

# **KOMPLEKS HEDEFLERİN RADAR KESİT ALANI ANALİZİ**

## **RADAR CROSS SECTION ANALYSIS OF COMPLEX TARGETS**

**NİLGÜN ALTIN**

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

ELEKTRİK ve ELEKTRONİK Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

DOKTORA TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

2011

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne,

Bu çalışma jürimiz tarafından **ELEKTRİK ve ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI 'nda DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Başkan :.....  
Prof.Dr. Birsen SAKA

Üye (Danışman) :.....  
Prof.Dr. Erdem YAZGAN

Üye :.....  
Doç.Dr. Erkan AFACAN

Üye :.....  
Yrd.Doç.Dr. Mücahit ÜNER

Üye :.....  
Yrd.Doç.Dr. Yakup ÖZKAZANÇ

ONAY

Bu tez Hacettepe Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri uyarınca yukarıdaki jüri üyeleri tarafından ...../...../..... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulunca ...../...../..... tarihinde kabul edilmiştir.

Prof.Dr. Adil DENİZLİ  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

# KOMPLEKS HEDEFLERİN RADAR KESİT ALANI ANALİZİ

Nilgün ALTIN

## ÖZ

Elektronik harp teknolojisinin hızla ilerlediği günümüzde, radarlarda hedefin görünmezlik teknolojisi savunma sanayisinin yoğun bir biçimde ilgi odağı haline gelmiş ve kendisine hava, kara, deniz ve denizaltı platformlarında yaygın bir kullanım alanı bulmuştur. Bu konudaki çalışmalar açısından günümüz savunma sanayisi için vazgeçilmez konulardan biri de Radar Kesit Alanı (RKA) hesaplamasıdır. RKA bir cismin veya platformun bir radardaki görünürlük miktarı veya elektromanyetik (EM) dalgalar olan radar sinyallerini yansıtma miktarı olarak tanımlanabilir.

Bu çalışmada yüksek frekanslarda basit geometrik şekillerden savaş araçlarına kadar birçok cismin RKA analizleri Seken Işın Yöntemi (SIY) ve Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımları (FKT-EKA) yöntemi kullanılarak yapılmıştır. Seken Işın Yöntemi (SIY) rastgele seçilmiş hedeflerin RKA değerini hesaplamak için Geometrik Optik (GO) ve Fiziksel Optik (FO) yöntemlerini beraber kullanan ışın takibine dayalı bir algoritmadır. Bu algorithmada hedefe gelen her bir ışının hedeften ayrılıncaya kadar izlediği yol takip edilir ve hedef ile etkileşimi hesaplanır. En çok hesaplama gücü gerektiren aşama bu kısımdır. Bu aşama birkaç yöntemle (Badouel's, Trumbore-Möller) hesaplanmış ve bu adımı hızlandırmak amacıyla Plücker test yönteminden faydalanılmıştır. SIY algoritmasının son aşamasında her ışının saçılan alana (ve dolayısıyla RKA değerine) katkısı hesaplanmıştır. Saçılan alanı hesaplarken Huygen's prensiplerinden yararlanılmıştır. Karmaşık ve basit şekilli hedeflerin RKA analizini SIY algoritmasını kullanarak gerçekleştirmek için hedefler Bilgisayar Destekli Tasarım (BDT) formatı olan stereolithography (STL) ağ yapısında modellenmiştir. BDT ortamında modellenen hedefler STL ağ formatında koda taşınmış ve işlem yapılmıştır. Cisimlerin RKA değerlerini bakış açısına göre hesaplayabilmek için iki farklı döndürme geometrisi kullanılmıştır. Bu yöntemlerden birincisinde ışın penceresi sabit; hedef döndürülüyor, ikincisinde ise hedef sabit ışın penceresi hedef etrafında döndürülüyor. SIY yöntemi kırınım etkilerini ele almadığından bu yöntemle geliştirilen koda kırınım etkilerini dâhil etmek amacıyla Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımları yöntemi eklenmiştir.

Literatürde yapılan çalışmalarda uçağın gövde geometrisi genellikle silindir biçiminde ve kokpit kısmı dikdörtgen kesitli açık uçlu boşluk olarak modellenmiştir. Bu çalışmada uçağın gövdesi eliptik bir yüzey olarak ve kokpit kısmı gerçeğe yakın bir şekilde ele alınmıştır. Bu yüzeyden saçılma Fock saçılma fonksiyonuyla ve ışınma Geometrik Kırınım Teorisiyle analiz edilmiştir. Gerçeğe yakın olarak modellenen kokpit kısmından kaynaklanan RKA SIY yöntemi ile incelenmiştir. Hedeflerin RKA analizini gerçekleştiren kod MATLAB® ortamında geliştirilmiştir. Geliştirilen kodla elde edilen sonuçlar Fiziksel Optik yöntem sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma, yazılan kodu farklı şekilli hedefler için mümkün olduğunca geliştirme imkânı sunmaktadır.

**Anahtar Kelimeler:** Radar Kesit Alanı (RKA), Seken Işın Yöntemi (SIY), Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımları, Dalga Kılavuzu Modal Analiz Yöntemi, Kokpit, Huygens Prensipleri, Plücker Test.

**Danışman:** Prof. Dr. Erdem Yazgan, Hacettepe Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü

# **RADAR CROSS SECTION ANALYSIS OF COMPLEX TARGETS**

**Nilgün ALTIN**

## **ABSTRACT**

Nowadays, the electronic warfare technology grows rapidly and, the stealth technology in radar systems became one of the indispensable factors of the defence industry and is used widely in air, land, sea and underwater platforms. Radar Cross Section (RCS) that is indispensable for today's defense industry can be defined as the amount of visibility an object or a platform in the radar or as the amount of reflection radar signals in the direction of the radar receiver.

In this study, radar cross section analysis of many objects from simple geometric structures to military vehicles are made using Shooting and Bouncing Ray (SBR) and Physical Theory of Diffraction-Equivalent Edge Current method in the high frequency. SBR algorithm is based on ray tracing and uses both Geometric Optics (GO) and Physical Optics (PO) approaches to compute the RCS of arbitrary scatterers. In this algorithm, each ray is traced on the target and its interaction with target is calculated. This tracing and calculation phase is the most time consuming part. Therefore this part requires the powerful processor. This phase is calculated using several methods (Badouel's, Trumbore-Möller) and additionally Plucker test method is also used to accelerate this step. In other step the last of SIY algorithm is contribution of scattering field of each ray hence its contribution to RCS are calculated. In calculation of the scattered field, Huygens principle is used. To perform RCS analyses of complex and simple targets SBR algorithm is modeled by Computer Aided Design (CAD) format known as Stereo Lithography (STL). Targets composed in CAD tools are imported in STL mesh format and handled in the code. Different sweep geometries are defined to compute the RCS of targets with respect to aspect angles. In the first of these methods, ray window is fixed and the target is rotated, in the second one, target is fixed and the ray window is rotated around the target. Since SBR algorithm can not handle diffraction effects, Physical Diffraction Theory-Equivalent Edge Current method is added for taking into account diffraction effects in the developed code with SBR method and diffraction effects are examined with the help of this method.

In the literature study, body of the aircraft is usually modeled in the form of a cylinder and cockpit part is modeled as an open cavity with rectangular cross sections. In this thesis work, body of the aircraft is handled as an elliptic surface and cockpit part of the aircraft is handled as close to reality as possible. Scattering from elliptic surface is analysed with Fock scattering function and radiation is analysed with Geometrical Theory of Diffraction. RCS from cockpit part is closely modeled as in reality and investigated with SBR method. In this work, a code based on MATLAB is developed to compute the Radar Cross Section (RCS) of complex targets and developed code is compared to Physical Optics method. These comparisons enabled us to improve the code as possible as it is.

**Keywords:** Radar Cross Section (RCS), Shooting and Bouncing Ray (SBR), Physical Theory of Diffraction-Equivalent Edge Current, Waveguide Mod Analysis Method, Cockpit, Huygens Principle, Plücker Test.

**Advisor:** Prof. Dr. Erdem Yazgan, Professor, Hacettepe University, Department of Electrical and Electronics Engineering

## TEŞEKKÜR

Bu tezin oluŐmasında bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım ve bana güvenini esirgemeyen tez danışmanım Sayın Prof.Dr. Erdem Yazgan'a titiz değerlendirmeleri, sabırlı yol göstericiliği ve her Őey için teşekkür ederim.

Tezle ilgili vermiŐ olduğu fikir ve önerileri için Doç. Dr. Erkan Afacan'a özel olarak teşekkür etmek istiyorum.

Tez hakkındaki değerli katkıları ve okumaları için jüri üyelerine Prof. Dr. Birsen Saka, Doç. Dr. Erkan Afacan, Yrd. Doç. Dr. Yakup Özkazanç ve Yrd. Doç. Dr. Mücahit Üner'e teşekkür ederim.

Tüm yaŐamım boyunca maddi ve manevi desteklerini hep hissettiğim sevgili annem Hatice Altın, babam Abdülkadir Altın, kardeŐlerim AyŐe, Rukiye, Elif, İbrahim ve Süleyman Altın'a teşekkür ederim.

Tez çalıŐmalarımı destekleyen TAI (TusaŐ - Türk Havacılık ve Uzay Sanayi) A.Ő.'ye ve bu çalışmada katkısı olan iş arkadaşlarıma teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER DİZİNİ

## Sayfa

|  |      |
|--|------|
| ÖZ .....   | i    |
| ABSTRACT .....   | iii  |
| TEŞEKKÜR .....   | v    |
| İÇİNDEKİLER DİZİNİ .....   | vi   |
| ŞEKİLLER DİZİNİ .....  | viii |
| 1. GİRİŞ .....   | 1    |
| 2. SEKEN IŞIN YÖNTEMİ (SHOOTING AND BOUNCING RAY METHOD) .....               | 9    |
| 2.1. Seken Işın Yöntemi (SIY) Formülasyonu .....                             | 9    |
| 2.1.1. Işının tanımı .....   | 10   |
| 2.1.2. Işın üçgen kesişim testleri ve yansıyan ışın .....                    | 11   |
| 2.1.3. Genlik izleme ve saçılan alanın hesaplanması .....                    | 26   |
| 2.1.4. Nümerik sonuçlar .....  | 31   |
| 3. RADAR KESİT ALANI HESABI İÇİN KIRINIM KATKISI .....                       | 72   |
| 3.1. Eşdeğer Kenar Akımları (EKA) (Equivalent Edge Currents) .....           | 72   |
| 3.1.1. Eşdeğer kenar akımlarının formülasyonu .....                          | 73   |
| 3.1.2. Nümerik sonuçlar .....  | 82   |
| 4. ELİPTİK KESİTLİ SİLİNDİRİN RADAR KESİT ALANI .....                        | 98   |
| 4.1. Giriş .....   | 98   |
| 4.2. Formülasyon .....   | 98   |
| 4.3. Radar Kesit Alanı Formülasyonu .....                                    | 104  |
| 4.4. Nümerik Sonuçlar .....  | 106  |
| 4.5. Yüzey Empedans Etkisi .....   | 112  |
| 5. DİKDÖRTGEN KESİTLİ AÇIK UÇLU BOŞLUKLARDA RADAR KESİT ALANI ANALİZİ .....  | 116  |
| 5.1 Dalga Kılavuzu Modal Analiz Yaklaşımı .....                              | 117  |
| 5.1.1. Düzlemsel dalgayla ya da dipolle uyarılan dalgakılavuzu modları ..... | 117  |
| 5.1.2. Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu modları .....                        | 117  |
| 5.1.3. Mod dikgenselliği .....   | 119  |
| 5.1.4. Işıma integralleri .....  | 121  |
| 5.1.5. Dalgakılavuzu modlarının uyarımı .....                                | 123  |
| 5.1.6. Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun radar kesit alanı .....           | 123  |
| 5.1.7. Kokpitin modellenmesi ve kokpitte kırınım modellemeleri .....         | 124  |
| 5.1.8. Analitik analiz .....   | 127  |



|  |     |
|--|-----|
| 5.1.9. Sonlu yer düzlemi .....   | 128 |
| 5.1.10 Yüzeyden sürünen dalgalar (Creeping waves).....   | 131 |
| 6. HAVA ARACINDAKİ KOKPİT YAPISININ GERÇEĞE YAKIN<br>MODELLENMESİ.....   | 133 |
| 6.1. Giriş .....   | 133 |
| 6.2. Sonlu Dairesel Silindirin İçine Yerleştirilmiş Büyük Dikdörtgen Kesitli Boşluğun<br>Radar Kesit Alanı Analizi ..... | 133 |
| 6.2.1. Kırınım modelleri.....  | 134 |
| 6.2.2. Nümerik analiz .....  | 135 |
| 6.3. Sonlu Bir Eliptik Kesitli Silindirdeki Boşluğun Radar Kesit Alanı Analizi.....                                      | 136 |
| 6.3.1. Nümerik analiz .....  | 139 |
| 7. GENEL SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....   | 142 |
| KAYNAKLAR.....   | 144 |
| EK-A.....  | 149 |
| EK-B.....  | 150 |
| EK-C.....  | 151 |
| EK-D.....  | 154 |
| EK-E.....  | 155 |
| EK-F.....  | 158 |

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

|  |    |
|--|----|
| Şekil 2.1 Hedef ve hedefi aydınlatan gelen düzlemsel dalga .....   | 10 |
| Şekil 2.2 Işın ve üçgenin yerleştiği düzlemin gösterimi.....   | 13 |
| Şekil 2.3 Sağ el kuralıyla tanımlanan üçgen.....   | 13 |
| Şekil 2.4 Bir noktanın üçgenin içinde olup olmadığını test etme.....   | 14 |
| Şekil 2.5 Işın orijinin tabanının değişimi ve ötelenmesi .....   | 16 |
| Şekil 2.6 Plücker test gösterimi .....   | 17 |
| Şekil 2.7 (a) Bir hatta iki noktanın gösterimi (b) hat üzerinde iki noktanın yönü ve momentinin gösterimi .....  | 18 |
| Şekil 2.8 Yansıyan ışının lokal koordinat sisteminde gösterimi .....   | 24 |
| Şekil 2.9 Hedefi kapsayan Huygens yüzeyinin gösterimi .....  | 28 |
| Şekil 2.10 Çıkış yüzeyini kesen ışın tüpü. ....  | 28 |
| Şekil 2.11 Boşluk içersinde tahmin edilen ışın yolu .....  | 31 |
| Şekil 2.12 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=0^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                           | 32 |
| Şekil 2.13 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=45^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                          | 32 |
| Şekil 2.14 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=60^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                          | 33 |
| Şekil 2.15 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=90^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                          | 33 |
| Şekil 2.16 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=0^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                           | 34 |
| Şekil 2.17 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=45^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                          | 34 |
| Şekil 2.18 Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak $\phi=60^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri .....                          | 34 |
| Şekil 2.19 SIY yöntemi kullanılarak 1 GHz'de elde edilen RKA değerleri.....  | 35 |
| Şekil 2.20 SIY yöntemi kullanılarak 10 GHz'de elde edilen RKA değerleri.....   | 35 |
| Şekil 2.21 (a) İki üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka, (b) Dört üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka ve (c) 322 adet üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka..... | 37 |
| Şekil 2.22 Açıya göre kare plakanın monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması (a) dikey polarizasyon (b) yatay polarizasyon .....                            | 37 |
| Şekil 2.23 Açıya göre Şekil 2.21 (b)'deki kare plakanın dikey polarizasyon için monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması.....                               | 38 |
| Şekil 2.24 Açıya göre Şekil 2.21 (c)'deki kare plakanın dikey polarizasyon için monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması.....                               | 39 |
| Şekil 2.25 SIY yönteminde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker yöntemi kullanıldığında hesaplama süresi (sn) değişimi.....  | 40 |
| Şekil 2.26 Açıya göre Şekil 2.21 (b)'deki kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması .....                         | 41 |
| Şekil 2.27 Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve $\phi=30^\circ$ için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması .....                          | 41 |
| Şekil 2.28 1 GHz $\phi=45^\circ$ iken dikey polarizasyonda kare plakanın RKA değeri. ....  | 42 |
| Şekil 2.29 xy düzleminde yerleştirilmiş bir kare plaka.....  | 42 |

|   |    |
|---|----|
| Şekil 2.30 Frekansa karşı kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                   | 43 |
| Şekil 2.31 Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                              | 44 |
| Şekil 2.32 Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                             | 44 |
| Şekil 2.33 Delikli plakanın üçgensel plakalardan oluşmuş geometrisi.....  | 45 |
| Şekil 2.34 Açıya göre delikli plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 500 MHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                         | 45 |
| Şekil 2.35 Üçgensel plakalardan oluşmuş küp geometrisi.....   | 46 |
| Şekil 2.36 Açıya göre küpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 46 |
| Şekil 2.37 Açıya göre küpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon, 1 GHz ve $\phi=25^\circ$ için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması. ....                    | 47 |
| Şekil 2.38 Açıya göre küpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 48 |
| Şekil 2.39 Üçgensel plakalarla modellenmiş kutu geometrisi.....   | 48 |
| Şekil 2.40 Açıya göre kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                    | 49 |
| Şekil 2.41 Açıya göre kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 6 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                    | 50 |
| Şekil 2.42 Dikey polarizasyon, $\phi=0^\circ$ ve $\theta=0^\circ$ için frekansa göre kutunun monostatik RKA değeri.....   | 50 |
| Şekil 2.43 (a) İki kutunun katı modeli (b) Üçgensel plakalardan oluşmuş iki kutu geometrisi.....  | 51 |
| Şekil 2.44 Açıya göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 51 |
| Şekil 2.45 Açıya göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 52 |
| Şekil 2.46 Frekansa göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon, $\theta=0^\circ$ ve $\phi=0^\circ$ için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması. .... | 53 |
| Şekil 2.47 Silindirin üçgensel plakalardan oluşmuş modeli. ....   | 53 |
| Şekil 2.48 Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                 | 54 |
| Şekil 2.49 Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                 | 55 |
| Şekil 2.50 Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 55 |
| Şekil 2.51 Basit hedef döndürme geometrisi. ....  | 56 |
| Şekil 2.52 (a) F-117 katı modeli ve (b) F-117 üçgensel plakadan oluşmuş geometrisi.....   | 57 |
| Şekil 2.53 Açıya göre F-117'in 1 GHz dikey polarizasyonda monostatik RKA değerinin SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması. ....                                     | 58 |
| Şekil 2.54 Açıya göre F-117'in monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                  | 59 |
| Şekil 2.55 X-29 tipi uçağın üçgensel plakadan oluşmuş modeli. ....  | 59 |
| Şekil 2.56 Açıya göre X29'un monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                     | 60 |
| Şekil 2.57 (a) F16'nın katı modeli (b) F16 üçgensel plakadan oluşmuş modeli. ...  | 61 |

|   |    |
|---|----|
| Şekil 2.58 Frekansa göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon, $\phi=0^\circ$ ve $\theta=0^\circ$ için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....        | 61 |
| Şekil 2.59 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 62 |
| Şekil 2.60 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 63 |
| Şekil 2.61 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 64 |
| Şekil 2.62 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                      | 64 |
| Şekil 2.63 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                     | 65 |
| Şekil 2.64 Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                     | 65 |
| Şekil 2.65 (a)Helikopterin katı modeli (b) Helikopterin üçgensel plakadan oluşmuş modeli.....   | 66 |
| Şekil 2.66 Frekansa göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon, $\phi=0^\circ$ ve $\theta=0^\circ$ için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması. .... | 67 |
| Şekil 2.67 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 67 |
| Şekil 2.68 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 68 |
| Şekil 2.69 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 69 |
| Şekil 2.70 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 69 |
| Şekil 2.71 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, yatay polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                                | 70 |
| Şekil 2.72 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                               | 70 |
| Şekil 2.73 Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, yatay polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.....                               | 71 |
| Şekil 3.1 Saçılma Konfigürasyonunun örneklenmesi.....   | 73 |
| Şekil 3.2 Yeni integral değişkenlerinin ( $dl, \hat{u}$ ve teğet vektörü $\hat{t}$ ) gösterimi.....   | 74 |
| Şekil 3.3 Düzlemsel dalgayla aydınlatılan yarı düzlem.....  | 76 |
| Şekil 3.4 Kama geometrisi.....  | 78 |
| Şekil 3.5 xy düzleminde yerleştirilmiş bir kare plaka.....  | 82 |
| Şekil 3.6 SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları (a) Yatay polarizasyon (b) Dikey polarizasyon.....  | 82 |
| Şekil 3.7 POLKA VE BALANİS'in sonuçları (a) Yatay polarizasyon (b) Dikey polarizasyon.....  | 83 |
| Şekil 3.8 Kutunun katı modeli.....  | 83 |
| Şekil 3.9 Kutunun dikey polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....  | 84 |
| Şekil 3.10 Kutunun yatay polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....   | 84 |
| Şekil 3.11 Kutunun dikey polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....   | 85 |
| Şekil 3.12 Kutunun yatay polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....   | 85 |
| Şekil 3.13 İki kutunun katı modeli.....   | 86 |
| Şekil 3.14 İki kutunun dikey polarizasyonda SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....  | 86 |
| Şekil 3.15 İki kutunun yatay polarizasyonda SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....  | 87 |
| Şekil 3.16 İki kutunun dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları.....  | 87 |

|  |     |
|--|-----|
| Şekil 3.17 Yatay polarizasyon FKT-Eşdeğer Akımlar ile RKA sonuçları.....   | 88  |
| Şekil 3.18 F16'nın farklı görünüşleri .....  | 89  |
| Şekil 3.19 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 89  |
| Şekil 3.20 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 90  |
| Şekil 3.21 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 90  |
| Şekil 3.22 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 91  |
| Şekil 3.23 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları azimut açısı 0 derece ve yükselme açısı 0 derece .....   | 91  |
| Şekil 3.24 Helikopterin katı modeli .....  | 92  |
| Şekil 3.25 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 92  |
| Şekil 3.26 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 93  |
| Şekil 3.27 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 93  |
| Şekil 3.28 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları .....  | 94  |
| Şekil 3.29 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları dikey aydınlatma   | 95  |
| Şekil 3.30 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları dikey aydınlatma   | 95  |
| Şekil 3.31 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları 8 GHz dikey aydınlatma.....  | 96  |
| Şekil 3.32 Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları 8 GHz dikey aydınlatma.....  | 96  |
| Şekil 3.33 Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları azimut açısı 0 derece ve yükselme açısı 0 derece.....  | 97  |
| Şekil 4.1 Düzlemsel dalgayla aydınlatılan eliptik kesitli silindir .....   | 99  |
| Şekil 4.2 Eliptik silindir.....  | 105 |
| Şekil 4.3 $a = 1 m$ ve $b = 1 m$ iken $f = 1 GHz$ çembersel kesitli silindirin radar kesit alanı. ....   | 107 |
| Şekil 4.4 $a = 1 m$ ve $b = 1 m$ iken $f = 5 GHz$ çembersel kesitli silindirin radar kesit alanı. ....   | 107 |
| Şekil 4.5 $a = 0.9 m$ ve $b = 0.6 m$ iken $f = 1 GHz$ eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı. ....   | 108 |
| Şekil 4.6 $a = 0.18 m$ ve $b = 0.12 m$ iken $f = 5 GHz$ eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı. ....   | 109 |
| Şekil 4.7 $a = 3 m$ ve $b = 2 m$ iken $f = 5 GHz$ eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı. ....   | 109 |
| Şekil 4.8 Yarıçapı 0.0254 m olan mükemmel iletken bir kürenin frekansa karşı RKA değişimi.....   | 110 |
| Şekil 4.9 Yarıçapı 0.0254 m olan mükemmel iletken çembersel kesitli silindirin frekansa karşı RKA değişimi. ....   | 111 |
| Şekil 4.10 $a = 3m$ ve $b = 2m$ olan mükemmel iletken eliptik bir silindirin frekansa karşı RKA değişimi.....  | 111 |
| Şekil 4.11 $a = 0.18 m$ ve $b = 0.12 m$ iken $f = 5 GHz$ empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı ( $q = 0.51418 + i0.22532e-01$ ).....   | 113 |
| Şekil 4.12 $a = 0.18 m$ ve $b = 0.12 m$ iken $f = 5 GHz$ empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı ( $q = -0.19706e+01 + i0.24606$ ) ..... | 114 |
| Şekil 4.13 $a = 0.18 m$ ve $b = 0.12 m$ iken $f = 5 GHz$ empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı.....                                    | 114 |
| Şekil 5.1 Dikdörtgen kesitli boşluğun radar kesit alanını hesaplamak için geometri. $z = 0$ ucu açık, $z = -L$ ucu kapalıdır. ....                           | 124 |
| Şekil 5.2 Düzlemsel dalgayla aydınlatılan dikdörtgen kesitli boşluk. $z = 0$ ucu açık, $z = -d$ ucu kapalıdır. ....  | 125 |
| Şekil 5.3 Kare biçimli yer düzleminde dikdörtgen kesitli boşluk .....  | 125 |

|   |     |
|---|-----|
| Şekil 5.4 Ele alınan çeşitli kırınım modellemeleri.....   | 126 |
| Şekil 5.5 $\phi=0^\circ$ düzleminde, 5 GHz frekansında monostatik radar kesit alanı. ....   | 127 |
| Şekil 5.6 $\phi=0^\circ$ düzleminde, 8 GHz frekansında monostatik radar kesit alanı. ....   | 128 |
| Şekil 5.7 $\phi=0$ düzlemi için kenar kırınım modellerini gösteren yer düzleminde açık uçlu dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu. $(x, y, z) = (w/2, 0, 0)$ 'da $Q_{E1}$ ,<br>$(x, y, z) = (-w/2, 0, 0)$ 'de $Q_{E2}$ iki tane kırınım noktası vardır. Teğet gelme durumunda $\phi'_1 = 0$ ve $\phi'_2 = 0$ 'dır..... | 129 |
| Şekil 5.8 Şekil 5.7'de verilen geometride kırınan alanlar. ....   | 130 |
| Şekil 5.9 Açık uçlu dalgakılavuzunda yüzeyden kırınan ışınlar .....   | 131 |
| Şekil 5.10 Şekil 5.3'deki geometriden kırınan ışınlar. ....   | 132 |
| Şekil 6.1 Silindir içine yerleştirilmiş dikdörtgen kesitli boşluğun geometrik modeli. ....  | 133 |
| Şekil 6.2 Boşluğun içindeki olası saçılma modelleri .....   | 134 |
| Şekil 6.3 Silindirin dışındaki saçılmalar. İki ya da dört tane kırınım olasılığının gösterimi.....  | 134 |
| Şekil 6.4 Modal alan analiz yöntemi ile analiz edilmiş monostatik radar kesit alanı. ....   | 135 |
| Şekil 6.5 SIY yöntemi ile analiz edilmiş monostatik radar kesit alanı.....  | 136 |
| Şekil 6.6 Düzlemsel dalgayla aydınlatılan uçağın sonlu eliptik kesitli silindirik gövdesi ve gerçeğe yakın modellenmiş kokpit kısmının geometrisi .....   | 136 |
| Şekil 6.7 Kokpitin içinde olası ışın yolları.....   | 137 |
| Şekil 6.8 5 GHz frekans değerinde sadece sonlu eliptik kesitli silindir yüzeyin RKA değeri. ....  | 140 |
| Şekil 6.9 5 GHz frekans değerinde sadece kokpitin RKA değeri. ....  | 140 |
| Şekil 6.10 5 GHz frekans değerinde sonlu eliptik kesitli silindir gövde ve kokpitin RKA değeri.....   | 141 |

## TABLolar DİZİNİ

|   | <u>Sayfa</u> |
|---|--------------|
| Tablo 1 Kare plakanın çalışma zamanı (sn) .....                                       | 39           |
| Tablo 2 Frekansa göre ışın sayısı .....   | 43           |
| Tablo 3 Kutunun çalışma zamanı .....  | 49           |
| Tablo 4 İki kutu için frekansa göre ışın sayısı .....                                 | 51           |
| Tablo 5 İki kutunun çalışma zamanı .....  | 52           |
| Tablo 6 Silindir için frekansa göre ışın sayısı .....                                 | 54           |
| Tablo 7 F117 için frekansa göre ışın sayısı .....                                     | 58           |
| Tablo 8 F117'nin çalışma zamanı .....   | 58           |
| Tablo 9 X29'in çalışma zamanı .....   | 60           |
| Tablo 10 F16 için frekansa göre ışın sayısı .....                                     | 61           |
| Tablo 11 F16'nin çalışma zamanı .....   | 63           |
| Tablo 12 Helikopter için frekansa göre ışın sayısı .....                              | 66           |
| Tablo 13 Helikopterin çalışma zamanı .....  | 68           |
| Tablo 14 $Ai(-q_n) = 0$ ve $Ai'(-q'_n) = 0$ eşitliklerini sağlayan ilk 20 sıfır ..... | 152          |

## KISALTMALAR DİZİNİ

### Türkçe

|      |                                     |
|------|-------------------------------------|
| AT   | : Açıklık Tümeleşirme               |
| EKA  | : Eşdeğer Kenar Akımlar             |
| EM   | : Elektromanyetik                   |
| FKT  | : Fiziksel Kırınım Teorisi          |
| GO   | : Geometrik Optik                   |
| GKT  | : Geometrik Kırınım Teorisi         |
| FO   | : Fiziksel Optik                    |
| RKA  | : Radar Kesit Alanı                 |
| SD   | : Saçak Dalga                       |
| SIY  | : Seken Işın Yöntemi                |
| ÜGKT | : Üniform Geometrik Kırınım Teorisi |

### İngilizce

|     |                                     |
|-----|-------------------------------------|
| AI  | : Aperture Integration              |
| CAD | : Computer Aided Design             |
| GTD | : Geometrical Theory of Diffraction |
| FW  | : Fringe Wave                       |
| PO  | : Physical Optic                    |
| PTD | : Physical Theory of Diffraction    |
| RCS | : Radar Cross Section               |
| SBR | : Shooting and Bouncing Ray         |
| STL | : Stereolithography                 |
| UTD | : Uniform Theory of Diffraction     |



## 1. GİRİŞ

James Clerk Maxwell 19. yy ikinci yarısında elektromanyetiğin klasik teorisini tamamlamıştır. Maxwell eşitliklerinin ana uygulama alanı hedeflerden elektromanyetik dalgaların saçılmasının hesabıdır. Askeri hedeflerden geri saçılma 2.Dünya Savaşı'nın başlangıcından beri geniş olarak incelenmiştir. Radarın prensipleri ilk olarak 1873 yılında yayınlanan Maxwell'in eşitliklerine dayanır. Hertz 1886'da elektromanyetik dalgaların metalik ve dielektrik yüzeylerden yansıdığını göstermiştir. Aynı anda birkaç araştırmacı 2.Dünya Savaşından önce radar alanında gelişmeler yapmıştır. 2.Dünya Savaşı sırasında radar sistemleri kullanılarak elde edilen taktik avantajlar nedeniyle bu alanda araştırma ve geliştirme çalışmaları artarak devam etmiştir. Hedeflerden saçılma İkinci Dünya Savaşı sırasında radar sistemlerinin gelişiminden sonra önem kazanmaya başlamıştır. Radar uygulamalarında, hedef tarafından yakalanan elektromanyetik güç Radar Kesit Alanı (RKA) diye adlandırdığımız kuramsal bir alanla modellenir. Hedef tarafından durdurulan güç hedefin yerleşimdeki güç yoğunluğu ve RKA'nın çarpımıdır. Sonuç olarak, günümüzde bir hedefin RKA'sının hesaplanması radar mühendisliğinin önemli konularından biridir denilebilir.

Radar Kesit Alanı (RKA) herhangi bir hedefin radardaki görünürlük miktarı veya elektromanyetik (EM) dalgalar olan radar sinyallerini yansıtma miktarı olarak tanımlanabilir. RKA, kullanılan radarın özelliklerinden ve içinde bulunduğu ortam parametrelerinden bağımsızdır, hedefin geometrik özellikleri (şekli) ve yapıldığı veya kaplandığı malzemenin bir fonksiyonudur. Radarlarda, hemen hemen görünmeyen hedeflerin tasarımında bu parametrelerin değiştirilmesi RKA'nın azaltılmasına ya da artmasına sebep olmaktadır. 1970'lerin başlarında, görünmezlik teknolojisi popüler olmaya başlamıştır. RKA'sı düşük hedeflerin tasarımı için birçok çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Görünmezlik tasarımının modern görüşü Elektromanyetik Harp, operasyonel performans ve RKA azaltması arasında ideal bir denge elde etmiş olsa bile RKA azaltması görünmezlik teknolojisi açısından hala çok önemlidir. Modern radarlar düşük RKA değerine sahip hedefleri sezme yeteneğinde değildir fakat saçılma karakteristiklerine göre hedefleri inceleyebilir ve sınıflandırabilirler. RKA tasarımcılarının temel görevi güçlü modern radarlarda etkin bir şekilde görünmeyen hedefler ortaya koymaktır.

Bu noktada, görünmez hedef tasarımcıları karmaşık geometri ve malzeme ile kaplı hedeflerden elektromanyetik dalgaların saçılmasını simüle eden hesaplamalı elektromanyetiğin (computational electromagnetics) araçlarını geniş bir şekilde kullanmaktadır.

Hesaplamalı elektromanyetik yöntemleri hedeflerle elektromanyetik alanların etkileşimini modelleyen Maxwell eşitliklerinin nümerik yaklaşımına dayanır. Son on yılda bu alan görünmezlik teknolojileri için kritik olmuştur. Bu alandaki aynı yöntemler anten tasarımı ve yerleşimi, radom tasarımı, elektromanyetik uyumluluk analizi, RF parça tasarımı ve biyoelektromanyetik problemler için genişçe kullanılmaktadır.

İkinci dünya savaşından itibaren cisimlerin RKA değerlerini hesaplamak için pek çok yöntem önerilmiştir (Jenn, 1995). Geliştirilen ilk tekniklerde mikrodalga frekanslardaki elektromanyetik dalganın optik kurallarına uyduğu varsayılmıştır. Yaklaşım yöntemleri temel olarak elektriksel olarak büyük problemlerin çözümünde kullanılmaktadır. Bu yöntemler yüksek frekanslarda etkili olduğundan, bu yöntemler yüksek frekans çözüm teknikleri olarak bilinmektedir. Yüksek frekans teknikleri Fiziksel Optik (Physical Optics (PO)), Geometrik Optik (Geometric Optics (GO)), Fiziksel Kırınım Teorisi (Physical Theory of Diffraction (PTD)), Geometrik Kırınım Teorisi (Geometric Theory of Diffraction (GTD)) ve Uniform Kırınım Teorisi (Uniform Theory of Diffraction (UTD))'dir. Bu yaklaşımların çoğunda elektromanyetik dalganın cisimle etkileşmesi modellenirken kırınım (diffraction) etkileri de göz önüne alınmıştır. Temel yöntemlerden 'fiziksel optik' ve 'geometrik optik' gibi yaklaşımlar, elektromanyetik dalganın etkileşimde bulunduğu cismin yüzeyinde keskin kenarlar ve köşeler bulunmadığı durumlarda oldukça iyi tahmin değerleri vermektedir. Ancak keskin kenarların bulunduğu durumlarda kırınım etkilerini ihmal eden yöntemlerle yapılan tahminler yüksek hata payına sahiptirler. Optik yöntemlerin hata payı, cismin şekline bağlı olduğu için de tam bir analiz yapılmadan hata miktarı belirlenememektedir. 80'lerden itibaren bilgisayarların işlem kapasitesinde hızlı bir artış yaşanmıştır. Bu artışa paralel olarak RKA hesabında kullanılan yaklaşımları azaltan yöntemler de geliştirilmiştir. 1980'den sonraki dönemde RKA hesaplama teknikleri iki ana grupta sınıflandırılabilir. Temel olarak, bu teknikler optik tabanlı yaklaşımlarla çalışan yüksek frekans teknikleri ve

elektromanyetik problemi tam olarak çözmeyi hedefleyen alçak frekans teknikleridir.

Tam dalga teknikleri Maxwell denklemleri sonucu çıkarılan eşitliklerin nümerik ayırıklaştırma ve yaklaşımı yoluyla geliştirilmiştir. Moment Metot (The Methods of Moments), Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi (Finite Difference Time Domain) ve Sonlu Elemanlar Yöntemi (Finite Element Method) en genel kullanılan tam dalga yöntemleridir. Bu yöntemler bazen alçak frekans teknikleri olarak ta anılmaktadır. Alçak frekans teknikleri ile GHz bandında elektriksel olarak büyük hedefler için çözüm üretmek mümkün değildir. Fakat alçak frekans teknikleri temelde hiçbir teorik kısıtlama getirmeden cisim ile elektromanyetik dalganın etkileşimini modellerler ve ortaya çıkan hata seviyesi genellikle mühendislik yaklaşımlarının gerektirdiğinin çok altında kalır. Son yıllarda bilgisayar kapasitesindeki gelişmelerin artmasıyla yeni tam dalga çözümüne dayanan yöntemler geliştirilmiştir. Bu yeni yöntem Çok Seviyeli Hızlı Çok Kutup Yöntemi (Multilevel Fast Multi Pole Method (MLFMM))'dir ve Moment Metot formülasyonunu kullanmaktadır. MoM'dan temel farklılığı temel fonksiyonları gruplar ve bu gruplar arasında etkileşimi hesaplar. Bu değişikliğin yapılmasıyla bu yöntemle günümüzdeki süper bilgisayarlarla bile zor, hafıza ve yürütme zamanı isterleriyle dielektrik yapılar gibi elektriksel olarak büyük hedeflerin problem çözümünde kullanılmaktadır.

Görünmezlik tasarımlarında, geliştirilen bu tekniklerle birlikte günümüz hesaplama yöntemleri değerlendirildiğinde mikrodalga radar frekanslarında en etkin çözümün kırınım teorileriyle desteklenmiş yüksek frekans tekniklerinin olduğu görülmektedir. Bu tekniklerde hedef yüzeyinden tekli yansımaların yanı sıra çoklu yansımalar, gölgeleme ve kırınım etkileri de göz önüne alınmaktadır. Kırınım katkısı Fiziksel Kırınım Teorisi (FKT) ile hesaplanmaktadır. Son yıllarda Seken Işın Yöntemi (SIY) (Shooting and Bouncing Ray (SBR)) isimli yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemde çoklu yansıma ve gölgeleme etkileri çözülmektedir. SIY yöntemi GO ve FO yöntemlerin birleşiminden oluşan bir yöntemdir. Işın izleme tekniği görünmezlik tasarım uygulamalarında kullanmak için tercih edilen uygun bir yöntemdir.

Çoklu saçılma RKA hesaplamalarında önemli bir rol oynar. Boşluk yapılar çoklu saçılmanın meydana geldiği bölgelerdir. Böyle yapılar yaygın olarak RKA'ya katkıda bulunduğundan, bu problemin analizi RKA çalışmalarında önemli bir başlık

olmuştur. Genel olarak, boşluk yapıların RKA'sı modal analiz ya da tam dalga yöntemleriyle hesaplanmaktadır. Kompleks yapılar için modal analiz yöntemi yeterli değildir ve tam dalga yöntemleri de elektriksel olarak büyük problemleri çözme yeteneğinde değildir. Boşluk yapılarında Seken Işın Yöntemi (SIY) NASA tarafından desteklenen bir proje çalışmasında ilk kez 1987 yılında Chou tarafından kullanılmıştır (Chou, Ling ve Lee, 1987). Bu yöntemde, ışınlar boşluğa doğru gönderilmektedir ve GO kurallarla boşluk içinde ilerlemektedir. Ayrıca bu yöntemde boşluk duvarlarının malzeme özellikleri göz önüne alınmaktadır ve ışınların uzak alan değerlerini hesaplamak amacıyla ışınlar boşluk açıklığında yakalanmaktadır (Ling, 1989). Bir dalgaboyundan daha az açıklığa sahip boşluklarda, yani düşük frekanslarda, tam dalga yöntemi kullanılmaktadır. Birkaç dalgaboyuna sahip açık uçlu boşluklarda yüksek frekans yaklaşımı kullanılmaktadır (Ling, Lee ve Chou, 1989).

Açık uçlu dikdörtgen kesitli boşluklardan yüksek frekanslı geri saçılma iki yöntemle analiz edilmiştir. Bunlardan birincisi Dalgakılavuzu Modal Analiz yöntemi diğeri ise Seken Işın Yöntemidir. Boşluk içindeki alan bilinen dalgakılavuzu modlarına göre ifade edilir. Bilinmeyen mod katsayıları karşılıklılık (reciprocity) ilişkisi ve Kirchoff yaklaşımının uygulanmasıyla bulunur. İkinci yaklaşım ise ışın izleme yöntemidir (Ling, Chou ve Lee, 1989). Işın izleme yönteminde açıklığa gelen düzlemsel dalgadan üretilen geometrik optik ışınlar, boşluğun iç duvarlarından çoklu yansdıktan sonra boşluğun açıklığından tekrar dışarı çıkar. Her bir dışarı çıkan ışınla birleştirilen saçılan alan fiziksel optik yoluyla belirlenir. Toplam saçılan alan, her bir ışının saçılan alanının toplanmasıyla elde edilir.

Açık uçlu dalgakılavuzundan ışıma ve elektromanyetik bağlaşım problemlerinin çözümü Altıntaş, Pathak ve Liang (1988) tarafından incelenmiştir. Çok sayıda yayılan dalgakılavuzu modlarının uyarılabildiği yüksek frekans aralığında açık uçlu paralel plaka, dikdörtgen, dairesel ve sektörel kesitli dalgakılavuzu geometrilerinden elektromanyetik ışıma ve saçılma problemi Dalgakılavuzu Modal Analiz yaklaşımıyla hesaplanmıştır. Hesaplamalarda geometrik optik, açıklık alanı ve Ufimtsev kenar akım teknikleri kullanılmıştır (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988).

Literatürde yapılan incelemeler sonucunda düşük frekanslarda, Seken Işın Yöntemi (SIY)'yle elde edilen sonuçlar modal analiz yöntemiyle elde edilen sonuçlardan az da olsa sapma gösterdiği görülmüştür. Modal analiz yöntemi ile düşük frekanslarda ve SIY yöntemi ile yüksek frekanslarda doğru sonuçlar elde edilmektedir. SIY yönteminin bir avantajı da geometrik modellemede esneklik sağlaması ve dalgakılavuzu modlarının kolaylıkla bulunamadığı problemlere uygulanabilmesidir.

SIY orijinal olarak boşluk yapılar için geliştirilmiştir ama Baldauf (Baldauf, 1991) bu yöntemi açık saçıcılar için değiştirmiştir. Boşluk yapılarında, boşluktan ayrılan ışınlar boşluk açıklığında yakalanır. Oysa açık saçıcılar için en son integralin alındığı açıklığı seçmek kolay değildir. (Baldauf, 1991)'de, saçıcının kendisine denk gelen bir açıklık önerilir. Bu açıklık seçimiyle çözüm, ışınların çoklu saçılma etkilerinin de modellenmesi haricinde geleneksel FO çözüme benzerdir. Bu tez çalışmasında, bu yöntemin dayandığı formulasyon Huygens prensipleriyle açıklanmıştır.

Hem basit hem de karmaşık hedefler STL (stereolithography) ağ formatında oluşturulabilir. STL ağ formatında, hedefler üçgensel plakalardan meydana gelmektedir. Üçgensel plakaların köşe noktaları ve dik vektörleri bu formatta açıkça belirtilmektedir. RKA tipik olarak bakış açısına göre RKA değerlerinin grafiği ile tanımlanır. Bakış açısı radar konumuna göre hedefin açısıdır. Farklı tarama konfigürasyonları SIY kodunda tamamlanmıştır. Bazı durumlarda, hedef ve alıcı sabit; verici hedef etrafında dönmektedir, bazı durumlarda da verici ve alıcı sabit; hedef verici etrafında dönmektedir.

Kompleks hedefler üçgensel plakaların birleşimiyle oluşan bir geometri gibi ele alınabilir. SIY'da üçgensel plakalardan oluşmuş hedefe ışınlar gönderildiğinden ışın-üçgen kesişim testi önemlidir. Çünkü SIY'da en fazla zaman ışın-üçgen kesişim testinde sarf edilmektedir. Literatürde ilk olarak ışın-üçgen kesişim problemini çözen algoritmalar, basitçe üçgenin büyüklüğünü tanımlayan üç sınır düzlemiyle kesişimi hesaplar ve sonra kesişim noktasının kenarların içinde olup olmadığını testini yapar. SIY'da ışın-üçgen kesişim testi için kullanılan en genel yöntemlerden biri Badouel algoritması (Badouel, 1987), diğeri de Möller-Trumbore algoritmasıdır (Möller-Trumbore, 1997).

Badouel algoritmasında ilk önce ışının üçgenin yerleştiği düzlemle kesişip kesişmediği test edilir. Eğer ışın düzlemle kesişiyorsa o zaman kesişim noktasının üçgenin içinde olup olmadığı belirlenir. Kesişim noktası üçgenin içinde ise kesişim koordinatları hesaplanır (Badouel, 1987).

Möller-Trumbore tarafından ileri sürülen algoritmada; ışının üçgenin yerleştiği düzlemle kesişip kesişmediğinin test edilmesine gerek olmadığından düzlem eşitlik parametrelerine ihtiyaç yoktur, böylece hızlı ışın/üçgen kesişim testi gerçekleştirilmektedir. Bu yöntemin en büyük avantajı hafızanın iyi kullanılmasıdır. (Möller-Trumbore, 1997).

Düzgün mükemmel iletken çembersel silindirlere düzlemsel dalga saçılma kanonik probleminin asimptotik çözümü Pathak (Pathak, 1980) tarafından incelenmiştir ve çözüm için Üiform Geometrik Kırınım Teorisi (UGKT) kullanılmıştır. Pathak (Pathak, 1979) düzlemsel dalgaların mükemmel iletken çembersel kesitli silindirden saçılmasını Fock'un tekniğine benzer bir biçimde çözmüş ve bazı hüristik yaklaşımlarla toplam alanı uniform bir biçime getirmiştir. Bu çözüm yüzey sınır tabakası dışındaki geçiş bölgesinde de geçerlidir. Fock (Fock, 1965), dalgaların geniş konveks yüzeylerden kırınımını inceleyen genel bir asimptotik teori geliştirmiş ve çözümünü kanonik bir integral biçiminde vermiştir.

Paknys (Paknys,2001) sonlu çembersel silindirin içine yerleştirilmiş büyük dikdörtgen kesitli boşluğun radar kesit alanını incelemiştir. Burada kullanılan geometri hava aracında kokpit gibi yapıların analiz edilmesinde kullanılmıştır. Boşluğun içinde yayılan dalgakılavuzu modlarının analizi için Açıklık Tümlleştirme (Aperture Integration) yöntemi kullanılmıştır. Sürünen dalga etkileri Uniform Geometrik Kırınım Teorisiyle hesaplanmıştır. Silindirin dışındaki saçılmalar eğrilmiş kenar kırınım teorisiyle ele alınmıştır.

Hava aracı kokpit yapısı gerçeğe yakın modellendiği zaman geometrinin esnekliğinden dolayı modal analiz yöntemi uygulanamamıştır. Bu gibi geometrilerde ve yüksek frekanslarda Seken Işın Yöntemi (Shooting and Bouncing Ray) rahatlıkla uygulanmaktadır.

Bu tez çalışmasında, temel SIY kodu MATLAB kullanılarak geliştirilmiştir. Bu kod son açıklık integrali için seçilen açıklığın kritik olduğu açık saçıcılarda

uygulanmıştır. Çıkış açıklığında elektromanyetik alan değerleri tam olarak biliniyorsa seçilen çıkış açıklığına bakılmaksızın, uzak alan sonuçları elde edilebilir. Çıkış açıklığında alanın belirlenmesinde Huygens prensiplerinden yararlanılmaktadır. Bu prensiplere göre saçıcı yüzey Huygens yüzeyi olarak isimlendirilen bir yüzeyle kapsandığı varsayılmıştır. Açıklık yüzeyi üzerinde alınan nümerik integralde Huygens yüzeyi varsayımı sonucu oluşturulan eşitlikler kullanılmıştır. Bu koddan alınan nümerik sonuçlar FO yöntemle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. SIY, ışın izleme yeteneği sayesinde otomatik olarak gölgeleme ve çoklu yansıma problemlerini de ele almaktadır. Fakat SIY algoritması kırınım etkilerini göz önüne almadığından SIY kodu Fiziksel Kırınım Teorisi (FKT) veya Geometrik Kırınım Teorisi (GKT) gibi kırınım kodları yardımıyla görünmezlik tasarım uygulamalarında kullanılmaktadır.

Yüksek frekans tekniklerinin üç temel zayıflığından biri olan kenarlardan kırınım katkısı üzerine literatürde yer alan ve en yaygın olarak kullanılan Michaeli'nin çalışmasıdır (Micheali, 1984). Bu çalışmada Michaeli "eşdeğer kenar akımları"nı formülize etmiş ve bunları hemen hemen üç yüzyıl önce Thomas Young tarafından ortaya konmuş olan çizgisel bir ışınma integralinde kullanarak kenarlardan kırınımın hesaplanabileceğini iddia etmiştir (Michaeli, 1984). Michaeli'nin kendisi herhangi bir yazılımsal uygulama yapmamıştır. Ancak onun ortaya attığı eşdeğer kenar akımlarını kullanarak radar kesit alanı hesaplaması yapan sayısız araştırmacı mevcuttur.

Bu tez çalışmasının ikinci bölümünde; temel SIY yönteminin formülasyonu incelenmiştir. Ayrıca bu bölümde ışın-üçgen kesişim testi birkaç yöntemle analiz edilmiş ve yeni bir hızlandırılmış ışın-üçgen kesişim testi yöntemi incelenerek yaygın olarak kullanılan diğer yöntemlerle karşılaştırılmıştır. Kodun son aşaması olan saçılan alanın hesaplanmasında Huygens prensiplerinden faydalanılmış ve ayrıntılarıyla açıklanmıştır. MATLAB programıyla geliştirilen kod kare plaka, kutu, iki kutu, silindir gibi basit hedefler üzerinde test edilmiştir. Test edilmiş olan kod F117, X29, F16 ve helikopter gibi kompleks hedeflerin RKA analizi için kullanılmıştır. Üçüncü bölümde; SIY yöntemine Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımları yöntemi eklenerek kırınım etkileri incelenmiştir. Radar Kesit Alanına kırınım etkisi kare plaka, kutu, iki kutu, F-16 ve Helikopter hedeflerinde

incelenmiştir. Dördüncü bölümde; eliptik kesitli silindirlerin radar kesit alanı hem mükemmel yüzey hem de kayıplı yüzeyler için incelenmiştir. Beşinci bölümde; dikdörtgen kesitli açık uçlu boşluklarda radar kesit alanı analizi incelenmiştir. Burada problemin çözümü için iki yöntem ele alınmıştır. Bunlardan birincisi modal analiz yöntemi ve ikincisi ise ışın izleme yöntemidir. Altıncı bölümde; hava aracının gövdesi eliptik kesitli yüzey ve kokpit kısmı gerçeğe yakın olarak modellenmiştir. Hava aracının gövdesi ve kokpit kısmının RKA analizi UGKT ve SIY yönteminin birlikte kullanılmasıyla analiz edilmiştir.



## 2. SEKEN IŞIN YÖNTEMİ (SHOOTING AND BOUNCING RAY METHOD)

Bu bölümde, Seken Işın Yöntemi (SIY) açıklanacaktır. Bu yöntemde tanımlanan algoritma elektriksel olarak büyük keyfi şekillendirilmiş mükemmel iletken hedeflerin Radar Kesit Alanı (RKA)'nı hesaplayabilen ışın tabanlı bir tekniktir. Bu yöntem elektromanyetik saçılma ve anten ışınma problemlerine de uygulanmıştır. Temel olarak, algoritma ışın izleme, genlik izleme ve açıklık üzerinden integral alma kısımlarından oluşmaktadır.

Algoritmanın ana blokları Bölüm 2.1'de, ışının tanımı Bölüm 2.1.1'de, ışın-yüzey kesişim testi ve yansıyan ışın Bölüm 2.1.2'de ve algoritmanın son adımı olan açıklık üzerinden integral alma Bölüm 2.1.3'de ayrıntılarıyla açıklanacaktır. Bölüm 2.1.4'de SIY yönteminin boşluk (cavity), basit ve karmaşık hedeflerden saçılma uygulamaları incelenecektir. SIY kodun nümerik sonuçları Fiziksel Optik (FO) yöntemle hesaplanan sonuçlarla karşılaştırılacaktır. Bu iki yöntemin avantaj ve dezavantajları anlatılacaktır.

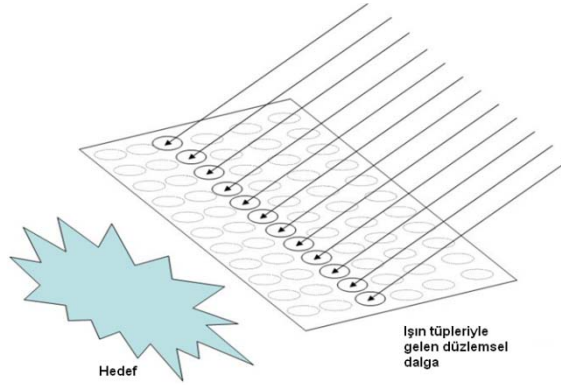
### 2.1. Seken Işın Yöntemi (SIY) Formülasyonu

Seken Işın Yöntemi (SIY)'ni biraz açıklamak gerekirse; SIY, geometrik optik temeller üzerine kurulu bir yöntemdir (Ling, Chou ve Lee, 1989). Bu yöntem ile saçılma analizi üç aşamada gerçekleştirilir. İlk aşamada, aydınlatma kaynağının niteliklerine ve saçıcı cismin büyüklüğüne göre hesaplama sırasında kullanılacak ışınlar belirlenir. Burada aydınlatma kaynağının düzlemsel mi yoksa noktasal bir kaynak mı olduğu, gelen dalganın hangi yönde ilerlediği, polarizasyon durumunun ne olduğu, frekans değeri gibi parametreler belirleyici rol alırlar. İkinci aşamada, her bir ışının takibi yapılır ve cisim ile etkileşimi hesaplanır. Bu aşamanın fiziksel temelleri, Snell kanunlarının uygulanmasına ve Fresnel yansıma katsayılarının hesaplanmasına dayanır. Seken Işın Yönteminde en çok hesaplama gücü gerektiren kısım bu aşamadır. Üçüncü aşamada her ışının saçılan alana (ve dolayısıyla RKA değerine) katkısı hesaplanmaktadır. Saçılan alan ışın-tüp integrasyon yönteminde Huygens prensiplerine göre hesaplanmaktadır.

Seken Işın Yöntemi (SIY)'nin Fiziksel Optik (FO) yaklaşımına göre iki ana avantajı vardır. Bunlardan birincisi, gölgeleme etkileri fiziksel optik yaklaşımda yoğun bir

çabayla hesaba katılırken SIY yöntemi gölgeleme problemine doğal bir çözüm getirmektedir. SIY uygulamasında “dalga boyu kare” başına ortalama 100 ışın atılmaktadır. Bunun sonucunda, her hangi bir üçgen bölme veya buna benzer özyineli algoritmaların kullanımına gerek kalmadan aydınlık-gölge ayrımı dalgaboyunun onda biri hassasiyetle hesaba katılmaktadır. İkinci üstünlük çok daha önemlidir. Geri saçılma olayına en kuvvetli katkı çoklu yansıma sonucunda oluşur. Fiziksel Optik yaklaşımında çoklu yansıma hesaba katılmazken SIY yönteminde gerçekleştirilen ışın takibi çoklu yansımayı mümkün olduğunca hassas bir şekilde modellemektedir.

Keyfi şekillendirilmiş bir hedef ve bu hedefi aydınlatan gelen düzlemsel dalga Şekil 2.1’de gösterilmektedir.



**Şekil 2.1** Hedef ve hedefi aydınlatan gelen düzlemsel dalga

### 2.1.1. Işının tanımı

Gelen düzlemsel dalgayı modellemek amacıyla, paralel ışınlar gelme yönünde alınır. Her bir ışının başlangıç noktası olan orijin vektörü aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Glassner, 1989).

$$\bar{P} = \bar{P}_{orijin} = x_0\hat{x} + y_0\hat{y} + z_0\hat{z} \quad (2.1)$$

Işına ilişkin yön vektörü de

$$\hat{D} = x_d\hat{x} + y_d\hat{y} + z_d\hat{z}, \quad x_d^2 + y_d^2 + z_d^2 = 1 \quad (2.2)$$

ifadesindeki gibidir. Gelen ışınların yön vektörünün kartezyen koordinat sistemindeki bileşenleri  $x_d = -\sin \theta^i \cos \phi^i$ ,  $y_d = -\sin \theta^i \sin \phi^i$  ve  $z_d = -\cos \theta^i$

şeklindedir. Başlangıç ve yön vektörleriyle tanımlanan ışının denklemi aşağıdaki gibi verilir.

$$\bar{R}(t) = \bar{P} + t\hat{D} \quad (2.3)$$

$$(x_1, y_1, z_1) = (x_0, y_0, z_0) + (x_d, y_d, z_d)t \quad (2.4)$$

Burada  $t$  ışının boyutu,  $\bar{R}(t)$  bitiş noktasının koordinatlarını ifade eder.  $\theta^i$  ve  $\phi^i$  geliş yönünü gösteren açılardır.

### 2.1.2. Işın üçgen kesişim testleri ve yansıyan ışın

Bu aşama yansıma yüzeyinin bulunması, yüzey normalinin hesaplanması, yansıma noktasının bulunması, bu noktanın ışının başlangıç noktasına uzaklığının, gelen ışına ilişkin alanın genlik ve fazının hesaplanması, yansıma ve iletim vektörlerinin bulunması, yansıyan ve iletilen ışınlarla ilişkin alan genliklerinin hesaplanmasını içerir.

Işın alıcıya ulaşıncaya kadar üçgensel plakalardan oluşmuş hedef ile kesişim testinin gerçekleştirilmesi gerekir. Kesişim gerçekleşiyorsa yansıma düzlemi, yansıma ve iletim vektörleri ve yansıma noktası bulunur. Yansıma ve kırınım noktalarının tam yerleri, yansıyan ve kırınan alanların polarizasyon bileşenlerinin ve izlerinin hesaplanabilmesi için temeldir. Bu noktaya ulaşan ışının alanı hesaplanır.

İlk olarak ışın-üçgen kesişim problemini çözen algoritmalar basitçe üçgenin büyüklüğünü tanımlayan üç sınır düzlemiyle kesişimi hesaplar ve sonra kesişim noktasının kenarların içinde olup olmadığının testini yapar. Bu yaklaşım önemli bir depolama düzlemi gerektirir.

Işın-üçgen kesişim testi mantıksal olarak iki adımdan oluşur.

- Işının orijininin ışının üçgen düzlemiyle kesiştiği uzaklık hesaplanır ve en yakın kesişimin ve uzaklığın sifıra eşit ya da büyük olup olmadığı test edilir. Buna uzaklık testi denir.
- Işın düzlem kesişim noktasının üçgenin içinde olup olmadığı test edilir. Buna açıklık (aperture) testi denir.

Literatürde yayınlanan algoritmaların çoğunda genel strateji olarak ilk önce uzaklık testi yapılır, eğer uzaklık testinden geçmezse döngüden erken çıkış yapılır ve açıklık (aperture) testine geçilir. Işın-üçgen testini daha hızlı yapmanın bir yolu da uzaklık testinden önce açıklık (aperture) testini yapmaktır. Bu çözüm yönteminde asıl problem hızlı açıklık (aperture) testini uzaklık hesaplamaları gerektirmeyecek şekilde gerçekleştirmektir ve hızlı açıklık testi Plücker koordinatları kullanılarak yapılmaktadır.

Bu çalışmada hesaplamalarda temel olarak üç ışın-üçgen kesişim algoritması kullanılmıştır, bunlardan birincisi Badouel's algoritması (Badouel, 1990), ikincisi Möller-Trumbore algoritması (Möller-Trumbore, 1997) ve üçüncüsü Plücker koordinatlarını kullanan algoritma (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007)'dir. Bu algoritmalar aşağıdaki alt bölümde sırasıyla açıklanmıştır.

### **2.1.2.1 Badouel yöntemi**

Saçıcı yüzeyi  $z = f(x, y)$  eşitliği ile ifade edilmektedir. Şekil 2.2'de gösterildiği gibi ışınların ve yüzeyin kesişim noktası yüzey ve ışın eşitliklerinin eş zamanlı çözülmesiyle bulunmaktadır (Badouel, 1990). Örneğin saçıcı yüzey bir plaka ise (yani yüzey düzlem ise), aşağıdaki gibi kesişim noktası bulunur; düzlem, düzlem üzerindeki bir nokta ( $Q$ ) ve düzlemin dik birim vektörüyle ( $\vec{N}$ ) tanımlanmaktadır. Herhangi bir ( $P$ ) noktası plaka üzerindeyse

$$\vec{N}(P - Q) = 0 \quad (2.5)$$

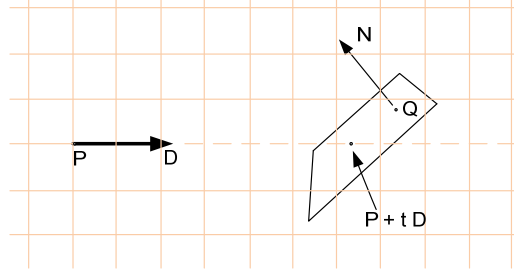
ile ifade edilmektedir. Işın ve düzlem eşitliğinin birlikte çözülmesiyle aşağıda verilen eşitlik elde edilmektedir.

$$\vec{N} \times (P + tD - Q) = 0 \quad (2.6)$$

Burada

$$t = \frac{\vec{N}(Q - P)}{\vec{N} \times \vec{D}} \quad (2.7)$$

olur.



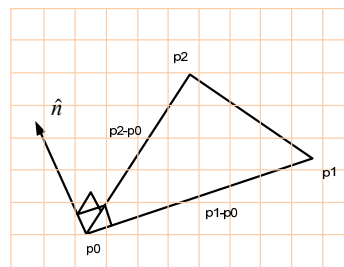
**Şekil 2.2** Işın ve üçgenin yerleştiği düzlemin gösterimi

Plaka, küre ya da silindir gibi basit şekiller için yüzeyin şeklini bir tek kesin eşitlikle tanımlamak mümkündür. Kompleks hedefler üçgensel plakaların birleşimiyle oluşan bir geometri gibi ele alınabilir. Bu durumda bir üçgenle bir ışının kesişimi basit şekillerden daha karmaşıktır. Temel olarak, ışın-üçgen kesişimi iki adımda yapılır;

- Işın ve üçgen düzlemi kesişimi
- Kesişim noktasının üçgenin içinde olup olmadığının kontrol edilmesi

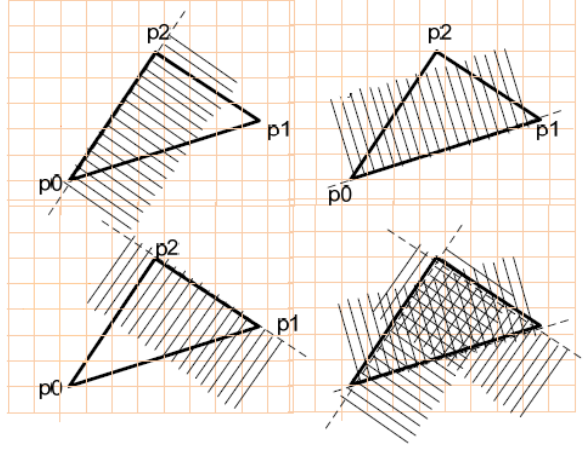
Işın-düzlem kesişimi Eş.2.5, Eş.2.6 ve Eş.2.7'de açıklanmaktadır. Kesişim noktası bulunduktan sonra, noktanın üçgenin içinde olup olmadığına karar verilmelidir. Üçgen Şekil 2.3'de gösterildiği gibi  $p_0$ ,  $p_1$  ve  $p_2$  üç köşesiyle tanımlanmaktadır. Üçgenin dik birim vektörü ( $\vec{n}$ ) sağ el kuralıyla tanımlanır ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\vec{n} = \overrightarrow{(p_1 - p_0)} \times \overrightarrow{(p_2 - p_0)} \quad (2.8)$$



**Şekil 2.3** Sağ el kuralıyla tanımlanan üçgen

Üçgen Şekil 2.4'de gösterildiği gibi üç yarı düzlemin kesişimidir. Üçgenin her bir kenarı aynı hizada yer alır ve nokta üç çizginin her birinin doğru kenarındaysa nokta üçgenin içindedir (Marschner, 2003).



**Şekil 2.4** Bir noktanın üçgenin içinde olup olmadığını test etme

Bu tanım kullanılarak, bir nokta her bir kenarın sol kenarındaysa nokta üçgenin içindedir. Vektör çarpımıyla,  $x$  noktasının aşağıdaki eşitliklerle (bkz. Eş.2.9, Eş.2.10 ve Eş.2.11) kenarın sağında ya da solunda olup olmadığına karar verilebilir.

Üçgenin üç köşesi ve kesişim noktası üç boyutlu uzayda olduğundan, saat yönünü/saatin ters yönünü hesaplamak için en kolay yol vektör çarpımı kullanmaktır.  $\vec{n}$  birim vektörünün yüzeyden dik dışarı doğru olması önemlidir. Noktanın üçgenin içinde olup olmadığını test etmek için aşağıdaki eşitlikleri sağlamanı gereklidir.

$$\left[ \overrightarrow{(p_1 - p_0)} \times \overrightarrow{(x - p_0)} \right] \cdot \vec{n} \geq 0 \quad (2.9)$$

$$\left[ \overrightarrow{(p_2 - p_1)} \times \overrightarrow{(x - p_1)} \right] \cdot \vec{n} \geq 0 \quad (2.10)$$

$$\left[ \overrightarrow{(p_0 - p_2)} \times \overrightarrow{(x - p_2)} \right] \cdot \vec{n} \geq 0 \quad (2.11)$$

Işın üçgen testinde kullanılan diğer bir yöntemde Möller-Trumbore (Möller-Trumbore, 1997) tarafından geliştirilmiştir ve Möller-Trumbore (Möller-Trumbore, 1997) bir ışın ile bir üçgenin kesişip kesişmediğini belirleyen açık bir algoritma tanımlamışlardır. Bu yöntemin avantajı, önceden hesaplanan düzlem eşitliğine gerek olmadığından hızlı ışın/üçgen kesişim testi gerçekleştirmesidir.

Möller-Trumbore yöntemini aşağıdaki gibi açıklayabiliriz.

### 2.1.2.2 Möller-Trumbore yöntemi

$O$  orijinli ve normalize edilmiş  $D$  yönüne sahip bir ışın  $R(t)$  aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\bar{R}(t) = \bar{O} + t\bar{D} \quad (2.12)$$

Bir üçgen  $V_0$ ,  $V_1$  ve  $V_2$  uç ucuyla tanımlanır. Işın/üçgen kesişim probleminde, ışın ile üçgenin kesişimini belirlemek istiyoruz. Badouel's algoritmasında ilk önce ışın ve üçgenin yerleştiği düzlemin kesişimi hesaplanır, sonra kesişim noktasının üçgenin kenarlarının içinde olup olmadığı test edilir.

Möller-Trumbore (Möller-Trumbore, 1997) algoritması sadece depolanması gereken köşelerin minimum depolanmasını kullanır ve herhangi bir ön işlemciye gerek yoktur. Üçgen ağlar için, bellek tasarrufu tepe noktası paylaşma miktarına bağlı olarak yaklaşık %25 ile %50 arasında değişmesi önemlidir. Bu algortmada dönüşüm yapılır ve ışının orijinine uygulanır. Dönüşüm, kesişim uzaklığı ( $t$ ) ve kesişim koordinatları  $(u, v)$  içeren vektörleri sağlamaktadır.

#### Kesişim Algoritması

Üçgen üzerinde bir nokta  $T(u, v)$  aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$T(u, v) = (1 - u - v)V_0 + uV_1 + vV_2 \quad (2.13)$$

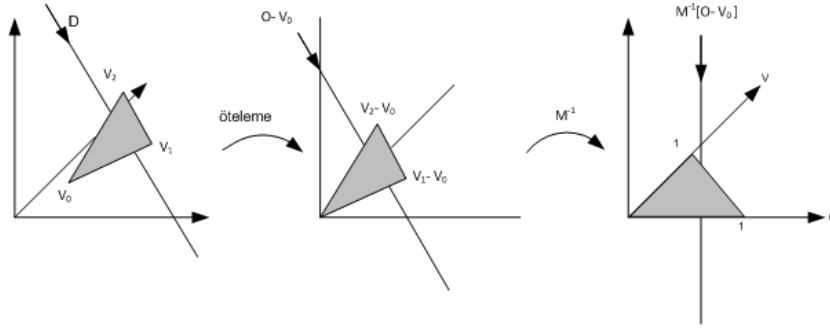
Burada  $(u, v)$  barisentrik koordinatlardır,  $u \geq 0$ ,  $v \geq 0$  ve  $u + v \leq 1$  sağlamalıdır.  $R(t)$  ışını ve  $T(u, v)$  üçgeni arasında kesişimi hesaplarken  $R(t) = T(u, v)$ 'e eşit alınmaktadır ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$O + tD = (1 - u - v)V_0 + uV_1 + vV_2 \quad (2.14)$$

Bu eşitlik aşağıdaki gibi de ifade edilebilir.

$$\begin{bmatrix} -D & V_1 - V_2 & V_2 - V_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ u \\ v \end{bmatrix} = O - V_0 \quad (2.15)$$

Işının orijin ve kesişim noktası arasındaki uzaklığı ( $t$ ) ve barisentrik koordinatları  $(u, v)$  Eş.2.15'deki lineer sistem eşitliklerinin çözülmesiyle bulunur.



**Şekil 2.5** Işın orijinin tabanının değişimi ve ötelenmesi

Eş.2.15, Şekil 2.5'de gösterildiği gibi üçgenin bir köşesi orijine ötelenmesi ve  $x$  eksenine uyumlu hale getirilmiş ışının yönü ile üçgenin  $y$  &  $z$  yönünde birim üçgene dönüştürülmesi gibi geometrik olarak düşünülebilir (Burada  $M = [-D, V_1 - V_0, V_2 - V_0]$  Eş.2.15'deki matrisdir).

$E_1 = V_1 - V_0$ ,  $E_2 = V_2 - V_0$  ve  $T = O - V_0$  göstermektedir, Eş.2.15'deki çözüm Kramer kuralı kullanılarak elde edilir.

$$\begin{bmatrix} t \\ u \\ v \end{bmatrix} = \frac{1}{|-D, E_1, E_2|} \begin{bmatrix} |T, E_1, E_2| \\ |-D, T, E_2| \\ |-D, E_1, T| \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

$|A, B, C| = -(A \times C) \cdot B = -(C \times B) \cdot A$  eşitliği lineer cebirden bilinmektedir ve Eş.2.16 aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\begin{bmatrix} t \\ u \\ v \end{bmatrix} = \frac{1}{(D \times E_2) \cdot E_1} \begin{bmatrix} (T \times E_1) \cdot E_2 \\ (D \times E_2) \cdot T \\ (T \times E_1) \cdot D \end{bmatrix} = \frac{1}{P \cdot E_1} \begin{bmatrix} Q \cdot E_2 \\ P \cdot T \\ Q \cdot D \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Burada  $P = (D \times E_2)$  ve  $Q = (T \times E_1)$ ' dir.

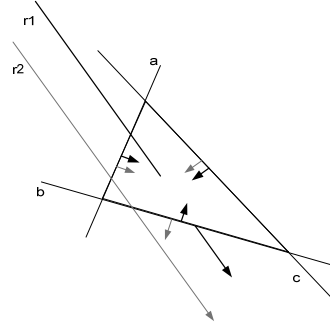
Işın üçgen kesişim testini hızlandırmak için kullanılan diğer bir yöntemde Plücker testidir. Bu yöntemle yapılan kesişim testi Möller-Trumbore'den daha hızlıdır. Plücker testinin detaylı açıklaması aşağıdaki bölümde verilmiştir.

### 2.1.2.3 Plücker test yöntemi

Plücker testinin temel fikri ışının koordinatlarını (yani başlangıç noktası ve yönü) ve üçgenin kenarlarını Plücker koordinatlarda depolamaktır. Bu yöntemin



kullanılması eşitlikte ışına doğru kenarların yönlenimi test etmeyle kolay kesişim testine izin verir. En son kesişim uzaklık parametresi ve ondan sonra kesişim noktası hesaplanır (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).



**Şekil 2.6** Plücker test gösterimi

Şekil 2.6 Plücker testini örneklemektedir ve a, b, c üçgenin kenarlarını göstermektedir. Şekil 2.6'da gösterilen üçgenin her bir kenarındaki siyah renkli oklar  $r_1$  ışınına yönlendiğinden  $r_1$  ışını üçgeni kesmektedir. Üçgenin her bir kenarındaki gri renkli oklar  $r_2$  ışınına doğru yönlenmediğinden  $r_2$  ışınının üçgeni kesmediği görülmektedir.

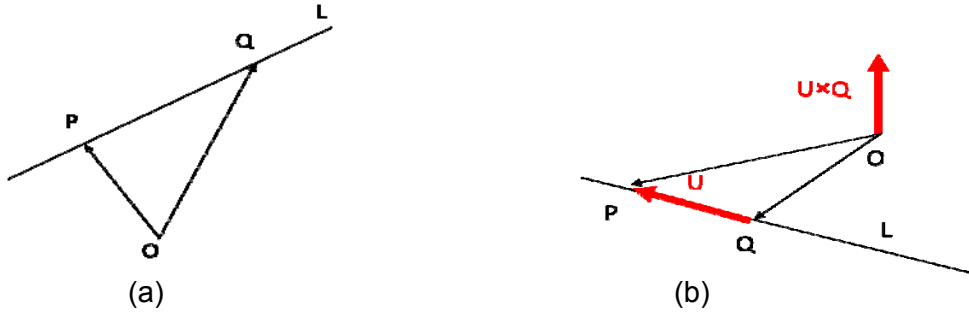
Literatürdeki algoritmaların çoğunda genel strateji ilk önce uzaklık testini yapmak ve uzaklık testini geçmezse döngüden erken çıkıp açıklık testine atlamaktır. Yapılan çalışmalar sonunda bu uygulamanın en iyi yöntem olmadığı fark edilmiştir. Açıklık testinin sonuçlarını kullanarak ilk önce çıkış testi yapmanın ilk önce uzaklık testi yapmadan daha faydalı olduğu anlaşılmıştır. Problem sadece uzaklık hesaplamalarını içermeyen hızlı bir açıklık testi yapan algoritma geliştirmektir ve bu algoritma Plücker koordinatları kullanılarak tam olarak çözülmüştür. Aşağıdaki bölümde Plücker koordinatları ile ilgili detaylı bilgi verilmiştir.

### **Plücker koordinatları**

Geometride, 19 yy.'da Julius Plücker tarafından ortaya konulan Plücker koordinatları izdüşümsel 3-boyutlu uzayda ( $P^3$ ) her bir hat için 6 homojen koordinat tahsis eden bir yoldur. Plücker koordinatları doğal olarak geometrik cebirde ortaya çıkmıştır ve bilgisayar grafiklerinde işe yaramaktadır.

### **Geometrik sezgi**

3-boyutlu Öklid uzayında  $L$  hattı içerdiği iki farklı noktayla ya da noktaları içeren iki farklı düzlemlle belirlenir.



**Şekil 2.7** (a) Bir hatta iki noktanın gösterimi (b) hat üzerinde iki noktanın yönü ve momentinin gösterimi

Şekil 2.7’de gösterildiği gibi  $P$  noktası  $P = (p_1, p_2, p_3)$  ve  $Q$  noktası  $Q = (q_1, q_2, q_3)$  olarak ele alındığında  $P$ ’ den  $Q$ ’ya yer değiştirme vektörü noktalar farklı olduğunda sıfır değildir ve hattın yönünü göstermektedir.  $L$  hattı üzerindeki, noktalar arasında her yer değiştirme  $U = P - Q$ ’ in skalar çarpımıdır. Birim kütleli fiziksel taneciği  $P$ ’den  $Q$ ’ya hareket ettirsek orijin etrafında bir momente sahip olacaktır. Geometrik eşdeğeri yönü  $L$ ’yi içeren düzlem ve orijine dik olan bir vektördür ve uzunluğu yer değiştirme ve orijinle şekillenen üçgenin alanının iki katına eşittir. Moment  $U \times Q$ ’ dur ve “ $\times$ ” işareti vektör çarpımı göstermektedir. Üçgenin alanı üçgenin tabanı gibi ele alınan  $P$  ve  $Q$  arasındaki bölümün uzunluğuyla orantılıdır ve hat boyunca tabanın kaydırılmasıyla değişmez, kendisine paraleldir. Moment vektörün tanımında da belirtildiği gibi hat boyunca her yer değiştirmeye diktir, böylelikle  $U \cdot V = 0$ ’ dir burada “ $\cdot$ ” işareti vektör dot çarpımı gösterir.  $(U : V) = (u_1 : u_2 : u_3 : v_1 : v_2 : v_3)$  koordinatları  $L$ ’ in homojen koordinatlarıdır.

### **Cebirsel tanımı**

3-boyutlu izdüşümsel uzayda  $(P^3)$ ,  $L$  hattı sırasıyla  $(p_x : p_y : p_z : 1)$  ve  $(q_x : q_y : q_z : 1)$  homojen koordinatlarla  $P$  ve  $Q$  farklı noktaları içerir. Bu koordinatlar  $M$  matrisinin sütunlarına yerleştirildiğinde  $4 \times 2$ ’lik bir matris oluşturur.

$$M = \begin{bmatrix} p_x & q_x \\ p_y & q_y \\ p_z & q_z \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

$P$  ve  $Q$  farklı noktalar olduğundan,  $M$ 'in sütunları lineer bağımsızdır ve rank 2'dir.  $L$  hattının plücker koordinatları  $L = \{P - Q : P \times Q\}$  aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\underbrace{\begin{vmatrix} p_x & q_x & | & p_y & q_y & | & p_z & q_z \\ 1 & 1 & | & 1 & 1 & | & 1 & 1 \end{vmatrix}}_{P-Q} \underbrace{\begin{vmatrix} p_y & q_y & | & p_z & q_z & | & p_x & q_x \\ p_z & q_z & | & p_x & q_x & | & p_y & q_y \end{vmatrix}}_{P \times Q} \quad (2.19)$$

Bir üçgenin kenarlarının Plücker katsayıları ile ifade edilmesi aşağıdaki gibi açıklanır.

Bir üçgenin köşeleri  $(x_0, y_0, z_0)$ ,  $(x_1, y_1, z_1)$  ve  $(x_2, y_2, z_2)$  saatin ters yönünde yerleştirildiğinde A, B ve C kenarlarının Plücker koordinatları aşağıdaki 18 katsayıyla ifade edilir (Shoemake, 1998).

| A                             | B                             | C                             |
|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| $A_0 = x_0 * y_1 - x_1 * y_0$ | $B_0 = x_1 * y_2 - x_2 * y_1$ | $C_0 = x_2 * y_0 - x_0 * y_2$ |
| $A_1 = x_0 * z_1 - x_1 * z_0$ | $B_1 = x_1 * y_2 - x_2 * y_1$ | $C_1 = x_2 * z_0 - x_0 * z_2$ |
| $A_2 = x_0 - x_1$             | $B_2 = x_1 * z_2 - x_2 * z_1$ | $C_2 = x_2 - x_0$             |
| $A_3 = y_0 * z_1 - y_1 * z_0$ | $B_3 = y_1 * z_2 - y_2 * z_1$ | $C_3 = y_2 * z_0 - y_0 * z_2$ |
| $A_4 = z_0 - z_1$             | $B_4 = z_1 - z_2$             | $C_4 = z_2 - z_0$             |
| $A_5 = y_1 - y_0$             | $B_5 = y_2 - y_1$             | $C_5 = y_0 - y_2$             |

A, B ve C kenarları için Plücker katsayıları ile elde edilen eşitlikler incelendiğinde

$$A_2 + B_2 + C_2 = x_0 - x_1 + x_1 - x_2 + x_2 - x_0 = 0 \quad (2.20)$$

$$A_4 + B_4 + C_4 = z_0 - z_1 + z_1 - z_2 + z_2 - z_0 = 0 \quad (2.21)$$

$$A_5 + B_5 + C_5 = y_1 - y_0 + y_2 - y_1 + y_0 - y_2 = 0 \quad (2.22)$$

olduğu görülmüştür. Bu yüzden,

$$C_2 = -A_2 - B_2 \quad (2.23)$$

$$C_4 = -A_4 - B_4 \quad (2.24)$$

$$C_5 = -A_5 - B_5 \quad (2.25)$$

olur. Bu durumda üçgen için 18 Plücker katsayısı yerine sadece 15 Plücker katsayısını depolamak yeterlidir ve böylece bellekte %17 tasarruf sağlanmış olur.

Üçgen yüzeyinin normalize olmamış dik birim vektörü aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (Erickson, 1997).

$$n_i = A_3 + B_3 + C_3 \quad (2.26)$$

$$n_j = -A_1 - B_1 - C_1 \quad (2.27)$$

$$n_k = A_0 + B_0 + C_0 \quad (2.28)$$

### **Plücker testinin temelleri**

Plücker koordinatları altı sayı kullanarak üç boyutlu uzayda yönlendirilmiş hatları tanımlamanın alternatif bir yoludur. Bu sayıların iç çarpımı değiştirilerek altı boyutlu yapılmasıyla iki yönlendirilmiş hattın kesişip kesişmediği ya da birinin bir kenarı ya da diğerini geçip geçmediği belirlenebilir (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).

Kenarları ve bir ışını tanımlayan altı boyutlu vektörler aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$e_0 = \{p - p_0, p \times p_0\} \quad (2.29)$$

$$e_1 = \{p_1 - p, p_1 \times p\} \quad (2.30)$$

$$e_2 = \{p_0 - p_1, p_0 \times p_1\} \quad (2.31)$$

$$R = \{d \times o, d\} \quad (2.32)$$

Işın çarpma testi aşağıdaki altı boyutlu vektörlerin üç dot çarpımının aynı işarete sahip olup olmadığı ile yapılır.

$$t_0 = (e_0, R), \quad t_1 = (e_1, R), \quad t_2 = (e_2, R) \quad (2.33)$$

Hızlı test, ön hesaplama ve üçgen kenarlarının  $(e_0, e_1, e_2)$  Plücker koordinatlarında depolanmasıyla yapılır.

### **Kesişim algoritması**

Aşağıdaki alt bölümlerde Plücker koordinatlarıyla ışın-üçgen kesişim testini hızlandırmak için teknikler tanımlanmaktadır. İlk alt bölümde, rendering sürecinde gerekli hesaplama miktarı, sahneyi çok verimli kullanılabilen veri yapısına önışleyerek nasıl azaltıldığı anlatılmaktadır. İkinci alt bölümde, bir önceki alt bölümde önışleme veri biçimini kullanan Plücker testi ayrıntılarıyla anlatılmaktadır. En son alt bölümde, tüm kesişim testinin nasıl olduğu anlatılmaktadır (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).

### **Önceden hesaplanan üçgen bilgisi**

Ön işleme aşamasında, bir üçgen hakkındaki bütün bilgi, yani sadece normalize olmuş dik birim vektör, üçgenin  $p$  köşesi ve iki kenarı ( $e_0$  ve  $e_1$ ) için koordinatları tekrar indekslemeye dayanır.

#### **Dik birim vektörü saklama:**

Üçgenin dik birim vektörü  $\hat{n} = (n_0, n_1, n_2)$  gibi belirlenir. Dik bileşenlerden birinin 1'e eşit olacağı farzedilir ve tanımlanan kesişim algoritması herhangi bir dik uzunluk

gerektirmediğinden saklanmasına gerek yoktur. İzdüşüm testine benzer olarak, en büyük genlikli dik bileşen seçilebilir ve bütün uygun değerler bu bileşenin tersiyle ölçeklenebilir. Özellikle,  $w$  indeksi üçgenin dik bileşenlerinin mutlak değerinin maksimumuyla tanımlanabilir.

$$n_w = \max(\text{abs}(n_i)) \text{ burada } i = 0,1,2 \quad (2.34)$$

Sonra kalan iki bileşen  $(u, v)$  belirlenir:

$$nu = n_u / n_w \quad (2.35)$$

$$nv = n_v / n_w \quad (2.36)$$

burada  $u < v$  ve  $u + v + w = 3$ .

En büyük genlik düşürülen dik bileşenin seçimi için gerekli koşul değildir. Tercihen, herhangi bir sıfır olmayan bileşen kullanılabilir ama küçük genlik hassasiyeti etkileyebilir.

#### Üçgenin köşe verisini saklama

$u, v$  indisli üçgenin  $p$  köşesinin iki bileşeni basitçe  $pu$  ve  $pv$ 'de saklanır.

$$pu = p_u \quad (2.37)$$

$$pv = p_v \quad (2.38)$$

$p$  köşesinin ve ölçeklenmiş dik birim vektörün skalar çarpımı  $np$ 'de saklanır.

$$np = (nu * p_u + nv * p_v + p_w) \quad (2.39)$$

Dot çarpım yerine  $p$ 'nin  $p_w$  bileşenini saklamak mümkündür ama dot çarpım saklama kaydedilecek ilave işlemlere ve test/kesişim aşamasında en iyi kayıt kullanımına izin verir.

#### Üçgenin kenar verilerini saklama

Kenarların  $(e0, e1)$  herbirinin sadece  $u, v$  indisli iki bileşeninin  $(e0u, e0v, e1u, e1v)$  saklanması gereklidir. Özellikle, bir kenar üç boyutlu vektör olmasına rağmen,  $w$  indeksine sahip bileşenin saklanmasına gerek yoktur.  $e1$ 'de olduğu gibi  $e0$ 'ında tamamen ölçeklenmiş bileşenleri aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$e0u = (-1)^w e_{0u} / n_w \quad (2.40)$$

$$e0v = (-1)^w e_{0v} / n_w \quad (2.41)$$

$$e1u = (-1)^w e_{1u}/n_w \quad (2.42)$$

$$e1v = (-1)^w e_{1v}/n_w \quad (2.43)$$

$w$  indisinin kendisi saklanır ve kesişim testi/hesaplama aşamasında koordinat bileşenlerini indeksleme geri yükleme için kullanılır. Diğer iki indis ( $u, v$ ) önişleme ve kesişim testi aşamalarında kullanılan bir eğilim olarak ( $u < v$ ) ya da ( $v < u$ ) kurallarından birini alarak geri yüklenebilir.

### **Kesişim algoritması**

Işın üçgen kesişim problemi basit lineer sistemlerin çözümüne yol açar.

$$p + ue0 + ve1 = o + dt \quad (2.44)$$

Işın üçgene çarparsa,

$$u + v \leq 1 \quad (2.45)$$

$$u, v, t \geq 0 \quad (2.46)$$

Burada tanımlanan kesişim algoritması iki yonteme dayanarak bir üçgenle çalışır.

- a) Plücker koordinatlarına dayanan hızlı çarpma testi: Bir üçgenin üç kenarını kullanarak ışın hesaplama, ışının her bir kenara karşı ve kenara göre saat yönünde ya da saatin ters yönünde olup olmadığına göre belirlenir. Işın üçgenin içindeyse, ışın üçgenle kesişir.
- b) Kesişim noktası hesaplama: Işın çarpma testini geçerse, kesişim noktası barisentrik koordinatları ( $u, v$ ) ve skalar  $t$  uzaklığı Eş.2.44'deki lineer sistem eşitliklerinin çözülmesiyle hesaplanır.

### **Plücker koordinatlarına dayanarak hızlı çarpma testi**

Bu bölümde hızlı çarpma testinin matematiksel ifadesi tanımlanmaktadır. “det”, “dett”, “detu” ve “detv” verimli hesaplamada yeniden kullanım için tanıtılan geçici değişkenlerdir. Bu geçici değişkenlerin adlandırılması hesaplanan değerleri matematiksel anlamda göstermek için seçilmiştir (örneğin, “det” yukarıda tanımlanan ışın-üçgen kesişim eşitliğinin lineer sistemin determinatıyla orantılı bir değerdir). “Du” ve “Dv” verimli hesaplamada yeniden kullanmak için tanıtılan geçici değerlerdir.

$$det = d_u * nu + d_v * nv + d_w \quad (2.47)$$

$$dett = np - (o_u * nu + o_v * nv + o_w) \quad (2.48)$$

$$Du = d_u * dett - (pu - o_u) * det \quad (2.49)$$

$$Dv = d_v * dett - (pv - o_v) * det \quad (2.50)$$

$$detu = (e1v * Du - e1u * Dv) \quad (2.51)$$

$$detv = (e1v * Du - e1u * Dv) \quad (2.52)$$

Yukarıdaki değerler belirlendiğinde  $det - detu - detv$ ,  $detu$  ve  $detv$  değerlerinin hepsinin aynı işarete sahip  $detv = (e0u * Dv - e0v * Du)$  olup olmadığını gösteren “mask” hesaplanabilir.

$$tmpdet0 = det - detu - detv \quad (2.53)$$

$$tmpdet0 = tmpdet0 \text{ XOR } detu \quad (2.54)$$

$$tmpdet1 = detv \text{ XOR } detu \quad (2.55)$$

$$tmpdet0 = NOT(tmpdet0 \text{ OR } tmpdet1) \quad (2.56)$$

Test değerleri aynı işarete sahip olduğunda ve paketteki ilgili ışınlar üçgene çarptığında  $tmpdet0$ ' in elemanlarının işaret bitleri 1'e ayarlanmış olacaktır.  $detu$ ,  $detv$  ve  $tmpdet0$  yukarıda söz edilen Plücker koordinatlarının iç çarpımına eşit olduğu gösterilebilir (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).

### **Eksene yönlendirilmiş üçgenler için geliştirilmiş çarpma testi**

Eksen bağlantılı üçgenler sadece sıfır olmayan bir dik koordinata sahiptir. Bu durumda  $nu$  ve  $nv$  sıfıra eşit olacaktır. Böylece, önceki bölümdeki hesaplamalar aşağıdaki gibi basitleştirilebilir (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).

$$det = d_w \quad (2.57)$$

$$dett = np - o_w \quad (2.58)$$

$$Du = d_u dett - (pu - o_u) det \quad (2.59)$$

$$Dv = d_v dett - (pv - o_v) det \quad (2.60)$$

$$detu = (e1v Du - e1u Dv) \quad (2.61)$$

$$detv = (e0u Dv - e0v Du) \quad (2.62)$$

### **Kesişim noktası hesaplaması**

Işının üçgenle kesiştiğini belirledikten sonra, kesişimin tam noktası hesaplanır. Matematiksel olarak aşağıdaki hesaplamalar Kramer kuralı kullanarak ışın-üçgen kesişim eşitliklerinin lineer sistem çözümünün basit bir anlamı vardır (Shevtsov, Soupikov ve Kapustin, 2007).

$$rdet = 1/det \quad (2.63)$$

$$t = dett * rdet \quad (2.64)$$

$$u_{bar} = detu * rdet \quad (2.65)$$

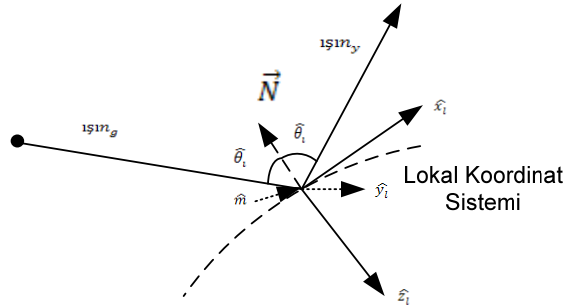
$$v_{bar} = detv * rdet \quad (2.66)$$

Burada  $u_{bar}$  ve  $v_{bar}$  parametreleri kesişim noktası,  $t$  kesişim uzaklığıdır.

#### 2.1.2.4 Yansıyan ışının hesaplanması

Işın-üçgen kesişim testinde kesişim noktası belirlendikten sonra, yansıyan ışın Snell yasası kullanılarak belirlenir (Ling, Chou ve Lee, 1989);

- Yansıyan ışın gelme düzleminde yer almalıdır.
- Yansıma açısı gelme açısına eşit olmalıdır.



**Şekil 2.8** Yansıyan ışının lokal koordinat sisteminde gösterimi

Şekil 2.8'de gösterildiği gibi, yansıyan ışın Snell yasasına göre belirlenmektedir ve  $\hat{m}$  birim vektörü aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$\hat{m} = (\widehat{ışın_g} \times \vec{N}) / \sin\hat{\theta}_i \quad (2.67)$$

Burada  $ışın_g$  gelen ışını,  $\vec{N}$  yansıma yüzeyi dik birim vektörünü ifade etmektedir.  $\hat{m}$  gelme düzlemine dik birim vektördür. Şekil 2.8'de gösterilen lokal koordinatlar aşağıdaki gibidir.

$$\hat{x}_i = -(\hat{m} \times \vec{N}) \quad (2.68)$$

$$\hat{y}_i = \hat{m} \quad (2.69)$$

$$\hat{z}_i = -\vec{N} \quad (2.70)$$

Küresel koordinatlarda yansıyan ışın ( $ışın_y$ ) aşağıdaki gibi belirlenebilir.

$$ışın_y = (1, -(\pi/2 - \hat{\theta}_i), 0) \quad (2.71)$$

Lokal koordinat sisteminde  $ışın_y$ ' in kartezyen koordinatları küresel koordinatlardan kartezyen koordinatlara dönüşümü ile hesaplanmaktadır. Son olarak, lokal koordinatlardan global koordinatlara dönüşüm yapılmalıdır. Global-lokal, lokal-



global koordinatlara dönüşüm aşağıdaki alt bölümde detaylı bir şekilde anlatılmaktadır.

### **Koordinat dönüşümleri**

Hedef global koordinat sisteminde keyfi olarak yerleştirilmiştir fakat eşitlikleri daha az karmaşık yapmak amacıyla lokal koordinat sistemi tanımlanması gereklidir. Global kartezyen koordinatlarda verilen gelen alan da lokal koordinat sistemine dönüştürülmelidir. Dönüşüm matrisi  $\overline{m}_1$  global koordinat sistemindeki gelen alanı lokal kartezyen koordinat sistemine dönüştürmek için tanımlanır. Böylelikle, kartezyen lokal koordinatlarda gelen alan aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\left( E_{xl}^i, E_{yl}^i, E_{zl}^i \right) = \left( E_{xg}^i, E_{yg}^i, E_{zg}^i \right) \cdot \overline{m}_1 \quad (2.72)$$

Burada  $\overline{m}_1$ ,

$$\overline{m}_1 = \begin{pmatrix} \hat{x}_g \cdot \hat{x}_l & \hat{x}_g \cdot \hat{y}_l & \hat{x}_g \cdot \hat{z}_l \\ \hat{y}_g \cdot \hat{x}_l & \hat{y}_g \cdot \hat{y}_l & \hat{y}_g \cdot \hat{z}_l \\ \hat{z}_g \cdot \hat{x}_l & \hat{z}_g \cdot \hat{y}_l & \hat{z}_g \cdot \hat{z}_l \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

$\overline{m}_2$  olarak adlandırılan diğer bir matris gelen alanı kartezyen lokal koordinat sisteminden saçılan alan için hesaplamaların yapılacağı küresel lokal koordinat sistemine dönüştürmek için kullanılır. Küresel lokal koordinatlarda gelen alan aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\left( E_{\theta l}^i, E_{\phi l}^i \right) = \left( E_{xl}^i, E_{yl}^i, E_{zl}^i \right) \cdot \overline{m}_2 \quad (2.74)$$

Burada  $\overline{m}_2$

$$\overline{m}_2 = \begin{pmatrix} \hat{x}_l \cdot \hat{\theta}_l & \hat{x}_l \cdot \hat{\phi}_l \\ \hat{y}_l \cdot \hat{\theta}_l & \hat{y}_l \cdot \hat{\phi}_l \\ \hat{z}_l \cdot \hat{\theta}_l & \hat{z}_l \cdot \hat{\phi}_l \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

$\overline{m}_2$  matrisi aşağıdaki gibi bulunur.

$$\overline{m}_2(\theta_l, \phi_l) = \begin{pmatrix} \cos \theta_l \cos \phi_l & -\sin \phi_l \\ \cos \theta_l \sin \phi_l & \cos \phi_l \\ -\sin \theta_l & 0 \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

Burada  $\theta_l$  ve  $\phi_l$  lokal koordinatlarda yükselme ve azimut açılarıdır. İlave olarak, lokal koordinatlarda gelme açısını ( $\theta_l^i$  ve  $\phi_l^i$ ) bulmak amacıyla, yayılma vektörü  $\bar{m}_2$  ile çarpılır.

Kartezyen lokal koordinat sisteminde gelen alan aşağıdaki gibi verilir.

$$\bar{E}_l^i(\bar{r}_l) = (E_{\theta_l}^i \theta_l^i + E_{\phi_l}^i \phi_l^i) e^{jk_l \cdot \bar{r}_l} \quad (2.77)$$

Uzak gözlemci noktasında saçılan alan ışınım integrallerinden yazılır (Lee, Ling ve Chou, 1988, Ling ve Bhalla, 1993).

$$E_{\theta}^s(x_l, y_l) = \frac{-j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jkr_l} \iint_S (J_{xl} \cos \theta \cos \phi + J_{yl} \cos \theta \sin \phi - J_{zl} \sin \theta) e^{jkg} ds' \quad (2.78)$$

$$E_{\phi}^s(x_l, y_l) = \frac{-j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jkr_l} \iint_S (J_{xl} \sin \phi + J_{yl} \cos \phi) e^{jkg} ds' \quad (2.79)$$

Bir üçgenin saçılan alanı lokal koordinat sisteminde hesaplanır. Modeldeki her bir üçgenden saçılan alan toplandıktan sonra toplam saçılan alan global koordinat sistemine dönüştürülür.

Lokal koordinatlardan global koordinatlara dönüşüm aşağıdaki gibi yapılmaktadır.

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

$$C = \begin{bmatrix} x_l(1) & x_l(2) & x_l(3) \\ y_l(1) & y_l(2) & y_l(3) \\ z_l(1) & z_l(2) & z_l(3) \end{bmatrix} \quad (2.81)$$

$$B = A \cdot C^{-1} \quad (2.82)$$

$$(x_g, y_g, z_g) = B \cdot (x_l, y_l, z_l) \quad (2.83)$$

Burada  $B$  dönüşüm matrisidir.

### 2.1.3. Genlik izleme ve saçılan alanın hesaplanması

Elektrik alanın genliği ışının izlediği yol boyunca değişir. Geometrik optikte, elektrik alanın genliği, fazı ve polarizasyonu aşağıdaki eşitlikle güncellenmektedir.

$$\vec{E}_i(x_{i+1}^-, y_{i+1}^-, z_{i+1}^-) = (DF)_i \cdot (\vec{\Gamma})_i \cdot \vec{E}_i(x_i^-, y_i^-, z_i^-) \cdot e^{-j(\text{phase})} \quad (2.84)$$

Burada  $\text{phase} = k_0 \left[ (x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2 + (z_{i+1} - z_i)^2 \right]^{1/2}$  ve  $\vec{E}_i(x_i^-, y_i^-, z_i^-)$   $(x_i, y_i, z_i)$  noktasında gelen alandır.  $(\vec{\Gamma})_i$   $i$ . yansıma noktasında düzlemsel yansıma katsayısıdır.  $(DF)_i$   $(i + 1)$ . yansımadan önce  $i$ . yansımadan sonra türevsel ışın tüpünün dağılmasını hesaplayan ıraksama faktörüdür. Bu ıraksama faktörü eğri yüzeyler için hesaplanmaktadır, düzgün yüzeyler için 1 değerini almaktadır.

Yansıyan alan aşağıdaki eşitlikte verildiği gibi hesaplanmaktadır.

$$\vec{E}_r = (-\vec{E}_l) + (2(\hat{N} \times \vec{E}_l) \times \hat{N}) \quad (2.85)$$

Fiziksel Optik (FO) yönteminin başlangıç noktası gelen elektromanyetik dalgadan üretilen yüzey akımıdır. Boşluğun açıklık yüzeyine gelen alan çarptığında, açıklık yüzeyi üzerinde eşdeğer manyetik akım tabakası oluşur (Ling, Chou ve Lee, 1989) ve

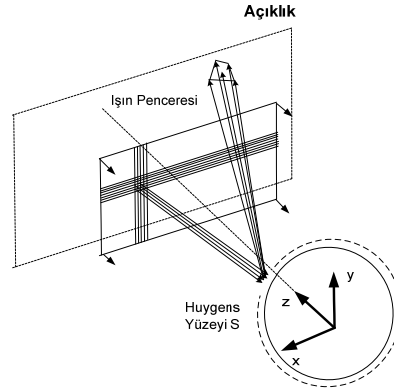
$$\vec{K}_s = 2\vec{E}(x_A, y_A, 0) \times \hat{N} \quad (2.86)$$

ile ifade edilir. Burada  $\vec{E}(x_A, y_A, 0)$  yüzeye gelen elektrik alan vektörünü ve  $\hat{N}$  yüzeye dik birim vektörü göstermektedir.

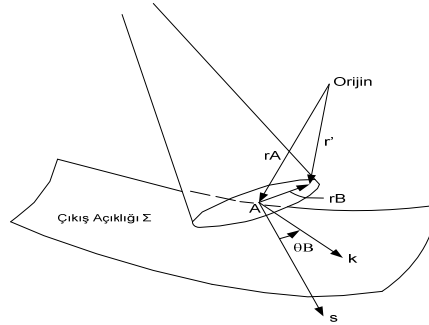
Eş.2.86'daki eşdeğer manyetik akım tabakasından saçılan alan hesaplanmaktadır. Saçılan uzak alan her bir ışın tüpünün katkılarının toplamıdır. Açıklık üzerindeki saçılan alan doğrudan nümerik integral alınarak hesaplanamaz çünkü açıklık yüzeyindeki alanlar sadece kesikli ve dağınık noktalarda bilinmektedir ve yüksek salınımlara sahiptirler. Bu yüzden SIY yönteminde ışın tüpü integrasyonuna dayanan yöntem kullanılmaktadır.

Şekil 2.9'da gösterildiği gibi RKA'sı hesaplanacak hedefin Huygens yüzeyiyle kapsandığı varsayılmaktadır. Gelen düzlemsel dalgayı gösteren geometrik optik ışınlardan oluşan ışın penceresindeki ışınlar hedefe çarpar. Yüzeye çarpan ışınlar Huygens yüzeyiyle kesişir kesişmez saçılan alanlara ışınların katkısı ışın tüpü integrasyonu ile hesaplanır. Huygens yüzeyinden yansıyan ışınların teğet vektörü, genliği, polarizasyonu ve eğrilik yarıçapı Snell yasası, yansıma katsayısı Fresnel formülasyonları ve faz uyumlandırma kullanılarak gelen ışından hesaplanmaktadır.

Huygens yüzeyi Şekil 2.9'da gösterildiği gibidir.



Şekil 2.9 Hedefi kapsayan Huygens yüzeyinin gösterimi



Şekil 2.10 Çıkış yüzeyini kesen ışın tüpü.

Işın tüpü integrasyon yönteminde Şekil 2.10'da görüldüğü gibi A noktasını kesen tipik bir ışın tüpü alınır. Huygens yüzeyinde ışın tüpü izdüşümü üzerinden integral alınmaktadır. Uzak alan gözlemci noktasında  $(r, \theta, \phi)$  bir ışın tüpünün katkısı aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\vec{E}^{bs} = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \left[ \hat{\theta}^i A_\theta + \hat{\phi}^i A_\phi \right] \quad (2.87)$$

Açıklık üzerindeki saçılan alanı hesaplamak için Huygens prensibinden yararlanılır. Huygens prensibine göre gelen ışın yüzey üzerinde çoklu yansıldıktan sonra yüzeyden en son ayrılma noktasında saçılan alan aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\begin{bmatrix} A_\theta \\ A_\phi \end{bmatrix} = \left( \frac{jk}{2\pi} \right) \iint_{tube} e^{jk \cdot r'} \left\{ \begin{bmatrix} -\hat{\phi} \\ \hat{\theta} \end{bmatrix} \times E_{ap}(r') f_e + Z_0 \begin{bmatrix} \hat{\theta} \\ \hat{\phi} \end{bmatrix} \times H_{ap}(r') f_h \right\} \cdot \hat{n} dx' dy' \quad (2.88)$$

Burada

$$\vec{r} = \vec{r}_a + \vec{r}' \quad (2.89)$$

$$\vec{r}_a = x_a \hat{x} + y_a \hat{y} + z_a \hat{z} \quad (2.90)$$

$$\vec{r} = x \hat{x} + y \hat{y} + z \hat{z} \quad (2.91)$$

$$\vec{n} = n_x \hat{x} + n_y \hat{y} + n_z \hat{z} = \frac{x_a}{a} \hat{x} + \frac{y_a}{a} \hat{y} + \frac{z_a}{a} \hat{z} \quad (2.92)$$

ile verilir.

Eş.2.88 E, H ve EH olarak isimlendirilen üç farklı formülasyon içerir.

|       | E | H | EH  |
|-------|---|---|-----|
| $f_e$ | 1 | 0 | 0.5 |
| $f_h$ | 0 | 1 | 0.5 |

Eş.2.88'deki integral Şekil 2.10'da gösterildiği gibi A noktasından geçen herhangi bir yüzey üzerine uygulanabilir. İntegralin çözümü için iki uygun seçimden biri kullanılabilir. Bunlardan birincisi (i) Şekil 2.10'da gösterilen S yüzeyi üzerinde çıkış açıklığı ikincisi ise (ii) ışın tüpünün aynı dalga cephesine sahip olmasıdır. İkinci seçim özellikle kompleks saçıcıları içeren saçılma problemleri için uygundur. Bu tez çalışmasında kompleks hedeflerin radar kesit alanını hesaplarken ikinci seçim kullanılacaktır. Eş.2.88'deki integrali hesaplamada kullanılacak parametreler aşağıdaki gibidir.

Yüzeyden ayrılan ışının yönü,

$$\hat{S} = s_1 \hat{x} + s_2 \hat{y} + s_3 \hat{z} \quad (2.93)$$

Açıklık yüzeyinde A noktasındaki elektrik alan,

$$\vec{E}_{ap}(A) = E_1 \hat{x} + E_2 \hat{y} + E_3 \hat{z} \quad (2.94)$$

Açıklık yüzeyinde A noktasındaki manyetik alan

$$\vec{H}_{ap}(A) = H_1 \hat{x} + H_2 \hat{y} + H_3 \hat{z} = \frac{1}{Z_0} \{ (s_2 E_3 - s_3 E_2) \hat{x} + (s_3 E_1 - s_1 E_3) \hat{y} + (s_1 E_2 - s_2 E_1) \hat{z} \} \quad (2.95)$$

Dalga sayısı

$$\vec{k} = k [ (\hat{x} \cos \phi + \hat{y} \sin \phi) \cdot \sin \theta + \hat{z} \cos \theta ] \quad (2.96)$$

$$\hat{\phi} = \cos \theta \cos \phi \hat{x} + \cos \theta \sin \phi \hat{y} - \sin \theta \hat{z} \quad (2.97)$$

$$\hat{\theta} = -\sin \phi \hat{x} + \cos \phi \hat{y} \quad (2.98)$$

ile ifade edilmektedir.

Çıkan ışın tüpü kesit bölgesi elektriksel olarak çok küçüktür.

$$(\Delta A)_{exit} \rightarrow 0 \quad (2.99)$$

Eş.2.88'deki integral aşağıdaki gibi yaklaşık olarak ifade edilmektedir.

$$\begin{bmatrix} A_\theta \\ A_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_\theta \\ B_\phi \end{bmatrix} \left( \frac{jk}{2\pi} \right) (\Delta A)_{exit} e^{jk \cdot \vec{r}_A} S(\theta, \phi) \quad (2.100)$$

Burada

$$B_\theta = f_e [-s_1 \cos \phi E_3 - s_2 \sin \phi E_3 + s_3 (\cos \phi E_1 + \sin \phi E_2)] + f_h \begin{bmatrix} s_1 (\cos \theta \sin \phi H_3 + \sin \theta H_2) + s_2 (-\sin \theta H_1 - \cos \theta \cos \phi H_3) + \\ s_3 (\cos \theta \cos \phi H_2 - \cos \theta \sin \phi H_1) \end{bmatrix} \quad (2.101)$$

$$B_\phi = f_e \begin{bmatrix} s_1 (\cos \theta \sin \phi E_3 + \sin \theta E_2) + s_2 (-\sin \theta E_1 - \cos \theta \cos \phi E_3) + \\ s_3 (\cos \theta \cos \phi E_2 - \cos \theta \sin \phi E_1) \end{bmatrix} + f_h [s_1 \cos \phi H_3 + s_2 \sin \phi H_3 + s_3 (-\cos \phi H_1 - \sin \phi H_2)] \quad (2.102)$$

$S(\theta, \phi)$  şekil fonksiyonu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$S(\theta, \phi) = \frac{1}{(\Delta A)_{exit \text{ wavefront}}} \iint e^{jk \cdot r_B} dx_B dy_B \quad (2.103)$$

Çıkan ışın tüpünün dairesel simetriye sahip olduğu yaklaşımla Eş.2.103'deki şekil fonksiyonu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$S(\theta, \phi) = \frac{2J_1(u)}{u} \quad (2.104)$$

Burada  $u = ka \sin \theta_B$  ve  $(\Delta A)_{exit} = \pi a^2$ 'dir. Bu fonksiyonun genellikle bir olacağı varsayılmaktadır.

Kompleks hedeflerin RKA'sı üçgenlenmiş model üzerinden yukarıda verilen formülasyonlar kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu tez çalışmasında kompleks hedeflerin RKA'sını hesaplarken \*.stl formatında üçgensel plakalardan oluşan modeller kullanılacaktır ve STL format ile ilgili detaylı bilgi Ek-F'dedir.

Son olarak, RKA Eş.2.105 ve Eş.2.106 kullanılarak hesaplanabilir.

$$RKA = 4\pi \cdot |A_\theta|^2 \quad (\text{Dikey polarizasyon}) \quad (2.105)$$

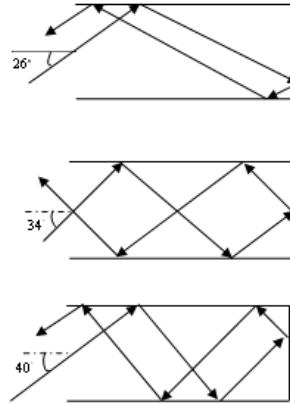
$$RKA = 4\pi \cdot |A_\phi|^2 \quad (\text{Yatay polarizasyon}) \quad (2.106)$$

Aşağıdaki bölümde yukarıda bahsedilen eşitlikler kullanılarak çeşitli hedeflerin RKA analizi gerçekleştirilmektedir.

#### 2.1.4. Nümerik sonuçlar

##### 2.1.4.1 Boşluğun RKA analizi

Bölüm 4’de anlatıldığı gibi modal alan analiz yöntemiyle hesaplamada sonsuz toplamda sadece dalga kılavuzu içinde yayılan modlar ele alınmıştır. Bu bölümdeki çalışmada, SIY sonuçlarında, bir dalga boyunda beş tane ışının lineer yoğunluğu yakınsaklığı sağlamak için yeterlidir. Çalışmamızı  $xz$  düzlemine sınırlamak amacıyla gelme açısı  $\phi^i$  sıfır alınmıştır. Boşluğun uzunluğu 1.8m’dir. Elde edilen şekillerde çalışma frekansı 5 GHz’dir. Şekil 2.11’de birkaç yükselme ( $\theta$ ) açısında 0.6m×0.6m kare kesit bölgesine sahip açık boşluğa gelen ışınların boşluk içinde nasıl ilerlediği ve ışınların boşluktan nasıl çıktıkları örnek olarak gösterilmektedir.

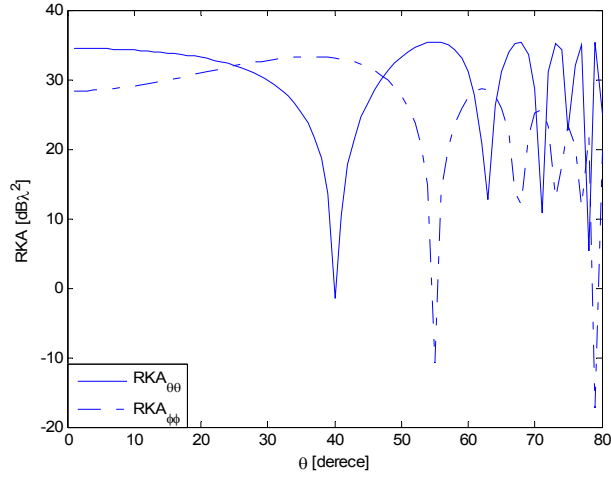


**Şekil 2.11** Boşluk içerisinde tahmin edilen ışın yolu

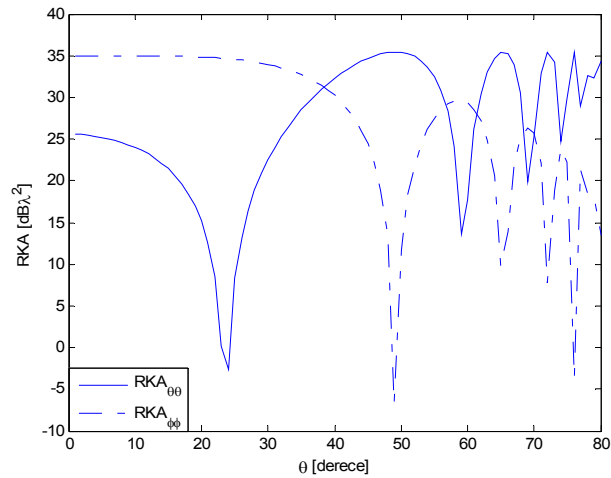
Belli bir  $\theta$  açısında boşluk açıklığına gelen ışın için, orijinden geçen merkezi ışın yolu, boşluk içindeki çoklu yansıma ve boşluktan ayrılma Şekil 2.11’de gösterildiği gibidir. Bu ışınlar aynı gelme açısında boşluktan çıkarlar ve aynı gelme yönünde geri dönerler. Gerçekte, birbirine çok yakın ışınların çoğu aynı yolu izler ve bu yüzden büyük geri dönüşler beklenir. Şekil 2.12 ve Şekil 2.20 arasında elde edilen grafiklerde bu yöntem kullanılmıştır.

Boşluğa gelen ışının gelme açısı  $\phi = 0^\circ$  alındığında ve yükselme açısı  $[0^\circ-80^\circ]$  arasında değiştiğinde SIY yöntemi kullanılarak elde edilen dikey ( $RKA_{\theta 0}$ ) ve yatay

( $RKA_{\phi\phi}$ ) polarizasyondaki monostatik RKA değeri Şekil 2.12’de görüldüğü gibidir. Şekil 2.13’de boşluğa gelen ışının gelme açısı  $\phi = 45^\circ$ , Şekil 2.14’de  $\phi = 60^\circ$  ve Şekil 2.15’de  $\phi = 90^\circ$  alınmıştır.

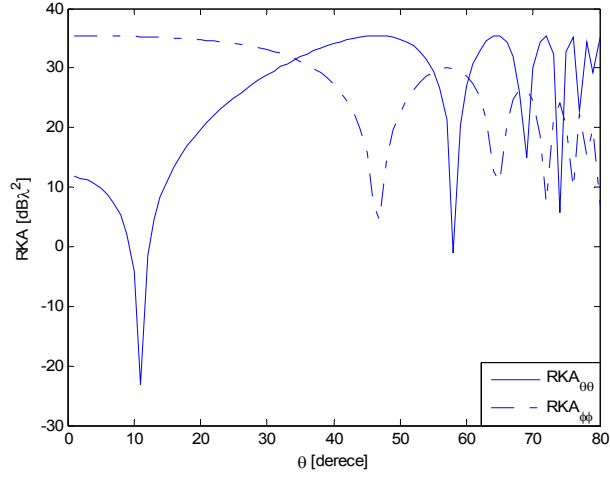


**Şekil 2.12** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=0^\circ$ ’de elde edilen RKA değerleri

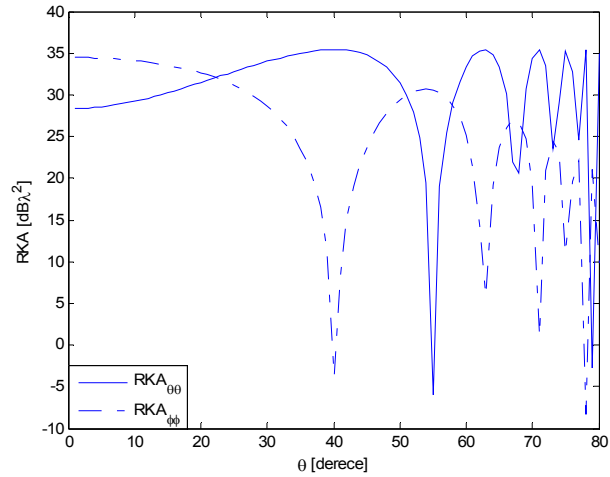


**Şekil 2.13** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=45^\circ$ ’de elde edilen RKA değerleri





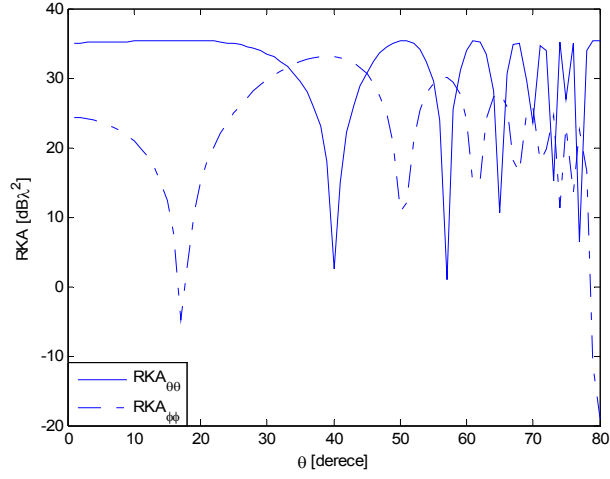
**Şekil 2.14** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=60^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri



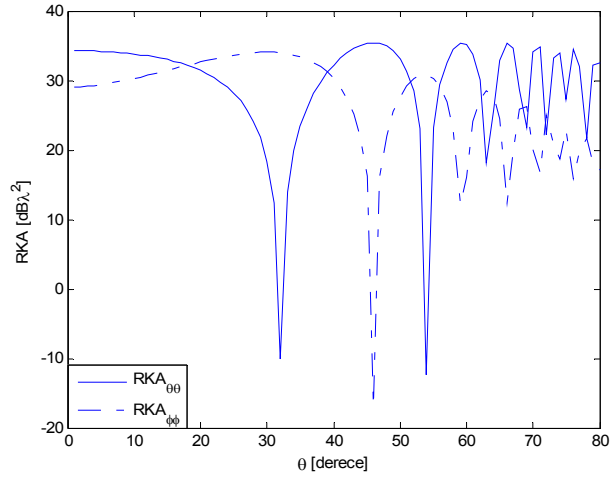
**Şekil 2.15** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=90^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri

Şekil 2.12-2.15 incelendiğinde gelen ışının gelme ( $\phi$ ) açısının değişmesi sonucunda RKA değerlerinin değiştiği görülmektedir.  $\theta\theta$  ve  $\phi\phi$  polarizasyonlarında RKA'nın genliği  $\phi$  açısı arttıkça azalmaktadır ve her iki polarizasyon arasında faz farkı vardır.

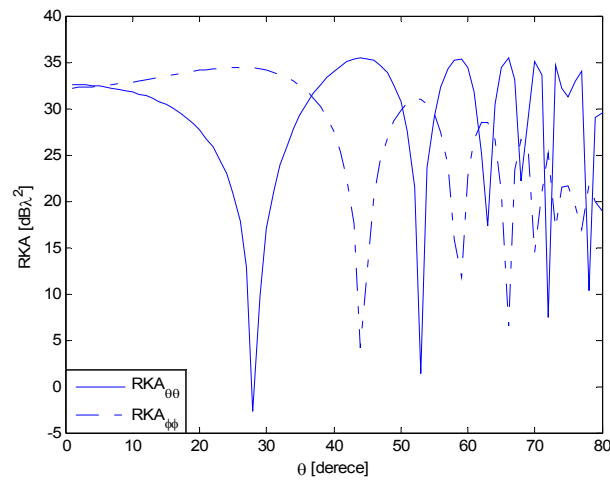
Şekil 2.16-2.18'de elde edilen grafikler  $1m \times 1m$  kare kesit bölgesine sahip açık boşlukta yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[0^\circ-80^\circ]$  arasında değiştiğinde farklı  $\phi^i$  gelme açısı için RKA değerleri incelenmiştir. Boşluğun uzunluğu  $3m$ 'dir. Çalışma frekansı  $5$  GHz'dir.



**Şekil 2.16** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=0^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri



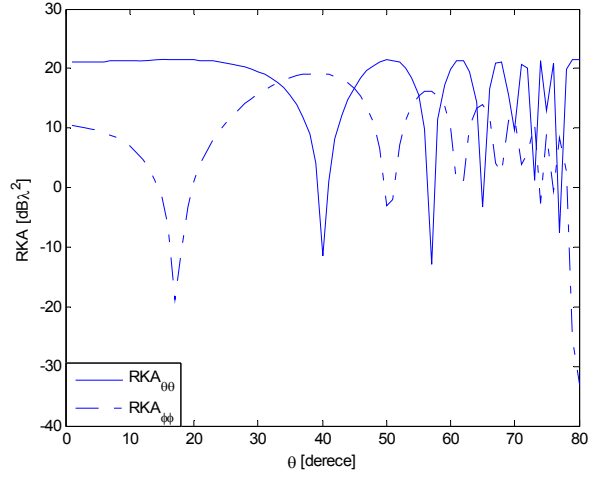
**Şekil 2.17** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=45^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri



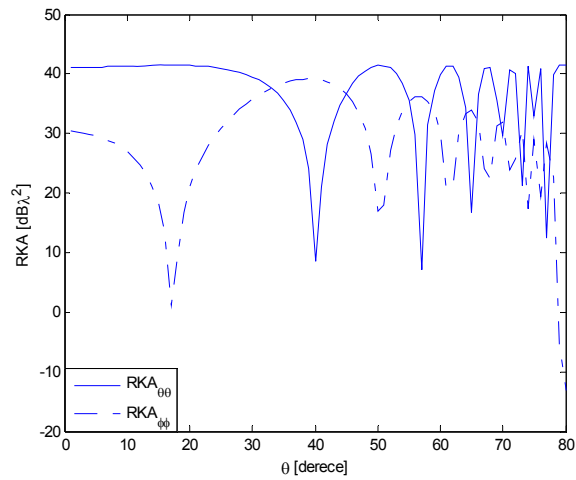
**Şekil 2.18** Dikdörtgen kesitli boşluğun bir kenarı açıklık olduğu zaman SIY yöntemi kullanılarak  $\phi=60^\circ$ 'de elde edilen RKA değerleri

Şekil 2.16-2.18'de görüldüğü gibi  $\theta\theta$  yönündeki RKA'nın genliği çok değişmemiştir.  $\phi\phi$  yönündeki RKA değerleri de  $\phi = 0^\circ$ 'ye göre arttığı gözlenmektedir.  $\phi^i$  gelme açısının değeri değiştikçe RKA değerleri değişmektedir. Dikey ve yatay polarizasyon sonuçları arasında faz farkı bulunmaktadır.

Şekil 2.19 ve 2.20'de görüldüğü gibi  $\phi^i=0^\circ$  iken 1 GHz ve 10 GHz frekans değerlerinde yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[0^\circ-80^\circ]$  arasında değiştiğinde RKA değerleri incelenmiştir. Şekil 2.19 1 GHz ve Şekil 2.20 10 GHz frekans değerinde yükselme ( $\theta$ ) açısı değiştiğinde RKA değişimini göstermektedir.



**Şekil 2.19** SIY yöntemi kullanılarak 1 GHz'de elde edilen RKA değerleri



**Şekil 2.20** SIY yöntemi kullanılarak 10 GHz'de elde edilen RKA değerleri

Şekil 2.19 ile Şekil 2.20 karşılaştırıldığında frekans 1 GHz iken elde edilen RKA değerleri ile frekans 10 GHz iken elde edilen RKA değerleri arasında 20 dB'lik fark görülmektedir. Frekans değeri arttıkça RKA değeri de artmaktadır. Her iki şekilde de zarf eğrisi aynıdır.

Bundan sonraki alt bölümde, sırasıyla basit ve kompleks hedeflerin SIY yöntem ile RKA analizi örneklerle açıklanacaktır.

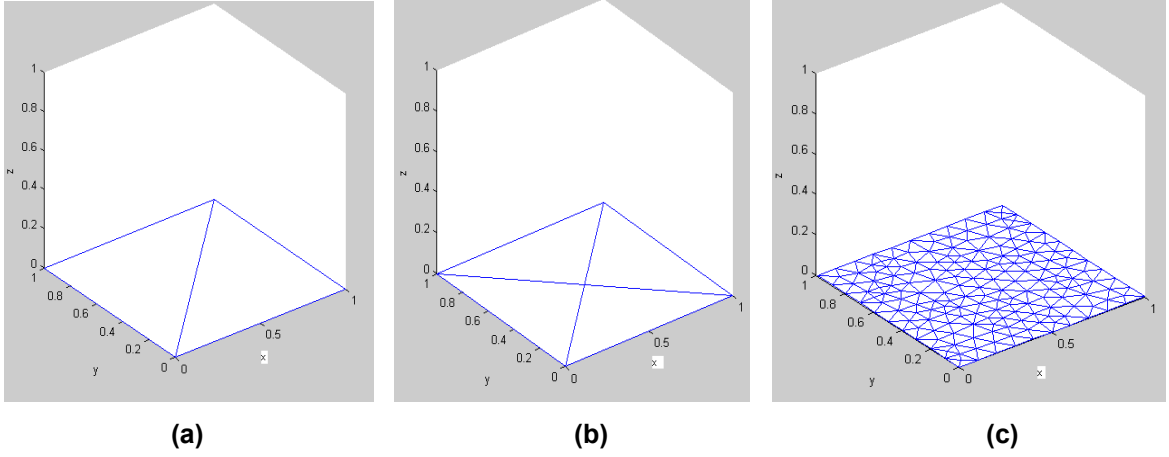
#### **2.1.4.2 Basit hedeflerin RKA analizi**

RKA hesaplamaları için, bilgisayar programı MATLAB'ta yazılmıştır. Program dışardan stl formatında üretilmiş modelleri okuyabilmektedir. stl format hakkında detaylı bilgi Ek-F'de verilmiştir. Üçgensel plakalardan oluşmuş herhangi bir hedefin RKA değeri programla hesaplanabilmektedir.

Saçıcı nesnelere üçgensel plakalarla modellenir ve her bir üçgensel plakada, SIY'da da belirtildiği gibi Fiziksel Optik (FO) yöntemle saçılan alan hesaplanır. RKA hesaplamaları için bu plaka tabanlı FO her bir plakadan alanların hızlı ve basit süperpozisyonuna neden olduğundan analitik olarak hesaplanır. Bu yüzden, hesaplama zamanı modelde plakaların boyutundan bağımsızdır. Bu yaklaşım düz yüzeyli hedefler için uygundur. Bu yöntemde her bir üçgenden saçılan alan hesaplanır, sonra, toplam saçılan alan her bir üçgenin katkılarının toplanmasıyla bulunur.

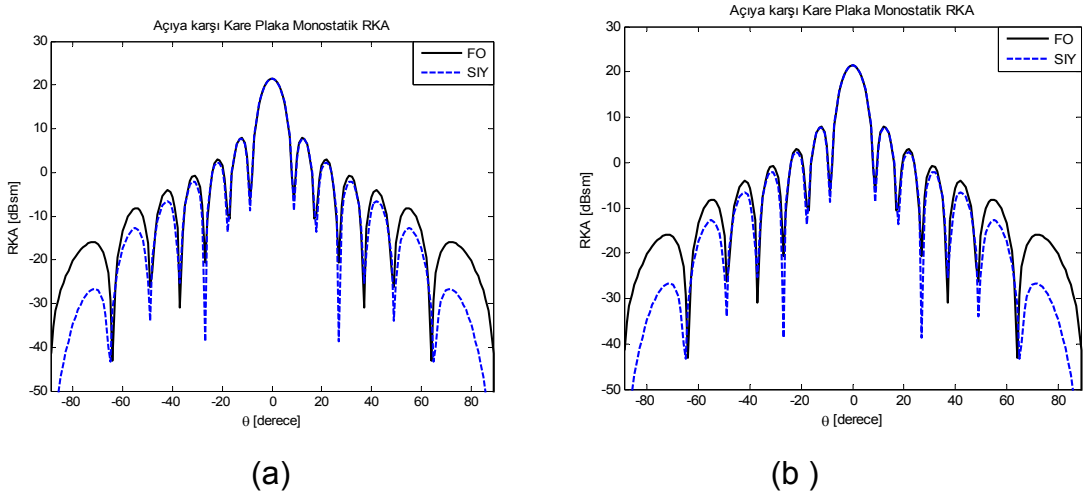
Bu alt bölümde SIY yöntemiyle RKA hesaplamaları bazı basit şekilli hedefler için yapılmıştır. Kare plaka, delikli plaka, kutu, iki kutu ve silindir gibi basit şekilli hedeflerin frekans, açı ve polarizasyon değişimlerine göre RKA değerleri hesaplanmıştır. SIY yöntemi ile elde edilen nümerik sonuçlar FO yöntemle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

1m × 1m kare plakanın çeşitli ağ modelleri Şekil 2.21' de gösterildiği gibidir ve Şekil 2.21 (a) 2 adet üçgensel plakadan, Şekil 2.21 (b) 4 adet üçgensel plakadan ve Şekil 2.21 (c) 322 adet üçgensel plakalardan oluşmaktadır.



**Şekil 2.21** (a) İki üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka, (b) Dört üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka ve (c) 322 adet üçgensel plakayla modellenmiş kare plaka

FO yöntem çoklu yansıma etkilerini hesaplayamamaktadır. Fakat SIY yönteminde, ışın penceresinden hedefe gönderilen ışınlarla üçgenlerin kesişip kesişmediği test edildiğinden gölgeleme etkileri ve çoklu yansımalar ele alınmaktadır. Hedefi aydınlatan ışın penceresi farklı frekans değerlerinde farklı sayıda ışınlardan oluşmaktadır. Frekans değeri değiştiğinde analiz süresi ve gönderilen ışın sayısı değişmektedir.

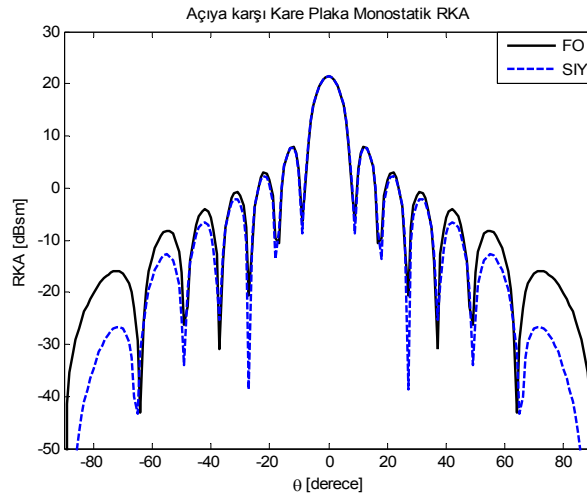


**Şekil 2.22** Açığa göre kare plakanın monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması (a) dikey polarizasyon (b) yatay polarizasyon

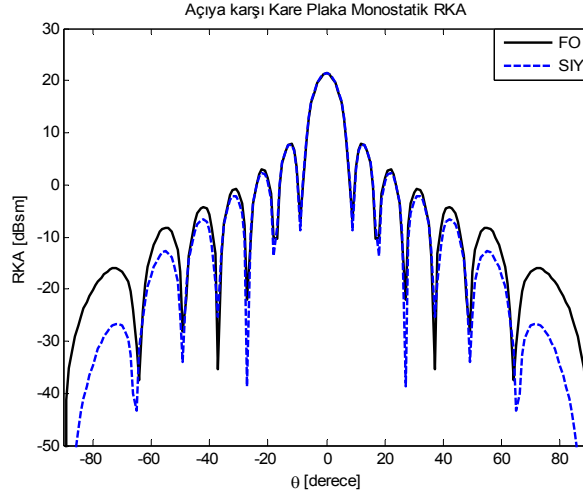
Şekil 2.22 (a) ve Şekil 2.22 (b), 1 GHz frekansında, Şekil 2.21 (a)'daki kare plaka için  $\phi=0^\circ$  açısı  $\theta$  açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyondaki monostatik RKA değerini göstermektedir. Grafiklerde RKA değeri dB metre kare (dBsm) cinsinden verilmektedir. SIY yönteminde ışın penceresi  $\lambda/20$  aralıklarla oluşturulmaktadır ve 1 GHz'de 4356 tane ışın kare plakaya

gönderilmektedir. Bu ışınların üçgenlerle kesişim testi yapılmaktadır. Frekansın artmasıyla ışın penceresini oluşturan ışın sayısı arttığından ışın-üçgen kesişim testinin süresi de artmaktadır. RKA değeri Seken Işın Yöntemi (SIY) ve Fiziksel Optik (FO) yöntemle hesaplanmıştır ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekil 2.22 (a) ve Şekil 2.22 (b)'de görüldüğü gibi  $\theta=0^\circ$ 'den itibaren oluşan ardışık 4 tepeye bakıldığında SIY ve FO ile elde edilen sonuçlar tam olarak uyumludur. 5. tepeden sonra farklılıklar gözlenmektedir. Kare plakanın RKA değerinin  $\theta=0^\circ$ 'de maksimum olduğu görülmektedir. Yansıma bu açıda maksimum olduğundan bu sonuç beklenir.

Şekil 2.23'de 1 GHz frekans değerinde Şekil 2.21 (b)'deki kare plaka için ve Şekil 2.24'de Şekil 2.21 (c)'deki kare plaka için  $\phi=0^\circ$  açı değerinde  $\theta$  açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyondaki monostatik RKA değerini göstermektedir.



**Şekil 2.23** Açıya göre Şekil 2.21 (b)'deki kare plakanın dikey polarizasyon için monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması



**Şekil 2.24** Açıya göre Şekil 2.21 (c)'deki kare plakanın dikey polarizasyon için monostatik RKA'nın FO ve SIY sonuçlarının karşılaştırması

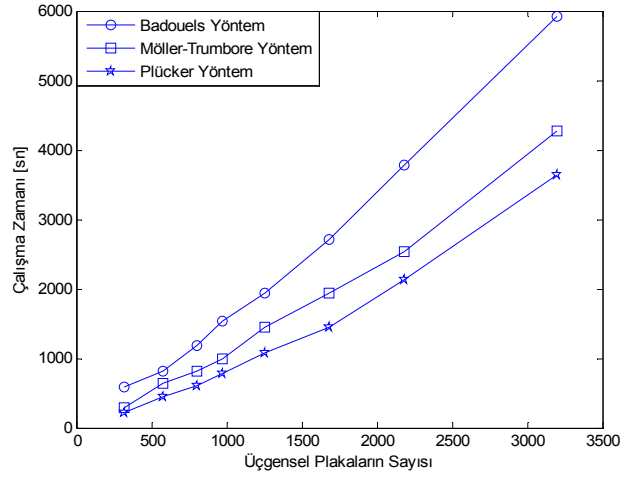
Şekil 2.23 ve Şekil 2.24'de elde edilen sonuçların Şekil 2.22 (a)'da elde edilen sonuçlarla bire bir benzediği görülmektedir. Farklı sayıda üçgensel plakalarla modellenmiş kare plakanın RKA değerleri aynıdır bu da RKA değerinin kare plakayı oluşturan üçgensel plaka sayısından bağımsız olduğunu göstermektedir. Hedef yüzeyi düzse, yüzeyin özelliği (yüzey dik birim vektörü, yüzey empedansı gibi) plaka boyunca değişmediğinden yüzey büyük üçgensel plakalara bölünebilir. Hedef yüzeyi eğri olduğu zaman hedefi modellemede kullanılan üçgen sayısı arttıkça modelde değişiklikler olacağından RKA değeri değişmektedir. Büyük yüzey üzerinden FO integrali almak hesaplama karmaşıklığını değiştirmez çünkü bir tek üçgen üzerinde faz değişimini açıklamak amacıyla örnekler integrasyon sırasında alınmalıdır. Tablo 1'de üçgensel plaka sayısı fazla olduğunda programın çalışması süresinin fazla olduğu görülmektedir.

**Tablo 1** Kare plakanın çalışma zamanı (sn)

| Üçgensel plakaların sayısı | 2  | 4  | 322 | 578 | 800  | 968  | 1250 | 1682 | 2178 | 3200 |
|----------------------------|----|----|-----|-----|------|------|------|------|------|------|
| Badouel Yöntem             | 34 | 37 | 593 | 813 | 1183 | 1540 | 1936 | 2711 | 3774 | 5913 |
| Möller-Trumbore Yöntem     | 33 | 34 | 282 | 641 | 815  | 992  | 1453 | 1936 | 2540 | 4269 |
| Plücker Yöntem             | 32 | 33 | 211 | 447 | 605  | 789  | 1071 | 1454 | 2128 | 3646 |

Tablo 1 Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemini kullanarak kare plakayı oluşturan üçgensel plakaların sayısı değiştiğinde SIY'nin çalışma zamanındaki süreyi göstermektedir. Tablo 1'den görüldüğü gibi, Badouel yöntemle

Plücker testi karşılaştırıldığında çalışma zamanı açısından Plücker testi Badouel yöntemine göre 2 kat daha hızlıdır.

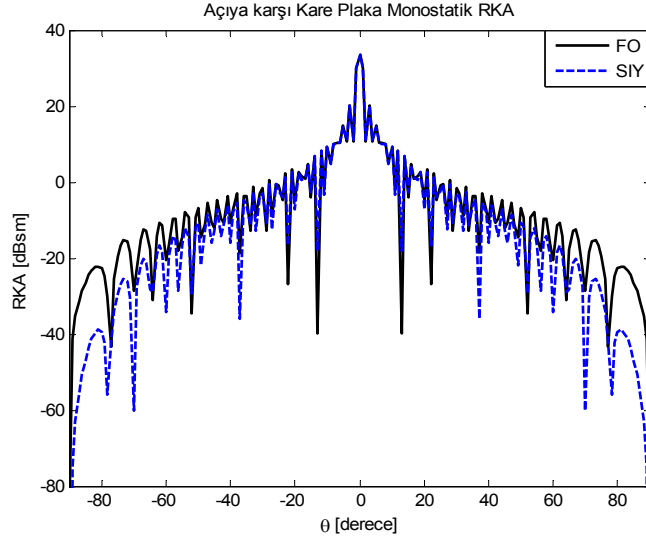


**Şekil 2.25** SIY yönteminde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker yöntemi kullanıldığında hesaplama süresi (sn) değişimi

Şekil 2.25 SIY yönteminde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker yöntemi kullanılarak üçgensel plakaların sayısının (bkz. Tablo 1) değişimine göre hesaplama süresini göstermektedir. SIY yönteminde, Plücker test yöntemi Badouel ve Möller-Trumbore yöntemine göre ışın-üçgen kesişim testi süresini ortalama olarak iki kat hızlandırdığı Şekil 2.25’de görülmektedir. Üçgensel plakaların sayısı arttıkça (322’den 3200’e) hesaplama süresi artmaktadır (bkz. Şekil 2.25). Plücker koordinatlarının özelliklerinden dolayı Plücker yönteminin bellekte kapladığı yer Badouel’s ve Möller-Trumbore yöntemine göre daha azdır.

Şekil 2.26’da 4 GHz frekans değerinde Şekil 2.21 (b)’deki kare plaka için  $\phi=0^\circ$  açı değerinde  $\theta$  açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir.

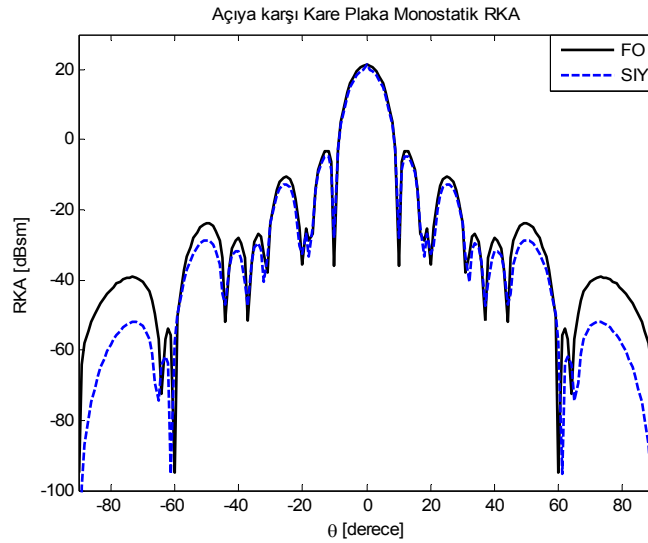




**Şekil 2.26** Açıya göre Şekil 2.21 (b)'deki kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 2.26, Şekil 2.23 ile karşılaştırıldığında frekans değeri arttıkça oluşan tepe sayısı ve RKA değeri artmaktadır.  $\theta=0^\circ$  de maksimum RKA değeri 1 GHz'de 21.44 dBsm ve 4 GHz'de 33.49 dBsm'dir.

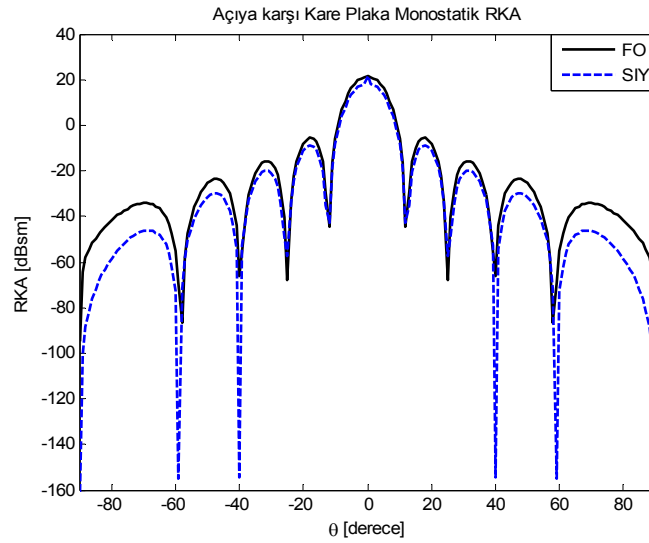
Şekil 2.27'de 1 GHz frekans değerinde azimut açısı  $\phi=30^\circ$  iken yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir.



**Şekil 2.27** Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve  $\phi=30^\circ$  için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması

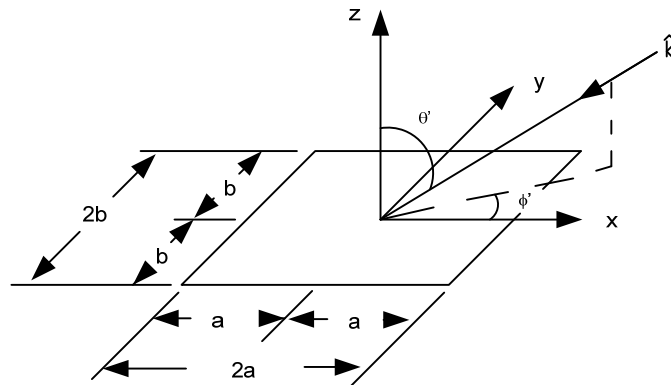
Şekil 2.27, Şekil 2.23’de elde edilen sonuçlarla ( $\phi=0^\circ$  iken) karşılaştırıldığında  $\theta=0^\circ$ ’de tepe değerinin değişmediği görülmektedir. Aynı frekans ve üçgensel plakaya sahip bir kare plakanın RKA değerinin bakış açısına göre değiştiği gözlenmektedir.

Şekil 2.28’de 1 GHz frekans değerinde  $\phi=45^\circ$  iken yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[-90^\circ,90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir.  $\lambda/10$  aralıklarla oluşturulan ışın penceresinden ağ yapılı kare plakaya 1089 tane ışın gönderilmektedir.



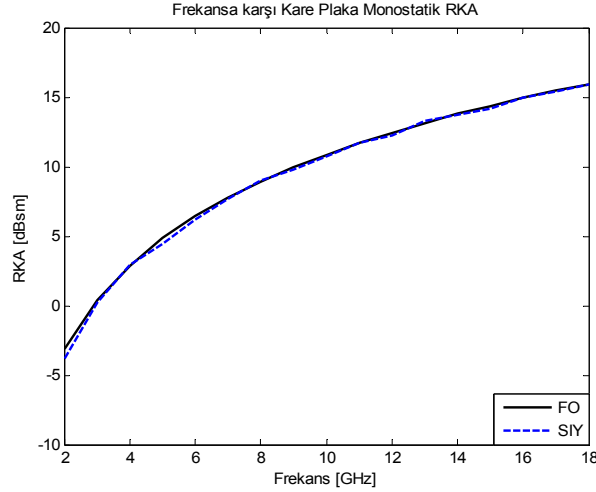
**Şekil 2.28** 1 GHz  $\phi=45^\circ$  iken dikey polarizasyonda kare plakanın RKA değeri.

Şekil 2.28, Şekil 2.23’de elde edilen sonuçlarla ( $\phi=0^\circ$  iken) karşılaştırıldığında  $\theta=0^\circ$ ’de tepe değerinin değişmediği görülmektedir. Grafiklerin aynı frekansta farklı bakış açısında değiştiği gözlenmektedir.



**Şekil 2.29** xy düzleminde yerleştirilmiş bir kare plaka.

xy-düzlemi üzerine yerleştirilmiş ve merkezi orijinde bulunan 17.18 cm kenar uzunluklu bir kare plakanın,  $\theta=0^\circ$  yükselme açısı ve  $\phi=0^\circ$  azimut açısı için, [2-18] GHz frekans aralığında dikey polarizasyon durumunda frekansa göre monostatik radar kesit alanı incelenmiştir (bkz. Şekil 2.29).

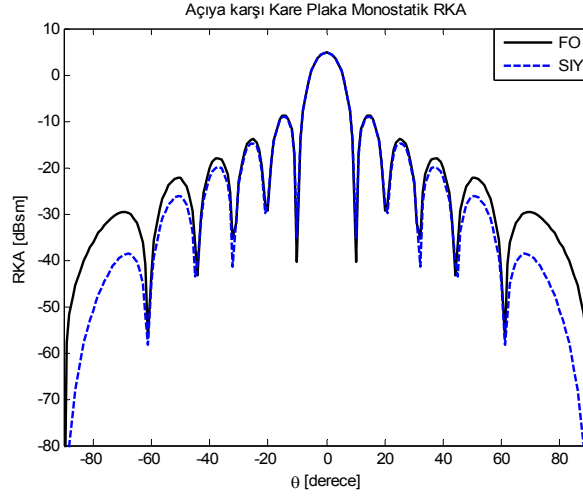


**Şekil 2.30** Frekansa karşı kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

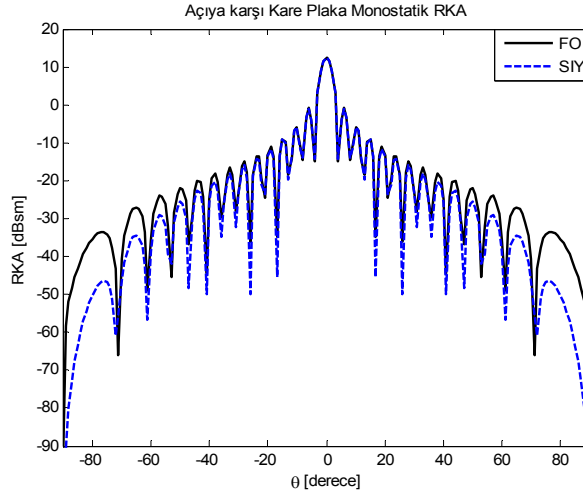
Şekil 2.30'da görüldüğü gibi SIY ile elde edilen sonuçlar FO yöntemiyle karşılaştırılmıştır ve SIY sonucu FO sonucuyla mükemmel bir şekilde uyumludur. 17.18 cm'lik kare plakanın Şekil 2.31'de 5 GHz ve Şekil 2.32'de 12 GHz frekansında,  $\phi=0^\circ$  azimut açısında  $\theta$  açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir. Hedefi aydınlatan ışın penceresi  $\lambda/20$  aralıklarla oluşturulmaktadır, 5 ve 12 GHz'de hedefe gönderilen ışın sayısı Tablo 2'deki gibidir.

**Tablo 2** Frekansa göre ışın sayısı

| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 5             | 3249        |
| 12            | 18769       |

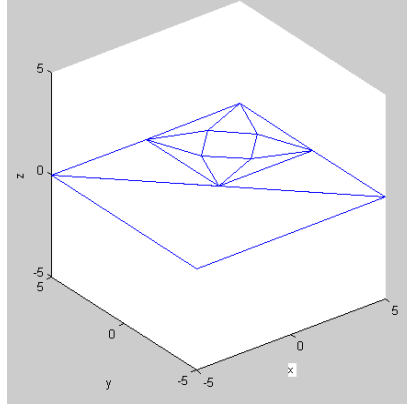


**Şekil 2.31** Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.



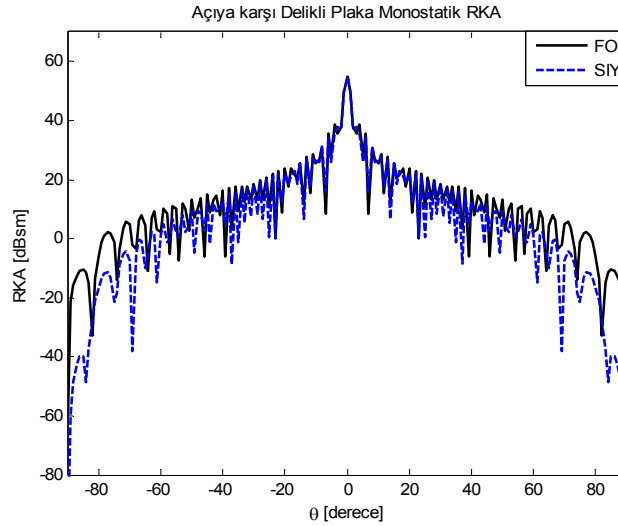
**Şekil 2.32** Açıya göre kare plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.31 ve Şekil 2.32'den görüldüğü gibi frekans değeri artığında daha çok tepe meydana gelmektedir ve  $\theta=0^\circ$ 'deki maksimum değeri frekansın artmasıyla artmaktadır. 5 GHz'de tepe değeri 4.83 dBsm iken 12 GHz'de 12.43 dBsm'dir, 5 GHz'de 6 tepe, 12 GHz'de 14 tepe meydana geldiği görülmektedir.



**Şekil 2.33** Delikli plakanın üçgensel plakalardan oluşmuş geometrisi

Şekil 2.33'de görüldüğü gibi xy düzlemine yerleştirilmiş ve merkezi orijinde bulunan 5 m kenar uzunluklu delikli plakanın 500 MHz frekansında  $\phi=0^\circ$  azimut açısı için  $\theta$  yükselme açısının  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değeri incelenmiştir. Delikli plaka 11 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır.  $[-5,5]$  arasında hedefi aydınlatacak kadar bir ışın penceresi oluşturulmaktadır. Bu ışın penceresi 500 MHz frekans değerinde  $\lambda/10$  aralıklarla 27556 tane ışından oluşmaktadır ve delikli plaka bu ışın miktarı ile aydınlatılmaktadır.

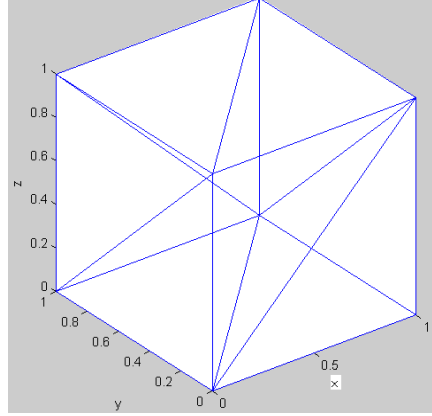


**Şekil 2.34** Açıya göre delikli plakanın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 500 MHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.34'de 500 MHz frekans değerinde  $\phi=0^\circ$  açısı değerinde  $\theta$  açısının  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir. RKA değeri SIY ve FO yöntemle hesaplanmıştır ve elde edilen

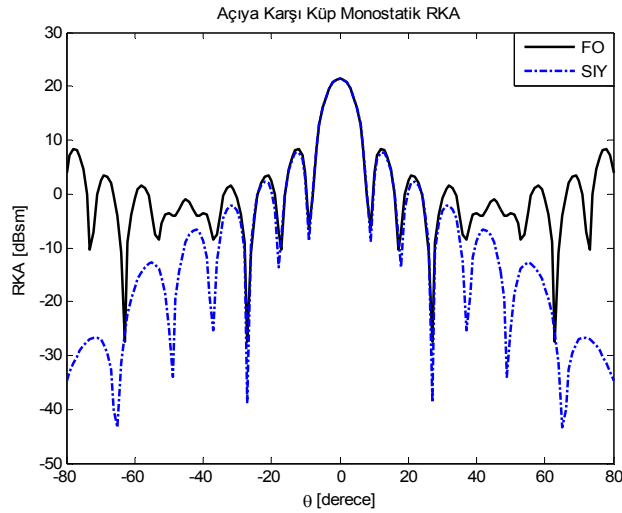
sonuçlar karşılaştırılmıştır.  $\theta$  açısı  $[-40^\circ, 40^\circ]$  arasında değiştiğinde SIY ve FO yöntemi ile elde edilen sonuçlar mkemmел uyumludur.

şekil 2.35'de 12 adet üçgensel plakadan oluşan ve kenar uzunluğu 1 m olan bir küp görülmektedir. Küpü aydınlatan ışın penceresi 1 GHz frekans değerinde  $\lambda/10$  aralıklarla 4356 tane ışından oluşmaktadır.



**şekil 2.35** gensel plakalardan oluşmuş kp geometrisi

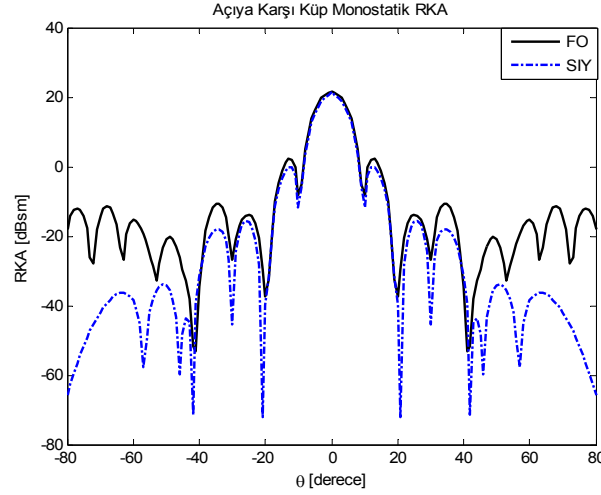
şekil 2.36'da 1 GHz frekans değerinde  $\phi=0^\circ$  azimut açısında  $\theta$  açısı  $[-90^\circ, 90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir. Elde edilen sonuçlar SIY ve FO yöntemle karşılaştırılmıştır. SIY'da çoklu yansıma ve gölgeleme etkileri de göz önüne alınmaktadır.



**şekil 2.36** Açıya göre küpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

şekil 2.36'da görüldüğü gibi sonuçlar speklar bölge  $[-25^\circ, 25^\circ]$  yakınılarında FO yöntemle mkemmел uyumludur.

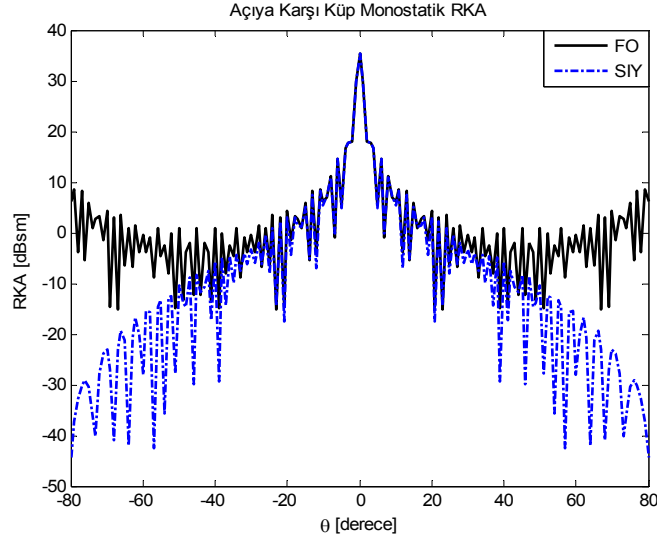
Şekil 2.37’de 1 GHz frekans değerinde ve  $\phi=25^\circ$  azimut açısında  $\theta$  açısı  $[-90^\circ,90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir.



**Şekil 2.37** Açıya göre kúpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon, 1 GHz ve  $\phi=25^\circ$  için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

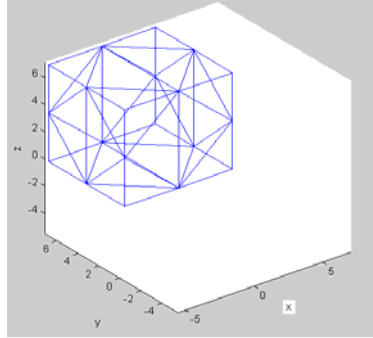
Şekil 2.37, Şekil 2.36 ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında  $\theta=0^\circ$ ’de tepe değerinin değişmediği fakat zarf eğrisinin değiştiği görülmektedir. Yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-30^\circ,30^\circ]$  arasında olduğu bölgede SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur.

Şekil 2.38’de 5 GHz frekans değerinde ve  $\phi=0^\circ$  azimut açısında yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[-90^\circ,90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir.



**Şekil 2.38** Açıya göre küpün monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

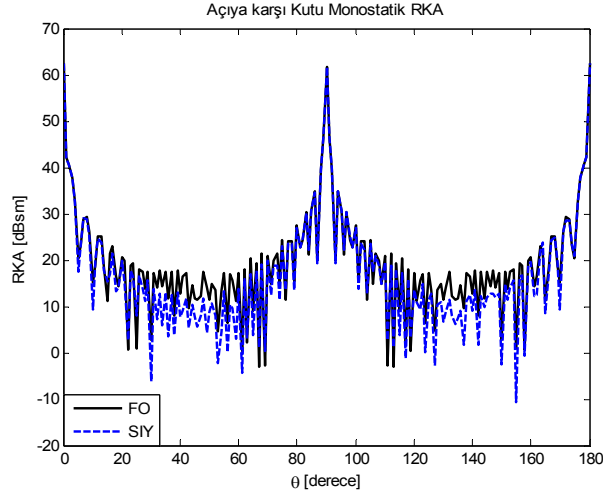
Yükselme açısı  $[-40^\circ, 40^\circ]$  arasında SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur (bkz.Şekil 2.38). SIY’da çoklu yansıma ve gölgeleme etkileri de göz önüne alınmaktadır.



**Şekil 2.39** Üçgensel plakalarla modellenmiş kutu geometrisi

Şekil 2.39’da görüldüğü gibi  $x=7.8$  m,  $y=7.3$  m ve  $z=7.1$  m’lik bir kutu 36 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır. Azimut açısı  $\phi=0^\circ$ ’de yükselme açısı ( $\theta$ )  $[0^\circ, 180^\circ]$  arasında olduğu bölgede dikey polarizasyonda monostatik RKA değişimi incelenmiştir. 2 GHz frekans değerinde  $\lambda/10$  aralıklarla ışın penceresi 217156 tane ışımdan oluşmaktadır.





**Şekil 2.40** Açıya göre kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

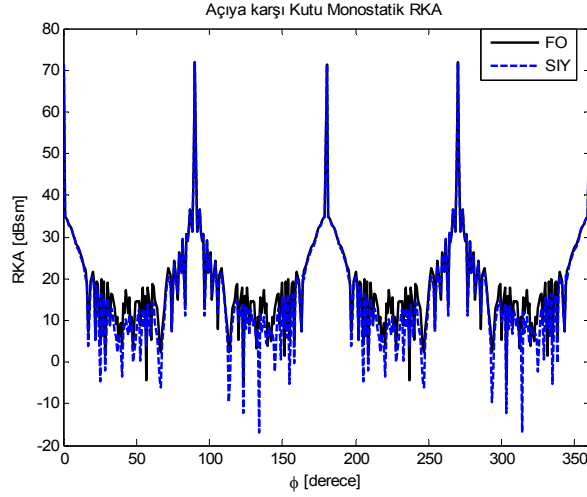
Şekil 2.40'da görüldüğü gibi yükselme açısı  $[30^{\circ}-60^{\circ}]$  ve  $[125^{\circ}-155^{\circ}]$  arasında olduğu bölgelerde çoklu yansıma etkili olduğundan SIY ile FO yöntemi uyumlu değildir. Bu bölgeler dışında SIY ile elde edilen sonuçlar FO yöntemle elde edilen sonuçlarla mükemmel uyumludur.

**Tablo 3** Kutunun çalışma zamanı

| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 36                         | 738                 |
| Möller-Trumbore                  | 36                         | 510                 |
| Plücker                          | 36                         | 436                 |

Tablo 3 SIY yönteminde kutuyu oluşturan üçgenlerle ışın kesişim testinde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanıldığında çalışma zamanındaki süreyi göstermektedir. Tablo 3'den görüldüğü gibi, Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında çalışma zamanı açısından Plücker testi Badouel's yöntemine göre %41 daha hızlıdır.

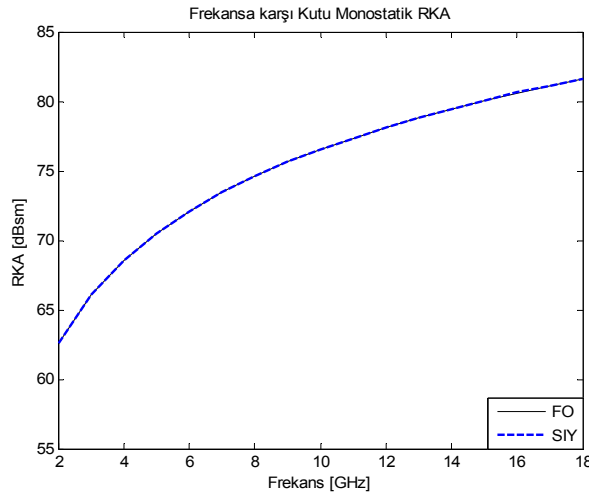
Şekil 2.41'de görüldüğü gibi 6 GHz frekans değerinde bir kutunun yükselme açısı  $\theta=90^{\circ}$  iken azimut açısı ( $\phi$ )  $[0^{\circ},360^{\circ}]$  arasında  $1^{\circ}$ lik adımlarla değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değeri incelenmiştir.



**Şekil 2.41** Açıya göre kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 6 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

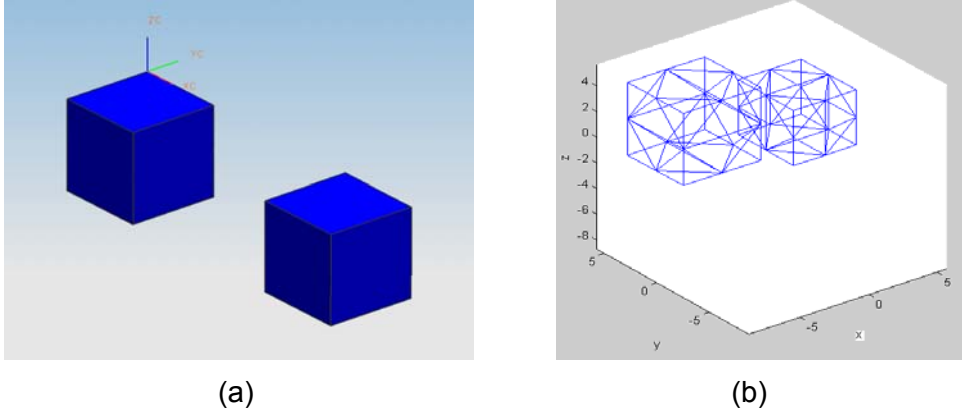
Şekil 2.41’de görüldüğü gibi yükselme açısı  $[30^{\circ}-60^{\circ}]$ ,  $[125^{\circ}-155^{\circ}]$ ,  $[215^{\circ}-250^{\circ}]$  ve  $[315^{\circ}-330^{\circ}]$  arasında olduğu bölgelerde çoklu yansıma etkili olduğundan SIY ile FO yöntemi uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde SIY ile elde edilen sonuçlar FO yöntemle elde edilen sonuçlarla mükemmel uyumludur.

Kutu azimut açısı  $\phi=0^{\circ}$  ve yükselme açısı  $\theta=0^{\circ}$ ’den aydınlatıldığında frekans  $[2-18]$  GHz aralığında değiştiğinde monostatik RKA değeri analiz edilmiştir.



**Şekil 2.42** Dikey polarizasyon,  $\phi=0^{\circ}$  ve  $\theta=0^{\circ}$  için frekansa göre kutunun monostatik RKA değeri.

SIY ile elde edilen sonuçlar Şekil 2.42’de gösterildiği gibi FO ile karşılaştırılmıştır. Şekil 2.42’de görüldüğü gibi sonuçlar mükemmel şekilde uyumludur ve frekans artıkça RKA değeri artmaktadır.

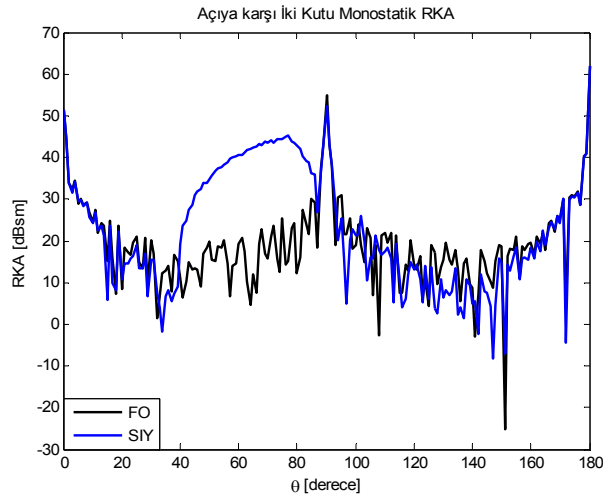


**Şekil 2.43** (a) İki kutunun katı modeli (b) Üçgensel plakalardan oluşmuş iki kutu geometrisi

Şekil 2.43 (b)'de görüldüğü gibi büyük kutu  $x=11.2$   $y=4.4$  ve  $z=5$  m'lik ve küçük kutu  $x=4.5$   $y=5.1$  ve  $z=4.2$  m'lik boyutlara sahiptir ve bu iki geometri toplam olarak 73 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır (bkz.Şekil 2.43(b)). Azimut açısı  $\phi=0^\circ$ 'de yükselme açısı ( $\theta$ )  $[0^\circ,180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değişimi analiz edilmiştir. Hedefi aydınlatan ışın penceresindeki ışınlar  $\lambda/10$  aralıklarla oluşturulmuştur. 2, 5 ve 8 GHz frekans değerlerinde ışın penceresindeki ışınların sayısı Tablo 4'de gösterildiği gibidir.

**Tablo 4** İki kutu için frekansa göre ışın sayısı

| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 2             | 177085      |
| 5             | 1102200     |
| 8             | 1586970     |



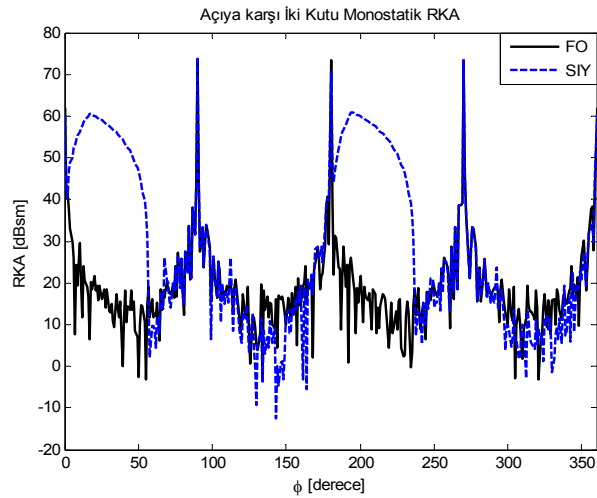
**Şekil 2.44** Açıya göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.44'den görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $40^\circ$ - $85^\circ$ ] arasındaki bölgede iki kutu arasındaki çoklu yansıma etkileri görülmektedir. FO yöntemde bu etki hesaplanamadığından SIY ile elde edilen sonuçlarla uyumlu olmadığı görülmektedir. Bunun dışındaki açı değerlerinde SIY ile FO yöntem mükemmel uyumludur.

**Tablo 5** İki kutunun çalışma zamanı

| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 73                         | 1336                |
| Möller-Trumbore                  | 73                         | 1061                |
| Plücker                          | 73                         | 975                 |

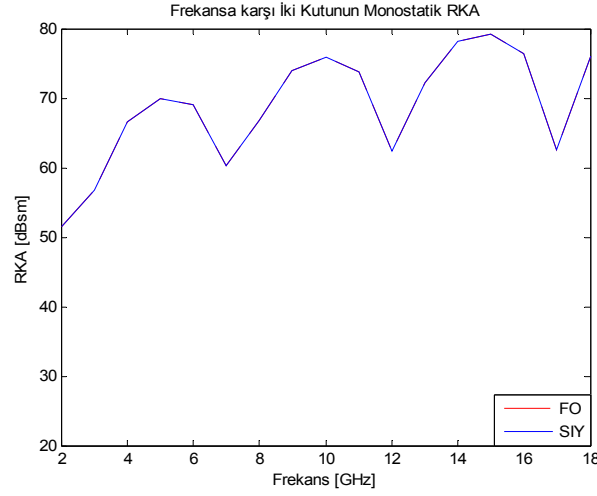
Tablo 5'de SIY'da ışın-üçgen kesişim testinde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanıldığında çalışma zamanındaki süre görülmektedir. Tablo 5'den görüldüğü gibi, çalışma zamanı açısından Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında Plücker testi %27 daha hızlıdır.



**Şekil 2.45** Açıya göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

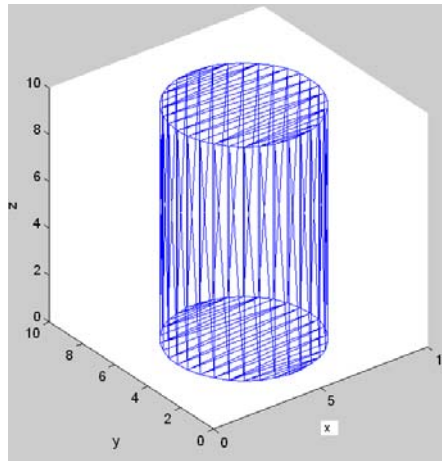
Şekil 2.45'den görüldüğü gibi azimut açısı ( $\phi$ ) [ $2^\circ$ - $55^\circ$ ] ve [ $190^\circ$ - $240^\circ$ ] olduğu bölgelerde iki kutu arasında çoklu yansıma etkileri görülmektedir. FO yöntemde bu etki hesaplanamadığından SIY ile elde edilen sonuçlarla uyumlu olmadığı görülmektedir. Bunun dışındaki açı değerlerinde SIY ile FO yöntem mükemmel uyumludur.

İki Kutu  $\phi=0^\circ$  ve  $\theta=0^\circ$ 'den aydınlatılmaktadır ve monostatik RKA değeri [2-18] GHz frekans aralığında analiz edilmiştir.



**Şekil 2.46** Frekansa göre iki kutunun monostatik RKA değeri dikey polarizasyon,  $\theta=0^\circ$  ve  $\phi=0^\circ$  için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

SIY ile elde edilen sonuçlar Şekil 2.46'da görüldüğü gibi FO ile karşılaştırılmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi sonuçlar mükemmel uyumludur ve frekans arttıkça RKA değeri artmaktadır.



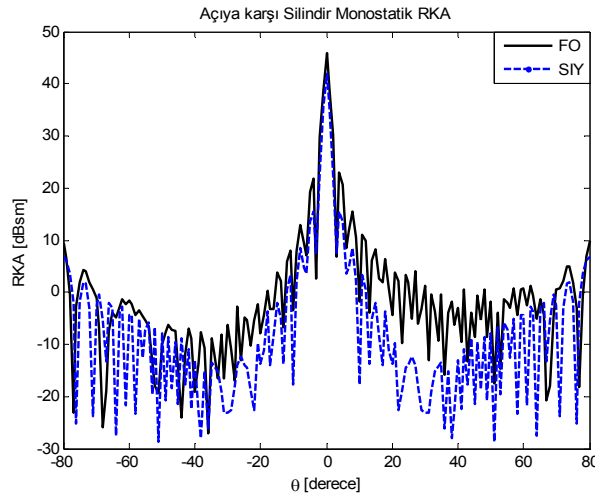
**Şekil 2.47** Silindirin üçgensel plakalardan oluşmuş modeli.

Şekil 2.47'de 3 m yarıçaplı ve 10 m yüksekliğinde bir silindirin 132 adet üçgensel plakadan oluşmuş geometrisi görülmektedir. Silindiri aydınlatacak ışın penceresi  $\lambda/2$  aralıklarla oluşmaktadır ve hedef bu ışın miktarı ile aydınlatılmaktadır. Tablo 6'da 1, 5 ve 12 GHz frekans değerinde oluşturulan ışın sayısı görülmektedir.

**Tablo 6** Silindir için frekansa göre ışın sayısı

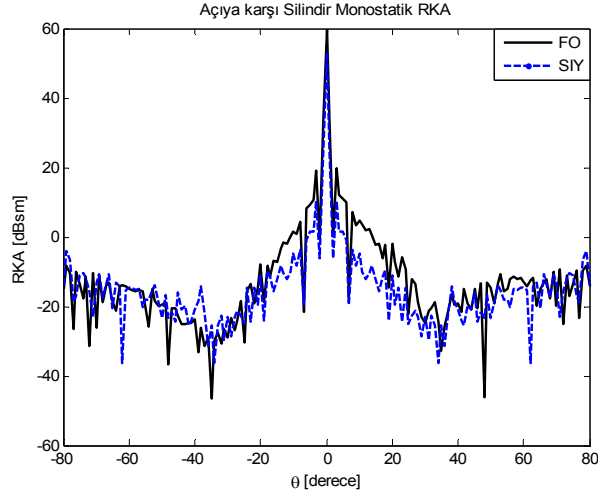
| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 1             | 4356        |
| 5             | 70756       |
| 12            | 120526      |

Şekil 2.48 1 GHz, Şekil 2.49 5 GHz ve Şekil 2.50 12 GHz frekans değerinde silindirin azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme ( $\theta$ ) açısı  $[-90^\circ,90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir. Elde edilen sonuçlar SIY ve FO yöntemle karşılaştırılmıştır. SIY’da çoklu yansıma ve gölgeleme etkileri de göz önüne alınmaktadır.



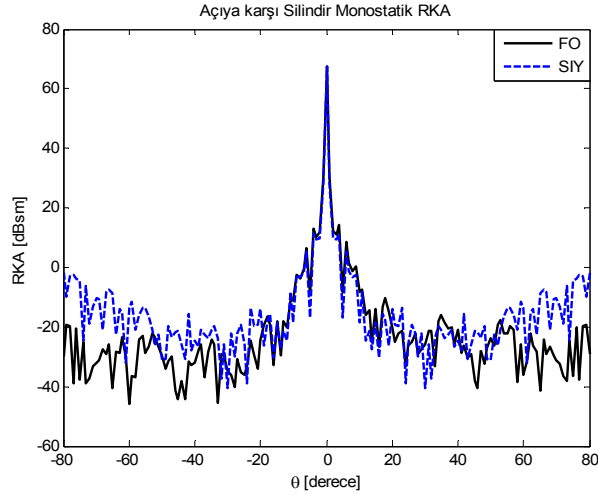
**Şekil 2.48** Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.48’de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-35^\circ,-15^\circ]$  ve  $[10^\circ,65^\circ]$  arasında olduğu bölgede SIY ve FO yöntemi uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgede iki yöntemin uyumlu olduğu görülmektedir. Silindirin RKA değerinin  $\theta=0^\circ$ ’de maksimum olduğu görülmektedir.



**Şekil 2.49** Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.49’da görüldüğü gibi yükselme açısı  $\theta$   $[-20^\circ, -2^\circ]$  ve  $[2^\circ, 30^\circ]$  arasında olduğu bölgede çoklu yansımadan dolayı SIY ve FO yöntemi uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgede iki yöntemin uyumlu olduğu görülmektedir.



**Şekil 2.50** Açıya göre silindirin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.50’de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-20^\circ, 40^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem mükemmel uyumludur. Bunun dışındaki bölgelerde çoklu yansıma etkin olduğundan iki yöntem arasında farklılık olduğu görülmektedir.

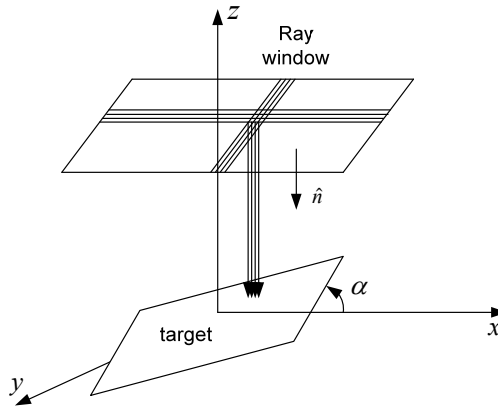
### **2.1.4.3 Kompleks hedeflerin RKA analizi**

Önceki bölümde, SIY yöntemi basit hedefler kullanılarak test edilmiştir. Gerçek hedefler birkaç saçılma merkezli çok kompleks geometrilere sahiptir. Kompleks geometrilerin parçaları arasındaki etkileşimler RKA değerini etkilemektedir. Bu noktada SIY çoklu yansıma yeteneğiyle diğer ışın tabanlı RKA tahmin eden yöntemlerden üstündür. Bu bölümde gerçekçi hedeflerin RKA analiz performansını değerlendirmek amacıyla önceki bölümde geliştirilen RKA analizini gerçekleştiren program kompleks hedeflere uygulanacaktır.

Simülasyon çalışmalarımızda, hedefler üçgensel plakalarla modellenmiştir. Farklı bakış açılarında hedeflerin monostatik RKA değerini hesaplamak amacıyla iki farklı yöntem kullanılmaktadır. Birinci yöntemde hedef sabit tutuluyorken ışın penceresi hedef etrafında döndürülmektedir. İkinci yöntemde ise ışın penceresi sabit tutuluyorken hedef döndürülmektedir. Aşağıda hedefin döndürülmesi açıklanacaktır daha sonra sırasıyla F-117, X-29, F-16 ve helikopter modellerinin monostatik RKA'sı SIY yöntemiyle analiz edilecektir ve FO yöntem ile karşılaştırılacaktır.

### **Hedef döndürme**

STL ağ formatına sahip bir hedefi döndürdüğümüz zaman üçgenlerin bütün uçları global koordinat sisteminin dikey ekseninde döner. Basit bir geometrinin örneğin kare plakanın bir ekseninde dönmesi Şekil 2.51'de gösterildiği gibidir.



**Şekil 2.51** Basit hedef döndürme geometrisi.

Üç boyutta bir hedefi döndürmek amacıyla, üç temel dönme matrisi kullanılır;



$$R_x(\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix} \quad (2.107)$$

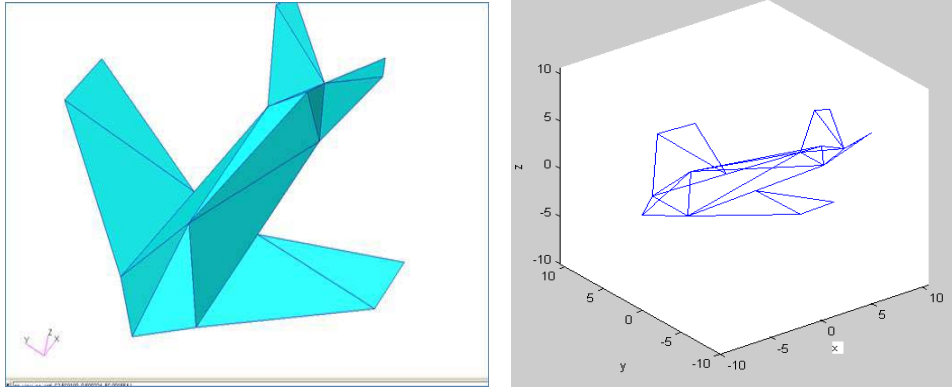
$$R_y(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & 0 & \sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{bmatrix} \quad (2.108)$$

$$R_z(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.109)$$

Bu matrislerin her biri hedefi sabit koordinat eksenini etrafında saatin ters yönünde  $\alpha$  açısıyla döndürür. Dönme yönü sağ el kuralıyla belirlenir. Diğer dönme matrisleri bu temel matrislerden türetilir.

### **Nümerik sonuçlar**

Kompleks hedeflerin RKA analizinin gerçekleştirileceği ilk örnek Şekil 2.52 (b)'de görüldüğü gibi 20 m'lik bir F-117 tipi uçaktır. F-117 20 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır.



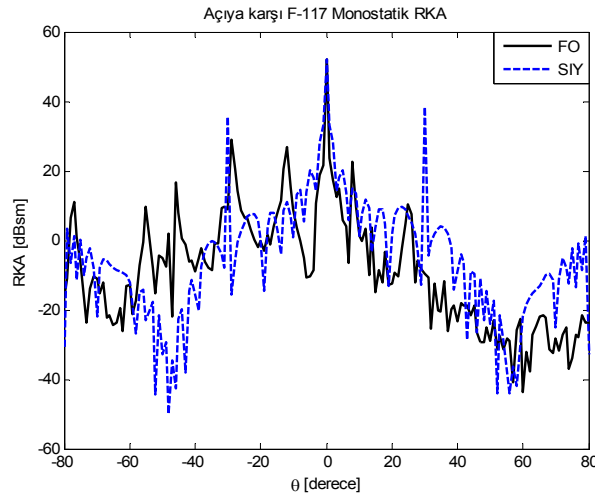
**Şekil 2.52 (a)** F-117 katı modeli ve **(b)** F-117 üçgensel plakadan oluşmuş geometrisi.

Şekil 2.53 ve Şekil 2.54 sırasıyla 1 GHz ve 12 GHz frekans değerinde F-117'nin  $\phi=0^\circ$  azimut açısında  $\theta$  açısı  $[-80^\circ, 80^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değerini göstermektedir. Tablo 7, 1 ve 12 GHz frekans değerlerine karşılık F-117'yi aydınlatan ışın sayısını göstermektedir. SIY'da çoklu yansıma ve gölgeleme etkileri de göz önüne alınmaktadır. Frekans

değeri artıkça hedefe gönderilen ışın sayısı artığından programın çalışma süresi de artmaktadır. Elde edilen sonuçlar SIY ve FO yöntemle karşılaştırılmıştır.

**Tablo 7** F117 için frekansa göre ışın sayısı

| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 1             | 4356        |
| 12            | 640000      |



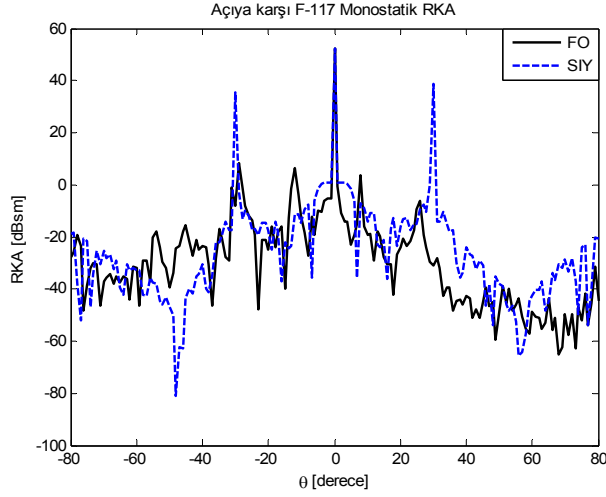
**Şekil 2.53** Açıya göre F-117'in 1 GHz dikey polarizasyonda monostatik RKA değerinin SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.53'de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-60^\circ, 35^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem aynı zarf eğrisine sahiptir.

**Tablo 8** F117'nin çalışma zamanı

| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 20                         | 192                 |
| Möller-Trumbore                  | 20                         | 185                 |
| Plücker                          | 20                         | 151                 |

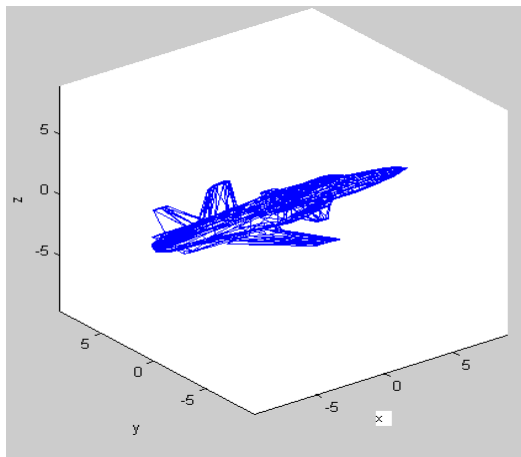
Tablo 8, SIY'da ışın-üçgen kesişim testinde Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanıldığında çalışma zamanındaki süreyi göstermektedir. Tablo 8'den görüldüğü gibi, çalışma zamanı açısından Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında Plücker testi %17 daha hızlıdır.



**Şekil 2.54** Açıya göre F-117'in monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 12 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

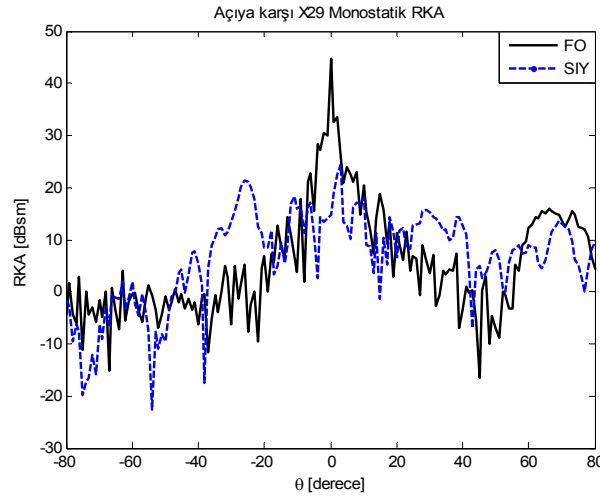
Şekil 2.54'de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-58^\circ, 38^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Yükselme açısı ( $\theta$ )  $30^\circ$  iken FO sonucu  $-28$  dBsm ve SIY sonucu  $39$  dBsm'dir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem aynı zarf eğrisine sahiptir.

İkinci RKA simülasyonu 18 m uzunluğunda 4 m yüksekliğinde bir X29 tipi uçakta gerçekleştirilmiştir. Şekil 2.55'de görüldüğü gibi X29 tipi uçak 955 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır. X29 hedefini aydınlatacak kadar bir ışın penceresi 1 GHz frekans değerinde  $\lambda$  aralıklarla oluşturulmuştur ve 4356 tane ışın içermektedir ve hedef bu ışın miktarı ile aydınlatılmaktadır.



**Şekil 2.55** X-29 tipi uçağın üçgensel plakadan oluşmuş modeli.

1 GHz frekans değerinde X29 tipi bir uçak azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-90^\circ,90^\circ]$  arasında değiştiğinde dikey polarizasyonda monostatik RKA değeri incelenmiştir (bkz.Şekil 2.56). Elde edilen sonuçlar SIY ve FO yöntemle karşılaştırılmıştır. X29'un RKA değerinin  $\theta=0^\circ$ 'de maksimum olduğu görülmektedir.



**Şekil 2.56** Açıya göre X29'un monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 1 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.56'da görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-40^\circ,28^\circ]$  ve  $[22^\circ,42^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem aynı zarf eğrisine sahiptir.

**Tablo 9** X29'in çalışma zamanı

| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 955                        | 3420                |
| Möller-Trumbore                  | 955                        | 3318                |
| Plücker                          | 955                        | 2838                |

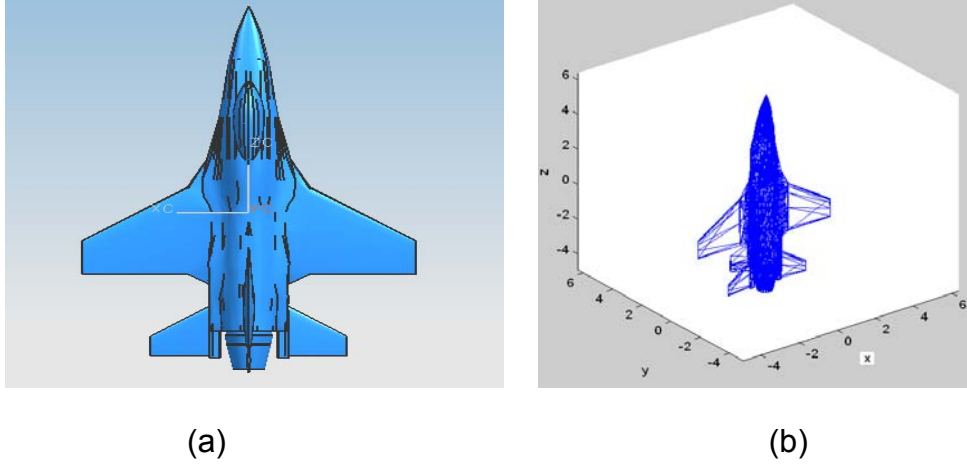
Tablo 9, Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanılarak SIY'in çalışma zamanındaki değişimini göstermektedir. Tablo 9'dan görüldüğü gibi, çalışma zamanı açısından Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında Plücker testi %17 daha hızlıdır.

Üçüncü RKA simülasyonu  $[7, 4, 10]$  m boyutlarında bir F16'da yapılmıştır ve F16'nın geometrik modeli 12276 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır (bkz. Şekil 2.57 (b)). F16'yı aydınlatacak ışın penceresi  $\lambda$  aralıklarla oluşturulmuştur ve Tablo

10'da frekans değerine karşılık ışın sayısı görülmektedir. F16'nın açısı, polarizasyon ve frekansa göre monostatik RKA analizleri yapılmıştır.

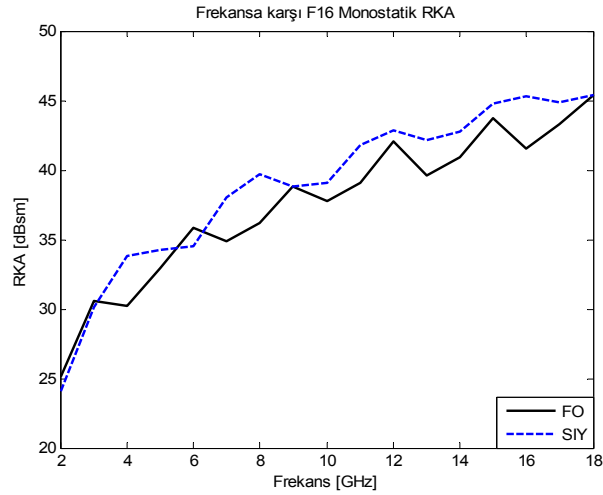
**Tablo 10** F16 için frekansa göre ışın sayısı

| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 2             | 4356        |
| 8             | 110889      |



**Şekil 2.57** (a) F16'nın katı modeli (b) F16 üçgensel plakadan oluşmuş modeli.

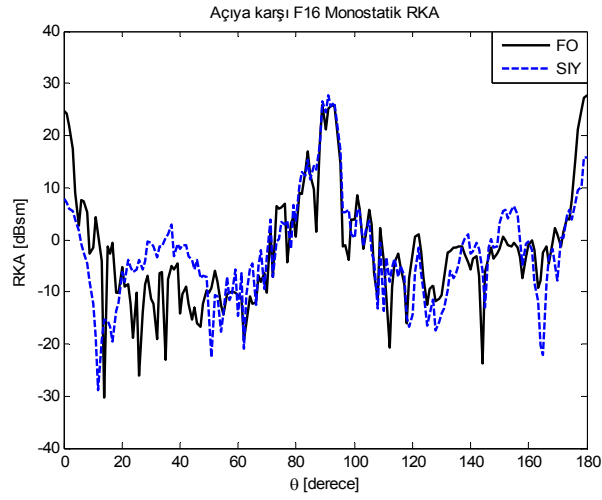
F16 azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme açısı  $\theta=0^\circ$ 'den aydınlatılmaktadır ve dikey polarizasyonda monostatik RKA değeri [2-18] GHz frekans aralığında analiz edilmiştir.



**Şekil 2.58** Frekansa göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon,  $\phi=0^\circ$  ve  $\theta=0^\circ$  için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

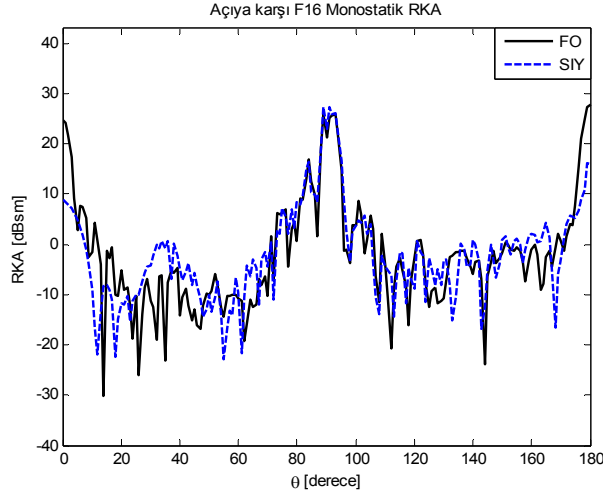
SIY ile elde edilen sonuçlar Şekil 2.58'de görüldüğü gibi FO yöntem ile karşılaştırılmıştır. [2-3] GHz aralığında SIY ve FO yöntem mükemmel uyumludur. Bunun dışındaki bölgelerde çoklu yansıma daha etkin olduğundan SIY ve FO sonuçları uyumlu değildir. Şekilden de görüldüğü gibi frekans arttıkça RKA değeri artmaktadır.

2 GHz frekans değerinde F16 tipi bir uçak azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme açısı ( $\theta$ )  $[0^\circ,180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyonda monostatik RKA değeri incelenmiştir (Şekil 2.59 ve Şekil 2.60). Şekillerden de görüldüğü gibi SIY ile elde edilen sonuçlar FO yöntemle karşılaştırılmıştır.



**Şekil 2.59** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.59'da görüldüğü gibi yükselme açısının ( $\theta$ )  $[20^\circ,58^\circ]$  ve  $[150^\circ,160^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.



**Şekil 2.60** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

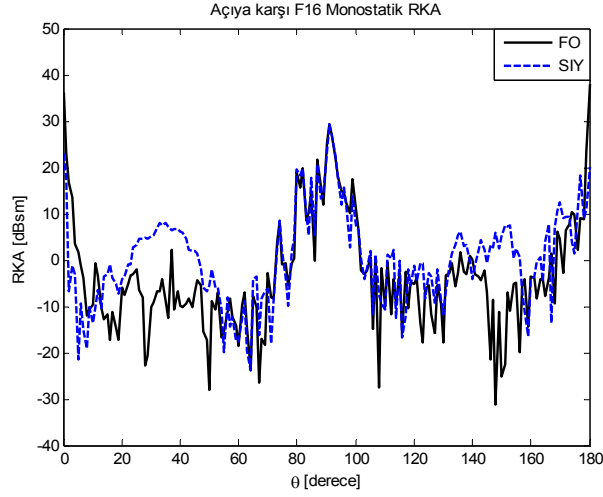
Şekil 2.60'da görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $24^\circ, 48^\circ$ ] olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.

**Tablo 11** F16'nın çalışma zamanı

| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 12276                      | 9660                |
| Möller-Trumbore                  | 12276                      | 8700                |
| Plücker                          | 12276                      | 6960                |

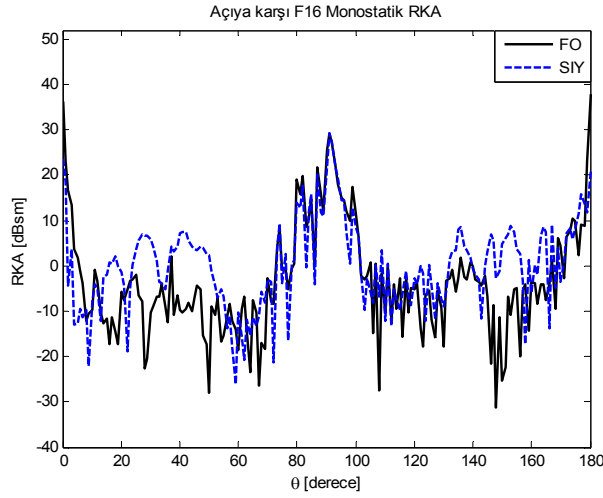
Tablo 11, Badouel, Möller- Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanılarak SIY'ın çalışma zamanındaki değişimini göstermektedir. Tablo 11'den görüldüğü gibi, çalışma zamanı açısından Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında Plücker testi yaklaşık %28 daha hızlıdır. Plücker test yöntemi ile Möller-Trumbore yöntemi karşılaştırıldığında Plücker test %20 daha hızlı olduğu görülmektedir (bkz. Tablo 11).

8 GHz frekans değerinde F16 tipi bir uçak azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ, 180^\circ$ ] arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyonda monostatik RKA değeri incelenmiştir (Şekil 2.61 ve Şekil 2.62). Şekillerden de görüldüğü gibi SIY ile elde edilen sonuçlar FO yöntemle karşılaştırılmıştır.



**Şekil 2.61** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.61'de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[12^\circ, 52^\circ]$  ve  $[140^\circ, 158^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.

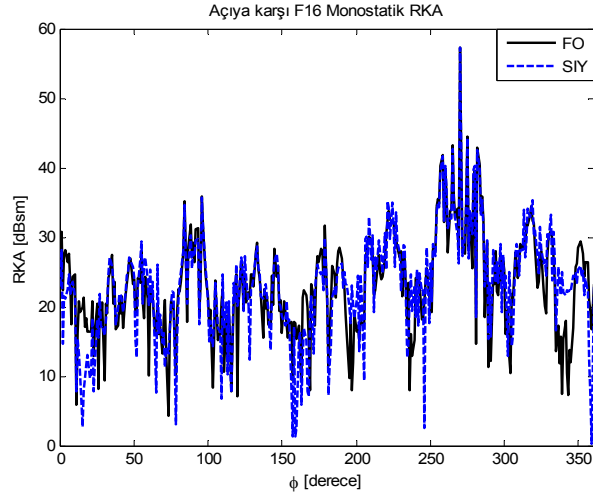


**Şekil 2.62** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.62'de görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[0^\circ, 58^\circ]$  ve  $[132^\circ, 159^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.

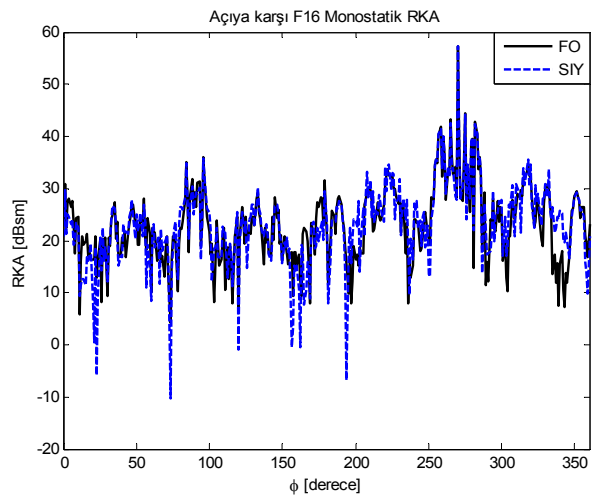


F16, 10 GHz frekans değerinde ve yükselme açısı  $\theta=90^\circ$  olduğunda azimut açısı  $[0^\circ-360^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey polarizasyon için monostatik RKA analizi yapılmıştır. Şekil 2.63 dikey polarizasyon ve Şekil 2.64 yatay polarizasyon için azimut açısının değişimine karşı SIY ve FO yöntemle yapılan RKA analizini göstermektedir.



**Şekil 2.63** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.63'de görüldüğü gibi azimut açısının ( $\phi$ )  $[12^\circ,25^\circ]$  ve  $[333^\circ,360^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.



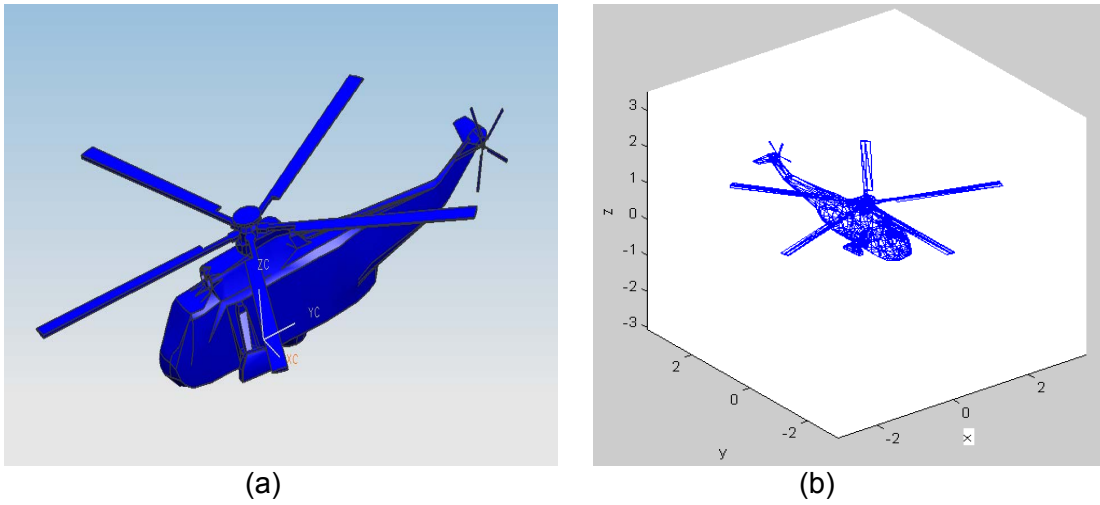
**Şekil 2.64** Açıya göre F16'nın monostatik RKA değeri yatay polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.64’de görüldüğü gibi azimut açısının ( $\phi$ )  $[333^\circ, 350^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem mükemmel uyumludur.

Dördüncü RKA simülasyonu  $[6, 6.5, 1]$  m boyutlarında bir helikopterde yapılmıştır ve helikopterin geometrik modeli 1988 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır (bkz. Şekil 2.65 (b)). Helikopteri aydınlatacak ışın penceresi  $\lambda$  aralıklarla oluşturulmuştur ve Tablo 12’de frekans değerine karşılık ışın sayısı görülmektedir. Helikopterin açısı, polarizasyon ve frekansa göre monostatik RKA analizleri yapılmıştır.

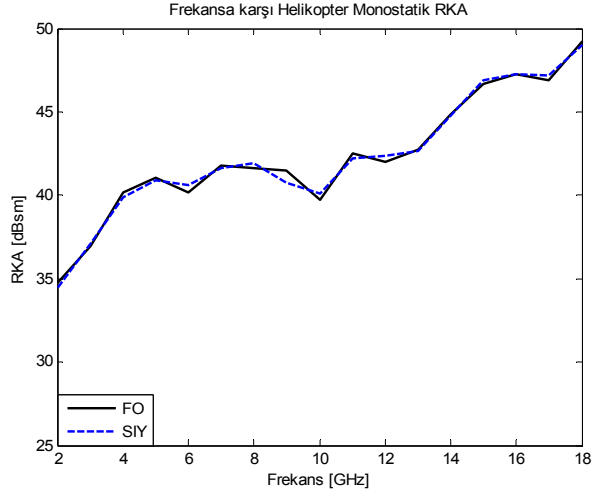
**Tablo 12** Helikopter için frekansa göre ışın sayısı

| Frekans [GHz] | Işın Sayısı |
|---------------|-------------|
| 2             | 85449       |
| 5             | 530400      |
| 8             | 1356576     |
| 10            | 2118681     |



**Şekil 2.65** (a)Helikopterin katı modeli (b) Helikopterin üçgensel plakadan oluşmuş modeli

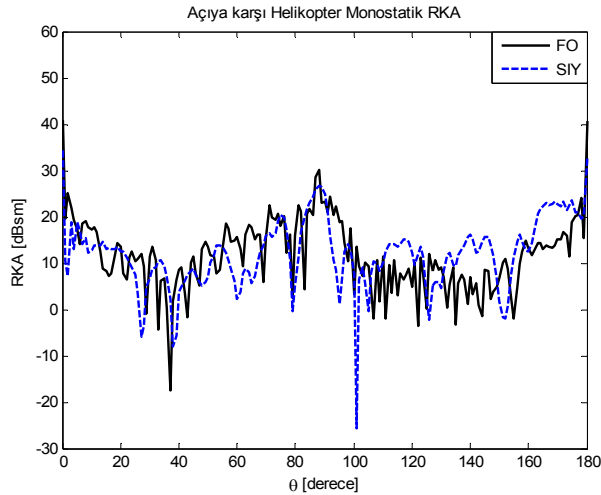
Helikopter azimut açısı  $\phi=0^\circ$  ve yükselme açısı  $\theta=0^\circ$ ’den aydınlatılmaktadır ve dikey polarizasyonda monostatik RKA değeri  $[2-18]$  GHz frekans aralığında 1 GHz’lik adımlarla analiz edilmiştir.



**Şekil 2.66** Frekansa göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon,  $\phi=0^\circ$  ve  $\theta=0^\circ$  için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.66'da görüldüğü gibi [5-7] GHz ve [8-10] GHz aralığı dışındaki bölgelerde SIY ve FO yöntem sonuçları mükemmel uyumludur.

Azimut açısı  $\phi=0^\circ$ 'de  $\theta$  yükselme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde 2 GHz, 5 GHz ve 10 GHz frekans değerlerinde dikey polarizasyonda helikopterin monostatik RKA değişimi incelenmiştir (bkz.Şekil 2.67, Şekil 2.68 ve Şekil 2.69).



**Şekil 2.67** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 2 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

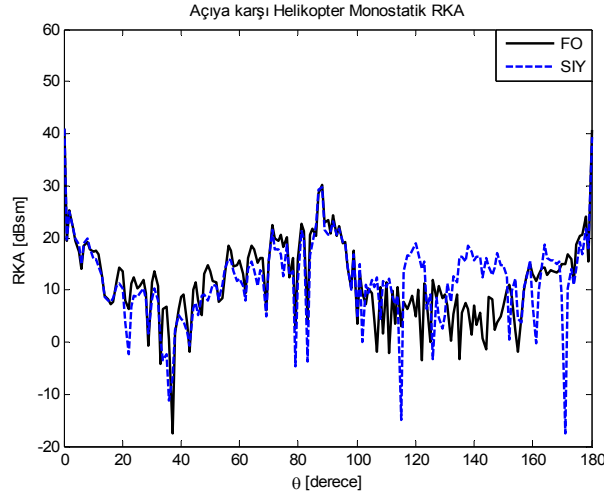
Şekil 2.67'den görüldüğü gibi yükselme açısı ( $\theta$ )  $[-58^\circ,38^\circ]$ ,  $[-58^\circ,38^\circ]$  ve  $[-58^\circ,38^\circ]$  olduğu bölgede SIY ve FO yöntem arasında çoklu yansımadan kaynaklanan

farklılık olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntem aynı zarf eğrisine sahiptir.

**Tablo 13** Helikopterin çalışma zamanı

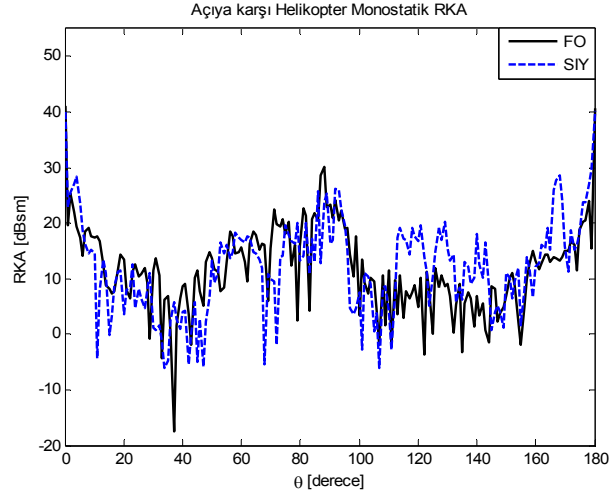
| Işın üçgen kesişim testi yöntemi | Üçgensel plakaların sayısı | Çalışma zamanı (sn) |
|----------------------------------|----------------------------|---------------------|
| Badouel                          | 1988                       | 4246                |
| Möller-Trumbore                  | 1988                       | 2713                |
| Plücker                          | 1988                       | 2220                |

Tablo 13, Badouel, Möller-Trumbore ve Plücker test yöntemi kullanılarak SIY'ın çalışma zamanındaki değişimini göstermektedir. Tablo 13'den görüldüğü gibi, çalışma zamanı açısından Badouel yöntemle Plücker testi karşılaştırıldığında Plücker testi yaklaşık %48 daha hızlıdır.



**Şekil 2.68** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 5 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

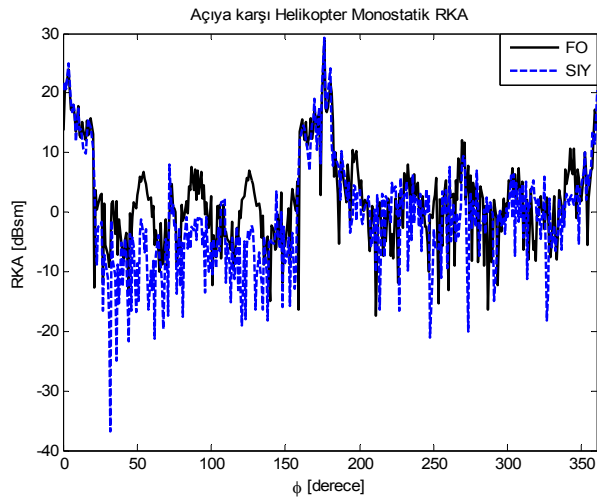
Şekil 2.68'den görüldüğü gibi  $\theta$  yükselme açısı  $[115^\circ-178^\circ]$  arasında olduğu bölgede SIY ve FO yöntem sonuçları çoklu yansımadan dolayı uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntemin sonuçları mükemmel uyumludur.



**Şekil 2.69** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

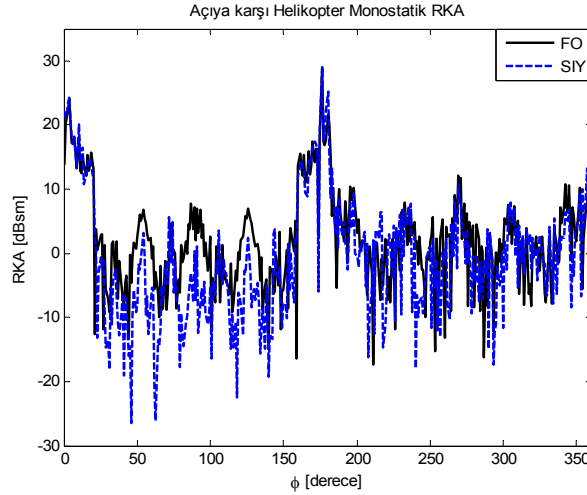
Şekil 2.69'dan görüldüğü gibi  $\theta$  yükselme açısı  $[115^\circ-170^\circ]$  arasında olduğu bölgede SIY ve FO yöntem sonuçları çoklu yansımadan dolayı uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde iki yöntemin sonuçları birbirine yakındır.

Helikopterin 8 GHz frekans değerinde ve yükselme açısı  $\theta=90^\circ$  olduğunda azimut açısı  $[0^\circ-360^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyon için monostatik RKA analizi yapılmıştır. Şekil 2.70'de dikey polarizasyon ve Şekil 2.71'de yatay polarizasyon için azimut açısı değiştiğinde SIY ve FO yöntemle yapılan RKA analizi görülmektedir.



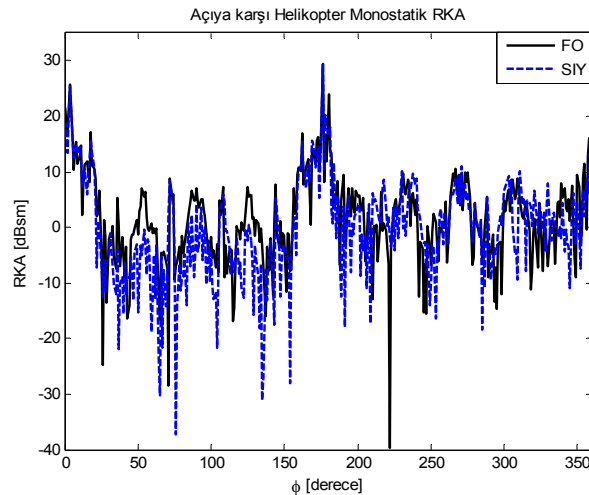
**Şekil 2.70** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.70'den görüldüğü gibi azimut açısı  $[50^\circ-75^\circ]$ ,  $[90^\circ-100^\circ]$  ve  $[125^\circ-145^\circ]$  arasındaki bölgelerde çoklu yansımadan dolayı SIY ve FO sonuçları uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur.



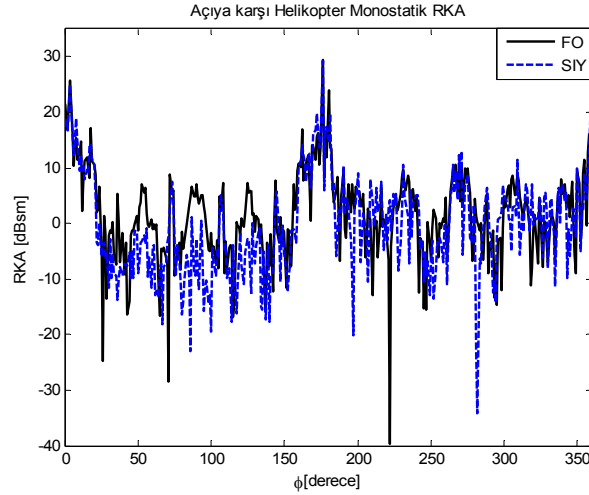
**Şekil 2.71** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, yatay polarizasyon ve 8 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.71'den görüldüğü gibi azimut açısı  $[85^\circ-100^\circ]$  arasındaki bölgede çoklu yansımadan dolayı SIY ve FO yöntem uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur.



**Şekil 2.72** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, dikey polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.72'den görüldüğü gibi azimut açısı  $[45^\circ-55^\circ]$ ,  $[90^\circ-100^\circ]$  ve  $[120^\circ-140^\circ]$  arasındaki bölgelerde çoklu yansımadan dolayı SIY ve FO yöntem uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur.



**Şekil 2.73** Açıya göre Helikopterin monostatik RKA değeri, yatay polarizasyon ve 10 GHz için SIY ve FO sonuçlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.73'den görüldüğü gibi azimut açısı  $[45^\circ-55^\circ]$ ,  $[90^\circ-100^\circ]$  ve  $[120^\circ-140^\circ]$  arasındaki bölgelerde çoklu yansımadan dolayı SIY ve FO yöntem uyumlu değildir. Bunun dışındaki bölgelerde SIY ve FO yöntemle elde edilen sonuçlar mükemmel uyumludur.

Bundan sonraki bölümde kompleks bir hedefte keskin bir kenar olduğunda kenardan kaynaklanan kırınım etkilerini göz önüne almak amacıyla Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımları (FKT-EKA) yöntemi incelenmiştir. Bu bölümde ayrıntılarıyla anlatılan Seken Işın Yöntemi (SIY) ile FKT-EKA yöntemi birleştirilerek çeşitli hedeflerin RKA değerindeki değişim analiz edilmiştir.

### 3. RADAR KESİT ALANI HESABI İÇİN KIRINIM KATKISI

Seken Işın Yöntemi GO ve FO yönteminin birleşimi gibi ele alınabilir. Saçıcı içinde farklı kısımlar arasında çoklu yansımalar GO yöntemle hesaplanır ve uzak alanda son saçılma FO yöntemle hesaplanır. RKA analizinde BDT modelinde keskin kenarların bulunması durumunda SIY uygulaması bazı geliş açıları için doğru değeri veremeyebilir. Bu durumda kırınım etkilerinin de RKA hesabına eklenmesi gerekir. Metal kenarlı saçıcılarda Seken Işın Yöntemi kenar kırınım katkısının eklenmesiyle tamamlanmak istenebilir. Literatürde kenarlardan kırınımı yüksek frekans tekniklerine eklemenin birçok yolundan söz edilmektedir. Bu çalışmada, BDT tabanlı hesaplama ortamında, birinci dereceden kırınımı tamamlamak için Micheali (Micheali, 1984) tarafından yapılan çalışma temel alınmış ve uygulanmıştır. Aşağıdaki ilk alt bölümde eşdeğer kenar akımları ve formülasyonu hakkında bilgi verilmiş ve sonraki alt bölümde ise bu eşdeğer kenar akımları formülasyonlarının SIY yöntemine eklenmesinin örnek hedefler üzerinde uygulama sonuçları gösterilmiştir.

#### 3.1. Eşdeğer Kenar Akımları (EKA) (Equivalent Edge Currents)

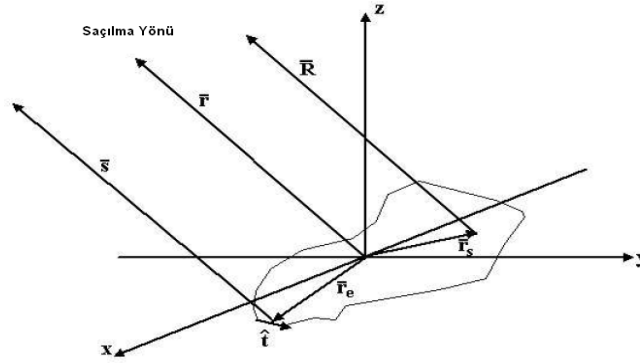
Eşdeğer kenar akımları (equivalent edge current) yöntemi saçılma analizinde güçlü bir tekniktir. Herhangi bir sonlu akım dağılımı ışına integralinde toplandığı zaman uzak bölge kırınan alanlar için sonlu bir sonuç sağlar. Böylece, kostiklerde Geometrik Kırınım Teorisi (GKT) kırınımının geçersizliği kenarlarda doğru akım dağılımının kullanımıyla önlenebilir. İlave olarak, yöntemde kırınan alan konisinden uzakta saçılma yönlerinde kırınan alanların hesaplanmasına izin verir. Eşdeğer kenar akımları yöntemi, gözlemci noktasında ışınan alanın bilinen değerini veren kenar boyunca integral alındığında akımları bulmaya bağlıdır. Diğer taraftan, eşdeğer kenar akımları yöntemi belirtilen gözlemci noktasında doğru sonuçları sağlar. Geometrik Kırınım Teorisi akımları asimptotik olarak gözlemci noktasında geometrik kırınım teorisi alanını sağlar. Gelen alan tarafından indüklenen yüzey akım yoğunluğundan eşdeğer kenar akımlarını türetmek olasıdır. Bu yaklaşım ilk önce Millar tarafından ortaya konmuştur ve Mitzner ve Michaeli tarafından geliştirilmiştir (Baldauf, Lee, Lin, Jeng, Scarborough ve Yu, 1991). Sonra, bu yüzey akım tabanlı eşdeğer kenar akımlarında değişiklikler ve gelişmeler olmuştur



(Micheali, 1984). Micheali (Micheali, 1984) tarafından tanımlanan eşitlikler bu çalışmada kullanılmıştır.

### 3.1.1. Eşdeğer kenar akımlarının formülasyonu

Düz bir plakadan saçılma incelenmiştir ve saçılma konfigürasyonu Şekil 3.1’de gösterildiği gibidir. Saçılmaya plaka yüzeyinin ve kenarlarının katkıları vardır. Keyfi bir geometriyle herhangi düz bir plakanın kenarı boyunca eşdeğer akımları hesaplamak için kenar, yarım düzlemlere benzetilmiştir.



**Şekil 3.1** Saçılma Konfigürasyonunun örneklenmesi

$\hat{r}_s$  keyfi bir yüzey elemanının konum vektörünü ve  $\hat{r}_e$  kenar elemanının konum vektörünü gösterir. Hesaplamalar uzak alan bölgesinde yapıldığından,  $\hat{r}$ ,  $\hat{s}$  ve  $\hat{R}$  birim vektörlerinden her biri birbirine eşit olarak alınabilir. Fiziksel Kırınım Teorisi (FKT)’nde, toplam saçılan alan iki bileşene ayrılır, biri Fiziksel Optik (FO) alan diğeri Saçak Dalga (SD) (fringe wave) alanı’dır.

$$\bar{E}^s = \bar{E}^{FO} + \bar{E}^{SD} \quad (3.1)$$

Bu alanlar FO ve saçak dalga yüzey akım yoğunlukları tarafından üretilir. Diğer taraftan, saçıcı yüzey üzerinde indüklenen akım FO ve saçak akım bileşenlerine aşağıdaki gibi ayrıştırılabilir.

$$\bar{J}^{top} = \bar{J}^{FO} + \bar{J}^{SD} \quad (3.2)$$

Saçak dalga alanı ve akımı, toplam alanı ve akımı elde etmek için FO alana ve FO akıma düzeltici bir katkı sağlaması amacıyla eklenir.

Eş.3.1’in sağ tarafındaki birinci terim FO yüzey akım integralidir. Bu bölümde Eş.3.1’in sağ tarafındaki ikinci terimin hesaplanması incelenecektir.

Uzak alan gözlemci noktasında, saçıcı yüzey üzerindeki  $\bar{J}$  indüklenen akımın sebep olduğu alan aşağıdaki gibi verilir.

$$\bar{E}^s(r) = jk\zeta \iint_S \hat{R} \times (\hat{R} \times \bar{J}) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' \quad (3.3)$$

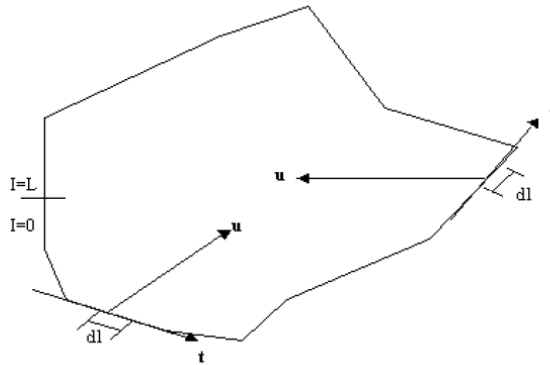
Toplam saçılan alana saçak dalga alanı katkısını hesaplamak amacıyla, Eş.3.3'deki integral kenara yakın noktalar üzerinde değerlendirildiğinden yüzeyin kalanından katkı ihmal edilmektedir. Bu bölge  $S_{edge}$  ile gösterilirse, toplam saçılan alan asimptotik olarak aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\bar{E}^s(r) \approx \bar{E}_s^{FO} + jk\zeta \iint_{S_{edge}} \hat{R} \times (\hat{R} \times \bar{J}^{SD}) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' \quad (3.4)$$

Saçak dalga akımından ( $\bar{J}^{SD}$ ) dolayı saçılan alan  $E^{SD}$  aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\bar{E}^{SD} \approx jk\zeta \iint_{S_e} \hat{R} \times (\hat{R} \times \bar{J}^{SD}) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' \quad (3.5)$$

Eş.3.5'deki integrali hesaplamak amacıyla Şekil 3.2'de gösterildiği gibi yeni integral değişkenleri  $l$  ve  $u$  ya göre ifade edilir.



**Şekil 3.2** Yeni integral değişkenlerinin ( $dl, \hat{u}$  ve teğet vektörü  $\hat{t}$ ) gösterimi

Burada  $l$  kenar boyunca yay uzunluğu,  $\hat{u}$  kenarın teğet vektörüne dik birim vektördür ve kenardan içeriye doğrudur (bkz.Şekil 3.2).

Uzak alan gözlemci noktasında, Eş.3.5'deki faz teriminde ortaya çıkan  $R$  terimi orijini faz referans olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\hat{R} \approx s - \hat{s} \cdot (\bar{r}_s - \bar{r}_e) = s - \hat{s} \cdot \hat{u} \quad (3.6)$$

$\hat{R}$  yaklaşık olarak  $\hat{s}$ 'e eşittir ve paydada ortaya çıkan uzaklık  $s$  olarak alınabilir.  $l$  değişkeninin integral sınırları 0 ve  $L$ 'dir ve  $L$  toplam kenar uzunluğudur.  $u$

değişkeni için alt sınır 0'dır ve integrale sadece  $u = 0$ 'da kenar noktalarının katkısı olduğundan üst sınıra gerek yoktur. Saçıcı yüzeyinde  $ds'$  alanı  $|\hat{u} \times \hat{t}| du dl$  ifadesine eşittir. Eş.3.5'de bu yaklaşım ve değişken değiştirme kullanılarak saçıcıdaki saçak akımlarının neden olduğu kırınan alan aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\begin{aligned} \bar{E}^{SD} &\approx jk\eta \iint_{S_e} \hat{s} \times (\hat{s} \times \bar{J}^{SD}) \frac{e^{-jk(s-\hat{s}\cdot\hat{u}u)}}{4\pi s} ds' \\ &= jk\eta \int_0^L |\hat{u} \times \hat{t}| \frac{e^{-jks}}{4\pi s} \hat{s} \times \left[ \hat{s} \times \int_0^L \bar{J}^{SD} e^{jk\hat{s}\cdot\hat{u}u} du \right] dl \end{aligned} \quad (3.7)$$

Eş.3.7'deki artımlı kırınan alan, kenar noktasında başlayan ve  $\hat{u}$  yönünde kenarından uzakta genişleyen artımlı bir dilim üzerinde  $\bar{J}^{SD}$  yüzey akım yoğunluğuyla üretilen alana son nokta katkısıdır. Bu kırınan alanın kenarda indüklenen hat akımlarıyla üretileceği farz edilebilir. Bu elektrik ve manyetik hat akımları  $\hat{t}$  kenar teğet vektörüyle aynı yönde bir nokta ve  $\hat{r}_e$  konumunda yerleştirilir. Bu kenar akımlarıyla üretilen kırınan alan aşağıdaki gibi verilir.

$$\bar{E} = jk \int_0^L \frac{e^{-jks}}{4\pi s} \left[ \eta \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) I^{SD} + \hat{s} \times \hat{t} M^{SD} \right] dl \quad (3.8)$$

Kenarlarda indüklenen elektrik ( $I^{SD}$ ) ve manyetik ( $M^{SD}$ ) akımlar Eş.3.8'in Eş.3.7'e eşitlenmesiyle bulunur ve aşağıdaki gibi verilir.

$$I^{SD} = \frac{|\hat{u} \times \hat{t}|}{|\hat{s} \times \hat{t}|^2} \hat{s} \cdot (\hat{t} \times \hat{s}) \times \int_0^L \bar{J}^{SD} e^{jk\hat{s}\cdot\hat{u}u} du \quad (3.9)$$

$$M^{SD} = \eta \frac{|\hat{u} \times \hat{t}|}{|\hat{s} \times \hat{t}|^2} \hat{t} \cdot \hat{s} \times \int_0^L \bar{J}^{SD} e^{jk\hat{s}\cdot\hat{u}u} du \quad (3.10)$$

Eş.3.9 ve Eş.3.10'da verilen  $I^{SD}$  ve  $M^{SD}$  akımlara Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımlar (FKT-EKA) denir. Bu eşitliklerde ortaya çıkan  $\bar{J}^{SD}$  terimi saçak dalga yüzey akım yoğunluğudur ve kenarda saçak dalga elektrik ve manyetik akım ifadelerini sağlamak için  $\hat{u}$  yönünde integrali alınır. Bu akımların ( $I^{SD}$  ve  $M^{SD}$ ) toplam saçak dalga kırınan alanı ( $E^{SD}$ ) vermesi için integrali alınır (bkz.Eş.3.8). FKT-EKA kenarlara sahip yüzeyler için FO yöntemde düzeltme sağlamak için kullanılır.

Gerçek kenar geometrisi yarım düzlemlerle modellenir, yarım düzlem akım yoğunluğunun ( $\bar{J}^{SD}$ )  $I^{SD}$  ve  $M^{SD}$  vermesi amacıyla  $\hat{u}$  yönünde integrali alınır. Eşdeğer kenar akımları ( $I^{SD}$  ve  $M^{SD}$ ) gelen elektrik ve manyetik alanların teğet bileşenlerine, gelme ve gözlemci yönüne ve  $\hat{u}$  yönüne bağlıdır.

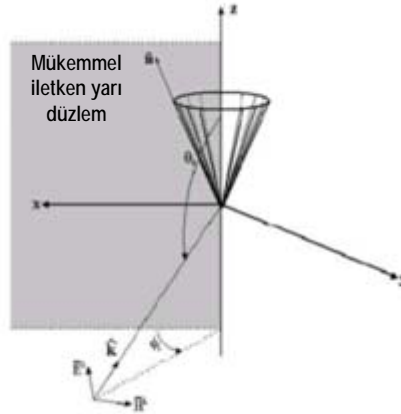
### **3.1.1.1 Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımı (FKT-EKA) formülasyonu**

Yukarıda bahsedildiği gibi, artan kırınan alana katkı sadece kenardan olduğundan saçak dalga yüzey akımı alt sınırı kenardan başlayan ve sonsuza giden bir integralin sonucuna benzer. Bundan dolayı Eş.3.9 ve Eş.3.10'daki eşdeğer kenar akımlarının saçak dalga kısımları aşağıdaki eşitliklerle ifade edilir.

$$I^{SD} = \frac{|\hat{u} \times \hat{t}|}{|\hat{s} \times \hat{t}|^2} \hat{s} \cdot (\hat{t} \times \hat{s}) \times \int_0^\infty \bar{J}^{SD} e^{jk\hat{s} \cdot \hat{u}} du \quad (3.11)$$

$$M^{SD} = \eta \frac{|\hat{u} \times \hat{t}|}{|\hat{s} \times \hat{t}|^2} \hat{t} \cdot \hat{s} \times \int_0^\infty \bar{J}^{SD} e^{jk\hat{s} \cdot \hat{u}} du \quad (3.12)$$

Saçılan alanın saçak dalga bileşeni Eş.3.11 ve Eş.3.12'nin Eş.3.7'ye uygulanmasıyla bulunur. Şekil 3.3 düzlemsel dalgayla aydınlatılan problem geometrisini göstermektedir.



**Şekil 3.3** Düzlemsel dalgayla aydınlatılan yarı düzlem

Bu problem için, toplam yüzey akım yoğunluğu silindirik koordinatlarda aşağıda verilen sınır koşulunun kullanılmasıyla bulunur.

$$\bar{J}(\rho, z) = \hat{y} \times (\bar{H}(\rho, 0, z) - \bar{H}(\rho, 2\pi, z)) \quad (3.13)$$

Problemin tam çözümü aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_z = \bar{E}_0^i \cdot \hat{z} \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \left[ \begin{array}{c} e^{jk \sin \theta^i \rho \cos(\phi - \phi^i)} F\left(-\sqrt{2k \sin \theta^i} \rho \cos\left(\frac{\phi - \phi^i}{2}\right)\right) \\ - e^{jk \sin \theta^i \rho \cos(\phi + \phi^i)} F\left(-\sqrt{2k \sin \theta^i} \rho \cos\left(\frac{\phi + \phi^i}{2}\right)\right) \end{array} \right] e^{jkz \cos \theta^i} \quad (3.14)$$

$$H_z = \bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \left[ \begin{array}{c} e^{jk \sin \theta^i \rho \cos(\phi - \phi^i)} F\left(-\sqrt{2k \sin \theta^i} \rho \cos\left(\frac{\phi - \phi^i}{2}\right)\right) \\ + e^{jk \sin \theta^i \rho \cos(\phi + \phi^i)} F\left(-\sqrt{2k \sin \theta^i} \rho \cos\left(\frac{\phi + \phi^i}{2}\right)\right) \end{array} \right] e^{jkz \cos \theta^i} \quad (3.15)$$

Burada  $F$  Fresnel fonksiyonudur ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$F(x) = \int_0^\infty e^{-jt^2} dt \quad (3.16)$$

$\rho = x$  ile Eş.3.14, Eş.3.15 ve Eş.3.16 kullanılarak, yarı-düzlem saçak dalga yüzey akım yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$J_x^{SD}(x, z) = -\bar{H}_0^i \cdot \hat{z} 4 \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} F\left(\sqrt{2kx \sin \theta^i} \cos \frac{\phi^i}{2}\right) \cdot e^{jk(x \sin \theta^i \cos \phi^i + z \cos \theta^i)} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} J_z^{SD}(x, z) = & -\left( \frac{1}{\zeta} \bar{E}_0^i \cdot \hat{z} \frac{\sin \phi^i}{\sin \theta^i} + \bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \frac{\cos \theta^i \cos \phi^i}{\sin \theta^i} \right) \\ & \cdot 4 \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} F\left(\sqrt{2kx \sin \theta^i} \cos \frac{\phi^i}{2}\right) e^{jk(x \sin \theta^i \cos \phi^i + z \cos \theta^i)} \\ & + \left( \frac{1}{\zeta} \bar{E}_0^i \cdot \hat{z} \sin \frac{\phi^i}{2} + \bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \cos \frac{\phi^i}{2} \cos \theta^i \right) \\ & \cdot 4 \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sin \theta^i \sqrt{2kx \sin \theta^i}} e^{-jk(x \sin \theta^i - z \cos \theta^i)} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Saçak dalga akımı için asimptotik ifade  $\hat{u}$  vektörü sonsuza gittiğinden eşdeğer akımları bulmak için gereklidir (Eş.3.11 ve Eş.3.12).  $F$  argümanı büyük olduğu zaman aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = \frac{e^{-jx^2}}{j2x} \quad (3.19)$$

Eş.3.17 ve Eş.3.18'de Eş.3.19 kullanılarak, saçak dalga akım yoğunluğunun  $x$  ve  $z$  bileşenleri aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$J_x^{SD} = -\bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \frac{2e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-jk(x \sin \theta^i - z \cos \theta^i)}}{\sqrt{2kx \sin \theta^i} \cos \frac{\phi^i}{2}} \quad (3.20)$$

$$J_z^{SD} = \bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \frac{2e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \frac{\cos \theta^i}{\sin \theta^i} \frac{e^{-jk(x \sin \theta^i - z \cos \theta^i)}}{\sqrt{2kx \sin \theta^i} \cos \frac{\phi^i}{2}} \quad (3.21)$$

Sonra, toplam saçak alan akım yoğunluğu asimptotik olarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\bar{J}^{SD} = -\hat{u} \bar{H}_0^i \cdot \hat{z} \frac{2e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-jk\hat{u} \cdot \bar{r}}}{\sqrt{2kx \sin \theta^i} \cos \frac{\phi^i}{2} \sin \theta^i} \quad (3.22)$$

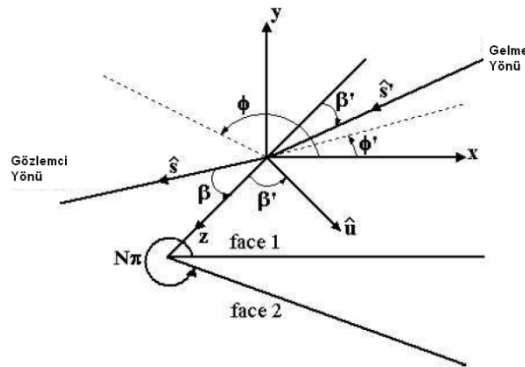
Burada

$$\hat{u} = \hat{x} \sin \theta^i - \hat{z} \cos \theta^i \quad (3.23)$$

Şekil 3.3'te gösterildiği gibi, Eş.3.23  $\bar{J}^{SD}$  integralinin alındığı hat  $\hat{n}$ 'le aynı yönde yarı düzlemin yüzeyiyle Keller konisinin kesişimini gösterir.

### 3.1.1.2 Bir kama için Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımı

Bir kamada FKT-EKA hesaplanması için kullanılan eşitlikler Michaeli (Michaeli,1984) tarafından geliştirilmiştir. EKA eşitliklerinin gelişiminin başlangıç noktası yarı düzlem yüzeyle Keller konisinin kesişiminde olduğu gibi integral yönünün seçimidir. Bir kamaya EKA yöntemini uygulamak amacıyla kullanılan geometri Şekil 3.4'de gösterildiği gibidir.



Şekil 3.4 Kama geometrisi

Yarı-düzlem için kullanılan eşitlikler doğrudan yüz 1 (face 1)'e uygulanır. Yüz 2 (face 2) için,  $x$  yönü aynı kalır ve  $y$  yönü akım yönüne zıt yöndedir. Böylece,  $z$  yönü de  $-z$  yönüne değişir. Yüz 1 (face 1) ile ilgili eşdeğer kenar akım eşitlikleri

Eş.3.24' de değişken değiştirme yapılarak Yüz 2 (face 2)'deki eşdeğer kenar akımları bulmak için kullanılabilir.

$$z \rightarrow -z, \beta \rightarrow \pi - \beta, \beta' \rightarrow \pi - \beta', \phi \rightarrow N\pi - \phi, \phi' \rightarrow N\pi - \phi' \quad (3.24)$$

Eşdeğer elektrik ve manyetik kenar akımları aşağıdaki gibi ele alınabilir.

$$\bar{I} = (I_1 - I_2)\hat{z} \quad (3.25)$$

$$\bar{M} = (M_1 - M_2)\hat{z} \quad (3.26)$$

Burada  $I_1$ ,  $M_1$  yüz 1'deki yüzey akım yoğunluğuyla ve  $I_2$ ,  $M_2$  yüz 2'deki yüzey akım yoğunluğuyla ilgilidir.  $I_1$  ve  $M_1$  FO ve saçak dalga bileşenlerine ayrılabilir.

$$\bar{I}_1^{SD} = I_1 - I_1^{FO} \quad (3.27)$$

$$\bar{M}_1^{SD} = M_1 - M_1^{FO} \quad (3.28)$$

Burada (Michaeli, 1984),

$$I_1^{FO} = \frac{2jU(\pi - \phi')}{k \sin \beta'(\cos \phi' + \mu)} \left[ \frac{\sin \phi'}{Z \sin \beta'} \hat{z} \cdot \bar{E}_0^i - (\cot \beta' \cos \phi' + \cot \beta \cos \phi) \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i \right] \quad (3.29)$$

$$M_1^{FO} = \frac{-2jZ \sin \phi U(\pi - \phi')}{k \sin \beta \sin \beta'(\cos \phi' + \mu)} \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i \quad (3.30)$$

$$I_1 = \frac{2j}{k \sin \beta'} \frac{1}{\cos \frac{\phi'}{N} - \cos \left( \frac{\pi - \alpha}{N} \right)} \cdot \left[ \frac{\sin \frac{\phi'}{N}}{Z \sin \beta'} \hat{z} \cdot \bar{E}_0^i + \frac{\sin \frac{\pi - \alpha}{N}}{\sin \alpha} \cdot (\mu \cot \beta' - \cot \beta \cos \phi) \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i \right] - \frac{2j \cot \beta'}{kN \sin \beta'} \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i \quad (3.31)$$

$$M_1 = \frac{2jZ \sin \phi}{k \sin \beta' \sin \beta} \frac{1}{\cos \frac{\pi - \alpha}{N} - \cos \frac{\phi'}{N}} \frac{\sin \frac{\pi - \alpha}{N} \csc \alpha}{\sin \alpha} \cdot \bar{H}_0^i \quad (3.32)$$

Burada  $\bar{E}_0^i$  ve  $\bar{H}_0^i$  kırınım noktasına gelen elektrik ve manyetik alan vektörleri,  $Z$  ortamın empedansı,  $U(x)$  birim adım fonksiyonudur.  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $\mu$  ve  $\gamma$  değişkenleri aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\beta = \cos^{-1}(\hat{s} \cdot \hat{z}), \quad \beta' = \cos^{-1}(\hat{s}' \cdot \hat{z}') \quad (3.33)$$

$$\alpha = \arccos \mu = -j \ln \left( \mu + j \sqrt{1 - \mu^2} \right) \quad (3.34)$$

$$\mu = \frac{\cos \gamma - \cos^2 \beta'}{\sin^2 \beta'} = 1 - 2 \frac{\sin^2 \frac{\gamma}{2}}{\sin^2 \beta'} \quad (3.35)$$

$$\cos \gamma = \hat{u} \cdot \hat{s} = \sin \beta' \sin \beta \cos \phi + \cos \beta' \cos \beta \quad (3.36)$$

$\hat{u}$  yönü teğet kırınan ışınların yönü gibi seçildiğinde süreksiz yönlerin sayısı azalır. Bu ifadeler  $\phi' = \pi$  (glancing incidence) ya da  $\beta \rightarrow 0$  ya da  $\beta \rightarrow \pi$  (edge-on incidence) gibi bozulmuş durumlarda süreksizdir.

Yüz-1'deki kenar akımları Eş.3.27, Eş.3.28, Eş.3.29 ve Eş.3.30'daki formüller kullanılarak hesaplanır ve Yüz-2'deki kenar akımları Eş.3.24'de verilen değişken değiştirme yapılarak Yüz-1'deki aynı eşitlikler kullanılarak hesaplanır. Toplam eşdeğer kenar akımları aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$I^{SD} = I_1^{SD} - I_2^{SD} \quad (3.36)$$

$$M^{SD} = M_1^{SD} - M_2^{SD} \quad (3.37)$$

Eş.3.27-Eş.3.35 eşitliklerini kullanarak, yarı düzlem ( $N = 2$ , Şekil 3.4)'e göre  $I^{SD}$  ve  $M^{SD}$  için son ifadeler aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\begin{aligned} I^{SD} = & E_t^i \frac{2jY}{k \sin^2 \beta' \cos \phi' + \mu} \frac{\sqrt{2} \sin \frac{\phi'}{2}}{2} \left[ \sqrt{1 - \mu} - \sqrt{2} \cos \frac{\phi'}{2} \right] \\ & + H_t^i \frac{2j}{k \sin \beta' \cos \phi' + \mu} \frac{1}{2} \left[ \cot \beta' \cos \phi' + \cot \beta \cos \phi \right] \\ & + \sqrt{2} \cos \frac{\phi'}{2} \frac{\mu \cot \beta' - \cot \beta \cos \phi}{\sqrt{1 - \mu}} \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$M^{SD} = H_t^i \frac{2jZ \sin \phi}{k \sin \beta \sin \beta' \cos \phi' + \mu} \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{2} \cos \frac{\phi'}{2}}{\sqrt{1 - \mu}} \right] \quad (3.39)$$

Burada  $Y = Z^{-1}$ ,  $E_t^i = \hat{z} \cdot \bar{E}_0^i$ ,  $H_t^i = \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i$ 'dir. Yarı-düzlem durumunda, yüz 1 için  $\hat{s} = \hat{s}' = \hat{u}$  ya da  $\beta = \beta'$ ,  $\phi' = \pi$ ,  $\phi = 0$  olduğunda sadece süreksizlikler meydana gelir. Gelen ışın yüz 2'ye teğet geldiğinde, yüz 2'de de benzer süreksizlikler meydana gelir.



Monostatik RKA hesaplamalarında  $\beta = \pi - \beta'$  ve  $\phi = \phi'$  açıları kullanılır. Eş.3.33 sırasıyla yüz 1 ve yüz 2 için Eş.3.40 ve Eş.3.41'deki gibi basitleştirilir.

$$\alpha_1 = \arccos \mu_1 = \arccos(\cos \phi - 2 \cot^2 \beta) \quad (3.40)$$

$$\alpha_2 = \arccos \mu_2 = \arccos(\cos(N\pi - \phi) - 2 \cot^2 \beta) \quad (3.41)$$

Geri saçılmada saçak akım yoğunlukları Eş.3.42 ve Eş.3.43 ile verilir. Geri saçılma için türetilen Eş.3.40 ve Eş.3.41 ile Eş.3.42 ve Eş.3.43 herhangi bir süreksizlik içermez ve geri saçılan eşdeğer kenar akımlarını hesaplamak için bilgisayar programında kullanılabilir.

$$I^{SD} = \frac{-2jY}{k \sin^2 \beta} \left[ \frac{\sin \phi U(\pi - \phi)}{\cos \phi + \mu_1} + \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{\phi}{N}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{N} - \cos \frac{\phi}{N}} \right] \hat{z} \cdot \bar{E}_0^i$$

$$+ \frac{2j \sin \frac{\pi - \alpha_1}{N}}{Nk \sin \beta \sin \alpha_1} \frac{\mu_1 \cot \beta' - \cot \beta \cos \phi}{\cos \frac{\phi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_1}{N}} \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i \quad (3.42)$$

$$- \left\{ \begin{aligned} & \frac{-2jY}{k \sin^2 \beta} \left[ \frac{\sin(N\pi - \phi) U(\pi - N\pi + \phi)}{\cos(N\pi - \phi) + \mu_2} + \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{N\pi - \phi}{N}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{N} - \cos \frac{N\pi - \phi}{N}} \right] (-\hat{z} \cdot \bar{E}_0^i) \\ & + \frac{2j \sin \frac{\pi - \alpha_2}{N}}{Nk \sin \beta \sin \alpha_2} \frac{\cot \beta \cos(N\pi - \phi) - \mu_2 \cot \beta'}{\cos \frac{N\pi - \phi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_2}{N}} (-\hat{z} \cdot \bar{H}_0^i) \end{aligned} \right\}$$

$$M^{SD} = \frac{2jZ \sin \phi}{k \sin^2 \beta} \left[ \frac{U(\pi - \phi)}{\cos \phi + \mu_1} - \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{N} \csc \alpha_1}{\cos \frac{\phi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_1}{N}} \right] \hat{z} \cdot \bar{H}_0^i$$

$$- \left\{ \frac{2jZ \sin(N\pi - \phi)}{k \sin^2 \beta} \left[ \frac{U(\pi - N\pi + \phi)}{\cos(N\pi - \phi) + \mu_2} - \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{N} \csc \alpha_2}{\cos \frac{N\pi - \phi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_2}{N}} \right] \right\} (-\hat{z} \cdot \bar{H}_0^i) \quad (3.43)$$

Bu bölümde anlatılan eşitlikler Seken Işın Yöntemi ile birleştirilerek bazı hedefler için elde edilen nümerik sonuçlar bir alt bölümde incelenmiştir.



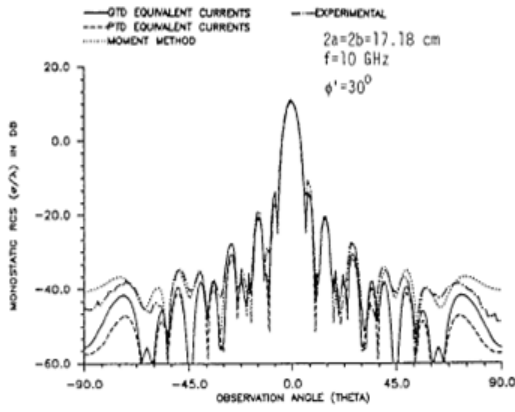


Figure 2. Monostatic RCS for a Square Plate (Soft Polarization)

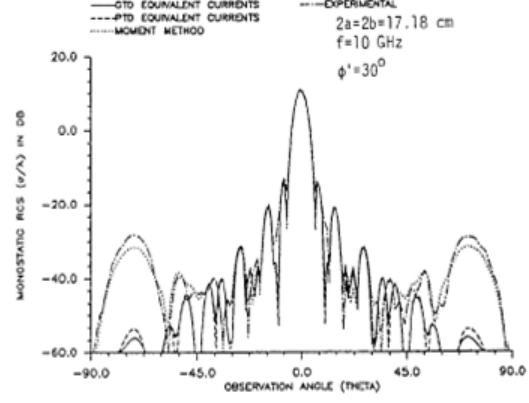


Figure 3. Monostatic RCS for a Square Plate (Hard Polarization)

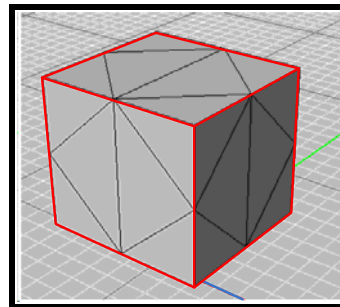
(a)

(b)

**Şekil 3.7** POLKA VE BALANİS'in sonuçları (a) Yatay polarizasyon (b) Dikey polarizasyon

Şekil 3.6 (a)'dan görüldüğü gibi yatay polarizasyonda  $\theta$  açısı  $30^\circ$ 'den büyük olduğunda RKA değerinde kırınım etkilidir, dikey polarizasyonda ise kırınım etkisinin pek olmadığı Şekil 3.6 (b)'den görülmektedir. Şekil 3.6 Şekil 3.7 ile karşılaştırıldığında SIY-FKT-EKA yöntemi ile hesaplanan kare plakanın RKA analiz sonuçlarının literatürde yapılan çalışmanın sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. Programın doğrulaması gerçekleştirildikten sonra çeşitli hedeflerin kırınım etkilerini de içeren RKA analizleri aşağıda yapılmıştır.

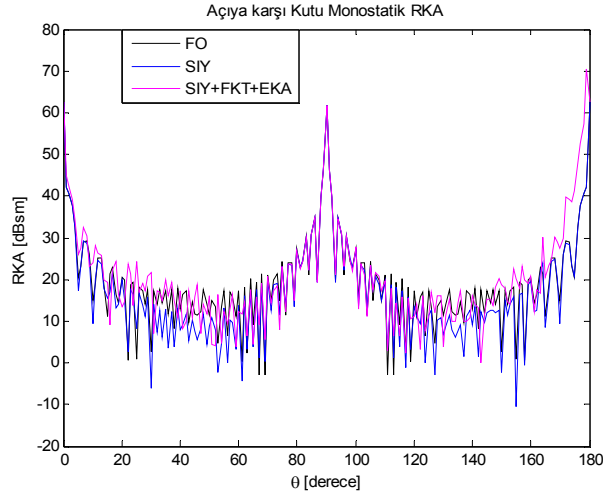
RKA analizinde kırınım etkilerini incelemek için yapılan ikinci simulasyonda ele alınan model bir kutudur (bkz. Şekil 3.8). Şekil 3.8'de görülen kutunun boyutları  $x=7.8$  m,  $y=7.3$  m ve  $z=7.1$  m'dir ve 36 adet üçgensel plakadan oluşmaktadır.



**Şekil 3.8** Kutunun katı modeli

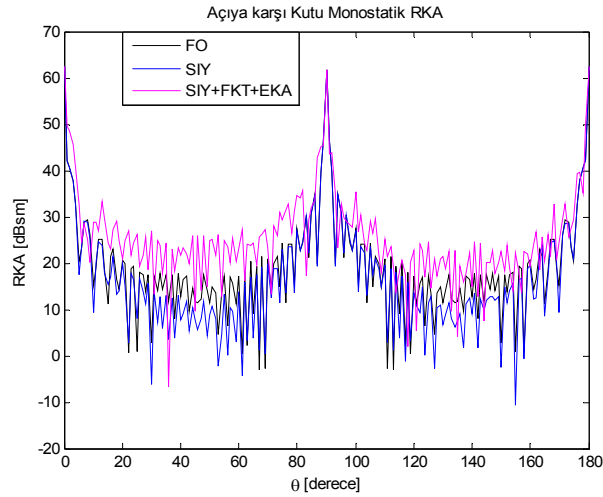
2 GHz frekansı değerinde ve  $91^\circ$  kırınım açısında, yatay ve dikey polarizasyon için azimut açısı ( $\phi$ ) ve yükselme açısına ( $\theta$ ) göre kutunun radar kesit alanı değişimi incelenmiştir (bkz. Şekil 3.9-Şekil 3.12). Şekil 3.9 ve Şekil 3.10'da kutunun radar kesit alanı, azimut açısı  $0^\circ$  ve yükselme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla

değiştirilerek incelenmiştir. Kırınım açısı  $91^\circ$  iken kutunun bütün kenarları kırınım katkı sağlamaktadır ve Şekil 3.8'de görüldüğü gibi kırmızı çizgilerle gösterilmiştir. Şekil 3.9 dikey polarizasyon ve Şekil 3.10 yatay polarizasyon sonuçlarını göstermektedir.



**Şekil 3.9** Kutunun dikey polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

Dikey polarizasyon durumunda elde edilen RKA sonuçlarından görüldüğü gibi (bkz.Şekil 3.9) yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $170^\circ$ - $180^\circ$ ] arasında iken kırınımın etkisi görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda kırınımın etkisi çok fazla olmadığından SIY-FKT-EKA sonuçları ile SIY sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir.

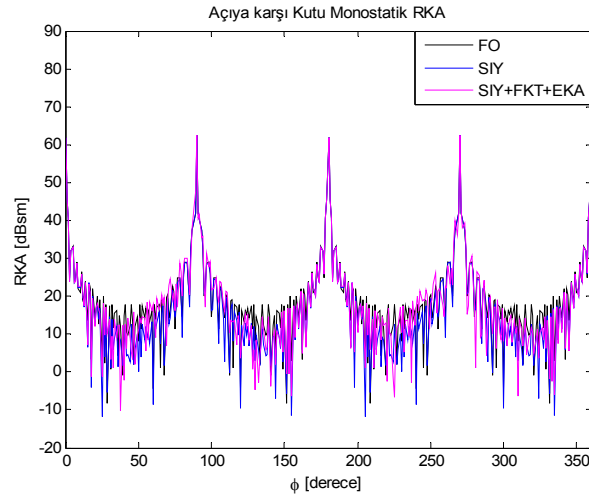


**Şekil 3.10** Kutunun yatay polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

Şekil 3.10'da görüldüğü gibi yatay polarizasyonda kırınımın RKA üzerine etkisi yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ$ - $85^\circ$ ], [ $95^\circ$ - $110^\circ$ ] ve [ $122^\circ$ - $170^\circ$ ] arasında iken görülmektedir.

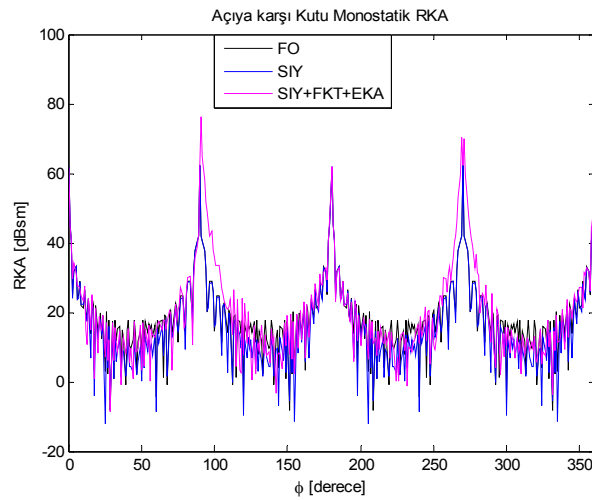
Özellikle yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ$ - $85^\circ$ ] arasında olduğu bölgede kırınımın etkisi SIY'a göre ortalama olarak 10 dBsm daha fazladır.

Kutunun radar kesit alanı 2 GHz frekans değerinde yükselme açısı  $90^\circ$  ve azimut açısı [ $0^\circ$ - $360^\circ$ ] arasında  $1^\circ$ 'lik adımlarla değiştirilerek dikey ve yatay polarizasyon için incelenmiştir (bkz. Şekil 3.11-Şekil 3.12). Şekil 3.8'den de görüldüğü gibi kırınım açısı  $91^\circ$  alındığında kutunun bütün kenarlarının kırınımına katkısı olmuştur.



**Şekil 3.11** Kutunun dikey polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

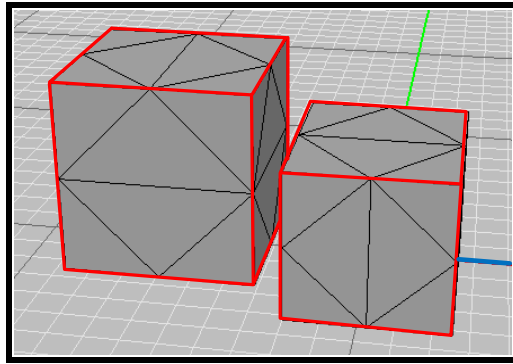
Şekil 3.11'de kutu dikey polarizasyonda azimut yönünde aydınlatıldığında kırınımlı ve kırınımsız elde edilen RKA sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir.



**Şekil 3.12** Kutunun yatay polarizasyon için SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

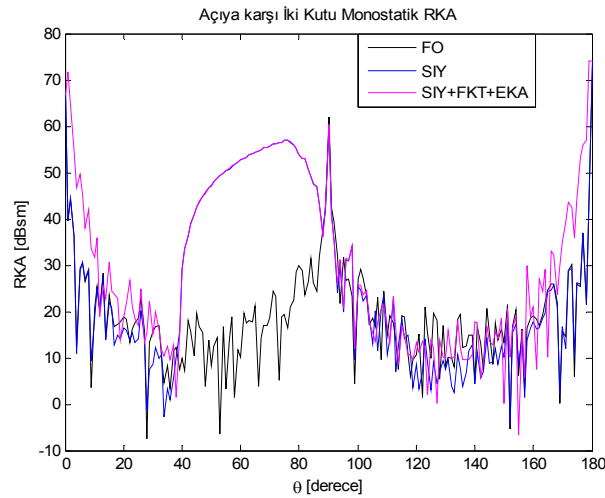
Yatay polarizasyonda kutu azimut yönünde aydınlatıldığında azimut açısı ( $\phi$ ) [90°-110°] ve [268°-272°] arasında kırınımın etkisi görülmektedir. Bu bölgeler dışındaki azimut açılarında kırınımın etkisi görülmemektedir ve SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur (bkz.Şekil 3.12).

RKA üzerinde kırınım etkisini incelemek için ele alınan diğer bir problem de xyz-düzlemine yerleştirilmiş iki kutudur. Büyük kutunun boyutları  $x=11.2$  m,  $y=4.4$  m,  $z=5$  m ve küçük kutunun boyutları  $x=4.5$  m,  $y=5.1$  m ve  $z=4.2$  m'dir. 8 GHz frekansında ve 91° kırınım açısında, yatay ve dikey polarizasyon durumunda azimut açısına ( $\phi$ ) ve yükselme açısına ( $\theta$ ) göre radar kesit alanı incelenmiştir.



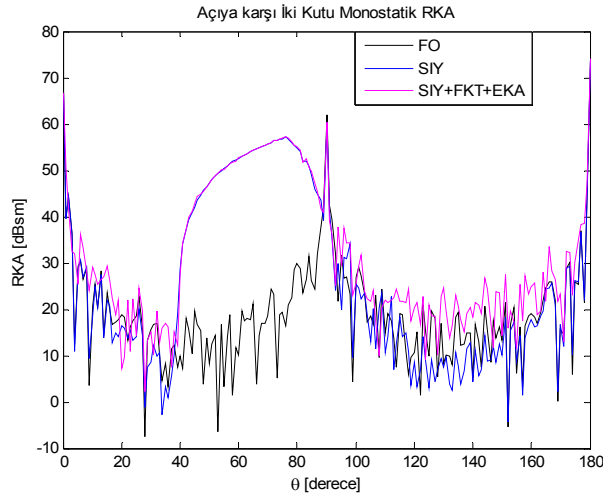
**Şekil 3.13** İki kutunun katı modeli

Şekil 3.14 ve Şekil 3.15'de iki kutunun radar kesit alanı azimut açısı 0° ve yükselme açısı [0°-180°] arasında 1°'lik adımlarla değiştirilerek incelenmiştir. Şekil 3.13'den de görüldüğü gibi kırınım açısı 91° alındığında iki kutunun bütün kenarlarının kırınıma katkısı olmuştur. Şekil 3.14 dikey polarizasyon ve Şekil 3.15 yatay polarizasyon sonuçlarını göstermektedir.



**Şekil 3.14** İki kutunun dikey polarizasyonda SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

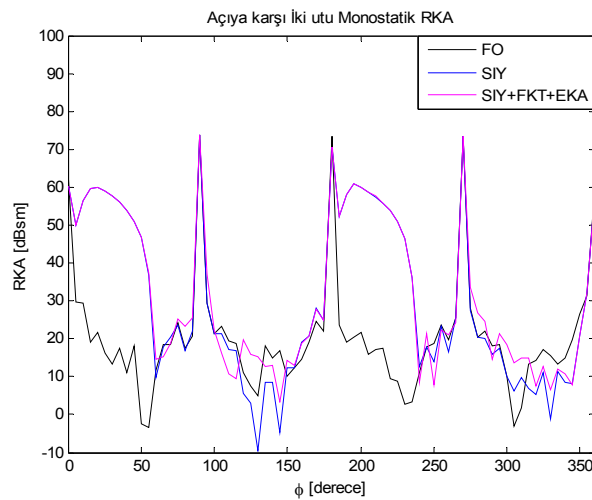
Şekil 3.14’de dikey polarizasyon durumunda yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ$ - $40^\circ$ ] ve [ $160^\circ$ - $180^\circ$ ] arasında olduğu bölgelerde kırınımın etkisi görülmektedir. Bu bölgeler dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.



**Şekil 3.15** İki kutunun yatay polarizasyonda SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

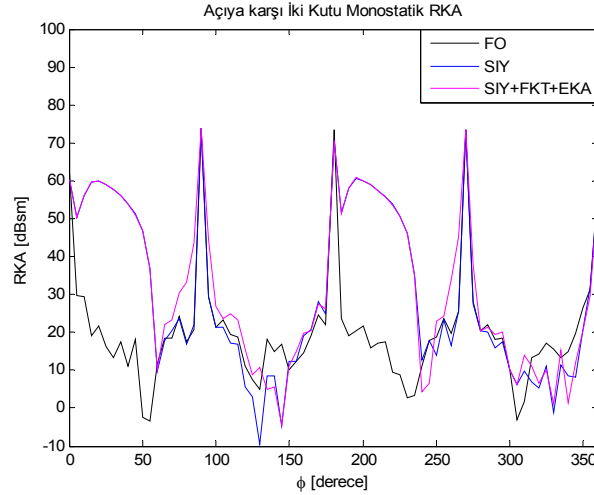
Şekil 3.15’de yatay polarizasyonda yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $110^\circ$ - $170^\circ$ ] arasında olduğu bölgede kırınımın etkisi görülmektedir. Bu bölgeler dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.

Şekil 3.16 ve Şekil 3.17’de iki kutunun radar kesit alanı 8 GHz frekans değerinde yükselme açısı  $90^\circ$  ve azimut açısı [ $0^\circ$ - $360^\circ$ ] arasında  $5^\circ$ ’lik adımlarla değiştiğinde incelenmiştir. Şekil 3.13’den de görüldüğü gibi kırınım açısı  $91^\circ$  alındığında iki kutunun bütün kenarlarının kırınımına katkısı olmuştur. Şekil 3.16 dikey polarizasyon ve Şekil 3.17 yatay polarizasyon sonuçlarını göstermektedir.



**Şekil 3.16** İki kutunun dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

Şekil 3.16'da dikey polarizasyon durumunda azimut açısı ( $\phi$ ) [ $100^\circ$ - $150^\circ$ ] ve [ $280^\circ$ - $320^\circ$ ] arasında olduğu bölgelerde kırınımın etkisi görülmektedir. Bu bölgeler dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.

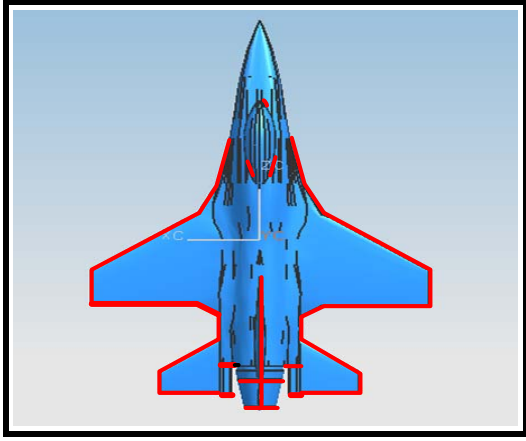


**Şekil 3.17** Yatay polarizasyon FKT-Eşdeğer Akımlar ile RKA sonuçları

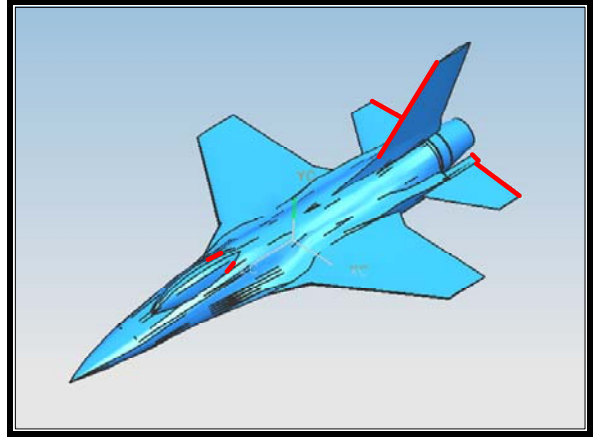
Şekil 3.17'de yatay polarizasyon durumunda azimut açısı [ $60^\circ$ - $149^\circ$ ] ve [ $248^\circ$ - $270^\circ$ ] arasında olduğu bölgelerde kırınımın etkisi görülmektedir. Bu bölgeler dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.

Kırınımın RKA'ya katkısını incelediğimiz kompleks hedeflerden biri de F16'dır ve Şekil 3.18'de gösterildiği gibi xyz-düzlemine yerleştirilmiştir. F16'nın boyutları x ekseninde 7 m, y ekseninde 4 m ve z ekseninde 10 m'dir. 10 GHz frekansında, kırınım açısı  $30^\circ$  ve  $90^\circ$  iken, dikey ve yatay polarizasyonda yükselme açısı ( $\theta$ ) ve azimut açısı ( $\phi$ )' ye göre radar kesit alanı incelenmiştir. Dikey ve yatay polarizasyon durumu için FO, SIY ve SIY-FKT-EKA ile elde edilmiş olan sonuçlar Şekil 3.19-Şekil 3.23'de gösterilmiştir.





(a)

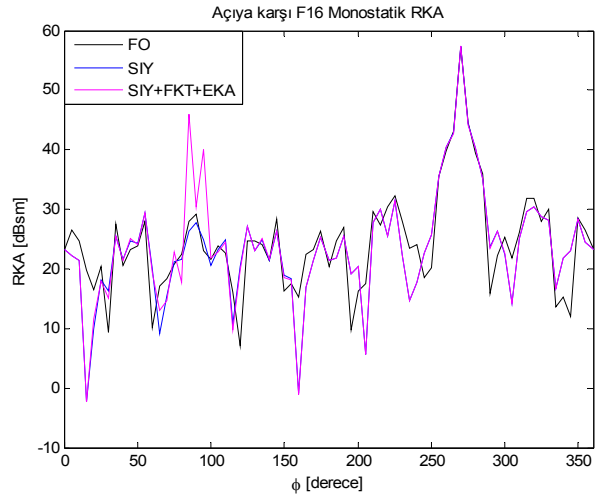


(b)

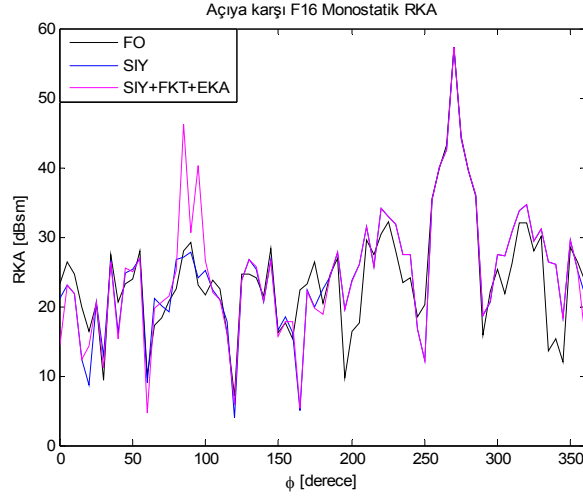
**Şekil 3.18** F16'nın farklı görünüşleri

Şekil 3.18 (a) ve Şekil 3.18 (b)'de sırasıyla  $90^\circ$  ve  $30^\circ$  kırınım açısında kırınımına katkısı olan kenarlar gösterilmiştir.

Şekil 3.19 ve Şekil 3.20'de kırınım açısı  $30^\circ$ , yükselme açısı  $90^\circ$  ve 10 GHz frekans değerinde azimut açısı  $[0^\circ-360^\circ]$  arasında  $5^\circ$ 'lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyon için radar kesit alanı incelenmiştir.



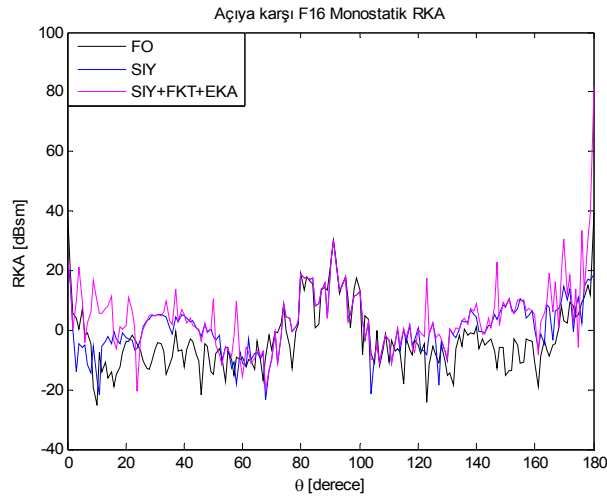
**Şekil 3.19** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları



**Şekil 3.20** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

Şekil 3.19 ve Şekil 3.20 incelendiğinde 30 derece kırınım açısında F16 modelinde arka dik kuyruğun eğimli kenarı, kokpitin çok az bir kısmı ve arkadaki küçük kuyrukların bir kenarları (bkz.Şekil 3.18(b)) kırınım katkı sağlamaktadır. Şekil 3.19 ve Şekil 3.20’de dikey ve yatay polarizasyonda  $\phi$  açısının  $[65^\circ-100^\circ]$  arasında olduğu bölgede kırınımın katkısı görülmektedir.

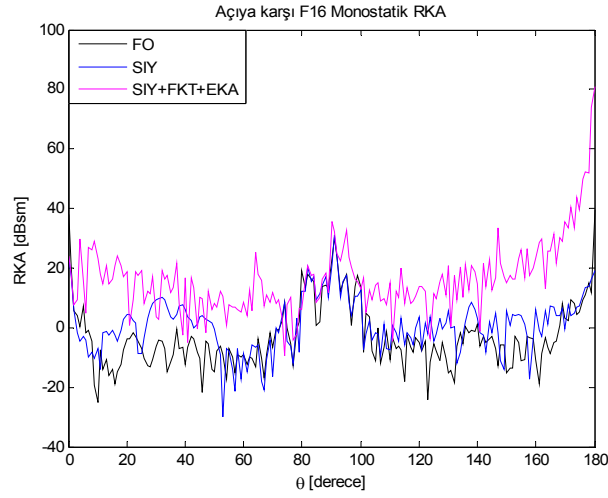
Şekil 3.21 ve Şekil 3.22’de 10 GHz frekans değerinde, kırınım açısı  $90^\circ$  ve azimut açısı  $0^\circ$  alındığında, yükselme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ ’lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyon için radar kesit alanı incelenmiştir.



**Şekil 3.21** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

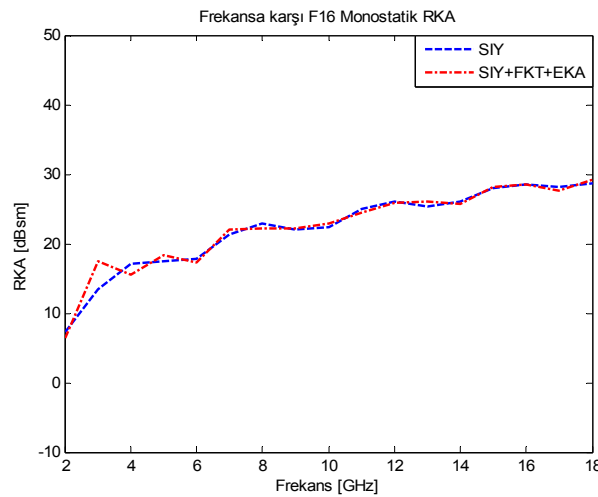
Şekil 3.21 incelendiğinde dikey polarizasyonda RKA’ya kırınımın sağladığı en büyük katkı  $180^\circ$  yükselme açısında olmaktadır. F16 z eksenini boyunca yerleştiğinden (bkz. Şekil 3.18 (a)) yükselme açısı  $180^\circ$  motor egzoz çıkışı

kenarlarına denk gelmektedir. Yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ$ - $22^\circ$ ] arasında olduğu bölgede kırınım etkilidir ve bunun dışındaki açı değerlerinde SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.



**Şekil 3.22** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

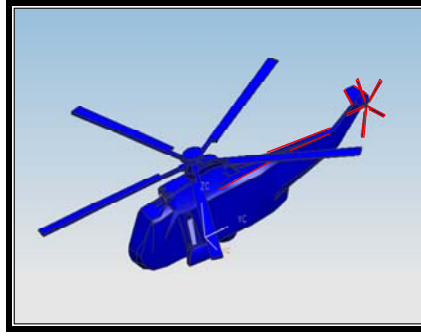
Şekil 3.22 incelendiğinde yatay polarizasyonda RKA'ya kırınımın sağladığı en büyük katkı yükselme açısı ( $\theta$ ) [ $0^\circ$ - $75^\circ$ ] ve [ $91^\circ$ - $180^\circ$ ] arasında olduğu bölgedir. Bunun dışındaki açı değerlerinde SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur. Şekil 3.23'de görüldüğü gibi azimut ve yükselme açısı  $0^\circ$  iken [2-18] GHz frekans aralığında 1 GHz'lik adımlarla değiştiğinde radar kesit alanı incelenmiştir.



**Şekil 3.23** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları azimut açısı 0 derece ve yükselme açısı 0 derece

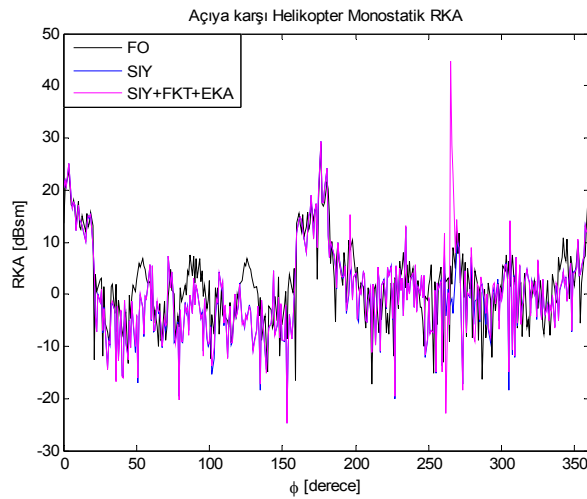
Şekil 3.23'den de görüldüğü gibi kırınım [2-5] GHz frekans aralığında etkilidir ve bunun dışındaki frekans değerlerinde kırınımın etkisi yoktur.

RKA'ya kırımın katkısını incelemek için son simülasyon olarak xyz-düzlemine yerleştirilmiş bir helikopter ele alınmıştır. Helikopterin boyutları x ekseninde 6 m, y ekseninde 6.5 m ve z ekseninde 1 m'dir. 8 GHz frekansında ve 30° kırım açısında dikey ve yatay polarizasyon için yükselme açısı ( $\theta$ ) ve azimut açısı ( $\phi$ )' ye göre radar kesit alanı incelenmiştir. Şekil 3.24'de gösterildiği gibi bir helikopterde kırım açısı 30° olduğunda kırım katkısı olan kenarlar kırmızı ile gösterilmiştir. Dikey ve yatay polarizasyon için FO, SIY ve SIY-FKT-EKA yöntemi ile elde edilen sonuçlar Şekil 3.25 ve Şekil 3.26'da gösterilmiştir.



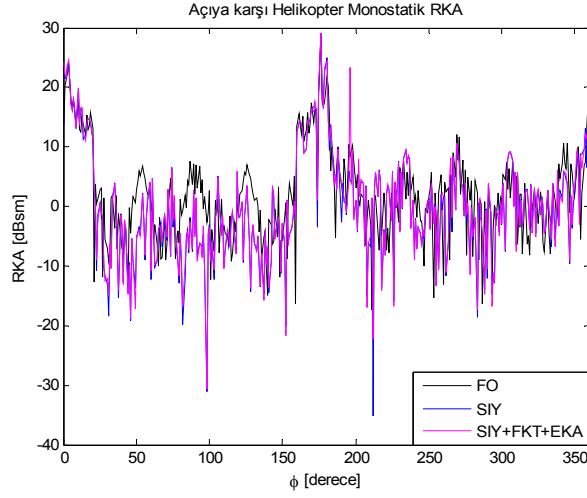
**Şekil 3.24** Helikopterin katı modeli

Şekil 3.25 ve Şekil 3.26'da helikopterin radar kesit alanı yükselme açısı 90° ve azimut açısı [0°-360°] arasında 1°'lik adımlarla değiştiğinde incelenmiştir. Şekil 3.24'de gösterildiği gibi kırım açısı 30° alındığında helikopterin arka kuyruktaki küçük pervane ve gövdedeki bazı kenarlar kırımında etkilidir. Şekil 3.25 dikey polarizasyon ve Şekil 3.26 yatay polarizasyon sonuçlarını göstermektedir.



**Şekil 3.25** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

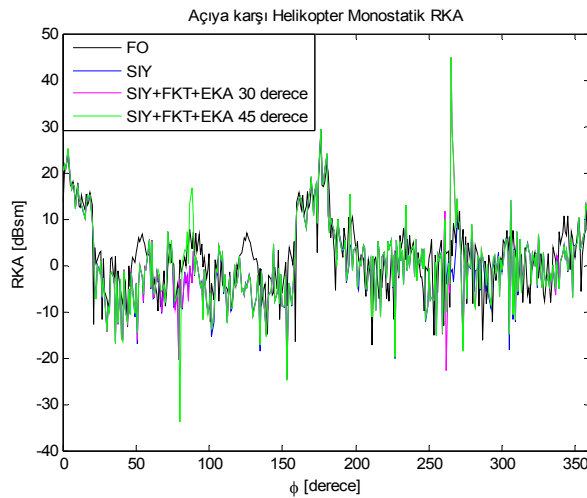
Şekil 3.25’de görüldüğü gibi dikey polarizasyon durumunda  $30^\circ$  kırınım açısında  $270^\circ$  azimut ( $\phi$ ) açısında kırınımın RKA değerine etkisi görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda kırınımın etkisi yoktur.



**Şekil 3.26** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

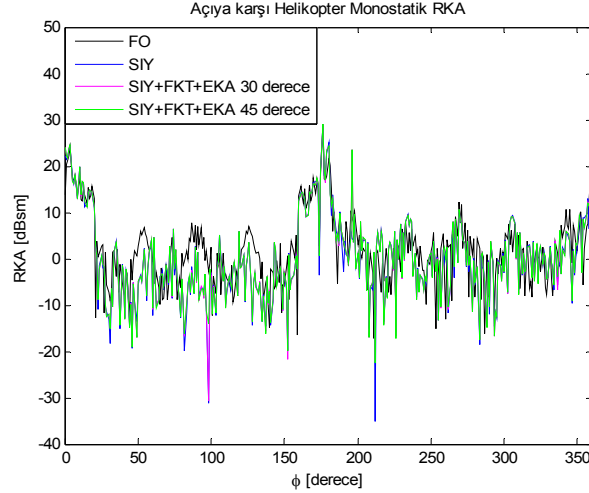
Yatay polarizasyonda  $180^\circ$  azimut ( $\phi$ ) açısında kırınımın RKA değerine katkısı g Şekil 3.26’da görüldüğü gibidir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.

Şekil 3.27 ve Şekil 3.28’de 8 GHz frekans değerinde, yükselme açısı  $90^\circ$ , kırınım açısı  $30^\circ$  ve  $45^\circ$  alındığında, azimut açısı  $[0^\circ-360^\circ]$  arasında  $1^\circ$ ’lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyon için radar kesit alanı incelenmiştir.  $30^\circ$  ve  $45^\circ$  kırınım açısında elde edilen sonuçlar FO yöntem ve SIY yöntemle karşılaştırılmıştır.



**Şekil 3.27** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

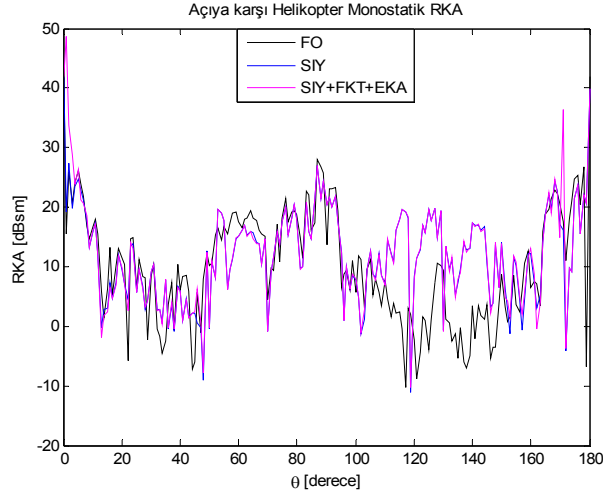
Şekil 3.27’de kırınım açısı  $30^\circ$  ve  $45^\circ$  alındığında azimut açısı  $[60^\circ-90^\circ]$  arasında ve  $270^\circ$ ’de kırınım katkılarının farklı olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.



**Şekil 3.28** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları

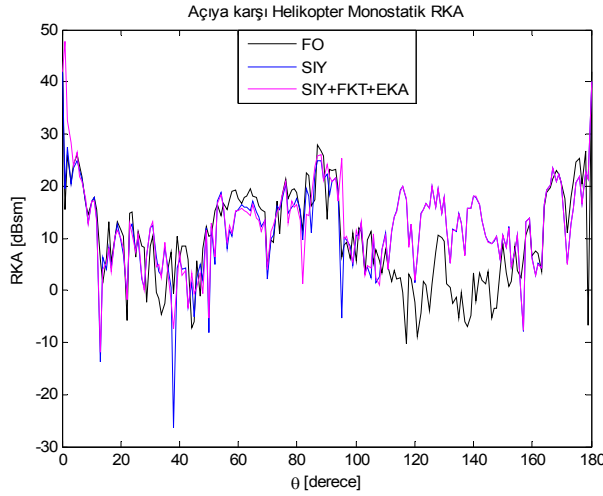
Şekil 3.28’de  $100^\circ$  azimut açısında kırınım açısı  $30^\circ$  ve  $45^\circ$  alındığında bu iki açıda kırınım katkısı farklıdır. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.

Şekil 3.29-Şekil 3.30’da helikopterin radar kesit alanı kırınım açısı  $30^\circ$ , azimut açısı  $0^\circ$  ve yükselme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ ’lik adımlarla değiştiğinde incelenmiştir. Helikopterde  $30^\circ$  kırınım açısında kırınım katkısı olan kenarlar Şekil 3.24’de görüldüğü gibidir. Şekil 3.29 dikey polarizasyon ve Şekil 3.30 yatay polarizasyon sonuçlarını göstermektedir. Şekil 3.31 ve Şekil 3.32’de 8 GHz frekans değerinde, azimut açısı  $0^\circ$ , kırınım açısı  $30^\circ$  ve  $45^\circ$  alındığında, yükselme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $1^\circ$ ’lik adımlarla değiştiğinde dikey ve yatay polarizasyon için radar kesit alanı incelenmiştir.



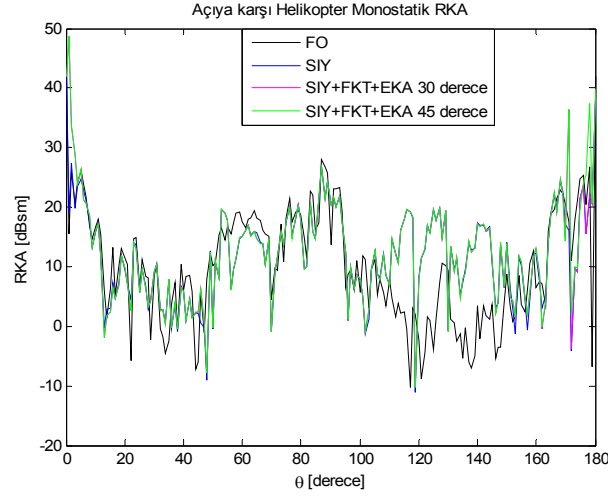
**Şekil 3.29** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları dikey aydınlatma

Şekil 3.29'da yükselme açısı  $[0^\circ-5^\circ]$  arasında olduğu bölgede kırınımın etkili olduğu görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.



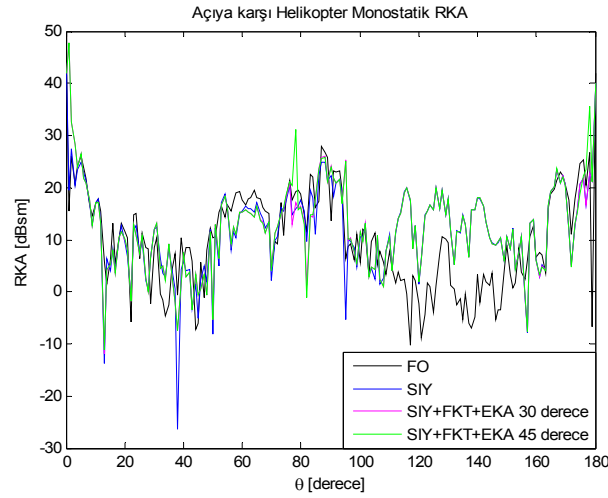
**Şekil 3.30** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları dikey aydınlatma

Şekil 3.30'da yükselme açısı  $[0^\circ-5^\circ]$  arasında,  $39^\circ$  ve  $90^\circ$ 'de kırınımın etkisi görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur.



**Şekil 3.31** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları 8 GHz dikey aydınlatma

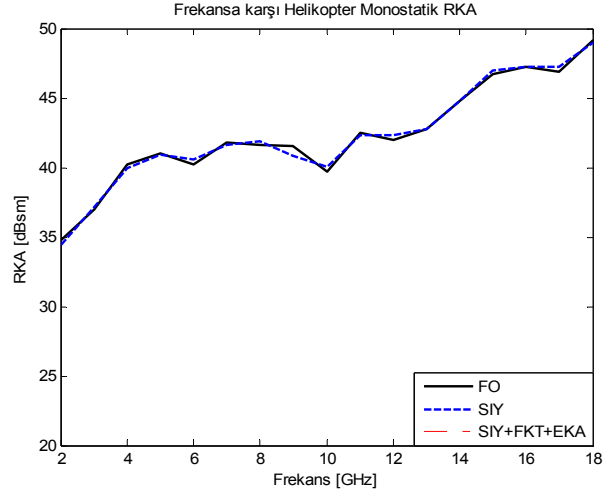
Şekil 3.31'de yükselme açısı  $[0^{\circ}-5^{\circ}]$  arasında,  $150^{\circ}$ ,  $160^{\circ}$ ,  $170^{\circ}$  ve  $178^{\circ}$ 'de kırınımın etkisi görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur. Kırınım açısı  $30^{\circ}$  ve  $45^{\circ}$  alındığında yükselme açısı  $170^{\circ}$  ve  $178^{\circ}$ 'de RKA sonuçlarının farklı olduğu Şekil 3.31'de görülmektedir.



**Şekil 3.32** Yatay polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları 8 GHz dikey aydınlatma

Şekil 3.32'de yükselme açısı  $[0^{\circ}-5^{\circ}]$  arasında,  $39^{\circ}$ ,  $55^{\circ}$ ,  $85^{\circ}$  ve  $90^{\circ}$ 'de kırınımın etkisi görülmektedir. Bunun dışındaki açılarda SIY-FKT-EKA sonucu ile SIY sonucu uyumludur. Kırınım açısı  $30^{\circ}$  ve  $45^{\circ}$  alındığında kırınım etkisinin değişmediği görülmektedir.





**Şekil 3.33** Dikey polarizasyon SIY-FKT-EKA ile RKA sonuçları azimut açısı 0 derece ve yükselme açısı 0 derece

Şekil 3.33’de azimut ( $\phi$ ) ve yükselme açısı ( $\theta$ )  $0^\circ$ , kırınım açısı  $30^\circ$  ve [2-18] GHz frekans aralığında 1 GHz’lik adımlarla değiştiğinde radar kesit alanı incelenmiştir. Şekil 3.33’de frekans değeri değiştiğinde RKA değerinde kırınımın etkili olmadığı görülmektedir.

Sonuç olarak bu çalışmada, Michaeli’nin öne sürdüğü eşdeğer kenar akımı ifadeleri kullanılarak kırınımın RKA’ya katkısı incelenmiştir.

Bundan sonraki bölümde eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı Uniform Geometrik Kırınım Teorisi (UGKT) yöntemiyle incelenmiştir.

## 4. ELİPTİK KESİTLİ SİLİNDİRİN RADAR KESİT ALANI

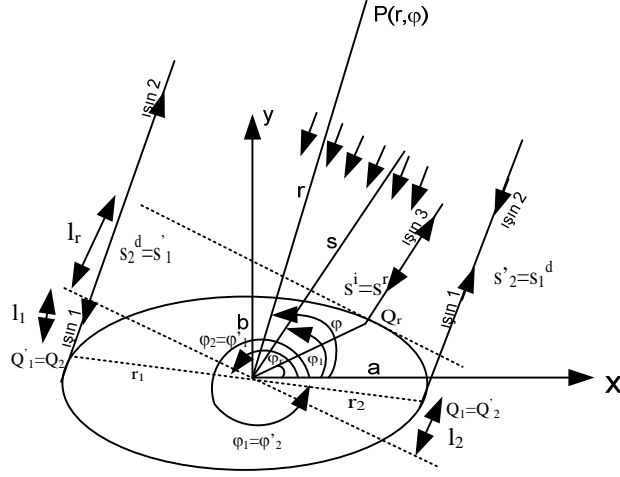
### 4.1. Giriş

Eliptik kesitli silindir yüzeyden saçılmayı hesaplarırken Fock saçılma fonksiyonundan yararlanılmıştır. Fock (Fock,1965), dalgaların geniş konveks yüzeylerden kırınımını inceleyen genel bir asimptotik teori geliştirmiş ve çözümünü kanonik bir integral cinsinden vermiştir. Pathak (Pathak,1979), düzlemsel dalgaların mükemmel iletken bir çembersel kesitli silindirden saçılmasını Fock' un yaptığına benzer biçimde çözmüş ve bazı hüristik yaklaşımlarla toplam alanı uniform bir biçime getirmiştir. Bu çözüm yüzey sınır tabakası dışındaki geçiş bölgesinde de geçerlidir. Pathak'ın çözümü Geometrik Kırınım Teorisidir. Silindirik dalga gelişi için mükemmel iletken bir eğri yüzey üzerinden saçılma da Geometrik Kırınım Teorisi formatında yine Pathak (Pathak,1980) tarafından incelenmiştir. Pathak'ın burada geliştirdiği çözüm geçiş bölgesinde geçerli olan uniform bir çözümdür.

Bu bölümde eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı ele alınmıştır. Mükemmel iletken ve ince kayıplı dielektrik malzemeyle kaplanan eliptik kesitli silindirin Radar Kesit Alanı (RKA) sabit bir frekans değerinde gelme açısının değişimine karşın incelenmiştir. Mükemmel iletken eliptik kesitli silindirin RKA'sı sabit bir gelme açısında [1-12] GHz aralığında incelenmiştir ve örnek uygulamalarla Uniform Geometrik Kırınım Teorisi (UGKT) ve Fiziksel Optik (FO) yöntemi açıklanmıştır.

### 4.2. Formülasyon

Mükemmel iletken eliptik kesitli silindir yüzeyden saçılma problemi için geometrik düzenleme Şekil 4.1'de gösterildiği gibidir. Saçılma probleminin hem aydınlık hem de gölge bölgelerindeki çözümünde Uniform Geometrik Kırınım Teorisi (UGKT) kullanılmıştır.



**Şekil 4.1** Düzlemsel dalgayla aydınlatılan eliptik kesitli silindir

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi eliptik kesitli bir silindir yüzeyin radar kesit alanını hesaplamak için yüzeye gelen, yüzeyden yansıyan ve yüzeyden kırılan iki tane ışının etkisini ele almak yeterlidir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990). Bu ışınlar aşağıdaki gibi açıklanmıştır.

a) Gelen Alan: Eliptik kesitli silindire gelen bütün alanların fazı orijine göre hesaplanmıştır.  $\phi_i$  açısı ile gelen birim genlikli düzlemsel dalga Şekil 4.1'de gösterildiği gibi  $P(r, \theta)$  konumunda aşağıdaki gibi ifade edilir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

$$E^i(r, \phi) = A \cdot e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} \quad (4.1)$$

Burada  $k$  dalga sayısı,  $A$  alanın genliği,  $r$  orijin ile  $P(r, \theta)$  noktası arasındaki uzaklık ve  $\phi$  açısı da gelen ışının  $x$  eksenine yaptığı açıdır.

b) Eliptik kesitli yüzeyden yansıyan alan:

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi düzlemsel dalga  $\phi_i$  yönünde eliptik kesitli silindire geldiğinde  $Q_r$  yansıma noktasında gelen ışının yönü aşağıdaki gibi ifade edilir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

$$\hat{s}^i = -\cos \phi_i \hat{x} - \sin \phi_i \hat{y} \quad (4.2)$$

Şekil 4.1'de görüldüğü gibi  $Q_r$  yansıma noktasındaki  $\gamma_r$  parametresi,

$$\gamma_r = \tan^{-1} \left[ \frac{b}{a} \tan \phi_i \right] \text{ 'dir. Kartezyen koordinat sistemine göre aşağıdaki gibi ifade edilir.$$

edilir.

$$x_r = a \cos \gamma_r \quad (4.3)$$

$$y_r = b \sin \gamma_r \quad (4.4)$$

Fazı orijine göre alınan  $Q_r$  yansıma noktasına gelen ışın aşağıdaki gibi verilir.

$$E^i(Q_r) = e^{jkl_r} \quad (4.5)$$

Burada  $l_r = \sqrt{x_r^2 + y_r^2} \cos(\phi_r - \phi_i)$  ve  $\phi_r = \tan^{-1} \left[ \frac{b}{a} \tan \gamma_r \right]$ 'dir.

Düzlemsel dalga geldiğinde  $s^i \gg 1$ , yansıyan alan uzak alanda gözlemlendiğinden  $s^r \gg 1$  ve  $L_p \rightarrow \infty$ 'dir. Böylece  $X_p \rightarrow \infty$  ve  $\theta_i = 0^\circ$  iken, geri saçılmada aydınlık bölgede Fock parametresi aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\xi_p = -2m(\gamma_r) \quad (4.6)$$

Eş.4.6'daki  $m(\gamma_r)$  eğrilik parametresi

$$m(\gamma_r) = \left[ \frac{ka_0(\gamma_r)}{2} \right]^{1/3} \quad (4.7)$$

ile ifade edilir. Burada  $a_0(\gamma_r)$  eliptik kesitli silindir yüzey üzerindeki herhangi bir noktada eğrilik yarıçapıdır ve  $a_0(\gamma_r) = \frac{(a^2 \sin^2(\gamma_r) + b^2 \cos^2(\gamma_r))^{3/2}}{ab}$ 'dir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

Gözlemci noktası uzak alanda olduğundan, yansıyan alanın kostik uzaklığı  $\rho_r = a_0(\gamma_r)/2$ 'dir.

Geri saçılan alanın yansıyan alan bileşeni aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_r(s, \phi_i) = E_i(Q_r) \sqrt{a_0(\gamma_r)/2} R_{s,h}(\xi_p, X_p) \frac{e^{-jks^r}}{\sqrt{s^r}} \quad (4.8)$$

Eş.4.8'de verilen  $R_{s,h}(\xi_p, X_p)$  Ek-D'de verilen eğri yüzeyler için Üiform Geometrik Kırınım Teorisi (ÜGKT) yansıma katsayısıdır ve herhangi bir  $\phi_i$  gelme açısı için hesaplanmaktadır.  $R_{s,h}(\xi_p, X_p)$  ifadesindeki  $s$  ve  $h$  ifadeleri sırasıyla yatay (soft) ve dikey (hard) polarizasyonu göstermektedir ve polarizasyon durumuna göre ifadenin açılımı Ek-D'de açıklanmaktadır.  $E_i(Q_r)$  yukarıda açıklandığı gibi yansıma noktasına gelen alandır ve  $a_0(\gamma_r)$  eliptik kesitli yüzey üzerindeki herhangi bir noktadaki eğrilik yarıçapıdır.

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi  $s^r$  eliptik kesitli silindir yüzey üzerindeki  $Q_r$  yansıma noktası ile alıcı arasındaki uzaklığa karşı gelen uzaklıktır ve  $s^r = s - l_r$ 'dir.

$$e^{-jks^r} = e^{-jks} e^{jkl_r} \quad (4.9)$$

Burada  $s \gg l_r$  olduğundan,

$$1/\sqrt{s^r} \approx 1/\sqrt{s} \quad (4.10)$$

olur.

Eş. 4.5, Eş.4.9 ve Eş.4.10 kullanılarak Eş.4.11 aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E^r(s, \phi_i) = R_{s,h}(\xi_p, X_p) \sqrt{a_0(\phi_r)/2} e^{j2kl_r} \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4.11)$$

c) Eliptik kesitli yüzeyden kırınan alanlar:

Şekil 4.1'de eliptik kesitli yüzey üzerinde ve  $Q'_1$  ve  $Q'_2$  bağlantı noktalarında yüzeyden kırınan iki tane ışın görülmektedir ve bu ışınların yönleri  $s'_1$  ve  $s'_2$ 'dür.

Gelen alan düzlemsel dalga olduğunda  $s'_1$  ve  $s'_2$ 'ün yönleri aynıdır ve her ikisi de  $s_i$ 'ye eşittir. Eliptik kesitli silindir geometrisinde simetri olduğundan  $Q'_1 = Q_2$  ve  $Q'_2 = Q_1$ 'dir.  $Q_1$  ve  $Q_2$  noktalarında kırınan ışının yön vektörleri  $\hat{s}_1^d = \hat{s}_2^d = -\hat{s}^i$  dir. Burada  $a$  ve  $b$  sırasıyla eliptik kesitli silindirin uzun kenarının ve kısa kenarının uzunluğudur (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

$$Q'_1 = (x'_1, y'_1) = (a \cos \gamma'_1, b \sin \gamma'_1) \quad (4.12)$$

$$Q_1 = (x_1, y_1) = (a \cos \gamma_1, b \sin \gamma_1) \quad (4.13)$$

$$Q'_2 = (x'_2, y'_2) = (a \cos \gamma'_2, b \sin \gamma'_2) \quad (4.14)$$

$$Q_2 = (x_2, y_2) = (a \cos \gamma_2, b \sin \gamma_2) \quad (4.15)$$

Verilen  $\phi_i$  açısı için,  $(x'_1, y'_1)$  noktasını belirledikten sonra simetri kullanılarak diğer noktalar belirlenmektedir.

$$(x_1, y_1) = (-x'_1, -y'_1) \quad (4.16)$$

$$(x'_2, y'_2) = (x_1, y_1) \quad (4.17)$$

$$(x_2, y_2) = (x'_1, y'_1) \quad (4.18)$$

bağlantı noktasının  $(x'_1, y'_1)$  koordinat değerleri  $\hat{s}'_1 \cdot \hat{n}(Q'_1) = 0$  ifadesi kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$x'_1 = -\frac{a^2 \sin \phi_i}{\sqrt{a^2 \sin^2 \phi_i + b^2 \cos^2 \phi_i}} \quad (4.19)$$

$$y'_1 = \frac{b^2 \sin \phi_i}{\sqrt{a^2 \sin^2 \phi_i + b^2 \cos^2 \phi_i}} \quad (4.20)$$

Eliptik kesitli silindir yüzey üzerinde ışınların yüzeye bağlanma ve yüzeyden ayrılma noktalarındaki açı değerleri Şekil 4.1'de görüldüğü gibi 1. ve 2. ışınlar ( $j=1,2$ ) için aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

$$\gamma'_j = \tan^{-1}(y'_j/x'_j) \quad (4.21)$$

$$\gamma_j = \tan^{-1}(y_j/x_j) \quad (4.22)$$

Birinci ışının Şekil 4.1'de görüldüğü gibi  $Q'_1$ 'den  $Q_1$ 'e giderken yüzey üzerinde ilerlediği toplam yol uzunluğu

$$t_1 = \int_{\tau(Q_1)}^{\tau(Q'_1)} d\tau \quad (4.23)$$

ile ifade edilir. Burada  $d\tau$  uzunluk parametresi  $\gamma$  açısıyla ilgilidir ve  $d\tau = \left| \frac{dr}{d\gamma} \right| d\gamma$

'dir. Başka bir şekilde ifade etmek gerekirse  $\left| \frac{dr}{d\gamma} \right| = \sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma}$  'dir ve

böylece  $d\tau = \sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma} d\gamma$  'dir. Eş.4.24  $\gamma$  açısına bağlı olarak aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$t_1 = \int_{\phi'_i}^{\phi_i} \sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma} d\gamma \quad (4.24)$$

Simetrik olmasından dolayı  $t_2 = t_1$  'dir.

Birinci ışın için yüzeyden kırılan alanın Fock parametresi aşağıdaki gibidir.

$$\xi_{d1} = \left[ \frac{ka^2b^2}{2} \right]^{1/3} \int_{\gamma'_1}^{\gamma_1} \frac{d\gamma}{\sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma}} \quad (4.25)$$

Simetriden dolayı  $\xi_{d1} = \xi_{d2}$  'dir.

Her bir  $\phi_i$  gelme açısı için Eş.4.24 ve Eş.4.25 nümerik olarak hesaplanmaktadır.

Birinci ışın için  $s'_1 \rightarrow \infty$  ve  $s_1^d \gg 1$  olduğundan,  $L_d \gg 1$  ve böylece  $X_{d1} \rightarrow \infty$  ve eğrilik parametreleri

$$m(\gamma'_1) = \left[ \frac{ka_0(\gamma'_1)}{2} \right]^{1/3} \quad (4.26)$$

$$m(\gamma_1) = \left[ \frac{ka_0(\gamma_1)}{2} \right]^{1/3} \quad (4.27)$$

ile verilir ve her ikisi de sonlu bir değere sahiptir. Simetriyi göz önüne aldığımızda  $X_{d1} = X_{d2}$  'dir.

$Q'_1$  noktasına gelen alan

$$E^i(Q'_1) = e^{jkr_1 \cos(\phi'_1 - \phi_i)} \quad (4.28)$$

ile ifade edilir. Burada  $r_1 = \sqrt{(x'_1)^2 + (y'_1)^2}$  ve  $\phi'_1 = \tan^{-1} \left[ \frac{b}{a} \tan \gamma'_1 \right]$  'dür.

Gelen alan aşağıdaki gibi de yazılabilir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).

$$E^i(Q'_1) = e^{-jkl_1} \quad (4.29)$$

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi  $l_1$  uzaklığı Eş.4.30'daki gibidir.

$$l_1 = r_1 \sin(\phi'_1 - \phi_i - \pi/2) = -r_1 \cos(\phi'_1 - \phi_i) \quad (4.30)$$

Benzer şekilde  $Q'_2$  noktasına gelen alan Eş.4.31'deki gibidir.

$$E^i(Q'_2) = e^{jkr_2 \cos(\phi'_2 - \phi_i)} \quad (4.31)$$

Burada  $r_2 = \sqrt{(x'_2)^2 + (y'_2)^2}$  ve  $\phi'_2 = \tan^{-1} \left[ \frac{b}{a} \tan \gamma'_2 \right]$  'dür.  $Q'_2$  noktasına gelen alan

Eş.4.32'deki gibi de yazılabilir.

$$E^i(Q'_2) = e^{-jkl_2} \quad (4.32)$$

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi  $l_2$  uzaklığı Eş.4.33'deki gibidir.

$$l_2 = r_2 \sin(\phi'_2 - \phi_i - 3\pi/2) = r_2 \cos(\phi'_2 - \phi_i) \quad (4.33)$$

Eş.4.16 ve Eş.4.18'den de açıkça görüldüğü gibi  $l_1 = l_2$  'dir.

$Q_1$  noktasında kırınan alan ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$E_1^d(s_1^d, \phi_i) = E^i(Q'_1) T_{s,h}(\xi_{d1}, X_{d1}, t_1) \frac{e^{jks_1^d}}{\sqrt{s_1^d}} \quad (4.34)$$

Yukarıda tanımlanan  $\xi_d$ ,  $X_d$ ,  $t$  parametreleri kullanılarak eliptik kesitli silindir yüzeyden kırınan hem 1. ışın hem de 2. ışın için  $T_{s,h}(\xi_d, X_d, t)$  yüzeyden kırınım

katsayısı belirlenebilir. Yüzeyden kırınım katsayısı Ek-D'de ayrıntılarıyla açıklanmıştır.  $T_{s,h}(\xi_d, X_d, t)$  ifadesindeki  $s$  ve  $h$  sırasıyla yatay (soft) ve dikey (hard) polarizasyonu göstermektedir ve polarizasyon durumuna göre ifadenin açılımı Ek-D'de açıklanmaktadır.  $E^i(Q'_1)$  yukarıda açıklandığı gibi kırınım noktasına gelen alandır.

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi  $s_1^d = s - l_2$ 'dir.  $s \gg l_2$  olduğundan  $1/\sqrt{s_1^d} \approx 1/\sqrt{s}$ 'dir.

Eş.4.34'ü tekrar düzenlersek aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_1^d(s, \phi_i) = T_{s,h}(\xi_{d1}, X_{d1}, t_1) \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4.35)$$

$Q_2$  noktasında kırınan alan Eş.4.36'daki gibidir.

$$E_2^d(s_2^d, \phi_i) = E^i(Q'_2) T_{s,h}(\xi_{d2}, X_{d2}, t_2) \frac{e^{jks_2^d}}{\sqrt{s_2^d}} \quad (4.36)$$

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi  $s_2^d = s + l_1$ 'dir.  $s \gg l_1$  olduğundan  $1/\sqrt{s_2^d} \approx 1/\sqrt{s}$ 'dir.

Eş.4.36 uzak alan şartıyla yeniden düzenlendiğinde aşağıdaki gibi sadeleştirilebilir.

$$E_2^d(s, \phi_i) = T_{s,h}(\xi_{d2}, X_{d2}, t_2) \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4.37)$$

Eş.4.35 ve Eş.4.37'in toplamı toplam kırınan alanı vermektedir ve sonuç olarak eliptik kesitli silindir yüzeyden kırınan toplam alan aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E^d(s, \phi_i) = 2T_{s,h}(\xi_d, X_d, t) \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4.38)$$

Kırınan ışın aydınlık bölgede 0 değerini alırken, gölge (shadow) bölgesinde ise sıfırdan farklı bir değer alır ve Eş.4.38'deki gibi hesaplanır.

### 4.3. Radar Kesit Alanı Formülasyonu

Eliptik kesitli silindir yüzeye uniform düzlemsel dalga geldiğinde hem gelen ( $U^i$ ) hem de geri yansıyan ( $U^r$ ) alanlar için faz referansı bir nokta seçilir.

Her bir  $\phi_i$  gelme açısı için radar kesit alanı genel olarak aşağıdaki gibi ifade edilir.  $s$  faz referans noktası ile uzak bölgedeki gözlemci noktası arasındaki uzaklıktır ve radar kesit alanı aşağıdaki gibi ifade edilir (McNamara, Pistorius ve Malherbe, 1990).



$$\sigma = \lim_{s \rightarrow \infty} 2\pi s \left[ \frac{|U^r(s, \phi_i) + U^d(s, \phi_i)|^2}{|U^i(s, \phi_i)|^2} \right] \quad (4.39)$$

Eş.4.39'da gelen dalga birim genlikli düzlemsel dalga olduğundan  $|E^i(s, \phi_i)|^2 = 1$ 'dir.

Eş.4.8 ve Eş.4.38'i Eş.4.39'da yerine yazdığımızda eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı Eş.4.40'daki gibi ifade edilir.

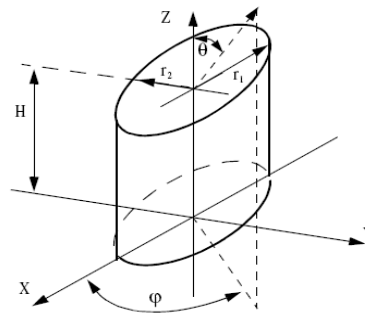
$$\sigma = 2\pi \left| R_{s,h}(\xi_p, X_p) \sqrt{a_0(\gamma_r)/2} e^{j2klr} + 2T_{s,h}(\xi_d, X_d, t) \right|^2 \quad (4.40)$$

Uniform Geometrik Kırınım Teorisinin (UGKT) saçılma çözümünde kullanımının sadece aşağıdaki koşullar altında geçerli olduğunu hatırlatmak faydalı olacaktır.

UGKT saçılma çözümlerinin kullanımı sadece aşağıdaki koşullar altında geçerlidir.

- Yüzey eğriliği dalgaboyuna göre yavaşça değişir.
- $kL_p$  ve  $kL_d$  normalize uzaklık parametreleri büyük değerlerdir. Pratikte  $kL_{p,d} = 3$  kadar düşük değerler için ve hatta özel durumlarda "1" olduğunda doğru olduğu çözümlerde gösterilmiştir.
- Gelen alan Geometrik Optik (GO) tipinde olmalıdır ve kaynak yüzeyin dışında olmalıdır.
- Gözlemci noktası yüzeyin dışında olmalıdır. UGKT saçılma çözümleri yüzeyin sınır bölgesinde geçerli değildir.

Gelme açısı  $90^\circ$  olduğunda UGKT çözümünde süreksizlik olmaktadır. Bu süreksizliği gidermek için fiziksel optik çözümünden yararlanılır. Şekil 4.2'de fiziksel optik yöntemle hesaplamada kullanılan parametreler gösterilmiştir.



**Şekil 4.2** Eliptik silindir

Lineer polarizasyonlu gelen dalgadan dolayı eliptik silindire dik gelmede ( $90^\circ$ ) geri saçılan alanın radar kesit alanı aşağıdaki gibi ifade edilir (Mahafza, 2000).

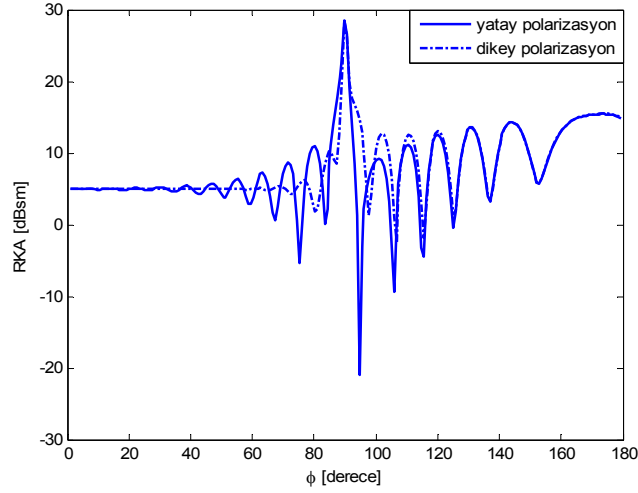
$$\sigma_{\theta_n} = \frac{2\pi H^2 r_1^2 r_2^2}{\lambda (r_1^2 (\cos \varphi)^2 + r_2^2 (\sin \varphi)^2)^{1.5}} \quad (4.41)$$

Burada  $H$  eliptik silindirin yüksekliğini,  $r_1$  ve  $r_2$  sırasıyla elipsin daha büyük ve daha küçük yarıçaplarını,  $\lambda$  dalgaboyunu ve  $\varphi$  eliptik silindire gelen ışının gelme açısını göstermektedir.

#### 4.4. Nümerik Sonuçlar

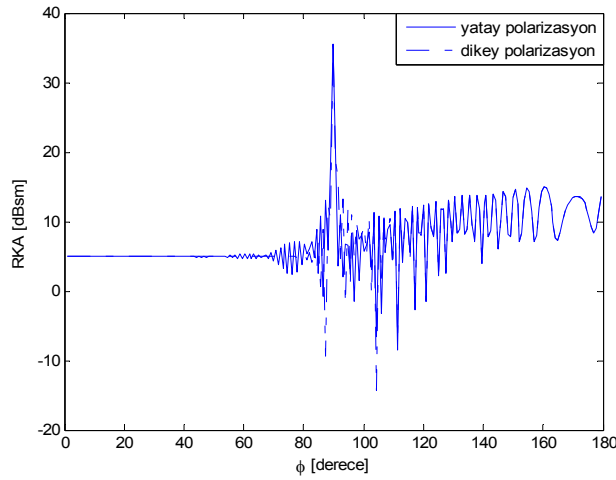
Mükemmel iletken eliptik kesitli silindirden saçılma probleminin Şekil 4.1'de gösterildiği gibi modellenebileceği göz önüne alınmıştır. Eş.4.8 ve Eş.4.38'in, Eş.4.40'da yerine konulmasıyla eliptik kesitli silindirin radar kesit alanını hesaplamak için kullanılan formül elde edilmiştir. Eliptik kesitli silindirin RKA değeri UGKT yöntemi ile analiz edilmiştir. Fakat bu yöntemle analiz sırasında  $90^\circ$ 'de süreksizlik meydana gelmektedir.  $90^\circ$ 'de süreksizliği ortadan kaldırmak için Fiziksel Optik (FO) yöntemiyle elde edilen Eş.4.41 kullanılmıştır. RKA sonuçları hem yatay (soft) hem de dikey (hard) polarizasyon için elde edilmiştir. Bu çalışmada farklı boyuttaki eliptik ya da çembersel kesitli silindirin RKA değeri [ $0^\circ$ - $180^\circ$ ] gelme açısı aralığında ve [1-12] GHz frekans aralığında incelenmiştir. Eliptik ve çembersel kesitli silindirlerin RKA değerinde Eş.4.40'da görüldüğü gibi yansıyan ve kırılan alanlar etkilidir.

Şekil 4.3' de  $a = 1 m$  ve  $b = 1 m$  iken  $f = 1 GHz$ , Şekil 4.4'de  $a = 1 m$  ve  $b = 1 m$  iken  $f = 5 GHz$  için çembersel kesitli silindirin radar kesit alanı hem yatay hem de dikey polarizasyon için incelenmiştir.



**Şekil 4.3**  $a = 1 m$  ve  $b = 1 m$  iken  $f = 1 GHz$  çembersel kesitli silindirin radar kesit alanı.

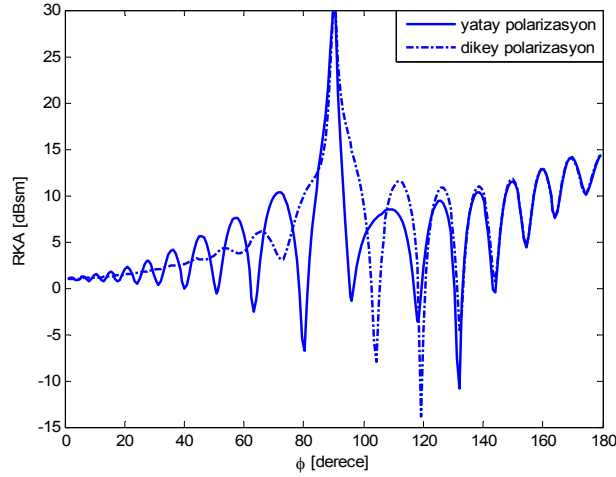
Şekil 4.3’de görüldüğü gibi her iki polarizasyonda da  $[0^\circ-30^\circ]$  aralığında çembersel kesitli silindirin RKA değeri  $\phi$  gelme açısından bağımsızdır. Bu bölgede gelme açısı değiştiğinde RKA değeri değişmemektedir.  $[30^\circ-80^\circ]$  aralığındaki bölgede dikey polarizasyonda gelme açısı değiştiğinde RKA değeri değişmemesine rağmen yatay polarizasyon RKA değeri 5 dB etrafında salınmaktadır. Yatay polarizasyon için bu bölge rezonans bölgesi olarak tanımlanır ve çembersel kesitli silindirin yüzeyinde sürünen dalgaların etkisi görülür. Gelme açısı  $80^\circ$ ’den büyük olduğu bölgede ise RKA değerinin gelme açısına göre değiştiği görülmektedir ve bu bölgede yatay ve dikey polarizasyon sonuçları uyumludur.



**Şekil 4.4**  $a = 1 m$  ve  $b = 1 m$  iken  $f = 5 GHz$  çembersel kesitli silindirin radar kesit alanı.

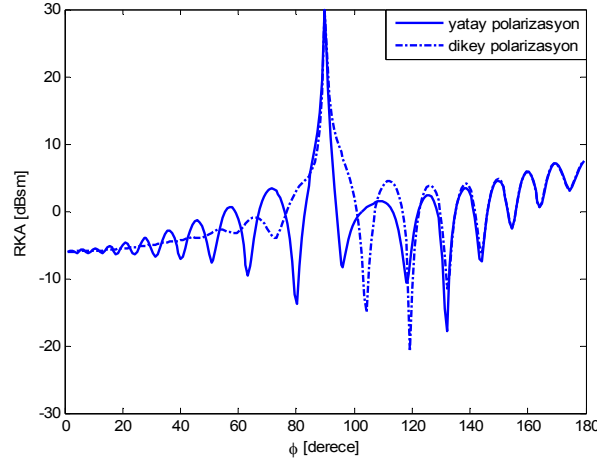
Şekil 4.4'de çembersel kesitli silindirin 5 GHz frekansında RKA değişimi görülmektedir.  $[0^\circ-40^\circ]$  ve  $[40^\circ-80^\circ]$  olduğu bölgelerde Şekil 4.3'dekine benzer değişimler görülmesine rağmen gelme açısının  $80^\circ$ 'den büyük olduğu bölgede frekans arttığından dalgaboyu küçülmektedir ve salınımlar daha sık meydana gelmektedir. Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'ten görüldüğü gibi zarf eğrisi fazla değişmemektedir ama  $90^\circ$  gelme açısında frekans arttığında RKA değerinin de arttığı görülmektedir.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da  $a = 0.9 m$  ve  $b = 0.6 m$  iken farklı frekanslarda gelme açısı değiştiğinde eliptik kesitli silindirin RKA değişimi hem yatay hem de dikey polarizasyon için görülmektedir.



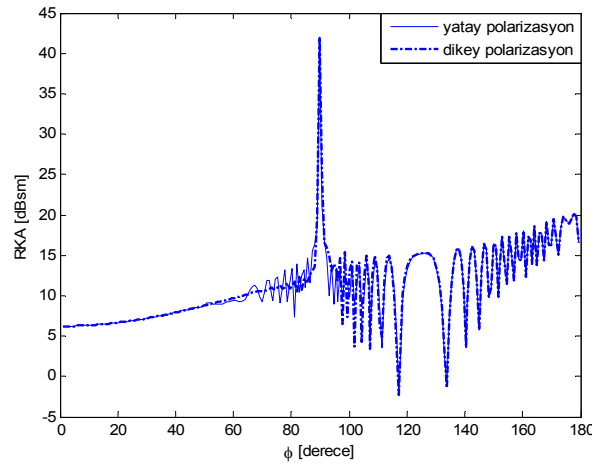
**Şekil 4.5**  $a = 0.9 m$  ve  $b = 0.6 m$  iken  $f = 1 GHz$  eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı.

Şekil 4.5'de  $[0^\circ-50^\circ]$  arasında dikey (hard) polarizasyonda salınım yokken yatay (soft) polarizasyonda salınım görülmektedir. Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'dan da görüldüğü gibi  $90^\circ$ 'den sonra yatay (soft) ve dikey (hard) polarizasyon arasında hemen hemen farklılık yoktur, özellikle  $110^\circ$ 'den sonra her iki polarizasyonda sonuçlar aynıdır. 1 ve 5 GHz frekans değerlerinde her iki şekilde de zarf eğrisi aynıdır, tepeler ve sıfırlar aynı yerlerde meydana gelmektedir sadece RKA değeri farklıdır. Şekil 4.5'de eliptik kesitli silindirin boyutları Şekil 4.6'ya göre daha büyüktür. Örneğin  $180^\circ$ 'de 1 GHz'de RKA değeri 15 dBsm'ye yakın, 5 GHz'de 7.66 dBsm'dir.



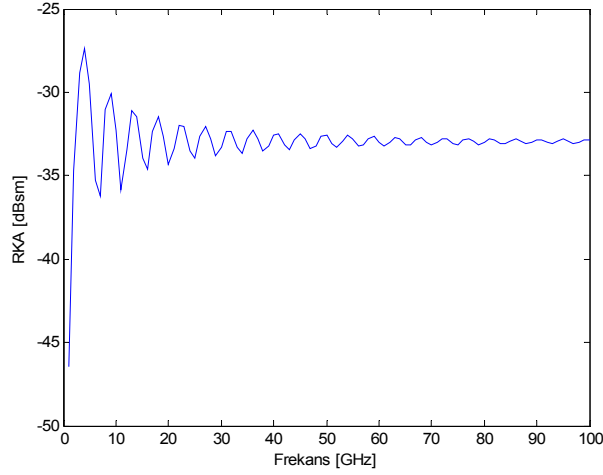
**Şekil 4.6**  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken  $f = 5 GHz$  eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı.

Şekil 4.6 ve Şekil 4.7’de farklı boyutlardaki eliptik kesitli silindirin aynı frekans değerinde gelme açısı değiştiğinde hem yatay hem de dikey polarizasyon için RKA değeri görülmektedir. Şekil 4.6’nın aksine Şekil 4.7’de  $[0^\circ-50^\circ]$  arasında dikey (hard) ve yatay (soft) polarizasyonda salınım yoktur ve gelme açısı değiştiğinde değişim lineer’dir, bu bölge “rayleigh” bölgesi olarak adlandırılabilir. Şekil 4.7’de  $[80^\circ-180^\circ]$  arasındaki bölge de rezonans bölgesi olarak tanımlanabilir, bu bölgede RKA değeri maksimum 40 dBsm ve ortalama olarak minimum 10 dBsm civarındadır. Aynı frekans değerinde Şekil 4.7’de eliptik kesitli silindirin boyutları Şekil 4.6’ya göre daha büyüktür. Şekil 4.7’de tepe ve sıfırlar daha sıklıkla meydana gelmektedir ve RKA değeri Şekil 4.6’dakine göre daha büyüktür. Şekil 4.7’de yatay ve dikey polarizasyon arasında farklılık hemen hemen yoktur. Örneğin Şekil 4.6’da  $180^\circ$ ’de RKA değeri 7.66 dBsm ve Şekil 4.7’de 20dBsm’dir.



**Şekil 4.7**  $a = 3 m$  ve  $b = 2 m$  iken  $f = 5 GHz$  eliptik kesitli silindirin radar kesit alanı.

Şekil 4.8'de çapı  $a=0.0254\text{m}$  olan mükemmel iletken bir kürenin [1-100] GHz frekans aralığında frekans değişimine karşı RKA değerinin değişimi görülmektedir.



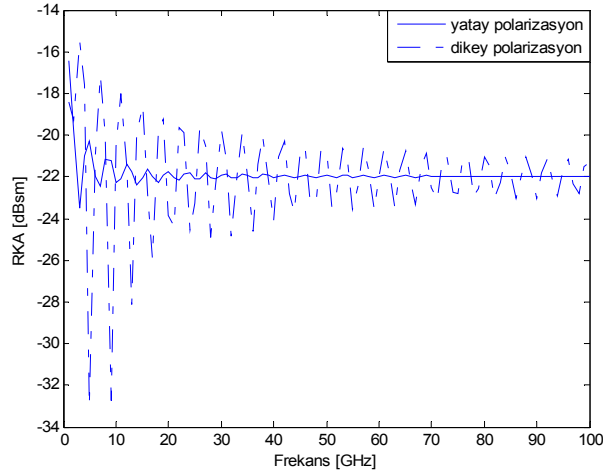
**Şekil 4.8** Yarıçapı 0.0254 m olan mükemmel iletken bir kürenin frekansa karşı RKA değişimi

Mükemmel iletken küre üç boyutlu saçıcıların en basitidir. Mükemmel iletken küreden saçılmanın tam çözümü Mie Serileriyle çözülür ve bu yöntemle elde edilen sonuç Şekil 4.8'de gösterildiği gibidir. Şekil 4.8'de kürenin RKA'sı frekansa karşı incelenmiştir ve elde edilen sonuçlar kürenin alanına göre normalize edilmemiştir. Küre elektriksel olarak büyük olduğu zaman kürenin RKA değeri sıfırdan 4 GHz'e kadar hızla artar ve sonra azalan salınımlar yapar. RKA'ya iki farklı katkıdan dolayı salınımlar meydana gelir, biri kürenin ön yüzündeki ayna yansımından dolayı, diğeri kürenin gölge bölgesindeki sürünen dalgalardan dolayıdır. Kürede sürünen dalgaların elektriksel yol uzunluklarındaki farklılık frekansın artmasıyla sürekli arttığından sürünen dalga elektrik alanının fazına bir artı bir eksi katkı sağlar. Sürünen dalga kürenin gölge tarafında ilerlerken uzun elektriksel yolda çok fazla enerji kaybettiğinden salınımlar frekans artıkça zayıflar.

Şekil 4.8'de görüldüğü gibi  $0 < f < 4$  GHz aralığında RKA değeri hızla artar ve bu bölgeye Rayleigh bölgesi denir. Bu bölgede RKA değeri frekansın dördüncü kuvvetiyle artar.  $4 < f < 30$  GHz bölgesinde ayna yansıması yapan dalga ile sürünen dalga girişim yapar ve bu bölge rezonans bölgesi olarak isimlendirilir.  $f > 30$  GHz olduğu bölgede kürenin ön yüzünden ayna yansıması etkilidir ve optik bölge olarak adlandırılır. Mükemmel iletken çembersel kesitli silindir ve eliptik kesitli silindirin RKA'sı Uniform Geometrik Kırınım Teorisi ile analiz edilmiştir ve sırasıyla Şekil 4.9

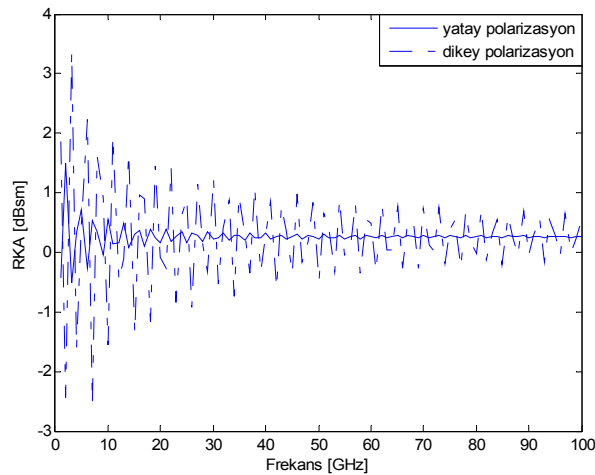
ve Şekil 4.10'da gösterilmiştir. Elde edilen sonuçların grafik olarak kürenin RKA değişimine benzediği görülmektedir (bkz.Şekil 4.9 ve Şekil 4.10).

Şekil 4.9'da çapı 0.0254 m olan mükemmel iletken çembersel kesitli bir silindirin  $\phi=60^\circ$  gelme açısında [1-100] GHz frekans aralığında RKA değerinin yatay ve dikey polarizasyondaki değişimi görülmektedir.



**Şekil 4.9** Yarıçapı 0.0254 m olan mükemmel iletken çembersel kesitli silindirin frekansa karşı RKA değişimi.

Şekil 4.10'da  $a = 3m$  ve  $b = 2m$  olan mükemmel iletken eliptik kesitli bir silindirin  $\phi=80^\circ$  gelme açısında frekansı [1-100] GHz arasında değiştiğinde RKA değerinin yatay ve dikey polarizasyondaki değişimi görülmektedir.



**Şekil 4.10**  $a = 3m$  ve  $b = 2m$  olan mükemmel iletken eliptik bir silindirin frekansa karşı RKA değişimi.

Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'dan da görüldüğü gibi dikey polarizasyondaki RKA değeri yatay polarizasyona göre daha büyüktür. Şekillerden de görüldüğü gibi yatay ve dikey polarizasyon arasında 180° faz farkı vardır. Dikey polarizasyon yatay polarizasyona göre daha geç sönümlenmektedir.

#### 4.5. Yüzey Empedans Etkisi

Bu bölümde eliptik kesitli silindirin yüzeyi empedans olduğunda Eş.4.40'da görüldüğü gibi radar kesit alanını hesaplamasında kullanılan yansıma katsayısındaki  $(R_{s,h}(\xi_p, X_p))$  ve transfer işlevindeki  $(T_{s,h}(\xi_d, X_d, t))$  parametreler değişmektedir ve bu parametreler Ek-C'de ayrıntılarıyla açıklanmıştır. İnce dielektrik kayıplı malzemeye kaplanmış eliptik kesitli silindirin dışındaki alanın çözümünde uniform geometrik kırınım teorisi kullanılmıştır. Aydınlik bölgede geometrik optik çözümünde direkt ışın ve yansıyan ışın, gölge bölgesinde ise kırınan ışın etkilidir. Gölge sınır bölgesine yakın geçiş bölgesinde geometrik optik çözümü yetersizdir. Geçiş bölgesinde alanı hesaplamak için kullanılan UGKT yönteminde iyileştirmeler yapılmıştır. Eliptik kesitli silindirin yüzeyi empedans olduğunda Eş.2.40'daki  $R_{s,h}(\xi_p, X_p)$  ve  $T_{s,h}(\xi_d, X_d, t)$  parametreleri sırasıyla Ek-D'

de verilen Eş.ED-1 ve Eş.ED-3 ifadelerindeki  $\left\{ \begin{matrix} p^*(\xi_d) \\ q^*(\xi_d) \end{matrix} \right\}$  parametresi Ek-C Eş. EC-

11'deki gibi ifade edilir. Ek-C Eş. EC-11'deki verilen ifadeye yüzey alan fonksiyonu denir ve bu eşitlikten yansıyan alan fonksiyonu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$g(X, q) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jXt}}{w_2'(t) - qw_2(t)} dt \quad (4.42)$$

Eş.4.42'deki  $q$  geçiş parametresi Ek-C Eş. EC-12'deki gibi ifade edilir.

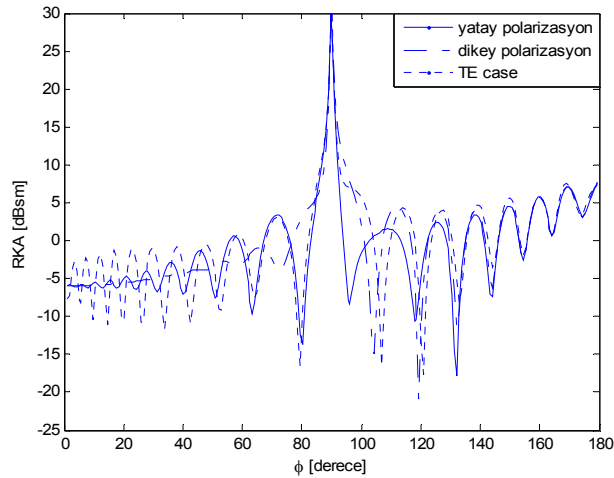
Kaplanmış iletken yüzey üzerinde yansıyan ışının izlediği yol kaplanmamış iletken yüzeye aynıdır. Kaplanmış ve kaplanmamış yüzey arasındaki farklılık kaplanmış yüzeydeki yansıma noktası dielektrik-hava arayüzüne yerleşmektedir ve düzlemsel dalga iletken yüzeye geldiğinde o yüzeydeki yansıma katsayısı kullanılarak kaplanmış yüzeyin yansıma katsayısı yaklaşık olarak hesaplanabilmektedir. Kaplamanın kalınlığı bir dalgaboyu kadar olduğu zaman bu yaklaşımla belirlenen yansıma katsayısı başarılı bir şekilde hesaplamalarda kullanılmaktadır. Bu çözümün kaplama kalınlığı kalın olduğunda uygulanabilir olduğu henüz açık



değildir. Yine de, basit Geometrik Kırınım çözümü kaplanmış iletken yüzeylerden yüksek frekanslı saçılmayı incelemek için analitik bir metot sağlamaktadır.

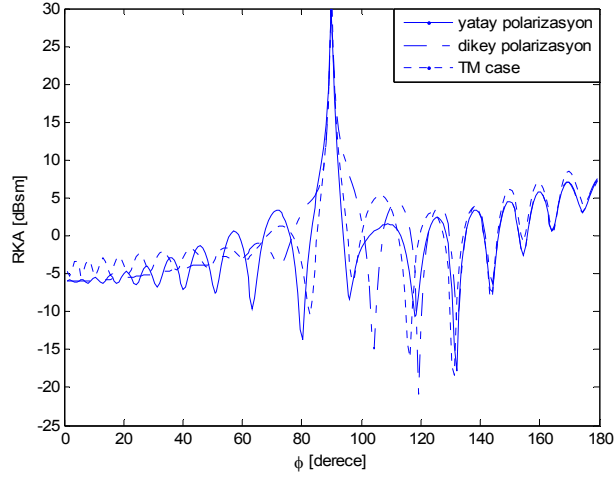
Bu kısımda özellikle Şekil 4.1’de gösterilen eliptik kesitli modelin ince kayıplı dielektrik malzemeyle kaplandığında saçılma problemi incelenmiştir. Eş.4.40 yansıma ve transfer fonksiyonu yukarıda anlatıldığı gibi düzenlendiğinde ince kayıplı dielektrik malzemeyle kaplanan eliptik kesitli silindirin radar kesit alanını hesaplamak için kullanılan formül elde edilmiştir. Empedans eliptik kesitin RKA değerini hesaplarken  $90^\circ$ ’de süreksizlik meydana gelmektedir ve  $90^\circ$ ’de süreksizliği ortadan kaldırmak için Fiziksel Optik (FO) yöntemiyle elde edilen Eş.4.41 kullanılmıştır.

Şekil 4.11, Şekil 4.12 ve Şekil 4.13’de  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken 5 GHz frekansında gelme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında değiştiğinde mükemmel iletken ve ince kayıplı dielektrik malzemeyle kaplanmış eliptik kesitli yüzeyin (TE ve TM durumunda) RKA değeri görülmektedir.



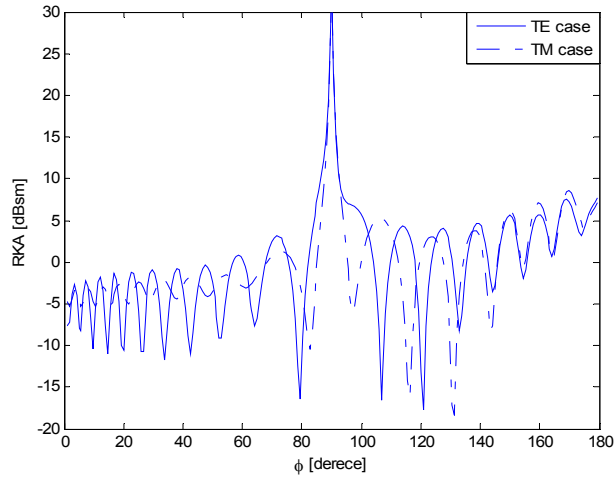
**Şekil 4.11**  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken  $f = 5 GHz$  empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı ( $q = 0.51418 + i0.22532e-01$ ).

Şekil 4.11’de mükemmel iletken eliptik kesitli silindir yüzey yatay ve dikey polarizasyon sonuçları ile ince kayıplı dielektrik iletkenle kaplı (TE case) eliptik kesitli silindir yüzeyini karşılaştırdığımızda  $[0^\circ-60^\circ]$  arasında farklılıklar oldukça büyüktür ve  $[135^\circ-180^\circ]$  arasında sonuçlar mükemmel uyumludur.



**Şekil 4.12**  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken  $f = 5 GHz$  empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı ( $q = -0.19706e + 01 + i0.24606$ ).

Şekil 4.12 mükemmel iletken eliptik kesitli silindir yüzeyin yatay ve dikey polarizasyon sonuçları ile ince kayıplı dielektrik iletkenle kaplı (TM case) eliptik kesitli silindir yüzeyini karşılaştırdığımızda  $[0^\circ-90^\circ]$  arasında farklılıklar oldukça büyüktür ve  $[135^\circ-180^\circ]$  arasında sonuçlar birbirine daha yakındır.



**Şekil 4.13**  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken  $f = 5 GHz$  empedans eliptik kesitli silindir yüzeyin radar kesit alanı.

Şekil 4.13'de  $a = 0.18 m$  ve  $b = 0.12 m$  iken  $f = 5 GHz$  frekansında gelme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında değiştiğinde ince kayıplı dielektrik malzemeye kaplanmış eliptik kesitli yüzeyin TE ve TM durumunda RKA değeri görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi gelme açısı  $[0^\circ-60^\circ]$  arasında TE ve TM durumunda RKA değerleri

arasında fark oldukça büyüktür ve aralarında  $180^\circ$  faz farkı vardır.  $[135^\circ-180^\circ]$  arasında TE ve TM durumunda RKA değeri aynıdır.

Bundan sonraki bölümde uçak üzerinde kokpit yapıların durumu incelenecektir. Kokpit yapısının uçağın radar kesit alanına etkisi ve hesaplama yöntemleri anlatılacaktır.

## 5. DİKDÖRTGEN KESİTLİ AÇIK UÇLU BOŞLUKLARDA RADAR KESİT ALANI ANALİZİ

Bu bölümde uçakta kokpit gibi yapılar dikdörtgen kesitli açık uçlu boşluk olarak modellenmiştir. Kokpitin iç kısmı mükemmel iletken olarak alınmıştır. Kokpitin uçağın radar kesit alanına etkisi ve hesaplama yöntemleri incelenmiştir.

Açıklık boyutu bir dalgaboyundan daha az olduğunda düşük frekans analiz teknikleri ve aşağı yukarı birkaç dalgaboyu olduğunda yüksek frekans tekniklerinden biri kullanılmaktadır.

Yüksek frekansta açık uçlu boşlukların içinde çoklu yansımadan dolayı radar kesit alanını elde etmek için şimdiye kadar iki tane çözüm yaklaşımı ileri sürülmüştür (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988). Bu yaklaşımların birincisinde boşluk içindeki alan bilinen dalga kılavuzu modlarına göre ifade edilmektedir. Bilinmeyen modal katsayıları karşılıklılık (reciprocity) ilişkisi ve Kirchoff yaklaşımının uygulanmasıyla bulunmaktadır.

İkinci yaklaşım ise Seken Işın Yöntemidir (SIY) ve geometrik optik temeller üzerine kurulu bir yöntemdir (Ling, Chou ve Lee, 1989). Bu yöntem ile saçılma analizi Bölüm 2'de detaylı olarak açıklanmıştır.

SIY sonuçları düşük frekanslarda çok doğru sonuç veren modal analiz yöntemiyle elde edilen sonuçlardan sapmaktadır. Bununla beraber, SIY yaklaşımı geometrik modellemede çok büyük esnekliğe izin verirken modal analiz yaklaşımı uniform kesit bölgesi boşluklarla sınırlıdır.

Mod ve ışın yaklaşımı deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında, SIY yaklaşımıyla aralarında farklılıklar vardır. Bunun nedeni de SIY sonuçlarında kırılan ışınların ihmal edilmesidir.

İlk alt bölümde, kokpit yapısının radar kesit alanı dalga kılavuzu modal analiz yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Sonlu yer düzlemi ve yüzeyde sürünen dalgaların etkisi de radar kesit alanı analizine eklenmiştir. Kokpitin radar kesit alanının Seken Işın Yöntemi ile analizi Bölüm 2 anlatılmıştır.

## 5.1 Dalga Kılavuzu Modal Analiz Yaklaşımı

### 5.1.1. Düzlemsel dalgayla ya da dipolle uyarılan dalgakılavuzu modları

Bu bölümde dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun mod dikgen ilişkileri ve özellikleri anlatılmaktadır. Açıklık tümleştirme (Aperture Integration) kullanılarak, dalgakılavuzu modlarının ışınan alan ifadeleri belirlenir. Sonra, karşılıklılık (reciprocity) yöntemi ne kadar uzaklıktaki bir dipolün dalgakılavuzu modlarını uyardığını belirlemek için kullanılır. Bu yöntem kısa devreyle sonlandırılmış dikdörtgen ve dairesel kesitli dalgakılavuzlarının Radar Kesit Alanını bulmak için kullanılır.

Bu problemin çözümü ilk önce Huang (Huang, 1982) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmaları temel alarak Paknys ve Hyjazie (Paknys ve Hyjazie, 2000) mod dikgenselliğine ekstra ayrıntılar ekleyerek sonuçları yeniden türetmiştir. Bununla birlikte Paknys ve Hyjazie'nin (Paknys ve Hyjazie, 2000) çalışmalarında bazı eşitlikler analiz sırasında yeterli bulunmamıştır. Bu çalışmada dikdörtgen biçimindeki dalgakılavuzunun radar kesit alanını hesaplamak için Paknys ve Hyjazie (Paknys ve Hyjazie, 2000)'nin yetersiz kaldığı durumda Altıntaş, Pathak ve Liang (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988)'in çalışmalarındaki eşitlikler kullanılarak yeniden türetilmiştir. Bu çalışmaların detayı aşağıdaki alt bölümde anlatılacaktır.

### 5.1.2. Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu modları

Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunda TE ve TM modlarına sahip elektromanyetik dalgalar yayılmaktadır (Paknys ve Hyjazie, 2000).

TE ve TM modlar için,

$$k_{c, nm}^2 + \beta_{nm}^2 = k^2 \quad (5.1)$$

$$k_{c, nm}^2 = n_a^2 + m_b^2 \quad (5.2)$$

$$n_a = n\pi/a, \quad m_b = m\pi/b \quad (5.3)$$

$$\eta_0 = \sqrt{\mu/\varepsilon}, \quad k = 2\pi/\lambda \quad (5.4)$$

Burada a ve b dikdörtgensel kesitli boşluğun açık kenarlarını,  $n$ ,  $a$  yönünde ve  $m$ ,  $b$  yönünde alanların  $\lambda/2$  değişimlerinin sayısını,  $\lambda$  dalgaboyunu,  $k$  dalga sayısını,  $k_{c, nm}$  dalga kesim frekansı ile ilgili dalga sayısını,  $\eta_0$  ortam empedansını ifade

etmektedir.  $k_{c, nm}$  ve  $\beta_{nm}$  modun TE ya da TM olup olmadığına bağlı değildir. Bu dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu için doğrudur ama dairesel kesitli dalgakılavuzu için geçerli değildir.

TM mod için,

$$e_{xnm} = \frac{-j\beta_{nm}n\pi}{ak_{c, nm}^2} \cos n_a x \sin m_b y \quad (5.5)$$

$$e_{ynm} = \frac{-j\beta_{nm}m\pi}{bk_{c, nm}^2} \sin n_a x \cos m_b y \quad (5.6)$$

$$e_{znm} = \sin n_a x \sin m_b y \quad (5.7)$$

$$h_{xnm} = -e_{ynm} / Z_{nm} \quad (5.8)$$

$$h_{ynm} = e_{xnm} / Z_{nm} \quad (5.9)$$

$$h_{znm} = 0 \quad (5.10)$$

$$Z_{nm} = \beta_{nm} \eta_0 / k \quad (5.11)$$

$\pm z$  yönünde ilerleyen TM mod için,

$$E_{nm}^{\pm} = (e_{nm} \pm e_{znm}) e^{\mp j\beta_{nm}z} \quad (5.12)$$

$$H_{nm}^{\pm} = \pm h_{nm} e^{\mp j\beta_{nm}z} \quad (5.13)$$

$$e_{nm} = \hat{x}e_{xnm} + \hat{y}e_{ynm}, \quad e_{znm} = \hat{z}e_{znm} \quad (5.14)$$

$$h_{nm} = \hat{x}h_{xnm} + \hat{y}h_{ynm} \quad (5.15)$$

Yayılim yönündeki değişim üssü,  $e_{znm}$  ve  $h_{nm}$  terimini etkiler.

TE mod için,

$$h'_{xnm} = \frac{j\beta_{nm}n\pi}{ak_{c, nm}^2} \sin n_a x \cos m_b y \quad (5.16)$$

$$h'_{ynm} = \frac{j\beta_{nm}m\pi}{bk_{c, nm}^2} \cos n_a x \sin m_b y \quad (5.17)$$

$$h'_{znm} = \cos n_a x \cos m_b y \quad (5.18)$$

$$e'_{xnm} = h'_{ynm} Z'_{nm} \quad (5.19)$$

$$e'_{ynm} = -h'_{xnm} Z'_{nm} \quad (5.20)$$

$$e'_{znm} = 0 \quad (5.21)$$

$$Z'_{nm} = k \eta_0 / \beta_{nm} \quad (5.22)$$

$\pm z$  yönünde ilerleyen TE mod için,

$$E'_{nm}{}^{\pm} = e'_{nm} e^{\mp j \beta_{nm} z} \quad (5.23)$$

$$H'_{nm}{}^{\pm} = (\pm h'_{nm} + h'_{znm}) e^{\mp j \beta_{nm} z} \quad (5.24)$$

$$e'_{nm} = \hat{x} e'_{xnm} + \hat{y} e'_{ynm} \quad (5.25)$$

$$h'_{nm} = \hat{x} h'_{xnm} + \hat{y} h'_{ynm}, \quad h'_{znm} = \hat{z} h'_{znm} \quad (5.26)$$

Yayılm yönündeki değişim üssü ve  $h'_{nm}$  terimini etkiler.

### 5.1.3. Mod dikgenselliği

Burada  $(n, m)$  ve  $(p, q)$  iki mod için dikgensellik ilişkisi anlatılacaktır (Paknys ve Hyjazie, 2000).  $(n$  ve  $p)$   $x$  yönüyle,  $(m$  ve  $q)$   $y$  yönüyle birleşmiştir. Mod ifadeleri kullanılarak aşağıdaki eşitlikler enine (transverse) alanlar için oluşturulmuştur. Eş.5.27, Eş.5.28, Eş.5.29 ve Eş.5.30'daki integrallerdeki  $S_0$  (dalgakılavuzunun kesit bölgesi) sabit  $z$  -ekseni üzerindedir.

$$\int_{S_0} e_{nm} \times h_{pq} \cdot \hat{z} dS = \frac{2\delta_{np} \delta_{mq}}{A_{nm}^2} \quad (5.27)$$

$$\int_{S_0} e'_{nm} \times h'_{pq} \cdot \hat{z} dS = \frac{2\delta_{np} \delta_{mq}}{A_{nm}'^2} \quad (5.28)$$

$$\int_{S_0} e_{nm} \times h'_{pq} \cdot \hat{z} dS = 0 \quad \forall nm, pq \quad (5.29)$$

$$\int_{S_0} e'_{nm} \times h_{pq} \cdot \hat{z} dS = 0 \quad \forall nm, pq \quad (5.30)$$

Eş.5.27, Eş.5.28, Eş.5.29 ve Eş.5.30'daki integraller dalgakılavuzu modları için dikgenlik ilişkisini elde etmek için kullanılır. Örneğin, TM modlarının aşağıdaki özelliklere sahip olduğunu göstermek kolaydır.

$$\int_{S_0} E_{nm}^+ \times H_{pq}^+ \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm} e^{-j\beta_{nm} z} \times h_{pq} e^{-j\beta_{pq} z} \cdot \hat{z} dS = \frac{2\delta_{np} \delta_{mq}}{A_{nm}^2} e^{-j2\beta_{nm} z} \quad (5.31)$$

$$\int_{S_0} E_{nm}^+ \times H_{pq}^- \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm} e^{-j\beta_{nm} z} \times -h_{pq} e^{j\beta_{pq} z} \cdot \hat{z} dS = \frac{-2\delta_{np} \delta_{mq}}{A_{nm}^2} \quad (5.32)$$

$$\int_{S_0} E_{nm}^- \times H_{pq}^+ \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm} e^{j\beta_{nm} z} \times h_{pq} e^{-j\beta_{pq} z} \cdot \hat{z} dS = \frac{2\delta_{np} \delta_{mq}}{A_{nm}^2} \quad (5.33)$$

$$\int_{S_0} E_{nm}^- \times H_{pq}^- \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm} e^{j\beta_{nm}z} \times -h_{pq} e^{j\beta_{pq}z} \cdot \hat{z} dS = \frac{-2\delta_{np}\delta_{mq}}{A_{nm}^2} e^{j2\beta_{nm}z} \quad (5.34)$$

Bu ilişkilerin TE modu için ifadeleri  $E_{nm}$ ,  $H_{pq}$  ve  $A_{nm}$ 'in üzerlerine üs konulmasıyla elde edilir. TE ve TM modun dik olduğu da doğrudur. Örneğin, TE mod için  $E_{nm}^{'+}$  TM mod için  $H_{pq}^+$  alındığında aşağıdaki eşitlikler sıfırdır.

$$\int_{S_0} E_{nm}^+ \times H_{pq}^+ \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm} e^{-j\beta_{nm}z} \times h_{pq}' e^{-j\beta_{pq}z} \cdot \hat{z} dS = 0 \quad \forall nm, pq \quad (5.35)$$

$$\int_{S_0} E_{nm}' \times H_{pq}^+ \cdot \hat{z} dS = \int_{S_0} e_{nm}' e^{-j\beta_{nm}z} \times h_{pq} e^{-j\beta_{pq}z} \cdot \hat{z} dS = 0 \quad \forall nm, pq \quad (5.36)$$

Eş.5.35 ve Eş.5.36' deki ifadeler (+) ve (-) üslerinin herhangi biri ele alındığında da gösterilebilir.

Bazen normalize modlara göre çalışmak uygundur. Normalize alanlar TM modu için  $A_{nm}$ 'le ve TE modu için  $A_{nm}'$ 'le bütün alan bileşenlerinin çarpılmasıyla elde edilir.

$A_{nm}$  ve  $A_{nm}'$  sabitleri TE ve TM mod için aşağıdaki gibi verilir.

TE mod için,

$$Y_{nm} = Y_0 \beta_{nm} / k \quad (5.37)$$

$$A_{nm}' = N_{nm} Y_{nm} \frac{n_a^2 + m_b^2}{j\beta_{nm}} \quad (5.38)$$

TM mod için,

$$Y_{nm} = Y_0 k / \beta_{nm} \quad (5.39)$$

$$A_{nm} = N_{nm} \frac{n_a^2 + m_b^2}{j\beta_{nm}} \quad (5.40)$$

Her iki mod için  $n_a = n\pi/a$ ,  $m_b = m\pi/b$ ,  $Y_0 = \sqrt{\epsilon/\mu}$ ,  $\beta_{nm} = [k^2 - n_a^2 - m_b^2]^{1/2}$  ve

$N_{nm} = 4[2\epsilon_{0n}\epsilon_{0m}Y_{nm}ab(n_a^2 + m_b^2)]^{-1/2}$ , dir.

$N_{nm}$  ifadesindeki  $\epsilon_{0n}$  aşağıdaki gibi verilir.



$$\varepsilon_{0n} = \begin{cases} 2 & n=0 \\ 1 & n \neq 0 \end{cases} \quad (5.41)$$

#### 5.1.4. Işıma integralleri

Dalgakılavuzu modlarının nasıl ışındığını bilmemiz gereklidir. Işınan alanı bulmak için Altıntaş, Pathak ve Liang (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988)'in çalışmalarından yararlanılmıştır.

Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun  $nm$ .inci mod alanları  $nm$ .inci modun alanlarının  $z$  bileşeninden elde edilebilir. TE ve TM mod için  $z$  bileşeninin alan ifadeleri aşağıdaki gibi verilir (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988).

TE mod için,

$$H_z = N_{nm} Y_{nm} \frac{(n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2}{j\beta_{nm}} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{-j\beta_{nm}z} \quad (5.42)$$

TM mod için,

$$E_z = -N_{nm} \frac{(n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2}{j\beta_{nm}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{-j\beta_{nm}z} \quad (5.43)$$

Açık uçlu dikdörtgen kesitli dalga kılavuzundan uzak alanda ışınan alan aşağıda verilen eşitlikle kapalı şekilde ifade edilir (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988).

$$\vec{E}^{rad} = \hat{\theta} E_\theta + \hat{\phi} E_\phi \quad (5.44)$$

Burada  $E_\theta$  ve  $E_\phi$  bileşenleri Kirchoff-Huygens integralinin ve eşdeğer Ufimtsev kenar akım integralinin birleştirilmiş katkılarını göstermek için bileşenlerine ayrılabilir. Böylece, elektrik alan bileşenleri aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_\theta = E_{\theta k} + E_{\theta u} \quad (5.45)$$

$$E_\phi = E_{\phi k} + E_{\phi u} \quad (5.46)$$

Kirchoff-Huygens yaklaşımının katkısı aşağıdaki şekilde ifade edilir (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988).

$$E_{\theta k} = \frac{j^{n+m} k N_{nm}}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{\frac{jk}{2}(a \cos \phi + b \sin \phi) \sin \theta} \begin{cases} u \cos \phi \left( 1 + \frac{Y_{nm}}{Y_0} \cos \theta \right) [A_+ + (-1)^n A_-] [B_+ - (-1)^m B_-] \\ -v \sin \phi \left( 1 + \frac{Y_{nm}}{Y_0} \cos \theta \right) [A_+ - (-1)^n A_-] [B_+ + (-1)^m B_-] \end{cases} \quad (5.47)$$

$$E_{\theta k} = \frac{j^{n+m} k N_{nm}}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{\frac{jk}{2}(a \cos \phi + b \sin \phi) \sin \theta} \left\{ \begin{array}{l} -u \sin \phi \left( \cos \theta + \frac{Y_{nm}}{Y_0} \right) [A_+ + (-1)^n A_-] [B_+ - (-1)^m B_-] \\ -v \cos \phi \left( \cos \theta + \frac{Y_{nm}}{Y_0} \right) [A_+ - (-1)^n A_-] [B_+ + (-1)^m B_-] \end{array} \right\} \quad (5.48)$$

burada

$$A_{\pm} = \frac{\sin \left[ \frac{a}{2} (k \sin \theta \cos \phi \pm n_a) \right]}{k \sin \theta \cos \phi \pm n_a} \quad B_{\pm} = \frac{\sin \left[ \frac{b}{2} (k \sin \theta \sin \phi \pm m_b) \right]}{k \sin \theta \sin \phi \pm m_b} \quad (5.49)$$

ve

$$u = \begin{bmatrix} m_b & \text{TE mod için} \\ n_a & \text{TM mod için} \end{bmatrix}, \quad v = \begin{bmatrix} n_a & \text{TE mod için} \\ -m_b & \text{TM mod için} \end{bmatrix} \quad (5.50)$$

Kirchhoff tabanlı Açıklık Tümeleştirme yönteminde köşe etkilerinden kaynaklanan süreksizlik Ufimtsev'in fiziksel kırınım katsayısının eklenmesiyle giderilmektedir. Eşdeğer Ufimtsev kenar akımlarının katkısı aşağıdaki gibi ifade edilir (Altıntaş, Pathak ve Liang, 1988).

$$E_{du} = \sqrt{\frac{k}{8\pi j}} N_{nm} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{\frac{jk}{2}(a \cos \phi + b \sin \phi) \sin \theta} \left[ \begin{array}{l} \frac{j^n}{\sqrt{\sin \beta_{oh} \sin \beta_h}} \left( e^{-\frac{jk}{2} b \sin \theta \sin \phi} - (-1)^n e^{\frac{jk}{2} b \sin \theta \sin \phi} \right) \\ \left( D_s^u(\varphi_h, \varphi'_h) u(A_+ + (-1)^n A_-) \cos \theta \cos \phi - \frac{Y_{nm}}{Y_0} D_h^u(\varphi_h, \varphi'_h) v(A_+ - (-1)^n A_-) \sin \phi \right) + \\ \frac{j^m}{\sqrt{\sin \beta_{ov} \sin \beta_v}} \left( e^{-\frac{jk}{2} a \sin \theta \cos \phi} - (-1)^m e^{\frac{jk}{2} a \sin \theta \cos \phi} \right) \\ \left( -D_s^u(\varphi_v, \varphi'_v) v(B_+ + (-1)^m B_-) \cos \theta \sin \phi + \frac{Y_{nm}}{Y_0} D_h^u(\varphi_v, \varphi'_v) u(B_+ - (-1)^m B_-) \cos \phi \right) \end{array} \right] \quad (5.51)$$

$$E_{dv} = \sqrt{\frac{k}{8\pi j}} N_{nm} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{\frac{jk}{2}(a \cos \phi + b \sin \phi) \sin \theta} \left[ \begin{array}{l} \frac{-j^n}{\sqrt{\sin \beta_{oh} \sin \beta_h}} \left( e^{-\frac{jk}{2} b \sin \theta \sin \phi} - (-1)^n e^{\frac{jk}{2} b \sin \theta \sin \phi} \right) \\ \left( D_s^u(\varphi_h, \varphi'_h) u(A_+ + (-1)^n A_-) \sin \phi + \frac{Y_{nm}}{Y_0} D_h^u(\varphi_h, \varphi'_h) v(A_+ - (-1)^n A_-) \cos \theta \cos \phi \right) - \\ \frac{j^m}{\sqrt{\sin \beta_{ov} \sin \beta_v}} \left( e^{-\frac{jk}{2} a \sin \theta \cos \phi} - (-1)^m e^{\frac{jk}{2} a \sin \theta \cos \phi} \right) \\ \left( D_s^u(\varphi_v, \varphi'_v) v(B_+ + (-1)^m B_-) \cos \phi + \frac{Y_{nm}}{Y_0} D_h^u(\varphi_v, \varphi'_v) u(B_+ - (-1)^m B_-) \cos \theta \sin \phi \right) \end{array} \right] \quad (5.52)$$

Burada  $u$ ,  $v$ ,  $A_{\pm}$ ,  $B_{\pm}$  önceden tanımlanmıştır ve  $D_{s,h}$  kırınım katsayısı

$$D_s^u(\varphi, \varphi', \tilde{\beta}_0, \tilde{\beta}) = \frac{2e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2\pi k}} \frac{\begin{Bmatrix} \sin(\varphi/2) \sin(\varphi'/2) \\ -\cos(\varphi/2) \cos(\varphi'/2) \end{Bmatrix}}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \frac{1}{\sqrt{\sin \tilde{\beta}_0 \sin \tilde{\beta}}} \quad (5.53)$$

eşitliği ile ifade edilir ve burada

$$\cos \varphi'_h = \frac{\beta_{nm}/k}{\sin \beta_{oh}}, \quad \cos \varphi_h = -\frac{\cos \theta}{\sin \beta_h} \quad (5.54)$$

$$\sin \beta_{oh} = \left[1 - (n_a/k)^2\right]^{1/2}, \quad \sin \beta_h = \left[1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi\right]^{1/2} \quad (5.55)$$

$$\cos \varphi'_v = \frac{\beta_{nm}/k}{\sin \beta_{ov}}, \quad \cos \varphi_v = -\frac{\cos \theta}{\sin \beta_v} \quad (5.56)$$

$$\sin \beta_{ov} = \left[1 - (m_b/k)^2\right]^{1/2} \text{ ve } \sin \beta_v = \left[1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi\right]^{1/2}, \text{ dir.}$$

Yukarıda elde edilen eşitlikler, sonraki alt bölümlerde ele alınacak uçaktaki kokpitin modellenmesinde kullanılacaktır.

### 5.1.5. Dalgakılavuzu modlarının uyarımı

Modların dalgakılavuzu içinde  $z = z_2$  noktasında bir akım elemanı ile uyarıldığında elde edilen ifadeler aşağıdaki gibidir. Burada alanlar TE ve TM modun toplamıdır, bu bölümde TE ve TM mod ayrımı yapılmamıştır.

Akım elemanı  $z > z_2$  olduğu zaman  $+z$  yönünde,  $z < z_2$  olduğu zaman  $-z$  yönünde bir kaynaktan uzağa ilerleyen modları uyarır.

$$E^\pm = \sum C_{nm} (e_{nm} \pm e_{znm}) e^{\mp j\beta_{nm}z} \quad (5.57)$$

$$H^\pm = \sum C_{nm} (\pm h_{nm} + h_{znm}) e^{\mp j\beta_{nm}z} \quad (5.58)$$

Burada

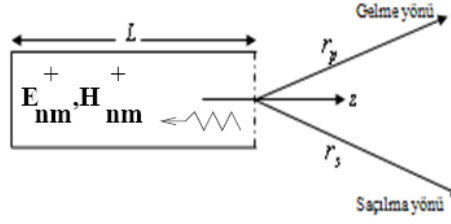
$$C_{nm}^\pm = \frac{-1}{P_n} \int (e_{nm} \mp e_{znm}) \cdot J(r) e^{\pm j\beta_{nm}z} dV \quad (5.59)$$

$$P_n = 2 \int_{S_0} e_{nm} \times h_{nm} \cdot \hat{z} dS = \frac{4}{A_{nm}^2} \quad (5.60)$$

Eş.5.57 ve Eş.5.58'deki  $C_{nm}^\pm$  Eş.5.59 ile ifade edilir. Eş.5.59'daki  $P_n$  ise Eş.5.60'daki gibidir.

### 5.1.6. Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun radar kesit alanı

$L$  uzunluğunda kısa devre edilmiş dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun geometrisi Şekil 5.1'de gösterildiği gibidir.



**Şekil 5.1** Dikdörtgen kesitli boşluğun radar kesit alanını hesaplamak için geometri.  $z = 0$  ucu açık,  $z = -L$  ucu kapalıdır.

Işıma fonksiyonlarından, radar kesit alanını bulmak mümkündür. Dalgakılavuzuna gelen  $nm$ 'inci mod  $z = -L$  noktasındaki sonlandırmadan yansır ve ışıma açıklığa geri döner.  $-r_p$  gelen dalganın yönü,  $r_s$  yönünde TE modunda saçılan alan aşağıdaki gibi verilir.

$$\begin{cases} E_{\theta}^s(r_s) \\ E_{\phi}^s(r_s) \end{cases} = \sum_n \sum_m r_p e^{jkr_p} (E_{\theta}^i(0)E_{\theta}^h(r_p, n, m) + E_{\phi}^i(0)E_{\phi}^h(r_p, n, m)) \times e^{-j\beta_{nm}d} (-1) e^{-j\beta'_{nm}d} \times \begin{cases} E_{\theta}^h(r_s, n, m) \\ E_{\phi}^h(r_s, n, m) \end{cases} \quad (5.61)$$

TM mod için,  $E_{\phi} = 0$  ve

$$E_{\theta}^s(r_s) = \sum_n \sum_m r_p e^{jkr_p} E_{\theta}^i(0)E_{\theta}^e(r_p, n, m) \times e^{-j\beta_{nm}d} (-1) e^{-j\beta'_{nm}d} \times E_{\theta}^e(r_s, n, m) \quad (5.62)$$

Burada,  $E_{\theta}^i(0)$ ,  $E_{\phi}^i(0)$  orijine gelen düzlemsel alanlardır. Buradaki eşitliklerde modlar normalize edilmemiştir.

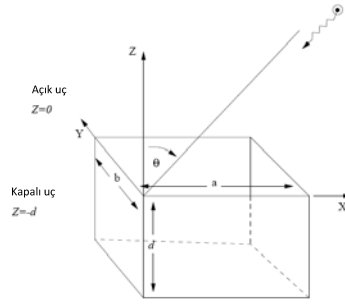
Yukarıdaki ifadelerde, ışıma fonksiyonları açıklık kenarının fiziksel yapısından etkilenir. Dalgakılavuzu keskin kenarlıysa, açıklık üzerindeki elektrik akım  $\vec{J}$  ve manyetik akım  $\vec{M}$  kullanılmaktadır. Yer düzlemiyse açıklık üzerinde sadece manyetik akım kaynağı etkilidir ve  $2\vec{M}$  kullanılır (Paknyts ve Hyjazie, 2000).

### 5.1.7. Kokpitin modellenmesi ve kokpitte kırınım modellemeleri

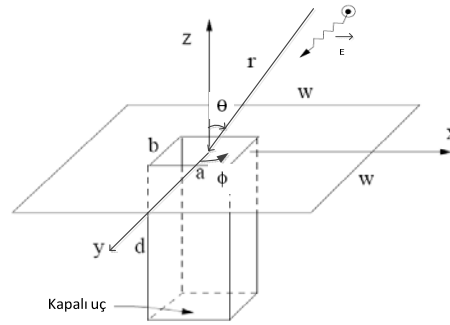
Bu bölümde kokpit gibi yapılar dikdörtgen kesitli dalgakılavuzuyla modellenmektedir. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'de görüldüğü gibi dikdörtgen kesitli dalgakılavuzunun açık ucu için iki farklı durum ele alınmaktadır:

- Şekil 5.2'deki gibi keskin köşeler kullanarak veya

b) Şekil 5.3'deki gibi yer düzlemine duvar girintisi koyarak



**Şekil 5.2** Düzlemsel dalgayla aydınlatılan dikdörtgen kesitli boşluk.  $z = 0$  ucu açık,  $z = -d$  ucu kapalıdır.

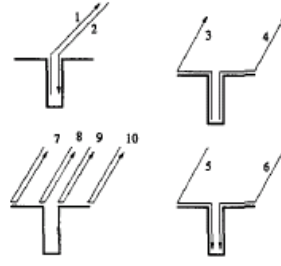


**Şekil 5.3** Kare biçimli yer düzleminde dikdörtgen kesitli boşluk

Uniform Geometrik Kırınım Teorisi (UGKT) yer düzleminin etkilerini göz önüne almak için kullanılmaktadır. Boşluğun içindeki dalgakılavuzu modlarından kaynaklanan saçılmayı hesaplamak için Açıklık Tümlleştirme (AT) yönteminden yararlanılmaktadır. Sürünen (creeping) dalga etkileri UGKT yoluyla hesaplanmaktadır.

Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu biçimindeki boşluktan çeşitli kırınım modellerini incelemek amacıyla Açıklık Tümlleştirme (AT)/UGKT modeli geliştirilmiştir. Çeşitli kırınım modelleri

- Boşluk (cavity)
- Yer düzlemi (ground plane)
- Yer düzlemiyle boşluğun etkileşimi'dir.



**Şekil 5.4** Ele alınan çeşitli kırınım modellemeleri

Şekil 5.4'den de görüldüğü gibi 10 tane kırınım modeli vardır. (1) ve (2) modellemeleri boşluk içinde yayılan gelen enerjiyi oluşturur, yansıyan ve tekrar ışınan alanları açıklamaktadır. (3-6) modelleri boşluk ve sonlu yer düzlemi arasındaki etkileşimlerden kaynaklanmaktadır. (7-10) modelleri yer düzlemi ve açıklık kenarlarından kaynaklanmaktadır.

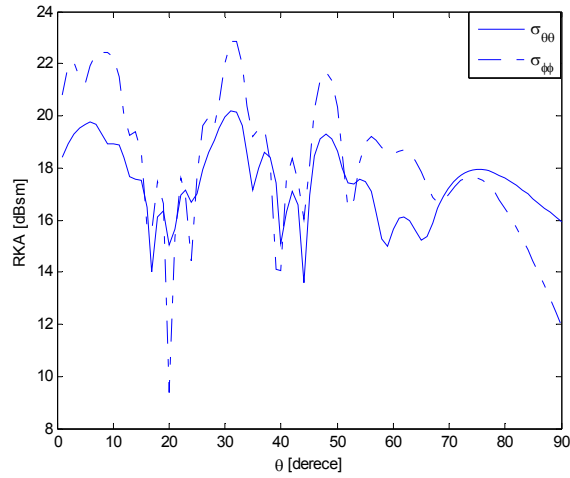
(1)'inci modeldeki ışınım açıklıktaki eşdeğer manyetik akımları elde etmek için yayılan dalga kılavuzu modları (TE ve TM mod) kullanılarak bulunur. Sonra açıklık integrali kullanılarak Bölüm 5.1.4'te anlatıldığı gibi ışınan alan bulunur. Karşılıklılık (reciprocity) (2)'deki çözümü elde etmek için kullanılmaktadır (Paknys, Kashyap ve Louie, 2001). (1) ve (2)'deki modellerin birleşimi bize yer düzlemine bakmadan boşluğun etkilerinden dolayı Radar Kesit Alanını (RKA) vermektedir ve RKA değeri Eş.5.61 ve Eş.5.62 ile hesaplanmaktadır. Boşluk ve yer düzlemi kenarlarının (3-6)'daki etkileşimleri UGKT yöntemi kullanılarak belirlenmiştir. Bu kenarlardan kırınan ışınlar açıklık tümleştirme integraline eklendiği zaman  $\theta = 90^\circ$  yönünde bir düzelme sağlar. (7-10)'daki kırınan ışınlar yer düzlemi ve açıklık köşeleri ve kenarlarından meydana gelir. Dalga kılavuzu modlarıyla etkileşimler bu yöntemin bir parçası değildir. En güçlü saçılma dikine ışınım (broadside) yönünde olur. Köşe kırınımı ya da FO/FKT gibi diğer analiz metotları da kullanılabilir.

Şekil 5.1'de görüldüğü gibi boşluğun açık ucu ve kısa devre edilmiş ucu arasındaki çoklu etkileşimler ele alınmıştır. Bunlar kapalı formda toplanabilir ve açık uçlu dalga kılavuzundan yansıma katsayısı UGKT ve eşdeğer akımlardan elde edilebilir (Paknys ve Hyjazie, 2000). Bu etkiler Paknys ve Hyjazie (Paknys ve Hyjazie, 2000) tarafından incelenmiş ve RKA üzerindeki etkisinin oldukça küçük

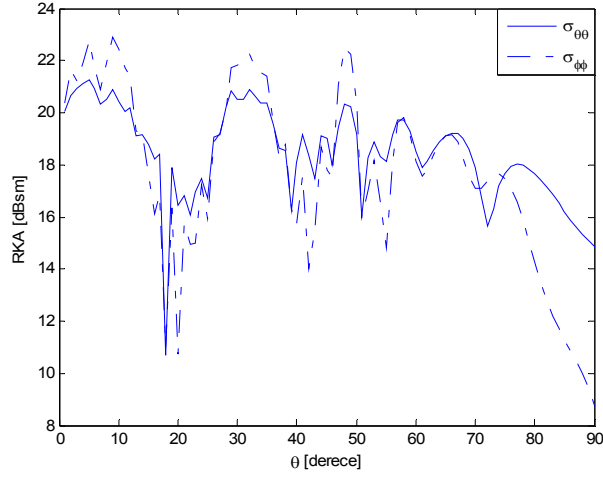
olduğu görülmüştür, böylece bu çalışmada açıklıkta modal ışınların çoklu kenar kırınımı sonucundaki ilave düzeltmenin büyük dalga kılavuzlarında ihmal edileceği varsayılmıştır ve böylece çoklu kırınımın katkıları ihmal edilmiştir. Kullanılan AT/UGKT modelinde bu etkiler ihmal edilmiştir.

### 5.1.8. Analitik analiz

Dikdörtgen kesitli boşluk Şekil 5.3'deki gibi modellenmiştir. Modal alan analiz yöntemiyle hesaplamada kullanılan dikdörtgen kesitli boşluk 1m×1m kare kesit bölgesine sahip ve derinliği d=2m'dir. Bu yöntem kullanılarak 5 ve 8 GHz frekanslarında analizler yapılmıştır. Şekil 5.5 ve Şekil 5.6, Şekil 5.4'de gösterildiği gibi dikdörtgen kesitli boşluğun içinden yayılan (1) ve (2) no'lu ışınların etkileri sonucu hesaplanan RKA değerini göstermektedir. Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu içinde yayılan tüm modların (TE ve TM mod) etkisi göz önüne alınarak  $\phi=0^\circ$  düzleminde frekans değeri 5 GHz ve 8 GHz için  $\theta\theta$  ve  $\phi\phi$  polarizasyonunda RKA değeri hesaplanmıştır.



**Şekil 5.5**  $\phi=0^\circ$  düzleminde, 5 GHz frekansında monostatik radar kesit alanı.



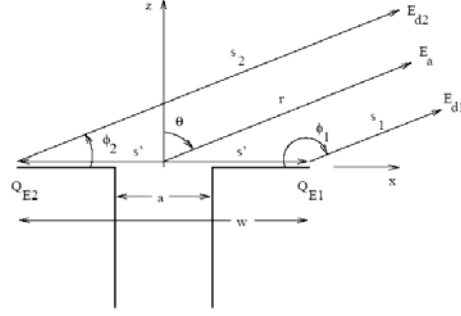
**Şekil 5.6**  $\phi=0^\circ$  düzleminde, 8 GHz frekansında monostatik radar kesit alanı.

Büyük açık uçlu dalgakılavuzu boşluklarında uzak alanda elektromanyetik saçılmayı verimli bir şekilde analiz etmek için modal analiz yöntemi kullanılmıştır. Geri saçılma problemlerinde, saçılan alana boşluktaki ışımının katkısı esasen boşluk içinde yayılan modlarla (TE ve TM) belirlenebilir. Şekil 5.5 ve Şekil 5.6, Şekil 5.4'de gösterilen (1) ve (2) no'lu ışınların dalgakılavuzu içinde yayılan modların etkisiyle AT/UGKT metodu kullanılarak belirlenen RKA analizinin sonucunu göstermektedir. Şekil 5.5'de görüldüğü gibi 5 GHz frekans değerinde  $\theta\theta$  polarizasyonundaki RKA değeri  $\phi\phi$  polarizasyonundaki RKA değerine göre yaklaşık 2 dB daha küçüktür.  $\phi\phi$  polarizasyonunun  $\theta\theta$  polarizasyonundan daha kuvvetli olduğu görülmektedir. 8 GHz frekans değerinde dikey polarizasyon RKA değerinin 5 GHz frekans değerine göre 2 dB arttığı Şekil 5.6'da görülmektedir. Frekans değeri değiştiğinde yatay ve dikey polarizasyonda RKA değeri değişmektedir.

#### 5.1.9. Sonlu yer düzlemi

Dikdörtgen kesitli dalgakılavuzuna Şekil 5.3'deki sonlu yer düzleminin etkisi aşağıdaki gibi eklenir. Şekil 5.7'deki geometride kenardan kırılan ışınlar gösterilmiştir. Analiz  $\phi=0^\circ$  düzleminde yapılmıştır.





**Şekil 5.7**  $\phi=0$  düzlemi için kenar kırınım modellerini gösteren yer düzleminde açık uçlu dikdörtgen kesitli dalgakılavuzu.  $(x, y, z) = (w/2, 0, 0)$ 'da  $Q_{E1}$ ,  $(x, y, z) = (-w/2, 0, 0)$ 'de  $Q_{E2}$  iki tane kırınım noktası vardır. Teğet gelme durumunda  $\phi'_1 = 0$  ve  $\phi'_2 = 0$ 'dır.

$\vec{E}^a$  açıklık tümleştirmeden elde edilen açıklık ışına sonucundaki alandır.  $(x, y, z) = (w/2, 0, 0)$ 'da  $Q_{E1}$  kırınım noktasına ve  $(x, y, z) = (-w/2, 0, 0)$ 'da  $Q_{E2}$  kırınım noktasına çarpan ışınlardır.

Yer düzlemine teğet  $E_\phi$ 'dir, bu polarizasyon için kenardan kırınım etkileri yoktur. Gerçekte, eğimli kırınım (slope diffraction) kullanılır ama bu etkiler ihmal edilebilecek kadar yüksek dereceden etkilerdir. Birinci derece için,  $\sigma_{\theta\theta}$  yer düzleminin kenar etkilerinden etkilenecektir ama  $\sigma_{\phi\phi}$  etkilenmeyecektir.

Kenar 1 için, Şekil 5.7'deki geometriden görüldüğü gibi  $\phi'_1 = 0$ ,  $\phi_1 = 90 + \theta$ ,  $\hat{\phi}'_1 = \hat{z}$ ,  $\hat{\phi}_1 = \hat{\theta}$ ,  $s'_1 = w/2$ ,  $s_1 = r - (w/2)\sin\theta$ . Kırınan alan

$$\vec{E}_{\phi_1}^{d_1} = -E_{\phi_1}^i(Q_{E1}) \frac{D_h(\phi'_1, \phi_1)}{2} \sqrt{\frac{w}{2}} \frac{e^{-jks_1}}{s_1} \quad (5.63)$$

ya da

$$E_{\theta}^{d_1} = E_{\theta}^i(r = w/2, \phi = 0, \theta = 90) \frac{D_h(\phi'_1 = 0, \phi_1 = \theta + 90)}{2} \sqrt{\frac{w}{2}} \frac{e^{-jks_1}}{s_1} \quad (5.64)$$

ifade edilir.

$Q_{E1}$ 'e gelen alan açıklık merkezinde faz referanslı Silver'in (Silver, 1950) ışına fonksiyonundan elde edilir.  $D_h$  kırınım katsayısı için yarı düzlem kenar (half plane edge)'de  $n = 2$  alınır. Uzak alanda  $L = (ss')/(s + s')$  ifadesi  $L = w/2$  olur (Pakny's ve Charest, 1997).

Benzer olarak ikinci kenar için,  $\phi'_2 = 0$ ,  $\phi_2 = 90 - \theta$ ,  $\hat{\phi}'_2 = \hat{z}$ ,  $\hat{\phi}_2 = -\hat{\theta}$ ,  $s'_2 = w/2$ ,  $s_2 = r + (w/2)\sin \theta$ . Kırınan alan,

$$\vec{E}_{\phi_2}^{d_2} = -E_{\phi_2}^i(Q_{E2}) \frac{D_h(\phi'_2, \phi_2)}{2} \sqrt{\frac{w}{2}} \frac{e^{-jks_2}}{s_2} \quad (5.65)$$

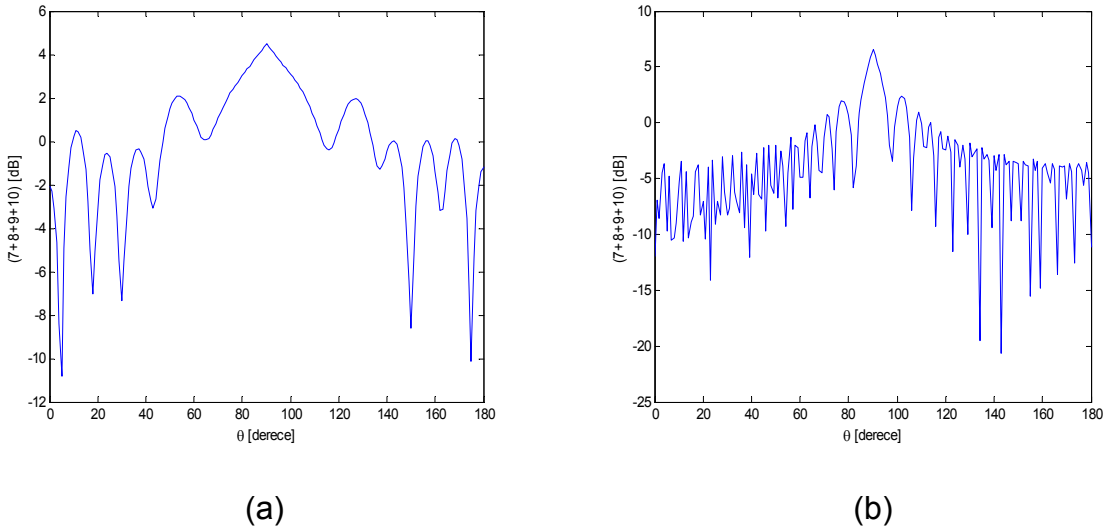
ya da

$$E_{\theta}^{d_2} = E_{\theta}^i(r = w/2, \phi = 180, \theta = 90) \frac{D_h(\phi'_2 = 0, \phi_2 = 90 - \theta)}{2} \sqrt{\frac{w}{2}} \frac{e^{-jks_2}}{s_2} \quad (5.66)$$

ile ifade edilir.

Teğet gelmeden dolayı,  $Q_{E1}$ ,  $Q_{E2}$  gelen alan açıklıktan ışınan toplam alandır yani UGKT' de gelen alan ve yansıyan alanın toplamını göstermektedir. Bu sebeple kırınım katsayısı  $D_h$  yerine  $D_h/2$  olarak alınır.

Dikdörtgen kesitli boşluğun boyutları Şekil 5.8 (a)'da  $a=b=0.06m$ ,  $d=0.12m$  ve Şekil 5.8 (b)'de  $a=b=1m$ ,  $d=2m$  alınmıştır. Analizler 5 GHz frekans değerinde yapılmıştır.

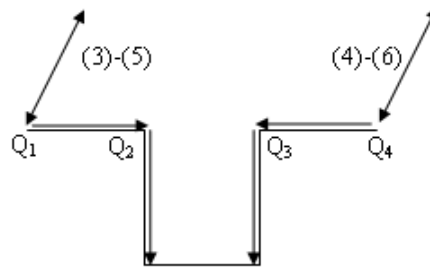


**Şekil 5.8** Şekil 5.7'de verilen geometride kırınan alanlar.

Şekil 5.8 (a) ve Şekil 5.8 (b)'de Şekil 5.3'de verilen geometride 7,8,9 ve 10 no'lu kırınan alanların  $\theta$  değerine göre değişimleri görülmektedir. Şekillerden de görüldüğü gibi dikdörtgen kesitli boşluğun boyutları büyüdükçe sıfırlar ve tepeler daha sıklıkla meydana gelmektedir. Şekil 5.8 (b)'de kırınan alanlar daha çok dalgalanmasına rağmen maksimum değeri aldığı  $90^\circ$ 'de Şekil 5.8 (a)'ya göre 1 dB değişmektedir.

### 5.1.10. Yüzeyden sürünen dalgalar (Creeping waves)

Bir dalga, dalgaboyuyla karşılaştırıldığı zaman büyük olan saydam olmayan bir cismin üzerine geldiğinde gölge oluşur. Yine de, bazı ışınımlar kırılan ışınlardan dolayı gölge bölgesine nüfuz eder. Bu ışınlar gövde yüzeyine teğet gelen ışınlar tarafından üretilir. Her teğet ışının bir kısmı teğet noktasında yüzeyden ayrılır ve diğer bir kısmı da yüzeye teğet olarak ilerler. Takip eden her bir teğet noktasında ışın benzer şekilde ilerler (Balanis, 1970). Sürünen dalgalar düz yüzeye teğettir ve gövdenin gölge bölgesinde ilerler.



**Şekil 5.9** Açık uçlu dalgakılavuzunda yüzeyden kırılan ışınlar

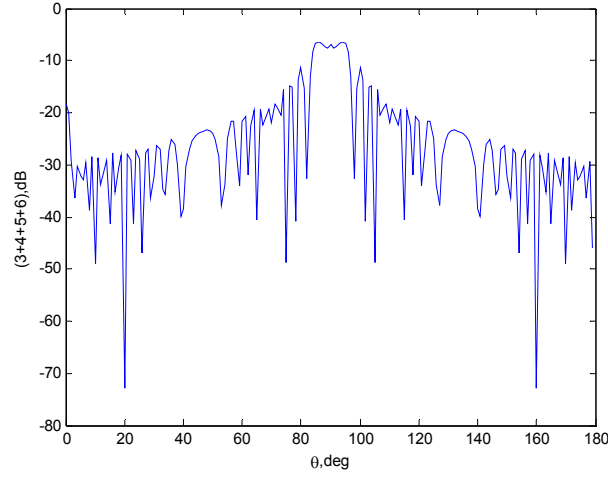
Yüzeyden sürünen dalga etkileri UGKT (Pathak, 1976) yoluyla hesaplanır. (3) no'lu kırılan alan ifadesi aşağıdaki gibi verilir.

$$E_1^d = E^i(Q_1) D_{s,h}(\phi_1, \phi_1') \frac{e^{-jks_1^d}}{\sqrt{s_1^d}} \quad (5.67)$$

$$E_2^d = E_1^d D_{s,h}(\phi_2, \phi_2') \frac{e^{-jks_2^d}}{\sqrt{s_2^d}} \quad (5.68)$$

Burada  $E^i(Q_1)$   $Q_1$  noktasına gelen alan,  $D_{s,h}$  uniform geometrik kırınım katsayısıdır ve Ek-A'da açıklanmıştır.  $s_1^d$   $Q_1$  noktası ile  $Q_2$  noktası arasındaki uzaklıktır.  $s_2^d$   $Q_2$  noktası ile yer düzlemi arasındaki uzaklıktır. (4) no'lu ışın karşılıklılık (reciprocity) metodu ile çözülür. (5) ve (6) no'lu ışınları çözmek için de benzer yöntemler kullanılır.

Şekil 5.10'da Şekil 5.3'de verilen geometride 3,4,5 ve 6 no'lu kırılan alanların  $\theta$  açısına göre değişimi görülmektedir. Şekil 5.9'da dikdörtgen kesitli boşluğun boyutları  $a=b=1m$ ,  $d=2m$  alınmıştır ve 5 GHz frekans değerinde analiz edilmiştir.



**Şekil 5.10** Şekil 5.3'deki geometriden kırınan ışınlar.

Şekil 5.10'dan da görüldüğü gibi 3,4,5 ve 6 no'lu kırınan ışınların etkisi yukarıda incelenen (1), (2), (7), (8), (9) ve (10) no'lu ışınlarla göre oldukça küçüktür.

Bundan sonraki bölümde; uçağın gövdesi silindirik biçimde ve kokpit kısmı dikdörtgen kesitli boşluk olarak alındığında hem modal analiz yöntemi hem de seken ışın yöntemi kullanılarak radar kesit alanı analiz edilmiştir. Sonraki alt bölümde ise eliptik kesitli silindir bir gövde ve gövdenin içine yerleştirilmiş gerçeğe yakın modellenmiş bir kokpit SIY yöntemi kullanılarak RKA analizi anlatılmıştır.

## 6. HAVA ARACINDAKİ KOKPİT YAPISININ GERÇEĞE YAKIN MODELLENMESİ

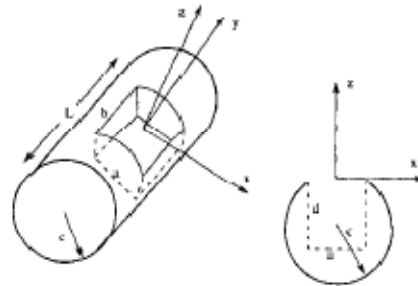
### 6.1. Giriş

Literatürde uçağın gövdesi silindirik biçimde ve kokpit kısmı dikdörtgen kesitli boşluk olarak ele alınmıştır (Paknys ve Hyjazie, 2000). Kokpit kısmından kaynaklanan radar kesit analizinde kullanılan yöntemler Bölüm 4'te ayrıntılarıyla incelenmiştir.

Bu bölümde ilk olarak literatürde ele alınan modelin RKA'sı SIY metoduyla analiz edilmiştir. Sonraki alt bölümde ise; uçağın gövdesi eliptik kesitli silindir ve kokpit yapısı gerçeğe yakın olarak modellenmiştir. Kokpitin iç kısmı mükemmel iletken olarak alınmıştır. Gerçeğe yakın modellenen gövde ve kokpitin radar kesit alanı Seken Işın Yöntemi (SIY) kullanılarak,  $[0^\circ-80^\circ]$  bakış açısı aralığında ve  $[1-12]$  GHz frekans aralığında incelenmiştir.

### 6.2. Sonlu Dairesel Silindirin İçine Yerleştirilmiş Büyük Dikdörtgen Kesitli Boşluğun Radar Kesit Alanı Analizi

Dikdörtgen kesitli boşluğun içindeki saçılma Bölüm 5.1'de modal alan analiz yöntemi ve Bölüm 2.1.4.1'de SIY yöntemiyle incelenmiştir. Bu bölümde silindirik gövdeden kaynaklanan saçılmalar boşluğun içinden kaynaklanan saçımlara eklenecektir. Şekil 6.1'de gösterildiği gibi literatürde hava aracının gövdesi silindirik biçimde ve kokpiti dikdörtgen kesitli boşluk olarak modellenmiştir (Paknys ve Hyjazie, 2000).



**Şekil 6.1** Silindir içine yerleştirilmiş dikdörtgen kesitli boşluğun geometrik modeli.

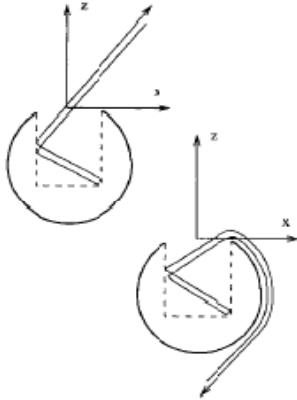
Şekil 6.1'de gösterilen geometride dikdörtgen kesitli boşluğun boyutları  $-a/2 \leq x \leq a/2$ ,  $-b/2 \leq y \leq b/2$  ve  $-d \leq z \leq 0$ 'dir. Silindirik gövdenin uzunluğu  $L$

ve yarıçapı  $c$ 'dir. Boşluğun içinde dalgakılavuzu modlarından kaynaklanan saçılmayı hesaplamak için AT, sürünen dalga etkileri UGKT ve silindirden dışarı doğru saçılmayı hesaplamak için eğrilmiş kenar GKT'si kullanılmıştır. AT/UGKT tekniği Bölüm 5.1'de dikdörtgen kesitli boşluk için açıklanmıştır. Bu bölümde boşluğun içindeki saçılmayı analiz etmek için kullanılan bir diğer yöntem de SIY'dir (bkz. Bölüm 2). Bu yöneme diğer yöntemde ele alınan sürünen dalga etkileri ve kenardan kırınım etkileri eklenmiştir.

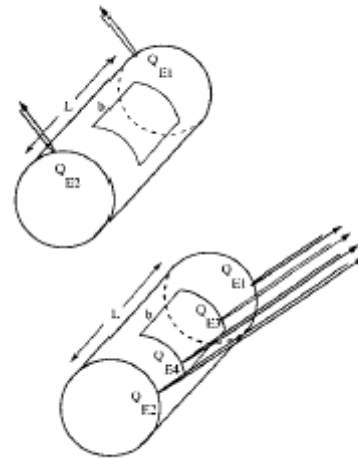
### 6.2.1. Kırınım modelleri

Şekil 6.2 ve 6.3'de gösterilen geometride üç tane kırınım modeli ele alınmıştır.

- (a) Dikdörtgen kesitli boşluk içinden kaynaklanan saçılma (üstten ve alttan aydınlatıldığında)
- (b) Boşluğun ve silindirin sürünen dalga etkileşimleri
- (c) Silindirin kenarlarından kaynaklanan saçılma



**Şekil 6.2** Boşluğun içindeki olası saçılma modelleri

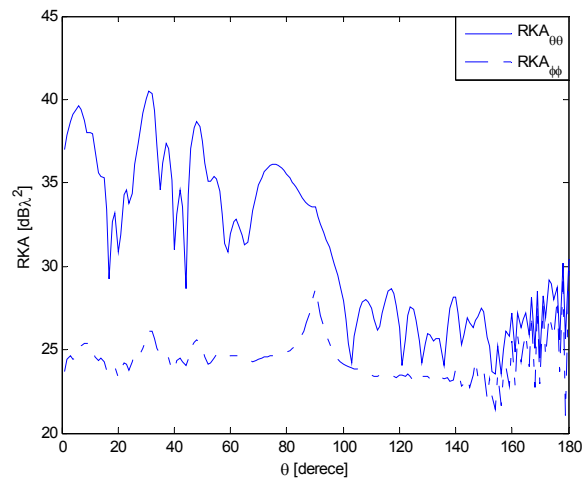


**Şekil 6.3** Silindirin dışındaki saçılmalar. İki ya da dört tane kırınım olasılığının gösterimi

Dikdörtgen kesitli boşluğun saçılmaya katkısını hesaplamak için açıklık yüzeyindeki eşdeğer manyetik akımlar boşluk içinde yayılan dalga kılavuzu modları yardımıyla bulunur. Işınan alanı elde etmek için Açıklık Tümleştirme (AT) yöntemi kullanılır. Karşılıklılık (reciprocity) teoremi, düzlemsel dalgayla boşluk uyarıldığında çözümü elde etmek için kullanılır. Sonuçların birleştirilmesiyle boşluğun Radar Kesit Alanı elde edilir. Boşluk ve silindirin etkileşimi UGKT yöntem kullanılarak kolayca birleştirilebilir. Şekil 6.3'de gösterildiği gibi silindirden ve dikdörtgen kesitli boşluğun açıklık kenarından kaynaklanan kırınım etkileri de göz önüne alınmıştır.

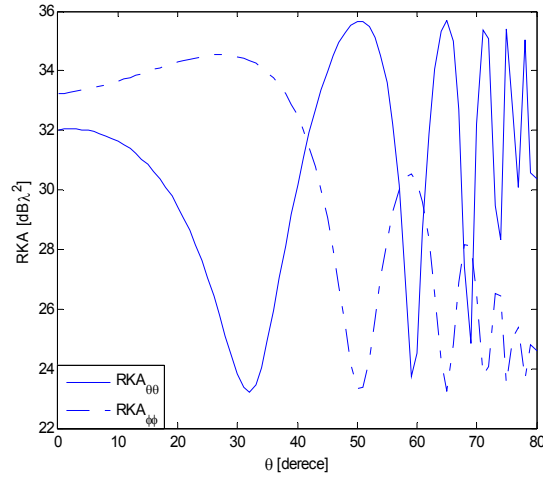
### 6.2.2. Nümerik analiz

Şekil 6.2 ve Şekil 6.3'de boşluğun içindeki saçılmayı hesaplamak için Bölüm 5.1'de anlatılan modal alan analiz yöntemi ve Bölüm 2'te anlatılan Seken Işın Yöntemi kullanılmıştır. Şekil 6.1'de gösterilen geometride dikdörtgen kesitli boşluğun kare kesit bölgesi  $1\text{m} \times 1\text{m}$ , derinliği  $d=2\text{m}$ , silindirin yarıçapı  $2.5\text{m}$ , silindirin uzunluğu  $L=5\text{m}$  ve açıklığın uzunluğu  $b=1\text{m}$  alınmıştır. Çalışma frekansı  $5\text{GHz}$ 'dir. Gelme açısı  $\phi^i$  sıfırdır. Dikdörtgen kesitli boşluğun içinden saçılan alana ilave olarak sürünen dalga ve kenardan kırınım etkileri (bkz. Şekil 6.2 ve Şekil 6.3) de göz önüne alınmıştır. Şekiller  $\theta$  açısı değiştiğinde RKA değerindeki değişimi göstermektedir. Gelme açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında değiştiğinde toplam saçılan alanın  $\theta\theta$  ve  $\phi\phi$  polarizasyonundaki RKA değeri Şekil 6.4'de modal alan analiz yöntemiyle ve Şekil 6.5'de SIY yöntemi ile analiz edilmiştir.



**Şekil 6.4** Modal alan analiz yöntemi ile analiz edilmiş monostatik radar kesit alanı.

Şekil 6.4’de görüldüğü gibi  $\theta$  açısı  $[0^\circ-100^\circ]$  aralığında  $\theta\theta$  polarizasyonundaki RKA değeri  $\phi\phi$  polarizasyonundaki RKA değerinden ortalama olarak 15 dB daha büyüktür.  $\theta$  açısı  $[160^\circ-180^\circ]$  aralığında ise  $\theta\theta$  ve  $\phi\phi$  polarizasyonunda RKA değerleri hemen hemen aynıdır.

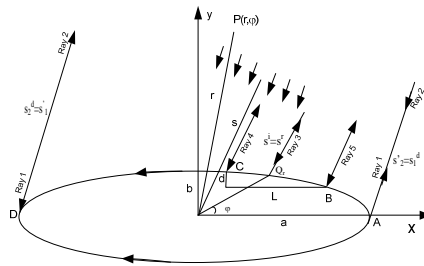


**Şekil 6.5** SIY yöntemi ile analiz edilmiş monostatik radar kesit alanı.

Şekil 6.5’de  $\theta$  açısı  $[0^\circ-20^\circ]$  aralığı dışındaki bölgede  $\theta\theta$  ve  $\phi\phi$  polarizasyonun RKA değeri arasında  $180^\circ$  faz farkı görülmektedir.  $\theta$  açısı artıkça  $\theta\theta$  polarizasyonun RKA değeri artarken  $\phi\phi$  polarizasyonundaki RKA değerinin azaldığı görülmektedir.

### 6.3. Sonlu Bir Eliptik Kesitli Silindirdeki Boşluğun Radar Kesit Alanı Analizi

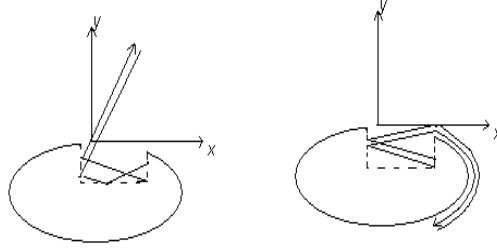
Bu alt bölümde uçağın gövdesi ve kokpiti gerçeğe yakın modellenmiştir (bkz. Şekil 6.6). Uçağın gövdesi sonlu eliptik kesitli silindir ve kokpiti gerçeğe daha yakın bir boşluk olarak modellenmiştir ve Şekil 6.6’da görüldüğü gibi uzak alanda düzlemsel dalgayla aydınlatılmıştır. Kokpit kısmının radar kesit alanına etkisi SIY yöntemiyle analiz edilmiştir.



**Şekil 6.6** Düzlemsel dalgayla aydınlatılan uçağın sonlu eliptik kesitli silindirik gövdesi ve gerçeğe yakın modellenmiş kokpit kısmının geometrisi



Şekil 6.6'da gösterildiği gibi RKA analizine katkıda bulunan 4 tane saçılma kaynağı vardır. Saçılma kaynakları sonlu eliptik kesitli silindir yüzeyinden bir tek yansıma, eliptik kesitli silindirden kırılan alan, boşluk, boşluk ve eliptik kesitli silindirin etkileşimiyle sürünen dalgadır.



**Şekil 6.7** Kokpitin içinde olası ışın yolları

Şekil 6.7'de boşluktan ve boşluk ve eliptik kesitli silindir yüzeyin etkileşiminden kaynaklanan saçılma görülmektedir. Boşluğun saçılmaya katkısı SIY yöntemiyle analiz edilmiştir. SIY'de, düzlemsel dalga yönünde gelen çok sayıda paralel ışınlar boşluğa çarpmaktadır. Boşluğa giren her bir ışın boşluk içinde çoklu yansıldıktan sonra boşluğun açıklığından çıkar (bkz.Şekil 6.7). Boşluktan çıkan ışınlar geri saçılmaya katkıda bulunur ve RKA değerinin hesaplanmasına yardım eder. Eliptik kesitli silindirin RKA analizi UGKT yöntemi ve Fiziksel Optik yöntemle hesaplanır (bkz. Bölüm 4). RKA analizi her bir kaynağın saçılma merkezi birleştirme yöntemiyle birleştirilerek yapılmıştır. Aşağıda sırasıyla her bir saçıcı kaynağın hesaplanması gösterilmektedir.

a) Eliptik kesitli silindir yüzeyine gelen alan:

Şekil 6.6'da  $P(r, \phi)$ 'de,  $\phi_i$  açısıyla gelen düzlemsel dalga aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$E^i(r, \phi) = A \cdot e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} \quad (6.1)$$

Burada  $A$  gelen alanın genliğini göstermektedir ve değeri "1"dir.

b) Eliptik kesitli silindir yüzeyinden tekli yansıma:

Şekil 6.6'da gösterildiği gibi düzlemsel dalga  $\phi$  yönünde sonlu eliptik kesitli silindirin yüzeyine gelir,  $Q_r$  yansıma noktasında gelen ışın yansır. Yansıyan alan aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$E_r(s, \phi_i) = E_i(Q_r) \sqrt{a_0(\gamma_r)/2R_{s,h}}(\xi_p, X_p) \frac{e^{-jks^r}}{\sqrt{s^r}} \quad (6.2)$$

Burada  $E_i(Q_r)$  eliptik kesitli silindir yüzeyinde yansıma noktasına gelen alan,  $R_{s,h}(\xi_p, X_p)$  uniform kırınım teorisi yansıma katsayısı,  $a_0(\gamma_r)$  eliptik kesitli silindir yüzeyinde herhangi  $\gamma$  noktasındaki eğrilik yarıçapıdır.  $s$  and  $h$  sırasıyla yatay ve dikey polarizasyonu göstermektedir. Bölüm 4'de detaylı olarak açıklanmıştır.

c) Eliptik kesitli silindir yüzeyinden kırınan alan:

Herhangi bir gözlemci noktasında yüzeyden kırınan alan aşağıdaki gibi verilir.

$$E_1^d(s_1^d, \phi_i) = E^i(Q'_1) T_{s,h}(\xi_{d1}, X_{d1}, t_1) \frac{e^{jks_1^d}}{\sqrt{s_1^d}} \quad (6.3)$$

Burada  $E_i(Q'_1)$   $Q'_1$  bağlantı noktasına gelen alan,  $T_{s,h}(\xi_d, X_d, t)$  uniform kırınım teorisi yüzey kırınım katsayısıdır ve Bölüm 4'de detaylı olarak açıklanmıştır.

a) Boşluktan saçılan alan:

Boşluktan saçılan alan ışın izleme yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Boşluktan saçılan alanın SIY yöntemi ile analizi Bölüm 2'de ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Her bir ışın tüpünden kaynaklanan  $A_\theta$  ve  $A_\phi$  ifadeleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{bmatrix} A_\theta \\ A_\phi \end{bmatrix} = \frac{jk_0}{2\pi} \sum_{i \text{ all rays}} \begin{bmatrix} E_x(x_i, y_i) \cos \phi^i + E_y(x_i, y_i) \sin \phi^i \\ (-E_x \sin \phi^i + E_y \cos \phi^i) \cos \theta^i \end{bmatrix} \cdot e^{jk_0(s_x x_i + s_y y_i)} (\Delta x_i \Delta y_i) I_i \quad (6.4)$$

burada

$$I_i = \frac{1}{(\Delta x_i \Delta y_i)_{i \text{th exit ray tube}}} \iint dx dy e^{jk_0[(u-s_x)x + (v-s_y)y]} \quad (6.5)$$

ve  $(\Delta x_i \Delta y_i)$  yüzeyden çıkan ışın tüpünün alanı,  $E_x(x_i, y_i)$  ve  $E_y(x_i, y_i)$  sırasıyla çıkan ışın tüpünde alanın  $x$  ve  $y$  bileşenleridir.

b) Toplam saçılan alan:

Hava aracının gövdesi sonlu bir eliptik kesitli silindir olarak modellenmiştir ve eliptik silindirin içine gerçeğe yakın kokpit yerleştirilmiştir. Gövde ve kokpitten kaynaklanan toplam RKA aşağıdaki gibi verilir.

Eliptik kesitli silindir yüzeydeki saçıcılardan kaynaklanan RKA aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$RKA_{\text{eliptikyüzey}} = \lim_{s \rightarrow \infty} 2\pi s \left[ \frac{|E^r(s, \phi_i) + E^d(s, \phi_i)|^2}{|E^i(s, \phi_i)|^2} \right] \quad (6.6)$$

Kokpitin RKA'sı ise aşağıdaki gibi verilir.

$$RCS_{\phi\phi} = 4\pi |A_\phi|^2 \quad (6.7)$$

$$RCS_{\theta\theta} = 4\pi |A_\theta|^2 \quad (6.8)$$

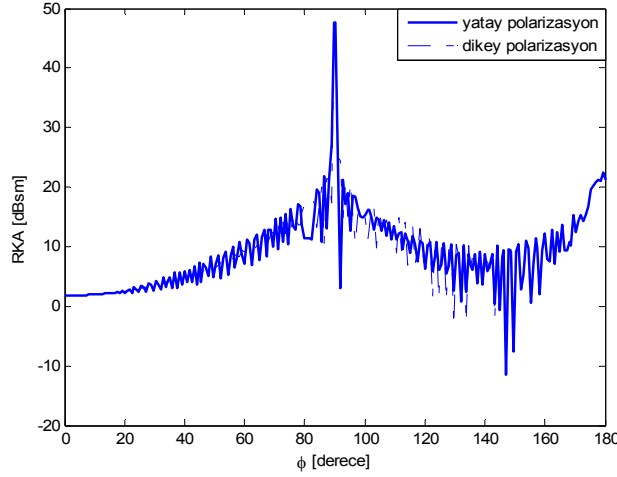
$\phi$  gelme açısı  $[0^\circ-55^\circ]$  aralığında olduğunda kokpitten kaynaklanan alan Eş. 6.7 ve Eş.6.8 ile hesaplanır.

Eliptik kesitli silindir yüzeyden kaynaklanan süreksizliği ortadan kaldırmak için FO yöntemden yararlanılmaktadır. FO yöntem süreksizliğin olduğu noktalarda ( $\theta=90^\circ$ ) UGKT yöntemine eklenir.

Sonuç olarak, Şekil 6.6'nın RKA'sı UGKT, FO ve SIY yöntemlerinin birlikte kullanılmasıyla analiz edilmiştir. Aşağıdaki bölümde RKA değeri yatay ve dikey polarizasyon için analiz edilmiştir.

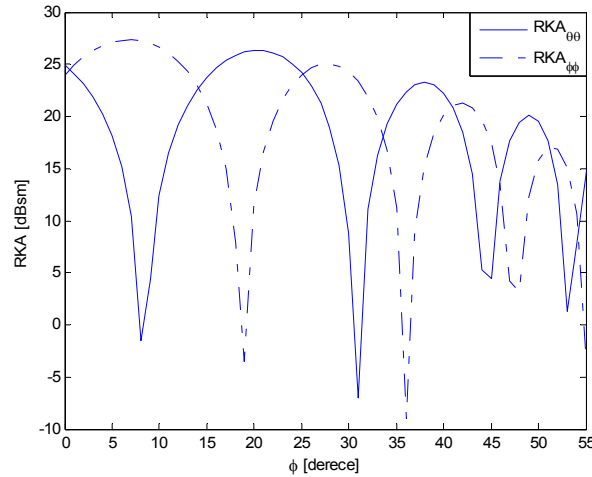
### 6.3.1. Nümerik analiz

Şekil 6.6'da gösterilen geometride kokpitin derinliği  $d=1.2983$  m ve uzunluğu  $L=3.4457$  m'dir. Eliptik kesitli silindir yüzeyin uzun kenarı  $a=4.5$  m ve kısa kenarı  $b=1.55$  m'dir. Çalışma frekansı 5 GHz'dir. Eliptik kesitli silindir uzak alanda düzlemsel dalgayla aydınlatıldığından ışınların genliği "1" alınmıştır. RKA analizi yatay ve dikey polarizasyon için incelenmiştir.



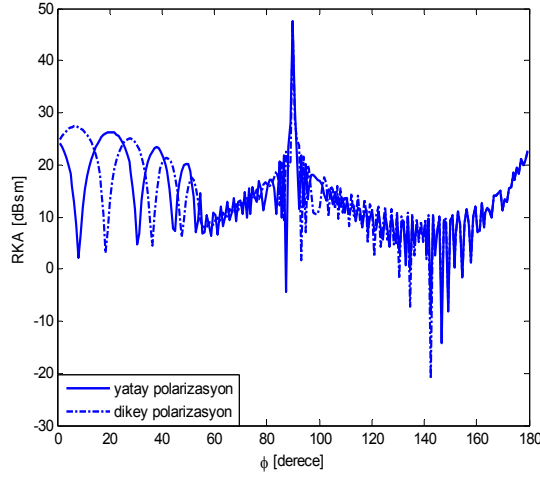
**Şekil 6.8** 5 GHz frekans değerinde sadece sonlu eliptik kesitli silindir yüzeyin RKA değeri.

Şekil 6.8’de 5 GHz’de yatay ve dikey polarizasyon için eliptik kesitli silindir yüzeyin RKA değeri görülmektedir. Sonlu eliptik kesitli silindirin RKA’sı UGKT yöntemiyle hesaplanmıştır ama  $\phi=90^\circ$ ’de süreksizlik gözlenmiştir. Bu süreksizliği ortadan kaldırmak için FO yöntem kullanılmıştır.  $\phi$  açısı  $[0^\circ-180^\circ]$  arasında  $\Delta\phi=0.8^\circ$  adımlarla RKA analizi yapılmıştır.



**Şekil 6.9** 5 GHz frekans değerinde sadece kokpitin RKA değeri.

Şekil 6.9’da 5 GHz’de yatay ve dikey polarizasyonda kokpitin SIY yöntemiyle analiz edilmiş RKA değeri görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi  $0^\circ \leq \phi \leq 55^\circ$  arasında iken kokpitin RKA’ya katkısı bulunmaktadır.



**Şekil 6.10** 5 GHz frekans değerinde sonlu eliptik kesitli silindir gövde ve kokpitin RKA değeri.

Şekil 6.10'da 5 GHz'de yatay ve dikey polarizasyonda hava aracının gövdesi ve kokpitin RKA değeri görülmektedir.  $0^\circ \leq \phi \leq 55^\circ$  aralığında Şekil 6.8 ile karşılaştırıldığında kokpitin RKA'ya etkisi oldukça fazladır. Bu bölgede Şekil 6.8'de görüldüğü gibi RKA değeri [0-10] dBsm arasında lineer değişmektedir ama kokpitin etkisini göz önüne aldığımızda [2-28] dBsm arasında RKA değerinin gittikçe azaldığı görülmektedir ve sinüzoidal bir değişim göstermektedir (bkz.Şekil 6.10).

## 7. GENEL SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, basit ve kompleks hedeflerin RKA'sını hesaplamak için geliştirilen hesaplamalı elektromanyetik kod MATLAB'da SIY algoritması kullanılarak geliştirilmiştir. Geliştirilen kodla elde edilen sonuçlar FO yöntemle karşılaştırılmıştır. Temel olarak, SIY Geometrik Optik (GO) ve Fiziksel Optik (FO) yaklaşımlarının avantajlarını birleştiren yüksek frekans yöntemidir. Açık saçıcılar için çıkış açıklık yüzeyi seçimi kritiktir ve çıkış açıklık yüzeyi için Huygens yüzeyi yaklaşımı kullanılmıştır. Tez çalışmasında SIY yöntemle geliştirilen koda kırınım etkilerini de göz önüne almak amacıyla Fiziksel Kırınım Teorisi-Eşdeğer Kenar Akımlar (FKT-EKA) yöntemi eklenmiştir. FKT-EKA yöntemi yardımıyla kırınım etkileri incelenmiştir.

SIY'da gelen düzlemsel dalga benzeri ışınlar hedefe doğru gönderilir, ışın hedefi oluşturan üçgensel plakalar arasında ileri ve geri sıçrar ve sonunda hedef yüzeyinden ayrılır. Elektrik alanın genliği ve fazı GO kurallarla her bir ışın için hesaplanır. Yüzeyden ayrılma noktasında yüzeyden ayrılan ışınlar ele alınır ve alan belirlenir. FO yaklaşımıyla açıklıktaki akım belirlenir. Bu açıklıkta integralin hesaplanması kolay değildir. İntegrali hesaplayabilmek için küçük ışın tüplerinin hedefe doğru gönderildiği farzedilir ve saçılan alan Huygens prensipleri yardımıyla hesaplanmaktadır. Gelen düzlemsel dalgayı modelleyen yeterli sayıda ışın tüpü hedefe doğru gönderilmekte ve hedefin RKA'sı hesaplanmaktadır.

SIY ilk olarak boşluk problemlerinin çözümünde uygulanmıştır. Boşluk içinden çıkan bütün ışınlar boşluğun açıklık kısmında yakalanmaktadır ve burada saçılan alan hesaplanmaktadır. Bu çalışmada, SIY yöntemi açık ve boşluk saçıcılar için uygulanmıştır. Basit ve kompleks hedefler için Huygens prensipleri kullanılarak elde edilen sonuçlar FO yöntem sonuçlarıyla benzerdir.

RKA tahmin araçları genellikle görünmez yapıları tasarlamak için kullanılır. Görünmezlik tasarımlarında RKA'ya çok katkısı olan speküler yansımaları gibi kaçınılması gereken konularda çalışılmıştır. Bu yüzden, böyle uygulamalarda çoklu saçılma, gölgeleme ve kırınım etkilerini tahmin etmek çok önemlidir. SIY çoklu yansımaları ve gölgeleme etkilerini ele alan bir koddur. Fiziksel Kırınım

Teorisi ya da Geometrik Kırınım Teorisi gibi kırınım kodları yardımıyla, SIY algoritması görünmezlik tasarımlarında yararlanılan simülasyonlar için kullanılır.

SIY ışın izlemeye dayalı bir yaklaşım olduğundan, hızlı bir ışın üçgen kesişim algoritması kullanmadıkça etkili değildir. Çok sayıda üçgensel plakayla modellenen gerçekçi problemlerde ışın-üçgen kesişim testinde Badouel's, Möller-Trumbore ve Plücker yöntemleri uygulanmıştır. Elde edilen sonuçlardan görülmüştür ki Plücker yöntemiyle yapılan ışın üçgen kesişim testi diğerlerine göre daha hızlı bir yöntemdir. Plücker testi yöntemini kullanarak SIY'da en fazla hesaplama zamanı gerektiren bölümün çalışma süresi kısaltılmıştır.

Literatürde yapılan çalışmalarda hava aracının gövdesi silindir biçiminde ve kokpit kısmı dikdörtgen kesitli açık uçlu boşluk olarak modellenmiştir. Bu tez çalışmasında hava aracının gövdesi eliptik kesitli silindir biçiminde ve kokpit kısmı gerçeğe yakın olarak ele alınmıştır. Monostatik RKA analizinde UGKT, FO ve SIY'nin birleşimiyle analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlardan kokpit kısmının RKA'ya önemli ölçüde etkisi olduğu görülmüştür.

Gelecekte yapılacak çalışmada, bu çalışmada geliştirilen kod dielektrik yapıları ve kaplamaları ele alacak şekilde genişletilebilir. Yapılacak diğer bir çalışma ise SIY kodu yardımıyla Ters Yapay Açıklıklı Radar (Inverse Synthetic Aperture Radar (ISAR)) görüntüleri oluşturulabilir.

Gerçek hedeflerin RKA'sını hesaplayan hesaplamalı elektromanyetik araçlar görünmezlik tasarımı yapmak için yeterli değildir. ISAR görüntüleme ya da menzil profillemeye gibi görüntüleme araçlarıyla, hedefteki saçılma merkezleri ortaya çıkarılabilir. SIY kodun monostatik ya da bistatik RKA verisinden hedefin ISAR görüntüsünü yaratmak olasıdır. Bu SIY kodun son işlem evresidir ve görünmezlik uygulamalarında nesnelerin saçılma merkezlerini ortadan kaldırmamıza ya da bulmamıza yardım eder.

## KAYNAKLAR

- Afacan E. ve Yazgan E., 1998, A New Method for the Calculation of Fock Scattering Functions, Microwave and Optical Technology Letters, vol.21, no.3, May 5, pp.223-226.
- Afacan E. ve Yazgan E., 2003, Sonlu Bir Koniden Saçılmanın İncelenmesi, Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği 10. Ulusal Kongresi, s.393-396.
- Altın, N. ve Yazgan, E., Hava Aracı Kokpit Kısımının Radar Kesit Alanı Analizi, II. Ulusal Havacılık ve Uzay Konferansı, 15-17 Ekim 2008, İTÜ.
- Altın, N. ve Yazgan, E., The Calculation of Back Scattering Field of Unmanned Air Vehicle, Progress In Electromagnetics Research Symposium, 23-27 March 2009, Beijing, China.
- Altın, N. ve Yazgan, E., Radar Cross Section of a Cavity in a Finite Elliptic Cylinder, Progress In Electromagnetics Research Symposium, 22-26 March 2010, Xi'An, China.
- Altın, N. ve Yazgan, E., İnsansız Hava Araçlarının Radar Kesit Alanının Hesaplanması, 1.Aviyonik ve Sistem Entegrasyon Sempozyumu (ASES-2010), 29-30 Nisan 2010, İstanbul.
- Altın, N. ve Yazgan, E., Kompleks Hedeflerin Seken Işın Yöntemi ile Radar Kesit Alanı Analizi, V. URSI-Türkiye'2010 Bilimsel Kongresi ve Ulusal Genel Kurul Toplantısı, 25-27 Ağustos 2010, Kıbrıs
- Altın, N. ve Yazgan, E., High Frequency Back Scattering from a Real\_Scale Aircraft using SBR and PTD-EEC Method, Progress In Electromagnetics Research Symposium, 20-23 March 2011, Marrakesh, Morocco.
- Altın, N. ve Yazgan, E., İçi Boş ve Dikdörtgen Kesitli İletken Yapıların Radar Kesit Alanı Analizi, Elektrik-Elektronik Bilgisayar Sempozyumu (FEEB 2011), 5-7 Ekim 2011, Elazığ, Türkiye, Cilt-1, s.200-202.
- Altıntaş A., Pathak P.H. ve Liang M.C., 1988, A Selective Modal Scheme for the Analysis of EM Coupling Into or Radiation from Large Open-Ended Waveguides, IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. 36, No.1, January 1988, pp.84-96.
- Arenberg J., 1988, Ray-Triangle Intersection with Barycentric Coordinates, in Ray Tracing News, edited by Eric Haines, v I.1, n. 11, November 4. <http://www.acm.org/tog/resources/RTNews/>
- Balanis A.C., 1970, Radiation from Slots on Cylindrical Bodies Using Geometrical Theory of Diffraction and Creeping Wave Theory, Langley Research Center, LangZey Station, Humpton, Va, NASA Technical Report, NASA TR-R 331.



- Balanis A.C., 1989, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley and Sons, New York.
- Balanis A.C. ve Polka L.A., 1989, Non-principal Plane Scattering from Perfectly Conducting, Flat, Rectangular Plates, *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S. Digest*, vol. 3, pp. 1278 – 1281, 26-30 Jun.
- Baldauf J., Lee S.W., Lin L., Jeng S.K., Scarborough S.M., Yu C.L., 1991, High Frequency Scattering from Trihedral Corner Reflector and Other Benchmark Targets: SBR versus Experiment, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol. 39, No.9, September, pp.1345-1351.
- Badouel, F., 1990, *An Efficient Ray-Polygon Intersection*, Graphic Gems, Academic Press, pp.390-393.
- Bhattacharyya A.S. ve Sengupta D.L., 1991, *Radar Cross Section Analysis and Control*, Artech House, Boston, London.
- Blume S. ve Kahl G., 1987, The Physical Optics Radar Cross Section of an Elliptic Cone, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-35, no. 4, April, pp.457-460.
- Chuang C.W. ve Pathak P.H., 1989, Ray Analysis of Modal Reflection for Three Dimensional Open Ended Waveguides, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, pp.339-346.
- Crispin J.W. ve Siegel K.M., *Methods of Radar Cross Section Analysis*, Academic Pres, Newyork and London, 1968.
- Deschamps A.G., 1972, Ray Techniques in Electromagnetics, *Proceedings of the IEEE*, vol.60, no.9, September, pp.1022-1034.
- Erickson, J., 1997, Plücker Coordinates. *Ray Tracing News* 10(3).
- Glassner, A.S., 1989, *An Introduction to Ray Tracing*, Academic Pres, London.
- Huang C.C., Pathak P.H., Lai C.Y. ve Moffatt D., 1982, Analysis of Electromagnetic Backscatter from an Inlet Cavity Configuration, Ohio State University ElectroScience Laboratory Tech. Rept. 712661, prepared for Hanscom AFB, Oct.
- Hussar P.E., 1998, A Uniform GTD Treatment of Surface Diffraction by Impedance and Coated Cylinders, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol.46, no.7, pp.998-1008.
- Hussar P.E ve Albus R., 1991, On the Asymptotic Frequency Behavior of Uniform GTD in the Shadow Region of a Smooth Convex Surface, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol.39, no.12, pp.1672-1608.
- Jenn D.C., *Radar and Laser Cross Section Engineering*, AIAA Education Series,

California, ABD, 1995.

Kashyap S., Louie A. ve Paknys R., 1998, Radar Cross Section Computation for Open Ended Waveguide Structures, ANTEM Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics, Ottawa Ont. Aug.9-12.

Knott E. F., Shaeffer J. F. ve Tuley M. T., 1985, Radar Cross Section, Artech House, Inc., USA.

Knott E. F., Shaeffer J. F. ve Tuley M. T., 2004, Radar Cross Section, , 2nd Ed., SciTech Publishing, NC.

Lee S.W., 1977, Differential Geometry for GTD Application, Electromagnetic Laboratory Department of Electrical Engineering University of Illinois at Urbana-Champaign Urbana, Illinois, 61801.

Lee S.W., Ling H. Ve Chou R., 1988, Ray-Tube Integration in Shooting and Bouncing Ray Method, Microwave and Optical Technology Letters, vol.1, No.8, October, pp.286-289.

Ling H., Lee S.W. ve Chou R.C., 1989, High Frequency RCS of Open Cavities with Rectangular and Circular Cross Section, IEEE Trans. AP-S, pp.648-654.

Ling H., Chou R. ve Lee S.W., 1989, Shooting and Bouncing Rays: Calculating the RCS of an Arbitrarily Shaped Cavity, IEEE Trans. on Antennas and Propagat., vol.AP-37, no.2, pp.194-205.

Ling H., 1990, RCS of Waveguide Cavities: A Hybrid Boundary-Integral/Modal Approach, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol.38, no.9, September, pp.1413- 1420.

Ling H. ve Bhalla R., 1993, Image-Domain Ray-Tube Integration Formula for the Shooting and Bouncing Ray Technique, Air Force Wright Laboratory through NASA Grant NCC 3-273, July.

Mahafza R.B., 2000, Radar Systems Analysis and Design Using Matlab, Chapman&Hall CRC.

Marzougui A.M. ve Franke S.J., 1990, Scattering from Rough Surfaces Using the "Shooting and Bouncing Ray" Technique and Comparison with the Method of Moments Solutions, IEEE, pp.1540-1543.

McNamara D. A., Pistorius C. W. I., Malherbe J. A. G., 1990, Introduction to The Uniform Geometrical Theory of Diffraction, Artech House, Boston.

Michaeli A., 1984, Equivalent Edge Currents for Arbitrary Aspects of Observation, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol.AP-32, no.3, March, pp.252-258.

- Michaeli A., 1996, Asymptotic Analysis of Edge-Excited Currents on a Convex Face of a Perfectly Conducting Wedge Under Overlapping Penumbra Region Conditions, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol.44, no.1, January.
- Mitzner K.M., 1974, Incremental Length Diffraction Coefficients, Aircraft Division Northrop Corp. Tech. Rep. AFAL-TR-73-296, Apr.
- Möller T. ve Trumbore B., 1997, Fast, Minimum Storage Ray/Triangle Intersection. Journal of Graphics Tools 2(1), 21–28.
- Paknys R. ve Hyjazie F., 2000, RCS Prediction Using High Frequency Techniques, prepared for Defence Research Establishment Ottawa, March 31.
- Paknys R., Kashyap S. ve Louie A., 2001, Radar Cross Section of a Rectangular Cavity in a Finite Cylinder, IEEE AP-S International Symposium, Orlando, FL, pp. 718-721.
- Paknys R., Hyjazie F., Kashyap S. ve Louie A., 1999, Radar Cross Section of a Rectangular Cavity in a Finite Ground Plane, IEEE AP-S International Symposium, Orlando, FL, pp. 2842-2845, July 11-16.
- Paknys R. ve Charest M., 1997, RCS Prediction Using High Frequency Techniques, Quarterly Rept. Prepared for DREO Contract W7714-7-0101/00, Dec.22.
- Pathak P.H., Burnside W.D. ve Marhefka R.J., 1980, A Uniform GTD Analysis of the Diffraction of Electromagnetic Waves by a Smooth Convex Surface, IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. AP-28, no.5, September, pp.631-642.
- Pearson L.W., 1987, A Scheme for Automatic Computation of Fock-Type Integrals, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-35, no.10, October, pp.1111- 1118.
- Rousseau P.R. ve Burkholder R.J., 1995, A Hybrid Approach for Calculating the Scattering from Obstacles within Large, Open Cavities, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.45, no.10, October, pp.1068- 1075.
- Shevtsov M., Soupikov A. ve Kapustin A., 2007, Ray-Triangle Intersection Algorithm for Modern CPU Architectures, GraphiCon'2007 Russia, Moscow, June 23-27.
- Shoemake, K., 1998, Plücker Coordinate Tutorial. Ray Tracing News 11(1).
- Silver S., 1950, Microwave Antenna Theory and Design, MIT Rad. Lab Series v.12, McGraw-Hill.
- Wood W.D., An Open-Cavity RCS Enhancement Device for Airborne Applications,

Air Force Research Laboratory Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 45433-7602, pp.2190-2193.

Wu T., 1989, Radar Cross Section of Arbitrarily Shaped Bodies of Revolution, Proceedings of the IEEE, vol.77, no.5, May, pp.735-740.

Youssef N.N., 1989, Radar Cross Section of Complex Targets, Proceedings of the IEEE, vol.77, no.5, May, pp. 722-734.

Yu L.C. ve Lee S.W.,1992, Radar Cross Section Computation and Visualization by Shooting and Bouncing Ray Technique, IEEE, pp.1323-1326.

## **ÖZGEÇMİŞ**

Adı Soyadı : Nilgün ALTIN

Doğum Yeri : Eskişehir

Doğum Yılı : 1977

Medeni Hali : Bekar

### **Eğitim ve Akademik Durumu:**

Lise : 1991-1994 Süleyman Çakır Lisesi

Lisans : 1995-2000 Gazi Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği

Yüksek Lisans: 2000-2003 Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik  
Mühendisliği

Yabancı Dil : İngilizce

### **İş Tecrübesi:**

2000 - 2005 : Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü,  
Araştırma Görevlisi

2005 - : TAI A.Ş., Aviyonik Tasarım Mühendisi