

**İNİŞ SİSTEMLERİ VE UÇAK ÜSTÜ ANTEN
PERFORMANSLARININ ANALİZİ**

**THE PERFORMANCE ANALYSIS OF THE LANDING
SYSTEMS AND ON-AIRCRAFT ANTENNAS**

EVREN SÖĞÜTLÜ

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Öğretim Yönetmeliğinin

ELEKTRİK ve ELEKTRONİK Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

YÜKSEK LİSANS TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

2006

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>sayfa</u>
GİRİŞ.....	1
1.GEOMETRİK VE ÜNİFORM KIRINIM TEORİLERİNE GENEL BAKIŞ.....	3
1.1. Geometrik Kırınım Teorisi (GKT).....	3
1.2. Üniform Kırınım Teorisi (ÜKT).....	5
2. KIRINIM İÇİN BAZI HESAPLAMALAR	6
2.1. Silindir İçin Özel Hesaplamalar.....	6
2.1.1 Eğrilik yarıçapı.....	6
2.1.2. Jeodezik yol uzunluğunun bulunması.....	7
2.2. Kırınım Geçiş Fonksiyonu.....	7
2.3. Silindirden Yansımanın ÜKT İle Hesaplanması.....	8
2.3.1. ÜKT yansıma katsayısı.....	9
2.3.2. 3-Boyutlu uzaklık parametresi.....	9
2.3.3. 3-Boyutlu yayılma faktörü.....	10
2.3.4. Yansıyan Dalga Yarıçapının Hesaplanması.....	10
2.4. Silindirden Kırınımın ÜKT İle Hesaplanması.....	11
2.4.1. ÜKT kırınım katsayıları.....	12
2.4.2. Enerji korunumu terimi.....	13
2.4.3. 3-Boyutlu uzaklık parametresi.....	13
2.4.4. 3-Boyutlu yayılma faktörü.....	14
2.4.5. Kırınan dalgaönü yarıçapının hesaplanması.....	14
2.5. Gelen Işının Yüzeyi Sıyırması Durumunda ÜKT Eşitliği.....	15
2.6. Gelen Işının Yüzeyi Sıyırması Durumunda ÜKT Kırınım Katsayıları.....	16
3. ELİPTİK SİLİNDİR KESİTİ ÜZERİNDE KIRINIMIN İNCELENMESİ.....	17
3.1. Toplam Alan İçin Üniform Kırınım Teorisi Çözümü.....	20
4. DÜZLEMSEL DALGA TARAFINDAN AYDINLATILAN SİLİNDİR İÇİN.....	31
KIRINIM HESABI	
4.1. Sonsuz Uzunluktaki Mükemmel İletken Dairesel Silindir.....	31
ve Düzlem Dalga Etkileşmesi	
5. SİLİNDİR MODELİNİN UÇAK-ÜSTÜ ANTENLER İÇİN KULLANILMASI.....	38

İÇİNDEKİLER DİZİNİ (devam ediyor)

	<u>sayfa</u>
5.1. Hava-Yer İletişiminde Ortaya Çıkan Bazı Problemler.....	39
6. ÇOKLU ANTEN İNİŞ SİSTEMİ VE UÇAK ETKİLEŞİMİ.....	45
6.1. Doğru Yaklaşma.....	45
6.2. Hatalı Yaklaşma.....	48
6.3. Karıştırma Yapılarak Hatalı Yaklaşma.....	52
6.4. Karıştırmaya Karşı Alınacak Karşı Tedbir.....	54
7. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	57
EK-1 FOCK SAÇILMA FONKSİYONLARI.....	58
REFERANSLAR.....	62

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>sayfa</u>
Şekil 1.1.Kırınım konisi.....	4
Şekil 1.2. $\beta_0=90^\circ$ olması durumunda oluşan kırınım diski.....	5
Şekil 2.1. Eliptik Silindir.....	6
Şekil 2.2. Elektrik alan kaynağından yayılan alanın silindir yüzeyinden..... yansıması	8
Şekil 2.3. İletken silindirden kırınan alan.....	11
Şekil 3.1. Eliptik Silindir Kesiti Üzerinde Parametreler.....	17
Şekil 3.2. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz..... (eliptik silindir boyutları $a=2m,b=3m$)	23
Şekil 3.3. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz..... (eliptik silindir boyutları $a=2m,b=3m$)	24
Şekil 3.4. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz..... (eliptik silindir boyutları $a=2m,b=3m$)	25
Şekil 3.5. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz..... (eliptik silindir boyutları $a=2m,b=3m$)	26
Şekil 3.6. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz..... (silindir boyutları $a=3m,b=3m$)	27
Şekil 3.7. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=900$ MHz..... (silindir boyutları $a=3m,b=3m$)	28
Şekil 3.8. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1000$ MHz..... (silindir boyutları $a=3m,b=3m$)	29
Şekil 3.9. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1200$ MHz..... (silindir boyutları $a=3m,b=3m$)	30
Şekil 4.1. Düzlem dalga tarafından aydınlatılan iletken sonsuz uzunluklu..... daireesel silindir kesiti.	32
Şekil 5.1.İniş-yaklaşması ve hava-yer iletişimi.....	38
Şekil 5.2. Silindir Biçimli Gövde Modeli Üzerindeki Anten Konumu.....	39
Şekil 5.3. Uçak gövdesinin modellenmesi (anten kanat önünde).....	40

Şekil 5.4. Uçak gövdesi (önden görünüş) ve anten ışınım örüntüsü.....	41
Şekil 5.5. Uçak gövdesi (yandan görünüş) ve anten ışınım örüntüsü.....	41
Şekil 5.6. Uçak gövdesinin modellenmesi (anten kanat üstünde).....	42
Şekil 5.7. Uçak gövdesi (önden görünüş) ve anten ışınım örüntüsü.....	42
Şekil 5.8. Uçak gövdesi (yandan görünüş) ve anten ışınım örüntüsü.....	43
Şekil 5.9. Kanat üzerine yerleştirilen anten ve 3 boyutlu ışınım örüntüsü.....	43
Şekil 6.1. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması.....	45
Şekil 6.2. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması durumunda.....	46
3 boyutlu ışınım örüntüsü ($\theta = -270/0^\circ$ kesiti)	
Şekil 6.3. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması durumunda.....	47
2 boyutlu ışınım örüntüsü	
Şekil 6.4. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetric yaklaşması.....	48
Şekil 6.5. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetric yaklaşması.....	50
3 boyutlu ışınım örüntüsü ($\theta = -270/90^\circ$ kesiti)	
Şekil 6.6. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetric yaklaşması.....	46
2 boyutlu ışınım örüntüsü	
Şekil 6.7. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması.....	51
2 boyutlu ışınım örüntüsü (simetric-asimetric karşılaştırması)	
Şekil 6.8. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler.....	52
Şekil 6.9. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler 3 boyutlu ışınım örüntüsü.....	53
Şekil 6.10. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler 2 boyutlu ışınım örüntüsü.....	54
Şekil 6.11. Karşı tedbir antenleri.....	55
Şekil 6.12. Karşı tedbir sistemi.....	56
Şekil Ek-1.1 Sert (hard) Fock saçılma fonksiyonu	60
Şekil Ek-1.2 Yumuşak (soft) Fock saçılma fonksiyonu.....	62

ÇİZELGELER DİZİNİ

sayfa

Çizelge 2.1. Kırınım Geçiş Fonksiyonu.....	8
Çizelge Ek-1.1 Chebyshev polinomu kompleks katsayıları.....	59

GİRİŞ

Bu tez çalışmasında, eliptik silindir olarak modellenen uçak gövdesi kesiti için, gövde üzerindeki ve dışarıdaki bir kaynaktan yayılan elektromanyetik dalganın, geometrik kırınım teorisi (GKT) yardımıyla, uçak gövdesiyle etkileşimi incelenmiştir.

Tez çalışmasının birinci bölümünde, geometrik kırınım ve üniform kırınım teorilerine genel olarak değinilmiş, ve gelişim süreci kısaca anlatılmıştır.

İkinci bölümde, eliptik bir silindir için özel hesaplamalar anlatılmış ve formülleriyle açıklanmıştır. Eğrilik yarıçapı ve jeodezik yol uzunluğu kavramları ayrı başlıklar altında ele alınmıştır. Kırınım teorisinde kullanılan, kırınım geçiş fonksiyonu tanımlanmış ve tablo yardımıyla formüleleştirilmiştir. GKT' nin genişletilmiş formu olan üniform kırınım teorisi (ÜKT)' ye özel, ÜKT yansıma katsayısı, 3-boyutlu uzaklık parametresi, 3-boyutlu yayılma faktörü ve yansıyan dalga yarıçapının hesaplanması ele alınmıştır. Bu kavramlar ışınım örüntüsünün hesaplanması amacıyla ilerleyen bölümlerde kullanılmıştır. ÜKT silindir için uygulanmıştır. Böylece, silindir için ÜKT eşitliği üzerinden gidilerek, eşitlikteki; kırınım katsayıları, enerji korumu terimi, 3 boyutlu uzaklık parametresi, 3 boyutlu yayılma faktörü ve kırınan dalga için dalgaönü (wavefront) yarıçapı terimleri açıklanmıştır. Kaynaktan gelen ışınımın yüzeyi sıyırması durumunda ÜKT eşitliğinde meydana gelen değişim incelenmiş ve değişen katsayılar yeniden hesaplanmıştır.

Üçüncü bölümde, eliptik silindir üzerindeki bir kaynaktan yapılan ışınım incelenmiştir. Bu durum için, eğrilik yarıçapı, jeodezik yol uzunluğu ve geliş düzlemi için eğrilik yarıçapı parametreleri yeniden hesaplanmıştır.

Dördüncü bölümde, düzlemsel dalga tarafından aydınlatılan, mükemmel iletken ve sonsuz uzunluktaki silindir için kırınım hesaplanmıştır. Silindir ve düzlem dalga etkileşmesi, ikinci dereceden diferansiyel bir denklemlerle, Hankel fonksiyonu yardımıyla çözülmüştür. Yine bu bölümde, sonsuz uzunluktaki, mükemmel iletken silindir ve düzlem dalga etkileşmesi, yazılan MATLAB programı yardımıyla incelenmiştir. Önceki bölümlerde eşitlikler yardımıyla çıkarılan, silindir boyutunun dalga boyuna göre oldukça büyük olması durumunda kırınımın azaldığı, görsel olarak da netlik kazanmıştır.

Beşinci bölümde, GKT ve ÜKT ile modellenen silindir yapının uçak üzerine yerleştirilen antenler için iniş yaklaşması ve hava-yer iletişimi konuları için kullanımı ele alınmıştır. Frekans arttığında uçak gövdesinin boyutları dalga boyuna göre oldukça büyüyeceğinden, kırınım etkisinin azalacağı sonucu, önceki bölümlerde de matematiksel olarak kanıtlanmış ve bu bölümde SuperNEC programı ile oluşturulan bir uçak modeli ve antenin simüle edilmesiyle de görsellik kazanmıştır. Böylece, uçak-üstü antenler için frekansın seçilmesinde, uçak gövdesinin fiziksel boyutlarının etkili olduğu kanıtlanmıştır. Ayrıca anten örüntüsü incelendiğinde, frekansa göre antenin daha verimli kullanılacağı konum da anlaşılmıştır. Antenin, örüntünün maksimum uzaklığa ulaştığı nokta düşünülerek, uçak gövdesinin altına ya da üstüne, kanatlar da oluşan kırınımın örüntü açısından bozucu etkisini minimumda tutmak amacıyla kanat önüne ya da arkasına mı konumlandırılacağı örüntünün hesaplanmasıyla netlik kazanmıştır. Bu durumda antenin hava-hava iletişimi için uçağın gövdesinin, kanat birleşimine yakın kısmına yerleştirilmesi şekillerden görüldüğü üzere daha verimli olacaktır. Hava-yer iletişiminde ise gövde altının anten için daha etkili olacağı değerlendirilmiştir.

Altıncı bölümde, çoklu anten iniş sistemi ve uçak etkileşimi kısaca incelenmiş, doğru ve hatalı yaklaşma kavramları anlatılarak, SuperNEC yardımıyla incelenmiştir.

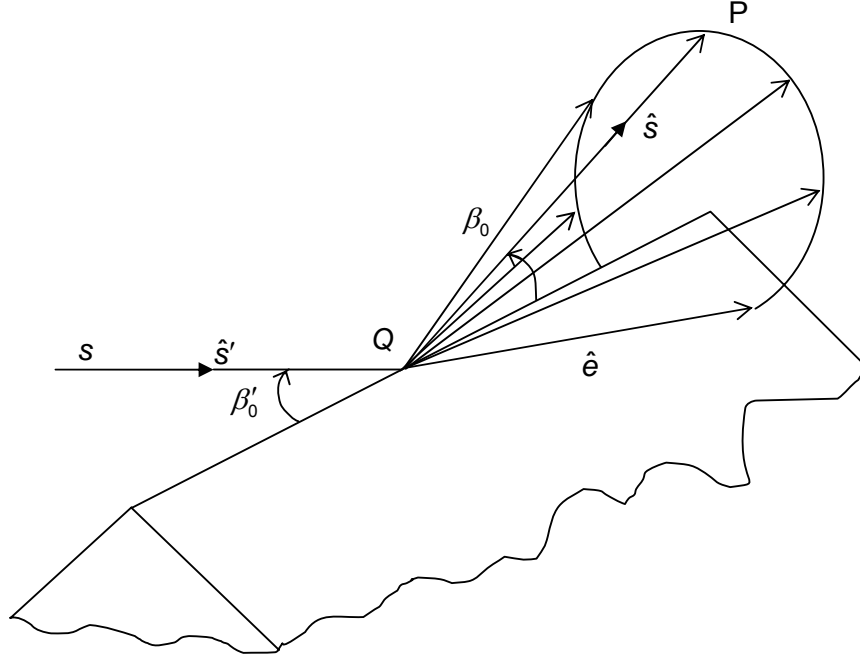
1.GEOMETRİK VE ÜNİFORM KIRINIM TEORİLERİNE GENEL BAKIŞ

1.1. Geometrik Kırınım Teorisi (GKT)

Geometrik kırınım teorisi, geometrik optiğe paralel olarak 1950'ler de Keller tarafından geliştirilmiştir. Işığın dalga boyu, çarptığı ve yansıdığı cisimlerin boyutlarına göre çok küçük olduğundan, bu cisimlerden yayılmasının analizi, dalga boyuna göre daha büyük cisimlerden yayılmasından farklı olarak ele alınmalıdır. Bu konuyu da içeren, Keller' ın ilk çalışmaları, [1-6]' da yer almaktadır. Geometrik optik ya da ışın optiği, frekansın çok yüksek olup ışığın dalga özelliğinin önemini yitirdiği durumlarda kullanılmak üzere geliştirilmiştir. Klasik makaleleri ilk olarak 1962' de yayınlanmıştır [6]. Keller, geometrik optiğin öngördüğü, gölge bölgede sıfır olan alanları, kırınan ışınlarla yeniden hesaplamıştır. Ancak Keller' ın geometrik kırınım kuramı hala bazı eksik yanlar taşımaktadır. Gölge bölgenin sınırlarında (caustic) kostik olarak adlandırılan bazı öngörülemeyen alanlar mevcuttur. Yani geometrik kırınım kuramı, tıpkı geometrik optik gibi kostik bölgelerde yetersiz kalmaktadır.

Keller' ın kuramına göre; kırınan ışınlar, geometrik optik ışınlar tarafından aydınlatılan, keskin kenar, köşe ve düzlemlerin sınır yüzeylerinden veya geometrik optik ışınlar tarafından sıyrıp geçilen yüzeylerden yayılır. Aslında kırınan alanlar, geometrik optik alanlarda süreksizlik ve gölge bölge oluşturan yapılarda görülmektedir.

Ayrıca, [6]' daki kırınım kuralı; "aynı ortamda, gelen ve kırınan ışının, keskin bir kenar üzerindeki kırınma noktasıyla eşit açı yapacağını" söylemektedir. Sommerfeld' in çözümü, kırınan ışınların, keskin kenarın ortak eksenine paralel koniler üzerinde ilerleyeceğini belirtmiştir.



Şekil 1.1.Kırınım konisi

Kırınım kuralına göre Şekil 1.1. de $\beta_0 = \beta_0'$ olmalıdır. Q noktası kırınım noktası olarak adlandırılmaktadır. \hat{e} birim vektörü, Q noktasında kenara teğettir. Eğer Q noktasına gelen ışın, \hat{s}' birim vektörü yönünde ve kırınan ışın \hat{s} birim vektörü yönünde ilerliyorsa;

$$\sin \beta_0 = |\hat{s}' \times \hat{e}| = |\hat{s} \times \hat{e}| \quad (1.1)$$

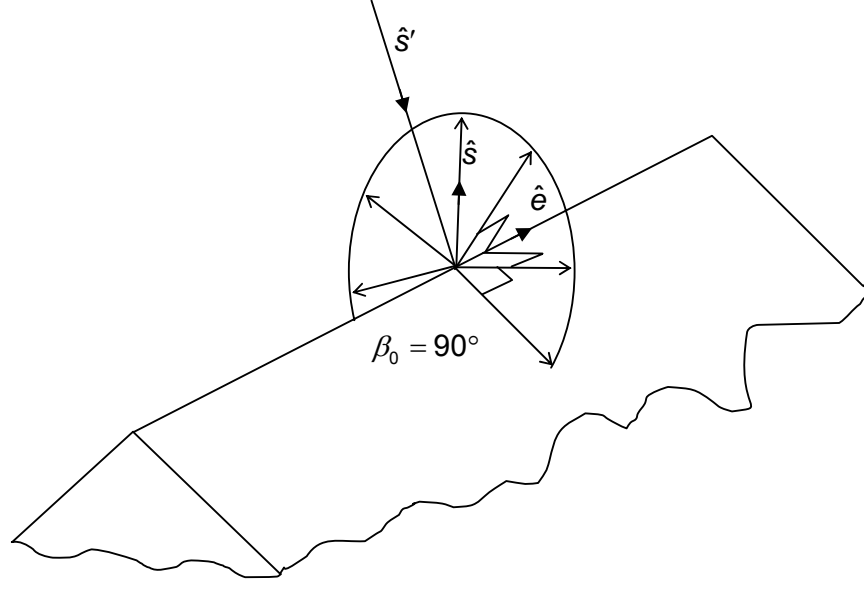
olacağı açıktır.

Ayrıca,

$$\cos \beta_0 = \hat{s}' \cdot \hat{e} \quad (1.2)$$

yazılabilir.

$\beta_0 = 90^\circ$ olması durumunda, gelen ışın kenara ve kırınım konisine dik olmaktadır. Kırınım konisi bu durumda Şekil 1.2.'deki gibi bir disk halini alır.



Şekil 1.2. $\beta_0 = 90^\circ$ olması durumunda oluşan kırınım diski

1.2. Üniform Kırınım Teorisi (ÜKT)

ÜKT (üniform kırınım teorisi) kırınan alanları, geometrik optikle bulunan alanlara ekleyerek, gölge bölgedeki elektrik alanı açıklar. Üniform kırınım teorisi bir ışın metodudur ve temelde üç tip ışını ele alır, bunlar; direkt ve yansıyan geometrik optik ışınlar ile kırınan ışınlardır.

Keller'in ortaya koyduğu GKT, geometrik optiğe önemli katkılar sağlamıştır. Yüksek frekans analizi için de önemli bir teknik olmuştur. GKT' nin günümüzde önemli bazı eksiklikleri olduğu bilinmektedir. GKT gölge alan sınırından belli bir mesafedeki alanları tanımlayabilmekte, ancak sınır bölgelerinde yetersiz kalmaktadır.

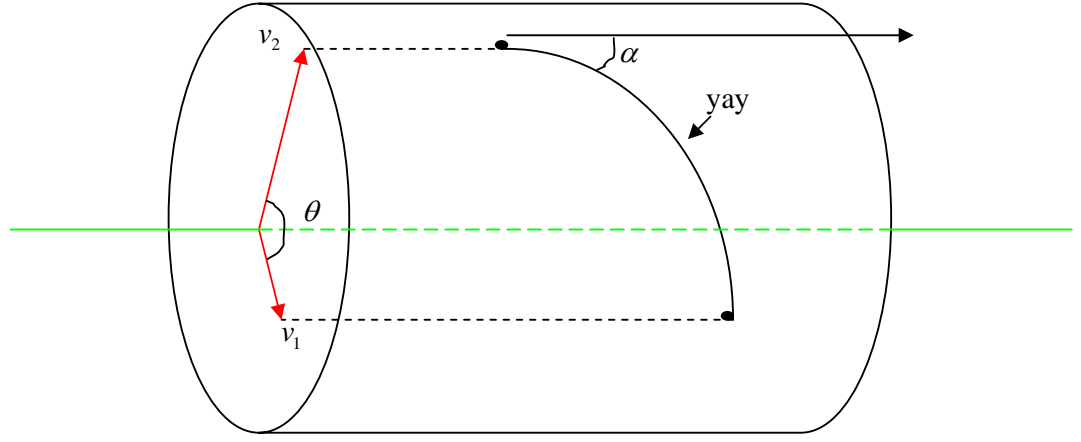
1974' te Kouyoumjian ve Pathak, ÜKT' yi tanımlamışlar, Kouyoumjian ve Pathak, asimptotik bir analizle, kırınım katsayılarını ve geçiş fonksiyonunu çarparak, sınır bölgelerindeki tanımsızlığı gidermişlerdir [7]. Bu konuyla ilgili yayını, daha sonra ÜKT ile ilgili birçok yayın izlemiştir [8-9].

2. KIRINIM İÇİN BAZI HESAPLAMALAR

2.1. Silindir İçin Özel Hesaplamalar

2.1.1 Eğrilik yarıçapı

Silindirin temel eksenleri \hat{U}_1 ve \hat{U}_2 olsun. \hat{U}_1 xy-düzleminde silindire teğet ve \hat{U}_2 z-ekseni yönünde kabul edelim. Bu durumda xy-düzleminde bulunan eliptik bir silindirin, eğrilik yarıçapı aşağıdaki gibidir;



Şekil 2.1. Eliptik Silindir

$$r = \frac{(a_2^2 \cos^2 v + a_1^2 \sin^2 v)^{3/2}}{a_1 a_2} \quad (2.1)$$

Gelen ışın düzlemi (\hat{s}^i, \hat{n}) 'le tanımlanabilir. Genel olarak, yüzeyle α açısı yapan bir düzlemde bulunan eğri yüzeyin yarıçapı, Euler teoremine göre;

$$\frac{1}{a_i} = \frac{\sin^2 \alpha}{a_1} + \frac{\cos^2 \alpha}{a_2} \quad (2.2)$$

α açısı,

$$\begin{aligned} t_1 &= -\hat{s}^i \cdot \hat{U}_1 \\ t_2 &= -\hat{s}^i \cdot \hat{U}_2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{t_1}{t_2} \right)$$

eşitlikleriyle bulunabilir.

2.1.2. Jeodezik yol uzunluğunun bulunması

v_1 açısından v_2 açısına kadar olan jeodezik yolun uzunluğu,

$$\text{yol uzunluğu} = \frac{\int_{v_1}^{v_2} \sqrt{(a_1^2 \sin^2 \alpha + a_2^2 \cos^2 \alpha)} d\alpha}{\sin \theta} \quad (2.4)$$

ile bulunur. Burada θ açısı v_1 ve v_2 arasındaki açıdır.

2.2. Kırınım Geçiş Fonksiyonu

Üniform kırınım teorisinde kenar ve eğri yüzeylerin her ikisi için de kullanılabilen geçiş fonksiyonu [10]'da yer aldığı üzere, aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$F(x) = 2j\sqrt{x}e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-ju^2} du \quad (2.5)$$

büyük değerli x 'ler için;

$$F(x) = 1 + \frac{j}{2x} - \frac{3}{4x^2} - \frac{j15}{8x^3} \quad (2.6)$$

küçük değerli x 'ler için;

$$F(x) = \left[\sqrt{\pi x} - 2xe^{j\pi/4} - \frac{2}{3}x^2e^{-j\pi/4} \right] e^{j\pi/4} e^{jx} \quad (2.7)$$

ve $0.3 \leq x \leq 5.5$ aralığında iken aşağıdaki yöntem ile hesaplanır,

$$F(x) = F(x_i) + \frac{[F(x_{i+1}) - F(x_i)]}{(x_{i+1} - x_i)} (x - x_i) \quad (2.8)$$

Aşağıdaki çizelgede, $0.3 \leq x \leq 5.5$ aralığı için kırınım geçiş fonksiyonu değerleri verilmiştir.

Çizelge 2.1. Kırınım Geçiş Fonksiyonu

x_i	$F(x_i)$		$[F(x_{i+1}) - F(x_i)] / (x_{i+1} - x_i)$	
	gerçek	sanal	gerçek	sanal
0.3	0.0	0.0	0.5729	0.2677
0.5	0.5195	0.0025	0.6768	0.2682
0.7	0.3355	-0.0665	0.7439	0.2549
1.0	0.2187	-0.0757	-0.8095	0.2322
1.5	0.1270	-0.680	0.8730	0.1982
2.3	0.0638	-0.0506	0.9240	0.1577
4.0	0.0246	-0.0296	0.9658	0.1073
5.5	0.0093	-0.0163	0.9797	0.0828

2.3. Silindirden Yansımanın ÜKT İle Hesaplanması

Şekilde görüldüğü gibi, bir elektrik alan kaynağından yayılan alanın silindir yüzeyinden yansımasıyla oluşan yansıyan alan için [10],

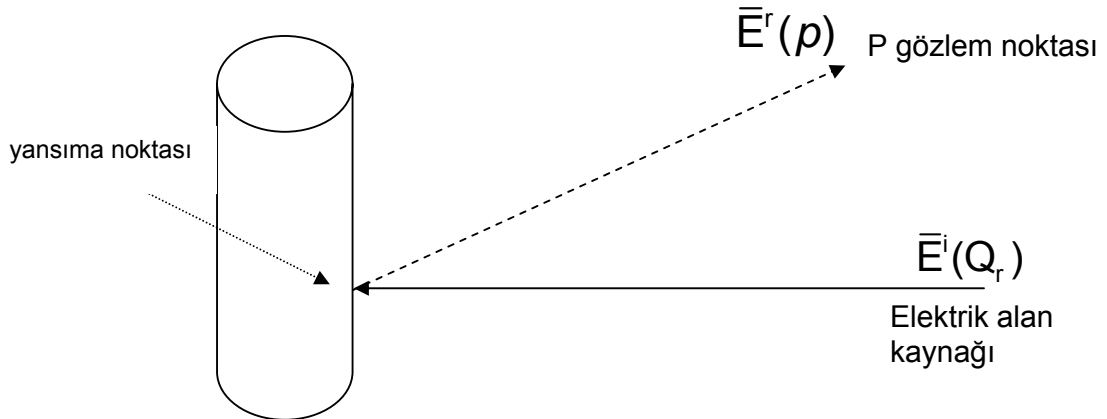
$$\bar{E}^r(p) = \bar{E}^i(Q_r) R_{s,h} A(s) e^{-jks^r} \quad (2.9)$$

olmaktadır. Burada,

$\bar{E}^i(Q_r)$ silindir üzerindeki yansımanın gerçekleştiği Q_r noktasına gelen alanı,

$R_{s,h}$ ÜKT yansıma katsayısını,

$A(s)$ ise 3-boyutlu yayılma faktörünü belirtmektedir.



Şekil 2.2. Elektrik alan kaynağından yayılan alanın silindir yüzeyinden yansıması

2.3.1. ÜKT yansıma katsayısı

ÜKT sert (hard) ve yumuşak (soft) yansıma katsayıları adı verilen sabitler [11]'de verilen aşağıdaki eşitlikle hesaplanmaktadır.

$$R_{s,h} = -\sqrt{\frac{-4}{\xi\pi}} e^{-j\pi/4} e^{j\xi^3/12} \left[\frac{-F(X_p)}{2\xi\sqrt{\pi}} + \begin{Bmatrix} p^*(\xi) \\ q^*(\xi) \end{Bmatrix} \right] \quad (2.10)$$

Yukarıdaki eşitlikte,

$p^*(\xi)$ ve $q^*(\xi)$ sırasıyla yumuşak ve sert Fock saçılma fonksiyonunu,

$F(X_p)$ kırınım geçiş fonksiyonunu,

$X_p = 2kL_p \cos^2\theta^i$ geçiş fonksiyonu argümanını göstermektedir.

$\xi = -2m(Q_r) \cos\theta^i$ ve $\cos\theta^i = \hat{n} \cdot \hat{s}^r$ parametreleri için \hat{n} ışının geldiği noktadaki birim normal vektörüdür. \hat{s}^r yansıyan ışındır.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ dalga numarasını,

$m(Q_r) = \left(\frac{ka_0(Q_r)}{3} \right)^{1/3}$ eğrilik parametresi,

L_p ise 3-boyutlu uzaklık parametresidir [17].

Bunlara ek olarak, yansıma katsayıları aşağıdaki formda da hesaplanabilir:

$$R_{s,h} = -\sqrt{\frac{-4}{\xi\pi}} e^{-j\pi/4} e^{j\xi^3/12} \left[\frac{-F(X_p)}{2\xi\sqrt{\pi}} + \sqrt{2\pi} \begin{Bmatrix} p^*(\xi) \\ q^*(\xi) \end{Bmatrix} \right] \quad (2.11)$$

2.3.2. 3-Boyutlu uzaklık parametresi

Uzaklık parametresi [17]'de ayrıntılı gösterilmiştir. Bu parametre aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$L_p = \frac{\rho_1^i \rho_2^i}{(\rho_1^i + s^r)(\rho_1^i + s^r)} \frac{s^r (\rho_2^r + s^r)}{\rho_2^r} \quad (2.12)$$

Burada;

ρ_1^i geliş düzlemine teğet gelen dalganın eğrilik yarıçapı,
 ρ_2^i geliş düzlemine dik gelen dalganın eğrilik yarıçapı,
 ρ_1^r yansıma düzleminde, yansıyan dalganın eğrilik yarıçapı,
 ρ_2^r yansıma düzlemine dik yansıyan dalganın eğrilik yarıçapı,
 $s^r = |P-Q_r|$ geliş ve gözlem noktaları arasındaki uzaklık.

2.3.3. 3-Boyutlu yayılma faktörü

Yansıyan dalganın yayılma faktörü,

$$A(s) = \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s^r)(\rho_2^r + s^r)}} \quad (2.13)$$

ρ_1^r yansıma düzleminde yansıyan dalganın eğrilik yarıçapı,
 ρ_2^r yansıma düzlemine dik yansıyan dalganın eğrilik yarıçapı,
 $s^r = |P-Q_r|$ geliş ve gözlem noktaları arasındaki uzaklıktır.

2.3.4. Yansıyan Dalga Yarıçapının Hesaplanması

Yansıma yüzeyi ile geliş düzlemi birbirinden farklı olabilmektedir. Yansıyan dalga, eş-fazlı ön yüzeyleri (ρ_1^r, ρ_2^r) 'nin ve dalgaönünün ana eksenini (dalgaönüne çizilen normal) arasındaki bağıntı aşağıdaki gibidir [7].

$$\frac{1}{\rho_1^r} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho_1^i} + \frac{1}{\rho_2^i} \right] + \frac{1}{f_1} \quad (2.14)$$

ve

$$\frac{1}{\rho_2^r} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho_1^i} + \frac{1}{\rho_2^i} \right] + \frac{1}{f_2} \quad (2.15)$$

eşitlikleriyle bulunabilir.

Burada, $f_{1,2}$ değişkeni için [7]' de detaylı olarak yer alan,

$$\frac{1}{f_{1,2}} = \frac{\cos \theta^i}{|\Gamma|^2} \left[\frac{\Gamma_{22}^2 + \Gamma_{12}^2}{a_1} + \frac{\Gamma_{21}^2 + \Gamma_{11}^2}{a_2} \right] \pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{\rho_1^i} - \frac{1}{\rho_2^i} \right)^2 + \frac{4 \cos \theta^i}{4|\Gamma|^2} \left[\frac{\Gamma_{22}^2 - \Gamma_{12}^2}{a_1} + \frac{\Gamma_{21}^2 - \Gamma_{11}^2}{a_2} \right] + \frac{4 \cos^2 \theta^i}{4|\Gamma|^2} \left\{ \left(\frac{\Gamma_{22}^2 + \Gamma_{12}^2}{a_1} + \frac{\Gamma_{21}^2 + \Gamma_{11}^2}{a_2} \right)^2 - \frac{4|\Gamma|^2}{a_1 a_2} \right\} \right] \quad (2.16)$$

formülasyonu kullanılabilir.

2.4. Silindirden Kırınımın ÜKT İle Hesaplanması

Bu bölümde ÜKT ile, eğimli iletken silindir yüzeyi için kırınım hesaplanması incelenecektir. Bir elektrik alan kaynağı tarafından aydınlatılan iletken silindirden kırılan alanın hesaplanması aşağıdaki eşitlikte ve şekilde gösterilmiştir [10].

$$\bar{E}^d(p) = \bar{E}^i(Q_1) T_{s,h} \sqrt{\frac{d\eta(Q_1)}{d\eta(Q_2)}} A(s) e^{-jks^r} \quad (2.17)$$

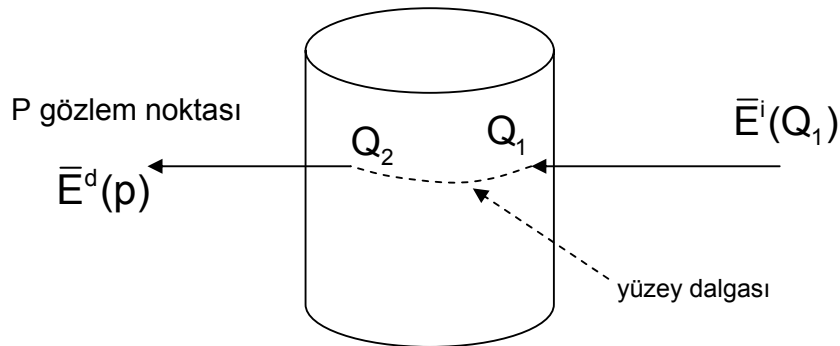
eşitlikte;

$\bar{E}^i(Q_1)$ silindir yüzeyine Q_1 noktasında gelen elektrik alanı,

$T_{s,h}$ yumuşak ve sert ÜKT kırınım katsayılarını,

$A(s)$ 3-boyutlu yayılma faktörünü,

Kareköklü terim ise silindir yüzeyinde ilerleyen dalganın enerji korunumunu göstermektedir. Eşitlikteki terimler ilerleyen bölümlerde açıklanacaktır.



Şekil 2.3. İletken silindirden kırılan alan

2.4.1. ÜKT kırınım katsayıları

ÜKT sert ve yumuşak kırınım katsayıları [11]' da aşağıdaki gibi yer almaktadır.

$$T_{s,h} = -\sqrt{m(Q_1)m(Q_2)}\sqrt{\frac{2}{k}}e^{-j\pi/4}e^{-jkt}\left[\frac{-F(X_d)}{2\xi\sqrt{\pi}} + \begin{Bmatrix} p^*(\xi) \\ q^*(\xi) \end{Bmatrix}\right] \quad (2.18)$$

$p^*(\xi)$ ve $q^*(\xi)$ yumuşak ve sert Fock saçılma fonksiyonları olup, EK-1' de detaylı olarak anlatılmaktadır.

$F(X_d)$ kırınım geçiş fonksiyonunu,

$$X_d = \frac{kL_d\xi^2}{2m(Q_1)m(Q_2)} \text{ ise geçiş fonksiyonu argümanını göstermektedir.}$$

Burada,

$\xi = \int_{\tau(Q_1)}^{\tau(Q_2)} \frac{m(\tau)}{a(\tau)} d\tau$ ve $d\tau = \left| \frac{dr}{dy} \right| dy$ olup, ξ silindir yüzeyinde gidilen yolun uzunluğunu göstermektedir.

Ayrıca, $\hat{r}(y) = -a_1 \sin y \hat{x} + a_2 \cos y \hat{y}$ eşitliği, eliptik silindir kesiti üzerinde y açısıyla koordinatlandırılan bir noktanın kartezyen koordinat sistemi ile ilişkisini göstermektedir.

s^r yansıyan ışın ve \hat{n} birim normal vektör olup, $\cos\theta^i = \hat{n} \cdot \hat{s}^i$ dir.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ dalga numarasıdır.

$m(Q_r) = \left(\frac{ka_0(Q_r)}{3} \right)^{\frac{1}{3}}$ eğrilik parametresi ve $a_0(Q_r)$, (\hat{n}, \hat{s}^i) geliş düzlemindeki

yüzeyin eğrilik yarıçapı,

L_d 3-boyutlu uzaklık parametresidir.

Yansıma katsayıları şöyle hesaplanır;

$$T_{s,h} = -\sqrt{m(Q_1)m(Q_2)}\sqrt{\frac{1}{\pi k}}e^{-j\pi/4}e^{-jkt}\left[\frac{-F(X_d)}{\xi\sqrt{2}} + \sqrt{2\pi} \begin{Bmatrix} p^*(\xi) \\ q^*(\xi) \end{Bmatrix}\right] \quad (2.19)$$

daha sonra anlatılacak olan, Fock saçılma fonksiyonunun argümanı kabaca aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\hat{r}(\gamma) = -a_1 \sin \gamma \hat{x} + a_2 \cos \gamma \hat{y} \text{ dir.}$$

$$\xi = \int_{\tau(Q_1)}^{\tau(Q_2)} \frac{m(\tau)}{a(\tau)} d\tau \text{ integralinde, } d\tau = \left| \frac{dr}{d\gamma} \right| d\gamma = \sqrt{a_1^2 \sin^2 \gamma + a_2^2 \cos^2 \gamma} d\gamma \text{ ' dir. Böylece,}$$

$d\tau$ integralde yerine konursa,

$$\xi = \left(\frac{k \sin \theta}{2} \right)^{\frac{1}{3}} (a_1 a_2)^{\frac{2}{3}} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{1}{\sqrt{a_1 \sin^2 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma}} d\gamma \text{ elde edilir. Burada } a(\tau) \text{ geliş yönündeki}$$

eğrilik yarıçapı olarak tanımlanır.

2.4.2. Enerji korunumu terimi

Q_1 noktasından Q_2 noktasına yüzey-dalgası biçiminde ilerleyen ışın için enerji korunumu,

$$EC = \sqrt{\frac{d\eta(Q_1)}{d\eta(Q_2)}} \quad (2.20)$$

eşitliğiyle ifade edilebilir. Gelen dalga küresel ise (5.4) eşitliği aşağıdaki formu alır.

$$EC = \sqrt{\frac{d\eta(Q_1)}{d\eta(Q_2)}} = \sqrt{\frac{\rho_2^i}{\rho_2^i + t}} \quad (2.21)$$

t terimi Q_1 ve Q_2 arasındaki sürünme uzaklığıdır ve bu noktalar arasındaki jeodezik yol uzunluğu hesaplanarak bulunur.

2.4.3. 3-Boyutlu uzaklık parametresi

Geçiş fonksiyonu argümanının hesaplanmasında kullanılan ve [11]' de anlatılan uzaklık parametresi,

$$L_d = \frac{\rho_1^i \rho_2^i}{(\rho_1^i + s^r)(\rho_1^i + s^r)} \frac{s^r (\rho_2^i + s^r)}{\rho_2^r} \quad (2.22)$$

dir. Burada,

ρ_1^i geliş düzlemi için gelen dalganın eğrilik yarıçapını,
 ρ_2^i geliş düzlemine dik olarak gelen dalganın eğrilik yarıçapını,
 ρ_1^r yansıma düzlemi için yansıyan dalganın eğrilik yarıçapını,
 ρ_2^r yansıma düzlemine dik yansıyan dalganın eğrilik yarıçapını,
 $s^r = |P-Q_2|$ ise ışının geliş noktası ve gözlem noktası arasındaki uzaklığı
 göstermektedir.

2.4.4. 3-Boyutlu yayılma faktörü

Kırınım için 3-Boyutlu yayılma faktörü,

$$A(s) = \sqrt{\frac{\rho_2^r}{s^r(\rho_2^r + s^r)}} \quad (2.23)$$

ile hesaplanmaktadır.

Yukarıdaki eşitlikte;

ρ_2^r yansıma düzlemine dik yansıyan dalganın eğrilik yarıçapını,
 $s^r = |P-Q_2|$ ise ışının geliş noktası ve gözlem noktası arasındaki uzaklığı
 göstermektedir.

2.4.5. Kırınan dalgaönü yarıçapının hesaplanması

Gözlem noktasından bakıldığında kırınan dalgaönünün ya da eş-faz yüzeyinin yarıçapı,

$$\rho_1^r = \rho_b^i + s^r + t \quad (2.24)$$

ile gösterilir ve t terimi Q_1 ve Q_2 arasındaki sürünme uzaklığıdır ve bu noktalar arasındaki jeodezik yol uzunluğu hesaplanarak bulunur.

$$\frac{1}{\rho_b^i} = \frac{\sin^2 \alpha}{\rho_1^i} + \frac{\cos^2 \alpha}{\rho_2^i} \quad (2.25)$$

ρ_b^i , yüzeye dik, gelen dalgaönü eğrilik yarıçapıdır. \hat{t} vektörü geliş düzlemine dik ve \hat{b} vektörü de \hat{t} vektörüne diktir. \hat{n} vektörü yüzeye normal konumdadır. ρ_b^i , \hat{b} , \hat{t} , \hat{n} vektörlerinin tümü Q_2 noktasındadır. Ayrıca,

$$|\hat{\rho}_2^r| = |\hat{s}^r| \quad (2.26)$$

dir.

\hat{X}_1^r ve \hat{X}_2^r yönleri için,

$$\hat{X}_1^r = \hat{b} = \hat{s}^r \times \hat{n}_{Q_2} \quad (2.27)$$

ve

$$\hat{X}_2^r = \hat{n}_{Q_2} \quad (2.28)$$

Kırınım geçiş fonksiyonu, bölüm (3.1.)' de anlatılmıştır. Bu bölümde tekrarlanmayacaktır.

2.5. Gelen Işının Yüzeyi Sıyırması Durumunda ÜKT Eşitliği

Gelen ışın kırınımın gerçekleştiği yüzeyi sıyırarak şekilde gelirse, bu durumda toplam elektrik alan, gelen alanın yarısı ve kırınan alanın yarısının toplamı ile elde edilir. Gözlem noktası için gelen ve kırınan alanlar sıyırma açısı kullanılarak tekrar hesaplanmalıdır.

$$\bar{E}^d(\rho) = \bar{E}^i(Q_1) \left[\frac{\pm 1}{2} \sqrt{\frac{\rho_1^{rd} \rho_2^{rd}}{(\rho_1^{rd} + s^r)(\rho_2^{rd} + s^r)}} + T_{s,h}^g \sqrt{\frac{\rho_2^{rg}}{s^r(\rho_2^{rg} + s^r)}} \right] e^{-jks^r} \quad (2.29)$$

Eşitlikte,

$\bar{E}^i(Q_1)$ elektrik alanı Q_1 noktasına gelen elektrik alandır. Sıyırma noktasında, $T_{s,h}^g$ yumuşak ve sert kırınım katsayıları, sıyırma açısına göre ($\hat{n} \cdot \hat{s}^r > 0$ için pozitif ve $\hat{n} \cdot \hat{s}^r < 0$ için negatif) değiştirilmiştir.

$\rho_{1,2}^{rd}$, Q_1 noktasında, alanın eğrilik yarıçapıdır. (1 numaralı indeks sıyırma düzlemine teğet ve 2 numaralı indeks sıyırma düzlemine dik durumlar içindir.)

Ayrıca,

$\rho_{1,2}^{r,d} = \rho_{1,2}^i$ dir.

$\rho_{1,2}^{r,g}$ kırınan alan eğilik yarıçapıdır. Eğer referans noktası olarak Q_1 alınırsa,

$\rho_2^{rg} = \rho_2^{rd} = \rho_2^i$ olur ve bu durumda, $\rho_1^{rg} = 0$ dir.

(2.29.) eşitliğinde kareköklü ilk terim, gelen alanın 3-boyutlu yayılma faktörünü ve ikinci terim ise kırınan alanın 3-boyutlu yayılma faktörünü göstermektedir.

Yukarıdaki eşitlikleri kullanırsak, (2.29.) eşitliği,

$$\bar{E}^d(p) = \bar{E}^i(Q_1) \left[\frac{\pm 1}{2} \sqrt{\frac{\rho_1^i s^r}{(\rho_1^i + s^r)}} + T_{s,h}^g \right] \sqrt{\frac{\rho_2^r}{s^r (\rho_2^r + s^r)}} e^{-jks^r} \quad (2.30)$$

formunu alır.

2.6. Gelen Işının Yüzeyi Sıyırması Durumunda ÜKT Kırınım Katsayıları

Gelen ışının, yüzeyi sıyırdığı durumda, yumuşak ve sert kırınım katsayıları aşağıdaki gibidir.

$$T_{s,h}^g = m(Q_1) \sqrt{\frac{2}{k}} e^{-j\pi/4} \begin{cases} p^*(0) \\ q^*(0) \end{cases} \quad (2.31)$$

Bu eşitlikte, $p^*(0)$ ve $q^*(0)$ sırasıyla sert ve yumuşak Fock saçılma fonksiyonlarını göstermektedir.

Ayrıca, $m(Q_1) = \left(\frac{ka_0(Q_1)}{3} \right)^{\frac{1}{3}}$ geniş düzlemi olan (\hat{n}, \hat{s}^i) ' de, daha önce anlatılan

$a_0(Q_1)$ eğrilik yarıçapı ile bulunan eğrilik yarıçapı parametresidir.

$$\theta' = \pi/2 - \phi \quad (3.2)$$

ve uzaklıklar;

$$|\hat{s}_1^d| = |\hat{s}| - l_1 - l_3 \quad (3.3)$$

$$|\hat{s}_2^d| = |\hat{s}| + l_2 \quad (3.4)$$

$$|\hat{s}'| = |\hat{s}| - l_3 \quad (3.5)$$

dir.

$|\hat{s}| \gg l_{1,2,3}$ olduğundan,

$$1/\sqrt{|\hat{s}_1^d|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}_2^d|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}'|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}|} \quad (3.6)$$

yazılabilir.

Ayrıca, $\hat{n}^1 \cdot \hat{s}^1 = 0$ tanımından yararlanarak,

$$\hat{n}' = -\sin \phi \hat{x} + \cos \phi \hat{y} \quad (3.7)$$

olur.

$\hat{t}'(Q')$ birim vektörü saatin dönme yönünde seçilirse;

$$\hat{t}'(Q') = \hat{x} \quad (3.8)$$

$$\hat{b}' = \hat{z}$$

olur.

1 no'lu ışın saatin dönme yönünde yüzeyde ilerler ve

$$\hat{t}_1(Q') = -\hat{x} \quad (3.9)$$

$$\hat{b}_1 = \hat{t}_1(Q') \times \hat{n}(Q') = -\hat{x} \times \hat{y} = -\hat{z} \quad (3.10)$$

dir. 2 no'lu ışın saat yönünün tersinde yüzeyde ilerler.

$$\hat{t}_2(Q') = \hat{x} \quad (3.11)$$

$$\hat{b}_2 = \hat{t}_2(Q') \times \hat{n}(Q') = \hat{x} \times \hat{y} = \hat{z} \quad (3.12)$$

$Q_1(x_1, y_1)$ ve $Q_2(x_2, y_2)$ uzaya yayılma noktalarını belirlemek için,

$$x_1 = \frac{a^2 \sin \phi}{\sqrt{a^2 \sin \phi + b^2 \cos \phi}} \quad (3.13)$$

$$y_1 = \frac{-b^2 \cos \phi}{\sqrt{a^2 \sin \phi + b^2 \cos \phi}} \quad (3.14)$$

$$x_2 = -x_1 \quad (3.15)$$

$$y_2 = -y_1 \quad (3.16)$$

$j=1,2$ için,

$$\gamma_j = \tan^{-1}(y_j / x_j) \quad (3.17)$$

ve

$$\phi_j = \tan^{-1} \left[\frac{b}{a} \tan \gamma_j \right] \quad (3.18)$$

uzaklıklar;

$$l_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \cos(\phi + 2\pi - \phi_1) - l_3 \quad (3.19)$$

$$l_2 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \sin(\phi_2 - \phi - \pi/2) \quad (3.20)$$

$$l_3 = b \cos(\pi/2 - \phi) = b \sin \phi \quad (3.21)$$

Q_1 ve Q_2 noktalarında birim yüzey-normal vektörleri \hat{n}^i e paraleldir. Bu vektörleri yazarsak;

$$\hat{n}(Q_1) = \sin \phi \hat{x} - \cos \phi \hat{y} \quad (3.22)$$

ve

$$\hat{n}(Q_2) = -\sin \phi \hat{x} + \cos \phi \hat{y} \quad (3.23)$$

$j = 1,2$ için, j ışını $Q'(\gamma = \pi/2$ parametresi ile tanımlı) noktasından, Q_j noktasına ilerler. Burada,

$$t_j = \pm \int_{\pi/2}^{\gamma_j} \sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma} d\gamma \quad (3.24)$$

+ işareti $j = 1$ ve - işareti $j = 2$ olduğunda konulmalıdır.

Eliptik yüzey üzerinde bir γ noktasındaki eğrilik yarıçapı,

$$a_0(\gamma) = \frac{(a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma)^{3/2}}{ab} \quad (3.25)$$

dir.

Kaynağın bulunduğu Q' noktasında $\gamma = \pi/2$ dir ve eşitlik (7.25) da yerine konursa $a_0(\pi/2) = a^2 / b$ olur. Böylece Q' noktasında eğrilik parametresi,

$$m(Q') = \left[\frac{ka^2}{2b} \right]^{1/3} \quad (3.26)$$

Fock parametresi,

$$\xi' = - \left[\frac{ka^2}{2b} \right]^{1/3} \sin \phi \quad (3.27)$$

Aydınlık bölgede, $0 \leq \phi \leq \pi$ ve $\sin \phi \geq 0$, $\xi' \leq 0$ olur.

Gölge bölgede Fock parametresi,

$$\xi_{cj} = \left[\frac{ka^2 b^2}{2} \right]^{1/3} \int_{\pi/2}^{\gamma_j} \frac{d\gamma}{\sqrt{a^2 \sin^2 \gamma + b^2 \cos^2 \gamma}} \quad (3.28)$$

olur.

Yüzey dalgalarının, uzay dalgasına dönüştüğü Q_j noktalarında, yüzeyin eğrilik parametreleri (3.17), (3.18) ve (3.25) eşitlikleri kullanılarak bulunabilir.

$$\beta_j = \left[\frac{a_0(\gamma_j)}{a_0(\pi/2)} \right]^{1/6} = \left[\frac{ba_0(\gamma_j)}{a^2} \right]^{1/6} \quad (3.29)$$

3.1. Toplam Alan İçin Üiform Kırınım Teorisi Çözümü

İlk olarak, aydınlık bölgede direkt alanı ele alalım. Kaynak olarak alınan $\bar{M}(Q')$ manyetik akım kaynağı \hat{z} -yönündedir. Çünkü $\hat{t}^l(Q') = \hat{x}$ tir ve $\bar{M}(Q') \cdot \hat{t}^l(Q') = 0$ olacağı açıktır.

$\hat{b}' = \hat{z}$ dir.

$$\bar{E}_n^i(s, \phi) = C_0 \bar{M}_z(Q') H'(\xi') \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s}} \quad (3.30)$$

(3.5) ve (3.6) eşitlikleri kullanılarak, yukarıdaki eşitliği,

$$\bar{E}'_n(s, \phi) = C_0 \bar{M}_z(Q') H'(\xi') e^{jkl_3} \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s}} \quad (3.31)$$

biçimine getirilebilir. (3.7) eşitliğini kullanarak,

$$\bar{E}'_n(s, \phi) = \begin{cases} -\bar{E}'_n(s, \phi) \sin \phi \hat{x} + \bar{E}'_n(s, \phi) \cos \phi \hat{y}, & 0 \leq \phi \leq \pi \\ 0 & , \pi \leq \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (3.32)$$

aydınlık bölge için elektrik alanı $\bar{E}'_n(s, \phi)$ hesaplanır.

Aydınlık ve karanlık bölgeler için yüzey-kırınan alan hesaplanacak olursa, bu bölgelerde yer alan herhangi bir (s, ϕ) noktası için (3.9) ve (3.11) eşitlikleri kullanılarak $\bar{M}(Q') \cdot \hat{t}'(Q') = 0$ olduğundan her iki ışın için de $\bar{E}'_n(s, \phi) = 0$ dir. Böylece 1 ışını için $1/\sqrt{|\hat{s}'_1|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}'_2|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}'|} \approx 1/\sqrt{|\hat{s}|}$ ve $|\hat{s}'_1| = |\hat{s}| - l_1 - l_3$ eşitlikleri kullanılarak,

$$\bar{E}'_{n1}(s, \phi) = -C_0 \bar{M}_z(Q') H'(\xi_{c1}) \beta_1 e^{-jkt_1} e^{jk(l_1+l_3)} \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s}} \quad (3.33)$$

$\bar{E}'_{n1}(s, \phi)$ elektrik alanı $\hat{n}(Q_1)$ -polarizedir. $\hat{n}(Q_1) = \sin \phi \hat{x} - \cos \phi \hat{y}$ eşitliğini kullanarak $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığında,

$$\bar{E}'_1(s, \phi) = \bar{E}'_{n1}(s, \phi) \sin \phi \hat{x} - \bar{E}'_{n1}(s, \phi) \cos \phi \hat{y} \quad (3.34)$$

olduğu görülebilir. Alanların herbirini \hat{x} ve \hat{y} vektörleri cinsinden yazarak, toplam alan kolayca bulunur.

Işın 2 için de benzer yöntemler uygulanarak,

$$\hat{b}_2 = \hat{t}_2(Q') \times \hat{n}(Q') = \hat{x} \times \hat{y} = \hat{z} \text{ yardımıyla, } \bar{M}(Q') \cdot \hat{b}_2 = \bar{M}_z(Q') \text{ sonucu bulunur.}$$

$1/\sqrt{|\hat{S}_1^d|} \approx 1/\sqrt{|\hat{S}_2^d|} \approx 1/\sqrt{|\hat{S}'|} \approx 1/\sqrt{|\hat{S}|}$ ve $|\hat{S}_2^d| = |\hat{S}| + l_2$ eşitlikleri kullanılarak,

$$\bar{E}_{n2}^d(s, \phi) = C_0 \bar{M}_z(Q') H'(\xi_{c2}) \beta_2 e^{-jkt_2} e^{-jkl_2} \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s}} \quad (3.35)$$

bulunur.

$\bar{E}_{n2}^d(s, \phi)$ elektrik alanı $\hat{n}(Q_2)$ -polarizedir. $\hat{n}(Q_2) = -\sin\phi\hat{x} + \cos\phi\hat{y}$ eşitliğini kullanarak $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığında,

$$\bar{E}_2^d(s, \phi) = -\bar{E}_{n2}^d(s, \phi) \sin\phi\hat{x} + \bar{E}_{n2}^d(s, \phi) \cos\phi\hat{y} \quad (3.36)$$

yazarız.

Sonuç olarak toplam alan şu şekildedir;

$$\bar{E}(s, \phi) = \begin{cases} \bar{E}'(s, \phi) + \bar{E}_1^d(s, \phi) + \bar{E}_2^d(s, \phi) & 0 \leq \phi \leq \pi \\ \bar{E}_1^d(s, \phi) + \bar{E}_2^d(s, \phi) & \pi \leq \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (3.37)$$

(7.32), (7.34), (7.36) eşitliklerini toplayarak,

$$\bar{E}(s, \phi) = E_x(s, \phi)\hat{x} + E_y(s, \phi)\hat{y} \quad (3.38)$$

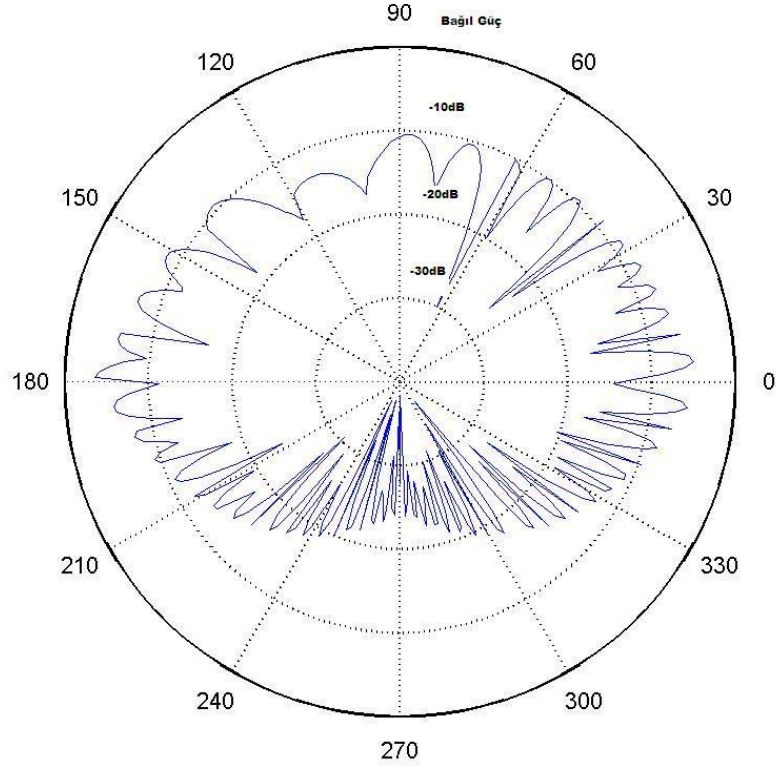
yazabiliriz. Bu eşitlikteki, $E_x(s, \phi)$ ve $E_y(s, \phi)$ ise,

$$E_x(s, \phi) = \begin{cases} [-\bar{E}'_n(s, \phi) + \bar{E}_{n1}^d(s, \phi) - \bar{E}_{n2}^d(s, \phi)] \sin\phi & 0 \leq \phi \leq \pi \\ [\bar{E}_{n1}^d(s, \phi) - \bar{E}_{n2}^d(s, \phi)] \sin\phi & \pi \leq \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (3.39)$$

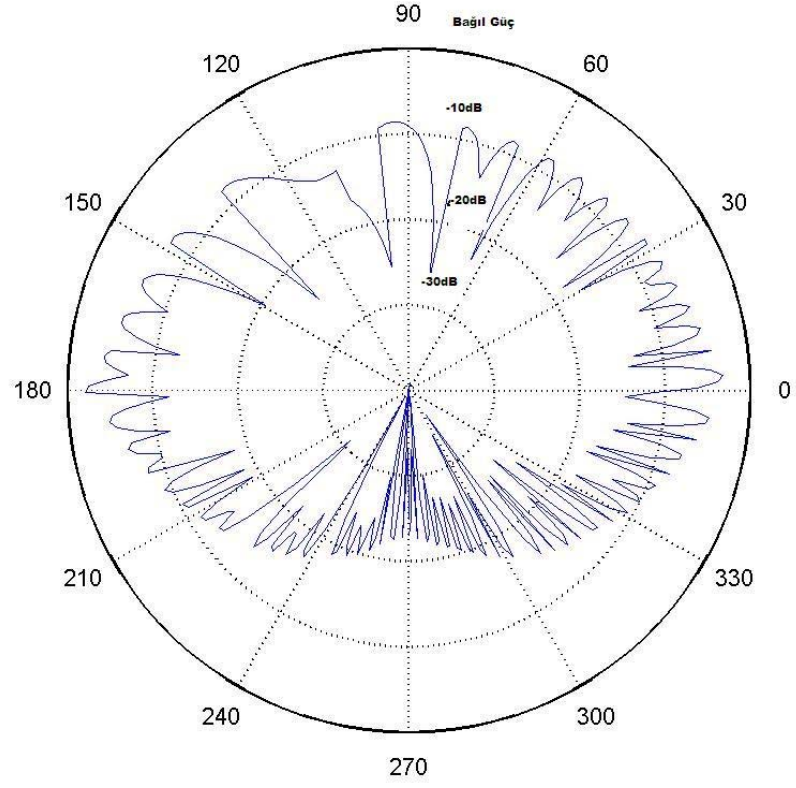
$$E_y(s, \phi) = \begin{cases} [\bar{E}'_n(s, \phi) - \bar{E}_{n1}^d(s, \phi) + \bar{E}_{n2}^d(s, \phi)] \cos\phi & 0 \leq \phi \leq \pi \\ [-\bar{E}_{n1}^d(s, \phi) + \bar{E}_{n2}^d(s, \phi)] \cos\phi & \pi \leq \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (3.40)$$

ile verilir.

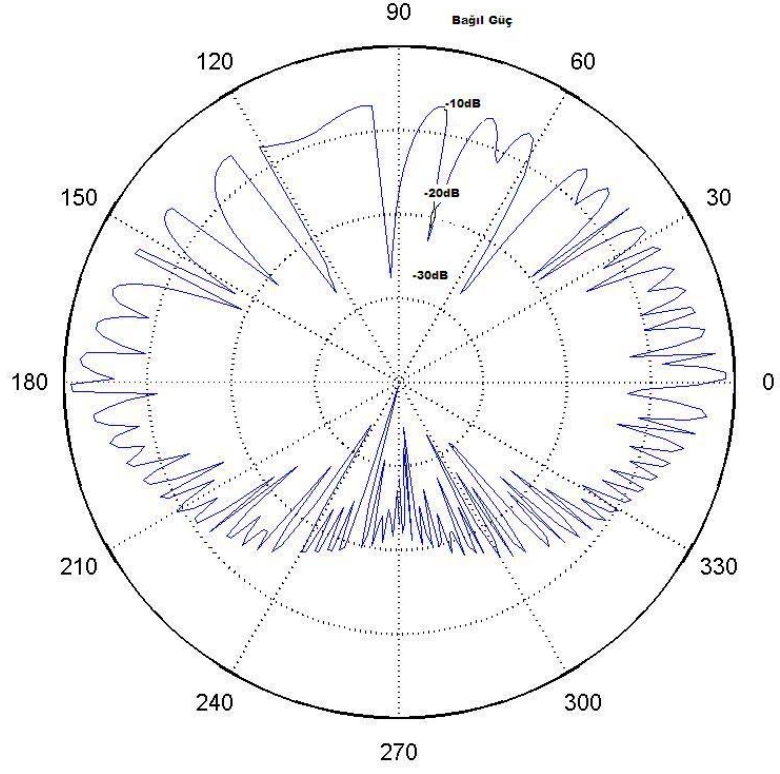
Bu durumu, bu ve önceki bölümlerde eşitliklerle anlatılan problemi Matlab ile yazılan programla, frekansı değiştirerek inceleyelim. Eliptik silindir üzerindeki tekkutuplu bir anten için ışınım örüntüsünü, silindire yandan baktığımız durum için inceleyelim. Silindir kesiti ölçüleri, elipsin odak uzunlukları $a=2$ m ve $b=3$ m olarak alınmıştır.



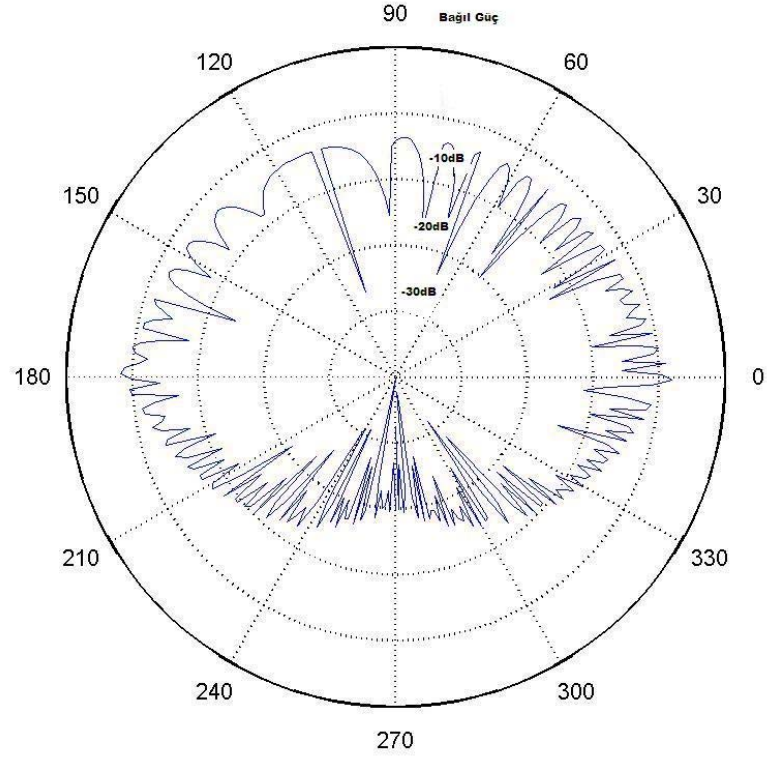
Şekil 3.2. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz (eliptik silindir boyutları $a=2$ m, $b=3$ m)



Şekil 3.3. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=900$ MHz (eliptik silindir boyutları $a=2m, b=3m$)



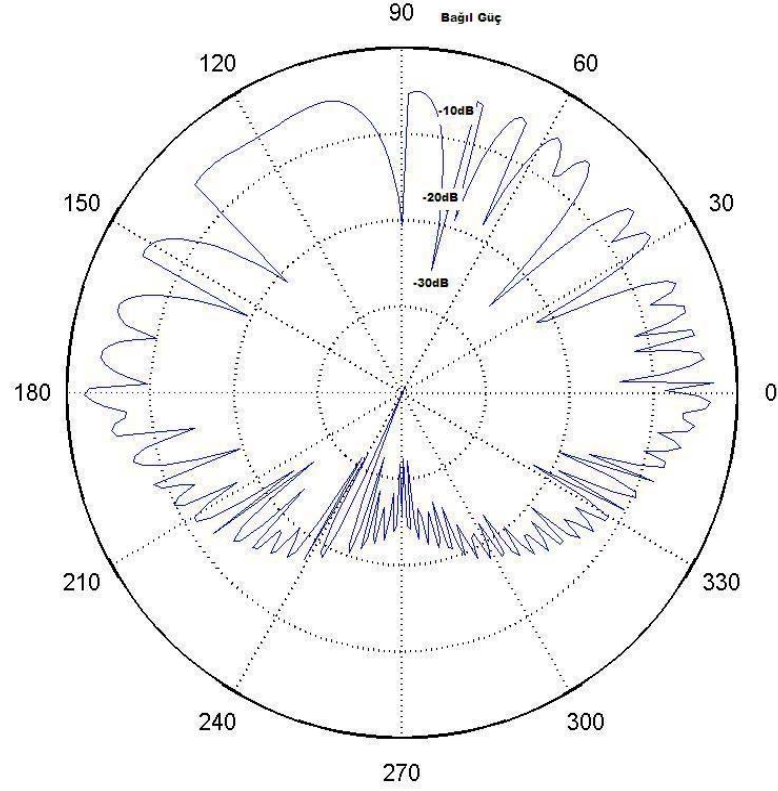
Şekil 3.4. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1000$ MHz (eliptik silindir boyutları $a=2m, b=3m$)



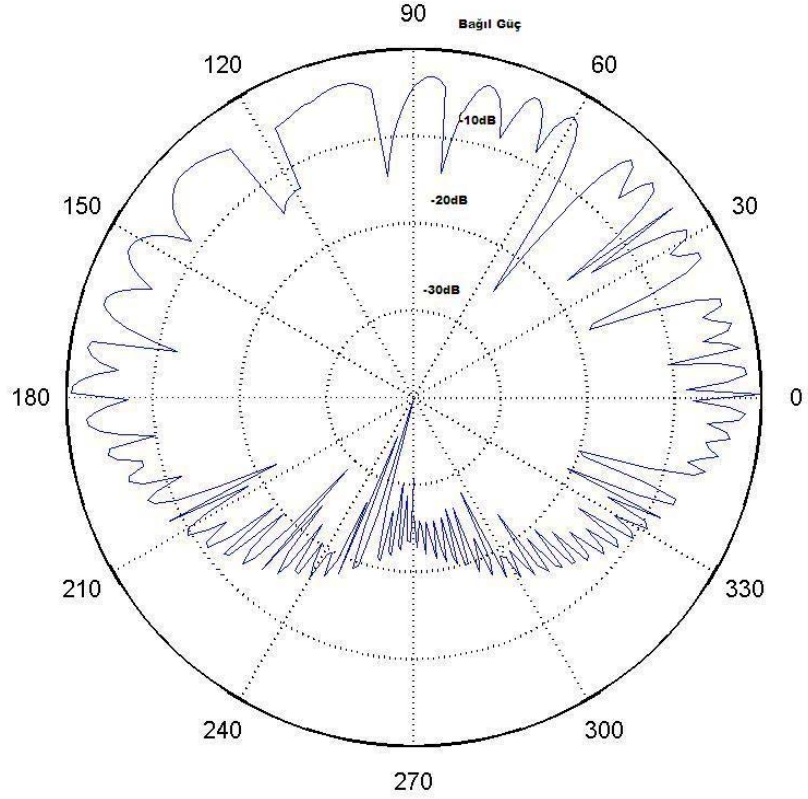
Şekil 3.5. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1200$ MHz (eliptik silindir boyutları $a=2m, b=3m$)

Yukarıdaki dört grafikten anlaşılacağı üzere frekansı arttırdığımızda, kırınım etkisi azalmıştır. Bunun nedeni dalga boyunun küçülmesi sonucu, silindir yüzeyinde oluşan yüzey dalgalarının aldığı yolun azalmasıdır. Bu sonuç, uçak anteni tasarımında ve antenin uçak üzerindeki konumunun belirlenmesi amacıyla kullanılabilir. Uçak üstü antenin, kullanacağı frekansa ve uçağın boyutlarına göre, gövde üzerine yerleştirileceği en etkin nokta hesaplanabilir [12].

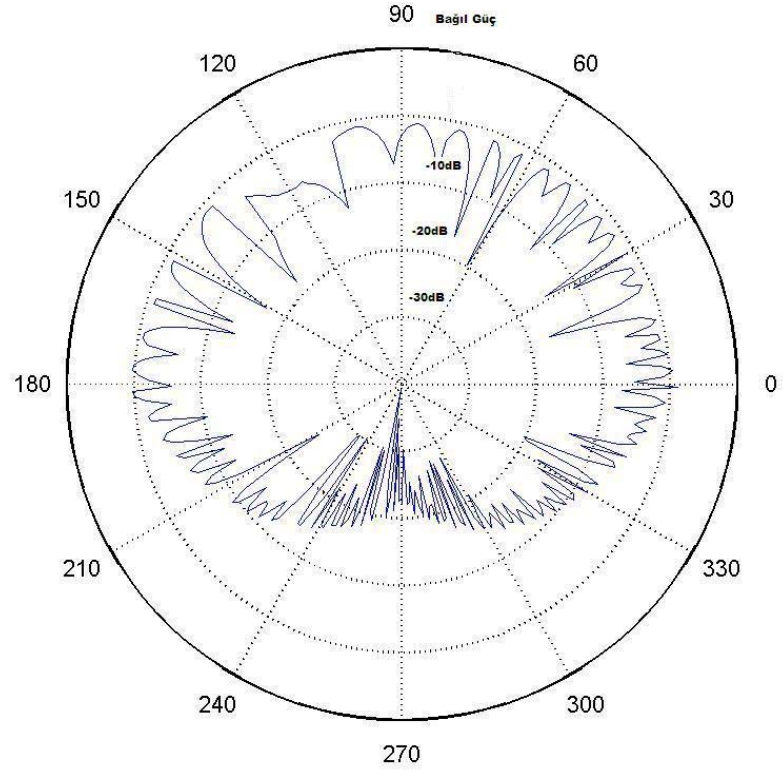
Yukarıdaki şekiller, elptik silindir için çizilmiştir. Dairesel silindir için aynı frekanslarda, ışınım örüntüsünü tekrar incelersek;



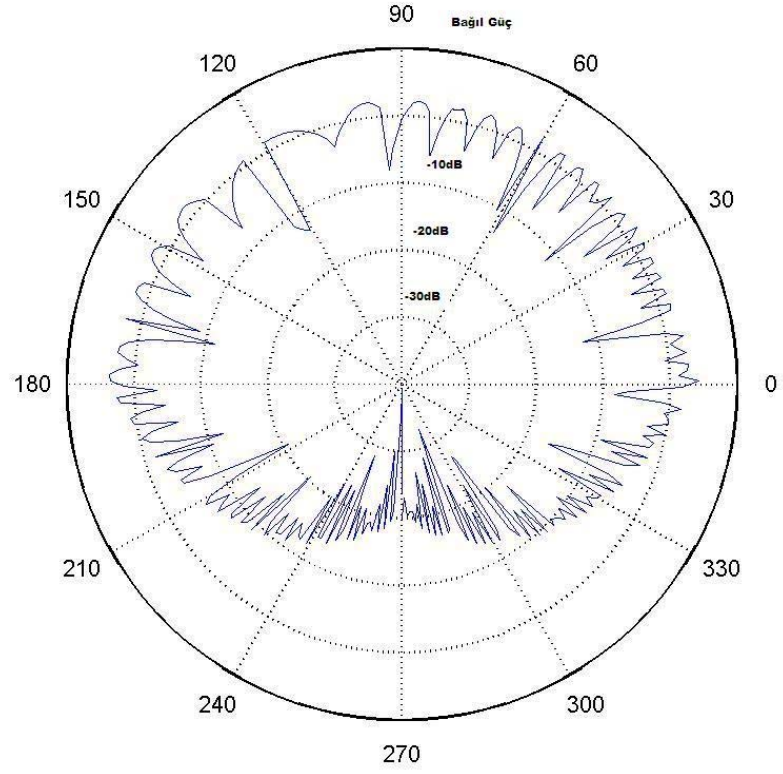
Şekil 3.6. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=800$ MHz (silindir boyutları $a=3m, b=3m$)



Şekil 3.7. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=900$ MHz (silindir boyutları $a=3m, b=3m$)



Şekil 3.8. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1000$ MHz (silindir boyutları $a=3m, b=3m$)



Şekil 3.9. Eliptik silindir ışınım örüntüsü $f=1200$ MHz (silindir boyutları $a=3m, b=3m$)

4. DÜZLEMSEL DALGA TARAFINDAN AYDINLATILAN SİLİNDİR İÇİN KIRINIM HESABI

Daha önceki bölümlerde, silindirin üzerindeki bir kaynaktan yayılan elektromanyetik ışımının GKT kullanılarak, silindir yüzeyinde nasıl kırınıma uğradığı ve kaynak örüntüsünü nasıl değiştirdiği incelenmiştir. Bu ve bundan sonraki bölümlerde silindir üzerine, silindirin dışındaki bir kaynaktan gönderilen ışımının uğradığı kırınımın benzer yöntemler kullanılarak hesaplanması ve ışımının, yansıma ve yoluna devam etmesi durumunda ortaya çıkan örüntü hesaplanacaktır.

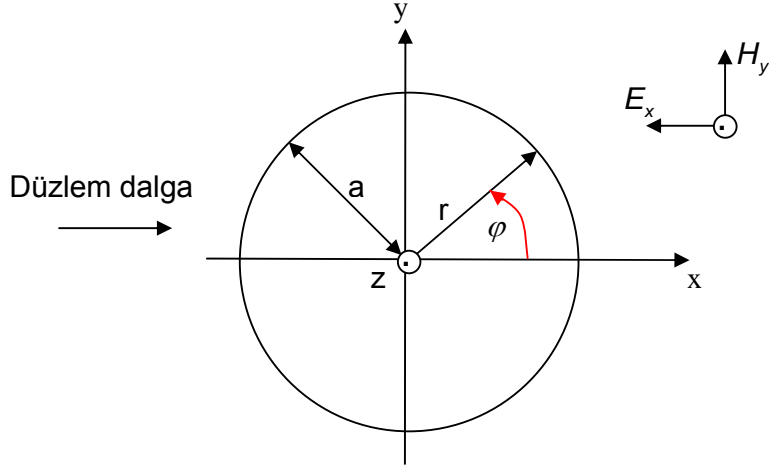
Elektromanyetik bir kaynak tarafından aydınlatılan, iletken yüzeyli bir cisim, kendi yüzeyine gelen ışınlar nedeniyle yüzey akımları oluşturacaktır, bu yüzey akımları iletken cismin kendisinin de bir kaynak gibi davranarak ışıma yapmasını sağlamaktadır. İletken cismin çevresinde oluşan toplam elektrik alan hesaplanmak istendiğinde, kaynak tarafından yayılan elektrik alan ve iletken yüzeydeki yüzey akımları nedeniyle oluşan elektrik alan toplanmalıdır.

Matematiksel çözüm, homojen dalga denkleminin, sınır koşulları da değerlendirilerek çözülmesiyle ortaya çıkmaktadır. Silindir üzerine kaynaktan gelen düzlem dalgaya 1 no'lu dalga ve silindir yüzeyinden yansıyan ve yayılan dalgaya da 2 no'lu dalga adını verelim.

Sonraki bölümde, sonsuz uzunluktaki mükemmel iletken, dairesel bir silindirin, düzlemsel dalga tarafından aydınlatılmasıyla oluşan toplam alan hesaplanacaktır.

4.1. Sonsuz Uzunluktaki Mükemmel İletken Dairesel Silindir Ve Düzlem Dalga Etkileşmesi

Düzlem dalga tarafından aydınlatılan iletken sonsuz uzunluklu dairesel silindir kesitini incelersek;



Şekil 4.1. Düzlem dalga tarafından aydınlatılan iletken sonsuz uzunluklu dairesel silindir kesiti.

Şekil 4.1.'de görüldüğü gibi silindir eksenini z-ekseni üzerine oturmuş durumda olsun, silindir yarıçapına a diyelim ve silindir üzerine gelen düzlem dalga $-x$ yönünden gelsin. Düzlem dalga;

$$\bar{E}_{z1} = E_0 e^{(jkx)} \hat{a}_z \quad (4.1)$$

olarak tanımlanabilir. Burada;

k : Dalga numarası,

E_0 : Düzlem dalganın genliğidir. Ayrıca 1 indisi kaynaktan yüzeye gelen dalga olduğunu göstermektedir.

x ve y kartezyen koordinatlarını, polar koordinatlar olarak yazarsak;

$$x = r \cos(\varphi) \quad (4.2)$$

$$y = r \sin(\varphi)$$

eşitliklerini kullanarak,

$$\bar{E}_{z1} = E_0 e^{jkr \cos(\varphi)} \hat{a}_z \quad (4.3)$$

yazabiliriz. Bu dalga, silindir yüzeyinde oluşacak olan yüzey dalgasını oluşturacaktır. Oluşan bu yüzey dalgası devam eden bölümlerde 2 numaralı dalga olarak adlandırılacaktır.

Ayrıca z-ekseni boyunca düzlem dalgada herhangi bir değişme olmadığından,

$$\frac{dE_{z1}}{dz} = 0 \quad (4.4)$$

olacağı açıktır.

2 no'lu alan için dalga yani silindir yüzeyinde oluşan dalganın denklemini yazalım,

$$\nabla^2 \bar{E}_{z2} + k^2 \bar{E}_{z2} = 0 \quad (4.5)$$

silindirik koordinatlar için Nabla operatörü ∇ 'nın eşdeğerini yerine koyarsak, yukarıdaki eşitlik,

$$\frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{z2}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial \varphi^2} + k^2 E_{z2} = 0 \quad (4.6)$$

formunu alır. Bu eşitliği değişkenlere ayırma yöntemiyle çözelim. E_{z2} ' yi $E_{z2} = R(r)\Phi(\varphi)$ şeklinde iki fonksiyonun çarpımı olacağını düşünerek, ana denkleminizde yerine yazarsak,

$$\frac{\partial^2 R(r)\Phi(\varphi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)\Phi(\varphi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 R(r)\Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + k^2 R(r)\Phi(\varphi) = 0 \quad (4.7)$$

elde edilir. r değişkenine bağlı fonksiyon φ için türev alındığında ve φ değişkenine bağlı fonksiyon r için türev alındığında birer sabit olarak davranacaktır. Eşitlik (4.7) nin her iki yanını $R(r)\Phi(\varphi)$ ile bölelim.

$$\frac{1}{R(r)} \left(\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{\Phi(\varphi)} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} \right) + k^2 = 0 \quad (4.8)$$

Böylece (4.7) eşitliği r ve φ değişkenlerine ayrılmış olur. (4.8) denklemi tüm r ve φ değişkenleri için geçerli olacağından, r ve φ değişkenlerine ayrılmış bölümler birer sabite eşit olacaktır. Denklem için,

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi} + m^2\Phi = 0 \quad (4.9)$$

olmalıdır. Burada m ayırım sabitidir. Elde ettiğimiz bu denklem ikinci-dereceden m katsayılı diferansiyel denklemdir. Bu tür denklemlerin çözümü karakteristik denklem kullanılarak yapılabilir. Sonuç eksponansiyel olarak aşağıdaki şekildedir.

$$\Phi = A\cos(m\varphi) + B\sin(m\varphi) = C\cos(m\varphi + \varphi_0) \quad (4.10)$$

$\Phi(\varphi)$ nin çözümü silindirik ekseninde φ 'ye bağlı alan şiddetini vermektedir. A , B , C ve φ_0 integrasyon sabitleridir. φ_0 sabiti φ açısının ölçülmeye başlandığı noktayı göstermektedir.

$\varphi = 0$ noktasını başlangıç noktası alırsak $\varphi_0 = 0$ olacağı açıktır. m 'i 0 ve 2π arasında, tamsayı olarak arttırırsak, başlangıç noktasına geri döneriz. Simetriden faydalanarak alan şiddetinin birbirinin simetriği olan açılarda eşit olacağını görebiliriz. Böylece,

$$\Phi(\varphi) = C\cos(m\varphi) \quad (4.11)$$

olur.

Eşitliğin r değişkenine bağlı diğer kısmını ele alalım.

$$\frac{r^2}{R} \frac{d^2R}{dr^2} + \frac{r}{R} \frac{dR}{dr} - m^2 + k^2r^2 = 0 \quad (4.12)$$

Burada, $\rho = kr$ değişikliğini ve gerekli kısaltmaları yaparsak;

$$\frac{d^2R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + \left(1 - \frac{m^2}{\rho^2}\right)R = 0 \quad (4.13)$$

olur. $R(r)$ fonksiyonu silindir ekseninden uzaklığa yani radyal uzunluğa bağlı olarak değişen alan şiddetini göstermektedir.

Denklem (4.12) Bessel Eşitliği adıyla da bilinmektedir. m bir tamsayı olduğundan, bu denklemin çözümü Bessel ve Neumann ya da (birinci veya ikinci türden) Hankel fonksiyonlarının doğrusal bir kombinasyonudur. Çözümü ikinci dereceden bir Hankel fonksiyonu olarak düşündüğümüzde ki bu durumda radyal uzaklığa bağlı alan şiddeti değişimi yani $R(r)$ fonksiyonu, kaynaktan dışarıya doğru ilerlemektedir. $R(r)$ nin çözümü,

$$R(r) = AH_m^{(2)}(kr) \quad (4.14)$$

dir. $E_{z2} = R(r)\Phi(\varphi)$ olduğundan, (4.11) ve (4.14) eşitliklerini kullanarak,

$$E_{z2} = A_m H_m^{(2)}(kr) \cos(m\varphi) \quad (4.15)$$

bulunmuş olur. m integrasyon sabiti bilinmemekle beraber, (4.15) çözümü her m değeri için E_{z2} ' lerin doğrusal kombinasyonlarından, yani toplamlarından oluşmaktadır.

Özetle, düzlem dalganın silindir yüzeyinde oluşturacağı yüzey akımları nedeniyle oluşan dalga, homojen dalga denkleminin genel çözümü kullanıldığında aşağıdaki denklem formunda olacaktır.

$$E_{z2} = \sum_0^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr) \cos(m\varphi) \quad (4.16)$$

denkleme;

A_m , integrasyon sabitini,

$H_m^{(2)}(kr)$, ikinci türden, ve m inci dereceden Hankel fonksiyonunu göstermektedir.

Fonksiyonun argümanı kr dir. (4.16) çözümü silindirden dışarı doğru yönelen sonsuz sayıda dalganın olduğunu söylemektedir. A_m katsayılarını henüz bilmediğimiz için bu dalgaların genlikleri m ' ye bağlı olarak değişmektedir. Benzer olarak, $H_m^{(2)}(kr)$ den dolayı, radyal uzaklığa bağlı olarak da değişmektedir. Yine $\cos(m\varphi)$ terimi de dalgaların φ ' ye bağlı değişimini göstermektedir.

Eşitlik (9.16) $m=0$ için $(\cos(m\varphi) = \cos(0\varphi) = 1)$ olduğundan tüm yönlere sabit genlikli dalgalar yayılır. Ayrıca $\varphi = 0$ ve $\varphi = \pi$ için maksimum genlik, $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ olduğunda ise sıfır genlik değeri elde edilir.

İletken silindir yüzeyine gelen dalganın (E_{z1}) yalnızca z-bileşeni olduğundan yüzeye teğet dalga bileşeni yüzey üzerinde sıfır olacaktır.

$$E_{z1} + E_{z2} = 0, r=a \quad (4.17)$$

(9.3) ve (9.16)'yı yukarıdaki denklemde yerine koyalım.

$$E_0 e^{(jka \cos \varphi)} + \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(ka) \cos(m\varphi) = 0 \quad (4.18)$$

olur. $m = 0, 1, 2, \dots, \infty$ için (9.18)'i yeniden düzenlediğimizde A_m katsayılarını bulabiliriz.

$$e^{(jka \cos \varphi)} = J_0(ka) + \sum_{m=1}^{\infty} 2j^m J_m(ka) \cos(m\varphi) \quad (4.19)$$

açılımını da kullanarak E_{z1} ' i $\cos(m\varphi)$ terimleri içeren bir seri formuna dönüştürelim ve (9.18) de yerine koyalım.

$$E_0 \left(J_0(ka) + \sum_{m=1}^{\infty} 2j^m J_m(ka) \cos(m\varphi) \right) + \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(ka) \cos(m\varphi) = 0 \quad (4.20)$$

olur.

$m=0$ için yukarıdaki denklem yeniden düzenlenirse,

$$E_0 J_0(ka) = -A_0 H_0^{(2)}(ka) \quad (4.21)$$

elde edilmiş olur. Bu durumda, ilk katsayı olan A_0 ,

$$A_0 = -E_0 \frac{J_0(ka)}{H_0^{(2)}(ka)} \quad (4.22)$$

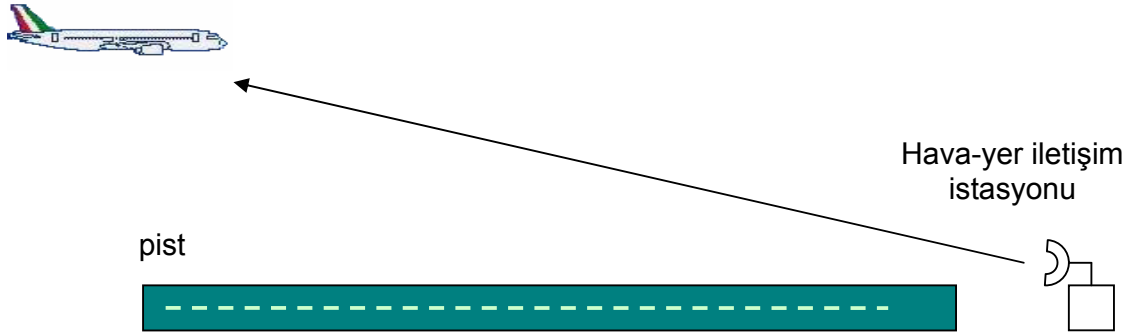
olarak bulunmuş olur.

Silindir çevresindeki toplam alan 1 ve 2 numaralı alan şiddetlerinin toplanmasıyla elde edilir. Gelen dalganın dalgaboyunun, yüzeye göre küçük olması durumunda, cismin yüzeyi bir düzlem gibi düşünülerek dalga denklemi, sınır koşullarının yardımıyla çözülebilir. Ancak daha karmaşık şekillerde, örneğin dalgaboyuna göre daha küçük bir küre için, yüzlerce hatta binlerce seri elemanı çözüme dahil edilmelidir.

Silindir çevresinde, ilerleyen ve durağan olan dalgalar oluşmaktadır. Durağan dalga (4.20) denklemindeki seri elemanlarının etkileşimleri (birbirini sönlendirmeleri) sonucu oluşmaktadır. Durağan ve ilerleyen dalgalar farklı yönlerde yayıldığından, faz hızları da farklı olmaktadır. Ayrıca durağan dalgalar farklı dalgaboylarına sahip olur.

5. SİLİNDİR MODELİNİN UÇAK-ÜSTÜ ANTENLER İÇİN KULLANILMASI

Sivil ya da askeri uçaklar için, havada kalınan süre boyunca yer istasyonlarıyla iletişim bir zorunluluktur. Hava-yer iletişimi olarak da adlandırılan bu iletişim için uçak üzerinde birçok anten sistemi mevcuttur. Bu anten sistemleri frekansları, uçak gövdesi üzerinde buldukları konumları ve anten tipleriyle farklı amaçlar için tasarlanmışlardır. Uçak üzerindeki hava-yer iletişimi amacıyla kullanılan antenler, gerek çok uzun mesafeler ve gerekse iniş yaklaşması sırasında oldukça önemli görevler üstlenirler. Bu yüzden tasarım ve kullanım açısından maksimum verim amacını taşırlar.



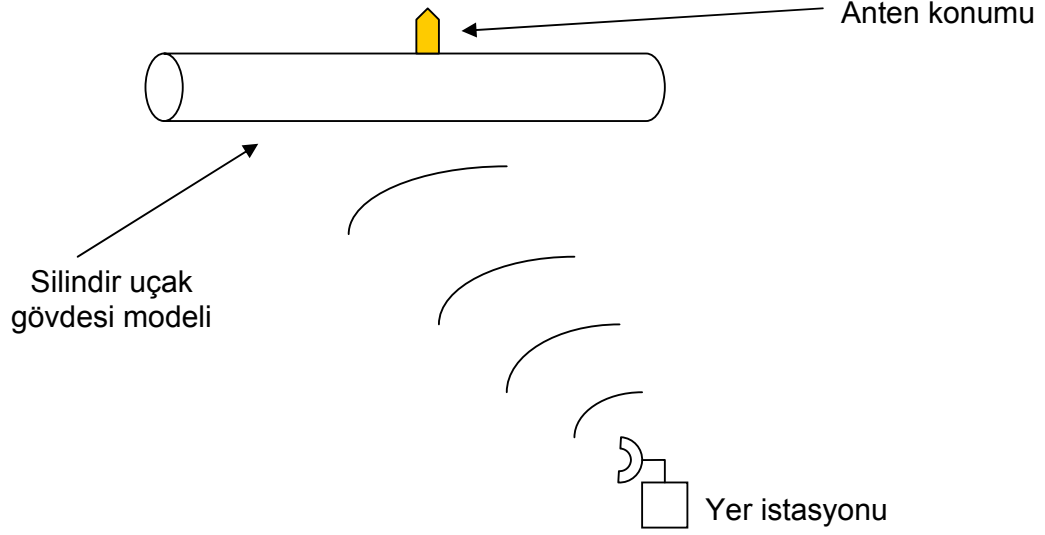
Şekil 5.1. İniş-yaklaşması ve hava-yer iletişimi

Özellikle iniş-yaklaşması olarak da bilinen uçağın, ineceği pist üzerine gelmesi ve alçalmasından itibaren, yer istasyonu ve uçak arasında iletişim trafiği artmaktadır.

Önceki bölümde detayları verilen silindir gövdesi üzerine gelen elektromanyetik dalganın davranışı, hava-yer iletişiminin veriminin artırılması açısından birçok fayda sağlayabilir. Uçak gövdesi kabaca bir silindir olarak düşünüldüğünde, bu modelleme daha da gerçeklik kazanmaktadır.

Daha önceki bölümde, 2 no' lu alan olarak adlandırdığımız, silindir yüzeyindeki kırınım nedeniyle oluşan alanın, silindir yüzeyine gelen dalganın tersi yönünde maksimum genliğe ulaştığı görülmektedir.

Uçak üzerindeki alıcı antenin maksimum verimle çalışması uçağın hangi noktasına yerleştirilmesi gerektiği oldukça önemlidir.



Şekil 5.2. Silindir Biçimli Gövde Modeli Üzerindeki Anten Konumu

Gövde üzerine yerleştirilen alıcı anten, hava-yer iletişimi sırasında, önceki bölümde kutupsal koordinatlarda çizilen elektrik alan şiddeti gözönüne alındığında, gövde yarıçapına ve uçağın yer istasyonuna uzaklığına bağlı olarak değişkenlik gösterecektir. Bu değişim önceki bölümde a yarıçapı ve r uzaklığına bağlı değişimi olarak incelenmiştir.

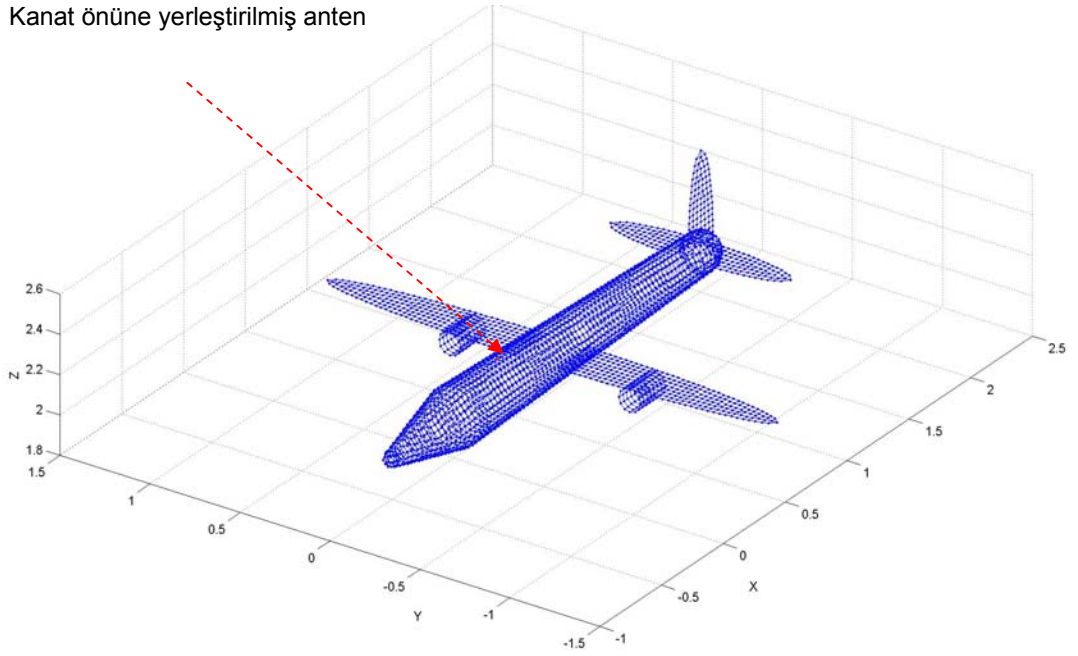
Benzer şekilde uçağın yer istasyonuna yapacağı yayın için de kırınıma bağlı olarak antenin uçak üzerindeki konumu büyük önem taşımaktadır.

5.1. Hava-Yer İletişiminde Ortaya Çıkan Bazı Problemler

Aynı enerjili ve frekanslı iki dalga aynı anda uçakta bulunan alıcıya ulaşırsa, alınan sinyalin gücünde zaman içinde dalgalanmalar oluşur. Bunun nedeni, aynı anda bir dalganın maksimum noktası ve diğerinin minimum noktasının alıcıya gelmesi durumunda birbirlerini söndürmeleridir. Örnek olarak, uçağa doğrudan ulaşan yer dalgası ile iyonosferden yansıtılarak daha uzun yol alan gök dalgasının aynı anda alınması "fading" söndürme olayına sebep olur. Bu nedenle, uçak üzerine yerleştirilen iletişim amaçlı antenin, uçak gövdesinin üzerinde yer alması durumunda, anten tarafından alınan gök dalgalarının sinyal gücü arttığından, alıcı da ki kayıplar da artacaktır. Ayrıca yer dalgalarının daha önceki bölümlerde anlatılan biçimde kırınıma uğrayarak, uçak gövdesi üzerinde yol

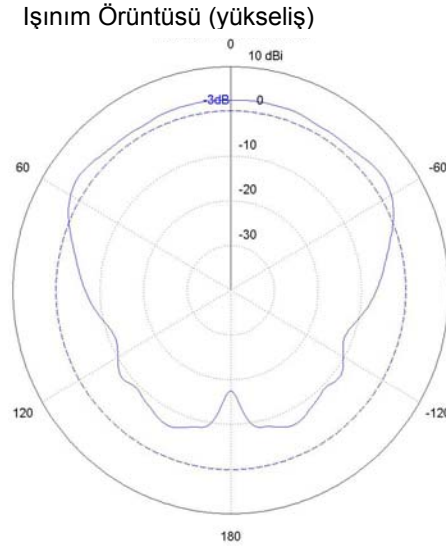
olarak, antene ulaşması nedeniyle de kayıplar oluşacaktır. Antenin uçağın altına yerleştirilmesi, bu gibi sorunları engelleyecektir.

Uçak antenleri tasarlanırken, kırınım teorisi de kullanılarak anten örüntüsünün detaylı şekilde çıkarılması bu sebeple büyük önem taşımaktadır. Çeşitli frekanslar için yapılan ölçümler ve hesaplamalar, antenin hangi frekansta, kırınımdan ne şekilde etkileneceğini ortaya koyacaktır. Aşağıdaki şekillerde nümerik yöntemler kullanarak hesaplama yapan, serbest olarak akademik çalışmalar için kullanılabilen SuperNEC programıyla, daha önce anlatılan yöntemler birleştirilerek, boyutları belli oranda küçültülmüş bir uçak gövdesi modeli için anten örüntüleri görülmektedir.



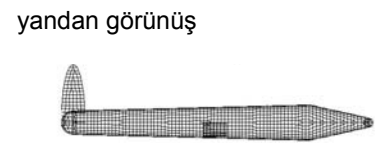
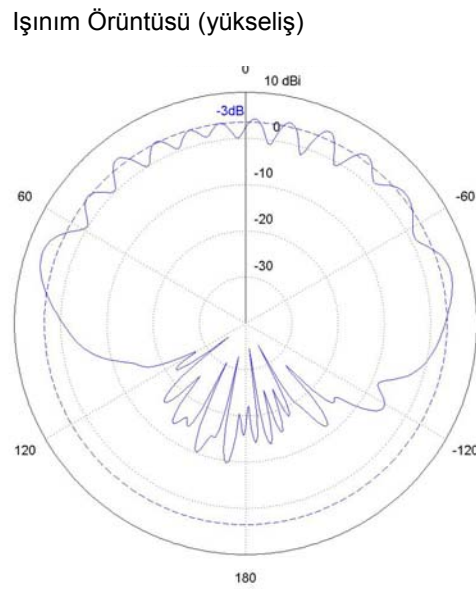
Şekil 5.3. Uçak gövdesinin modellenmesi (anten kanat önünde)

Şekil 5.3.' te, uçak gövdesinin silindir ve düzlem yapılar kullanılarak SuperNEC yardımıyla çizilmiş modelinin önden görünüşü yer almaktadır. Gövde ve kanat birleşim yerinin ön tarafına yerleştirilen bu anten için ışınım örüntüsü çizilirse, aşağıdaki şekiller elde edilmektedir.

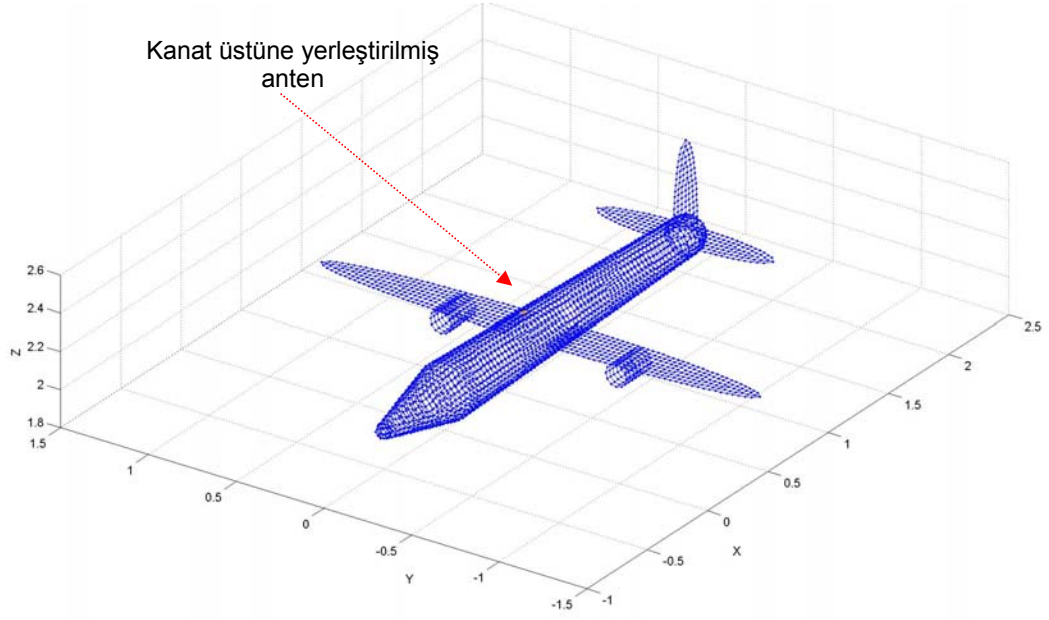


Şekil 5.4. Uçak gövdesi (önden görünüş) ve anten ışınım örüntüsü

Şekil 5.4. uçak gövdesi üzerine yerleştirilen antenin 1 GHz frekansındaki örüntüsünü göstermektedir. Anten, uçak gövdesi ile kanatların birleşim noktasından daha ön kısma yerleştirilmiştir. Şekil 5.5. aynı anten örüntüsünün yandan görünüşü görülmektedir.

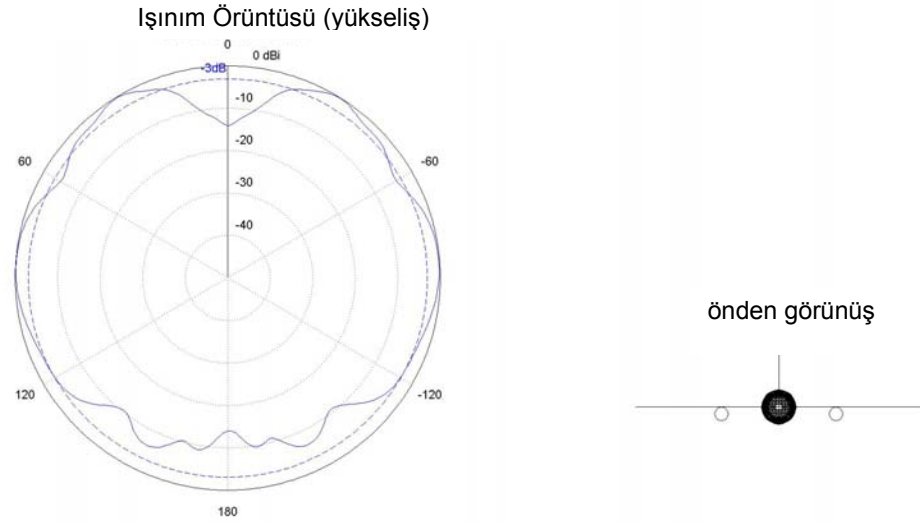


Şekil 5.5. Uçak gövdesi (yandan görünüş) ve anten ışınım örüntüsü

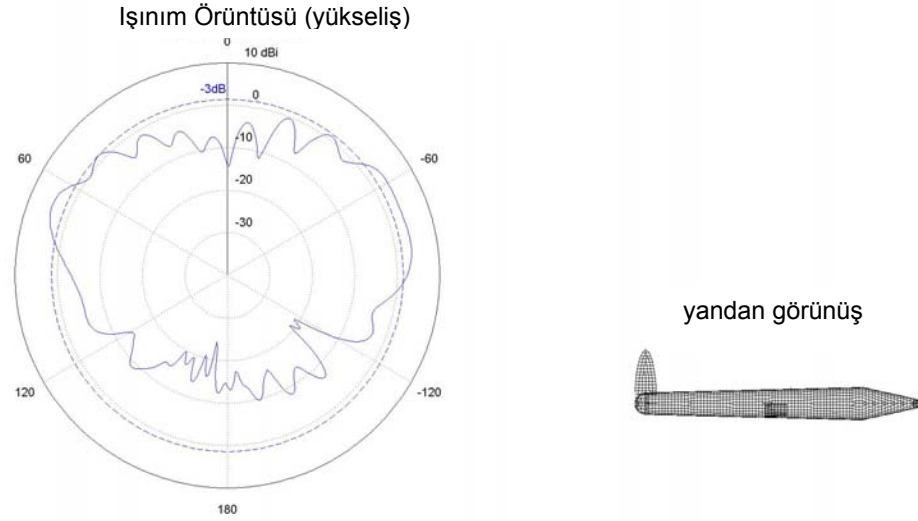


Şekil 5.6. Uçak gövdesinin modellenmesi (anten kanat üstünde)

Şekil 5.7. ve şekil 5.8.' de gövde kanat birleşim yeri üzerine yerleştirilen antenin ışınım örüntüleri görülmektedir.



Şekil 5.7. Uçak gövdesi (önden görünüş) ve anten ışınım örüntüsü



Şekil 5.8. Uçak gövdesi (yandan görünüş) ve anten ışınım örüntüsü



Şekil 5.9. Kanat üzerine yerleştirilen anten ve 3 boyutlu ışınım örüntüsü

Şekil 5.7. ve şekil 5.8.' de, gövde üzerinde sürünerek, gövdenin altına ulaşan yüzey dalgalarının oluşturduğu örüntü daha açık görülmektedir. Uçakta kanat ve gövde birleşim yerine yerleştirilen anten örüntüsü, kanatların birer

yansıtıcı gibi davranması ve gövde üzerinde ilerleyen yüzey dalgalarının tekrar kanatlardan yansması sonucu gövde üzerinde daha büyük bir genliğe sahip olmaktadır. Uçağın burun kısmına doğru gidildikçe, örüntünün gücünün azaldığı gözlenmektedir. Bunun nedeni, oluşan yüzey dalgalarının, yüzey üzerinde ilerledikçe enerjilerinin azalması ve yeniden ışıma yaptıklarında daha az güce sahip olmalarıdır.

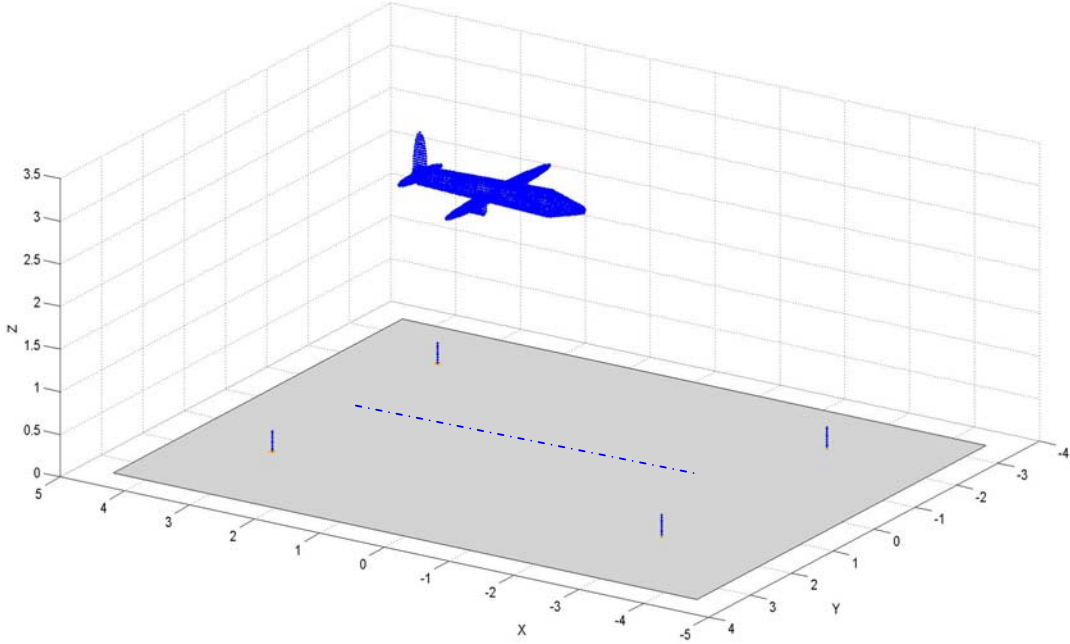
Frekans arttığında uçak gövdesinin boyutları dalga boyuna göre oldukça büyüyeceğinden, kırınım etkisi azalacaktır. Ayrıca anten örüntüsü incelendiğinde, frekansa göre antenin daha verimli kullanılacağı konum da anlaşılmaktadır. Örüntünün maksimum uzaklığa ulaştığı noktayı düşünerek, uçak gövdesinin altına ya da üstüne, kanatlar da oluşan kırınımın örüntü açısından bozucu etkisini minimumda tutmak amacıyla kanat önüne ya da arkasına mı konumlandırılacağı örüntünün hesaplanmasıyla netlik kazanmaktadır.

Ayrıca direkt dalgaların algılanması uçağın irtifasına göre de değişiklik göstermektedir. Özellikle iniş yaklaşmalarında yer-hava iletişimi, uçağın yere daha yakın olması nedeniyle, uçağın lehinedir. Yüksek irtifa gök dalgalarının gücünün daha fazla olması nedeniyle sönümlenme ve kırınım açısından yukarıda belirtilen durumların oluşmasına neden olabilir.

6. ÇOKLU ANTEN İNİŞ SİSTEMİ VE UÇAK ETKİLEŞİMİ

6.1. Doğru Yaklaşma

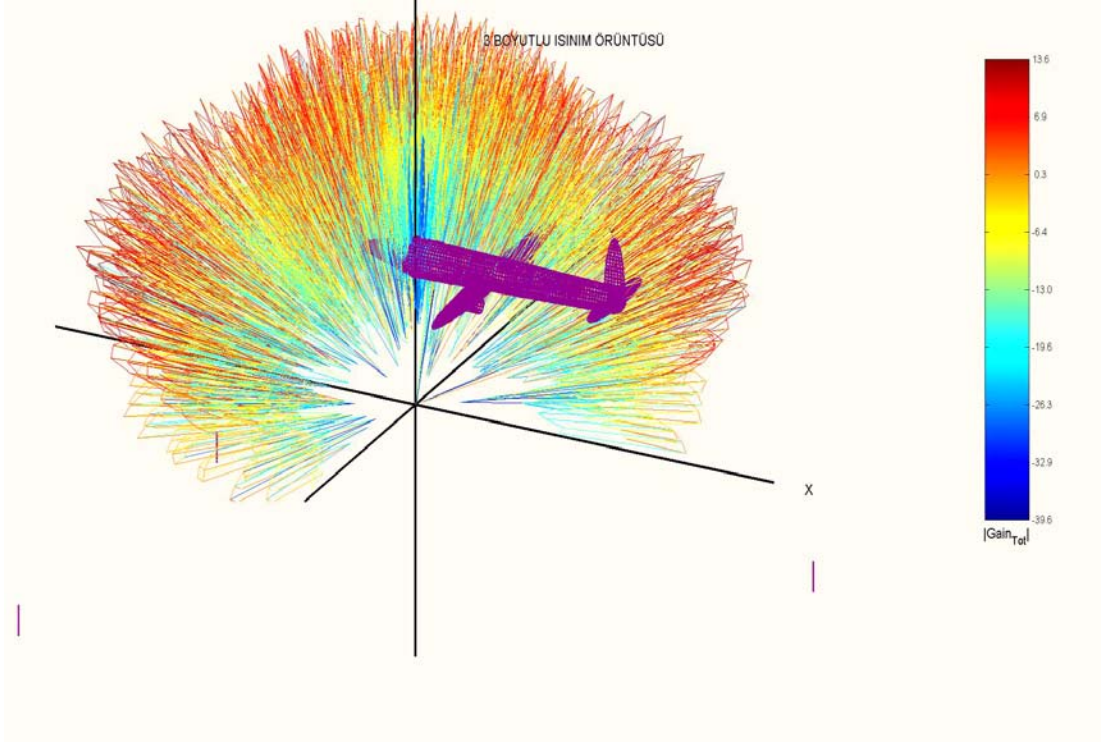
Uçağın, iniş için piste yaklaştığı durumda, bir anten dizisi uçağın piste göre konumunu saptamak üzere devreye girmektedir. Bu tez çalışması için dördü anten grubu kullanılmıştır. Uçak hassas olarak piste yaklaştığında, görüş sıfır bile olsa, üzerinde bulunan alıcılar pist üzerindeki anten dizisinden aldığı sinyalleri değerlendirerek, doğru konumda olup olmadığını yorumlayacaktır. Eğer doğru konumda değilse, aldığı sinyalleri değerlendirerek, en doğru sinyali aldığı konuma, yani doğru yaklaşma konumuna ulaşacaktır.



Şekil 6.1. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması

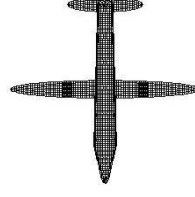
Şekil 6.1.de 4 adet antenden oluşan bir iniş sistemi ve uçağın piste yaklaşması sembolik olarak gösterilmiştir.

Uçağın, iniş sistemi antenlerine göre simetrik olduğu durum yani, piste doğru yaklaşma durumunda, uçaktan yansıyan, kırılan ve antenlerin oluşturduğu toplam alanın örüntüsü aşağıdaki şekillerde verilmiştir.

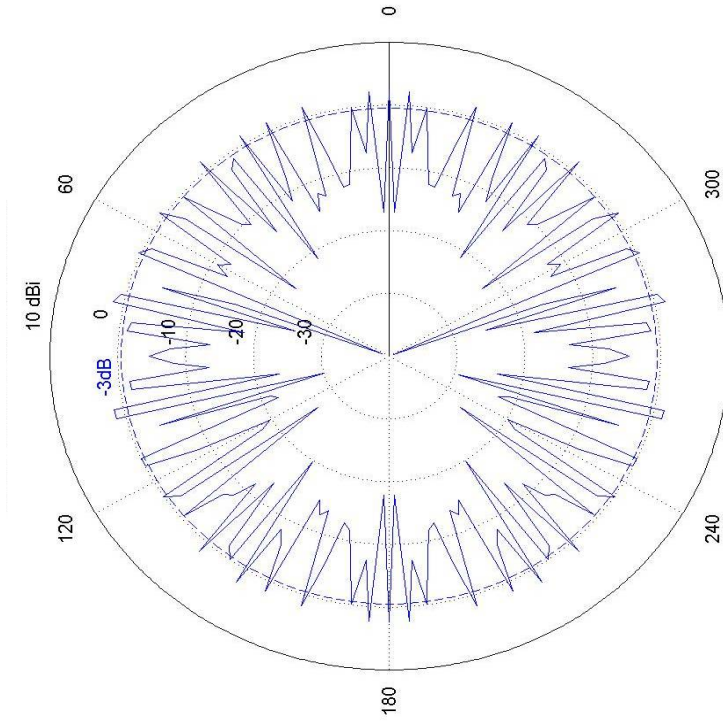


Şekil 6.2. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması durumunda 3 boyutlu ışınım örüntüsü (theta=-270/0 ° kesiti)

Şekil 6.2.' ye xy- düzleminde bakarsak, kırınım ve yansımaların sonucunda oluşan simetrik ışınımı daha açık görebiliriz. Şekil 6.3. oluşan örüntünün uçağa üstten bakıldığında görünen biçimini vermektedir.



İŞİNİM ÖRÜNTÜSÜ (YANCA)



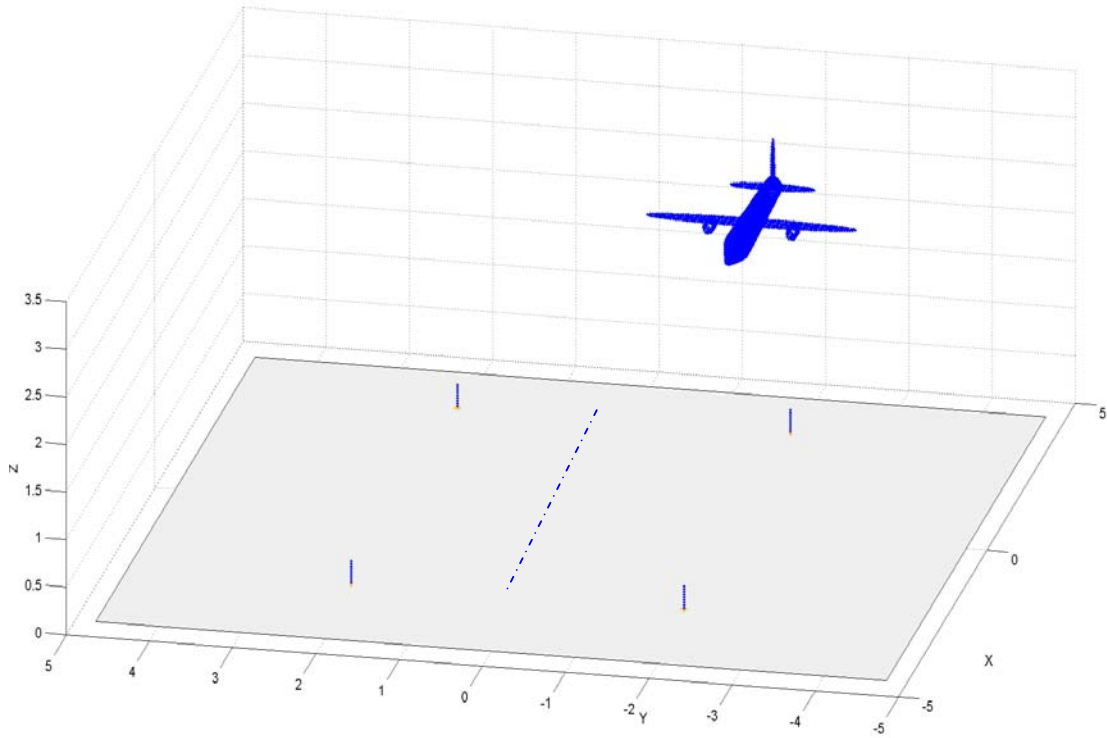
Şekil 6.3. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması durumunda 2 boyutlu ışınma örüntüsü

Uçak, piste doğru olarak yaklaşıyorsa, yani pist eksenine göre simetrik ve pist başına uygun uzaklıktaysa, uçak gövdesine gelen elektromanyetik ışınım daha önceki bölümlerde bahsedildiği üzere, gövdenin her iki yanında birbirine eşdeğer yüzey dalgaları oluşturacaktır. Bu yüzey dalgaları birbirine ters yönde ve yaklaşık eşit güçte olacağından, birbirini sönmüleyecektir.

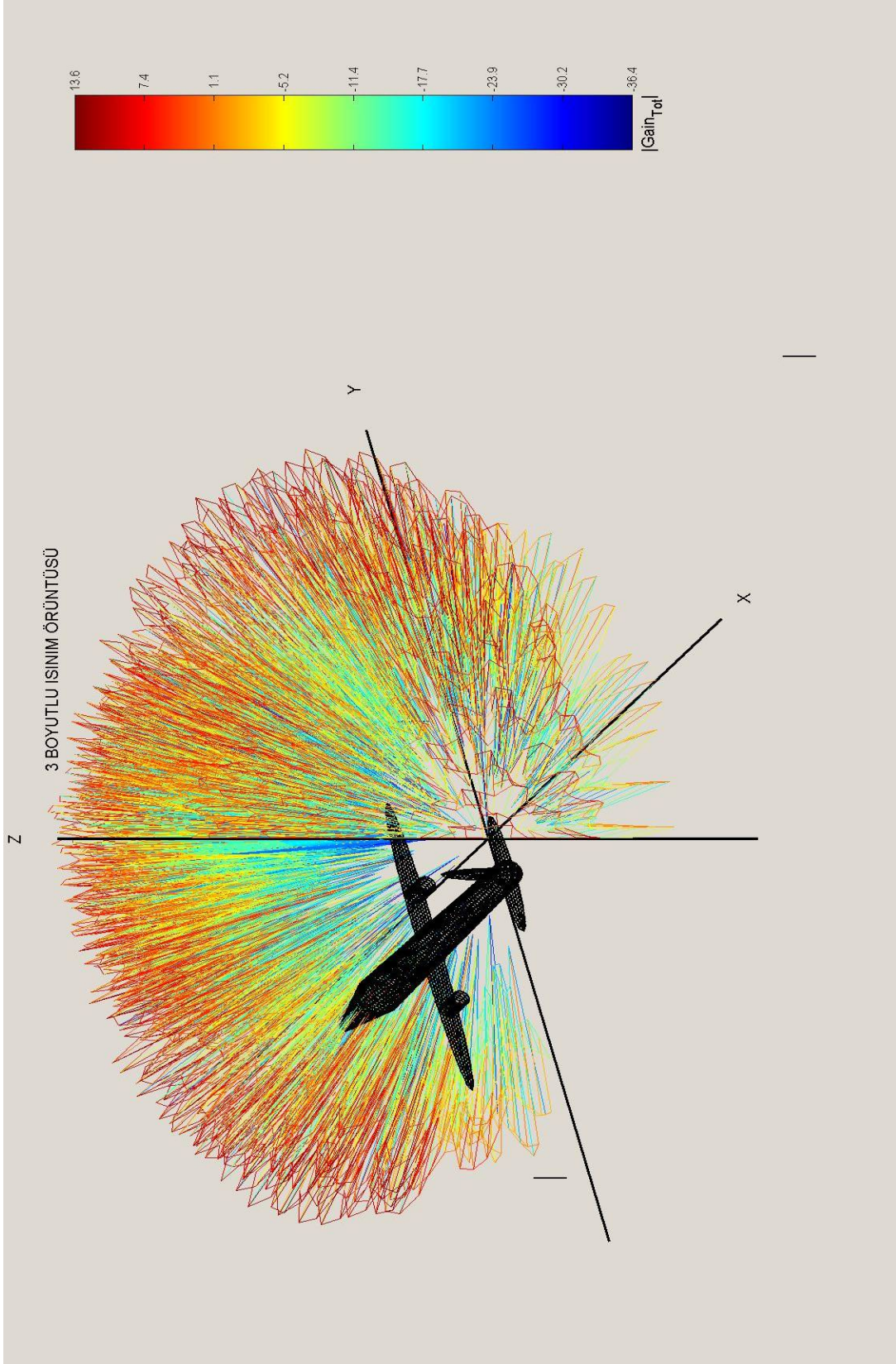
6.2. Hatalı Yaklaşma

Eğer uçak, pist eksenine göre, sağa ya da sola doğru asimetrik şekilde yaklaşma yapıyor ise, yukarıda bahsedilen durum geçerli olmayacağından, iniş sistemi hatayı anlayacak ve uçağı doğru konumlandırmak için gereken işlemleri yaptıracaktır.

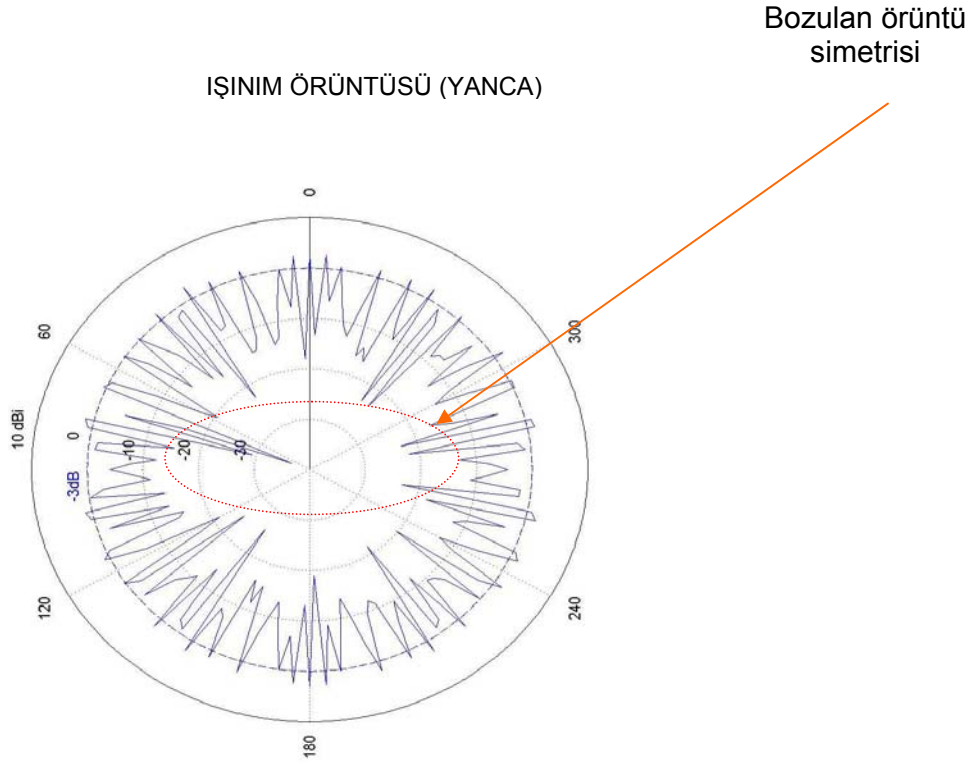
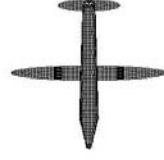
Aşağıdaki şekiller uçağın, iniş sistemine göre asimetrik olarak yaklaşma yaptığı durumu göstermektedir.



Şekil 6.4. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetrik yaklaşması



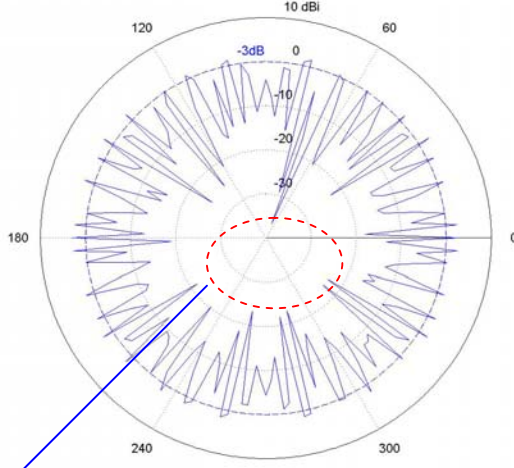
Şekil 6.5. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetrik yaklaşması 3 boyutlu ışınma örüntüsü (theta=-270/90°kesiti)



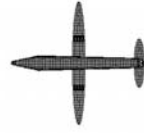
Şekil 6.6. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste asimetrik yaklaşması 2 boyutlu ışınım örüntüsü

Şekil 6.6. ise asimetrik yaklaşma durumunda oluşan ışınım örüntüsünün, uçağın üstünden bakıldığında görülen biçimini göstermektedir. Karşılaştırma amaçlı olarak, Şekil 6.7. de doğru yaklaşma ve hatalı (asimetrik) yaklaşma durumları yan yana konulmuştur.

İŞINIM ÖRÜNTÜSÜ (YANCA)

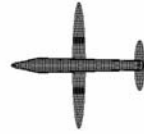
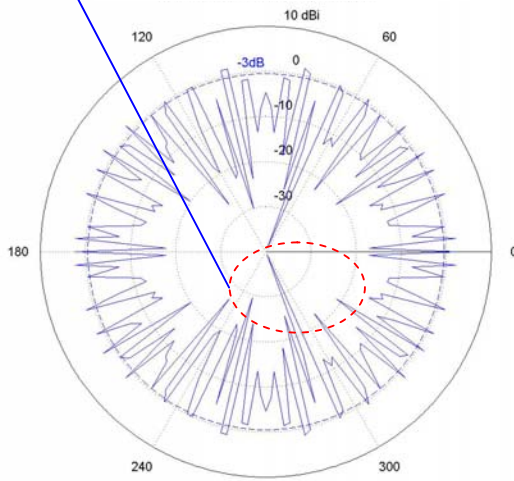


Structure: $\theta=90^\circ$



Doğru(simetrik) ve hatalı(asimetrik) yaklaşma durumunda xy-
düzleminde örüntüler arasındaki fark

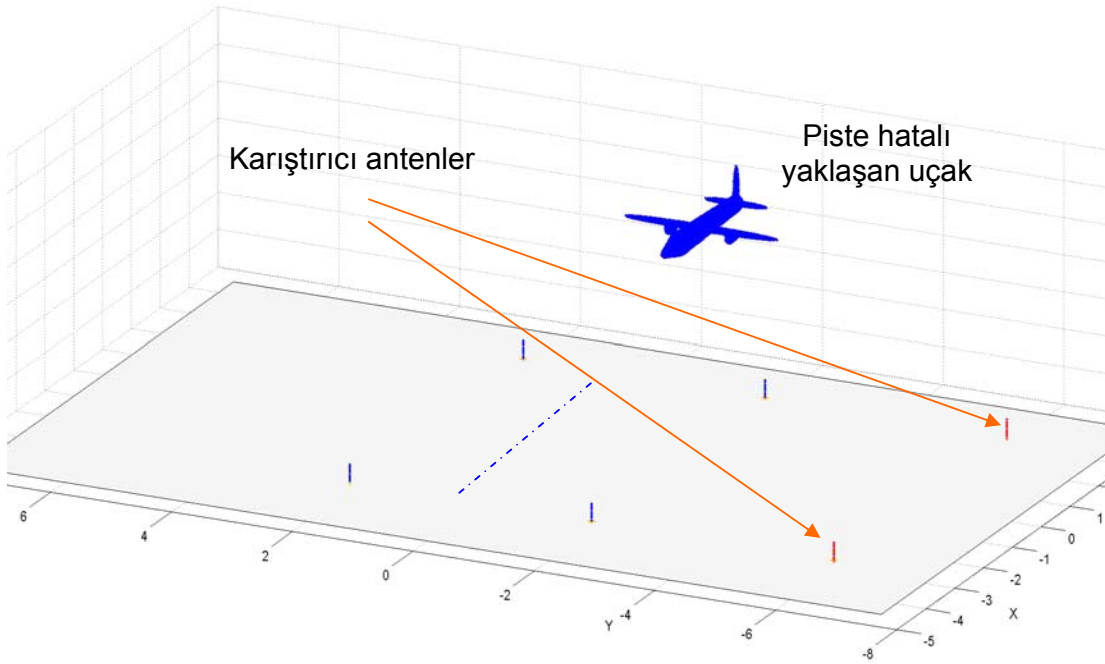
İŞINIM ÖRÜNTÜSÜ (YANCA)



Şekil 6.7. 4' lü anten dizisi ve uçağın piste yaklaşması 2 boyutlu ışınma örüntüsü
(simetrik-asimetrik karşılaştırması)

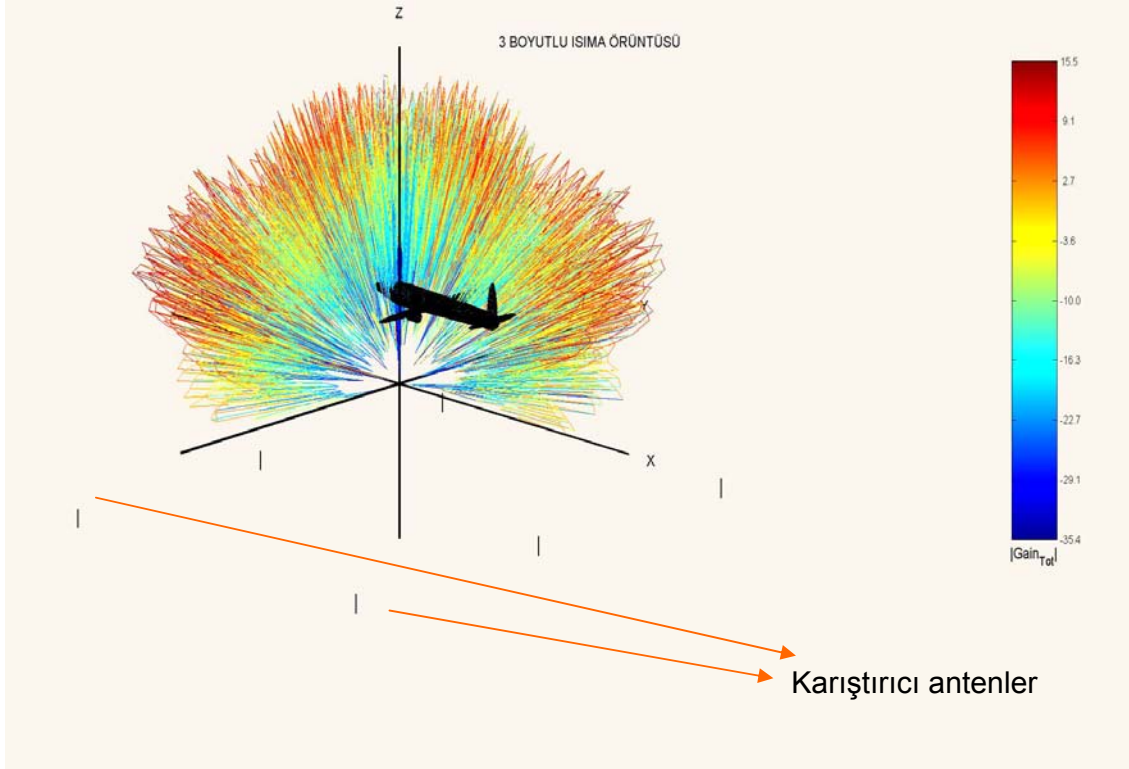
6.3. Karıştırma Yapılarak Hatalı Yaklaşma

Hava platformları için günümüzde tehdit oluşturan çok çeşitli unsurlar bulunmaktadır. Bunlar arasında elektromanyetik karıştırma önemli bir yer tutmaktadır. Elektromanyetik karıştırma, uçağın elektromanyetik olarak işleyen, her türlü bileşenine, dışardan yapılan yanıltma amaçlı elektromanyetik müdahalelerdir. Daha önceki bölümlerde verilen iniş sistemi için ele alınacak olursa, yapılacak karıştırma; uçak iniş için hassas yaklaşma durumunda ve görüşün yetersiz olduğu durumda tümüyle iniş sistemine bağlı olarak inişini gerçekleştirecektir. Bu durumda, piste yakın konumlandırılan harici antenler (karıştırıcı antenler), uçağın pistten yapılan yayını algılamasını değiştirir. Hatalı inişi, uçak açısından doğru bir iniş gibi göstererek, uçağın düşmesine neden olabilir.



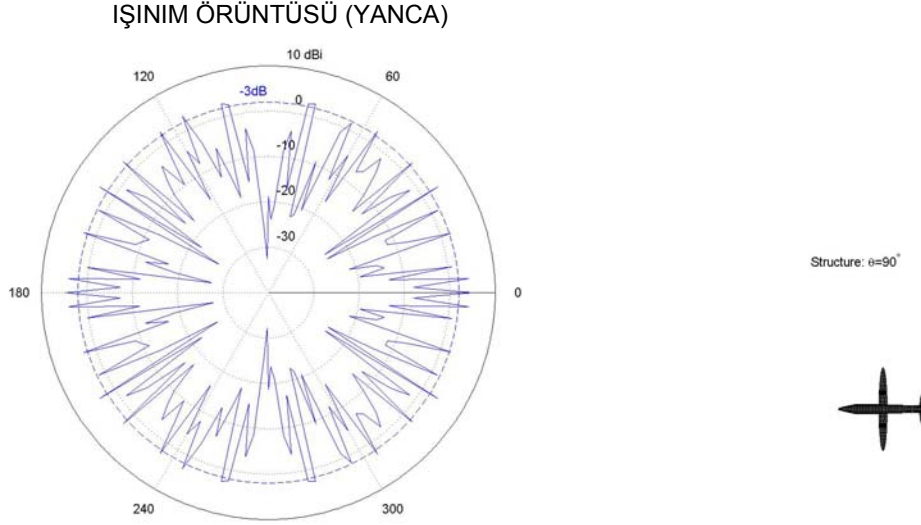
Şekil 6.8. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler

Şekil 6.8.' de piste hatalı yaklaşan uçak ve karıştırma yapmak üzere yerleştirilmiş antenler görülmektedir.



Şekil 6.9. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler 3 boyutlu ışımada örüntüsü

Karıştırma yapılması durumunda iniş sistemi, uçağı doğru yaklaşıyor gibi algılayacak, yani toplam ışımada örüntüsü sadece 4 antenin olduğu ve uçağın pisti ortalamadığı, doğru yaklaşma durumuna benzeyecektir.



Şekil 6.10. 4' lü anten dizisi ve karıştırıcı antenler 2 boyutlu ışınma örüntüsü

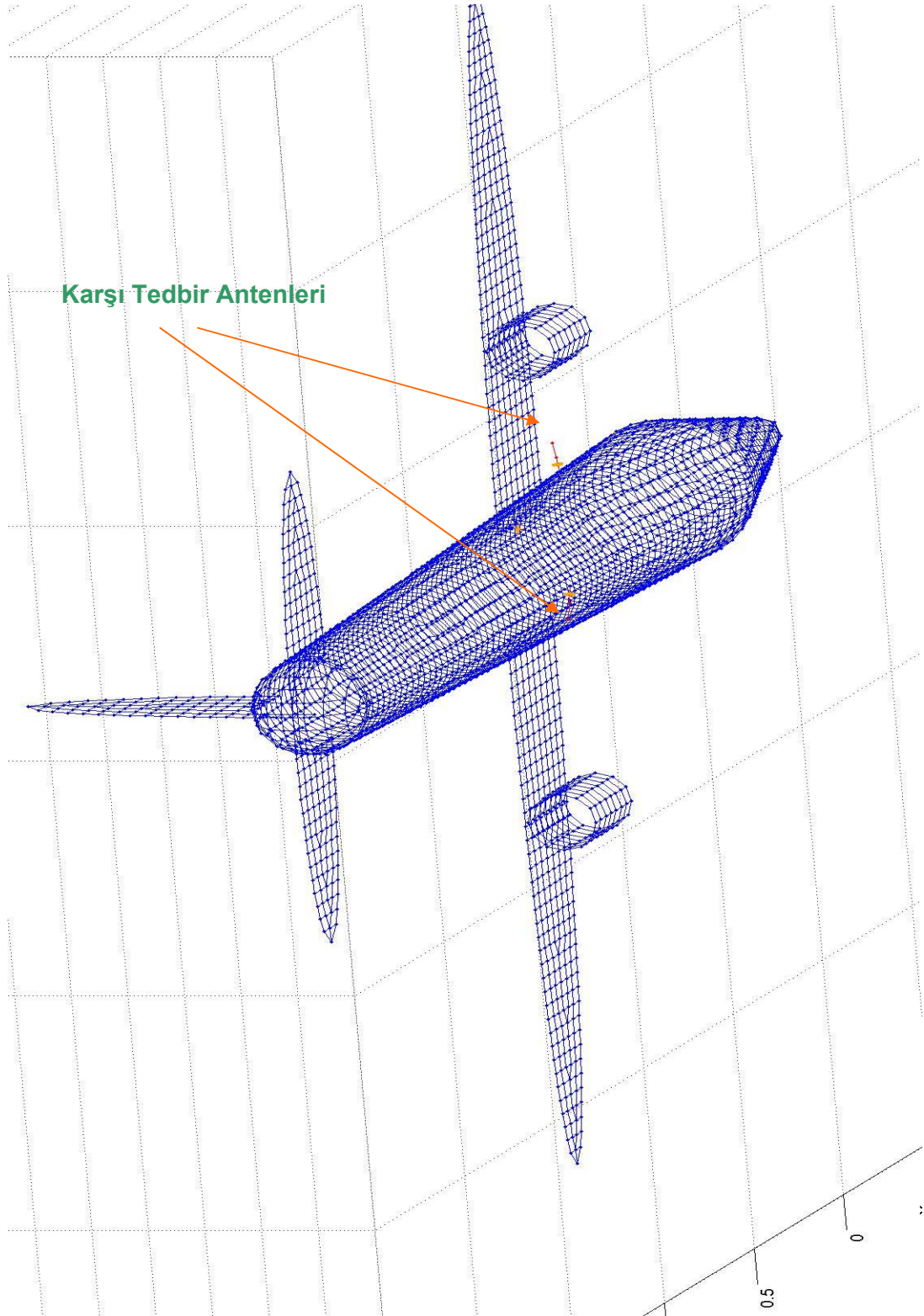
6.4. Karıştırmaya Karşı Alınacak Karşı Tedbir

Önceki bölümlerde, incelenen kurtulma noktası ve yüzey dalgaları kavramları düşünülerek, karıştırılan çoklu anten iniş sistemi uçak üzerinde gövdenin her iki yanına yerleştirilecek basit iki alıcı anten ve genlik karşılaştırması yapan bir alıcı yardımıyla yüzey dalgaları ölçülerek;

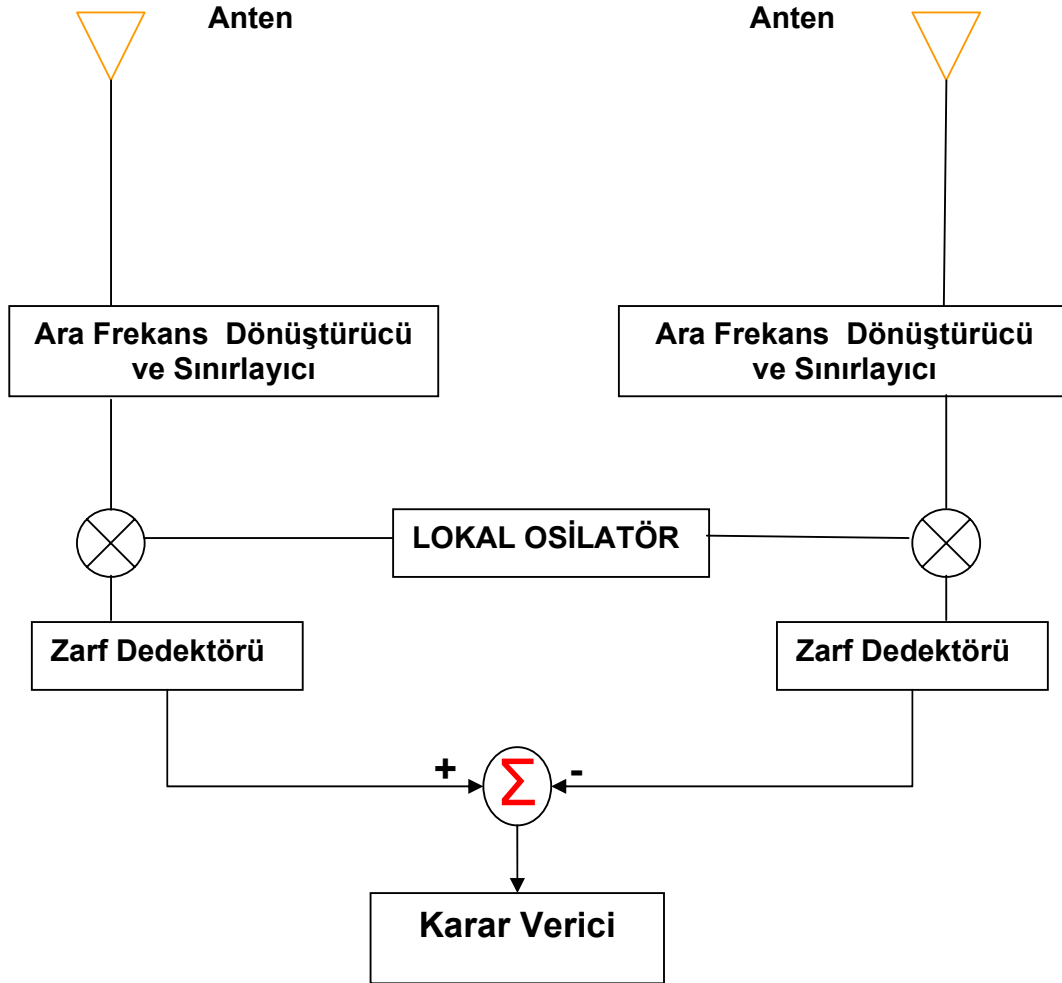
1. Eğer yüzey dalgaları genlikleri eşitse karıştırmanın olmadığı,
2. Yüzey dalgaları genlikleri eşit değilse karıştırma yapıldığı,

sonucuna varılabilecektir.

Şekil 6.11.' de genlik karşılaştırması yapan bu iki antenin uçak üzerindeki konumu görülmektedir.



Şekil 6.11. Karşı tedbir antenleri



Şekil 6.12. Karşı tedbir sistemi

Antenler tarafından algılanan yüzey dalgaları, ara frekans katına indirilip, bir osilatörle belirli frekansa ayarlanır, zarf dedektör yardımıyla, karşılaştırılmak üzere genliklerin farkı alınır. Böylece karıştırma yapıp yapılmadığına karar verilebilir. Bu şekilde çalışması öngörülen bir sistem için anten tipi, sadece yüzey dalgalarını alması gerektiğinden, yüzeyden ilerleyen dalga yönüne bakan ve uygun polarizasyonda seçilmiş bir anten olmalıdır.

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Önceki bölümlerde, elde edilen sonuçlar incelendiğinde, antenin daha verimli çalışabilmesi için, mümkün olduğunca uçak kanatlarının birer düzlem yansıtıcı gibi kullanılarak, antenin uçak üzerine yerleştirilmesinin uygun olduğu değerlendirilmiştir. Ayrıca, uçak-üstü antenler için frekansın seçilmesinde, uçak gövdesinin fiziksel boyutlarının etkili olduğu kanıtlanmıştır. Anten örüntüsü incelendiğinde, frekansa göre antenin daha verimli kullanılacağı konum da anlaşılmıştır. Anten örüntüsünün maksimum uzaklığa ulaştığı nokta düşünülerek, uçak gövdesinin altına ya da üstüne, kanatlar da oluşan kırınımın örüntü açısından bozucu etkisini minimumda tutmak amacıyla da kanat önüne ya da arkasına mı konumlandırılacağı netlik kazanmıştır. Bu durumda antenin hava-hava iletişimi için uçağın gövdesinin, kanat birleşimine yakın kısmına yerleştirilmesi şekillerden görüldüğü üzere daha verimli olacaktır.

Ek olarak, gövde yüzeyinde oluşan elektrik alanın, ışınma örüntüsüne etkisinin hesaplanması, özellikle hava-yer iletişiminde antenin verimi açısından uygun bölgenin seçilerek antenin uçak üzerinde bu bölgeye yerleştirilmesinin daha uygun olacağı değerlendirilmiştir. Çıkarılan bu sonuçlarla, uçakların iniş için kullandığı sistemlerin yanıtılmasını önlemek amacıyla, yüzeyde oluşan elektrik alanların ölçümüne dayalı bir teknik önerilmiş, bu tekniğin kullanılmasıyla, hatalı yaklaşma ve uçağın iniş sırasında düşmesi gibi durumların önlenebileceği sonucuna varılmıştır.

Ayrıca, yapılacak yeni akademik çalışmalarla, özellikle elektronik harp kavramına üniform kırınım teorisinin etkisinin daha etkin araştırılarak, elektronik taarruz tekniklerinin ve bunlara uygulanabilecek karşı tedbirlerin geliştirilmesinin mümkün olacağı değerlendirilmiştir.

EKLER

EK-1 FOCK SAÇILMA FONKSİYONLARI

Fock saçılma fonksiyonu, eğimli yüzeylerden yansıyan ve kırılan alanların hesaplanmasında kullanılan bir fonksiyondur. Herhangi bir gözlem noktasındaki toplam alan, direkt gelen alan, yansıyan ve kırılan alanların toplanmasıyla elde edildiğinden, Üniform Kırınım Teorisi (ÜKT) için Fock fonksiyonları oldukça önemlidir.

Fock saçılma fonksiyonları ilk olarak, V.A. Fock, tarafından 1965 yılında aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır;

$$p^*(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi x}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(t)}{w_2(t)} e^{-jxt} dt \quad (1.1)$$

ve

$$q^*(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi x}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V'(t)}{w_2'(t)} e^{-jxt} dt \quad (1.2)$$

dir. Bu iki fonksiyon sırasıyla, sert (hard) ve yumuşak (soft) Fock saçılma fonksiyonları olarak bilinmektedir. Elektrik alanın, düzgün bir yüzeye dik olduğu ve matematiksel çıkarım için sınır koşulları uygulandığında, yüzeye dik manyetik alanın türevinin yüzeyde sıfır olduğu durum (hard case) sert durum olarak tanımlanmıştır. Yumuşak durum (soft case) ise, elektrik alanın düzgün yüzeye teğet olduğu ve matematiksel çıkarım için sınır koşulları uygulandığında, yüzeye teğet manyetik alanın sıfır olduğu durumdur.

(1.1) ve (1.2) için $V(t)$ ve $w_2(t)$,

$$V(t) = \sqrt{\pi} Ai(t) \quad (1.3)$$

$$w_2(t) = 2\sqrt{\pi} e^{-j\pi/6} Ai(te^{-j2\pi/3}) \quad (1.4)$$

olarak tanımlanmıştır. Burada $Ai(t)$, Miller-Tipi Airy Fonksiyonudur.

$$Ai(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{1}{3}z^3 + tz\right) dz \quad (1.5)$$

dir. [13]' de anlatıldığı üzere, Fock saçılma fonksiyonu Chebyshev polinomları kullanılarak hesaplanabilmektedir.

$$p^*(x) = \left[\sum_{k=1}^N c(k) T_{k-1}(0.4x + 0.2) \right] - \frac{c(1)}{2} \quad (1.6)$$

$$q^*(x) = \left[\sum_{k=1}^N d(k) T_{k-1}(0.4x + 0.2) \right] - \frac{d(1)}{2} \quad (1.7)$$

Burada, $T_n(x)$ n. dereceden Chebyshev polinomunu göstermektedir. Kompleks katsayılar olan, $c(k)$ ve $d(k)$ aşağıdaki çizelgede yer almaktadır.

Çizelge Ek-1.1 Chebyshev polinomu kompleks katsayıları

k	$c(k)$	$d(k)$
1	6.026701e-1-j2.089639e-1	-6.803685e-1+j1.639653e-1
2	-9.606097e-2+j3.359542e-1	3.168875e-1-j2.089513e-1
3	-1.397410e-1-j3.624089e-1	9.246528e-2+j3.922170e-1
4	1.455227e-1+j1.603834e-1	-1.397377e-1-j2.238161e-1
5	-1.114831e-1-j7.967637e-4	1.195905e-1+j1.990795e-2
6	5.913116e-2-j3.580953e-2	-7.000713e-2+j3.532889e-2
7	-1.430080e-2+j2.638702e-2	1.882945e-2+j2.819970e-2
8	-3.271206e-3-j1.367162e-2	2.681103e-3+j1.517862e-2
9	4.566718e-3+j4.752557e-3	-4.786112e-3-j5.481153e-3
10	-2.486967e-3-j5.255989e-4	2.675048e-3+j7.017976e-4
11	9.657729e-4-j4.682661e-4	-1.057522e-3+j4.691027e-4
12	-2.328931e-4+j3.547137e-4	2.623406e-4-j3.734329e-4
13	-5.803445e-6-j1.523249e-4	1.554715e-6+j1.623439e-4
14	3.539749e-5+j4.632562e-5	-3.647059e-5-j4.995658e-5
15	-1.923798e-5-j7.357333e-6	2.018276e-5+j8.199527e-6
16	6.777779e-6-j1.758742e-6	-7.162726e-6+j1.724460e-6
17	-1.633311e-6+j1.832038e-6	1.742963e-6-j1.899120e-6
18	1.293127e-7-j7.908228e-7	-1.467816e-7+j8.267284e-7
19	1.124055e-7+j2.335819e-7	-1.146009e-7-j2.454368e-7
20	-7.207258e-8-j4.384583e-8	7.475136e-8+j4.653317e-8

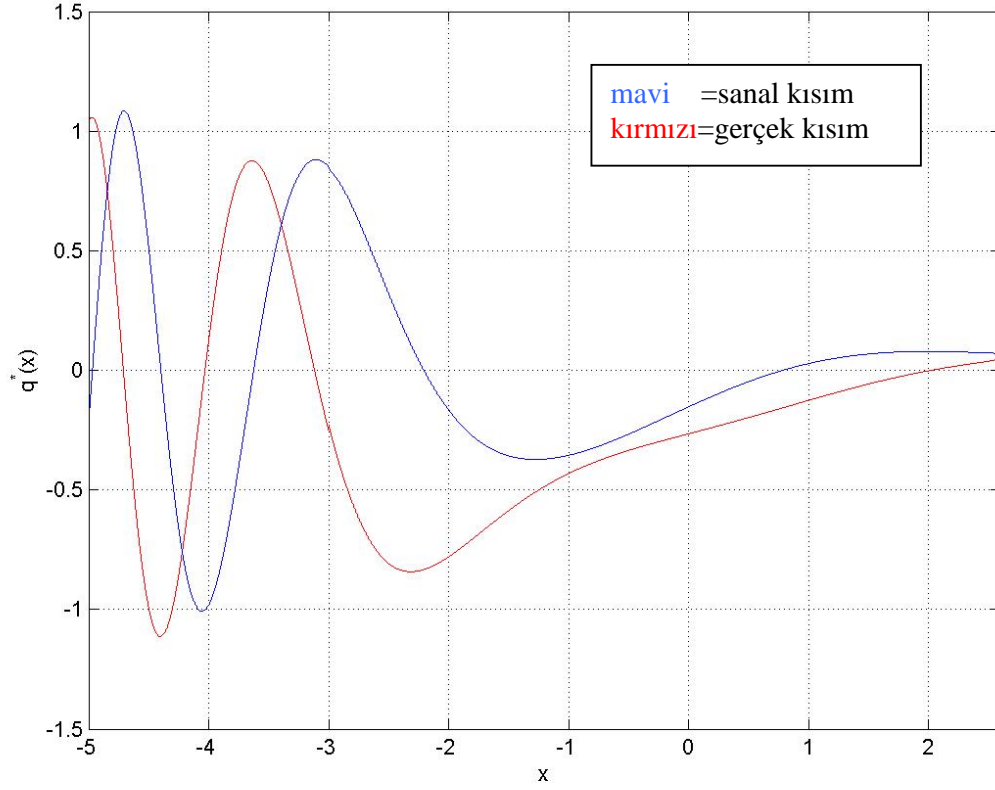
Chebyshev polinomu $T_n(t)$;

$$T_n(t) = \frac{1}{2^{n-1}} T_n(t) = \frac{1}{2^{n-1}} \cos(n \arccos t) \quad (1.8)$$

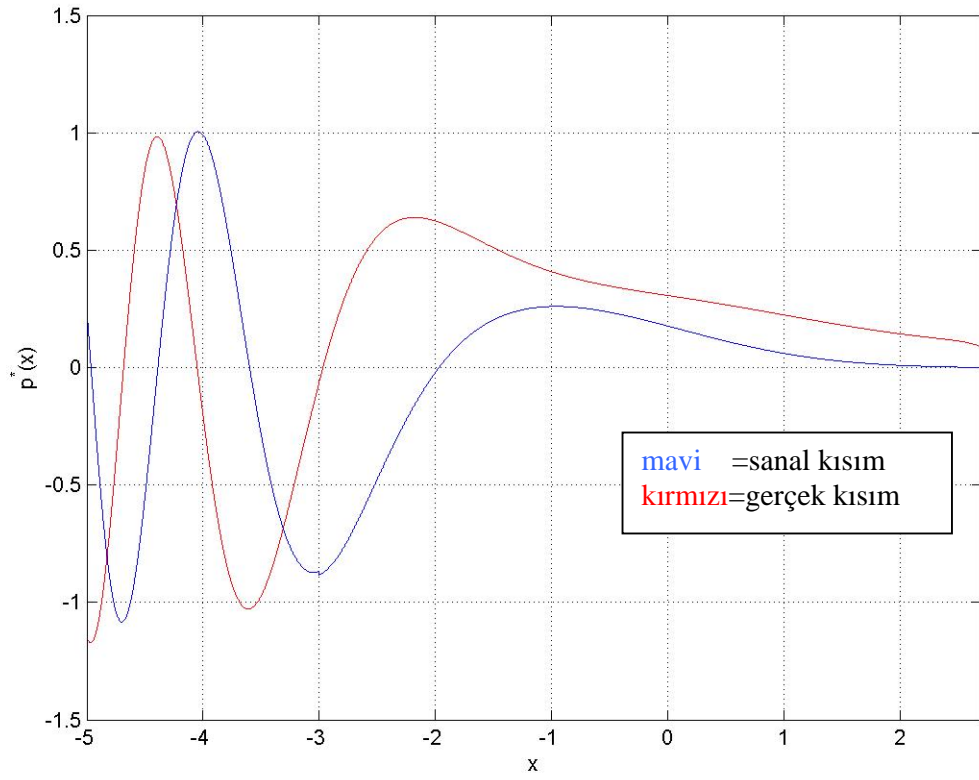
ile verilir.

Detaylı formülasyon [13]' de yer almaktadır.

Şekil Ek-1.1. ve Şekil Ek-1.2.' de [-5,3] aralığında Fock fonksiyonları gösterilmektedir. Mavi ve kırmızı renkle çizdirilen grafikler sırasıyla fonksiyonun sanal ve gerçek kısımlarıdır.



Şekil Ek-1.1 Sert (hard) Fock saçılma fonksiyonu



Şekil Ek-1.2 Yumuşak (soft) Fock saçılma fonksiyonu

REFERANSLAR

- [1] J.B. Keller, "The Geometrical Theory Of Diffraction", Proc. Symp. On Microwave Optics, Eaton Electronics Research Laboratory, McGill University, Montreal, Canada, June 1953.
- [2] I.Kay and J.B. Keller, "Asimptotic Evaluation Of The Field At Caustic", J. Appl. Phys., Vol. 25, July 1954, pp. 876-883.
- [3] J.B. Keller, "Diffraction by a Convex Cylinder", IRE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-4, July 1956, pp. 312-321.
- [4] J.B. Keller, "Diffraction by an Aperture", J. Appl. Phys., Vol. 28, April 1957, pp. 426-444.
- [5] S.N. Karp. and J.B. Keller, "Multiple Diffraction by an Aperture in a Hard Screen", Optica Acta, Vol. 8, January 1961, pp. 61-72.
- [6] J.B. Keller, "Geometrical Theory of Diffraction", J. Opt. Soc. of America, Vol. 52, No. 2, february 1962, pp. 116-130.
- [7] Kouyoumjian, R. G. and Pathak P. H., "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface", Proc. IEEE, vol.62, pp. 1448-1461, Nov. 1974.
- [8] R.G. Kouyoumjian, "The Geometrical Theory of Diffraction and its Application", in Numerical and Asymptotik Techniques in Electromagnetics, R. Mittra (ed.), Springer Verlag, New York, 1975.
- [9] P.H. Pathak, "Techniques for High Frequency Problems", In Antenna Handbook, Y.T. Lo and S.W. Lee (Eds.), ITT-Howard W. Sams, Indianapolis, 1985.
- [10] McNamara D.A., Pistorious C.W.I, Malherbe J.A.G "Introduction to the uniform geometrical theory of diffraction", Artech House, 1990.
- [11] Pathak P.H., Burnside W.D., Marhefka R.J., "A Uniform GTD analysis fo diffraction of electromagnetic waves by smooth convex surface", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-28, pp.631-642, Sept. 1980.

- [13] Erdem Yazgan, Erkan Afacan "A New Method For The Calculation Of Fock Scattering Functions", Microwave And Optical Technology Letters / Vol. 21, No. 3, May 5 1999.
- [14] Keller J.B., "Geometrical Theory of Diffraction", J. Opt. Soc. Am., vol.52, pp.116-130, 1962.
- [15] Carlson, A. B. And Waterman, A. T., "Microwave propagation over mountain diffraction paths", IEEE Trans. Antennas propagat. Vol.AP-14, July 1966.
- [16] Luebbers, R.J. Ungvichian, V. And Mitchell, L., "GTD terrain reflection model applied to ILS glide scope", IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., pp.11-19, Jan 1982.
- [17] Luebbers, R.J. and Chamberlin, K. A., "An evolution of Longley-Rice and GTD propagation models", IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol. AP-30, pp.1093-1098, Nov. 1982.
- [18] Meeks, M. L., "VHF propagation over hilly forested terrain", IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol.AP-31, pp.483-489, May 1983.