



**T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ELEKTROMANYETİK UYUMLULUK TEKNİKLERİNDE  
ELEKTROMANYETİK İŞİMANIN MODELLENMESİ**

**Sibel GÜLER**

**DOKTORA TEZİ  
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**BURSA 2007**

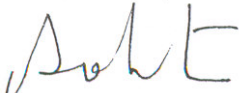
T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


ELEKTROMANYETİK UYUMLULUK TEKNİKLERİNDE  
ELEKTROMANYETİK İŞİMANIN MODELLENMESİ


Sibel GÜLER

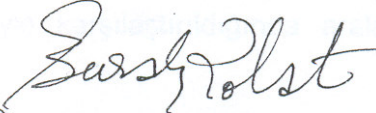
DOKTORA TEZİ  
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI


Bu Tez 22/06/2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. Ali OKTAY  
Danışman

  
Prof. Dr. Serkan Yılmaz

  
Prof. Dr. Naim DEREBAŞI

  
Prof. Dr. Burak Polat

  
Doç. Dr. Elbir MUSAYEV

## ÖZET

Elektronik sistemler tasarlanırken, elektromanyetik uyumluluk (EMC) yönergelerinin ve kısıtlamalarının göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Birçok EMC durumunda, zararın önlenmesi veya elektromanyetik korumanın sağlanması için elektronik sistemler bir koruyucu kutu içine yerleştirilirler. Bu koruyucu kutu üzerinde, içerisindeki elemanlar ile dış ortamda varolan alanlar arasında bağlaşmaya neden olan açıklıklar bulunmaktadır. Bu açıklıklar giriş-çıkış bağlantıları, kontrol panelleri ve havalandırma gibi nedenlerden dolayı zorunlu olarak açılmaktadır. Açıklıklardan içeriye giren alanlarla kutu içerisindeki bir PCB, devre vb. ile etkileşim gerçekleşir. Bu etkileşimin belirlenmesi için yapıdaki elektromanyetik alanların hesaplanması gerekir.

Bu tez, bir açıklık vasıtasıyla yüksüz ve yüklü dikdörtgen kesitli bir rezonatörün içine sızan alanların, zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ve karma bir yöntem ile hesaplanmasını sunmaktadır. Bu karma modelde, sonlu elemanlar yöntemi (FEM) ve Moment yöntemi (MoM) birleştirilerek kullanılmıştır. Bu şekildeki birleşme ile sayısal çözüm uzayının daraltılması ve işlem hacminin küçültülmesi amaçlanmıştır.

Karma yöntemde rezonatörün üzerine açılmış olan açıklıktaki alanı bulabilmek için Moment yöntemi (MoM) kullanılmıştır. Açıklıktaki alan dağılımı Galerkin yöntemine uygun olarak açınım fonksiyonlarının bilinmeyen katsayılarla ağırlıklandırılarak toplamından oluşmuştur. MoM' da açıklığın üzerindeki sınır koşulu kullanılarak bir integral denkleme ulaşılmıştır. Bu integral denklemini çözebilmek için açıklıktan dışa ve rezonatör içine ışıyan alanların bulunması zorunludur. Dıştaki alan serbest uzayın dyadik Green fonksiyonu ile elde edilebilir. Rezonatör içindeki alanın hesabı için FEM kullanılmıştır.

Konum ayrıklaştırması her iki yöntemde de uzayın dörtyüzlülere bölünmesi ile gerçekleştirildi. Alan yaklaşımları için, Whitney elemanı kullanılmıştır. Yöntemin uygulaması açıklığa sahip bir dikdörtgen kesitli bir rezonatör üzerinde yapılmıştır. Rezonatör boş ve dolu iken rezonatörün içindeki elektromanyetik alan dağılımı elde edilmiştir. Bu alanlardan ekranlama etkinliği elde edilmiştir. Bu karma yöntemle çözümde gereken bilinmeyen sayısında bir azalma elde edildi. Böylece kullanılan hafıza ve işlem zamanı azaltılmış oldu. Bu karma yöntemin sayısal sonuçları, sonlu eleman yönteminin çözümüyle karşılaştırıldığında aralarında iyi bir uyum olduğu görülmüştür.

### **Anahtar Kelimeler**

Elektromanyetik uyumluluk, elektrik alan dağılımı, zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi, frekans domeni sonlu elemanlar- moment karma yöntemi, ekranlama etkinliği.

**ABSTRACT**

In designing electronic equipment, Electromagnetic Compatibility (EMC) directives and constraints should be taken into account. In most situations, for an electromagnetic environment, to prevent the devices from the hazardous emissions or to avoid from damages, electronic devices should be housed into shielding metallic enclosures. On the surface of this shielding metallic enclosure, there may be apertures or slots which lead an electromagnetic coupling between the circuits inside the enclosure and outside environment. This apertures and slots could exist for electrical cabling purposes, or cooling puposes, etc., and they are mostly essential.

In this thesis, for loaded and unloaded conditions, calculation of the fields leaking through the aperture inside a resonator with rectangular cross-section are performed using Time Domain (FEM) and hybrid method. In this hybrid method, the Frequency Domain Finite Element Method(FEM) and Moment Method are used in combination. The goal of this combination is to minimize the numerical solution space and process volume.

In hybrid method, to find out the field on the aperture existing on the surface of the resonator, Moment Method(MoM) is used. The field distribution on the aperture, suitable for the Galerkin Method, is formed by the weighted sum of basis functions with unknown coefficients. By using the boundary condition on the aperture, an integral expression is reached. While the outer field can be calculated by the aim of Dyadic Green function, FEM is used to determine the inner field. The location discretization is realized by dividing the space into tetrahedrals in both methods. For field approximations, the Whitney element is used. The method is applied to a resonator with rectangular cross-section with aperture. For the loaded and unloaded conditions, the electromagnetic field distributions in the resonator are achieved. From these fields, shielding effectiveness is determined. With this hybrid method, a remarkable reduction in unknown parameters is acquired. Consequently, the memory and process time for this operation are reduced. For this hybrid method solution, there is no dissonance in the results, when compared with the FEM results.

**Keywords:**

Electromagnetic Compatibility, Electrical Field Distribution, Time Domain Finite Element Method, Frequency Domain Finite Element Method, FEM-MoM Hybrid Method, Shielding Effectiveness

## İÇİNDEKİLER DİZİNİ

1- GİRİŞ	1
2- KAYNAK ARAŞTIRMASI	5
3- MATERYAL VE YÖNTEM	11
3.1. EMC Problemi ve Tanımlar	11
3.2. Maxwell Denklemleri	13
3.2.1. Zamana Bağlı Vektör Dalga Denklemi	14
3.2.2. Frekans Domeninde Dalga Denklemi	14
3.3.4. Sınır Koşulları	15
3.3. Nümerik Yöntemler	17
3.3.1. Zamanda Sonlu Elemanlar Yöntemi	17
3.3.1.1. Konum Ayırıklaştırılması	18
3.3.1.2. Simplex Koordinatları	19
3.3.1.3. Zaman Ayırıklaştırılması	23
3.3.1.4. Yutucu Sınır Koşulları	25
3.3.1.5. Kaynak Teriminin Modellenmesi	27
3.3.1.6. Lineer Denklem Sisteminin Çözümü	28
3.3.2. Karma FEM/MOM Yöntemi	29
3.3.2.1. Frekans Domeninde FEM Formülasyonu	31
3.3.2.2. Moment Yöntemi	34
3.3.2.3. Açıklık Üzerindeki Sınır Koşulundan İntegral Denklemin Elde Edilmesi	35
3.3.2.4. Açıklıktan Serbest Uzaya Işıyan Alanların Bulunması	36
3.3.2.5. MoM denklemi ile FEM denkleminin birleştirilmesi	39
3.4. EMC Probleminin Nümerik Yöntemler Kullanılarak Modellenmesi	40
3.4.1. Düzlemsel Dalga Yayılımı Ve Modellenmesi	41
3.4.2. Üzerinde Açıklık Bulunan Mikrodalga Rezonatörünün Zaman Domeni FEM ile Analizi	47

3.4.3. Üzerinde Açıklık Bulunan Mikrodalga Rezonatörünün Karma FEM/MoM Yöntemi ile Analizi	54
3.4.4. Üzerinde Açıklık Bulunan Dielektrik Yüklü Mikrodalga Rezonatörün Zaman Domeni FEM ile Analizi	65
3.4.4.1 Dielektrik tabakanın xz düzlemine yerleştirilmesi	65
3.4.4.2. Dielektrik tabakanın xy düzlemine yerleştirilmesi	67
3.4.4.3. Dielektrik tabakanın yz düzlemine yerleştirilmesi	69
3.4.4.4. İki Açıklıklı Yüklü Rezonatör	70
3.4.5. Üzerinde Açıklık Bulunan Dielektrik Yüklü Mikrodalga Rezonatörün Karma FEM/MoM ile analizi	73
3.4.5.1. Dielektrik tabakanın rezonatör içerisine farklı kesitlere yerleştirilmesi	75
3.4.5.2. Depolanan elektriksel enerji-Kayıp gücü	82
3.4.5.3. Dielektrik tabakanın konumunun depolanan enerji ve kayıp gücüne etkisi	86
4- ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA	91
5- KAYNAKLAR	95
6- TEŞEKKÜR	100
7- ÖZGEÇMİŞ	101

## SİMGELER DİZİNİ

$\vec{E}$	Elektrik alan şiddeti (V/m)
$\vec{H}$	Manyetik alan şiddeti (A/m)
$\mu_0$	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği (H/m)
$\mu_r$	Bağıl manyetik geçirgenlik
$\epsilon_0$	Serbest uzayın dielektrik geçirgenliği (F/m)
$\epsilon_r$	Bağıl dielektrik geçirgenlik
$\sigma$	İletkenlik (S/m)
$\hat{n}$	Normal birim vektör
$\vec{T}$	Açınım fonksiyonu
$\vec{f}_n$	Yüzey açınım fonksiyonu
t	Zaman (s)
f	Frekans (Hz)
$\omega$	Açısal frekans (rad/s)
$\Delta t$	Zaman adımı (s)
$\Delta f$	Frekans adımı (Hz)
w	Açıklığın genişliği
L	Açıklığın boyu
$k_0$	Serbest uzayın dalga sayısı(rad/m)
$\eta_0$	Serbest uzayın karakteristik empedansı ( $\Omega$ )
V	Dörtüzlünün hacmi ( $m^3$ )
$S_{ABC}$	Yutucu sınır koşulunun uygulandığı yüzey
$S_a$	Açıklığın bulunduğu yüzey
$\xi$	Simplex koordinatı
c	Işık hızı (m/s)
$\vec{\vec{G}}$	Dyadik Green fonksiyonu
$\vec{I}$	Birim dyadik Green fonksiyonu
$\vec{J}_s$	Yüzeysel akım yoğunluğu vektörü( $A/m^2$ )

$\vec{F}$	Vektör potansiyel
N	Serbestlik derecesi
$\vec{T}_i$	i. açınım fonksiyonunun teğetsel bileşeni
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Kartezyen koordinatlar sisteminin birim vektörleri

## KISALTMALAR

<b>ABC</b>	Yutucu sınır koşulu
<b>FFT</b>	Hızlı Fourier dönüşümü
<b>FDTD</b>	Sonlu farklar zaman domeni
<b>FEM</b>	Sonlu elemanlar yöntemi
<b>MoM</b>	Moment Yöntemi
<b>SE</b>	Ekranlama etkinliği
<b>EMC</b>	Elektromanyetik uyumluluk
<b>EMI</b>	Elektromanyetik girişim



## ŞEKİLLER DİZİNİ

<b>Şekil 3.1.</b> Üzerinde açıklık bulunan mükemmel iletken cihaz kutusunun genel gösterimi	11
<b>Şekil 3.2.</b> İki basit ortam ve ara yüzeyleri	15
<b>Şekil 3.3.</b> Üç boyutta sonlu eleman(Jin 1993)	18
<b>Şekil 3.4.</b> ij kenarıyla ilişkili açınım fonksiyonu	20
<b>Şekil 3.5.</b> Düzlemsel dalganın yayılım yaptığı hesap uzayı	41
<b>Şekil 3.6.</b> Farklı zaman anları için elektrik alanın uzaklıkla değişimi (İletken bir yüzeyden dalga yansıması)	42
<b>Şekil 3.7.</b> $z=5\text{cm}$ ' deki 600 zaman adımı için elektrik alanın zamanla değişimi	43
<b>Şekil 3.8.</b> $z=20\text{cm}$ ' deki elektrik alanın zamanla değişimi	44
<b>Şekil 3.9.</b> Sınırsız ortamda yayılım: Farklı zamanlardaki elektrik alanın uzaklıkla değişimi	45
<b>Şekil 3.10.</b> $z=20\text{cm}$ ' deki elektrik alanın zamanla değişimi	46
<b>Şekil 3.11.</b> Üzerinde açıklık bulunan yüksüz rezonatörün geometrisi	47
<b>Şekil 3.12.</b> Giriş işaretinin frekans spektrumu	49
<b>Şekil 3.13.</b> Açıklıklı boş rezonatörün merkezindeki ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi	50
<b>Şekil 3.14.</b> Farklı $z$ uzaklıkları için ekranlama etkinliği değişimi	51
<b>Şekil 3.15.</b> Farklı açıklık şekilleri için ekranlama etkinliği değişimi	52
<b>Şekil 3.16.</b> Açıklık genişliği değişiminin ekranlama etkinliği üzerine etkisi	53
<b>Şekil 3.17.</b> Açıklıklı dikdörtgen rezonatörün geometrisi	54
<b>Şekil 3.18.</b> $10 \times 0.5\text{cm}$ ' lik açıklığa sahip rezonatörün merkez noktasındaki karma yöntemle hesaplanan ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi	55
<b>Şekil 3.19.</b> $20\text{cm} \times 3\text{cm}$ açıklığına sahip rezonatörün ekranlama etkinliği	56
<b>Şekil 3.20.</b> Ekranlama etkinliğinin üç farklı uzaklık için değişimi	57
<b>Şekil 3.21.</b> Açıklık uzunluğunun ekranlama etkinliğine etkisi	58
<b>Şekil 3.22a.</b> Açıklık yerinin değiştirilmesi ( $x_0=15\text{cm}$ )	59
<b>Şekil 3.22b.</b> Açıklık yerinin değiştirilmesi ( $y_0=6\text{cm}$ )	59

<b>Şekil 3.23a.</b> Rezonatörün ekranlama etkinliğinin xz düzlemindeki üç farklı noktadaki değişimi	61
<b>Şekil 3.23b.</b> Rezonatörün ekranlama etkinliğinin xy düzlemindeki üç farklı noktadaki değişimi	61
<b>Şekil 3.24.</b> Açıklık genişliğinin değişimi	62
<b>Şekil 3.25.</b> Rezonatör boyutunun ekranlama etkinliğine etkisi	63
<b>Şekil 3.26.</b> xz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi	65
<b>Şekil 3.27.</b> $t=3$ cm düzlemine yerleştirilmiş bir dielektrik tabakayla yüklü haldeki rezonatörün merkez noktasındaki ekranlama etkinliği	66
<b>Şekil 3.28.</b> xy kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi	67
<b>Şekil 3.29.</b> $z=26$ cm düzlemine yerleştirilmiş dielektrik tabakayla yüklü rezonatörün ekranlama etkinliği	68
<b>Şekil 3.30.</b> $z=21.5$ cm' de dielektrik tabakayla yüklü rezonatörün Ekranlama etkinliği	68
<b>Şekil 3.31.</b> yz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi	69
<b>Şekil 3. 32.</b> $x=3$ cm' ye 1cm kalınlığında dielektrik tabaka yerleştirilmesi sonucu ekranlama etkinliğindeki değişim	70
<b>Şekil 3.33.</b> İki açıklığa sahip yüklü rezonatörün geometrisi	71
<b>Şekil 3.34.</b> $z = 21.5$ cm ye dielektrik tabaka yerleşimiyle ekranlama etkinliği	71
<b>Şekil 3.35.</b> Farklı z uzaklıkları için SE değişimi	72
<b>Şekil 3.36.</b> Dielektrik dilim ile yüklü açıklıklı rezonatör	73
<b>Şekil 3.37.</b> Rezonatör içerisindeki dielektrik materyalin Ekranlama etkinliği üzerine etkisi	74
<b>Şekil 3.38.</b> Dielektrik tabaka ile yüklenmiş açıklıklı rezonatörün geometrisi	75
<b>Şekil 3.39.</b> Farklı z düzlemlerine yerleştirilmiş dielektrik tabakanın etkileşimi	76
<b>Şekil 3.40.</b> Rezonatörün xz kesitinde dielektrik tabaka varken ve boşken (15cm,6cm,15cm) noktasındaki ekranlama etkinliğinin açıklık genişliğine göre değişimi	77

- Şekil 3.41.** Rezonatörün xz kesitinde dielektrik tabaka varken ve bosken (15cm,6cm,27cm) noktasındaki ekranlama etkinliğinin açıklık genişliğine göre değişimi 78
- Şekil 3.42.** Rezonatörün üç farklı açıklık genişliğine göre (15cm, 6cm, 15cm) yüklü ve yüksüz durumdaki ekranlama etkinliği 79
- Şekil 3.43.** xz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi 80
- Şekil 3.44.** Farklı dielektrik tabaka boyutlarının (15cm, 6cm, 15cm) noktasındaki ekranlama etkinliği üzerine etkisi 81
- Şekil 3.45.** Farklı dielektrik tabaka boyutlarının (15cm, 6cm, 27cm) noktasındaki ekranlama etkinliği üzerine etkisi 81
- Şekil 3.46.** Açıklıklı yüksüz rezonatörde depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimi (l=20cm ve w=1cm) 82
- Şekil 3.47.** Açıklık genişliği değişiminin depolanan elektriksel enerji üzerindeki etkisi 83
- Şekil 3.48.** Rezonatör içerisinde farklı düzlemlere yerleştirilmiş dielektrik tabaka olması durumunda içeride depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimi 84
- Şekil 3.49.** Farklı düzlemlere yerleştirilmiş dielektrik tabakadaki kayıp gücün frekansla değişimi 85
- Şekil.3.50.** Konum ile depolanan enerjinin değişimi 86
- Şekil.3.51.** Konum ile kayıp gücünün değişimi 87
- Şekil 3.52.** f=900MHz için dielektrik tabaka içerisinde x-y düzleminde kayıp güç yoğunluğunun değişimi (L=20cm w=0.5cm t=1cm d= 3.5cm) 88
- Şekil 3.53.** f=900MHz için dielektrik tabaka içerisinde y-z düzleminde kayıp güç yoğunluğunun değişimi (L=20cm w=0.5cm t=1cm d= 3.5cm) 88
- Şekil 3.54.** f = 900MHz için dielektrik tabaka içerisinde x-z düzleminde kayıpgüç yoğunluğunun değişimi (L=20cm w=0.5cm t=1cm d= 3.5cm) 89

## 1. GİRİŞ

Endüstrinin her alanında ve insan yaşamının her anında elektrik-elektronik eleman ve cihazları ihtiva eden sistemlerin kullanımı gün geçtikçe artmaktadır. Cep telefonları, bilgisayarlar, beyaz eşya ...vs. gibi cihazlar insan yaşamının vazgeçilmez birer araçları haline gelmiştir. Yine, sanayide kullanılan makina, sistem ve üretim araçlarının hemen hepsi ve tıpta kullanılan test ve tanı cihazlarının tamamı elektrik ve elektronik devreler ihtiva etmektedir.

Elektrik-elektronik eleman ve devre ihtiva eden cihazların çevreye zarar vermeden güvenilir olarak çalışabilmesi için bazı temel özelliklere sahip olmaları gerekmektedir. Elektromanyetik uyumluluk (EMC), genel tanım olarak, sistemlerin kendi elektromanyetik çevrelerindeki diğer cihazların ürettikleri olası sinyallerden etkilenmeden fonksiyonlarını doğru olarak kullanabilmesini kapsamaktadır. Elektromanyetik uyumluluk ile ilgili yönergeler ve kısıtlamalar, güvenilirliğin bir ölçütü olarak, elektronik tasarımcılarının üzerinde en yoğun çalıştığı konulardan birisidir. Cihazın içinde bulunduğu herhangi bir elektromanyetik ortamda oluşabilen veya cihazın kendisi tarafından oluşturulan elektromanyetik girişim, elektrostatik boşalma veya elektriksel hızlı geçiş darbesi gibi etkilerle, cihazların fonksiyonelliğine bozucu hasarlar verebilmektedir.

Elektronik cihazlar elektromanyetik ortamda bulunan etkilerden korunmak için, metalik koruyucu ekran içine yerleştirilmektedir. Doğal olarak, bu koruyucuların, cihazın çevreyle bağlantısına izin verecek şekilde üzerlerinde bir takım delik veya yarıkları buldurmaya ihtiyaçları vardır. Bu doğrultuda düzenlenen koruyucu kutunun içerisinde oluşabilecek girişimi saptayabilmek için elektromanyetik etkilerin hesaplanması gerekmektedir. Bu açıklıklardan içeriye ya da dışarıya olan ışıma bir EMC problemidir. Genel olarak EMC' nin kapsamı, ortamda bulunan olası bozucu sinyallere karşı elektronik devre ve sistemlerin tepkilerini veya bu devre ve sistemlerin ortamda oluşturabileceği

yayımların zararını en düşük seviyeye indirebilecek tasarımları gerçekleştirebilmektedir.

Fiziksel yapı basit olduğu sürece analitik yöntemler kullanılabilir, ancak fiziksel yapı karmaşık hale geldikçe EMC problemlerini çözmede bu yöntemlerin uygulanabilirliği zorlaşmaktadır. Bu noktada EMC analizlerini gerçekleştirebilmek ve istenen bilgileri öngörebilmek amacıyla sayısal yöntemlerin kullanılması gündeme gelmiştir. Bilgisayar ve yazılım sektörlerindeki hızlı ilerleme, EMC problemlerinin sayısal yöntemlerle modellenerek çözümlenebilmesine olanak vermiştir. Analitik olarak çözümlenmesi zor olan karmaşık yapıdaki elektromanyetik problemlerin, bilgisayar ortamında çözümlenebilmesi için kullanılacak birçok yöntem vardır. Sonlu elemanlar yöntemi(FEM), zaman domeni sonlu farklar yöntemi(FDTD), iletim hat matrisi yöntemi(TLM) ve Moment yöntemi en çok kullanılan ve üzerinde yoğun çalışmaların devam ettiği yöntemlerdir. Moment yöntemi, Green fonksiyonunun bilindiği veya sayısal olarak hesaplanabildiği problemlere uygulanabilmektedir. Bundan dolayı iletken yüzeyler içeren problemleri çözmede etkilidir. FEM ise karmaşık ve keyfi geometriye sahip yapıları modellemede etkili bir yöntemdir. FEM' de sınırlandırılmamış ortamlarda ışık alanları bulmak için örgülenmiş bölgenin dış yüzeyine yutucu sınırların konulması gereklidir. Bu da işlem hacminin artmasına neden olmaktadır. İki yöntemin karma bir yaklaşımla aynı yazılımda elde edilmesi ve her yöntemin üstün olduğu kısımların kullanılmasına olanak verebilir.

Tezde ele aldığımız problem, üzerinde açıklık bulunan mükemmel iletken bir koruyucu kutu ile üzerine gelen düzlemsel dalganın etkileşiminin incelenmesidir. Ele aldığımız koruyucu kutu, dikdörtgen ve mükemmel iletken duvarlara sahip bir rezonatör olarak düşünülmüştür. Kaynak olarak bir düzlemsel dalga kullanılmıştır. Düşünülen bağlaşma mekanizması rezonatör yüzeyine açılmış açıklık vasıtasıyla olmaktadır. Elektromanyetik alanlar, rezonatör üzerindeki bu açıklıklardan içeriye girmektedir. Rezonatörün içerisine konulacak yükün kayıplı, homojen bir dielektrik malzeme olduğu kabul edilmiştir.

Bu açıklıklardan içeriye ışıyan elektromanyetik alanların analizi yapılarak elektrik alanın elde edilmesi ve ekranlama etkinliğinin değişiminin hesaplanması tezin odak konusunu oluşturmaktadır.

Moment yöntemi ve frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi, elektromanyetik problemlerin çözümlenmesinde oldukça etkili iki yöntemdir. MoM, eşdeğer kaynaklar prensibine dayanmaktadır. Problemin Green fonksiyonunun bilinmesi gereklidir. Ancak Green fonksiyonu bilinen ya da sayısal olarak hesaplanan problemlere uygulanabilir. Bundan dolayı iletken yüzeyler içeren problemleri çözümede etkili bir yöntemdir. FEM ise karmaşık ve keyfi geometrili yapıları modellemede daha etkili bir yöntemdir. FEM' de sınırlandırılmamış ortamlarda ışıyan alanları bulmak için örgülenmiş bölgenin dış yüzeyine yutucu sınırların konulması gereklidir. Bu da işlem hacminin artmasına neden olmaktadır. Bu tezde, yazılımla FEM–Moment Yöntemini birleştiren karma bir yaklaşım önerilmiştir. Rezonatörün üzerine açılmış olan açıklıktaki alanı bulabilmek için Moment yöntemi kullanılmıştır. Moment yönteminde, açıklığın üzerindeki sınır koşulu kullanılarak, bir integral denkleme ulaşılmıştır. Açıklıktaki alan dağılımı Galerkin yöntemine uygun olarak açınım fonksiyonların bilinmeyen katsayılarla ağırlıklandırılmış toplamından oluşmuştur. Bu integral denklemi çözebilmek için ise açıklıktan dışı ve rezonatör içine ışıyan alanların bulunması zorunludur. Dıştaki alan için serbest uzayın dyadik Green fonksiyonu kullanılmıştır, rezonatör içindeki alanların hesaplanması için ise frekans domeninde sonlu eleman yöntemi kullanılmıştır.

Bu karma yöntemle çözümde, gereken bilinmeyen sayısında bir azalma elde edilecek, böylece kullanılan hafıza ve işlem zamanı azaltılacaktır. Bu şekilde karma birleşme ile üzerinde açıklık bulunan dielektrik tabakayla yüklü bir ekranlama kutusunun ekranlama etkinliği elde edilmesi için gerekli sayısal çözüm uzayı daraltılacak ve işlem hacmi küçültülecektir.

Bu tezde, üzerinde açıklık bulunan bir rezonatörden içeriye ışıyan elektromanyetik alanların analizi hem zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi

hem de frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi ile moment yönteminden oluşan karma bir yöntemle incelenmiştir. Problemin zaman domeninde çözümü için, hesap uzayı içerisinde simüle edilen yapıdan dışa doğru giden dalgaların geriye yansımalarının olabildiğince yok edilmesi için Silver-Müller yutucu sınır koşulu zaman domeni sonlu elemanlar sistem denklemine ilave edilmiştir.

Bu çalışmanın ilk bölümünde rezonatör üzerindeki açıklıktan içeriye ışıyan alanların modellenmesinde kullanılan zaman domeni ve frekans domeni sonlu elemanlar yönteminin temel denklemleri tanıtılacaktır. İkinci bölümde temel bir EMC problemi, zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ile çözümlenecektir. Yöntemin etkinliğini göstermek için önce zaman domeni sonlu elemanlar yöntemiyle düzlemsel dalga yayılımı incelenecek, daha sonra üzerinde açıklık bulunan bir rezonatörün içerisine ışıyan alanlar zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ile elde edilecek ve bu alanlardan ekranlama etkinliği hesaplanacaktır. Rezonatör üzerindeki açıklıkla ilgili çeşitli parametrelerin içeriye ışıyan alanlardan elde edilen ekranlama etkinliği üzerine etkisi incelenecektir. Açıklık üzerine mükemmel iletken tel yerleştirilerek ekranlama etkinliğindeki değişim incelenecektir. Üçüncü kısımda ise frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi ile Moment yönteminin birleşimiyle oluşturulan karma yöntem kullanılarak üzerinde açıklık bulunan bir rezonatörün ekranlama etkinliğini hesaplanacak ve Ekranlama etkinliğinin açıklıkla ilgili çeşitli parametrelere göre değişimi incelenecektir.

## 2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Hayatımızın her alanına girmiş olan elektronik sistemlerin tasarım aşamasındaki analizleri gittikçe daha önemli bir hale gelmektedir. Bu sistemlerin tasarımlarının elektromanyetik ışımayı azaltacak şekilde yapılması gerekmektedir. Fiziksel yapısının karmaşık olması sebebiyle EMC problemlerinin analitik olarak çözümü zordur. Sayısal elektromanyetik bilimi kullanılarak tasarım aşamasındaki bir fiziksel sistem hakkında elektromanyetik analiz ve simülasyon yoluyla gerekli bilgilerin elde edilmesi mümkün olmaktadır. Bu da para ve zamandan tasarruf edilmesini sağlar.

Elektromanyetik ışıma araştırmaları çok geniş bir alana yayılmıştır. Bu tezdeki çalışmaya uygun çalışmalar açıklıklar vasıtasıyla cihaz kutusu içerisine ışıyan alanlara dayanmaktadır. Bir cihaz kutusunun dış elektromanyetik alanlar ve içerisindeki bileşenler arasındaki elektromanyetik bağlaşma problemi,

- Zaman domeni
- Frekans domeni

kullanan sayısal teknikler vasıtasıyla çözülebilir.

Elektromanyetik ekranlama etkinliği çalışmaları, elektromanyetik bağlaşmayı azaltmak için iletken kutular üzerinde bulunan açıklıkların uygun yerleştirilmesine yardımcı olmaktadır. Açıklık problemleri için sıfır kalınlıklı ve sonsuz genişlikteki mükemmel iletken ekranlarda genelleştirilmiş formülasyon sunmuşlardır (Butler 1978, Harrington 1982). Mendez (1978) ve Cerri (1992) açıklıklardan ışımayı tahmin etmek için eşdeğerlik prensibini kullanılarak elde edilen integral denklemler moment yöntemi (MoM) kullanarak çözmüşlerdir. Cerri (1992) açıklığın arasından manyetik alanın normal bileşeninin ölçülmesi için bir teknik önermişlerdir. Hill ve ark. (1994) elektriksel olarak büyük açıklıklar içeren yüklü kutuların ekranlama etkinliği için matematiksel bir model sunmuşlardır. Yalnız bu teknik uzun, dar açıklıklar için geçerli değildir. Robinson ve ark. (1998) dikdörtgen açıklıklı yüksüz bir ekranlama kutununun ekranlama etkinliğini hesaplamak için analitik bir formülasyon sunmuşlardır. Formülasyon sadece



dikdörtgen kutulara uygulanabilir. Analitik formülasyon kısa devre edilmiş dalga kılavuzu ve açıklık empedansının eşdeğer devresine dayanmaktadır. Sadece temel mod yayılımının olduğu farz edilmiştir. Ayrıca açıklığın yeri duvarın ortasında ve sabit olarak alınmıştır. Thomas ve ark. (1999), Robinson (1998)' in analitik formülasyonunu dielektrik tabaka ile yüklü rezonatörün ekranlama etkinliğini bulmak için kullanmışlardır.

Hsi ve ark. (1985) düzlemsel iletken bir ekrandaki açıklığın arasından iletken tele elektromanyetik bağlaşmayı Moment yöntemi ile analiz etmişlerdir. Wang ve ark. (1990) üç boyutlu bağlaşma problemini çözmek için açıklıktaki eşdeğer manyetik akımı integral denklem türünden ifade edip Moment yöntemi kullanarak çözmüşlerdir. Açıklığı biri dış bölge diğer iç bölgenin olan iki açıklık admitans matrisiyle karakterize etmişlerdir. Olysager ve ark. (1999) cihaz koruyucuların verimliliğini, Moment yöntemini kullanan bir simülatör vasıtasıyla deneysel ve sayısal olarak incelemesini yapmışlardır. Lail ve ark. (2000) kuble edilmiş yarı-uzayda ince bir tel olduğu zaman, sonsuz yer düzlemindeki dar yarı açıklığı arasından elektromanyetik bağlaşmayı Moment yöntemi kullanarak hesaplamışlardır. Deshpande (2000) açıklıklı dikdörtgen bir kutunun elektromanyetik ekranlama etkinliğini belirlemek için moment yöntemini kullanmıştır. Kutunun içerisindeki alanları rezonatör Green fonksiyonları ve kutunun dışarısındaki alanlar ise serbest uzay Green fonksiyonları türünden ifade ederek sadece yüksüz, düzgün şekilli kutu ve açıklıklara uygun olacak şekilde modellemiş ve ekranlama etkinliğini incelemiştir.

Sayısal teknikler açıklık-rezonatör çalışmalarıyla ilgili olarak geliştirilmiştir. Zaman domeninde, en popüler yöntemlerden biri sonlu farklar zaman domeni (FDTD) yöntemidir (Yee 1966). En önemli avantajı uygulamasının basitliğidir. FDTD geometrik sunumu basamak şeklindeki hücrelerden oluşmaktadır Dar ve ince özellikleri olan eğrisel geometrilere uygulandığı zaman, hesaplama zamanı ve hafıza kullanımında büyük yük getirmektedir.

FDTD yöntemini, üzerinde açıklıklar bulunan rezonatör içerisindeki elektromanyetik alanları bulmak için kullanılmıştır. Açıklık sayısı ve rezonatöre çarpan elektromanyetik dalganın gelme açısının ekranlama etkinliğine etkisi üzerine yapılan bir araştırma Belokour ve ark. (2000) tarafından yapılmıştır. Li ve ark.(2000) koruyuculardaki yarık, delik ve delik ekranlarından yayılan ışımaya üzerine deneysel bir çalışma yapmışlar ve bunu FDTD ile modellemişlerdir. Li ve ark. (2000) tek ve çift ekranlı konfigürasyonlar için ışımayı FDTD kullanarak modellemişlerdir. Çift ekran durumunda, ekranlar arasındaki uzaklık ince bir rezonatör gibi davranacağından bu problemi ekranlar arasındaki boşluğa kayıplı materyal doldurulmasıyla elimine etmişlerdir. Wang ve ark. (2002) yüksüz rezonatörün bir yüzeyine yerleştirilmiş açıklıklardan içeriye ışıyan bir düzlemsel dalganın elektromanyetik bağlaşmasını sunmuşlardır. Elektrik alan dağılımları kutunun merkez noktasında FDTD yöntemiyle hesaplamışlardır. Daha sonra zaman domeni sonuçlarına Fourier transformu uygulayarak frekans domeni sonuçlarını elde etmişlerdir.

Üzerinde açıklıklar bulunan rezonatör içerisindeki elektromanyetik alanları bulmak için kullanılan bir diğer yöntem transmisyon hat matris (TLM) yöntemidir. Özyalçın ve ark. (2003) TLM ve FDTD yöntemleriyle üzerinde açıklık bulunan bir kutunun ekranlama etkinliğini karşılaştırmışlardır. Kutu içerisinde noktasal darbe kaynağı uygulamışlar ve kutunun dışındaki ekranlama etkinliğini hesaplamışlardır. Sonuçta, sadece simülasyon gerçekleminin yetmediğini, aynı zamanda simülasyon sonuçlarının hassasiyetine işaret işlemenin de etkisini ortaya koymuşlardır. Bu durumun zaman domeni yöntemlerinin hepsinde bulunduğunu göstermişlerdir. Smedt ve ark. (2002) farklı açıklık konfigürasyonuna sahip kübik bir cihaz kutusu içerisine iki farklı boyutta board yerleştirilmesiyle ekranlama etkinliği deneysel olarak elde etmişler ve daha sonra ticari bir TLM programıyla karşılaştırmışlardır. Board' u mükemmel iletken olarak tanımlamışlardır. Hesaplanan zaman domeni sonuçlarına Fourier transformu uygulayarak frekans domeni sonuçlarını elde etmişlerdir. Board' un durumu ve pozisyonunun ekranlama etkinliği üzerine etkisini incelemişlerdir. Walter ve ark. (2000) ise küçük dairesel bir açıklığa

sahip rezonatör içerisindeki telle, gelen dalganın bağlaşma analizini hem TLM hem de frekans domeni sonlu elemanlar yöntemini kullanarak elde etmişlerdir. TLM yönteminde iyi bir yaklaşım yapmak için çok sayıda düzenli örgü gerektirdiğini ve bu durumda TLM simülasyonunun hesap zamanında bir artışa neden olduğu göstermişlerdir. Frekans arttıkça iterasyon sayısının arttığını gözlemişler. Bu TLM' in temel hücresi kübik bir forma sahip olmasından ileri gelmektedir. Çünkü eğrisel yüzeyleri modellemede daha fazla hücre gerekmektedir.

Alanlar ve yapılar arasındaki girişimi değerlendirmede etkin olarak kullanılan bir diğer yöntem sonlu elemanlar yöntemi (FEM) dir. Bu yöntem keyfi şekilli sınırların modellenmesini sağlayan düzgün olmayan bir örgüye olanak sağlamaktadır. Kapalı yapılarda çok basit sınır koşulları içerirler. Sınırlandırılmamış problemler de ise yutucu sınır koşullarının ilavesi gereklidir (Razek 1995). Salah ve ark. (2000) Maxwell denklemlerini çözmek için zaman domeninde sonlu eleman yönteminde geliştirilen matris tersi alma tekniklerinin karşılaştırmasını yapmışlardır. Kullanılan tekniğin dezavantajı, sistemin şartlı kararlı hale gelmesine ve örgünün düzgün yapılı elemanlarla yapılandırılması gerek duymasıdır. Aksi takdirde sistemin kararsız hale gelebileceğini göstermişlerdir. Salah ve ark. (2002) elektronik cihaz kutusuyla bir elektromanyetik dalganın bağlaşmasını düzgün örgü kullanan zaman domeni sonlu elemanlar yöntemini kullanarak analiz etmişlerdir.

Bocquet ve ark. (1998), frekans domeni sonlu eleman yöntemini kullanarak ince bir dielektrik bir tabakadan saçılan elektromanyetik dalganın analizini yapmak için sonlu eleman bölgesinden tabakanın çıkarılması ve onu bir sınır yüzeyle yer değiştirmesine dayanan bir yöntem önermişlerdir. Fakat bu modelin tabaka civarında yüksek hata ürettiği saptanmıştır. Carpes ve ark. (2002) küçük dairesel bir açıklığa sahip iletken bir kutu içerisine yerleştirilmiş tel ile gelen elektromanyetik dalganın bağlaşmasının analizi için hem zaman domeni hem de frekans domeni sonlu eleman yöntemini uygulamışlar ve tel üzerinde indüklenen gerilimi elde etmişlerdir. Ayrıca zaman ve frekans

domenindeki iterasyon sayılarının karşılaştırılmasını yapmışlardır. Açıklık üzerindeki alanları, Rahmat Samii ve Mittra (1977)'nin sonsuz düzlemsel bir ekrandaki dairesel deliğin alanının integro-diferansiyel formülasyonunu kullanarak bulmuşlardır. Rezonatör problemleri için bu yaklaşım deliğin sınıra yakın olmaması ve rezonatör boyutlarının gelen dalganın dalga boyuna oranla büyük olmaması şartıyla doğru sonuçlar vermektedir. Açıklığın içine geri saçılan enerji, deliğin alanını değiştirmektedir. Ancak deliğin küçük olduğu, tel ve arka düzlemin ondan uzakta olduğunun kabulüyle bu enerjiyi ihmal etmişlerdir. Yöntem sadece yüksüz haldeki rezonatör için modellemiştir.

Siah ve ark. (2003) elektrik alan integral denklemi ve manyetik alan integral denklemi birleştiren bir algoritma kullanarak taşıtlara özgü platformlarda yüksüz açıklıklı rezonatörlerin analizini yapmışlardır. Rezonatör rezonanslarını azaltmak için ekranlama ekinliklerini geliştirmek için çeşitli teknikler önermişlerdir. Wallyn ve ark. (2003) açıklıklı dikdörtgen koruyucuların verimliliklerini analiz etmek için modal açınım temelli tekniği kullanmışlardır.

Moment yöntemi (MoM) ve Sonlu eleman yönteminin(FEM) her ikisi de çok güçlü sayısal tekniklerdir. Ne yazık ki, her ikisinin de kısıtlamaları vardır. İntegral formdaki Maxwell denklemlerini çözen Moment yöntemi, uzun ince telleri veya iletken yüzeyleri içeren açık ışınma problemlerini çözmede oldukça etkilidir. Ancak, karmaşık veya keyfi geometrileri içeren yapıları kolaylıkla modelleyemezler. FEM yöntemiyle ilgili dezavantaj sınırsız ortamda ışınan alanların etkili modellenememesinden kaynaklanır. Sınırlandırılmamış geometrileri modellemek için örgülenmiş bölgenin dış yüzeyine yutucu sınır koymak gereklidir. Moment yöntemi, FEM yönteminin iyi modelleyemediği bu problemleri modellemede çok iyi olduğu için aynı yazılımda, Moment yönteminin ve Sonlu elemanlar yönteminin bir kombinasyonunu önermişlerdir (Jin ve Volakis 1991, Yuan ve ark. 1990, Yuan 1990).

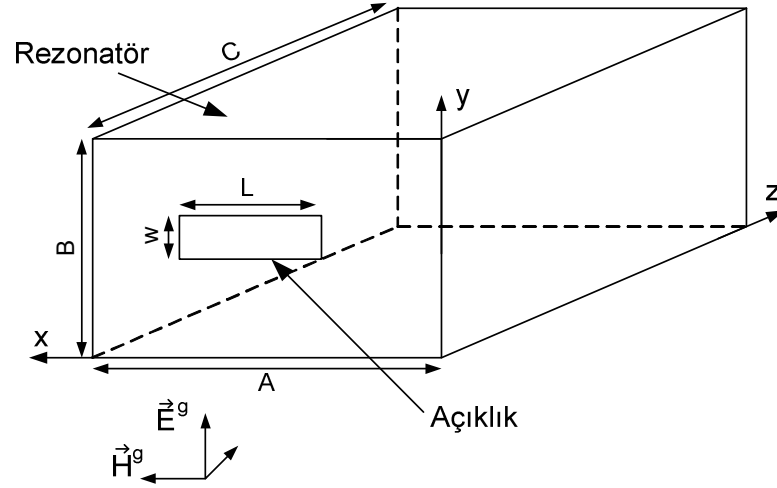
Boyse ve Seidl (1994) sonlu eleman-moment karma yönteminde, düğüm ve kenar eleman çatı fonksiyonlarının birleştirilmesiyle elde edilen yeni

elemanın keskin köşelerin ve iletken yüzeylerdeki kenarları modellemesi için önermişlerdir. Ancak bu yöntemin uygulamasında fazla eğriliğe sahip yapılarda bazı problemler ortaya çıkmıştır. Bu tür yüzeyler daha fazla örnekleme hızına ihtiyaç duymaktadır. Sangster ve Wang (1995), açıklıklar vasıtasıyla dalga kılavuzundan bağlaşma ve ışıma analizini yapmak için birleştirilmiş FEM-MoM tekniğini kullanmışlardır. Ali ve ark. (1997) ne yüzey integral tekniklerinin ne de sonlu elemanlar yönteminin tek başına etkili olarak modelleyemediği elektromanyetik girişim kaynak konfigürasyonunu modelleyebilmek için karma bir yaklaşım sunmuşlardır. Tanımlanan yaklaşımla aynı algoritma içerisinde her bir tekniği problemin hangi kısmında en iyi analizi yapıyorsa ona göre kullanmışlardır. Bu tekniği dielektrik yapılara birleştirilen iletken yapılardan elektromanyetik ışıma problemlerini çözmek için kullanmışlardır. Wang ve ark. (2003) dielektrik materyalle kaplanmış iletken yapıların modellemesinde hesaplama miktarının azaltılması için empedans sınır koşulunu karma FEM-MOM modelleme kodunun sonlu eleman parçasına birleştirmişlerdir.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. EMC Problemi ve Tanımlar

Elektronik sistemler tasarlanırken elektromanyetik uyumluluk sınırlarının hesaba katılması gereklidir. Birçok EMC durumunda, zararın önlenmesi yada elektromanyetik korumanın sağlanması için elektronik sistemler iletken bir koruyucu içerisine yerleştirilmektedir. Bu koruyucu kutu üzerinde, içerisindeki elemanlar ile dış ortamda varolan alanlar arasında bağlaşmaya neden olan açıklıklar bulunmaktadır. Bu açıklıklar giriş-çıkış bağlantıları, kontrol panelleri ve havalandırma gibi nedenlerden dolayı zorunlu olarak açılmaktadır. Açıklıklardan içeriye giren alanlarla koruyucu kutu içerisindeki bir PCB, devre vb. ile etkileşim gerçekleşir. Bu etkileşimin bulunması için yapıdaki elektromanyetik alanların hesaplanması gerekmektedir.



**Şekil 3.1.** Üzerinde açıklık bulunan mükemmel iletken cihaz kutusunun genel gösterimi

Bu tez çalışması Şekil 3.1'de gösterilen, üzerinde farklı boyutlarda açıklık bulunan mükemmel iletken bir cihaz kutusuyla bu açıklıklardan içeriye ışılan

elektromanyetik alanların analizi yapılarak elektrik alanın elde edilmesi ve ekranlama etkinliğinin değişiminin hesaplanmasını konu almaktadır.

Bu EMC pobleminde, cihaz kutusu bir rezonatöre tekabül etmektedir. Kaynak olarak bir düzlemsel dalga kullanılacaktır. Rezonatörün içerisine konulacak yükün kayıplı ve homojen bir dielektrik malzeme olduğu kabul edilmiştir. Açıklıktan içeriye ışıyan elektromanyetik alanlar Maxwell denkleminin çözümüyle elde edilir. Fakat böyle karmaşık yapıların analitik çözümü çok zordur. Bu nedenle bu tez çalışmasında alanların hesaplanmasında sayısal yöntem kullanılacaktır. Sayısal yöntem olarak zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ve frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi ile moment yönteminden oluşan karma bir yöntem kullanılacaktır. Karma yöntem kullanarak sayısal çözüm uzayının daraltılması ve işlem hacminin küçültülmesi amaçlanmıştır.

Bu iki yöntem kullanılarak rezonatör içerisine ışıyan alanların bağlaşma miktarını gösteren ekranlama etkinliğinin hesaplanması mümkün olacaktır.

### 3.2. Maxwell Denklemleri

Elektromanyetik alanların davranışı Maxwell denklemleriyle tanımlanır. Bu denklemler elektromanyetik alan büyüklükleri arasındaki bağıntıları göstermektedir. Zamanla değişen Maxwell denklemlerinin genel formu aşağıda verilmiştir.

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

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_i + \vec{J}_k \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_v \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.4)$$

Buradaki büyüklükler uzayın koordinatlarına ve zamana bağlıdır. Bu büyüklüklerin isimleri ve MKSA sistemindeki birimleri şöyledir.

$\vec{E}$  : Elektrik alan vektörü (V/m)

$\vec{D}$  : Elektrik akı yoğunluğu vektörü (C/m<sup>2</sup>)

$\vec{H}$  : Manyetik alan vektörü (A/m)

$\vec{B}$  : Manyetik akı yoğunluğu vektörü (Wb/m<sup>2</sup>)

$\vec{J}_i$  : Ortamdaki iletkenlikten kaynaklanan elektriksel akım yoğunluğu vektörü (A/m<sup>2</sup>)

$\rho_v$  : Hacimsel yük yoğunluğu vektörü (C/m<sup>3</sup>)

$\vec{J}_k$  : Ortamdaki sürücü (uyarıcı) kaynaklara ilişkin elektriksel akım yoğunluğu vektörü.

Elektrik ve manyetik alan büyüklükleri ile değişmeyen homojen ortam için şu bağıntılar bulunmaktadır.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (3.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (3.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3.7)$$



$\epsilon$ ,  $\mu$  ve  $\sigma$ , ortama ilişkin iyi bilinen bünye parametreleridir. Bu parametreler boşluğun dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleriyle aşağıdaki gibi bir ilişkiye sahiptirler.

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.8)$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (3.9)$$

Burada  $\mu_r$  ve  $\epsilon_r$ , ortama ilişkin bağıl dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleridir. Tez probleminde ortamın manyetik özelliğinin olmadığı varsayıldığı için  $\mu_r = 1$  olarak alınmıştır.

### 3.2.1. Zamana Bağlı Vektör Dalga Denklemi

(3.1) ve (3.2) ile verilen Maxwell denklemlerindeki alan bileşenleri, aralarında iyi bilinen standart bir işlemle ayrıştırılarak elektrik ve manyetik alanlara ait

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} \quad (3.10)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) + \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (3.11)$$

vektör dalga denklemleri elde edilebilir.

### 3.2.2. Frekans Domeninde Dalga Denklemi

Zamana bağıllığı  $e^{j\omega t}$  ile verilen monokromatik kaynakların söz konusu olduğu durumda, Maxwell denklemleri iyi bilinen

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (3.12)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} + \vec{J}_i + \vec{J}_k \quad (3.13)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_v \quad (3.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.15)$$

şekline indirgenir. (3.12) - (3.15) denklemlerine harmonik Maxwell denklemleri denir. Harmonik halde, bütün fiziksel büyüklükler sadece uzay koordinatlarına ve frekansa bağlıdır. Frekans domeninde vektör dalga denklemini elde etmek için zamana bağlı vektör dalga denkleminde yapılan işlemlerin benzerleri söz konusudur. Bu işlemler yapıldıktan sonra,

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + j\omega\mu_0(\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E} = j\omega\mu_0\vec{J}_k \quad (3.16)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) + j\omega\mu_0(\sigma + j\omega\epsilon)\vec{H} = \vec{0} \quad (3.17)$$

indirgenmiş vektör dalga denklemlerini elde etmiş oluruz. Kaynaksız ( $\vec{J}_k = \vec{0}$ ) ve kayıpsız ( $\sigma = 0$ ), bir ortamdaki yayılım için dalga denklemleri

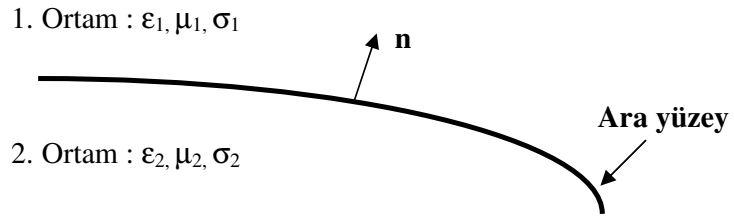
$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2\vec{E} = \vec{0} \quad (3.18)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} - k^2\vec{H} = \vec{0} \quad (3.19)$$

şeklini alır. Burada  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon}$  ortamın dalga sayısına karşı düşmektedir.

### 3.2.3. Sınır Koşulları

Şekil 3.2' te farklı bünyeye sahip iki ortamın ara kesitinin genel bir gösterimi sunulmuştur.



**Şekil 3.2.** İki basit ortam ve ara yüzeyleri

1.Ortam ve 2. Ortam olarak adlandırılan iki ortam arasındaki sınır koşulu matematiksel olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir. Elektrik alanlar için,

$$\hat{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = \vec{0} \quad (3.20)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s \quad (3.21)$$

ve benzer olarak manyetik alanlar için,

$$\hat{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J}_s \quad (3.22)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (3.23)$$

olarak ifade edilir. Burada  $\hat{n}$ , yüzeye dik birim vektördür.

Sınır koşulları, ortamlardan biri örneğin 2. ortam mükemmel iletken ( $\sigma_2 \rightarrow \infty$ ) olduğunda

$$\hat{n} \times \vec{E}_1 = \vec{0} \quad (3.24)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{B}_1 = 0 \quad (3.25)$$

şeklini alır.

### 3.3. Nümerik Yöntemler

#### 3.3.1. Zaman Domeninde Sonlu Elemanlar Yöntemi

Üç boyutlu vektörel sonlu eleman formülasyonu (3.10) veya (3.11) eşitliklerinin test edilmesiyle başlamaktadır. Bu tezde elektrik alan şiddeti önem arz ettiğinden dolayı elektrik alana ait vektör dalga denkleminin çözümü yapılacaktır. Bu test işlemi bir  $\vec{T}$  test fonksiyonuyla vektör dalga denkleminin iç çarpımının yapılmasıyla başlar. (3.10) eşitliğinin test edilmesiyle,

$$\vec{T} \cdot \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \mu_0 \sigma \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \vec{T} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} \quad (3.26)$$

ifadesi elde edilir.  $\vec{A} = \nabla \times \vec{E}$  olmak üzere aşağıdaki,

$$\vec{T} \cdot \nabla \times \vec{A} = \vec{A} \cdot \nabla \times \vec{T} + \nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{T}) \quad (3.27)$$

vektör özdeşliği kullanılırsa,

$$\nabla \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{T} + \mu_0 \sigma \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \vec{T} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} = -\nabla \cdot [(\nabla \times \vec{E}) \times \vec{T}] \quad (3.28)$$

eşitliği elde edilir. Eşitliğin her iki tarafının hacim integrali alınıp, sağ taraftaki terime diverjans teoremi uygulanırsa,

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{T} dV + \mu_0 \int_V \sigma \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} dV + \mu_0 \epsilon_0 \int_V \epsilon_r \vec{T} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} dV \\ + \mu_0 \int_V \vec{T} \cdot \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} dV = - \oint_S \vec{T} \cdot [\hat{n} \times (\nabla \times \vec{E})] dS \end{aligned} \quad (3.29)$$

denklemi elde edilir. (3.29) eşitliğinin sol tarafındaki terimler vektör sonlu eleman formülasyonunun bütün uygulamalarında ortaktır.

### 3.3.1.1. Konum Ayırıştırılması

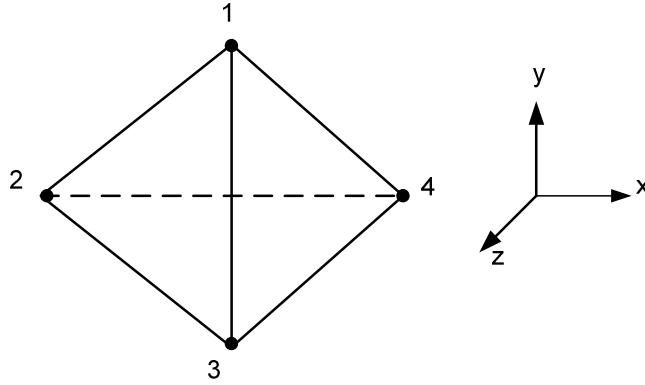
Sonlu eleman analizinde bir sonraki adım çözüm uzayını ayırıştırma işlemidir. Önce çalışma uzayı Şekil 3.3'te gösterilen dörtyüzlü elemanlara bölünür. Alan büyüklükleri, bilinen formdaki vektör açılım fonksiyonları ile bilinmeyen genlik katsayılarının üst üste bindirilmesiyle yaklaşık olarak ifade edilir. Bu durumda  $\bar{E}$ ,

$$\bar{E} \cong \sum_{j=1}^N \bar{T}_j e_j \quad (3.30)$$

olarak yazılır. Burada  $e_j$  ve  $\bar{T}_j$ , oluşturulan örgüdeki j. nci kenar ile ilişkili bilinmeyen katsayı ve çati fonksiyonudur. N ise serbestlik derecesini (kenar sayısını) göstermektedir. (3.29) ifadesinin elde edilmesinde kullanılan test fonksiyonları, çati fonksiyonları ile aynı formda seçileceğinden, bu fonksiyonlar,

$$\bar{T} = \sum_{i=1}^N \bar{T}_i \quad (3.31)$$

şeklinde ifade edilir.



**Şekil 3.3.** Üç boyutta sonlu eleman(Jin 1993)

Sonlu elemanlar yönteminde sonuçların gelişimi, tamamiyle, seçilecek açılım ve test fonksiyonlarına bağlıdır. Bu fonksiyonlar birer polinom tipindedir ve örgüyü oluşturan elemanlarla ilişkilidir.

### 3.3.1.2. Simplex Koordinatları

Açınım ve test fonksiyonları simplex koordinatları ile ifade edilirler. Simplex koordinatları, üç boyutlu düzgün dört yüzlü elemanın düğümlerinin, koordinatlarının özel bir koordinat dönüşümüne tabi tutulmasıyla elde edilmektedir.

Şekil 3.3' te verilen bir dörtyüzlü elemanın simplex koordinatları  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ ,  $\xi_3$  ve  $\xi_4$  olmak üzere,  $\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 = 1$  bağıntısını sağlarlar (Silvester ve Ferrari 1980). Her simplex koordinatı kendi düğümü üzerinde 1 ve karşısındaki yüzey üzerinde 0 dir. Dörtyüzlü elemanın  $i$ . düğümünün simplex koordinatı,

$$\xi_i = a + b_i x + c_i y + d_i z \quad i = 1,2,3,4 \quad (3.32)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada,  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  ve  $d_i$  simplex katsayıları olarak adlandırılırlar. Simplex koordinatının gradyanı,

$$\nabla \xi_i = b_i \bar{e}_x + c_i \bar{e}_y + d_i \bar{e}_z \quad i = 1,2,3,4 \quad (3.33)$$

şeklindedir.  $\nabla \xi_i$ ,  $i$ . düğümün karşısında yer alan yüzeye normal olan bir vektördür ve boyu hücrenin büyüklüğü ile belirlenir. Simplex katsayıları dörtyüzlünün düğümlerinin koordinatlarına lineer olarak bağımlıdır. Simplex katsayıları koordinat matrisinin tersinin alınması ile bulunur:

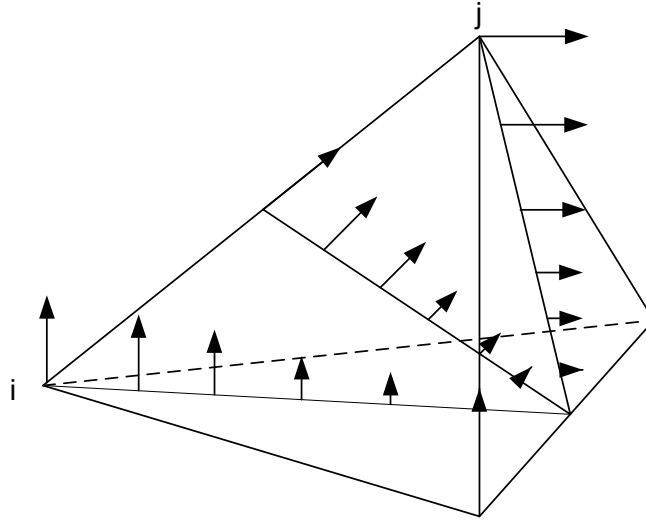
$$\begin{bmatrix} b_1 & c_1 & d_1 & a_1 \\ b_2 & c_2 & d_2 & a_2 \\ b_3 & c_3 & d_3 & a_3 \\ b_4 & c_4 & d_4 & a_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 \\ z_1 & z_2 & z_3 & z_4 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}^{-1} \quad (3.34)$$

Burada  $(x_i, y_i, z_i)$ ,  $i$ . nci düğümün konumudur. Koordinat matrisinin tersinin determinanı dörtyüzlünün hacmini vermektedir (Akman 2004). Ayrıca daha ayrıntılı bilgi için Silvester ve Ferrari (1980) kaynağı önerilebilir.

Açınım fonksiyonları simplex koordinatlarına bağlı olarak (3.35) eşitliği ile ifade edilir ( Bossavit 1988, Bossavit ve Mayergoyz 1989). Whitney 1-formun dörtyüzlü kenar elemanları için  $i$  düğümünden  $j$  düğümüne doğru  $ij$  kenarı için vektör açınım fonksiyonu,

$$\bar{T}_{ij} = \xi_i \nabla \xi_j - \xi_j \nabla \xi_i \quad (3.35)$$

olarak ifade edilir. Burada  $i$  ve  $j$  eleman düğümlerini ifade etmekte,  $\xi_i$  ise  $i$ . nci düğüme ait simplex koordinatıdır. Şekil 3.4' te düzgün dörtyüzlü elemandaki  $ij$  kenarıyla ilişkili  $\bar{T}_{ij}$  vektör açınım fonksiyonu gösterilmektedir.



**Şekil 3.4.**  $ij$  kenarıyla ilişkili açınım fonksiyonu

Kenarlarıyla ilişkili serbestlik dereceli bu tür elemanların kullanımı, geleneksel düğüm tabanlı sonlu elemanlara göre çeşitli avantajlar getirmektedir. Whitney-1 elemanı teğetsel sürekliliği garanti etmekte ve sürpriz modların çıkmasına izin vermemektedir. Sınır koşulları kolaylıkla denkleme eklenebilmektedir. Örneğin, mükemmel iletkeni tanımlamak için (teğetsel elektrik alan sıfır), iletkene ait olan kenarların sıfır yapılması yeterli olmaktadır. Devre elemanlarının sistem denklemlerine kolaylıkla yerleştirilebilmesine olanak sağlamaktadır (Feliziani ve Maradei 1999).

Sonlu eleman formülasyonunda bundan sonraki adım Galerkin yöntemini uygulayarak, yani test ve açınım fonksiyonlarının aynı seçilmesiyle denklem sisteminin oluşturulmasıdır. (3.30) ifadesi (3.29) eşitliğinde yerine konulmasıyla zaman domeni FEM formülasyonuna devam edilmiş olur. Böylece, i. test fonksiyonu için, sol taraftaki çözüm

$$\sum_{j=1}^N \left\{ e_j \int_V \nabla \times \bar{T}_i \cdot \nabla \times \bar{T}_j dV + \mu_0 \frac{de_j}{dt} \int_V \sigma \bar{T}_i \cdot \bar{T}_j dV + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d^2 e_j}{dt^2} \int_V \epsilon_r \bar{T}_i \cdot \bar{T}_j dV \right\} + \mu_0 \int_V \bar{T}_i \cdot \frac{\partial \bar{J}_k}{\partial t} dV \quad (3.36)$$

haline gelir. (3.29) eşitliğinin sağ tarafındaki terim mükemmel iletken üzerinde sıfıra eşittir.

Burada bulunan hacim integralleri herhangi bir FEM uygulamasında büyük öneme sahiptir. Bunların değerlendirilmesi seçilecek açınım ve test fonksiyonlarının yapısına bağlıdır. Burada kullanılan açınım fonksiyonlarının hepsi alt uzay açınım fonksiyonlarıdır. Yani her açınım fonksiyonu kendi alanında sınırlandırılır. Ortam parametrelerinin dörtyüzlülerin her birinde sabit olduğu farz edilmiştir. Bu durum hücre hücre (3.36) eşitliğindeki integrallerin hesaplanmasına izin vermektedir. Bundan dolayı, materyal sınırının eleman sınırları boyunca uzandığı kabul edilir (Akman 2004). Bu işlemlerden sonra vektör dalga denklemi aşağıdaki matris denkleme dönüşür:

$$[S]e + [S_1] \frac{de}{dt} + [S_2] \frac{d^2 e}{dt^2} = f \quad (3.37)$$

Burada  $e$ , bilinmeyen alan katsayıları vektörüdür.  $[S]$ ,  $[S_1]$  ve  $[S_2]$  sonlu elemanlar yöntemi ile elde edilen zamandan bağımsız matrislerdir.  $f$  ise kaynak tarafından oluşturulan vektördür.

Test fonksiyonu  $T_i$ , açınım fonksiyonuna yakın yerleştirilmedikçe, bu fonksiyonların ortak bir paylaşımı olmadığından dolayı, (3.36) eşitliğindeki



integraller sıfır olur. Alt uzay açınım fonksiyonları kullanmanın bir diğer avantajı eleman ve global matris kavramlarını getirmesidir. (3.36) eşitliğindeki integraller her dörtyüzlü üzerinden alınan integrallerin toplamı olarak ifade edilebilir (Akman 2004). Eleman matrisi bir dörtyüzlü üzerinden alınan integralin içerdiği bilgiyi kapsar. Böylece global matrislerin oluşturulmasında kullanılır. Eleman matrislerinin açık ifadesi şu şekildedir.

$$[S]_{ij} = \iiint_{V_e} \nabla \times \vec{T}_i \cdot \nabla \times \vec{T}_j dV \quad (3.38)$$

$$[S_1]_{ij} = \iiint_{V_e} \sigma \mu_0 \vec{T}_i \cdot \vec{T}_j dV \quad (3.39)$$

$$[S_2]_{ij} = \iiint_{V_e} \epsilon_0 \epsilon_r \vec{T}_i \cdot \vec{T}_j dV \quad (3.40)$$

$$f_i = -\mu_0 \int_S \vec{T}_i \cdot \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} dS \quad (3.41)$$

Burada,  $V_e$  dörtyüzlü elemanın hacmidir. Global matrisler (3.29) eşitliğindeki integraller de gösterilir ve bütün açınım fonksiyonlarının etkileşimiyle ilgili bilgiyi içerir. Global matrisler eleman matrislerinin süperpozisyonuyla hesaplanır. Bu durum sonlu eleman algoritmasının kodlamasını basitleştirir

### 3.3.1.3. Zaman Ayırıklaştırılması

EMC uygulamalarında, yapıyı geniş bir frekans bandında karakterize etmek gerekmektedir. Zaman domeni formülasyonu kullanılarak tek bir hesaplama ile sistemin tepkisini geniş bir frekans bandı üzerinden elde edilebilmektedir. Bunu yapmak için, geniş bantlı bir işaret uyarıcı olarak kullanılmakta ve daha sonra elde edilen sonucun Fourier dönüşümü alınmaktadır.

Bilinmeyen alan katsayılarının bulunabilmesi için, (3.36) eşitliğindeki türev ifadelerinin ayırıklaştırılması gerekmektedir. Zaman türevlerinin ayırıklaştırılması Newmark yöntemi yardımıyla gerçekleştirilmiştir (Benhassine ve ark. 2000). Bu yöntem aşağıdaki yaklaşımları kullanmaktadır:

$$e(t + \Delta t) = e(t) + \Delta t \frac{de(t)}{dt} + \Delta t^2 \frac{1 - 2\beta}{2} \frac{d^2e(t)}{dt^2} + \Delta t^2 \beta \frac{d^2e(t + \Delta t)}{dt^2} \quad (3.42a)$$

$$\frac{de(t + \Delta t)}{dt} = \frac{de(t)}{dt} + \Delta t(1 - \gamma) \frac{d^2e(t)}{dt^2} + \Delta t\gamma \frac{d^2e(t + \Delta t)}{dt^2} \quad (3.42b)$$

Burada  $\Delta t$ , zaman adımı,  $\beta$  ve  $\gamma$  kararlılığı ve doğruluğu kontrol etmek için kullanılan Newmark parametreleridir. Zaman değişkenleri ayırıklaştırılarak ve (3.42a) ve (3.42b) eşitliklerini (3.37) matris denkleminde yerleştirilerek,

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{bmatrix} S_2 \\ S_1 \end{bmatrix} + \gamma \Delta t \begin{bmatrix} S_1 \\ S_1 \end{bmatrix} + \beta \Delta t^2 \begin{bmatrix} S \\ S \end{bmatrix} \right\} e_{n+1} &= \left\{ \begin{bmatrix} 2[S_2] - (1 - 2\gamma)\Delta t[S_1] - (0.5 + \gamma - 2\beta)\Delta t^2[S] \\ -[S_2] + (\gamma - 1)\Delta t[S_1] + (0.5 - \gamma + \beta)\Delta t^2[S] \end{bmatrix} \right\} e_n \\ &+ \Delta t^2 \left\{ \beta f_{n+1} + (0.5 + \gamma - 2\beta)f_n + (0.5 - \gamma + \beta)f_{n-1} \right\} \end{aligned} \quad (3.43)$$

denklemini elde edilir. Burada  $e_n$ ,  $e'$  nin ayırık zaman gösterimidir ve  $e_n = e(n\Delta t)$  olarak ifade edilir.  $\gamma = 0.5$  seçimiyle, ikinci dereceden doğruluk sağlayan eşitlik,

$$\begin{aligned}
\{[S_2] + 0.5\Delta t[S_1] + \beta\Delta t^2[S]\}e_{n+1} &= \{2[S_2] - (1-2\beta)\Delta t^2[S]\}e_n \\
&- \{[S_2] - 0.5\Delta t[S_1] + \beta\Delta t^2[S]\}e_{n-1} \\
&+ \Delta t^2\{\beta f_{n+1} + (1-2\beta)f_n + \beta f_{n-1}\}
\end{aligned} \tag{3.44}$$

olarak elde edilir.

(3.44) eşitliğinde  $\beta \geq 0.25$  olarak seçilmesi şartsız bir kararlılığa yol açar. Böylece  $\gamma = 0.5$  ve  $\beta = 0.25$  seçilerek denklemin kararlılığı şartsız olarak sağlanır (Gedney ve Navsariwala 1995).

### 3.3.1.4. Yutucu Sınır Koşulları

Elektromanyetik problemlerin sonlu eleman çözümünde, önemli karakteristiklerden biri hesaplama yapılacak hacmin kırılmasıdır. Rezonatör rezonanslarının analiz edildiği problemlerde domen doğal olarak sınırlandırılmıştır. Diğerlerinde ise domen açıktır ve sonlu eleman yöntemi uygulanmadan önce sonsuz domen sınırlandırılması gerekmektedir. FEM hesap uzayı içerisinde simüle edilen yapıdan dışa doğru giden dalgaların serbest uzayda yayılıyormuş gibi FEM sınır yüzeylerinde yutulması ve geriye yansımaların olabildiğince yok edilmesi işleme açık bölge simülasyonu adı verilmektedir.

Sınırsız domende yayılım yapan dalgaların açık bölge simülasyonu, kırılan bölgenin dış yüzeyi üzerine yutucu sınır koşullarının yerleştirilmesiyle modellenir. Bunu gerçekleştirmek için Silver-Müller sınır koşulu kullanılmıştır. Bu koşulun seçilmesinin nedeni kolay gerçekleşmesi ve etkinliğinin yüksek olmasıdır. Bu koşul,

$$\hat{r} \times \nabla \times \vec{E} = \frac{1}{v_p} \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial t} \quad (3.45)$$

olarak verilmektedir (Carpes ve ark. 2000). Burada  $\vec{E}_t$  dış sınır yüzeyi üzerindeki teğetsel elektrik alanı ve  $\hat{r}$  yüzeye dik birim vektörü ifade etmektedir.

(3.29) eşitliğinin sağ tarafındaki yüzey integrali yerine (3.45) eşitliği kullanılırsa,

$$\int_S \frac{1}{\mu} \vec{T} \cdot (\hat{r} \times \nabla \times \vec{E}) dS = \frac{d}{dt} \int_{S_{ABC}} \frac{1}{\mu c_0} \vec{T} \cdot \vec{E}_t dS = \frac{1}{\eta_0} \sum_{i=1}^{N_{ABC}} \frac{de_i}{dt} \int_{S_{ABC}} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}} \vec{T}_{ti} \cdot \vec{T}_{tj} dS \quad (3.46)$$

ifadesi elde edilir. Bu değişiklik matris denklemde yerine konulup, matris denklemler yeniden düzenlenirse,

$$[S]_{ij} = \iiint_e \nabla \times \vec{T}_i \cdot \nabla \times \vec{T}_j dV \quad (3.47)$$

$$[S_1]_{ij} = \iiint_e \sigma \mu_0 \vec{T}_i \cdot \vec{T}_j dV + \int_{S_{ABC}} \frac{1}{V_p} \vec{T}_{ti} \cdot \vec{T}_{tj} dS \quad (3.48)$$

$$[S_2]_{ij} = \iiint_e \epsilon_0 \epsilon_r \vec{T}_i \cdot \vec{T}_j dV \quad (3.49)$$

ifadeleri elde edilir. Burada  $S_{ABC}$ , Silver-Müller ışımaya koşulunun uygulandığı yüzeyi göstermektedir.  $\vec{T}_{ti}$  açınım fonksiyonunun teğetsel bileşeni ve  $N_{ABC}$  ise ışımaya koşulunun uygulandığı yüzeydeki eleman sayısıdır.

İkinci dereceden simetrik vektör ABC formülasyonunu (Webb ve Kanellopoulos, 1989) sunmuşlardır. Bununla birlikte, bu türden yüksek dereceli koşulların uygulanabilmesi için alanların teğetsel türevlerini içeren yüksek dereceli sonlu eleman uygulamaları gerekmektedir. Böyle bir durumda sistem matrisinin artmasına neden olmaktadır. (Chatterjee ve ark. 1993) ikinci dereceden ABC'lerin kullanımıyla sistem matrisindeki artışın çözümdeki iterasyon sayısında bir artmaya neden olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca birinci dereceden olan koşulla karşılaştırıldığında, çözümde ikinci derecenin daha fazla iterasyon gerektirdiğini tespit etmişlerdir. (Caorsi ve Cevini, 2003) birinci derece ve ikinci derece ABC formülasyonlarının her ikisinin de ışımaya kaynağından yaklaşık olarak  $\lambda$  kadar uzağa yerleştirildiğinde aynı doğruluk seviyeleri gösterdiklerini elde etmişlerdir.

### 3.3.1.5. Kaynak Teriminin Modellenmesi

Sonlu elemanlar yöntemiyle zaman domeninde analiz yapmak için kaynak teriminde yeralan zaman faktörünün fiziksel problemi tam olarak modellemesi gerekmektedir. Kaynak terimi olarak,

$$E_y(t) = E_0 G(t) \quad (3.50)$$

ile verilen düzlemsel dalğanın elektrik alan bileşeni kullanılmıştır. Burada  $E_0$  alanın genliği ve  $G(t)$  fonksiyonu ise bu alanın zamana bağımlılığını ifade etmektedir.

Zamana bağımlılık,

$$G(t) = e^{-(\alpha t - \beta)^2} \quad (3.51)$$

şeklinde Gauss fonksiyonuna benzeyen bir darbe seçilmesiyle belli bir frekans bandında sonuç elde edilir. Burada  $\alpha$  ve  $\beta$ , darbenin merkez frekansı ve bant genişliğine bağlı büyüklüklere bağlıdır.

Kaynak terimi sayısal modele, uyarma düzleminde bir akım kaynağının olduğu kabulüyle ilave edilmiştir. Ortamdaki akım yoğunluğu tarafından oluşturulan kaynak vektörü,

$$f_i = -\mu_0 \int_S \vec{T}_i \cdot \frac{\partial \vec{J}_k}{\partial t} dS \quad (3.52)$$

şeklinde ifade edilir. Yüzeysel akım yoğunluğu düzlemsel dalğanın manyetik alanına bağlı olarak tanımlanır. Burada  $S$  uyarmanın yapıldığı yüzeydir. Dalğanın yayılım yönü  $z$  yönünde olduğu için,

$$\vec{J}_k = \hat{z} \times (H_x (-\hat{x})) = -\hat{y} H_x \quad (3.53)$$

haline gelir. Düzlemsel dalğanın manyetik alan bileşeni,

$$H_x = -\frac{1}{\eta_0} E_y \quad (3.54)$$

olarak düzlemsel dalğanın elektrik alanına ve serbest uzayın karakteristik empedansına bağlıdır. (3.54) eşitliği önce (3.53)'da sonra yerine konulursa,

$$\bar{J}_k = \hat{y} \frac{E_y}{\eta_0} \quad (3.55)$$

olur. (3.55) eşitliği (3.52) eşitliğinde yerine konulursa,

$$f_i = -\mu_0 \frac{1}{\eta_0} \int_S \bar{T}_i \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\hat{y} E_y) \quad (3.56)$$

haline gelir. (3.50) eşitliği (3.56) eşitliğinde yerine konulursa,

$$f_i = -\mu_0 \frac{E_0}{\eta_0} \int_S \frac{dG(t)}{dt} \bar{T}_i \cdot \hat{y} dS \quad (3.57)$$

haline dönüşür. Kaynak terimi bu integralin hesaplanması ile nümerik modele ilave edilir.

### 3.3.1.6. Lineer Denklem Sisteminin Çözümü

Sonlu elemanlar yönteminin bir EMC problemine uygulanması neticesinde bir lineer denklem sistemi elde edilir. Bu tip denklem sistemlerinin bilgisayar ortamında nümerik çözümü için çeşitli yöntemler bulunmaktadır. Bu yöntemleri, temel olarak iki grup altında toplamak mümkündür. Direk yöntemlerde lineer denklem sisteminin ya matris tersinin bulunması yada denklem sisteminin üzerinde bazı değişikliklerin yapılması ile çözülür. Dolaylı yöntemler ise dürümsel teknikleri kullanırlar. Direk yöntemler, büyük ve boşluklu denklem sistemlerinin çözümü için elverişsizdir. Bu nedenle bu tezde lineer denklem sistemlerinin çözümü için dürümsel yöntemlerden Gauss-Seidel tekniği kullanılmıştır.

### 3.3.2. Karma FEM/MoM Yöntemi

Bu kısımda, bir açıklık vasıtasıyla dikdörtgen kesitli rezonatörün içerisine sızan alanların hesabı için karma bir yöntem ele alınacaktır. Bu karma yöntemde frekans domeninde sonlu elemanlar yöntemi ve Moment yöntemi birleştirilerek kullanılmıştır. Bu yaklaşımda elektrik alan, rezonatörün içerisinde FEM' in kullanılmasıyla rezonatörün dışarısında ise serbest uzayın Green fonksiyonu kullanılarak elde edilmiştir.

Deshpande (2000), dikdörtgen kesitli bir rezonatörün ekranlama etkinliğini hesaplamak için açıklıkları eşdeğer manyetik akım kaynakları ile yer değiştiren ve böyle kaynaklardan ışılan alanları ifade etmek için rezonatörün Green fonksiyonlarını kullanan bir formülasyon sunmuştur. Kutunun içerisindeki alanları rezonatör Green fonksiyonları ve kutunun dışarısındaki alanlar ise serbest uzay Green fonksiyonları türünden ifade ederek sadece yüksüz, düzgün şekilli kutu ve açıklıklara uygun olacak şekilde modellemiş ve ekranlama etkinliğini incelemiştir. Ali ve ark. FEM-MoM tekniğini dielektrik yapılara birleştirilen iletken yapılardan elektromanyetik ışıma problemlerini çözmek için kullanmışlardır Wang ve ark. (2003) dielektrik materyalle kaplanmış iletken yapıların modellemesinde hesaplama miktarının azaltılması için empedans sınır koşulunu karma FEM-MOM modelleme kodunun sonlu eleman parçasına birleştirmişlerdir. Rajamani and Bunting (2005), sadece dikdörtgen açıklıklı dikdörtgen rezonatörlerin ekranlama etkinliğini hesaplayan Modal/MoM karma yöntemini açıklıklı boş bir rezonator üzerinde sunmuşlardır.

Moment yönteminde açıklığın üzerindeki sınır koşulu kullanılarak bir integral denkleme ulaşılmıştır. Bu integral denklemi çözebilmek için açıklıktan dışa ve rezonatör içine ışılan alanların bulunması zorunludur. Dıştaki alan için serbest uzayın dyadik Green fonksiyonu kullanılmıştır. Rezonatör içindeki alanların hesaplanması için frekans domeninde sonlu eleman yöntemi kullanılmıştır. Bu şekildeki birleşme ile sayısal çözüm uzayının daraltılması ve işlem hacminin küçültülmesi amaçlanmıştır.



Açıklığın bulunduğu yüzey üzerine, yayılım yönü bu yüzeye dik olan ve düşey polarizasyonlu düzlemsel bir dalga düşürülmüştür. Açıklık yüzeyine dik olarak gelen düşey polarizasyonlu düzlemsel dalganın elektrik alanı,

$$\vec{E}^g = (E_0 \hat{y}) e^{-jk_0 z} \quad (3.58)$$

olarak ifade edilmiştir. Burada  $E_0$  gelen alanın genliğidir. Açıklığa gelen düzlemsel dalganın manyetik alanı, elektrik alanına bağlı olarak,

$$\vec{H}^g = \left(-\frac{E_0}{\eta_0} \hat{x}\right) e^{-jk_0 z} \quad (3.59)$$

olarak ifade edilir.

Rezonatör üzerine açılan açıklığın analizi, açıklıktan serbest uzaya ve rezonatör içerisine ışılan alanların açıklık üzerinde süreklilik arz etmesine dayanmaktadır.

Rezonatörün açıklık bulunan yüzeyi sonsuz geniş mükemmel iletken yer düzlemi olarak alındığında, bu problem, Schelkunoff eşdeğerlik prensibine göre iki bölgeye ayrılabilir (Taflove vd. 1982). Birinci bölge rezonatörün iç hacmi ve ikinci bölge ise yer düzlemiyle sınırlandırılmış serbest yarı uzaydır.

Eşdeğer alan teoremine göre, mükemmel iletken levha üzerine açılmış bir yarık manyetik akım dağılımına eşdeğerdir.

$$\vec{J}_m = -\hat{n} \times \vec{E}_a \quad (3.60)$$

burada  $\vec{E}_a$  açıklıktaki elektrik alandır. Açıklıktan hem serbest uzaya hem de rezonator içerisine olan elektromanyetik ışımaya, bu manyetik akım kaynağının yaptığı ışımaya eşdeğerdir.

### 3.3.2.1 Frekans Domeninde Sonlu Elemanlar Formülasyonu

Rezonatör içerisindeki elektrik alan dağılımının hesaplanmasında vektör sonlu elemanlar yöntemi kullanılacaktır. Üç boyutlu frekans domeninde vektörel sonlu eleman formülasyonu zaman domeni sonlu elemanlar formülasyonunun da olduğu gibi vektör dalga denkleminin, (3.18), test edilmesiyle başlanmaktadır. Bu test işlemi bir  $\vec{T}$  test fonksiyonuyla vektör dalga denkleminin iç çarpıma tabii tutulmasıyla olmaktadır. (3.18) eşitliğinin test edilmesiyle,

$$\vec{T} \cdot \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + (j\omega\mu_0\sigma - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r)\vec{T} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.61)$$

ifadesi elde edilir.  $\vec{A} = \nabla \times \vec{E}$  olmak üzere aşağıdaki,

$$\vec{T} \cdot \nabla \times \vec{A} = \vec{A} \cdot \nabla \times \vec{T} + \nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{T}) \quad (3.62)$$

vektör özdeşliği kullanılırsa,

$$\nabla \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{T} + (j\omega\mu_0\sigma - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r)\vec{T} \cdot \vec{E} = -\nabla \cdot [(\nabla \times \vec{E}) \times \vec{T}] \quad (3.63)$$

eşitliği elde edilir. Eşitliğin her iki tarafının hacim integrali alınıp, sağ taraftaki terime diverjans teoremi uygulanırsa,

$$\int_V \nabla \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{T} dV + j\omega\mu_0 \int_V \sigma \vec{T} \cdot \vec{E} dV - \omega^2\mu_0 \int_V \varepsilon_0\varepsilon_r \vec{T} \cdot \vec{E} dV = - \int_S \vec{T} \cdot [\hat{n} \times (\nabla \times \vec{E})] dS \quad (3.64)$$

eşitliği elde edilir.

(3.64) eşitliğinin sağ tarafına (3.12) eşitliği yerleştirilip zaman domeni sonlu elemanlar formülasyonunda yapılan konum ayrıklaştırması yapıldıktan sonra, i. test fonksiyonu için,

$$\sum_{j=1}^N \left\{ \mathbf{e}_j \int_V \nabla \times \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \nabla \times \bar{\mathbf{T}}_j dV + j\omega\mu_0 \int_V \sigma \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \bar{\mathbf{T}}_j dV - \omega^2\mu_0 \int_V \epsilon_0 \epsilon_r \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \bar{\mathbf{T}}_j dV \right\} = j\omega\mu \int_S \bar{\mathbf{T}}_i \cdot [\hat{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}}] dS \quad (3.65)$$

olarak ifade edilir.

(3.65) denkleminde, sağ taraftaki terim uygun sınır koşulları için kullanılır. Mükemmel iletken sınırlar üzerinde teğetsel elektrik alan sıfır olduğu için bu terim, rezonatör duvarları üzerinde sıfır olarak alınmıştır. Sağ taraftaki terimin açıklık üzerindeki değeri hesaplanmalıdır. Bunun için, açıklık üzerindeki teğetsel manyetik alanın bilinmesi gerekir. Açıklık üzerindeki teğetsel manyetik alan,

$$\hat{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{H}} = \sum_{i=1}^{N_A} \alpha_i \bar{\mathbf{f}}_i \quad (3.66)$$

olarak ifade edilebilir. Burada  $\alpha_i$  ve  $\bar{\mathbf{f}}_i$  sırasıyla açıklıktaki  $i$ . kenar ile ilişkili bilinmeyen katsayı ve çatı fonksiyonudur.  $N_A$  ise açıklıktaki toplam kenar sayısıdır. Bu sınır yüzeyi üzerinde  $\bar{\mathbf{f}}_i$  ve  $\bar{\mathbf{T}}_i$  açınım fonksiyonları arasında,

$$\bar{\mathbf{T}}_i = \hat{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{f}}_i \quad (3.67)$$

ilişkisi vardır (Jin 1993).

(3.30) ve (3.67) eşitlikleri, (3.65) eşitliğinde yerine konulursa aşağıdaki matris denklem elde edilir:

$$\{[\mathbf{S}] + j\omega\mu_0[\mathbf{S}_1] - \omega^2\mu_0[\mathbf{S}_2]\} \mathbf{e} = j\omega\mu_0[\mathbf{B}]\alpha \quad (3.68)$$

Eleman matrislerinin açık ifadesi şu şekildedir:

$$[\mathbf{S}]_{ij} = \iiint_{V_e} \nabla \times \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \nabla \times \bar{\mathbf{T}}_j dV \quad (3.68a)$$

$$[\mathbf{S}_1]_{ij} = \iiint_{V_e} \sigma \bar{\mathbf{T}}_i \cdot \bar{\mathbf{T}}_j dV \quad (3.68b)$$

$$[S_2]_{ij} = \iiint_{V_e} \epsilon_0 \epsilon_r \bar{T}_i \cdot \bar{T}_j dV \quad (3.68c)$$

$$[B]_{ij} = \oint_{S_a} \bar{f}_i \cdot \bar{T}_j dS \quad (3.68d)$$

Burada,  $V_e$  dörtyüzlünün hacmini belirtmektedir. (3.68) eşitliğinin sol tarafındaki matrisler toplanıp  $[A]$  matrisi olacak şekilde yeniden düzenlenirse,

$$[A]e = j\omega\mu_0[B]\alpha \quad (3.69)$$

matris denklemi elde edilir.  $e$  ve  $\alpha$  ise bilinmeyen katsayı vektörleridir. Bu bilinmeyen katsayıları ikiye ayırmak mümkündür. Açıklık üzerindeki kenarlarla ilişkili bilinmeyen katsayılar bir grubu oluştururken diğer bölgedeki kenarlara ait katsayılar ise diğer grubu oluşturur.

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha_a \end{bmatrix} \quad e = \begin{bmatrix} e_i \\ e_a \end{bmatrix} \quad (3.70)$$

Burada  $a$  ve  $i$  alt indisleri, sonlu eleman hacminin açıklık ve iç bölgesini ifade etmektedir. Bu durumda, (3.69) eşitliğindeki  $[A]$  ve  $[B]$  matris elemanları da iç ve açıklık kenarlarına bağlı olarak parçalanabilir:

$$\begin{bmatrix} A_{ii} & A_{ia} \\ A_{ai} & A_{aa} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_i \\ e_a \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & B_{aa} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 0 \\ \alpha_a \end{Bmatrix} \quad (3.71)$$

### 3.3.2.2. Moment Yöntemi

Moment yöntemi, elektromanyetikte, sınır değer problemlerini çözmek için yaygın olarak kullanılan çok güçlü bir tekniktir. Sonlu elemanlar yöntemi gibi Moment yöntemi de verilen sınır değer probleminin denklemini bilgisayarda çözülebilen matris denklemi formuna dönüştürür. Bu işlemi gerçekleştirmek için denklem,

$$\mathcal{L}\Phi = f \quad (3.72)$$

olarak ifade edilir (Harrington 1972). Burada  $\mathcal{L}$  lineer bir operatör,  $\Phi$  belirlenmesi istenen bilinmeyen fonksiyon ve  $f$  kaynağı gösteren bilinen fonksiyondur. (3.72) eşitliğini çözmek için önce  $\Phi$  bilinmeyen fonksiyonu  $v_1, v_2, \dots$  fonksiyonlarının bir seri toplamı olarak,

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} c_n v_n \quad (3.73)$$

ifade edilir. Burada  $c_n$  bilinmeyen açılım katsayılarıdır.  $v_n$  ise açılım fonksiyonları olarak adlandırılırlar. (3.73) eşitliğindeki toplam genellikle sonsuzdur ve sayısal hesaplama için kırılması gerekmektedir. (3.73) eşitliği (3.72) eşitliğinde yerine konulursa,

$$\sum_{n=1}^N c_n \mathcal{L}v_n = f \quad (3.74)$$

ifadesi elde edilir.  $c_n$ ' leri belirlemek için başka bir  $w_1, w_2, \dots$  fonksiyon kümesi seçilerek ve (3.74) eşitliği ile iç çarpıma tabii tutulurlar.

$$\sum_{n=1}^N c_n \langle w_m, \mathcal{L}v_n \rangle = \langle w_m, f \rangle \quad (3.75)$$

$w_m$ , test fonksiyonu olarak adlandırılır. (3.75) eşitliği matris formda,

$$[S][c] = \{b\} \quad (3.76)$$

olarak ifade edilir.  $[S]$ , sistem matrisidir ve elemanları,

$$S_{mn} = \langle w_m, \mathcal{L}v_n \rangle \quad (3.77)$$

olarak verilir. Burada  $\{c\}$  ve  $\{b\}$ ,

$$b_m = \langle w_m, f \rangle \quad (3.78)$$

$$\{c\} = [S]^{-1}\{b\} \quad (3.79)$$

bilinmeyen ve kaynak vektörleri olarak adlandırılır.

Yukarıda tanımlanan çözüm işlemleri Moment Yöntemi(MoM) olarak adlandırılır. (3.75) eşitliği, (3.74) eşitliğinin momentinin alınmasına eşdeğerdir. Çözme işlemi hem diferansiyel hem de integral operatörler için kullanılabilir. Moment yöntemi kullanılarak bir elektromanyetik sınır değer problemini çözmek için dört temel aşama vardır. Problemi integral denklem türünden formüle edilmesi, bilinmeyen bileşen bir açınım fonksiyonu kümesiyle ifade edilmesi, test fonksiyonu kullanılarak integral denklem matris denkleme dönüştürülmesi ve matris denklemin çözülmesi aşamalarından sonra istenen bileşenler hesaplanır.

### 3.3.2.3. Açıklık Üzerindeki Sınır Koşulundan İntegral Denklemin Elde Edilmesi

FEM formülasyonu açıklık üzerindeki manyetik alanın bilinmesini gerektirir. Açıklık üzerindeki teğetsel manyetik alan, sınır koşullarının uygulanmasıyla bulunur. Açıklıkta teğetsel manyetik alan sürekli olmalıdır. Buna göre açıklık üzerindeki sınır koşulu

$$\hat{n} \times \vec{H}^g + \hat{n} \times \vec{H}^{dis} = \hat{n} \times \vec{H}^{iç} \quad (3.80)$$

şeklinde ifade edilir.  $H^g$  uygulanan düzlemsel dalganın manyetik alanıdır.  $H^{dis}$  açıklık üzerinde oluşan  $J_m$ 'in dış ortama yaydığı ışımının manyetik alanıdır ve bu alan serbest uzayın Green fonksiyonu kullanılarak bulunur.  $H^{iç}$ ,  $J_m$ 'in rezonatör içerisine ışıdığı alanın açıklık üzerindeki değeridir ve aynı zamanda açıklığın manyetik alanına eşittir.  $H^{iç}$ , FEM formülasyonunun ihtiyaç duyduğu manyetik alandır ve formülasyonumuzda önemli bir yer teşkil etmektedir.

### 3.3.2.4. Açıklıktan Serbest Uzaya Işıyan Alanların Bulunması

Açıklıktan serbest uzaya ışışyan alanların bulunmasında elektrik vektör potansiyel  $\vec{F}'$  e ait dyadik Green fonksiyonu kullanılabilir. Buna göre elektrik vektör potansiyel  $\vec{F}$ ,

$$\vec{F} = \epsilon_0 \iint_{S_a} \vec{\vec{G}}(r/r') \cdot \vec{J}_m(r') dS' \quad (3.81)$$

integralinin çözümü ile bulunur.  $S_a$  açıklığın alanıdır. Burada  $r'$  kaynak noktası ve  $r$  alan noktası olmak üzere serbest uzayın elektrik vektör potansiyeline ait dyadik Green fonksiyonu

$$\vec{\vec{G}}(r/r') = \vec{I} \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R} \quad (3.82)$$

olarak bilinmektedir (Collin 1960). Burada  $\vec{I} = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} + \hat{z}\hat{z}$  birim dyadik ve  $R$  ise kaynak noktası ile alan noktası arasındaki uzaklıktır.

Işıyan elektrik ve manyetik alanlarla vektör potansiyel arasındaki bağıntı,

$$\vec{H}(r) = \frac{1}{j\omega\mu_0\epsilon_0} \left[ k_0^2 \vec{F}(r) + \nabla \nabla \cdot \vec{F}(r) \right] \quad (3.83)$$

$$\vec{E}(r) = -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \vec{F}(r) \quad (3.84)$$

olarak verilmektedir (Balanis 1989, s.260).

Mükemmel bir iletken levhanın üzerine açılmış açıklıktan ışışyan alanların serbest uzayın vektör potansiyeline ait dyadik Green Fonksiyonu ile bulunabilmesi için, bu iletken levhanın sonsuz büyüklükte olması gerekmektedir.

(3.60) eşitliğinde verilen manyetik akım yoğunluğu ve serbest uzayın dyadik Green fonksiyonu (3.81) eşitliğinde yerine konulursa,

$$\vec{F}(r) = \varepsilon_0 \iint_{S_a} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \hat{i} \cdot (-\hat{n} \times \vec{E}_a) dS' \quad (3.85)$$

elde edilir. Burada  $E_a$  açıklıktaki elektrik alanıdır ve FEM ile hesaplanan rezonatör içindeki elektrik alanın açıklık üzerindeki değerine eşittir. Bu yüzden (3.30) eşitliğinde bulunacak olan elektrik alan katsayıları yardımıyla elde edilir. (3.85) eşitliğindeki elektrik vektör potansiyeli yardımıyla, serbest yarı uzaya ışık yayan manyetik alan,

$$\vec{H}^{dis}(r) = \frac{1}{j\omega\mu_0\varepsilon_0} \left[ \left( k_0^2 F_x + \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y} \right) \hat{x} - \left( k_0^2 F_y + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial y} \right) \hat{y} \right] \quad (3.86)$$

olarak ifade edilir.  $H^{ic}$ , kutu içerisindeki manyetik akımın teğetsel bileşeninin açıklıktaki değeri, (3.66) eşitliği ile ifade edilir.

Elektrik alan dağılımı, bilinmeyen açınım katsayıları ile açıklıktaki alan dağılımını karakterize edebilecek şekilde açınım fonksiyonlarının çarpımlarının toplamı şeklinde bir seri olarak daha önceki bölümde (3.30) eşitliği ile ifade edilmişti. Dolayısıyla açıklıktan rezonatör içerisine ve serbest uzaya ışık yayan alanlar bu açınım katsayıları ve fonksiyonuna bağlı olur. (3.80) eşitliği Galerkin yöntemine göre seçilecek test fonksiyonları ile, yani test ve açınım fonksiyonları aynı seçilerek, iç çarpıma tabi tutulur.

$$\langle \hat{n} \times \vec{H}^g, \vec{T} \rangle + \langle \hat{n} \times \vec{H}^{dis}, \vec{T} \rangle = \langle \hat{n} \times \vec{H}^{ic}, \vec{T} \rangle \quad (3.87)$$

şeklindeki iç çarpımı özelliği kullanılarak

$$\iint_{S_a} (\hat{n} \times \vec{H}^g) \cdot \vec{T} dS + \iint_{S_a} (\hat{n} \times \vec{H}^{dis}) \cdot \vec{T} dS = \iint_{S_a} (\hat{n} \times \vec{H}^{ic}) \cdot \vec{T} dS \quad (3.88)$$

integral denklemi elde edilir. (3.80) eşitliğine Galerkin yönteminin uygulanmasıyla elde edilen integral denklem aşağıdaki matris forma dönüşür:



$$[h^g] + [Y^{dis}] \{e_a\} = [Y^{iç}] \{\alpha_a\} \quad (3.89)$$

burada  $\{e_a\}$  açıklıktaki elektrik alana ait bilinmeyen katsayıların vektörüdür.  $[h^g]$ ,  $[Y^{dis}]$  ve  $[Y^{iç}]$  ise açıklıktaki manyetik alanların iç çarpıma tabi tutulmasıyla elde edilen matrislerdir.

Moment yönteminin çözümüyle elde edilen matris denklem elemanları,

$$[h^g] = \int_{S_a} \frac{E_0}{\eta_0} \hat{y} \cdot \bar{T} dS \quad (3.90)$$

$$[Y^{dis}] = \frac{1}{j\omega\mu_0\epsilon_0} \int_{S_a} \left\{ (k_0^2 F_y + \frac{\partial^2 F_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial y}) \hat{x} - (k_0^2 F_x + \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y}{\partial x \partial y}) \hat{y} \right\} \cdot \bar{T} dS \quad (3.91)$$

şeklinde hesaplanır.

Sonuçta, açıklıktaki bilinmeyen elektrik alana bağlı integral denklem Moment yöntemi ile matris denkleme dönüştürülmüştür. Matris elemanlarından  $Y^{dis}$ , in sayısal sonucu Gauss integral algoritmasında Hammer ve ark. (1956) kuralları kullanılarak bulunmuştur. Bundan sonraki adım matris denklemin sağ tarafındaki kısmı sonlu elemanlar yönteminin sistem denklemine yerleştirilmesidir.

### 3.3.2.5. MoM denklemleri ile FEM denkleminin birleştirilmesi

Galerkin yönteminin uygulanmasıyla elde edilen integral denklem (3.89),

$$\{\alpha_a\} = [Y^{iç}]^{-1} [h^g] + [Y^{dis}] \{e_a\} \quad (3.92)$$

$$\{\alpha_a\} = [Y^{iç}]^{-1} [h^g] + [Y^{iç}]^{-1} [Y^{dis}] \{e_a\} \quad (3.93)$$

olarak yeniden düzenlenir. (3.93) eşitliği, açıklık ve iç kenar ayrımı gözönüne alınır

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ \alpha_a \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & [Y^{iç}]^{-1} [Y^{dis}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 0 \\ e_a \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ [Y^{iç}]^{-1} [h^g] \end{Bmatrix} \quad (3.94)$$

ifadesi elde edilir. FEM formülasyonu neticesinde elde edilen (3.69) ifadesi ile MoM formülasyonundan elde edilen (3.89) ifadesi ortak bilinmeyenlere sahip olduğundan bu bilinmeyenler vasıtasıyla bu denklemler birleştirilebilir. (3.89) ifadesinden  $\alpha_a$  ve  $e_a$ 'ya bağlı olarak tekrar düzenlenir ve (3.71) eşitliğinde yerine konulursa;

$$\begin{bmatrix} A_{ij} & A_{ia} \\ A_{ai} & A'_{aa} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_i \\ e_a \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ B'_{aa} \end{Bmatrix} \quad (3.95)$$

elde edilir. Bu matris denklemde,

$$A'_{aa} = A_{aa} - B_{aa} [Y^{iç}]^{-1} [Y^{dis}] \quad (3.95a)$$

$$B'_{aa} = B_{aa} [Y^{iç}]^{-1} [h^g] \quad (3.95b)$$

olarak yazılır. Bu denklemin çözümüyle,  $e_i$  ve  $e_a$  katsayıları elde edilir. Böylece hem rezonatör içindeki elektrik alan dağılımı hem de açıklıktaki manyetik akım yoğunluğu bulunur.

### **3.4. EMC Probleminin Nümerik Yöntemler Kullanılarak Modellenmesi**

Elektronik sistemler tasarlanırken elektromanyetik uyumluluk sınırlarının hesaba katılması gereklidir. Birçok EMC durumunda, zararın önlenmesi ya da elektromanyetik korumanın sağlanması için elektronik sistemler iletken bir koruyucu kutu içerisine yerleştirilirler. Bu koruyucu kutu üzerinde, içerisindeki elemanlar ile dış ortamda varolan alanlar arasında bağlaşmaya neden olan açıklıklar bulunmaktadır. Bu açıklıklar giriş-çıkış bağlantıları, kontrol panelleri ve havalandırma gibi nedenlerden dolayı zorunlu olarak açılmaktadır. Açıklıklardan içeriye giren alanlarla iletken kutu içerisindeki bir PCB, devre vb. ile etkileşim gerçekleşir. Bu etkileşimin bulunması için yapıdaki elektromanyetik alanların hesaplanması gerekmektedir.

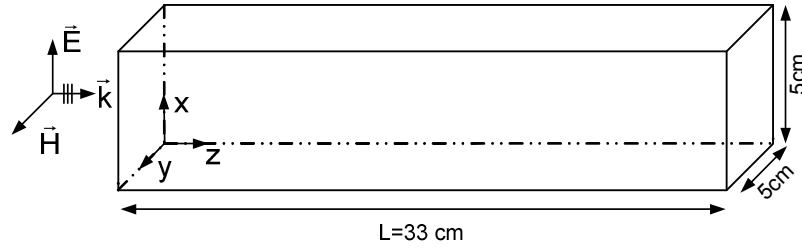
Bu koruyucu kutu, Şekil 3.1'de gösterildiği gibi bir dikdörtgen rezonatöre tekabül etmektedir. Bu çalışmada rezonatörün duvarları mükemmel iletken olarak alınmıştır. Açıklığın bulunduğu yüzey üzerine, yayılım yönü bu yüzeye dik olan düşey polarizasyonlu düzlemsel bir dalga düşürülmüştür. Rezonatörün üzerinde bulunan açıklıklardan içeriye giren düzlemsel bir dalganın etkileşimi incelenecektir. Rezonatörün içerisine konulacak yükün kayıplı ve homojen bir dielektrik malzeme olduğu kabul edilmiştir.

Bu kısımda açıklık vasıtasıyla dikdörtgen kesitli bir rezonatörün içerisine sızan alanlardan Ekranlama etkinliğinin hesaplanması için zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ve karma FEM/MoM yöntemi kullanılacaktır. Zaman domeni sonlu elemanlar yönteminde hesap uzayının belirlenmesi gereklidir. Bunun içinde çalışmamızda kullanacağımız hesap uzayının bütün kenarlarına Silver-Müller ışıma koşulunu sağlayan yutucu yüzeyler yerleştirilmiştir.

### 3.4.1. Düzlemsel Dalga Yayılımı Ve Modellenmesi

Bu kısımda, serbest uzayda yayılım yapan bir düzlemsel dalganın zaman domeni sonlu elemanlar yöntemiyle elde edilen sonuçlar gösterilmiştir. Böyle bir yapının, analitik olarak çözümü vardır ve sayısal yöntemin doğruluğunu göstermek için kullanılmıştır.

Serbest uzayda yayılım yapan bir düzlemsel dalganın geometrisi Şekil 3.5' te verilmiştir. Şekil 3.5' te gösterilen yapı 5cmx5cmx33cm' lik boyutlara sahip dikdörtgen bir yapıdır (Carpes ve ark. 2000). Bu yapıyı x ekseninde 5, y ekseninde 5 ve z ekseninde 33 konum adımına bölünerek ayrıklaştırma yapılmış ve 825 adet dikdörtgen prizma elde edilmiştir. Bu dikdörtgen prizmalarının her biri 5 adet dört yüzlüye ayrılarak programın kullanacağı 4125 adet kenar eleman elde edilmiştir.



**Şekil 3.5.** Düzlemsel dalganın yayılım yaptığı hesap uzayı

Kaynak olarak,

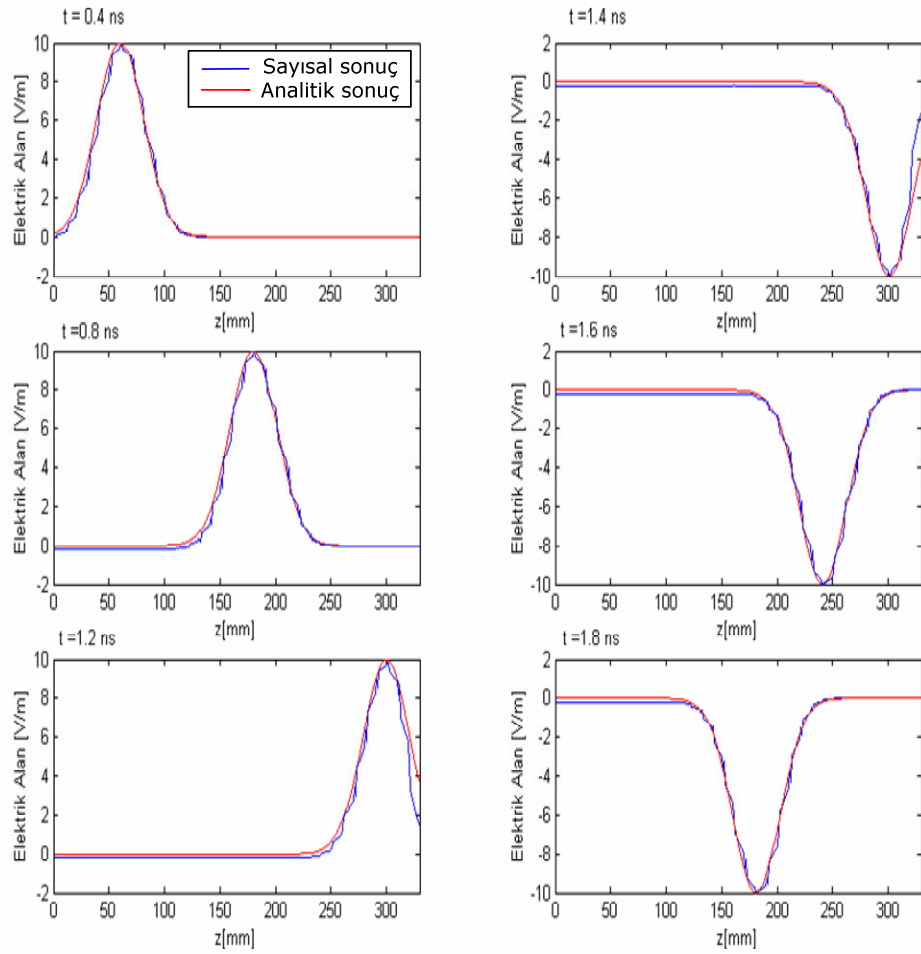
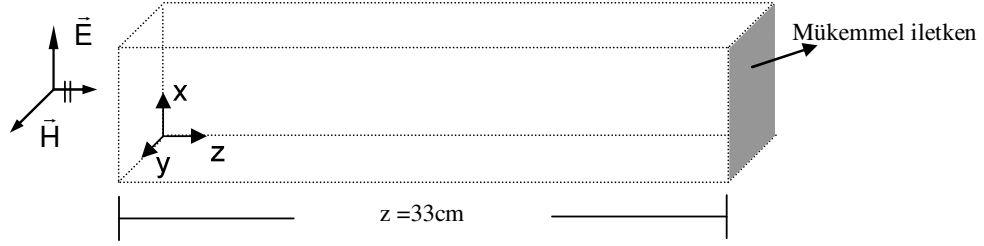
$$E_y^g(z, t) = 10e^{-(10^{10}t - 2 - z/c)^2} \quad (3.96)$$

eşitliği ile verilen Gauss fonksiyonuna benzeyen bir darbe  $z=0$  yüzeyine yerleştirilmiştir. Bu darbenin mükemmel iletken bir yüzeyden yansıması incelenmiştir. Toplam elektromanyetik alan gelen ve yansıyan alanların toplamından oluşur. Böylece toplam elektrik alan şu şekilde yazılır.

$$\vec{E} = \vec{E}^g + \vec{E}^y \quad (3.97)$$

$$E_y(z, t) = 10(e^{-(10^{10}t - 2 - z/c)^2} - e^{-(10^{10}t - 2 - (2L - z)/c)^2}) \quad (3.98)$$

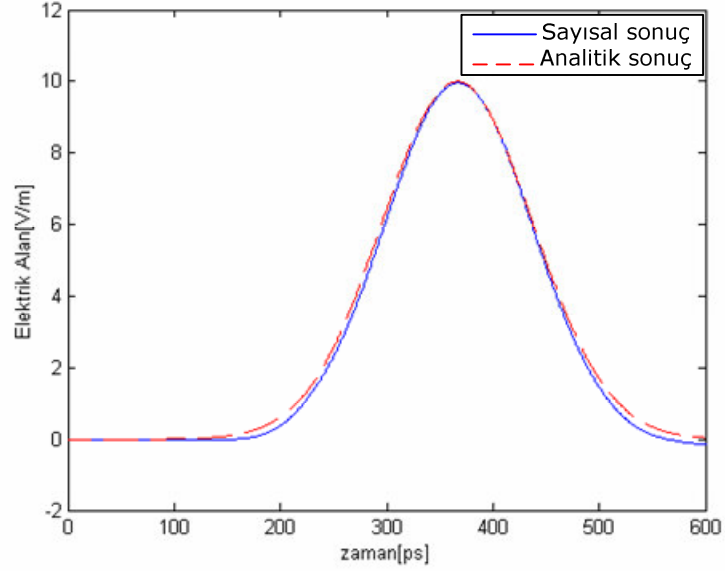
Bu modellemeyi yapabilmek için, Şekil 3.5' teki hesap uzayının son yüzeyi üzerine mükemmel iletken yerleştirilmiştir ( $z=33\text{cm}$ ).



**Şekil 3.6.** Farklı zaman anları için elektrik alanın uzaklıkla değişimi (iletken bir yüzeyden dalga yansımaları)

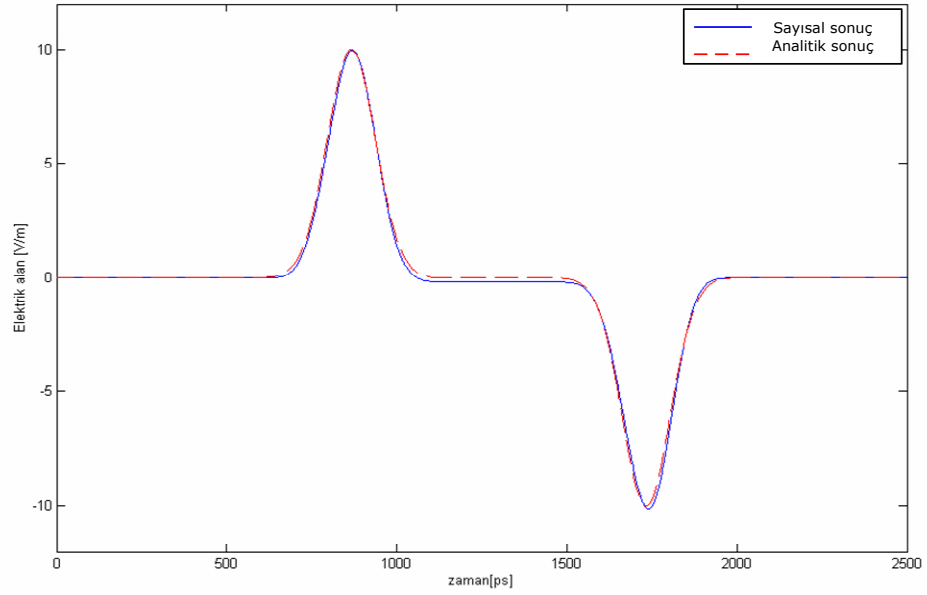
Bu düzlemdeki mükemmel iletken tanımlaması için, yüzeydeki elektrik alanların sıfır yapılmasıyla sistem denklemine eklenmiştir. İşlemlerde zaman adımı olarak  $\Delta t=1$  ps seçilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre zamanın 6 farklı anındaki elektrik alanın uzaklıkla değişimi elde edilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlar Şekil 3.6' da verilmiştir. Analitik ve sayısal sonuçların uyum içinde olduğu görülmektedir.

Elektrik alanın  $z=5$  cm' de 600 iterasyondaki zamanla değişimini zaman domeni sonlu elemanlar formülasyonu ile elde edilmiş ve Şekil 3.7' de analitik sonuçlarla birlikte gösterilmiştir.



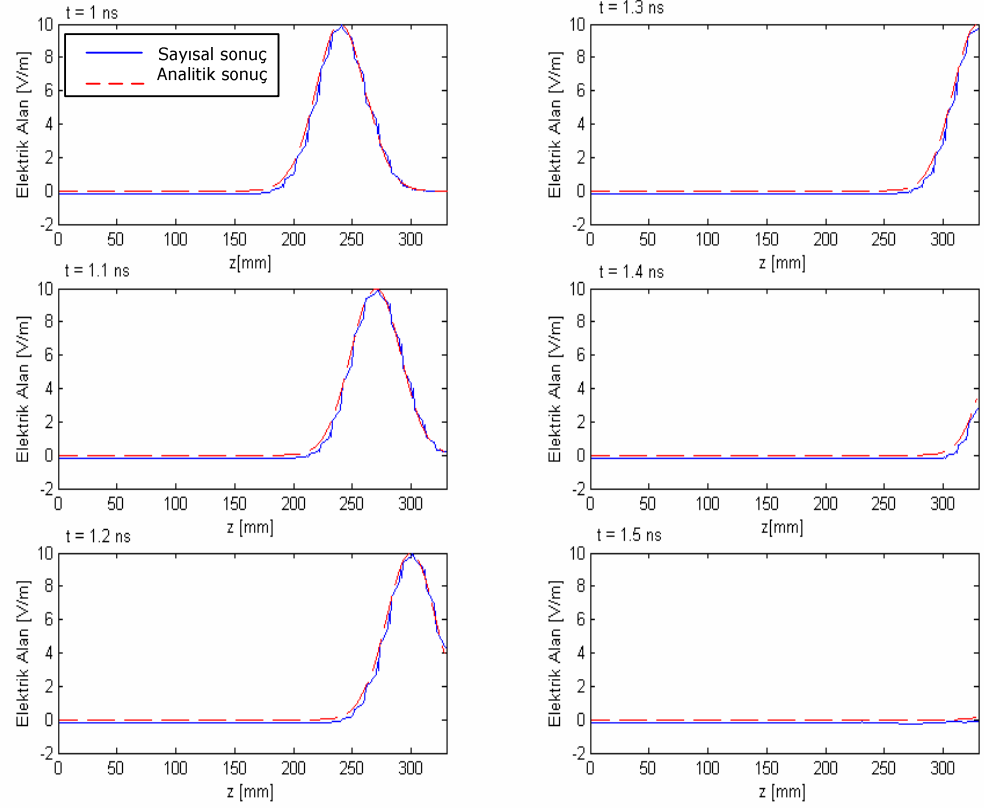
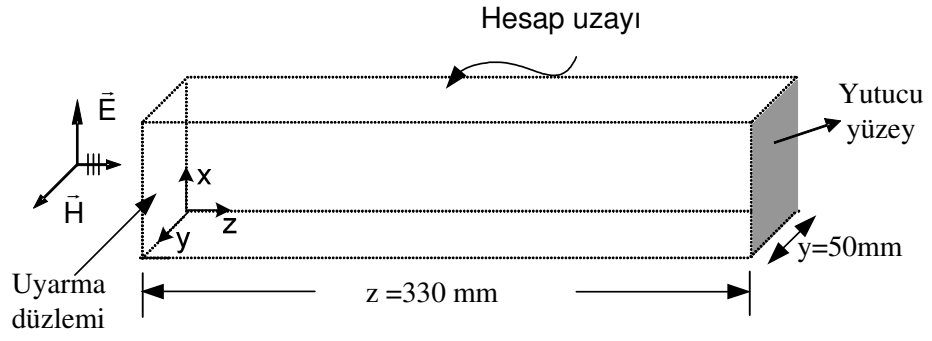
**Şekil 3.7.**  $z=5$ cm' deki 600 zaman adımı için elektrik alanının zamanla değişimi

Aynı örnek için, Şekil 3.8,  $z=20$ cm ve 2500 zaman adımıyla elektrik alanının zamanla değişimini göstermektedir. Beklendiği gibi, darbenin faz çevrimi ile birlikte yansıması görülmektedir.



**Şekil 3.8.**  $z=20\text{cm}$ 'deki elektrik alanının zamanla değişimi

Sayısal domenin sonundaki mükemmel iletken yüzey kaldırılıp bu yüzeye Silver-Müller ışırma koşulunun yüklendiği yutucu yüzey eklenerek aynı uyarma kaynağı için elektrik alanının zamanla değişimi elde edilmiştir. Böylece sınırsız ortamdaki dalga yayılımını modellenmesi sağlanmaktadır. Şekil 3.9, sınırsız serbest uzaydaki dalga yayılımını göstermektedir. Bu şekilde zamanın altı farklı anındaki elektrik alanının uzaklıkla değişimi elde edilmiş ve Şekil 3.9' da gösterilmiştir. Analitik ve sayısal sonuçlar arasında iyi bir uyum vardır.

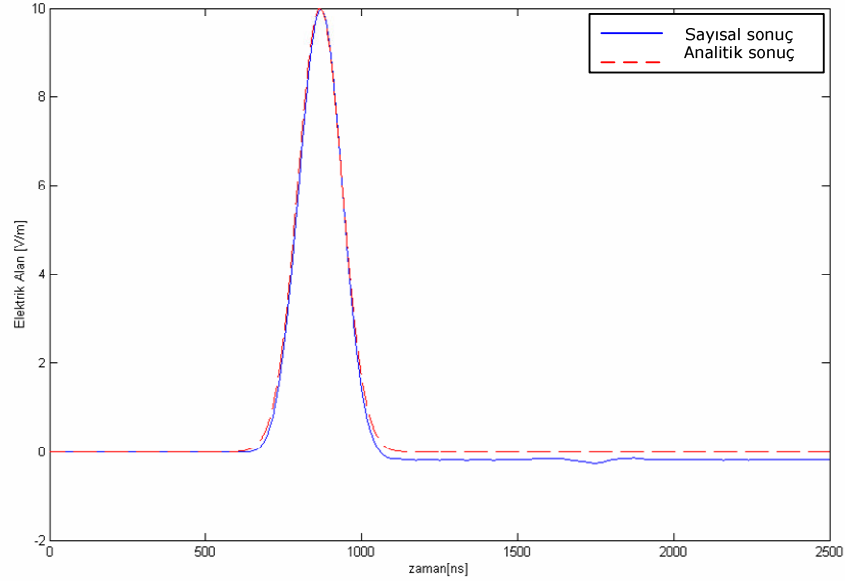


**Şekil 3.9.** Sınırsız ortamda yayılım: Farklı zamanlardaki elektrik alanın uzaklıkla değişimi

Açık bölge simülasyonu ile  $z=20\text{cm}$ 'deki elektrik alanın zamanla değişimi elde edilmiştir. Şekil 3.10' dan da görüldüğü gibi analitik ve sayısal sonuçlar arasında iyi bir uyum vardır. Elde edilen sonuçlardan Silver-Müller



yutucu sınır koşulunun etkin bir şekilde zaman domeni sonlu eleman formülasyonuna dahil edildiği görülmektedir.

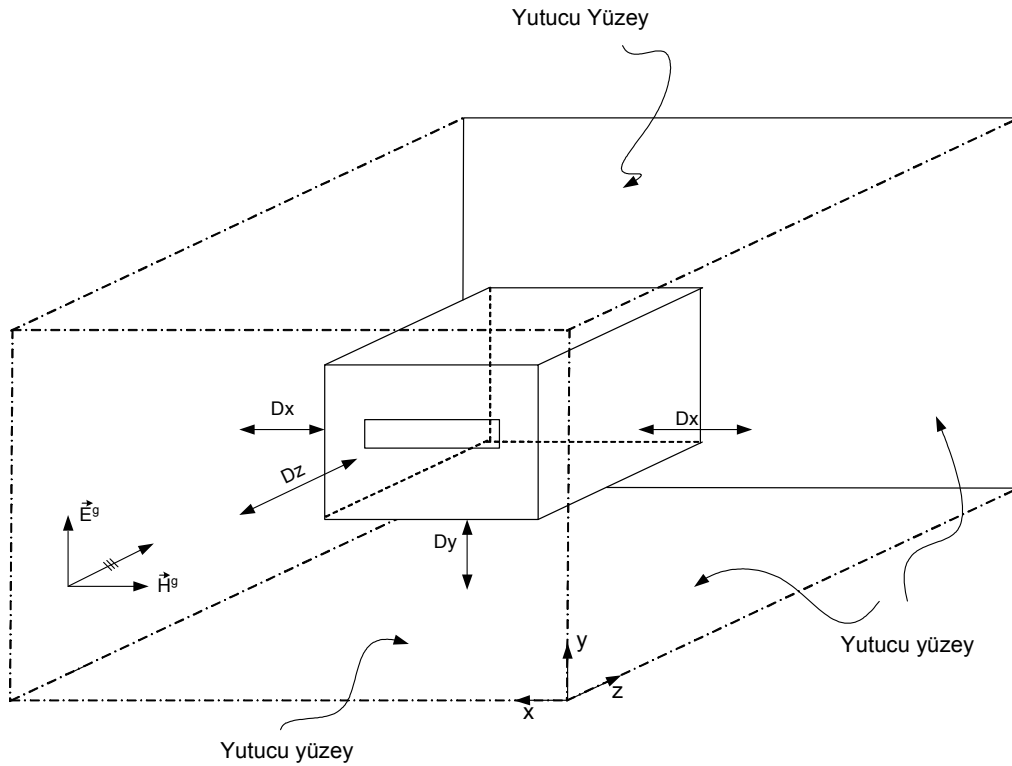


**Şekil 3.10.**  $z=20\text{cm}$ 'deki elektrik alanının zamanla değişimi

Bu bölümde, zaman domeni sonlu elemanlar yönteminin etkinliğini göstermek için serbest uzayda yayılım yapan düzlemsel bir dalganın elektrik alanının konum ve zaman ile değişimi nümerik olarak incelenmiştir. Sonlu elemanlar yönteminin önemli karakteristiklerinden biri hesaplama yapılacak hacmin kırılmasıdır. Bundan dolayı, örgünün sonlandırıldığı yüzey üzerine gelen dalganın geri yansımamasını sağlamak için yutucu yüzeyler hesaplama yapılacak hacmin örgü sonlandırma düzlemlerine uygulanmıştır. Elde edilen nümerik sonuçların, analitik sonuçlar ile karşılaştırılması neticesinde sonlu elemanlar yönteminin etkin bir şekilde uygulandığı görülmektedir.

### 3.4.2. Üzerinde Açıklık Bulunan Mikrodalga Rezonatörünün Zaman Domeni FEM ile Analizi

Bu kısımda, geometrisi Şekil 3.1’ de verilen rezonatörün zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ile modellenmesi neticesinde elde edilen sonuçlar verilmiştir. Hesap uzayı 50cmx32cmx70cm olarak alınmıştır. Yutucu yüzeyler rezonatörden  $D_x = 10\text{cm}$ ,  $D_y = 10\text{cm}$ ,  $D_{z1} = 30\text{cm}$  ve  $D_{z2} = 10\text{cm}$  uzaklığa yerleştirilmiştir.  $D_x$  x ekseninde rezonatörün her iki yutucu yüzeye uzaklığıdır.  $D_y$  y ekseninde rezonatörün her iki yutucu yüzeye uzaklığıdır.  $D_{z1}$  ise rezonatörün açıklık olan z yönündeki yüzeye uzaklığı ve  $D_{z2}$  ise rezonatörün açıklık olmayan yüzeyinin yutucu yüzeye olan uzaklığıdır (Şekil 3.11). Kaynak düzlemi açıklıktan 25cm uzaklığa yerleştirilmiştir. Zaman domeni sonlu elemanlar yönteminin bundan sonraki bütün uygulamalarında bu uzaklıklar aynı alınmıştır.



**Şekil 3.11.** Üzerinde açıklık bulunan yüksüz rezonatörün geometrisi

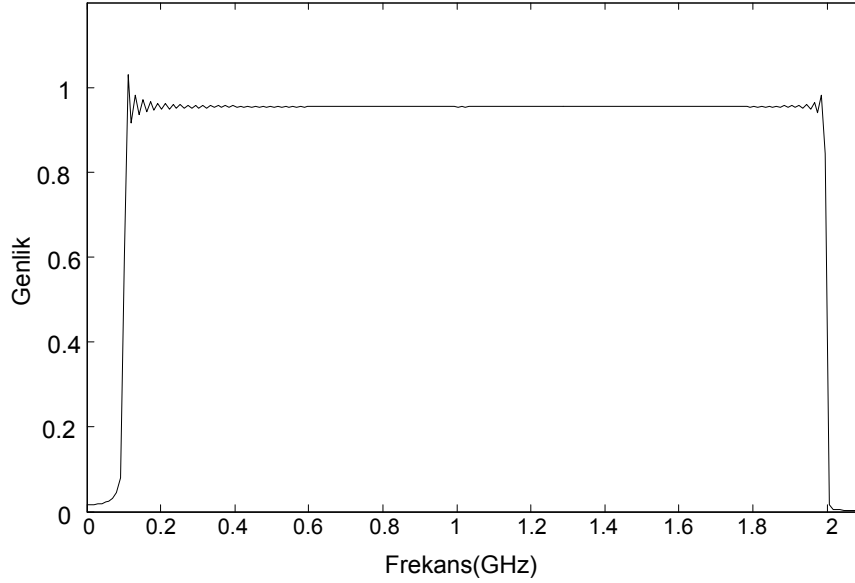
Şekil 3.11' de geometrisi verilen yapı, üzerinde L boyunda ve w genişliğinde açıklık bulunan 30cmx12cmx30cm boyutlarına sahip dikdörtgen bir rezonatördür. Açıklık rezonatör yüzeyinin ortasına yerleştirilmiştir. Yapılan tüm hesaplamalarda rezonatör duvarları mükemmel iletken olarak kabul edilmiştir. Gelen düzlemsel bir dalga nedeniyle rezonatörün içerisine ışıyan alanı bulmak için zaman domeni sonlu elemanlar yöntemiyle analiz yapılacak ve daha sonra rezonatörün içerisinde seçilen bir gözlem noktasındaki (15cm, 6cm, 15 cm) ekranlama etkinliği hesaplanacaktır.

Rezonatör, eleman yoğunluğu değişen farklı örgüler kullanılarak ayrıklaştırılmıştır. Örgü işlemi, x yönünde  $N_x$ , y yönünde  $N_y$  ve z yönünde  $N_z$  adet hücreye bölünmesi ve her hücrenin de 5 dört yüzlü elemana bölünmesiyle gerçekleştirilmiştir. Kaynak olarak düşey polarizasyonlu düzlemsel dalga açıklık içeren rezonatör yüzeyine dik olarak düşürülmüştür.

Rezonatörden içeriye ışıyan alanların analizi ve dolayısıyla ekranlama etkinliğini belirli bir frekans bölgesinde gerçekleyebilmek için kaynağın zamana bağımlılığı için aşağıda (3.99) eşitliğiyle verilen enerjisi ilgilendiğimiz frekans bandında dağılmış olan geçici bir uyarma işareti kullanılmıştır.

$$G(t) = \frac{K}{t - \tau} \{ \sin(W(t - \tau)) \cos(\omega_c(t - \tau)) \} \quad (3.99)$$

burada K bir sabittir. Bu darbenin, bant genişliği W ve merkez frekansı  $\omega_c$  olarak tanımlanmış ve değerleri aşağıdaki gibi seçilmiştir. Burada  $\tau$ , zaman gecikmesini göstermektedir. Şekil 3.12' de, hesaplamalarda kullanılan  $G(t)$ ' ye karşılık gelen genlik spektrumu gösterilmiştir. Burada  $K = 6.8 \times 10^{-8}$  s,  $W = 1900\pi 10^6$  rad/s,  $\omega_c = 2100\pi 10^6$  rad/s,  $\tau = 50$  ns ve hesaplama için zaman adımı 39.5 ps olarak seçilmiştir.



**Şekil 3.12.** Giriş işaretinin frekans spektrumu

Ekranlama etkinliği cihazların elektromanyetik uyumluluğunu yansıtan önemli bir parametredir. Aynı gözlem noktasında ekran varken gözlemlenen alanların ekran yokken gözlemlenen alanlara oranı olarak tanımlanır ve dB olarak ifade edilir (Thomas ve ark. 1999). Ekranlama etkinliği,

$$SE = -20 \log_{10} \left( \frac{|\vec{E}_2|}{|\vec{E}_1|} \right) \quad (\text{dB}) \quad (3.100)$$

olarak ifade edilmektedir.

Burada,

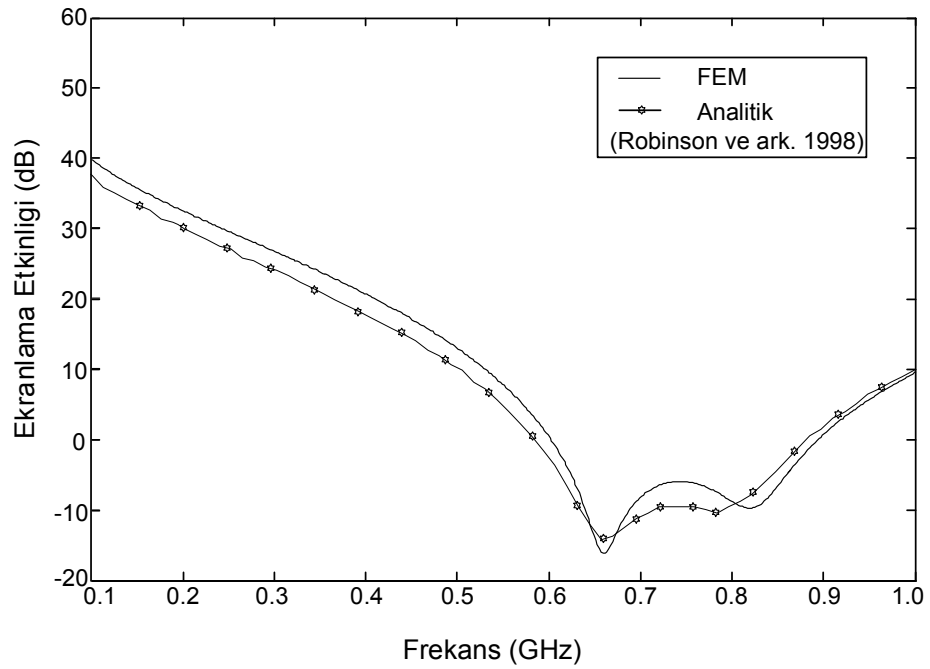
$\vec{E}_1$  : Kutu yokken gözlenen toplam elektrik alan

$\vec{E}_2$  : Kutunun içerisindeki toplam elektrik alanı

göstermektedir.

Rezonatöre  $L=20\text{cm}$  uzunluğunda ve  $w=3\text{cm}$  genişliğinde olan açıklık,  $z=0$  düzleminde açıklık merkezi  $x_0=15\text{cm}$  ve  $y_0=6\text{cm}$  olacak şekilde konumlandırılmıştır. Işıyan alanların hesaplanması için önce ayrıklaştırma yapılması gereklidir. Ayrıklaştırma işlemi  $x$  yönünde  $N_x$ ,  $y$  yönünde  $N_y$  ve  $z$  yönünde  $N_z$  hücreye bölünmesi ve her hücrenin de beş adet dörtyüzlü elemana

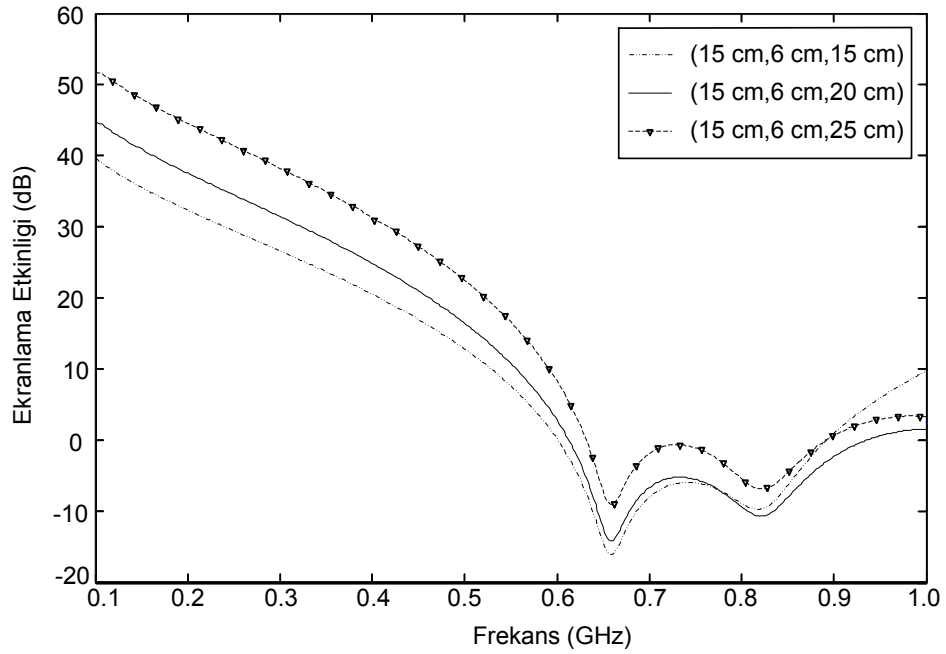
parçalanması ile gerçekleştirilecektir. Hesap uzayını modellemek için  $N_x=10$ ,  $N_y=7$  ve  $N_z=14$  olarak seçilmiştir. Ayırıklaştırılan yapıdaki bilinmeyen sayısı 6410 dur. Zaman domeni sonlu eleman analiziyle rezonatörün merkez noktadaki elektrik alanın zamanla değişimi bulunmuştur. Elde edilen bu alan değişimlerinin Fourier transformları alındıktan sonra açıklığa sahip boş rezonatörün geometrik merkez noktasındaki ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi hesaplanmış ve bu değişim Robinson ve ark..(1998)'in elde ettiği sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Şekil 3.13)



**Şekil 3.13.** Açıklıklı boş rezonatörün merkezindeki ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi

Tamamen kapalı 30x12x30cm boyutlarına sahip bir rezonatörün rezonans frekansı 0.707 GHz'dir. Şekil 3.13'teki çukur, açıklık rezonansı ile rezonatörün rezonansının etkileşimden dolayı oluşmuştur. Yani, 20x3 cm' lik açıklığa sahip rezonatörün ilk rezonans frekansı yaklaşık 0.65 GHz'e doğru kaymıştır.

Şekil 3.14' te 20x3cm' lik açıklığa sahip 30cmx12cmx30cm' lik yüksüz bir rezonatörün içerisindeki üç farklı noktada hesaplanan ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi görülmektedir. Hesaplamalar yaklaşık olarak 600 ile 900 MHz arasında negatif ekranlamaya kılavuzluk eden rezonatör ve açıklık rezonansı etkileşimini göstermektedir. Şekilden rezonans frekansının altında ekranlama etkinliği değerinin, açıklıktan uzaklaştıkça arttığı ve frekansla azaldığı görülmektedir.

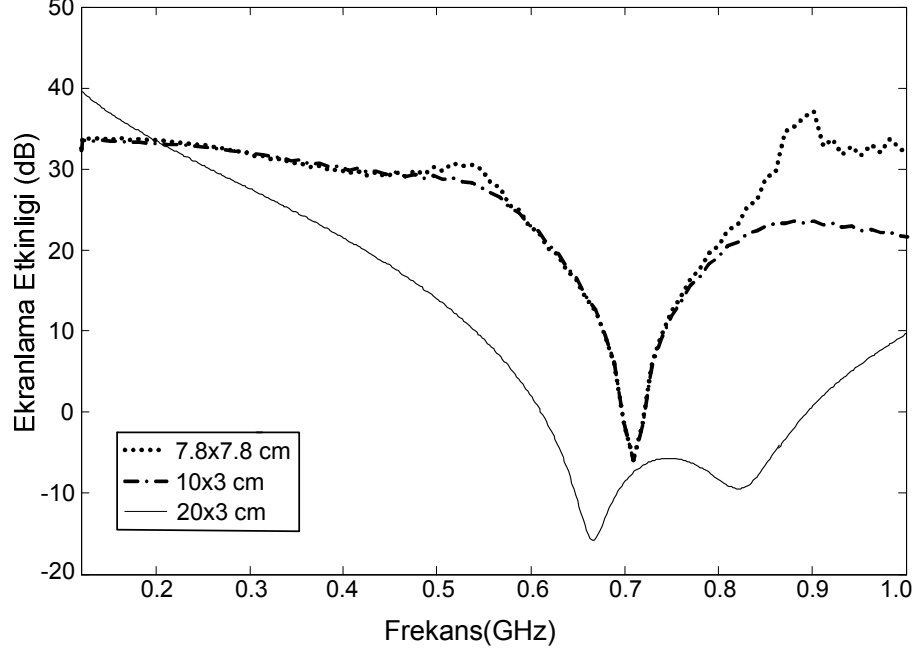


**Şekil 3.14.** Farklı z uzaklıkları için ekranlama etkinliği değişimi

#### a) Farklı Açıklık Şekilleri ve Boyutları

Şekil 3.15' de dikdörtgen rezonatörün üzerine açılan açıklıkların şekil ve boyutlarının ekranlama etkinliği üzerine etkisi zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak elde edilmiştir. Böylece bağlaşma davranışı üzerine açıklık şeklinin rolü incelenmiştir. Şekil 3.15 düşey polarizasyon ile uyarılmış 7.8x7.8cm' lik kare açıklık ve 10x3cm' lik dikdörtgen açıklık için hesaplanan ekranlama etkinliğinin frekansla değişimini göstermektedir. Karşılaştırma için

ayrıca 20x3cm' lik açıklığın hesaplanmış ekranlama etkinliği değerleri gösterilmiştir. Hesaplamalarda adım sayısı 2500 ve adım aralığı 39.5 ns alınmıştır.

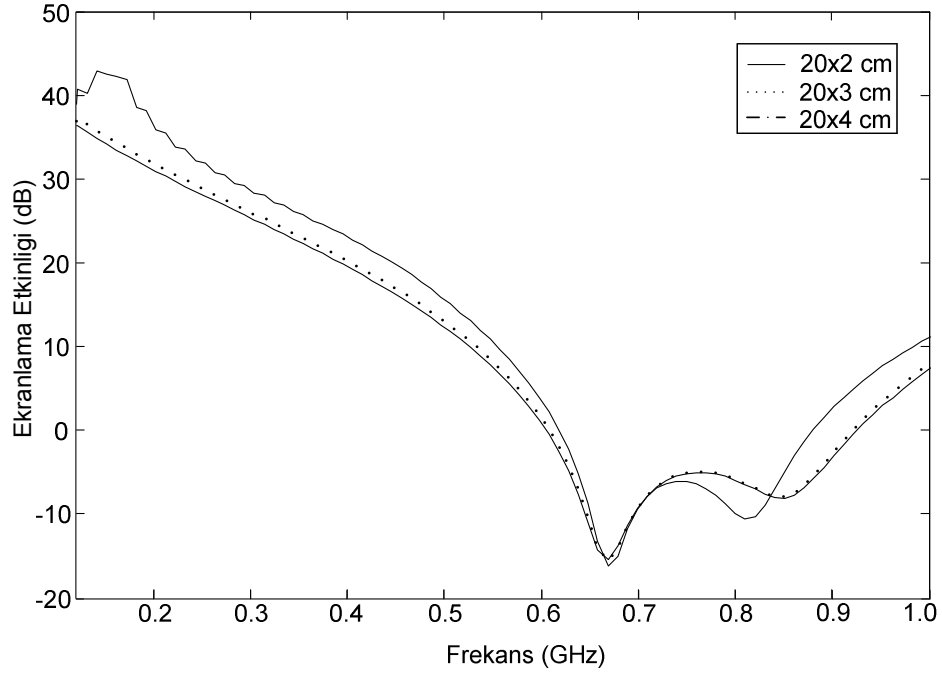


**Şekil 3.15.** Farklı açıklık şekilleri için ekranlama etkinliği değişimi

Şekil 3.15' ten ekranlama etkinliği eğrisinin açıklık değıştikçe önemli ölçüde değıştiği görölmektedir. Burada açıklık rezonansı 750 MHz' den 1.5 GHz' e kaydıkça (küçük açıklık rezonansı), açıklık-rezonatör etkileşimi bastırıldığından dolayı 600-900 MHz civarındaki çukur daralmış ve ekranlama etkinliği burada artmıştır. 700 MHz civarındaki çukur düşey polarizasyonlu düzlemsel dalga ile uyarılmış rezonatörün temel rezonans moduyla ilişkilidir. Kare açıklığın ekranlama etkinliği aynı alanlı dikdörtgen açıklığıinkiyle karşılaştırıldığında(20x3cm) daha yüksek olduğu görölmektedir. Bu açıklık rezonansının yüksek frekanslara kayması ve 750 MHz deki orijinal açıklık rezonansından uzaklaşmasından kaynaklanmaktadır.

### b) Açıklık genişliğinin etkisi

Şekil 3.16' da 3 farklı açıklık genişliğinin ekranlama etkinliği üzerindeki etkisi gösterilmiştir. Açıklık uzunluğu hesap yapılan bütün genişliklerde 20cm olarak alınmıştır. Rezonatör içerisindeki gözlem noktası rezonatörün geometrik merkez noktası alınmıştır. Dikdörtgen açıklığın genişliği değiştiğinde ekranlama etkinliği karakteristiğinde önemli bir değişim olmamaktadır. Fakat etkileşim frekanslarında bir daralma gözlenmiştir. Bu değişiklik, açıklık genişlikleri ile ilgili olarak rezonatörün farklı yüklenmesiyle ilişkilendirilebilir. Genel olarak birbirlerine göre kıyaslandığında dar açıklık geniş bir frekans bölgesi üzerinde daha fazla ekranlama sağlama eğilimindedir. Sonuç olarak, açıklık genişliği arttıkça, kapatılmış kutunun ekranlama etkinliğinde çok az değişim olmuştur. Bunda da uygulanan düzlemsel dalganın polarizasyonu etkilidir.



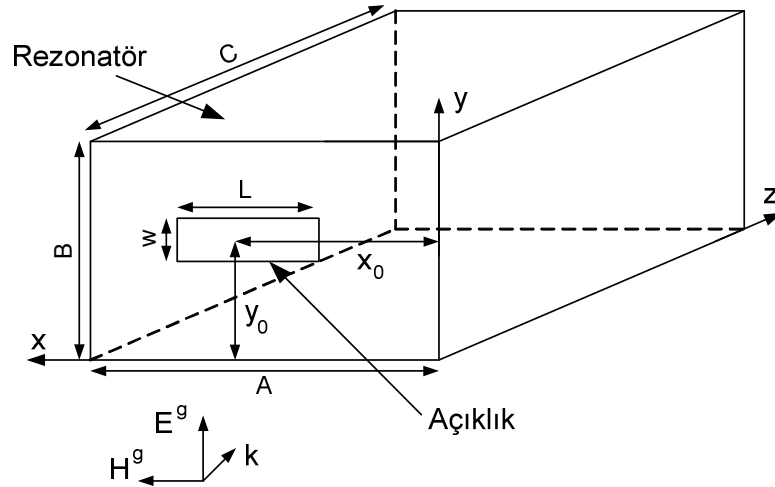
**Şekil 3.16.** Açıklık genişliği değişiminin ekranlama etkinliği üzerine etkisi



### 3.4.3. Üzerinde Açıklık Bulunan Mikrodalga Rezonatörünün Karma FEM/MOM Yöntemi ile Analizi

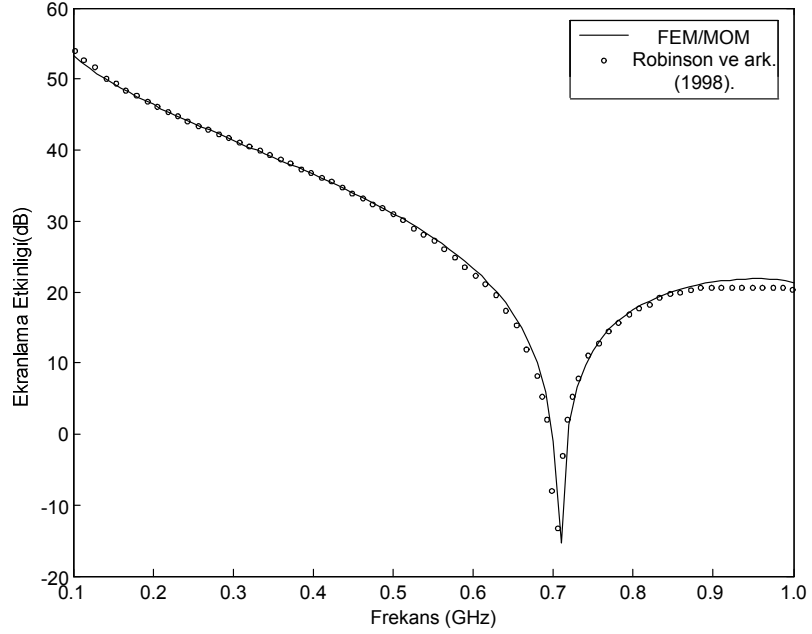
Bu kısımda geometrisi Şekil 3.17' de verilen rezonatörün frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi ile Moment Yönteminden oluşan karma bir yöntemle modellenmesi neticesinde elde edilen sonuçlar verilmiştir. Rezonatör üzerine açılan tek açıklığın, açıklık uzunluğunun değişimi, açıklık genişliğinin değişimi, açıklık yerinin değişimi ve rezonatör boyutlarının ekranlama etkinliği üzerine etkisi incelenmiştir.

Karma yöntemle ekranlama etkinliğinin değişiminin hesaplanması için, Şekil 3.17' de geometrisi verilen yüksüz rezonatör göz önüne alınmıştır. Rezonatörün boyutları  $A=30\text{cm}$ ,  $B=12\text{cm}$  ve  $C=30\text{cm}$  olarak seçilmiştir.  $L=10\text{cm}$  uzunluğunda ve  $w=0.5\text{cm}$  genişliğinde olan açıklık,  $z=0$  düzleminde açıklık merkezi  $x_0=15\text{cm}$  ve  $y_0=6\text{cm}$  olacak şekilde konumlandırılmıştır. Hesaplamalarda uyarma genliği olarak  $10\text{V/m}$  alınmıştır. Uyarma düşey polarizasyonlu düzlemsel dalga olarak alınmıştır.



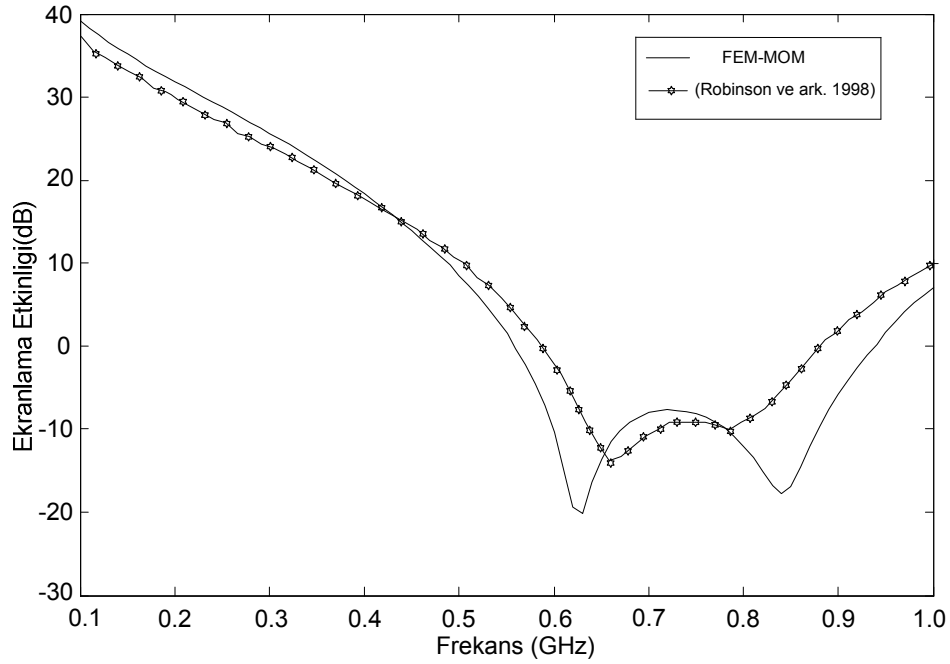
**Şekil 3.17.** Açıklıklı dikdörtgen rezonatörün geometrisi

Rezonatör eleman yoğunluğu değişen farklı örgüler kullanılarak ayrıklaştırılmıştır. Burada rezonatör x yönünde 7, y yönünde 3, ve z yönünde 6 hücreye bölünmüştür. Daha sonra her hücre de beş adet dört yüzlü elemana bölünerek modellenmiştir. Rezonatördeki bilinmeyen sayısı 1015 dir. Sunulan FEM/MoM karma yöntemi ile rezonatörün içindeki elektrik alan dağılımı hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda 10MHz' lik frekans adımıyla örneklerle değer alınmıştır.



**Şekil 3.18.** 10x0.5cm' lik açıklığa sahip rezonatörün merkez noktasındaki karma yöntemle hesaplanan ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi

Rezonatörün merkezindeki elektrik alanın değeri ve rezonatör yok iken bu noktada uyarın düzlemsel dalganın elektrik alan değeri (3.100) ifadesinde yerine konularak rezonatörün ekranlama etkinliği hesaplanmıştır. Elde edilen Ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi, Robinson ve ark. (1998)'in elde ettiği sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Şekil 3.18). Burada sunulan yöntemden elde edilen sonuçlarla Robinson'un elde ettiği sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür. Şekilden yaklaşık 700MHz civarında bir çukur görülmektedir. Bu çukur, rezonatörün temel rezonans frekansıdır.



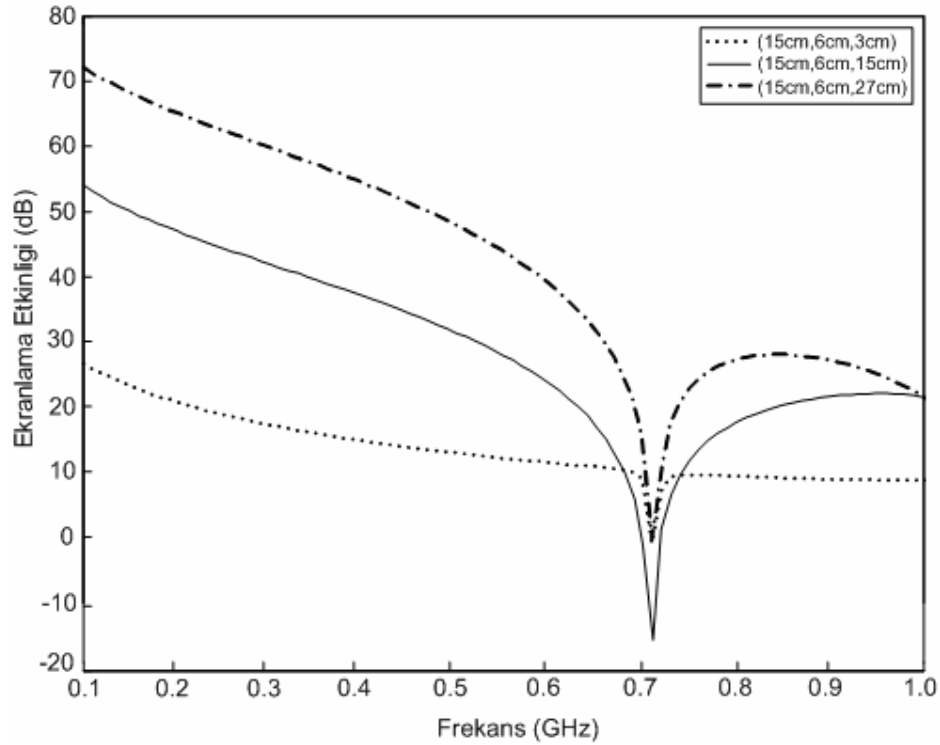
**Şekil 3.19.** 20cmx3cm açıklığına sahip rezonatörün ekranlama etkinliği (Robinson 1998)

Şekil 3.17' de geometrisi verilen 20cmx3cm' lik açıklığa sahip rezonatör içerisine ışık alanların frekans domeni sonlu elemanlar ve moment yöntemini kullanımıyla hesaplanan ekranlama etkinliği Şekil 3.19' da verilmektedir. Rezonatör ise x yönünde 7, y yönünde 3 ve z yönünde 6 hücre ile ayrıklaştırılmıştır. Daha sonra elde edilen her hücre 5 adet dört yüzlü elemana bölünerek modellenmiştir. Ayrıklaştırmada düzgün olmayan örgüleme kullanılmıştır. Rezonatördeki bilinmeyen sayısı 1015 dir. (Robinson ve ark. 1998)' in sonuçlarıyla karma FEM-MoM sonuçları karşılaştırıldığında aralarında uyum olduğu görülmektedir.

Şekil 3.19 açıklık boyutu (20cmx3cm) 'ye genişletildiğinde hesaplanan Ekranlama etkinliği değerlerini göstermektedir. Ekranlama etkinliğinin hesaplandığı nokta rezonatörün merkezi olarak alınmıştır. Şekil 3.18 ve 3.19' deki şekillerden, literatürdeki sonuçlarla karma yöntemin sonuçları arasında uyum olduğu görülmektedir. Şekil 3.19' daki çukur, açıklık rezonansı ile rezonatörün rezonansının etkileşiminden dolayı oluşmuştur. Bu iki şekilden, L

uzunluğu arttıkça rezonatörün rezonans frekansından itibaren olan fark artmaktadır. Yani L, 20cm olduğu zaman bu değer 0.635GHZ'e kadar kaymaktadır.

Zaman domeni FEM uygulamasındaki bilinmeyen sayısı 6410 iken karma yöntemle hesaplanan bilinmeyen sayısı 1015 dir. Karma yöntemde hesap hacmi azaldığından dolayı bilinmeyen sayısı da, zaman domeni FEM'e göre yaklaşık 6 kat daha azalmıştır. Bilinmeyen sayısının azalması da hesap zamanının azalmasına neden olmaktadır.



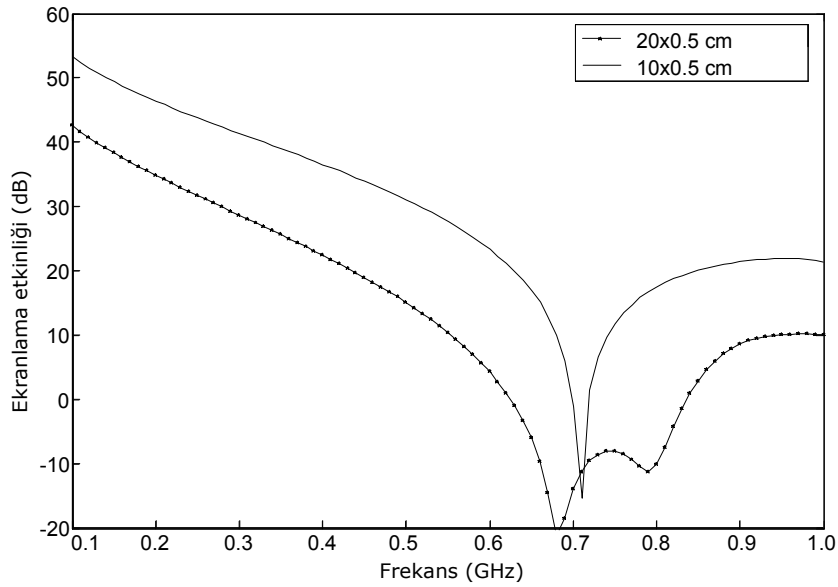
**Şekil 3.20.** Ekranlama etkinliğinin üç farklı uzaklık için değişimi

Şekil 3.20' de 30x12x30cm' lik yüksüz rezonatör üzerine açılan 10x0.5cm' lik açıklıktan içeriye ışıyan alanların hesaplanmasıyla elde edilen içerideki üç gözlem noktasının ekranlama etkinliği gösterilmiştir. Şekilde açıklıktan farklı uzaklık değerleri için rezonatörün orta düzleminde hesaplanmış ekranlama etkinliği değerleri gösterilmiştir. Gözlem noktaları sırasıyla (15cm, 6cm, 3cm), (15cm, 6cm, 15cm) ve (15cm, 6cm, 27cm) olarak alınmıştır. Ekranlama etkinliğinin açıklıktan uzaklaştıkça arttığı ve frekansla azaldığı

görülmektedir. Hesaplamalar yaklaşık olarak 700MHz civarında boş rezonatörün rezonans frekansını göstermektedir. Bu frekans civarında negatif ekranlama söz konusudur.

### a) Açıklık uzunluğunun ekranlama etkinliği üzerine etkisi

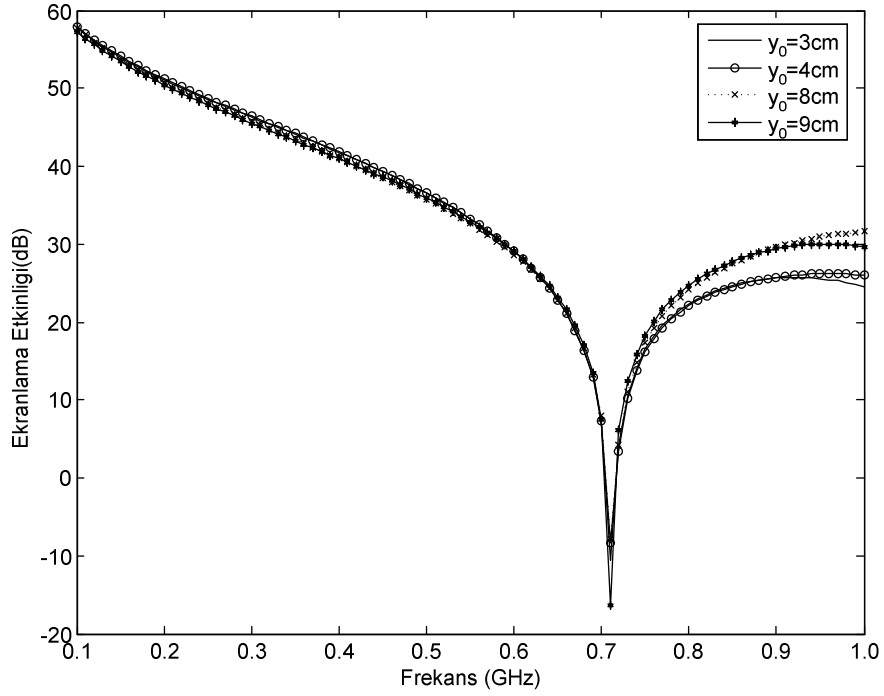
30cmx12cmx30cm boyutlarına sahip bir rezonatörün üzerine açılan açıklığın boyunun değiştirilmesiyle ekranlama etkinliğindeki değişiminin incelenmesi için farklı açıklık uzunlukları kullanılmıştır.



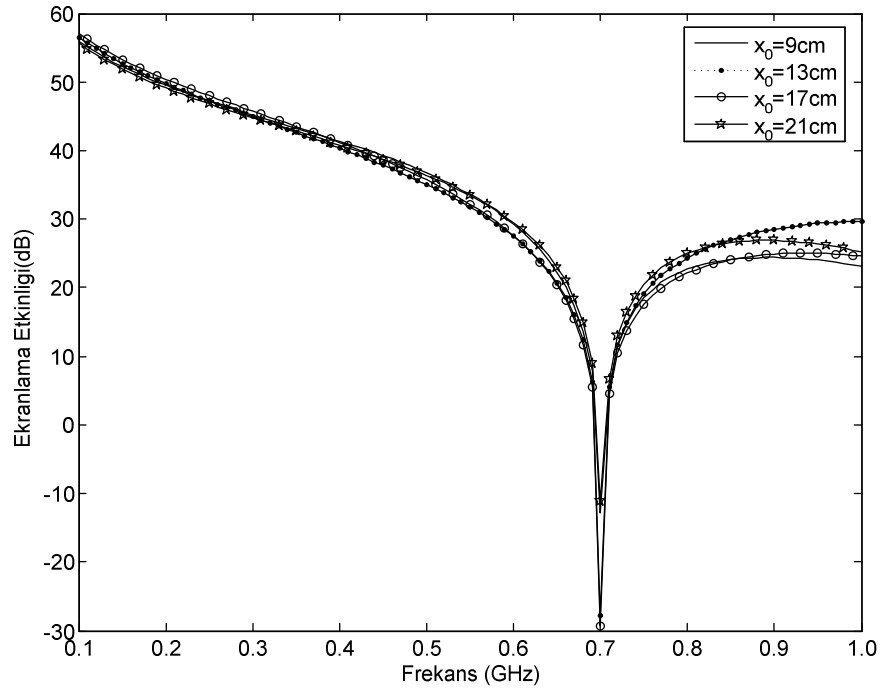
**Şekil 3.21.** Açıklık uzunluğunun ekranlama etkinliğine etkisi

Burada ekranlama etkinliğinin hesaplandığı nokta yani gözlem noktamız (15cm, 6cm, 15cm) rezonatörün geometrik merkez noktasıdır. Açıklık boyunun ekranlama etkinliği üzerine etkisini göstermek için,  $w=0.5\text{cm}$  olan genişlik sabit tutularak, boyu  $L=10\text{cm}$  ve  $20\text{cm}$  olacak şekilde seçilmiştir. Açıklığın merkezi rezonatör duvarının ortasına gelecek şekilde konumlandırılmıştır.  $10\text{cm}$  uzunluğundaki açıklığın rezonansı  $1.5\text{GHz}$  ve  $20\text{cm}$  uzunluğundaki açıklığın rezonansı  $750\text{MHz}$  dir.  $30\text{cm}\times 12\text{cm}\times 30\text{cm}$  lik boş bir rezonatörün rezonans frekansı ise yaklaşık olarak  $707\text{MHz}$  dir. Burada Şekil 3.21' de görüleceği gibi  $20\text{cm}\times 0.5\text{cm}$  lik açıklıktaki çukur, açıklık rezonansı ile rezonatörün rezonansının etkileşiminden dolayı oluşmuştur.  $10\text{cm}\times 0.5\text{cm}$ 'lik açıklık için bu durum gözlenememiştir. Çünkü

bu açıklığın rezonansı, rezonatörün rezonans frekansından oldukça uzaktadır. Açıklığın boyunun artmasıyla, ekranlama etkinliğinin azaldığı görülmüştür.



**Şekil 3.22a.** Açıklık yerinin değiştirilmesi ( $x_0=15\text{cm}$ )

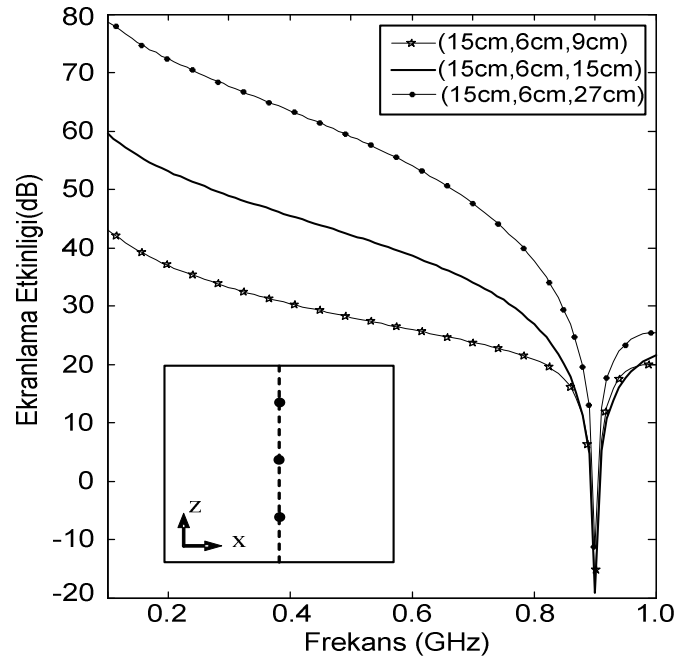


**Şekil 3.22b.** Açıklık yerinin değiştirilmesi ( $y_0=6\text{cm}$ )

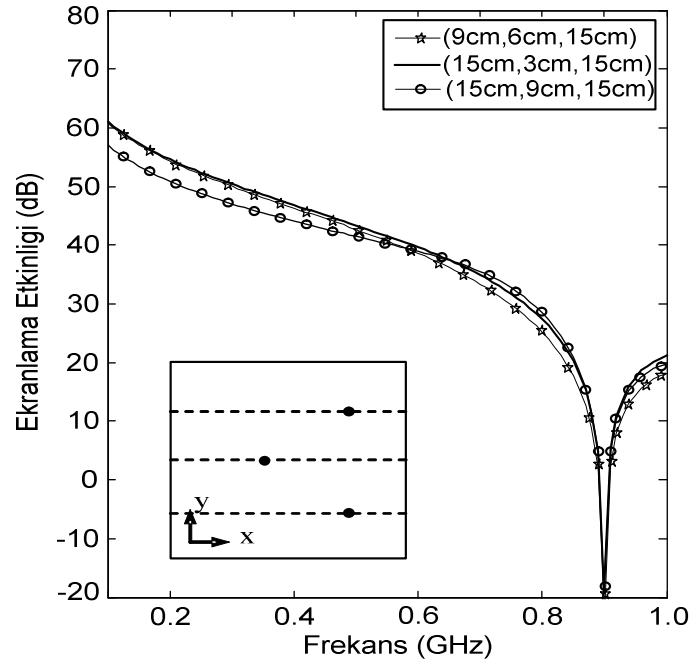
Şekil 3.22' de 30cmx12cmx30cm boyutlarına sahip rezonatörün üzerine açılmış 10x0.5cm' lik açıklığın konumunun ekranlama etkinliği üzerine etkisi incelenmiştir. Önce, açıklığın x eksenindeki konumu sabit tutulup ( $x_0=15\text{cm}$ ), y eksenindeki konumu değiştirilerek ekranlama etkinliği hesaplanmıştır. Şekil 3.22a' da ekranlama etkinliği rezonans frekansına kadar yaklaşık aynı kalmış, rezonans frekansından sonra çok az değişim göstermiştir. Açıklık konumu merkezden uzaklaştıkça, ekranlama etkinliğinin azaldığı görülmüştür.

Bir sonraki durumda ise, açıklığın y eksenindeki konumu sabit tutularak ( $y_0=6\text{cm}$ ), x eksenindeki konum değişiminin ekranlama etkinliğine etkisi Şekil 3.22b' de gösterilmiştir. Ekranlama etkinliği rezonans frekansına kadar yaklaşık aynı kalmış, rezonans frekansından sonra çok az değişim göstermiştir. Açıklığın, merkezden uzaklaştıkça rezonans frekansı civarında ekranlama etkinliğinde azalma meydana gelmiştir.

Şekil 3.23a ve Şekil 3.23b' de ise 20cmx12cmx30cm boyutlarına sahip rezonatörün tabanından  $y=6\text{cm}$  yukarısına açılmış 10cmx0.5cm' lik açıklığın rezonatör içerisindeki farklı noktalarda hesaplanan ekranlama etkinliği değişimi gösterilmiştir. Rezonatör x yönünde 5, y yönünde 4 ve z yönünde ise 6 hücreye bölünmüştür. Açıklıktan z yönünde uzaklaştıkça ekranlama etkinliğinin rezonans frekansına kadar arttığı ve rezonans frekansından sonra artışın azaldığı görülmektedir. Gözlem noktalarının, xy kesitinin farklı noktalarında olması durumunda ise ekranlama etkinliği çok az değişmektedir.



**Şekil 3.23a.** Rezonatörün ekranlama etkinliğinin xz düzlemindeki üç farklı noktadaki değişimi

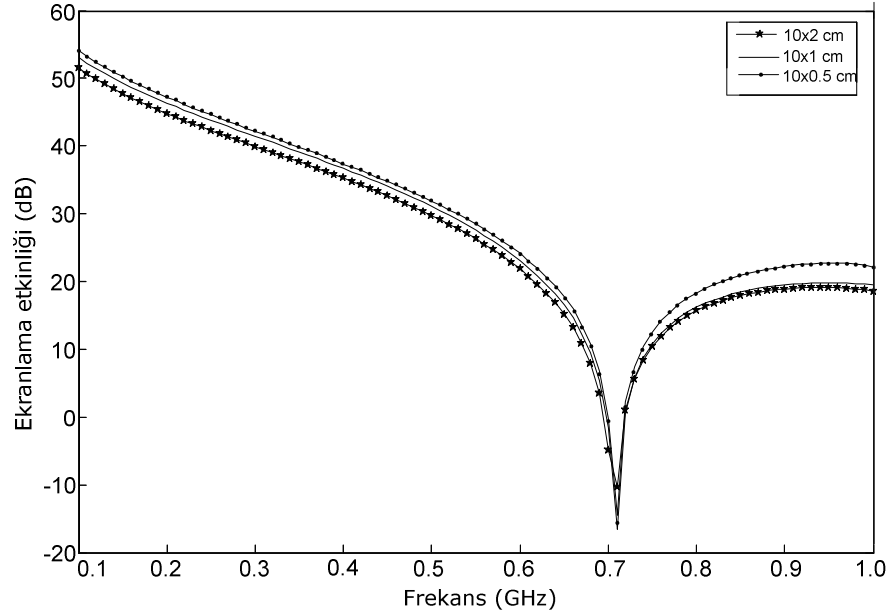


**Şekil 3.23b.** Rezonatörün ekranlama etkinliğinin xy düzlemindeki üç farklı noktadaki değişimi



### b) Farklı Açıklık Genişliklerinin Ekranlama Etkinliği Üzerine Etkisi

Şekil 3.24' te 30cmx12cmx30cm boyutlarına sahip rezonatörün üzerindeki açıklığın genişliği değiştirilerek, açıklık genişliğinin ekranlama etkinliğine etkisi incelenmiştir. Açıklık genişliği 0.5cm, 1cm, ve 2cm olarak alınmıştır. Açıklığın boyu sabit bırakılmış ve 10cm olarak alınmıştır. Ekranlama etkinliğinde kullanılan gözlem noktası rezonatörün geometrik merkez noktası olan (15cm, 6cm, 15cm) olarak alınmıştır. Frekans aralığı ise 10MHz olarak alınmıştır.

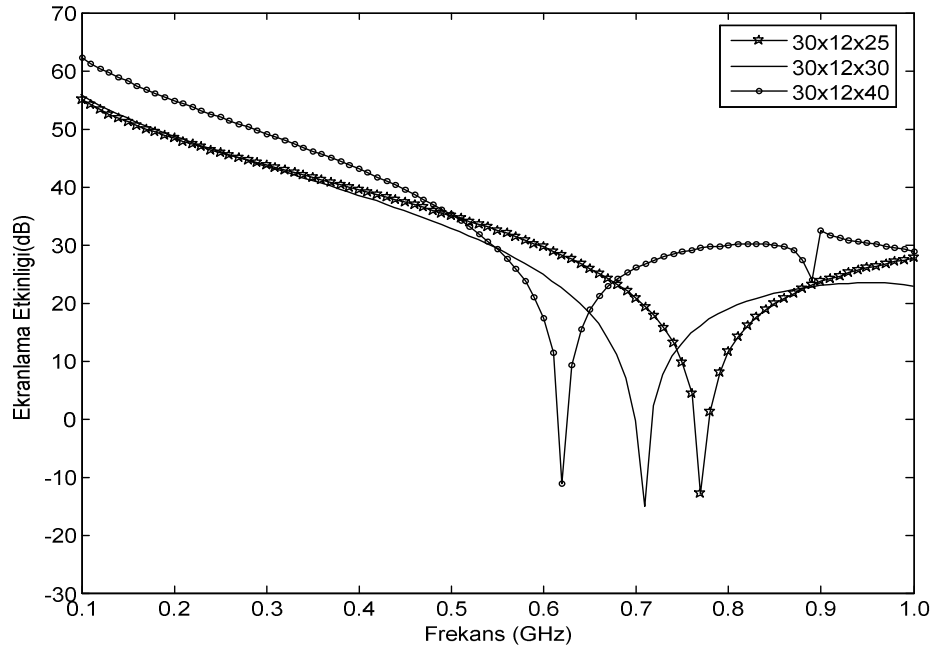


**Şekil 3.24.** Açıklık genişliğinin değişimi

Açıklık genişliğinin ekranlama etkinliğine etkisi Şekil 3.24' te verilmiştir. Açıklığın genişliğinin artması ile ekranlama etkinliği çok az değişmektedir. Bunda da uygulanan düzlemsel dalganın polarizasyonu etkilidir. Özellikle rezonans frekansı civarında aynı ekranlama etkinliği değerine sahiptirler. Bu frekanstan uzaklaştıkça ekranlama etkinliği artmaktadır.

### c) Rezonatör boyutlarının ekranlama etkinliğine etkisi

Rezonatör boyutunun ekranlama etkinliği üzerine etkisini göstermek için üç farklı rezonatör ele alınmıştır. Bu rezonatörlerin boyutları sırasıyla 30x12x25cm, 30x12x30cm ve 30x12x40cm olarak seçilmiştir.  $L=10$ cm uzunluğunda ve  $w=0.5$ cm genişliğinde olan açıklık,  $z=0$  düzleminde açıklık merkezi  $x_0=15$ cm ve  $y_0=6$ cm olacak şekilde konumlandırılmıştır. Rezonatörler  $x$  yönünde 7,  $y$  yönünde 3 ve  $z$  yönünde ise sırasıyla 5, 6 ve 7 hücreye bölünmüştür. Rezonatörlerdeki bilinmeyen sayısı sırasıyla 858, 1015 ve 1329'dır. Ekranlama etkinliklerinin hesaplandığı nokta rezonatörlerin merkez noktaları olarak alınmıştır. Rezonatör boyutlarının ekranlama etkinliğine etkisi Şekil 3.25' de gösterilmiştir. Rezonatör boyutları değiştiğinden dolayı rezonans frekansları da değişmiştir. Rezonatörlerin ilk rezonans frekansları sırasıyla 781 MHz, 707 MHz ve 625 MHz olarak hesaplanmıştır. Ekranlama etkinliğindeki çukur bu rezonanslara karşı gelmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi ekranlama etkinliği rezonatör boyutuyla değişmektedir. Böylece tasarım yapılırken, uygun ekranlama etkinliği değerleri elde etmek için rezonatör boyutu değiştirilebilir.



Şekil 3.25. Rezonatör boyutunun ekranlama etkinliğine etkisi

Bu bölümde, üzerinde açıklık bulunan bir rezonatörün içerisindeki elektrik alan dağılımının nümerik olarak hesaplanması için karma FEM/MoM yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemin EMC problemlerine uygulanmasında önemli avantajlar bulunmaktadır. Hem iç hem de dış bölge, aynı yazılım üzerinde modellenmiştir. Böylece hesap uzayının genişletilmesine gerek kalmadan, rezonatörün dışarısındaki bölge moment yöntemi kullanılarak modellenmiştir. Dolayısıyla işlem hacmi azaltılmıştır. Karma yöntem, sonlu eleman yöntemine göre daha az bilinmeyene sahip olduğundan dolayı daha az hafıza kullanılmasını sağlamıştır.

Rezonatörün içindeki elektrik alan dağılımı her iki yöntemle de hesaplanarak rezonatörün etkinliği değerinin frekansla değişimi elde edilmiş ve literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma ile sunulan yöntemin etkinliği çıkartılmış ve sonuçların da uyum içinde olduğu gözlenmiştir.

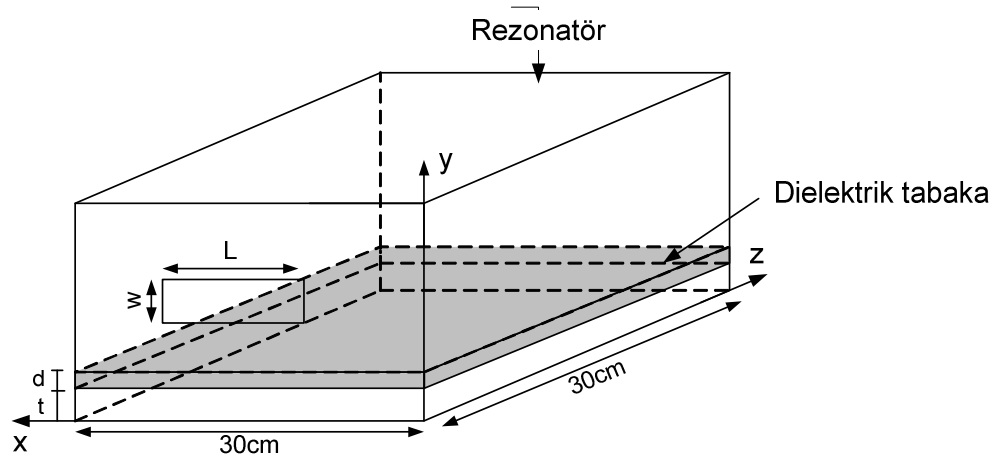
Açıklık boyutunun veya rezonatör boyutunun ayarlanmasıyla, düşük frekans ekranlama etkinliği karakteristiği kontrol edilebilir. Rezonatör içerisinde korunacak olan bir devrenin çalışma frekansı gözönüne alınarak rezonatörün boyutlarının, açıklığın boyut ve konumunun belirlenmesiyle EMC sisteminin tasarımı ve optimizasyonu mümkün olacaktır. Bu optimizasyonu elde etmek için karma yöntemimiz, sonlu elemanlar yöntemine göre daha az işlem hacmi, işlem süresi ve bilinmeyen sayısına sahip olması nedeniyle daha etkili bir şekilde kullanılabilir.

### 3.4.4. Üzerinde Açıklık Bulunan Dielektrik Yüklü Mikrodalga Rezonatörünün Zaman Domeni FEM Analizi

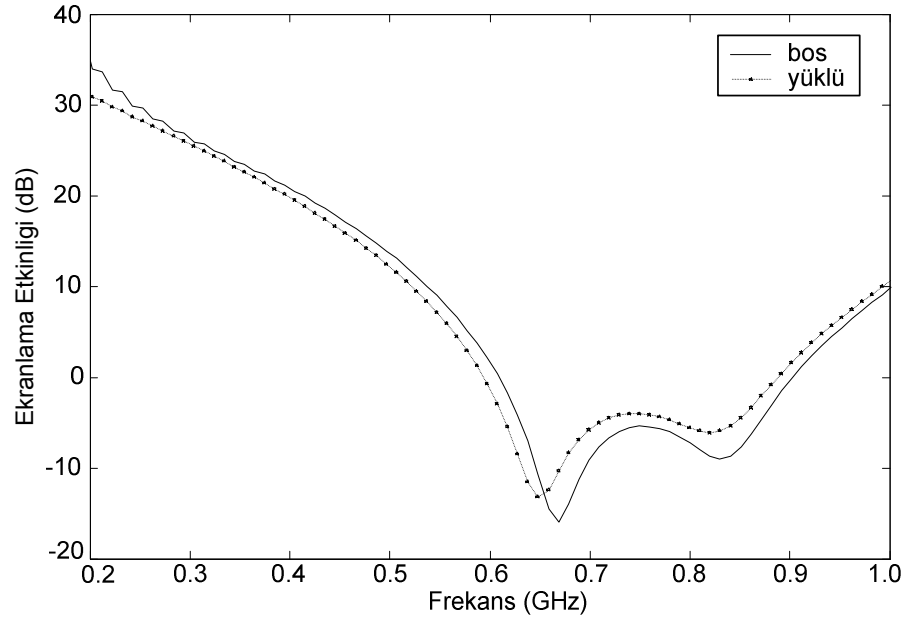
Bu kısımda, rezonatör dielektrikle yüklü iken ekranlama etkinliğindeki değişim incelenmiştir. Hesaplama kullanılan dielektriğin dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 2.65$  ve iletkenliği  $\sigma = 0.22$  S/m olarak alınmıştır. Dielektriğin farklı konumlara yerleştirilmesinin ekranlama etkinliği üzerine etkisi incelenmiştir.

#### 3.4.4.1. Dielektrik tabakanın xz düzlemine yerleştirilmesi

Ekranlama etkinliğini hesaplamak için dielektrik tabaka rezonatör içerisine  $t=3\text{cm}$  olacak şekilde yerleştirilmiştir. Dielektrik tabakanın kalınlığı 1cm olarak alınmıştır. Rezonatörün merkezindeki ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi hesaplanmıştır. Açıklık Şekil 3.26' da gösterildiği gibi (5cm, 6cm, 0cm)– (25cm, 9cm, 0cm) düzlemine yerleştirilmiştir.



**Şekil 3.26.** xz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi



**Şekil 3.27.**  $t = 3$  cm düzlemine yerleştirilmiş bir dielektrik tabakayla yüklü haldeki rezonatörün merkez noktasındaki ekranlama etkinliği

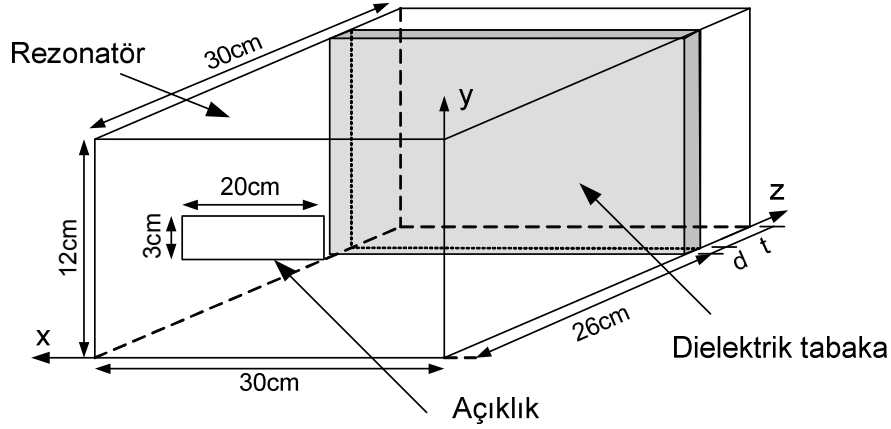
Şekil 3.27,  $60\text{cm}^2$  lik dikdörtgen açıklığa sahip dikdörtgen rezonatörün boş ve dielektrik tabakayla yüklü haldeyken zaman domeni sonlu elemanlar yöntemiyle hesaplanan elektrik alan ekranlaması etkinliğini göstermektedir. Boş rezonatörün hesaplanan ekranlama etkiliği Robinson ve ark. (1998)' in analitik sonuçlarıyla karşılaştırıldığında aralarında uyum olduğu bir şekil 3.13' te gösterilmiştir.

Şekil 3.27' deki dikdörtgen açıklık için, elektrik alan ekranlaması açıklık-rezonatör etkileşiminden dolayı 500-900MHz arasında çok zayıf olduğu görülmektedir. Rezonatörün ilk rezonans frekansı 707MHz dir. Rezonatörün rezonans frekansı yakınında elektrik alan ekranlaması -18dB' ye kadar düşmektedir.

Rezonatör dielektrik tabakayla yüklü iken, açıklık-rezonatör etkileşiminin olduğu frekansta bir kayma meydana gelmiştir. Ayrıca ekranlama etkinliği de bu etkileşimin olduğu frekansta çok az bir artmıştır. Diğer durumlarda Ekranlama etkinliğinde fazla bir değişim olmamıştır.

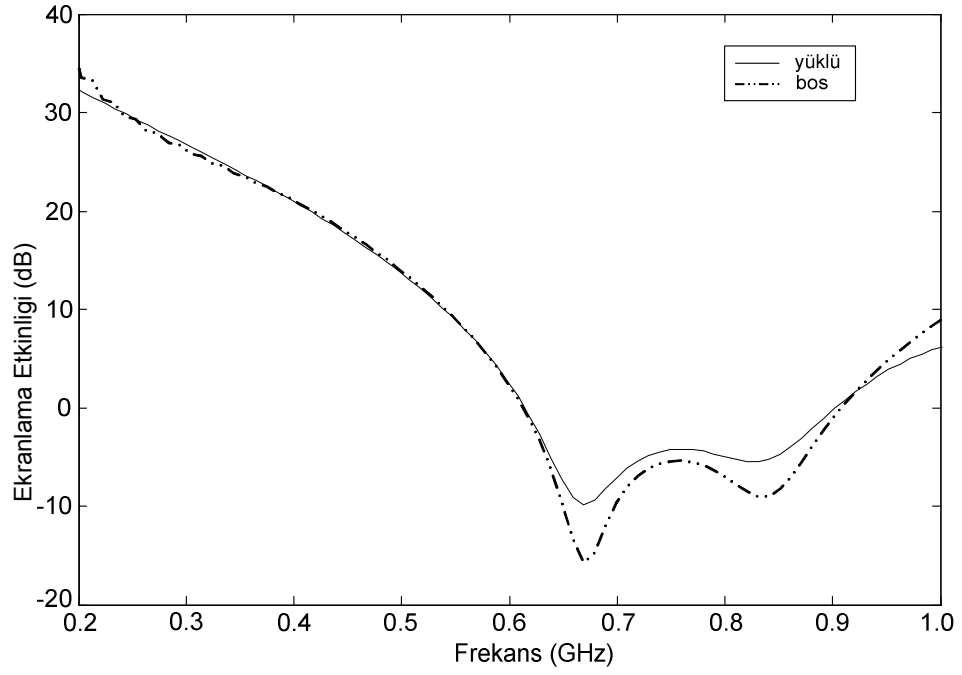
### 3.4.4.2. Dielektrik tabakanın xy düzlemine yerleştirilmesi

Rezonatörün içerisinde  $z=26\text{cm}$  düzlemine dielektrik tabakanın yerleştirilme geometrisi Şekil 3. 28' de gösterilmiştir.

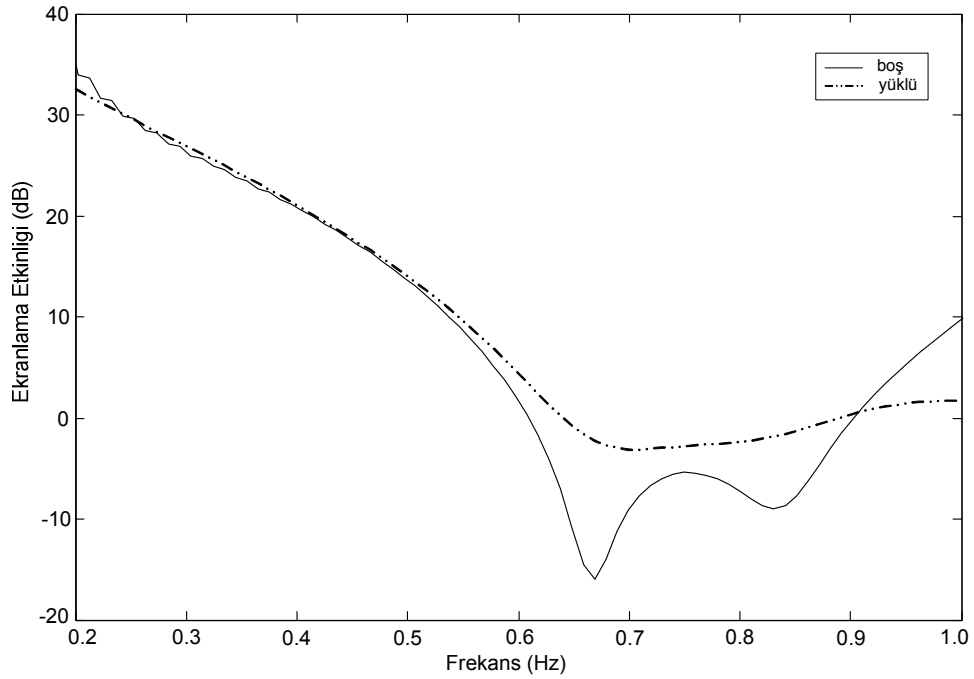


**Şekil 3.28.** xy kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi

Şekil 3.29' da ise 100-1000MHz frekans bölgesi içerisinde 500 ile 900MHz arasında açıklık-rezonatör etkileşimi söz konusudur. Açıklık rezonansı yarım dalga rezonansından dolayı 750MHz dir. Rezonatörün ilk rezonans frekansı 707MHz dir. Yapı, bu frekans aralığında düşük bir ekranlamaya sahiptir. Dielektrik tabaka bu geometri ile yerleştirildiğinde açıklık-rezonatör etkileşiminin olduğu frekansta ekranlama etkinliğinde bir artış meydana gelmiştir. Diğer durumlarda ekranlama etkinliğinde fazla bir değişim olmadığı görülmektedir.



**Şekil 3.29.**  $z=26\text{cm}$  düzlemine yerleştirilmiş dielektrik tabakayla yüklü rezonatörün ekranlama etkinliği

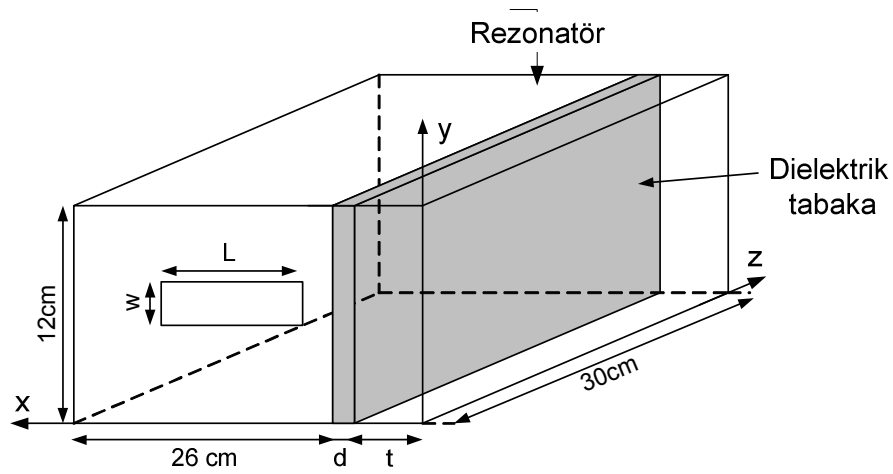


**Şekil 3.30.**  $z=21.5\text{cm}$ ' de dielektrik tabakayla yüklü rezonatörün ekranlama etkinliği

Dielektrik tabaka rezonatör içersine açıklıktan  $z=21.5\text{cm}$  uzaklığa yerleştirildiğinde hesaplanan ekranlama etkinliği Şekil 3.30' da gösterilmiştir. Şekil 3.30' dan da görüldüğü gibi  $z=21.5\text{cm}$ ' ye yerleştirildiğinde ekranlama etkinliği 500MHz frekansına kadar yaklaşık aynı kalırken bu frekanstan sonra boş olduğu duruma göre arttığı görülmektedir.

### 3.4.4.3. Dielektrik tabakanın yz düzlemine yerleştirilmesi

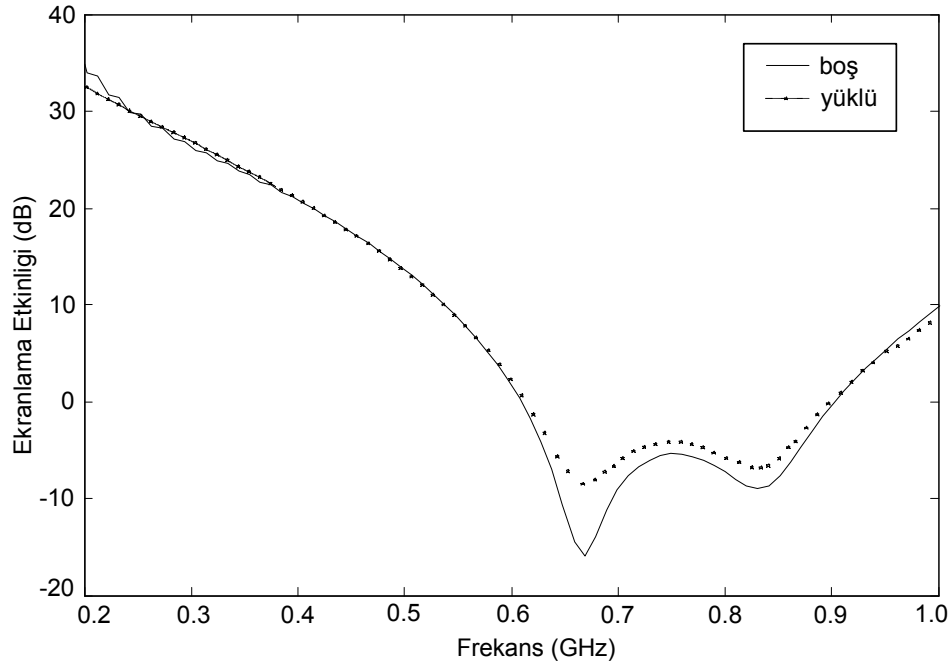
Rezonatör içersine Şekil 3.31' de geometrisi verilen bir dielektrik tabaka yerleştirilmiştir. Rezonatör boş ve yüklü iken ekranlama etkinliğindeki değişimler Şekil 3.32' de verilmiştir.



**Şekil 3.31.** yz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi

Şekil 3.32' den de görüleceği üzere etkileşim frekansında ekranlama etkinliği dielektrik tabaka yüklenmesiyle artmaktadır.



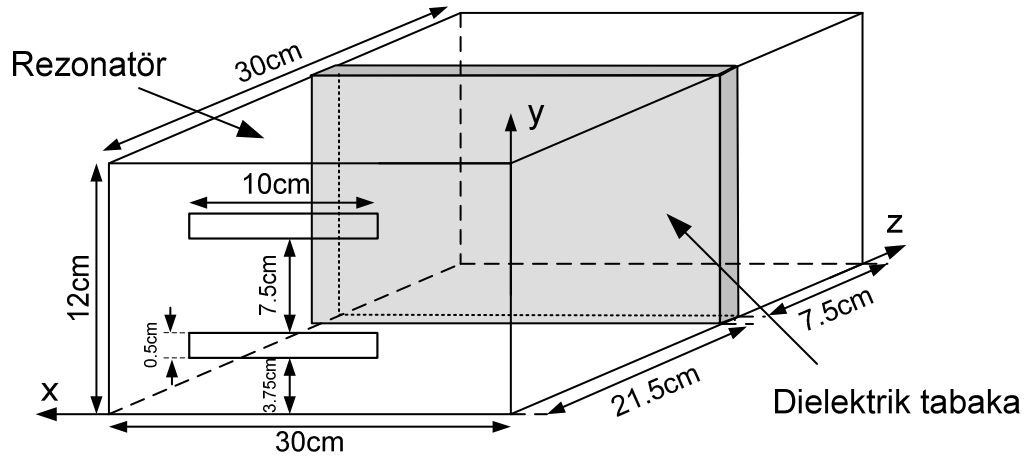


**Şekil 3.32.**  $x=3\text{cm}$ ' ye 1cm kalınlığında dielektrik tabaka yerleştirilmesi sonucu ekranlama etkinliğindeki değişim.

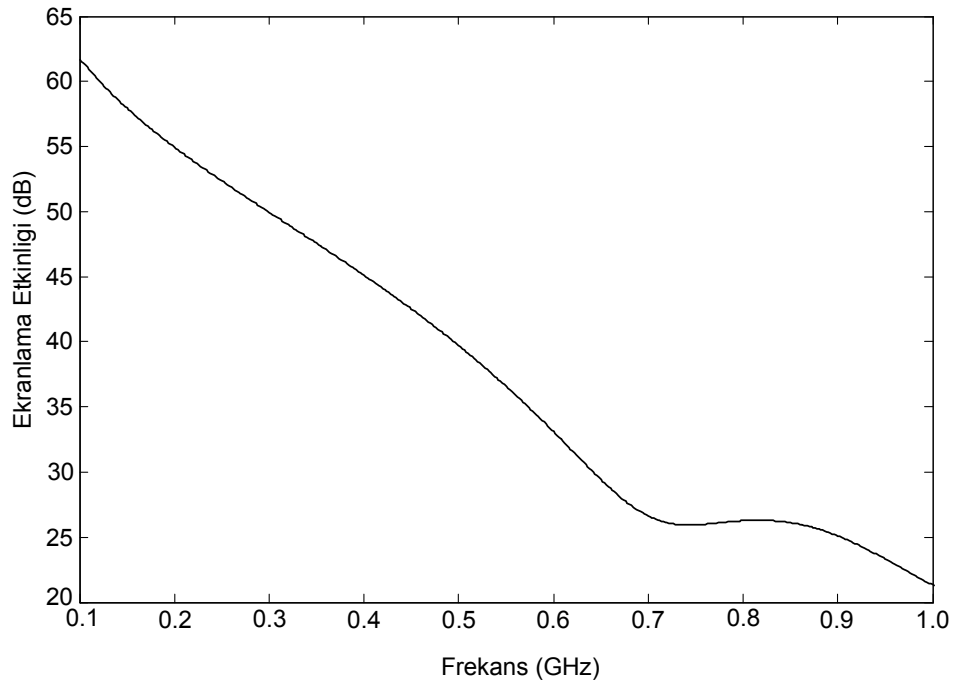
Şekilden 3.29-32' de görüldüğü gibi dielektrik tabakanın rezonatör içerisine farklı yerleştirilmesi durumunda ekranlama etkinliğinde fazla bir değişim olmamıştır. Sadece rezonans frekansı civarında bir değişim olmuştur.  $xz$  düzlemine yerleştirilen tabakanın rezonans frekansı diğerlerine göre daha düşük frekanslara doğru kaymıştır.

#### 3.4.4.4. İki Açıklığa Sahip Yüklü Rezonatör

Şekil 3.33' te geometrisi verilen rezonatör üzerine  $10 \times 0.5 \text{ cm}$ ' lik iki yatay açıklık yerleştirildiğinde rezonatör içerisindeki alanlar zaman sonlu elemanlar yöntemiyle hesaplanmıştır. Zaman adımı, 2500 ve zaman aralığı 50ns olarak seçilmiştir. Rezonatör  $x$  yönünde 7 hücre,  $y$  yönünde 6 hücre ve  $z$  yönünde 6 hücre kullanılarak ayrıştırılmıştır. Bilinmeyen sayısı 10784 dir. Dielektrik tabaka 1cm kalınlığında ve  $30 \times 12 \text{ cm}$  ölçülerindedir.



**Şekil 3.33.** İki açıklığa sahip yüklü rezonatörün geometrisi

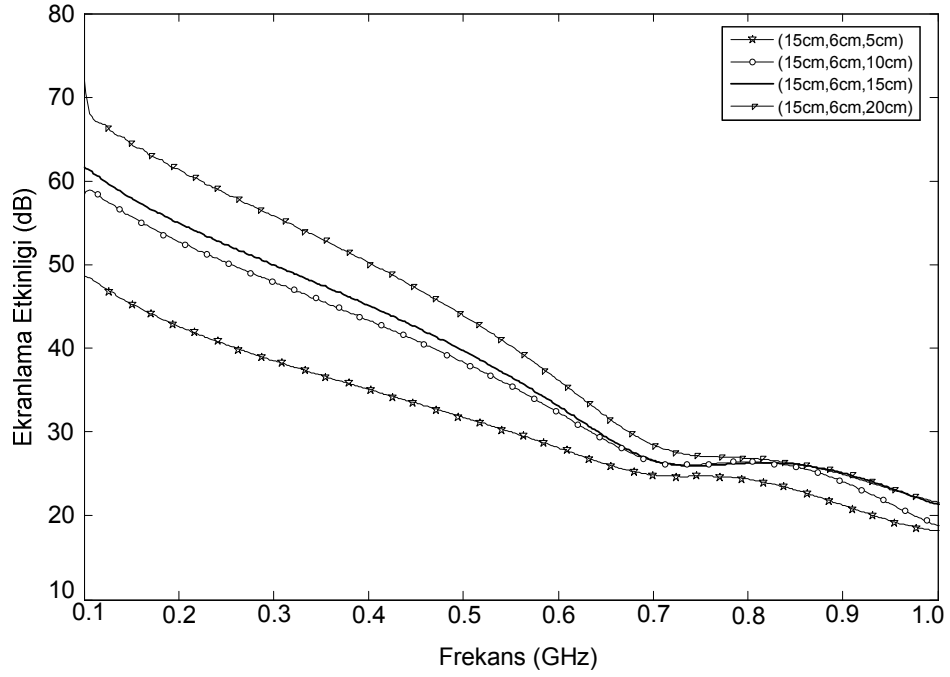


**Şekil 3.34.**  $z = 21.5$  cm ye dielektrik tabaka yerleşimiyle ekranlama etkinliği değişimi

Şekil 3.34' te ekranlama etkinliğinin değerinin frekansla değişimi gösterilmektedir. Yüksüz halde açıklıklı rezonatörün 600-700MHz arasındaki negatif ekranlaması dielektrik tabakanın yerleştirilmesiyle birlikte artmıştır.

Sistemin ekranlama etkinliğinde frekans arttıkça azalan bir artma meydana gelmiştir.

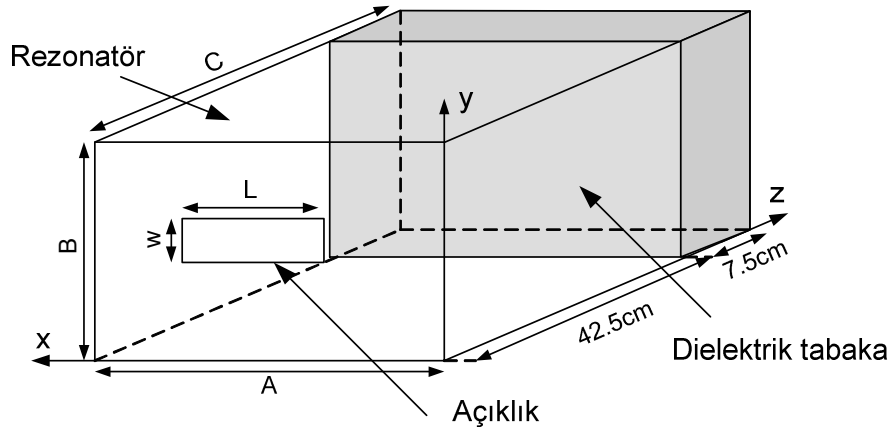
Şekil 3.35' te ise açıklıktan uzaklaştıkça ekranlama etkinliğindeki değişim görülmektedir. Açıklıktan uzaklaştıkça ekranlama artmaktadır. İçeriye daha az ışımaktadır.



**Şekil 3.35.** Farklı z uzaklıkları için SE değişimi

### 3.4.5. Üzerinde Açıklık Bulunan Dielektrik Yüklü Mikrodalga Rezonatörün Karma FEM/MoM ile analizi

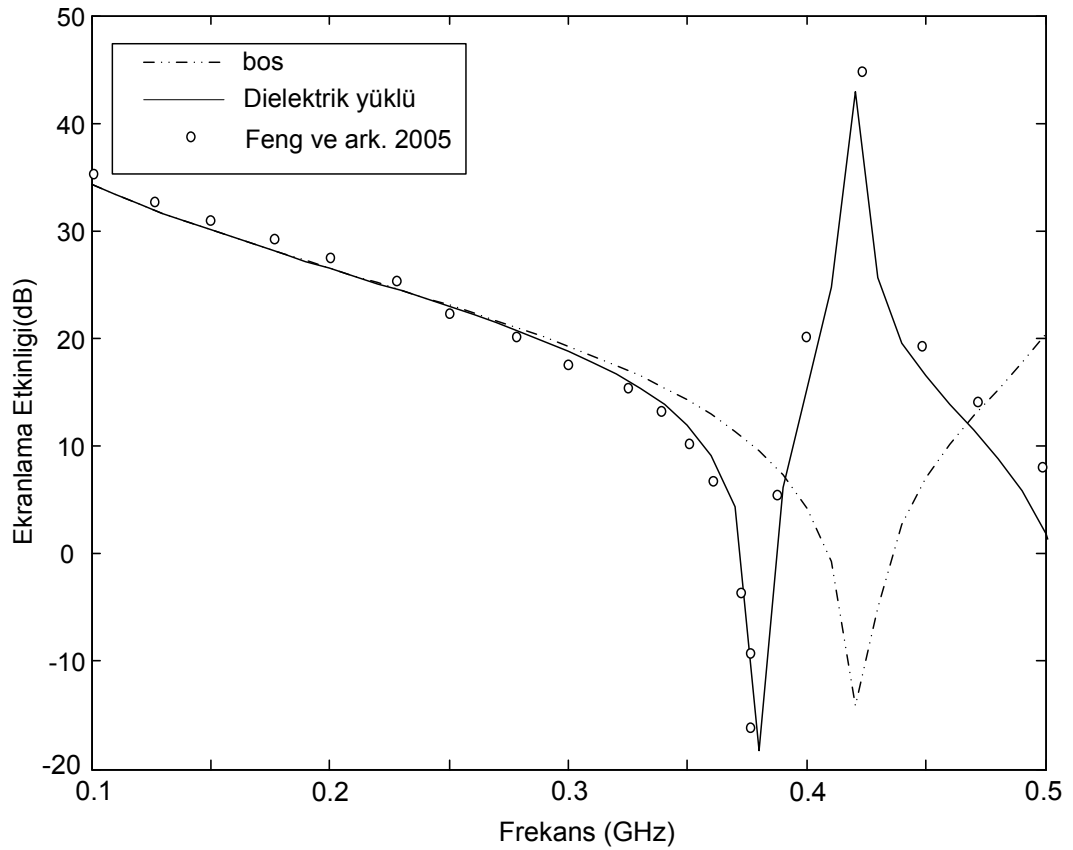
Ekranlama etkinliği hesabında, nümerik sonuçların etkinliğini elde etmek için Şekil 3.36' da geometrisi verilen dielektrik tabaka ile yüklü açıklığa sahip rezonatör gözönüne alınmıştır. Rezonatörün boyutları  $A=50\text{cm}$ ,  $B=50\text{cm}$  ve  $C=50\text{cm}$  olarak alınmıştır.  $L=20\text{cm}$  uzunluğunda ve  $w=10\text{cm}$  genişliğinde olan açıklık,  $z=0$  düzleminde açıklık merkezi  $x_0=25\text{cm}$  ve  $y_0=25\text{cm}$  olacak şekilde konumlandırılmıştır. Dielektrik tabaka  $xy$  düzleminde  $t=42.5\text{cm}$  uzaklığa yerleştirilmiştir ve dielektrik tabakanın kalınlığı  $d=7.5\text{cm}$  olarak seçilmiştir. Rezonatör içindeki dielektrik tabakanın, dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 6$  olarak alınmıştır. Dielektrik tabakanın rezonatör içerisindeki konumu Şekil 3.36' da gösterilmiştir.



**Şekil 3.36.** Dielektrik dilim ile yüklü açıklıklı rezonatör

Rezonatör  $x$  yönünde 10  $y$  yönünde 10 ve  $z$  yönünde 11 hücreye bölünmüştür. Her hücre de beş adet dört yüzlü elemana bölünerek modellenmiştir. Rezonatördeki bilinmeyen sayısı 5689 dir. Sunulan FEM/ MoM karma yöntem ile rezonatörün içindeki elektrik alan dağılımı hesaplanmıştır. Rezonatörün içerisinde açıklıktan 20cm uzaklıktaki elektrik alan değerleri (3.100) eşitliğinde yerine konularak rezonatörün ekranlama etkinliği elde edilmiştir. Ekranlama etkinliğinin frekansla değişimi elde edilmiş ve bu değişim

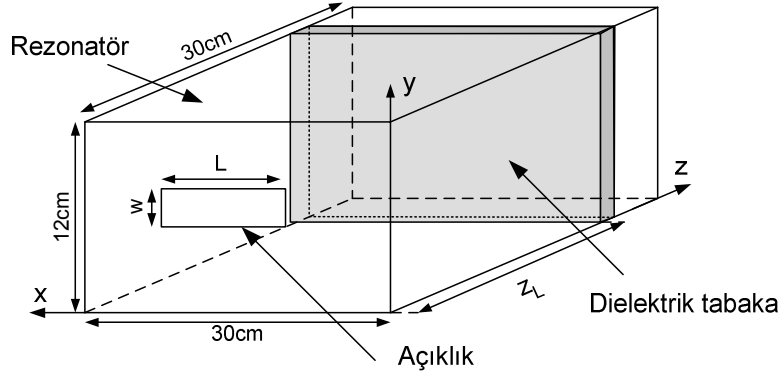
Feng ve Shen(2005)'in elde ettiği sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Şekil 3.37). Burada sunulan yöntemden elde edilen sonuçlarla Feng ve Shen'in elde ettiği sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür. Şekilden yaklaşık 0.37GHz civarında bir çukur görülmektedir. Bu çukur, dielektrikle yüklü rezonatörün ilk rezonansına karşılık gelmektedir. 0.42GHz frekansı civarında ise, rezonatör içerisine açıklık arasından daha az elektromanyetik enerji kuple olmaktadır. Şekil 3.37' den beklendiği gibi, rezonatörün yüklü olması durumunda rezonans frekansının düşük frekanslara kaydığı gözlenmiştir.



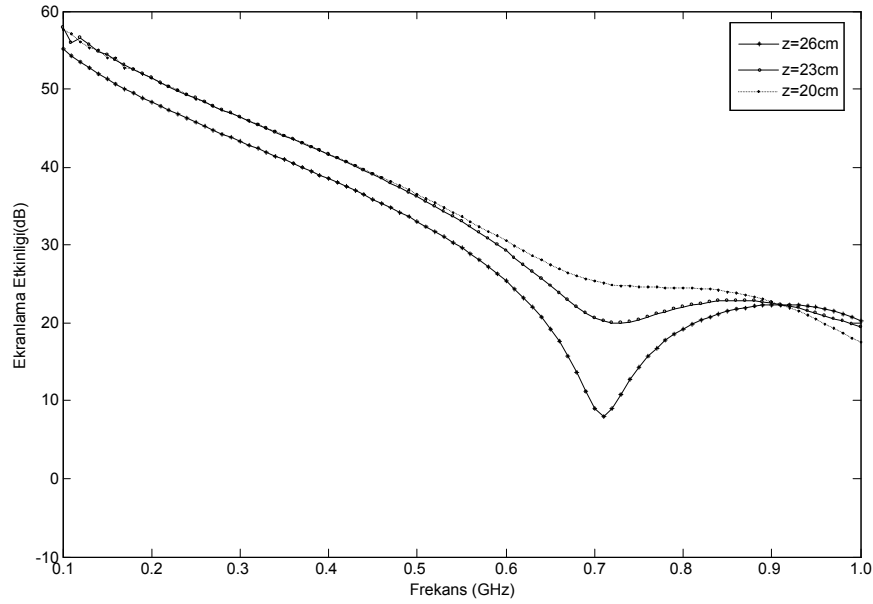
**Şekil 3.37.** Rezonatör içerisindeki dielektrik materyalin Ekranlama etkinliği üzerine etkisi

### 3.4.5.1. Dielektrik tabakanın rezonatör içerisine farklı kesitlere yerleştirilmesi

Şekil 3.38' de geometrisi verilen rezonatörün açıklığının içeriye ışıyan alanların hesabı için karma FEM-MoM yöntemi kullanılmıştır. Rezonatör 30cmx12cmx30cm boyutlarına sahiptir. Uyarma olarak düşey polarizasyonlu düzlemsel dalga kullanılmıştır. Uyarma genliği 10V/m dir. Rezonatör x yönünde 6, y yönünde 5 ve z yönünde 6 hücre ile modellenmiştir. Daha sonra her hücre ayrıca 5 adet dört yüzlüye parçalanmıştır. Frekans adımı 10MHz olarak alınmıştır. Sistemin bilinmeyen sayısı 1385 dir. Rezonatör üzerinde 10cmx0.5cm'lik açıklık rezonatörün z=0 düzleminin ortasına yerleştirilmiştir. Rezonatör içerisinde 1 cm kalınlığında bir dielektrik tabakası yerleştirilmiştir. Dielektrik tabakanın dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 2.65$  ve iletkenliği  $\sigma = 0.22$  S/m dir. Dielektrik tabaka açıklığın bulunduğu yüzeyden sırasıyla 20, 23, 26cm uzağa yerleştirilmiştir.



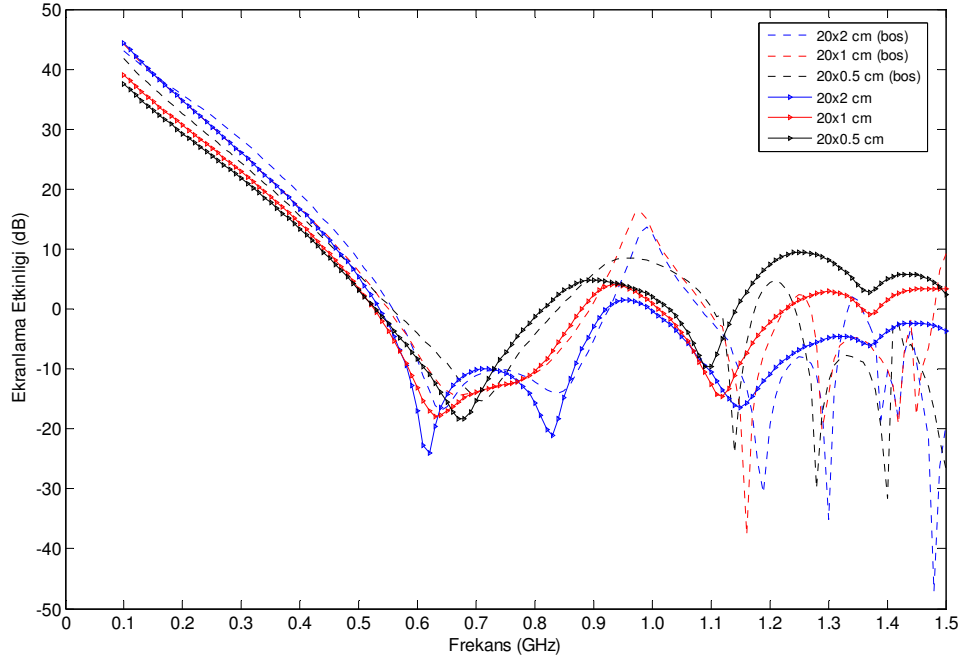
Şekil 3.38. Dielektrik tabaka ile yüklenmiş açıklıklı rezonatörün geometrisi



**Şekil 3.39.** Farklı z düzlemlerine yerleştirilmiş dielektrik tabakanın etkileşimi

Şekil 3.39' da dielektrik tabakanın yerinin açıklıktan uzaklaştıkça, açıklık rezonansı ile rezonatör rezonansının etkileşiminin azaldığı ve Ekranlama etkinliğinin arttığı görülmektedir.

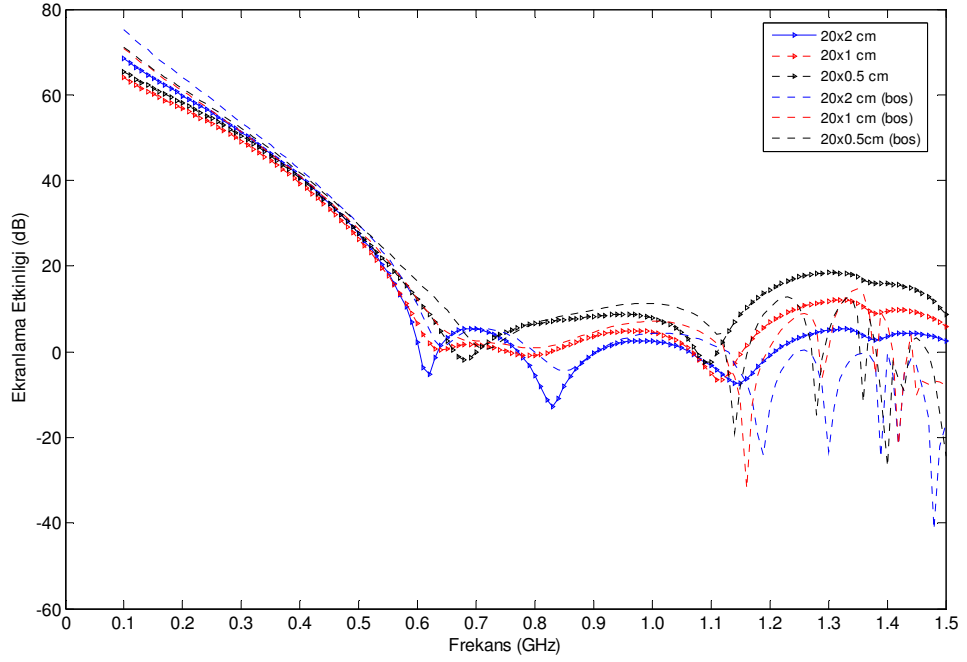
Şekil 3.26' da geometrisi verilen 30cmx12cmx30cm boyutlarındaki rezonatörün üzerine açılmış açıklığın genişliğinin (w) değişimiyle ekranlama etkinliğinin değişimi incelenmiştir. Rezonatörün içerisine  $\epsilon_r = 2.65$  ve  $\sigma = 0.22$  S/m olan d= 1 cm kalınlığında dielektrik bir tabaka Rezonatörün tabanından t=3cm olacak şekilde yerleştirilmiştir. Ekranlama etkinliğini hesaplamada kullanılan gözlem noktası (15cm, 6cm, 15cm) olarak alınmıştır. Açıklık rezonatörün ön yüzünün ortasına yerleştirilmiştir. Rezonatör x yönünde 6, y yönünde 5 ve z yönünde 6 hücreye bölünmüştür. Karma yöntemle çözülen problemde toplam bilinmeyen sayısı, 1385 dir. Hesaplama da kullanılan frekans aralığı 10MHz dir. Rezonatör üzerine açılan açıklığın boyu 20cm de sabit tutulmuştur. Açıklığın genişliği 0.5cm, 1cm ve 2cm olarak değiştirilmiştir.



**Şekil 3.40.** Rezonatörün xz kesitinde dielektrik tabaka varken ve boşken (15cm,6cm,15cm) noktasındaki ekranlama etkinliğinin açıklık genişliğine göre değişimi

Şekil 3.40' da rezonatör üzerindeki açıklığın boyu sabit tutulup genişliği değiştirilerek yüklü ve yüksüz durumdaki ekranlama etkinliği geometrik merkez noktada karma sonlu elemanlar – Moment yöntemiyle hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda yüklü durumda yüksek frekanslarda ekranlama etkinliğinde artma olduğu görülmektedir. Ayrıca tabakanın rezonans frekansı daha düşük frekanslara doğru kaymıştır.



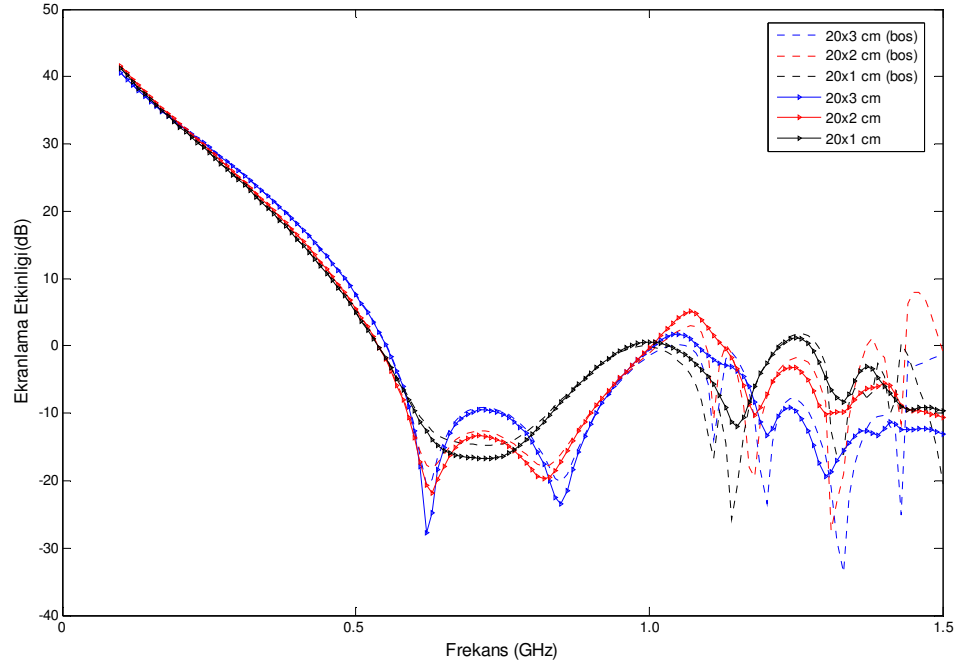


**Şekil 3.41.** Rezonatörün xz kesitinde dielektrik tabaka varken ve bosken (15cm,6cm,27cm) noktasındaki ekranlama etkinliğinin açıklık genişliğine göre değişimi

Şekil 3.41' de ise rezonatör üzerindeki açıklığın boyu sabit tutulup genişliği değiştirilerek yüklü ve yüksüz durumdaki ekranlama etkinliği (15cm, 6cm, 27cm) noktasında karma sonlu elemanlar– Moment yöntemiyle hesaplanmıştır. Açıklık genişliği azaldıkça açıklık-rezonatör etkileşimiyle oluşan çukurun genişliği azalmıştır. Yüklü halde ekranlama temel rezonans frekansından sonra ekranlama etkinliğinde artış meydana gelmiştir.

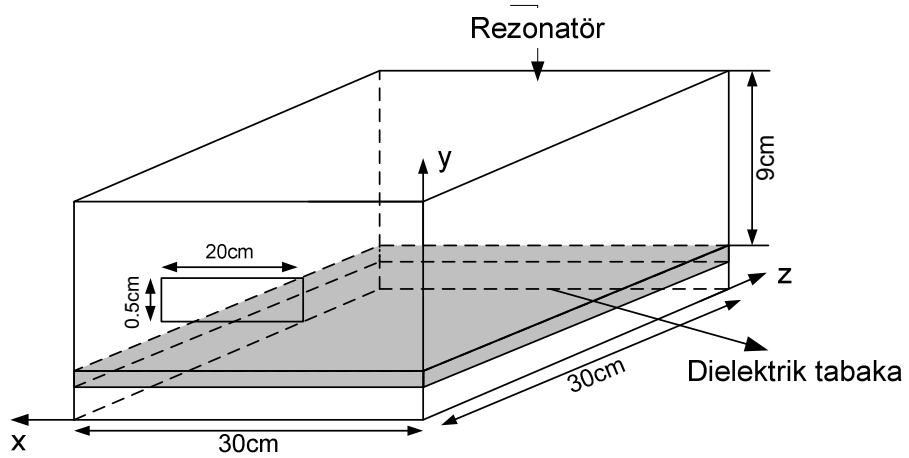
Şekil 3.31' deki açıklık genişliğinin ( $w = 1,2,3$  cm) olarak değiştirilmesi halinde yüklü rezonatörün ekranlama etkinliği incelenmiştir. Rezonatör üzerindeki açıklığın boyu sabit ve 20 cm olarak alınmıştır.

Rezonatör x yönünde 8 hücre, y yönünde 3 hücre ve z yönünde 6 hücre ile modellenmiştir. Rezonatörün ayrıklaştırılmasında düzgün olmayan örgülenme kullanılmıştır. Kalınlığı 1 cm olan dielektrik tabaka  $t=3$ cm' ye yerleştirilmiştir. Hesaplama da kullanılan frekans aralığı 10 MHz dir.



**Şekil 3.42.** Rezonatörün üç farklı açıklık genişliğine göre (15cm, 6cm, 15cm) yüklü ve yüksüz durumdaki ekranlama etkinliği

Şekil 3.42' de rezonatör üzerindeki açıklığın boyu sabit tutulup genişliği değiştirilerek yz düzleminde yüklü ve yüksüz durumdaki ekranlama etkinliği geometrik merkez noktada karma sonlu elemanlar – Moment yöntemiyle hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda yüklü durumda yüksek frekanslarda ekranlama etkinliğinin diğer durumlara göre daha düşük olduğu görülmektedir. Açıklık genişliğinin azaldıkça açıklık-rezonatör etkileşiminin olduğu frekansta ekranlama etkinliği değişmiştir.

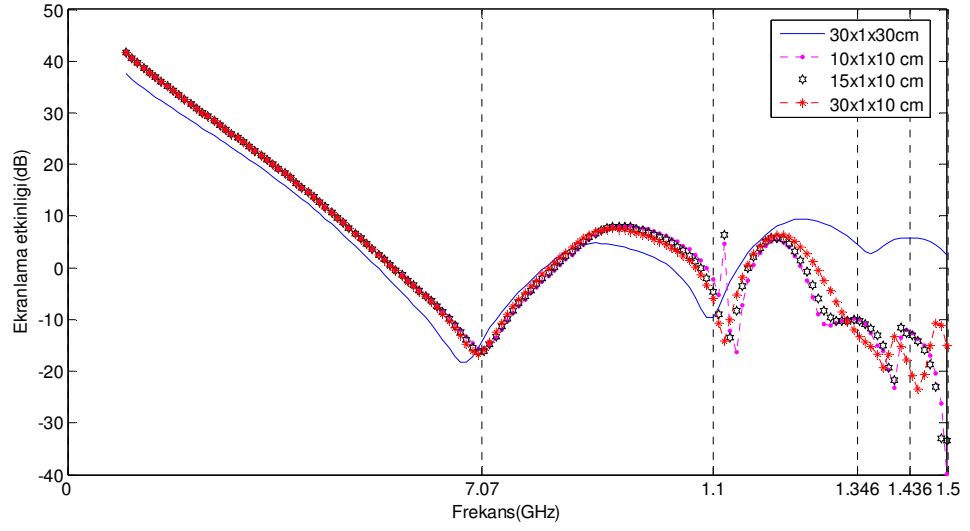


**Şekil 3.43.** xz kesitinde dielektrik tabaka bulunan açıklıklı rezonatörün geometrik gösterimi

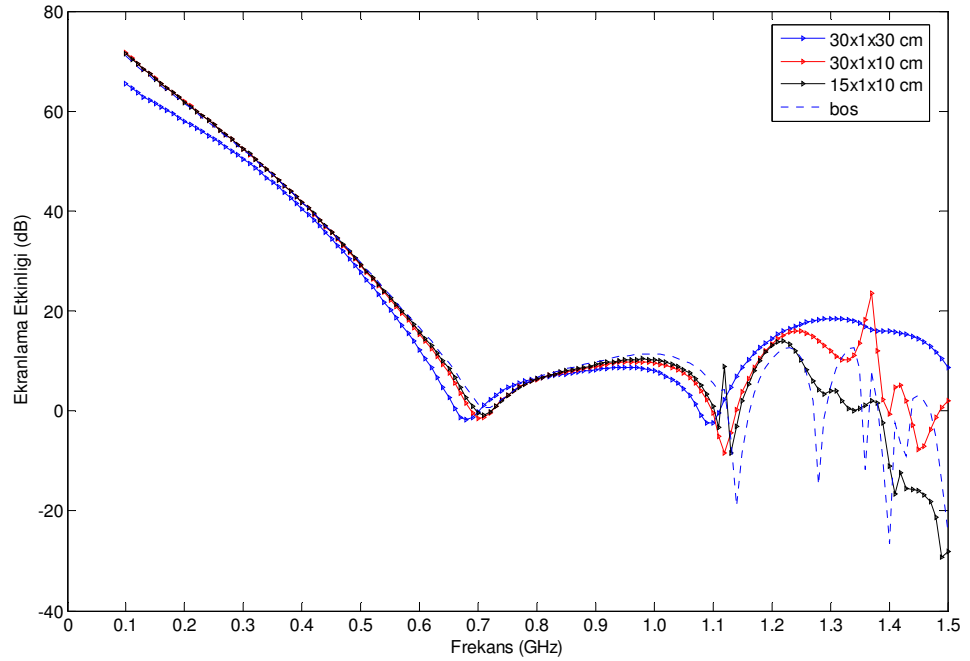
Şekil 3.43' te geometrisi verilen rezonatör 20cmx0.5cm açıklığa sahiptir. Bu açıklık rezonatör yüzeyinin ortasına yerleştirilmiştir. Rezonatör x yönünde 6, yönünde 5 ve z yönünde 6 hücre ile ayrıştırılmıştır. Sistemdeki toplam bilinmeyen sayısı 1385 dir. Ekranlama etkinliğini hesaplamak için (15cm, 6cm, 15cm) ve (15cm, 6cm, 27cm) olan iki farklı gözlem noktası kullanılmıştır.

Rezonatör içerisine üç farklı boyutta dielektrik tabaka yerleştirilerek iki gözlem noktasının ekranlama etkinliği değişimi Şekil 3.44 ve Şekil 3. 45' te gösterilmiştir. Tabaka boyutları sırasıyla 30cmx1cmx30x1cm, 30cmx1cmx10cmx1cm, ve 10cmx1cmx10cmx1cm olarak alınmıştır.

Bütün tabaka konulduğunda yüksek frekanslarda ekranlama etkinliğinde bir artış meydana gelmiştir. Rezonatörün içerisinde bütün bir dielektrik tabakanın olması durumunda ekranlama etkinliğinin ikinci gözlem noktasındaki değeri birinci gözlem noktasındaki değerine göre daha yüksek olduğu görülmektedir.



**Şekil 3.44.** Farklı dielektrik tabaka boyutlarının (15cm, 6cm, 15cm) noktasındaki ekranlama etkinliği üzerine etkisi.



**Şekil 3.45.** Farklı dielektrik tabaka boyutlarının (15cm, 6cm, 27cm) noktasındaki ekranlama etkinliği üzerine etkisi.

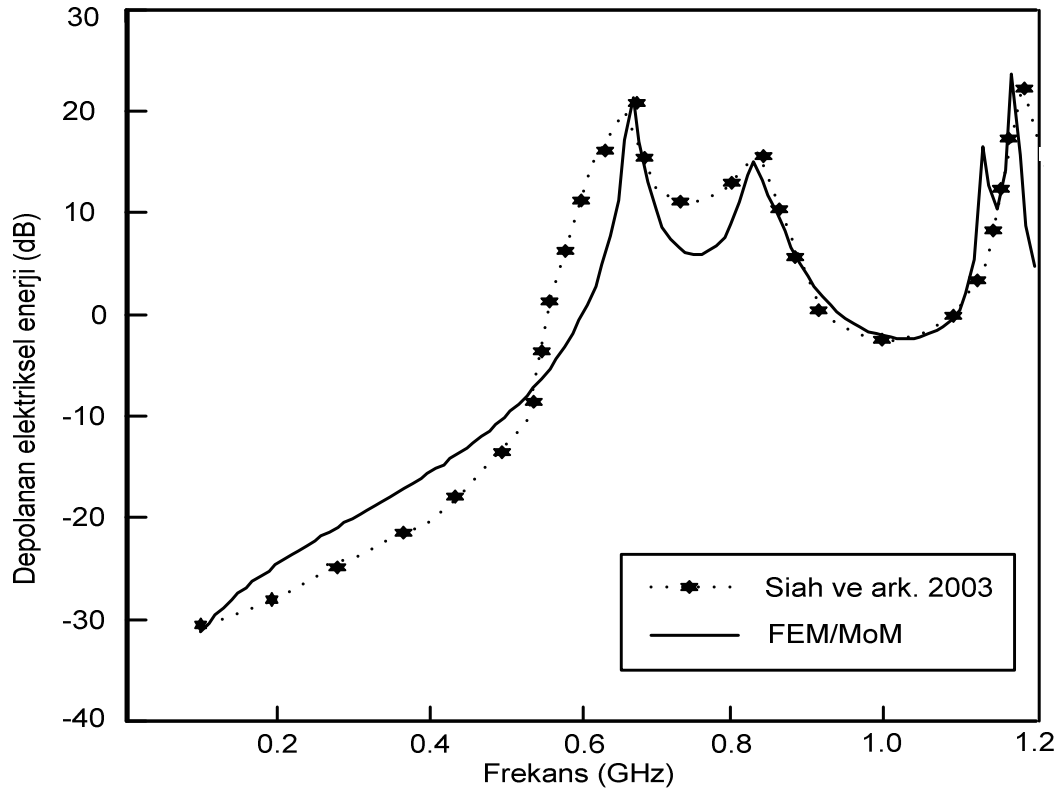
### 3.4.5.2. Depolanan elektriksel enerji ve Kayıp gücü

FEM/MoM karma yöntemi ile hesap edilen bir diğer büyüklük, depolanan elektriksel enerjidir. Bu değer,

$$\text{Depolanan Elektriksel enerji (dB)} = 10 \log \left( \frac{\iiint \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{\text{toplama}}|^2 dV}{\iiint \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{\text{gelen}}|^2 dV} \right) \quad (3.101)$$

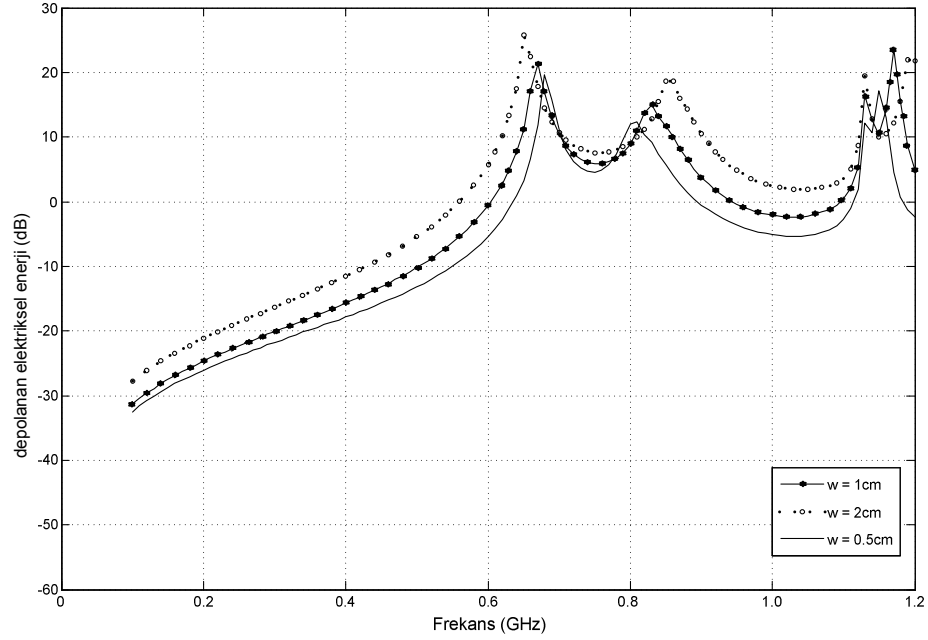
olarak ifade edilmiştir (Siah ve ark. 2003).

Burada,  $\vec{E}_{\text{toplama}}$  rezonatör içerisinde gözlem noktasındaki hesaplanmış toplam elektrik alan şiddetini göstermektedir.  $\vec{E}_{\text{gelen}}$  ise rezonatör yokken aynı noktada hesaplanmış olan gelen elektrik alan şiddetini ifade etmektedir.



**Şekil 3.46.** Açıklıklı yüksüz rezonatörde depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimi ( $l=20\text{cm}$  ve  $w=1\text{cm}$ ).

Şekil 3.46, yüksüz haldeki açıklıklı rezonatörün içerisinde depo edilen elektriksel enerjinin frekansla değişimini göstermektedir. Rezonatör 20x1cm' lik açıklığa sahiptir ve açıklık rezonatörün ön yüzeyinin ortasında bulunmaktadır. Elde edilen sonuçlar Siah ve ark. 2003' nin sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve aralarında uyum olduğu görülmektedir.



**Şekil 3.47.** Açıklık genişliği değişiminin depolanan elektriksel enerji üzerindeki etkisi

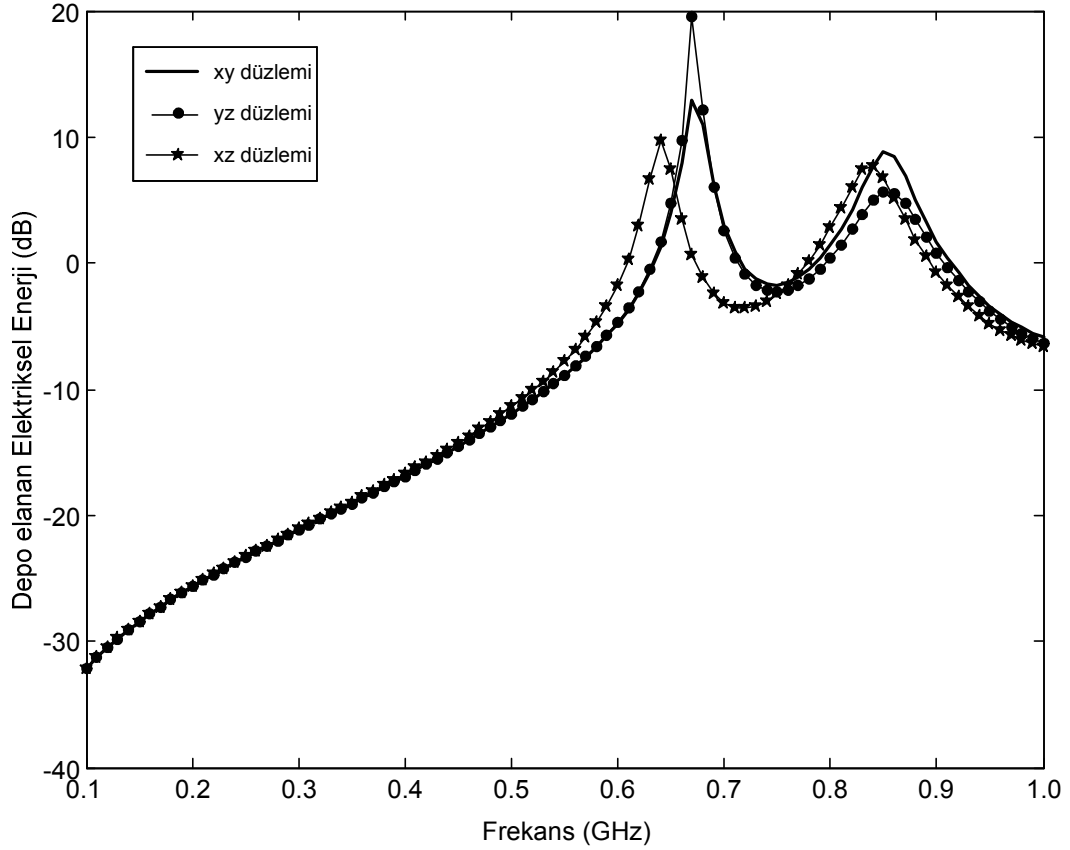
Şekil 3.47 rezonatör üzerindeki açıklık genişliğinin değiştirilmesiyle, depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimini göstermektedir. Daha küçük genişliğine sahip açıklığın rezonatör hacmi içerisinde daha az elektriksel enerji depoladığı görülmektedir. Büyük açıklığın küçük açıklığa göre rezonatörün ekranlama performansını azalttığı ve aynı zamanda rezonatör içerisinde depo edilen elektriksel enerjiyi arttırdığı görülmektedir.

Rezonatör içerisinde dielektrik tabaka olması halinde depolanan elektriksel enerjinin değişimi incelenmiştir. Tabakanın üç farklı yerleşim durumu

- xy düzlemi
- xz düzlemi

- yz düzlemi

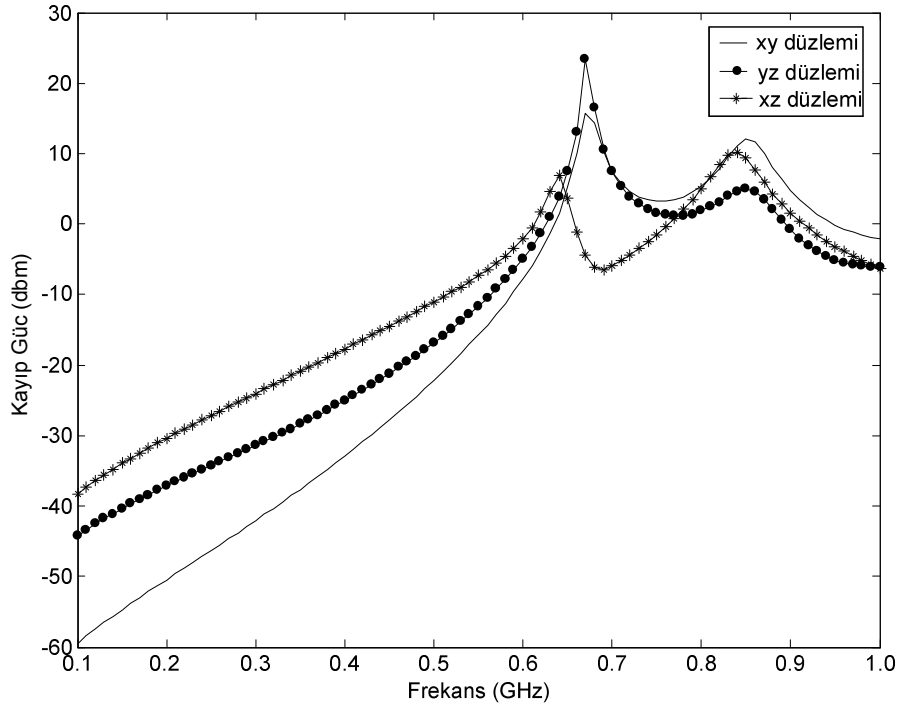
ele alınmıştır. Bütün aşamalarda dielektrik tabaka mükemmel iletken duvardan 3 cm uzaklığa yerleştirilmiştir. Rezonatörün üzerindeki açıklık 20x0.5cm olarak alınmıştır.



**Şekil 3.48.** Rezonatör içerisinde farklı düzlemlere yerleştirilmiş dielektrik tabaka olması durumunda içeride depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimi

FEM/MoM karma yöntemi kullanılarak rezonatör içerisine yerleştirilen dielektrik tabakanın üç farklı yerleştirme durumu için içeride depolanan elektriksel enerjilerin frekansla değişimi Şekil 3.48' de gösterilmiştir. Yüksüz durumla karşılaştırıldığında yüklü durumda depolanan elektriksel enerjinin, üç durumun hepsinde de azaldığı görülmektedir. Yüklü durumda, 500 MHz 'e kadar üç durumda benzer depolanan elektriksel enerjiye sahiptir. 600-700MHz den sonra en fazla enerji depo edilen durum, dielektriğin yz düzlemine yerleştirilmesi durumu olduğu görülmektedir. xy ve yz düzlemi rezonatörün

temel rezonans frekansına kadar benzer elektriksel enerji oranına sahiptir. Bu frekanstan sonra depolanan elektriksel enerji yz düzleminde en fazladır Şekil 3.48' den rezonans frekansı civarında bir değişimin olduğu görülmektedir. Rezonans frekansları dışındaki frekanslarda fazla bir değişiklik olmamıştır.



**Şekil 3.49.** Farklı düzlemlere yerleştirilmiş dielektrik tabakadaki kayıp gücün frekansla değişimi

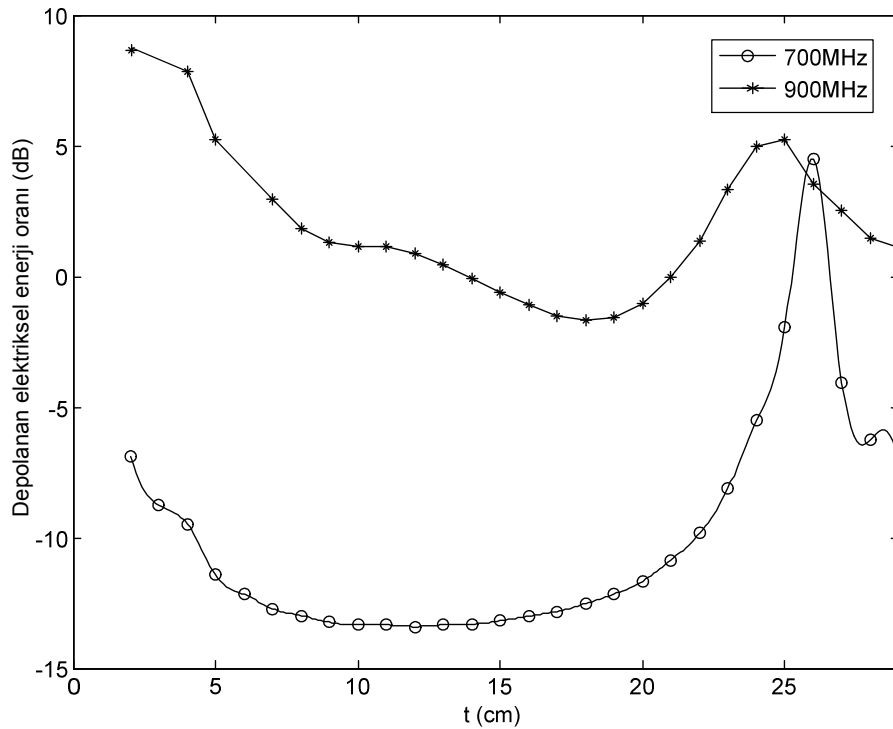
Şekil 3.49' da rezonatör içerisinde 3 farklı düzleme yerleştirilmiş dielektrik tabakadaki kayıp gücünün frekansla değişimi gösterilmiştir. Şekil 3.49' da ise 600MHz frekansına kadar en iyi durum xy düzleminde elde edilmiş ve 600-800 MHz aralığında ise xz düzlemi daha az kayıp gücüne sahipken, 800MHz'den sonraki frekanslarda ise yz düzleminde en iyi durum elde edildiği görülmektedir.



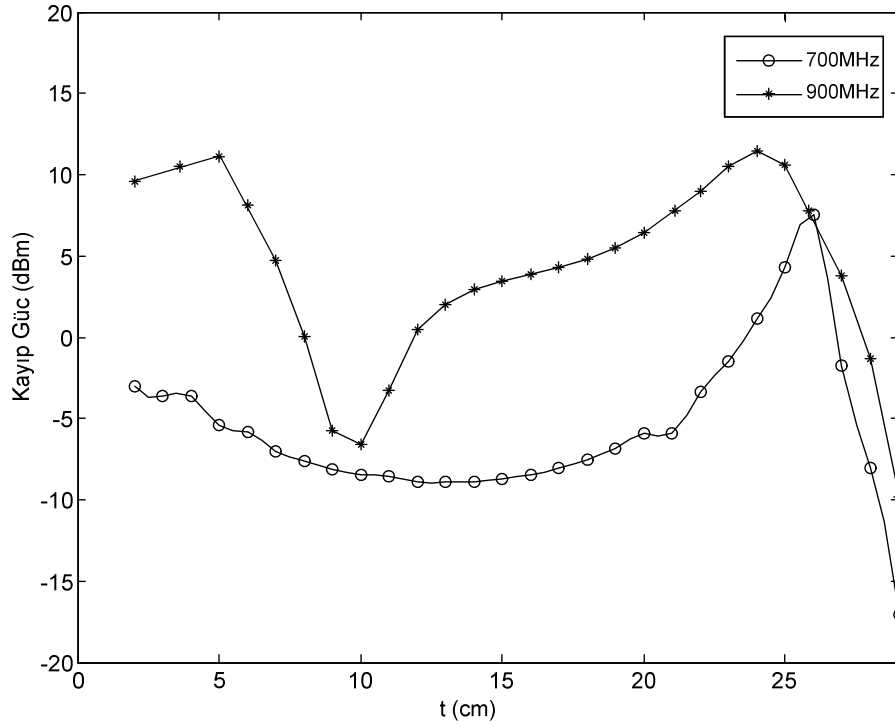
### 3.4.5.3. Dielektrik tabakanın konumunun depolanan enerji ve kayıp gücüne etkisi

Bir sonraki aşamada dielektrik dilim xy düzlemine yerleştirilmiştir. Dielektrik tabakanın z ekseni boyunca konumunun değişmesinin, depolanan enerji ve kayıp gücüne etkisi Şekil 3.50 ve 3.51' de gösterilmiştir.

Şekil 3.50 ve 3.51' den özellikle tabaka konumunun belirlenmesi, sistemin tasarım ve optimizasyonunda açısından önemlidir. Şekillerden görüldüğü gibi 700MHz de daha az girişim olmaktadır. Ayrıca tabakanın ortaya yakın konması girişim açısından daha iyi sonuç vermektedir.

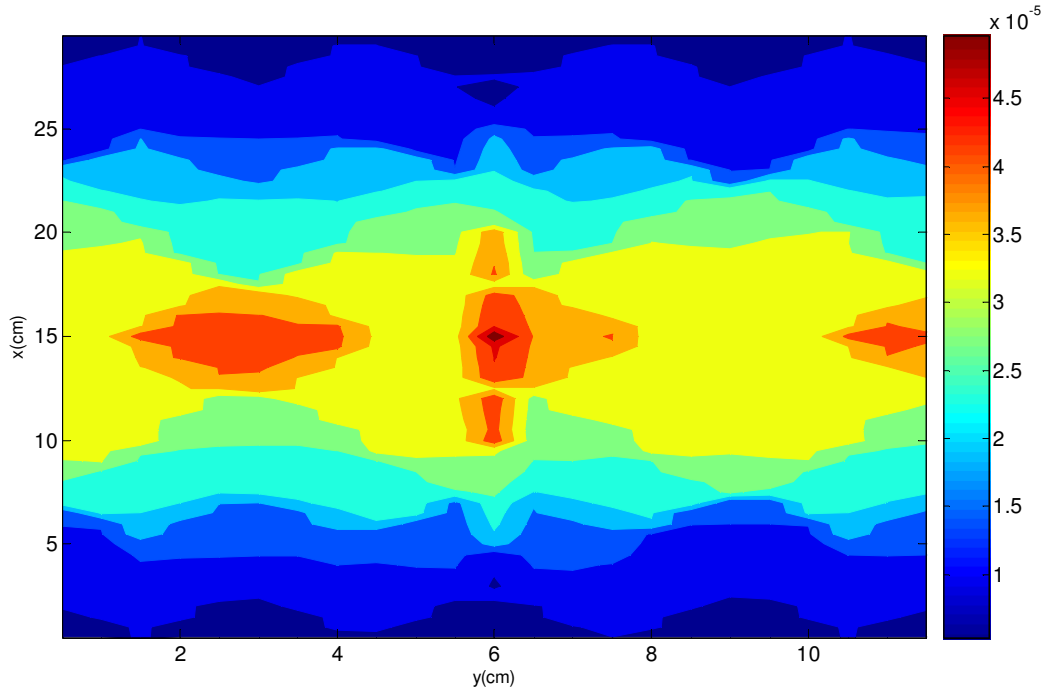


Şekil.3.50. Konum ile depolanan enerjinin değişimi

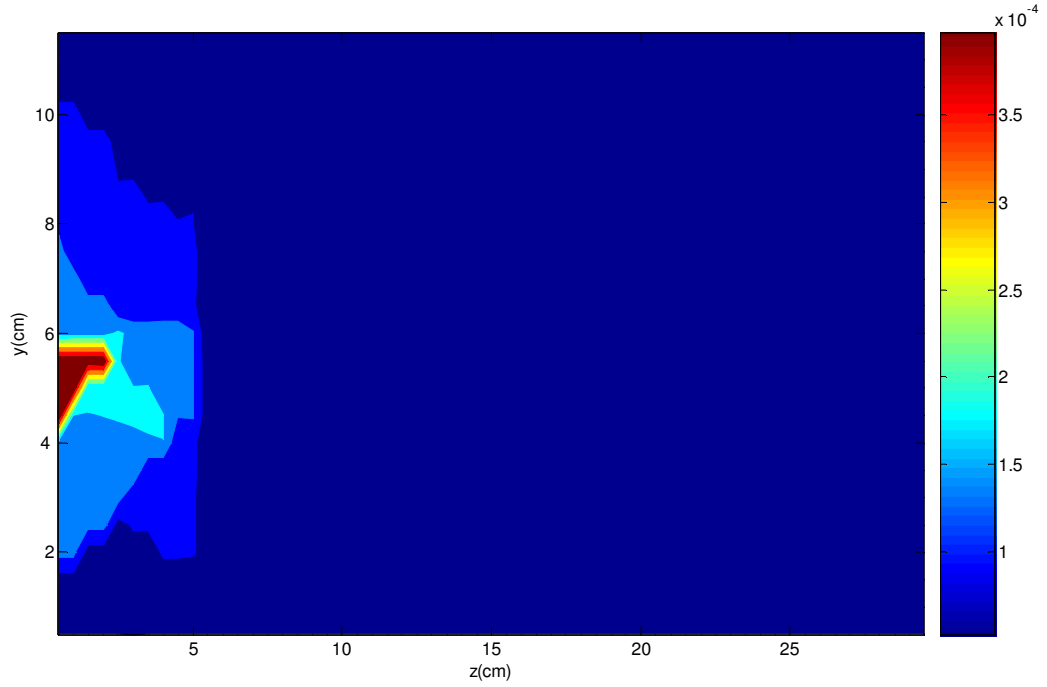


**Şekil.3.51.** Konum ile kayıp gücünün değişimi

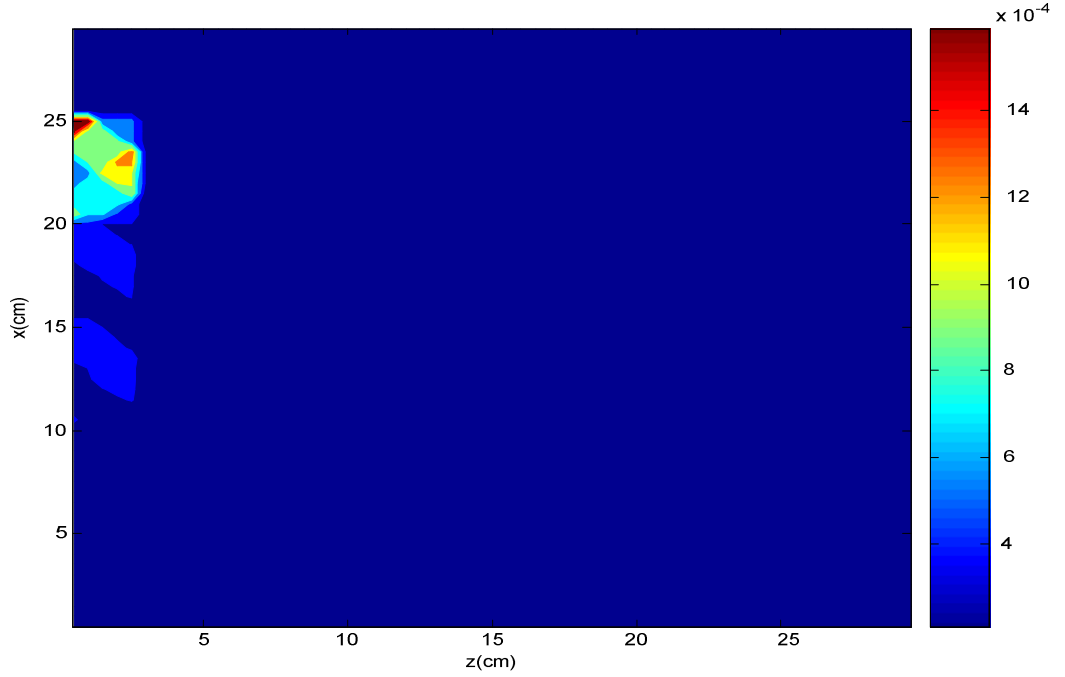
900MHz frekansı için üç farklı düzleme yerleştirilmiş kayıplı dielektrik tabakadaki kayıp güç yoğunluğu hesaplanmıştır. Hesaplamalarda dielektrik tabakanın orta kesitindeki güç yoğunluğu hesaplanmıştır. Şekil 3.52'te  $f=900\text{MHz}$  için  $x-y$  düzleminde elde edilen güç yoğunluğu değişimi, Şekil 3.53'te  $f=900\text{MHz}$  için  $y-z$  düzleminde elde edilen güç yoğunluğu değişimi ve Şekil 3.54'de  $f=900\text{MHz}$  için  $x-z$  düzleminde elde edilen güç yoğunluğu değişimi verilmiştir.



**Şekil 3.52**  $f=900\text{MHz}$  için dielektrik tabaka içerisinde x-y düzleminde kayıp güç yoğunluğunun değişimi ( $L=20\text{cm}$   $w=0.5\text{cm}$   $t=1\text{cm}$   $d= 3.5\text{cm}$ )



**Şekil 3.53**  $f=900\text{MHz}$  için dielektrik tabaka içerisinde y-z düzleminde kayıp güç yoğunluğunun değişimi ( $L=20\text{cm}$   $w=0.5\text{cm}$   $t=1\text{cm}$   $d= 3.5\text{cm}$ )



**Şekil 3.54**  $f = 900\text{MHz}$  için dielektrik tabaka içerisinde x-z düzleminde kayıp güç yoğunluğunun değişimi ( $L=20\text{cm}$   $w=0.5\text{cm}$   $t=1\text{cm}$   $d= 3.5\text{cm}$ )

Güç yoğunluğu değişimi incelendiğinde,  $f=900\text{MHz}$  frekansı için rezonatörün xy düzlemine dielektrik tabaka yerleştirilmesi durumunda kayıp gücün tabakanın ortasında daha fazla olduğu görülmektedir. xz ve yz düzlemlerinde ise açıklığın bulunduğu uçta yoğunlaştığı görülmektedir. Yani açıklığın bulunduğu bölgede diğer yerlere göre daha fazla yoğunlaşma olduğu görülmektedir. Dielektrik tabakadaki kayıp güç yoğunluğu xy düzleminde diğer düzlemlere göre daha fazla olduğu görülmektedir.

Bu bölümde, bir dielektrik malzeme ile yüklü rezonatörün içerisindeki alanların nümerik olarak hesaplanması amaçlanmıştır. Hesaplamalar için zaman domeni FEM ile FEM/MoM karma yöntemi kullanılmış ve bu iki yöntemin böyle bir yapı için karşılaştırılması yapılmıştır. Çözümde elde edilen elektrik alan dağılımı yardımıyla rezonatörün merkezindeki Ekranlama etkinliği ve rezonatörün içerisinde depolanan elektriksel enerji ve dielektrik malzeme üzerindeki kayıp gücü hesaplamaları gerçekleştirilmiş ve bu parametrelerin tasarım ve optimizasyonda kullanılmaları amaçlanmıştır. Zaman domeni FEM'in

hesap hacmi FEM/MoM karma yöntemine göre daha fazladır. Sonuçların benzer olmasına rağmen zaman domeni FEM' de bilinmeyen sayısı ve işlem hacmi karma FEM/MoM yöntemine göre daha fazla olmuştur. Dolayısıyla karma yöntemle hesaplama zamanında azalma elde edilmiştir.

Ekranlama etkinliği(SE) noktasal bir sonuç ürettiğinden, tüm rezonatör içerisindeki elektrik alan dağılımını temsil eden depolanan elektriksel enerji ve kayıp gücünün birlikteliğinin de tasarım ve optimizasyon önerilerinde göz önünde bulundurulması gereklidir. Dielektrik tabakanın rezonatör içerisine yerleştirilme şeklinin rezonatör içerisinde depo edilen elektriksel enerji oranını ve kayıp gücünü etkilediği görülmüştür. Böylece rezonatör içerisine farklı yerleştirme düzeniyle en az enerji depo eden ve en az kayıplı güç absorbe eden durum elde edilerek EMC açısından en uygun konfigürasyon bulunabilir.

#### 4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, bir EMC problemi zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi ve frekans domeni sonlu elemanlar – Moment yönteminden oluşan karma bir yöntemle sayısal olarak çözümlenmiştir.

Literatürde bulunan çalışmalarda Deshpande (2000), dikdörtgen kesitli bir rezonatörün ekranlama etkinliğini hesaplanmak için açıklıkları eşdeğer manyetik akım kaynakları ile yer değiştiren ve böyle kaynaklardan ışılan alanları ifade etmek için rezonatörün Green fonksiyonlarını kullanan bir formülasyon sunmuştur. Kutunun içerisindeki alanları rezonatör Green fonksiyonları ve kutunun dışındaki alanlar ise serbest uzay Green fonksiyonları türünden ifade ederek sadece yüksüz, düzgün şekilli kutu ve açıklıklara uygun olacak şekilde modellemiş ve ekranlama etkinliğini incelemiştir. Ali ve ark. sonlu elemanlar-moment tekniğini dielektrik yapılara birleştirilen iletken yapılardan elektromanyetik ışıma problemlerini çözmek için kullanmışlardır. Wang ve ark. (2003) dielektrik materyalle kaplanmış iletken yapıların modellemesinde hesaplama miktarının azaltılması için empedans sınır koşulunu karma FEM-MOM modelleme kodunun sonlu eleman parçasına birleştirmişlerdir. Rajamani and Bunting (2005), sadece dikdörtgen açıklıklı dikdörtgen rezonatörlerin ekranlama etkinliğini hesaplayan Modal/MoM karma yöntemini açıklıklı boş bir rezonator üzerinde sunmuşlardır.

Bu tezde elektromanyetik ışıma problemini analiz etmek için sayısal hesaplama dayanan ifadeler geliştirilmiştir. İfadeler, elektrik alanın vektör dalga denkleminin çözümüne dayanmaktadır. Tasarım aşamasındaki bir elektronik sistemin dışarıdan gelen bir girişim ile içerisindeki bileşenler arasındaki etkileşim ya zaman domeninde veya frekans domeninde elde edilebilir.

Problemin hem zaman hem de frekans domeni çözümünde ayrıklaştırma için aynı örgü yapısı kullanılmıştır. Konum ayrıklaştırması, uzayın dörtyüzlülere bölünmesi ile gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, zaman domenindeki türev ifadelerini ayrıklaştırma için Newmark yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntem, şartsız kararlı bir sistem sunmaktadır.

İlk aşamada açıklık vasıtasıyla dikdörtgen kesitli bir rezonatörün içerisine sızan alanların bulunması için zaman domeni sonlu elemanlar yöntemi kullanılmıştır. Zaman domeni çözümünde kullanacağımız hesap uzayının bütün kenarlarına Silver-Müller ışımaya koşulu sağlayan yutucu yüzeyler yerleştirilmiştir. Serbest uzayda yayılım yapan bir düzlemsel dalganın zaman domeni sonlu elemanlar yöntemiyle analizi yapılarak yutucu yüzeyin etkinliği sunulmuştur. Zaman domeni analizinde yapılan bütün çözümlemede bu yutucu yüzeyler kullanılmıştır.

Ekranlama etkinliğinin belirlenmesinde, frekans, açıklığın boyu, açıklığın genişliği, gözlem noktasının rezonatör içerisindeki pozisyonu gibi tasarım parametreleri değiştirilerek, bu parametrelerin etkisi incelenmiştir. Yapılan hesaplamaların sonucunda, açıklık genişliğinin artırılmasının, rezonatörün ekranlama performansını çok az değiştirdiği tespit edilmiştir. Açıklık boyunun değişiminin açıklık-rezonatör etkileşimini etkilemekte olduğu ve ekranlama etkinliğinin rezonatör ve açıklık rezonanslarıyla kontrol edilebileceği elde edilmiştir. Gözlem noktasının ekranlama etkinliği üzerinde etkisi Robinson ve ark. (1998) tarafından incelenmiş ve bu noktanın açıklıktan uzaklaştıkça ekranlama etkinliği değerinin arttığı tespit edilmişti. Robinson ve ark. (1998) 'nın sunduğu yöntem sadece temel rezonans moduna kadar geçerlidir .

Tezde kullanılan ikinci yöntemde frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi ve Moment yöntemi birleştirilerek kullanılmıştır. Rezonatörün üzerine açılmış olan açıklıktaki alanı bulabilmek için Moment yöntemi kullanılmıştır. Bu açıklık eşdeğer alan teoremine göre manyetik akım yoğunluğu olarak ele alınmıştır. Açıklıktaki alan dağılımı Galerkin yöntemine uygun olarak açınım fonksiyonlarının bilinmeyen katsayılarla ağırlıklandırılmış toplamından oluşmuştur. MoM' da açıklığın üzerindeki sınır koşulu kullanılarak bir integral denkleme ulaşılmıştır. Bu integral denklemi çözebilmek için açıklıktan dışa ve rezonatör içine ışıyan alanların bulunması zorunludur. Dıştaki alan serbest uzayın dyadik Green fonksiyonu ile bulunmuştur. Rezonatör içindeki alanın hesabı içinde frekans domeni sonlu elemanlar yöntemi kullanılmıştır.

Karma FEM/MoM yöntemin EMC problemlerine uygulanmasında önemli avantajlara sahiptir. Hem iç hem de dış çevre, aynı yazılım üzerinde

modellenebilir. Böylece, yutucu sınır koşulları nedeniyle hesap uzayının genişletilmesine gerek kalmadan, kutunun dışarısındaki bölge moment yöntemi kullanılarak modellenmiştir. Dolayısıyla işlem hacmi azaltılmıştır. Karma yöntem, zaman domeni sonlu eleman yöntemine göre daha az bilinmeyene sahip olduğundan daha az hesaplama zamanı gerektirmiş ve hafıza kullanmıştır. İşlem süresinde önemli bir azalma elde edilmiştir.

Rezonatör içerisindeki geometrik merkez noktadaki ekranlama etkinliği bu karma yöntemle hesaplanmış ve elde edilen sayısal sonuçlar analitik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Aralarında uyum olduğu gözlenmiştir. Rezonatör içerisinde seçilen bir noktadaki ekranlama etkinliği farklı açıklık durumları ve rezonatör yüksüz ve yüklü olma durumlarında incelenmiştir. Ekranlama etkinliğinin açıklıktan uzaklaştıkça arttığı ve frekansla azaldığı tespit edilmiştir. Açıklık genişliğinin azaldıkça açıklık-rezonatör etkileşiminin olduğu frekansta ekranlama etkinliği değişmektedir. Rezonatörün boyutlarının değişmesi, rezonatör içerisinde uyarılan modun rezonans frekansını değiştirdiği için ekranlama etkinliğinin en düşük olduğu frekans değişmiştir. Açıklık boyutunun veya rezonatör boyutunun ayarlanmasıyla, düşük frekans ekranlama etkinliği karakteristiği kontrol edilebilir. Rezonatör içerisinde korunacak olan bir devrenin çalışma frekansı gözönüne alınarak rezonatörün boyutlarının, açıklığın boyut ve konumunun belirlenmesiyle EMC sisteminin tasarımı ve optimizasyonu mümkün olacaktır.

Dielektrik tabaka ile yüklü rezonatörün ekranlama etkinliği tabakanın rezonatör içerisine farklı konumlarda yerleştirilmesiyle incelenmiştir. Aynı zamanda açıklık genişliğinin yüklü rezonatörün ekranlama etkinliğinde meydana getirdiği değişimler incelenmiştir. Rezonatör içerisine üç farklı boyutta dielektrik tabaka yerleştirilerek iki gözlem noktasının ekranlama etkinliği değişimi incelenmiştir. Bütün dielektrik tabaka konulduğunda ekranlama etkinliğinde bir artma meydana geldiği gözlenmiştir. Rezonatörün içerisinde bütün bir dielektrik tabakanın olması durumunda ekranlama etkinliğinin açıklıktan uzaklaştıkça arttığı tespit edilmiştir.

Ekranlama etkinliği(SE) noktasal bir sonuç ürettiğinden, tüm rezonatör içerisindeki elektrik alan dağılımını temsil eden depolanan elektrikselsel enerji ve



kayıp gücünün birlikteliğinin de tasarım ve optimizasyon önerilerinde göz önünde bulundurulması gereklidir. Dielektrik tabakanın rezonatör içerisine yerleştirilme şeklinin rezonatör içerisinde depo edilen elektriksel enerji oranını ve kayıp gücünü etkilediği görülmüştür. Rezonatör içerisine farklı yerleştirme düzeniyle en az enerji depo eden ve en az kayıplı güç absorbe eden durum elde edilerek EMC açısından en uygun konfigürasyon bulunabilir.

Rezonatörün içerisinde depo edilen elektriksel enerji FEM-Moment yöntemi ile hesaplanmış ve sonuçlar Siah ve ark. (2003) 'ın sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Dielektrik tabakanın farklı konumlara yerleştirilmesiyle depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişimi incelenmiştir. Yapılan çalışmalardan sonra, yüksüz durumda karşılaştırıldığında yüklü durumda depolanan elektriksel enerjinin, (dielektrik yerleşimi)üç durumun hepsinde de azaldığı görülmektedir. Yüklü durumda, 600 MHz 'e kadar üç durumda benzer depolanan elektriksel enerjiye sahiptir. 700MHz den sonra en fazla enerji depo edilen durum, dielektriğin yz düzlemine yerleştirilmesi durumu olduğu görülmektedir. xy ve yz düzlemi kutunun temel rezonans frekansına kadar benzer elektriksel enerji oranına sahiptir. Bu frekanstan sonra depolanan elektriksel enerji yz düzleminde en fazla olmaktadır. Depolanan elektriksel enerjinin frekansla değişiminden daha küçük genişliğine sahip açıklığın rezonatör hacmi içerisinde daha az elektriksel enerji depoladığı görülmektedir. Büyük açıklığın küçük açıklığa göre rezonatörün ekranlama performansını azalttığı ve aynı zamanda rezonatör içerisinde depo edilen elektriksel enerjiyi arttırmıştır.

Bir diğer aşamada ise 3 farklı düzleme yerleştirilmiş dielektrik tabakadaki kayıp gücünün frekansla değişimi gösterilmiştir. Yapının 650-800 MHz arasında xz düzleminde diğer düzlemlere göre daha az kayıp gücü olduğu görülmektedir. Güç yoğunluğu değişimi 900MHz frekansı için incelenmiş, rezonatörün xy düzlemine dielektrik tabaka yerleştirilmesi durumunda kayıp gücün tabakanın ortasında daha fazla olduğu gösterilmiştir. xz ve yz düzlemlerinde ise açıklığın bulunduğu uçta yoğunlaşmaktadır. Dielektrik tabakadaki kayıp güç yoğunluğu xy düzleminde diğer düzlemlere göre daha fazla olmaktadır.

## 5. KAYNAKLAR

AKMAN, A. 2004. Endüstriyel amaçlı bir mikrodalga fırınının nümerik modellenmesi ve tasarım optimizasyonu. Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi.

ALİ, M.W., T. HUBING ve J.L. DREWNIK. 1997. A Hybrid FEM/MoM technique for elektromagnetic scattering and radiation from dielectric objects with attached wires. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 39, No. 4, p. 304-314

BALANIS, C. 1989. Advanced engineering electromagnetics. Wiley.

BANHASSINE, S., L. PICHON ve W. TABBARA. 2002. An efficient finite-element time domain method for the analysis of the coupling between wave and shielded enclosure. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 38, No. 2, p. 709-712

BANHASSINE, S., W.P. CARPES ve L. PICHON. 2000. Comparison of mass lumping techniques for solving the 3D Maxwell's equations in the time domain. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 36, No. 4, p. 1548-1552

BELHORA, A.K. ve L. PICHON. 1995. Efficient absorbing boundary conditions for the finite element solution of 3D scattering problems. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 31, No. 3, p. 1534-1537

BELOKOUR, I., J. LOVETRI ve S. KASHYAP. 2000. Shielding effectiveness estimation of enclosures with apertures. EMC 2000 International Symp.on 21-25 Aug.

BOCQUET, F., L. PICHON ve A. RAZEK. 1998. 3D FEM analysis of electromagnetic wave scattering from a dielectric sheet in EMC Problems. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, No. 5, p. 2791-2794

BOSSAVIT, A. 1988. A rationale for edge elements in 3D fields computations. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 1, p. 74-79

BOSSAVIT, A. ve I. MAYERGOYZ. 1989. Edge elements for scattering problems. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 25, No. 4, p. 2816-2821

BOYSE, W.E. ve A.A. SEIDL. 1994. A hybrid finite element method for 3D scattering using nodal and edge elements. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 42, No. 10, p. 1436-1442

BUTLER, C. M. ve ark. 1978. Electromagnetic Penetration through apertures in conducting surfaces. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 26, No.1, p. 82-93

CAORSI, S. ve G. CEVINI. 2003. Assessment of the performances of first and

second order time domain ABC's for the truncation of the finite element grids. Microwave and Optical technology letters, Vol. 38, No. 1, p. 11-16

CARPES, W.P. ve ark. 2000. TLM and FEM Methods applied in the Analysis of electromagnetic coupling. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 36, No. 4, p. 982-985

CARPES, W.P., L. PICHON ve A. RAZEK. 2000. A 3D finite element method for the modelling of bounded and unbounded electromagnetic problems in the time domain. International journal of numerical modelling electronic Networks devices and fields, No. 13, p. 527-540

CARPES, W.P., L. PICHON ve A. RAZEK. 2002. Analysis of the coupling of an incident wave with a wire inside a cavity using an FEM in frequency and time domains. IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, Vol. 44, No. 3, p. 470-475

CERRÌ, G., R. DE LEO ve V. M. PRIMIANI. 1992. Theoretical and experimental evaluation of the electromagnetic radiation from apertures in shielded enclosures. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 34, No.4. p.423-432.

CHATTERJEE, A., J.M. JIN ve J.L. VOLAKIS. 1993. Edge based finite elements and vector ABC's applied to 3D scattering. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 41, No. 2, p. 221-226

CHRISTOPOULOS, C. 1995. Principles and techniques of electromagnetic compatibility. CRC Pres, London.

De SMEDT, R. ve ark. 2002. Effect of a board on the shielding effectiveness of a Box. EMC Europe 2002 International symposium on electromagnetic compatibility, 9-13 Sept., Sorrento.

DESHPANDE, M.D. 2000. Electromagnetic Field Penetration Studies. NASA/CR-2000-210297

DUFFY, A.P. ve ark. 1993. Numerical simulation of electromagnetic coupling and comparison with experimental results. IEEE Transactions on Electromagnetic compatibility, Vol. 35, No.1, p. 46-54

FELIZIANI, M. ve F. MARADEI. 1999. Modeling of electromagnetic fields and electrical circuits with lumped and distributed elements by the WETD method. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, No. 3, p. 1666-1669

FENG, C. ve Z. SHEN. 2005. A hybrid FD-MoM Technique for predicting shielding effectiveness of metallic enclosures with apertures. IEEE Transactions on Electromagnetic compatibility, Vol. 47, No.3, p. 456-462

GEDNEY, S.D. ve U. NAVSARIWALA. 1995. An unconditionally stable finite element time domain solution of the vector wave equation. IEEE Microwave and Guided wave letters, Vol. 5, No. 10, p. 332-334

GÜREL, L. 1997. Askeri Sistemlerin Elektromanyetik Uyumluluğunun Önemi ve EMC Eğitimi. Symposium for the technological progress in Defence Industry, June, Turkey

HAGEN, J. 1997. Wide band electromagnetic aperture coupling to a cavity : an integral representation based model. PhD. Thesis, Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe

HAMMER, P.C., O.J. MARLOWE ve A.H. STROUD. 1956. Numerical integration over simplexes and cones. Mathematical Tables and Other aids to computation, Vol. 10, No. 55, p. 130-137

HARRINGTON, R.F. 1982. Resonant Behavior of a small aperture backed by a conducting body. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 30, No. 2, p. 205-212

HARRINGTON, R.F. The method of Moments in electromagnetics. Massachusetts Institute of technology, 6.635 lecture notes

HILL, D.A. ve ark. 1994. Aperture excitation of electrically large, lossy cavities, IEEE Transactions on EMC, Vol 36, No.3. p.169-178

HSI, S. W., R.F. HARRINGTON ve J.R. MAUTZ. 1985. Electromagnetic coupling to a conducting wire behind an aperture of arbitrary size and shape. IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol. 33, No.6, p. 581-587

JIN, J.M. 1993. The finite Element Method in Electromagnetics. Wiley.

JIN, J.M. ve J.L. VOLAKIS. 1991. Electromagnetic Scattering by and transmission through a three dimensional slot in a thick conducting plane. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 39, No. 4, p. 543-550

KODALI, V. P. 1996. Engineering Electromagnetic compatibility. IEEE Pres. New York.

LAIL, B.A. ve S.P. CASTILLO. 2000. Coupling through narrow slot apertures to thin-wire structures. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 42, No. 3, p. 276-283

LI, M. ve ark. 2000. EMI reduction from airflow aperture arrays using dual-perforated screens and loss. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 42, No. 2, p. 135-141

LI, M. ve ark. 2000. EMI from cavity modes of shielding enclosures-FDTD

modelling and measurements. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 42, No. 1, p. 29-37

MENDEZ, H.A.,” Shielding theory of enclosures with apertures”, IEEE Transactions on EMC, vol. EMC-20, No.2. p.296-305, May1978

OLYSAGER, F. ve ark. 1999. Numerical and experimental study of the shielding effectiveness of a metallic enclosure. IEEE Electromagnetic Compatibility, Vol. 41, No. 3, p. 202-213

ÖZYALÇIN, M.O., L. SEVGİ ve E. TOPUZ. 2003. Validation Tests for transmission Line Matrix Method in EMC Calculations. The 2003 IEEE Int. Symposium on EMC, May 11-16, İstanbul.

RAHMAT-SAMII, Y. ve R. MITTRA. 1977. Electromagnetic coupling through small apertures in a conducting screen. IEEE Trans. on Antennas Propagat., vol. AP-25, No. 2, p. 180-187

RAO, S.M., D.R. WILTON ve A.W. GLISSON. 1982. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 30, No. 3, p. 409-418

RAZEK, A. 1995. Computational Electromagnetics for Microwave Heating. Conf. On Microwave and High Frequency Heating, A1. 1-A1.6, Sept. 18-21, Cambridge,UK.

ROBINSON, M.P. ve ark. 1998. Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures. IEEE Transactions on EMC, Vol. 40, No.3, p. 240-247

SANGSTER, A.J. ve H. WANG. 1995. A combined FEM/MoM technique of coupling and radiating apertures in rectangular waveguide. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 31, No. 3, p. 1554-1557

SAVAGE, J. S. 1997. Vector finite elements for the solution of Maxwell's equations. PhD. Thesis, Georgia Institute of technology.

SIAH, E.S. ve ark. 2003. Coupling studies and shielding techniques for electromagnetic penetration through apertures on complex cavities and vehicular platforms. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 2, p. 245-256

SILVESTER, P.P. ve R. L. FERRARI. 1983. Finite elements for electrical engineers. Cambridge University Pres, Cambridge.

TAFLOVE, A. ve K. UMASHANKAR. 1982. A hybrid moment method/finite-difference time domain approach to electromagnetic coupling and aperture penetration into complex geometries. IEEE Trans. Antennas and propagation,

Vol. 30, No. 4, p. 617-627

THOMAS, D.W.P. ve ark. 1999. Characterisation of the shielding effectiveness of loaded equipment enclosures. IEE EMC York 99 Conference Publication No. 464, p. 89-94

WALLYN, W., D. DE ZUTTER ve E. LAERMANS. 2003. Fast shielding effectiveness prediction for realistic rectangular enclosures. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 4, p. 639-643

WANG, H. ve ark. 2003. Impedance boundary conditions in a hybrid FEM/MoM Formulation. IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, Vol. 45, No. 2, p. 198-205

WANG, T., R.F. HARRINGTON ve J.R. MAUTZ. 1990. Electromagnetic scattering from and transmission through arbitrary apertures in conducting bodies. IEEE Trans. Antennas and Propagation. Vol. 38, No.11, p. 1805-1814

WANG, Y.J. ve ark. 2002. Electromagnetic coupling analysis of transient signal through slots or apertures perforated in a shielding metallic enclosure using FDTD Methodology. Progress in Electromagnetics research, PIER 36, p. 247-264

WEBB, J.P. 1993. Edge elements and what they can do for you. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, No. 2, p. 1460-1465

WEBB, J.P. ve ark. 1983. Finite element solution of three dimensional electromagnetic problems. IEE Proc., Vol. 130, No. 2, p. 153-158

WEBB, J.P. ve V.N. KANELLOPOULOS. 1989. Absorbing boundary conditions for the finite element solution of the vector wave equation. Microwave and optical technology letters, Vol. 2, No. 10, p. 370-372

YEE, K.S. 1966. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Transactions on Antennas Propagation, Vol. 14, No. 3, p.302-307

YUAN, X. 1990. Three-dimensional electromagnetic scattering from inhomogeneous objects by the hybrid moment and finite element method. IEEE Transactions on Microwave theory and techniques, Vol. 38, No. 8, p. 1053-1058

YUAN, X., D.R. LYNCH ve J.W. STROHBEHN. 1990. Coupling of finite element and moment methods for electromagnetic scattering from inhomogeneous objects. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 38, No. 3, p. 386-393

## 6. TEŞEKKÜR

Doktora tezimin hazırlanmasında emeği geğen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ali OKTAY'ya, tezin gelişimindeki değerli katkılarından dolayı Tez İzleme Komitesinin değerli üyeleri ve Sayın Prof. Dr. Naim DEREBAŞI ve Sayın Doç. Dr. Eldar MUSAYEV'e, ve tez savunma sınavına katılan Prof. Dr. Ercan TOPUZ ve Prof. Dr. Burak POLAT'a teşekkür ederim. Bana her zaman destek olan sevgili eőim Dr. Gökhan YENİKAYA'ya ve ęalıřmalarımnda bana yardımda bulunan Öğr. Gör. Dr. Ali AKMAN, Öğr. Gör. Dr. Sevim KURTULDU'ya ve maddi - manevi desteğini benden esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

## 7. ÖZGEÇMİŞ

Sibel Güler Yenikaya, 1977 yılında Ankara' da doğdu. 1993 yılında Ankara Gazi lisesini üçüncülükle bitirdi. 1997 yılında Uludağ Üniversitesi Elektronik Mühendisliği bölümünü birincilikle bitirdi. 2000 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünden yüksek lisansını tamamladı. 1997 yılından beri Uludağ Üniversitesi Elektronik Mühendisliği bölümü' nde Araştırma görevlisi olarak çalışmalarını sürdürmektedir.