



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BOŞLUK REZONATÖRÜ ŞEKLİNDEKİ MİKRODALGA
APLİKATÖRLERİNDE YÜKE VE BESLEME SİSTEMİNE
BAĞLI OLARAK ALAN DAĞILIMININ İNCELENMESİ**

Bengül DEMİRALAY

**Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Programı**

Danışman

Prof.Dr. A. Fahri BURŞUK

Haziran, 2004

İSTANBUL

Bu çalışma/....../ 2003 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi

Jüri Adı
Üniversite
Fakülte

Jüri Adı
Üniversite
Fakülte

Jüri Adı
Üniversite
Fakülte

Jüri Adı
Üniversite
Fakülte

ÖNSÖZ

Tez çalışmam sırasında yardım ve desteklerinden dolayı sayın hocam Prof. Dr. A. Fahri BURŞUK'a, benden yardımlarını ve zamanını esirgemeyen değerli oda arkadaşım Serkan ŞİMŞEK'e, yine yardımlarından dolayı Prof. Dr. Ercan TOPUZ'a ve özetin çevirisine katkılarından dolayı Arş. Gör. Mesut ÇEVİK'e teşekkürü bir borç bilirim. Her zaman yanımda olduklarını ve beni desteklediklerini her fırsatta gösteren aileme de ayrıca teşekkür ederim.

Haziran, 2004

Bengül DEMİRALAY

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖZET	xi
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	2
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	5
3.1.Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatörlerinde Alan Dağılımının Elde Edilmesi.....	5
3.1.1. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TE^y Modları için Genel Çözüm.....	5
3.1.1.1. TE^y Modları Çözümü için Karakteristik Denklemin Çıkarılması	12
3.1.2. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TM^y Modları için Genel Çözüm	12
3.1.2.1. TM^y Modları için Karakteristik Denklemin Çıkarılması.....	18
3.1.3. TE^y ve TM^y Modları için Karakteristik Denklemin Köklerinin Bulunması... ..	19
3.1.4. Dielektriğin Kayıplı Olması Durumunda TM^y ve TE^y Modları için Karakteristik Denklemlerin Elde Edilmesi	21
3.2.Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatörü İçin Enine Rezonans (Transverse Resonance) Metodunun Uygulanması.....	23
3.3. Kısmen Yüklenmiş Boşluk Rezonatörünün Açıklık Kuplajı ile Uyarılması	24
3.3.1. Açıklığın Suseptans Değerinin Hesaplanması.....	26
4. BULGULAR	32
4.1. Teorik Olarak Elde Edilen Bulgular.....	32

4.1.1. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe Rezonans Frekansının Yüke ve Dielektrik Sabitine Bağlı Olarak Değişimi.....	32
4.1.2. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TM^y ve TE^y Modları için Alan Dağılımı ...	41
4.1.3. Açıklık Kuplajının Rezonans Frekansına Etkisinin Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatörü için Sayısal Olarak Elde Edilmesi.....	49
4.2. Deneysel Ölçüm Yolu ile Elde Edilen Bulgular	51
4.2.1. Bağlı Dielektrik Sabitinin Ölçülmesi	52
4.2.2. Dielektrik Yüklü Rezonatörün Rezonans Frekansının Ölçülmesi.....	53
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	61
KAYNAKLAR	63
EK 1.....	65
EK 2.....	72
ÖZGEÇMİŞ	75

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 3.1	:Kısmen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	5
Şekil 3.2	:Dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli	23
Şekil 3.3	:Açıklık kuplajı ile uyarılmış dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli	25
Şekil 3.4	:Açıklık kuplajı ile uyarılmış dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli (sadeleştirilmiş)	25
Şekil 3.5	:Boş dalga kılavuzundan dielektrik yüklü dalga kılavuzuna yapılan açıklık kuplajının eşdeğer devre modeli	26
Şekil 3.6	:Rezonatörün uyarılması için kullanılacak açıklık	28
Şekil 4.1	:Rezonatörün kayıpsız dielektrik madde ($\epsilon_r=77$) ile kısmen yüklenmesi durumu için $TM_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	33
Şekil 4.2	:Rezonatörün kayıpsız dielektrik madde ($\epsilon_r=77$) ile kısmen yüklenmesi durumu için $TE_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	33
Şekil 4.3	:Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için için TM_{121} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	34
Şekil 4.4	:Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için için TE_{121} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	34
Şekil 4.5	:Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için için TM_{131} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	35
Şekil 4.6	:Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için için TE_{131} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi	35
Şekil 4.7	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j8$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TM_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi.....	37
Şekil 4.8	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j8$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TE_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi.....	37
Şekil 4.9	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j15$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TM_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi.....	38
Şekil 4.10	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j15$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TE_{1 \times 1}$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi.....	38

Şekil 4.11	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TM_{1x1} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi..... 39
Şekil 4.12	:Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TE_{1x1} modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi..... 39
Şekil 4.13	:Rezonatörün çeşitli kayıp miktarlarına sahip ($\epsilon_r=77-j8$, $\epsilon_r=77-j15$, $\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TE_{121} modunda bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi 40
Şekil 4.14	: Rezonatörün çeşitli kayıp miktarlarına sahip ($\epsilon_r=77-j8$, $\epsilon_r=77-j15$, $\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TM_{121} modunda bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi 40
Şekil 4.15	: TE_{131}^y modunun $f_{rTE131}=0.6494.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$) 41
Şekil 4.16	: TE_{131}^y modunun $f_{rTE131}=0.64565.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)..... 42
Şekil 4.17	: TE_{141}^y modunun $f_{rTE131}=0.9177.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları($h=0.1b, \epsilon_r=77$) 42
Şekil 4.18	: TE_{141}^y modunun $f_{rTE141}=0.91830.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)..... 43
Şekil 4.19	: TE_{221}^y modunun $f_{rTE221}=0.6363.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$)..... 43
Şekil 4.20	: TE_{221}^y modunun $f_{rTE221}=0.63464.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$) 44
Şekil 4.21	: TE_{241}^y modunun $f_{rTE241}=1.0034.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$) 44
Şekil 4.22	: TE_{241}^y modunun $f_{rTE241}=1.0099.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)..... 45
Şekil 4.23	: TM_{131}^y modunun $f_{rTM131}= 0.6572.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$) 45
Şekil 4.24	: TM_{131}^y modunun $f_{rTM131}= 0.6538.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)..... 46
Şekil 4.25	: TM_{141}^y modunun $f_{rTM141}= 0.916.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$)..... 46
Şekil 4.26	: TM_{141}^y modunun $f_{rTM141}= 0.91661.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)..... 47
Şekil 4.27	: TM_{221}^y modunun $f_{rTM221}=0.6438.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$) 47

Şekil 4.28	: TM_{221}^y modunun $f_{rTM221}=0.64029.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$).....	48
Şekil 4.29	: TM_{231}^y modunun $f_{rTM231}=0.75151.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$).....	48
Şekil 4.30	: TM_{241}^y modunun $f_{rTM231}=0.9955.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)	49
Şekil 4.31	: TM_{241}^y modunun $f_{rTM231}=1.0005.10^9$ Hz rezonans frekansında a) $ E $ ve b) $ H $ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$).....	50
Şekil 4.32	:X-band standart dikdörtgen kesitli boruda dielektrik sabiti ölçümü için kurulan ölçü düzeni.....	52
Şekil 4.33	:X-band standart dikdörtgen kesitli boruda rezonans frekansı ölçümü için kurulan ölçü düzeni.....	54
Şekil 4.34	: $h=19.996$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans fekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi	56
Şekil 4.35	: $h=16$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans fekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi.....	57
Şekil 4.36	: $h=12$ mm dielektrik kalınlığı için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans fekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi.....	58
Şekil 4.37	: $h=8.8$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans fekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi	59
Şekil 4.38	:a) $b=42.545$ mm, b) $b=39.26$ mm, c) $b=36.56$ mm, d) $b=34.93$ mm, e) $b=32.185$ mm rezonatör uzunlukları için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplan ve ölçülen rezonans fekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi.....	60

TABLO LİSTESİ

Tablo 4.1	:h=16 mm dielektrik kalınlık ve farklı uzunluklardaki rezonatörler için TE_{120}^y modu rezonans frekanslarının rezonatörün açıklık kuplajsız ve açıklık kuplajlı durumları için hesaplanan değerleri 52
Tablo 4.2	: h=16 mm dielektrik kalınlık ve farklı uzunluklardaki rezonatörler için TE_{130}^y modu rezonans frekanslarının rezonatörün açıklık kuplajsız ve açıklık kuplajlı durumları için hesaplanan değerleri 52
Tablo 4.3	:h=19.996 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları 57
Tablo 4.4	:h=19.996 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları .. 57
Tablo 4.5	:h=16 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları ... 58
Tablo 4.6	:h=16 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları ... 58
Tablo 4.7	:h=12 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları ... 59
Tablo 4.8	:h=12 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları .. 59
Tablo 4.9	:h=8.8 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları .. 60
Tablo 4.10	:h=8.8 mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları ... 60

SEMBOL LİSTESİ

a	: Rezonatörün x eksenindeki boyutu
b	: Rezonatörün y eksenindeki boyutu
d	: Rezonatörün z eksenindeki boyutu
E	: Elektrik alan
E_x	: Elektrik alanın x yönündeki bileşeni
E_y	: Elektrik alanın y yönündeki bileşeni
E_z	: Elektrik alanın z yönündeki bileşeni
H	: Magnetik alan
H_x	: Magnetik alanın x yönündeki bileşeni
H_y	: Magnetik alanın y yönündeki bileşeni
H_z	: Magnetik alanın z yönündeki bileşeni
F	: Elektrik vektör potansiyeli
F_x	: Elektrik vektör potansiyelinin x yönündeki bileşeni
F_y	: Elektrik vektör potansiyelinin y yönündeki bileşeni
F_z	: Elektrik vektör potansiyelinin z yönündeki bileşeni
A	: Magnetik vektör potansiyeli
A_x	: Magnetik vektör potansiyelinin x yönündeki bileşeni
A_y	: Magnetik vektör potansiyelinin y yönündeki bileşeni
A_z	: Magnetik vektör potansiyelinin z yönündeki bileşeni
β_x	: x doğrultusundaki dalga sayısı
β_y	: y doğrultusundaki dalga sayısı
β_z	: z doğrultusundaki dalga sayısı
ϵ_d	: Rezonatöre yüklenen maddenin dielektrik sabiti
ϵ_r	: Bağlı dielektrik sabiti
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ	: Dielektrik sabiti
ϵ'	: Dielektrik sabitinin reel kısmı
ϵ''	: Dielektrik sabitinin sanal kısmı
σ	: Maddenin iletkenliği
μ_0	: Boşluğun magnetik sabiti
β	: Propagasyon sabiti
β_0	: Propagasyon sabiti (ortamın hava olması durumunda)
β_d	: Propagasyon sabiti (dielektrik madde içerisinde)
β_{x0}	: x doğrultusundaki dalga sayısı (ortamın hava olması durumunda)
β_{xd}	: x doğrultusundaki dalga sayısı (dielektrik madde içerisinde)
β_{y0}	: y doğrultusundaki dalga sayısı (ortamın hava olması durumunda)
β_{yd}	: y doğrultusundaki dalga sayısı (dielektrik madde içerisinde)
β_{z0}	: z doğrultusundaki dalga sayısı (ortamın hava olması durumunda)
β_{zd}	: z doğrultusundaki dalga sayısı (dielektrik madde içerisinde)

η	: Boşluğun karakteristik empedansı
λ	: Dalga boyu
ω	: Açısal frekans
A^0, A^d	: Uyarma katsayıları
C_1^d, D_1^d	: Uyarma katsayıları
C_1^0, D_1^0	: Uyarma katsayıları
C_2^d, D_2^d	: Uyarma katsayıları
C_2^0, D_2^0	: Uyarma katsayıları
C_3^d, D_3^d	: Uyarma katsayıları
C_3^0, D_3^0	: Uyarma katsayıları
J_1	: Elektrik akım yoğunluğu
J_2	: Elektrik akım yoğunluğu
M_1	: Magnetik akım yoğunluğu
M_2	: Magnetik akım yoğunluğu
\bar{E}_n^+	: Elektrik alan dağılımı (+y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{E}_n^-	: Elektrik alan dağılımı (-y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{E}^+	: Elektrik alan (+y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{E}^-	: Elektrik alan (-y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{e}_{nd}	: Elektrik alan dağılımının enine bileşeni (dielektrik yüklü olan kısım için)
e_{ynd}	: Elektrik alan dağılımının y bileşeni (dielektrik yüklü olan kısım için)
β_n	: Propagasyon sabiti (ortamın hava olması durumunda)
β_{nd}	: Propagasyon sabiti (dielektrik yüklü olan kısım için)
\bar{H}_n^+	: Magnetik alan dağılımı (+y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{H}_n^-	: Magnetik alan dağılımı (-y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{H}^+	: Magnetik alan (+y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{H}^-	: Magnetik alan (-y doğrultusunda ilerleyen)
\bar{h}_{nd}	: Magnetik alan dağılımının enine bileşeni (dielektrik yüklü olan kısım için)
h_{ynd}	: Magnetik alan dağılımının y bileşeni (dielektrik yüklü olan kısım için)
α_m	: Magnetik polarizasyon
α_e	: Elektrik polarizasyon
P_e	: Elektrik polarizasyon akımı
P_m	: Magnetik polarizasyon akımı
M	: Magnetik polarizasyon akım yoğunluğu
A_n^+	: Açıklıktan iletilen dalganın genlik katsayıları
A_n^-	: Açıklıktan yansıyan dalganın genlik katsayıları
Z_0	: Karakteristik dalga empedansı (ortamın hava olması durumu için)
Z_{0d}	: Karakteristik dalga empedansı (dielektrik madde içerisinde)

Y_0	: Ortamın karakteristik admitansı (hava için)
Y_{0d}	: Ortamın karakteristik admitansı (dielektrik madde için)
Γ	: Açıklıtan gerilim yansıma katsayısı
B	: Açıklığın normalize suseptansı
X_L	: Açıklığın reaktansı
r_0	: Açıklığın yarıçapı
R_s	: Yüzey empedansı
λ_g	: Dalga kılavuzu içerisindeki dalga boyu
l_ϵ	: Dielektrik parçanın uzunluğu
$\Delta\ell$: Dielektrik eklenmesi ile gerilim minimum noktasının kayma miktarı

ÖZET

BOŞLUK REZONATÖRÜ ŞEKLİNDEKİ MİKRODALGA APLİKATÖRLERİNDE YÜKE VE BESLEME SİSTEMİNE BAĞLI OLARAK ALAN DAĞILIMININ İNCELENMESİ

Bu çalışmada kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen boşluk rezonatörünün yüke ve besleme sistemine bağlı olarak alan dağılımının incelenmesi hedeflenmiştir. Bu amaçla kısmen dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün besleme sistemi göz önüne alınmaksızın, alan dağılımları farklı iki ortam için bulunmuş ve bunlardan yararlanarak sistemin karakteristik deklemleri elde edilmiştir. Bu denklemlerden yararlanarak sistemin rezonans frekansları bulunmuştur. Rezonatörün besleme sistemi olarak, açıklık kuplajı göz önüne alınmış ve bunun sisteme etkisi iletim hattı modeli ile incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar ölçüm sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

SUMMARY

THE ANALYSIS OF FIELD DISTRIBUTIONS IN MICROWAVE HOLE COUPLED CAVITY RESONATORS FOR VARYING DIELECTRIC LOAD THICKNESS

In this study, it is aimed to investigate the field distributions of partially dielectric loaded rectangular cavity resonator with hole coupled feeding system. Firstly, partially dielectric loaded cavity resonator without the feeding system is considered. In two regions of the cavity, with and without dielectric loaded, the field components satisfying Maxwell's equations are obtained. The characteristic equations of the system are obtained by means of field matching at the boundary between two regions. Resonance frequencies of the system are found using these characteristic equations. Aperture coupling included into the analysis using transmission line modelling. The numerical results obtained from this calculation are compared with the experimental measurement results carried out in the laboratory.

1. GİRİŞ

Boşluk rezonatörleri, mikrodalga ile kurutma ve ısıtma işlemlerinin hem endüstriyel hem ev tipi uygulamalarında geniş bir yelpazede kullanılmasının yanında dielektrik maddelerin özelliklerinin belirlenmesinde ve araştırma amaçlı mikrodalga sistemlerinin bir parçası olarak da kullanılmaktadır. Bu uygulamalardan özellikle yine yaygın şekilde kullanılan mikrodalga ile yiyecek pişirme, ısıtma veya kurutma uygulamalarında ise çok modlu boşluk rezonatörleri kullanılır. Mikrodalga ısıtma işleminde çalışma frekansı aralığında ısıtma işleminin dinamik davranışının belirlenememesi kaliteyi ve ısıtılan maddenin ısı dağılımının homojenliğini sınırlar. Elektromagnetik ve ısısal parametrelerin bilgisi bu problemin teorik analizi için gereklidir. Rezonatörün dielektrik madde ile kısmen yüklenmesi durumunda propagasyon yapan modların davranışı dielektrik sabiti, dielektrik kayıp, dielektriğin kalınlığı ve dielektrik yükün konumunun bir fonksiyonu olmalıdır [1]. Kısmen dielektrik yüklü bir boşluk rezonatöründe ilk olarak rezonans frekanslarının belirlenmesi alan dağılımının belirlenmesi dolayısıyla boşluk rezonatörünün analizi için gereklidir.

Bu çalışmada kısmen dielektrik yüklü bir boşluk rezonatörü ele alınmıştır. Bu rezonatör dielektrik yüklü olan ve dielektriği hava olan olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Bu kısımlar kendi içlerinde homojendirler ve yüklenen dielektrik kesiti tamamen kaplamaktadır. Çalışmada, rezonatöre yüklenen dielektrik maddenin kalınlığı, dielektrik maddenin sabiti ve dielektrik kayıp ile rezonans frekansının değişimi TE^y ve TM^y modları için elde edilmiştir. Rezonatörün açıklık kuplajı ile uyarıldığı farzedilmiş ve açıklık kuplajının rezonatörün rezonans frekansına etkisi elde edilmiştir. Deneysel olarak kısmen yüklü boşluk rezonatörünün rezonans frekansları ölçülmüş, elde edilen değerler teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Kayıplı ve kayıpsız dielektrik yüklenmesi durumları için birkaç TM_{lmm}^y ve TE_{lmm}^y modunun elektrik ve magnetik alanların modülleri ($|E|$ ve $|H|$) elde edilmiştir. Çalışmanın son bölümünde ise elde edilen bulguların bir değerlendirilmesi verilmektedir.

2. GENEL KISIMLAR

Endüstriyel uygulamalarda geniş olarak yer alan boşluk rezonatörleri için yüklü durumda alan dağılımının elde edilmesi ve öncesinde rezonans frekansının tesbiti önemli bir konudur. Literatürde de bu konu ile ilgili birçok araştırma bulunmaktadır.

Mihran Theodore G. [1], dikdörtgen boşluk rezonatörünün yüklenme etkisini teorik olarak enine rezonans metodunu (transverse resonance) kullanarak elde etmiştir. Elde ettiği karakteristik denklemi kayıplı ve kayıpsız dielektrik madde yüklenmesi durumları için sayısal olarak çözmüş, dielektrik yüklenme etkisini çeşitli modlar için grafiklerle göstermiştir. Karakteristik denklemin köklerinin bulunmasında ise denklemin sadece reel kısmının değerlendirilmesi gerektiği sanal kısmının dielektriğe akan enerjiyi belirttiği düşünülmüş bu nedenle de sayısal çözüm karakteristik denklemlerin reel kısımları için yapılmıştır.

El-Deek M. ve arkadaşları [2] ise dikdörtgen boşluk rezonatöründe yükün yerinin rezonans frekansına etkisini incelemişlerdir. Yükün boşluk rezonatörünün ortasına yerleştirilmesi durumunda oluşan üç parçalı yapının rezonans frekansının dielektrik kalınlıkla ve dielektriğin konumuyla bağlantılı olarak değişimini elde etmişlerdir. Mihran [1]' da olduğu gibi burada da enine rezonans metodu ile karakteristik deklemler elde edilmiş, sayısal çözüm için denklemin sanal kısmının dielektriğe akan enerjiyi temsil ettiği düşünülerek denklemin reel kısmı kullanılmıştır.

Milovanovic B.ve arkadaşları [3] ise 3-D TLM (transmission line modeling) metodu kullanarak rezonatörün tabanına dielektrik yerleştirilmiş dikdörtgen boşluk rezonatörünün rezonans frekansı davranışını dielektrik kalınlığının nasıl etkilediğini elde etmişlerdir. Bu yöntem için sayısal çözümü de yaparak enine rezonans metodu ile örtüşen sonuçlara ulaşmışlardır.

Baysar A. ve arkadaşları [4] ise kayıplı ve kayıpsız dielektrik maddelerden oluşan bir çok katmana sahip dikdörtgen boşluk rezonatörü için enine rezonans metodunu kullanarak bu katmanların kalınlıkları ile rezonatörün rezonans frekansının değişimini elde etmişlerdir.

Milovanovic B. ve arkadaşları [5] tabanına dielektrik yüklenmiş boşluk rezonatörleri için rezonans frekanslarının belirlenmesi için yaklaşık çözüm veren bir yöntem ortaya koymuşlardır. Bu yöntemle çözüm için işlem süresinin kısaltılması modların belirlenmesi probleminden kaçınılması ve kompleks hesap gerektirmemesi amaçlanmıştır. Yaklaşık yöntemde rezonatörün dielektrik yüklü kısmı ve hava olan kısmı için ayrı ayrı rezonans ve antirezonans frekansları eğrilerinin tüm sistemin rezonans frekansı eğrisi ile bağıntıları ele alınmış, yaklaşık rezonans frekansı geometrik yöntemlerle elde edilmiştir. Yaklaşık çözüm Milovanovic B. arkadaşları [6] tarafından rezonatör yardımı ile dielektrik sabiti ölçümü için düzenlenmiş ve sayısal olarak da çözümü yapılmıştır.

Golias N. A. ve arkadaşları [7] çalışmalarında mikrodalga boşluk rezonatörleri için kompleks özdeğer analizi için bir yöntem önermişlerdir. Kayıplı dielektrik tabaka ile yüklü herhangi bir şekildeki mikrodalga rezonatörü için bu çalışmada rezonans problemi rezonatör için Galerkin ağırlıklı yöntemden elde edilen E ve H alanlarının sonlu element metodu ile formüle edilmesi ile çözülmüştür. Bu çalışmada kompleks özdeğer denklemi çözümü için eşlenik gradyent ön koşullu kaydırmalı ters iterasyon yöntemi önerilmiş, sayısal sonuçları deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Eugene C. E. [8,9], dielektrik yükün rezonatörün ortasına yerleştirildiği bir yapıda, rezonans frekansı değişiminin yüklenen dielektriğin sabitine bağlı olarak değişimini elde etmiştir. Dielektrik sabitinin hatasız ölçümünün amaçlandığı çalışmada bu ölçüm için de iki yöntem verilmiş, hatanın dielektrik örnek kalınlığı ile değişimi elde edilmiştir.

Milovanovic B. ve arkadaşları [10,11] yapay sinir ağları ile dielektrik yüklü boşluk rezonatörünü modellemişlerdir. Dielektriğin kayıpsız olduğu ve tabana oturtulduğu düşünülmüş, rezonans frekansı davranışı bilgisi yaklaşık çözümden alınmıştır. Bilgi

temelli yapay sinir ağı (KBNN) ile modelleme yapılmış karşılaştırma amacıyla klasik çok katmanlı öğretim ağı (MLP) ile de rezonatör modellenmiştir.

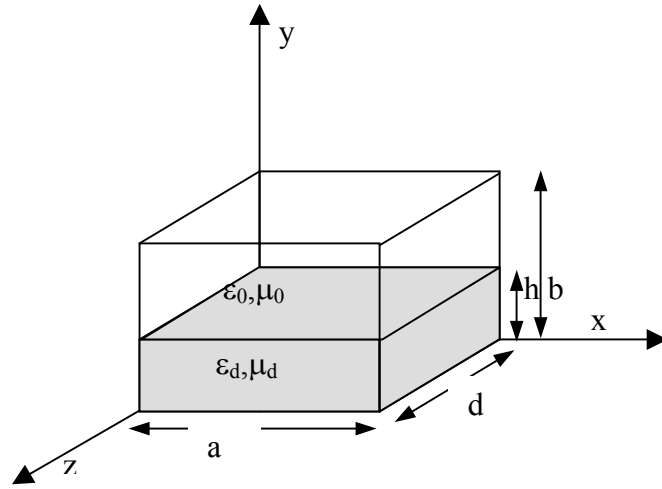
Kısmen dielektrik yüklü boşluk rezonatörlerinde dielektrik madde arayüzü x veya y eksenine dik ise TE^z veya TM^z modları sınır koşullarını sağlamaz. Bu yapılarda çözüm olabilecek alan dağılımı TM^z ve TE^z modlarının kombinasyonu olan alan konfigürasyonudur. Bu modlar hibrid modlar olarak adlandırılırlar. Bu yapıda çözüm olabilecek modlar dielektrik arayüzüne dik eksen üzerine TE ve/veya TM modlarıdır [12]. Çözüm TE^y ($E_y=0$) ve/veya TM^y ($H_y=0$) için yapılmalıdır. Toplam alan TE^y ve/veya TM^y modları alan dağılımlarının toplamı şeklinde olacaktır. Her iki kısım için E ve H alan bileşenlerinin elde edilmesi ile birlikte sınır koşulları gereğince $y=h$ arayüzünde teğet alanların eşit olması gerekliliği kullanılarak karakteristik denklem elde edilir. Bu denklemin sayısal çözümü ile aranan rezonans frekansı değerleri elde edilir.

Boşluk rezonatöründe yüklenen dielektriğin kayıpsız olması durumunda rezonans frekansı (f_r) reel bir sayıdır ve bu frekansta rezonansa gelen modun genliği maksimum büyüklüktedir. Dielektriğin kayıplı olması durumunda ise elektromagnetik dalga dielektrik maddede ilerlerken zayıflar ve dielektriğe sürekli bir enerji akışı olur [1,2]. Bu durumda rezonans frekansı kompleks olacaktır. Rezonans frekansının reel kısmının osilasyon frekansına karşılık olduğu sanal kısmının pozitif işaretlisinin de zayıflama faktörüne karşılık olduğu düşünülebilir. Alan bileşenleri E ve H da bu durumda karmaşık büyüklükler haline gelirler [7,14]. Kayıplı dielektrik yüklenmesi durumunda rezonans frekanslarının bulunmasını için çözümü yapılacak karakteristik denklem kayıpsız dielektrik yüklenmesi durumu için elde edilen karakteristik denklemde ϵ' yerine $\epsilon'(1-\tan\delta)$ yazarak elde edilebilir[14]. Kayıplı dielektrik madde yüklenmesi durumundan, kayıpsız dielektrik yüklenmesi durumuna geçişte, bu değişim yeterli olacaktır. Bu denklemin karmaşık kökleri sayısal iterasyon yöntemleri ile elde edilir. Bu çalışmada sayısal yöntem olarak Newton-Raphson yöntemi kullanılmıştır. Kayıplı dielektrik yüklenmesi durumunda TE^y ve TM^y modları için rezonans frekansı ile bağlı dielektrik kalınlığı değişimi grafikleri elde edilmiş, kayıpsız dielektrik yüklenmesi durumundaki grafikler ile karşılaştırılmıştır. Yine tek bir $TM_{l_{mn}}^y$ veya $TE_{l_{mn}}^y$ modunda rezonans frekansının bağlı dielektrik kalınlıkla değişimi farklı miktarda dielektrik kayıplar için elde edilmiştir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. KISMEN YÜKLÜ BOŞLUK REZONATÖRÜNDE ALAN DAĞILIMININ ELDE EDİLMESİ

Kısmen yüklü rezonatörlerde dielektrik madde arayüzü x veya y eksenine dik ise, TE^z veya TM^z modları sınır koşullarını sağlamaz. Bu yapılarda çözüm olabilecek alan dağılımı TM^z ve TE^z modlarının kombinasyonu olan alan konfigürasyonudur [12]. Bu modlar hibrid modlar olarak belirtilen modlardır. Burada bize çözüm olabilecek modlar dielektrik arayüzüne dik eksen üzerine TE ve/veya TM modlarıdır. Bu durum bu yapı için düşünüldüğünde TE^y ve/veya TM^y modları için çözüm yapılmalıdır. Toplam alan TE^y ve/veya TM^y modları alan dağılımlarının toplamı şeklinde olacaktır.



Şekil 3.1: Kısmen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu

3.1.1. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TE^y Modları İçin Genel Çözüm

Kaynaktan bağımsız ortamda F_y potansiyeli (3.1)' de olduğu gibi tanımlanabilir.

$$E = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times F \quad (3.1)$$

Dalga denklemi (3.1)' de tanımlanan potansiyel için (3.2)' deki gibi yazılabilir [12].

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) F_y = 0 \quad (3.2)$$

Propagasyon yönü +z olarak seçildiğinde dalga denkleminin genel çözümü (3.3)' te verildiği gibi olacaktır [12].

$$F_y = [C_1 \cos \beta_x x + D_1 \sin \beta_x x] [C_2 \cos \beta_y y + D_2 \sin \beta_y y] \cdot [C_3 e^{-j\beta_z z} + D_3 e^{j\beta_z z}] \quad (3.3)$$

Bu genel çözümde $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ sırasıyla x, y ve z doğrultularındaki dalga sayıları ve β propagasyon sabiti olmak üzere,

$$\beta_{x0}^2 + \beta_{y0}^2 + \beta_{z0}^2 = \beta_0^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0 \quad (3.4)$$

$$\beta_{xd}^2 + \beta_{yd}^2 + \beta_{zd}^2 = \beta_d^2 = \omega^2 \mu \epsilon_d \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır. TE^y modları için potansiyele bağlı olarak elektrik ve magnetik alan bağıntıları (3.6), (3.7), (3.8), (3.9), (3.10), (3.11)' de verildiği gibidir [12].

$$E_x = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial F_y}{\partial z} \quad (3.6)$$

$$E_y = 0 \quad (3.7)$$

$$E_z = -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial F_y}{\partial x} \quad (3.8)$$

$$H_x = \frac{-j}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y} \quad (3.9)$$

$$H_y = \frac{-j}{\omega \mu \epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta^2 \right) F_y \quad (3.10)$$

$$H_z = \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial y \partial z} \quad (3.11)$$

Rezonatörün dielektrik yüklü kısmı ve boşluk kısmı için F potansiyelleri (3.3) denklemini düzenlenerek yazıldığında,

$$F_{1d} = \left[C_1^d \cos \beta_{xd}x + D_1^d \sin \beta_{xd}x \right]$$

$$F_{2d} = \left[C_2^d \cos \beta_{yd}y + D_2^d \sin \beta_{yd}y \right]$$

$$F_{3d} = \left[C_3^d e^{-j\beta_{zd}z} + D_3^d e^{j\beta_{zd}z} \right]$$

ve

$$F_{10} = \left[C_1^0 \cos \beta_{x0}x + D_1^0 \sin \beta_{x0}x \right]$$

$$F_{20} = \left[C_2^0 \cos \beta_{y0}(b-y) + D_2^0 \sin \beta_{y0}(b-y) \right]$$

$$F_{30} = \left[C_3^0 e^{-j\beta_{z0}z} + D_3^0 e^{j\beta_{z0}z} \right]$$

olmak üzere,

$$F_y = \begin{cases} F_{1d} \cdot F_{2d} \cdot F_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ F_{10} \cdot F_{20} \cdot F_{30} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.12)$$

elde edilir. Elektrik alanının x ve z doğrultularındaki bileşenleri (E_x ve E_z) (3.6), (3.8) ve (3.12) denklemlerinden,

$$E_x = \begin{cases} \frac{j\beta_{zd}}{\epsilon_d} F_{1d} F_{2d} \left[-C_3^d e^{-j\beta_{zd}z} + D_3^d e^{j\beta_{zd}z} \right] \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{j\beta_{z0}}{\epsilon_0} F_{10} F_{20} \left[-C_3^0 e^{-j\beta_{z0}z} + D_3^0 e^{j\beta_{z0}z} \right] \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.13)$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{xd}}{\epsilon_d} \left[C_1^d \sin \beta_{xd}x - D_1^d \cos \beta_{xd}x \right] F_{2d} F_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{x0}}{\epsilon_0} \left[C_1^0 \sin \beta_{x0}x - D_1^0 \cos \beta_{x0}x \right] F_{20} F_{30} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.14)$$

olarak yazılır. Rezonatörün yüzeyi mükemmel iletken kabul edildiğinden sınır koşullarını yazıldığında ($E_t=0$),

$$E_z(x=0, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15a)$$

$$E_z(x=a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15b)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, z=0) = 0 \quad (3.15c)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, z=d) = 0 \quad (3.15d)$$

$$E_z(0 \leq x \leq a, y=0, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15e)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, y=0, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15f)$$

$$E_z(0 \leq x \leq a, y=b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15g)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, y=b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.15h)$$

elde edilir. E_x ve E_z elektrik alan ifadelerinin verilen sınır koşullarını sağlamaları gerekmektedir. (3.15a)' da verilen sınır koşulu gereği $x=0$ ' da $E_z=0$ olmalıdır. Sınır koşullarından (3.15a), (3.14) denkleminde uygulandığında

$$D_1^d = D_1^0 = 0 \quad (3.16)$$

olur. E_z , (3.16) ve (3.14)' ten tekrar yazıldığında (3.17) ifadesindeki gibi elde edilir.

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{xd}}{\varepsilon_d} [C_1^d \sin \beta_{xd} x] F_{2d} F_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{x0}}{\varepsilon_0} [C_1^0 \sin \beta_{x0} x] F_{20} F_{30} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.17)$$

Sınır koşullarından (3.15b) gereği $x=a$ ' da $E_z=0$ olmalıdır. $x=a$ değeri (3.17) denkleminde yerine konulduğunda (3.15b) koşulundan,

$$\beta_{xd} = \beta_{x0} = \frac{l\pi}{a} \quad (3.18)$$

olarak elde edilir. Yine sınır koşullarından (3.15e) ve (3.15g) gereği $y=0$ ' da ve $y=b$ ' de $E_z=0$ olmalıdır ve (3.15e), (3.15g) ve (3.17) deklemlerinden

$$C_2^d = C_2^0 = 0 \quad (3.19)$$

bulunur. E_z , (3.16), (3.19) ve (3.17) denklemlerinin düzenlenmesiyle (3.20)' deki şekle indirgenir.

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{xd}}{\varepsilon_d} [C_1^d \sin \beta_{xd} x] [D_2^d \sin \beta_{yd} y] F_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{x0}}{\varepsilon_0} [C_1^0 \sin \beta_{x0} x] [D_2^0 \sin \beta_{y0} (b-y)] F_{30} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.20)$$

(3.15c)' de verilen sınır koşulları gereğince $z=0$ ' da ise $E_x=0$ olmalıdır. Bu (3.15c) koşulu ve (3.13) denkleminde

$$C_3^d = D_3^d \quad 0 \leq y \leq h \quad (3.21)$$

$$C_3^0 = D_3^0 \quad h \leq y \leq b \quad (3.22)$$

elde edilir. (3.15d) gereğince $z=d$ ' de $E_x=0$ olmalıdır. (3.15d), (3.21), (3.22) ve (3.13) denklemlerinden

$$\beta_{zd} = \beta_{z0} = \frac{n\pi}{d} \quad (3.23)$$

olarak elde edilir ve E_x ve E_z denklemleri sırasıyla (3.13), (3.16), (3.19), (3.21), (3.22) ve (3.20), (3.21), (3.22) denklemlerinden $A^0 = 2C_1^0 D_2^0 C_3^0$ ve $A^d = 2C_1^d D_2^d C_3^d$ olmak üzere aşağıdaki şekilde yazılır.

$$E_x = \begin{cases} \frac{-\beta_{zd}}{\epsilon_d} A^d \cos \beta_{xd} x \sin \beta_{yd} y \sin \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{-\beta_{z0}}{\epsilon_0} A^0 \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \sin \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.24)$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{xd}}{\epsilon_d} A^d \sin \beta_{xd} x \sin \beta_{yd} y \cos \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{x0}}{\epsilon_0} A^0 \sin \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \cos \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.25)$$

Potansiyel ifadesi ise (3.12), (3.16), (3.19), (3.21), (3.22) denklemleri kullanılarak (3.26)' daki gibi bulunur.

$$F_y = \begin{cases} A^d \cos \beta_{xd} x \sin \beta_{yd} y \cos \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ A^0 \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \cos \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.26)$$

Diğer alan bileşenleri ise, (3.7), (3.9), (3.10), (3.11) ve (3.16), (3.19), (3.21), (3.22) denklemleri düzenlenerek yazıldığında aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$E_y = 0 \quad (3.27)$$

$$H_x = \begin{cases} \frac{j\beta_{xd}\beta_{yd}}{\omega\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0} A^d \sin \beta_{xd} x \cos \beta_{yd} y \cos \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ -\frac{j\beta_{x0}\beta_{y0}}{\omega\mu_0\varepsilon_0} A^0 \sin \beta_{x0} x \cos \beta_{y0} (b-y) \cos \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.28)$$

$$H_y = \begin{cases} -\frac{j(\beta_{xd}^2 + \beta_{zd}^2)}{\omega\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0} A^d \cos \beta_{xd} x \sin \beta_{yd} y \cos \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ -\frac{j(\beta_{x0}^2 + \beta_{z0}^2)}{\omega\mu_0\varepsilon_0} A^0 \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \cos \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.29)$$

$$H_z = \begin{cases} -\frac{j\beta_{zd}\beta_{yd}}{\omega\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0} A^d \cos \beta_{xd} x \cos \beta_{yd} y \sin \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{j\beta_{z0}\beta_{y0}}{\omega\mu_0\varepsilon_0} A^0 \cos \beta_{x0} x \cos \beta_{y0} (b-y) \sin \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.30)$$

3.1.1.1. TE^y Modları Çözümü için Karakteristik Denklemin Çıkarılması

$y=h$ ' da teğet alanların sürekli olması gerektiğinden E_x için,

$$E_x^d(y=h) = E_x^0(y=h) \quad (3.31)$$

olmalıdır. (3.31) ve (3.24) denklemlerinden

$$\varepsilon_r A^0 \sin \beta_{y0} (b-h) = A^d \sin \beta_{yd} h \quad (3.32)$$

elde edilir. $y=h$ ' da teğet alanların sürekli olması gerekliliği kuralı H_x için yazıldığında,

$$H_x^d(y=h) = H_x^0(y=h) \quad (3.33)$$

elde edilir ve (3.33) ve (3.28)' den,

$$-\varepsilon_r A^0 \beta_{y0} \cos \beta_{y0} (b-h) = A^d \beta_{yd} \cos \beta_{yd} h \quad (3.34)$$

denklemi bulunur. (3.32) denklemi (3.34) denkleminin taraf tarafa bölündüğünde TE^y için karakteristik denklem elde edilir.

$$-\beta_{yd} \tan \beta_{y0} (b-h) = \beta_{y0} \tan \beta_{yd} h \quad (3.35)$$

3.1.2. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TM^y Modları için Genel Çözüm

Kaynaktan bağımsız ortamda A_y potansiyeli (3.36)' de olduğu gibi tanımlanabilir.

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A_y \quad (3.36)$$

Dalga denklemi (3.36)' da tanımlanan A_y potansiyeli için (3.37)' deki gibi yazılabilir [12].

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) A_y = 0 \quad (3.37)$$

Propagasyon yönü +z olarak seçildiğinde denklemin genel çözümü (3.38)' deki gibi olacaktır [12].

$$A_y = [C_1 \cos \beta_x x + D_1 \sin \beta_x x] [C_2 \cos \beta_y y + D_2 \sin \beta_y y] \cdot [C_3 e^{-j\beta_z z} + D_3 e^{j\beta_z z}] \quad (3.38)$$

Burada $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ sırasıyla x, y ve z doğrultularındaki dalga sayıları, β ise propagasyon sabiti olmak üzere

$$\beta_{x0}^2 + \beta_{y0}^2 + \beta_{z0}^2 = \beta_0^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0 \quad (3.4)$$

$$\beta_{xd}^2 + \beta_{yd}^2 + \beta_{zd}^2 = \beta_d^2 = \omega^2 \mu \epsilon_d \quad (3.5)$$

olarak yazılabilir. TM^y modları için potansiyele bağlı olarak elektrik ve magnetik alan bağıntıları (3.39), (3.40), (3.41), (3.42), (3.43), (3.44)' te verildiği gibi olacaktır [12].

$$E_x = -\frac{j}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x \partial y} \quad (3.39)$$

$$E_y = \frac{-j}{\omega \mu \epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta^2 \right) A_y \quad (3.40)$$

$$E_z = \frac{-j}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_y}{\partial y \partial z} \quad (3.41)$$

$$H_x = \frac{-1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial z} \quad (3.42)$$

$$H_y = 0 \quad (3.43)$$

$$H_z = \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial x} \quad (3.44)$$

Rezonatörün dielektrik yüklü kısmı ve boşluk kısmı için A_y potansiyelleri (3.38) denklemini düzenlenerek yazıldığında,

$$A_{1d} = \left[C_1^d \cos \beta_{xd} x + D_1^d \sin \beta_{xd} x \right]$$

$$A_{2d} = \left[C_2^d \cos \beta_{yd} y + D_2^d \sin \beta_{yd} y \right]$$

$$A_{3d} = \left[C_3^d e^{-j\beta_{zd} z} + D_3^d e^{j\beta_{zd} z} \right]$$

ve

$$A_{10} = \left[C_1^0 \cos \beta_{x0} x + D_1^0 \sin \beta_{x0} x \right]$$

$$A_{20} = \left[C_2^0 \cos \beta_{y0} (b-y) + D_2^0 \sin \beta_{y0} (b-y) \right]$$

$$A_{30} = \left[C_3^0 e^{-j\beta_{z0} z} + D_3^0 e^{j\beta_{z0} z} \right]$$

olmak üzere,

$$A_y = \begin{cases} A_{1d} A_{2d} A_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ A_{10} A_{20} A_{30} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.45)$$

olarak elde edilir. Elektrik alanının x ve z doğrultularındaki bileşenleri (E_x ve E_z) (3.39), (3.41) ve (3.45) denklemlerinden,

$$E_x = \begin{cases} \frac{\beta_{yd} \beta_{xd}}{j\omega \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \left[C_1^d \sin \beta_{xd} x - D_1^d \cos \beta_{xd} x \right] \left[C_2^d \sin \beta_{yd} y - D_2^d \cos \beta_{yd} y \right] A_{3d} \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{y0} \beta_{x0}}{j\omega \mu_0 \epsilon_0} \left[C_1^0 \sin \beta_{x0} x - D_1^0 \cos \beta_{x0} x \right] \left[C_2^0 \sin \beta_{y0} (b-y) - D_2^0 \cos \beta_{y0} (b-y) \right] A_{3d} \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.46)$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{yd}\beta_{zd}}{\omega\mu_0\epsilon_0\epsilon_r} A_{1d} \left[C_2^d \sin \beta_{yd}y - D_2^d \cos \beta_{yd}y \right] \left[C_3^d e^{-j\beta_{zd}z} - D_3^d e^{j\beta_{zd}z} \right] \\ 0 \leq y \leq h \\ \\ \frac{\beta_{y0}\beta_{z0}}{\omega\mu_0\epsilon_0} A_{10} \left[C_2^0 \sin \beta_{y0}(b-y) - D_2^0 \cos \beta_{y0}(b-y) \right] \left[C_3^0 e^{-j\beta_{z0}z} - D_3^0 e^{j\beta_{z0}z} \right] \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.47)$$

olarak yazılır. Rezonatörün yüzeyi mükemmel iletken kabul edildiğinden bu yüzeyler için sınır koşulları yazıldığında ($E_t=0$),

$$E_z(x=0, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48a)$$

$$E_z(x=a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48b)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, z=0) = 0 \quad (3.48c)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, z=d) = 0 \quad (3.48d)$$

$$E_z(0 \leq x \leq a, y=0, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48e)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, y=0, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48f)$$

$$E_z(0 \leq x \leq a, y=b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48g)$$

$$E_x(0 \leq x \leq a, y=b, 0 \leq z \leq d) = 0 \quad (3.48h)$$

elde edilir. E_x ve E_z elektrik alan ifadelerinin bu sınır koşullarını sağlamaları gerekir. (3.48a)' da verilen sınır koşulları gereği $x=0$ 'da $E_z=0$ olmalıdır. Bu amaçla (3.48a) ve (3.47) eşitliklerinden

$$C_1^d = C_1^0 = 0 \quad (3.49)$$

bulunur. E_z ifadesi (3.47) ve (3.49)' dan,

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{yd}\beta_{zd}}{\omega\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r} [D_1^d \sin \beta_{xd}x] [C_2^d \sin \beta_{yd}y - D_2^d \cos \beta_{yd}y] \cdot \\ [C_3^d e^{-j\beta_{zd}z} - D_3^d e^{j\beta_{zd}z}] & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{y0}\beta_{z0}}{\omega\mu_0\varepsilon_0} [D_1^0 \sin \beta_{x0}x] [C_2^0 \sin \beta_{y0}(b-y) - D_2^0 \cos \beta_{y0}(b-y)] \cdot \\ [C_3^0 e^{-j\beta_{z0}z} - D_3^0 e^{j\beta_{z0}z}] & h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.50)$$

olarak yazılır. (3.48b)' te verilen sınır koşulları gereği $x = a$ ' da $E_z = 0$ olmalıdır. $x = a$ değeri (3.50) ifadesinde yerine konulduğunda (3.48b) koşulundan,

$$\beta_{xd} = \beta_{x0} = \frac{l\pi}{a} \quad (3.51)$$

olarak elde edilir. Yine (3.48g) ve (3.48e)' de verilen sınır koşulları gereği $y=0$ ' da ve $y=b$ ' de $E_z = 0$ olmalıdır ve (3.48g), (3.48e) ve (3.50)' den

$$D_2^d = D_2^0 = 0 \quad (3.52)$$

elde edilir ve E_z (3.50) ve (3.52) eşitliklerinden

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta_{yd}\beta_{zd}}{\omega\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r} [D_1^d \sin \beta_{xd}x] [C_2^d \sin \beta_{yd}y] [C_3^d e^{-j\beta_{zd}z} - D_3^d e^{j\beta_{zd}z}] \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{y0}\beta_{z0}}{\omega\mu_0\varepsilon_0} [D_1^0 \sin \beta_{x0}x] [C_2^0 \sin \beta_{y0}(b-y)] [C_3^0 e^{-j\beta_{z0}z} - D_3^0 e^{j\beta_{z0}z}] \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.53)$$

olarak yazılır.

(3.48c)' de verilen sınır koşulları gereği $z=0$ ' da $E_x = 0$ olmalıdır. Bu koşul (3.46) denkleminde uygulandığında

$$C_3^d = -D_3^d \quad 0 \leq y \leq h \quad (3.54)$$

$$C_3^0 = -D_3^0 \quad h \leq y \leq b \quad (3.55)$$

denklemleri elde edilir. Yine (3.48d) gereği $z=d$ ' de $E_x=0$ olmalıdır. Bu nedenle (3.46), (3.48d), (3.54) ve (3.55)' ten

$$\beta_{zd} = \beta_{z0} = \frac{n\pi}{d} \quad (3.56)$$

olarak bulunur. E_x ve E_z ifadeleri sırasıyla (3.46), (3.52), (3.54), (3.55) ve (3.53), (3.54), (3.55) denklemlerinden $A^0 = 2C_1^0 D_2^0 C_3^0$ ve $A^d = 2C_1^d D_2^d C_3^d$ olmak üzere aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$E_x = \begin{cases} \frac{-A^d \beta_{yd} \beta_{xd}}{j\omega\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \cos \beta_{xd} x \sin \beta_{yd} y \sin \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{A^0 \beta_{y0} \beta_{x0}}{j\omega\mu_0 \epsilon_0} \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \sin \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.57)$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{-\beta_{yd} \beta_{zd}}{\omega\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} A^d \sin \beta_{xd} x \sin \beta_{xd} x \cos \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{\beta_{y0} \beta_{z0}}{\omega\mu_0 \epsilon_0} A^0 \sin \beta_{x0} x \sin \beta_{y0} (b-y) \cos \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.58)$$

Potansiyel ifadesi ise (3.45), (3.49), (3.52), (3.54), (3.55) denklemlerinden

$$A_y = \begin{cases} jA^d \sin \beta_{xd} x \cos \beta_{yd} y \sin \beta_{zd} z \\ 0 \leq y \leq h \\ jA^0 \sin \beta_{x0} x \cos \beta_{y0} (b-y) \sin \beta_{z0} z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.59)$$

olarak yazılır. Diğer alan bileşenleri ise (3.40), (3.42), (3.43), (3.44) ve (3.49), (3.52), (3.54), (3.55) eşitliklerinden tekrar yazıldığında (3.60), (3.61), (3.62), (3.63) ifadeleri elde edilir.

$$E_y = \begin{cases} \frac{jA^d (\beta_{xd}^2 + \beta_{zd}^2)}{\omega\mu_0\epsilon_r\epsilon_0} \sin \beta_{xd}x \cos \beta_{yd}y \sin \beta_{zd}z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{jA^0 (\beta_{x0}^2 + \beta_{z0}^2)}{\omega\mu_0\epsilon_0} \sin \beta_{x0}x \cos \beta_{y0}(b-y) \sin \beta_{z0}z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.60)$$

$$H_x = \begin{cases} -\frac{j\beta_{zd}}{\mu_0} A^d \sin \beta_{xd}x \cos \beta_{yd}y \cos \beta_{zd}z \\ 0 \leq y \leq h \\ -\frac{j\beta_{z0}}{\mu_0} A^0 \sin \beta_{x0}x \cos \beta_{y0}(b-y) \cos \beta_{z0}z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.61)$$

$$H_y = 0 \quad (3.62)$$

$$H_z = \begin{cases} \frac{jA^d \beta_{xd}}{\mu_0} \cos \beta_{xd}x \cos \beta_{yd}y \sin \beta_{zd}z \\ 0 \leq y \leq h \\ \frac{j\beta_{x0}}{\mu_0} A^0 \cos \beta_{x0}x \cos \beta_{y0}(b-y) \sin \beta_{z0}z \\ h \leq y \leq b \end{cases} \quad (3.63)$$

3.1.2.1. TM^y Modları için Karakteristik Denklemin Çıkarılması

$y=h$ ' da teğet alanların sürekli olması gerektiği koşulu E_x için yazıldığında

$$E_x^d(y=h) = E_x^0(y=h) \quad (3.64)$$

olmalıdır ve (3.57), (3.64) denklemlerinden

$$-\varepsilon_r \beta_{y0} A^0 \sin \beta_{y0} (b-h) = A^d \beta_{yd} \sin \beta_{yd} h \quad (3.65)$$

elde edilir. H_x için $y=h$ ' de teğet alanların sürekli olması gerekliliği uygulandığında,

$$H_x^d(y=h) = H_x^0(y=h) \quad (3.66)$$

yazılır ve (3.66), (3.61) eşitliklerinden

$$A^0 \cos \beta_{y0} (b-h) = A^d \cos \beta_{yd} h \quad (3.67)$$

elde edilir. (3.65) denklemini (3.67) denklemine taraf tarafa bölündüğünde karakteristik denklem elde edilir.

$$-\varepsilon_r \beta_{y0} \tan \beta_{y0} (b-h) = \beta_{yd} \tan \beta_{yd} h \quad (3.68)$$

3.1.3. TE^y ve TM^y Modları için Karakteristik Denklemin Köklerinin Bulunması

TE^y ve TM^y modları için elde edilen (3.35) ve (3.68) karakteristik denklemleri düzenlenerek (3.69) ve (3.70)' teki gibi yazılabilir.

$$\beta_{y0} \tan \beta_{yd} h + \beta_{yd} \tan \beta_{y0} (b-h) = 0 \quad (TE^y) \quad (3.69)$$

$$\varepsilon_r \beta_{y0} \tan \beta_{y0} (b-h) + \beta_{yd} \tan \beta_{yd} h = 0 \quad (TM^y) \quad (3.70)$$

(3.69) ve (3.70) denklemleri sağ taraf değeri "0" olması nedeniyle bir c fonksiyonu olarak düşünülebilirler.

$$c = \beta_{y0} \tan \beta_{yd} h + \beta_{yd} \tan \beta_{y0} (b-h) \quad (TE^y) \quad (3.71)$$

$$c = \beta_{yd} \tan \beta_{yd} h + \varepsilon_r \beta_{y0} \tan \beta_{y0} (b-h) \quad (TM^y) \quad (3.72)$$

β_{y0} ve β_{yd} (3.4), (3.5), (3.18), (3.23), (3.51), (3.56) eşitliklerinden yararlanılarak,

$$\beta_{y0} = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \quad (3.73)$$

$$\beta_{yd} = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \quad (3.74)$$

olarak yazılabilir. (3.71), (3.72), (3.73) ve (3.74) denklemlerinden sırasıyla TE^Y ve TM^Y için karakteristik denklemler tekrar yazıldığında

$$c = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \tan \left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon_r - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} h \right) + \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon_r - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \tan \left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} (b-h) \right) \quad (3.75)$$

$$c = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon_r - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \tan \left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon_r - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} h \right) + \varepsilon_r \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \tan \left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} (b-h) \right) \quad (3.76)$$

elde edilir. Bu denklem tümüyle frekansın bir fonksiyonu olarak düşünülebilir. Kısmen yüklü boşluk rezonatörü için elde edilen bu karakteristik denklemlerde frekans çözüm aralığı $0 \leq f \leq \infty$ dur. Bu aralıkta fonksiyon sayısal olarak çözümlenerek modların rezonans frekansı değerleri bulunur.

Denklemin sağ tarafı bir c fonksiyonuna eşitlenerek bu fonksiyonun davranışı incelenmiştir. Bu denklem, β_{y0} ve β_{yd} propagasyon sabitleri frekansın bir fonksiyonu olduğu düşünülürse tümüyle frekansın bir fonksiyonu olacaktır. Denklemin değerinin "0" olduğu frekanslar veya denklemin hem reel hem sanal kısmının birlikte işaret değiştirdiği aralıklar çözüm olarak alınmıştır. Bu çözüm frekans 0' dan başlatılıp küçük bir artış verilerek ve ardışık noktadaki fonksiyonun değerleri karşılaştırılarak yapılmıştır. Denklemin çözümü ardışık noktalardaki fonksiyonun değerleri çarpımı

negatif ise bu noktaların arasında veya bir frekansta fonksiyonun değeri “0” ise o frekans değerindedir.

3.1.4. Dielektriğin Kayıplı Olması Durumunda TM^y ve TE^y Modları için Karakteristik Denklemlerin Elde Edilmesi

Dielektrik maddenin kayıpsız olması durumunda dielektrik sabiti reeldir ve (3.77)' de verildiği gibidir.

$$\varepsilon_d = \varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (3.77)$$

Dielektrik maddenin kayıplı olması durumunda ise dielektrik sabiti kompleks formda aşağıdaki gibi yazılır.

$$\varepsilon_d = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_0 \varepsilon_r - j \frac{\sigma_d}{\omega} \quad (3.78)$$

Propagasyon sabiti de (3.78) ve (3.79)' dan açıkça görüleceği üzere kompleks forma dönüşecektir.

$$\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \beta^2 = \omega^2 \mu \varepsilon \quad (3.79)$$

Kayıpsız dielektrik yük durumu için yapılan çözümlerden, kayıplı dielektrik madde yüklenmesi durumu için yapılan çözümlere geçilmek istenildiğinde, ε_r bağıl dielektrik sabitini $\varepsilon_r - j \frac{\sigma_d}{\varepsilon_0 \omega}$ şeklinde değiştirmek yeterli olacaktır [14]. Buradan yola çıkarak

kayıplı dielektrik yük durumu için sırasıyla TE^y ve TM^y modları için karakteristik denklemler (3.71), (3.72), (3.78) eşitliklerinden

$$\beta_{y_d} \tan \beta_{y_0} (b - y) + \beta_{y_0} \tan \beta_{y_d} y = 0 \quad (3.80)$$

$$\left(\varepsilon_r - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0} \right) \beta_{y_0} \tan \beta_{y_0} (b - y) + \beta_{y_d} \tan \beta_{y_d} y = 0 \quad (3.81)$$

olarak yazılabilir. Propagasyon sabitleri (3.4) ve (3.5) denklemleri düzenlendiğinde

$$\beta_{y_0} = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \beta_{x_0}^2 - \beta_{z_0}^2} \quad (3.82)$$

$$\beta_{yd} = \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \beta_{xd}^2 - \beta_{zd}^2} \quad (3.83)$$

olarak elde edilir. TE^Y ve TM^Y için dielektriğin kayıplı olması durumu için denklem (3.80), (3.81), (3.82) ve (3.83)' ten

$$\begin{aligned} & \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \beta_{xd}^2 - \beta_{zd}^2} \tan\left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \beta_{x0}^2 - \beta_{z0}^2} (b-y)\right) + \\ & \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \beta_{x0}^2 - \beta_{z0}^2} \cdot \tan\left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \beta_{xd}^2 - \beta_{zd}^2} y\right) = 0 \end{aligned} \quad (3.84)$$

$$\begin{aligned} & \left(\varepsilon_r - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0}\right) \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \beta_{x0}^2 - \beta_{z0}^2} \tan\left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_0 - \beta_{x0}^2 - \beta_{z0}^2} (b-y)\right) + \\ & \sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \beta_{xd}^2 - \beta_{zd}^2} \tan\left(\sqrt{\omega^2 \mu \varepsilon_d - \beta_{xd}^2 - \beta_{zd}^2} y\right) = 0 \end{aligned} \quad (3.85)$$

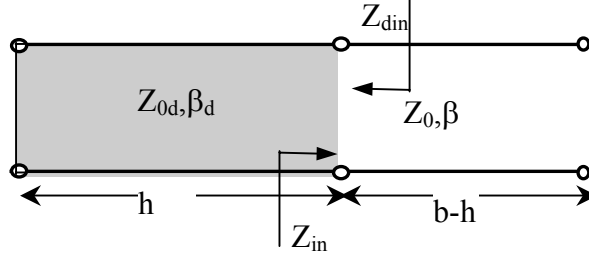
olarak elde edilir.

Kayıpsız dielektrik madde ile yüklü rezonatörde osilasyon frekansı reeldir ve rezonans durumunda rezonatörün modları maksimum genliktedir. Kayıplı dielektrik madde ile yüklendiğinde ise, rezonans frekansı karmaşık hale dönüşür ve rezonansa gelen mod maksimum genlik yerine daha küçük bir genlikte olur. Bunun nedeni, elektromagnetik dalganın kayıplı bir dielektrik maddede ilerlerken zayıflaması ve rezonans durumunda dielektrik maddeye sürekli bir enerji akışının olmasıdır. Karmaşık rezonans frekansı, kayıplı madde nedeniyle oluşan bu zayıflamayı da içeren bir frekanstır. Karmaşık rezonans frekansının reel kısmı aranan osilasyon frekansını, sanal kısmı ise zayıflama faktörünü verir. Yine elektrik ve magnetik alan büyüklükleri de frekansa bağlı büyüklükler olduğundan yüklenen maddenin kayıplı olması durumunda karmaşık büyüklükler olarak karşımıza çıkacaktır [7].

Bu çalışmada rezonatöre eklenen dielektrik maddenin kayıplı olması durumunda karmaşık rezonans frekansları araştırılmış, bu frekansların reel kısımları gerçek rezonans frekansı olarak alınmıştır.

3.2. KISMEN YÜKLÜ BOŞLUK REZONATÖRÜ İÇİN ENİNE REZONANS (TRANSVERSE REZONANS) METODUNUN UYGULANMASI

Boşluk rezonatörü iletim hattı modeli ile modellendiğinde eşdeğer devre şekil 3.2' deki gibi olacaktır.



Şekil 3.2: Açıklık kuplajı ile dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli

Dielektrik yüklü ve yüklü olmayan kısımlar için propagasyon sabitleri (3.4), (3.5), (3.18), (3.23), (3.51), (3.56) denklemlerinden, sırasıyla

$$\beta_{yd} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \quad (3.86)$$

$$\beta_{y0} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 - \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \quad (3.87)$$

olarak yazılır. Dalga empedansları ise TM^y modu için

$$Z_{0d} = \frac{\beta_{yd}}{\omega \varepsilon_d} \quad (3.88)$$

$$Z_0 = \frac{\beta_{y0}}{\omega \varepsilon_0} \quad (3.89)$$

ve TE^y modu için

$$Z_{0d} = \frac{\omega \mu_0}{\beta_{yd}} \quad (3.90)$$

$$Z_0 = \frac{\omega\mu_0}{\beta_{y0}} \quad (3.91)$$

olmak üzere dielektrik yüklü olmayan kısmın giriş empedansı

$$Z_{in} = jZ_0 \left(\tan \beta_{y0}(b-h) \right) \quad (3.92)$$

olarak yazılır. Dielektrik yüklü kısmın giriş empedansı ise

$$Z_{din} = jZ_{0d} \left(\tan \beta_{yd}h \right) \quad (3.93)$$

olacaktır. Rezonans için hattın herhangi bir yerinden +y ve -y yönlerine bakıldığında zıt empedanslar görülmelidir.

$$Z_{in} = -Z_{din} \quad (3.94)$$

Bu durumda karakteristik denklem (3.92), (3.93) ve (3.94)' ten

$$Z_0 \left(\tan \beta_{y0}(b-h) \right) + Z_{0d} \left(\tan \beta_{yd}h \right) = 0 \quad (3.95)$$

olarak elde edilir. Bu durumda TE^y ve TM^y için karakteristik denklemler sırasıyla (3.88), (3.89), (3.90), (3.91) ve (3.95)' ten

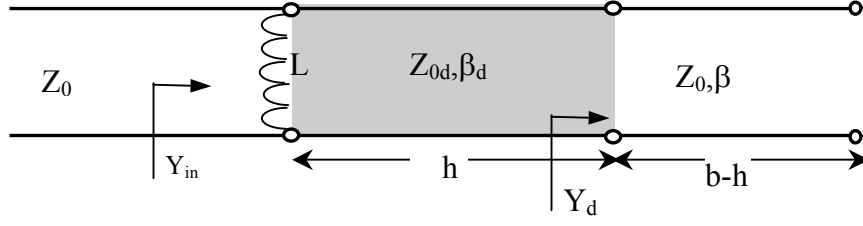
$$\beta_{yd} \left(\tan \beta_{y0}(b-h) \right) + \beta_{y0} \left(\tan \beta_{yd}h \right) = 0 \quad (3.96)$$

$$\epsilon_r \beta_{y0} \left(\tan \beta_{y0}(b-h) \right) + \beta_{yd} \left(\tan \beta_{yd}h \right) = 0 \quad (3.97)$$

bulunur. Bu denklemler dalga denkleminde elde edilen alan ifadelerine sınır koşulları uygulanarak elde edilen (3.69), (3.70) karakteristik denklemleri ile aynı denklemlerdir.

3.3. KISMEN YÜKLENMİŞ BOŞLUK REZONATÖRÜNÜN AÇIKLIK KUPLAJI İLE UYARILMASI

Enine düzlemdeki duvardaki küçük bir açıklık indüktif bir eleman gibi davranır. Boşluk rezonatörü sonu kısa devre edilmiş bir iletim hattı olarak düşünülebilir. Açıklık kuplajı yapılmış boşluk rezonatörünün eşdeğer devresi şekil 3.3' teki gibi modellenebilir.



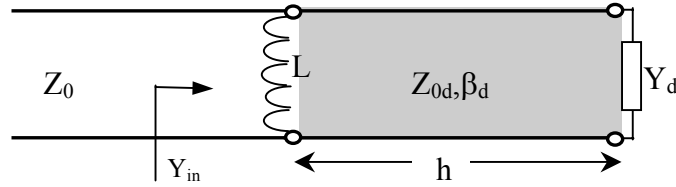
Şekil 3.3: Açıklık kuplajı ile uyarılmış dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli

Dielektrik yüklü ve yüklü olmayan kısımlar için propagasyon sabitleri sırasıyla (3.86) ve (3.87), dalga empedansları ise TM^y modu için (3.88) ve (3.89) denklemlerinde, TE^y modu için ise (3.90) ve (3.91) denklemlerinde verildiği gibidir.

Dielektrik yüklü kısmın giriş admitansı

$$Y_d = -jY_0 (\cot \beta_{y,0}(b-h)) \quad (3.99)$$

olacaktır. Bu durumda eşdeğer devre şekil 3.4' deki gibi olacaktır:



Şekil 3.4: Açıklık kuplajı ile uyarılmış dielektrik yüklü boşluk rezonatörünün eşdeğer iletim hattı modeli (sadeleştirilmiş)

Hattın Y_d ile sonlandırılması durumunda girişinden görülen admitans hattın uzunluğu l , karakteristik admitansı Y_{0d} olmak üzere

$$Y_{in} = Y_{0d} \frac{Y_d \cos(\beta l) + jY_{0d} \sin(\beta l)}{Y_{0d} \cos(\beta l) + jY_d \sin(\beta l)} \quad (3.100)$$

olarak yazılır. Besleme hattından görülen giriş admitansı ise

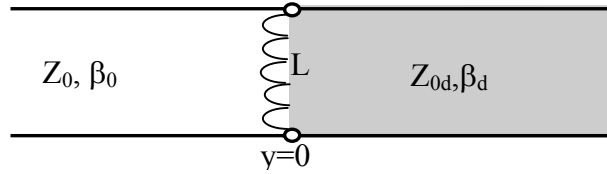
$$Y_{in} = \frac{-j}{X_L} - jY_{0d} \left(\frac{Y_0 \cot(\beta_{y0}(b-h)) \cos \beta_{yd} h - Y_{0d} \sin \beta_{yd} h}{Y_{0d} \cos \beta_{yd} h + Y_0 \cot \beta_{y0}(b-h) \sin \beta_{yd} h} \right) \quad (3.101)$$

olarak yazılır. (3.101) denklemi düzenlendiğinde

$$Y_{in} = -jY_0 \left(\frac{Z_0}{X_L} + \frac{Y_{0d} \cot(\beta_{y0}(b-h)) \cos \beta_{yd} h - Y_{0d}^2 Z_0 \sin \beta_{yd} h}{Y_{0d} \cos \beta_{yd} h + Y_0 \cot \beta_{y0}(b-h) \sin \beta_{yd} h} \right) \quad (3.102)$$

denklemi elde edilir. Bu denklemin rezonans koşulu gereği sağ tarafı '0' a eşitlenerek çözümü açıklıklı durumda yüklü boşluk rezonatöründe istenen mod için rezonans frekansını verecektir.

3.3.1. Açıklığın Suseptans Değerinin Hesaplanması



Şekil 3.5: Boş dalga kılavuzundan dielektrik yüklü dalga kılavuzuna yapılan açıklık kuplajının eşdeğer devre modeli

Karşılıklı teoremi genel olarak (3.103)' de verildiği gibidir.

$$\oint_S (\bar{E}_1 \times \bar{H}_2 - \bar{E}_2 \times \bar{H}_1) d\bar{S} = \int_V (\bar{E}_2 \bar{J}_1 - \bar{E}_1 \bar{J}_2 + \bar{H}_1 \bar{M}_2 - \bar{H}_2 \bar{M}_1) dV \quad (3.103)$$

Bu denklemde $J_1 = J_2 = 0$ ve $M_1 = M$, $M_2 = 0$ seçildiğinde denklem (3.104)' deki şekle indirgenir.

$$\oint_S (\bar{E}_1 \times \bar{H}_2 - \bar{E}_2 \times \bar{H}_1) d\bar{S} = \int_V (\bar{H}_1 \times \bar{M}_2 - \bar{H}_2 \times \bar{M}_1) dV \quad (3.104)$$

Kısa devre plakasının sağ ve sol tarafındaki alan dağılımları genel olarak

$$\bar{E}_n^+ = (\bar{e}_{nd} + \hat{y}e_{ynd}) e^{-j\beta_{nd}y} \quad (3.105a)$$

$$\bar{H}_n^+ = (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd})e^{-j\beta_{nd}y} \quad (3.105b)$$

$$\bar{E}_n^- = (\bar{e}_n - \hat{y}e_{yn})e^{+j\beta_n y} \quad (3.105c)$$

$$\bar{H}_n^- = (-\bar{h}_n + \hat{y}h_{yn})e^{+j\beta_n y} \quad (3.105d)$$

şeklinde yazılabilir. E_2 , H_2 ve E_1 , H_1 alanları aşağıdaki gibi seçildiğinde

$$E_2 = \bar{E}_n^+ = (\bar{e}_{nd} + \hat{y}e_{ynd})e^{-j\beta_{nd}y} \quad (3.106)$$

$$H_2 = \bar{H}_n^+ = (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd})e^{-j\beta_{nd}y} \quad (3.107)$$

$$E_1 = \begin{cases} E^- & y \leq y_1 \\ E^+ & y \geq y_2 \end{cases} \quad (3.108a)$$

$$H_1 = \begin{cases} H^- & y \leq y_1 \\ H^+ & y \geq y_2 \end{cases} \quad (3.108b)$$

(3.104), (3.105a), (3.105b), (3.105c), (3.105d) denklemlerinden

$$\begin{aligned} A_n^- \int_{y_1} \left((\bar{e}_n - \hat{y}e_{yn}) \times (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd}) - (\bar{e}_{nd} + \hat{y}e_{ynd}) \times (-\bar{h}_n + \hat{y}h_{yn}) \right) e^{-j(\beta_{nd} - \beta_n)y} (-\hat{y}) dS \\ = - \int_V H_n^+ M_1 dV \end{aligned} \quad (3.109)$$

yazılır. (3.109) denklemini basitleştirildiğinde

$$A_n^- \int_{y_1} (\bar{e}_n \times \bar{h}_{nd} + \bar{e}_{nd} \times \bar{h}_n) e^{-j(\beta_{nd} - \beta_n)y} (-\hat{y}) dS = - \int_V H_n^+ M_1 dV \quad (3.109)$$

elde edilir. P_1 ve P_2 (3.110a) ve (3.110b) denklemlerindeki gibi seçildiğinde

$$P_1 = \int_{y_1} (\bar{e}_n \times \bar{h}_{nd}) \hat{y} dS \quad (3.110a)$$

$$P_2 = \int_{y_1} (\bar{e}_{nd} \times \bar{h}_n) \hat{y} dS \quad (3.110b)$$

yansıyan dalganın genlik katsayısı

$$A_n^- = \frac{\int (\bar{h}_{nd} + \hat{y} h_{ynd}) e^{+j\beta_n y} \bar{M}_1 dV}{(P_1 + P_2) e^{-j(\beta_{nd} - \beta_n)y}} \quad (3.111)$$

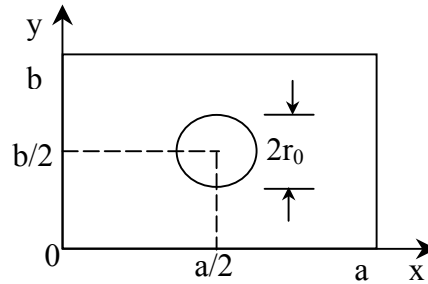
olarak bulunur.

TE_{1x0}^y modu için açıklık ihmal edilerek kısa devre plakasının sol tarafı için alan dağılımları yazıldığında,

$$E_z = A \sin \beta_{x0} x \cdot (e^{-j\beta_{y0}y} - e^{j\beta_{y0}y}) \quad (3.112a)$$

$$H_x = \frac{A}{Z_{10}} \sin \beta_{x0} x \cos \beta_{z0} z (-e^{-j\beta_{y0}y} - e^{j\beta_{y0}y}) \quad (3.112b)$$

elde edilir.



Şekil 3.6: Rezonatörün uyarılması için kullanılacak açıklık

İletken duvar yakınında elektrik alanın teğet bileşenleri '0' değer almaktadır. Elektrik alan çizgileri açıklıktan geçerek açıklık çevresinde saçaklanır. Bu saçaklanan alan çizgileri iletken yüzeyin normali yönünde birbirine zıt iki elektrik polarizasyon akımlarının oluşturacağı alan ile aynıdır. Elektrik alanın normal bileşeni tarafından uyarılan açıklık iletken yüzeye dik doğrultuda zıt yönde iki elektrik polarizasyon akımı

ile ifade edilebilir. Bu elektrik polarizasyon akımının genliği elektrik alanın normal bileşeni ile doğru orantılıdır. Bu nedenle,

$$\bar{P}_e = \varepsilon_0 \alpha_e \bar{E}_n \delta(x-x_0) \delta(z-z_0) \delta(y-y_0) = \bar{y} \varepsilon_0 \alpha_e E_z \delta\left(x-\frac{a}{2}\right) \delta\left(z-\frac{d}{2}\right) \delta(y) \quad (3.113)$$

olarak yazılabilir [15]. Benzer şekilde iletken yüzey yakınında magnetik alanın normal bileşeni “0” dır. Magnetik alanın teğet alanlarının açıklık etrafında saçaklanması ile birlikte bu alan çizgileri, iletken yüzeye paralel ve birbirlerine zıt yönlerde akan iki magnetik polarizasyon akımının oluşturduğu alanlar ile aynıdır. Bu nedenle açıklık . iletken yüzeye paralel ve birbirlerine zıt yönlerde akan iki magnetik polarizasyon akımı ile ifade edilebilir. Bu durumda teğet alanların genliği ile doğru orantılı olan açıklığın magnetik polarizasyon akımı

$$\begin{aligned} \bar{P}_m &= -\alpha_m \bar{H}_t \delta(x-x_0) \delta(z-z_0) \delta(y-y_0) = -\bar{x} \alpha_m H_x \delta\left(x-\frac{a}{2}\right) \delta\left(z-\frac{d}{2}\right) \delta(y) \\ &= -\bar{x} \frac{2A\alpha_m}{Z_{10}} \delta\left(x-\frac{a}{2}\right) \delta\left(z-\frac{d}{2}\right) \delta(y) \end{aligned} \quad (3.114)$$

yazılabilir [15]. Bu denklemde α_m açıklığın magnetik polarizasyonudur ve açıklığın yarıçapı r_0 olmak üzere

$$\alpha_m = \frac{4r_0^3}{3} \quad (3.115)$$

olarak yazılır [15]. (3.110a) ve (3.110b) denklemlerindeki P_1 ve P_2 ise

$$P_1 = \int_{y_1} (\bar{e}_n \times \bar{h}_{nd}) \hat{y} dS = \int_{y_1} \left(\sin \beta_{x,x} \hat{z} \times \frac{1}{Z_{1d}} \sin \beta_{x,x} \hat{x} \right) \hat{y} dS = \frac{ad}{2Z_{1d}} \quad (3.116a)$$

$$P_2 = \int_{y_1} (\bar{e}_{nd} \times \bar{h}_n) \hat{y} dS = \int_{y_1} \left(\sin \beta_{x,x} \hat{z} \times \frac{1}{Z_{10}} \sin \beta_{x,x} \hat{x} \right) \hat{y} dS = \frac{ad}{2Z_{10}} \quad (3.116b)$$

olarak elde edilir. Maxwell denklemleri yazıldığında \bar{M} , $j\omega\mu_0\bar{P}_m$ ile aynı rolü oynayacağından

$$\bar{M} = j\omega\mu_0\bar{P}_m \quad (3.117)$$

yazılabilir [15]. Görüntü teoremi uygulandığında iletken duvar kaldırıldığında magnetik polarizasyon akımı iki katına çıkacaktır. Bu durum da düşünülerek TE_{1x0}^y için açıklıktan yansıyan dalganın genlik katsayısı ve $h_{10}^+ = \bar{x} \frac{A}{Z_{1d}} \sin \beta_{xd} x$ olmak üzere (3.111), (3.114), (3.117), (3.116a) ve (3.116b)' den

$$\begin{aligned} \int_V H_n^+ M_1 dV &= \int_V (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd}) M_1 dV = \int_V (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd}) (-2j\omega\mu_0 P_m) dV \\ &= \int_V (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd}) \cdot -2j\omega\mu_0 (-\bar{x}) \frac{2A\alpha_m}{Z_{10}} \delta\left(x - \frac{a}{2}\right) \delta\left(z - \frac{d}{2}\right) \delta(y) dV = \frac{4j\omega\mu_0\alpha_m A}{Z_{10}Z_{1d}} \end{aligned}$$

olmak üzere

$$A_n^- = \frac{\int_V (\bar{h}_{nd} + \hat{y}h_{ynd}) M_1 dV}{(P_1 + P_2)} = \frac{\frac{4j\omega\mu_0\alpha_m A}{Z_{10}Z_{1d}}}{\frac{ad}{2Z_{1d}} + \frac{ad}{2Z_{10}}} = \frac{8j\omega\mu_0\alpha_m A}{ad(Z_{1d} + Z_{10})} \quad (3.118)$$

olarak bulunur. Alan dağılımları açıklıktan yansıyan dalganın işlemlere dahil edilmesi ile birlikte (3.112a) ve (3.112b)' den

$$E_z = \sin \beta_x x \left(A e^{-j\beta_y 0 y} + (A_{10} - A) e^{j\beta_y 0 y} \right) \quad (3.119)$$

$$H_x = \frac{A}{Z_{10}} \sin \beta_x x \cos \beta_z z \left(-A e^{-j\beta_y 0 y} + (A_{10} - A) e^{j\beta_y 0 y} \right) \quad (3.120)$$

yazılır. Açıklıktan yansıma katsayısı gelen ve yansıyan dalgaların oranı (3.119) ve (3.120)' den

$$\Gamma = \frac{(A_{10}^- - A)}{A} = \frac{8j\omega\mu_0\alpha_m}{ad(Z_{1d} + Z_{10})} - 1 \quad (3.121)$$

bulunur. Açıklıktan yansıma katsayısı devre modeli düşünülerek (3.122)'de deki gibi de yazılabilir.

$$\Gamma = \frac{Y_0 - Y_{in}}{Y_0 + Y_{in}} = \frac{Y_0 - (Y_{0d} + jBY_0)}{Y_0 + (Y_{0d} + jBY_0)} = \frac{\beta_{y0} - jBY_0\omega\mu_0 - \beta_{y0}}{\beta_{y0} + jBY_0\omega\mu_0 + \beta_{y0}} \quad (3.122)$$

(3.122) düzenlendiğinde suseptansın normalize değeri (3.123)'te olduğu gibi elde edilir.

$$B = \frac{\beta_{y0}(1-\Gamma) - \beta_{yd}(1+\Gamma)}{jY_0\omega\mu_0(1+\Gamma)} \quad (3.123)$$

Suseptans normalize reaktanstan değerine geçilirse,

$$X_L = -\frac{Z_0}{B} \quad (3.142)$$

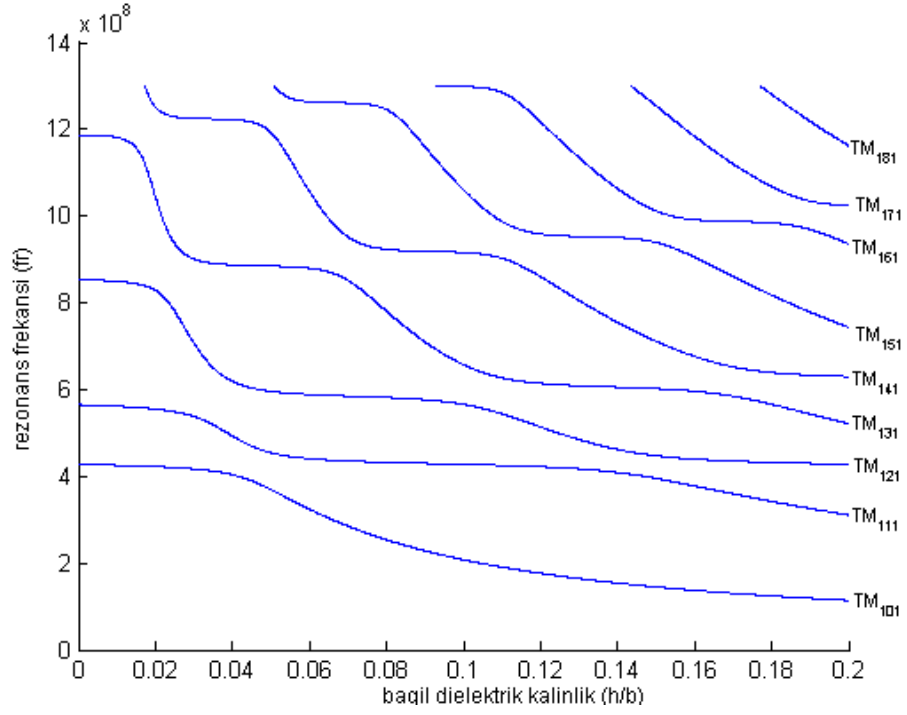
elde edilir.

4. BULGULAR

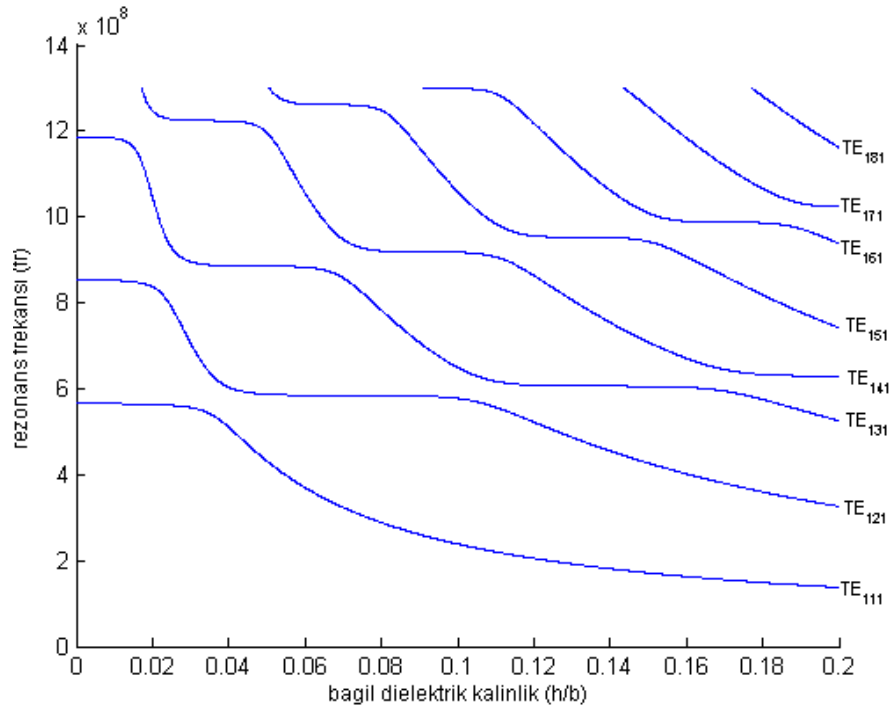
4.1. TEORİK OLARAK ELDE EDİLEN BULGULAR

4.1.1. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe Rezonans Frekansının Yüke ve Dielektrik Sabitine Bağlı Olarak Değişimi

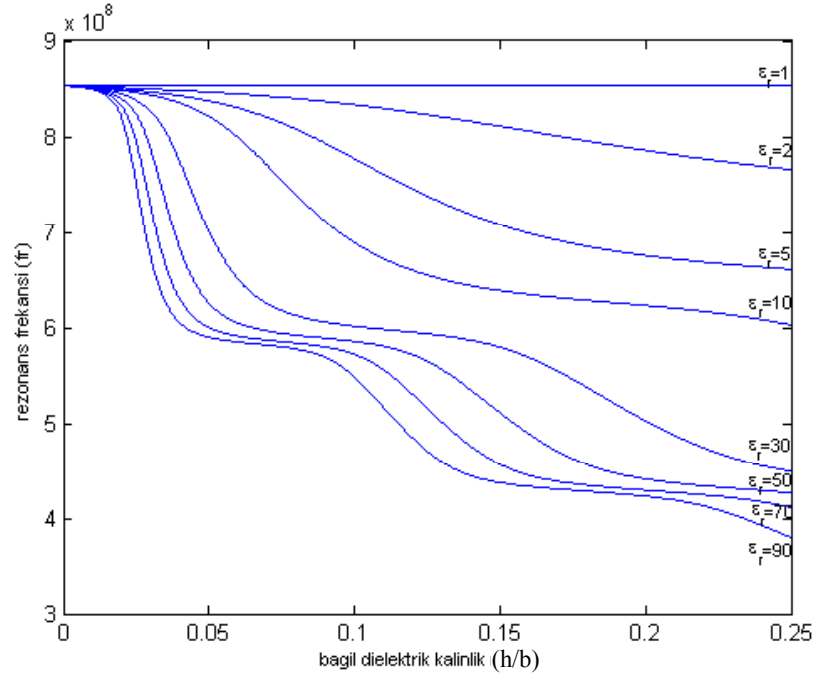
Şekil 4.1 de gösterilen dikdörtgen dalga kılavuzunda boyutlar $a=0.5842$ m, $b=0.4064$ m, $d=0.4381$ m olarak seçilerek ilk olarak TE^Y ve TM^Y tipi mod çözümleri için elde edilen (3.73) ve (3.74) karakteristik denklemlerinin davranışları incelendi. Bu denklemler tümüyle frekansın fonksiyonu olarak düşünüldü. Bu denklemlerin kökleri ise fonksiyonun işaret değiştirdiği noktalar belirlenerek elde edildi. Bunun için frekans 0' dan itibaren küçük bir adım aralığı ile artırılarak fonksiyonun birbirini takibeden iki noktasındaki değerleri karşılaştırıldı. Bu ardışık noktalardaki fonksiyon değerlerinin çarpımının "0" veya negatif olması bu noktalar arasında kök olduğunu belirtir [16]. Fonksiyonun kompleks olması durumunda ise köklerin bulunması için işaret incelemesi fonksiyonun reel ve sanal kısımları için ayrı ayrı yapılmalıdır. Bu durumda fonksiyonun hem reel kısmının hem de sanal kısmının aynı anda işaret değiştirdiği noktalar fonksiyonun kökünü verecektir. Bu çözüm yöntemi kullanılarak TM_{1X1}^Y ve TE_{1X1}^Y modları için bağıl dielektrik kalınlığı ile rezonans frekansı değişimi şekil 4.1 ve şekil 4.2 deki gibi elde edildi. Yine farklı dielektrik sabitlerine sahip maddeler için TM_{121}^Y , TE_{121}^Y ve TM_{131}^Y , TE_{131}^Y modları rezonans frekansı-bağıl dielektrik kalınlık grafiği şekil 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 da verildiği gibidir.



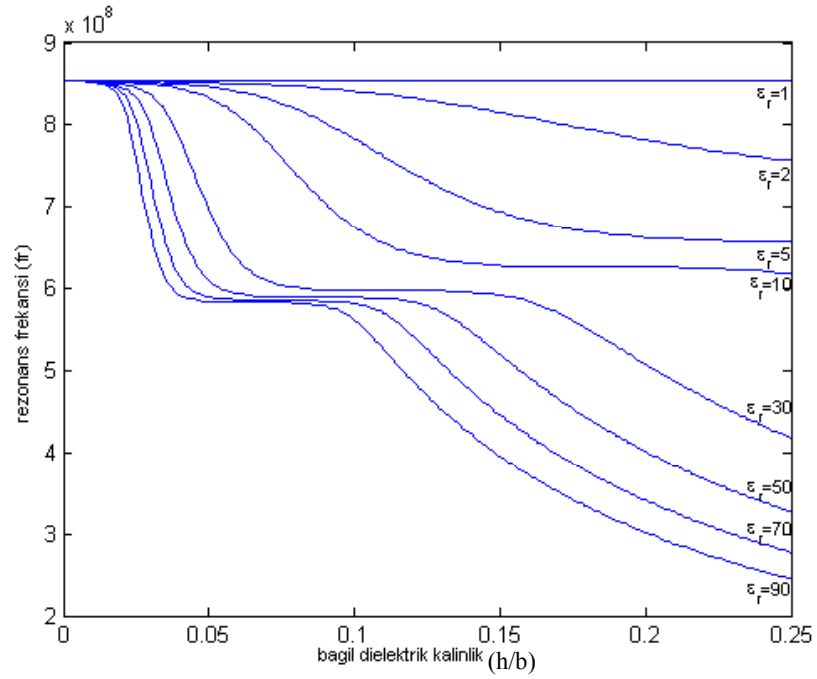
Şekil 4.1: Rezonatörün kayıpsız dielektrik madde ($\epsilon_r=77$) ile kısmen yüklenmesi durumu için $TM_{l \times l}^y$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



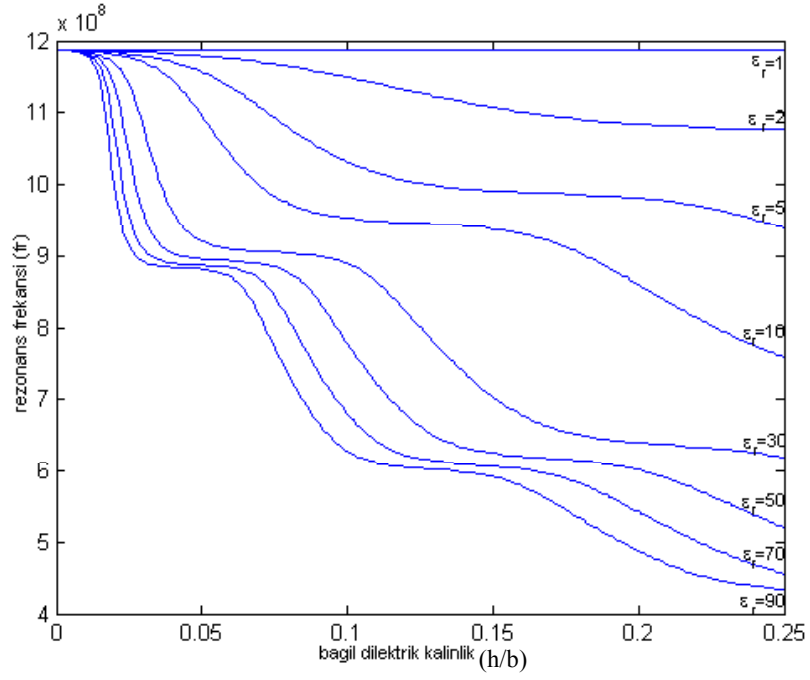
Şekil 4.2: Rezonatörün kayıpsız dielektrik madde ($\epsilon_r=77$) ile kısmen yüklenmesi durumu için $TE_{l \times l}^y$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



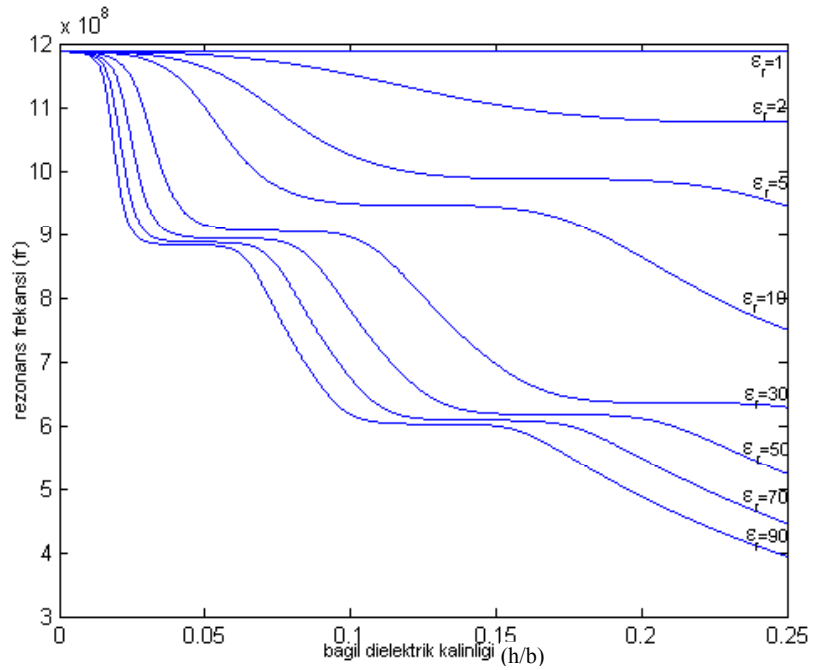
Şekil 4.3: Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için TM_{121}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



Şekil 4.4: Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için TE_{121}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



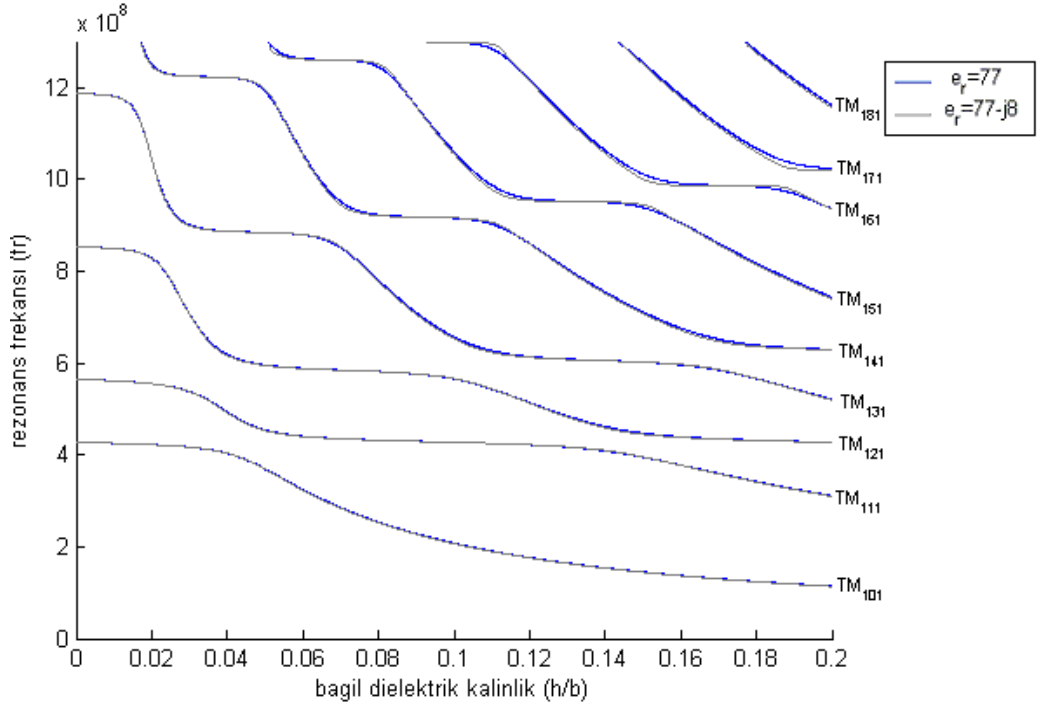
Şekil 4.5: Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için TM_{131}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



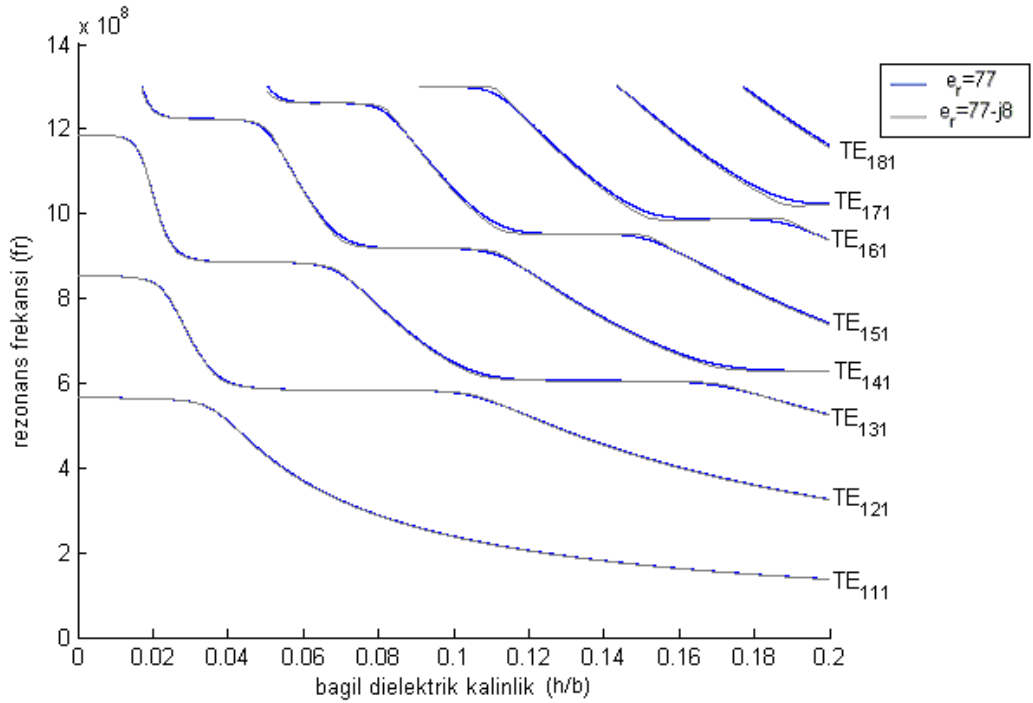
Şekil 4.6: Rezonatörün çeşitli kayıpsız dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumu için TE_{131}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi

Dielektriğin kayıplı olması durumunda ise karakteristik denklemin sayısal çözümü, aranan köklerin karmaşık sayı olması nedeni ile kayıpsız dielektrik durumuna göre farklılık gösterecektir. Newton-Raphson yöntemi, elde edilen karakteristik denklemde dielektriğin kayıplı olması durumunda kompleks forma dönüşecek köklerin bulunmasında kullanılabilir. Dielektrik sabitinin reel olması durumunda reel değerler alan, karakteristik denklemin sayısal çözümünden elde edilen kökler, dielektriğin kayıplı olması durumu için kullanılacak Newton-Raphson yönteminde ilk değer olarak kullanılırlar. Bu yöntemde, verilen ilk değerlerin aranan köke çok yakın olması gerekmektedir, aksi halde metod farklı bir değere yakınsayabilir ve aranan çözüm elde edilemez. Bu nedenle kayıpsız dielektrik durumunda bulunan reel kökler Newton-Raphson metodu için ilk değer olarak kullanıldığında, gerçek kök değerlerinden uzaklaşmaması amacıyla karakteristik denklemin kayıplı dielektrik madde için çözümü tek aşamada elde edilmez. Karakteristik denklemin çözümü Newton-Raphson metodunda dielektriğin kayıpsız olması durumundan itibaren dielektrik sabitinin sanal kısmına küçük artımlar verilerek yapılır. Her adımda bulunan kök değerleri bir sonraki adım için ilk değer olarak kullanılır. Bu işlem istenilen dielektrik sabiti değerine ulaşıncaya kadar devam eder.

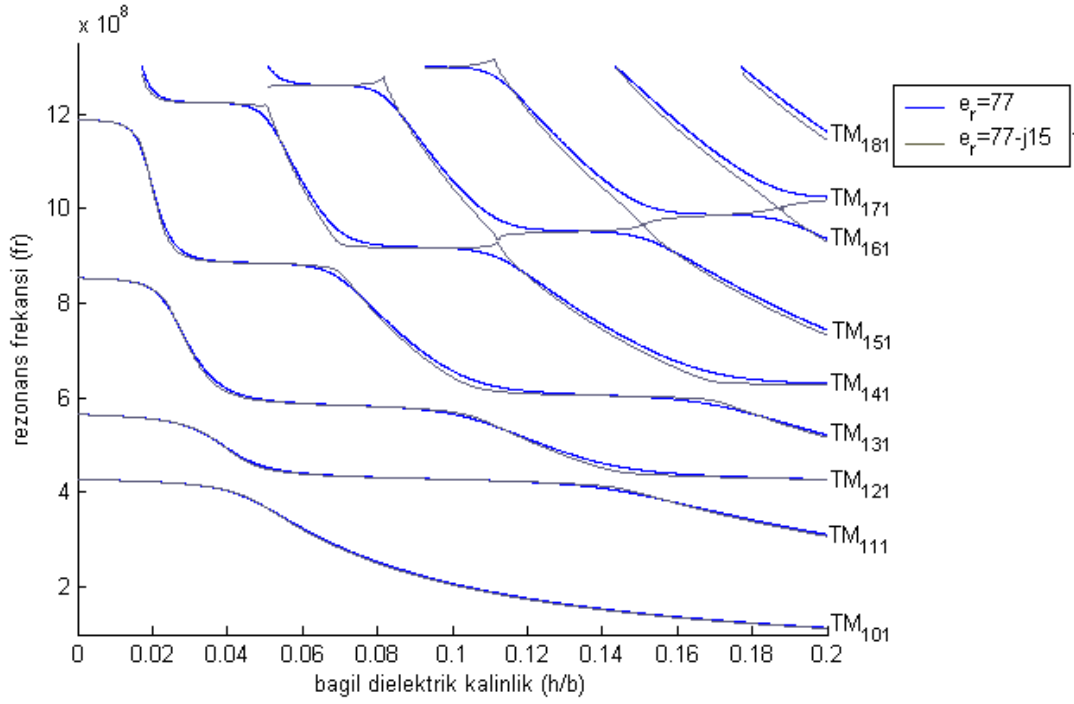
Rezonatörün kayıplı dielektrik madde ile yüklenmesi durumu için elde edilen denklemin sayısal çözümünden çeşitli miktarlarda kayıplara sahip ($\epsilon_r=77-j8$, $\epsilon_r=77-j15$, $\epsilon_r=77-j30$) dielektrik maddeler için TM_{1X1}^Y ve TE_{1X1}^Y modları rezonans frekansı-bağıl dielektrik kalınlık grafikleri kayıpsız durumla karşılaştırmalı olarak elde edilmiştir (Şekil 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12). Dielektriğin kayıp miktarının artımı ile rezonans frekansı arasındaki ilişkinin belirlenmesi için çeşitli kayıp tanjantlarına sahip dielektrik maddelerin TM_{121}^Y , TE_{121}^Y modları rezonans frekansı-bağıl dielektrik kalınlık grafikleri elde edilmiştir (Şekil 4.13, 4.14).



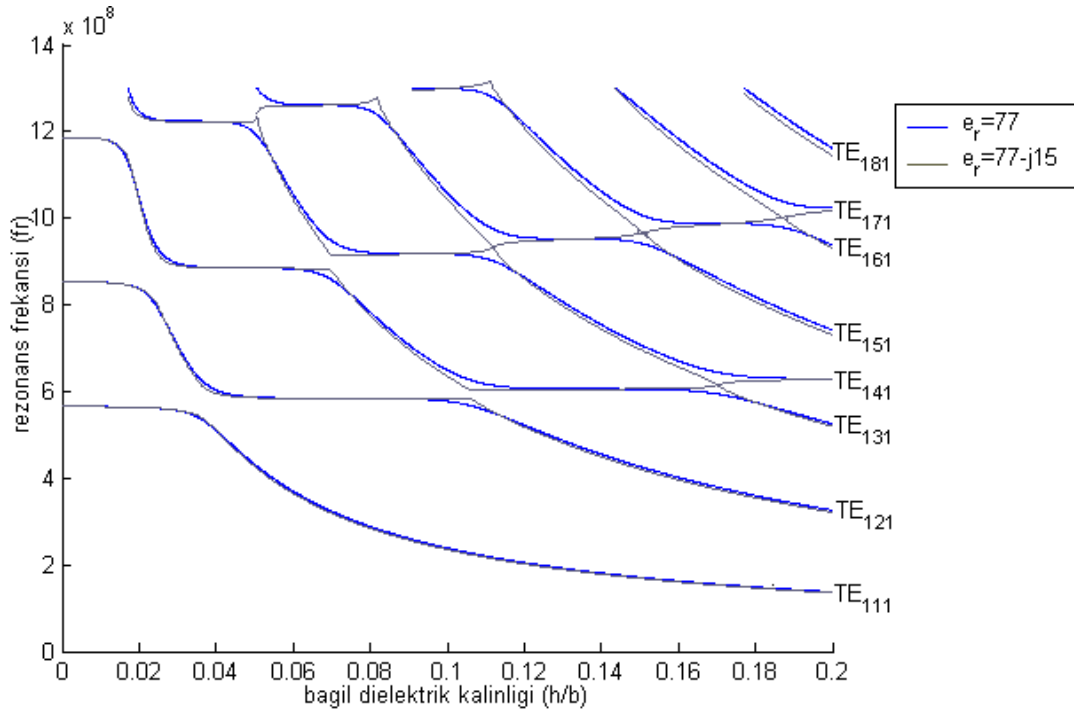
Şekil 4.7: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j8$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TM_{l,x1}^y$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



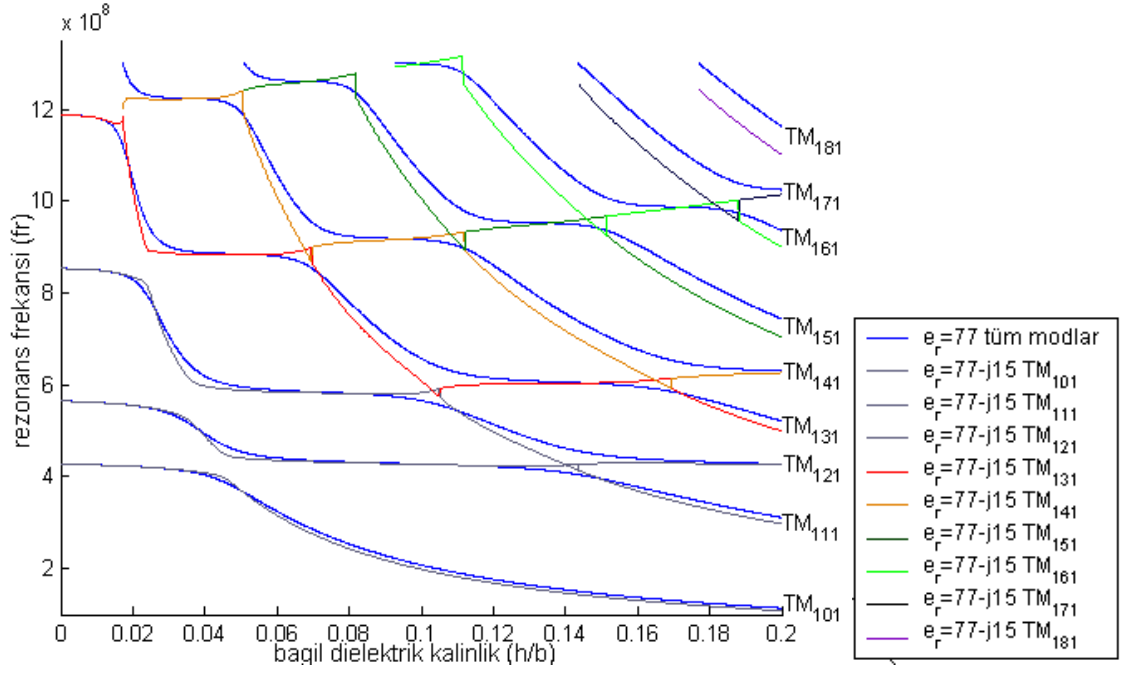
Şekil 4.8: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j8$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için $TE_{l,x1}^y$ modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



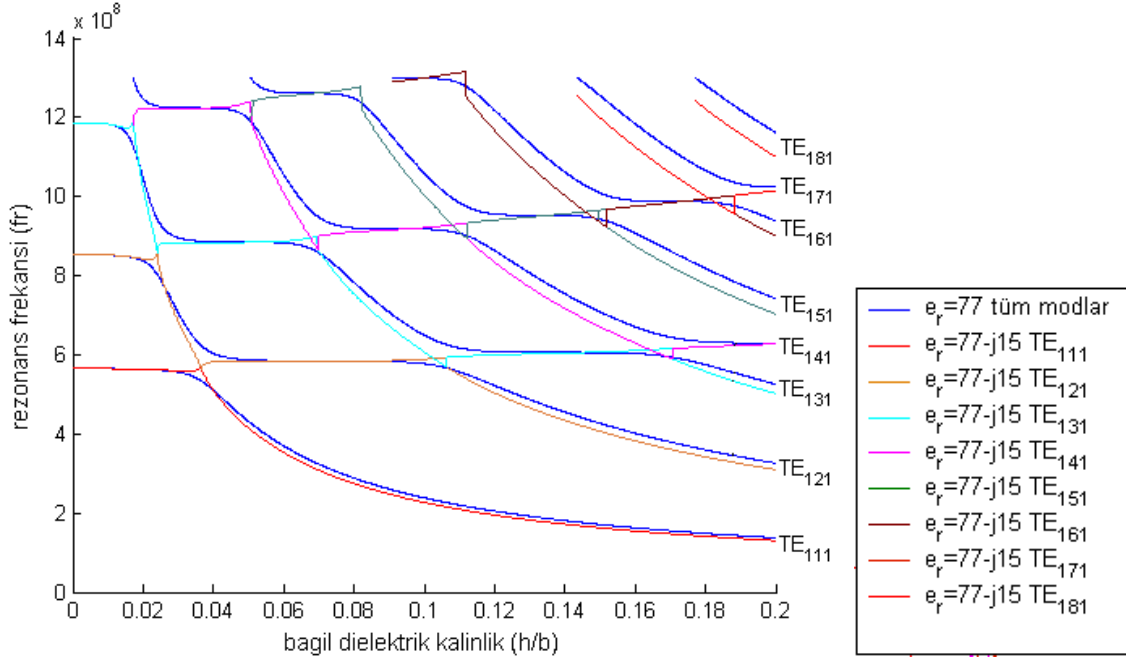
Şekil 4.9: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j15$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TM_{1xl}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



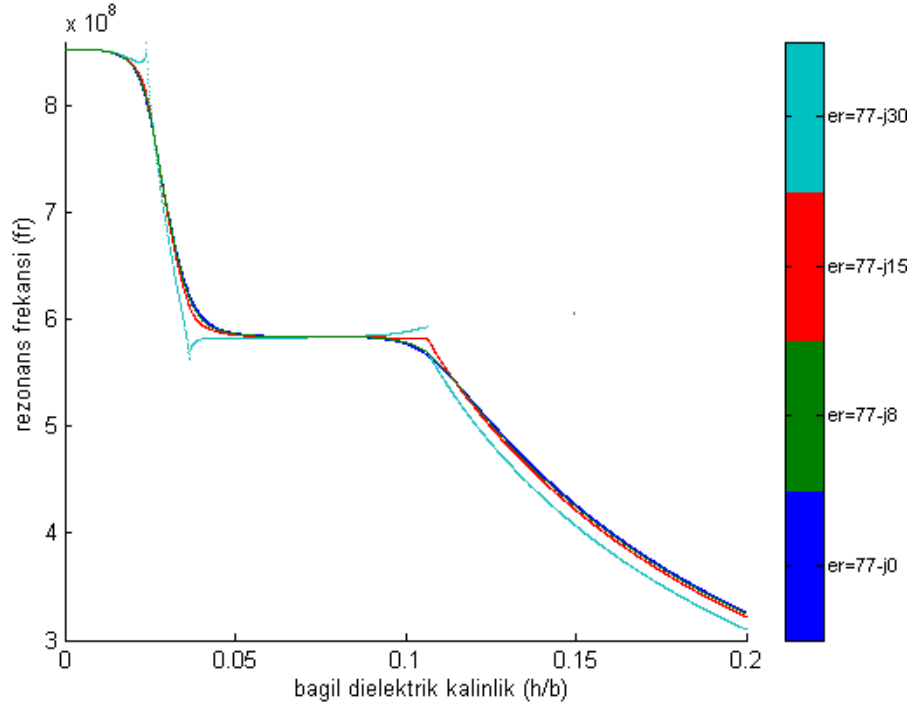
Şekil 4.10: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j15$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TE_{1xl}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlığı ile rezonans frekansının değişimi



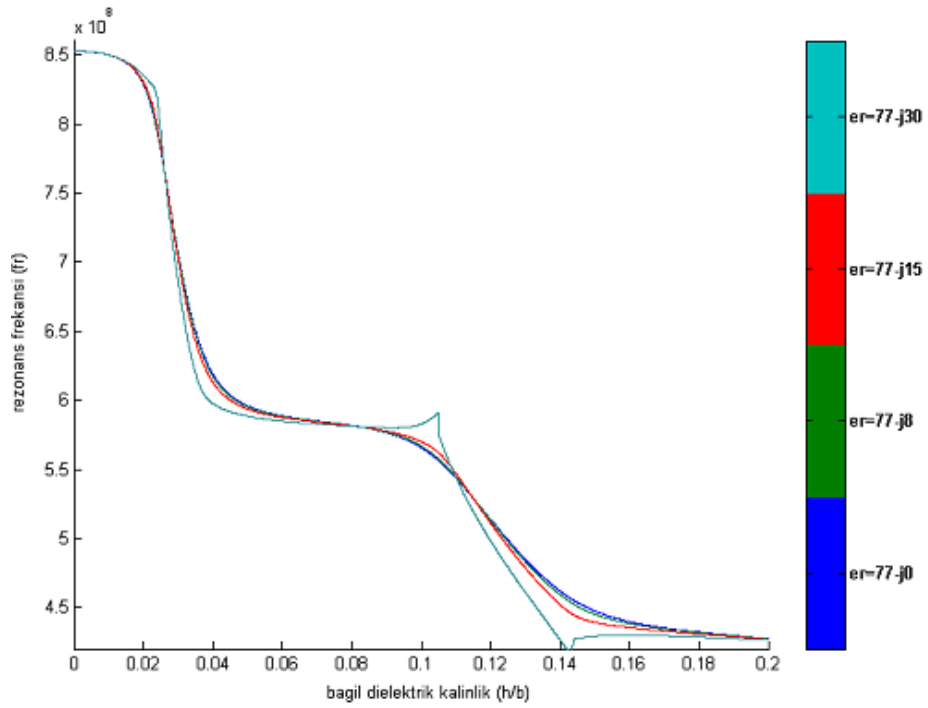
Şekil 4.11: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TM_{lx1}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



Şekil 4.12: Rezonatörün kayıplı ($\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TE_{lx1}^y modlarında bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



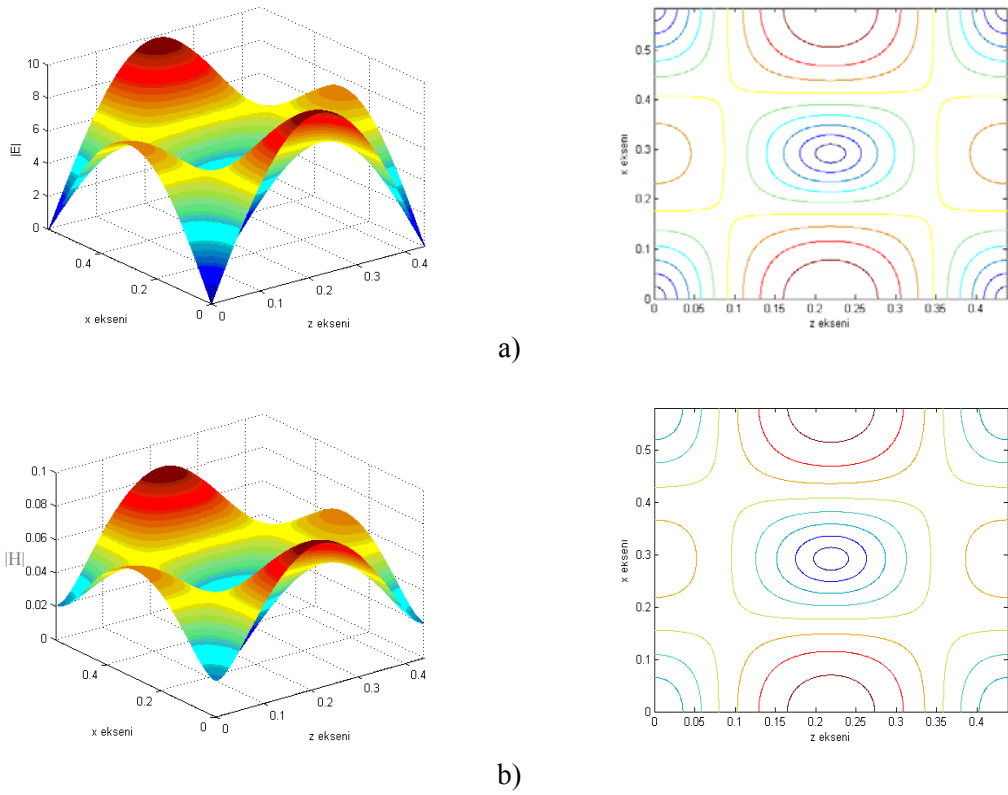
Şekil 4.13: Rezonatörün çeşitli kayıp miktarlarına sahip ($\epsilon_r=77-j8$, $\epsilon_r=77-j15$, $\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TE_{121}^y modunda bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi



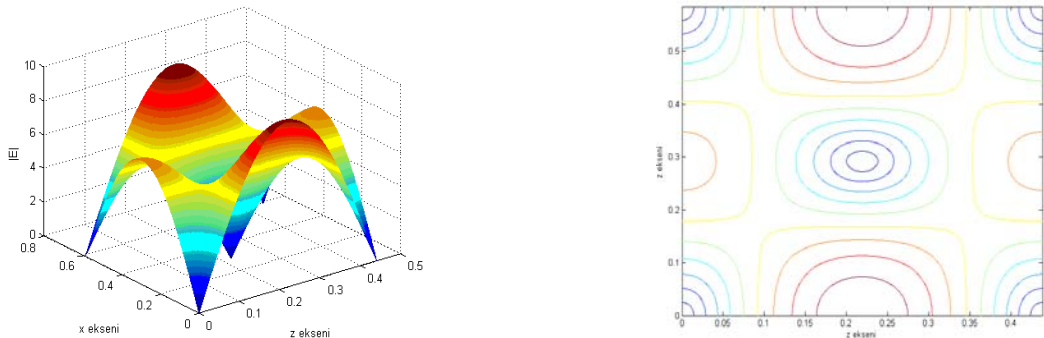
Şekil 4.14: Rezonatörün çeşitli kayıp miktarlarına sahip ($\epsilon_r=77-j8$, $\epsilon_r=77-j15$, $\epsilon_r=77-j30$) ve kayıpsız ($\epsilon_r=77$) dielektrik maddeler ile kısmen yüklenmesi durumları için TM_{121}^y modunda bağıl dielektrik kalınlık ile rezonans frekansının değişimi

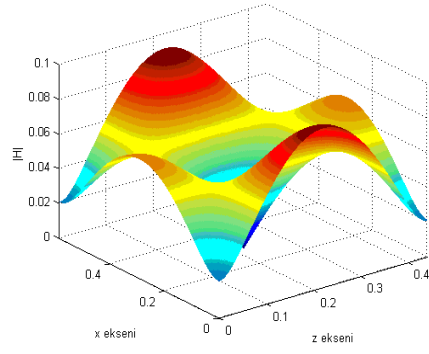
4.1.2. Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatöründe TM^y ve TE^y Modları için Alan Dağılımları

Teorik olarak $a=0.5842$ m, $b=0.4064$ m, $d=0.4381$ m rezonatör boyutları ve tabana yerleştirilmiş $h=0.1d$ kalınlığında $\epsilon_r=77$ ve $\epsilon_r=77-j8$ bağıl dielektrik sabitine sahip maddeler için $y=0.09d$ düzleminde çeşitli TE^y ve TM^y modlarının kendi rezonans frekanslarındaki alan dağılımları (3.125), (3.126), (3.127), (3.128), (3.129), (3.130) denklemleri kullanılarak elde edilmiştir. Bu dağılımlar bulunurken uyarma katsayısı $A_d=10^{-9}$ seçilmiştir.

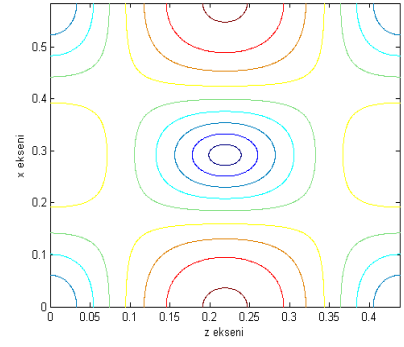


Şekil 4.15: TE_{131}^y modunun $f_{rTE131}=0.6494 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)



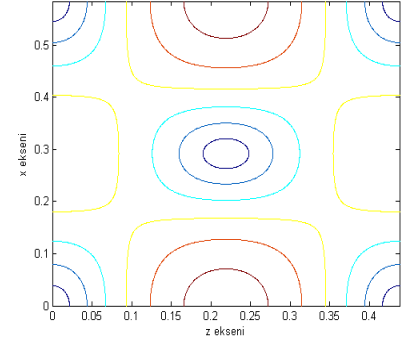
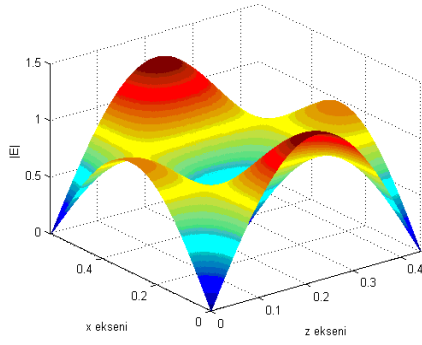


a)

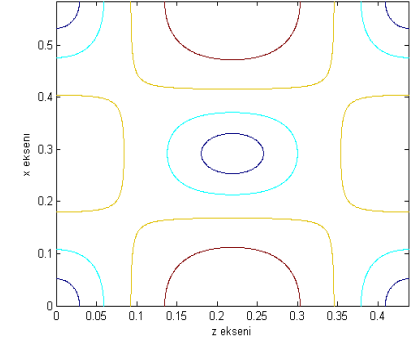
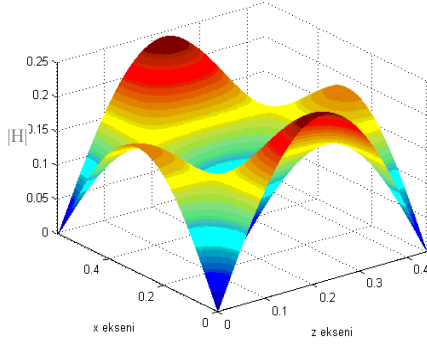


b)

Şekil 4.16: TE_{131}^y modunun $f_{rTE131}=0.64565 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a)|E| ve b)|H| alan dağılımları ($h=0.1b$, $er=77-j8$)

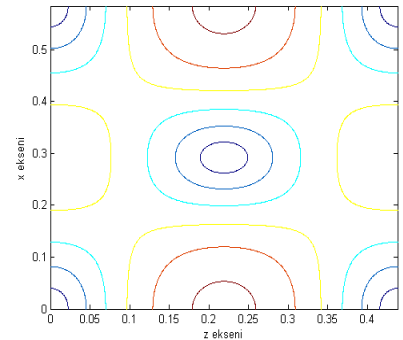
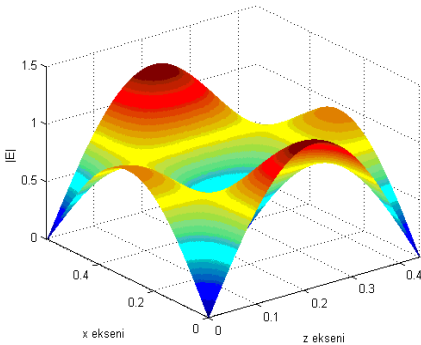


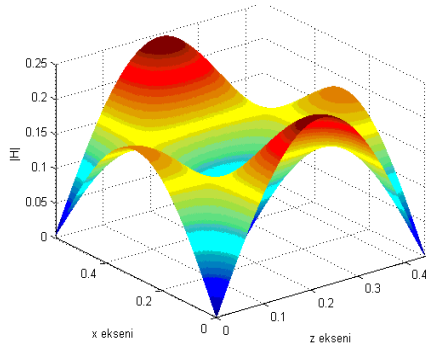
a)



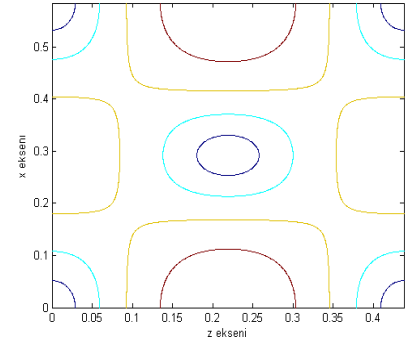
b)

Şekil 4.17: TE_{141}^y modunun $f_{rTE131}=0.9177 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a)|E| ve b)|H| alan dağılımları ($h=0.1b$, $er=77$)



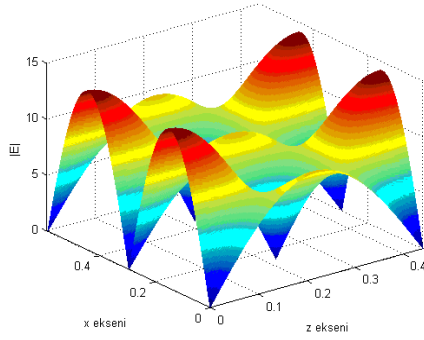


a)

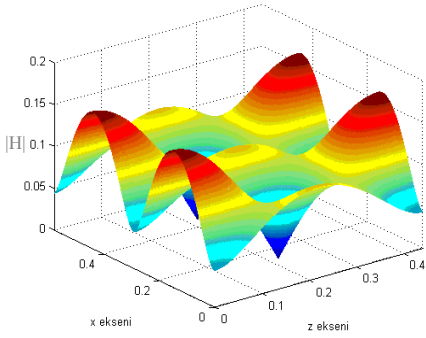
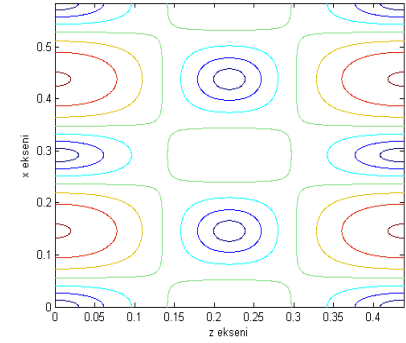


b)

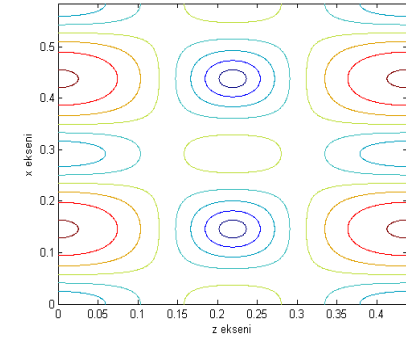
Şekil 4.18: TE_{141}^y modunun $f_{rTE141}=0.91830 \cdot 10^9 \text{Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77-j8$)



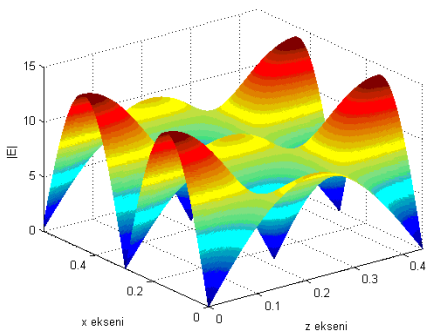
a)



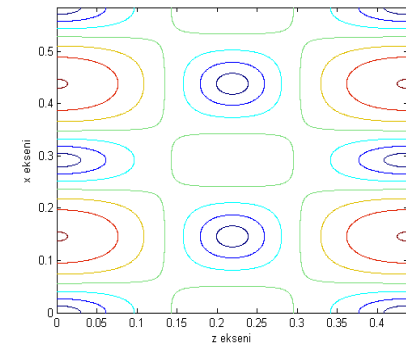
b)

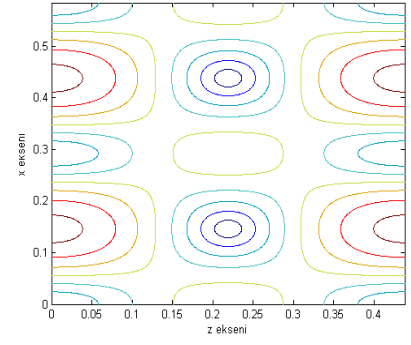
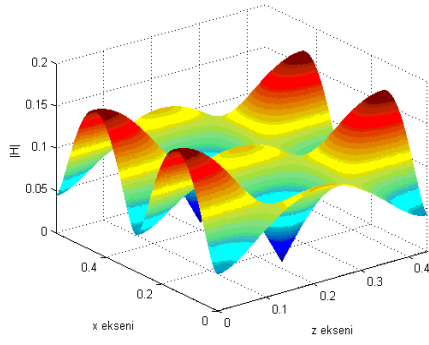


Şekil 4.19: TE_{221}^y modunun $f_{rTE221}=0.6363 \cdot 10^9 \text{Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b, \epsilon_r=77$)



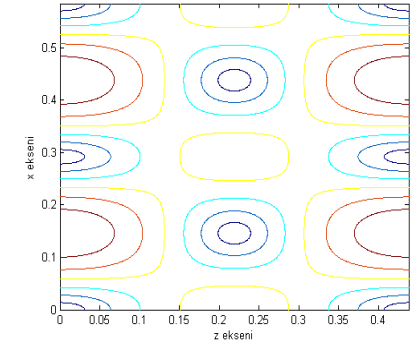
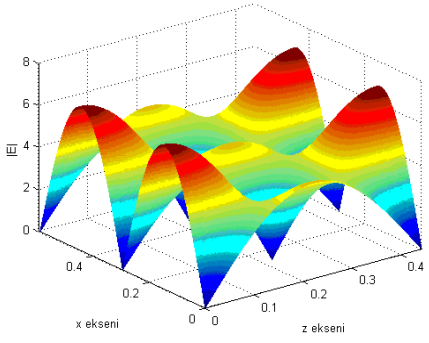
a)



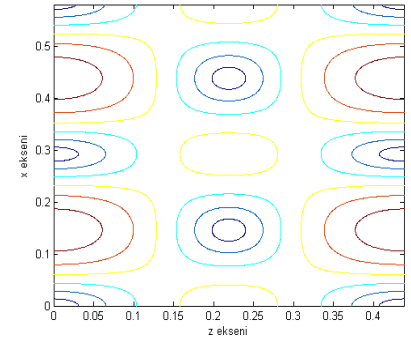
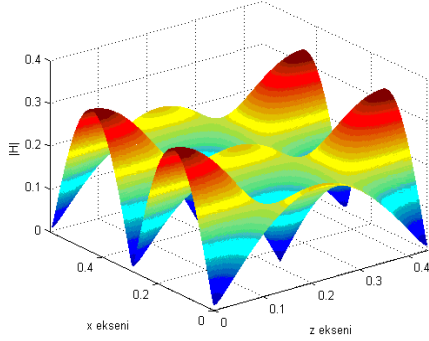


b)

Şekil 4.20: TE_{221}^y modunun $f_{rTE221}=0.63464 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)

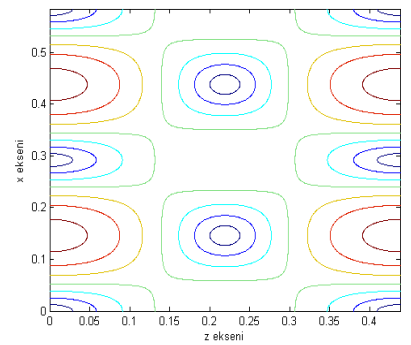
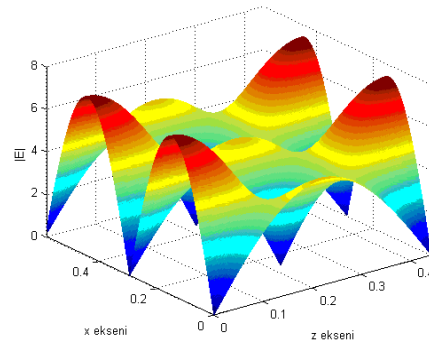


a)

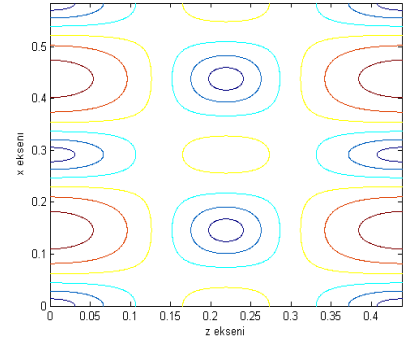
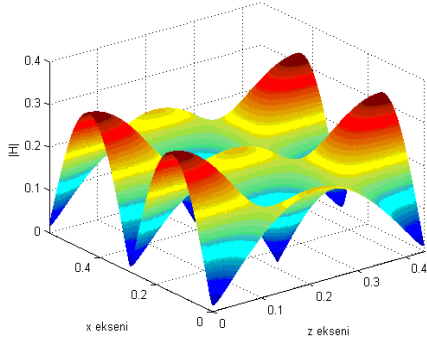


b)

Şekil 4.21: TE_{241}^y modunun $f_{rTE241}=1.0034 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)

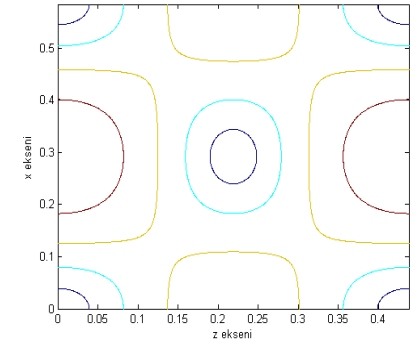
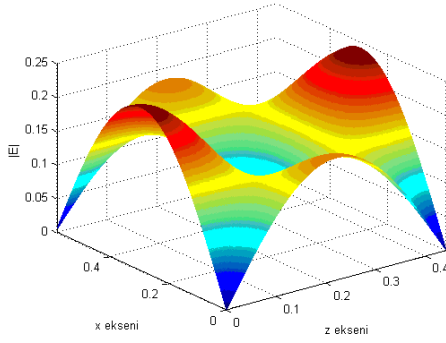


a)

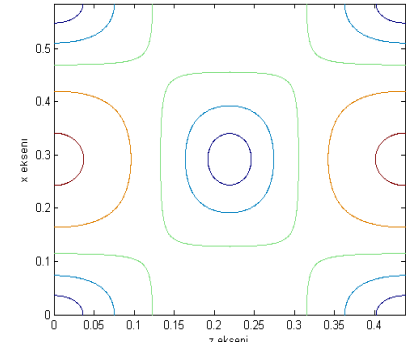
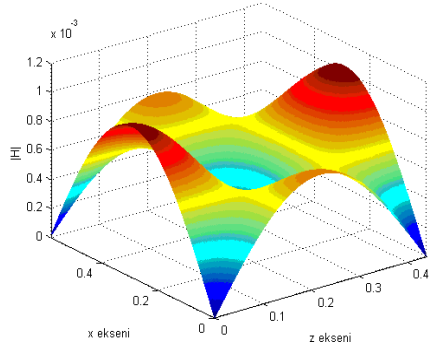


b)

Şekil 4.22: TE_{241}^y modunun $f_{r,TE241}=1.0099 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)

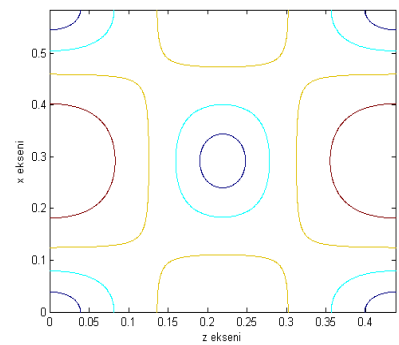
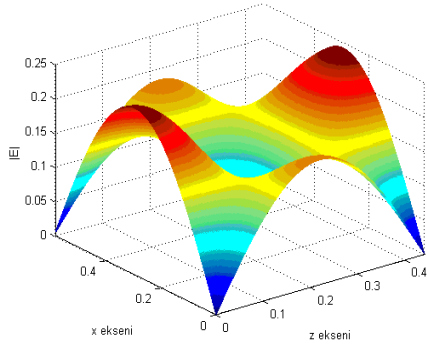


a)

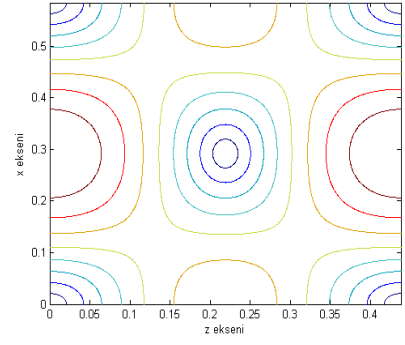
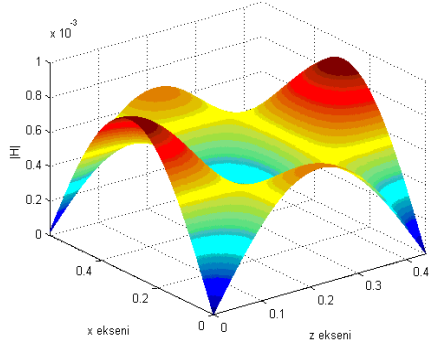


b)

Şekil 4.23: TM_{131}^y modunun $f_{r,TM131}=0.6572 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)

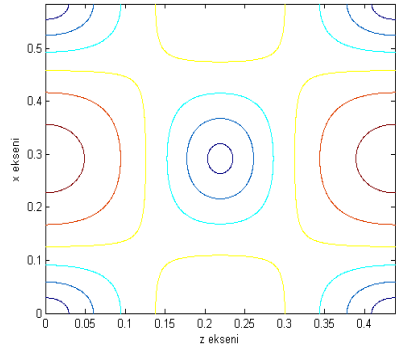
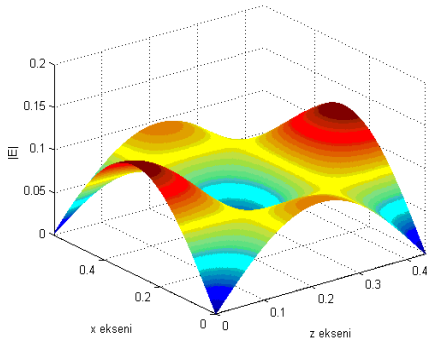


a)

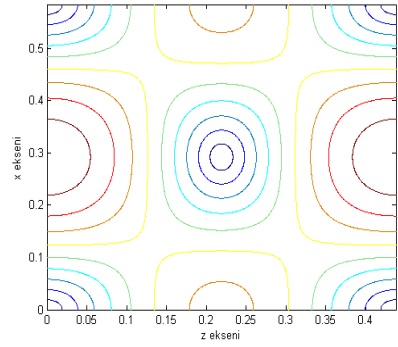
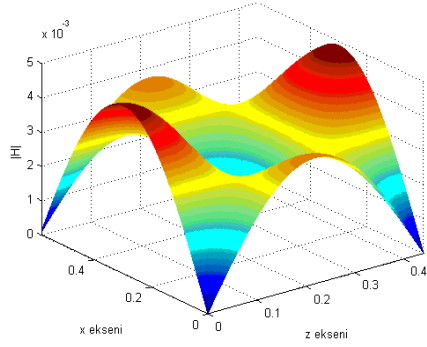


b)

Şekil 4.24: TM_{131}^y modunun $f_{rTM131} = 0.6538 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)

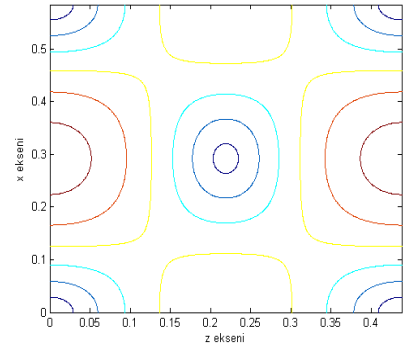
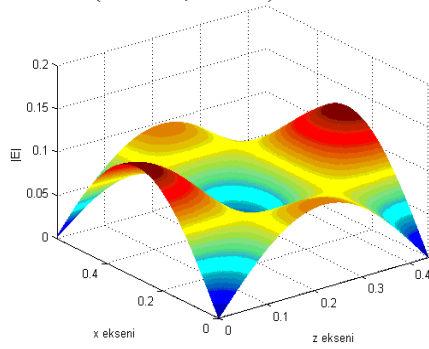


a)

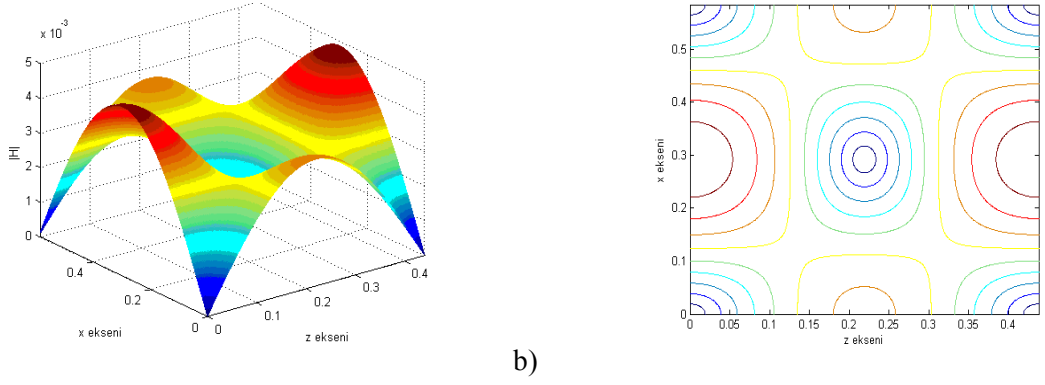


b)

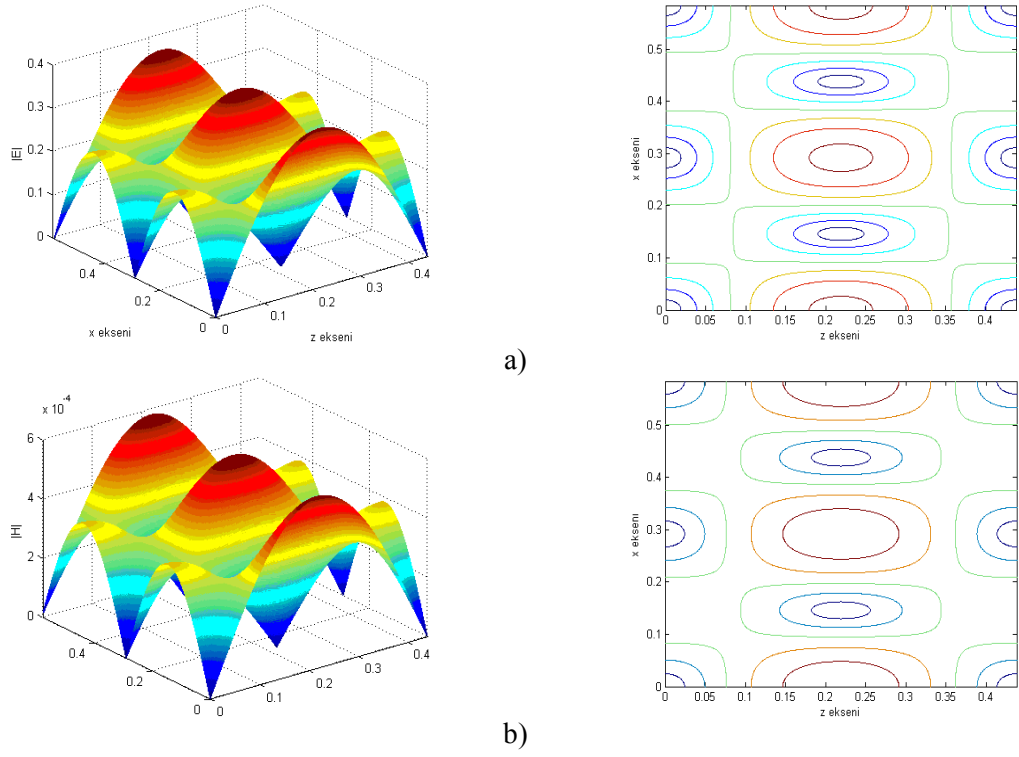
Şekil 4.25: TM_{141}^y modunun $f_{rTM141} = 0.916 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)



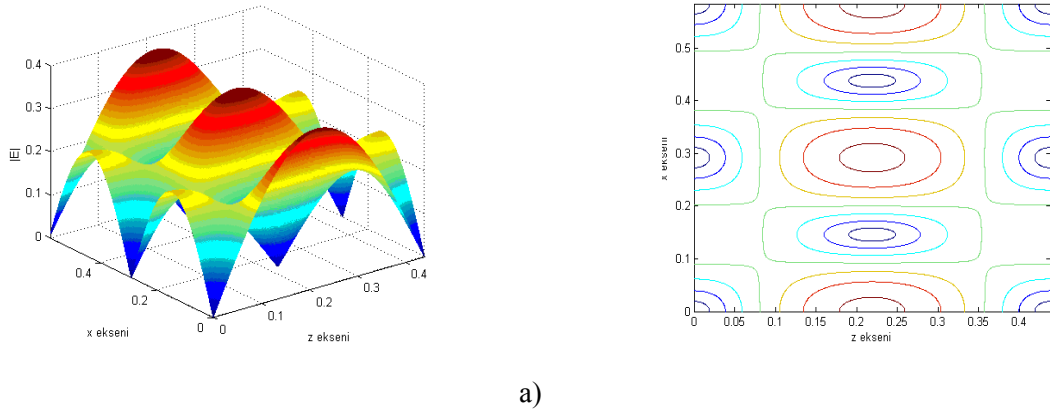
a)

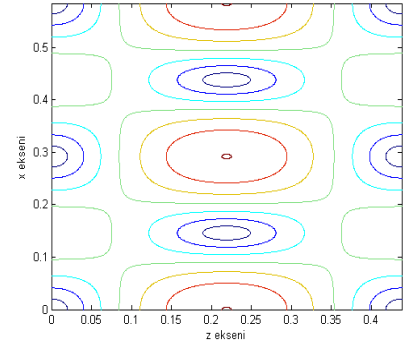
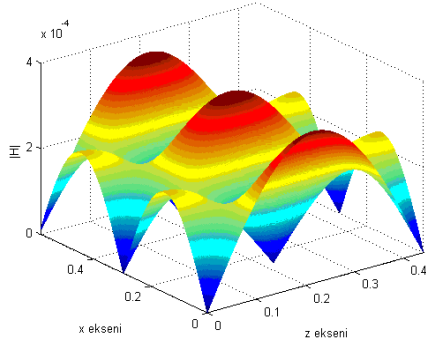


Şekil 4.26: TM_{141}^y modunun $f_{r, TM141} = 0.91661 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)



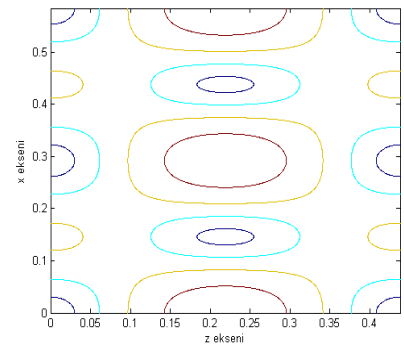
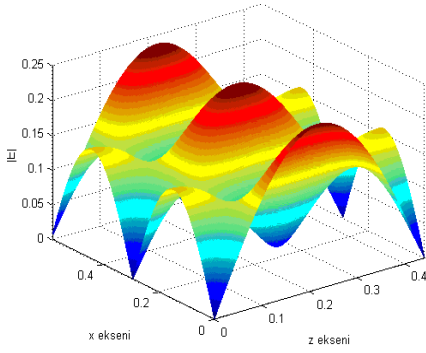
Şekil 4.27: TM_{221}^y modunun $f_{r, TM221} = 0.6438 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)



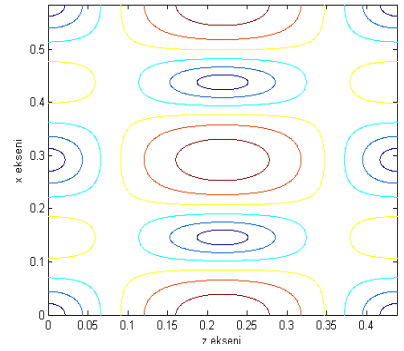
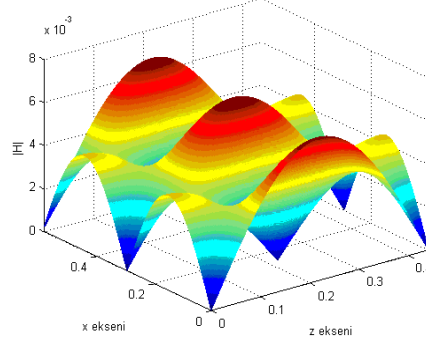


b)

Şekil 4.28: TM_{221}^y modunun $f_{rTM221}=0.64029 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)

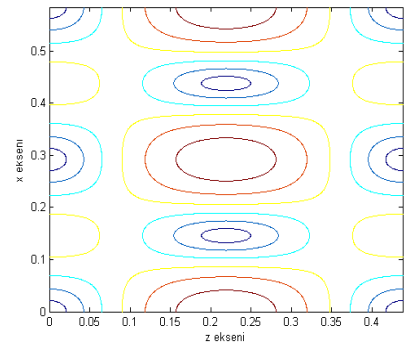
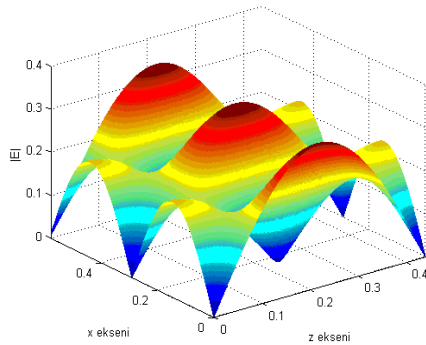


a)

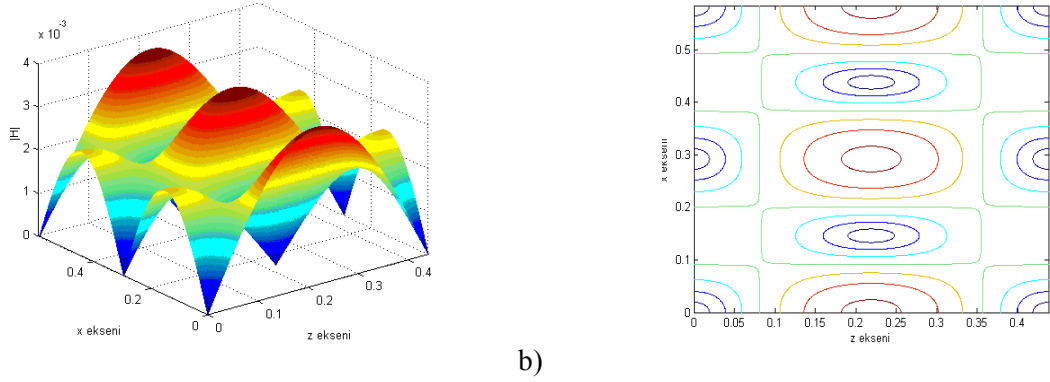


b)

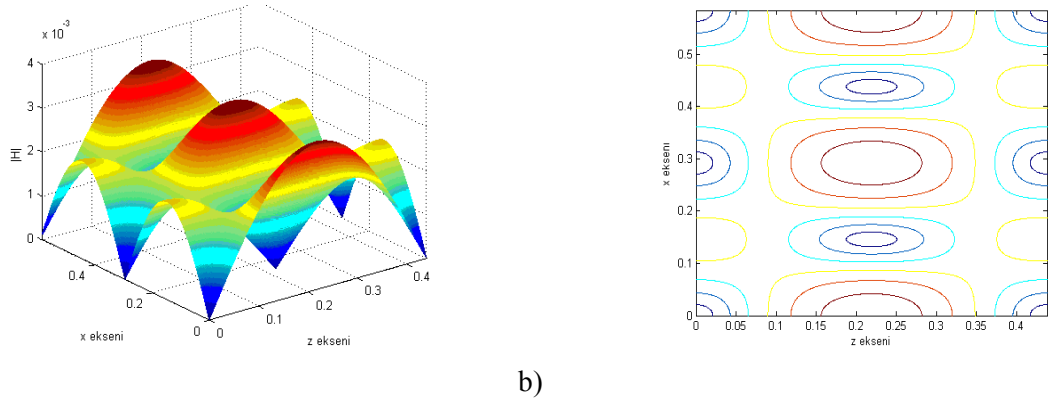
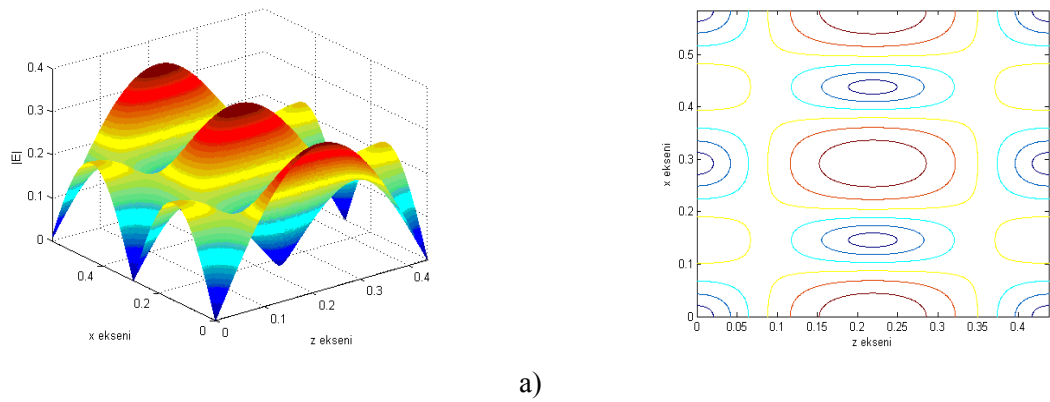
Şekil 4.29: TM_{231}^y modunun $f_{rTM231}=0.75151 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)



a)



Şekil 4.30: TM_{241}^y modunun $f_{r, TM231} = 0.9955 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77$)



Şekil 4.31: TM_{241}^y modunun $f_{r, TM231} = 1.0005 \cdot 10^9$ Hz rezonans frekansında a) $|E|$ ve b) $|H|$ alan dağılımları ($h=0.1b$, $\epsilon_r=77-j8$)

4.1.3. Açıklık Kuplajının Rezonans Frekansına Etkisinin Kısmen Yüklü Boşluk Rezonatörü için Sayısal Olarak Elde Edilmesi

Bölüm 3.2' de kısmen yüklü boşluk rezonatörünün açıklık kuplajı ile uyarılması durumu kısmen yüklü boşluk rezonatörü için incelenmişti. Bu bölümde ise açıklık kuplajının kısmen yüklü boşluk rezonatörünün rezonans frekanslarına etkisi sayısal

olarak elde edilecektir. Dairesel açıklığın yarıçapı r_0 olmak üzere açıklığın magnetik polarizasyonu

$$\alpha_m = \frac{4r_0^3}{3} \quad (4.1)$$

ve a, b açıklığın bulunduğu duvarın boyutları olmak üzere, açıklığın normalize indüktif suseptansı seçilen mod için,

$$\Gamma = \frac{8j\omega\mu_0\alpha_m}{ad(Z_{1d} + Z_{10})} - 1 \quad (4.2)$$

olmak üzere

$$B = \frac{\beta_{y0}(1-\Gamma) - \beta_{yd}(1+\Gamma)}{jY_0\omega\mu_0(1+\Gamma)} \quad (4.3)$$

denklemden elde edilir. Bu denklemde β seçilen modun rezonans frekansı için hesaplanmış β_y propagasyon sabitidir.

Reaktans değeri ise boşluğun dalga empedansı TE^y tipi modlar için

$$Z_0 = \frac{\omega\mu_0}{\beta_{y0}} \quad (4.4)$$

olmak üzere

$$X_L = \frac{Z_0}{B} \quad (4.5)$$

denklemden hesaplanabilir.

Girişten görülen admitans denkleminde bu değer yerine yazılarak denklem frekans için tahmin edilen aralıkta çözülür.

$$Y_{in} = -jY_0 \left(\frac{1}{X_L} + \frac{Y_{0d} \cot(\beta_{y0}(b-h)) \cos \beta_{yd}h - Y_{0d}^2 Z_0 \sin \beta_{yd}h}{Y_{0d} \cos \beta_{yd}h + Y_0 \cot \beta_{y0}(b-h) \sin \beta_{yd}h} \right) = 0 \quad (4.6)$$

Örnek olarak Tablo 4.1 ve Tablo 4.2 de $a=22.86$ mm $d=10.16$ mm kesit uzunluklarına ve farklı rezonatör uzunluklarına sahip rezonatörlerde $h=16$ mm dielektrik kalınlığı için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modları rezonans frekansları açıklık kuplajsız ve açıklık kuplajlı durum için verilmiştir.

Tablo 4.1 : $h=16$ mm dielektrik kalınlık ve farklı uzunluklardaki rezonatörler için TE_{120}^y modu rezonans fekanslarının rezonatörün açıklık kuplajsız ve açıklık kuplajlı durumları için hesaplanan değerleri

	$a=22.86$ mm $d=10.16$ mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	$h=16$ mm	$b=42.545$ mm	$f_{\text{teorik}}=8.41240$ GHz	$f_r=8.4025$ GHz
2.	$h=16$ mm	$b=39.260$ mm	$f_{\text{teorik}}=8.7280$ GHz	$f_r=8.7151$ GHz
3.	$h=16$ mm	$b=36.560$ mm	$f_{\text{teorik}}=9.0242$ GHz	$f_r=9.0076$ GHz
4.	$h=16$ mm	$b=34.930$ mm	$f_{\text{teorik}}=9.2165$ GHz	$f_r= 9.1969$ GHz
5.	$h=16$ mm	$b=32.185$ mm	$f_{\text{teorik}}=9.5541$ GHz	$f_r= 9.5292$ GHz

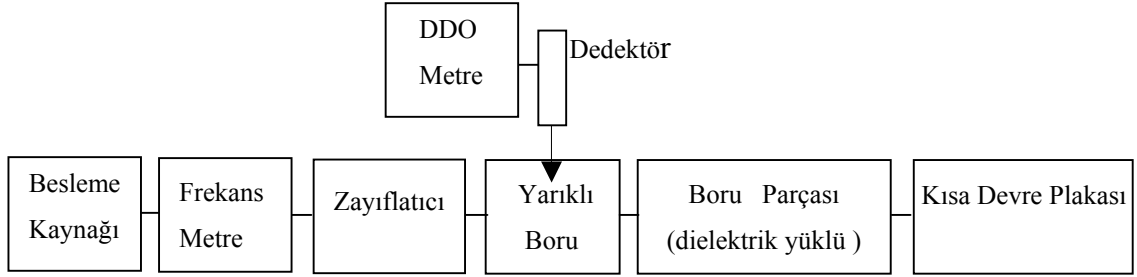
Tablo 4.2 : $h=16$ mm dielektrik kalınlık ve farklı uzunluklardaki rezonatörler için TE_{130}^y modu rezonans fekanslarının rezonatörün açıklık kuplajsız ve açıklık kuplajlı durumları için hesaplanan değerleri

	$a=22.86$ mm $d=10.16$ mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	$h=16$ mm	$b=42.545$ mm	$f_{\text{teorik}}=10.5726$ GHz	$f_r= 10.544$ GHz
2.	$h=16$ mm	$b=39.260$ mm	$f_{\text{teorik}}=10.9562$ GHz	$f_r=10.926$ GHz
3.	$h=16$ mm	$b=36.560$ mm	$f_{\text{teorik}}=11.3536$ GHz	$f_r=11.323$ GHz
4.	$h=16$ mm	$b=34.930$ mm	$f_{\text{teorik}}=11.6508$ GHz	$f_r=11.620$ GHz
5.	$h=16$ mm	$b=32.185$ mm	$f_{\text{teorik}}=12.2934$ GHz	$f_r=12.263$ GHz

4.2. DENEYSEL ÖLÇÜM YOLU İLE ELDE EDİLEN BULGULAR

Bu bölümün ilk kısmında ölçümlerde kullanılacak olan polipropilen maddesinin bağlı dielektrik sabiti ölçülmüştür. İkinci kısımda ise $a=22.86$ mm, $b=10.16$ mm kesit uzunluklarına sahip rezonatörün farklı kalınlıklarda dielektrik maddeler ile yüklenmesi durumunda belirtilen rezonatör uzunlukları için rezonans frekansları ölçülmüştür ve ölçülen değerler teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

4.2.1. Bağlı Dielektrik Sabitinin Ölçülmesi



Şekil 4.32: X-band standart dikdörtgen kesitli boruda dielektrik sabiti ölçümü için kurulan ölçü düzeni.

Bu bölümde bağlı dielektrik sabitinin ölçülmesinde karakteristik çözüm içeren iki nokta metodu kullanılmıştır. Bağlı dielektrik sabitinin belirlenmesinde kullanılacak parametreler dielektrik malzemenin boyutu, boş boru için ölçülen dalga boyu, dielektrik parça eklenmiş ve eklenmemiş durumda sonu kısa devre boru için belirlenen gerilim minimum noktalarıdır. Bunların dışında maddenin bağlı dielektrik sabitinin değeri yaklaşık olarak bilinmelidir. Ölçümlerde kullanılan polipropilen maddesinin dielektrik sabitinin değerinin teorik olarak $2.2 < \epsilon_r < 2.4$ aralığında olduğu bilinmektedir.

İlk olarak dielektrik parça eklenmemiş durumda sonu kısa devre edilmiş boruda X_{1min} , X_{2min} ardışık iki gerilim minimum noktasının yerleri belirlenir. Minimum noktalarının belirlenmesi dedektörün yarıklı boru üzerinde kaydırılması ile DDO metrede minimum değeri veren konumun tesbiti ile olmaktadır. Ölçülen gerilim minimum noktalarının konumlarından yararlanılarak λ_g değeri hesaplanır. Bir sonraki aşamada kısa devre kaldırılır, dielektrik parça boruya yerleştirilir ve boru tekrar kısa devre plakası ile sonlandırılır. Bu durum için tekrar gerilim minimum noktalarının yeri (X_{3min} , X_{4min}) ölçülür ve kısa devre durumuna göre minimum noktalarının ne kadar kaydığı belirlenir.

Ölçüm sonuçlarından dielektrik sabitinin belirlenmesinde ilk olarak κ propagasyon sabiti (4.7)' den hesaplanır.

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (4.7)$$

K sabiti

$$K = \tan \frac{\left(\kappa (\ell_\varepsilon + \Delta\ell) \right)}{\kappa \ell_\varepsilon} \quad (4.8)$$

ℓ_ε : Dielektrik parçanın uzunluğu

$\Delta\ell$: Dielektrik eklendikten sonra gerilim minimum noktasının kayma miktarı

denkleminde bulunur ve (4.9) karakteristik denklemi çözülür:

$$K = \frac{\tan X}{X} \quad (4.9)$$

Denklemin çözümünden bir çok X değeri elde edilecektir. Bu değerler (4.10) denkleminde yerine konularak elde edilen bağıl dielektrik sabiti değerlerinden beklenen aralıkta olanı aranan bağıl dielektrik sabiti değeridir.

$$\varepsilon' = \frac{\left(\frac{a}{\pi} \right)^2 \left(\frac{X}{\ell_\varepsilon} \right)^2 + 1}{\left(\frac{2a}{\lambda_g} \right)^2 + 1} \quad (4.10)$$

Dalga kılavuzu kesit boyutları $a=22.86$ mm, $b=10.16$ mm ve dielektrik parça uzunluğu $\ell_\varepsilon=19.996$ mm olmak üzere, ilk olarak çalışma frekansı güç kaynağından $f=11$ GHz' e ayarlanmıştır. Frekans metre ile frekans değeri ölçüldüğünde $f=11.0356$ GHz okunur. Ölçümler sonucunda gerilim minimum noktalarının konumları kısa devre boruda dielektrik ile yüklenmemiş durumda $X_{1\min}=95.1$ mm, ve $X_{2\min}=111.99$ mm, dielektrik yüklenmiş durumda $X_{3\min}=108.865$ mm ve $X_{4\min}=125.725$ mm olarak ölçülmüştür. Her bir minimum noktasının bulunması için minimum noktasının sağından ve solundan iki noktanın okunmuştur. Dalga boyu ise boş dalga kılavuzu için $\lambda_g=2.(X_{2\min}-X_{1\min})=33.78$ mm, dielektrik yüklü durum için $\lambda_g=2.(X_{4\min}-X_{3\min})=33.72$ mm olarak hesaplanır. Bu iki değer aritmetik ortalaması alındığında $\lambda_g=33.75$ mm bulunur. $\Delta\ell$ kayma miktarı ise minimumların kayma miktarlarının aritmetik ortalaması alınarak $\Delta\ell=13.75$ mm olarak bulunur. K sabiti (4.8) denkleminde $K=-2.00040045.10^{-4}$ olarak elde edilir.

Karakteristik denklemin çözümü Newton-Raphson yöntemi kullanılarak elde edilebilir. Newton-Raphson yöntemi genel olarak (4.11)'deki gibi yazılabilir.

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)} \quad (4.11)$$

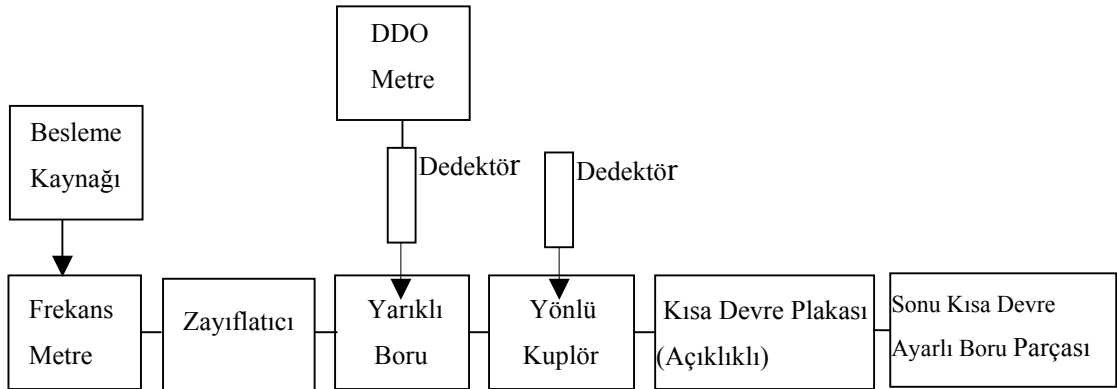
Fonksiyonun türevi ise

$$f'(x) = \frac{1}{\cos^2 x} - K \quad (4.12)$$

olarak elde edilir. Başlangıç değeri olarak $\varepsilon_r=2.3$ kabul edildiğinde (4.10) denkleminde $X_0=6.6205$ olarak bulunur. İterasyon sonucunda ise $X=6.2819$ bulunur ve (4.10) denkleminde $\varepsilon_r=2.20$ olarak elde edilir.

4.2.1. Dielektrik Yüklü Rezonatörün Rezonans Frekansının Ölçülmesi

Bu bölümde $a=22.86$ mm, $b=10.16$ mm kesit uzunluklarına sahip rezonatörün farklı kalınlıklarda dielektrik maddeler ile yüklenmesi durumunda belirtilen rezonatör uzunlukları için rezonans frekansları ölçülmüştür. Ölçülen değerler teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Rezonans frekanslarının deneysel olarak elde edilmesi için kurulan ölçme düzeneği şekil 4.34 de verilmektedir.



Şekil 4.33: X-band standart dikdörtgen kesitli boruda rezonans frekansı ölçümü için kurulan ölçü düzeni

Ölçümlerde dielektrik madde olarak az kayıplı, bağıl dielektrik sabiti $\varepsilon_r=2.20$ olarak ölçülen polipropilen kullanılmıştır. Ölçüm sırasında dielektrik kayıplar ihmal edilmiştir.

Rezonatör açıklık kuplajı yolu ile uyarılmıştır. Kuplaj için ilk önce açıklığın çapı 1 mm seçilmiş ama enerjinin kuple olmaması nedeni ile bu çap değeri 2.2 mm' ye çıkarılmış yine enerjinin kuple olmaması nedeni ile çap değeri artırılarak enerjinin kuple olduğu ilk değer olan 3.7 mm değerine getirilmiştir. Açıklık kuplajı rezonatörün rezonans frekanslarının küçük bir miktar düşmesine neden olacağından ölçüm sonuçları rezonatörün kuplajsız durumu için teorik olarak elde edilen rezonans frekanslarından düşük değerlerde olacaktır.

Rezonans frekansı, yönlü kuplörün çıkışındaki işaret seviyesinin değişiminden yararlanılarak ölçülmüştür. Rezonans frekansında enerji rezonatöre kuple olacağından yönlü kuplörün çıkışındaki işaret seviyesi minimum değerini alacaktır. Yansıyan gerilim dalgasının minimum olduğu yani işaretin en zayıf olduğu frekanslar rezonatörün rezonansa geldiği frekanslardır. Ölçüm için ilk olarak, $h=19.996$ mm kalınlığındaki dielektrik madde sonu kısa devre edilmiş ayarlı boruya yerleştirildi. Daha sonra işaret kaynağının frekansı $f_0=11$ GHz' e ayarlandı. İşaretin frekansı tekrar frekans metre ile ölçüldüğünde $f_0=11.056$ GHz olarak tesbit edildi. Bu işlem sonrasında DDO metre yönlü kuplörün çıkışına bağlandı ve sonu kısa devre ayarlı boru parçasının uzunluğu değiştirilerek işaret seviyesinin minimum olduğu uzunluk $d=36.56$ mm olarak belirlendi. Bu uzunluk, $f_0=11.056$ GHz frekansında rezonatörün rezonansa geldiği uzunluktur. Bu verilere dayanarak teorik olarak rezonans frekansı hesaplandığında $f_{\text{teorik}}=11.1019$ GHz olarak elde edilmiştir. Aynı boyutlar için diğer bir modun rezonans frekansı elde edilirken ise işaret kaynağının frekansı rezonans frekansının olduğu tahmin edilen aralıkta değiştirilerek işaret seviyesinin minimum olduğu frekans belirlenir. Bu frekans yine frekans metre ile ölçülerek rezonans frekansının değeri elde edilir. Belirtilen boyutlar için teorik olarak hesaplamalar yapıldığında rezonatörün TE_{120}^y modunun $f_{\text{teorik}}=8.5387$ GHz' te rezonansa geldiği bulunmuştur. Ölçüm sonucunda ise rezonans frekansı $f_{\text{ölçülen}}=8.4331$ GHz olarak ölçülmüştür.

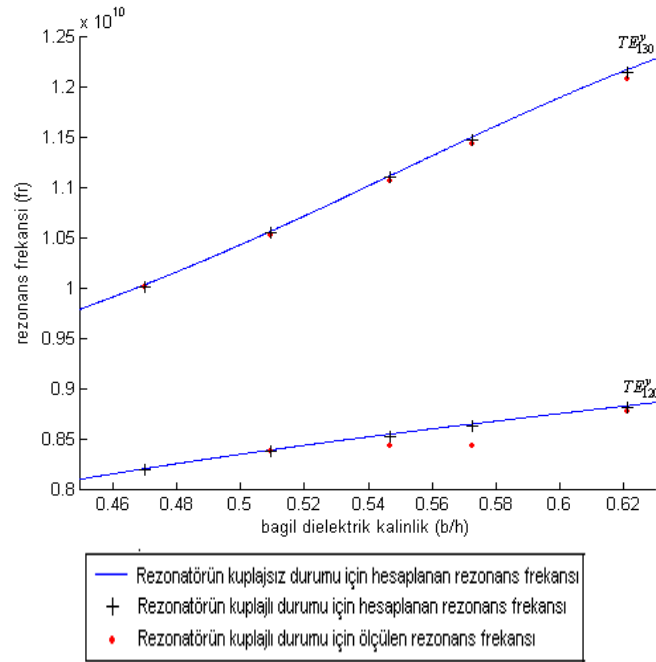
Çeşitli kalınlıkta dielektrik maddeler için birkaç TE_{1x0}^y modunun rezonansa geldiği frekansların ölçüm değerleri ile teorik sonuçları Tablo 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 da verilmektedir. Bu verilere ilişkin grafikleri ise şekil 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 de verilmektedir.

Tablo 4.3 : $h=19.996$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86 mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=19.996 mm	b=42.545 mm	$f_r=10.0288$ GHz	$f_r=10.011$ GHz	$f_{ölçülen}=10.005$ GHz
2.	h=19.996 mm	b=39.260 mm	$f_r=10.5578$ GHz	$f_r=10.540$ GHz	$f_{ölçülen}=10.522$ GHz
3.	h=19.996 mm	b=36.560 mm	$f_r=11.1140$ GHz	$f_r=11.093$ GHz	$f_{ölçülen}=11.056$ GHz
4.	h=19.996 mm	b=34.930 mm	$f_r=11.4967$ GHz	$f_r=11.473$ GHz	$f_{ölçülen}=11.433$ GHz
5.	h=19.996 mm	b=32.185 mm	$f_r=12.1706$ GHz	$f_r=12.140$ GHz	$f_{ölçülen}=12.066$ GHz

Tablo 4.4 : $h=19.996$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86 mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=19.996 mm	b=42.545 mm	$f_r=8.2013$ GHz	$f_r=8.1861$ GHz	X bantta ölçülemedi
2.	h=19.996 mm	b=39.260 mm	$f_r=8.3871$ GHz	$f_r=8.3688$ GHz	$f_{ölçülen}=8.3730$ GHz
3.	h=19.996 mm	b=36.560 mm	$f_r=8.5458$ GHz	$f_r=8.5250$ GHz	$f_{ölçülen}=8.4331$ GHz
4.	h=19.996 mm	b=34.930 mm	$f_r=8.6461$ GHz	$f_r=8.6235$ GHz	$f_{ölçülen}=8.4275$ GHz
5.	h=19.996 mm	b=32.185 mm	$f_r=8.8278$ GHz	$f_r=8.8031$ GHz	$f_{ölçülen}=8.7710$ GHz



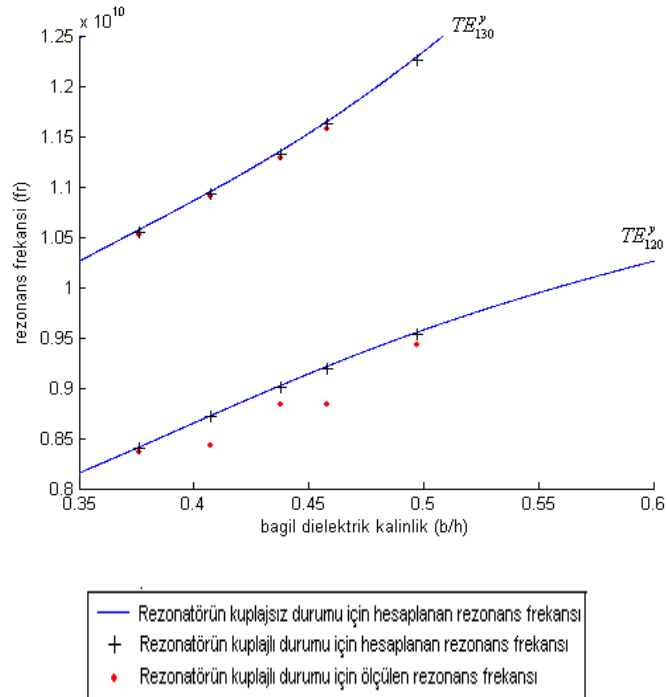
Şekil 4.34: $h=19.996$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi

Tablo 4.5 : $h=16$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86 mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=16 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}=8.41240$ GHz	$f_r=8.4025$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.3640$ GHz
2.	h=16 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}=8.7280$ GHz	$f_r=8.7151$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.4270$ GHz
3.	h=16 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}=9.0242$ GHz	$f_r=9.0076$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.8320$ GHz
4.	h=16 mm	b=34.930 mm	$f_{\text{teorik}}=9.2165$ GHz	$f_r=9.1969$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.8300$ GHz
5.	h=16 mm	b=32.185 mm	$f_{\text{teorik}}=9.5541$ GHz	$f_r=9.5292$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.4240$ GHz

Tablo 4.6 : $h=16$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=16 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}=10.5726$ GHz	$f_r=10.544$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=10.520$ GHz
2.	h=16 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}=10.9562$ GHz	$f_r=10.926$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=10.896$ GHz
3.	h=16 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}=11.3536$ GHz	$f_r=11.323$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.280$ GHz
4.	h=16 mm	b=34.930 mm	$f_{\text{teorik}}=11.6508$ GHz	$f_r=11.620$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.577$ GHz
5.	h=16 mm	b=32.185 mm	$f_{\text{teorik}}=12.2934$ GHz	$f_r=12.263$ GHz	X bantta ölçülemedi



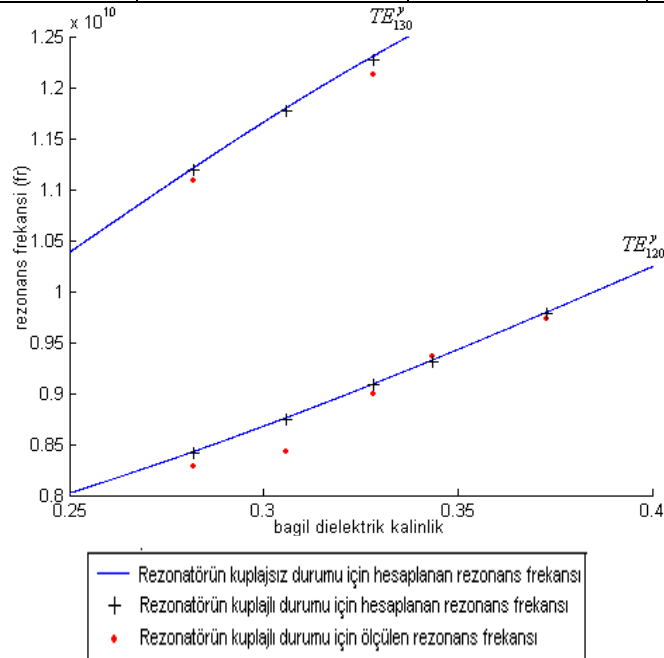
Şekil 4.35: $h=16$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi

Tablo 4.7 : $h=12$ mm dielektrik kalınlık ve farklı farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86mm d=10.16mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=12 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}=8.4308$ GHz	$f_r= 8.4209$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.277$ GHz
2.	h=12 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}=8.7597$ GHz	$f_r= 8.7482$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.423$ GHz
3.	h=12 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}=9.0937$ GHz	$f_r= 9.0804$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.000$ GHz
4.	h=12 mm	b=34.930 mm	$f_{\text{teorik}}=9.3296$ GHz	$f_r= 9.3150$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.368$ GHz
5.	h=12 mm	b=32.185 mm	$f_{\text{teorik}}=9.7975$ GHz	$f_r= 9.7796$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.732$ GHz

Tablo 4.8 : $h=12$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86mm d=10.16mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=12 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}=11.2152$ GHz	$f_r= 1.1194$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.0876$ GHz
2.	h=12 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}=11.7966$ GHz	$f_r= 11.768$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.814$ GHz
3.	h=12 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}=12.3086$ GHz	$f_r= 12.272$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=12.129$ GHz
4.	h=12 mm	b=34.930 mm	f_{teorik} X bantta değil	f_{teorik} X bantta değil	X bantta ölçülemedi
5.	h=12 mm	b=32.185 mm	f_{teorik} X bantta değil	f_{teorik} X bantta değil	X bantta ölçülemedi



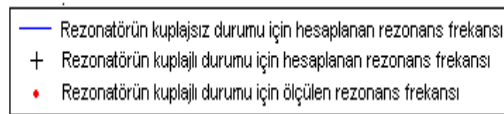
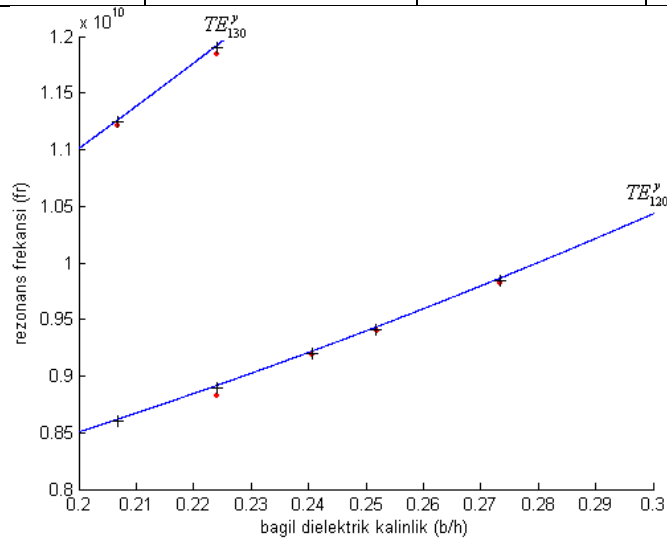
Şekil 4.36: $h=12$ mm sabit dielektrik kalınlık için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modlarının teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi

Tablo 4.9 : $h=8.8$ mm dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{120}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

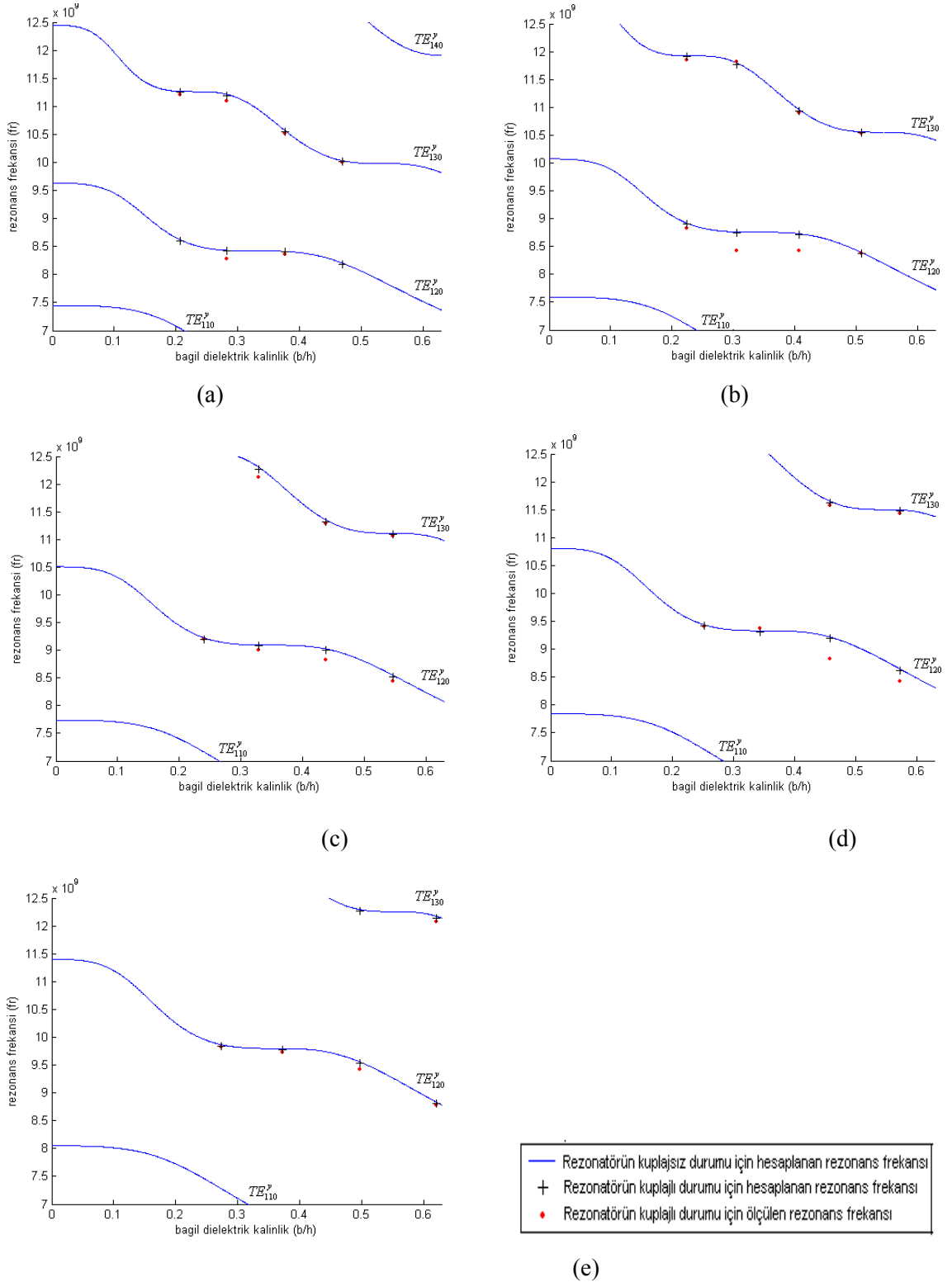
	a=22.86 mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=8.8 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}= 8.6203$ GHz	$f_r=8.6011$ GHz	X bantta ölçülemedi
2.	h=8.8 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}= 8.9198$ GHz	$f_r= 8.8994$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=8.8240$ GHz
3.	h=8.8 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}= 9.2225$ GHz	$f_r= 9.2011$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.1880$ GHz
4.	h=8.8 mm	b=34.930 mm	$f_{\text{teorik}}= 9.4368$ GHz	$f_r= 9.4149$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.3980$ GHz
5.	h=8.8 mm	b=32.185 mm	$f_{\text{teorik}}= 9.8669$ GHz	$f_r= 9.8436$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=9.8180$ GHz

Tablo 4.10 : $h=8.8$ mm sabit dielektrik kalınlık ve farklı rezonatör uzunluklarında TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekansları

	a=22.86 mm d=10.16 mm		Rezonans frekansı (açıklık kuplajsız)	Rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)	Ölçülen rezonans frekansı (açıklık kuplajlı)
1.	h=8.8 mm	b=42.545 mm	$f_{\text{teorik}}=11.2649$ GHz	$f_r= 11.247$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.210$ GHz
2.	h=8.8 mm	b=39.260 mm	$f_{\text{teorik}}=11.9254$ GHz	$f_r= 11.905$ GHz	$f_{\text{ölçülen}}=11.846$ GHz
3.	h=8.8 mm	b=36.560 mm	$f_{\text{teorik}}=12.5745$ GHz	$f_r= 12.551$ GHz	X bantta ölçülemedi
4.	h=8.8 mm	b=34.930 mm	f_{teorik} X bantta değil	f_{teorik} X bantta değil	X bantta ölçülemedi
5.	h=8.8 mm	b=32.185 mm	f_{teorik} X bantta değil	f_{teorik} X bantta değil	X bantta ölçülemedi



Şekil 4.37: ($h=8.8$ mm) dielektrik kalınlığı için TE_{120}^y ve TE_{130}^y modu için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen rezonans frekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi.



Şekil 4.38: a) $b=42.545$ mm, b) $b=39.26$ mm, c) $b=36.56$ mm, d) $b=34.93$ mm, e) $b=32.185$ mm rezonator uzunluklarında TE_{120}^y ve TE_{130}^y modları için teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak ölçülen rezonans frekanslarının bağıl dielektrik kalınlık ile değişimi.

4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Rezonatörün kesiti tamamen kaplayan dielektrik madde ile kısmen yüklenmesi durumunda propagasyon yapan modların davranışı dielektrik sabiti, dielektrik kayıp, dielektriğin kalınlığının bir fonksiyonu olarak incelenmiş, rezonans frekansı ve alan dağılımlarına etkisi grafiklerle gösterilmiştir. Besleme sistemi olarak açıklık kuplajı kullanılmış rezonans frekansını değiştirimi ortaya konulmuştur.

Rezonatörün kayıpsız ve kayıplı dielektrik madde yüklenmesi durumlarında dielektrik örneğın kalınlığı ile rezonans frekansının değişimi TM_{lmm}^y ve TE_{lmm}^y modları için elde edilmiş bir kaç TM_{lmm}^y ve TE_{lmm}^y modu için grafiklerine yer verilmiştir. Grafikler [6,3,15,4]' te elde edilen grafikler ile aynıdır. Bu grafikler incelendiğinde, bağıl dielektrik kalınlığın artması ile birlikte modların rezonans frekansı değerlerinde düşme görölmektedir. Bu düşme modlara göre değişen bazı dielektrik kalınlık bölgelerinde ihmal edilebilecek kadar az olurken, bazı dielektrik kalınlık bölgelerinde yüksek miktarlarda gerçekleşmektedir.

Tek bir TM_{lmm}^y veya TE_{lmm}^y modu alınarak boşluk rezonatörünün kısmen yüklendiği maddenin dielektrik sabiti ve bağıl kalınlığını ile rezonans frekansının değişimi grafiklerine de bu çalışmada yer verilmiştir. Bu grafiklerin incelenmesi ile rezonatöre yüklenen maddenin dielektrik sabitinin artması ile seçilen modun rezonans frekansının düştüğü görölmektedir. Bu düşüş miktarının bağıl dielektrik kalınlık ile artışı da açıkça görölmektedir. Bu grafikler [6]' da verilen grafikler ile aynıdır. Şekil 4.13-14' ten ise dielektrik kayıpların rezonans frekansına etkisi görölmektedir. Kayıp miktarı arttıkça, rezonans frekansı kayıpsız dielektrik durumundaki rezonans frekansına göre daha büyük bir farklılık göstermektedir. Modlara göre değişen bazı bağıl dielektrik kalınlık noktalarında ise, rezonans frekansları kayıp miktarından bağımsız olarak davranış göstermektedir.

Rezonatörün kayıplı ve kayıpsız dielektrik ile yüklenmesi durumlarında seçilen birkaç TM_{lmm}^y ve TE_{lmm}^y modu için elektrik ve magnetik alanların modülleri ($|E|$ ve $|H|$) elde edilmiştir. Herhangi bir mod için elektrik ve magnetik alanların modülleri yüklenen dielektriğin kayıplı olması durumunda daha düşük değerler almakta olduğu bu grafiklerden görülebilmektedir..

Rezonatörün besleme sistemi olarak, dikdörtgen dalga kılavuzundan açıklık kuplajı ile uyarıldığı farzedilmiş ve açıklık kuplajının rezonatörün rezonans frekansına etkisi elde edilmiştir. Bu etki açıklık kuplajının rezonatörün rezonans frekansını çok küçük bir miktar düşürmesi şeklindedir.

Çeşitli kalınlıklarda dielektrik madde (polipropilen- $\epsilon_r=2.20$) için öncelikle dielektrik sabiti ölçülmüş, bu dielektrik maddelerin farklı uzunluklarda rezonatörlere yüklenmesi durumu için çeşitli modların rezonans frekansları ölçülmüştür. Bu ölçüm sonuçları teorik sonuçlarla karşılaştırıldığında değerlerin çok yakın olduğu görülmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] MIHRAN, T.G., 1978, Microwave Oven Mode Tuning by Slab Dielectric Loads, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 26(6), 381 –387
- [2] EL-DEEK, M., EL-SAYED, FARGHALY S. S., 1983, Influence of load location in mode of microwave ovens, *Journal of Microwave Power*, 18(2), 197-207
- [3] MILOVANOVIC, B., DONCOV, N., JOKOVIC, J., 2001, Real excitation modeling in a loaded cylindrical metallic cavity using 3-D TLM method, *Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Service, TELSIKS 2001 ,5th International Conference on*, 19-21 September 2001 NIS, IEEE Press, 213 –216
- [4] BAYSAR, A., KUESTER, J.L., EL-GHAZALY, S., 1992, Theoretical and experimental investigations of resonance frequencies in a microwave heated fluidized bed reactor, *Microwave Symposium Digest, 1992 IEEE MTT-S International*, 1-5 June 1992 Albuquerque, IEEE Press, 1573 -1576
- [5] MILOVANOVIC, B., IVKOVIC, S., ATANASKOVIC, A., 1999, An approximate procedure for resonant frequency determination of the loaded cylindrical cavities, *Journal of Microwave Power*, 34(3), 185-191
- [6] MILOVANOVIC, B., IVKOVIC, S., TASIC, V., 1998, A simple method for permittivity measuring using microwave resonant cavity, *Microwaves and Radar, MIKON '98, 12th International Conference*, 20-22 May 1998 Krakow, IEEE Press, 705 –709

- [7] GOLIAS, N.A., YIOULTSIS, T.V.ve TSIBOUKIS T.D. ,1995, Vector complex eigenmode analysis of microwave cavities, *IEE Proceedings-Microwave Antennas Propagation*, 14(6), 457-461
- [8] EUGENE, C.E., 1973, Metrological Applications of a Property of Stationarity in Rectangular Cavities Containing a Dielectric Slab, *Microwave Symposium Digest G-MTT International*, 4-6 June 1973 Colarado, IEEE Press, 73(1), 140 –142
- [9] EUGENE,C.E., 1973, Metrological Application of a Stationarity Property in Rectangular Cavities Containing a Dielectric Slab, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 21(12), 847–850
- [10] MILOVANOVIC, B., STANKOVIC, Z.,IVKOVIC, S., 2000, Modelling of the Cylindrical Metallic Cavity Loaded by Lossy Dielectric Slab Using Neural Networks,*5th Seminar on Neural Network Applications in Electrical Engineering, NEUREL-2000*, 25-26 September 2000 Belgrade, 141-145
- [11] STANKOVIC, Z., MILOVANOVIC, B., IVKOVIC, S., 2001,Microwave Cylindrical Cavity Applicators Modeling using Knowledge Based Neural Network, *Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Service, TELSIKS 2001 ,5th International Conference on*, 19-21 September 2001 NIS, IEEE Press, 687-690
- [12] BALANIS, A.C., 1989, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley&Sons, Canada
- [13] PRONIC, O.R., MARKOVIC, V.V., MILOVANOVIC, B.D., 1998, Determination of complex resonant frequencies in rooms by using electromagnetic/acoustic analogies, *Electrotechnical Conference, MELECON 98, 9th Mediterranean*, 18-20 May 1998 Tel-Aviv, IEEE Press, 241-245
- [14] COLLIN R.E., 1991, *Field Theory of Guided Waves*, IEEE Press, Newyork, 0-87942-237-8

- [15] POZAR D., 1998, *Microwave Engineering*, John Wiley&Sons Inc.,USA, 0-471-17096-8
- [16] ŞİMŞEK,S., 2003, *Inhomojen Yüklü Metalik Dalga Kılavuzlarının Propagasyon zellikleri*, Yüksek Lisans, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

EK 1**VEKTÖR POTANSİYELLERİ İÇİN DALGA DENKLEMİNİN VE ALAN BAĞINTILARININ ELDE EDİLMESİ****Vektör Potansiyeli A için Bağntıların Elde Edilmesi**

Kaynaksız ortamda $\nabla \cdot B = 0$ 'dır. Magnetik akı yoğunluğu

$$B_A = \mu H_A = \nabla \times A \quad (\text{e1.1})$$

olarak tanımlandığında

$$\nabla \cdot \nabla \times A = 0 \quad (\text{e1.2})$$

olacaktır. Magnetik alan ise (e1.1) ve (e1.2)' den

$$H_A = \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (\text{e1.3})$$

olarak yazılır. Maxwell denklemi (e1.3) denklemi ile düzenlenerek yazıldığında

$$\nabla \times E_A = -j\omega\mu H_A = -j\omega \nabla \times A \quad (\text{e1.4})$$

ve

$$\nabla \times (E_A + j\omega A) = 0 \quad (\text{e1.5})$$

denklemleri elde edilir. Vektör tanımından

$$\nabla \times (-\nabla \phi_e) = 0 \quad (\text{e1.6})$$

olmalıdır. (e1.5) ve (e1.6) denklemlerinden

$$E_A + j\omega A = -\nabla \phi_e \quad (\text{e1.7})$$

$$E_A = -\nabla\phi_e - j\omega A \quad (\text{e1.8})$$

yazılır. ϕ_e konumun fonksiyonu olma herhangi bir skaler elektrik potansiyeli ifade etmektedir. (e1.3) denkleminin iki tarafının rotasyoneli

$$\nabla \times \nabla \times A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{e1.9})$$

vektör tanımı kullanılarak alınır

$$\nabla \times (\mu H_A) = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{e1.10})$$

elde edilir. Homojen ortam için bu dekle (e1.11)' e indirgenir.

$$\mu \nabla \times H_A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{e1.11})$$

Maxwell denkleminde

$$\nabla \times H_A = J + j\omega \epsilon E_A \quad (\text{e1.12})$$

yazılır ve (e1.11) ve (e1.12) denklemlerinden

$$\mu J + j\omega \epsilon \mu E_A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{e1.13})$$

elde edilir. (e1.7) ve (e1.13) denklemlerinden $\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ olmak üzere

$$\nabla^2 A + \beta^2 A = -\mu J + \nabla(\nabla \cdot A) + \nabla(j\omega \mu \epsilon \phi_e) = -\mu J + \nabla(\nabla \cdot A + j\omega \mu \epsilon \phi_e) \quad (\text{e1.14})$$

yazılır. Daha önce tanımlanan potansiyel fonksiyonundan bağımsız olarak vektör potansiyeli A' nın diverjansı için bir tanım yapılabilir. (e1.14) denklemini basitleştirmek için

$$\nabla \cdot A = -j\omega \mu \epsilon \phi_e \quad (\text{e1.15})$$

seçildiğinde skaler elektrik potansiyeli

$$\phi_e = -\frac{1}{j\omega \mu \epsilon} \nabla \cdot A \quad (\text{e1.16})$$

olarak elde edilir. Bu koşul Lorentz koşulu olarak tanımlanır. (e1.14), (e1.16) denklemlerinden dalga denklemi

$$\nabla^2 A + \beta^2 A = -\mu J \quad (\text{e1.17})$$

olarak elde edilir. Kaynaksız ortam için ise

$$\nabla^2 A + \beta^2 A = 0 \quad (\text{e1.18})$$

denkleminde indirgenir. TM^y için $A = A_y$ ve $F = 0$ 'dır. Buna göre (e1.3) denkleminde magnetik alanın x, y ve z bileşenleri

$$H_x = \frac{-1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial z} \quad (\text{e.19a})$$

$$H_y = 0 \quad (\text{e.19b})$$

$$H_z = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial x} \quad (\text{e.19c})$$

$$\nabla \times (\hat{x}H_x + \hat{y}H_y + \hat{z}H_z) = j\omega\varepsilon(\hat{x}E_x + \hat{y}E_y + \hat{z}E_z) \quad (\text{e.20})$$

olarak elde edilir. Elektrik alanın x, y ve z bileşenleri ise (e.20) Maxwell denklemi ile (e.19a), (e.19b), (e.19c) denklemlerinden

$$E_x = \frac{-1}{j\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x \partial y} \quad (\text{e.21a})$$

$$E_y = \frac{-1}{\omega\mu\varepsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta^2 \right) A_y \quad (\text{e.21b})$$

$$E_z = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 A_y}{\partial y \partial z} \quad (\text{e.21c})$$

olarak bulunur.

Vektör Potansiyeli F için Bağlılıkların Elde Edilmesi

Kaynaktan bağımsız ortam için $\nabla \cdot D = 0$ 'dır. Elektrik akı yoğunluğu

$$D_F = -\nabla \times F \quad (\text{e1.22})$$

olarak tanımlandığında

$$E_F = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times F \quad (\text{e1.23})$$

olaraka yazılır. Maxwell denklemi yazıldığında

$$\nabla \times H_F = j\omega\varepsilon E_F \quad (\text{e1.24})$$

(e1.23) ve (e1.24) denklemlerinden

$$\nabla \times (H_F + j\omega F) = 0 \quad (\text{e1.25})$$

elde edilir. Magnetik alan ise (e1.6) vektör tanımından

$$H_F = -\nabla \phi_m - j\omega F \quad (\text{e1.26})$$

olarak bulunur. ϕ_m konumun fonksiyonu olan herhangi bir skaler magnetik potansiyeli ifade etmektedir. (e1.9), (e1.23) ve (e1.26) denklemlerinden

$$\nabla \times E_F = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \nabla \times F = -\frac{1}{\varepsilon} (\nabla \nabla \cdot F - \nabla^2 F) \quad (\text{e1.27})$$

elde edilir. Maxwell denklemlerinden

$$\nabla \times E_F = -M - j\omega\mu H_F \quad (\text{e1.28})$$

yazılır ve (e1.23), (e1.25) denklemlerinden

$$\nabla^2 F + j\omega\varepsilon\mu H_F = \nabla \nabla \cdot F - \varepsilon M \quad (\text{e1.29})$$

elde edilir. (e1.29) ve (e1.26) denklemlerinden $\beta^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$ olmak üzere

$$\nabla^2 F + \beta^2 F = -\varepsilon M + \nabla(\nabla.F + j\omega\mu\varepsilon\phi_m) \quad (\text{e1.30})$$

elde edilir.

$$\nabla.F = -j\omega\mu\varepsilon\phi_m \quad (\text{e1.31})$$

seçildiğinde

$$\phi_m = -\frac{1}{j\omega\mu\varepsilon} \nabla.F \quad (\text{e1.32})$$

olarak elde edilir. (e1.32) denklemi kullanılarak (e1.30) denklemi (e1.33) denklemine indirgenir.

$$\nabla^2 F + \beta^2 F = -\varepsilon M \quad (\text{e1.33})$$

Kaynaksız ortam için bu ifade

$$\nabla^2 F + \beta^2 F = 0 \quad (\text{e1.33})$$

(e1.23) denkleminde elektrik alanın x, y, ve z bileşenleri

$$E_x = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial F_y}{\partial z} \quad (\text{e1.34a})$$

$$E_y = 0 \quad (\text{e1.34b})$$

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial F_y}{\partial x} \quad (\text{e1.34c})$$

olarak bulunur. Kaynaksız ortam için Maxwell denklemi

$$\nabla \times (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y + \hat{z}E_z) = -j\omega\mu(\hat{x}H_x + \hat{y}H_y + \hat{z}H_z) \quad (\text{e1.35})$$

olarak yazılır. (e.134a), (e.134b), (e.134c), (e.135) denklemlerinden magnetic alanın x,y ve z bileşenleri

$$H_x = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y} \quad (\text{e1.34d})$$

$$H_y = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta^2 \right) F_y \quad (\text{e1.34e})$$

$$H_z = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial y \partial z} \quad (\text{e1.34f})$$

olarak elde edilir.

EK 2

DALGA KILAVUZUNDA TE^y MODLARI İÇİN ÇÖZÜM

Kaynaktan bağımsız ortamda F_y potansiyeli (3.1)' de olduğu gibi tanımlanabilir.

$$E = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times F \quad (\text{e2.1})$$

Dalga denklemi (3.1)' de tanımlanan potansiyel için (3.2)' deki gibi yazılabilir [12].

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_0^2 \right) F_y = 0 \quad (\text{e2.2})$$

Propagasyon yönü +z olarak seçildiğinde dalga denkleminin genel çözümü (e2.3)' te verilmiştir [12].

$$F_y = [C_1 \cos \beta_{x0}x + D_1 \sin \beta_{x0}x][C_2 \cos \beta_{z0}z + D_2 \sin \beta_{z0}z]e^{-j\beta_{y0}y} \quad (\text{e2.3})$$

Bu genel çözümde $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ sırasıyla x, y ve z doğrultularındaki dalga sayıları ve β propagasyon sabiti olmak üzere

$$\beta_{x0}^2 + \beta_{y0}^2 + \beta_{z0}^2 = \beta_0^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_0 \quad (\text{e2.4})$$

$$\beta_{xd}^2 + \beta_{yd}^2 + \beta_{zd}^2 = \beta_d^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_d \quad (\text{e2.5})$$

yazılabilir. TE^y modları için potansiyele bağlı olarak elektrik ve magnetik alan bağıntıları (3.108), (3.109), (3.110), (3.111), (3.112), (3.113)' de verildiği gibidir [12].

$$E_x = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial F_y}{\partial z} \quad (\text{e2.6a})$$

$$E_y = 0 \quad (\text{e2.6b})$$

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial F_y}{\partial x} \quad (\text{e2.6c})$$

$$H_x = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y} \quad (\text{e2.6d})$$

$$H_y = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta^2 \right) F_y \quad (\text{e2.6e})$$

$$H_z = \frac{-j}{\omega\mu\varepsilon} \frac{\partial^2 F_y}{\partial y \partial z} \quad (\text{e2.6f})$$

Elektrik alanının x ve z doğrultularındaki bileşenleri (E_x ve E_z) (3.105), (3.108) ve (3.110) denklemlerinden yazıldığında,

$$E_x = \frac{\beta_{z0}}{\varepsilon_0} \left[C_1 \cos \beta_{x0} x + D_1 \sin \beta_{x0} x \right] \left[-C_2 \sin \beta_{z0} z + D_2 \cos \beta_{z0} z \right] e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.7})$$

$$E_z = \frac{-\beta_{x0}}{\varepsilon_0} \left[-C_1 \sin \beta_{x0} x + D_1 \cos \beta_{x0} x \right] \left[C_2 \cos \beta_{z0} z + D_2 \sin \beta_{z0} z \right] e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.8})$$

olarak elde edilir. Rezonatörün yüzeyi sonsuz iletken kabul edildiğinden sınır koşulları ($E_t=0$),

$$E_z(x=0) = 0 \quad (\text{e2.9})$$

$$E_z(x=a) = 0 \quad (\text{e2.10})$$

$$E_x(z=0) = 0 \quad (\text{e2.11})$$

$$E_x(z=d) = 0 \quad (\text{e2.12})$$

olarak yazılır. (3.115), (3.116) denklemlerinden

$$D_1 = 0 \quad (\text{e2.13})$$

ve (3.115), (3.117), (3.120) denklemlerinden

$$\beta_x = \frac{m\pi}{a} \quad (\text{e2.14})$$

elde edilir. Benzer şekilde (3.114), (3.118) denklemlerinden

$$D_2 = 0 \quad (\text{e2.15})$$

ve (3.114), (3.119), (3.122) denklemlerinden

$$\beta_z = \frac{n\pi}{d} \quad (\text{e2.16})$$

bulunur. (3.105), (3.120), (3.121), (3.122) ve (3.123) denklemlerinden potansiyel ifadesi tekrar yazıldığında,

$$F_y(x, y, z) = C_1 C_2 \cos \beta_{x0} x \cos \beta_{z0} z e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.17})$$

elde edilir. $C = C_1 C_2$ olmak üzere (3.108), (3.109), (3.110), (3.111), (3.112), (3.113) ve (3.124) denklemlerinden

$$E_z = \frac{\beta_{x0} C}{\epsilon_0} \sin \beta_{x0} x \cos \beta_{z0} z e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.18})$$

$$E_x = \frac{-\beta_{z0} C}{\epsilon_0} \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{z0} z e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.19})$$

$$E_y = 0 \quad (\text{e2.20})$$

$$H_x = \frac{\beta_{x0} \beta_{y0} C}{\omega \mu_0 \epsilon_0} \sin \beta_{x0} x \cos \beta_{z0} z e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.21})$$

$$H_y = \frac{-jC}{\omega \mu \epsilon} (\beta^2 - \beta_y^2) \cos \beta_x x \sin \beta_z z e^{-j\beta_y y} \quad (\text{e2.22})$$

$$H_z = \frac{\beta_{z0} \beta_{y0} C}{\omega \mu_0 \epsilon_0} \cos \beta_{x0} x \sin \beta_{z0} z e^{-j\beta_{y0} y} \quad (\text{e2.23})$$

olarak yazılır.

ÖZGEÇMİŞ

Bengül DEMİRALAY 12.07.1979 yılında Divriği’de doğdu. İlköğrenimini Divriği Merkez İstiklal İlkokulu’nda, ortaokul öğrenimini Divriği Lisesi Ortaokul Kısmı’nda tamamladı. 1996 yılında Sivas Fen Lisesi’nden mezun olduktan sonra, aynı yıl İstanbul Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik&Elektronik Mühendisliği Bölümü’nde lisans öğrenimine başladı. 2000 yılında lisans öğretimini bitirdikten sonra İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Elektronik Mühendisliği Programı’nda yüksek lisans öğrenimine başladı. 2001 yılında İstanbul Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başlayan Bengül DEMİRALAY halen bu görevine devam etmektedir.