T.C.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ CİSİMLER İÇİN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN MANYETİK ALAN İNTEGRAL DENKLEMLERİ İLE ÇÖZÜMÜ

Mehmet Zeki ASLAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Elektronik ve Haberleşme Anabilim Dalı

Haberleşme Programı

Danışman

Prof. Dr. Ahmet KIZILAY

Haziran, 2025

T.C.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ CİSİMLER İÇİN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN MANYETİK ALAN İNTEGRAL DENKLEMLERİ İLE ÇÖZÜMÜ

Mehmet Zeki ASLAN tarafından hazırlanan tez çalışması 23.06.2025 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik ve Haberleşme Anabilim Dalı, Haberleşme Programı **YÜKSEK LİSANS** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ahmet KIZILAY
Yıldız Teknik Üniversitesi
Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Ahmet KIZILAY, Danışman
Yıldız Teknik Üniversitesi _____

Prof. Dr. Mustafa Emre AYDEMİR, Üye
İstanbul Arel Üniversitesi _____

Doç. Dr. Peyman MAHOUTİ, Üye
Yıldız Teknik Üniversitesi _____

Danışmanım Prof. Dr. Ahmet KIZILAY sorumluluğunda tarafımca hazırlanan "KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ CİSİMLER İÇİN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN MANYETİK ALAN İNTEGRAL DENKLEMLERİ İLE ÇÖZÜMÜ" başlıklı çalışmada veri toplama ve veri kullanımında gerekli yasal izinleri aldığımı, diğer kaynaklardan aldığım bilgileri ana metin ve referanslarda eksiksiz gösterdiğimi, araştırma verilerine ve sonuçlarına ilişkin çarpıtma ve/veya sahtecilik yapmadığımı, çalışmam süresince bilimsel araştırma ve etik ilkelerine uygun davrandığımı beyan ederim. Beyanımın aksinin ispatı halinde her türlü yasal sonucu kabul ederim.

Mehmet Zeki ASLAN

İmza

Bu çalışma, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 119N196 Proje Numarası kapsamında desteklenmiştir.

Aileme

ve

sevdiklerime

TEŞEKKÜR

Danışmanım sayın Prof. Dr. Ahmet KIZILAY'a desteklerinden dolayı teşekkür ederim. Lisans ve lisansüstü eğitimimde ders aldığım tüm öğretim üyesi ve öğretim görevlilerine eğitimimdeki emeklerinden dolayı teşekkür ederim. Ayrıca YTÜ Elektronik ve Haberleşme Bölüm Yönetimi idari ve akademik kadrosuna özverili çalışmalarından dolayı teşekkür ederim.

Mehmet Zeki ASLAN

İÇİNDEKİLER

SİMGE LİSTESİ viii

KISALTMA LİSTESİ ix

ŞEKİL LİSTESİ x

ÖZET xii

ABSTRACT xiv

1 GİRİŞ 1

1.1 Literatür.....1

1.2 Tezin Amacı 2

2 SİLİNDİRİK CİSİMDEN TE_z SAÇILMA PROBLEMİ 3

2.1 Giriş.....3

2.1.1 Analitik Çözüm.....3

2.1.2 Moment Metodu (MoM) Çözümü.....6

2.2 Sayısal Sonuçlar.....10

3 KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ BİR DİELEKTRİK CİSİMDEN ELKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ 13

3.1 Giriş.....13

3.2 Teori..... 13

3.3 Sayısal Sonuçlar.....22

4 KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ BİR İLETKEN CİSİMDEN ELKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ 28

4.1 Giriş.....28

4.2 Teori……... 28

4.3 Sayısal Sonuçlar…….36

5 SONUÇ **42**

KAYNAKÇA **43**

TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR **46**

SİMGE LİSTESİ

ϕ_i	Geliş Açısı
$\vec{H}$	Manyetik Alan
ε	Dielektrik Geçirgenlik Katsayısı
μ	Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
σ	İletkenlik Katsayısı
$\vec{\rho}$	Pozisyon Vektörü
$\vec{E}$	Elektrik Alan
r_a, a	Silindir Yarıçapı
h, x	Konum parametreleri
k	Dalga sayısı
η	Empedans
$\hat{n}$	Normal Vektör
$\vec{J}$	Elektrik Akım
$\vec{M}$	Manyetik Akım
S_c	Cisim Yüzeyi
S_d	Düz Yüzey
J_n	Bessel Fonksiyonu
H_n	Hankel Fonksiyonu
a_n, b_n	Analitik Çözüm Katsayıları
σ_{2-D}	Saçılma Alanı Paterni, Radar Kesit Alanı
$\vec{A}(\vec{\rho})$	Manyetik Vektör Potansiyeli
$\vec{F}(\vec{\rho})$	Elektrik Vektör Potansiyeli
N	Hücre Sayısı
T	Transmisyon Katsayısı
φ_t	Transmisyon Açısı

KISALTMA LİSTESİ

TE	Enine Elektrik Dalga
MFIE	Manyetik Alan İntegral Denklemi
EFIE	Elektrik Alan İntegral Denklemi
MoM	Moment Metodu
GPR	Yeraltı Radarı
TM	Enine Manyetik Dalga
PEC	Mükemmel İletken

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 Düzlem dalga ile aydınlatılan silindirik dielektrik cisim…….4
Şekil 2.2 Düzlem dalga ile aydınlatılan dielektrik cisim.....6
Şekil 2.3 Dış eşdeğerlik prensibinin probleme uygulanması.....7
Şekil 2.4 İç eşdeğerlik prensibinin probleme uygulanması.....8
Şekil 2.5 Cisim arkesitinin hücrelere ayrılması 9
Şekil 2.6 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm……...11
Şekil 2.7 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm……...11
Şekil 2.8 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm……...11
Şekil 3.2.1 Gömülü dielektrik cisim.……14
Şekil 3.2.2 Saçıcı yüzey, cismin olmadığı durum.…….…15
Şekil 3.2.3 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanması.……..…15
Şekil 3.2.4 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanması.……...16
Şekil 3.2.5 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.1'ye uygulanması.……..…17
Şekil 3.2.6 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.1'ye uygulanması.……18
Şekil 3.2.7 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin gömülü cisme uygulanması.…….19
Şekil 3.3.1 Sayısal sonuçlar için seçilen problem geometrisi……22
Şekil 3.3.2 Yüzey pertürbasyon elektrik akımı……..23
Şekil 3.3.3 Yüzey pertürbasyon manyetik akımı……...……23
Şekil 3.3.4 Saçılan manyetik alan……..24
Şekil 3.3.5 Saçılan alan paterni……..25
Şekil 3.3.6 Saçılan manyetik alan, $\varphi_i = \pi/2$, $\varphi_i = \pi/3$, $\varphi_i = \pi/6$……25
Şekil 3.3.7 Saçılan manyetik alan, $\varphi_i = \pi/2\, a = 0.2\ m, a = 0.1\ m$……..…..26
Şekil 3.3.8 Saçılan alan paterni , $\varphi_i = \pi/2\, a = 0.2\ m, a = 0.1\ m$ ……..26
Şekil 3.3.9 Saçılan alan paterni , $\varphi_i = \pi/2\, h = 0.8\ m, h = 1.6\ m$ ……..27
Şekil 4.1 Gömülü iletken cisim.…….29
Şekil 4.2 Saçıcı yüzey, cismin olmadığı durum.…….…30
Şekil 4.3 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.2'ye uygulanması.……..…30
Şekil 4.4 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.2'ye uygulanması……...31
Şekil 4.5 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.1'ye uygulanması.……..…32

Şekil 4.6 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.1'ye uygulanması…….33
Şekil 4.3.1 Sayısal sonuçlar için seçilen problem geometrisi……37
Şekil 4.3.2 Yüzey pertürbasyon elektrik akımı……..38
Şekil 4.3.3 Yüzey pertürbasyon manyetik akımı……..……38
Şekil 4.3.4 Saçılan manyetik alan……..39
Şekil 4.3.5 Saçılan alan paterni ..……..39
Şekil 4.3.6 Saçılan manyetik alan, $\varphi_i = \pi/2$, $\varphi_i = \pi/3$, $\varphi_i = \pi/6$……..…..40
Şekil 4.3.7 Saçılan alan paterni , $\varphi_i = \pi/2$ $a = 0.2$ m, $a = 0.1$ m ……...40
Şekil 4.3.8 Saçılan alan paterni , $\varphi_i = \pi/2$ $h = 0.8$ m, $h = 1.6$ m ……...41

ÖZET

KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ CİSİMLER İÇİN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN MANYETİK ALAN İNTEGRAL DENKLEMLERİ İLE ÇÖZÜMÜ

Mehmet Zeki ASLAN

Elektronik ve Haberleşme Anabilim Dalı

Haberleşme Programı

Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Ahmet KIZILAY

Kayıplı bir yarı-uzayda gömülü cisimlerden TE_z polarize elektromanyetik düz saçılma problemi yeni bir pertürbasyon yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Bu amaçla eşdeğerlik ilkesi uygulanmış ve elde edilen denklemlerde manyetik alan integral denklemleri kullanılmıştır. Buradan, doğrusal olmayan bir denklem sistemi elde edilmiştir. Doğrusal olmayan sistem denklemlerinde yer alan integraller Moment Metodu (MoM) kullanılarak sayısal olarak çözülebilir hale getirilmiştir. Bu sayede denklem sistemi doğrusal hale getirilmiştir. Elde edilen doğrusal denklem sistemi bilinmeyen arayüzey pertürbasyon ve cisim akımlarını bulabilmek için matris gösterimiyle ifade edilmiştir.

Sayısal sonuçlar kısmında gömülü cisim bir silindir seçilerek cisim geometrisi basitleştirilmiştir. Tüm ortam parametrelerine literatürde yer alan benzer sayısal değerler verilmiştir. Bu değerler doğrusal sistemde kullanılarak bilinmeyen yüzey pertürbasyon akımları ve cisim akımları elde edilmiştir. Daha sonra, yüzey

pertürbasyon akımları kullanılarak arayüzeyin üstünde ve uzak alanda sadece cisimden kaynaklanan saçılan manyetik alan değerleri hesaplanmıştır.

Asıl problemin çözümünden önce, yöntem basitce uzayda bulunan silindirik bir dielektrik cisim için analitik çözümle karşılaştırılarak test edilmiştir. Bu doğrulamadan sonra asıl problem sırasıyla gömülü bir dielektrik cisim ve mükemmel iletken (PEC) bir cisim için formüle edilerek çözülmüştür.

Anahtar Kelimeler: MFIEs, Elektromanyetik Saçılma, Dielektrik, İletken, PEC, Eşdeğerlik Prensibi, Pertürbasyon Akımı, İntegral Denklemler, Momentler Metodu, TE.

ABSTRACT

SOLUTION OF ELECTROMAGNETİC SCATTERING PROBLEM FOR BURIED OBJECTS IN A LOSSY MEDIUM BY USING MAGNETİC FIELD INTEGRAL EQUATİONS

Mehmet Zeki ASLAN

Department of Electronics and Communications Engineering
Master of Science

Supervisor: Prof. Dr. Ahmet KIZILAY

This study addresses the scattering problem from a buried object in a lossy medium, solved using magnetic field integral equations (MFIEs)**.** To achieve this, a nonlinear system of equations was derived by combining the surface equivalence principle with a perturbation (difference) method**.** The integrals within the derived nonlinear system of equations were made solvable using the Method of Moments (MoM)**.** This approach transformed the nonlinear system into a linear system of equations**.** This linear system was then expressed in a matrix representation to determine the unknown interface perturbation currents and object currents.

For the numerical results, the geometry of the buried object was simplified to a cylinder. All medium parameters were assigned numerical values in some sources. The values were then used in the linear system to successfully calculate the unknown surface perturbation currents and object currents. Subsequently, the calculated surface perturbation currents were utilized to compute the scattered

magnetic field values originating solely from the object, both above the interface and in the far field.

Before solving the main problem, the developed method was tested against an analytical solution for a simple case: a cylindrical dielectric object in free space**.** This validation step confirmed the method's accuracy. Following this validation, the main problem was formulated and solved sequentially for a buried dielectric object and a perfect electric conductor (PEC) object**.**

Keywords: MFIE, TE, Electromagnetic Scattering, Method of Moment, Dielectric, Conductive, PEC, Perturbation Current, Integral Equations.

1
GİRİŞ

1.1 Literatür

Gömülü cisimlerden kaynaklanan elektromanyetik saçılma, onlarca yıldır kapsamlı bir araştırmanın konusu olmuştur. Bu fenomeni anlamak, tahribatsız muayene, kara mayını tespiti, yeraltı keşfi ve arkeoloji gibi çeşitli uygulamalarda yaygın olarak kullanılan bir araç olan yer altı radarı (GPR) aracılığıyla elde edilen verileri yorumlamak için çok önemlidir. [1-5].

Literatürde yer alan daha önceki çalışmalar, düz bir arayüzün altındaki gömülü nesnelerden kaynaklanan saçılmayı modellemek için analitik ve sayısal yaklaşımları incelemiştir. Mevcut araştırmalar iletken nesnelere ve belirli polarizasyon durumlarına odaklanmış olsa da, bu çalışma, kayıplı bir yarı uzaya gömülü bir dielektrik cisimden kaynaklanan enine elektrik (TE) dalgalarının saçılmasını analiz etmek için yeni bir yöntem sunmaktadır. [6-16].

Önerilen yaklaşım, manyetik alan integral denklemlerini (MFIEs) kullanır ve cismin çevredeki ortam üzerindeki etkisini hesaba katmak için bir pertürbasyon (fark) yöntemi sunar. Elektromanyetik alanın nesneden belirli bir yakınlığın ötesindeki mesafelerde asgari düzeyde etkilendiği varsayılarak, problem cisim üzerindeki eşdeğer yüzey akımları ve arayüz üzerindeki indüklenen perturbasyon akımları için çözülmeye basitleştirilir. Daha sonra, elde edilen integral denklemleri çözmek için momentler yöntemi (MoM) kullanılır. [14, 15]. [17]'deki parametre değerleri sayısal sonuç bölümünde kullanılır. Kaynak [18] problemin TM_z ve EFIEs için çözümünü sunmaktadır. [19, 20, 21] teorik altyapı için temel kaynaklardır.

1.2 Tezin Amacı

Bu tezin amacı; kayıplı bir ortamda gömülü bir cisimden TE_z saçılma problemini manyetik alan integral denklemleri (MFIEs), eşdeğerlik prensibi, Moment Metodu (MoM) ve yeni bir perturbasyon (fark) yöntemi kullanarak çözmektir. Bu problem elektrik alan integral denklemleri (EFIEs) kullanılarak da çözülebilir. Ancak, TE_z mod elektromanyetik dalga söz konusu olduğunda elektrik alan integral denklemleri ile çözüm çok daha fazla terim içerdiğinden çözümü zorlaştırmaktadır. TE_z ve MFIEs durumu TM_z ve EFIEs durumunun duali olarak değerlendirilebilir. İkinci durum için geçerli olan göreceli işlem kolaylığı ilk durum için de geçerlidir. Pertürbasyon yöntemi cismin olduğu durumla olmadığı durum arasındaki farkı kullanarak, elektromanyetik saçılmaya sadece cismin katkısını bulma fikrinden türetilmiştir. Bu yöntemde amaç cismin olduğu durumdan yüzey etkisini çıkararak tek başına cismin saçılmaya etkisini bulmaya çalışmaktır. Perturbasyon yöntemi TM_z ve EFIEs durumu için [18]'de başarıyla uygulanmıştır. Asıl probleme geçmeden önce yöntemlerimizin geçerliliği 2. Bölümde, dielektrik bir silindir üzerinde test edildi. Sonrasında ise 3. Bölümde asıl problem teorik ve sayısal olarak gömülü dielektrik cisim için çözüldü. 4. Bölümde, 3. Bölümdeki işlemler gömülü iletken (PEC) cisim için tekrarlandı. 5. Bölümde sonuçlar tartışıldı.

2
DİELEKTRİK SİLİNDİRDEN TE_z SAÇILMA PROBLEMİ VE ÇÖZÜMÜ

2.1 Giriş

Dielektrik, silindirik bir cisimden TE_z elektromanyetik saçılma problemi manyetik alan integral denklemleri (MFIEs) kullanılarak [19]'daki seri yöntemiyle analitik olarak çözülmüştür. Daha sonra aynı problem yüzey eşdeğerlik ilkesi kullanılarak moment metodu (MoM) kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Bu problem için pertürbasyon yöntemini kullanmaya gerek olmamıştır. Çünkü bulunmak istenen yüzey akımlarına sadece cismin katkısı vardır, yüzey katkısı yoktur. Sonrasında ise bu iki çözüm karşılaştırılmıştır.

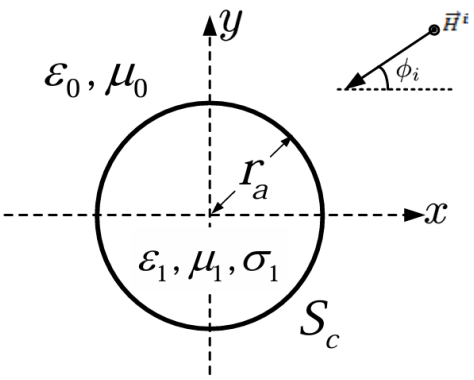
2.1.1 Analitik Çözüm

Şekil (2.1)'de dairesel arakesitli sonsuz uzun silindirik dielektrik bir cisme yatay doğrultuyla ϕ_i açısı yapan manyetik bir TE_z düzlem dalga gelmektedir. Amaç cisimden saçılan manyetik alanı cisim dışındaki istenilen noktalarda bulmaktır. Bu amaçla düzlem dalga aşağıdaki gibi silindirik dalga fonksiyonlarının lineer kombinasyonu şeklinde ifade edilmiştir [19].

TE_z, $+x$ doğrultusunda ilerleyen düzlemsel gelen manyetik dalga ($\phi_i = \pi$);

$$\vec{H}^{\boldsymbol{i}} = \hat{z}H_z^i = \hat{z}H_o \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} J_n(\boldsymbol{k_o}\rho) e^{jn\varphi} \qquad (2.1)$$

ρ ve φ sırasıyla noktanın orijinden uzaklığını ve yatayla yaptığı açıyı ifade etmektedir. k_o, boş uzayın dalga sayısını göstermektedir. +x doğrultusunda ilerleyen dalga, manyetik alanın ortama dik doğrultuda geldiği durumdur. Bu nedenle ileride MoM çözümü bu durum için yapıp analitik çözümle karşılaştıracağız.



Şekil 2.1 Düzlem dalga ile aydınlatılan silindirik dielektrik cisim

Şekil (2.1)'de S_c silindirin yüzey arakesitini, r_a ise bu dairesel arakesitin yarıçapını göstermektedir. ε_0, μ_0 sırasıyla boş uzay elektrik geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik katsayısını göstermektedir. ε_1, μ_1, σ_1 sırasıyla cismin dielektrik geçirgenlik, manyetik geçirgenlik ve iletkenlik katsayısını göstermektedir.

İki boyutlu pozisyon vektörü aşağıda ifade edilmiştir.

$$\vec{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y} \tag{2.2}$$

Cismin dışındaki noktalarda cisimden saçılan manyetik alan $\vec{H}^{\boldsymbol{s}}$ ve cisim yüzeyindeki toplam manyetik alan $\vec{H}^{\boldsymbol{t}}$ yine silindirik dalga fonksiyonları cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \hat{z}H_z^s = \hat{z}H_o \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} \boldsymbol{a_n} H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o}\rho) e^{jn\varphi} \tag{2.3}$$

$$\vec{H}^{\boldsymbol{t}} = \hat{z}H_z^t = \hat{z}H_o \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n} \boldsymbol{b_n} J_n(\boldsymbol{k_1}\rho) e^{jn\varphi} \tag{2.4}$$

Toplam manyetik alan ifadesinde yer alan cisim üzerindeki dalga sayısı k_1;

$\varepsilon_{c1} = \varepsilon_1(1 - j\frac{\sigma_1}{\omega\varepsilon_1})$ olmak üzere; (2.5)

$$k_1 = \omega\sqrt{\mu_1 \boldsymbol{\varepsilon_{c1}}} \tag{2.6}$$

olarak yazılabilir.

Elektrik alanlar manyetik alanlardan elde edilebilir.

$$\vec{E}^{\boldsymbol{i}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\nabla \times \vec{H}^{\boldsymbol{i}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\left[\hat{\rho}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^i}{\partial \varphi} - \hat{\varphi}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^i}{\partial \rho}\right] = \hat{\rho}E_\rho^i + \hat{\varphi}E_\varphi^i \tag{2.7}$$

$$E_\rho^i = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^i}{\partial\varphi} = \frac{H_o}{j\omega\varepsilon_o}\frac{1}{\rho}\sum_{n=-\infty}^{\infty} nj^{-n+1}J_n(\boldsymbol{k_o}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.8)$$

$$E_\varphi^i = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_z^i}{\partial\rho} = -\frac{k_oH_o}{j\omega\varepsilon_o}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}J_n{}'(\boldsymbol{k_o}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.9)$$

$$\vec{E}^{\boldsymbol{s}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\nabla\times\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\left[\hat{\rho}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^s}{\partial\varphi} - \hat{\varphi}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^s}{\partial\rho}\right] = \hat{\rho}E_\rho^s + \hat{\varphi}E_\varphi^s \quad (2.10)$$

$$E_\rho^s = \frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^s}{\partial\varphi} = \frac{H_o}{j\omega\varepsilon_o}\frac{1}{\rho}\sum_{n=-\infty}^{\infty} nj^{-n+1}\boldsymbol{a_n}H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.11)$$

$$E_\varphi^s = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_o}\frac{\partial H_z^s}{\partial\rho} = -\frac{k_oH_o}{j\omega\varepsilon_o}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{a_n}H_n^{(2)}{}'(\boldsymbol{k_o}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.12)$$

$$\vec{E}^{\boldsymbol{t}} = \frac{1}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\nabla\times\vec{H}^{\boldsymbol{t}} = \frac{1}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\left[\hat{\rho}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^t}{\partial\varphi} - \hat{\varphi}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^t}{\partial\rho}\right] = \hat{\rho}E_\rho^{\boldsymbol{t}} + \hat{\varphi}E_\varphi^{\boldsymbol{t}} \quad (2.13)$$

$$E_\rho^t = \frac{1}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_z^t}{\partial\varphi} = \frac{H_o}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\frac{1}{\rho}\sum_{n=-\infty}^{\infty} nj^{-n+1}\boldsymbol{b_n}J_n(\boldsymbol{k_1}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.14)$$

$$E_\varphi^t = -\frac{1}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\frac{\partial H_z^t}{\partial\rho} = -\frac{k_oH_o}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{b_n}J_n{}'(\boldsymbol{k_1}\rho)e^{jn\varphi} \quad (2.15)$$

Burada amaç bilinmeyen a_n, b_n katsayılarını bulmaktır. Bu maksatla sınır koşulları göz önünde bulundurulursa $\boldsymbol{a}$=$\boldsymbol{r_a}$ olmak üzere aşağıdaki eşitlikler yazılabilir.

$$H_z^i(a,\varphi) + H_z^s(a,\varphi) = H_z^t(a,\varphi) \quad (2.16)$$

$$E_\varphi^i(a,\varphi) + E_\varphi^s(a,\varphi) = E_\varphi^t(a,\varphi) \quad (2.17)$$

$$H_o\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}J_n(\boldsymbol{k_oa})e^{jn\varphi} + H_o\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{a_n}H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_oa})e^{jn\varphi} = \quad (2.18)$$

$$= H_o\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{b_n}J_n(\boldsymbol{k_1a})e^{jn\varphi}$$

$$\frac{k_oH_o}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_o}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}J_n'(\boldsymbol{k_oa})e^{jn\varphi} + \frac{k_oH_o}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_o}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{a_n}H_n^{(2)'}(\boldsymbol{k_oa})e^{jn\varphi} = \quad (2.19)$$

$$= \frac{k_oH_o}{j\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^{-n}\boldsymbol{b_n}J_n{}'(\boldsymbol{k_1a})e^{jn\varphi}$$

$$\frac{k_o}{\boldsymbol{\varepsilon_o}} = \frac{\omega\sqrt{\mu_o\boldsymbol{\varepsilon_o}}}{\boldsymbol{\varepsilon_o}} = \omega\sqrt{\frac{\mu_o}{\boldsymbol{\varepsilon_o}}} = \omega\boldsymbol{\eta}_o \quad (2.20)$$

$$\frac{k_o}{\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}} = \omega\boldsymbol{\eta}_1 \quad (2.21)$$

Yukardaki eşitliklerde yer alan η_o ve η_1 değerleri boş uzayın ve dielektrik silindirin iç empedanslarını göstermektedir. a silindir yarıçapı olarak alınmıştır.

∀ n ∋ Z için Bessel fonksiyonlarının ortogonalliğini kullanarak;

$$J_n(\boldsymbol{k_o a}) + \boldsymbol{a_n} H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o a}) = \boldsymbol{b_n} J_n(\boldsymbol{k_1 a}) \tag{2.22}$$

$$\boldsymbol{\eta_o} J_n'(\boldsymbol{k_o a}) + \boldsymbol{\eta_o a_n} H_n^{(2)'}(\boldsymbol{k_o a}) = \boldsymbol{\eta_1 b_n} J_n'(\boldsymbol{k_1 a}) \tag{2.23}$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu iki denklem a_n, b_n katsayıları için çözülürse;

$$\boldsymbol{a_n} = \frac{\boldsymbol{\eta_1} J_n(\boldsymbol{k_o a}) J_n'(\boldsymbol{k_1 a}) - \boldsymbol{\eta_o} J_n'(\boldsymbol{k_o a}) J_n(\boldsymbol{k_1 a})}{\boldsymbol{\eta_o} H_n^{(2)'}(\boldsymbol{k_o a}) J_n(\boldsymbol{k_1 a}) - \boldsymbol{\eta_1} H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o a}) J_n'(\boldsymbol{k_1 a})} \tag{2.24}$$

$$\boldsymbol{b_n} = \frac{\boldsymbol{\eta_o} J_n(\boldsymbol{k_o a}) H_n^{(2)'}(\boldsymbol{k_o a}) - \boldsymbol{\eta_o} J_n'(\boldsymbol{k_o a}) H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o a})}{\boldsymbol{\eta_o} H_n^{(2)'}(\boldsymbol{k_o a}) J_n(\boldsymbol{k_1 a}) - \boldsymbol{\eta_1} H_n^{(2)}(\boldsymbol{k_o a}) J_n'(\boldsymbol{k_1 a})} \tag{2.25}$$

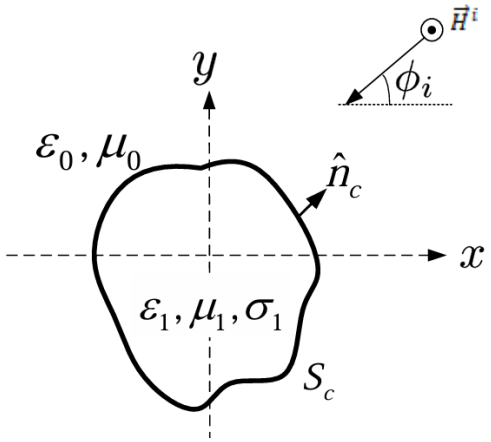
elde edilir. a_n katsayısı saçılan alan hesabı için yeterlidir.

Saçılma alanı eşitlik (2.3)'den, saçılma alanı paterni (radar kesiti) ise, uzak alan için aşağıdaki eşitlikten bulunabilir [21].

$$\sigma_{2-D} = \lim_{\rho \to \infty} 2\pi\rho \left(\frac{|H_z^s|}{|H_i^s|} \right)^2 \tag{2.26}$$

2.1.2 Moment Metodu (MoM) Çözümü

Dielektrik silindirden elektromanyetik saçılma problemini moment metoduyla çözmek için yüzey eşdeğerlik prensibini [20-21] probleme uygulamamız gerekmektedir. Yüzey eşdeğerlik prensibi iç ve dış eşdeğerlik olarak iki aşamalıdır.

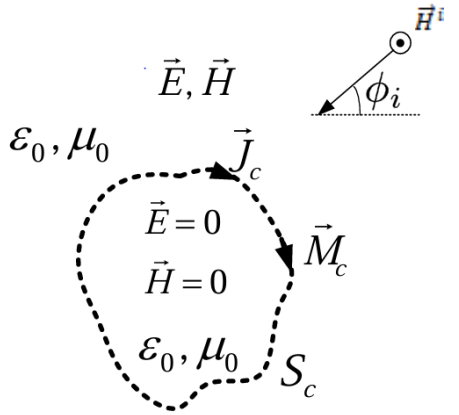


Şekil 2.2 Düzlem dalga ile aydınlatılan dielektrik cisim

Şekil 2.2 de yer alan $\hat{n}_c$ yüzey normal vektörünü göstermektedir. Gelen TE_z mod manyetik alan aşağıdaki eşitlikle ifade edilebilir. Burada gelen manyetik alanın ilerleme yönünün yatayla yaptığı açı $\phi_i = \pi$ alınacaktır.

$$\vec{H}^{\boldsymbol{i}} = (x, y) = \hat{z} H_o e^{jk_o(x\cos\varphi_i + y\sin\varphi_i)} \tag{2.27}$$

Şimdi problemimize yüzey eşdeğerlik prensibini uygulayalım. Şekil 2.3 dış eşdeğerlik prensibinin probleme uygulanmasını göstermektedir. Öncelikle dış eşdeğerlik prensibi uygulayarak tüm parametreleri boş uzay parametrelerine (ε_0, μ_0) eşitleyelim. $\vec{J}_c$ ve $\vec{M}_c$, sırasıyla dış eşdeğerlik prensibinin uygulandığı durum için eşdeğer yüzey elektrik ve manyetik akımlarını göstermektedir.



Şekil 2.3 Dış eşdeğerlik prensibinin probleme uygulanması

$$\vec{J}_c = \hat{n} \times \vec{H}^{\boldsymbol{t}}|_{S_c} \tag{2.28}$$

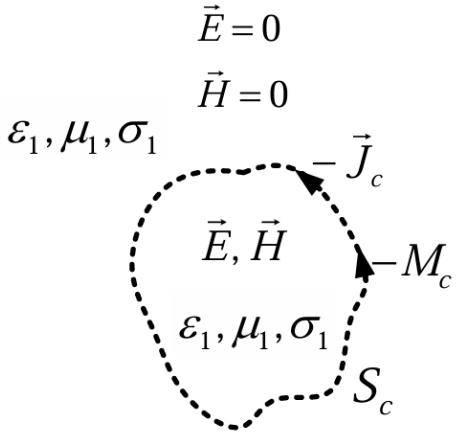
$$\vec{M}_c = -\hat{n} \times \vec{E}^{\boldsymbol{t}}|_{S_c} \tag{2.29}$$

Elektik akımı yüzeye teğet, manyetik akım ise z doğrultusundadır. Burada S_c yüzey üzerindeki noktaları ifade etmektedir. $\vec{H}^{\boldsymbol{t}}$ ve $\vec{E}^{\boldsymbol{t}}$ toplam manyetik ve elektrik alanları göstermektedir. Cismin içinde, yüzeyin altındaki noktalarda toplam alan sıfırdır. Aşağıdaki eşitlikte S_c^- yüzeyin altındaki noktaları, dış ise dış eşdeğerliği ifade etmektedir.

$$\vec{H}^{\boldsymbol{t}}|_{S_c^-} = \vec{H}^s_{dış}(\vec{J}_c, \vec{M}_c)|_{S_c^-} + \vec{H}^{\boldsymbol{i}}|_{S_c^-} = 0 \tag{2.30}$$

Şimdi probleme iç eşdeğerlik prensibini (Şekil 2.4) uygulayalım. Bu durumda tüm ortam parametreleri cisim pametrelerine (ε_1, μ_1, σ_1) eşitlenir. $-\vec{J}_c$ ve $-\vec{M}_c$, sırasıyla iç eşdeğerlik prensibi durumu için yüzey elektrik ve manyetik akımlarını göstermektedir. Yüzeyin dışındaki noktalarda toplam alan sıfırdır. (2.31) eşitliğinde "iç" ise iç eşdeğerliği ifade etmektedir.

$$\vec{H}^{t}|_{S_c^+} = \vec{H}_{iç}^{s}(-\vec{J}_c, -\vec{M}_c)|_{S_c^+} = 0 \tag{2.31}$$



Şekil 2.4 İç eşdeğerlik prensibinin probleme uygulanması

Elde edilen iki denklem elektrik ve manyetik akımları bulmak için çözülebilir. Bunun için manyetik alanlar, elektrik ve manyetik potansiyel fonksiyonları cinsinden [19] yazılıp denklemlerde yerine konmalıdır. Sonrasında ise moment metodu (MoM) kullanılarak integraller yeterince küçük hücreler için sayısallaştırılıp lineer bir denklem sistemi elde edilir.

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_F = \frac{1}{\mu}\nabla \times A - j\omega F - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla.F) \tag{2.32}$$

Yukardaki denklemde A ve F sırasıyla manyetik ve elektrik vektör potansiyellerini göstermektedir. Bu eşitlik vasıtasıyla eşdeğerlik prensibinin uygulanmasıyla bulunan denklemler aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$-j\omega\vec{F}_z^{ext}(\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_o}\left[\nabla \times \vec{A}^{ext}(\vec{J}_c)\right]_z = -H_z^i \qquad ,S_c^- \tag{2.33}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{int}(-\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{int}(-\vec{J}_c)\right]_z = 0 \qquad ,S_c^+ \tag{2.34}$$

Vektör potansiyelleri çizgi integraller cinsinden yazılırsa;

$$\vec{A}(\vec{\rho}) = \frac{\mu}{4j}\int \vec{J}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{2.35}$$

$$\vec{F}(\vec{\rho}) = \frac{\varepsilon}{4j}\int \vec{M}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{2.36}$$

Burada $\vec{\rho}'$ iki boyutlu konum vektörüdür. Çizgi integraller yüzeyde C_j ve C_m çevrimleri boyunca alınmaktadır.

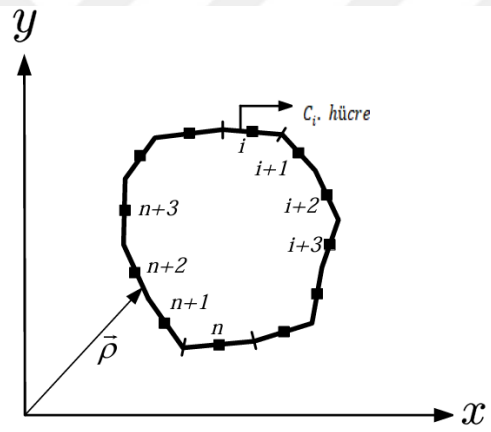
$$\vec{\rho}' = x'\hat{x} + y'\hat{y} \tag{2.37}$$

Bulmak istediğimiz elektrik ve manyetik yüzey akımlarını moment metodu (MoM) yöntemiyle aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\vec{J}_c(\vec{\rho}') = \sum_{i=1}^{N} \hat{\tau}_i I_i P_i(\vec{\rho}') \tag{2.38}$$

$$\vec{M}_c(\vec{\rho}') = \hat{z} \sum_{i=1}^{N} K_i P_i(\vec{\rho}') \tag{2.39}$$

Burada akımlar N sayıda hücreye ayrılmış ve seri toplamı olarak ifade edilmiştir. I_i ve K_i, sırasıyla i. hücredeki elektrik ve manyetik akımları ifade etmektedir. $\hat{\tau}_i$ ve $\hat{z}$, sırasıyla i. hücredeki teğet birim vektörü ve z koordinatı yönündeki birim vektörü göstermektedir. MoM genişleme (expansion) fonksiyonu her bir hücre için P_i, darbe fonksiyonları seçilmiştir. Şekil (2.4) bu hücrelere ayırma yöntemini göstermektedir.



Şekil 2.5 Cisim arkesitinin hücrelere ayrılması

Eşdeğerlik prensibinden elde edilen eşitliklerde yer alan vektör potansiyellerinin rotasyonelleri aşağıdaki gibi elde edilebilir [18].

$$\nabla \times \vec{A}^{\boldsymbol{ext}}(\vec{J}) = \hat{z} \frac{\boldsymbol{\mu_o k_o}}{4j} \sum_{i=1}^{N} I_i \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|} dl' \tag{2.40}$$

$$\nabla \times \vec{A}^{\boldsymbol{int}}(\vec{J}) = \hat{z} \frac{\boldsymbol{\mu_1 k_1}}{4j} \sum_{i=1}^{N} I_i \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|} dl' \tag{2.41}$$

$H_o^{(2)}$ ve $H_1^{(2)}$ ikinci tip Hankel fonksiyonlarıdır. Bu değerler (2.33) ve (2.34) eşitliklerinde yazılırsa;

$$-\frac{\omega \boldsymbol{\varepsilon_o}}{4} \sum_{i=1}^{N} K_i \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' - \frac{\boldsymbol{k_o j}}{4} \sum_{i=1}^{N} I_i \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|} dl' = -H_z^i \quad , S_c^- \tag{2.42}$$

$$\frac{\omega \boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4} \sum_{i=1}^{N} K_i \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' + \frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4} \sum_{i=1}^{N} I_i \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|} dl' = 0 \quad , S_c^+ \tag{2.43}$$

eşitlikleri elde edilir. Bu sistemde ağırlık fonksiyonları olarak darbe fonksiyonları kullanılırsa (MoM) aşağıdaki doğrusal sistem matris gösterimi olarak elde edilir.

$$\begin{bmatrix} Z_{K_1} & Z_{I_1} \\ Z_{K_2} & Z_{I_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} K \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_z^i \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.44}$$

Yukardaki matris gösteriminde, *K* ve *I* bilinmeyen manyetik ve elektrik hücre akımlarını temsil eden (*N x 1)* boyutlarında matrislerdir. Z matrisleri bilinmeyen akımlara ilişkin katsayı matrisleridir ve her biri *N x N* boyutlarındadır. Eşitliğin sağ tarafı yüzey üzerindeki gelen alan değerlerini gösteren 2*N x 1* boyutlu bir matristir. Sonuç olarak sistem 2*N* adet denklemden oluşan 2*N* bilinmeyenli bir doğrusal sistemdir.

Her bir hücre içerisinde alınan integral terimleri [18]'e göre aşağıdaki değerlere indirgenebilir. Δ^c her bir hücrenin uzunluğudur.

$$\int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' \cong \Delta^c \left[1 - j\frac{2}{\pi}\left(ln\left(\frac{k\gamma}{4}\Delta^c\right) - 1\right)\right] \tag{2.45}$$

$$\int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|} dl' \cong \frac{2j}{k} \tag{2.46}$$

Burada, $\gamma = 1.781$ alınmalıdır. Uzak alanda saçılan manyetik alan ise;

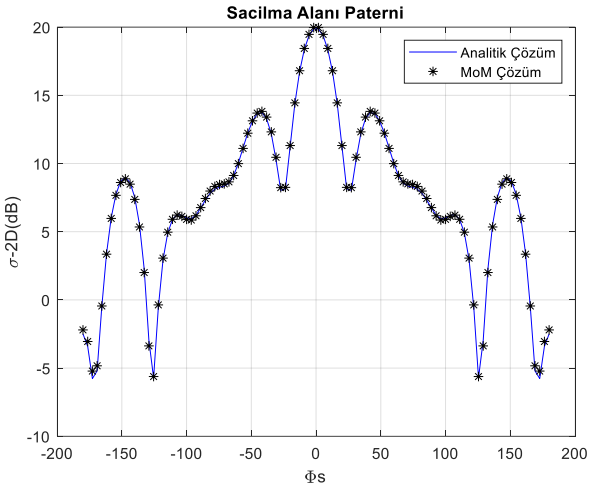
$$H_Z^S(\vec{\rho}_s) = -\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_o}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i H_o^{(2)}\left(\boldsymbol{k_o}\left|\vec{\rho}_s - \vec{\rho}'\right|\right)\Delta^c - \frac{\boldsymbol{k_o j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i H_1^{(2)}\left(\boldsymbol{k_o}\left|\vec{\rho}_s - \vec{\rho}'\right|\right)\frac{\hat{n}_i.(\vec{\rho}_s-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}_s-\vec{\rho}'|}\Delta^c$$

(2.47)

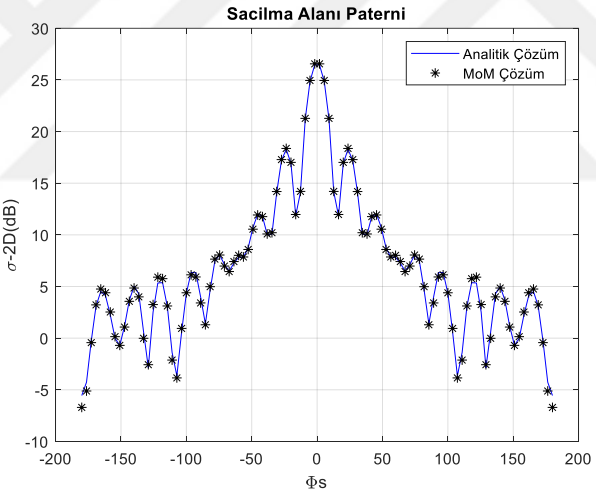
ifadesiyle hesaplanabilir. $\vec{\rho}$, uzak alanda saçılan alanın hesaplanmak istendiği noktanın pozisyon vektörünü, $\vec{\rho}'$ ise dielektrik cisim yüzey arakesitinin hücre orta noktasını gösteren kaynak pozisyon vektörünü ifade etmektedir. Saçılma alanı paterni uzak alan için eşitlik (2.26)'dan bulunabilir.

2.2 Sayısal Sonuçlar

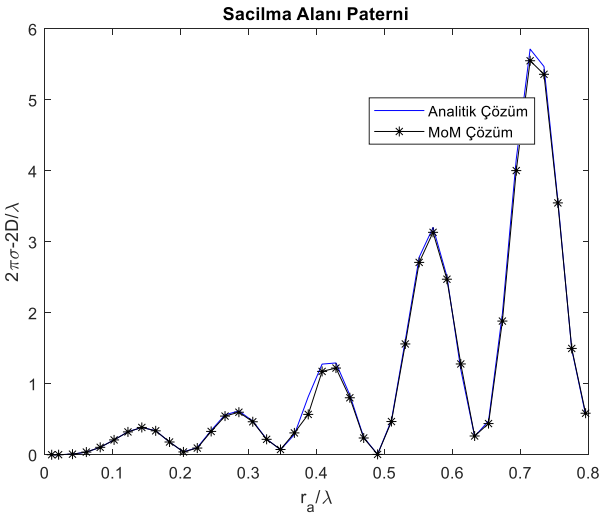
Analitik ve MoM çözümleri karşılaştırmak amacıyla ortam parametrelerine sayısal değerler vererek saçılma alanı paternini her iki çözüm yöntemiyle hesaplarsak aşağıdaki sonuçları elde ederiz. Şekil 2.6 ve Şekil 2.7'de $\phi_s = [-\pi, \pi]$ aralığı $N_s = 100$ ayrı noktada saçılma alanı paterni için gözlenmiştir. Şekil 2.8'de $\phi_s = \pi$ tek bir gözlem noktası için $a = [0,5]m$, aralığı $N_a = 40$ ayrı noktaya ayrılmıştır. Her iki yöntem birbiriyle uyumludur.



Şekil 2.6 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm: $k_o = 1,\ \varepsilon_1 = 2.56\varepsilon_0\ F/m, \mu_o = \mu_1\ H/m,\quad \sigma_1 = 0.001\ Sm^{-1}, \phi_i = \pi, \phi_s = [-\pi, \pi], N_s = 100, a = 5\ m, \rho_s = 1000a, N = 100$



Şekil 2.7 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm: $k_o = 1,\ \varepsilon_1 = 2.56\varepsilon_0\ F/m, \mu_o = \mu_1\ H/m,\quad \sigma_1 = 0.001\ Sm^{-1}, \phi_i = \pi, \phi_s = [-\pi, \pi], N_s = 100, a = 10\ m, \rho_s = 1000a, N = 200$



Şekil 2.8 Saçılma alanı paterni analitik ve MoM çözüm: $k_o = 1,\ \varepsilon_1 = 4\varepsilon_0\ F/m, \mu_o = \mu_1\ H/m,\quad \sigma_1 = 0.001\ Sm^{-1}, \phi_i = \pi, \phi_s = \pi, a = [0{,}5]m, N_a = 40, \rho_s = 1000a, N = 200$

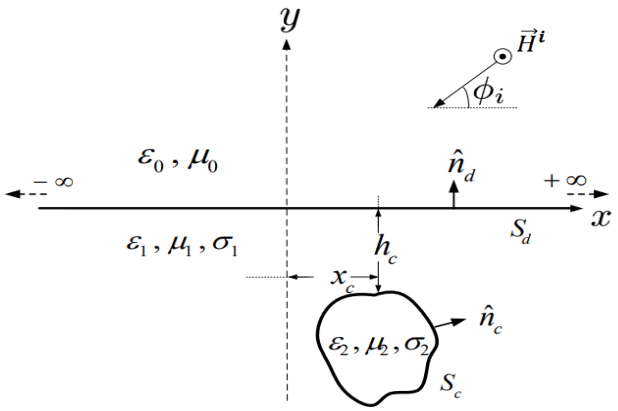
3
KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ BİR DİELEKTRİK CİSİMDEN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

3.1 Giriş

Bu bölümde düz yüzeyli kayıplı bir ortamda gömülü bir dielektrik cisimden TE_z mod elektomanyetik dalga saçılma probleminin çözümü ele alınacaktır. Saçılma problemini çözmek için; manyetik alan integral denklemleri (MFIEs), eşdeğerlik prensibi, Moment Metodu (MoM) ve bir perturbasyon yöntemi kullanılacaktır. Eşdeğerlik prensibi cismin olduğu ve olmadığı durumlar için ayrı ayrı uygulanacaktır. Buradan elde edilen eşitliklere moment metodu uygulanarak doğrusal bir denklem sitemi elde edilecektir. Sonrasında ise doğrusal denklem sistemi bilinmeyen yüzey ve cisim akımları için çözülecektir. Bulunan yüzey pertürbasyon akımları ile yüzeyin üstündeki noktalarda saçılan manyetik alan ve saçılan alan paterni (radar kesit alanı) bulunacaktır.

3.2 Teori

Problemin yapısı Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Gömülü cismin konumu yüzeyin altında h_c ve x_c uzunluklarıyla belirlenir. ε, μ ve σ sırasıyla bulundukları ortamların dielektrik geçirgenlik, manyetik geçirgenlik ve iletkenlik katsayılarını göstermektedir. S_d, kayıplı ortamın yüzeyini, S_c ise gömülü cismin yüzeyini ifade etmektedir. $\hat{n}_d$ ve $\hat{n}_c$ bu yüzeylerin normal birim vektörlerini ifade etmektedir. Ortama ilerleme yönü yatay doğrultuyla ϕ_i açısı yapan TE_z mod bir düzlem elektromanyetik dalga $\vec{H}^i$ gelmektedir.



Şekil 3.1 Gömülü dielektrik cisim

Genel olarak toplam saçılan alanı, düz yüzeyden saçılan alan ile cisimden saçılan alanın toplamı olarak yazabiliriz. S yüzeyi, T ise gömülü cismi göstermektedir.

$$\vec{H}^s = \vec{H}^S + \vec{H}^T \tag{3.1}$$

Düz yüzeyden saçılan alanı da sadece yüzeyin saçtığı ve sadece cisimden kaynaklanan pertürbasyon alanların toplamı olarak yazabiliriz. Eşitlik (3.2) düz yüzeyden saçılan manyetik alanı ifade etmektedir.

$$\vec{H}^S = \vec{H}^I + \vec{H}^P \tag{3.2}$$

$\vec{H}^P$manyetik alanı, $\vec{J}_d^P$ ve $\vec{M}_d^P$ düz yüzey pertürbasyon akımlarından kaynaklanmaktadır . $\vec{H}^I$ ise yüzeydeki $\vec{J}^I$ve $\vec{M}^I$ akımlarından kaynaklanmaktadır. Bu akımlar cismin olmadığı durumdaki yüzey akımlarıdır. $\vec{J}^S$ ve $\vec{M}^S$ toplam yüzey akımları olmak üzere, pertürbasyon akımlarını aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\vec{J}_d^P = \vec{J}^S - \vec{J}^I \tag{3.3}$$

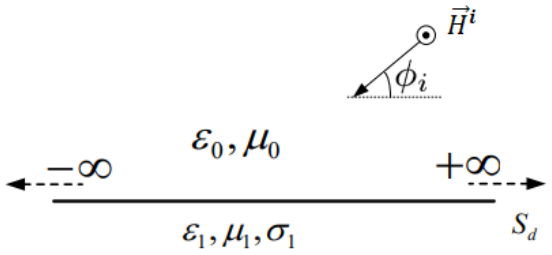
$$\vec{M}_d^P = \vec{M}^S - \vec{M}^I \tag{3.4}$$

(3.1) eşitliğinde (3.2) eşitliğini kullanırsak;

$$\vec{H}^s = \vec{H}^I + \vec{H}^P + \vec{H}^T \tag{3.5}$$

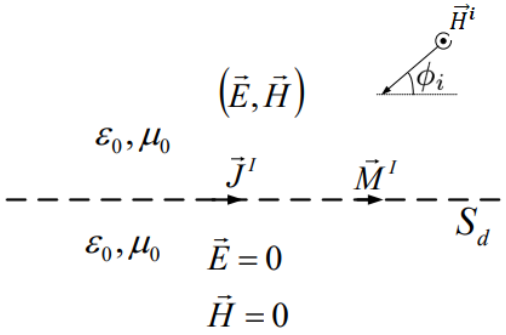
elde ederiz.

Öncelikle $\vec{H}^{\boldsymbol{I}}$ sadece yüzeyden kaynaklanan saçılan alan değerini bulmalıyız. Cismin olmadığı durum için yüzey eşdeğerlik prensibini uygulayarak $\vec{H}^{\boldsymbol{I}}$ değerini bulabiliriz. Şekil (3.2) cismin olmadığı yüzeyin tek saçıcı olduğu durumu göstermektedir.



Şekil 3.2 Saçıcı yüzey, cismin olmadığı durum

Şekil (3.2)'ye yüzey eşdeğerlik prensibini iki aşamalı olarak uygulayalım. Öncelikle dış eşdeğerlik prensibini Şekil (3.3)'de gösterildiği gibi uygulayalım. Bu durumda dış eşdeğerlik prensibi gereği tüm uzay parametreleri dış ortam parametreleri olarak belirlenir $(\varepsilon_0, \mu_0, \sigma_0)$. Yine dış eşdeğerlik prensibi gereği yüzeyi, $\vec{J}^{\boldsymbol{I}}$ yüzey elektrik akımı ve $\vec{M}^{\boldsymbol{I}}$ yüzey manyetik akımı ile temsil edebiliriz.



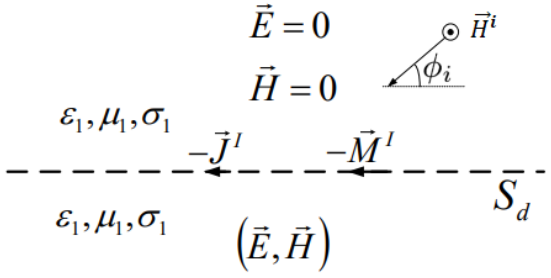
Şekil 3.3 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanması

Yüzeyin altındaki noktalarda toplam elektrik ve manyetik alanlar sıfırdır.

$$\left(\vec{E}^{\boldsymbol{i}} + \vec{E}^{I}_{dış}\right)|_{S_d^-} = 0 \qquad (3.6)$$

$$\left(\vec{H}^{i} + \vec{H}^{I}_{dış}\right)|_{S_d^-} = 0 \tag{3.7}$$

İç eşdeğerlik prensibini Şekil 3.2'ye uygularsak tüm uzay parametreleri ($\varepsilon_1, \mu_1, \sigma_1$) olarak belirlenir. Yüzey ($-\vec{J}^{I}$) ve ($-\vec{M}^{I}$) elektrik ve manyetik yüzey akımlarıyla temsil edilir. Şekil 3.4 iç eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanmasını göstermektedir.



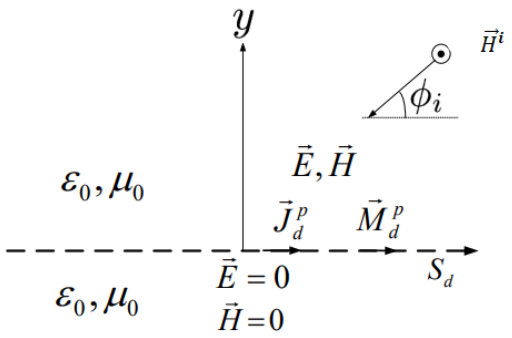
Şekil 3.4 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanması

İç eşdeğerlik prensibine göre ise yüzeyin dışındaki noktalarda toplam alanlar sıfırdır.

$$\left(\vec{E}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} = 0 \tag{3.8}$$

$$\left(\vec{H}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} = 0 \tag{3.9}$$

Cismin olmadığı durumda yüzeydeki saçılan alanların bulunmasından sonra gömülü cismin olduğu ilk problemimizin çözümüne geçebiliriz. Şekil 3.1'deki asıl probleme dış eşdeğerlik prensibi uygulanırsa Şekil 3.5'deki durum elde edilir.



Şekil 3.5 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.1'ye uygulanması

Yüzey üstündeki toplam elektrik ve manyetik alanlar, gelen alan ve saçılan alanların toplamıdır.

$$\vec{E} = \vec{E}^{\boldsymbol{i}} + \vec{E}^{\boldsymbol{s}} \tag{3.10}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{\boldsymbol{i}} + \vec{H}^{\boldsymbol{s}} \tag{3.11}$$

Saçılan alan;

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \vec{H}^{I}_{dış} + \vec{H}^{P}_{dış} \tag{3.12}$$

Pertürbasyon akımları $\vec{J}_d^P$ ve $\vec{M}_d^P$ aşağıdaki eşitliklerle verilebilir.

$$\vec{J}_d^P = \hat{n}_d \times \vec{H}^P|_{S_d^+} \tag{3.13}$$

$$\vec{M}_d^P = \vec{E}^P|_{S_d^+} \times \hat{n}_d \tag{3.14}$$

Düz yüzeyin altındaki noktalarda toplam alan sıfırdır.

$$\overrightarrow{(H^{\boldsymbol{s}} + \vec{H}^{\boldsymbol{i}})}|_{S_d^-} = 0 \tag{3.15}$$

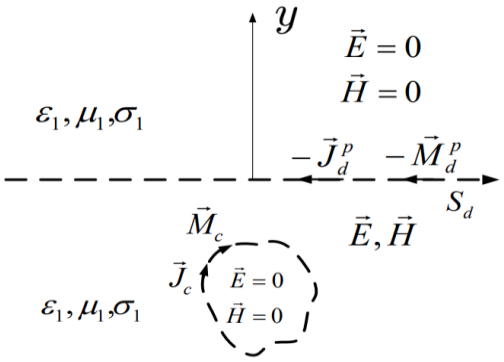
Bu durumda pertürbasyon akımlarından kaynaklanan manyetik alanı da aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\left(\vec{H}^{P}_{dış}\right)|_{S_d^-} = \left(-\vec{H}^{I}_{dış} - \vec{H}^{\boldsymbol{i}}\right)|_{S_d^-} \tag{3.16}$$

3.7 eşitliğinden yüzeyin altındaki pertürbasyon manyetik alanı için;

$$\vec{H}^{P}_{dış}\left(\vec{J}^{P}_{d}, \vec{M}^{P}_{d}\right)|_{S_d^-} = 0 \tag{3.17}$$

elde edilir. Şimdi Şekil 3.1'deki problem için iç eşdeğerlik prensibini uygulayalım. Şekil 3.5 iç eşdeğerlik prensibinin uygulanmasını temsil etmektedir.



Şekil 3.6 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.1'ye uygulanması

İç eşdeğerlik prensibi durumunda yüzey altında gelen alan olmadığından toplam elektrik ve manyetik alanlar sadece saçılan alanlardan oluşur.

$$\vec{E} = \vec{E}^{\boldsymbol{s}} \tag{3.18}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{\boldsymbol{s}} \tag{3.19}$$

Saçılan manyetik alan;

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \vec{H}^{I}_{iç} + \vec{H}^{P}_{iç} + \vec{H}^{\boldsymbol{T}} \tag{3.20}$$

Yüzeyin üstünde toplam manyetik alan sıfırdır.

$$\vec{H}^{P}_{iç}\left(-\vec{J}^{P}_{d}, -\vec{M}^{P}_{d}\right)|_{S_d^+} + \vec{H}^{\boldsymbol{T}}\left(\vec{J}_c, \vec{M}_c\right)|_{S_d^+} = \left(-\vec{H}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} \tag{3.21}$$

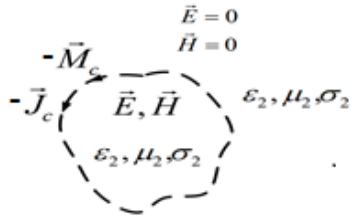
3.9 eşitliği 3.21'de kullanılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\vec{H}_{iç}^{P}(-\vec{J}_d^P, -\vec{M}_d^P)|_{S_d^+} + \vec{H}^T(\vec{J}_c, \vec{M}_c)|_{S_d^+} = 0 \tag{3.22}$$

Cismin içindeki toplam manyetik alan sıfırdır.

$$\vec{H}_{iç}^{P}(-\vec{J}_d^P, -\vec{M}_d^P)|_{S_c^-} + \vec{H}^T(\vec{J}_c, \vec{M}_c)|_{S_c^-} = (-\vec{H}_{iç}^{I})|_{S_c^-} \tag{3.23}$$

Yüzey eşdeğerlik prensibini son olarak cisim için uygulayalım. Şekil 3.7 bu durumu göstermektedir.



Şekil 3.7 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin gömülü cisme uygulanması

Tüm uzay parametreleri $(\varepsilon_2, \mu_2, \sigma_2)$ olarak alınır. Cismin dışındaki noktalarda toplam alanlar sıfırdır.

$$\vec{H}_{iç}^{T}(-\vec{J}_c^P, -\vec{M}_c^P)|_{S_c^+} = 0 \tag{3.24}$$

$\vec{H}_{iç}^{I}$, S_c^- cismin içindeki noktalardaki cismin olmadığı durumda elde edilen gelen alanı ifade etmektedir ve analitik olarak aşağıdaki değere sahiptir.

$$\vec{H}_{iç}^{I} = \hat{z}(\frac{\eta_o}{\eta_1})TH_o e^{jk_1(x\cos\varphi_i + y\sin\varphi_i)} \tag{3.25}$$

Yukardaki denklemde T transmisyon katsayılarını;

$$T = \frac{2*\eta_1*\cos(\frac{\pi}{2}-\varphi_i)}{\eta_o*\cos(\frac{\pi}{2}-\varphi_i)+\eta_1*\cos(\varphi_t)} \tag{3.26}$$

φ_t Snell yasasından gelen transmisyon açısını ifade etmektedir.

$$\varphi_t = sin^{-1}(\sqrt{\frac{\mu_o \varepsilon_o}{\mu_1 \varepsilon_{c1}}} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_i\right)) \tag{3.27}$$

ε_{c1} ve ε_{c2} bulundukları ortamın kompleks dielektrik geçirgenlik katsayalırıdır.

$$\varepsilon_{c1} = \varepsilon_1(1 - j\frac{\sigma_1}{\omega\varepsilon_1}) \tag{3.28}$$

$$\varepsilon_{c2} = \varepsilon_2(1 - j\frac{\sigma_2}{\omega\varepsilon_2}) \tag{3.29}$$

k_1 ve k_2 bulundukları ortamın kompleks dalga sayılarıdır.

$$k_1 = \omega\sqrt{\mu_1 \varepsilon_{c1}} \tag{3.30}$$

$$k_2 = \omega\sqrt{\mu_2 \varepsilon_{c2}} \tag{3.31}$$

Eşitlikler (3.17), (3.22), (3.23) ve (3.24) doğrusal bir denklem sistemi oluşturmaktadır. Bu sistem Moment Metodu (MoM) ile bilinmeyen düz yüzey pertürbasyon akımları ve dielektrik cisim yüzeyi elektrik ve manyetik akımları için çözülebilir. Manyetik alan elektrik ve manyetik potansiyel fonksiyonları cinsinden aşağıdaki yazılabilir.

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_F = \frac{1}{\mu}\nabla \times A - j\omega F - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla.F) \tag{3.32}$$

(3.32)'nin sağ tarafındaki son terim TE_z mod için sıfırdır. (3.32) eşitliği doğrusal sistemde kullanılırsa aşağıdaki doğrusal sistem elde edilir.

$$-j\omega\vec{F}_z^{dış}(\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_o}\left[\nabla \times \vec{A}^{dış}(\vec{J}_d^P)\right]_z = 0 \quad , S_d^- \tag{3.33}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{iç}(-\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(-\vec{J}_d^P)\right]_z - j\omega\vec{F}_z^{iç}(\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(\vec{J}_c)\right]_z = 0 \quad , S_d^+ \tag{3.34}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{iç}(-\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(-\vec{J}_d^P)\right]_z - j\omega\vec{F}_z^{iç}(\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(\vec{J}_c)\right]_z = (-\vec{H}_{iç}^I)|_{S_c^-}, \quad S_c^- \tag{3.35}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{iç}(-\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_2}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(-\vec{J}_c)\right]_z = 0 \quad , S_c^+ \tag{3.36}$$

Elektrik ve manyetik potansiyel fonksiyonları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{A}(\vec{\rho}) = \frac{\mu}{4j}\int \vec{J}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{3.37}$$

$$\vec{F}(\vec{\rho}) = \frac{\varepsilon}{4j}\int \vec{M}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{3.38}$$

$$\vec{\rho}' = x'\hat{x} + y' \tag{3.39}$$

$$\vec{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y} \tag{3.40}$$

(3.39) ve (3.40) eşitlikleri sırasıyla kaynak ve gözlem noktalarının konum vektörleridir.

(3.33)-(3.36) doğrusal eşitlik sistemi $(\vec{J}_d^P, \vec{M}_d^P, \vec{J}_c, \vec{M}_c)$ akımlarını bulmak için moment metoduyla (MoM) çözülebilir. Bu amaçla düz yüzey ve cisim yüzeyi yeterince küçük (integrasyon değeri etkilenmeyecek kadar) hücrelere ayrılarak sayısal olarak hesap yapılır. Hücre sayısı *N* olarak alınırsa bilinmeyen akımlar aşağıdaki serilerle ifade edilebilir.

$$\vec{J}_c(\vec{\rho}') = \sum_{i=1}^{N} \hat{\tau}_i^c\, I_i^c P_i^c(\vec{\rho}') \tag{3.41}$$

$$\vec{M}_c(\vec{\rho}') = \hat{z}\sum_{i=1}^{N} K_i^c P_i^c(\vec{\rho}') \tag{3.42}$$

$$\vec{J}_d^P(\vec{\rho}') = \sum_{i=1}^{N} \hat{\tau}_i^d I_i^d P_i^d(\vec{\rho}') \tag{3.43}$$

$$\vec{M}_d^P(\vec{\rho}') = \hat{z}\sum_{i=1}^{N} K_i^d P_i^d(\vec{\rho}') \tag{3.44}$$

Bu değerler (3.33)-(3.36)'da yerine yazılırsa;

$$-\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_o}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' - \frac{\boldsymbol{k_o j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho} - \\ -\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d\cdot(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' = 0 \qquad , S_d^- \tag{3.45}$$

$$\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' + \frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \\ -\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d\cdot(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' - \frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^c \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\, dl' - \\ -\frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^c \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^c\cdot(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' = 0 \qquad , S_d^+ \tag{3.46}$$

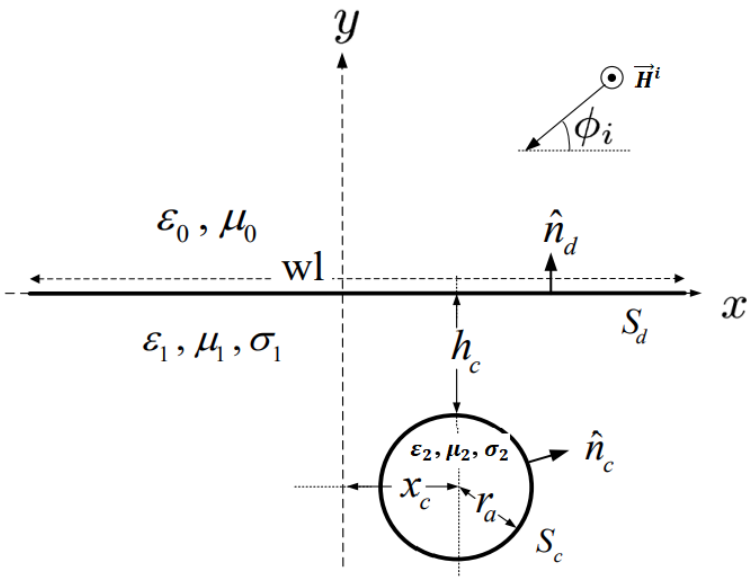
$$\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' + \frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}- -\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}\,dl' - \frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^c \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' - -\frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^c \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^c.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}\,dl' = -\vec{H}_{i\text{ç}}^{l} \quad ,S_c^- \tag{3.47}$$

$$\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c2}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^c \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_2}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' + \frac{\boldsymbol{k_2 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^c \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_2}|\vec{\rho}- -\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^c.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}\,dl' = 0 \quad ,S_c^+ \tag{3.48}$$

denklemleri elde edilir. Son olarak ağırlık fonksiyonları olarak darbe fonksiyonları seçilirse Manyetik Alan İntegral Denklemleri (MFIEs) doğrusal bir sisteme dönüşür. Bu doğrusal sistem bilinmeyen yüzey akımları için çözülür. Elde edilen yüzey pertürbasyon akımları saçılan alanı bulmak için kullanılır. (3.45) denklemi yüzey üstündeki (S_d^+) saçılan alanı bulmakta kullanılabilir. Saçılan alan paterni eşitlik (2.26)'dan bulunur.

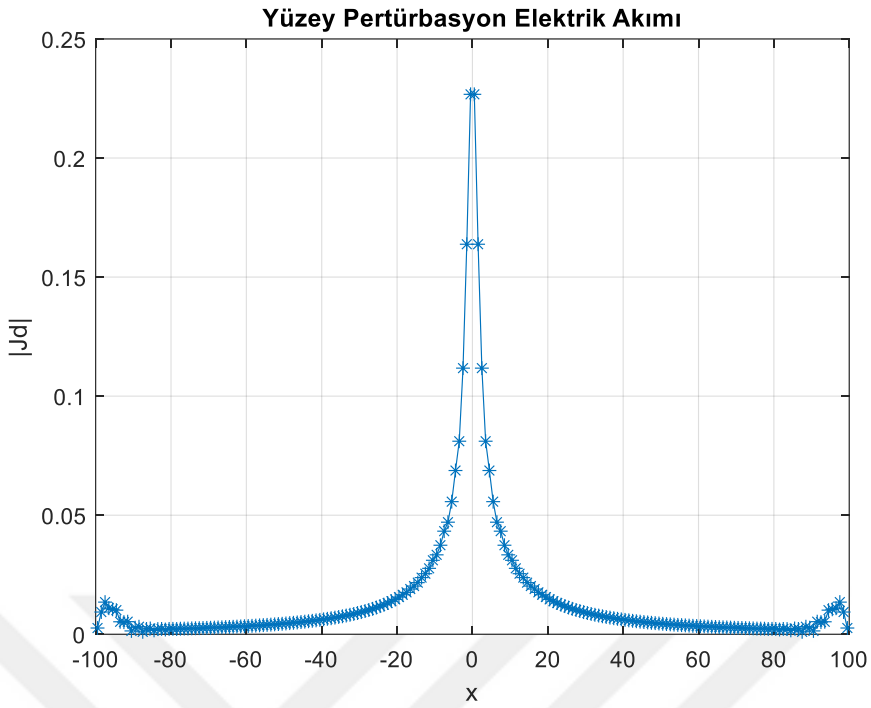
3.3 Sayısal Sonuçlar

Gömülü cisim bir silindir seçilir. r_a silindirin arakesit yarıçapı olmak üzere, h_c ve x_c cismin yüzey altı konum parametreleridir. wl pertürbasyon akımlarının hesaplanacağı yüzey uzunluğudur. Sayısal hesaplamalar için ortam parametreleri; $k_o = 1$, ε_o =8.854x10^{-12} F/m, μ_o =4π10^{-7} H/m, ε_1 =4ε_o F/m, $\mu_1 = \mu_o$ H/m, ε_2 =2.56ε_o F/m, $\mu_2 = \mu_o$ H/m, σ_1=0.01 Sm^{-1}, $\sigma_2 = 0.001$ Sm^{-1}, $r_a = 0.2$ m, $h_c = 0.8$ m, $x_c = 0$ m, wl=200 m, $\varphi_i = \pi/2$ rad, $\varphi_s \ni [0,\pi]$ rad seçilmiştir.

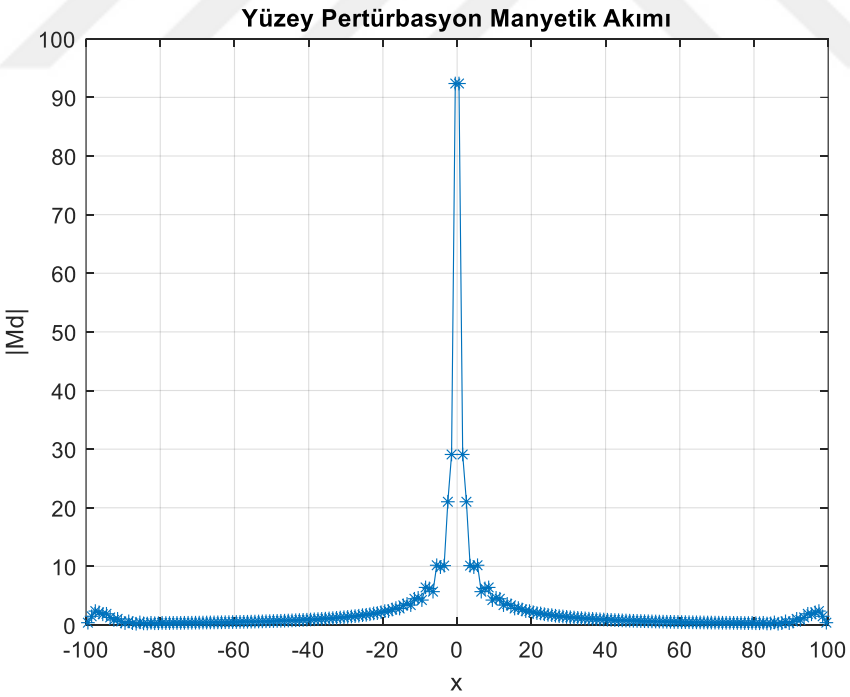


Şekil 3.3.1 Sayısal sonuçlar için seçilen problem geometrisi

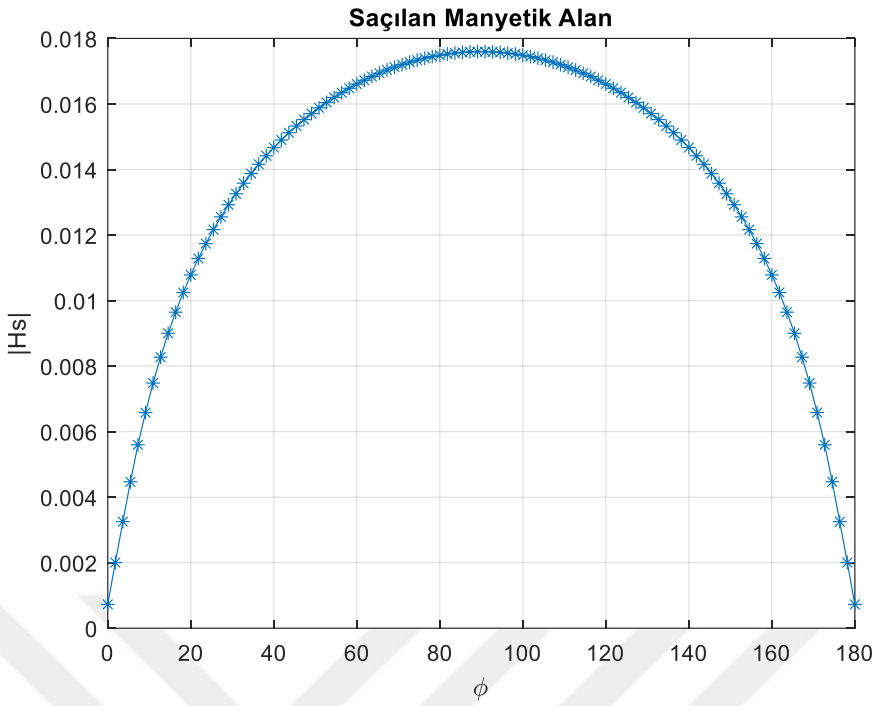
Şekil 3.3.2 ve 3.3.3 sırasıyla yüzey elektrik ve manyetik pertürbasyon akımlarını göstermektedir. Beklendiği gibi yüzey akımları cisimden uzaklaştıkça azalmaktadır. Şekil 3.3.4 ve 3.3.5 sırasıyla yüzey üzerindeki saçılan manyetik alan ve bu alanın saçılma paternine ait grafiklerdir. Bu dört grafik için geliş açış, ϕ_i = 90° alınmıştır. Beklendiği gibi saçılan alan büyüklüğü pertürbasyon akımlarının büyüklüğüyle yüksek pozitif korelasyon göstermektedir. Şekil 3.3.6 farklı geliş açıları için saçılan alan karşılaştırmasını göstermektedir. Şekil 3.3.7 ve Şekil 3.3.8 gömülü silindirik cisim yarıçap değişimine göre sırasıyla saçılan alan ve saçılan alan paternlerini göstermektedir. Şekil 3.3.9 gömülü cismin derinliğine göre saçılan alan paternindeki değişimi göstermektedir.



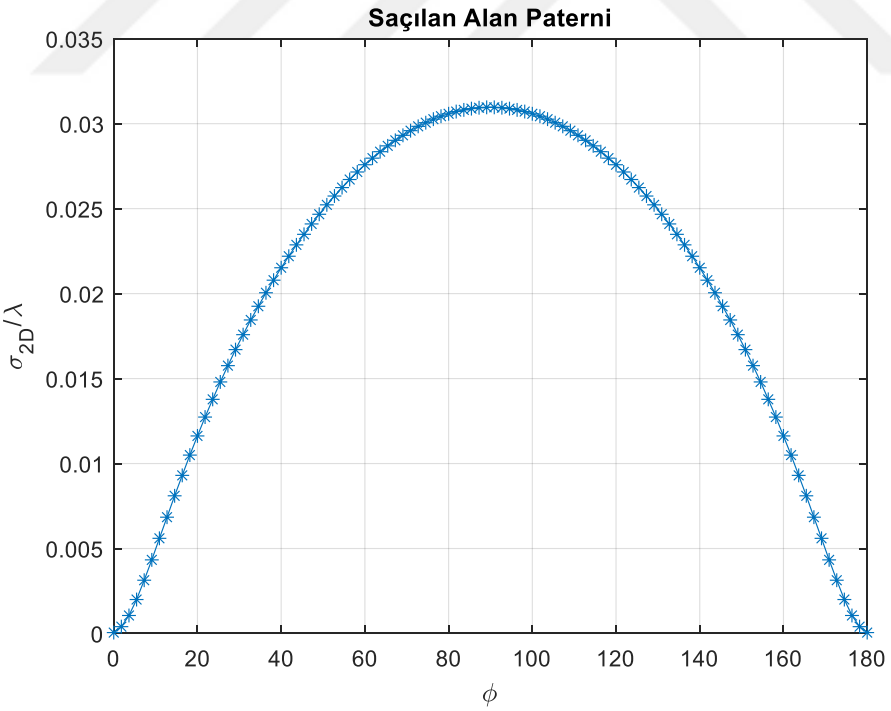
Şekil 3.3.2 Yüzey pertürbasyon elektrik akımı



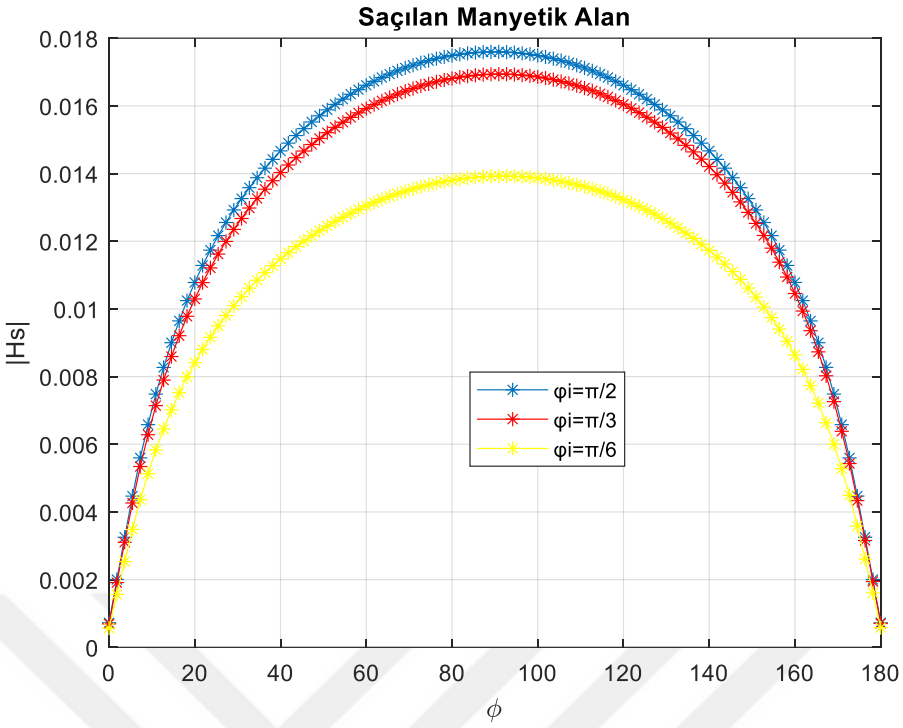
Şekil 3.3.3 Yüzey pertürbasyon manyetik akımı



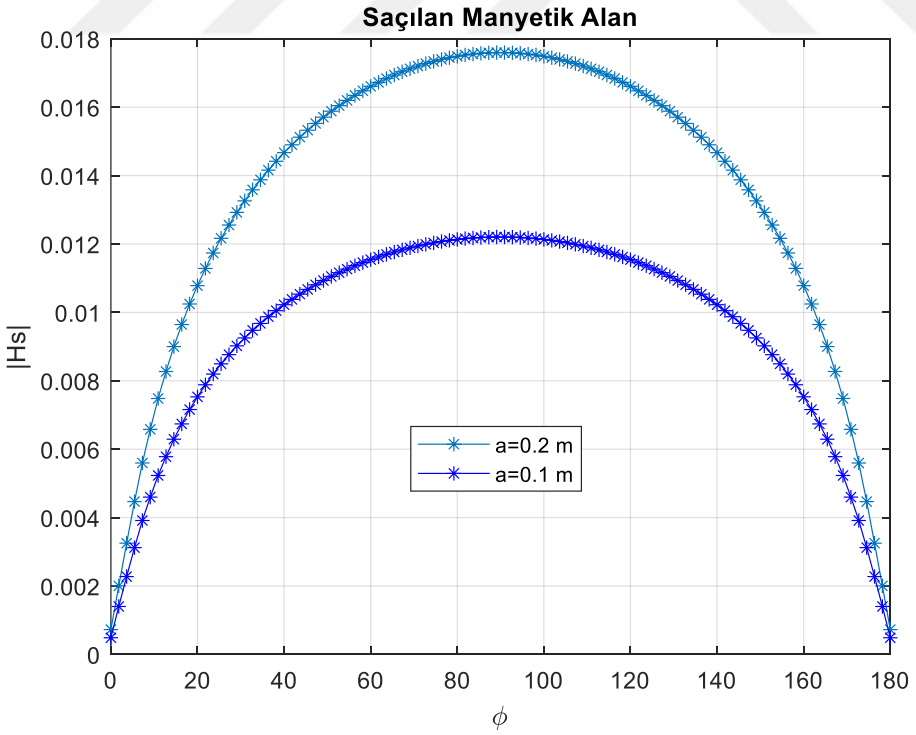
Şekil 3.3.4 Saçılan manyetik alan



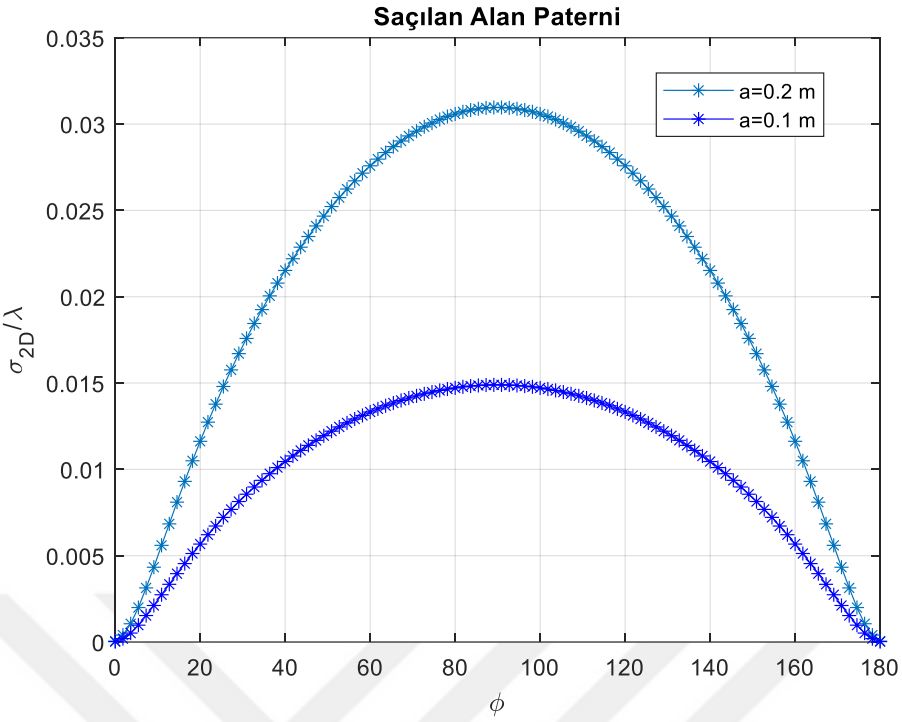
Şekil 3.3.5 Saçılma alanı paterni



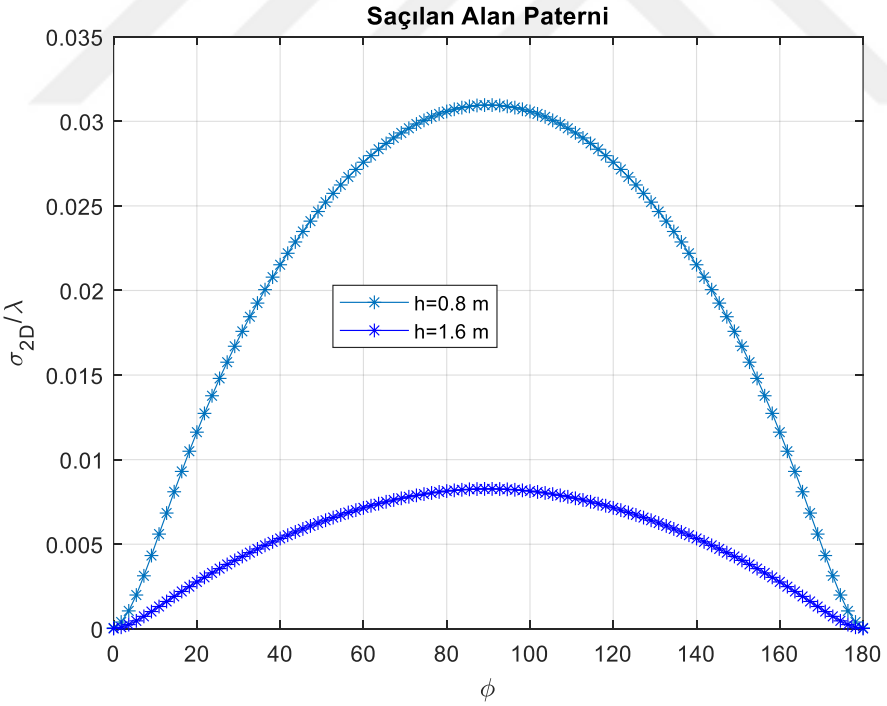
Şekil 3.3.6 Saçılan manyetik alan $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_i = \frac{\pi}{3}$, $\varphi_i = \frac{\pi}{6}$



Şekil 3.3.7 Saçılan manyetik alan $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $a = 0.2\ m, a = 0.1\ m$



Şekil 3.3.8 Saçılan alan paterni $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $a = 0.2\ m, a = 0.1\ m$



Şekil 3.3.9 Saçılan alan paterni $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $h = 0.8\ m, h = 1.6\ m$

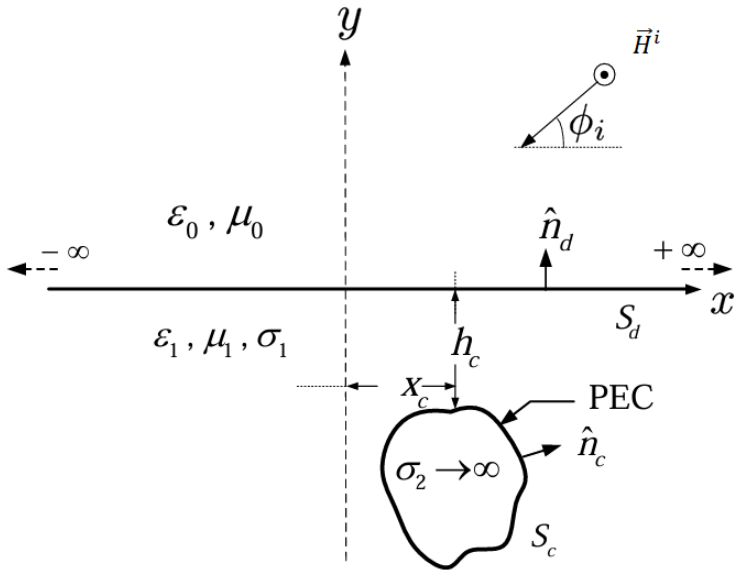
4
KAYIPLI BİR ORTAMDA GÖMÜLÜ BİR İLETKEN CİSİMDEN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

4.1 Giriş

Bu bölümde düz yüzeyli kayıplı bir ortamda gömülü bir iletken cisimden TE_z mod gelen elektomanyetik dalga saçılma probleminin çözümü ele alınacaktir. Saçılma problemini çözmek için; manyetik alan integral denklemleri (MFIEs), eşdeğerlik prensibi, Moment Metodu (MoM) ve bir perturbasyon yöntemi kullanılacaktır. Eşdeğerlik prensibi cismin olduğu ve olmadığı durumlar için ayrı ayrı uygulanacaktır. Buradan elde edilen eşitlikler moment metodu uygulanarak doğrusal bir denklem sitemi elde edilecektir. Sonrasında ise doğrusal denklem sistemi bilinmeyen yüzey ve cisim akımları için çözülecektir. Bulunan yüzey pertürbasyon akımları ile yüzeyin üstündeki noktalarda saçılan manyetik alan ve radar kesiti bulunacaktır.

3.2 Teori

Problemin yapısı Şekil 4.1'de görselleştirilmiştir. Gömülü iletken cismin konumu yüzeyin altında h_c ve x_c uzunluklarıyla belirlenir. ε, μ ve σ sırasıyla bulundukları ortamın dielektrik geçirgenlik, manyetik geçirgenlik ve iletkenlik katsayılarını göstermektedir. S_d kayıplı ortamın yüzeyini, S_c ise gömülü cismin yüzeyini ifade etmektedir. $\hat{n}_d$ ve $\hat{n}_c$ bu yüzeylerin normal birim vektörlerini ifade etmektedir. Ortama ilerleme yönü yatay doğrultuyla ϕ_i açısı yapan TE_z modlu bir düzlem elektromanyetik dalga $\vec{H}^i$ gelmektedir.



Şekil 4.1 Gömülü iletken cisim

Düz yüzey üzerindeki noktalardaki saçılan alanı, düz yüzeyden saçılan alan ile cisimden saçılan alanın toplamı olarak yazabiliriz. S yüzeyi, T ise gömülü cismi göstermektedir.

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \vec{H}^{\boldsymbol{S}} + \vec{H}^{\boldsymbol{T}} \tag{4.1}$$

Düz yüzeyden saçılan alanı da gelen alan ile pertürbasyon alanların toplamı olarak yazabiliriz. Eşitlik 4.2 düz yüzeyden saçılan manyetik alanı ifade etmektedir.

$$\vec{H}^{\boldsymbol{S}} = \vec{H}^{\boldsymbol{I}} + \vec{H}^{\boldsymbol{P}} \tag{4.2}$$

$\vec{H}^{\boldsymbol{P}}$manyetik alanı, $\vec{J}_d^P$ ve $\vec{M}_d^P$ düz yüzey pertürbasyon akımlarından kaynaklanmaktadır . $\vec{H}^{\boldsymbol{I}}$ ise yüzeydeki $\vec{J}^{\boldsymbol{I}}$ve $\vec{M}^{\boldsymbol{I}}$ akımlarından kaynaklanmaktadır. Bu akımlar cismin olmadığı durumdaki yüzey akımlarıdır. $\vec{J}^{\boldsymbol{S}}$ ve $\vec{M}^{\boldsymbol{S}}$ toplam yüzey akımları olmak üzere, pertürbasyon akımlarını aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\vec{J}_d^P = \vec{J}^{\boldsymbol{S}} - \vec{J}^{\boldsymbol{I}} \tag{4.3}$$

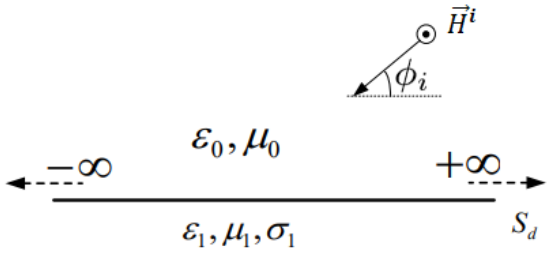
$$\vec{M}_d^P = \vec{M}^{\boldsymbol{S}} - \vec{M}^{\boldsymbol{I}} \tag{4.4}$$

(4.1) eşitliğinde (4.2) eşitliğini kullanırsak;

$$\vec{H}^{s} = \vec{H}^{I} + \vec{H}^{P} + \vec{H}^{T} \tag{4.5}$$

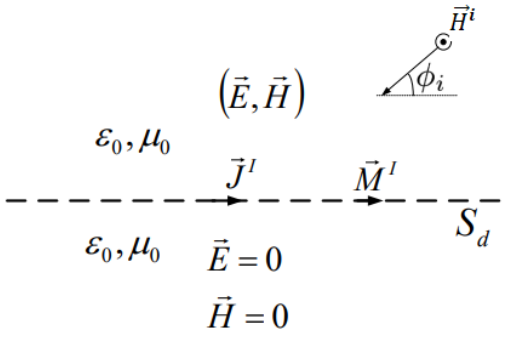
elde ederiz.

$\vec{H}^{I}$ 'yı, düz yüzey pertürbasyon akımlarını ve cisim akımlarını bulmak için yüzey eşdeğerlik prensibini uygulamalıyız. Cismin olmadığı durum için yüzey eşdeğerlik prensibini uygulayarak $\vec{H}^{I}$'yı bulabiliriz. Şekil (4.2) cismin olmadığı yüzeyin tek saçıcı olduğu durumu göstermektedir.



Şekil 3.2 Saçıcı yüzey, cismin olmadığı durum

Şekil (4.2)'ye yüzey eşdeğerlik prensibini iki aşamalı olarak uygulayalım. Öncelikle dış eşdeğerlik prensibini Şekil (4.3)'de gösterildiği gibi uygulayalım. Bu durumda dış eşdeğerlik prensibi gereği tüm uzay parametreleri dış ortam parametreleri olarak belirlenir ($\varepsilon_0, \mu_0, \sigma_0$). Yine dış eşdeğerlik prensibi gereği yüzeyi, $\vec{J}^{I}$ yüzey elektrik akımı ve $\vec{M}^{I}$ yüzey manyetik akımı ile temsil edebiliriz.



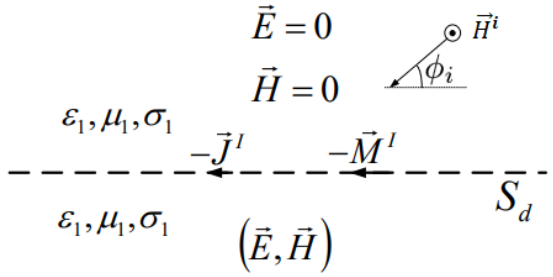
Şekil 4.3 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.2'ye uygulanması

Yüzeyin altındaki noktalarda toplam elektrik ve manyetik alanlar sıfırdır.

$$\left(\vec{E}^{i} + \vec{E}^{I}_{dış}\right)|_{S_d^-} = 0 \tag{4.6}$$

$$\left(\vec{H}^{i} + \vec{H}^{I}_{dış}\right)|_{S_d^-} = 0 \tag{4.7}$$

İç eşdeğerlik prensibini Şekil 3.2'ye uygularsak tüm uzay parametreleri ($\varepsilon_1, \mu_1, \sigma_1$) olarak belirlenir. Yüzey ($-\vec{J}^{I}$) ve ($-\vec{M}^{I}$) elektrik ve manyetik yüzey akımlarıyla temsil edilir. Şekil 3.4 iç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 3.2'ye uygulanmasını göstermektedir.



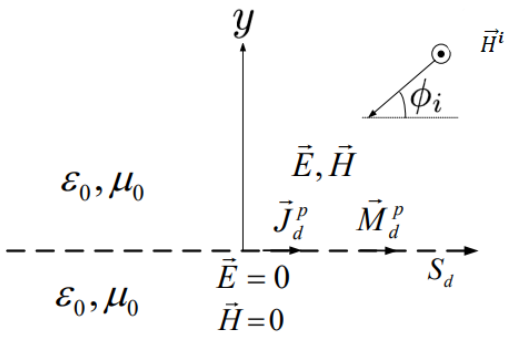
Şekil 4.4 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.2'ye uygulanması

İç eşdeğerlik prensibine göre ise yüzeyin dışındaki noktalarda toplam alanlar sıfırdır.

$$\left(\vec{E}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} = 0 \tag{4.8}$$

$$\left(\vec{H}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} = 0 \tag{4.9}$$

Cismin olmadığı durumda yüzeydeki saçılan alanların bulunmasından sonra gömülü cismin olduğu ilk problemimizin çözümüne geçebiliriz. Şekil 4.1'deki asıl probleme dış eşdeğerlik prensibi uygulanırsa Şekil 4.5'deki durum elde edilir.



Şekil 4.5 Dış yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.1'ye uygulanması

Yüzey üstündeki toplam elektrik ve manyetik alanlar, gelen alan ve saçılan alanların toplamıdır.

$$\vec{E} = \vec{E}^{\boldsymbol{i}} + \vec{E}^{\boldsymbol{s}} \tag{4.10}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{\boldsymbol{i}} + \vec{H}^{\boldsymbol{s}} \tag{4.11}$$

Saçılan alan;

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \vec{H}^{I}_{dış} + \vec{H}^{P}_{dış} \tag{4.12}$$

Pertürbasyon akımları $\vec{J}_d^P$ ve $\vec{M}_d^P$ aşağıdaki eşitliklerle verilebilir.

$$\vec{J}_d^P = \hat{n}_d \times \vec{H}^P|_{S_d^+} \tag{4.13}$$

$$\vec{M}_d^P = \vec{E}^P|_{S_d^+} \times \hat{n}_d \tag{4.14}$$

Düz yüzeyin altındaki noktalarda toplam alan sıfırdır.

$$\overrightarrow{(H^s + H^i)}|_{S_d^-} = 0 \tag{4.15}$$

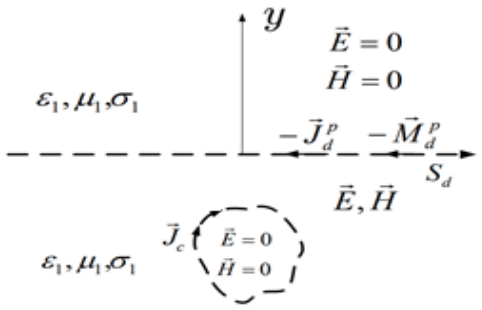
Bu durumda pertürbasyon akımlarından kaynaklanan manyetik alanı da aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\left(\vec{H}^{P}_{dış}\right)|_{S_d^-} = \left(-\vec{H}^{I}_{dış} - \vec{H}^{\boldsymbol{i}}\right)|_{S_d^-} \tag{4.16}$$

4.7 eşitliğinden yüzeyin altındaki pertürbasyon manyetik alanı için;

$$\vec{H}^{P}_{dış}\left(\vec{J}^{P}_{d}, \vec{M}^{P}_{d}\right)|_{S_d^-} = 0 \tag{4.17}$$

elde edilir. Şimdi Şekil 4.1'deki problem için iç eşdeğerlik prensibini uygulayalım. Şekil 4.5 iç eşdeğerlik prensibinin uygulanmasını temsil etmektedir.



Şekil 4.6 İç yüzey eşdeğerlik prensibinin Şekil 4.1'ye uygulanması

İç eşdeğerlik prensibi durumunda yüzey altında gelen alan olmadığından toplam elektrik ve manyetik alanlar sadece saçılan alanlardan oluşur.

$$\vec{E} = \vec{E}^{\boldsymbol{s}} \tag{4.18}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{\boldsymbol{s}} \tag{4.19}$$

Saçılan manyetik alan;

$$\vec{H}^{\boldsymbol{s}} = \vec{H}^{I}_{iç} + \vec{H}^{P}_{iç} + \vec{H}^{\boldsymbol{T}} \tag{4.20}$$

Yüzeyin üstünde toplam manyetik alan sıfırdır.

$$\vec{H}^{P}_{iç}\left(-\vec{J}^{P}_{d}, -\vec{M}^{P}_{d}\right)|_{S_d^+} + \vec{H}^{\boldsymbol{T}}\left(\vec{J}_c\right)|_{S_d^+} = \left(-\vec{H}^{I}_{iç}\right)|_{S_d^+} \tag{4.21}$$

4.9 eşitliği 4.21'de kullanılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\vec{H}_{iç}^{P}(-\vec{J}_d^P, -\vec{M}_d^P)|_{S_d^+} + \vec{H}^{T}(\vec{J}_c)|_{S_d^+} = 0 \tag{4.22}$$

Cismin içindeki toplam manyetik alan sıfırdır.

$$\vec{H}_{iç}^{P}(-\vec{J}_d^P, -\vec{M}_d^P)|_{S_c^-} + \vec{H}^{T}(\vec{J}_c)|_{S_c^-} = (-\vec{H}_{iç}^{I})|_{S_c^-} \tag{4.23}$$

$\vec{H}_{iç}^{I}$, S_c^- cismin içindeki noktalardaki cismin olmadığı durumda elde edilen gelen alanı ifade etmektedir ve analitik olarak aşağıdaki değere sahiptir.

$$\vec{H}_{iç}^{I} = \hat{z}(\frac{\eta_o}{\eta_1})TH_o e^{jk_1(xcos\varphi_i + ysin\varphi_i)} \tag{4.24}$$

Yukardaki denklemde T transmisyon katsayılarını;

$$T = \frac{2*\eta_1*\cos(\frac{\pi}{2}-\varphi_i)}{\eta_o*\cos(\frac{\pi}{2}-\varphi_i)+\eta_1*\cos(\varphi_t)} \tag{4.25}$$

φ_t Snell yasasından gelen transmisyon açısını ifade etmektedir.

$$\varphi_t = sin^{-1}(\sqrt{\frac{\mu_o \varepsilon_o}{\mu_1 \varepsilon_{c1}}} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_i\right)) \tag{4.26}$$

ε_{c1} yüzeyaltı kompleks dielektrik geçirgenlik katsayısıdır.

$$\varepsilon_{c1} = \varepsilon_1(1 - j\frac{\sigma_1}{\omega\varepsilon_1}) \tag{4.27}$$

k_1 yüzeyaltı kompleks dalga sayısıdır.

$$k_1 = \omega\sqrt{\mu_1 \varepsilon_{c1}} \tag{4.28}$$

Eşitlikler (4.17), (4.22) ve (4.23) doğrusal bir denklem sistemi oluşturmaktadır. Bu sistem Moment Metodu (MoM) ile bilinmeyen düz yüzey pertürbasyon akımları ve

iletken cisim yüzeyi elektrik akımı için çözülebilir. Manyetik alan elektrik ve manyetik potansiyel fonksiyonları cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{H} = \vec{H}_A + \vec{H}_F = \frac{1}{\mu}\nabla \times A - j\omega F - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla.F) \tag{4.29}$$

(4.29)'nin sağ tarafındaki son terim TE_z mod için sıfırdır. (4.29) eşitliği kullanılırsa aşağıdaki sistem elde edilir.

$$-j\omega\vec{F}_z^{dış}(\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_o}\left[\nabla \times \vec{A}^{dış}(\vec{J}_d^P)\right]_z = 0 \quad , S_d^- \tag{4.30}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{iç}(-\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(-\vec{J}_d^P)\right]_z - j\omega\vec{F}_z^{iç}(\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(\vec{J}_c)\right]_z = 0 \quad , S_d^+ \tag{4.31}$$

$$-j\omega\vec{F}_z^{iç}(-\vec{M}_d^P) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(-\vec{J}_d^P)\right]_z - j\omega\vec{F}_z^{iç}(\vec{M}_c) + \frac{1}{\mu_1}\left[\nabla \times \vec{A}^{iç}(\vec{J}_c)\right]_z = (-\vec{H}_{iç}^I)|_{S_c^-}, \quad S_c^- \tag{4.32}$$

Elektrik ve manyetik potansiyel fonksiyonları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{A}(\vec{\rho}) = \frac{\mu}{4j}\int \vec{J}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{4.33}$$

$$\vec{F}(\vec{\rho}) = \frac{\varepsilon}{4j}\int \vec{M}(\vec{\rho}')\, H_o^{(2)}(k|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|)dl' \tag{4.34}$$

$$\vec{\rho}' = x'\hat{x} + y' \tag{4.35}$$

$$\vec{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y} \tag{4.36}$$

(4.35) ve (4.36) eşitlikleri sırasıyla kaynak ve gözlem noktalarının konum vektörleridir.

(4.30)-(4.32) denklem sistemi $(\vec{J}_d^P, \vec{M}_d^P, \vec{J}_c)$ akımlarını bulmak için moment metoduyla (MoM) çözülebilir. Bu amaçla düz yüzey ve cisim yüzeyi yeterince küçük (integrasyon değeri etkilenmeyecek kadar) hücrelere ayrılarak sayısal olarak hesap yapılır. Hücre sayısı *N* olarak alınırsa bilinmeyen akımlar aşağıdaki serilerle ifade edilebilir.

$$\vec{J}_c(\vec{\rho}') = \sum_{i=1}^{N} \hat{\tau}_i^c \, I_i^c P_i^c(\vec{\rho}') \tag{4.37}$$

$$\vec{J}_d^P(\vec{\rho}') = \sum_{i=1}^{N} \hat{\tau}_i^d I_i^d P_i^d(\vec{\rho}') \tag{4.38}$$

$$\vec{M}_d^P(\vec{\rho}') = \hat{z} \sum_{i=1}^{N} K_i^d P_i^d(\vec{\rho}') \tag{4.39}$$

Bu değerler (4.30)-(4.32)'da yerine yazılırsa;

$$-\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_o}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' - \frac{\boldsymbol{k_o j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_o}|\vec{\rho}- \\ -\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' = 0 \quad , S_d^- \tag{4.40}$$

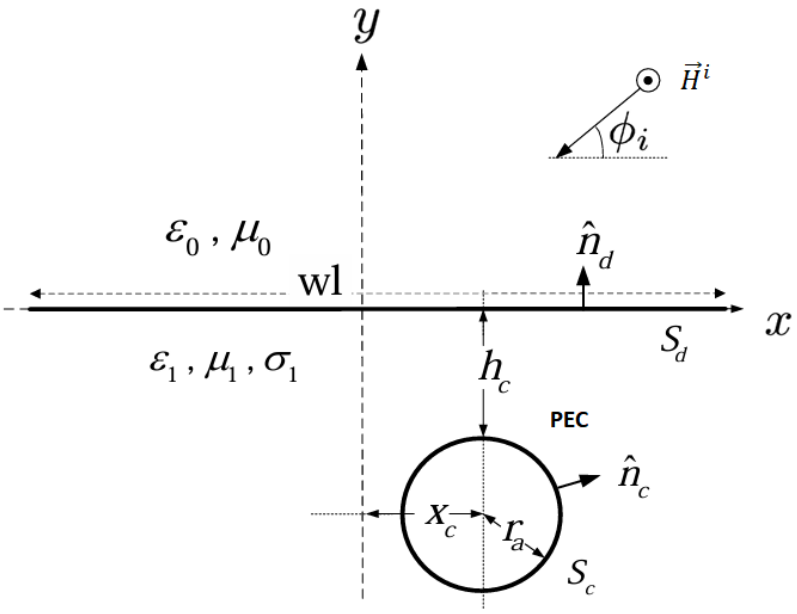
$$\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' + \frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' - \\ -\frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^c \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^c.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' = 0\,, S_d^+ \tag{4.41}$$

$$\frac{\omega\boldsymbol{\varepsilon_{c1}}}{4}\sum_{i=1}^{N} K_i^d \int H_o^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\,dl' + \frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^d \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^d.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' - \\ -\frac{\boldsymbol{k_1 j}}{4}\sum_{i=1}^{N} I_i^c \int H_1^{(2)}(\boldsymbol{k_1}|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|)\frac{\hat{n}_i^c.(\vec{\rho}-\vec{\rho}')}{|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|}dl' = -\vec{H}_{iç}^I, S_c^- \tag{4.42}$$

denklemleri elde edilir. Son olarak ağırlık fonksiyonları olarak darbe fonksiyonları seçilirse Manyetik Alan İntegral Denklemleri (MFIEs) doğrusal bir sisteme dönüşür. Bu doğrusal sistem bilinmeyen yüzey akımları için çözülür. Elde edilen yüzey pertürbasyon akımları saçılan alanı bulmak için kullanılır. (4.40) denklemi yüzey üstündeki (S_d^+) saçılan alanı bulmak için kullanılabilir. Eşitlik (2.26) saçılan alan paternini bulmak için kullanılır.

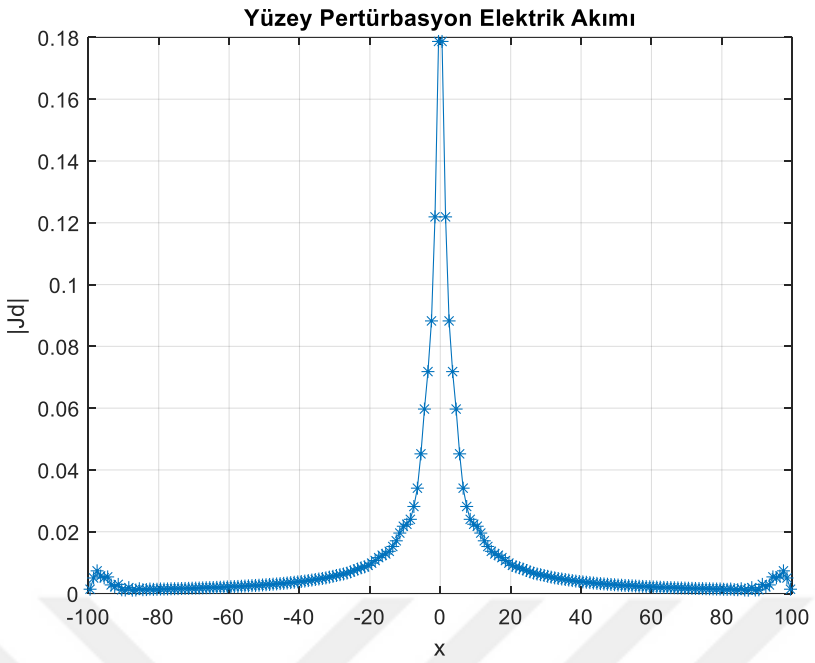
4.3 Sayısal Sonuçlar

Gömülü iletken cisim bir silindir seçilir. r_a silindirin arakesit yarıçapı olmak üzere, h_c ve x_c cismin yüzey altı konum parametreleridir. wl pertürbasyon akımlarının hesaplanacağı yüzey uzunluğudur. Sayısal hesaplamalar için ortam parametreleri; $f = 50$ MHz, ε_o =8.854x10^{-12} F/m, μ_o =4π10^{-7} H/m, ε_1 =4ε_o F/m, $\mu_1 = \mu_o$ H/m, σ_1=0.001 Sm^{-1}, $\sigma_2 = \infty$, $r_a = 0.2$ m, $h_c = 0.8$ m, $x_c = 0$ m, wl=200 m, $\varphi_i = \pi/2$ rad, $\varphi_s \ni [0, \pi]$ rad seçilmiştir.

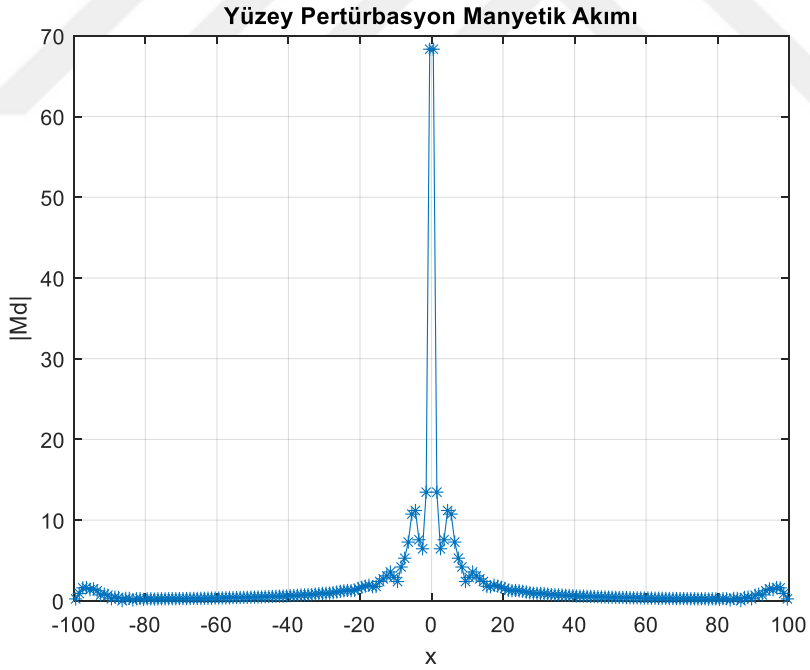


Şekil 4.3.1 Sayısal sonuçlar için seçilen problem geometrisi

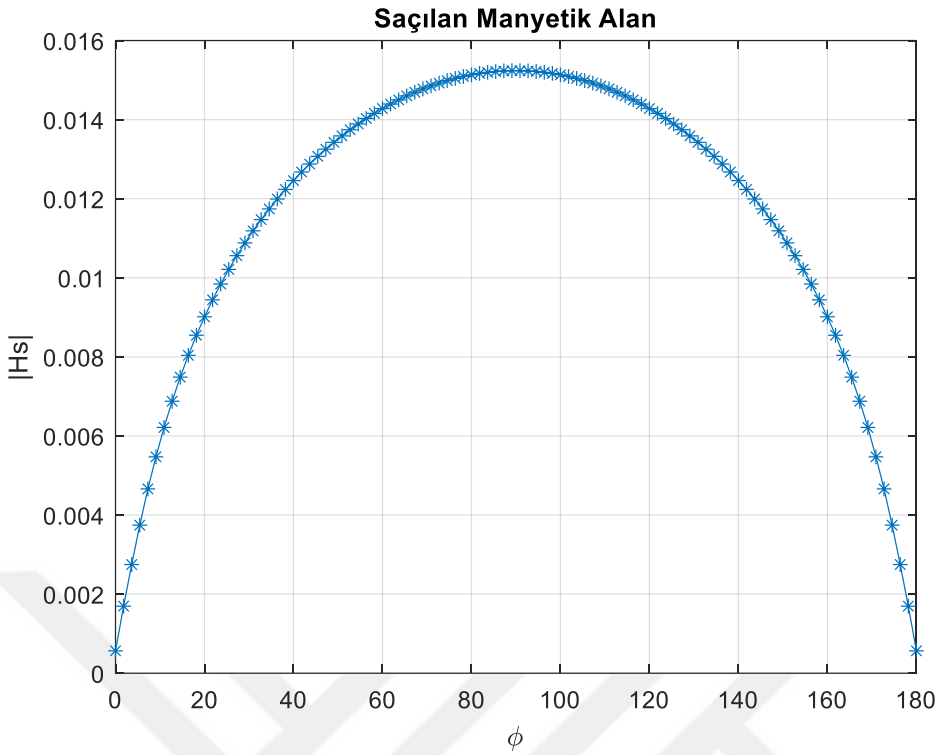
Şekil 4.3.2 ve 4.3.3 sırasıyla yüzey elektrik ve manyetik pertürbasyon akımlarını göstermektedir. Beklendiği gibi yüzey akımları cisimden uzaklaştıkça azalmaktadır. Şekil 4.3.4 ve 4.3.5 sırasıyla yüzey üzerindeki saçılan manyetik alan ve bu alanın saçılma paternine ait grafiklerdir. Bu dört grafik için geliş açış, ϕ_i = 90° alınmıştır. Beklendiği gibi saçılan alan büyüklüğü pertürbasyon akımlarının büyüklüğüyle doğru orantılıdır. Şekil 4.3.6 farklı geliş açıları için saçılan alan karşılaştırmasını göstermektedir. Şekil 4.3.7 gömülü silindirik cisim yarıçap değişimine göre saçılan alan paterni genlik değişimini göstermektedir. Şekil 4.3.8 gömülü cismin derinliğine göre saçılan alan paternindeki genlik değişimi göstermektedir.



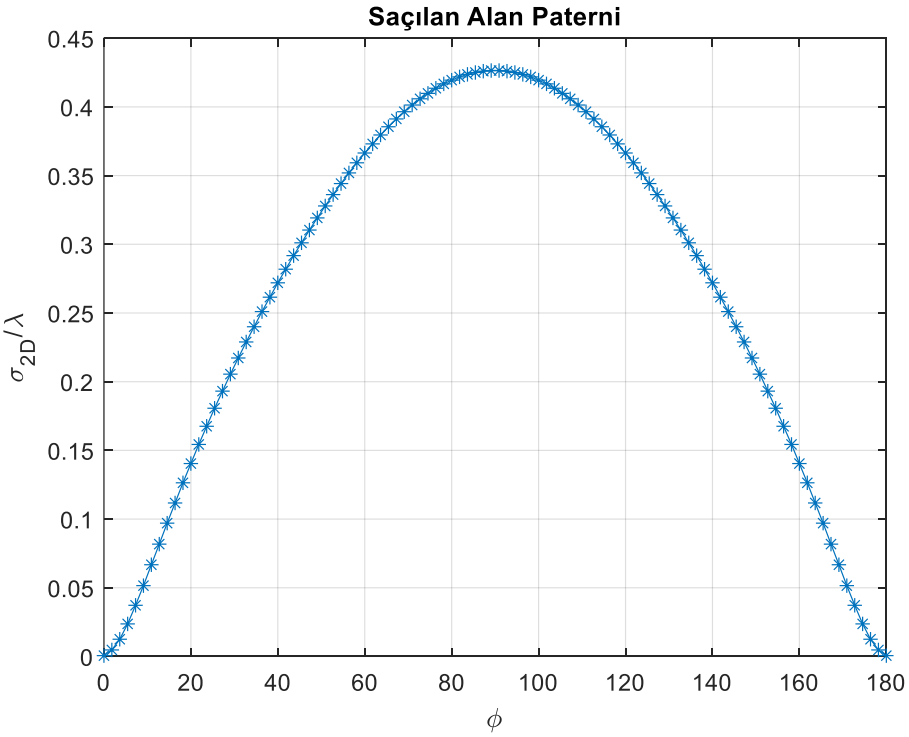
Şekil 4.3.2 Yüzey pertürbasyon elektrik akımı



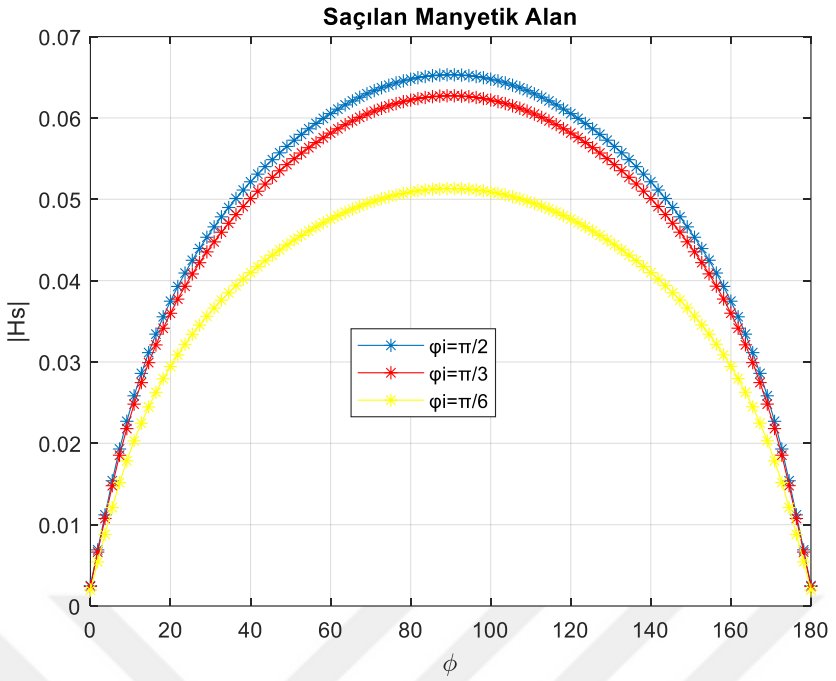
Şekil 4.3.3 Yüzey pertürbasyon manyetik akımı



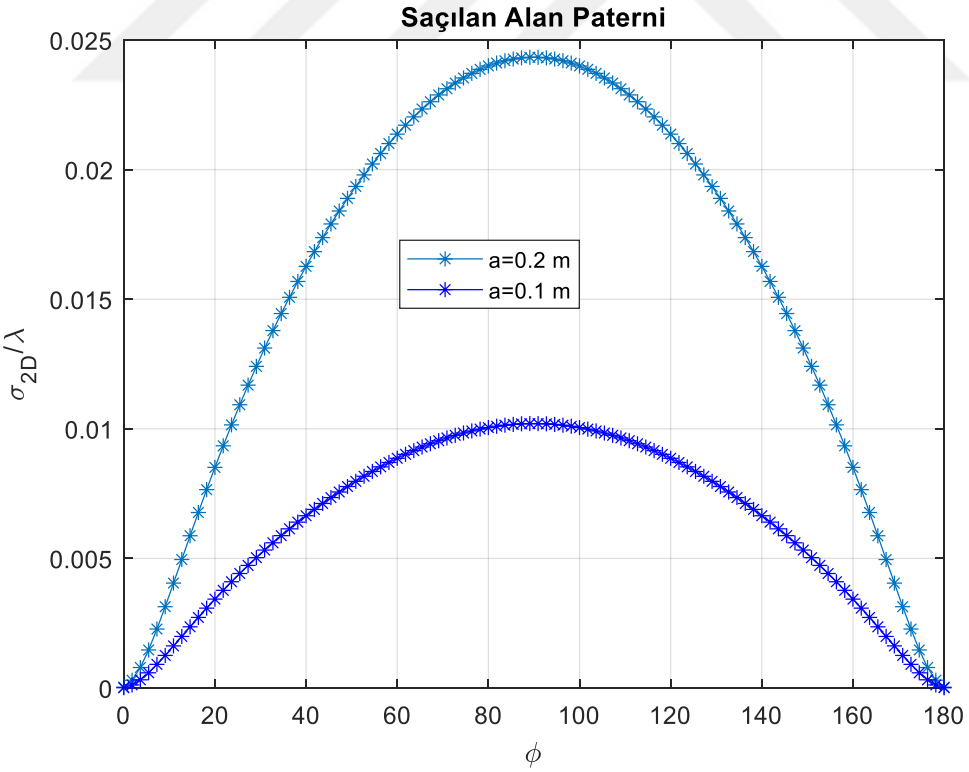
Şekil 4.3.4 Saçılan manyetik alan



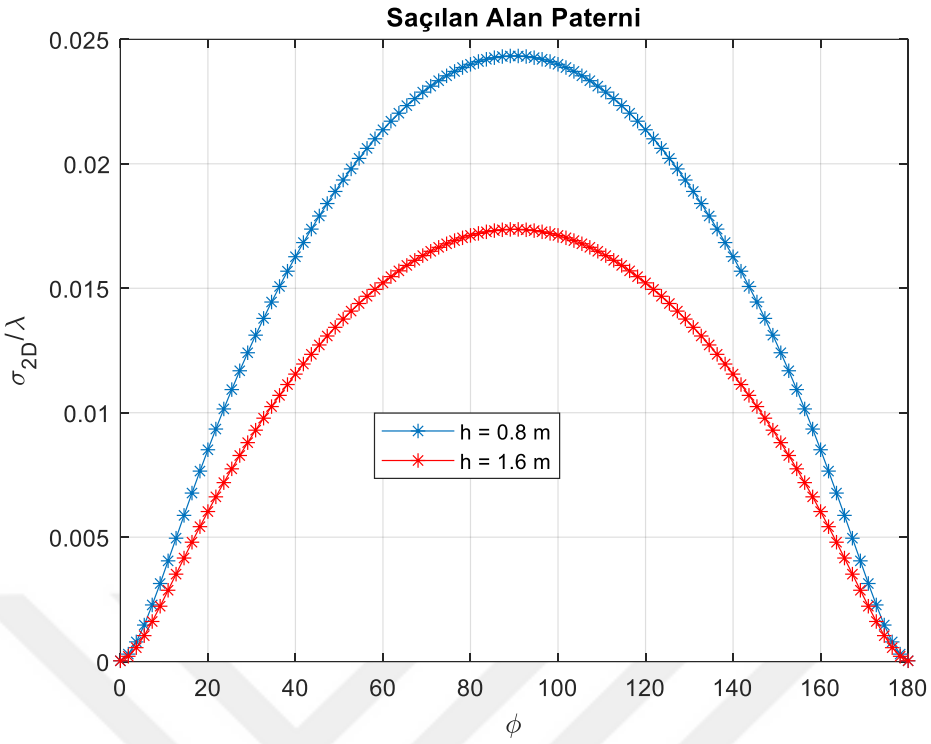
Şekil 4.3.5 Saçılan alan paterni



Şekil 4.3.6 Saçılan manyetik alan $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_i = \frac{\pi}{3}$, $\varphi_i = \frac{\pi}{6}$



Şekil 4.3.7 Saçılan alan paterni $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $a = 0.2\ m, a = 0.1\ m$



Şekil 4.3.8 Saçılan alan paterni $\varphi_i = \frac{\pi}{2}$, $h = 0.8\ m, h = 1.6\ m$

5
SONUÇ

TE_z polarize elektromanyetik dalga tarafından aydınlatılan sonsuz düz bir yüzeye sahip kayıplı bir ortama gömülmüş silindirik bir cisimden saçılan manyetik alan problemi, yeni bir sayısal çözüm yöntemi (pertürbasyon metodu), moment metodu (MoM) ve manyetik alan integral denklemleri (MFIEs) kullanılarak çözülmüştür. Çözüm için gerekli denklem sistemi yüzey eşdeğerlik prensibinin düz yüzey ve cisim için ayrı ayrı uygulanmasıyla elde edilmiştir. Moment metodu kullanılarak manyetik alan integralleri basitleştirilerek doğrusal bir denklem sitemi elde edilmiştir. Elde edilen doğrusal sistem katsayılar ve bilinmeyen akım matrisleriyle ifade edilmiştir. Ortam parametrlerine sayısal değerlerler verilerek bilinmeyen akım değerleri hesaplanmıştır. Yüzey pertürbasyon akımları kullanılarak sadece cisimden kaynaklanan saçılan alan değerleri arayüzeyin üst kısmında uzak alanda hesaplanmıştır.

Sonuç olarak, cisimden kaynaklanan arayüzeydeki pertürbasyon akımlarının ve saçılan manyetik alanın, gömülü cisimden uzaklaştıkça hızla azaldığı görülmüştür. TM_z ve EFIE'in duali olan bu çözüm yöntemi, TE_z polarize elektromanyetik saçılma probleminin çözümünde elektrik alan integral denklemleri kullanmak yerine manyetik alan integral denklemleri kullanmanın matematiksel işlemleri oldukça basitleştirdiği için tercih edilebilir.

KAYNAKÇA

[1] G. L. Plett, T. Doi, and D. Torrieri, “Mine Detection using Scattering Parameters,” IEEE Transactions on Neural Networks, vol. 8, no. 6, pp. 1456-1467, 1997

[2] N. K. Uzunoglu and J. D. Kanellopoulos, “Scattering From Underground Tunnels,” 346 ACES JOURNAL, VOL. 26, NO. 4, APRIL 2011 Journal of Physics A: Mathematical and General, vol. 15, no. 2, pp. 459-471, 1982

[3] M. Solla, I. Puente, H. Lorenzo, and F. J. Prego, "GPR detection of underground pipes," 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar *(IWAGPR)*, Edinburgh, UK, 2017, pp. 1-6, DOI: 10.1109/IWAGPR.2017.7996073.

[4] L. Lan-Bo, Q. Rong-Yi. Ground Penetrating Radar: A critical tool in near-surface geophysics [J]. Chinese Journal of Geophysics (in Chinese), 2015, 58(8): 2606-2617, doi: 10.6038/cjg20150802

[5] V. Pérez-Gracia, J.O. Caselles, J. Clapes, R. Osorio, G. Martínez, J.A. Canas, “Integrated near-surface geophysical survey of the Cathedral of Mallorca”, Journal of Archaeological Science, vol. 36, no. 7, pp. 1289-1299, 2009

[6] A. Hamamura, and K. Hongo, “Asymptotic solutions for the scattered field of a plane wave by cylindrical object buried in a dielectric half-space,” IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 34, 1306–1312, Nov. 1986.

[7] Q. A Naqvi, and A. A. Rizvi, “Scattering from a cylindrical object buried in a geometry with parallel plane interfaces Abstract,” Progress In Electromagnetics Research, 14(4):519-520 DOI:10.1080/09205071.2000.9756671

[8] Q. A. Naqvi, and A. A. Rizvi, “Low contrast circular cylinder buried in a grounded dielectric layer,” J. Electromagn. Waves and Appl., Vol. 12, 1527–1536, 1998.

[9] D. A Hill, “Electromagnetic scattering by the buried object of low contrast,” IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 26, 195–203, 1988.

[10] K. Sarabandi, and D. E Lawrence “Electromagnetic scattering from a dielectric cylinder buried beneath the rough surface,” IEEE Trans. Anten. Prop., Vol. 50, No. 10, 1368–1376, 2002.

[11] G. Schettini, R. Borghi, M. Santarsiero, F. Frezza, and F. Gori, “Plane wave scattering by a conducting cylinder near a plane surface: Cylindrical wave approach,” J. Opt. Am. A, Vol. 13, 483–493, March 1996.

[12] A. Kizilay, and S. Makal, “A decomposition method for the electromagnetic scattering from a conductive object buried in a lossy medium”, ACES Journal, vol. 26, no. 4, pp. 340–347, 2011.

[13] S. Makal and A. Kizilay, “Computation of the scattered fields from a dielectric object buried in a medium with a periodic surface by a decomposition method,” IET Microwaves, Antennas & Propagation, vol. 5, no. 14, pp. 1703–1709, 2011.

[14] A. Kizilay, and E. Rothwell, (1999). “Efficient computation of transient TM scattering from a cylinder above an infinite periodic surface”, Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 13(7):943-961.

[15] A. Kizilay, (2000). A Perturbation Method for Transient Multipath Analysis of Electromagnetic Scattering from Objects above Periodic Surfaces, Ph.D. Dissertion, Michigan State University.

[16] X. B. Xu, and C. M. Butler, “Current induced by TE excitation on a conducting cylinder near the planer interface between two semi-infinite half-spaces,” IEEE Trans. Antennas. Propagat., Vol. AP-34, 880–890, 1986.

[17] J. D. Kanellopoulos, and N. Buris, “Scattering from a conductive cylinder inside a lossy medium,” 1982 Antennas and Propagation Society International Symposium doi**:** 10.1109/APS.1982.1148891

[18] S. Makal, “Periyodik bir yüzey altına gömülü silindirik hedeflerden saçılan elektromagnetik alanların hesaplanması”, doktora tezi, tez no:302605, 2012.

[19] Balanis, C. A., (1989). Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley&Sons, New York.

[20] Harrington, R. F., (1961). Time Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw Hill.

[21] Walton C. Gibson - The Method of Moments in Electromagnetics 2021, Chapman and Hall.

TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR

Konferans Bildirileri

1. Aslan, M. Z., (2025), "Kayıplı Bir Ortamda Gömülü Bir Dielektrik Cisimden TE_z Saçılmanın MFIE Çözümü", T.C. İstanbul YeniYüzyıl Ünv. 10. Bilim Kongresi, 15-16 Nisan 2025, İstanbul, Türkiye

Kitaplar

1. Aslan, M. Z., Kızılay A. (2025), "Kayıplı Bir Ortamda Gömülü Bir Dielektrik Cisimden TE_z Saçılmanın MFIE Çözümü", T.C. İstanbul YeniYüzyıl Ünv. 10. Bilim Kongresi Bildiri Özet Kitabı, sy.57, 15-16 Nisan 2025, İstanbul, Türkiye

Projeler

1. Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 119N196 Proje Numarası kapsamında desteklenmiştir.