırılarak kanıtlanmıştır. Dielektrik malzemenin (rezonatör içerisindeki) en uygun konumlarının bulunması amacı ile analitik çözüm temelinde yansıma katsayılarının en düşük olduğu değerlerin bulunması amacı ile yazılan program ile optimizasyon yapılmıştır. Yapılan optimizasyon sonucunda elde edilen sonuçların doğruluğu yine Ansoft HFSS ile elde edilen sayısal sonuçlarla karşılaştırılarak verilmiştir.

Seçilen dielektrik malzemelerin (plastik türü, yiyecek türü) konumunun, mikrodalga ısıtma açısından belirlenmesinde, malzeme üzerindeki mikrodalga kayıp güç değişiminin geniş bir bölgeye sürekli bir biçimde (güç yoğunluğunun oluşturduğu yerel sıcak bölgelerin devamlı olması, aralarında boşluk bulunmadan maksimum genişlikteki bölgeye yayılması durumu) etki etmesi durumu göz önüne alınarak, endüstriyel bir

mikrodalga ısıtma süreci açısından verimliliğin artırılması hedeflenmiş ve bu amaçla dielektrik özellikleri birbirinden farklı olan üç adet malzeme için büyük boyuttaki bir rezonatör ele alınarak yansımaya katsayısı genlik değişimlerinin en düşük olduğu dielektrik malzeme konumları için elektrik alan dağılımları bulunmuştur.

Tüm bu optimizasyon sürecinin sonunda mikrodalga ısıtmanın en verimli olduğu parametreler (rezonatör içinde malzemenin konumu) belirlenerek, FDTD yöntemi ile bulunan alan ve mikrodalga kayıp gücü değerleri temelinde çalışan ısı programı ile üç farklı dielektrik malzeme için analiz yapılmıştır.

Isı analizi ilk olarak dielektrik özelliklerin sıcaklıkla çok fazla değişmediği plastik türü malzeme ve yiyecek türü malzemelerden düşük nemliliğe sahip olanı için yapılmıştır. Yüksek nemlilik oranına sahip yiyecek türü malzeme için ısıl analiz dielektrik özelliklerinin sıcaklıkla değişimi matematiksel olarak modellenerek yapılmıştır. Sonuçlar iki boyutlu ısı haritaları ve tek boyutlu noktasal ısı değişim grafikleriyle verilmiştir.

Bu tez analitik olarak dilim şeklindeki malzemeyle yüklü klasik dikdörtgen rezonatörlerde yansımaya katsayılarının ve alan değişimlerinin bulunması konusunda bilimsel bir yenilik getirmiştir. Bu analitik sonuçlarla elde edilen, malzeme ve kaynak konumlarının mikrodalga ısıtmanın en verimli şekilde gerçekleştirilmesini sağlayacak değerlerinin bulunmasını sağlayan optimizasyon yöntemi ile de literatüre bir katkı sağlamaktadır. Klasik dikdörtgen rezonatörlerde rezonans frekansları, yansımaya katsayısı genlik değişimleri, malzeme konumu değişimleri ve en önemlisi rezonatör boyutlarının belirlenmesiyle ilgili bu tezde elde edilen sonuçlar ve yorumlardan yararlanılarak amaca yönelik parametreler diğer çalışmalar için daha verimli bir şekilde belirlenebilir ve ısıtma sürecine tabi tutulacak malzeme için uygun rezonatör tasarımı çok daha kolay bir şekilde yapılabilir.

KAYNAKLAR

- Alinikula, P., Kunz, K.S. 1991.** Analysis of waveguide aperture coupling using the finite-difference time-domain method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1(8): 189-191.
- Al-mukhtar, D.A, Sitch, J.E. 1981.** Transmission-line matrix method with irregularly graded space. *IEE Proc. H.*, 128(6):299-305.
- Aoyagi, P.H., Lee, J.F., Mittra, R. 1993.** A hybrid Yee algorithm scalar-wave equation approach. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 41(9): 1593-1600.
- Asi, A., Shafai, L. 1992.** Dispersion analysis of anisotropic inhomogeneous waveguides using compact 2D-FDTD. *Electronics Letters*, 28(15): 1451-1452.
- Berenger, J.P. 1994.** A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Computational Phys.*, 2: 185-200.
- Braunstein, J., Connor, K., Salon, S., Libelo, L. 1999.** Investigation of microwave heating with time varying material properties. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(3): 1813-1816.
- Chu, S.T., Chaudhuri, S.K. 1990.** Combining modal analysis and the finite difference time domain method in the study of dielectric waveguide problems. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 38(11): 1755-1760.
- Çengel, Y. 2003.** Heat transfer: a practical approach. Mc Graw-Hill , Tziola, USA, 896 pp.
- De Pourcq, M. 1983.** Field and power density calculations by three dimensional finite elements. *IEEE Proc.*, 130: 377.
- Dib, N.I., Katehi, L.P.B. 1993.** Analysis of the transition from rectangular waveguide to shielded dielectric image guide using the finite difference time domain method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3(9): 327-329.
- Dibben, D.C., Metaxas, A.C. 1996.** Time domain finite element analysis of multimode microwave applicators loaded with low and high loss materials. *IEEE Microwave and Guided Letters*, 32: 945-948.
- Dibben, D.C., Metaxas, R. 1997.** Frequency domain vs. time domain finite element methods for calculation of multimode cavities. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(2): 1468-1471.
- Engquist, B., Majda, A. 1977.** Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. of Comp.*, 31(139): 629-651.

- Feng, Z., Junmei, F. 1993.** Efficient analysis of a dielectric post in a rectangular waveguide based on the two dimensional FDTD method. *Microwave and Optical Technology Letters*, 6(7): 407-410.
- Holland, R. 1977.** Threde: A free-field EMP coupling and scattering code. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 24: 2416-2421.
- Iskander, M.F., Smith, R.L., Octavio, A., Andrade, M., Kimrey, H., Walsh, L.M. 1994.** FDTD simulation of microwave sintering of ceramics in multimode cavities. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42(5): 1686-1689.
- Jarem, J.M. 1991.** A method of moments analysis and a finite difference time domain analysis of a probe sleeve fed rectangular waveguide cavity. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 39(3): 444-451.
- Jia, X. 1993.** Experimental and numerical study of microwave heating applicator. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 28(1): 25-31.
- Jurgens, T.G., Taflove, A., Umashankar, K., Moore, T.G. 1992.** Finite difference time domain modeling of curved surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 40(4): 357-366.
- Ko, W.L., Mittra, R. 1991.** A combination of FDTD and Prony's methods for analyzing microwave integrated circuits. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 39(12): 2176-2181.
- Kondylis, G.D., Flavis, F.D., Pottie, G.J. 2001.** A memory efficient formulation of the finite difference time domain method for the solution of maxwell equations. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(7): 1310-1320.
- Kriegsmann, G.A. 1992.** Thermal runaway in microwave heated ceramics: A one dimensional model. *Journal of Applied Physics*, 71(4): 1960-1966.
- Liao, Z.P., Wong, H.L., Yang, B.P., Yuan, Y.F. 1984.** A transmitting boundary for transient wave analysis. *Sci. Sin., Ser. A*, 27(10): 1063-1076.
- Liu, F., Turner, I., Bialkowski, M. 1994.** A finite difference time domain simulation of power density distribution in a dielectric loaded microwave cavity. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 29(3): 138-148.
- Liu, F., Turner, I., Siores, E., Groombridge, P. 1996.** A numerical and experimental investigation of the microwave heating of polymer materials inside a ridge waveguide. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 31(2): 71-82.
- Lu, C.C., Chew, W.C. 1995.** The use of Huygens' equivalence principle for solving 3D volume integral equation of scattering. *IEEE Trans. on Antenna and Propagat.*, 43(5): 500-507.

- Luebbers, R. 1993.** Lossy dielectrics in FDTD. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 41(17): 1586-1588.
- Marrone, M., Mittra, R. 2005.** A new stable hybrid three-dimensional generalized finite difference time domain algorithm for analyzing complex structures. *Antennas and Propagation Society International Symposium, IEEE*
- Mcconnell, B. G. 1999.** A coupled heat transfer and electromagnetic model for simulating microwave heating of thin dielectric materials in a resonant cavity. *Master of Science Thesis*, Faculty of Virginia Polytechnic Institute, State University Blacksburg, America.
- Merewether, D.E., Fisher, R., Smith, F.W. 1980.** On implementing a numeric Huygen's source scheme in a finite difference program to illuminate scattering bodies. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 27(6): 1829-1833.
- Mladenovic, M., Marincic, A., Milovanovic, B., Ivkovic, S. 1998.** Identification of resonant modes in a loaded microwave rectangular cavity. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 31(1): 30-34.
- Mrozowski, M. 1994.** A hybrid PEE-FDTD algorithm for accelerated time domain analysis of electromagnetic waves in shielded structures. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4(10): 323-325.
- Mur, G. 1981.** Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 23(4): 377-382.
- Navarro, E.A., Such, V., Gimeno, B., Cruz, J.L. 1992.** Analysis of H-plane waveguide discontinuities with an improved finite difference time domain algorithm. *IEE Proceedings*, 139(2): 183-185.
- Navarro, E.A., Wu, C., Chung, P.Y., Litva, J. 1994.** Some considerations about the finite difference time domain method in general curvilinear coordinates. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4(12): 396-398.
- Nyquist, H. 1928.** Certain topics in telegraph transmission theory. *Trans. AIEE*, 47: 617-644.
- Olivier, J.C., McNamara, D.A. 1992.** Analysis of multiport rectangular waveguide devices using pulsed finite-difference time domain (FDTD). *Electronics Letters*, 28(2): 129-130.
- Park, M. J., Park, J., Nam, S. 1998.** Efficient calculation of the green's function for the rectangular cavity. *IEEE Microwave and Guided Letters*, 8(3): 124-126.

Patzelt, H., Arndt, F. 1982. Double-plane steps in rectangular waveguides and their application for transformers, irises, and filters. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 30(5): 771–776.

Pereda, J.A., Vielva, L.A., Vegas, A., Prieto, A. 1993. A treatment of magnetized ferrites using the FDTD method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3(5): 136-138.

Ramahi, O. M. 1999. Stability of absorbing boundary conditions. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 47(4): 593-599.

Reader, H.C., Chow Ting Chan, T.V. 1998. Experimental and numerical field studies in loaded multimode and single mode cavities. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 33(2): 256-263.

Reiter, J.M., Arndt, F. 1994. A full-wave boundary contour mode matching method for the rigorous cad of single and cascaded optimized h-plane and e-plane bends. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43: 796-801.

Remis, R.F. 2000. On the stability of the finite difference time domain method. *Journal of Computational Physics*, 163: 249-261.

Sadık, K. 1998. Isı iletimine giriş –I : Isı iletimi. Tıp Teknik Yayıncılık, Ankara, Türkiye, 315 s.

Safavi Naini, R., Macphie, R.H. 1982. Scattering at rectangular to rectangular waveguide junctions. *IEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, 33(11) :328-333.

Semouchkina, E., Semouckin, G., Mittra, R., Cao, W. 2003. Finite difference time domain simulation of resonant modes of rectangular dielectric resonators. *Microwave and Optical Technology Letters*, 36(3): 160-164.

Shen, Y., Bi, Z., Wu, K., Litva, J. 1992. FDTD analysis of open cylindrical dielectric resonators. *Microwave and Optical Technology Letters*, 5(6): 261-265.

Shih, Y.C., Gray, K.G. 1983. Convergence of numerical solutions of step type waveguide discontinuity problems by modal analysis. *IEE Microwave Theory and Technique*, 23: 211-216.

Sunberg, M., Kildal P.S., Ohlsson, T. 1998. Moment method analysis of a microwave tunnel oven. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 33(1): 36-48.

Sunberg, M., Risman, P.O., Kildal, P.S., Ohlsson, T. 1996. Analysis and design of industrial microwave ovens using the finite difference time domain method. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 31(3): 142-157.

- Taflove, A., Brodwin, M.E. 1975.** Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23: 623–630.
- Taflove, A., Umashankar, K. 1982.** A hybrid moment method finite difference time domain approach to electromagnetic coupling and aperture penetration into complex geometries. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 30(4): 617-627.
- Terril, N. D. 1998.** Field simulation for the microwave heating of thin ceramic fibers. *MSc. Thesis*, Faculty of Virginia Polytechnic Institute, State University Blacksburg, America.
- Van Hese, J., De Zutter, D. 1992.** Modeling of discontinuities in general coaxial waveguide structures by the FDTD-method. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 40(3): 547-556.
- Wang, C., Gao, B.Q., Ding, C.P. 1993.** Q factor of a resonator by the finite difference time domain method incorporating perturbation techniques. *Electronics Letters*, 29(21): 1866-1867.
- Wexler, A. 1967.** Solution of waveguide discontinuities by modal analysis. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 15(9): 508–517.
- Wu, X. 2002.** Experimental and theoretical study of microwave heating of thermal runaway materials. *PhD. Thesis*, Faculty of Virginia Polytechnic Institute, State University Blacksburg, America.
- Xiao, S., Vahldieck, R., Jin, H. 1992.** Full-wave analysis of guided wave structures using a novel 2-D FDTD. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 2(5): 165-167.
- Yook, J.G., Dib, N.I., Katehi, L.P.B. 1994.** Characterization of high frequency interconnects using finite difference time domain and finite element methods. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 42(9): 1727-1736.
- Zhao, H., Turner, I.W. 1996.** An analysis of the finite difference time domain method for modelling the microwave heating of dielectric materials within a three dimensional cavity system. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 31(4): 199-214.
- Zhi Yuan, S. 1980.** An analysis of the loading effects of the box-type microwave applicator. *Journal of Microwave Power*, 15(3): 155-167.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Okan Süle
Doğum Yeri ve Tarihi : Bursa 08.02.1975
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Süleyman Çelebi Lisesi
Lisans : İstanbul Teknik Üniversitesi
Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Uludağ Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık
Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümü 13
İletişim (e-posta) : osule@uludag.edu.tr
Yayımları :

Akman, A., Güler, S., Süle, O., Oktay, A. 2002. Endüstriyel malzemelerin nemlilik oranının mikrodalga tekniğiyle tayini. ELECO 2002, 18-22 Aralık 2002, Bursa.

Akman, A., Oktay, A., Süle, O. 2002. Dalga kılavuzu üzerine açılmış yarık dizilimlerinde karşılıklı etkileşimin dengelenmesi. 10. Sinyal İşleme ve İletişim Uygulamaları Kurultayı, 12-14 Haziran 2002, Denizli.

Gücüyener, İ., Avcıbaş, İ., Süle, O. 2002. Yeni bir fiber optik titreşim duyargacı tasarımı ve alınan işaretlerle cnc freze kesici ucu aşınmasının izlenmesi. 10. Sinyal İşleme ve İletişim Uygulamaları Kurultayı, 12-14 Haziran 2002, Denizli.

Oktay, A., Süle, O. 2004. Slotted waveguide array for monopulse radar antenna. Conference and Exhibit Communications, 3-5 June 2004, Bucharest, Romania.

Süle, O., Kent, S. 2010. Analysis of microwave cavity loaded with lossy dielectric Slab by means of mode matching method and optimization of load location. *PIER M*, 14: 71-83.

Süle, O., Kent, S. 2010. Dilim şeklinde kayıplı dielektrik malzeme ile yüklenmiş mikrodalga fırının mod denkleştirme yöntemiyle analizi ve yük yeri optimizasyonu. URSI-TURKIYE 2010 5. Bilimsel Kongresi, 25-27 Ağustos 2010, KKTC.