

**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜZEY EMPEDANSI ARACILIĞIYLA ÜÇ BOYUTLU GÖMÜLÜ  
CİSİMLERİN TESPİTİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Egemen BİLGİN**

**Anabilim Dalı : Elektronik ve Haberleşme Müh**

**Programı : Telekomünikasyon Mühendisliği**

**HAZİRAN 2010**



**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜZEY EMPEDANSI ARACILIĞIYLA ÜÇ BOYUTLU GÖMÜLÜ  
CİSİMLERİN TESPİTİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**Egemen BİLGİN**  
**(504081309)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 07 Mayıs 2010**  
**Tezin Savunulduğu Tarih : 03 Haziran 2010**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Funda Akleman YAPAR (İTÜ)**  
**Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Sedef Kent (İTÜ)**  
**Yrd. Doç. Dr. Lale Tükenmez Ergene**  
**(İTÜ)**

**HAZİRAN 2010**



*Aileme,*



## ÖNSÖZ

Bu tez çalışması boyunca bana her konuda yardımcı olan hocalarım Doç. Dr. Funda Akleman Yapar ile Doç. Dr. Ali Yapar'a ve verdiği destekle yüksek lisans yapmamı mümkün kılan TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Mayıs 2010

Egemen Bilgin



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vii
ŞEKİL LİSTESİ .....	ix
ÖZET .....	xi
SUMMARY.....	xiii
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
1.1 Tezin Amacı.....	1
1.2 Literatür Özeti.....	2
1.3 Hipotez.....	2
<b>2. DÜZ SAÇILMA PROBLEMİ .....</b>	<b>5</b>
2.1 Amaç.....	5
2.2 Gömülü Dipolün Oluşturduğu Elektrik Alanın İfadesi .....	6
2.2.1 Düşey dipol .....	6
2.2.2 Yatay dipol.....	8
2.2.3 Genel durum.....	9
2.3 Gömülü Dielektrik Cisimden Saçılan Elektrik Alanın Tespiti .....	11
2.3.1 İntegral denklemin oluşturulması.....	12
2.3.2 Moment metodu ile integral denklemin çözülmesi .....	13
2.4 Gömülü İletken Plakadan Saçılan Elektrik Alanın Tespiti.....	17
2.4.1 İntegral denklemin oluşturulması.....	17
2.4.2 Moment metodu ile integral denklemin çözülmesi .....	18
<b>3. TERS SAÇILMA PROBLEMİ .....</b>	<b>21</b>
3.1 Amaç.....	21
3.2 Empedans Fonksiyonu.....	22
3.2.1 Standart empedans sınır koşulu.....	22
3.2.2 Skaler empedans fonksiyonu .....	25
3.3 Empedans Fonksiyonunun Açık İfadesinin Belirlenmesi .....	26
3.3.1 Cisimlerin olmadığı durumda empedans fonksiyonu.....	26
3.3.2 Gömülü cisimlerin varlığı durumunda empedans fonksiyonu.....	28
3.4 Veri Sürüklenme .....	28
<b>4. SAYISAL UYGULAMALAR .....</b>	<b>31</b>
<b>5. SONUÇLAR.....</b>	<b>37</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>39</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>41</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

Şekil 2.1 : Gömülü dielektrik küpten saçılan alanın genliği.....	17
Şekil 2.2 : Gömülü iletken plakadan saçılan alanın genliği.....	20
Şekil 3.1 : Ters problemin geometrisi. ....	21
Şekil 3.2 : İki parçalı uzay ve empedans yüzeyi. ....	23
Şekil 4.1 : Eşdeğer iki kübün empedansa katkısı.....	31
Şekil 4.2 : Farklı derinlikteki küpler için yüzey empedansı. ....	32
Şekil 4.3 : Derinliğin empedansa etkisi. ....	32
Şekil 4.4 : Farklı ebatlardaki cisimler için yüzey empedansı. ....	33
Şekil 4.5 : Farklı malzemeden cisimler için yüzey empedansı.....	33
Şekil 4.6 : İletken plakalar için yüzey empedansı.....	34
Şekil 4.7 : Dört cisimden saçılan alanın $x_2$ yönündeki bileşeni. ....	34
Şekil 4.8 : Dört cisimden için yüzey empedansı.....	35



# YÜZEY EMPEDANSI ARACILIĞIYLA ÜÇ BOYUTLU GÖMÜLÜ CİSİMLERİN TESPİTİ

## ÖZET

Gömülü cisimlerin konumlarının ve malzeme özelliklerinin tespitini hedefleyen ters saçılma problemleri çeşitli araştırma sahalarında sıklıkla karşılaşılan problemlerdir. Bu konudaki çalışmalarda amaç alt uzayı bir kaynak veya düzlem dalga ile uyarılmasıyla oluşan saçılan alanı inceleyerek cisimlerin fiziksel özelliklerini tespit etmektir. Sadece cisimlerin konumları belirlenmek istendiğinde saçılan alanın doğrudan gözlemi özellikle cisim sayısı az ise faydalı olabilmektedir. Ancak cisim sayısı arttığında saçılan alandaki girişimler yanıltıcı sonuçlar vermektedir. Bu çalışmada alternatif bir yöntem olarak yüzey empedansı temelli bir fonksiyon kullanılmıştır.

Empedans sınır koşulundan elde edilen yüzey empedansı elektrik ve manyetik alanlar arasındaki ilişkiyi veren bir fonksiyondur. İki parçalı uzayda sınır yüzeyi üzerinde hesaplandığında alt uzayı karakterize eder. Bu özelliği nedeniyle elektromanyetik problemlerde kullanımı yaygındır. Gömülü cisimler alt uzaydaki inhomojenlikler olarak düşünülebildiğinden yüzey empedansı aynı zamanda bunlar hakkında bilgi taşır. Ancak cisimler üç boyutlu ve dolayısıyla saçılan alan vektörel olduğunda yüzey empedansı  $2 \times 2$ 'lik boyutunda bir diyadik olur ve hesaplanması oldukça zordur. Bu nedenle saçılan alanın gelen dalganın elektrik alanıyla aynı yöndeki bileşeni kullanılarak bir skaler empedans fonksiyonu tanımlanmıştır. Bu bileşenin tercih edilmesinin sebebi diğerlerine oranla cisimlerin konumlarına dair daha anlamlı veriler sağlamasıdır.

Çalışmanın temel hipotezi bu şekilde tanımlanmış skaler empedans fonksiyonuyla ara yüzeyden yukarıda yapılmış saçılan alan ölçümlerinden faydalanılarak iki parçalı uzayda gömülü cisimlerin konumlarının ve görelî derinlik, boyut, malzeme yapısı gibi özelliklerinin belirlenebileceğidir. Bu amaçla öncelikle cisimlerden saçılan alanın doğru bir şekilde tespit edilmesi gereklidir. Analitik çözümü mevcut olmayan bu saçılma problemi moment metodu kullanılarak nümerik olarak çözülmüştür. Daha sonra empedans sınır koşulundan yola çıkılarak skaler empedans fonksiyonu belirlenmiş ve hem boş iki parçalı uzayda hem de cisimlerin mevcut olduğu durumda davranışı incelenmiştir. Empedans fonksiyonu ara yüzeyde tanımlandığından belli bir yükseklikte yapılmış ölçümlerden bu sınırdaki alan değerlerinin elde edilmesi gerekmektedir. Bu işlem Fourier dönüşümüne dayalı bir yöntem kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Yapılan simülasyonlar değişik derinlik ve boyutlardaki cisimler için empedans fonksiyonunun konum tespitinde kullanılabileceğini göstermektedir. Cisimler çok derine veya birbirlerine çok yakına gömülü olmadığında fonksiyonun tepe noktaları cisimlerin merkez noktaları ile çakışmaktadır. Ayrıca empedansa katkı her cisim için farklı boyutta olduğundan fonksiyon malzeme yapısı ve boyut hakkında da bilgi taşımaktadır.



## **DETECTION OF THREE DIMENSIONAL OBJECTS BURIED IN A HALF SPACE BY THE USE OF SURFACE IMPEDANCE**

### **SUMMARY**

Inverse scattering problems aiming to determine location material properties of buried objects are frequently encountered in various research areas. The purpose of those works is detecting physical structure of the objects by observing scattered field. Especially for small number of burials, direct observation of field is useful for locating objects. However this approach loses accuracy as the number of burials increases. In this paper, as an alternative method, a function based on surface impedance is used to locate objects.

The surface impedance, a function that gives the relation between electrical and magnetic fields, is obtained via impedance boundary condition. It characterizes the lower half space when calculated on the boundary surface and therefore is widely used in electromagnetic problems. As the burials can be considered inhomogeneities on lower half, surface impedance also provides information about those. However when the burials are 3-D and consequently the scattered field is vectoral, the surface impedance becomes a  $2 \times 2$  dyadic which is hard to determine. Therefore the a new scalar impedance function is defined using co-polarization component of the scattered field because it provides more significant information about burials.

The location and relative size, depth, material properties of buried objects can be determined via remote field measurements using this scalar impedance function. To this end firstly the scattered field should be correctly calculated. As this problem has no analytical solution it is solved by the use of method of moments. Then the scalar impedance function is generated using standart impedance boundary condition and its behaviour in the absence and presence of burials is analysed. As the function is defined in the interface, the field values in this surface must be determined via remote measurement. Here this is done with an analytical continuation method based on Fourier transform. The simulations involving objects with different size and depth demonstrate that scalar impedance function can be effective in detecting buried objects. When the burials are not too close or buried too deeply the peaks of function indicates their locations. Moreover because every object has different contribution to the impedance, it also carries information about size and material properties.



## 1. GİRİŞ

Gömülü cisimlerin yerlerinin tespiti jeofizik, tıbbi görüntüleme, savunma sanayi gibi pek çok alanda çok önemli uygulamalara sahiptir. Ters saçılma problemleri grubunda yer alan bu uygulamalarda, cisimlerin gömülü olduğu yarı uzay belirli bir elektromanyetik dalga ile uyarılarak cisimlerin dalga yayılımına olan etkisi yani saçılan alan ölçülür. Daha sonra bu ölçüm sonuçlarından yararlanılarak malzemenin yeri ve bazı fiziksel özellikleri ortaya çıkarılmaya çalışır. Bu saçılan alanın doğrudan gözlenmesi her durumda cisimlerin tespiti için yeterli olmamaktadır. Özellikle cisim sayısı arttığında etkileşim sonucu elektrik alan yarı iletken sonuçlar verebilmektedir. Bu nedenle bu çalışmada saçılan alan yardımıyla hesaplanan yüzey empedansı temelli bir fonksiyon kullanılarak cisimlerin tespit edilmesine dayalı bir yöntem geliştirilecek ve incelenecektir.

### 1.1 Tezin Amacı

Çalışmanın amacı iki parçalı uzayda kayıplı bir yarı uzayda gömülü üç boyutlu cisimlerin yerlerinin üst yarı uzayda yapılan elektrik alan ölçümleri aracılığıyla tespit edilmesine yönelik bir yöntem geliştirip bilgisayar simülasyonları yardımıyla test etmektir. Bu kapsamda öncelikle belirli bir frekansta elektromanyetik dalgayla aydınlatılan alt yarı uzayın etkisini taşıyan elektrik alanının üst yarı uzayda herhangi bir noktada doğru ve etkin bir şekilde hesaplanabilmesi gerekir. Bu hesaplamada Cui ve Wiesbeck tarafından önerilen, saçılan alana dair integral denklemi moment metodu kullanarak çözen bir yöntem kullanılacaktır [1,2]. Yöntemin detaylı açıklaması ile dielektrik ve iletken cisimlerden saçılan alanı gösteren örnekler ikinci kısımda verilmiştir. Temel amacı oluşturan gömülü cisimlerin yerlerini ve görelî derinlik, büyüklük, malzeme yapısı gibi parametrelerini belirlemekte kullanılabilecek özel empedans fonksiyonunun elde edilmesi üçüncü kısımda; bu farklı durumlara ilişkin simülasyon sonuçları ise dördüncü kısımda sunulmuştur.

## 1.2 Literatür Özeti

Önceden belirtildiği gibi gömülü cisimlerin tespiti için kullanılacak yöntem yüzey empedansına dayanmaktadır. Yüzey empedansı yani empedans sınır koşulu elektromanyetik saçılma problemlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Belirli bir cisimden saçılan alana ilişkin empedans sınır koşulunun belirlenmesine yönelik pek çok çalışma literatürde mevcuttur [3-13]. Bu çalışmalarda sunulan yöntemlerde empedans sınır koşulu düz saçılma probleminin çözümünden yararlanılarak cisim yüzeyinde oluşturulmuştur. Bu şekilde kurgulanan yüzey empedansı cismin özelliklerini yansıtmaktadır. Elektrik alanın ölçümü sınır yüzeyinde yapılamadığında mevcut veriler kullanılarak sınırdaki alan değerleri elde edilmelidir. Bu çalışmada gömülü cisimlerin bulunduğu yarı uzayın dışında belirli bir yükseklikte ölçülen alan değerleri kullanılacağından bu verilerin sınır yüzeyine taşınması gerekmektedir. İki boyutta bu işlemin gerçekleştirilmesine yönelik yöntemler bulunmaktadır [10,11]. Son olarak iki boyutta gömülü cisimden saçılma problemini inceleyen iki çalışma [12,13] de verilmiştir. Çalışmada bu makalelerde sunulan yöntemlere dayanarak üç boyutlu durum için uygun bir metot önerilmiş ve uygulanmıştır.

## 1.3 Hipotez

Bu çalışmada ortaya konan temel hipotez ara yüzeye ilişkin önceden belirlenmiş bir yüzey empedans fonksiyonu aracılığıyla iki parçalı uzayda gömülü cisimlerin yerlerinin ve görelî derinlik, büyüklük bilgilerinin tespit edilebileceğidir. Doğrudan kullanıldığında alt uzayı karakterize eden eşdeğer yüzey empedansı üç boyutta en genel halde  $2 \times 2$ 'lik bir diyadiktir ve hesaplanması oldukça güçtür. Öte yandan vektörel yapıdaki saçılan alanın sadece gelen dalganın elektrik alanıyla aynı yöndeki bileşeni kullanılarak bir skaler empedans fonksiyonu tanımlanabilir. Bu bileşen cisimlerin konumlarına dair daha fazla bilgi sağladığından diğer yöndeki bileşenlerin ihmal edilmesine rağmen bu tanımlanmış fonksiyon kullanılarak gömülü cisimlerin yerleri tespit edilebilir. Dolayısıyla bu skaler empedans fonksiyonunun hesaplanmasında gelen ve saçılan alanın ara yüzeydeki teğet bileşenlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Ancak alan ölçümlerinin  $z = 0$ 'daki ara yüzeyden yukarıda yapıldığı varsayıldığından bu verilerin iki boyutlu Fourier dönüşümüne dayalı integral gösterimleri kullanılarak ara yüzeydeki elektrik alanın oluşturulması gerekmektedir. Bu şekilde elde edilen empedans fonksiyonundaki değişimler incelenerek cisimlerin

yerleri tespit edilebilir. Fonksiyonun tepe noktaları cisimlerin konumlarını göstermektedir. Yapılan simülasyonlar alt uzayın tek bir yönden gönderilen sabit frekanslı düzlemsel dalga ile aydınlatılmasının değişik ebat ve derinlikteki dielektrik veya iletken cisimlerin konumlarının tespit edilmesi için yeterli olduğunu göstermektedir. Buna göre cisimler birbirine çok yakın veya çok derine gömülü olmadığında önerilen yöntem konumlarının tespitinde oldukça etkilidir ve ayrıca görelî özellikleri hakkında bilgi sağlamaktadır.



## 2. DÜZ SAÇILMA PROBLEMİ

### 2.1 Amaç

Bu bölümde hedeflenen iki parçalı uzayda gömülü bir cisimden saçılan elektromanyetik alan dağılımının tespit edilmesidir. Alt uzayın aydınlatılmasında düzlemsel dalga kullanılacaktır. Boş uzayda üç boyutlu saçılma probleminde olduğu gibi bu yapı için de analitik bir çözüm mevcut değildir. Bu çalışmada kullanılan yöntem gömülü cismin küçük küplere ayrıştırılmasına dayanır. Böylece bu küplerin içindeki elektrik alan sabit kabul edilerek hesaplamalar yapılabilir. Pratikte hücre boyu dalgaboyunun onda biri mertebelerinde olduğunda bu yaklaşım benzer problemlerde analitik sonuçlara yakın sonuçlar üretmektedir [14]. Burada izlenen metod Cui ve Wiesbeck tarafından ortaya konulmuştur [1,2]. Öncelikle iki parçalı uzayda gömülü bir dipolün oluşturduğu alanı gösteren denklemler elde edilmiştir. Bu elde edilen alan denklemleri dielektrik cismin içindeki akım yoğunluğunu ve iletken cismin yüzey akımlarını ifade etmekte kullanılmıştır. Daha sonra gömülü cismin içindeki veya üzerindeki alan dağılımını gösteren bu denklemler ayrıştırılarak bir matris sistemi oluşturulmuş ve bu denklem sisteminin çözülmesi ile uzayın herhangi bir noktasındaki elektrik alan değerleri hesaplanmıştır. Yöntem daha önce incelenmiş boş uzayda üç boyutlu saçılma probleminde kullanılan yöntemle benzer yapıdadır [15]. Ancak matris elemanları analitik fonksiyonlar değil Sommerfeld benzeri integraller içerdiğinden işlemsel yük ve hesaplamalar çok daha ağırdır [1,2]. Bu durum incelenen cisimlerin büyüklüğünü kısıtlamaktadır.

## 2.2 Gömülü Dipolün Oluşturduğu Elektrik Alanın İfadesi

Bu bölümde gömülü bir dipolün her iki yarı uzayda oluşturduğu alan dağılımı incelenecektir. Uzay  $z = 0$  yüzeyi sınır olmak üzere homojen iki parçadan oluşmaktadır. Üst yarı uzay  $\mu_0, \varepsilon_a$  alt yarı uzay ise  $\mu_0, \varepsilon_b$  değerleri ile karakterize edilmektedir. Uzayın kayıplı olması durumunda  $\varepsilon_a$  veya  $\varepsilon_b$  kompleks değerler olabilir. Alt uzayda  $z' < 0$  olmak üzere herhangi bir  $(x', y', z')$  noktasına bir elektrik dipol  $Id\vec{\ell} = (I_x\vec{x} + I_y\vec{y} + I_z\vec{z})d\ell$  yerleştirilmiştir. Bu dipolün yönüne dair bir kısıtlama mevcut olmadığından  $Id\vec{\ell}$  her üç yönde bileşen içermektedir. Ancak analiz yapılırken dipolün her üç yöndeki davranışı ayrı ayrı incelenir. Dipolün oluşturduğu toplam alan her üç durumun süperpozisyonu ile elde edilir.

### 2.2.1 Düşey dipol

Öncelikle dipolün  $z$  ekseninde yerleştirildiği durum ( $Id\vec{\ell} = I_z\vec{z}d\ell$ ) ele alınacaktır. Bu durumda elektrik alan ifadesinde kullanılan vektör potansiyel  $\vec{A}$  da aynı şekilde sadece  $z$  yönünde bileşene sahip olur.

$$\vec{A}(x, y, z) = \mu_0 I_z d\ell G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{z} \quad (2.1)$$

Burada  $G(\vec{r}, \vec{r}')$  üç boyutlu boş uzay için skaler green fonksiyonudur.

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (2.2)$$

Boş uzay için geçerli olan skaler green fonksiyonu iki parçalı uzayda yansıma ve kırılma etkilerinden dolayı bu haliyle kullanılamaz. Bu etkilerin hesaplanabilmesi için burada skaler green fonksiyonunun spektral gösteriliminden faydalanılabilir.

$$G(x, y, z) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} e^{i\beta_b|z-z'|} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.3)$$

Buradaki  $\beta_b$  faz fatörünün ifadesi şu şekildedir:

$$\beta_b = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_b - \xi^2 - \zeta^2} \quad (2.4)$$

Spektral gösterilim esas olarak küresel dalga formundaki  $G(\vec{r}, \vec{r}')$  'yi dalga sayıları  $\xi, \zeta$  olan düzlemsel dalgaların toplamı şeklinde ifade etmektir. Bu düzlemsel dalgaların yansıma ve kırılma katsayıları bulunarak elektrik alan ifadesi elde edilebilir. Buna göre gömülü dipol ile aydınlatılan alt ve üst uzaya ilişkin green fonksiyonları sırasıyla şöyledir:

$$G_b^z(x, y, z) = G(x, y, z) + \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} r_z(\xi, \zeta) e^{-i\beta_b(z+z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.5)$$

$$G_a^z(x, y, z) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_a^{-1} t_z(\xi, \zeta) e^{i(\beta_a z - \beta_b z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.6)$$

(2.5)'teki ilk terim doğrudan gelen dalgayı ikinci terim ise ara yüzeyden ( $z=0$ ) yansıyan dalgayı gösterir. Buradaki  $r_z(\xi, \zeta)$  terimi ilgili düzlemsel dalğanın yansıma katsayısıdır. (2.6) denklemini ise üst uzaya geçen dalğanın ifadesidir ve  $t_z(\xi, \zeta)$  de kırılma katsayısıdır. Bu şekilde elde edilen green fonksiyonu vektör potansiyelin (2.1)'de verilen ifadesinde kullanılabilir. Maxwell denklemlerine göre manyetik ve elektrik alan vektörleri bu potansiyel cinsinden

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \quad (2.7)$$

$$\vec{E} = i\omega \vec{A} - \frac{1}{i\omega\epsilon\mu} \text{grad}(\text{div} \vec{A}) \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Green fonksiyonu bu denklemlerde kullanıldığında her iki uzay için manyetik ve elektrik alan vektörleri tespit edilmiş olur.

$$\vec{H} = I_z d\ell \left( \frac{\partial G^z}{\partial y} \vec{x} + \frac{\partial G^z}{\partial x} \vec{y} \right) \quad (2.9)$$

$$\vec{E} = \frac{I_z d\ell}{i\omega\epsilon_0\epsilon_r} \left[ \left( \frac{\partial^2 G^z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 G^z}{\partial x^2} \right) \vec{z} - \left( \frac{\partial^2 G^z}{\partial x \partial z} \vec{x} + \frac{\partial^2 G^z}{\partial y \partial z} \vec{y} \right) \right] \quad (2.10)$$

Bu denklemlerde  $G^z$  üst yarı uzay için (2.6)'da; alt uzay için (2.5)'te verilmiş fonksiyonu ifade eder.  $\epsilon_r$  ise ilgili uzayın bağıl dielektrik sabitini göstermektedir. Bu durumda yapılması gereken yansıma ve kırılma katsayılarının tespit edilmesidir. Bu amaçla kullanılacak olan sınır koşulu ara yüzeyde green fonksiyonunun ve ortamda

kaynak olmadığı için türevinin sürekli olmasıdır. Hesaplanan yansıma ve kırılma katsayıları şöyledir:

$$r_z = \frac{\varepsilon_a \beta_b - \varepsilon_b \beta_a}{\varepsilon_a \beta_b + \varepsilon_b \beta_a} \quad (2.11)$$

$$t_z = 1 + r_z \quad (2.12)$$

### 2.2.2 Yatay dipol

Bu bölümde ise dipolün x yönünde yerleştirilmesi durumunda ( $Id\vec{\ell} = I_x \vec{x} d\ell$ ) alan dağılımını gösteren denklemler elde edilecektir. Simetriden dolayı dipolün y yönünde konumlandırılması bu yapı ile aynı sonucu verecektir. Tek yapılması gereken x yerine y sembolünün yazılmasıdır. x yönündeki dipolün oluşturduğu alanların ifadesinde kullanılan vektör potansiyelin hem x hem de  $z=0$ 'daki süreksizlik nedeniyle z yönünde bileşene sahiptir.

$$\vec{A}(x, y, z) = \mu_0 I_x d\ell [G^{xx}(\vec{r}, \vec{r}')\vec{x} + G^{zx}(\vec{r}, \vec{r}')\vec{z}] \quad (2.13)$$

Denklemdaki  $G^{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$  ve  $G^{zx}(\vec{r}, \vec{r}')$  (2.3)'tekinе benzer yapıda ifade edilecek skaler green fonksiyonlarıdır. Buna göre alt uzay için bu fonksiyonlar

$$G_b^{xx}(x, y, z) = G(x, y, z) + \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} r_{xx}(\xi, \zeta) e^{-i\beta_b(z+z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.14)$$

$$G_b^{zx}(x, y, z) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} r_{zx}(\xi, \zeta) e^{-i\beta_b(z+z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.15)$$

şeklindeyir. (2.14) denklemindeki ilk terim yani skaler green fonksiyonu gelen dalgayı ikinci terim ise yansıyan dalgayı gösterir. Bu iki denklem (2.5) ile aynı yapıdadır; ancak önceki yapıda tek denklemlerle ifade edilen green fonksiyonu burada iki denklem aracılığıyla gösterilir. Bunun nedeni dipol z yönünde olduğunda x ve y yönünde uzay tamamen homojen iken dipol x yönünde yerleştirildiğinde uzayın sadece y önünde homojen olmasıdır. z yönündeki süreksizliğin yarattığı etkiyi (2.15) denklemleri göstermektedir. Üst uzay için benzer şekilde iki green fonksiyonu mevcuttur.

$$G_a^{xx}(x, y, z) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} t_{xx}(\xi, \zeta) e^{i(\beta_a z - \beta_b z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta \quad (2.16)$$

$$G_a^{zx}(x, y, z) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} t_{zx}(\xi, \zeta) e^{i(\beta_a z - \beta_b z')} e^{i[\xi(x-x') + \zeta(y-y')] } d\xi d\zeta \quad (2.17)$$

Green fonksiyonlarının ifadeleri (2.13)'te kullanılarak vektör potansiyel elde edilir. Manyetik ve elektrik alan, yine (2.7) ve (2.8) denklemleri kullanılarak bu fonksiyonlar cinsinden ifade edilebilir.

$$\vec{H} = I_x d\ell \left[ \frac{\partial G^{zx}}{\partial y} \vec{x} + \left( \frac{\partial G^{xx}}{\partial z} + \frac{\partial G^{zx}}{\partial x} \right) \vec{y} - \frac{\partial G^{xx}}{\partial y} \vec{z} \right] \quad (2.18)$$

$$E_x = -\frac{I_x d\ell}{i\omega\epsilon_0} \left[ k_0^2 G^{xx} + \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial G^{xx}}{\partial x} + \frac{\partial G^{zx}}{\partial z} \right) \right] \quad (2.19a)$$

$$E_y = -\frac{I_x d\ell}{i\omega\epsilon_0} \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial G^{xx}}{\partial x} + \frac{\partial G^{zx}}{\partial z} \right) \quad (2.19b)$$

$$E_z = -\frac{I_x d\ell}{i\omega\epsilon_0} \left[ k_0^2 G^{xx} + \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial G^{xx}}{\partial z} - \frac{\partial G^{zx}}{\partial x} \right) \right] \quad (2.19c)$$

(2.19a) ve (2.19c) denklemlerindeki  $k_0^2 G^{xx}$  terimi green fonksiyonunun homojen dalga denklemini sağladığı göz önüne alınarak  $-\Delta G^{xx}$  türev terimlerine karşılık konulmuştur. Bu noktada bulunması gereken iki yansıma ve iki kırılma katsayısı mevcuttur.  $G^{xx}$  ve türevinin ara yüzeyde sürekli oluşu dikkate alınarak

$$r_{xx} = \frac{\beta_b - \beta_a}{\beta_b + \beta_a} \quad (2.20)$$

$$t_{xx} = 1 + r_{xx} \quad (2.21)$$

elde edilir. Benzer şekilde  $G^{zx}$  ve türevlerinin sürekli oluşu ise

$$r_{zx} = t_{zx} = \xi \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{\epsilon_a \beta_b + \epsilon_b \beta_a} t_z \quad (2.22)$$

sonucunu verir.

### 2.2.3 Genel durum

Herhangi bir doğrultuya yerleştirilmiş elektrik dipole ilişkin vektör potansiyel önceki iki bölümde incelenen durumların bir araya getirilmesiyle elde edilebilir. Buna göre düşey ve yatay yön için çıkarılmış denklemlerin toplanması ile alt uzay için

$$\begin{aligned}
\vec{A}_b(x, y, z) &= \mu_0 (I_x \vec{x} + I_y \vec{y} + I_z \vec{z}) d\ell \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \\
&+ \frac{i\mu_0 d\ell}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} \left[ r_{xx} I_x \vec{x} + r_{yy} I_y \vec{y} + (r_{zx} I_x + r_{zy} I_y + r_z I_z) \vec{z} \right] \\
&e^{-i\beta_b(z+z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta
\end{aligned} \tag{2.23}$$

ve üst uzay için

$$\begin{aligned}
\vec{A}_a(x, y, z) &= \frac{i\mu_0 d\ell}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} \left[ t_{xx} I_x \vec{x} + t_{yy} I_y \vec{y} + (t_{zx} I_x + t_{zy} I_y + t_z I_z) \vec{z} \right] \\
&e^{i(\beta_a z - \beta_b z')} e^{i[\xi(x-x')+\zeta(y-y')]} d\xi d\zeta
\end{aligned} \tag{2.24}$$

bulunur. Bu ifadeler (2.8) denkleminde kullanıldığında gömülü dipolün oluşturduğu elektrik alanı ifade eden denklemler üretilmiş olur. Bu denklemler alt uzay için

$$\begin{aligned}
E_{bu}(x, y, z) &= \frac{d\ell}{i4\pi\omega\epsilon_0\epsilon_b} \sum_{v=x,y,z} [W_{uv}(x-x', y-y', z-z') \\
&+ \frac{i}{2\pi} F_{uv}(x-x', y-y', z-z')] I_v
\end{aligned} \tag{2.25}$$

ve üst uzay için

$$E_{au}(x, y, z) = \frac{d\ell}{i8\pi^2\omega\epsilon_0\epsilon_a} \sum_{v=x,y,z} Q_{uv}(x-x', y-y', z-z') I_v \tag{2.26}$$

şeklinindedir. (2.25)'teki  $W_{uv}$  fonksiyonlarının açık ifadeleri

$$W_{xx} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} \left[ (x-x')^2 f(k_b R) - R^2 g(k_b R) \right] \tag{2.27a}$$

$$W_{yx} = W_{xy} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} \left[ (x-x')(y-y') f(k_b R) \right] \tag{2.27b}$$

$$W_{yy} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} \left[ (y-y')^2 f(k_b R) - R^2 g(k_b R) \right] \tag{2.27c}$$

$$W_{zx} = W_{xz} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} \left[ (x-x')(z-z') f(k_b R) \right] \tag{2.27d}$$

$$W_{zz} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} \left[ (z-z')^2 f(k_b R) - R^2 g(k_b R) \right] \tag{2.27e}$$

$$W_{zy} = W_{yz} = \frac{e^{ik_b R}}{R^5} [(y - y')(z - z')f(k_b R)] \quad (2.27f)$$

Bu fonksiyonlar dipolün oluşturduğu doğrudan gelen dalganın etkisini göstermektedir. Denklemlerde  $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$  kaynak ve gözlem noktasının mesafesi,  $k_b$  ise alt uzayın dalga sayısıdır. Kullanılan  $f(k_b R)$  ve  $g(k_b R)$  fonksiyonları  $f(x) = x^2 + 3ix - 3$  ile  $g(x) = x^2 + ix - 1$  şeklinde iki polinomdur. (2.25)'teki  $F_{uv}$  ve (2.26)'daki  $Q_{uv}$  fonksiyonları ise sırasıyla yansıyan ve kırılan dalgayı gösteren önceki bölümde incelenmiş integrallerdir.

$$F_{uv}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} \bar{F}_{uv}(\xi, \zeta) e^{-i\beta_b z} e^{i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta \quad (2.28)$$

$$Q_{uv}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} \bar{Q}_{uv}(\xi, \zeta) e^{i(\beta_a z - \beta_b z')} e^{i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta \quad (2.29)$$

Bu denklemlerdeki  $\bar{F}_{uv}(\xi, \zeta)$  ve  $\bar{Q}_{uv}(\xi, \zeta)$  terimleri düzlemsel dalgaların yansıma ve kırılma katsayılarına göre belirlenen spektral fonksiyonlardır ve bir önceki bölümde gösterilen katsayılar cinsinden her  $u = x, y, z$ ;  $v = x, y, z$  çifti için farklı şekillerde ifade edilirler. Bu bölümde gömülü dipolün her iki yarı uzayda oluşturduğu elektrik alan ifadeleri elde edilmiştir. (2.25) ve (2.26) denklemleri ile hesaplanan bu elektrik alan sonraki bölümde gömülü dielektrik cismin iç alan büyüklüğünü ifade etmek için kullanılacaktır.

### 2.3 Gömülü Dielektrik Cisimden Saçılan Elektrik Alanın Tespiti

Bu bölümde üst yarı uzaydan gönderilen düzlemsel dalgayla aydınlatılan alt uzaya yerleştirilmiş dielektrik cisimlerden saçılan alana dair denklemler elde edilecektir. Bu amaçla öncelikle gelen dalganın etkisiyle gömülü cismin içinde oluşan elektrik alan ifade edilmelidir. Bu alanın etkisi gömülü cismin kaynak gibi davranmasına neden olarak saçılan alanı oluşturur. Birinci alt bölümde bu şekilde oluşan saçılan alanın alt ve üst yarı uzaydaki ifadeleri gösterilecektir. Ancak bu denklemler analitik olarak çözülemeyen denklemler olduğundan gömülü cismin ayrıklaştırılmasına dayanan nümerik yaklaşımlar kullanılması gerekmektedir. Bu ayrıklaştırma ile iç alanı verecek matris sisteminin oluşturulması ikinci alt bölümde açıklanmıştır.

### 2.3.1 İntegral denklemin oluşturulması

Bu çalışma kapsamında aydınlatma için üst yarı uzaydan  $-z$  yönünde ilerleyen ara yüzeye dik bir düzlemsel dalga kullanılmıştır. Düzlemsel dalga TE polarize yani elektrik alanı  $y$  eksenine paralel alınmıştır. Buna göre gelen dalganın elektrik alanı

$$\vec{E}_b^i(x, y, z) = E_0 e^{ik_0 z} \vec{y} \quad (2.30)$$

şeklindedir. Bu gelen dalga  $z = 0$ 'daki süreksizlikte yansıyan ve kırılıp alt bölgeye geçen iki dalgaya ayrılır. Alt bölgeye geçen dalganın elektrik alanı aynı zamanda gömülü cisme gelen elektrik alana karşılık düşer.

$$\vec{E}_b^i(x, y, z) = \vec{E}_a^i(x, y, z) = \frac{2\sqrt{\epsilon_b}}{\sqrt{\epsilon_b} + 1} E_0 e^{ik_0 z} \vec{y} \quad (2.31)$$

Burada denklemin sol tarafındaki çarpan TE polarize dalga için kırılma katsayısıdır. Alt uzay için fazör halde Ampere yasasının

$$\text{rot} \vec{H} = -i\omega\epsilon(\vec{r})\vec{E} \quad (2.32)$$

sağ tarafındaki terim şu şekilde yazılabilir.

$$\text{rot} \vec{H} = -i\omega\epsilon_0 \vec{E} + J_d \quad (2.33)$$

Burada

$$J_d(x, y, z) = \begin{cases} -i\omega\epsilon_0[\epsilon_r(x, y, z) - \epsilon_b]\vec{E}_b^i(x, y, z) & \text{cisim içinde} \\ 0 & \text{dışında} \end{cases} \quad (2.34)$$

terimi saçılan alanın kaynağı olan cismin içindeki akım yoğunluğu olarak yorumlanabilir. Bu akım yoğunluğu cismin düzlemsel dalganın elektrik alanı tarafından uyarılması sonucu oluşmaktadır. Denklemdaki  $\vec{E}_b^i(x, y, z)$  alanı gelen alan ve saçılan alanın toplamı şeklinde ifade edilebilir.

$$\vec{E}_b(x, y, z) = \vec{E}_b^i(x, y, z) + \vec{E}_b^s(x, y, z) \quad (2.35)$$

Denklemdaki saçılan alan  $\vec{E}_b^s(x, y, z)$  terimi iki parçalı uzayda  $J_d(x, y, z)$  akım yoğunluğunun oluşturduğu elektrik alandır. Bu bakımdan önceki bölümde çıkartılmış gömülü dipolün yarattığı elektrik alanı gösteren (2.25) ve (2.26) denklemleri aracılığıyla ifade edilebilir. Bu denklemlerde dipol üzerindeki akımı gösteren  $I_v$

terimi yerine  $J_d(x, y, z)$  akım yoğunluğunun (2.34)'te verilen açık hali kullanılır. Ayrıca akım yoğunluğu cismin tamamına yayıldığından elde edilmiş fonksiyonun cismin kapladığı hacimde integre edilmesi gerekmektedir. Buna göre  $u = x, y, z$  olmak üzere üç skaler bileşen için (2.35) denklemi şu hali alır.

$$E_{bu}(x, y, z) + \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\epsilon_r(x', y', z') - 1}{\epsilon_b} \sum_{v=x, y, z} [W_{uv}(x - x', y - y', z - z') + \frac{i}{2\pi} F_{uv}(x - x', y - y', z + z')] E_{bv}(x', y', z') dx' dy' dz' = E_{bu}^i(x, y, z) \quad (2.36)$$

Üst uzaydaki saçılan alan ise benzer şekilde (2.26) denklemi aracılığıyla elde edilir.

$$E_{au}^s(x, y, z) = \frac{-i}{8\pi^2 \epsilon_a} \int_V [\epsilon_r(x', y', z') - \epsilon_b] \sum_{v=x, y, z} Q_{uv}(x - x', y - y', z - z') E_{bv}(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (2.37)$$

(2.36)'da verilen integral denklemin çözülmesi cismin içindeki elektrik alan dağılımının bulunmasını ve böylece (2.37) kullanılarak uzayın herhangi bir noktasındaki elektrik alan değerinin hesaplanmasını sağlar. Ancak bu denklemdeki integralin analitik olarak alınması mümkün olmadığından sıradaki bölümde denklemin ayrıklaştırılmasına dayalı nümerik bir yöntem kullanılacaktır.

### 2.3.2 Moment metodu ile integral denklemin çözülmesi

Bu bölümde integral denklemin çözülmesi için moment metodu kullanılacaktır. Metodun esası gömülü cismin daha küçük küp şeklinde parçalara ayrılarak incelenmesine dayanır. Bu ayrıklaştırma sonucunda oluşan küpler içindeki elektrik alanı ve bağlı dielektrik sabiti değişmeyen homojen cisimler olarak kabul edilebilirler. Böylece (2.36)'daki karmaşık integral yerine her hücre için yazılan daha basit denklemlerle bir denklem sistemi oluşturulur. Bu sistemin çözümü her kübün içindeki elektrik alan değerini verir. Gömülü cisim her biri  $V_m$  hacmine sahip dielektrik sabiti  $\epsilon_{rm}$  olan iç elektrik alanı  $\vec{E}_{bm} = E_{bmx}\vec{x} + E_{bmy}\vec{y} + E_{bmz}\vec{z}$  şeklindeki  $N$  sayıda kübe bölündüğünde oluşan denklem sistemi şu şekilde ifade edilebilir.

$$E_{bmu} - E_{bmmu}^s - \sum_{n=1, n \neq m}^N E_{bmn}^s = E_{bmu}^i \quad (2.38)$$

Denklemin sol tarafındaki  $E_{bmu}^i$  m-inci kübe gelen dalganın oluşturduğu elektrik alan olup değeri bilinmemektedir. Burada hesaplanması gereken terimler m-inci küpten saçılan alanın bu küp üzerinde oluşturduğu elektrik alan  $E_{bmmu}^s$  ile diğer küplerden saçılan alanların etkisini gösteren  $E_{bmmu}^s$ 'dir. İlk terimin hesabı tekillik içerdiği için öncelikle incelenecektir. Bu tekilliğin kaynağının anlaşılması ve giderilmesi için kübün kendi üzerinde oluşturduğu elektrik alana dair vektör potansiyelin ifadesinden yararlanılabilir. Kullanılan vektör potansiyel esas olarak (2.23)'te verilen fonksiyonun kübün  $V_m$  hacminde integre edilmesiyle elde edilir.

$$\begin{aligned} \vec{A}_{bm}(x_m, y_m, z_m) = & \mu_0 \int_{V_m} (J_{mx}\vec{x} + J_{my}\vec{y} + J_{mz}\vec{z}) d\ell \frac{e^{ik|\vec{r}_m - \vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}_m - \vec{r}'|} dV' \\ & + \frac{i\mu_0}{8\pi^2} \int_{V_m} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_b^{-1} \left[ r_{xx}J_{mx}\vec{x} + r_{yy}J_{my}\vec{y} + (r_{zx}J_{mx} + r_{zy}J_{my} + r_zJ_{mz})\vec{z} \right] \\ & e^{i[\xi(x_m - x') + \zeta(y_m - y')]} d\xi d\zeta dV' \end{aligned} \quad (2.39)$$

(2.39)'da sol taraftaki ilk terim doğrudan gelen dalganın etkisini göstermekte ve  $z = 0$ 'daki süreksizlikten etkilenmemektedir. Bu terim aynı zamanda tekilliğin kaynağını oluşturmaktadır. Kübün kendi üzerine etkisi incelendiğinden gözlem ve kaynak noktası çakıştığında yani  $|\vec{r}_m - \vec{r}'| = 0$  durumunda integral sonlu bir değer almamaktadır. Bu tekilliğin giderilmesi için kullanılabilen yöntem boş uzaydaki üç boyutlu cisimden saçılmanın incelendiği [15]'te tanıtılmıştır. Yapılan kaynak noktası civarındaki sonsuz küçük bir hacmin çıkarılarak integral alınması ve bunu telafi edecek bir terimin toplama eklenmesidir. Boş uzay için geçerli olan hesaplamalar burada değiştirilmeden kullanılabilir çünkü bu terim süreksizliğin etkisini yansıtmayıp dielektrik sabiti  $\epsilon_b$  olan homojen uzaydaki küpten saçılan alanı yansıtmaktadır. Buna göre (2.39)'un sol tarafındaki ilk integralin sonucu kübün merkezinde oluşan elektrik alan

$$\left( \frac{\epsilon_{rm} - 1}{\epsilon_b} \right) \left[ \frac{2}{3} (1 - ik_b a_m) e^{ik_b a_m} - 1 \right] E_{bm} \quad (2.40)$$

olarak bulunur. Burada  $a_m = \sqrt[3]{3V_m / 4\pi}$  [2]'de açıklandığı gibi kübe eşdeğer hacimdeki kürenin yarıçapıdır. (2.39)'daki ikinci integral tekillik içermemektedir. Bu integral hesaplanırken boyutları yeterince küçük olduğundan fonksiyonun küp içinde

sabit değeri aldığı varsayımından yararlanılabilir. Böylece integre edilen fonksiyonun hücre merkezinde aldığı değeri kübenin hacmine yayılarak sonuca varılmış olur. Bu yaklaşıma göre hücrenin kendi üzerindeki etkisiyle oluşan elektrik alan

$$E_{bmmu}^s = \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) \left[ \frac{2}{3} (1 - ik_b a_m) e^{ik_b a_m} - 1 \right] E_{bmu} - \frac{i}{8\pi^2} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) V_m (F_{ux}^{mm} E_{bmx} + F_{uy}^{mm} E_{bmy} + F_{uz}^{mm} E_{bmz}) \quad (2.41)$$

şeklindedir. m-inci hücre üzerinde diğer hücrelerin etkisini gösteren  $E_{bmmu}^s$  terimlerinin hesabı kaynak ve gözlem noktaları farklı hücrelerde olduğundan teklik içermemektedir. Bu sayede (2.39)'daki ikinci integral alınırken kullanılan yaklaşımla kübenin merkezindeki değeri hücrenin tamamında sabit kabul edilerek integral hesaplanabilir.

$$E_{bmmu}^s = -\frac{1}{4\pi} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) V_n \sum_{v=x,y,z} (W_{uv}^{mn} + \frac{i}{2\pi} F_{uv}^{mm}) E_{bnv} \quad (2.42)$$

(2.41) ve (2.42) denklemlerinde verilen ifadeler (2.38)'deki denklem sisteminde kullanıldığında gömülü cismin iç elektrik alan dağılımının bulunmasını sağlayacak matris oluşturulmuş olur. Üç boyutlu cisimler söz konusu olduğunda elektrik alan vektörel olduğundan her küp için bilinmeyen üç skaler bileşen ve bunlarla ilgili dokuz katsayı mevcuttur. Bu durum göz önüne alınarak matris sistemi şu şekilde oluşturulabilir.

$$\begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} & A_{xz} \\ A_{yx} & A_{yy} & A_{yz} \\ A_{zx} & A_{zy} & A_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{bx} \\ E_{by} \\ E_{bz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{bx}^i \\ E_{by}^i \\ E_{bz}^i \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

Denklem sisteminde her  $E_{bu}$   $N \times 1$ 'lik matris olup cisim oluşturan küplerin u yönündeki iç elektrik alan değerlerini göstermektedir. Bu elemanlar denklem sisteminin çözülmesiyle belirlenir ve daha sonra bu değerler kullanılarak uzayın her noktasındaki saçılan alan hesaplanabilir.  $E_{bu}^i$  küplere gelen elektrik alan bileşenlerini gösterir ve (2.31) denklemini kullanılarak elde edilir.  $A_{uu}$  ise  $N \times N$ 'lik matrisler olup denklem sisteminin katsayılarını oluşturur. (2.41) ve (2.42) denklemleri kullanılarak oluşturulan ifadeleri şöyledir.

$$A_{uu}^{mm} = \frac{\varepsilon_{rm}}{\varepsilon_b} - \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) (1 - ik_b a_m) e^{ik_b a_m} + \frac{i}{8\pi^2} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) V_m F_{uu}^{mm} \quad (2.44a)$$

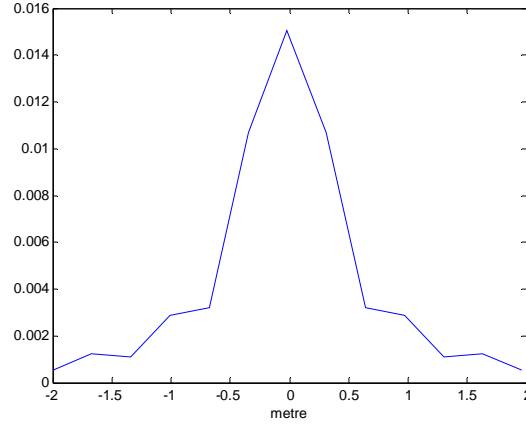
$$A_{uv}^{mm} = \frac{i}{8\pi^2} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) V_m F_{uv}^{mm} \quad (u \neq v) \quad (2.44b)$$

$$A_{uv}^{mn} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\varepsilon_{rm} - 1}{\varepsilon_b} \right) V_n \left( W_{uv}^{mn} + \frac{i}{2\pi} F_{uv}^{mn} \right) \quad (m \neq n) \quad (2.44c)$$

Denklem sisteminin çözülmesiyle elde edilen iç alandan yararlanılarak üst uzaydaki saçılan alanın  $u$  yönündeki bileşeni ( $u = x, y, z$ ) hesaplanabilir.

$$E_{au}^s(x, y, z) = -\frac{1}{8\pi^2 \varepsilon_a} \sum_{n=1}^N (\varepsilon_{rn} - \varepsilon_b) V_n \sum_{v=x,y,z} Q_{uv}^n E_{bmv} \quad (2.45)$$

Açıklanan yöntem ile gömülü bir küpten saçılan alanın  $y$  bileşeninin grafiği şekil 2.1’de verilmiştir.  $y$  doğrultusunun tercih edilmesinin nedeni alt uzayı aydınlatan 300 MHz frekanslı düzlemsel dalganın elektrik alanının sadece  $y$  yönünde bileşeni olmasıdır. Dielektrik küp  $0.008m^3$  hacminde dielektrik sabiti  $\varepsilon_r = 2.9 + i0.05$  olan homojen bir küptür ve ara yüzeyin  $0.2m$  altına yerleştirilmiştir. Ölçüm çizgisi yerden bir metre yukarıda ve dört metre uzunluğundadır. Bu ölçüm çizgisi boyunca 13 noktada elektrik alanın  $y$  bileşeninin genliği hesaplanmıştır. Hesaplamalardaki temel güçlük denklem sisteminin katsayılarında geçen  $F_{uv}^{mn}$  ve  $Q_{uv}^n$  fonksiyonlarının içerdiği integrallerdir. Bu integraller analitik olarak alınamadığından Simpson kuralı kullanılarak nümerik yoldan hesaplanmıştır. Bu durum hem işlem yükünü artırarak süreyi uzatmakta hem de yaklaşımın hata oranını yükseltmektedir. Yine de gömülü cismin boyutları dalgaboyuna göre küçük olduğunda yöntemin ters problemde kullanılabilecek sonuçlar ürettiği görülmektedir.



**Şekil 2.1** : Gömülü dielektrik küpten saçılan alanın genişliği.

## 2.4 Gömülü İletken Plakadan Saçılan Elektrik Alanın Tespiti

Bu bölümde önceki yapıda kullanılan dielektrik cisim yerine mükemmel iletken cismin gömülü olduğu durum incelenecektir. Bir cisim mükemmel iletken olduğunda elektrik alan cismin içinde değil yüzeyinde oluşur. Dolayısıyla bu bölümde iç elektrik alanlar yerine yüzey akımlarının tespiti amaçlanacaktır. Etkili olan cismin yüzeyi olduğundan gömülü cisim olarak küp gibi üç boyutlu belirli bir hacmi olan yapılar yerine iki boyutlu plaka seçilmiştir. İnceleme önceki bölüme benzer şekilde önce integral denklemin kurulması ve daha sonra ayrıklaştırılarak çözülmesi olmak üzere iki kısma ayrılmıştır.

### 2.4.1 İntegral denklemin oluşturulması

Alt uzaydaki plakayı aydınlatmak için yine elektrik alanı (2.30)'da verilmiş  $-z$  yönünde ilerleyen düzlemsel dalga kullanılmıştır. Bu durumda cisme gelen dalganın elektrik alanı (2.31) denkleminde verilmiştir. Elektrik alanın etkisiyle iletken plaka üzerinde oluşan yüzey akımları yüzeye teğet, ortogonal iki vektör aracılığıyla ifade edilir. Bu çalışma kapsamında plakanın  $xy$  düzlemine paralel yerleştirildiği durum ele alınmıştır. Böylece ortogonal vektörler  $\vec{x}$  ve  $\vec{y}$  birim vektörleri alınabilir ve yüzey akım yoğunluğu  $\vec{J}(x, y, z) = J_x(x, y, z)\vec{x} + J_y(x, y, z)\vec{y}$  şeklinde bileşenlerine ayrılabilir. Bu bileşenler (2.25) denkleminde kullanılıp tüm yüzey için integre edilirse alt uzay için saçılan alanın ifadesi bulunmuş olur.

$$E_{bu}^s(x, y, z) = \frac{1}{i4\pi\omega\epsilon_0\epsilon_b} \int_S \sum_{v=x,y} [W_{uv}(x-x', y-y', z-z') + \frac{i}{2\pi} F_{uv}(x-x', y-y', z+z')] J_v(x', y', z') dS' \quad (2.46)$$

Bu denklemden yararlanılarak integral denklemlerin oluşturulmasında sınır koşulu kullanılır. Plaka mükemmel iletken olduğundan yüzeyinde toplam elektrik alan  $E_b^s(x, y, z) + E_b^i(x, y, z)$  'nin teğet bileşeni sıfıra eşittir. Bu sınır koşulundan iki teğet vektör için iki denklem elde edilir.

$$-E_{bx}^s(x, y, z) = E_{bx}^i(x, y, z) \quad (2.47a)$$

$$-E_{by}^s(x, y, z) = E_{by}^i(x, y, z) \quad (2.47b)$$

(2.46)'daki ifade (2.47) denklemlerine yerleştirildiğinde  $J_x(x, y, z)$  ve  $J_y(x, y, z)$  akım yoğunluklarına dair integral denklemleri oluşturulmuş olur. Üst uzaydaki saçılan alan ise benzer şekilde (2.26) kullanılarak bulunur.

$$E_{au}^s(x, y, z) = \frac{1}{8\pi^2\epsilon_0\epsilon_a} \int_S \sum_{v=x,y} Q_{uv}(x-x', y-y', z, z') J_v(x', y', z') dS' \quad (2.48)$$

Dielektrik cisimde olduğu gibi (2.47)'deki denklem sistemi çözülerek plaka üzerindeki yüzey akım yoğunluğu bulunduğu (2.48) aracılığıyla uzayın her noktasında saçılan alan değeri hesaplanabilir. Ancak denklem sistemi analitik olarak çözülemediğinden nümerik yöntemlerin kullanılması gerekir.

#### 2.4.2 Moment metodu ile integral denklemin çözülmesi

İletken cisim için moment metodu dielektrik cisime benzer şekilde uygulanabilir. Burada cisim bir plaka olduğundan hücrelere ayrılan cismin hacmi yerine yüzeyidir. Yani iletken cisim küplere değil karelere ayrılır. Bu karelerin alanı yeterince küçük seçilirse her birinin yüzeyindeki akım yoğunluğu sabit kabul edilebilir. Moment metoduna göre plakanın N sayıda kareye bölünmesiyle (2.47)'den şu denklemler elde edilir.

$$-E_{bmnx}^s - \sum_{n=1, n \neq m}^N E_{bmnx}^s = E_{bmx}^i \quad (2.49a)$$

$$-E_{bmny}^s - \sum_{n=1, n \neq m}^N E_{bmny}^s = E_{bmy}^i \quad (2.49b)$$

Denklemlerde önceki bölümde olduğu gibi  $E_{bmmu}^s$  m-inci kareden saçılan alanın aynı karede yarattığı elektrik alanı,  $E_{bmmu}^s$  ise n-inci hücrenin bu m-inci hücre üzerinde oluşturduğu alanın u yönündeki bileşenini ( $u = x, y$ ) göstermektedir. Hücrenin kendine etkisini gösteren ilk terimdeki integral tekillik barındırdığından dielektrik küp için kullanılan yöntem burada da tekrarlanır. İletken kare yerine eşit alana sahip iletken daire kullanılarak integralin tekilliğe neden olan kısmı hesaplanır. Diğer kısım ise fonksiyonun küçük kare üzerinde sabit olduğu varsayımı kullanılarak integre edilir. Böylece m-inci karenin kendi üzerinde oluşturduğu alanın u yönündeki bileşeni

$$E_{bmmu}^s = \left( \frac{Z_0 J_{smu}}{4\sqrt{\epsilon_b}} \right) \left[ 2 - \frac{1 + ik_b r_m}{ik_b r_m} e^{ik_b r_m} \right] + \frac{Z_0 S_m}{8\pi^2 k_b \sqrt{\epsilon_b}} \sum_{v=x,y} F_{uv}^{mm} J_{smv} \quad (2.50)$$

olarak bulunur. Denklemden  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  boş uzayın karakteristik empedansı,  $S_m$  karenin alanı,  $r_m = \sqrt{S_m/\pi}$  eşdeğer dairenin yarıçapı ve  $J_{smu}$  m-inci hücredeki yüzey akım yoğunluğunun u yönündeki bileşenidir. Denklemin sağ tarafındaki ilk terim boş uzayda kareden saçılan alanı, ikinci terim ise yansıyan dalganın etkisini gösterir.  $E_{bmmu}^s$ 'daki integral tekillik içermediğinden, yine integre edilen fonksiyonun hücre içinde sabit olduğu varsayılarak, doğrudan hesaplanabilir.

$$E_{bmmu}^s = \frac{Z_0 S_n}{i4\pi k_b \sqrt{\epsilon_b}} \sum_{v=x,y} (W_{uv}^{mn} + \frac{i}{2\pi} F_{uv}^{mn}) J_{smv} \quad (2.51)$$

(2.50) ve (2.51)'de verilen ifadeler (2.49) denklemlerinde kullanılarak xy düzlemine paralel gömülü mükemmel iletken plakadan saçılan alanı veren denklem sistemi oluşturulabilir.

$$\begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{bx}^i \\ E_{by}^i \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

Sistemdeki  $E_{bu}^i$  ve  $J_u$   $N \times 1$ 'lik vektörlerdir. Bu terimlerden ilki gelen dalgayı göstermektedir ve (2.31) denklemi kullanılarak hesaplanabilir. İkincisi ise belirlenmesi gereken yüzey akım yoğunluklarıdır; tespit edildikten sonra üst uzaydaki her noktada saçılan alan değeri elde edilebilir. Denklem sisteminin katsayıları olan  $N \times N$ 'lik  $A_{uu}$  matrislerinin elemanları

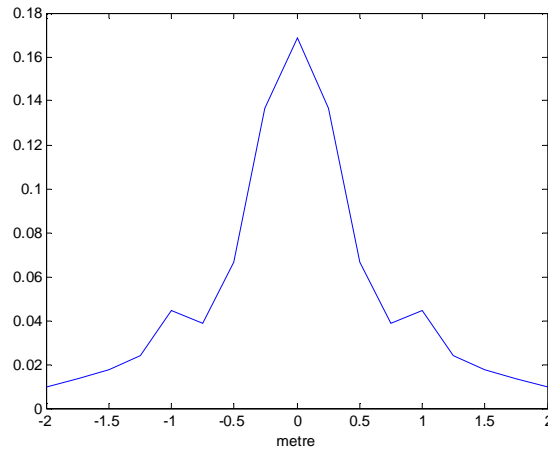
$$A_{uv}^{mm} = \left( \frac{Z_0}{4\sqrt{\epsilon_b}} \right) \left[ 2 - \frac{1 + ik_b r_m}{ik_b r_m} e^{ik_b r_m} \right] \delta_{uv} - \frac{Z_0 S_m}{8\pi^2 k_b \sqrt{\epsilon_b}} \sum_{v=x,y} F_{uv}^{mm} \quad (2.53)$$

$$A_{uv}^{mn} = -\frac{Z_0 S_n}{i4\pi k_b \sqrt{\epsilon_b}} \left( W_{uv}^{mn} + \frac{i}{2\pi} F_{uv}^{mn} \right) \quad (2.54)$$

(2.53)'teki  $\delta_{uv}$  Kronecker delta fonksiyonu olup  $u = v$  için 1;  $u \neq v$  için 0 değerini alır. Sistemin çözümü ile tüm karelerdeki yüzey akım yoğunluğu tespit edilmiş olur. Bu akımlar saçılan alanın kaynağı olduğundan uzayın herhangi bir noktasındaki alan değeri

$$E_{au}^s(x, y, z) = \frac{Z_0}{8\pi^2 k_a \sqrt{\epsilon_a}} \sum_{n=1}^N S_n \sum_{v=x,y} Q_{uv}^n(x, y, z) J_{snv} \quad (2.55)$$

denklemleriyle hesaplanır. Alanı  $0.04m^2$  olan mükemmel iletken gömülü plakadan saçılan elektrik alanının  $y$  yönündeki bileşeninin genliği şekil 2.2'de verilmiştir. Plaka  $xy$  düzlemine paralel olarak  $0.2m$  derinliğe gömülmüştür. Ölçüm ise yerden  $1m$  yükseklikte  $4m$  uzunluğunda bir çizgi üzerinde yapılmıştır. Sonuçta iletken cisimden saçılan alan beklendiği gibi dielektrik cisme göre daha kuvvetli ve daha derli topludur. Bu nedenle cisimlerin konumlarını tespit etmeye yönelik ters problemin çözümü cisim iletken olduğunda daha kolay olmaktadır.



**Şekil 2.2 :** Gömülü iletken plakadan saçılan alanın genliği.

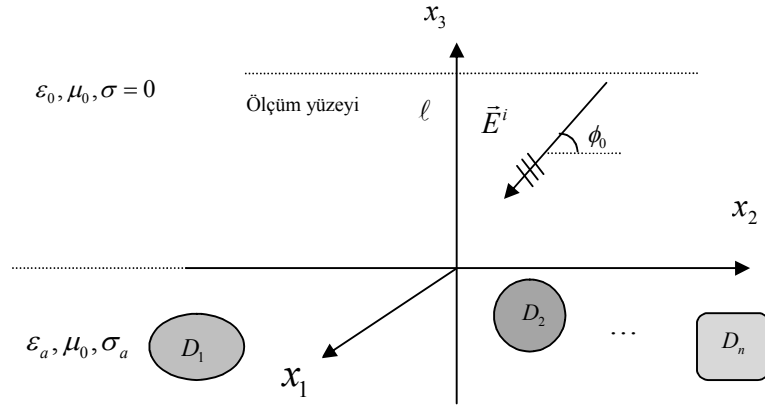
### 3. TERS SAÇILMA PROBLEMİ

#### 3.1 Amaç

Bu bölümde gömülü cisimlerin konumlarının tespit edilmesinde kullanılacak özel yüzey empedans fonksiyonunun elde edilişi açıklanacaktır. Ele alınan problemin geometrisi şekil 3.1'de verilmiştir. Birbirine temas etmeyen N sayıda üç boyutlu cisim iletkenlik içeren yani kayıplı alt uzaya yerleştirilmiştir. Problemde üst uzay havayı temsil ettiğinden kayıpsızdır ve boşluğun dielektrik ve manyetik geçirgenlik katsayılarına sahiptir. Alt uzay belirli bir  $\phi_0$  açısıyla gelen, elektrik alan vektörü  $x_2$  eksenine paralel sabit frekanslı düzlemsel dalga ile aydınlatılmıştır. Bu gelen dalganın elektrik alan vektörü  $\vec{E}^i(0, u^i(x_1, x_2, x_3), 0)$  şeklinde ifade edilebilir. Burada

$$u^i(x_1, x_2, x_3) = e^{-ik_0(x_1 \cos \phi_0 + x_3 \sin \phi_0)} \quad (3.1)$$

değerini alır. Amaçlanan  $\ell > 0$  olmak üzere bir  $x_3 = \ell$  düzleminde saçılan elektrik alan değerlerinin ölçümü aracılığıyla gömülü cisimlerin yerlerinin belirlenmesidir.



Şekil 3.1 : Ters problemin geometrisi.

Bu hedefi gerçekleştirmek için özel bir empedans fonksiyonu geliştirilmiştir. Bu fonksiyon standart empedans sınır koşulundan yararlanılarak oluşturulduğundan öncelikle bu sınır koşulu ortaya konulacak ve buradan yola çıkılarak özel empedans

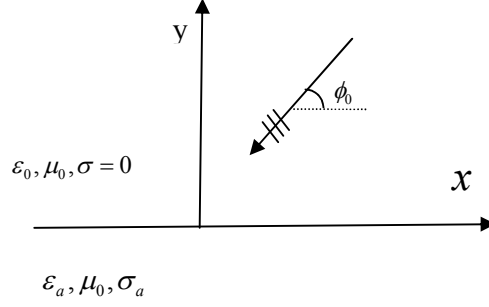
fonksiyonu ifade edilecektir. Sonraki aşamada önce cisimlerin olmadığı durumda yani boş iki parçalı uzayda fonksiyonun yapısı incelenecek ve daha sonra bundan yararlanılarak sadece gömülü cisimlerin bilgisini taşıyan bir yapı elde edilecektir. İlerideki bölümlerde görüleceği gibi bu empedans fonksiyonu saçılan alanın  $x_3 = 0$  ara yüzeyindeki değerlerini içermektedir. Bu değerlerin  $x_3 = \ell$  düzlemindeki ölçümlerden faydalanılarak üretilmesi gerekmektedir. Dolayısıyla son olarak bu işlemin gerçekleştirilmesine yönelik bir veri sürükleme tekniği sunulacaktır.

### **3.2 Empedans Fonksiyonu**

İki parçalı uzayda yüzey empedansı alt uzayı karakterize eden bir fonksiyondur. Bu fonksiyonun ifadesi ise ara yüzey üzerinde elektrik ve manyetik alan vektörleri arasındaki ilişkiyi veren standart empedans yüzey koşulu aracılığıyla bulunur. Dolayısıyla yüzey empedansına dayalı bir fonksiyon tanımlamak için öncelikle bu empedans koşulunu gösteren denklemler elde edilmelidir. İlk alt bölümde standart yüzey empedansı koşulunun ifadesi Senior ve Volakis'in kitabında açıklanan yöntem ile elde edilecektir [16]. Üç boyutlu cisimlerin varlığı sonucu elektrik ve manyetik alanlar vektörel olduğundan en genel halde yüzey empedansı bir tensör olabilir ve bu durumda hesaplamalar oldukça ağırlaşır. Ancak vektörel alanların bazı bileşenlerinin ihmal edilmesiyle skaler bir empedans fonksiyonu oluşturulabilir. Bu fonksiyon artık eşdeğer yüzey empedansı olmasa bile benzer bir yapıya sahiptir ve alt uzayı karakterize etmekte; gömülü cisimlerin konumlarını belirlemekte kullanılabilir. İkinci alt bölümde bazı yaklaşıklıklara dayanan bu empedans fonksiyonu oluşturulacaktır.

#### **3.2.1 Standart empedans sınır koşulu**

Standart empedans sınır koşulu aslında iki parçalı uzay için tanımlanmış birinci dereceden bir empedans sınır koşuludur. Oluşturulmasını incelemek şekil 3.1'de verilen geometriden faydalanılabilir. Burada uzay  $y$  ve  $z$  eksenini boyunca homojendir. Üst yarı uzay boşluk; alt yarı uzay ise kayıplı ve homojen bir maddeyle dolu olarak kabul edilmiştir. Aranılan empedans koşulu sınır bölgesi yani ara yüzey olan  $y = 0$  yüzeyi üzerinde tanımlanmıştır.



**Şekil 3.2 :** İki parçalı uzay ve empedans yüzeyi.

Alt uzaydaki  $E'_y$  ile gösterilen elektrik alan bölgede kaynak olmadığı için homojen dalga denklemini sağlar.

$$\left( \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} + N^2 k_0^2 \right) E'_y = 0 \quad (3.2)$$

Burada  $N = k / k_0$  kırılma katsayısıdır. Bu N değeri birden çok büyük alınırsa  $E'_y$  y yönünde çok hızlı değişir ve bu yöndeki türevi diğer yöndekilere göre daha baskın olur. Dolayısıyla diğer yöndeki türevler ihmal edilerek denklem sadeleştirilebilir.

$$\left( \frac{\partial}{\partial y^2} + N^2 k_0^2 \right) E'_y = 0 \quad (3.3)$$

Denklem çözülürken  $-\infty$ 'da Radyasyon koşulu ve süreksizlik yüzeyindeki sınır koşulları kullanılır. Radyasyon koşuluna göre denklemin çözümü

$$E'_y(x, y, z) = E'_y(x, 0-, z) e^{-ik_0 N y} \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir. Süreksizlik yüzeyinde ise sınır koşulu iki bölgedeki elektrik alanların normal bileşenlerinin dielektrik katsayıları oranında süreksiz ancak türevlerinin sürekli olması göz önüne alınarak şöyle yazılabilir.

$$E_y = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E'_y \quad (3.5a)$$

$$\frac{\partial E'_y}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial y} \quad (3.5b)$$

Denklemlerde  $E_y$  üst uzaydaki elektrik alanın y bileşenini göstermektedir. (3.4)'te verilen  $E'_y$  ifadesinin türevi bu denklemlerde kullanılırsa

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} + ik_0 \frac{Z}{Z_0} E_y = 0 \quad (3.6)$$

denklemini elde edilir. Burada  $Z_0$  boş uzayın karakteristik empedansıdır,  $Z$  ise alt uzayı karakterize eden yüzey empedansıdır. Elektrik ve manyetik alanlar arasındaki simetriden yararlanılarak (3.6)'ya benzer bir denklem üst uzaydaki manyetik alan için yazılabilir:

$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + ik_0 \frac{Z_0}{Z} H_y = 0 \quad (3.7)$$

Bu iki denklemde görüldüğü gibi  $Z$  ile gösterilen yüzey empedansı elektrik ve manyetik alanlar ile onların birinci dereceden türevleri arasındaki ilişkiyi vermektedir. Maxwell denklemleri aracılığıyla bu denklemler daha yalın bir formda ifade edilebilir. Buna göre (3.6)'dan

$$-\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial z} + Z \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) E_y = 0 \quad (3.8)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemin bir başka ifadesi şu şekildedir.

$$\frac{\partial}{\partial x} (E_x - ZH_z) = -\frac{\partial}{\partial z} (E_z + ZH_x) \quad (3.9)$$

Benzer şekilde (3.7)'den yola çıkarak

$$\frac{\partial}{\partial z} (E_x - ZH_z) = \frac{\partial}{\partial x} (E_z + ZH_x) \quad (3.10)$$

denklemini yazılabilir. Bu denklemlerin tüm  $x$  ve  $z$  değerleri için geçerli olması için türevi alınan terimlerin sifira eşit olması gereklidir. Buna göre

$$E_x = ZH_z \quad (3.11)$$

$$E_z = -ZH_x \quad (3.12)$$

eşitlikleri geçerlidir. Bunlar vektörel formda ifade edilebilir. (3.12)'nin bu şekildeki ifadesi

$$\vec{y} \times (\vec{y} \times \vec{E}) = -Z(x_1, x_2) \cdot \vec{y} \times \vec{H} \quad (3.13)$$

standart empedans sınır koşulu olarak adlandırılır. (3.13) üzerinde yapılan çalışmalar alt uzaydaki yatay veya düşey yönde  $\epsilon$  veya  $\mu$  'deki değişimlerden, dalgaboyuna

göre küçük ölçekte kaldıklarında, denklemin etkilenmediğini yani geçerliliğini koruduğunu göstermiştir [16]. Denklemin bu niteliği sayesinde yüzey empedansı alt uzayda madde yapısındaki değişiklikleri modellemekte yani gömülü cisimleri tespit etmekte kullanılabilir. Ancak yüzey empedansının  $2 \times 2$ 'lik diyadik formunda olabilmesi bu yöntemin pratikte uygulanmasını zorlaştırmaktadır. Dolayısıyla bir sonraki bölümde yüzey empedansına benzer yapıda ama skaler bir empedans fonksiyonu üretilecektir.

### 3.2.2 Skaler empedans fonksiyonu

Bu alt bölümde şekil 3.1'de verilen geometri için standart empedans koşulunun açık ifadesi elde edilecek ve bundan faydalanılarak skaler empedans için gerekli bazı yaklaşımlar yapılacaktır.  $\vec{E} = E_1\vec{x}_1 + E_2\vec{x}_2 + E_3\vec{x}_3$  şeklinde bileşenlerine ayrılan elektrik alan ve  $\vec{H} = H_1\vec{x}_1 + H_2\vec{x}_2 + H_3\vec{x}_3$  şeklindeki manyetik alan arasındaki ilişkiyi veren Maxwell denklemlerinden

$$\vec{H} = \frac{1}{i\omega\mu} \nabla \times \vec{E} \quad (3.14)$$

(3.13)'te kullanılırsa

$$E_1\vec{x}_1 - E_2\vec{x}_2 = -\frac{Z}{i\omega\mu_0} \left[ \left( \frac{\partial E_3}{\partial x_2} - \frac{\partial E_2}{\partial x_3} \right) \vec{x}_2 + \left( \frac{\partial E_3}{\partial x_1} - \frac{\partial E_1}{\partial x_3} \right) \vec{x}_1 \right] \quad (3.15)$$

sonucu verir. Bu denklemden  $\vec{x}_1$  ve  $\vec{x}_2$  yönleri için yüzey empedansını veren iki skaler denklem yazılabilir.

$$i\omega\mu_0 E_1 + Z \left( \frac{\partial E_1}{\partial x_3} - \frac{\partial E_3}{\partial x_1} \right) = 0 \quad (3.16)$$

$$-i\omega\mu_0 E_2 + Z \left( \frac{\partial E_3}{\partial x_2} - \frac{\partial E_2}{\partial x_3} \right) = 0 \quad (3.17)$$

Gelen dalganın elektrik alanı  $\vec{x}_2$  yönünde olduğundan yüzey empedansının hesaplanmasında  $E_2$ 'li terimleri barındıran (3.17) denkleminin kullanılması daha uygundur. Ayrıca saçılan alanın üç yöndeki bileşenleri incelendiğinde gömülü cisimlerin tespitinde anlamlı olan, en çok bilgi taşıyanın gelen dalganın elektrik alanıyla aynı yöndeki  $\vec{x}_2$  bileşeni olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle (3.17)'deki

$E_3$  'ün türevini gösteren terim ihmal edilerek denklem sadece tek doğrultudaki alan bileşenlerini içeren skaler yapıdaki bir denkleme dönüştürülebilir.

$$i\omega\mu_0 E_2 + Z_g(x_1, x_2) \left( \frac{\partial E_2}{\partial x_3} \right) = 0 \quad (3.18)$$

Buradaki  $Z_g(x_1, x_2)$  artık yüzey empedansına eşdeğer olmamakla beraber benzer bir yapıya sahiptir ve onun alt uzay hakkında bilgi taşıyan bir parçası olarak düşünülebilir. Bu nedenle gömülü cisimlerin tespit edilmesinde  $Z_g(x_1, x_2)$  skaler empedans fonksiyonu kullanılabilir.

### 3.3 Empedans Fonksiyonunun Açık İfadesinin Belirlenmesi

(3.18)'deki empedans fonksiyonunun açık ifadesi belirlendiğinde alt uzaydaki cisimlerin yerleri tespit edilebilir. Bu ifadenin bulunması problemi iki aşamalı olarak ele alınabilir. İlk aşama cisimlerin olmadığı yani alt uzayın homojen olduğu durumda  $Z_g(x_1, x_2)$  'nin belirlenmesidir. Bu koşullarda uzay  $x_1$  ve  $x_2$  doğrultularında homojendir. Dolayısıyla empedans tüm yüzey boyunca maddenin dielektrik sabiti ve dalganın geliş açısı faktörlerince belirlenen sabit bir değer alır. İlk alt bölümde bu değer tespit edilecektir. Bulunan bu sabit aynı zamanda gelen dalganın elektrik alanına ilişkin yüzey empedansıdır. Cisimlerin varlığı durumunda homojenlik bozulur ve saçılan alan oluşur. İkinci alt bölümde bu genel durumda empedans fonksiyonunun nasıl ifade edileceği açıklanmıştır.

#### 3.3.1 Cisimlerin olmadığı durumda empedans fonksiyonu

Alt uzay homojen olduğunda yüzey empedansının belirlenmesi temel olarak düzlemsel dalganın yansıma ve kırılma katsayılarının belirlenmesini gerektirir. Bu katsayılar alt ve üst uzayda toplam elektrik alanın ifade edilmesinde kullanılacaktır. Açık hali (3.1)'de verilmiş  $u^i$  gelen dalganın  $y$  yönündeki elektrik alanı olmak üzere tüm uzaydaki toplam elektrik alan

$$u_0 = \begin{cases} u^i(x_1, x_2, x_3) + R e^{-ik_0(x_1 \cos \phi_0 - x_3 \sin \phi_0)} & x_3 > 0 \\ T e^{-ik_1(x_1 \cos \phi_1 + x_3 \sin \phi_1)} & x_3 < 0 \end{cases} \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilir. Denklemde  $\phi_1$  kırılan dalganın alt uzayda  $x_1$  eksenine göre yaptığı

açıyı gösterir.  $R$  dalganın yansımaya katsayısı,  $T$  ise kırılma katsayısıdır. Uzay  $x_1$  ve  $x_3$  yönünde homojen olduğundan sadece gelen dalganın değil yansıyan ve kırılan dalganın da elektrik alanı  $x_2$  yönündedir. Toplam alanı açık halde ifade etmek için etmek için bu üç terimin belirlenmesi gereklidir. Bunlardan  $\phi_1$  açısı Snell bağıntısı kullanılarak tespit edilebilir.

$$\cos \phi_1 = \frac{k_0}{k_1} \cos \phi_0 \quad (3.20)$$

Yansımaya ve kırılma katsayıları ise  $TM_{x_2}$  polarize düzlemsel dalga için hesaplanmış katsayılardır.

$$R = \frac{k_0 \sin \phi_0 - k_1 \sin \phi_1}{k_0 \sin \phi_0 + k_1 \sin \phi_1} \quad (3.21)$$

$$T = \frac{2k_0 \sin \phi_0}{k_0 \sin \phi_0 + k_1 \sin \phi_1} \quad (3.22)$$

Bu şekilde belirlenen toplam elektrik alanının sadece  $x_2$  yönünde bileşeni olduğundan  $E_2$  yerine  $u_0$  yazılarak (3.18) denkleminde kullanılabilir.

$$i\omega\mu_0 u_0(x_1, x_2, 0+) + Z_g(x_1, x_2) \left( \frac{\partial u_0(x_1, x_2, 0+)}{\partial x_3} \right) = 0 \quad (3.23)$$

$u_0$ 'ın (3.19)'da verilmiş üst uzayda geçerli olan ifadesi ve türevi sınır yüzeyinde hesaplanıp denkleminde kullanılarak cisimlerin olmadığı durumda yüzey empedans fonksiyonu belirlenebilir. Bu hesaplama yapıldığında uzayın  $x_1$  ve  $x_3$  yönünde homojen olmasından dolayı beklendiği gibi yüzey empedansının sabit bir fonksiyon olduğu görülmektedir.

$$Z_s = \frac{k_0}{k_1 \sin \phi_1} Z_0 \quad (3.24)$$

Burada  $Z_0$  boşluğun karakteristik empedansıdır. Denkleminde görüldüğü gibi iki parçalı boş uzayın yüzey empedansı  $Z_s$ , dalganın geliş açısı ve alt uzayın madde yapısı tarafından belirlenen sabit bir sayıdır.

### 3.3.2 Gömülü cisimlerin varlığı durumunda empedans fonksiyonu

Gömülü cisimler hem  $x_1$  hem de  $x_3$  yönünde homojenliği bozar ve saçılan alanın oluşumuna sebep olur. Dolayısıyla toplam elektrik alanının sadece  $x_2$  yönünde değil her üç doğrultuda bileşeni mevcuttur. Bu toplam elektrik alan gelen dalganın elektrik alanı  $u_0$  ve saçılan alanın toplamından oluşur. İki parçadan  $u_0$  tek yönde bileşeni olan skaler bir alanken saçılan alan vektörel yapıdadır. Ancak (3.18)'deki ifadeden yüzey empedansını hesaplamak için toplam elektrik alanının  $x_2$  yönündeki bileşeninin bulunması yeterlidir. Bu nedenle  $u_s$  vektörel saçılan alanın  $x_2$  yönündeki skaler bileşeni olmak üzere denklemdeki elektrik alan terimi  $E_2 = u_0 + u_s$  olarak ifade edilebilir. Buna göre alt uzayda gömülü cisimlerin varolduğu durumda skaler yüzey empedansı

$$Z_g(x_1, x_2) = -i\omega\mu_0 \frac{u_0(x_1, x_2, x_3 = 0+) + u_s(x_1, x_2, x_3 = 0+)}{\frac{\partial [u_0(x_1, x_2, x_3 = 0+) + u_s(x_1, x_2, x_3 = 0+)]}{\partial x_3}} \quad (3.25)$$

olarak ifade edilebilir. Burada elde edilen  $Z_g(x_1, x_2)$  hem gömülü cisimlerin hem de alt uzayın bilgisini taşımaktadır. Alt uzayın etkisini kaldırmak için bir fark fonksiyonu tanımlanabilir.

$$Z_d(x_1, x_2) = Z_g(x_1, x_2) - Z_s \quad (3.26)$$

Bu fark fonksiyonu cisimlerin konum bilgisini taşımaktadır. (3.25)'te görüldüğü gibi yüzey empedansının hesaplanması için saçılan alan ve türevinin  $x_3 = 0$ 'daki değerlerinin bilinmesi gerekmektedir. Ancak bu çalışmada alan ölçümlerinin yerden belirli bir yükseklikte yapıldığı varsayılmıştır. Bu nedenle ölçülen değerlerden yola çıkarak sınır yüzeyindeki alan belirlenmelidir. Sonraki bölümde bu amacı gerçekleştirmek için kullanılan veri sürükleme metodu açıklanacaktır.

### 3.4 Veri Sürükleme

Bu çalışmada ölçüm verilerinden yararlanarak sınır bölgesindeki alan değerlerinin tespit edilmesinde iki boyutlu Fourier dönüşümüne dayalı bir yöntem kullanılmıştır. Yöntemin iki boyut için uygulandığı [10]'da açıklanmıştır. Burada yapılan iki boyut için gerçekleştirilmiş analizden yola çıkarak üç boyutlu uzayda veri taşınabilmesine

yönelik bir metot ortaya koymaktır.  $u_s$ 'in  $x_1, x_2$ 'ye göre iki boyutlu Fourier dönüşümü

$$\hat{u}_s(\nu, \mu, \ell) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_s(x_1, x_2, x_3 = \ell) e^{-i\nu x_1 - i\mu x_2} dx_1 dx_2 \quad (3.27)$$

şeklindedir. Burada  $\ell$  ölçümlerin yapıldığı yüzeyin yerden yüksekliğini göstermektedir.  $\mu$  ve  $\nu$  ise spektral bileşenlerdir. Uzayda kaynak olmadığından hem gelen dalganın alanı hem de saçılan alan homojen dalga denklemini sağlar.

$$\Delta u_s + k^2 u_s = 0 \quad (3.28)$$

Bu denklemin Fourier dönüşümü (3.27)'e göre alınır

$$\frac{\partial^2 \hat{u}_s}{\partial x_3^2} - \sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} \hat{u}_s = 0 \quad (3.29)$$

sonucunu verir. Bu denklemde dalga denklemiyle aynı yapıda olduğundan çözümü de benzerdir. Radyasyon koşuluna göre çözümü

$$\hat{u}_s(\nu, \mu, x_3) = A(\nu, \mu) e^{-\sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} x_3} \quad (3.30)$$

Şeklindedir. Buradaki A katsayısı  $u_s$ 'in ölçüm yüzeyi  $x_3 = \ell$ 'de aldığı değerden yola çıkarak belirlenir.

$$A(\nu, \mu) = \hat{u}_s(\nu, \mu, \ell) e^{\sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} \ell} \quad (3.31)$$

A katsayısı belirlendikten sonra (3.30) kullanılarak  $\hat{u}_s$ 'in değeri her  $x_3$  için belirlenebilir. Bundan yararlanılarak ters Fourier dönüşümü ile  $u_s$  ve türevinin sınır bölgesi  $x_3 = 0$ 'daki değerleri hesaplanabilir.

$$u_s(x_1, x_2, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}_s(\nu, \mu, \ell) e^{-\sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} \ell} e^{i\nu x_1 + i\mu x_2} d\nu d\mu \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial u_s(x_1, x_2, 0)}{\partial x_3} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} -\sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} \hat{u}_s(\nu, \mu, \ell) e^{-\sqrt{\nu^2 + \mu^2 - k^2} \ell} e^{i\nu x_1 + i\mu x_2} d\nu d\mu \quad (3.33)$$

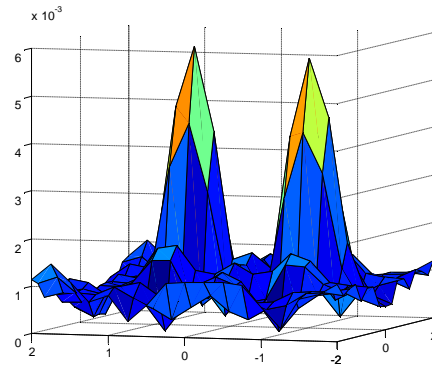
Bu ifadeler (3.25) ve (3.26) denklemlerinde kullanılarak cisimlerin konumlarını belirleyecek skaler yüzey empedansı tespit edilebilir. Uygulamada (3.32) ve (3.33) denklemlerinde integrasyon bölgesi  $(-k_0 / \sqrt{2}, k_0 / \sqrt{2})$  aralığıyla sınırlanmıştır.



#### 4. SAYISAL UYGULAMALAR

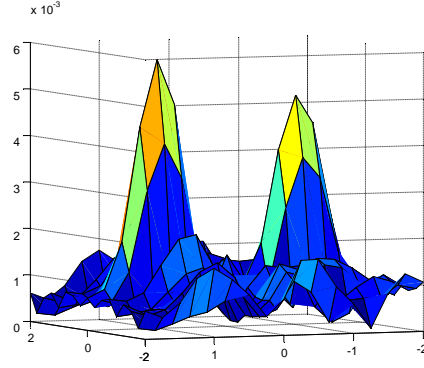
Bu bölümde yöntemin geçerliliğini göstermek için bazı simülasyon sonuçları sunulacaktır. Saçılan alan 2. bölümde açıklanan şekilde moment metodu ile tespit edilecektir. Tüm örneklerde ölçüm yüzeyi ara yüzeyden  $1m$  yükseklikte,  $4m \times 4m$  boyutlarında bir alandır. Alt uzayı aydınlatan  $300$  MHz frekanslı düzlemsel dalga ara yüzeye dik açıyla  $-x_3$  yönünde üst uzaydan gönderilmiştir. Alt uzayın bağlı dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 3 + i0.1$  olarak belirlenmiştir. Cisimlerin derinlik, boyut ve malzeme yapısı gibi özelliklerinin yüzey empedansına etkilerini göstermek için değişik örnekler incelenmiştir.

İlk örnekte birbirine eş iki küp ara yüzeyin  $0.2m$  altına gömülmüştür. Küplerin dielektrik sabitleri  $\epsilon_r = 2.9 + i0.05$  hacimleri ise  $0.008m^3$ 'tür. Şekil 4.1'de bu durum için yüzey empedans fonksiyonunun genliği verilmiştir. Fonksiyonun tepe noktaları cisimlerin merkez noktaları ile çakışmaktadır. Ayrıca eşdeğer küplerin empedansa katkılarının benzer seviyede olduğu görülmektedir.



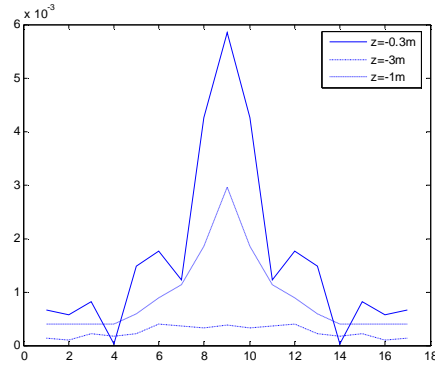
Şekil 4.1 : Eşdeğer iki kübün empedansa katkısı.

İkinci örnekte ise aynı eşdeğer küplerden biri  $0.2m$ , diğeri ise  $0.1m$  derinliğe gömülmüştür. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi yüzeye daha yakın gömülen cismin empedansa katkısı daha fazladır. Bu örnekte de öncekinde olduğu gibi fonksiyonun tepe noktaları cisimlerin konumlarını işaret etmektedir.



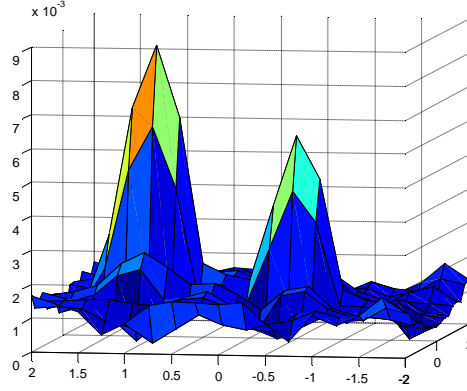
**Şekil 4.2 :** Farklı derinlikteki küpler için yüzey empedansı.

Bu örnek aynı zamanda empedans fonksiyonunun cisimlerin derinliğine karşı hassas olduğunu göstermektedir. Farklı derinliklerdeki cisimler için yapılan simülasyon sonuçlarına göre derinlik arttıkça cisimlerin empedansa katkısının hızla azalmaktadır. Şekil 4.3'te önceki örneklerde kullanılan küplerin değişik derinliklerde empedans fonksiyonuna katkıları verilmiştir. Cisim  $1m$  derinliğe gömüldüğünde empedansa etkisi  $0.3m$  derinliğe göre yarıya inmektedir.  $3m$  derinlikte ise empedansa anlamlı bir katkı yapmamaktadır.



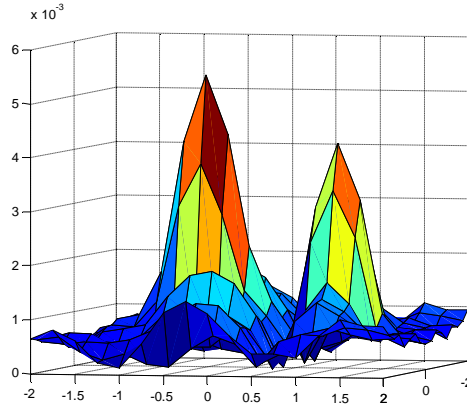
**Şekil 4.3 :** Derinliğin empedansa etkisi.

Cisimlerin boyutları da onların empedans fonksiyonuna katkılarını etkiler. Şekil 4.4'te bu etki görülmektedir. Burada aynı malzemeden oluşan iki cisim eşit derinliğe gömülmüştür. Empedansa katkısı daha fazla olan  $0.2m \times 0.2m \times 0.3m$  ebatlarında  $0.012m^3$  hacimli bir cisimken diğerinin hacmi  $0.008m^3$ 'tür.



**Şekil 4.4 :** Farklı ebatlardaki cisimler için yüzey empedansı.

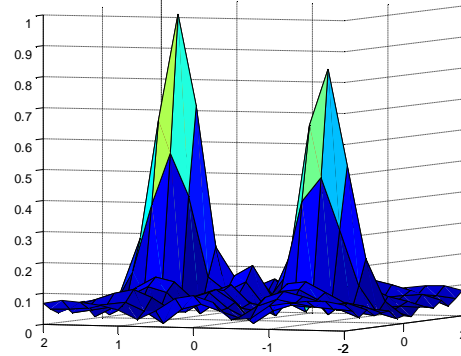
Empedans fonksiyonunu belirleyen bir diğer faktör ise cisimlerin malzeme yapısıdır. Bu etkiyi göstermek için aynı hacimde, dielektrik sabitleri farklı iki homojen küp  $0.3m$  derinliğe gömülmüştür. Bağlı dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 4 + i0.07$  olan cisim sabiti  $\epsilon_r = 2.9 + i0.05$  olandan daha fazla katkı yaptığı Şekil 4.5'te açıkça görülmektedir. Bu örneklerin hepsi empedans fonksiyonunun dielektrik cisimlerin görelî boyut, derinlik ve malzeme özellikleri hakkında bilgi sağladığını göstermektedir.



**Şekil 4.5 :** Farklı malzemeden cisimler için yüzey empedansı.

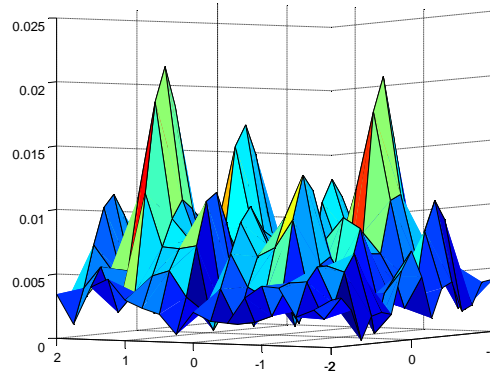
Gömülü cisim iletken olduğunda ise yöntem beklendiği gibi daha iyi sonuç vermektedir. Bu durumun temel sebebi iletken cisimden saçılan alanın daha kuvvetli oluşudur. Dolayısıyla yüzey empedansına daha fazla katkı yapar. Dielektrik cisimlerde olduğu gibi boyut ve derinliklerine göre cisimlerin etkisi farklılık gösterir. Şekil 4.6 bu duruma örnek oluşturur. Burada farklı boyutlardaki iki mükemmel iletken plaka aynı derinliğe gömülmüştür. Alanı  $0.06m^2$  olan plakanın katkısı  $0.04m^2$ 'lik plakadan daha fazladır. Şekil incelendiğinde iletken cisimlerin empedans

etkisinin dielektrik cisimlere göre daha fazla olduğu ve konumlarının tespitinin daha kolay olduğu sonucuna varılabilir.

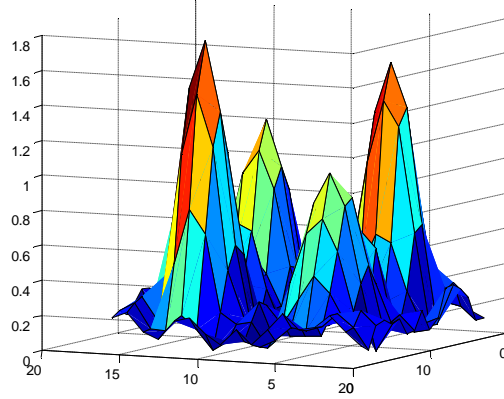


**Şekil 4.6 :** İletken plakalar için yüzey empedansı

Sonuç olarak yüzey empedans fonksiyonunun gömülü cisimlerin konumlarının belirlenmesinde kullanılabileceği söylenebilir. Özellikle çok sayıda cisim gömülü olduğunda saçılan alanın doğrudan gözlenmesine kıyasla çok daha temiz sonuçlar vermektedir. Bu durum şekil 4.7 ve 4.8'in karşılaştırılması ile net olarak fark edilebilir.



**Şekil 4.7 :** Dört cisimden saçılan alanın  $x_2$  yönündeki bileşeni.



**Şekil 4.8 :** Dört cisim için yüzey empedansı.

Bu örnekte ikisi  $0.004m^3$ , diğer ikisi  $0.006m^3$  hacminde dört cisim araa yüzeyin altına gömülmüştür. Her çiftten biri  $0.1m$  diğeri ise  $0.2m$  derinliktedir. Şekil 4.7 cisimlerden saçılan alanın  $x_2$  bileşenini göstermektedir. Bu bileşen aynı zamanda yüzey empedans fonksiyonunun hesaplanmasında kullanılan bileşendir. Şekil 4.8’de ise aynı durum için empedans fonksiyonunun genliği verilmiştir. İki şekil mukayese edildiğinde yüzey empedansının cisimlerin tespitinde daha güvenilir olduğu görülmektedir. Elektrik alana göre fonksiyonun tepe noktaları çok daha net seçildiğinden cisimlerin sayısının ve konumlarının doğru olarak belirlenme ihtimali daha yüksektir. Ayrıca görelî derinlik ve boyutları hakkında daha fazla bilgi taşımaktadır. Örneğin hacimce büyük olan cisimler arasındaki derinlik farkı elektrik alandan anlaşılamazken yüzey empedansından rahatlıkla seçilebilmektedir. Özetle cisimler çok yakın veya çok derine gömülü olmadığında konumlarının ve görelî özelliklerinin tespitinde yüzey empedans fonksiyonu oldukça etkilidir.



## 5. SONUÇLAR

Bu çalışmada belirli bir yükseklikte yapılan elektrik alan ölçümleri aracılığıyla üç boyutlu gömülü cisimlerin konumlarının tespitine yönelik yüzey empedansı temelli bir yöntem sunulmuştur. İki parçalı uzay için sınır yüzeyinde tanımlanmış yüzey empedansı alt yarı uzayın madde yapısı ve dolayısıyla gömülü cisimler hakkında bilgi sağlamaktadır. Yöntem kapsamında en genel halde bir diyadik olan yüzey empedansının doğrudan kullanımını yerine bazı yaklaşıklıklar aracılığıyla elde edilmiş benzer yapıdaki bir skaler empedans fonksiyonundan faydalanılmıştır. Bu fonksiyonun ihtiyaç duyduğu sınır yüzeyindeki elektrik alan değerleri, Fourier dönüşümüne dayanan bir metotla, ölçüm yüzeyindeki değerlerden elde edilmiştir. Dielektrik ve iletken cisimler için gerçekleştirilen uygulamalarda yöntemin genel olarak oldukça başarılı sonuçlar verdiği görülmektedir. Alt uzayın tek bir yönden sabit frekanslı düzlem dalgayla aydınlatılması çoğu durumda cisimlerin konumlarının tespit edilmesinde yeterli olmaktadır. Cisimlerin empedansa katkısı derinlik, boyut ve malzeme yapısı gibi özelliklere bağlı olduğundan yöntem cisimler hakkında bu alanlarda da bilgi sağlamaktadır. Özellikle dielektrik cisimler söz konusu olduğunda bu sayılan faktörler yöntemin başarısını belirlemektedir. Cisimler birbirlerine yakın gömüldüğünde daha derine gömülü veya daha küçük boyutlardaki cismin konumunun tespiti zorlaşmaktadır. Ayrıca cisimler arasındaki mesafe dalgaboyundan küçük olduğunda saçılan alandaki girişimler yanıltıcı sonuçlar doğurabilmektedir. Ancak bu durumlarda bile empedans fonksiyonu elektrik alanın doğrudan incelenmesinden daha yüksek başarıya sahiptir. Cisim sayısı arttıkça yöntemin göreceli etkinliği de artmaktadır. İletken cisimlerde ise saçılan alanın daha kuvvetli oluşundan dolayı dielektrik cisimlere göre daha iyi sonuçlar elde edilmektedir. Sonuç olarak değişik durumları inceleyen uygulamalarda elde edilen veriler önerilen yöntemin özellikle yüzeye yakın ve benzer yapıya sahip cisimlerin konumlarını belirlemede kullanılabilir nitelikte olduğunu göstermektedir.



## KAYNAKLAR

- [1] **Jun Hui T., Wiesbeck W., and Herschlein A.:** Electromagnetic scattering by multiple three dimensional scatterers buried under multilayered media part I: theory. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 36 No. 2. March 1998
- [2] **Jun Hui T., Wiesbeck W., and Herschlein A.:** Electromagnetic scattering by multiple three dimensional scatterers buried under multilayered media part II: numerical results and applications. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 36 No. 2. March 1998
- [3] **Senior, T.B.A.:** A note on impedance boundary conditions. *Can. J. Phys.* **40** (1962) 663–665.
- [4] **Hoppe, D.J.; Rahmat-Samii, Y.:** Impedance boundary conditions in electromagnetics. Taylor & Francis, 1995.
- [5] **Senior, T.B.A.; Volakis, J.L.:** Approximate boundary conditions in electromagnetics. London: The Institution of Electrical Engineers, 1995.
- [6] **Wang, D.S.:** Limits and validity of the impedance boundary condition on penetrable surfaces. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **35**(4) (April 1987) 453–457.
- [7] **Shumbert, J.D.; Senior, T.B.A.:** Impedance boundary conditions in ultrasonics. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **48**(10) (October 2000) 1653–1659.
- [8] **Senior, T.B.A.; Volakis, J.L.;** Legault, S.R.: Higher Order Impedance and Absorbing Boundary Conditions. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* **45**(1) (1997) 107–114.
- [9] **Marceaux, O.; Stupfel, B.:** Higher Order Impedance Boundary Conditions for Multilayer Coated 3-D Objects. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* **46**(3) (2000) 429–436.
- [10] **Akduman, I.; Yapar, A.:** Surface impedance determination of a planar boundary by the use of scattering data. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* **49**(2) (February 2001) 304–307.
- [11] **Yapar, A.; Akduman, I.:** Reconstruction of the surface impedance of an inhomogeneous planar boundary beyond layered medium. *Radio Science* **36**(4) (2001) 539–551.

- [12] **Şahintürk, H.; Yapar, A.; Akduman, İ.:** On the use of surface impedance in the detection and location of buried objects. *Int. J. Electron. Commun. (AEÜ)* **58** (2004) 249-255.
- [13] **Altuncu Y.; Akduman I.; Yapar A.:** Detecting and locating dielectric objects buried under a rough interface. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, Vol. 4 (2), 251-255, 2007.
- [14] **Richmond, J.H.:** Scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape, *Ohio State University* (1963)
- [15] **Gao, G.; Torres-Verdin, C.:** Analytical techniques to evaluate the integrals of 3D and 2D spatial dyadic green's functions, *Progress In Electromagnetics Research* (2005)
- [16] **Senior T.B.A.; Volakis J.L.:** Approximate boundary conditions in electromagnetics. *The Institution of Electrical Engineers* (1995)

## ÖZGEÇMİŞ

**Ad Soyad:** Egemen Bilgin

**Doğum Tarihi:** 29.07.1984

**Doğum Yeri:** İstanbul

### **Eğitim:**

**Yüksek Lisans:** İTÜ Telekomünikasyon Mühendisliği (2008-2010)

**Lisans:** İTÜ Telekomünikasyon Mühendisliği (2003-2008)

**Lise:** Galatasaray Lisesi (1995-2003)