

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TERS YAPAY AÇIKLIKLI RADAR
İMGESİNİN DEĞİŞTİRİLMİŞ YAKLAŞIK
PROLATE SERİ ARADEĞERLEYİCİLER
KULLANILARAK OLUŞTURULMASI

Deniz BÖLÜKBAŞ
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

GEBZE
2007

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TERS YAPAY AÇIKLIKLI RADAR İMGESİNİN
DEĞİŞTİRİLMİŞ YAKLAŞIK PROLATE SERİ
ARADEĞERLEYİCİLER KULLANILARAK
OLUŞTURULMASI

Deniz BÖLÜKBAŞ
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. A. Arif ERGİN

GEBZE
2007



G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve/..... sayılı kararıyla oluşturulan jüri
tarafından/...../..... tarihinde tez savunma sınavı yapılan
.....'ın tez çalışması
.....Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul
edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) :

ÜYE :

ÜYE :

ÜYE :

ÜYE :

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI : Ters Yapay Açıklıklı Radar İmgesinin Değiştirilmiş Yaklaşık Prolate Seri Aradeğerleyiciler Kullanılarak Oluşturulması

YAZAR ADI : Deniz BÖLÜKBAŞ

Radarda tesbit edilmenin önemli bir parametresi olan Radar Kesit Alanı (RKA) büyüklüğünün hesaplanması, dalga boyuna göre çok büyük cisimlerin etkiyen düzlemsel dalgayı nasıl ve ne kadar saçtığı problemidir. Ticari yazılımların büyük bir kısmında, yüksek frekansta RKA değerinin hesaplanmasında seken ışın yöntemi, SIY, (*shooting and bouncing ray, SBR*) kullanılmaktadır. Yine radar uygulamalarında RKA değerinden başka, RKA değerini oluşturan noktalar seti olarak tanımlanabilen saçılma merkezleri de ilgi çeken ayrı bir inceleme konusudur. Karmaşık yapıların üç boyutlu (3-B) saçılma merkezi modeli 3-B Ters Yapay Açıklıklı Radar (TYAR; *Inverse Synthetic Aperture Radar, ISAR*) imgesinden CLEAN algoritması kullanılarak elde edilebilir. Üç boyutlu (3-B) TYAR imgesini oluşturmak için, her ışının *sinc* olarak seçilen ışın saçınım fonksiyonu imgeye eklenerek imge güncellenir. Ancak ‘sinc’ fonksiyonu, hızlı sönümlenmediği için olumsuz etkilere sebep olur. Öyle ki, tam *sinc* fonksiyonu kullanıldığında yoğun işlem yükü gerektirmektedir. Eğer *sinc* fonksiyonu kesilerek kullanılırsa bu kez yakınsama sorunu ortaya çıkmaktadır.

Bu tezde, *sinc* fonksiyonu yerine yaklaşık prolate serilere dayanan sınırlı-bandlı aradeğerleyici fonksiyonların kullanımı araştırılmıştır. Bu amaçla, değiştirilmiş yaklaşık prolate seriler (*Modified Approximate Prolate Series, MAPS*) tanımlanarak yan kulak etkisi azaltılmış, 3-B TYAR imgesi doğru, hızlı ve yüksek çözünürlükte oluşturulmuştur. MAPS fonksiyonunun kullanılmasıyla saçılma merkezleri doğru ve hızlı olarak hesaplanırken CLEAN algoritmasının yakınsaması sağlanmıştır.

Tez kapsamında açıklanan bu yeni yöntemin doğruluğu ve hızlı sonuç alma başarısı uygulamalarla gösterilmiştir.

SUMMARY

TITLE OF THE THESIS : The Construction of Inverse Synthetic Aperture Radar Image by Using Modified Approximate Prolate Series Interpolator

AUTHOR : Deniz BÖLÜKBAŞ

The Radar Cross Section is one of the important parameter to describe how the object scatters the electromagnetic waves. In most of the commercial software, the Shooting and Bouncing Ray technique is used to analyze the RCS value of the object at high frequencies. Another important parameter at radar applications is scattering centers which are known to be the discrete set of points that adds major contribution to the RCS value. The three-dimensional (3-D) scattering center model of a complex target can be obtained from the 3-D inverse synthetic aperture (ISAR) image by using the CLEAN algorithm. To form the ISAR image from the results of a shooting-and-bouncing-ray (SBR) analysis, the image is updated on a ray-by-ray basis using a ray-spread function, which turns out to be a ‘sinc’ function. The ‘sinc’ function does not decay rapidly, yielding a harsh trade-off: In case the full ‘sinc’ function is used, the algorithm becomes computationally intense. On the other hand, if it is truncated, convergence problems arise.

To solve this trade-off problem, the use of a band-limited interpolant function, namely, modified approximate prolate series (MAPS) is proposed instead of the ‘sinc’ function. The suggested MAPS can be shown to have better truncation error bounds than other ray spread functions. By using the suggested MAPS functions, the sidelobe artifacts are minimized and the computational complexity is decreased while extracting the scattering centers with correct positions, amplitudes, and better resolution while the CLEAN algorithm converges.

The accuracy, speed and performance of the new approach are shown by sample applications.

TEŞEKKÜR

Lisansüstü eğitimim süresince her konuda yardımlarını ve desteğini esirgemeyen, kuşkusuz öğrenimimde ve motivasyonumda en büyük katkıyı sağlayan, bundan sonraki meslek hayatımda da desteğini göreceğimden emin olduğum çok değerli danışman hocam Sayın Doç. Dr. A.Arif ERGİN'e ve okuldaki tüm hocalarıma,

Benim için ikinci okul olan TÜBİTAK MAM BTE'nde çalışırken, her zaman desteğini ve yardımlarını gördüğüm hocam Sayın Yard. Doç. Dr. Serkan AKSOY'a, ve çalışma arkadaşlarıma,

İnançları, destekleri ve her türlü yardımları için değerli eşim Mesut'a, anneme, babama ve tüm aileme,

Küçük yaşlarına rağmen gösterdikleri sabır ve anlayıştan dolayı çocuklarım Cansu, İlke ve Mert'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Nisan 2007

Deniz BÖLÜKBAŞ

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ	1
1.1. Tez Konusu ve Gerekliliği	2
1.2. Uygulanan Yöntem	3
1.3. Tezin İçeriği	4
2. GEOMETRİK OPTİK TEORİSİ	6
2.1. Geometrik Optik Temelleri	7
2.1.1 Geometrik Optik Teorisinin Kısıtları ve Yöntem	7
2.1.2 GO Teorisinin Dayandığı Temel Varsayımlar	7
2.2. Luneberg-Kline Serisi ile Çözüm	10
2.2.1 Dalgaların Yerel Olarak Düzlemselliği	14
2.2.2 Dalgaların İlerleme Yönü	17
2.2.3 Homojen Ortamda Işın Yolları	17
2.2.4 Polarizasyonun Yol Boyunca Değişmezliği	19
2.2.5 Gücün Işın Tüpü İçinde Korunumu	19
2.2.6 Yansıma, Kırılma ve Snell Yasası	20
2.2.7 Işın Yolu Boyunca Genlik İzleme	25
2.2.8 Işın Yolu Boyunca Faz İzleme	28
3. SEKEN IŞIN YÖNTEMİ	29
3.1. SIY ile Saçılan Alanın Bulunması	29

3.1.1 Gelen Dalganın Elektrik Alanı	30
3.1.2 Sekme ile Yansıyan ve Kırılan Işınlardan Yönü	31
3.1.3 Yansıma ve Kırılma Katsayıları	34
3.1.4 Sekme ile Yansıyan ve Kırılan Işınlardan Genliği	35
3.1.5 Işınlardan Uzak Alana Katkısı	35
3.2. Radar Kesit Alanı Hesaplanması	38
3.2.1 Işın Bilgisinden RKA Değeri Hesaplama	39
4. TYAR İMGESİ VE SAÇILMA MERKEZLERİ	41
4.1. Yapay Açıklıklı Radar	42
4.2. Ters Yapay Açıklıklı Radar	43
4.3. TYAR İmgesi	44
4.3.1 Dar Bant ve Küçük Açık Yaklaşımı ile TYAR Görüntüleme	46
4.3.2 TYAR Görüntüsünde Çözünürlük, Band-genişliği ve Örneklem	47
4.3.3 Geniş Band ve Büyük Açık Yaklaşımı ile TYAR Görüntüleme	48
4.4. SIY ile Saçılma Merkezlerinin Belirlenmesi	49
4.4.1 SIY ile 3-B TYAR İmgesi Oluşturma	50
4.4.2 3-B Işın Saçınım Fonksiyonu	50
4.4.3 3-B Menzıl Profili	59
4.5. Saçılma Merkezlerinin TYAR İmgesine Katkısı	60
4.6. TYAR İmgesinden Saçılma Merkezlerinin Bulunması	61
4.6.1 Bir Boyutlu Işın Saçınım Fonksiyonları	63
4.7. Saçılma Merkezi Bilgisinden RKA Değeri Hesaplama	64
4.8. Saçılma Merkezi Bilgisinin Dış Değerlemesi	65
5. IŞIN SAÇINIM FONKSİYONU OLARAK MAPS FONKSİYONUNUN KULLANILMASI	66
5.1. İşlem Karmaşıklığı ve Iraksama Sorunu	67
5.2. Işın Saçınım Fonksiyonu olarak Diğer Aradeğerleyicilerin Kullanımı	69
5.3. Aradeğerleyici Fonksiyonlar	70
5.3.1 Yaklaşık Prolate Aradeğerleyiciler	71

5.3.2 Değiştirilmiş Yaklaşık Prolate Aradeğerleyiciler	72
5.4. Aradeğerleyicilerin Karşılaştırılması	73
5.4.1 Kesme Hatasının Karşılaştırılması	73
5.4.2 Frekans Spektrumunun Karşılaştırılması	75
5.4.3 Zaman Band-Genişliğinin arpımı	77
5.5. Işın Saçınım Fonksiyonu Olarak MAPS Kullanılması	79
6. UYGULAMALAR	81
6.1. SIY ile RKA Uygulaması	81
6.1.1 Bir Küreden Saçılan Alanların Analitik zm ve RKA Değeri	82
6.1.2 Dihedral Yansıtıcının RKA Değeri	84
6.2. TYAR İmgesinde MAPS Fonksiyonunun Kullanılması	86
6.2.1 Saçılma Merkezleri Bilinen Bir Cismin TYAR İmgesi	86
6.2.2 Metal Blokların Saçılma Merkezi Modeli	88
6.2.3 Gemi Modelinin Saçılma Merkezleri	91
6.2.4 Uçak Modelinin Saçılma Merkezleri	97
7. SONUÇ	101
KAYNAKLAR DİZİNİ	
ÖZGEçMİş	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Küresel dalga ve düzlemsel dalga yayılımı için eikonal yüzeyler	8
2.2 Işın tüpü	9
2.3 Düzlemsel bir ara kesit yüzeyinden ışın tüpünün yansıması	9
2.4 Dikey polarizasyonlu gelen alanın yansıma ve kırılması	21
2.5 Yatay polarizasyonlu etkiyen dalganın yansıması ve kırılması	24
2.6 Astigmatik ışın tüpü	26
3.1 SIY ile ışınların algoritmik olarak takibi	30
3.2. Gelen, yansıyan ve kırılan dalga için saçıcı sınırında yerel koordinat sistemi	31
3.3. Uzak Alan hesabında kullanılan geometri.	36
4.1 Ters Yapay Açıklıklı Radar	43
4.2 TYAR ham verisinin monostatik durum için Fourier uzayında gösterilmesi	44
4.3 Monostatik TYAR görüntüsü için geometri	45
4.4 Kutupsal TYAR verisinin dikdörtgensel olarak yeniden biçimlendirilmesi	48
5.1 “y” yönünde oluşturulan 1-B çapraz menzil profili	68
5.2 CLEAN algoritmasının ‘sinc’ ve ‘kesilen sinc’ fonksiyonu kullanılarak yakınsaması.	69
5.3 Frekans parametrelerinin spektrumda gösterilişi	72
5.4 Değişik aradeğerleyicilerin yeniden oluşturma hatası.	75
5.5 ‘sinc’, APS ve MAPS aradeğerleyicilerin frekans spektrumu	78
5.6 ‘sinc’, APS ve MAPS aradeğerleyicilerin konumsal uzayda biçimleri	79
6.1 Metal bloklardan seken ışınların izlenmesi	82
6.2 Yarıçapı $a = 1$ metre olan kürenin analitik ve SIY ile bulunan RKA değeri	83
6.3 Üçgenlenmiş küre modeli	84

6.4	Dihedral yansıtıcının analitik ve SIY ile hesaplanmış RKA değeri	85
6.5	Çapraz menzil profilinin ‘sinc’ ve MAPS aradeğerleyiciler ile oluşturulması.	87
6.6	Metal blokların geometrisi.	88
6.7	Gemi modelinin $\phi = 0^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezleri	92
6.8	Gemi modelinin $\phi = 0^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri	92
6.9	Gemi modelinin $\phi = 45^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezleri yandan görünüşü	94
6.10	Gemi modelinin $\phi = 45^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezleri üstten görünüşü	94
6.11	Gemi modelinin $\phi = 45^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri yandan görünüşü	95
6.12	Gemi modelinin $\phi = 45^{\circ}$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri üstten görünüşü	95
6.13	Gemi modelinin x yönünde oluşturulan çapraz menzil profili	96
6.14	Gemi modelinin x yönünde oluşturulan çapraz menzil profilinin frekans uzayında incelenmesi	97
6.15	Uçak modelinin 1-B menzil profili	98
6.16	Uçak modelinin ‘sinc’ aradeğerleyicisi kullanılarak çekilen saçılma merkezleri.	99
6.17	Uçak modelinin MAPS aradeğerleyicisi kullanılarak çekilen saçılma merkezleri.	99

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo

Sayfa

6.1	Metal bloklardan oluşan geometride ‘sinc’ ve MAPS aradeğerleyicilerin performans analizi	98
-----	--	----

1. GİRİŞ

Doğrusal boyutları birkaç dalga boyunu aşan karmaşık nesnelerden saçılan elektromanyetik alanların hesaplanması ve Radar Kesit Alanı (RKA) değerlerinin bulunması pek çok çalışmanın konusu olmuştur. Işıma ya da saçılma yapan cisimlerin karakteristik davranışını mod çözümleri ile bulabilmek için objenin yüzeylerinin ortogonal eğrisel koordinatlarda tanımlanabilmesi gereklidir. Üstelik, cismin dalga boyuna göre büyük olması durumunda bu çözümlerin çoğu yakınsamada başarısız olan sonsuz seri toplamı biçiminde olmaktadır. Bu kısıtlar, pratikte var olan ışılan ve saçılma yapan çoğu sistemin analizini zorlaştırır.

Çözümü integral denklemi formunda tanımlayan metotlar bu kısıtları taşımadığından dikkat çekmektedir. Rasgele biçimleri olan objeler bu metotla analiz edilebilmekte ancak yoğun nümerik hesaplama gerektirdiğinden, bu metotun dalga boyuna göre çok büyük olmayan objeler için daha uygun olduğu değerlendirilmektedir. Bu tür formülasyonlar integral denklemi (*Integral Equation, IE*) olarak bilinmekte ve çözüm moment metodu (*Method of Moments, MoM*) ile sağlanabilmektedir [1]. Bundan başka, yapılan çalışmalar arasında Sonlu Elemanlar yöntemini (*Finite Element Method, FEM*) integral eşitliği metodu ile birleştiren hibrid metotlar [2], ve Maxwell denklemlerini zaman uzayında çözen Zaman Uzayında Sonlu Farklar Metodu (*Finite Difference Time Domain, FDTD*), gibi metotlar mevcuttur [3].

Karmaşık nesnelerden saçılan alanı moment metodu veya sonlu farklar gibi yöntemlerle hesaplamak çok yüksek boyutlu matris denklemleri çözümü gerektirdiğinden günümüz bilgisayarlarında mümkün değildir. Son yıllarda bilgisayarlardaki ve saçılan alan analiz yordamlarındaki gelişmeler bazı büyük ve karmaşık cisimlerin saçılan alanlarının yüksek frekans teknikleri ile hesaplanmasını mümkün kılmıştır. Işıma ya da saçılma yapan cisim dalga boyuna göre büyük olduğunda problemi analiz etmek için, yüksek-frekans teknikleri kullanılmaktadır. Bu yöntemlerden biri olan geometrik optik, GO, (*Geometric Optic, GO*) etkilen, yansıyan ve kırılan dalga yayılımını tanımlayan yaklaşık bir yüksek-frekans tekniği

olup [4] ışın kavramını kullandığı için genellikle ışın optiği (*ray optics*) olarak adlandırılır [5], [6]. GO tekniği ile yüksek frekanslarda, cisimlerden saçılan alan iyi bir yaklaşıklıkla bulunabilir [7].

Radarda tespit edilmenin önemli bir parametresi olan RKA büyüklüğünün hesaplanması, dalga boyuna göre çok büyük cisimlerin etkiyen düzlemsel dalgayı nasıl ve ne kadar saçtığı problemidir. Ticari yazılımların büyük bir kısmında örneğin, *XPatch* ya da *XGTD* gibi, yüksek frekansta RKA değerinin hesaplanmasında GO tekniğine dayanan, Bhalla ve Ling tarafından geliştirilen Seken Işın Yöntemi, SIY, (*Shooting and Bouncing Ray, SBR*) kullanılmaktadır [8].

Yine radar uygulamalarında RKA değerinden başka, RKA değerini oluşturan noktalar seti olarak tanımlanabilen saçılma merkezleri de ilgi çeken ayrı bir inceleme konusudur. Karmaşık yapıların üç boyutlu (3-B) saçılma merkezi modeli 3-B Ters Yapay Açıklıklı Radar, TYAR, (*Inverse Synthetic Aperture Radar, ISAR*) imgesinden CLEAN algoritması kullanılarak elde edilebilmektedir [9]. Ancak TYAR imgesi oluşturmada ve saçılma merkezlerinin tespitinde literatürde var olan yöntemler, aradeğerleyicinin ‘sinc’ fonksiyonu olmasından dolayı bazı kısıtlar taşımakta ve bu kısıtlar çok yoğun işlem yüküne yol açmaktadır.

Bu tezde, TYAR imgesi oluşturmak ve saçılma merkezlerini doğru bulabilmek amacıyla yeni bir aradeğerleyici fonksiyon tanımlanarak başarımı incelenmiştir.

Geliştirilen yöntemin TYAR imgesi oluşturmada ve saçılma merkezlerinin bulunmasındaki gerekliliği Bölüm 1.1’de açıklanmıştır. Bölüm 1.2’de uygulanan yöntem ve Bölüm 1.3’te bu tezin içinde yer alan konular özetlenmiştir.

1.1. Tez Konusu ve Gerekliliği

SIY ile saçılan alanların bulunabilmesi için saçıcıya bakış yönüne dik bir referans düzlemden düzlemsel dalgayı temsil eden yoğun ışın demeti gönderilir.

Gönderilen her bir ışın geometrik optik kurallarıyla takip edilir. Saçıcının sınırında, ortam süreksizliğinden dolayı oluşan yansıyan ve kırılan ışınlar da ayrı ayrı izlenir. Nesneden seken ve alıcının bulunduğu ortama gelen tüm ışınların, alıcı noktasında oluşturduğu saçılan alan değerini hesaplayabilmek için, her ışının uzak alana katkısı eşdeğerlik prensibi ve ışın tüpü tümleştirilmesi (*integration*) ile hesaplanır [10].

3-B TYAR imgesini oluşturmak için, ışın tüpü tümleştirilmesi uzaysal konumda hesaplanır. Menzilden bağımsız saçılan alanın *Fourier* dönüşümüne karşılık gelen bu işlemde, her ışının imgeye olan katkısı ışın saçınım fonksiyonu olarak bulunur. TYAR imgesini oluşturmak için ‘sinc’ olarak seçilen ışın saçınım fonksiyonu eklenerek imge güncellenir. Saçılma merkezlerini elde edebilmek için ise imgenin tepe noktalarında ışın saçınım fonksiyonu imgeden çıkarılır. Bu işlemler sırasında tam ‘sinc’ fonksiyonu kullanıldığında algoritma yoğun işlem gerektirmektedir. Eğer işlem yükünü azaltmak amacıyla ‘sinc’ fonksiyonu birkaç yan kulaktan sonra kesilerek kullanılırsa bu kez, yavaş sönümlenen bir fonksiyon olmasından dolayı ihmal edilen kısım önemli hatalar oluşturmakta ve yakınsama sorunu ortaya çıkmaktadır. İşlem sayısını azaltmak ile yakınsama arasında denge kurmak gereklidir.

1.2. Uygulanan Yöntem

Bu tezde, ‘sinc’ fonksiyonu yerine başka bir aradeğerleyicinin kullanılmasının yollarını araştırmak üzere teorik çıkarımların hangi varsayımlar altında geçerli olduğu tartışılmış ve başka bir aradeğerleyici kullanabilmek için gerekli şartlar belirlenmiştir. Bu amaçla öncelikle yaklaşık prolate serilere (*approximate prolate series, APS*) dayanan sınırlı-bandlı aradeğerleyici fonksiyonların kullanımı incelenmiştir. APS fonksiyonlarının diğer aradeğerleyicilerden daha düşük kesme hatası olduğu Knab tarafından gösterilmiştir [11]. Ancak, Knab tarafından incelenen APS fonksiyonu örneklenen verinin tüm band genişliğini kullanarak aradeğerleme yapmaktadır. Bu da band-sınırlı olması gereken TYAR imgesini doğru olarak oluşturmayı olanaksız hale getirir. Ayrıca APS fonksiyonunun zaman-band genişliği çarpımı, örnekleme sıklığına ve frekans band genişliğine bağlı olduğundan seçilen

TYAR imgesi seçilen örnekleme sıklığına göre değişiklik göstermektedir. Bu problemi çözmek için, değiştirilmiş yaklaşık prolate seriler (*Modified Approximate Prolate Series, MAPS*) tanımlanmıştır. MAPS aradeğerleyici kullanımı ile yan kulak etkisi azaltılmış, 3-B TYAR imgesi doğru ve yüksek çözünürlükte oluşturulmuş, saçılma merkezleri doğru ve hızlı olarak hesaplanırken CLEAN algoritmasının yakınsaması sağlanmıştır. Önerilen aradeğerleyicinin başarımı uygulamalarla gösterilmiştir.

1.3. Tezin İçeriği

Tezin 1. Bölümü giriş niteliğindedir ve tezin konusu, amacı ve uygulama yöntemi ile tezin içeriğini kapsamaktadır.

2. Bölüm, geometrik optik ile ilgili temel kavramları ve prensipleri içerir. Maxwell denklemlerinden yola çıkarak homojen ortamlarda ışın izleme teorisinin temelleri bu bölümde açıklanmaktadır.

3. Bölümde, geometrik optik teorisinin elektromanyetik alanlar için uygulanması olan Seken Işın Yöntemi algoritmasına yer verilmiştir. Ayrıca RKA değerinin tanımı verilmekte ve RKA değerinin SIY yöntemi ile hesaplanması konusu bu bölümde anlatılmaktadır.

4. Bölümde, Yapay Açıklıklı Radar (YAR) ve TYAR tanımları verilmektedir. Platformların toplam RKA değerini oluşturmada en büyük katkıyı yapan saçılma merkezlerinin SIY ile bulunması ve TYAR görüntülerinin oluşturulması için mevcut yöntem açıklanmaktadır. Bu bölüm sonunda mevcut yöntemin kısıtları ve yeni bir tekniğin geliştirilmesinin sebepleri açıklığa kavuşmuş olacaktır.

5. Bölümde, TYAR imgesinin oluşturulması ve saçılma merkezlerinin belirlenmesinde yaklaşık prolate serilere dayanan band-sınırlı aradeğerleyici fonksiyonların kullanımı incelenmekte ve aradeğerleyici olarak önerilen MAPS

fonksiyonunun tanımı yapılmaktadır. MAPS fonksiyonunun algoritmalarında nasıl kullanılacağı da bu bölümün konusudur.

6. Bölümde önerilen iyileştirmenin sonuçlarını gösteren uygulamalar bulunmaktadır. Sonuçlar hız, doğruluk ve çözünürlük yönünden mevcut yöntemin sonuçlarıyla karşılaştırmalı olarak verilmiş, hem TYAR imgesinin oluşturulmasında hem de saçılma merkezlerinin belirlenmesinde elde edilen iyileştirmeler gösterilmiştir.

7. Bölüm bu araştırma ve tezin sonuçlarını ve gelecekte yapılması planlanan çalışmaları içermektedir.

2. GEOMETRİK OPTİK TEORİSİ

Geometrik optik teorisi, elektromanyetik dalganın yayılımını yüksek frekanslarda incelemek amacıyla geliştirilmiştir. Saçılan alan, dalganın ilerleme yönüne dik olan ışın tüpleri ile temsil edilmektedir. Yönden bağımsız (*isotropic*) bir ortamda enerjinin bir noktadan başka bir noktaya aktarılması ışın tüpünün içinde enerjinin korunumu ile açıklanmakta ve ışığın arakesit yüzeyinden yansımada ve kırılmasında Snell yasaları geçerli olmaktadır.

Karmaşık cisimlerden saçılan alanları ve RKA değerini doğru bulabilmek için çoklu yansımada ve kırınım etkileri göz önüne alınmalıdır. GO teorisine dayanan ışın-izleme metodu, karmaşık integral hesapları ya da matris işlemleri gerektirmese de yoğun işlem yükünden dolayı uzun süren nümerik hesaplamalar gerektirmektedir. Mikrodalga frekanslarında, doğru bir ışın-izleme metodu aşağıdaki saçılma mekanizmalarını kapsamalıdır;

1. Yüzeylerden yansımada ve kırılma,
2. Yüzeylerin birbirleriyle olan etkileşimi,
3. Ayırıt ve köşe kırınimleri,
4. Yüzeylerin ayırıt ve köşeler ile etkileşimleri.

Çoğu ışın-izleme algoritmaları ilk iki bileşeni içermektedir. Ayırıtaya ilişkin etkilerin kapsanabilmesi için ayırıt-kırınımı (*edge-diffraction*) matematiksel modeli kullanılmalıdır. GO ile birlikte geometrik kırınım teorisi (*geometrical theory of diffraction, GTD*) kullanılabilir [12]. Geometrik kırınım teorisi alandaki tekliklerden dolayı bazı kısıtlar taşıdığından uniform kırınım teorisi, (*uniform theory of diffraction, UTD*) [13] ve asimptotik kırınım teorisi (*asymptotic theory of diffraction, ATD*) gibi bazı versiyonlar geliştirilmiştir [14]. Kırınım teorileri ayrı bir çalışma konusu olarak değerlendirildiğinden bu tez kapsamında yer almamaktadır.

Bu tezdeki formüllerde büyüklükler fazör olarak ifade edildiği durumlarda $e^{j\omega t}$ çarpanı varsayılmış fakat gösterilmemiştir. Vektörel büyüklükler ise koyu renk harfler kullanılarak belirtilmiştir. Birim vektörler şapka (^) (caret) işaretiyle belirtilmiştir.

2.1. Geometrik Optik Teorisinin Temelleri

Geometrik Optik teorisi, ışınının izlediği yolun belirlendiği bir yöntemdir. Işınlara izlenmesi (*ray-tracing*) saçılma davranışı hakkında bilgi verdiği için dolayı diğer metotlara göre üstünlük sağlar. İki farklı fiziksel ortamı ayıran arakesit yüzeyine gelen düzlemsel ya da küresel bir dalganın, ara kesitten yansıması veya ikinci ortama geçmesi olaylarını incelemektedir.

2.1.1 Geometrik Optik Teorisinin Kısıtları ve Yöntem

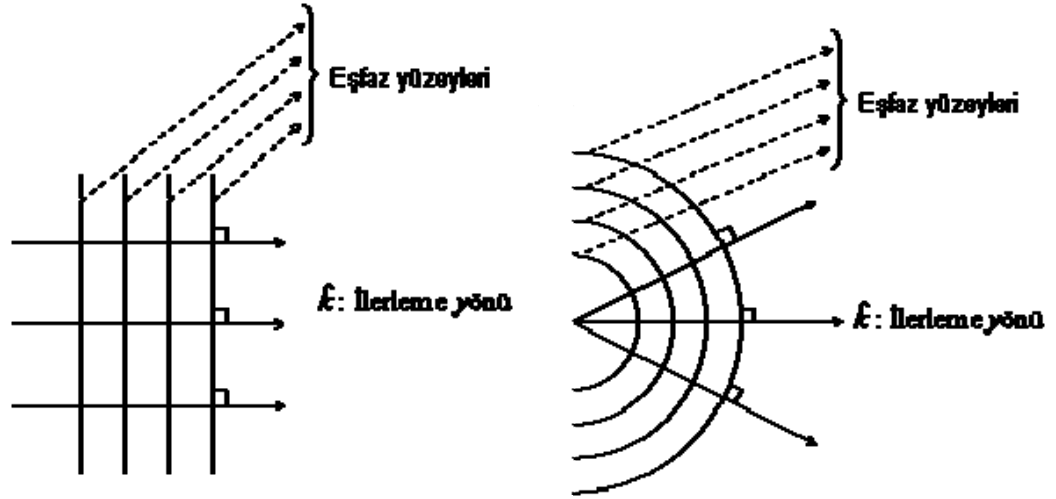
Yansıma problemleri için GO, saçılan alanın Snell yasasına uygun olarak yalnızca aynasal yönde (*specular direction*) olacağını varsaymaktadır. Snell yasasına göre gelen ve yansıyan ışının yüzey normali ile yaptıkları açılar birbirine eşittir. Sonsuz mükemmel iletken bir yüzeye bir yönden gelen düzlemsel dalganın saçılmasının yalnızca aynasal yönde sıfırdan farklı olması yöntemin önemli bir kısıtıdır. Bu kısıt, gelme yönüne göre arka tarafta yani gölge bölgesinde süreksizliğe yol açar. GO, gölge bölgede alanın sıfır olduğunu kabul eder. Oysa, gölge sınırındaki alan aydınlık bölgeye göre -6 dB kadar azalmakta, frekans yükseldikçe bu alan daha hızlı sıfıra inmektedir [15].

2.1.2 GO Teorisinin Dayandığı Temel Varsayımlar

Geometrik Optik teorisi 6 temel varsayımla özetlenebilir [15].

1. Dalgalar yerel olarak düzlemseldir. Bu yaklaşıma göre yansıtıcı yüzeyler uzak alan bölgesindedir.

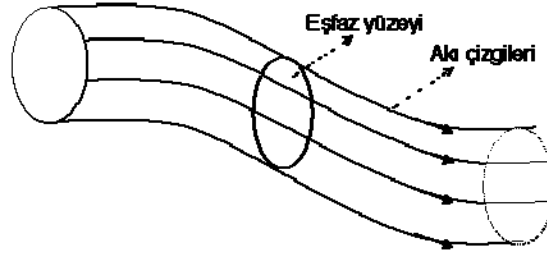
2. Dalganın ilerleme yönü eşfaz yüzeyinin normali yönündedir. Eşfaz yüzeyleri eikonal yüzeyler olarak tanımlanır ve yönden bağımsız noktasal kaynaklar için küresel yüzeyler, düzlemsel dalgalar için düzlemler ile tanımlıdır.



Şekil 2.1. Küresel dalga ve düzlemsel dalga yayılımı için eikonal yüzeyler

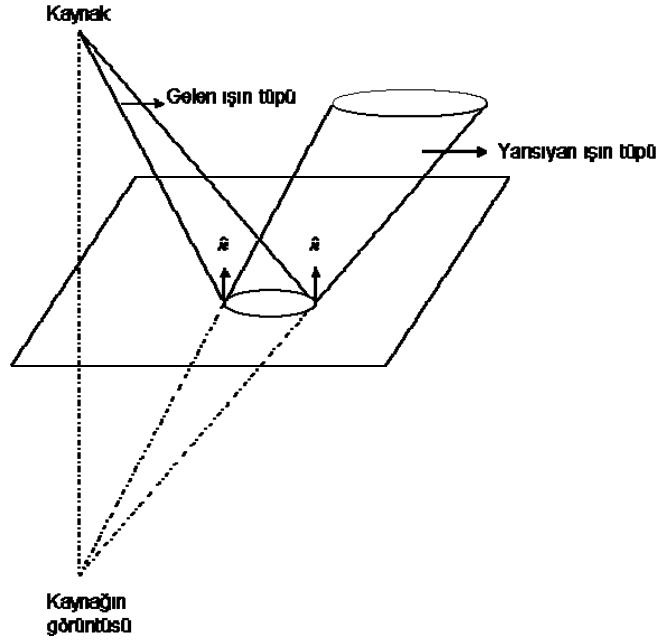
Eikonal yüzeyler, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi ışınlara yani dalganın ilerleme yönüne dik yüzeylerdir.

3. Homojen ortamda ışınlar doğrusal yol izler.
4. Yansıma ve kırılmada polarizasyon değişebilir, ancak yönden bağımsız ortamda bir ışın boyunca polarizasyon değişmez.
5. Güç, ışın demetlerinin oluşturduğu ışın tüpünün içinde hareket eder. Işın tüpünün içindeki güç korunur. Işın tüpü Şekil 2.2’de görülmektedir.



Şekil 2.2 Işın tüpü

Işın tüpünün kenarlarından dışarı doğru enerji akışı olmaz. Tüpün kesit alanı iki ana düzlemde (*principal plane*) eğrilik yarıçapı ile belirlenir. Astigmatik dalga önyüzü, iki ana yöndeki eğriliğin birbirinden farklı olması durumunda oluşur. Tüp boyunca bir noktadaki güç yoğunluğu, tüpün kesit alanına bağlıdır.



Şekil 2.3 Düzlemsel bir ara kesit yüzeyinden ışın tüpünün yansıması

6. Işınlara kırılması ve yansımasında Snell yasaları geçerlidir. Işın tüpleri düzlemsel bir arakesit yüzeyden Şekil 2.3’de görüldüğü gibi yansımaktadır.

Fermat prensibine göre, ışık bir ortamda kaynak ile alıcı arasındaki mesafeyi en kısa zamanda alabileceği yol üzerinden kateder.

Bu varsayımlar Bölüm 2.2’de dalga denkleminin Luneberg-Kline seri açılımı ile çözümünden yararlanılarak ispatlanacak ve GO teorisinin uygulanması açıklanacaktır.

2.2. Luneberg-Kline Serisi ile Çözüm

Elektromanyetik dalganın yayıldığı bir ortamda, elektrik alan $\mathbf{E}$ [V/m], ve manyetik alan $\mathbf{H}$ [A/m], Maxwell denklemleri ile birbirine bağlıdır. Kaynakların sonsuzda olduğu bir ortam için frekans uzayında Maxwell denklemleri,

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega\mu(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = j\omega\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)] = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot [\mu(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)] = 0 \quad (2.4)$$

olarak belirlidir. Burada, f frekans olmak üzere $\omega = 2\pi f$ açısal frekanstır. Boşluğun dielektrik sabiti $\epsilon_0 \cong (36\pi)^{-1} \times 10^{-9}$ F/m olmak üzere ve ortamın bağıl dielektrik sabiti ϵ_r iken, ortamın dielektrik sabiti $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ olarak tanımlanır. Boşluğun manyetik geçirgenlik sabiti $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m olmak üzere ve ortamın bağıl manyetik geçirgenliği μ_r iken ortamın manyetik geçirgenliği $\mu = \mu_r \mu_0$ olarak tanımlanır. Bu denklemlerden elektrik ve manyetik alan ifadeleri için vektörel Helmholtz denklemi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + k^2(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) + k^2(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.6)$$

Helmholtz denkleminde $k(\mathbf{r}) = \omega \sqrt{\mu(\mathbf{r})\varepsilon(\mathbf{r})}$ [rad/m] dalga sayısıdır. Elektrik alan $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = E_0(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{e}}$ ve manyetik alan $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = H_0(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{h}}$ olarak ifade edildiğinde skalar E_0 ve H_0 büyüklükleri skalar Helmholtz denklemini sağlar.

$$\nabla^2 E_0(\mathbf{r}, \omega) + k^2(\mathbf{r}) E_0(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.7)$$

$$\nabla^2 H_0(\mathbf{r}, \omega) + k^2(\mathbf{r}) H_0(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.8)$$

Helmholtz denkleminin bir çözümü olarak, klasik geometrik optikte yapılan gözlemlere dayanan bir çözüm Kline ve Luneberg tarafından önerilmiş ve Kline'in çalışmalarıyla geliştirilmiştir [16], [17]. Buna göre yüksek frekanslarda, kaynaksız ve yönden bağımsız bir ortam için skalar dalga denkleminin çözümünün asimptotik seri açılımı şeklinde olduğu varsayılmaktadır.

$$E(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{E_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.9)$$

$$H(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.10)$$

Bu açılıma, Luneberg-Kline açılımı (*Luneberg-Kline expansion*) adı verilir. Denklemden, $\psi(\mathbf{r})$ faz fonksiyonu olarak adlandırılmaktadır. Asimptotik serinin $n > 0$ olan terimleri yüksek frekanslarda ihmal edilebilir. Burada $E_n(\mathbf{r})$, $H_n(\mathbf{r})$, $k(\mathbf{r})$ ve $\psi(\mathbf{r})$ fonksiyonları yalnızca uzaysal koordinatlara bağlı olup frekanstan bağımsızdır. Çözümün (2.9) ve (2.10) denklemindeki gibi olacağı varsayılarak, asimptotik seri Helmholtz denkleminde yerine koyularsa geometrik optik teorisinin temel denklemleri elde edilir. Luneberg-Kline serisinin ilk terimi,

$$E(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} E_0(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

$$H(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} H_0(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

olarak ifade edilir. Burada dalga sayısının konuma bağıllığı $k(\mathbf{r}) = \omega / c(\mathbf{r})$ ile gösterilir. Dalga yayılım hızı, boşlukta dalga yayılım hızı, $c_0 = 3 \times 10^8$ [m/s] olmak üzere $c(\mathbf{r}) = c_0 / \sqrt{\mu_r(\mathbf{r})\epsilon_r(\mathbf{r})}$ olarak tanımlanır. İşlemlerde kolaylık olması için dalga sayısı ve fazın konuma bağıllığı tek bir fonksiyonla gösterilebilir.

$$k(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) = k_0\varphi(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

Bu serilerden ışın optiği denklemlerini elde etmek için Denklem (2.11), Helmholtz denklemi olan Denklem (2.7)'de yerine koyulur.

$$\nabla \cdot \nabla \left(e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} E_0(\mathbf{r}) \right) + k^2(\mathbf{r}) \left(e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} E_0(\mathbf{r}) \right) = 0 \quad (2.14)$$

Bu eşitlikte, $\nabla(ab) = a\nabla b + b\nabla a$ bağıntısı kullanılarak,

$$\nabla \cdot \left(e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \nabla E_0(\mathbf{r}) + E_0(\mathbf{r}) \nabla e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \right) + k^2(\mathbf{r}) \left(e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} E_0(\mathbf{r}) \right) = 0 \quad (2.15)$$

bulunur. Bu denklemde $\nabla \cdot (b\mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla b + b\nabla \cdot \mathbf{B}$ bağıntısı uygulanırsa,

$$2\nabla e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \cdot \nabla E_0(\mathbf{r}) + e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \nabla^2 E_0(\mathbf{r}) + E_0(\mathbf{r}) \nabla^2 e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} + k^2(\mathbf{r}) E_0(\mathbf{r}) e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} = 0 \quad (2.16)$$

denklemini elde edilir. Denklem (2.16)'da,

$$\nabla e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} = jk_0 e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \nabla \varphi(\mathbf{r}) \quad (2.17)$$

ve,

$$\nabla^2 e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} = -|\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 k_0^2 e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} + jk_0 e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})} \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) \quad (2.18)$$

bağıntıları yerine koyularak eşitliğin iki tarafı da $E_0(\mathbf{r})e^{jk_0\varphi(\mathbf{r})}$ 'ye bölünür ve (2.16) denklemi düzenlenirse,

$$\frac{\nabla^2 E_0(\mathbf{r})}{E_0(\mathbf{r})} - |\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 k_0^2 + k^2(\mathbf{r}) + jk_0 \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) + 2jk_0 \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot \nabla E_0(\mathbf{r}) \frac{1}{E_0(\mathbf{r})} = 0 \quad (2.19)$$

denklemi elde edilir. Bu denklemin sıfıra eşit olması için reel ve sanal kısımları ayrı ayrı sıfıra eşit olmalıdır. Böylece bu denklem iki ayrı eşitlik halinde yazılabilir.

$$\frac{\nabla^2 E_0(\mathbf{r})}{E_0(\mathbf{r})} - |\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 k_0^2 + k^2(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.20)$$

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) E_0(\mathbf{r}) + 2 \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot \nabla E_0(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.21)$$

Reel kısımların eşitliğinden elde edilen (2.20) denkleminde $\nabla^2 E_0(\mathbf{r})/E_0(\mathbf{r})$ ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu kabul edilerek *eikonal denklem* elde edilir. Bu denklem yüksek frekanslı alanların faz değişimlerini gösteren bağıntıdır.

$$|\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 = \frac{k^2(\mathbf{r})}{k_0^2} \quad (2.22)$$

Sanal kısımların eşitliğinden ise Denklem (2.21)'de verilen *transport denklemi* elde edilir. Bu denklem, yüksek frekanslı alanların genlik değişimlerini gösteren bağıntıdır. *Eikonal* ve *transport* denklemlerinin çözümü Helmholtz denkleminin çözümüdür. Aynı denklemler, $\nabla^2 H_0(\mathbf{r})/H_0(\mathbf{r})$ teriminin ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu durumda $H_0(\mathbf{r})$ için de sağlanmaktadır.

Luneberg-Kline serisine açılan elektrik ve magnetik alan ifadelerini serinin ilk terimini alarak Maxwell denklemlerinde yerine yazarsak yalnızca ilk terimi kullanılarak Helmholtz denklemi için elde edilen bu çözümler, serinin tamamı kullanılarak elde edilen çözümün içinde de bulunurlar. Ayrıca birinci, ikinci ve daha

yüksek mertebeden transport denklemleri de elde edilebilir. Ancak, ışın izleme yönteminde yüksek mertebeden transport denklemleri kullanılmadığından çıkarımlara burada yer verilmemiştir.

2.2.1 Dalgaların Yerel Olarak Düzlemselliği

Luneberg-Kline serisinin ilk terimini Maxwell denklemlerinde kullanarak, ışın izleme yönteminin ilk varsayımı olan dalgaların yerel olarak düzlemsel olduğu kabulü ispat edilebilir. Düzlemselliğin ispatı için $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ ve $\hat{\mathbf{s}}$ dalga ilerleme yönünün birbirine dik olduğu gösterilmelidir. Dalga ilerleme yönünün, $\nabla\psi(r)$ yönünde olduğu Bölüm 2.2.3’de gösterilmiştir.

Dalga sayısının ve ortam parametrelerinin konumdan bağımsız olduğu basit ortamlar için çıkarılan denklemler en genel halde geçerlidir [18]. Denklem (2.13)’deki gibi,

$$k(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) = k_0\varphi(\mathbf{r}) \quad (2.23)$$

değişken dönüşümü yapıldığında da basit ortamlar için çıkarılan denklemler geçerliliğini korumaktadır.

Denklem (2.9) ve (2.10)’da kullanılan elektrik ve manyetik alan ifadeleri vektörel formda yazılabilir.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{H}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.25)$$

Bu denklemler Denklem (2.1)’de yerine koyulduğunda,

$$\nabla \times \left(e^{jk\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \right) = -j\omega\mu e^{jk\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{H}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.26)$$

ve $\nabla \times (b\mathbf{B}) = \nabla b \times \mathbf{B} + b\nabla \times \mathbf{B}$ ve $k = \omega/c$ bağıntıları kullanılarak,

$$\left(\nabla e^{jk\psi(\mathbf{r})} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \right) + \left(e^{jk\psi(\mathbf{r})} \nabla \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \right) = -j\omega\mu e^{jk\psi(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{H}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.27)$$

$$1/c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\nabla \psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^{n-1}} + \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\nabla \times \mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \right) = -\mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{H}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^{n-1}} \quad (2.28)$$

elde edilir. Bu denklemde seri açılarak $n=0$ için elde edilen seri elemanlarının $(j\omega)^{-1}$ paydasına sahip terimleri eşitlenirse;

$$1/c \nabla \psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = -\mu \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) \quad (2.29)$$

bağıntısı elde edilir. Ortamın empedansı $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ ve dalga yayılma hızı $c = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$ olduğundan bu denklem

$$-\frac{1}{Z} \nabla \psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) \quad (2.30)$$

şeklinde yazılabilir.

Benzer şekilde, Denklem (2.24) ve Denklem (2.25), Denklem (2.2)'de yerine koyulursa;

$$1/c \nabla \psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = -\varepsilon \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \quad (2.31)$$

denklemini bulunur. Ortam empedansına bağlı olarak bu denklem,

$$-Z\nabla\psi(\mathbf{r})\times\mathbf{H}_0(\mathbf{r})=\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir.

Luneberg-Kline seri çözümü ortam parametrelerinin konumdan bağımsız olduğu kabulüyle, Denklem (2.3)'de yerine koyulduğunda,

$$\nabla\cdot\left(e^{jk\psi(r)}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n}\right)=0 \quad (2.33)$$

ve $\nabla\cdot(b\mathbf{B})=\mathbf{B}\cdot\nabla b+b\nabla\cdot\mathbf{B}$ bağıntısı kullanılarak,

$$1/c\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\mathbf{E}_n(\mathbf{r})\cdot\nabla\psi(r)}{(j\omega)^{n-1}}+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\nabla\cdot\mathbf{E}_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n}=0 \quad (2.34)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemde seri açılarak $n=0$ için elde edilen seri elemanlarının $(j\omega)^{-1}$ paydasına sahip terimleri eşitlenirse;

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\cdot\nabla\psi(\mathbf{r})=0 \quad (2.35)$$

bağıntısı bulunur. Benzer şekilde Denklem (2.9) ve (2.10), Denklem (2.4)'de yerine koyulduğunda,

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r})\cdot\nabla\psi(\mathbf{r})=0 \quad (2.36)$$

bağıntısı elde edilir. Denklem (2.29), (2.31), (2.35) ve (2.36), dalgaların düzlemsel kabul edilebileceğini göstermektedir.

2.2.2 Dalgaların İlerleme Yönü

Enerji akışı dalgaların ilerleme yönünde olduğundan, enerji akışının yönünü bulmak için kompleks Poynting vektörü hesaplanır.

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_0^*(\mathbf{r}) \quad (2.37)$$

Denklem (2.30)'da bulunan bağıntı burada yerine koyularak,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{Z} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \times \left(\nabla \psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}) \right) \quad (2.38)$$

ve $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$ bağıntısı kullanılarak,

$$\mathbf{P} = \frac{1}{Z} \nabla \psi(\mathbf{r}) \left(\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}) \right) - \underbrace{\mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}) (\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \nabla \psi(\mathbf{r}))}_{=0} = \frac{1}{Z} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 \nabla \psi(\mathbf{r}) \quad (2.39)$$

elde edilir. Denklem (2.39)'da güç akışının $\nabla \psi(r)$ yönünde olduğu görülmektedir. O halde dalga ilerleme yönü, $\hat{\mathbf{s}}$, $\nabla \psi(r)$ yönündedir. $\nabla \psi(r)$ yönü ise $\psi(r)$ ile tanımlanan eşfaz yüzeylerine dik olan yöndür. Yani dalga, eşfaz yüzeyine dik yönde ilerler.

2.2.3 Homojen Ortamda Işın Yolları

Işın yollarını belirleyen eikonal Denklem (2.22)'de bulunmuştu.

$$|\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 = \frac{k^2(\mathbf{r})}{k_0^2} \quad (2.40)$$

Homojen ortamlar için $k_0 = k(\mathbf{r})$ olduğundan $\psi(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r})$ yazılabileceğinden *eikonal denklem*, $k = \omega/c$ bağıntısı kullanılarak faz ve ortamın bağlı kırılma indisi, $\eta(\mathbf{r}) = \sqrt{\varepsilon_r(\mathbf{r})\mu_r(\mathbf{r})}$ arasındaki ilişkiyi gösterecek şekilde bulunur.

$$|\nabla \psi(\mathbf{r})|^2 = \frac{k^2(\mathbf{r})}{k_0^2} = \frac{c_0^2}{c^2} = \eta^2(\mathbf{r}) \quad (2.41)$$

Burada c_0 , referans olarak bilinen bir dalga hızı değeridir. Bu değer, çoğunlukla kaynağın bulunduğu konumdaki dalga hızı olarak kullanılır.

Denklem (2.41)'i çözmek için eşitliğin karekökü alınarak yeni bir eşitlik yazılabilir. Güç akışının dalga ilerleme yönünde olduğu daha önce Denklem (2.39)'da gösterilmişti.

$$\nabla \psi(\mathbf{r}) = \eta(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{s}} \quad (2.42)$$

Bu denklemde eşitliğin iki tarafının gidiş yönünde konum olan s 'ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{d}{ds} \eta \hat{\mathbf{s}} = \frac{d}{ds} \nabla \psi(\mathbf{r}) \quad (2.43)$$

denklemini elde edilir. Bir eğri boyunca türev ile gradyanın ilişkisi için $\frac{\partial f}{\partial s} = \hat{\mathbf{s}} \cdot \nabla f$ bağıntısı kullanılabilir [21]. Bu bağıntı Denklem (2.43)'de kullanılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \eta \hat{\mathbf{s}} &= (\hat{\mathbf{s}} \cdot \nabla) \nabla \psi(\mathbf{r}) \\ &= \eta^{-1} (\nabla \psi(\mathbf{r}) \cdot \nabla) \nabla \psi(\mathbf{r}) \\ &= (2\eta)^{-1} \nabla (\nabla \psi(\mathbf{r}))^2 \\ &= (2\eta)^{-1} \nabla (\eta^2) \\ &= \nabla \eta \end{aligned} \quad (2.44)$$

eşitliği bulunur [19].

Homojen ortamda $\nabla \eta = 0$ bağıntısı geçerlidir. Bu durumda Denklem (2.44)

$$\frac{d}{ds} \hat{\mathbf{s}} = 0 \quad (2.45)$$

biçiminde yazılır. Denklem (2.45)'de görüldüğü gibi, ışın boyunca $\hat{\mathbf{s}} = \text{sabit}$ olduğunda ışın yollarını gösteren $\mathbf{R} = \mathbf{R}(s)$ eğrisi,

$$\mathbf{R} = s\hat{\mathbf{s}} + \mathbf{R}_0 \quad (2.46)$$

denklemine sahip olan doğrular olacaktır. Burada $\mathbf{R}_0$, ışının başlangıç noktasını gösteren konum vektörüdür. Böylece homojen bir ortamda ışınların doğrusal bir yol izlediği gösterilmiş olur.

2.2.4 Polarizasyonun Yol Boyunca Değişmezliği

Işın izleme yönteminde yayılan dalganın düzlemsel olduğu Bölüm 2.2.1'de açıklanmıştır. Düzlemsel dalganın yol boyunca polarizasyonu değişmediğinden polarizasyonun yol boyunca değişmezliği ispatlanmış olur [20].

2.2.5 Gücün Işın Tüpü İçinde Korunumu

Dalga ilerleme yönünün, $\hat{\mathbf{s}}$, $\nabla \psi(\mathbf{r})$ yönünde olduğu Bölüm 2.2.2'de gösterilmişti. GO ışınları $\hat{\mathbf{s}}$ yönünde olan eğriler olarak tanımlanır. Birbirlerine çok yakın olan ışınlar birleşik olarak düşünülerek ışın tüplerini oluştururlar. Işın tüpleri de birbirine bitişik olarak düşünüldüğünde tüm alanı temsil eder. Böylece, güç ışın tüpünün içinde korunur ve yalnızca dalga ilerleme yönünde enerji akışı olur.

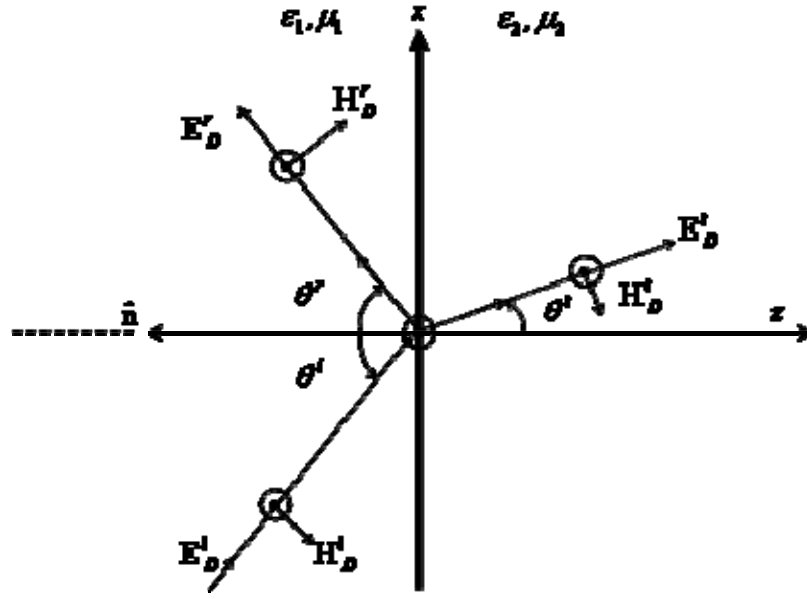
2.2.6 Yansıma, Kırılma ve Snell Yasası

Yansıtıcı ara kesitin birim normali ile gelen dalganın yönünün oluşturduğu düzleme geliş düzlemi (*plane of incidence*) denir. Elektrik alan bileşenleri geliş düzlemine dik ise dalga dikey polarizasyonlu (*E-polarisation*), paralel ise dalga paralel polarizasyonlu (*H-polarisation*) olarak tanımlanır. Bazı kaynaklarda dalga polarizasyonu için elektrik alan yerine manyetik alan bileşenleri kullanıldığı için bu tanım farklı olarak yer almaktadır.

Herhangi bir yönden gelen dalganın bir yüzeyden yansıma ve kırılmasını incelemek için elektrik alan paralel ve dik bileşenlerine ayrılmalıdır. Toplam yansıyan (*reflected*) ve kırılan (*refracted*) alan, paralel ve dikey polarizasyon bileşenlerinin vektörel toplamı ile elde edilir.

2.2.6.1 Dikey Polarizasyon

Gelen elektrik alanının dikey polarizasyonlu bileşeni $\mathbf{E}_D^i$, gelen manyetik alanının dikey polarizasyonlu bileşeni $\mathbf{H}_D^i$ olarak tanımlanmıştır. Burada gelme düzlemi $x=0$ düzlemi olarak tanımlanmıştır ancak çözüm tüm durumlar için geçerlidir. Birinci ortamın dielektrik sabiti ϵ_1 , manyetik geçirgenliği μ_1 , ikinci ortamın dielektrik sabiti ϵ_2 , manyetik geçirgenliği μ_2 ile gösterilmektedir. Şekil 2.4'de gelen, yansıyan ve kırılan dalganın elektrik ve manyetik alan bileşenleri gösterilmektedir. Burada $Z_1 = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}$ ve $Z_2 = \sqrt{\mu_2 / \epsilon_2}$ ile tanımlan yüzey empedanslarıdır.



Şekil 2.4 Dikey polarizasyonlu gelen alanın yansıma ve kırılması

Gelen dalganın elektrik alanı $E_D^i = E_0$ olmak üzere,

$$\mathbf{E}_D^i = \hat{\mathbf{y}} E_D^i e^{-j\hat{\mathbf{k}}^i \cdot \mathbf{r}} = \hat{\mathbf{y}} E_0 e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (2.47)$$

ve manyetik alanı $H_D^i = E_D^i / Z_1 = E_0 / Z_1$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_D^i &= (-\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_i + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_i) H_D^i e^{-j\hat{\mathbf{k}}^i \cdot \mathbf{r}} \\ &= (-\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_i + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_i) \frac{E_0}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \end{aligned} \quad (2.48)$$

olarak yazılabilir.

Yansıyan dalgaya ilişkin elektrik alan $E_D^r = \Gamma_D E_D^i = \Gamma_D E_0$ olmak üzere,

$$\mathbf{E}_D^r = \hat{\mathbf{y}} E_D^r e^{-j\hat{\mathbf{k}}^r \cdot \mathbf{r}} = \hat{\mathbf{y}} \Gamma_D E_0 e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (2.49)$$

yansıyan dalgaya ilişkin manyetik alan ise $H_D^r = E_D^r / \eta_1 = \Gamma_D E_0 / \eta_1$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_D^r &= (\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_r + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_r) H_D^r e^{-j\hat{\mathbf{k}}^i \cdot \mathbf{r}} \\ &= (\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_r + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_r) \frac{\Gamma_D E_0}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \end{aligned} \quad (2.50)$$

şeklinde ifade edilir. Burada Γ_D , dikey polarizasyon için yansıma katsayısıdır.

Kırılan dalgaya ilişkin elektrik alan, $E_D^t = T_D E_D^i = T_D E_0$ olmak üzere,

$$\mathbf{E}_D^t = \hat{\mathbf{y}} E_D^t e^{-j\hat{\mathbf{k}}^t \cdot \mathbf{r}} = \hat{\mathbf{y}} T_D E_0 e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (2.51)$$

şeklinde tanımlanır. Kırılan dalgaya ilişkin manyetik alan $H_D^t = E_D^t / Z_2 = T_D E_0 / Z_2$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_D^t &= (-\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_t + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_t) H_D^t e^{-j\hat{\mathbf{k}}^t \cdot \mathbf{r}} \\ &= (-\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_t + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_t) \frac{T_D E_0}{Z_2} e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \end{aligned} \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilir. Burada T_D , dikey polarizasyon için kırılma katsayısıdır. Geliş açısı θ_i , yansıma açısı θ_r ve kırılma açısı θ_t arasındaki ilişkiyi bulabilmek için teğetsel bileşenlerin sürekliliği koşulundan yararlanılabilir.

$$\mathbf{E}_D^i + \mathbf{E}_D^r = \mathbf{E}_D^t \quad (\tan z = 0' da) \quad (2.53)$$

$$\mathbf{H}_D^i + \mathbf{H}_D^r = \mathbf{H}_D^t \quad (\tan z = 0' da) \quad (2.54)$$

Denklem (2.47), (2.49) ve (2.51) Denklem (2.53)'de yerine koyularak,

$$e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \Gamma_D e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = T_D e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (2.55)$$

bağıntısı bulunur. Denklem (2.48), (2.50) ve (2.52) Denklem (2.54)'de yerine koyularak,

$$\frac{1}{\eta_1}(-\cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \Gamma_D \cos \theta_r e^{-jk_1 x \sin \theta_r}) = -\frac{T_D}{\eta_2} \cos \theta_t e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (2.56)$$

bağıntısı elde edilir. Denklem (2.55) ve (2.56) kompleks denklemler olduğundan denklemlerin reel ve sanal kısımları ayrı ayrı eşitliği sağlar. İki denklemden elde edilen dört denklemlerle,

$$\theta_r = \theta_t \quad (2.57)$$

$$k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_t \quad (2.58)$$

$$1 + \Gamma_D = T_D \quad (2.59)$$

$$\frac{\cos \theta_i}{Z_1} (\Gamma_D - 1) = -\frac{\cos \theta_t}{Z_2} T_D \quad (2.60)$$

bağıntıları elde edilir [22]. Denklem (2.57) ve Denklem (2.58) Snell yasası olarak bilinen bağıntılardır. Denklem (2.59) ve (2.60) çözülerek yansıma ve kırılma katsayıları aşağıdaki gibi bulunur.

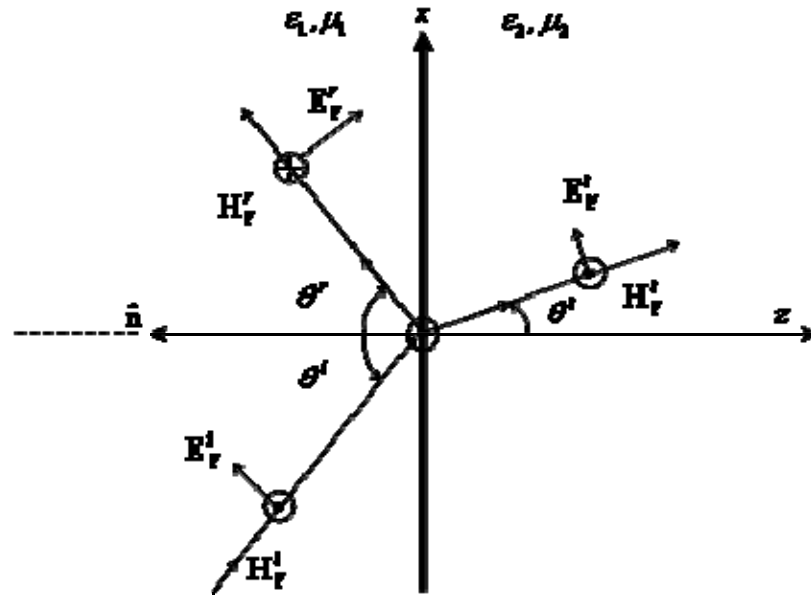
$$\Gamma_D = \frac{E_D^r}{E_D^i} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_i - \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_t}{\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_t} \quad (2.61)$$

$$T_D = \frac{E_D^t}{E_D^i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_i}{\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_t} \quad (2.62)$$

Bu katsayılar *Frensel* yansıma ve kırılma katsayıları olarak da bilinir.

2.2.6.2 Yatay Polarizasyon

Gelen elektrik alanının yatay polarizasyonlu bileşeni E_Y^i , gelen manyetik alanının yatay polarizasyonlu bileşeni H_Y^i olarak tanımlanmaktadır. Gelme düzlemi $x = 0$ düzlemidir. Şekil 2.5’de gelen, yansıyan ve kırılan elektrik ve manyetik alan bileşenleri gösterilmektedir.



Şekil 2.5 Yatay polarizasyonlu etkiyen dalganın yansıması ve kırılması

Bölüm 2.2.6.1’de yapılan işlemler yatay polarizasyon için tekrar edildiğinde yatay polarizasyon yansıma ve kırılma katsayıları, Γ_Y ve T_Y aşağıdaki gibi bulunur [22].

$$\Gamma_Y = \frac{E_Y^r}{E_Y^i} = \frac{Z_2 \cos \theta_t - Z_1 \cos \theta_i}{Z_1 \cos \theta_i + Z_2 \cos \theta_t} = \frac{\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_t - \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_i}{\sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_t} \quad (2.63)$$

$$T_Y = \frac{E_Y^t}{E_Y^i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_1 \cos \theta_i + Z_2 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_i}{\sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2} \cos \theta_t} \quad (2.64)$$

2.2.7 Işın Yolu Boyunca Genlik İzleme

Geometrik optik teorisinde ışın tüpünün içindeki enerji korunduğundan, birim katı açıya düşen güç olan ışın şiddeti (*intensity*) sabittir. Işın tüpünde $s = 0$ olarak gösterilen bir referans noktasında ve herhangi bir s noktasındaki kesit alanları sırasıyla dA_0 ve dA olsun. Işın tüplerinin içindeki güç korunduğu için referans noktasında yayınım şiddeti (radiation intensity) I_0 , diğer noktada ise I iken,

$$I_0 dA_0 = I dA \quad (2.65)$$

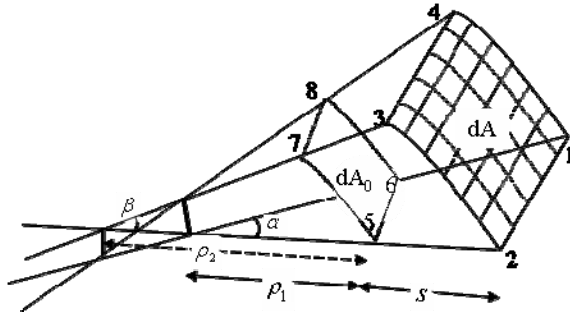
bağıntısı geçerlidir. Elektromanyetik dalgalar için yayınım şiddeti $I(r, \theta, \phi)$ ile uzak alanda elektrik alan $E(r, \theta, \phi)$ arasındaki bağıntı,

$$I(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2Z} |E(r, \theta, \phi)|^2 \quad (2.66)$$

olarak verilir. Bu bağıntı Denklem (2.65)'de yerine koyularak,

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{dA_0}{dA}} \quad (2.67)$$

denklemini elde edilir. Bu eşitliği en genel halde değerlendirebilmek için astigmatik ışın tüpü olarak adlandırılan ve farklı eksenel düzlemlerdeki ışınların farklı eksenel uzaklıklarda odaklanması ile oluşan ışın tüpü için kesit alanlarının değişimi aşağıda incelenmiştir.



Şekil 2.6 Astigmatik ışın tüpü

Şekil 2.6’da görülen dA_0 ve dA alanlarının hesaplanması için önce yay uzunlukları hesaplanmalıdır. Geometriden görüldüğü gibi, 12 yayının uzunluğu, $|12| = \alpha(\rho_1 + s)$ ve 56 yayının uzunluğu $|56| = \alpha\rho_1$ olarak hesaplanabilir. Benzer şekilde $|23| = \beta(\rho_2 + s)$ ve $|57| = \beta\rho_2$ olduğu görülmektedir. Bu bağıntılar kullanarak,

$$dA_0 = |56| \times |57| = \alpha \beta \rho_1 \rho_2 \quad (2.68)$$

$$dA = |12| \times |23| = \alpha \beta (\rho_1 + s) (\rho_2 + s) \quad (2.69)$$

denklemleri yazılabilir. Bu eşitlikler Denklem (2.67)’de yerine koyulursa,

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s) (\rho_2 + s)}} \quad (2.70)$$

bağıntısı bulunur. Işın yolu boyunca elektrik alanın genliğindeki bu değişime ıraksama faktörü (*divergence factor*) ya da geometrik yayılma faktörü (*geometric spreading factor*) adı verilir.

2.2.7.1 Dalga Cephesinin Küresel Olması

Dalga cephesinin küresel olması durumunda $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$ bağıntısı geçerlidir. Bu değerler Denklem (2.70)'de yerine koyularak küresel dalga yayılımı için, elektrik alan genliklerine ilişkin,

$$\frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_0|} = \frac{\rho_0}{\rho_0 + s} \quad (2.71)$$

bağıntısı elde edilir.

2.2.7.2 Dalga Cephesinin Silindirik Olması

Dalga cephesinin silindirik olması durumunda $\rho_1 = \infty$, $\rho_2 = \rho_0$ ya da $\rho_1 = \rho_0$, $\rho_2 = \infty$ bağıntısı geçerlidir. Bu değerler Denklem (2.70)'de yerine koyularak silindirik dalga yayılımı için elektrik alan genliklerine ilişkin,

$$\frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_0|} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0 + s}} \quad (2.72)$$

bağıntısı bulunur.

2.2.7.3 Dalga Cephesinin Düzlemsel Olması

Dalga önyüzünün düzlemsel olması durumunda $\rho_1 = \rho_2 = \infty$ bağıntısı geçerlidir. Bu bağıntı Denklem (2.70)'de yerine koyularak düzlemsel dalga yayılımı için elektrik alan genliklerine ilişkin,

$$\frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}_0|} = 1 \quad (2.73)$$

bağıntısı bulunur. Bu denklemden, düzlemsel dalganın yayılım boyunca genliğinin değişmediği görülmektedir.

2.2.8 Işın Yolu Boyunca Faz İzleme

Dalga denkleminin çözümünün seri toplamı şeklinde olduğu varsayımıyla geliştirilen Luneberg-Kline serisinin yüksek frekans yaklaşımı olduğu Bölüm 2.2’de açıklanmıştı.

Luneberg-Kline seri çözümü,

$$E(\mathbf{r}, \omega) \approx e^{jk_0\varphi(r)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{E_n(\mathbf{r})}{(j\omega)^n} \quad (2.74)$$

biçimindedir. Burada $\varphi(\mathbf{r})$ faz fonksiyonu olmak üzere, $s=0$ için elektrik alan ifadesi,

$$\mathbf{E}(s) = e^{-jk_0\varphi(s)} \mathbf{E}_0 \quad (s=0) \quad (2.75)$$

olarak yazılabilir. Işın yolu s boyunca fazda olan değişim e^{-jks} ile gösterilir.

Böylece ışın yolu boyunca herhangi bir noktadaki elektrik alan ifadesi,

$$\mathbf{E}(s) = \underbrace{\mathbf{E}_0 e^{-jk\varphi(0)}}_{\substack{s=0\text{'da elektrik} \\ \text{alan ifadesi}}} \underbrace{\sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}}}_{\substack{\text{ışın yolu boyunca} \\ \text{genlik değişimi}}} \underbrace{e^{-jks}}_{\substack{\text{ışın yolu boyunca} \\ \text{faz değişimi}}} \quad (2.76)$$

olarak yazılabilir [22].

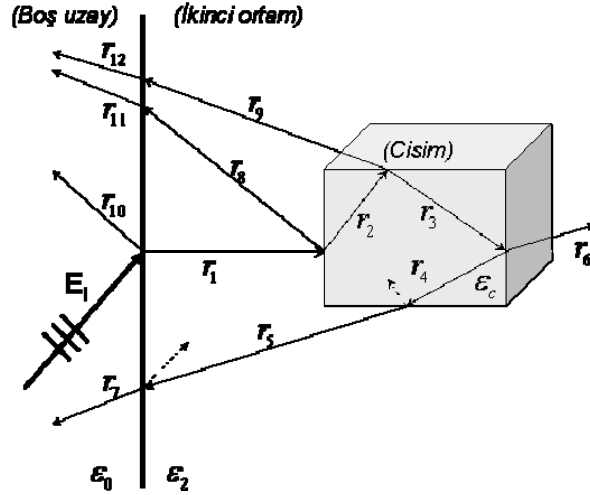
3. SEKEN IŞIN YÖNTEMİ

Bir yüksek frekans tekniği olan Seken Işın Yöntemi (*Shooting and Bouncing Ray, SBR*), geometrik optik tabanlı ışın izleme yöntemidir. Bu teknik 1990 yılından itibaren yaygın olarak dalga boyuna göre büyük olan cisimlerin radar kesit alanı hesaplamalarında ve bir cisimden saçılan elektromanyetik alanın bulunmasında kullanılmaktadır [8].

3.1. SIY ile Saçılan Alanın Bulunması

SIY yöntemi ile saçılan alanın bulunması için saçıcıya bakış yönüne dik bir referans düzlemden gelen düzlemsel dalgayı temsil eden yoğun ışın demeti gönderilir. Gönderilen her bir ışın geometrik optik kurallarıyla takip edilir. Saıcının sınırında, ortam süreksizliğinden dolayı oluşan yansıyan ve kırılan ışınlar da ayrı ayrı izlenir.

Şekil 3.1’de ışın takibi algoritmasının ikinci ortamdaki cisim için nasıl çalıştığı gösterilmektedir. Her sekmede ışın, kırılan ve yansıyan olmak üzere iki ışına bölünerek devam etmektedir. Görüldüğü gibi r_7 , r_{10} , r_{11} ve r_{12} gözlem noktasında saçılan alana katkı yapacak, r_6 ise ikinci ortamda ilerleyecektir.



Şekil 3.1 SIY ile ışınların algoritmik olarak takibi

Işınların genlik, faz, polarizasyon bilgileri ve izlediği yol, her sekmede ortam parametrelerine göre güncellenmektedir. Bu algoritma, ışınlar belirli bir genlik seviyesinin altına düşünce ya da belirli sayıda sekmeden sonra sonlandırılır. Nesneden seken ve alıcının bulunduğu ortama gelen tüm ışınların, alıcı noktasında oluşturduğu saçılan alan değerini hesaplamak için, her ışının uzak alana katkısı eşdeğerlik prensibi ve ışın tüpü integrasyonu ile hesaplanmaktadır [10].

3.1.1 Gelen Dalganın Elektrik Alanı

Herhangi bir cisimden saçılan alan hesaplanırken bu cismin üzerine belirli bir polarizasyonda düzlemsel elektromanyetik dalganın geldiği varsayılır ve (θ^i, ϕ^i) yönünden gelen dalganın elektrik alanı

$$E^i = A e^{-jk_0 \hat{\mathbf{k}}^i \cdot \mathbf{r}} \quad (3.1)$$

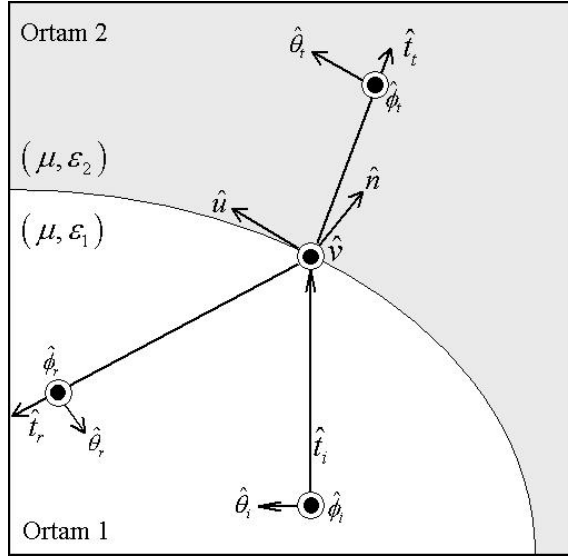
olmak üzere,

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = E^i \hat{\mathbf{p}}^i \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\mathbf{r}$ uzaysal konum vektörünü, $k_0 = \omega/c$ dalga sayısını, $\hat{\mathbf{k}}^i = -(\hat{\mathbf{x}} \sin \theta^i \cos \phi^i + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta^i \sin \phi^i + \hat{\mathbf{z}} \cos \theta^i)$ gelen dalganın yayılma yönündeki birim vektörünü, A gelen dalganın genliğini göstermektedir. Bundan sonraki gösterimlerde $A=1$ olarak kabul edilecektir. Polarizasyon vektörü $\hat{\mathbf{p}}^i$ ile gösterilmektedir.

3.1.2 Sekme ile Yansıyan ve Kırılan Işınlardan Yönü

Sekme nedeni ile oluşan kırılan ve yansıyan ışın alanlarını bulmak için her ışının gideceği yön, genliği, fazı ve polarizasyonu bilinmelidir. Bu bilgiler ortam parametreleri ve sekme noktasındaki sınır koşulları ile belirlenirler. Şekil 3.2’de gelen, yansıyan ve kırılan dalga için yerel koordinat sistemi görülmektedir. Gelen dalganın yönü ile sekme noktasında yüzey normali olan $\hat{\mathbf{n}}$ birim vektörünün oluşturduğu düzlem geliş düzlemdir.



Şekil 3.2. Gelen, yansıyan ve kırılan dalga için saçıcı sınırında yerel koordinat sistemi

Geliş düzlemine dik olarak tanımlanan $\hat{\mathbf{v}}$ birim vektörü, $\hat{\mathbf{n}}$ birim vektörü ve Şekil 3.2’de görülen $\hat{\mathbf{u}}$ birim vektörü sekme noktasında koordinat sistemini oluşturur.

$$\hat{\mathbf{u}} = \hat{\mathbf{v}} \times \hat{\mathbf{n}} \quad (3.3)$$

Gelen dalganın yönü $\hat{\mathbf{t}}_i$, kırılan dalganın yönü $\hat{\mathbf{t}}_r$ ve yansıyan dalganın yönü ise $\hat{\mathbf{t}}_t$ ile gösterilmektedir. Çalışma frekansı f , açısal frekans $\omega = 2\pi f$, birinci ve ikinci ortamın bağıl dielektrik sabitleri ϵ_{r1} , ϵ_{r2} , ortam iletkenlikleri σ_1 ve σ_2 , dielektrik sabitleri sırasıyla ϵ_1 ve ϵ_2 olmak üzere kayıplı bir ortam için,

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r1}\epsilon_0 + j\frac{\sigma_1}{\omega} \quad (3.4)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_{r2}\epsilon_0 + j\frac{\sigma_2}{\omega} \quad (3.5)$$

ifadeleri ile tanımlanır. Bağıl manyetik geçirgenlik μ_r olmak üzere, her iki ortamın manyetik geçirgenliği, $\mu = \mu_r\mu_0$, ortamın bağıl kırılma indisi ise $\eta = (\mu_r\epsilon_r)^{1/2}$ olarak belirlenir.

Yansıyan ve kırılan ışının yönü ile gelen ışının yönünün birbirine Snell kanunları ile bağlı olduğu Bölüm 2.2.6’da gösterilmişti. Buna göre gelen, yansıyan ve kırılan ışınlar aynı düzlemedir.

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{t}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}} &= 0 \\ \hat{\mathbf{t}}_r \cdot \hat{\mathbf{v}} &= 0 \\ \hat{\mathbf{t}}_t \cdot \hat{\mathbf{v}} &= 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Snell yasasına göre gelen ve yansıyan ışının sekme noktasında yüzey normali ile yaptığı açı birbirine eşittir.

$$\hat{\mathbf{t}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{t}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (3.7)$$

Gelen ışının ve kırılan ışının yüzey normali ile arasındaki açıların sinüslerinin oranı ortamların kırılma indislerinin oranına eşittir.

$$\eta_1 (\hat{\mathbf{t}}_i \cdot \hat{\mathbf{u}}) = \eta_2 (\hat{\mathbf{t}}_r \cdot \hat{\mathbf{u}}) \quad (3.8)$$

En genel halde, gelen alanın dik ($\hat{\phi}^i$) ve paralel ($\hat{\theta}^i$) olmak üzere iki bileşeni olması durumunda gelen alan,

$$\mathbf{E}^i = (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\phi}^i) \hat{\phi}^i + (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\theta}^i) \hat{\theta}^i \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir. Gelen alanın polarizasyon bileşenlerine ayrılarak incelenmesi gerektiği Bölüm 2.2.6'da açıklanmıştı. Sekme noktasında yansıyan ve kırılan dalga'nın genlikleri ortam parametrelerine, gelen dalga'nın yüzey normali ile yaptığı açıya ve polarizasyona bağlı olan yansıma ve kırılma katsayıları ile hesaplanır. Gelen dalga'nın gelme yönündeki yüzey normali ile yaptığı açı θ^i , yansıyan dalga'nın yansıma yönündeki yüzey normali ile yaptığı açı θ^r , kırılan dalga'nın kırılma yönündeki yüzey normali ile yaptığı açı ise θ^t ile gösterildiğinde,

$$\begin{aligned} \theta^i &= \cos^{-1}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{t}}_i) \\ \theta^r &= \theta^i \\ \theta^t &= \cos^{-1}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{t}}_t) \end{aligned} \quad (3.10)$$

bağıntıları elde edilir [23].

3.1.3 Yansıma ve Kırılma Katsayıları

Her iki ortamın manyetik geçirgenliği, μ , eşit kabul edilirse yatay polarizasyon yansıma katsayısı R^y , yatay polarizasyon kırılma katsayısı T^y , dikey polarizasyon yansıma katsayısı R^d , dikey polarizasyon kırılma katsayısı T^d sekme noktasındaki sınır koşulları yardımıyla,

$$R^y = \frac{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_2}} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_2}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}} \cos \theta_t} \quad (3.11)$$

$$T^y = 1 + R^y \quad (3.12)$$

$$R^d = \frac{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{1}{\epsilon_2}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{1}{\epsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (3.13)$$

$$T^d = (1 + R^d) \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \quad (3.14)$$

olarak bulunduğu Bölüm 2.2.6.1 ve 2.2.6.2’de gösterilmişti. Gelen ve yansıyan alanları bulabilmek için sekme noktasındaki yerel koordinat sistemi ile gelen, yansıyan ve kırılan dalganın koordinat sistemleri arasındaki dönüşümler Şekil 3.2’de görüldüğü gibi,

$$\begin{aligned} \hat{\theta}^i &= \hat{\mathbf{u}} \cos \theta_i - \hat{\mathbf{n}} \sin \theta_i \\ \hat{\theta}^r &= -\hat{\mathbf{u}} \cos \theta_i - \hat{\mathbf{n}} \sin \theta_i \\ \hat{\theta}^t &= \hat{\mathbf{u}} \cos \theta_t - \hat{\mathbf{n}} \sin \theta_t \\ \hat{\phi}^i &= \hat{\phi}^r = \hat{\phi}^t = \hat{\mathbf{v}} \end{aligned} \quad (3.15)$$

ile ifade edilir [23].

3.1.4 Sekme ile Yansıyan ve Kırılan Işınlardan Genliği

Gelen, yansıyan ve kırılan ışınların ilerleme yönleri sırasıyla $\hat{\mathbf{t}}_i$, $\hat{\mathbf{t}}_r$, $\hat{\mathbf{t}}_t$ olmak üzere,

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{t}}_i &= \hat{\mathbf{u}} \sin \theta_i + \hat{\mathbf{n}} \cos \theta_i \\ \hat{\mathbf{t}}_r &= \hat{\mathbf{u}} \sin \theta_r - \hat{\mathbf{n}} \cos \theta_r \\ \hat{\mathbf{t}}_t &= \hat{\mathbf{u}} \sin \theta_t + \hat{\mathbf{n}} \cos \theta_t\end{aligned}\tag{3.16}$$

olarak belirlenir. Böylece sekme noktasındaki yansıyan ve elektrik alanlar,

$$\begin{aligned}\mathbf{E}^r &= R^y (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\phi}^i) \hat{\phi}^r + R^d (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\theta}^i) \hat{\theta}^r \\ \mathbf{E}^t &= T^y (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\phi}^i) \hat{\phi}^t + T^d (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\theta}^i) \hat{\theta}^t\end{aligned}\tag{3.17}$$

olarak bulunur.

RKA değeri hesaplamada gelen dalga düzlemsel olduğu için Bölüm 2.2.7.3’de gösterildiği gibi ıraksama katsayısı 1 olarak alınmaktadır.

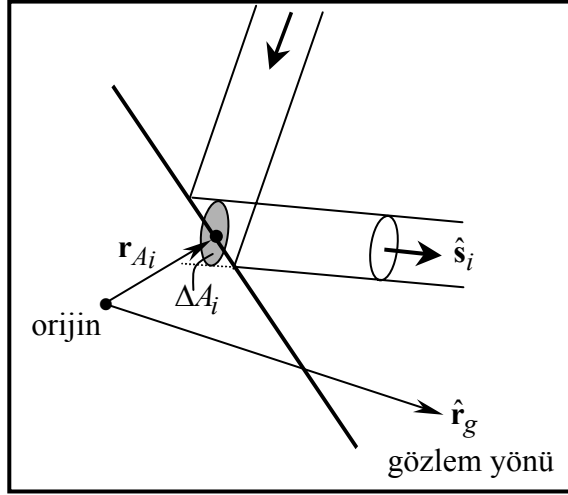
3.1.5 Işınlardan Uzak Alana Katkısı

Hedef nesne ile gelen elektromanyetik dalganın etkileşmesi sonucunda saçılan alan (*scattered field*) $\mathbf{E}^s(\mathbf{r})$ oluşur. Uzaydaki bir gözlem noktasında bu alan

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = \sum_{i. \text{ışın}} \mathbf{E}_i^s(\mathbf{r})\tag{3.18}$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada $\mathbf{E}_i^s(\mathbf{r})$, i ’inci ışının saçılan alana katkısıdır ve eşdeğerlik prensibi yardımıyla her ışının en son sektiği nokta etrafında alınan bir yüzey tümleştirmesiyle hesaplanır.

Şekil 3.3’de uzak alan hesabında kullanılan geometri görülmektedir. Burada $\mathbf{r}_{A_i}$, i ’inci ışının hedef nesne üzerindeki son sekme noktası, $\hat{\mathbf{s}}_i$ ışının hedefi terk etme yönü ve ΔA_i ışının kesit alanıdır. Gelen alanın düzlemsel dalga olması durumunda bu kesitin yol boyunca ve sekmelerde değişmediği Bölüm 2.2.7.3’de anlatılmıştır.



Şekil 3.3. Uzak Alan hesabında kullanılan geometri.

Işının, $\mathbf{r}_{A_i}$ etrafındaki ve $\hat{\mathbf{s}}_i$ ’ye dik olan kesitini, üzerinde $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ ve $\mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i})$ elektrik ve manyetik alanları bulunan bir açıklık (*aperture*) olarak kabul edilirse, bu açıklığın bir gözlem noktasında yarattığı alanı bulmak için eşdeğerlik prensibine (*equivalence principle*) göre $\mathbf{J} = \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i})$ ve $\mathbf{K} = \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i$ eşdeğer akımları tanımlanabilir. Buradan $\mathbf{J}$ ve $\mathbf{K}$ akımlarının uzaktaki bir $\mathbf{r}_g = r \hat{\mathbf{r}}_g$ noktasında yarattıkları manyetik ve elektrik vektör potansiyelleri sırasıyla

$$\mathbf{A}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) \int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' \quad (3.19)$$

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i \int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' \quad (3.20)$$

olarak bulunur. Denklem (3.19) ve (3.20)'deki ortak integralin orijinini, $\mathbf{r}'' = \mathbf{r}' - \mathbf{r}_{A_i}$ değişken değişimiyle $\mathbf{r}_{A_i}$ noktasına kaydırarak bu integrali

$$\int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' = e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \underbrace{\frac{1}{\Delta A_i} \int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}'' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}''}_{S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)} \quad (3.21)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Yeterince küçük ışın kesit alanları için $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ terimi bire eşit kabul edilebilir. Dalga boyu başına 10 ışın kuralı geçerli iken Denklem (3.21) sadeleşerek,

$$\int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' = e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir. Bu sonuç Denklem (3.19) ve (3.20)'de yerine koyulursa,

$$\mathbf{A}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \quad (3.23)$$

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \quad (3.24)$$

bağıntıları bulunur.

Bu potansiyellerden uzak alanda elektrik alan vektörü şu şekilde hesaplanabilir,

$$\mathbf{E}_i^s(\mathbf{r}_g) = -j\omega \left[(\hat{\theta} \cdot \mathbf{A}_i + \eta \hat{\phi} \cdot \mathbf{F}_i) \hat{\theta} + (\hat{\phi} \cdot \mathbf{A}_i - \eta \hat{\theta} \cdot \mathbf{F}_i) \hat{\phi} \right] \quad (3.25)$$

Bu denklemde, Denklem (3.23) ve (3.24) yerine koyularak ve düzlemsel dalga için geçerli olan $\eta \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) = \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ bağıntısı kullanılarak gerekli düzenlemeler yapıldığında saçılan alanın dik ve yatay polarizasyonlu bileşenleri,

$$\begin{aligned} E_{i\theta}^s &= \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{-jk_0}{4\pi} e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i (\hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \\ E_{i\phi}^s &= \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{-jk_0}{4\pi} e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i (\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \end{aligned} \quad (3.26)$$

bulunmuş olur [24]. Burada kullanılan $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ elektrik alanı, başlangıç noktasından itibaren geometrik optik kurallarıyla $\mathbf{r}_{A_i}$ çıkış noktasına kadar izlenen alandır.

3.2. Radar Kesit Alanı Hesaplanması

Denklem (3.26) ile uzaktaki bir $\mathbf{r}_g = r \hat{\mathbf{r}}_g$ gözlem noktası için saçılan elektrik alanı hesaplandıktan sonra $\hat{\mathbf{r}}_g$ yönündeki polarizasyona bağlı RKA frekans uzayında

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{4\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{|e^{jk_0 r} 4\pi r E^s|^2}{|E^i|^2} \quad (3.27)$$

formülü ile hesaplanabilir. Burada gelen dalganın polarizasyonu ile saçılan alanın polarizasyonu aynı kabul edilmiştir. Uygulamada, gelen dalga genliği $|E^i| = 1$ V/m olan bir düzlemsel dalga olarak alınabilir. Bu durumda menzilden bağımsız saçılan alanı

$$\bar{E}^s(\omega) = e^{jk_0 r} 4\pi r E^s \quad (3.28)$$

olarak tanımlarsak belirli bir frekanstaki RKA değeri,

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{4\pi} \left| \bar{E}^s(\omega) \right|^2 \quad (3.29)$$

formülünden hesaplanabilir.

3.2.1 Işın Bilgisinden RKA Değeri Hesaplama

Işının genlik ve faz bilgisi kullanılarak RKA değeri hesaplanabilir. Işın sekme yöntemiyle elektrik alan değerlerini ifade edebilmek için

$$\begin{aligned} A_{\theta}^i &= \Delta A_i (\hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \\ A_{\phi}^i &= \Delta A_i (\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \end{aligned} \quad (3.30)$$

tanımlamaları yapılarak, saçılan elektrik alan,

$$E_{\theta,\phi}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \sum_{i.\text{ışın}} e^{-jkz_i} A_{\theta,\phi}^i \quad (3.31)$$

eşitliği ile bulunur.

Bu denklemde en genel halde dalga sayısı k olarak gösterilmiş ve toplam faz gecikmesi için $z_i = d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g$ tanımı kullanılmıştır.

RKA değerini hesaplamak için Denklem (3.31), Denklem(3.27)'de yerine koyulursa,

$$\begin{aligned}
\sigma_{\theta}(\omega) &= \frac{1}{4\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \left| e^{jk_0 r} 4\pi r E_{\theta}^s \right|^2 \\
&= \frac{1}{4\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \left| e^{jk_0 r} 4\pi r \frac{e^{-jk_0 r} - jk_0}{r} \sum_{i.ışın} e^{-jkz_i} A_{\theta}^i \right|^2 \\
&= \frac{1}{4\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \left| \sum_{i.ışın} jk_0 e^{-jkz_i} A_{\theta}^i \right|^2
\end{aligned} \tag{3.32}$$

bağıntısı ile RKA değeri bulunmuş olur [24].

4. TYAR İMGESİ VE SAÇILMA MERKEZLERİ

Yapay Açıklıklı Radar (YAR), geniş açıklıklı gerçek bir radar anteninin etkisinin, dar açıklıklı bir radar anteninin varsayılan açıklığı boyunca hareketiyle yapay olarak elde edilmesi tekniğine dayanır. Yapay olarak elde edilmiş anten genişliğine ve frekans band genişliğine bağlı olarak, YAR çözünürlük hücresi boyutları birkaç santimetreye kadar inebilmekte, böylece hedefin yüksek çözünürlükte görüntülenmesi sağlanmaktadır.

Ters Yapay Açıklıklı Radar (TYAR) (*Inverse Synthetic Aperture Radar, ISAR*) sistemlerde ise antenler sabit olup hedefin hareketiyle suni açıklık oluşturulur. Elde edilen imgede, herhangi bir noktanın piksel yoğunluğu ya da resmin parlaklığı ortalama geri saçılma gücüyle doğru orantılıdır. Yüksek oranda geri saçılmaya sebep olan noktalara “*hot spot*” veya “saçılma merkezi” denir.

Radar Kesit Alanı çalışmalarında, elektriksel olarak büyük bir nesneden elektromanyetik saçılma, nesnenin üzerinde saçılma merkezi olarak adlandırılan ayrı noktalarından kaynaklandığı kabulüyle yaklaşık olarak modellenenir. Saçılma merkezi modeli pek çok radar uygulamasında gerçek karmaşık bir hedefin azaltılmış saçıcı görüntüsüdür. Büyük veri setlerini saklamak yerine yalnızca saçılma merkezinin şiddeti ve konumu bilgisi kullanılarak saçıcının bir boyutlu (1-B) menzil profili, üç boyutlu (3-B) TYAR imgesi ve RKA değeri gerçek zamanlı olarak elde edilebilir.

Herhangi bir hedefin saçılma merkezlerini elde etme probleminin çözümü için çeşitli teknikler bulunmaktadır. Bunun için öncelikle hedefin imzası nümerik hesaplamalarla ya da ölçümle bulunmaktadır. Daha sonra saçılma merkezlerinin yeri ve şiddetinin noktasal saçıcı modeline dayanan parametreleştirme yordamı ile bulunmaktadır. Bu yöntemle elde edilen saçılma merkezleri yalnızca bir ya da iki boyutlu olabilmektedir. Bu tezde kullanılacak olan Seken Işın Yöntemine dayanan yöntemde, yalnızca bir bakış açısından elde edilen ışın izleme sonuçlarından 3-B

saçılma merkezlerini elde edebilmek mümkün olmuştur. Bir saçıcının 3-B TYAR imgesi oluşturmakta SIY ile elde edilen ışın takibi bilgileri doğrudan kullanılabilir. Saıcının saçılma merkezleri ise 3-B TYAR imgesine en fazla katkı yapan yüksek noktaların CLEAN algoritması yardımıyla çekilmesi ile bulunabilmektedir.

Menzil profili RKA değerinin zamana göre değişimi olarak tanımlanmaktadır. Denklem (3.29)'da mutlak değer işleminde faz bilgisi kaybedildiği için menzil profili, RKA değerinden ters *Fourier* dönüşümü aracılığıyla bulunamaz. Bunun yerine menzilden bağımsız saçılan alan kullanılarak menzil profilini hesaplamak gerekir.

4.1. Yapay Açıklıklı Radar

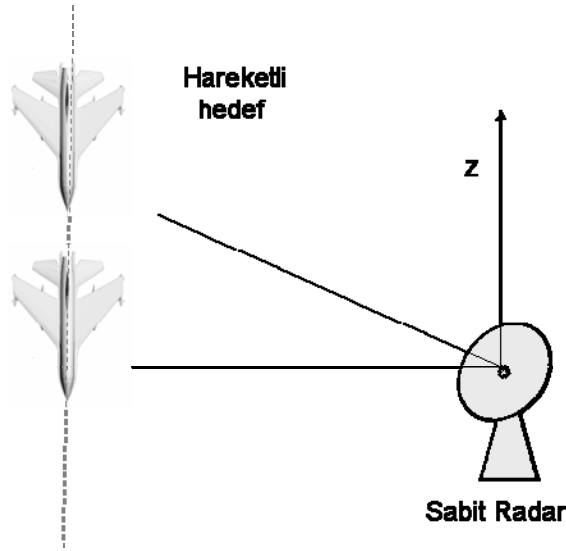
Yapay Açıklıklı Radar (YAR), arazi üzerindeki uzak hedefleri yüksek çözünürlükle görüntüleyen havadan ya da uzaydan algılama tekniğidir.

İlk olarak, 1951'de radar düzgün bir yol boyunca ilerlerken yankı sinyalleri toplandığında alınan sinyalin *Doppler* spektrumunun çok daha büyük bir açıklığı sentezleyebildiği fark edilmiştir. İlk YAR görüntüleri C-46 uçağı ile Florida üzerinde 1953 yılında ölçülmüştür. Uydu üzerinde taşınabilen bir YAR sistemi ise NASA tarafından 1978 yılında geliştirilmiştir. YAR sistemi, menzilde ve çapraz menzilde yüksek çözünürlük sağladığı için gözetleme radarı olduğu kadar, volkan hareketlerinin tahmini, tarım arazilerinde ürün gözetimi, orman sınıflandırmaları çalışmaları gibi pek çok alanda kullanılmaktadır [25].

Radardan hedefe doğru ufuk çizgisine kadar uzanan hat aşağı menzil olarak adlandırılır. Çapraz menzil ise, menzile dik ya da hedef boyunca olan mesafedir. Aşağı menzilde yüksek çözünürlük, gönderilen sinyalin geniş bantlı olmasıyla sağlanır. Çapraz menzilde ise yüksek çözünürlük, radar düz bir yol boyunca ilerlerken farklı açılarda ölçülen hedefin elektromanyetik saçılmasının işlenmesi ile sağlanmaktadır.

4.2. Ters Yapay Açıklıklı Radar

TYAR, hareketli hedeflerin aşağı menzil ve çapraz menzil uzaylarında görüntülenebilmesi için kullanılan güçlü bir sinyal işleme tekniğidir. YAR sistemleri genellikle radar platformu hareketliken hedefin sabit kalması prensibi ile çalışır. Gerekli konumsal (ya da açısal) band genişliği radarın hedef ya da arazi etrafında hareket etmesiyle elde edilir. TYAR sistemlerinde ise radar sabittir, ancak uçak, gemi ya da tank gibi hedeflerin hareketli olması ile Şekil 4.1’de görüldüğü gibi istenen band-genişliği sağlanır.



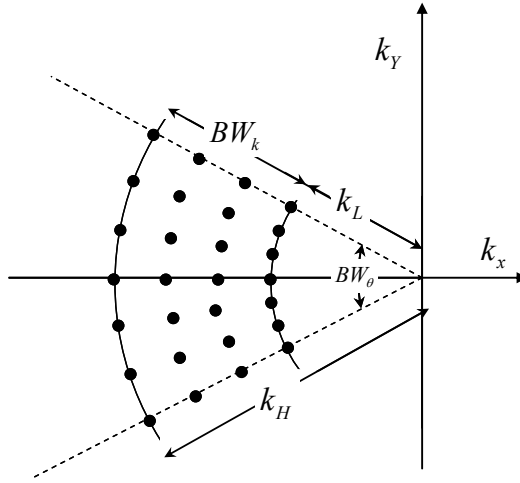
Şekil 4.1 Ters Yapay Açıklıklı Radar

TYAR sisteminde sabit radar hedefin hareketi dolayısıyla açısal verileri toplar. Toplanan TYAR yankı verileri, doğrusal hareketli YAR geometrisi gibi düşünülebilir.

4.3. TYAR İmgesi

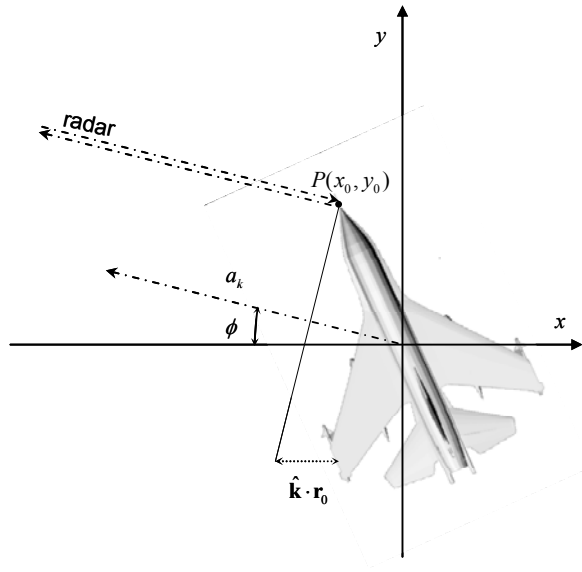
Genellikle iki boyutlu (2-B) TYAR imgeleri, geri saçılan sinyalin aşağı menzil ve çapraz menzilde çeşitli frekans ve bakış açıları ile üretilir. Bu sebeple, alınan veriler değişik frekans ve açılarda 2-B veri aralıklarında toplanır.

Radarin alıcı ve vericisinin aynı konumda olması *monostatik* durumdur. Monostatik durum için ham TYAR verisinin toplanması Şekil 4.2’de gösterilmektedir.



Şekil 4.2 TYAR ham verisinin monostatik durum için Fourier uzayında gösterilmesi

Monostatik TYAR görüntüsü için geometri Şekil 4.3’de görülmektedir. $P(x_0, y_0)$ hedef üzerinde noktasal bir saçıcıdır.



Şekil 4.3 Monostatik TYAR görüntüsü için geometri

Faz merkezi olarak orijin noktası alınırsa, noktasal P saçıcısından uzak-alan geri saçılan alan, azimut açısı ϕ olmak üzere,

$$E_s(k, \phi) = A_0 \exp(j2\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}_0) \quad (4.1)$$

ile gösterilir. Burada A_0 geri saçılan elektrik alanın genliği, $\hat{\mathbf{k}}$ dalga yayılma yönünde vektörel dalga sayısı, $\mathbf{r}_0$ ise orijinden P noktasına doğru olan konum vektörüdür. Dalga sayısı $\hat{\mathbf{k}}$ vektörü x ve y yönlerindeki bileşenleri,

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{k}} &= k \cdot \hat{\mathbf{a}}_k = k_x \cdot \hat{\mathbf{a}}_x + k_y \cdot \hat{\mathbf{a}}_y \\ &= k \cdot (\hat{\mathbf{a}}_x \cos \phi + \hat{\mathbf{a}}_y \sin \phi) \end{aligned} \quad (4.2)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, $\hat{\mathbf{a}}_k$ k yönünde, $\hat{\mathbf{a}}_x$ x yönünde ve $\hat{\mathbf{a}}_y$ y yönünde birim vektörlerdir. Denklem (4.1)'deki faz terimi,

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}_0 &= k(\hat{\mathbf{a}}_x \cos \phi + \hat{\mathbf{a}}_y \sin \phi) \cdot (x_0 \hat{\mathbf{a}}_x \cos \phi + y_0 \hat{\mathbf{a}}_y) \\ &= k \cos \phi \cdot x_0 + k \sin \phi \cdot y_0\end{aligned}\quad (4.3)$$

şeklinde yazılarak yerine koyulursa,

$$E_s(k, \phi) = A_0 e^{j2k \cos \phi x_0} e^{j2k \sin \phi y_0} \quad (4.4)$$

eşitliği bulunur. Bu denklemden de görüldüğü gibi $2k \cos \phi$ ile x_0 arasında ve $2k \sin \phi$ ile y_0 arasında *Fourier* ilişkisi vardır. Böylece, menzilde ve çapraz menzilde 2-B *Fourier* dönüşümü kullanılarak TYAR imgesi oluşturulabilir [25].

4.3.1 Dar Bant ve Küçük Açılı Yaklaşımı ile TYAR Görüntüleme

Frekans band-genişliği BW_f , yeteri kadar küçük ise Denklem (4.4)'de $k \approx k_c$ alınabilir. Burada k_c merkez frekansı f_c olmak üzere dalga sayısıdır. Yapay açıklığın açısal band-genişliği BW_ϕ çoğu TYAR uygulamasında oldukça küçük seçilir. Seçilen açısal band-genişliği için,

$$\begin{aligned}\cos \phi &\approx 1 \\ \sin \phi &\approx \phi\end{aligned}\quad (4.5)$$

yaklaşıklıkları kabul edilebilir. Bu durumda Denklem (4.4),

$$E_s(k, \phi) \cong A_0 \exp(j2k x_0) \cdot \exp(j2k_c \phi y_0) \quad (4.6)$$

şeklinde yazılabilir. Şekil 4.2'de görülen iki boyutlu kutupsal verinin, ayrık Fourier dönüşümü kullanmayı mümkün kılan eşit dikdörtgensel aralıklarda olduğu yaklaşık olarak kabul edilebilir. Bu durumda, P noktasındaki bir noktasal saçıcının menzilde ve çapraz menzilde görüntüsünü elde etmek için Denklem (4.6)'nın k ve ϕ 'ye göre iki boyutlu ters *Fourier* dönüşümü,

$$IFT_{2B} \{E_s(k, \phi)\} \cong A_0 \cdot IFT_{1B} \{e^{j2k x_0}\} \cdot IFT_{1B} \{e^{j2k_c \phi y_0}\} \quad (4.7)$$

şeklindedir. Bir hedefin 2B TYAR imgesi, saçılan alanın Fourier integrali ile gösterilir.

$$TYAR(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_s(k, \phi) \cdot e^{j2k \cdot x} \cdot e^{j2k_c \phi \cdot y} \cdot d(k) \cdot d(k_c \phi) \quad (4.8)$$

Denklem (4.8)'deki frekans ve açısal band-genişlikleri sonlu olduğundan integral sonlu olmak durumundadır [25].

4.3.2 TYAR Görüntüsünde Çözünürlük, Band-genişliği ve Örneklemeye

TYAR görüntüsünün menzil çözünürlüğü Denklem (4.6)'nın ilk faz teriminden görüldüğü gibi, dalga sayısı band-genişliği BW_k olmak üzere,

$$\Delta r = \frac{2\pi}{2BW_k} = \frac{c}{BW_f} \quad (4.9)$$

ile tanımlanır. Benzer şekilde çapraz menzil çözünürlüğü ise,

$$\Delta x = \frac{2\pi}{2k_c BW_\phi} = \frac{c}{2f_c BW_\phi} = \frac{\lambda_c}{2BW_\phi} \quad (4.10)$$

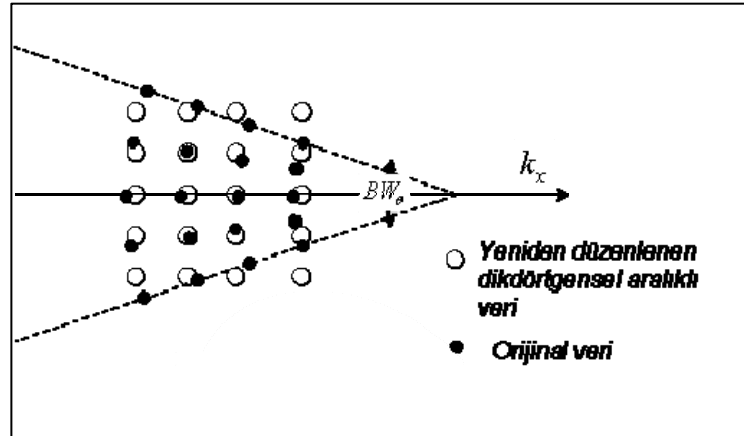
olarak bulunur. Böylece, geniş frekans band-genişliği iyi menzil çözünürlüğüne ve geniş açısal band-genişliği iyi çapraz menzil çözünürlüğüne karşılık gelir. Örneğin, bir hedefin elektromanyetik yansıtıcılığı için ölçüm verileri, açısal band-genişliği 11.5 derece ve frekans aralığı 9.5 GHz - 10.5 GHz frekans aralığında alınmışsa, menzil çözünürlüğü ve çapraz menzil çözünürlüğü 15 cm olarak bulunur.

Menzil ve çapraz menzildeki çözünürlük bilindiğinden örnekleme noktalarının sayısı ile imgenin büyüklüğü bulunabilir. Eğer frekans aralığında N kez, açısal aralıkta M kez örnekleme yapılırsa imge uzayının band-genişlikleri,

$$\begin{aligned} BW_r &= N \cdot \Delta r = \frac{N \cdot c}{2 \cdot BW_f} \\ BW_x &= M \cdot \Delta x = \frac{M \cdot c}{2 \cdot BW_\phi} \end{aligned} \quad (4.11)$$

bağıntılarıyla bulunur. Örneğin, 2B veri, menzil ve çapraz menzil uzayında 128 örnek alınarak toplandıysa imgenin boyutları 19.2 m x 19.2 m olarak bulunur.

4.3.3 Geniş Band ve Büyük Açı Yaklaşımı ile TYAR Görüntüleme



Şekil 4.4 Kutupsal TYAR verisinin dikdörtgensel olarak yeniden biçimlendirilmesi

Eğer Bölüm 4.3.1’de kabul edilen küçük açı ve dar band yaklaşımları kullanılamıyorsa, Denklem (4.8)’de verilen TYAR görüntüsü tümleştirmesi en genel haliyle,

$$\begin{aligned} TYAR(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_s(k, \phi) \cdot e^{j2k \cdot r} d(k) \cdot d(\phi) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_s(k, \phi) \cdot e^{j2k \cos \phi \cdot x} \cdot e^{j2k \sin \phi \cdot y} d(k) \cdot d(\phi) \end{aligned} \quad (4.12)$$

olarak yazılabilir.

Ancak, ölçülen orijinal veriden TYAR imgesini oluşturmak amacıyla ayrık Fourier dönüşümü kullanılabilmesi için örneklerin düzgün aralıklı olması gerekmektedir. Bu sebeple veriler, Şekil 4.4’de görüldüğü gibi kutupsal koordinatlardan kartezyen koordinatlara dönüştürülmelidir [25]. SIY ile TYAR görüntüsü oluşturma bir benzetim metodu olduğundan bu kısıt geçerli değildir.

4.4. SIY ile Saçılma Merkezlerinin Belirlenmesi

Bir hedefin bir bakış açısında 3-B TYAR imgesi, SIY kullanılarak oluşturulabilmektedir. Burada temel fikir, her ışın için ışın saçınım fonksiyonunu ayrı ayrı ekleyerek imgenin güncellenmesidir.

Küçük açılı görüntüleme için ışın saçınım fonksiyonu kapalı formda bilinmektedir. Bu fonksiyon her ışının 3-B TYAR imgesine genliği ile orantılı katkı sağlamaktadır. Böylece, farklı bakış açılarında ışın izleme algoritması ile elde edilebilen büyük veri setlerine gereksinim kalmadan 3-B TYAR imgesi oluşturulabilmektedir. Daha sonra imge işleme algoritması olan CLEAN ile 3-B saçılma merkezlerinin pozisyonları ve şiddetleri elde edilebilmektedir.

CLEAN algoritması ilk kez radyo astronomi alanında kullanılmış ve mikrodalga imgelerinin modellenmesi için uyarlanmıştır [26]. Bu algoritma döngüseldir, imgedeki en yüksek noktayı başarıyla bulur, bu noktanın saçılma merkezi olduğu kabulüyle şiddetine karşılık gelen genliğini belirler ve bu noktayı ışın saçınım fonksiyonu ile birlikte imgeden çıkartır.

4.4.1 SIY ile 3-B TYAR İmgesi Oluşturma

Bir hedefin 3-B saçılma merkezi modelini bulmak için öncelikle 3-B TYAR imgesi oluşturulmalıdır. Bu amaçla SIY yönteminden yararlanılabilir.

SIY yöntemi ile saçılan alanların bulunması için saçıcıya bakış yönüne dik bir referans düzlemden düzlemsel dalgayı temsil eden yoğun eşit aralıklı ışınlar gönderilir. Gönderilen her bir ışın geometrik optik kurallarıyla izlenir. Saıcının sınırında, ortam süreksizliğinden dolayı oluşan yansıyan ve kırılan ışınlar da ayrı ayrı izlenir. Bu bölümde, saçıcı mükemmel iletken kabul edildiğinden kırılan ışın olmadığı ve her sekmede tam yansıma gerçekleştiği varsayılacaktır.

Işının saçıcıyı terk ettiği noktada her ışının saçılan alana katkısı ışın tüpü entegrasyonu ile bulunur. SIY tekniğinde ışın tüpü integrasyonu frekans uzayında alınmaktadır. Bhalla ve Ling tarafından yapılan çalışmalarda 2-B TYAR imgesini oluşturmak üzere bu tümleştirme imge uzayında hesaplanarak kapalı formda 2-B ışın saçınım fonksiyonu elde edilmiştir [10]. Bu hesaplama benzer şekilde 3-B ışın saçınım fonksiyonu da bulunabilmektedir.

4.4.2 3-B Işın Saçınım Fonksiyonu

Bir hedefin 3-B TYAR imgesini elde etmek için, hesaplanan saçılan alanın frekans ve bakış açısı üzerinden ters *Fourier* dönüşümü alınmaktadır. SIY kullanılarak geliştirilen yöntemde ise her ışının TYAR imgesine doğrudan katkısı hesaplanarak TYAR imgesi imge uzayında doğrudan oluşturulmaktadır.

Her ışının imgeye katkısı ışın saçınım fonksiyonu ile hesaplanmaktadır. Işın saçınım fonksiyonunu bulmak için toplam saçılan alan ifadesi Denklem (3.26)'da verildiği şekilde bulunabilir. Hedefin mükemmel iletken olması durumunda, ışının katettiği yoldan dolayı oluşan faz gecikmesi de bu denklemde gösterilmelidir. Bu durumda, d_i i . ışının kat ettiği mesafe olmak üzere elektrik alan bileşenleri,

$$E_{\theta}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \sum_{i.ışın} e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} \Delta A_i (\hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \quad (4.13)$$

$$E_{\phi}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \sum_{i.ışın} e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} \Delta A_i (\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \quad (4.14)$$

olarak yazılabilir.

Elektrik alanın frekanstan bağımsız kısmı her ışın için elde edilen ışın genlikleri değerini oluşturur. İki polarizasyonda elde edilen ışın genlikleri,

$$A_{\theta}^i = \Delta A_i (\hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \quad (4.15)$$

$$A_{\phi}^i = \Delta A_i (\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})] \quad (4.16)$$

olarak tanımlandığında bu denklemler,

$$E_{\theta}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \sum_{i.ışın} e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} A_{\theta}^i \quad (4.17)$$

$$E_{\phi}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \sum_{i.ışın} e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} A_{\phi}^i \quad (4.18)$$

olarak ifade edilebilir.

3-B TYAR imgesini oluşturmak için üç boyutlu *Fourier* dönüşümü konumsal uzayda (*spatial domain*) hesaplanır.

$$O_{\theta,\phi}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_V \tilde{O}_{\theta,\phi}(k_x, k_y, k_z) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-jk_z z} dk_x dk_y dk_z \quad (4.19)$$

Burada $O_{\theta,\phi}(x,y,z)$ hedefin TYAR imgesi, $\tilde{O}_{\theta,\phi}(k_x,k_y,k_z)$ ise menzil bağımsız saçılan alan ifadesidir.

$$E_{\theta,\phi}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{-jk}{4\pi} \tilde{O}_{\theta,\phi}(k_x,k_y,k_z) \quad (4.20)$$

Denklem (4.17)'deki ifadeden $\tilde{O}_{\theta,\phi}(k_x,k_y,k_z)$ iki şekilde yazılabilir [27].

$$\tilde{O}_{\theta,\phi}(k_x,k_y,k_z) = \sum_{i.işin} e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} A_{\theta,\phi}^i = \frac{4\pi}{-jk} \frac{r}{e^{-jkr}} E_{\theta,\phi}^s \quad (4.21)$$

Bu denklem, (4.19)'da yerine koyularak,

$$O_{\theta,\phi}(x,y,z) = \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i.işin} A_{\theta,\phi}^i \iiint_V e^{-jk(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-jk_z z} dk_x dk_y dk_z \quad (4.22)$$

elde edilir.

4.4.2.1 Uzaysal Konumda Saçılan Alanın Fourier Dönüşümü

Denklem (4.22)'de elde edilen integralin değerinin kapalı formda bulunabilmesi için sınır değerleri bilinmelidir. İntegralin alındığı hacim, küçük açı yaklaşımı altında $k_{\min}, k_{\max}; -\theta_0, \theta_0$ ve $-\phi_0, \phi_0$ sınırları arasındadır. Burada temel kabul, integral hacminin dikdörtgenler prizması şeklinde olduğudur. Bu kabul, integral sonucunun 'sinc' fonksiyonu olarak çıkmasına yol açmakta ve 'sinc' fonksiyonunun bilinen özelliklerinden dolayı ileride açıklanacak bazı güçlülere neden olmaktadır. Bu güçlükleri açıklayabilmek için bu yaklaşımla elde edilen sonuçlar aşağıda açıklanmıştır.

Üstel terimin açık ifadesi,

$$\begin{aligned}\mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g &= (x_i \hat{\mathbf{x}} + y_i \hat{\mathbf{y}} + z_i \hat{\mathbf{z}}) \cdot (\sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta \hat{\mathbf{z}}) \\ &= x_i \sin \theta \cos \phi + y_i \sin \theta \sin \phi + z_i \cos \theta\end{aligned}\quad (4.23)$$

denklemden yerine koyulduğunda ve dalga sayısı bileşenleri açık yazıldığında;

$$\begin{aligned}k_x &= k \sin \theta \cos \phi \\ k_y &= k \sin \theta \sin \phi \\ k_z &= k \cos \theta\end{aligned}\quad (4.24)$$

ve düzenlendiğinde,

$$\begin{aligned}O_{\theta,\phi}(x,y,z) &= \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i,\text{ışın}} A_{\theta,\phi}^i \iiint_V e^{-jk d_i} e^{-jk \sin \theta \cos \phi (x-x_i)} \times \\ &\quad e^{-jk \sin \theta \sin \phi (y-y_i)} e^{-jk \cos \theta (z-z_i)} dk_x dk_y dk_z\end{aligned}\quad (4.26)$$

olarak bulunur. Bu integrali çözebilmek için herhangi bir fonksiyonun bir sabit değer etrafındaki Taylor açılımı kullanılabilir.

$$f(x) = f_0 + (x-x_0)f_0' + \frac{(x-x_0)^2}{2!}f_0'' + \dots + \frac{(x-x_0)^{(n)}}{n!}f_0^{(n)}\quad (4.27)$$

Taylor açılımı yardımıyla bilinmeyen $\theta = \theta_0$ ve $\phi = \phi_0$ etrafında birinci dereceden yaklaşıklıkla yazılabilir.

$$\begin{aligned}\sin \theta &\approx \sin \theta_0 + (\theta - \theta_0) \cos \theta_0 \\ \sin \phi &\approx \sin \phi_0 + (\phi - \phi_0) \cos \phi_0 \\ \cos \theta &\approx \cos \theta_0 - (\theta - \theta_0) \sin \theta_0 \\ \cos \phi &\approx \cos \phi_0 - (\phi - \phi_0) \sin \phi_0\end{aligned}\quad (4.28)$$

Bu denklemden $k = k_0 + (k - k_0)$ olmak üzere;

$$\begin{aligned}
\tilde{k} &= k - k_0, & d\tilde{k} &= dk \\
\tilde{\theta} &= \theta - \theta_0, & d\tilde{\theta} &= d\theta \\
\tilde{\phi} &= \phi - \phi_0, & d\tilde{\phi} &= d\phi
\end{aligned} \tag{4.29}$$

tanımları kullanılırsa integralin ikinci üstel terimi,

$$e^{-jk \sin \theta \cos \phi (x-x_i)} = e^{-j[k_0 + \tilde{k}][\sin \theta_0 + \tilde{\theta} \cos \theta_0][\cos \phi_0 - \tilde{\phi} \sin \phi_0](x-x_i)} \tag{4.30}$$

olarak yazılabilir. Yalnızca üstel terim,

$$\begin{aligned}
-jk \sin \theta \cos \phi (x-x_i) &= -j[k_0 + \tilde{k}][\sin \theta_0 \cos \phi_0 (x-x_i) \\
&\quad + \tilde{\theta} \cos \theta_0 \cos \phi_0 (x-x_i) \\
&\quad - \tilde{\phi} \sin \theta_0 \sin \phi_0 (x-x_i) \\
&\quad - \tilde{\theta} \tilde{\phi} \cos \theta_0 \sin \phi_0 (x-x_i)]
\end{aligned} \tag{4.31}$$

olarak açılabilir. Benzer şekilde üçüncü terim,

$$e^{-jk \sin \theta \sin \phi (y-y_i)} = e^{-j[k_0 + \tilde{k}][\sin \theta_0 + \tilde{\theta} \cos \theta_0][\sin \phi_0 - \tilde{\phi} \cos \phi_0](y-y_i)} \tag{4.32}$$

olarak yazılır. Yalnızca üstel terim incelendiğinde,

$$\begin{aligned}
-jk \sin \theta \sin \phi (y-y_i) &= -j[k_0 + \tilde{k}][\sin \theta_0 \sin \phi_0 (y-y_i) \\
&\quad + \tilde{\theta} \sin \phi_0 \cos \theta_0 (y-y_i) \\
&\quad + \tilde{\phi} \cos \phi_0 \sin \theta_0 (y-y_i) \\
&\quad - \tilde{\theta} \tilde{\phi} \cos \phi_0 \cos \theta_0 (y-y_i)]
\end{aligned} \tag{4.33}$$

bulunur. Son terim ise,

$$\begin{aligned}
e^{-jk \cos \theta (z-z_i)} &= e^{-j[k_0 + \tilde{k}][\cos \theta_0 + \tilde{\theta} \sin \theta_0](z-z_i)} \\
&= e^{-j[k_0 + \tilde{k}][\cos \theta_0 (z-z_i) + \tilde{\theta} \sin \theta_0 (z-z_i)]}
\end{aligned} \tag{4.34}$$

olarak bulunur.

4.4.2.2 İntegralin Hesaplanması

Hacim integrali parametrelerinin değişmesinden dolayı integrale Jakobien terimi katılmalıdır.

$$O_{\theta,\phi}(x,y,z) = \iiint_V I(k_x, k_y, k_z) dk_x dk_y dk_z = \iiint_V I(k, \theta, \phi) \underbrace{\frac{\partial(k_x, k_y, k_z)}{\partial(k, \theta, \phi)}}_J dk d\theta d\phi \quad (4.35)$$

Denklem (4.24) eşitliği göz önüne alınarak şu şekilde bulunur.

$$\begin{aligned} J &= \frac{\partial(k_x, k_y, k_z)}{\partial(k, \theta, \phi)} \\ &= \begin{vmatrix} \partial k_x / \partial k & \partial k_x / \partial \theta & \partial k_x / \partial \phi \\ \partial k_y / \partial k & \partial k_y / \partial \theta & \partial k_y / \partial \phi \\ \partial k_z / \partial k & \partial k_z / \partial \theta & \partial k_z / \partial \phi \end{vmatrix} \\ &= \begin{vmatrix} \sin \theta \cos \phi & k \cos \theta \cos \phi & -k \sin \theta \sin \phi \\ \sin \theta \sin \phi & k \cos \theta \sin \phi & k \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta & -k \sin \theta & 0 \end{vmatrix} \\ &= k^2 \sin \theta \end{aligned} \quad (4.36)$$

Değişken dönüşümü Jakobiyen için de yapılırsa şu ifade elde edilir.

$$\begin{aligned} J &= k^2 \sin \theta \\ &= (k_0 + \tilde{k})^2 (\sin \theta_0 + (\theta - \theta_0) \cos \theta_0) \\ &= (k_0^2 + 2k_0 \tilde{k} + \tilde{k}^2) (\sin \theta_0 + \tilde{\theta} \cos \theta_0) \\ &= k_0^2 \sin \theta_0 + \tilde{\theta} k_0^2 \cos \theta_0 + \tilde{k} 2k_0 \sin \theta_0 + \tilde{k} \tilde{\theta} 2k_0 \cos \theta_0 + \tilde{k}^2 \sin \theta_0 + \tilde{k}^2 \tilde{\theta} \cos \theta_0 \\ &\approx k_0^2 \sin \theta_0 \end{aligned} \quad (4.37)$$

Denklem (4.26)'da bu açılımlar yerine koyularak tekrar düzenlendiğinde,

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) = & \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i,\text{ışın}} A_{\theta,\phi}^i \\
& \iiint_V e^{-j[k_0 + \tilde{k}][d_i + \sin \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \theta_0 \sin \phi_0 (y - y_i) + \cos \theta_0 (z - z_i)]} \\
& e^{-j[k_0 + \tilde{k}]\tilde{\theta}[\cos \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \phi_0 \sin \theta_0 (y - y_i) - \sin \theta_0 (z - z_i)]} \\
& e^{-j[k_0 + \tilde{k}]\tilde{\phi}[-\sin \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \sin \theta_0 (y - y_i)]} \\
& e^{-j[k_0 + \tilde{k}]\tilde{\theta}\tilde{\phi}[-\cos \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \cos \theta_0 (y - y_i)]} \\
& k_0^2 \sin \theta_0 d\tilde{k} d\tilde{\theta} d\tilde{\phi}
\end{aligned} \tag{4.38}$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı düzenlenerek,

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) = & \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i,\text{ışın}} A_{\theta,\phi}^i \\
& e^{-jk_0[d_i + \sin \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \theta_0 \sin \phi_0 (y - y_i) + \cos \theta_0 (z - z_i)]} \\
& \iiint_V e^{-j\tilde{k}[d_i + \sin \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \theta_0 \sin \phi_0 (y - y_i) + \cos \theta_0 (z - z_i)]} \\
& e^{-jk_0\tilde{\theta}[\cos \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \phi_0 \cos \theta_0 (y - y_i) - \sin \theta_0 (z - z_i)]} \\
& e^{-jk_0\tilde{\phi}[-\sin \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \sin \theta_0 (y - y_i)]} \\
& e^{-jk_0\tilde{\theta}\tilde{\phi}[-\cos \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \cos \theta_0 (y - y_i)]} \\
& e^{-j\tilde{k}\tilde{\theta}[\cos \theta_0 \cos \phi_0 (x - x_i) + \sin \phi_0 \cos \theta_0 (y - y_i) - \sin \theta_0 (z - z_i)]} \\
& e^{-j\tilde{k}\tilde{\phi}[-\sin \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \sin \theta_0 (y - y_i)]} \\
& e^{-j\tilde{k}\tilde{\theta}\tilde{\phi}[-\cos \theta_0 \sin \phi_0 (x - x_i) + \cos \phi_0 \cos \theta_0 (y - y_i)]} k_0^2 \sin \theta_0 d\tilde{k} d\tilde{\theta} d\tilde{\phi}
\end{aligned} \tag{4.39}$$

denklemini bulunur. Burada (x_i, y_i, z_i) ışının hedef üzerinde çarptığı son noktanın koordinatlarıdır. Eğer ışın çoklu sekme yapıyorsa (x_i, y_i) noktaları ilk çarpma noktası ile son çarpma noktasının ortalaması olarak alınır.

Denklem (4.39)'da iki ya da üç varyanslı integral terimleri integral aralıkları küçük açı olduğu yaklaşımından dolayı ihmal edilebilir. Bu durumda integral ifadesi;

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) \approx & \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i.işın} A_{\theta,\phi}^i \\
& e^{-jk_0[d_i + \sin \theta_0 \cos \phi_0(x-x_i) + \sin \theta_0 \sin \phi_0(y-y_i) + \cos \theta_0(z-z_i)]} \\
& \iiint_V e^{-j\tilde{k}[d_i + \sin \theta_0 \cos \phi_0(x-x_i) + \sin \theta_0 \sin \phi_0(y-y_i) + \cos \theta_0(z-z_i)]} (4.40) \\
& e^{-jk_0\tilde{\theta}[\cos \theta_0 \cos \phi_0(x-x_i) + \sin \phi_0 \cos \theta_0(y-y_i) - \sin \theta_0(z-z_i)]} \\
& e^{-jk_0\tilde{\phi}[-\sin \theta_0 \sin \phi_0(x-x_i) + \cos \phi_0 \sin \theta_0(y-y_i)]} \\
& k_0^2 \sin \theta_0 d\tilde{k} d\tilde{\theta} d\tilde{\phi}
\end{aligned}$$

olarak bulunur.

4.4.2.3 İntegral Hacminde Küçük Açı Yaklaşımı

Gelen dalganın x yönünde olduğu durum için $\phi = 0$ açısında ve $\theta = \pi/2$ etrafında küçük açı aralıklarında gözlem yapıldığı düşünülerek;

$$\begin{aligned}
\sin \theta_0 &\approx 1 & \cos \theta_0 &\approx 0 \\
\sin \phi_0 &\approx 0 & \cos \phi_0 &\approx 1
\end{aligned} \tag{4.41}$$

yaklaşımları yapılarak integral ifadesi sadeleştirilebilir.

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) = & \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i.işın} A_{\theta,\phi}^i k_0^2 e^{-jk_0[d_i + (x-x_i)]} \times \\
& \iiint_V e^{-j\tilde{k}(d_i + x-x_i)} e^{-jk_0\tilde{\phi}(y-y_i)} e^{jk_0\tilde{\theta}(z-z_i)} d\tilde{k} d\tilde{\theta} d\tilde{\phi}
\end{aligned} \tag{4.42}$$

Denklem (4.42)'deki integralin sınırları $k_{\min} < k < k_{\max}$ ve açı aralıkları da $-\theta_0 < \theta < \theta_0$ ve $-\phi_0 < \phi < \phi_0$ olarak doğrudan hesaplanabilir.

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) = \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i,1\leq i \leq n} A_{\theta,\phi}^i k_0^2 e^{-jk_0[d_i + (x-x_i)]} \\
\int_{-\Delta k/2}^{\Delta k/2} e^{-j\tilde{k}(d_i + x - x_i)} d\tilde{k} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} e^{-jk_0\tilde{\phi}(y-y_i)} d\tilde{\phi} \quad (4.43) \\
\int_{-\theta_0}^{\theta_0} e^{jk_0\tilde{\theta}(z-z_i)} d\tilde{\theta}
\end{aligned}$$

İlk integralin çözümü;

$$\begin{aligned}
& \int_{-\Delta k/2}^{\Delta k/2} e^{-j\tilde{k}[d_i + (x-x_i)]} d\tilde{k} = \\
& = \frac{-2[e^{j\Delta k[d_i + (x-x_i)]/2} - e^{-j\Delta k[d_i + (x-x_i)]/2}]}{2j(d_i + x - x_i)} \quad (4.44) \\
& = \frac{-2}{(d_i + x - x_i)} \sin[\Delta k(d_i + x - x_i)/2] \\
& = -\Delta k \operatorname{sinc}[\Delta k(d_i + x - x_i)/2]
\end{aligned}$$

şeklinde bulunmuştur. İkinci integral ise,

$$\begin{aligned}
& \int_{-\Delta\phi}^{\Delta\phi} e^{-jk_0\tilde{\phi}[(y-y_i)]} d\tilde{\phi} = \frac{-2[e^{jk_0\Delta\phi(y-y_i)} - e^{-jk_0\Delta\phi(y-y_i)}]}{2jk_0(y-y_i)} \\
& = \frac{-2}{k_0(y-y_i)} \sin[k_0\Delta\phi(y-y_i)] \quad (4.45) \\
& = -2\Delta\phi \frac{\sin[k_0\Delta\phi(y-y_i)]}{k_0\Delta\phi(y-y_i)} \\
& = -2\Delta\phi \operatorname{sinc}[k_0\Delta\phi(y-y_i)]
\end{aligned}$$

sonucunu vermektedir. Son integral terimi;

$$\begin{aligned}
\int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} e^{jk_0\tilde{\theta}(z-z_i)} d\tilde{\theta} &= \frac{2[e^{-jk_0\Delta\theta(z-z_i)} - e^{jk_0\Delta\theta(z-z_i)}]}{2jk_0(z-z_i)} \\
&= \frac{-2}{k_0(z-z_i)} \sin[k_0\Delta\theta(z-z_i)] \\
&= -2\Delta\theta \operatorname{sinc}[k_0\Delta\theta(z-z_i)]
\end{aligned} \tag{4.46}$$

olarak bulunur. Sonuçlar Denklem (4.42)'de yerine koyulursa integralin değeri kapalı formda bulunmuş olur.

$$\begin{aligned}
O_{\theta,\phi}(x,y,z) &= \frac{-1}{8\pi^3} \sum_{i.\text{ışın}} A_{\theta,\phi}^i k_0^2 e^{-jk_0(d_i+x-x_i)} \\
&\quad (-\Delta k \operatorname{sinc}[\Delta k(d_i+x-x_i)/2]) \\
&\quad (-2\Delta\phi \operatorname{sinc}[k_0\Delta\phi(y-y_i)]) \\
&\quad (-2\Delta\theta \operatorname{sinc}[k_0\Delta\theta(z-z_i)])
\end{aligned} \tag{4.47}$$

Bu ifade düzenlenerek 3-B noktasal yayılma fonksiyonu (*point spread function*) ya da ışın saçınım fonksiyonu (*ray spread function*) $h(x,y,z)$ bulunur.

$$O_{\theta,\phi}(x,y,z) = \frac{\Delta k \Delta\phi \Delta\theta k_0^2}{2\pi^3} \sum_{i.\text{ışın}} A_{\theta,\phi}^i h(x-x_i, y-y_i, z-z_i) \tag{4.48}$$

$$h(x,y,z) = e^{-jk_0(d_i+x)} \operatorname{sinc}(\Delta k(d_i+x)/2) \operatorname{sinc}(k_0\Delta\phi y) \operatorname{sinc}(k_0\Delta\theta z) \tag{4.49}$$

Bu eşitlikte x yönünde oluşan profil, aşağı menzil profili, y ve z yönlerinde oluşan profiller ise çapraz menzil profilleridir.

4.4.3 3-B Menzil Profili

Literatürde en sık kullanılan haliyle aşağı menzil profili z yönünde kabul edilerek ışın saçınım fonksiyonu,

$$h(x,y,z) = e^{-jk_0(d_i+z)} \operatorname{sinc}(\Delta k(d_i+z)/2) \operatorname{sinc}(k_0\Delta\theta x) \operatorname{sinc}(k_0\Delta\phi y) \tag{4.50}$$

olarak tanımlanabilir. Burada $(d_i + z)/2 = z'$ toplam gecikme olarak alınırsa 3-B ışın saçınım fonksiyonu,

$$h(x, y, z) = e^{-2jk_0z} k_0 \text{sinc}(\Delta k z) \text{sinc}(k_0 \Delta \theta x) \text{sinc}(k_0 \Delta \phi y) \quad (4.51)$$

olarak bulunur [28]. Merkez frekansa ilişkin dalga sayısı k_0 , band genişliği Δk , x ve y yönlerindeki açısal genişlik $\Delta \theta$ ve $\Delta \phi$ ile gösterilmiştir. Hedefin 3-B TYAR imgesi ise,

$$\text{3-B İmge } (x, y, z) = O(x, y, z) = \sum_{i.ışın} \alpha_i h(x - x_i, y - y_i, z - z_i) \quad (4.52)$$

olarak ifade edilir. Burada x_i ve y_i hedef üzerindeki sekme noktasının çapraz menzil yerleri, z_i ise i 'inci ışının toplam menzil gecikmesidir. Işıdan bağımsız sabit terimler tüm TYAR imgesini aynı katsayı ile çarpmak anlamına geldiğinden sonucu etkilemez. Yani, yalnızca ışına bağımlı katsayının kullanılması daha anlamlıdır ve $\alpha_i = A_{\theta, \phi}^i$ olarak almak yanlışlığa yol açmaz.

4.5. Saçılma Merkezlerinin TYAR İmgesine Katkısı

Saçılma merkezleri geri saçılmanın en şiddetli olduğu noktalardır ve TYAR imgesinin ve RKA değerinin oluşmasında en çok katkıyı yaparlar. Öyle ki, cismin bakış açısına göre yansıtıcılığı bu noktalar seti ile ifade edilebilmektedir. Bir nesnenin 3-B TYAR imgesi biliniyorsa, bu imge, yaklaşık olarak (x_n, y_n, z_n) koordinatlarında yer alan ve A_n ağırlıklarına sahip noktalar kümesiyle yani saçılma merkezleri ile gösterilebilir. Saçılma merkezleri biliniyorsa 3B-TYAR imgesi şu şekilde yaklaşık olarak yeniden üretilebilir.

$$\text{3-B İmge } (x, y, z) \approx \sum_{n \text{ saçılma merkezi}} A_n h(x - x_n, y - y_n, z - z_n) \quad (4.53)$$

Burada ışın saçınım fonksiyonu h , Denklem (4.51)'de verildiği gibidir. Denklem (4.53) ile Denklem (4.52) arasındaki benzerlik 3-B TYAR imgesinin ışın bilgilerinden olduğu gibi saçılma merkezlerinden de elde edilebileceğini göstermektedir.

Işın izleme bilgilerine göre çok daha az veri içeren saçılma merkezi seti doğru elde edilirse bir hedefin 3-B TYAR imgesi ve RKA değeri yeniden oluşturulabilir. Ortalama 30-40 metre boylarında bir hedef için yüksek frekanslarda 3-B TYAR imgesinin oluşumuna milyonlarca ışın Denklem (4.52)'deki gibi katkıda bulunurken Denklem (4.53) kullanılarak 100-200 adet saçılma merkezi ile aynı imge oluşturulabilmekte ve RKA değeri elde edilebilmektedir.

4.6. TYAR İmgesinden Saçılma Merkezlerinin Bulunması

Saçılma merkezlerinin bulunması için CLEAN algoritması kullanılmaktadır. Bu algorithmada 3-B TYAR imgesinin en yüksek genlikteki noktası alınarak bu noktada bir saçılma merkezi olduğu varsayılır. Böylelikle bir saçılma merkezi, en yüksek genliğin bulunduğu (x_n, y_n, z_n) noktasında bulunmuş olur. Bu saçılma merkezinin şiddeti A_n , o noktadaki imgenin genlik değerine eşittir. Bu şekilde bulunan n 'inci saçılma merkezi ışın saçınım fonksiyonu ile beraber imgeden çıkarılır.

$$\text{Kalan 3-B İmge}_{n+1}(x, y, z) = \text{Kalan 3-B İmge}_n(x, y, z) - A_n h(x - x_n, y - y_n, z - z_n) \quad (4.54)$$

Bu yöntem N döngü sonunda belirli bir sonlanma ölçütü sağlanana kadar devam eder. CLEAN algoritması, imgedeki enerjiyi monotonik olarak azalttığı için sonlanma ölçütü olarak imgedeki maksimum genliğin başlangıçtaki maksimum genliğin belirli bir yüzdesine ulaşması olarak seçilebilir.

Bu şekliyle üç boyutta saçılma merkezlerinin bulunması hem işlem yükü hem de bellek kullanımı açısından çok yoğundur. Bu yoğunluk tüm uzay koordinatlarında 3-B TYAR imgesinin oluşturulmasından meydana gelmektedir. Örneğin 128x128x128 noktadan oluşan bir imgeyi güncellemek için ışın başına $(128)^3$ adet kompleks işlem gerekir. On milyon ışından TYAR imgesi oluşturmak için ise yaklaşık 2×10^{13} kompleks işlem yapılmalıdır.

İşlem yükünü azaltmak için öncelikle muhtemel saçılma noktaları tespit edilerek tüm imgenin yeniden oluşturulması önlenabilir. Bu amaçla Denklem (4.52) konvolüsyon formunda ışın saçılım fonksiyonu,

$$h(x, y, z) = e^{-2jk_0z} k_0 \text{sinc}(\Delta k z) \text{sinc}(k_0 \Delta \theta x) \text{sinc}(k_0 \Delta \phi y) \quad (4.55)$$

olmak üzere,

$$\text{3-B İmge } (x, y, z) = \left[\sum_{i. \text{ışın}} \alpha_i \delta(x - x_i) \delta(y - y_i) \delta(z - z_i) \right] * h(x, y, z) \quad (4.56)$$

olarak yazılabilir.

Yöntem olarak öncelikle, menzil ve çapraz menzil yönlerinde 1-B TYAR imgeleri, yani aşağı menzil ve çapraz menzil profilleri oluşturulur. Her boyutta ayrı ayrı 1-B saçılma merkezleri bulunur. 1-B saçılma merkezleri, 3-B saçılma merkezlerinin menzil ve çapraz menzillere izdüşüm noktalarıdır ve kesişimleri muhtemel 3-B saçılma merkezlerinin olası yerlerini gösterir. Böylece TYAR imgesi tüm uzayda değil yalnızca muhtemel saçılma merkezlerinin olduğu yerlerde güncellenerek işlem sayısı azaltılır. CLEAN algoritması bu noktalardaki maksimum genlik değerlerden çekme işlemi yapar.

4.6.1 Bir Boyutlu Işın Saçınım Fonksiyonları

SIY ile ışın izleme metodu kullanılarak $\{A_n, x_n, y_n, z_n\}$ nokta setini doğru ve hızlı bulabilmek için öncelikle 1-B saçılma merkezleri elde edilir. 1-B saçılma merkezlerinin kesişimleri 3-B saçılma merkezlerinin olası yerlerini göstermektedir. Burada amaç, doğrudan 3-B TYAR imgesi oluşturarak yapılan çekme (*extraction*) işlemindeki karmaşıklığı azaltmaktır.

Saçılma merkezlerinin ana eksenler üzerine izdüşümleri, yani 1-B aşağı menzil profilleri Denklem (4.56)'ya göre şu şekilde bulunur.

$$\text{Menzil profili}(z) = \left[\sum_{i. \text{ışın}} \alpha_i \delta(z - z_i) \right] * h_z(z) \quad (4.57)$$

Burada $h_z(z)$ menzil profili ışın saçınım fonksiyonudur ve

$$h_z(z) = e^{-j2k_0 z} k_0 \text{sinc}[\Delta k z] \quad (4.58)$$

ile ifade edilir. Menzil profili kullanılarak 1-B CLEAN algoritması ile saçılma merkezlerinin menzil aşağı konumları $\{z_n\}$ bulunabilir ve menzil profili yeniden oluşturulabilir.

$$\text{Menzil profili}(z) \approx \sum_{\substack{n \text{ saçılma} \\ \text{merkezi}}} a_n h_z(z - z_n) \quad (4.59)$$

Benzer şekilde, x yönünde çapraz menzil profili,

$$\text{Çapraz menzil profili}(x) = \left[\sum_{i. \text{ışın}} \alpha_i e^{-j2k_0 z_i} \delta(x - x_i) \right] * h_x(x) \quad (4.60)$$

ve x yönünde 1-B ışın saçınım fonksiyonu,

$$h_x(x) = k_0 \text{sinc}[k_0 \Delta \theta x] \quad (4.61)$$

ile gösterilir. Son olarak y yönünde çapraz menzil profili,

$$\text{Çapraz menzil profili}(y) = \left[\sum_{i. \text{ışın}} \alpha_i e^{-j2k_0 z_i} \delta(y - y_i) \right] * h_y(y) \quad (4.62)$$

ve y yönünde 1-B ışın saçınım fonksiyonu,

$$h_y(y) = k_0 \text{sinc}[k_0 \Delta \phi y] \quad (4.63)$$

olarak bulunur. Eğer Denklem (4.57), (4.60) ve (4.62) impuls menzil profillerinin filtrelenmesi olarak yorumlanırsa, menzil profillerinin x , y , ve z yönlerinde band-sınırlı fonksiyonlar olduğu görülür.

4.7. Saçılma Merkezi Bilgisinden RKA Değeri Hesaplama

Saçılma merkezleri geri saçılmanın en güçlü olduğu noktalardır ve TYAR imgesinin ve RKA değerinin oluşmasında en çok katkıyı yaparlar. Öyle ki, cismin bakış açısına göre yansıtıcılığı bu noktalar seti ile ifade edilebilmektedir.

$$\text{3-B İmge}(x, y, z) \approx \sum_{n \text{ saçılma merkezi}} A_n h(x - x_n, y - y_n, z - z_n) \quad (4.64)$$

Saçılma merkezi bilgisinden RKA değerini hesaplayabilmek için yukarıdaki hesaplamadan faydalanılabilir. Saçılma merkezleri fazla sayıdaki ışınlar yerine aynı bilgiyi sağlayan azaltılmış noktalar setidir. 3-B TYAR imgesi tanımlarında görülen bu benzerlik ile RKA değeri hesabı için yine aynı formülün kullanılabileceği görülmektedir [29].

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{4\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \left| \sum_{n. \text{ saçılma merkezi}} jk_0 e^{-jkz_n} A_n^i \right|^2 \quad (4.65.)$$

4.8. Saçılma Merkezi Bilgisinin Dış Değerlemesi

Saçılma merkezi modelini tek frekans ve tek bakış açısı için oluşturduktan sonra yakın açılarda ve yakın frekanslarda menzil profilini oluşturmak mümkündür. (θ_0, ϕ_0) açılarında oluşturulan ve $\{A_n, x_n, y_n, z_n\}$ olarak bulunan saçılma merkezi modelinden herhangi bir yakın (θ, ϕ) bakış açısında menzil profili oluşturmak için, öncelikle saçılma merkezi modelini $(\theta_0 - \theta, \phi_0 - \phi)$ kadar döndürmek gereklidir. Döndürülmüş saçılma merkezi modelinden menzil ışın saçınım fonksiyonu kullanılarak yeni 1-B menzil profili şu şekilde bulunur.

$$\text{Menzil profili}(z) = \sum_{\substack{n \text{ saçılma} \\ \text{merkezi}}} A_n e^{-j2k'_0(z-z'_n)} k'_0 \text{sinc}[\Delta k'(z-z'_n)] \quad (4.66)$$

Burada k'_0 ve $\Delta k'$ yeniden oluşturmada kullanılmak istenen merkez dalga sayısı ve dalga sayısı band-genişliğidir. Saçılma merkezi çekme sırasında kullanılan k_0 ve Δk değerleriyle aynı olmak zorunda değildir. Ancak bu dış değerlemenin geçerli olduğu aralık hedefin türüne göre değişmektedir [9].

5. IŞIN SAÇINIM FONKSİYONU OLARAK MAPS FONKSİYONUNUN KULLANILMASI

Saçılma merkezi çekme işlemi başarılı bir algoritmadır. Ancak, ışın saçınım fonksiyonunun ‘sinc’ olması, CLEAN algoritmasıyla saçılma merkezi çekilmesi işleminde, 1-B menzil profillerinin ve 3-B TYAR imgesinin oluşturulmasında bazı istenmeyen etkilere sebep olur. ‘sinc’ fonksiyonu yavaş sönümlenen yan kulaklara sahiptir. Bu yüzden 1-B profil ve TYAR imgesi oluşturmada ve CLEAN ile temizlemekte tam ‘sinc’ fonksiyonu kullanılmalıdır. Tam ‘sinc’ fonksiyonunun kullanılması yüksek hesaplama yükü gerektirir. Eğer tüm bu işlemlerde ‘kesilen sinc’ kullanılırsa bu kez CLEAN algoritması çalıştırıldığında yakınsama problemi ortaya çıkar.

Bu tezde ‘sinc’ fonksiyonu yerine Yaklaşık Prolate Serilere (*approximate prolate series, APS*) dayanan ve band-sınırlı fonksiyonların aradeğerlemesi için kullanılan yeni bir fonksiyonun kullanılması önerilmiştir. Knab tarafından analiz edilen APS fonksiyonu, diğer band-sınırlı aradeğerleyicilerden daha düşük kesme hatasına sahiptir [11].

Ancak APS fonksiyonu, örneklenen verinin tüm band-genişliğini kullanarak aradeğerleme yapar ve Bölüm 4.6’da açıklanan saçılma merkezi çekme algoritmasına doğrudan uygulandığında örtüşme problemine yol açar. Ayrıca APS fonksiyonunun zaman-band genişliği çarpımı örnekleme hızına ve frekans band-genişliğine bağlıdır. Bu nedenle, oluşturulan TYAR imgesi, imgenin veri örnekleme hızına bağlı olarak değişmektedir.

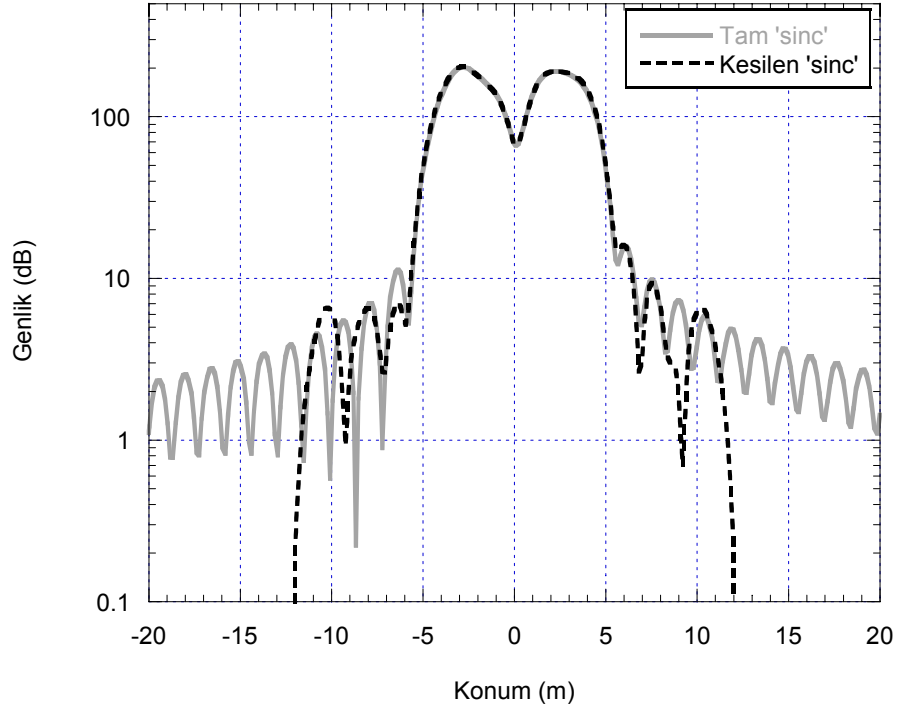
APS aradeğerleyiciye özgü olan bu problemi çözmek için Değiştirilmiş Yaklaşık Prolate Seri (*modified approximate prolate series, MAPS*) adında yeni bir aradeğerleyici fonksiyon tanımlanmıştır. MAPS fonksiyonunun hızlı sönümlenen yan kulakları olmasından dolayı yüksek hesaplama gereksinimi ile yakınsama problemi arasındaki denge sorunu çözülmüştür. Ayrıca, MAPS fonksiyonunun ana

kulağı (*main lobe*) ‘sinc’ fonksiyonuna göre daha dar olduğundan TYAR imgesinde daha iyi çözünürlük sağlanmıştır.

5.1. İşlem Karmaşıklığı ve Iraksama Sorunu

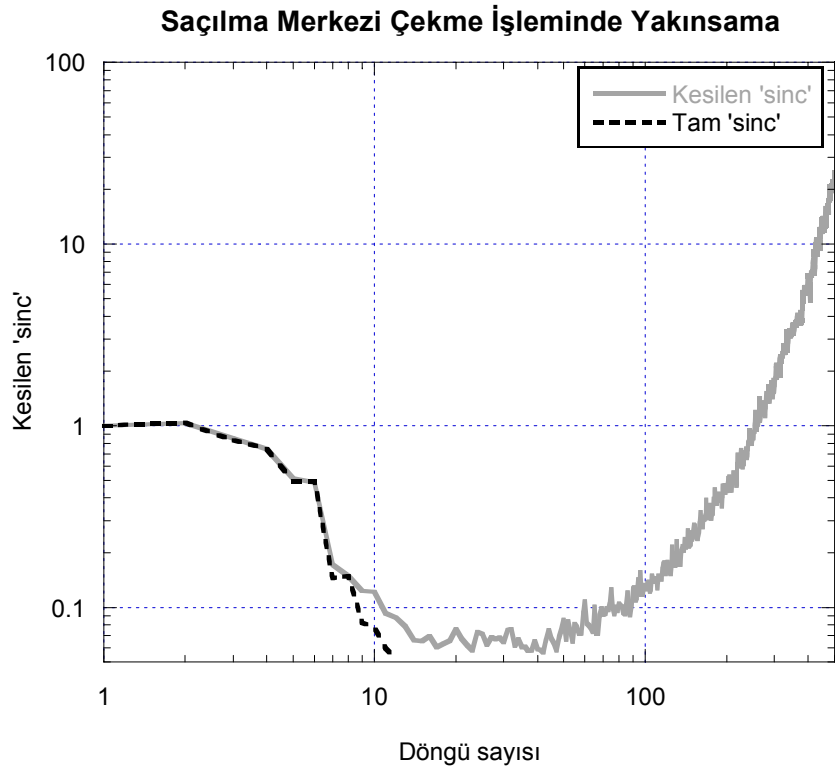
1-B ve 3-B TYAR imgesi oluşturma ve bu imgeden saçılma merkezlerini çekme işleminde temel problem, ışın saçınım fonksiyonunun ‘sinc’ fonksiyonu olmasıdır. Öyle ki, tam ‘sinc’ fonksiyonu kullanıldığında işlem sayısı artmaktadır. İstenen çözünürlükte bir profil oluşturmak için gereken nokta sayısı L , gönderilen ışın sayısı M ise her ışın menzil profilinin her noktasına katkıda bulunacağı için, işlem karmaşıklığı $\mathcal{O}(ML)$ ile ifade edilir. İşlem karmaşıklığını azaltmak için 1-B profili oluştururken ‘sinc’ fonksiyonu kesilerek kullanılırsa, menzil profilleri band-sınırlı olmaktan çıkar ve saçılma merkezlerini çekme işlemi yakınsamayabilir. Bunun sebebi, ‘sinc’ fonksiyonunun yan kulaklarının sönüş hızının $(1/x)$ mertebesinde olması yani yavaş sönümlenmesidir. Bu özellik kesme işleminde hata oranının artmasına yol açar ve imgelerde CLEAN algoritması ile temizlenemeyen büyük kalıntılar (*residue*) oluşabilir.

Bu problemi gösterebilmek için karmaşık bir cismin “y” yönünde 1-B çapraz menzil profili 75 528 ışın kullanılarak tam ‘sinc’ fonksiyonu ve ‘kesilmiş sinc’ fonksiyonu kullanılarak Şekil 5.1’de görüldüğü gibi oluşturulmuştur.



Şekil 5.1 “y” yönünde oluşturulan 1-B çapraz menzil profili

Tam ‘sinc’ fonksiyonu kullanılarak 1-B çapraz menzil profilinin oluşturulması 64 saniye sürmüştür. Üçüncü yankulağından itibaren kesilerek kullanılan ‘kesilen sinc’ fonksiyonu ile çapraz menzil profili oluşturmak 16 saniye sürmüştür. Beklendiği gibi kesilen ‘sinc’ fonksiyonu ile oluşturulan profil tam ‘sinc’ fonksiyonu kullanarak oluşturulan profile göre daha az zaman gerektirmiştir. Ancak, kesilen ‘sinc’ ile oluşturulan profil kullanılarak saçılma merkezleri çekme işlemi sırasında kullanılan CLEAN algoritması istenen %5 eşik seviyesine ulaşamamakta böylece yakınsama sorunu yaşanmaktadır. Bu durum Şekil 5.2’de görülmektedir. Burada maksimum kalan (residual) imgenin şiddetinin orijinal imgenin maksimum şiddetine oranının döngü sayısına göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 5.2 CLEAN algoritmasının 'sinc' ve 'kesilen sinc' fonksiyonu kullanılarak yakınsaması.

Bu problemi çözmek için literatürde Chebysev bazlı bir hızlandırma tekniği önerilmiş [9] ancak bu tekniğin uygulanmasına ya da performansına ilişkin herhangi bir sonuç yayınlanmamıştır.

5.2. Işın Saçınım Fonksiyonu olarak Diğer Aradeğerleyicilerin Kullanımı

Bhalla ve Ling tarafından geliştirilen 2-B ışın saçınım fonksiyonu [27], geliştirilerek 3-B ışın saçınım fonksiyonu [9]'da belirtildiği gibi kapalı formda elde edilmiştir.

Hedefin TYAR imgesi menzil bağımsız saçılan alanın iki boyutlu Fourier dönüşümü olarak tanımlanmaktadır [27]. 2-B Fourier dönüşüm integralinin integrasyon alanında sabit olduğu küçük açı yaklaşımı kullanılarak varsayılmıştır. Ayrıca, integralin (menzil bağımsız saçılan alanın) integrasyon alanı dışında sıfır olduğu kabul edildiğinden, 2-B Fourier dönüşümünün kapalı formda sonucu olarak ‘sinc’ fonksiyonu elde edilmektedir.

Ancak, saçılan alanın sıfır olduğu dikdörtgensel bölge sınırlarının yavaş bir geçişle sınırlandığı varsayılabilir. Bu geçiş fonksiyonu, üstel olarak hızlı sönümlenen ışın saçınım fonksiyonu elde edilecek şekilde seçilirse, kesme işlemi CLEAN algoritmasının ıraksamasına yol açmaz. Böyle bir geçiş fonksiyonu bulunması hem band-sınırlı hem de zaman sınırlı bir aradeğerleme fonksiyonu bulmak anlamına gelir.

5.3. Aradeğerleyici Fonksiyonlar

Herhangi bir sonlu enerjili gerçek bir $f(x)$ fonksiyonu ω_0 ile band-sınırlı ise, eşit aralıklı örneklerinden $f(k\Delta x)$, aradeğerleyici bir fonksiyonla yeniden oluşturulabilir.

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(k\Delta x) g(x - k\Delta x) = f(x) * g(x) \quad (5.1)$$

Denklem (5.1)’de görülen $g(x)$, aradeğerleyici fonksiyondur. Aradeğerleyicinin örnekleme aralığı $\Delta x = \pi / \omega_0$ ve örnek sayısı k ile gösterilmiştir. Band-sınırlı bir fonksiyonun aradeğerleyici fonksiyonla yeniden oluşturulabilmesi için kullanılması gereken örnek sayısının denklemde görüldüğü gibi sonsuz olması gereklidir. Sonsuz sayıda örnek yerine yalnızca sınırlı sayıda örnek kullanarak aradeğerleme yapılırsa fonksiyonun yeniden oluşturulan değerlerinde kesme hatası oluşur. Kesme uygulandığında kullanılacak olan örnek sayısı K ile gösterildiğinde Denklem (5.1)’de görülen toplama işleminin sınırları $-K \leq k \leq K$ şeklinde olacaktır.

5.3.1 Yaklaşık Prolate Aradeğerleyiciler

APS fonksiyonuna dayanan band-sınırlı aradeğerleyici fonksiyonun kullanımını araştırmak amacıyla bu fonksiyonu incelenmiştir. APS aradeğerleyicinin bilinen diğer aradeğerleyici fonksiyonlara göre optimal olarak daha düşük kesme hatası olduğu Knab tarafından gösterilmiştir [11]. APS aradeğerleyici şu şekilde tanımlanmıştır.

$$g_{APS}(x) = \frac{\sin \frac{\omega_0}{1-\delta} x}{\frac{\omega_0}{1-\delta} x} \underbrace{\sin \left[c \sqrt{\left(\frac{x}{N\Delta x} \right)^2 - 1} \right] / \left[(\sinh c) \sqrt{\left(\frac{x}{N\Delta x} \right)^2 - 1} \right]}_{\Psi_{APS}(x)} \quad (5.2)$$

Burada, δ değeri sıfır ile bir arasında değişebilen, $0 < \delta < 1$, gerçel bir sayıdır. Örnekleme aralığı $\Delta x = \pi(1-\delta)/\omega_0$ şeklinde tanımlanmıştır. En düşük kesme hatası $N = K$ olarak seçildiğinde elde edilmektedir. Öyle ki, $g_{APS}(x)$ fonksiyonu $-N \leq k \leq N$ aralığı dışında kesilmektedir. Aradeğerleyici fonksiyonun, $g_{APS}(x)$, x 'e göre azalma hızı e^{-x} olmaktadır ve bu fonksiyonun 'sinc' aradeğerleyici fonksiyonu ile karşılaştırıldığında temel üstünlüğüdür. Bu fonksiyonun kullanılmasıyla, TYAR imgesi oluşturmakta kullanılan ışın başına örnek sayısı sabit olacağından 1-B menzil profilini oluşturmakta hesaplama karmaşıklığı $\mathcal{O}(M)$ mertebesine düşer.

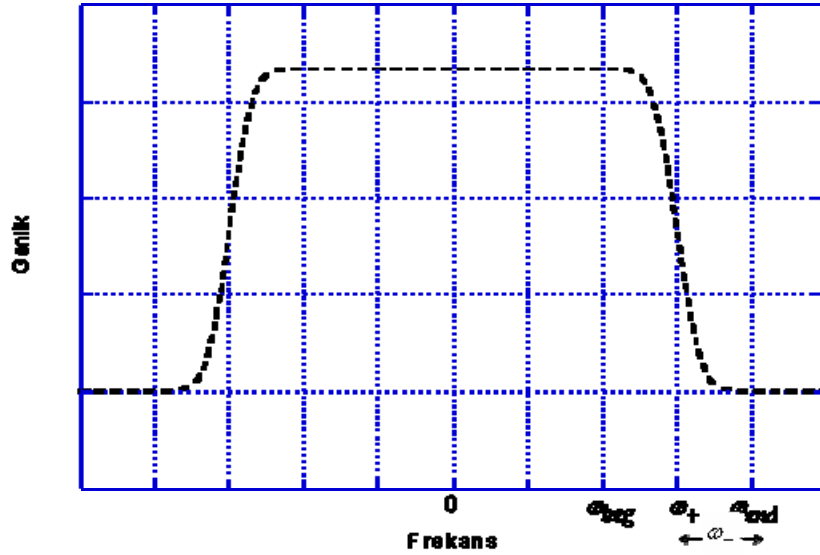
Ancak, frekans band-genişliği ve zaman band-genişliği çarpımı $c = \pi N\delta$, fonksiyonun örnekleme aralığı olan Δx değeri ile ilişkili olan δ değerine bağlıdır. Bu da, aynı cisim için farklı örnekleme hızlarında oluşturulan TYAR imgelerinin farklı olmasına yol açar. Bundan başka, APS aradeğerleyicisi TYAR imgesini oluştururken örneklenmiş verinin tüm band-genişliğini kullanır. Böylece TYAR imgesi band-sınırlı olmaktan çıkacağından örtüşme hatası meydana gelir ve CLEAN algoritmasının sahte saçılma merkezleri çekmesine sebep olur. Bu sorunu çözmek APS fonksiyonuna dayanan yeni bir aradeğerleyici tanımlanmıştır [31].

5.3.2 Değiştirilmiş Yaklaşık Prolate Aradeğerleyiciler

Bu tezde tanımlanan yeni fonksiyon MAPS (*modified approximate prolate series*) olarak adlandırılmaktadır. APS fonksiyonun tersine, MAPS aradeğerleyicisinin frekans band-genişliği, zaman band-genişliği çarpımı ve örnekleme aralığı birbirinden bağımsız olarak seçilebilmektedir. Diğer taraftan, MAPS fonksiyonu APS fonksiyonu gibi hızlı sönümlenmektedir. Fonksiyonu oluşturan tüm parametreler, fonksiyonun spektrumunun azalmaya başladığı frekans olan ω_{beg} parametresi ve fonksiyonun band-genişliği olan ω_{end} frekansı ile tanımlanabilmektedir [32]. Bu parametreleri kullanan diğer iki parametre şöyle tanımlanmaktadır.

$$\omega_{\pm} = 0.5(\omega_{end} \pm \omega_{beg}). \quad (5.3)$$

Bu parametrelerin frekans spektrumundaki yerleri Şekil 5.3 'de gösterilmektedir.



Şekil 5.3 Frekans parametrelerinin spektrumda gösterilişi

APS fonksiyonu, MAPS fonksiyonunun $\omega_+ = \omega_0/(1-\delta)$ ve $\omega_- = \delta\omega_+$ seçildiği özel bir halidir.

Örnekleme aralığı $\Delta x < \pi/\omega_+$ koşulunu sağlayan herhangi bir fonksiyon olarak seçilebilir. Zaman band-genişliği çarpımı, $c \geq 2\pi$ koşulunu sağlayacak şekilde sabit bir değer seçilebilir. Önerilen MAPS fonksiyonu,

$$g_{MAPS}(x) = \frac{\sin \omega_+ x}{\omega_+ x} \underbrace{\frac{\omega_+}{\omega_{beg}} \sin \left[c \sqrt{\left(\frac{x}{N\Delta x} \right)^2 - 1} \right]}_{\Psi_{MAPS}(x)} \left/ \left[(\sinh c) \sqrt{\left(\frac{x}{N\Delta x} \right)^2 - 1} \right] \right. \quad (5.4)$$

olarak tanımlanmaktadır. APS fonksiyonunda olduğu gibi, aradeğerleyici fonksiyon $K = N$ değerinden sonra kesilebilir. Kesilen değer, bir merkez noktasının azalan ve artan yönüne doğru alınan örnek sayısını belirler ve N değeri $N = c/(\omega_- \Delta x)$ koşulunu sağlayacak şekilde seçilir.

5.4. Aradeğerleyicilerin Karşılaştırılması

Bu bölümde, Bölüm 5.4.1 ve 5.4.2’de tanımlanan aradeğerleyici fonksiyonların bilinen diğer aradeğerleyici fonksiyonlarla karşılaştırması yapılmış ve birbirlerine göre üstünlükleri ve dezavantajları incelenmiştir. Bu inceleme sonucunda ışın saçınım fonksiyonu olarak MAPS fonksiyonunun uygun olduğu gösterilmiştir.

5.4.1 Kesme Hatasının Karşılaştırılması

Değişik aradeğerleyicilerin kesme hatasını incelemek için band-sınırlı $f(x) = \sin(2\pi x)/(2\pi x)$ fonksiyonu $\Delta x = 0.1250$ seçilen eşit aralıklı örneklerinden $\Delta x/5$ aralıklı adımlarla ve $-1 < x < 1$ aralığında yeniden oluşturulmuştur. Aradeğerleyiciler Denklem (5.2)’de gösterildiği biçimdedir.

İlk aradeğerleyici $\Psi(x) = 1$ yani ‘sinc’ fonksiyonu olarak seçilmiştir.

Kendiliğinden kesilen seriler olarak adlandırılan bir diğer aradeğerleyici de incelenmiştir. Diğer aradeğerleyici fonksiyonlara biçim olarak benzeyen kendiliğinden kesilen serilerin zarf fonksiyonu şu şekildedir.

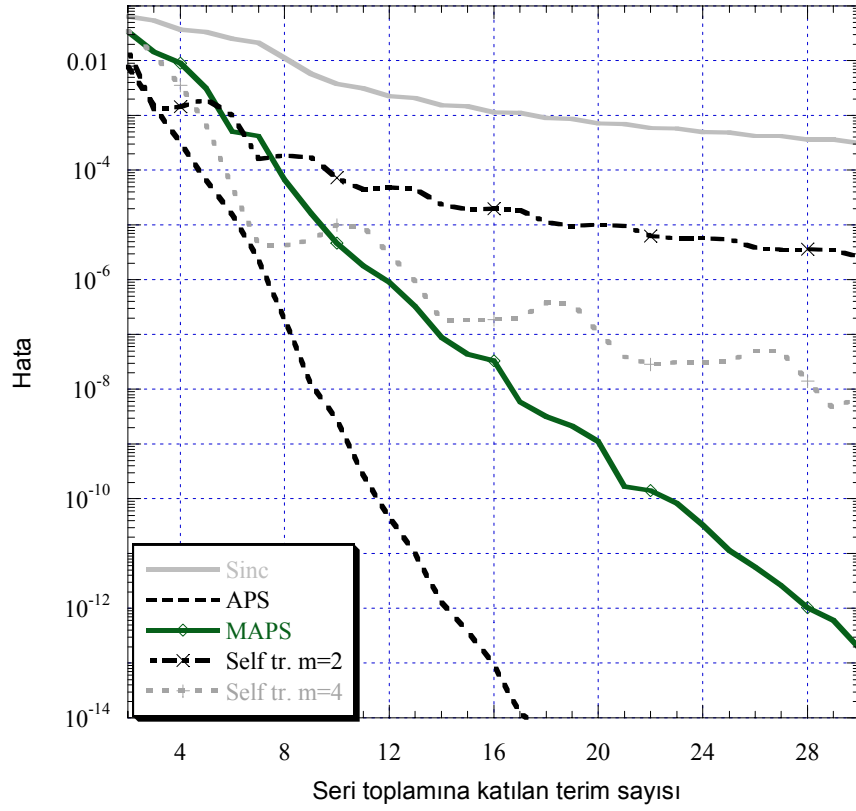
$$\Psi_{ST}(x) = \left[\sin\left(\frac{\delta\omega_0}{(1-\delta)^m}x\right) \right] / \left[\left(\frac{\delta\omega_0}{(1-\delta)^m}x\right) \right]^m. \quad (5.5)$$

Bu sınıf fonksiyonların yan kulakları ‘sinc’ aradeğerleyicisine göre daha hızlı sönümlenir ve m doğru seçildiğinde daha düşük kesme hatasına yol açar [33]. Bu örnek için $m = 2$ ve $m = 4$ değerleri $\delta = 0.5$ parametresi seçilerek incelenmiştir.

g_{APS} aradeğerleyicisi Denklem (5.2)’de olduğu gibi kullanılmış ve $\delta = 0.5$ parametresi seçilmiştir.

Son olarak g_{MAPS} fonksiyonu Denklem (5.4)’de verildiği gibi kullanılmış ve parametreleri $\omega_+ = 18.85$, $\omega_- = 6.2832$ olarak seçilmiştir.

Şekil 5.4’de beş aradeğerleyici için kesme hataları toplam seriye katılan terim sayısı $K = N$ ile karşılaştırılarak gösterilmiştir.



Şekil 5.4 Değişik aradeğerleyicilerin yeniden oluşturma hatası.

Görüldüğü gibi MAPS fonksiyonu diğer bilinen aradeğerleyici fonksiyonlara göre başarılı bir aradeğerleyicidir. APS aradeğerleyici daha düşük kesme hatasına sahip olmasına rağmen yukarıda açıklanan örtüşme problemi olduğundan dolayı, TYAR imge oluşturmakta ve saçılma merkezi çekme işleminde kullanılması mümkün değildir [35].

5.4.2 Frekans Spektrumunun Karşılaştırılması

Denklem (4.60)'da çapraz menzil profili için verilen tanımlama incelenirse,

$$\text{Çapraz menzil profili}(x) = k_0 \left[\sum_{i.ışın} \alpha_i e^{-j2k_0 z_i} \delta(x - x_i) \right] * \text{sinc}[k_0 \Delta \theta x] \quad (5.6)$$

profil oluşturma işleminin aslında Denklem (5.1)'de tanımlanmış olan bir aradeğerleme işlemi olduğu görülür. Burada aradeğerleyici fonksiyon band-sınırlı olan 'sinc' fonksiyonudur. Konumsal uzayda konvolüsyon işlemi, frekans uzayında çarpma işlemine karşılık gelir. Yani, $\text{sinc}(\omega_0 x)$ fonksiyonu ile konvolüsyon, işareti ω_0 band-genişliğine sahip alçak geçiren filtreden geçirmekle eşdeğerdir.

Aradeğerleyicinin band-genişliği işaretin band genişliğinden daha büyük seçilmezse örtüşme problemi ortaya çıkar. Eğer işaret, Nyquist ölçütüne göre χ kat kadar yüksek hızda örneklenmişse, işaretin frekans spektrumu $\chi\omega_0$ frekansının katlarında periyodik olarak yinelenir. Burada $\chi > 1$, yüksek örnekleme hızıdır. Yani, aradeğerlemeye uygun olan alçak geçiren filtrenin sönümlenmeye başladığı frekans, ω_{beg} , ω_0 'dan büyük, sönümlenmenin tamamlandığı frekans, ω_{end} , $\chi\omega_0/2$ 'den küçük olmalıdır. Yüksek örnekleme hızı,

$$\chi = \frac{1}{(1-\delta)} \quad (5.7)$$

veya,

$$\delta = \frac{\chi-1}{\chi} \quad (5.8)$$

bağıntıları ile tanımlanabilir.

Bu parametreler göz önüne alınarak inceleme yapılırsa 'sinc' fonksiyonu için,

$$\omega_{beg} = \omega_{end} = \omega_0 \quad (5.9)$$

APS fonksiyonu için ise,

$$\begin{aligned}\omega_{beg} &= \omega_0, & \omega_{end} &= \frac{1+\delta}{1-\delta} \omega_0 \\ \omega_+ &= \frac{\omega_0}{1-\delta}, & \omega_- &= \frac{\delta\omega_0}{1-\delta}\end{aligned}\tag{5.10}$$

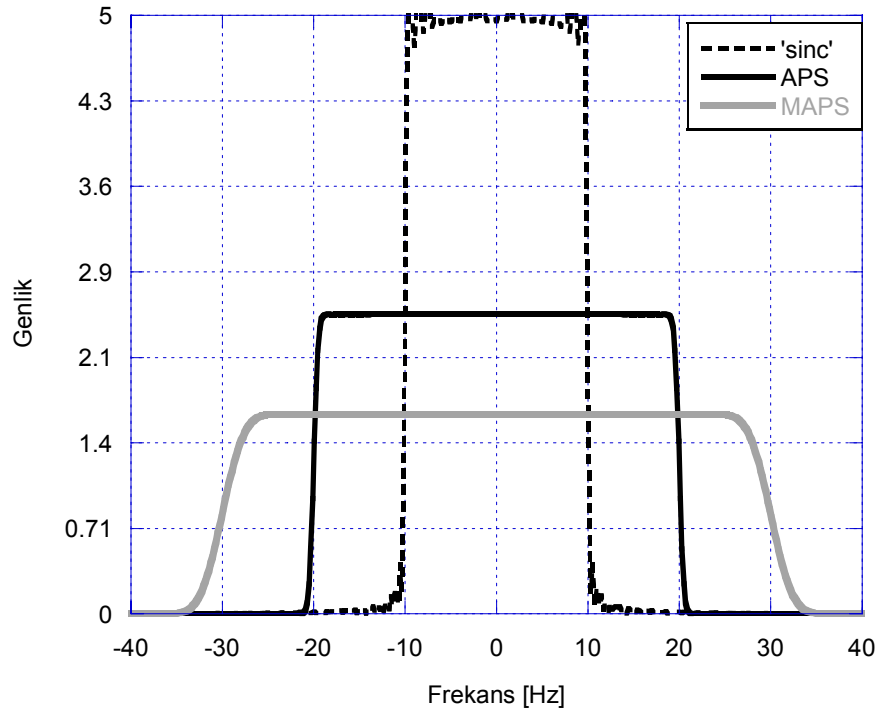
bağıntıları geçerlidir. Görüldüğü gibi ω_{end} , $0 < \delta < 1$ ya da $\chi > 1$ değerleri için $\omega_{end} < \chi\omega_0/2$ ölçütünü sağlayamaz. APS fonksiyonu bu sebeple aradeğerleyici olarak kullanılmaya uygun değildir.

MAPS fonksiyonunun ω_{beg} , ω_{end} değerleri kriterleri sağlayacak şekilde seçilebilmekte, ve bu özelliği sayesinde menzil profili oluşturmakta kullanılabilir.

5.4.3 Zaman Band-Genişliğinin Çarpımı

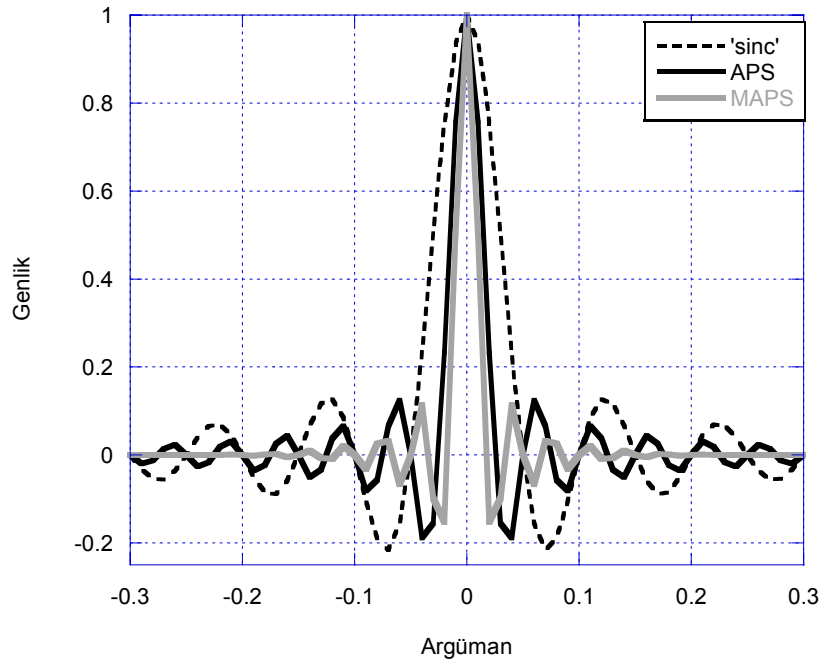
Karşılaştırması yapılan aradeğerleyiciler ‘sinc’, APS ve MAPS fonksiyonlarının frekans spektrumları parametrik olarak incelenmiştir. Bu spektruma karşılık gelen zaman band-genişliği çarpımını ve konumsal uzayda ana kulak genişliği ile ilgili çözünürlüğünü incelemek için Denklem (5.2)’de verilen APS fonksiyonu ve ‘sinc’ fonksiyonu $\omega_0 = 2\pi 10$ [rad/s] ve $\delta = 0.5$ parametreleri kullanılarak $-0.3 < x < 0.3$ aralığında $\Delta x = 0.02$ adımlarla hesaplanmıştır. Bu parametrelerle APS fonksiyonunun frekans parametreleri $\omega_{beg} = 2\pi 10$, $\omega_{end} = 2\pi 30$ olarak bulunmuştur.

MAPS fonksiyonu ise Denklem (5.4)’de olduğu gibi ve frekans parametreleri, $\omega_{beg} = 2\pi 10$, $\omega_{end} = 2\pi 50$ olarak seçilmiştir. Bu üç aradeğerleyicinin frekans spektrumu Şekil 5.5’de görülmektedir.



Şekil 5.5 'sinc', APS ve MAPS aradeğerleyicilerin frekans spektrumu

Frekans spektrumunda 'sinc' fonksiyonundan daha geniş sönümlenme aralığına sahip APS fonksiyonu konumsal uzayda daha çabuk sönümlenir ve daha dar ana kulağa sahiptir. Benzer şekilde MAPS fonksiyonu APS fonksiyonundan daha dar ana kulağa sahiptir. Fonksiyonların konumsal uzaydaki gösterilimleri Şekil 5.6'da verilmektedir.



Şekil 5.6 'sinc', APS ve MAPS aradeğerleyicilerin konumsal uzayda biçimleri

MAPS fonksiyonu frekans spektrumunda parametrik olarak ayarlanabilmekte ve hızlı sönümlenmektedir. Ayrıca daha dar anakulağa sahip olduğundan daha yüksek çözünürlüğe sahiptir. Bu avantajlarıyla MAPS fonksiyonunun, ışın saçınım fonksiyonu olarak kullanılabileceği öngörülmektedir.

5.5. Işın Saçınım Fonksiyonu Olarak MAPS Kullanılması

MAPS fonksiyonunun kullanımının 'sinc' fonksiyonuna göre avantajları öenedeniyle 1-B ve 3-B menzil profili oluşturmakta ve saçılma merkezlerini çekmekte MAPS fonksiyonunun kullanılması önerilmektedir.

1-B ve 3-B TYAR imgesi oluşturmakta MAPS fonksiyonu kullanarak oluşturulan ve kullanılması önerilen noktasal saçınım fonksiyonu aşağıda verilmiştir.

3-B ışın saçınım fonksiyonu $h(x, y, z)$,

$$h(x, y, z) = e^{-2jk_0z} k_0 \text{sinc}(k_0 \Delta\theta x) \Psi_{MAPS}(x) \times \text{sinc}(k_0 \Delta\phi y) \Psi_{MAPS}(y) \text{sinc}(\Delta k z) \Psi_{MAPS}(z) \quad (5.11)$$

şeklinde ifade edilir.

CLEAN algoritmasını oluşturmak ve çapraz menzilde ve aşağı menzilde 1-B menzil profilini kullanmak için kullanılması önerilen ışın saçınım fonksiyonları,

$$h_z(z) = e^{-2jk_0z} k_0 \text{sinc}(\Delta k_+ z) \Psi_{MAPS}(z) \quad (5.12)$$

$$h_x(x) = k_0 \text{sinc}(k_+ \Delta\theta x) \Psi_{MAPS}(x) \quad (5.13)$$

$$h_y(y) = k_0 \text{sinc}(k_+ \Delta\phi y) \Psi_{MAPS}(y) \quad (5.14)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada $k_+ = \omega_+ / c$ ve $\Delta k_+ = \Delta\omega_+ / c$ olarak tanımlanmaktadır. Bu denklemler Denklem (4.58), (4.61) ve (4.63) yerine kullanılabilir [34].

Ancak MAPS fonksiyonu, TYAR imgesi oluşturmak ve saçılma merkezi çekmek için $\Psi(0) = 1$ ölçütünü karşılamalıdır. Bu sebeple, TYAR imge oluşturmada ve saçılma merkezi çekme işleminde, Denklem (5.4)'de görülen $\Psi_{MAPS}(x)$ tanımında görülen ω_+ / ω_{beg} terimi ihmal edilerek istenen ölçüt sağlanmış olur.

6. UYGULAMALAR

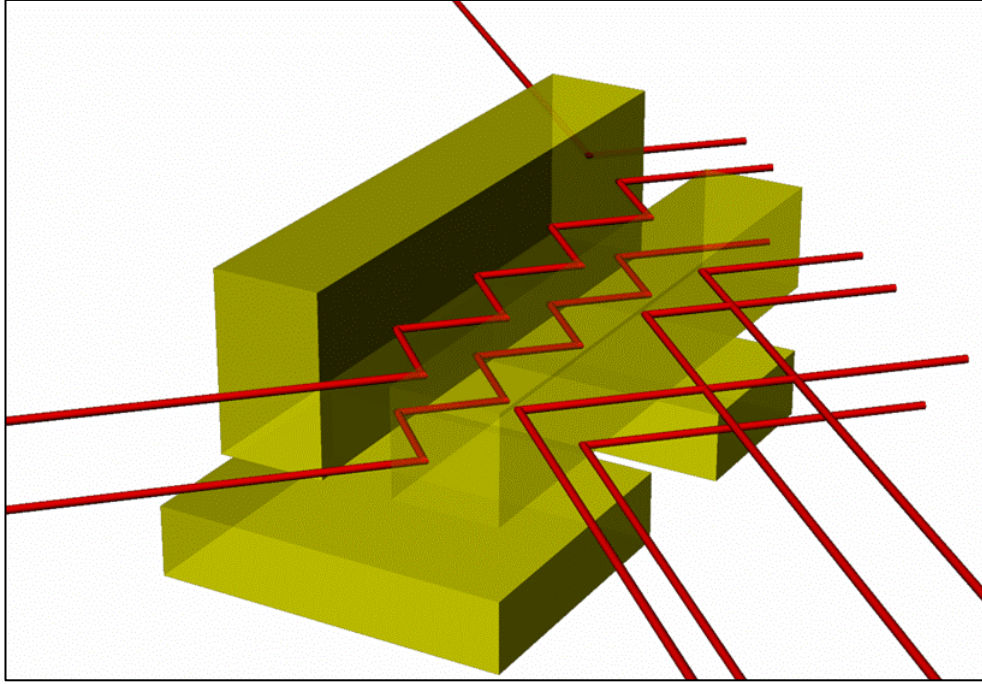
Bu bölümde, tez konularından biri olan SIY ile RKA değeri bulunması örneklerle gösterilmiştir. Örnek cisim olarak analitik çözümü bilinen bir kürenin RKA değeri ve çoklu yansımaya örnek olabilecek dihedral reflektör incelenmiştir.

Saçılma merkezleri hesaplanmasında kullanılması önerilen MAPS fonksiyonunun başarımı da bu bölümde uygulamalarla açıklanmıştır. Saçılma merkezleri bilinen bir geometrinin çapraz menzil yönünde MAPS ve ‘sinc’ aradeğerleyicileriyle oluşturulan profilleri incelenmiştir. MAPS ve ‘sinc’ aradeğerleyicilerinin zaman ve başarımlarından karşılaştırmalı olarak incelendiği metal bloklardan oluşan bir geometri de örnek olarak verilmiştir.

Karmaşık nesneler üzerinde tesbit edilen uygulamalarda ‘sinc’ ve MAPS aradeğerleyicileriyle bulunan saçılma merkezlerinin konumlarının da nesne üzerinde karşılaştırmasına olanak sağlanmıştır. Karmaşık nesne olarak askeri bir çıkartma gemisi ve bir model uçak incelenmiştir.

6.1. SIY ile RKA Uygulaması

Ticari yazılımların çoğunda boyutları büyük ve karmaşık nesnelerden saçılan elektromanyetik alanların nümerik olarak hesaplanması ve RKA değerlerinin bulunması için SIY kullanılmaktadır. Bu yöntem, yüksek frekanslar için iyi bir yaklaşıklık olup [35], kolay anlaşıldığı ve dalganın saçılmasını fiziksel olarak gösterebildiği için de tercih edilmektedir. Şekil 6.1’de $\theta = 90^\circ$ ve $\phi = 45^\circ$ bakış açısından gönderilen düzlemsel dalganın metal bloklardan çoklu sekmesi görülmektedir.



Şekil 6.1 Metal bloklardan seken ışınların izlenmesi

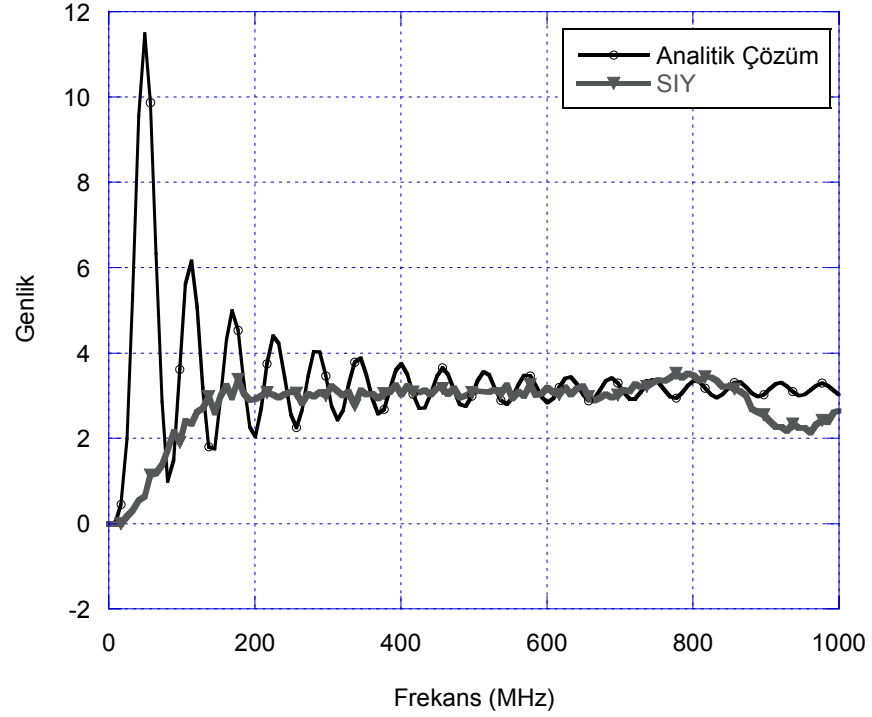
6.1.1 Bir Küreden Saçılan Alanların Analitik Çözümü ve RKA Değeri

Yarıçapı a olan mükemmel elektrik iletken bir küreden saçılan elektrik alanlar ve geri saçılma için RKA değerleri analitik olarak hesaplanabilir [36]. Bu tür analitik çözüme Mie serisi çözümü denir ve aşağıdaki gibi verilir.

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n+1)}{\hat{H}_n^2(ka) \hat{H}_n^{2'}(ka)} \right|^2 \quad (6.1)$$

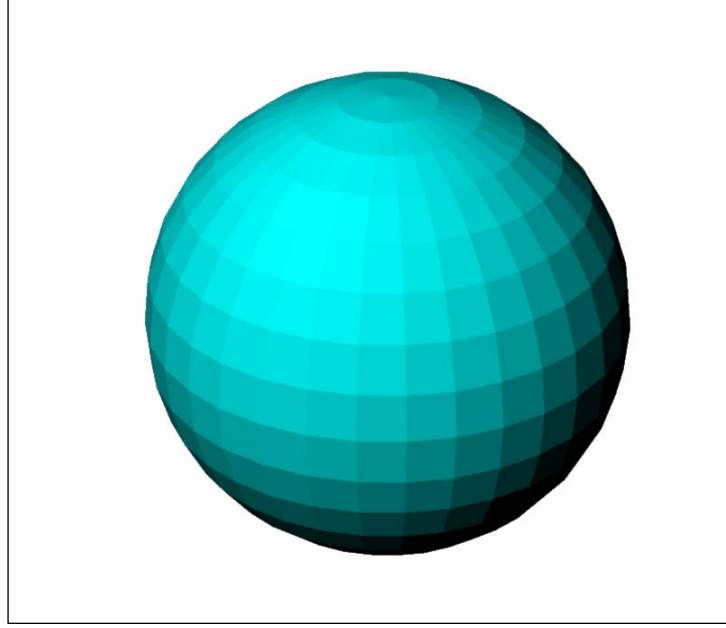
Burada $\hat{H}_n^2$ n.'inci dereceden ikinci tip Hankel fonksiyonu, $\hat{H}_n^{2'}$ aynı fonksiyonun birinci dereceden türevi [37], k dalga sayısı ve λ dalga boyudur.

Yarıçapı $a=1$ m olan bir küre için 1 MHz ile 1 GHz frekans aralığında hesaplanan RKA değeri ile aynı frekanlarda SIY ile nümerik olarak hesaplanan RKA değerinin karşılaştırması Şekil 6.2’ de gösterilmektedir.



Şekil 6.2 Yarıçapı $a = 1$ metre olan kürenin analitik ve SIY ile bulunan RKA değeri

Nümerik hesaplama için kullanılan küre modeli 960 adet üçgenden oluşmuştur. Dalga boyu küçüldükçe kürenin RKA değerinde model hatasından kaynaklanan hatalar ortaya çıkmaktadır. Bu hesaplama için kullanılan küre modeli Şekil 6.3’de görülmektedir.



Şekil 6.3 Üçgenlenmiş küre modeli

Modeli oluşturulacak objenin üçgen modelinde modelin yaklaşıklığı dalga boyu ile orantılı olmalıdır. Üçgen boyu ve dalga boyu arasındaki ilişki, fiziksel optik yöntemi ile kürenin RKA değerini hesaplanması sırasında analiz edilmiştir [38].

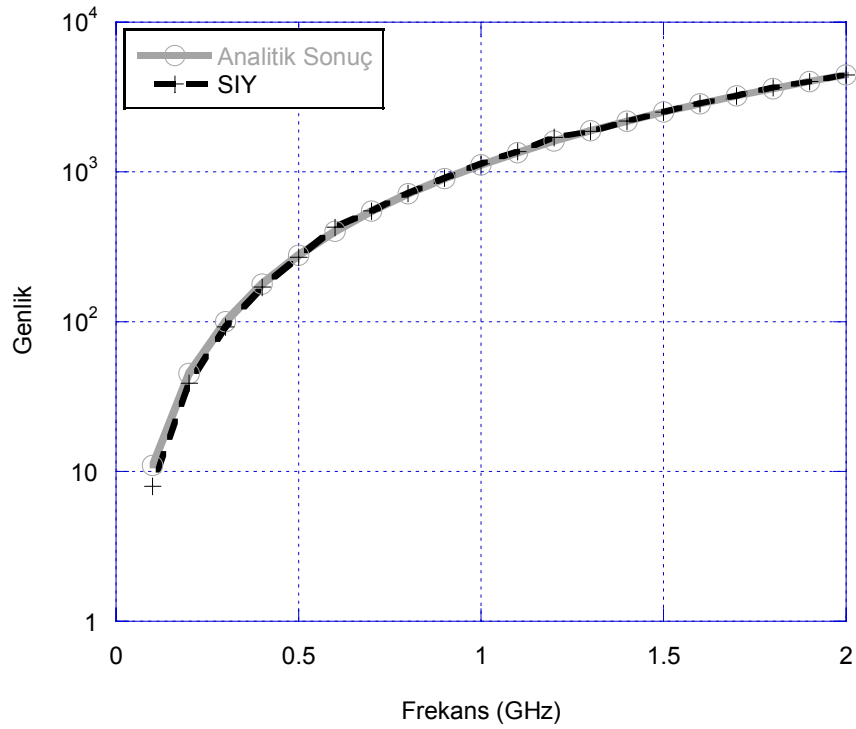
6.1.2 Dihedral Yansıtıcının RKA Değeri

SIY ile karmaşık bir nesnenin RKA değeri hesaplanırken, yüzeyler arası etkileşimin yani çoklu yansıma etkileri de göz önüne alınmalıdır. Çoklu yansıma etkileri hesaplamada SIY'nin başarımını ölçmek amacıyla mükemmel elektrik iletken dihedral yansıtıcının RKA değeri incelenmiştir. Dihedral yansıtıcıyı oluşturan iki adet aynı ölçülerde plaka, Oxz düzlemine ve Oyz düzlemine aralarında dik açı bulunacak şekilde yerleştirilmiştir. Dihedral yansıtıcının RKA değeri,

$$\sigma_{DY} \approx \frac{32\pi a^2 b^2 \sin^2(\pi/4 + \phi)}{\lambda^2} \quad (6.2)$$

olarak bilinmektedir [39]. Plakanın yatay kenarı a , dikey kenarı $2b$, dalga boyu ise λ dir. Gözlemci bakış açısı $\theta = 90^\circ$ ve ϕ ile gösterilmektedir.

Plakanın kenar boyutları $a = 1$ m ve $b = 1$ m dir. Gözlemci açısı $\phi = 45^\circ$ olarak seçilmiştir. Frekans değeri 0.1-2 GHz arasında değişmektedir. Dihedral yansıtıcının analitik ve SIY ile hesaplanmış RKA değeri Şekil 6.4’de görülmektedir.



Şekil 6.4 Dihedral yansıtıcının analitik ve SIY ile hesaplanmış RKA değeri

Şekilden de görüldüğü gibi analitik ve SIY ile hesaplanan RKA değeri örtüşmektedir. Bu da SIY ile çoklu yansıma etkilerinin başarılı olarak bulunabileceğini gösterir.

6.2. TYAR İmgesinde MAPS Fonksiyonunun Kullanılması

Işın saçınım fonksiyonu olarak Denklem (5.12), (5.13) ve (5.14)'de önerilen fonksiyonların kullanılması durumunda menzil profillerinde dolayısıyla saçılma merkezlerinin çekilmesi işleminde çözünürlük artmış ve saçılma merkezleri daha doğru konumlarda bulunabilmiştir. Önerilen iyileştirmenin sonuçları aşağıda örneklerle açıklanmıştır.

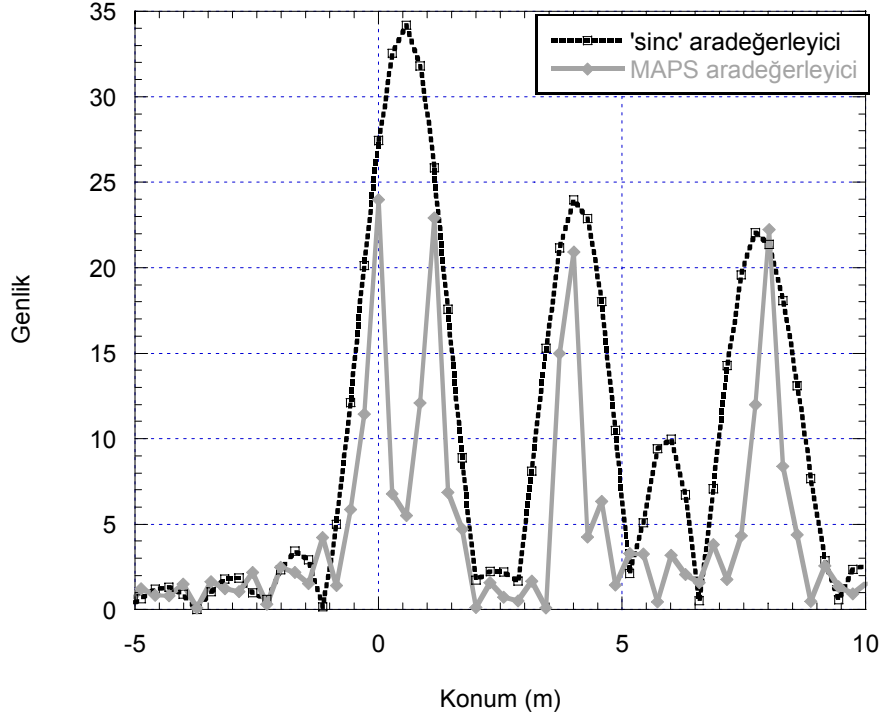
Bu bölümde, aksi belirtilmedikçe, saçılma merkezlerinin çekilmesi, eşik seviyesi olarak seçilen profilin en üst değerinin orijinal profilin maksimum değerinin %5'ine ulaşıncaya kadar sürdürülmüştür.

6.2.1 Saçılma Merkezleri Bilinen Bir Cismin TYAR İmgesi

MAPS fonksiyonunun başarımını incelemek amacıyla x yönünde çapraz menzil profili, ışın saçınım fonksiyonu olarak 'sinc' ve MAPS fonksiyonları kullanılarak oluşturulmuştur.

Her iki profilin de x yönündeki menzil çözünürlüğü $\Delta x = 0.14$ m olarak seçilmiştir. Örnek geometrinin x yönünde dört saçılma merkezi olduğu ve saçılma merkezlerinin pozisyonlarının $\{0.0, 1.10, 3.90, 8.00\}$ olduğu bilinmektedir.

Işın izleme bilgileri, $f_0 = 1$ GHz merkez frekansında yani dalga sayısı $k_0 = 20\pi/3$ için hesaplanmıştır. Dalga sayısı band genişliği $\Delta k = 2\pi/3$, açılal pencere genişliği $\Delta\theta = 6^\circ$, ve MAPS fonksiyonu için frekans parametreleri $\omega_{beg} = 2\pi e9$ ve $\omega_{end} = 10\pi e9$ olacak şekilde seçilmiştir. MAPS fonksiyonu ve tam (kesilmeyen) 'sinc' fonksiyonu kullanarak oluşturulan çapraz menzil profilleri Şekil 6.5'de görülmektedir.

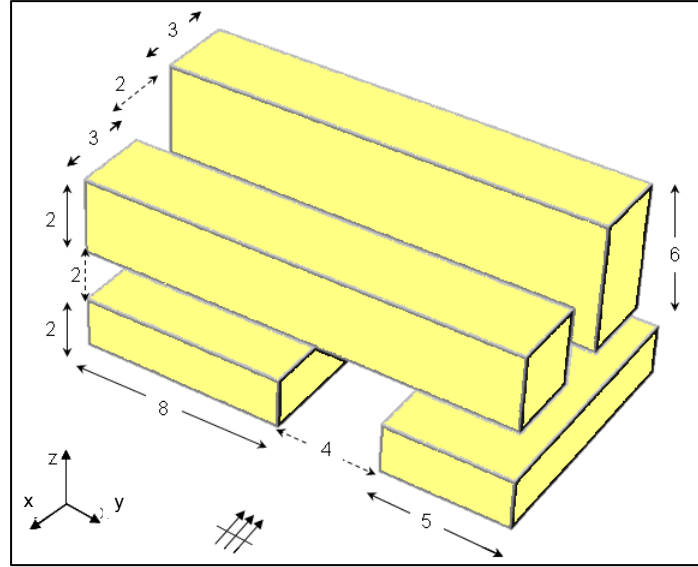


Şekil 6.5 Çapraz menzil profilinin 'sinc' ve MAPS aradeğerleyiciler ile oluşturulması.

MAPS ile oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezlerinin pozisyonları $\{0.00, 8.02, 1.14, 4.01, 3.72, 4.29, 0.85, 8.31, 4.5, 1.4\}$ noktalarında, 'sinc' ile oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezlerinin pozisyonları $\{0.57, 8.02, 3.72, -1.14, 4.87, 2.00, -2.29\}$ noktalarındadır. MAPS ile oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezlerinin sayısı 'sinc' ile oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezlerine göre daha çok olsa da saçılma merkezlerinin daha doğru konumlarda öbeklendiği görülmektedir. Aynı menzil çözünürlüğü Δx , kullanılmasına rağmen MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinin çözünürlüğü daha yüksektir. Bunun sebebi, MAPS fonksiyonunun ana kulağının 'sinc' fonksiyonuna göre daha dar olması böylece MAPS fonksiyonunun daha iyi bir çözünürlüğe sahip olmasıdır [35].

6.2.2 Metal Blokların Saçılma Merkezi Modeli

Diğer bir örnek olarak Şekil 6.6’da görülen, dört metal bloktan oluşan bir geometrinin saçılma merkezleri ‘sinc’ ve MAPS aradeğerleyicilerin performansını ölçmek için analiz edilmiştir. Şekildeki ölçüler santimetre cinsindendir.



Şekil 6.6 Metal blokların geometrisi.

Analizler bloğun ölçülerine uygun dört değişik dalga boyunda yapılmıştır. Profilleri oluşturmak için kullanılan ışın sayıları Tablo 1’ de verilmiştir. RKA değerleri hem uzak alanda SIY işleminin sonucunda elde edilen her ışının katkısı hesaplanarak bulunmuş hem de çekilen saçılma merkezlerinin RKA değerine katkısı hesaplanarak bulunmuştur. Frekans değeri $f_0 = 1$ GHz, menzil çözünürlüğü $\Delta x = \Delta y = 0.28$ m, $\Delta z = 0.3$ m ve profilin band genişliği $\omega_{end} = 10\pi \times 10^9$ olarak seçilmiştir. Frekans. f_0 arttıkça, Δx , Δy , ve Δz orantılı olarak azalmakta ve ω_{end} parametresi ise aynı oranda artmaktadır.

Her frekans için 1-B profili çekilen saçılma merkezi sayıları ile ‘sinc’ ve MAPS noktasal saçınım fonksiyonu kullanılarak profil elde etmek için gereken zaman karşılaştırılmıştır. Burada ‘sinc’ ile oluşturulan profilde ‘kesilen sinc’

fonksiyonu kullanıldığında, saçılma merkezi çekme işlemi yakınsamayacağından ‘tam sinc’ fonksiyonu kullanılmıştır.

Tablo 1’de görüldüğü gibi MAPS fonksiyonu kullanılarak oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezleri, ‘sinc’ fonksiyonu kullanılarak oluşturulan profilden çekilen saçılma merkezlerinin neredeyse 20 katıdır. Bu daha önce Bölüm 5.1’de açıklanan ve Bölüm 6.2.1’de verilen örnekte gösterilen MAPS fonksiyonunun çözünürlüğünün (*resolution*) yüksek olması ile sağlanmıştır. Ayrıca MAPS fonksiyonu kullanılarak saçılma merkezlerinin çekilmesi için gereken toplam süre ‘sinc’ için gereken süre ile neredeyse aynıdır.

3-B saçılma merkezi çekme işleminde zaman ve çözünürlük avantajı, elde edilen saçılma merkezi sayısı ile bunun için gereken zaman karşılaştırıldığında açıkça görülmektedir. Saçılma merkezleri kullanılarak hesaplanan RKA değerleri karşılaştırıldığında, MAPS fonksiyonu kullanılarak elde edilen saçılma merkezlerinin başarımları görülmektedir. MAPS ile elde edilen saçılma merkezlerinin ‘sinc’e göre daha iyi çözünürlüğe sahip olduğu, daha az zamanda elde edilebildiği ve daha doğru genlik ve pozisyon bilgileri sağladığı söylenebilir.

Tablo 6.1. Metal bloklardan oluşan geometride ‘sinc’ ve MAPS aradeğerleyicilerin performans analizi

<i>Eşik değeri =%5</i>	$f_0 = 1$ GHz		$f_0 = 2$ GHz		$f_0 = 4$ GHz		$f_0 = 8$ GHz	
	SINC	MAPS	SINC	MAPS	SINC	MAPS	SINC	MAPS
Işın Sayısı	93.003		365.152		1.482.154		5.930.234	
“x” çapraz menzilde saçılma merkezi sayısı	8	29	19	58	32	107	64	203
“y” çapraz menzilde saçılma merkezi sayısı	20	62	39	127	78	264	162	484
“z” menzil profilinde saçılma merkezi sayısı	2	4	2	4	2	4	2	4
Aday 3-B saçılma merkezi sayısı	320	7192	1482	29464	4992	112992	20736	393008
1-B çekme işlemi için gereken süre (dakika)	0.4	0.6	1.8	2.5	8.73	9.5	47	39.2
3-B saçılma merkezi sayısı	148	1598	474	4883	1789	18154	5969	69553
3-B çekme işlemi için gereken süre (dakika)	0.08	1.3	1.3	17.5	17.0	245	249	3567
SIY kullanılarak elde edilen RKA değeri (dB)	57.99		64.01		69.91		76.15	
Saçılma merkezleri kullanılarak elde edilen RKA değeri (dB)	57.84	57.86	63.86	63.88	69.87	69.81	75.84	75.83

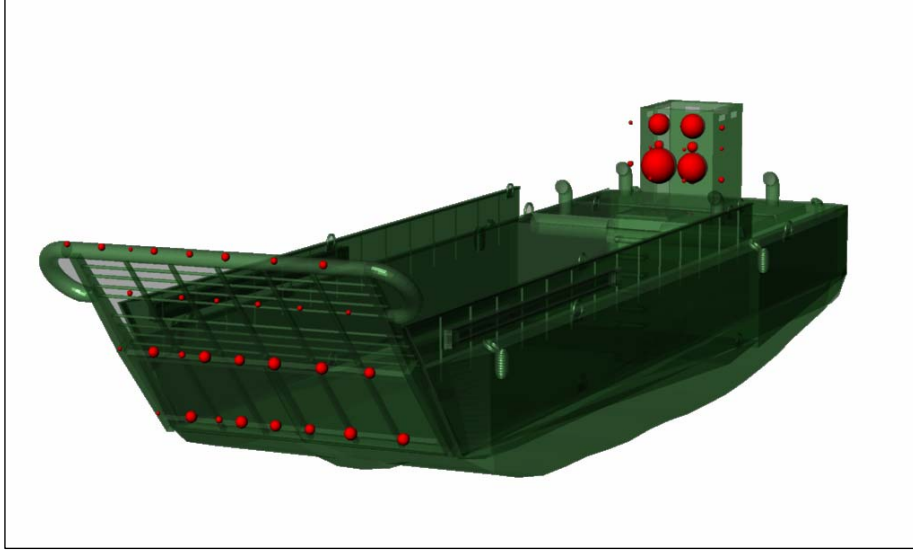
6.2.3 Gemi Modelinin Saçılma Merkezleri

MAPS aradeğerleyicinin başarımını incelemek amacıyla askeri çıkartma gemisinin saçılma merkezleri iki farklı bakış açısında incelenmiştir.

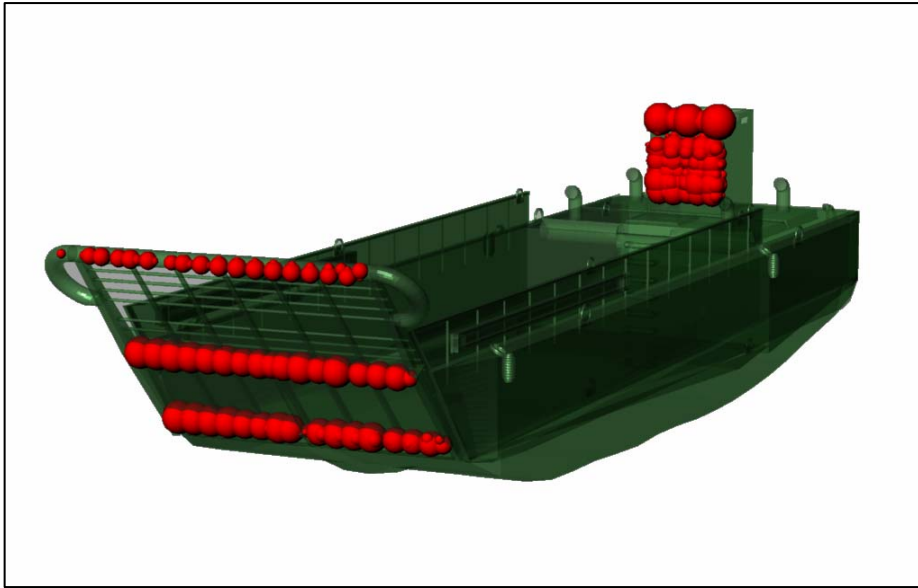
Saçılma merkezlerinin analizi için bir çıkartma gemisi modelinin saçılma merkezleri tam önden $\theta = 90^\circ$ olmak üzere $\phi = 0^\circ$ ve $\phi = 45^\circ$ ’den aydınlatılarak incelenmiştir. Ölçekli gemi modelinin boyu y ekseninde konumlanmak üzere 57.6 metre ve genişliği x ekseninde konumlanmak üzere 18.8 metredir. 1-B menzil profili, merkez frekansı $f_0 = 1$ GHz, frekans band genişliği $\Delta f = 0.1$ GHz, açısal band genişliği $\Delta\theta = \Delta\phi = 6^\circ$ parametreleri kullanılarak elde edilmiştir. Menzil çözünürlükleri, çapraz menzilde $\Delta x = \Delta y = 28$ cm ve menzil profilinde $\Delta z = 30$ cm. dir. Gemi modeli uygulaması için saçılma merkezlerinin çekilmesi, eşik seviyesi olarak seçilen profilin en üst değerinin orijinal profilin maksimum değerinin %10’una ulaşınca kadar sürdürülmüştür.

Aydınlatma açısı $\phi = 0^\circ$ için MAPS aradeğerleyici ile 309 saçılma merkezi, ‘sinc’ aradeğerleyici ile 58 saçılma merkezi çekilmiştir. ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezlerinin yerleri Şekil 6.7’de ve MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinin yerleri ise Şekil 6.8’de görülmektedir. Menzil profillerini oluşturmakta 149 302 ışın bilgisi kullanılmıştır.

Geminin SIY ile hesaplanan RKA değeri 48.77 dB olarak bulunmuştur. ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezlerinden RKA değeri 47.57 dB olarak, MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinden RKA değeri ise 48.61 dB olarak hesaplanmıştır. Gemi üzerinde görülen ve ‘sinc’ ile çekilmiş olan saçılma merkezlerinin yan kulak etkilerinden dolayı yanlış yerlerde konumlanabildiği görülmektedir.



Şekil 6.7 Gemi modelinin $\phi = 0^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu 'sinc' ile çekilen saçılma merkezleri



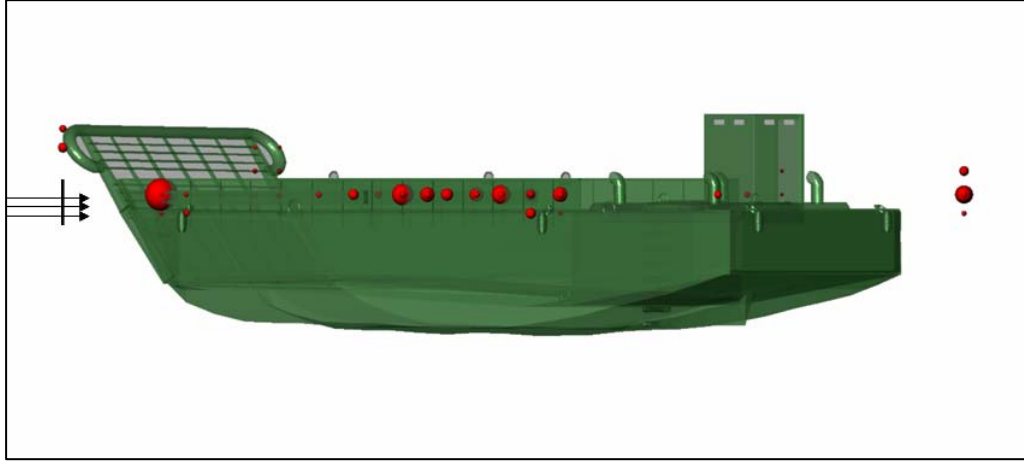
Şekil 6.8 Gemi modelinin $\phi = 0^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri

Aynı gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ bakış açısı ile ve yukarıda verilen parametreler değiştirilmeden ‘sinc’ ve MAPS fonksiyonları kullanılarak çekilen saçılma merkezleri incelenmiştir. Menzil profillerini oluşturmakta 370 451 ışın bilgisi kullanılmıştır.

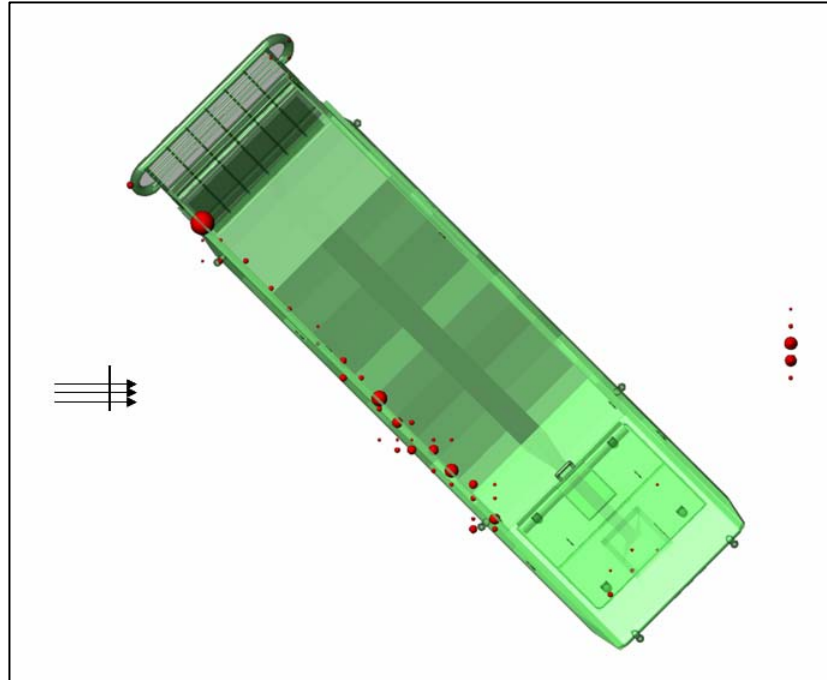
Aydınlatma açısı $\phi = 45^\circ$ için MAPS aradeğerleyici ile 95 saçılma merkezi, ‘sinc’ aradeğerleyici ile 66 saçılma merkezi çekilmiştir.

Geminin SIY ile hesaplanan RKA değeri 15.21 dB olarak bulunmuştur. ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezlerinden hesaplanan RKA değeri 16.26 dB olarak, MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinden hesaplanan RKA değeri ise 16.14 dB olarak hesaplanmıştır. ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezlerinin yerleri Şekil 6.9’da ve Şekil 6.10’da MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinin yerleri ise Şekil 6.11 ve

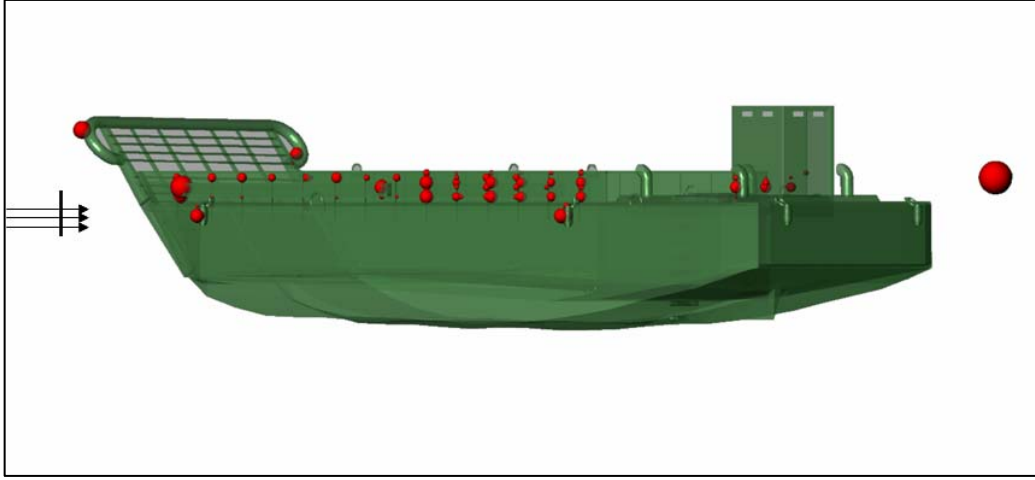
Şekil 6.12’de görülmektedir. MAPS ile çekilen saçılma merkezlerinin konumlarının geometriyle oldukça uyumlu olduğu şekillerden görülmektedir.



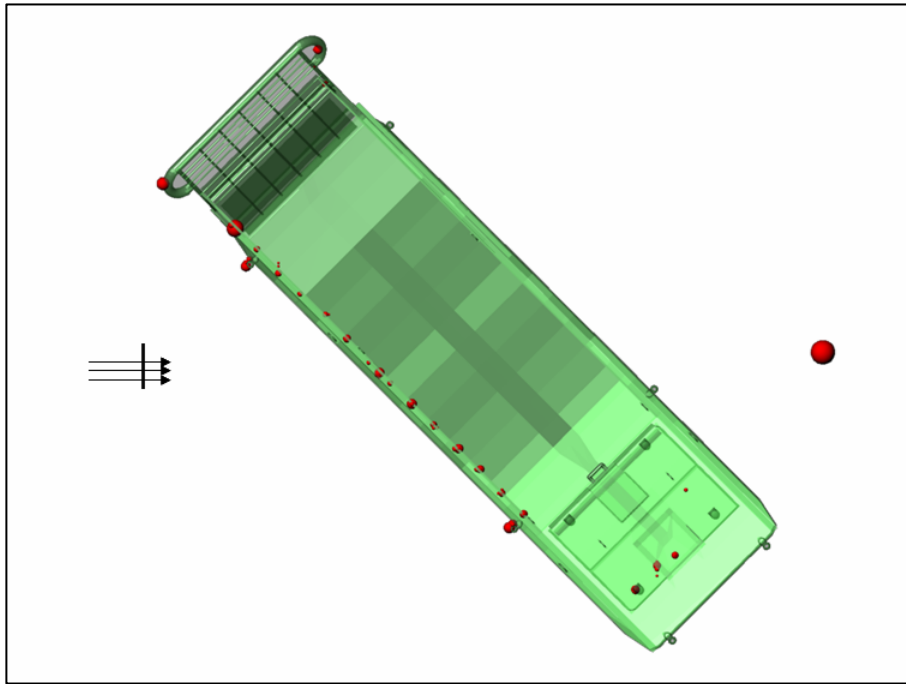
Şekil 6.9 Gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu 'sinc' ile çekilen saçılma merkezleri yandan görünüşü



Şekil 6.10 Gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu 'sinc' ile çekilen saçılma merkezleri üstten görünüşü

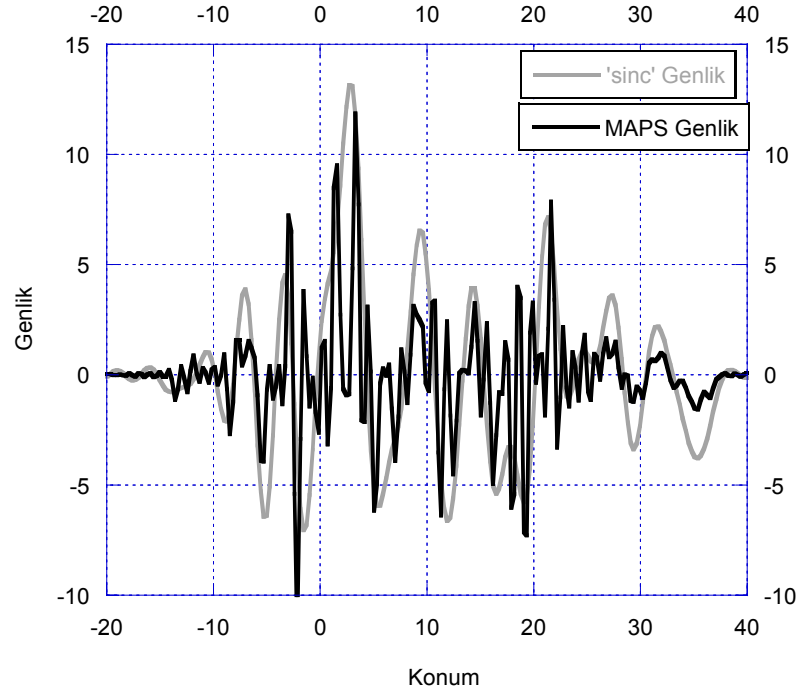


Şekil 6.11 Gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri yandan görünüşü



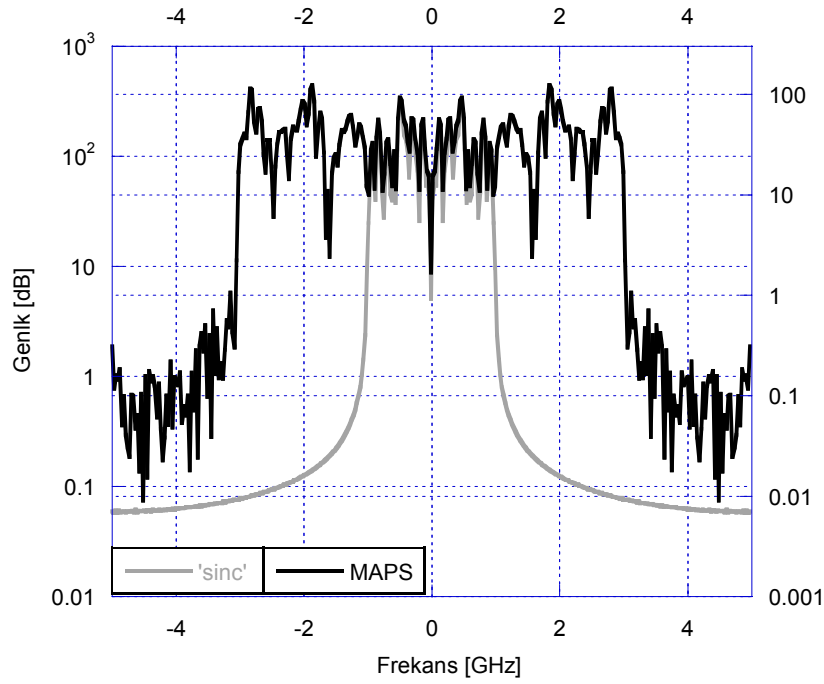
Şekil 6.12 Gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ yönünden aydınlatılması sonucu MAPS ile çekilen saçılma merkezleri üstten görünüşü

Gemi modelinin $\phi = 45^\circ$ yönünden aydınlatıldığı durumda, ‘sinc’ fonksiyonu ile ve MAPS ile oluşturulan x yönünde çapraz menzil profili Şekil 6.13 ‘de görülmektedir.



Şekil 6.13 Gemi modelinin x yönünde oluşturulan çapraz menzil profili

Menzil profillerinin aradeğerleyicinin band-genişliğiyle band-sınırlı olduğu Bölüm 5.4.2’de açıklanmıştır. ‘sinc’ ile oluşturulan profil $\omega_0 = \omega_{beg} = \omega_{end} = 2\pi \times 10^9$ [rad/s] açısal frekansı ile sınırlıdır. MAPS fonksiyonu frekans uzayında daha geniş yer kaplayan spektruma sahiptir. Bu uygulama için MAPS fonksiyonu, $\omega_{beg} = 2\pi \times 10^9$ [rad/s], yani $f_{beg} = 1$ GHz ve $\omega_{end} = 10\pi \times 10^9$ [rad/s] yani $f_{end} = 5$ GHz ile sınırlıdır.

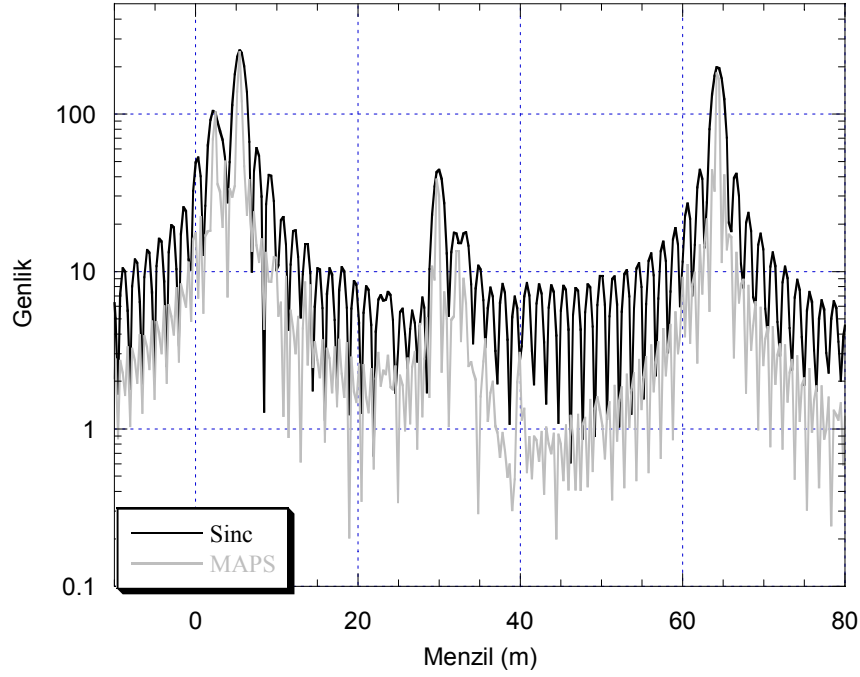


Şekil 6.14 Gemi modelinin x yönünde oluşturulan çapraz menzil profilinin frekans uzayında incelenmesi

Her iki fonksiyonla oluşturulan menzil profillerinin frekans uzayı genlik dağılımı Şekil 6.14’de görülmektedir.

6.2.4 Uçak Modelinin Saçılma Merkezleri

Saçılma merkezlerinin analizi için bir uçak modelinin saçılma merkezleri incelenmiştir. Ölçekli uçak modelinin genişliği 76 metredir ve uçağın arkasından 3 metre içeride egzoz çıkışı düz bir plaka ile kapatılmıştır. Şekil 6.15’de görülen 1-B menzil profili, merkez frekansı $f_0 = 1$ GHz, frekans band genişliği $\Delta f = 0.1$ GHz, açısal band genişliği $\Delta\theta = \Delta\phi = 6^\circ$ parametreleri kullanılarak elde edilmiştir. Menzil çözünürlükleri, çapraz menzilde $\Delta x = \Delta y = 28$ cm ve menzil profilinde $\Delta z = 30$ cm. dir. Uçak modeli tam arkadan aydınlatılmıştır.



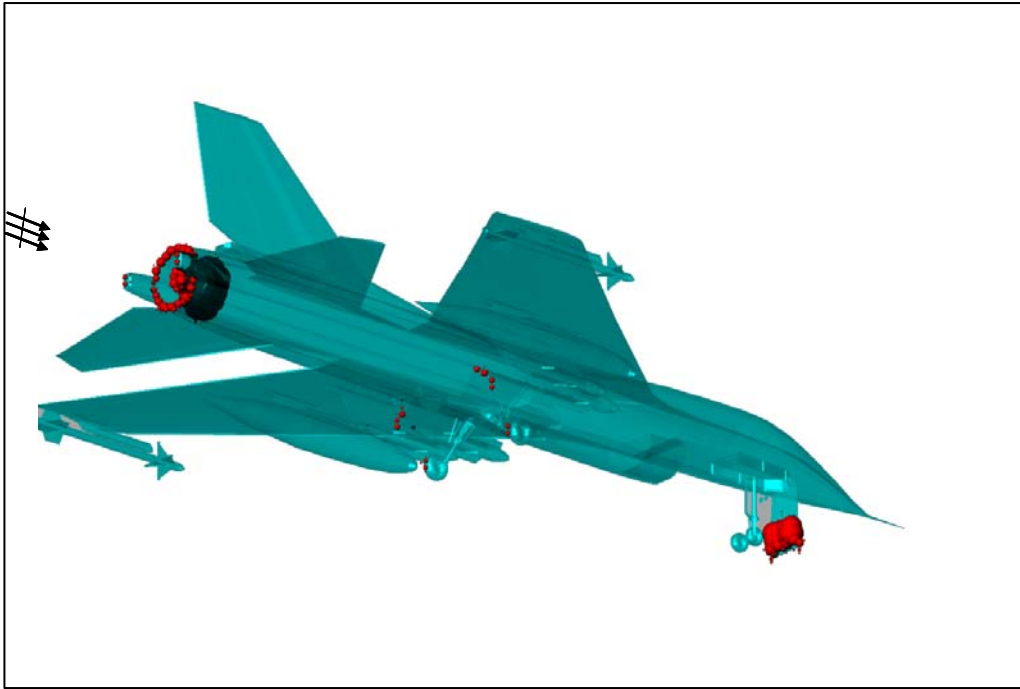
Şekil 6.15 Uçak modelinin 1-B menzil profili

Menzil profilinden görüldüğü gibi noktasal saçınım fonksiyonunun ‘sinc’ olarak seçilmesi fonksiyonun yavaş sönümlenmesi sebebiyle dinamik menzili sınırlamaktadır. MAPS aradeğerleyici ile 469 saçılma merkezi çekilebiliyorken ‘sinc’ aradeğerleyici ile 58 saçılma merkezi çekilebilmiştir. Şekil 6.16’da, ‘sinc’ ile çekilen saçılma merkezlerinin yerleri görülmektedir.

Şekilden görüldüğü gibi ‘sinc’ fonksiyonunun geniş ana kulağı ve yavaş sönümlenen yüksek seviyeli yan kulakları sebebiyle bazı saçılma merkezleri yanlış noktalarda bulunmuştur. Ancak, MAPS fonksiyonu kullanılarak çekilen saçılma merkezleri Şekil 6.17’de görüldüğü gibi model geometrisi ile mükemmel uyum göstermektedir.



Şekil 6.16 Uçak modelinin 'sinc' aradeğerleyicisi kullanılarak çekilen saçılma merkezleri.



Şekil 6.17 Uçak modelinin MAPS aradeğerleyicisi kullanılarak çekilen saçılma merkezleri.

SIY ile ışınların doğrudan katkısı hesaplanarak elde edilen RKA değeri 43.30 dB olarak bulunmuştur. ‘sinc’ aradeğerleyici kullanılarak elde edilen saçılma merkezlerinin katkısı ile hesaplanan RKA değeri 43.11 dB, MAPS aradeğerleyici kullanılarak elde edilen saçılma merkezlerinin katkısı ile hesaplanan RKA değeri 43.26 dB olarak hesaplanmıştır.

7. SONUÇ

Bu tezde, bir cisimden saçılan alanların yüksek frekanslarda asimptotik olarak incelenmesi için kullanılan Seken Işın Yöntemi ve bu yöntemeye dayalı olarak 3-B TYAR imgesi oluşturma ve cismin yansıtıcılık özelliğini büyük oranda belirleyen saçılma merkezlerinin çıkarılması açıklanmış, TYAR imgesi oluşturmak ve saçılma merkezlerini doğru bulabilmek amacıyla yeni bir aradeğerleyici fonksiyon tanımlanarak başarımları incelenmiştir.

Öncelikle, SIY'nin temellerini oluşturan geometrik optik, GO, (*geometric optic*, GO) teorisi incelenerek gelen, yansıyan ve kırılan dalga yayılımı analiz edilmiş, SIY'nin RKA değeri hesaplamadaki başarımları örneklerle gösterilmiştir. Daha sonra, YAR ve TYAR prensipleri açıklanarak 3-B TYAR imgesi oluşturma işleminin gerçekte bir aradeğerleme işlemi olduğu gösterilmiştir. Başarılı bir aradeğerleme için kesme hatası düşük olan aradeğerleyiciler karşılaştırılmış ve başarımları grafiklerle gösterilmiştir.

3-B TYAR imgesini oluşturmak ve saçılma merkezlerinin doğru tesbit edilmesini sağlamak için kullanılan ışın saçılım fonksiyonunun “sinc” olmasından kaynaklanan dezavantajlar incelenerek çözüm önerileri sunulmuştur. Önerilen MAPS fonksiyonunun kullanılmasıyla saçılma merkezleri doğru konumlarda ve daha iyi çözünürlükle hesaplanırken CLEAN algoritmasının yakınsaması sağlanmış, işlem karmaşıklığında büyük oranda azalma elde edilmiştir. Önerilen fonksiyon basit ve bilinen geometrilerin yanı sıra uçak ve gemi gibi karmaşık modellerin saçılma merkezlerini tespit etmekte kullanılmış ve sonuçların geometrilerle çok iyi uyum sağladığı ve başarımlarının arttığı görülmüştür. Ayrıca ‘sinc’ ve MAPS fonksiyonları ile saçılma merkezi tespitinde saçılma merkezi sayısı ile zaman karşılaştırması da yapılmış ve önerilen fonksiyonun her açıdan ‘sinc’ fonksiyonuna göre daha başarılı olduğu gösterilmiştir.

Gelecekte yapılması planlanan çalışmalarda, 3-B TYAR imgesini oluşturmakta ve saçılma merkezi tespit etmekte kullanılan ışın saçınım fonksiyonlarının birbirinden farklı olması durumu incelenecek ve CLEAN algoritmasının başarımı hız ve doğruluk yönünden artırılmaya çalışılacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, IEEE Press, 1993.
- [2] X. Yuan, "Coupling of Finite Element and Moment Methods for Electromagnetic Scattering from Inhomogeneous Objects," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Cilt 38, Sayfa 386-393, Mart 1990.
- [3] A. Taflove, K. R. Umashankar, "The Finite Difference Time Domain Method for Numerical Modeling of Electromagnetic Scattering,". *IEEE Trans. Magnetics.*, Cilt 25, No< 4, Sayfa 3086-3091, July 1989.
- [4] Keller, J. B., "Determination of Reflected and Transmitted Fields by Geometrical Optic", *Journal of Optical Society of America*, Cilt 40, No. 1, Sayfa 48, Ocak 1950.
- [5] Deschamps, G. A., "Ray Techniques in Electromagnetics," *Proceedings of the IEEE*, Cilt 60, No 9, Sayfa 1022, Eylül 1972.
- [6] Maurer, S. J., and Felsen, L. B., "Ray-Optical Techniques for Guided Waves," *Proceedings of the IEEE*, Cilt 55, No. 10, Sayfa 17-18, Ekim 1967.
- [7] J. Baldauf, S. Lee, L. Lin, S. Jeng, S. M. Scarborough, C.L.Yu, "High Frequency Scattering from Trihedral Corner Reflectors and Other Benchmark Targets: SBR Versus Experiment," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Cilt 39, No 9, Sayfa 1345- 1351, Eylül 1991.
- [8] H. Ling, R. C. Chou, S. W. Lee, "Shooting and Bouncing Rays: Calculating the RCS of an Arbitrarily Shaped Cavity," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Cilt 37, No. 2, Sayfa 194-205, 1989.
- [9] R. Bhalla, H. Ling, "Three-dimensional Scattering Center Extraction Using the Shooting and Bouncing Ray Technique," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Cilt 44, No.11, Sayfa. 1445-1453, Kasım 1996.

- [10] S. W. Lee, H. Ling, and R. Chou, "Ray Tube Integration in Shooting and Bouncing Ray Method," *Microwave Opt Tech. Lett.*, Cilt 1, Sayfa 285-289, Ekim 1988.
- [11] J. J. Knab, "Interpolation of Band-limited Functions Using the Approximate Prolate Series," *IEEE Trans. on Information Theory*, Cilt IT-25, No. 6, Sayfa 717-719, Kasım 1979.
- [12] Keller, J. B., "Geometrical Theory of Diffraction," *Journal of Optical Society of America*, Cilt 52, No. 2, Sayfa 116, Şubat 1962.
- [13] Kouyoumjian, R. G., and Pathak, P. H., "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface, *Proceedings of the IEEE*, Cilt 62, No 11, Sayfa 1448, Ekim 1974.
- [14] Lee, S. W., "Uniform Asymptotic Theory of Electromagnetic Edge Diffraction: A Review," *Electromagnetic Scattering*, Editor: P. L. E. Uslenghi, Academic Press, New York, 1968.
- [15] D. C. Jenn, *Radar and Laser Cross Section Engineering*, American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. Publication Company, 1995.
- [16] M. Kline, "An Asymptotic Solution of Maxwell's equation", *Comm. Pure Appl. Math.*, Cilt 4, Sayfa. 225- 262, 1951.
- [17] M. Kline and I. Kay, *Electromagnetic Theory and Geometrical Optics*, Interscience, New York, 1965.
- [18] D. A. McNamara, C. W. I Pistorius, J. A. G. Malherbe, *Introduction to the Uniform Geometrical theory of Diffraction*, Artech House, 1990.
- [19] L. M. Brekhovskikh, Yu. P. Lysanov, *Fundamentals of Ocean Acoustics*, Springer- Verlag, 2003.
- [20] M. İdemen, *Elektromanyetik Dalgaların Temelleri*, Literatür Yayıncılık, 1995.

- [21] M. İdemen, *Elektromanyetik Alan Teorisinin Temelleri*, Literatür Yayıncılık, 1996.
- [22] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley and Sons, New York, 1989.
- [23] H. Kim, H. Ling, "Electromagnetic Scattering from an Inhomogeneous Object by Ray Tracing," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, no. 5, sayfa 517-525, 1992.
- [24] UU-ADP MWRS 206 Sürüm 01 "Mikrodalga Radar Kesit Modelleri Teknik Raporu", TÜBİTAK MAM, Bilişim Teknolojileri Enstitüsü, 2003.
- [25] C. Özdemir, "Syntetic Aperture Radar", Editor: K. Chang, *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering*, Cilt 6, Wiley Interscience, Sayfa 5067-5080, 2005.
- [26] A. Segalovitz, B.D. Frieden, "A 'CLEAN' Type Deconvolution Algorithm," *Astron. Astrophys.*, Cilt 70, Sayfa. 335-343, 1978.
- [27] R. Bhalla, H. Ling, "Image Domain Ray Tube Integration Formula for the Shooting and Bouncing Ray Technique" *Radio Science.*, Cilt 30, Sayfa. 1435-1446, Ekim 1995.
- [28] R. Bhalla, H. Ling, J. Moore, D. J. Andersh, S. W. Lee, and J. Hughes, "3D Scattering Center Representation of Complex Targets Using the Shooting and Bouncing Ray Technique: A Review," *IEEE Antennas Propagaion Magazine*, Cilt 40, No 5, Sayfa 30-39, Ekim 1998.
- [29] UU-ADP MWRS 206 Sürüm 02 "Mikrodalga Radar Kesit Modelleri Teknik Raporu" ", TÜBİTAK MAM, Bilişim Teknolojileri Enstitüsü, 2003.
- [30] J. Tsao, B. D. Steinberg, "Reduction of Sidelobe and Speckle Artifacts in Microwave Imaging: The CLEAN Technique," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Cilt 36, Sayfa. 543- 556, Nisan 1988

- [31] D. Bölükbaş, A. A. Ergin, “TYAR İmgesinin Değiştirilmiş Yaklaşık Prolate Seri Aradeğerleyiciler Kullanılarak İyileştirilmesi”, *URSI-2006*, ODTÜ, Ankara.
- [32] A. A. Ergin, B. Shanker, and E. Michielssen, “Fast Analysis of Transient Acoustic Wave Scattering from Rigid Bodies Using the Multilevel Plane Wave Time Domain Algorithm” *J. Acoust. Soc. Am.* 107 (3), pp.1168-1178, 2000
- [33] H. D. Helmes, J. B. Thomas, “Truncation Error of Sampling-theorem Expansions,” *Proc. IRE*, Vol 50, Sayfa.179-184, Feb. 1962.
- [34] D. Bölükbaş, A. A. Ergin, “Improvement of the Scattering Center Extraction by Using the Modified Approximate Prolate Series Interpolants”, accepted by *Microwave Opt Tech. Lett.*
- [35] D. Bölükbaş, A. A. Ergin, “Improvement of ISAR Image Construction Using Modified Approximate Prolate Series Interpolants”, *Electromagnetic Wave Scattering-2006*, Gebze, Kocaeli, Turkey
- [36] R. F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, John Wiley & Sons Inc., 2001.
- [37] M. Abramowitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical functions*, Dover Publications, 1972.
- [38] D. Bölükbaş, A. A. Ergin, “A Radon Transform Interpretation of the Physical Optics Integral”, *Microwave and Optical Technology Letters*, Cilt 44, Sayı 3, Sayfa: 284-288, 2005.
- [39] G. T. Ruck, D.E.Barrick, W. D. Stuart, Clarence K. Krichbaum, *Radar Cross Section Handbook*, Peninsula Publishing, 2002.

ÖZGEÇMİŞ

Deniz BÖLÜKBAŞ, 1968 yılında İstanbul’da doğdu. İlköğrenimini 1978 yılında tamamladıktan sonra 1984 yılında Beşiktaş Atatürk Lisesi’nden mezun oldu. Aynı yıl İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü’nde okumaya hak kazandı. 1989 yılı güz döneminde mezun olduktan sonra 2001 yılına kadar özel şirketlerde çalıştı. 2003 yılı Şubat ayında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektronik Mühendisliği Bölümü, Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalı’nda başladığı yüksek lisans öğrenimini 2004 yılı Şubat ayında tamamlayarak aynı dönemde doktora çalışmasına başladı. Aynı yıl TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi Bilişim Teknolojileri Enstitüsü’nde çalışmaya başlayan ve halen Uzman Araştırmacı olarak çalışan yazar, evli ve üç çocuk annesidir.