

**TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI MODELLENMESİ**

**Nermin KAPLAN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MAYIS 2010**

**ANKARA**



**TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI MODELLENMESİ**

**Nermin KAPLAN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MAYIS 2010**

**ANKARA**

Nermin KAPLAN tarafından hazırlanan TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI MODELLENMESİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç.Dr. Erkan AFACAN .....

Tez Danışmanı, Elektrik-Elektronik Mühendisliği AD

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof.Dr. Erdem YAZGAN .....

Elektrik-Elektronik Mühendisliği AD, Hacettepe Üniversitesi

Doç.Dr. Erkan AFACAN .....

Elektrik-Elektronik Mühendisliği AD, Gazi Üniversitesi

Yrd.Doç.Dr. Nursel AKÇAM .....

Elektrik-Elektronik Mühendisliği AD, Gazi Üniversitesi

Tarih: 21 / 05 / 2010

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU .....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## **TEZ BİLDİRİMİ**

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Nermin KAPLAN

**TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI MODELLENMESİ****(Yüksek Lisans Tezi)****Nermin KAPLAN****GAZİ ÜNİVERSİTESİ****FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ****Mayıs 2010****ÖZET**

**Bu çalışmada temel amaç, tünel tipindeki yapılarda elektromanyetik yayılımın incelenmesidir. Duvarlar üzerinde oluşan yansıma, kırınım etkileri kullanılan yöntemlerle incelenmiştir. Bu çalışmada, uniform yüzey empedanslı bir köşenin kanoniksel problemine çözüm bulunmaya çalışılmıştır. Bir tünel duvar bileşenleri uniform yüzey empedansına sahip duvarlar olarak modellenmiştir. İki yüzeyi farklı empedans sınır şartlarına sahip dik açılı bir köşeden kırınım durumu incelenmiştir.**

**Bilim Kodu : 905**  
**Anahtar Kelimeler : Geometrik Kırınım Teorisi, radyo yayılımı**  
**Sayfa Sayısı : 48**  
**Tez Yöneticisi : Doç.Dr. Erkan AFACAN**

**MODELLING OF RADIO WAVE PROPAGATION IN TUNNEL  
ENVIRONMENTS**

**(M.Sc. Thesis)**

**Nermin KAPLAN**

**GAZI UNIVERSITY  
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

**May 2010**

**ABSTRACT**

**In this thesis the aim is to analyze the electromagnetic propagation in tunnel environments. The reflection and diffraction from tunnel walls are investigated with methods used. In this study the aim is to get a solution for a canonical problem of a wedge with uniform impedance surfaces. A tunnel is modelled as congregates of walls, with the wall being approximated by uniform impedance. The diffraction by a right-angle wedge with different impedance boundary conditions at its two surfaces is analyzed.**

**Science Code : 905**

**Key Words : Geometrical Theory of Diffraction, radio propagation**

**Page Number : 48**

**Adviser : Assoc.Prof.Dr. Erkan AFACAN**

## TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren Hocam Doç.Dr. Erkan AFACAN'a, manevi destekleriyle beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan aileme ve benim için çok değerli Evren Sayın'a teőekkürü bir borç bilirim.



## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	viii
1.GİRİŞ.....	1
2.TÜNELLERDE YÜKSEK FREKANSLI DALGA YAYILIMINA TEORİK VE DENEYSEL YAKLAŞIM.....	3
2.1 Düz Bir Tünel İçerisinde Yayılım Modelleme .....	3
2.2. Teorik Yaklaşım.....	6
3.TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI İÇİN SBR GÖRÜNTÜ YAKLAŞIMI .....	10
3.1 Etkin Anten Yükseklik Vektörü .....	11
3.2 SBR Görüntü Metodu .....	12
4.EĞRİ TÜNELLERDE RADYO YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN BULUNMASI İÇİN MONTE CARLO YÖNTEMİ.....	18
5.TÜNEL ORTAMLARINDA RADYO DALGASI YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN IŞIN-OPTİKSEL TAHMİNİ.....	19
5.1 Geometrik Kırınım Teorisi.....	19
5.1.1 Geometrik optik (Geometric Optics, GO).....	19
5.1.2 Fiziksel optik (Physical Optics, PO) .....	19
5.1.3 Geometrik kırınım teorisi (Geometrical Theory of Diffraction, GTD).....	23
5.1.4 Üniform geometrik kırınım teorisi (Uniform Geometrical Theory of Diffraction,UTD).....	25

**Sayfa**

5.2 Tünel Ortamlarında Radyo Dalgası Yayılımının Işın-Optiksel Tahmini.....	27
5.3 Dik Açılı Empedans Köşe Tarafından Kırınım.....	30
6. SONUÇ.....	45
KAYNAKLAR .....	47
EKLER	44
EK-1 Simülasyonda Kullanılan Yazılım.....	45
ÖZGEÇMİŞ .....	50

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1 Dikdörtgen tünelin kesiti.....	3
Şekil 2.2 Verici ve alıcı arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak dikey elektrik alan genliği.....	5
Şekil 2.3 3.5 km uzunluğundaki tünelde verici ve alıcı arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak dikey elektrik alan genliği .....	6
Şekil 2.4 Tünel dışına yerleştirilmiş bir kaynağın sistem koordinatları .....	7
Şekil 2.5 $S_r$ düzleminde yerleşmiş tünel duvarlarındaki alıcı görüntüleri.....	7
Şekil 2.6 Kenar merkezli kırınım veya geliş düzleminin tanımı .....	9
Şekil 3.1 Üçgensel yüzeylerden oluşan bir tünel.....	10
Şekil 3.2 Tünellerin kesitleri.....	11
Şekil 3.3 Verici antenden gönderilen ışın tüpleri .....	12
Şekil 3.4 İkosahedron .....	13
Şekil 3.5 Düz bir arayüzeyde seken ışın tüpü.....	13
Şekil 3.6 Spektral domende integral formülasyon yöntemi ve SBR görüntü yöntemi ile elde edilen normalize edilmiş güç eğrileri.....	17
Şekil 5.1 Fiziksel optik (PO) geometrisi.....	20
Şekil 5.2 Fiziksel optik (PO) integral probleminin geometrisi; iki boyutlu problem, birinci derecede kırınım .....	21
Şekil 5.3 Fiziksel optik (PO) integral probleminin geometrisi; iki boyutlu problem, ikinci derecede kırınım.....	22
Şekil 5.4 İletken köşe kırınım geometrisi ; GTD ve UTD formülasyonu ; .....	22
Şekil 5.5 İletken köşe kırınımı geometrisi; gelen dalga gölge ve yansıyan dalga gölge sınırları.....	23
Şekil 5.6 İki empedanslı dik açılı duvar köşesi çizgisel kaynak yansıması.....	29
Şekil 5.7 İki empedanslı dik açılı duvar köşesi noktasal kaynak yansıması.....	30

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 5.8 TE modu için toplam alan grafiği .....	39
Şekil 5.9 Kırınan alan grafiği.....	40

## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

### Simgeler

Tx

Rx

 $\lambda$  $\phi$  $\phi'$ 

### Açıklamalar

Verici Anten

Alıcı Anten

Dalga Boyu

Gözlem Açısı

Kaynak Açısı

### Kısaltmalar

EM

GO

GSM

GTD

PCS

PO

SBR

UTD

VEH

### Açıklamalar

Elektromanyetik

Geometrik Optik

Gezgin Haberleşme için Küresel Sistem

Geometrik Kırınım Teorisi

Kişisel Haberleşme Sistemleri

Fiziksel Optik

Gönderilen ve Seken Işın Tekniği

Üniform Geometrik Kırınım Teorisi

Etkin Anten Yükseklik Vektörü

## 1. GİRİŞ

İletişimin sağlandığı ortamlardan biri olan elektromanyetik (EM) ortamda EM dalga propagasyonu üzerine çok uzun zamandır çalışmalar yapılmaktadır. Başlangıçta bu çalışmalar temel problemlerin çözümüne yönelik olmuştur. Gerek teorik bilgilerin gelişmesi gerekse bilgisayar teknolojilerinin ortaya çıkması ile birlikte daha karışık problemler çözülmeye başlanmıştır. Sayısal telekomünikasyon sistemleri tüm gelişmiş ülkelerde olduğu gibi ülkemizde de yaygınlaşmaktadır. Özellikle telefon haberleşme ağı (GSM; Global System for Mobile Communications) genişlemektedir. Tüm bir bölgeye hizmet verecek santrallerin sayısı ve şehirdeki yerleri geniş EM propagasyon çalışması gerektirmektedir. Ayrıca haberleşme ağının kapasitesinin artırılması için büyük yatırımlar gerekmektedir. Servis alanı artırımı amacıyla gereken altyapı harcamalarının minimum düzeyde olması istenmektedir. Bu, santralleri doğru yer ve yüksekliğe yerleştirerek daha az santralle aynı servis alanına hizmet vermekle mümkün olabilir.

Kişisel iletişim sistemleri (PCS, Personal Communication Systems), son yıllarda büyük araştırma konusu olmuştur. PCS'in amacı herhangi bir yerde herhangi bir zamanda kişiler arasında iki yönlü olarak ses, görüntü ve sayısal veri haberleşmesi hizmetleri sağlamaktır. Dağlık bölgelerdeki otoyollarda çok sayıda tünel vardır. Bu tür ortamlarda radyo haberleşmesi kurabilmek için radyo dalgası yayılımını iyi anlamak gerekir. Tünel haberleşme sistemleri üzerine yapılan çoğu çalışma, sızıntılı koaksiyel kablolar üzerinde yoğunlaşmıştır. Fakat PCS'lerde kullanılan 1-2 GHz gibi yüksek frekanslarda, koaksiyel kabloların yetersizliği ve maliyeti artmaktadır. Tünelde iletişim kurabilmenin alternatif yolu, bu yüksek frekanslarda tünel girişine bir röle anten koymaktır. Böyle ortamlarda, dalga kılavuzlama etkisine bağlı olan yayılım karakteristikleri, açık-alan gezgin sistemlerinkinden oldukça farklıdır. Aynı hücre planlama kuralları uygulanamaz. Bu yüzden, trafikli ve trafiksiz tünellerdeki yayılım kaybı ve zaman gecikmesini tahmin edebileceğimiz başka analiz ve tasarım yöntemleri geliştirmek gereklidir.

Tünellerde, çoklu yansıma baskın yayılım mekanizmasıdır. Bir verici antenden (Tx) ışınan radyo dalgası, tünelin tabanı, tavanı ve duvarlarından yansımalara bağlı olarak farklı zamanlarda ve farklı yönlerden alıcıya (Rx) ulaşabilir. Bu çoklu yol girişimi, haberleşme özelliklerini önemli bir şekilde etkilemektedir. Alınan sinyalde derin sönümlenmelere ve sayısal veri haberleşmesinde de semboller arası girişime neden olmaktadır. Ayrıca, çoğunlukla tünellerde araçlar bulunmaktadır. Bu araçlardan oluşan saçılım kaybı, tünellerde radyo dalgası yayılımında önemli bir faktör olmaktadır. Geleneksel olarak, düşük kayıplı dielektrik dalga kılavuzu olarak modellenen tünel ortamlarındaki yayılım kaybı, modal yöntemle bulunur. Mahmoud ve Wait tarafından düz mükemmel olmayan iletken duvarlı eğri bir dikdörtgen dalga kılavuzu ile çalışmak için bu yöntem kullanılmıştır [1]. Fakat böyle bir yöntemle, tünel kesitindeki değişimler, serbest uzay ve tünel arasındaki bağlantıdaki değişimleri hesaba katmak zor olmaktadır. Tünelin enine boyutları, dalga uzunluğundan daha büyük olduğunda, geometrik optik teoriden alanı hesaplamak bir diğer olasılıktır. Fakat bu tip haberleşmede en kritik noktalardan biri de, tünel girişi yakınındaki alan değişimidir. Bu yüzden, dışarıdan gelen dalga tünel girişine çarptığında ya da gezgin verici tünel içine doğru hareket ederken serbest uzaya doğru ışınım yaptığına iç ve dış ortam arasındaki bağlantıda değişim olmaktadır.

Elektromanyetik alanın bir ortamda propagasyonu, bir objeden saçınması ve kırınımı üzerine birçok çalışma yapılmıştır. Saçınım problemlerinde önceleri başarıyla uygulanan özdeğer gibi sınır koşulu yöntemleri, zamanla ihtiyaç duyulan daha yüksek frekans uygulamalarında yetersiz kaldığından dolayı yüksek frekans uygulamalarında Fiziksel Optik (PO, Physical Optics), Geometrik Kırınım Teorisi (GTD, Geometrical Theory of Diffraction), Üniform Kırınım Teorisi (UTD, Uniform Theory of Diffraction) ve benzeri yöntemler geliştirilmiştir. Üniform Kırınım Teorisi (UTD), bu tip problemleri çözmek için oldukça uygundur.

İlerdeki bölümlerde tünellerde yüksek frekanslı dalga yayılımına UTD ile yapılan teorik yaklaşım ve tünellerde radyo dalgası yayılımı için SBR görüntü yaklaşımı (SBR, Shooting and Bouncing Ray Method) incelenmiştir. Tünel ortamlarında radyo dalgası yayılım karakteristiklerinin, ışın-optiksel tahmin yöntemleri incelenmiştir.

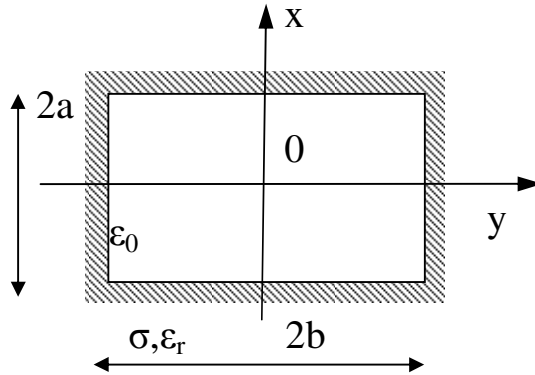
## 2. TÜNELLERDE YÜKSEK FREKANSLI DALGA YAYILIMINA TEORİK VE DENEYSEL YAKLAŞIM

### 2.1 Düz Bir Tünel İçerisinde Yayılım Modelleme

Tünelde yayılımın teorik çalışması için, ilk önce geometriyi idealize etmek gerekir. En basit uygulama, Şekil 2.1'de gösterildiği gibi, modal ya da ışın teorisinden biri için dikdörtgensel kesite sahip düz bir tüneldir. İlk yaklaşımda, duvarlar kendi kompleks  $\epsilon^*$  elektriksel geçirgenlikleri ya da eşdeğer iletkenlikleri  $\sigma$  ve bu şartlar altındaki bağıl elektriksel geçirgenlikleri  $\epsilon_r$  ile karakterize edilebilir. Bunlar aşağıdaki denklemlerle ilişkilendirilebilir:

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r - j\sigma / \omega\epsilon_0 \quad (2.1)$$

$\epsilon_0$ : serbest uzayın geçirgenliği ve  $\omega$ : açısal frekanstır.



Şekil 2.1 Dikdörtgen tünelin kesiti [2]

Mariage tarafından yapılmış olan ölçümler, 1 GHz'de, kayalık, kumsal gibi yerlerde yapılmıştır. Tünel duvarlarının tipik değerli küçük kayıplı bir dielektrik malzeme gibi davranması gerektiği belirtilmiştir. Bu parametreler kolaylıkla ölçülebilir olmasa bile, parametrik çalışmalar değerlerinin çok kritik olmadığını ve tünel içindeki alan dağılımı için önemli bir etki göstermediğini ortaya çıkarmıştır [2].



Bu düşük kayıplı dielektrik geniş dalgakılavuzu, çoğu hibrid modu ( $EH_{mn}$ ) destekler. Enine boyutlar  $a$  ve  $b$  aşağıdaki eşitsizlikleri sağlamaktadırlar:

$$m\lambda/4a \ll 1 \text{ ve } n\lambda/4b \ll 1 \quad (2.2)$$

Bu durumda yayılım sabiti aşağıdaki denklemlerle verilir:

$$\gamma_g = \alpha_g + \beta_g \quad (2.3)$$

$$\alpha_g = \frac{1}{a} \cdot \left( \frac{m\lambda}{4a} \right)^2 \cdot \text{Re} \left| \frac{\epsilon_r^*}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right| + \frac{1}{b} \cdot \left( \frac{n\lambda}{4b} \right)^2 \cdot \text{Re} \left| \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right| \quad (2.4)$$

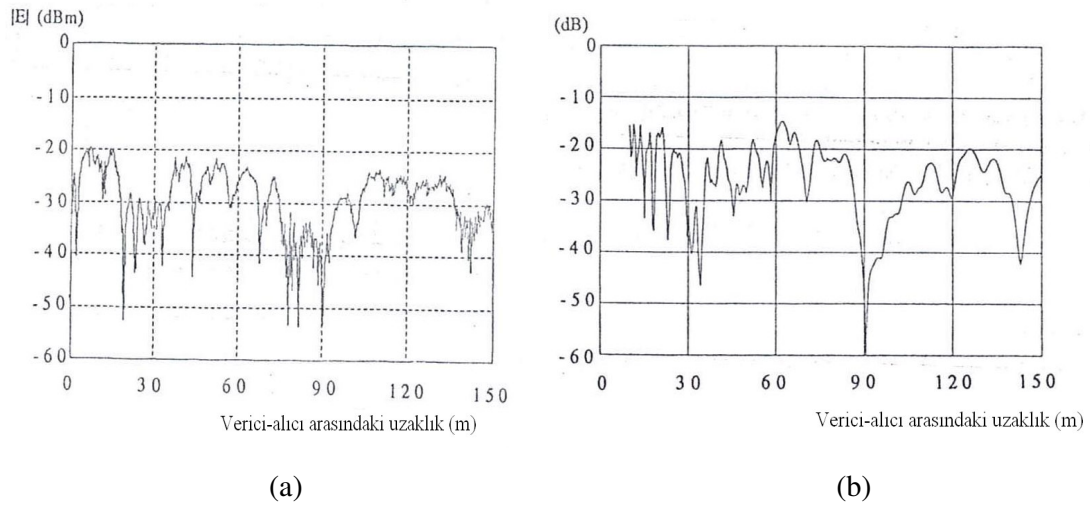
$$\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda} \left| 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{m\lambda}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{n\lambda}{4b} \right)^2 \right| \quad (2.5)$$

Eş. 2.4, zayıflama faktörü  $\alpha_g$ 'nin  $\lambda^2/a^3$  ve  $\lambda^2/b^3$  ile orantılı olduğunu ve böylece frekansın karesiyle azaldığını göstermektedir. Tipik yol tünellerinde 1 GHz ( $\lambda=30$  cm) den daha küçük frekanslar için, zayıflama sabiti genliği Eş.2.4'ten elde edilebilmektedir.

Daha basit bir yaklaşım ise, sonsuz uzun tünel için geometrik optiğe dayanan bir ışın teorisine dayanmaktadır. Dalgaların düzlem olduğunun farzedilmesiyle, duvarlara gelen yatay ve dikey kutuplu dalgaların yansımaya katsayıları tanımlanabilir. Böylece, toplam manyetik alan her bir gerçek kaynaktan ışınan alanların, tünel duvarlarındaki antenin görüntüsü ve yansımaya katsayılarıyla ağırlıklandırılan alanların toplamıdır.

Mariage tarafından yapılan ilk deney, 150 m uzunluğunda 4.7 m yükseklik ve 8 m genişliğe sahip dikdörtgen kesitli bir tünelde yapılmıştır. Şekil.2.2.a ve Şekil.2.2.b'deki eğriler 900 MHz' de verici ve alıcı arasındaki uzaklığa bağlı olarak elektrik alan değişiminin teorik ve deneysel sonuçlarını göstermektedir. Daha önce

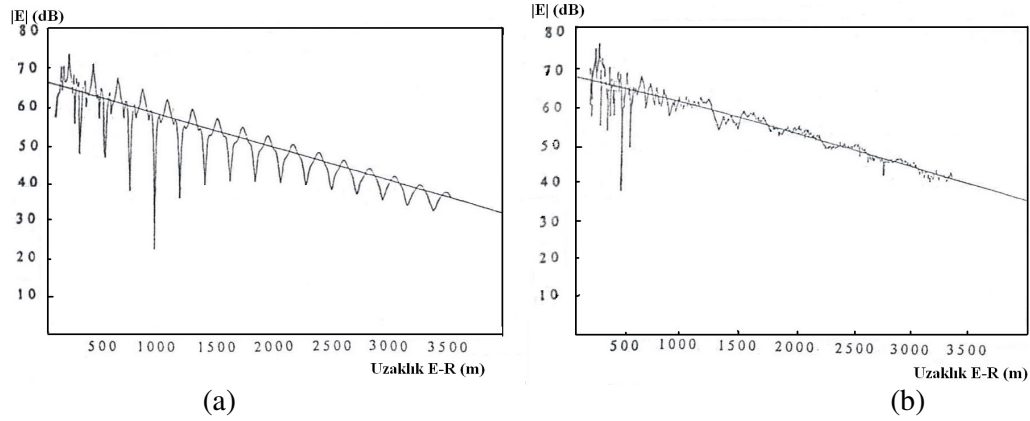
de bahsedildiği gibi, nümerik simülasyon için seçilen malzeme parametreleri  $\sigma = 10^{-2} S/m$  ve  $\epsilon_r = 5$ 'dir. Verici ve alıcı antenler, yarım dalga dipol dikey olarak kutuplu ve tünelin ortasına yerleştirilmiştir. Teorik yaklaşımda, antenlerin ışıma örüntüsü dikkate alınmıştır. Sadece alan değişimiyle ilgilendiğimizde, değişen şekillerde gösterilen alan genliği bağıl değer olarak düşünülmelidir. Gönderilen güç ve değişken bağlantı kayıpları deneyler süresince ölçülemedi. Şekil.2.2.a ve Şekil.2.2.b'nin karşılaştırılmasıyla deneysel ve teorik değerler arasında oldukça uyuma olduğu görülmektedir.



Şekil 2.2 Verici ve alıcı arasındaki uzaklığa bağlı olarak dikey elektrik alan genliği  
a) Deneysel eğri b) Teorik eğri [2]

Diğer deneyler, daha uzun tünellerde yapılmıştır. Şekil 2.3, 3.5 km uzunluğunda yaklaşık boyutları 8.5m x 5.3m olan bir yol tüneline sonuçları vermektedir.

Şekil 2.3.a'daki deneysel eğri verici anten yakınındaki elektrik alanın önemli değişimlerini göstermektedir. Alan, yaklaşık 8 dB/km'lik zayıflama sabiti ile eksponansiyel olarak azalmaktadır. Eş. 2.2'nin nümerik olarak uygulaması  $EH_{11}$  modu için 7 dB/km'lik bir değer vermektedir. Şekil 2.3.b hemen hemen aynı zayıflamayı göstermektedir ama bu daha uzak bir yerde meydana gelmektedir [2].



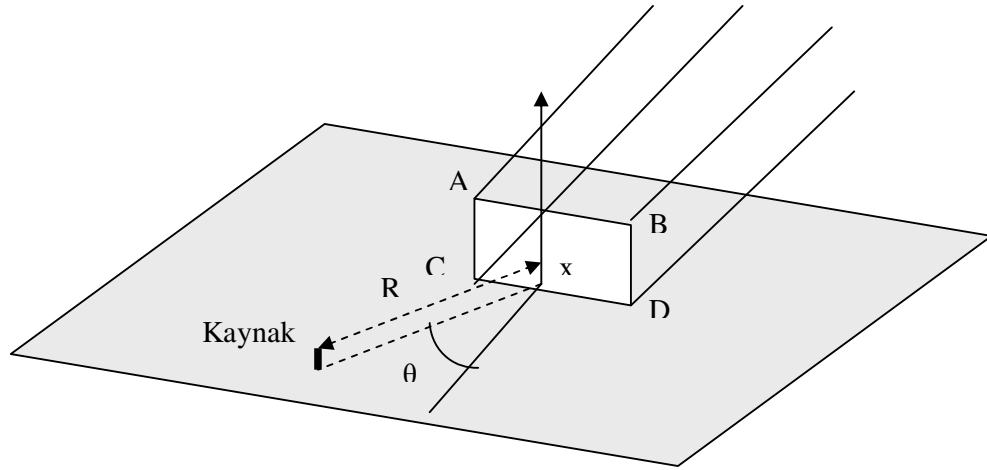
Şekil 2.3 3.5 km uzunluğundaki tünelde verici ve alıcı arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak dikey elektrik alan genliği  
a) Deneysel eğri b) Teorik eğri [2]

En kritik nokta tünel ve serbest uzay arasındaki geçişte bir kuvvetlendirme ya da tekrar göndermeye ihtiyaç olup olmadığını anlamak için tünel içine yerleştirilmiş bir antenden serbest uzaya doğru olan ışınma ya da tünel içine giren harici bir dalganın miktarını belirlemek önemlidir.

Teorik yaklaşım, tünel girişindeki kenarlar tarafından oluşan kırınımı hesaba katmak için ışın teorisinin genişletilmesine dayanmaktadır. Geometrik kırınım teorisinden geliştirilen üniform kırınım teorisi kullanılmaktadır.

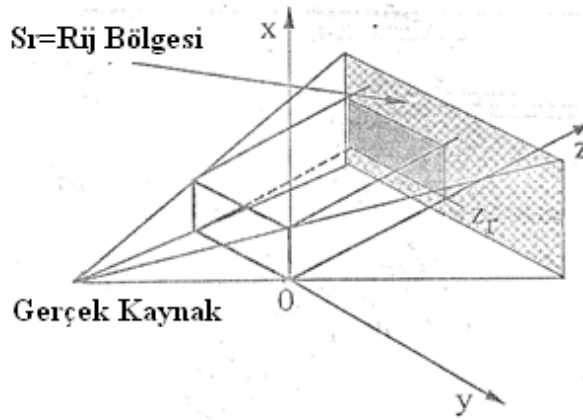
## 2.2 Teorik Yaklaşım

İlk önce, tünel dışına silindirik koordinatlarda  $(R, \theta, x)$  noktasına yerleştirilmiş bir anten olduğu düşünülmektedir. Şekil 2.4'teki gibi tünel giriş düzleminin orjinine yerleştirilmiştir. Kaynaktan ya da yer yüzeyi üzerindeki görüntüsünden gelen ışınlar, ya tünel girişinden doğrudan girmektedir ya da AB, BC ya da AD kenarlarından birinden gelmektedir. İlk durumda, ışınlar, çoklu yansımalarla sonsuz uzun bir tünelde gibi yayılır. Geliş açısı arttığında yansıma katsayısının hızla azalması durumunda, eksen dışı kaynaklar için tünel içinde daha fazla zayıflama beklenebilir. Diğer yandan, ışın birbirini çapraz kesen üçgenlerden biriyle kırıldığı zaman kırılan ışınlar bir koni oluşturur. Bu ışınlardan birazı, sıyrılma açısına sahip olacaktır ki bu da düşük bir zayıflama katsayısıyla sonuçlanır.



Şekil 2.4 Tünel dışına yerleştirilmiş bir kaynağın sistem koordinatları [2]

Şekil 2.5, yansıyan dalgalarla alan hesaplama prensibini göstermektedir. Eğer, alıcı tünel düzleminde  $Z_r$  absisinde tünel içine yerleştirilirse, kaynaktan gelen muhtemel ışınlar ve tünel duvarlarındaki alıcıların görüntülerinden gelen ışınlar, bir piramitle sınırlı boşluğa hapsolür.  $R_{ij}$  alıcı görüntüleri, piramidin ve  $Z_r$  absisindeki enine düzlemin arakesitinde bulunan  $S_r$  dikgeninde yerleşmiştir. Alıcı tünel içine hareket ettiğinde, geometrik optiğin gölge sınırlarındaki pozisyonlarında yansıyan ışınlar görünür ya da görünmez. Bu süreksizlikler, kırınan alanla telafi edilmelidir ve bundan başka köşe kırınımı, sonlu üçgen uzunluğundan dolayı, hesaba katılmalıdır.



Şekil 2.5  $S_r$  düzleminde yerleşmiş tünel duvarlarındaki alıcı görüntüleri [2]

Mükemmel iletken üçgenle kırınım formülasyonu, ince kayıpsız bir dielektrik yarıktan saçılmaya ve daha sonra sonlu iletkenlikli bir üçgenle saçılmaya genişletilmiştir. Modellemede kullanılacak yaklaşımları elde etmek için, iki boyutlu bir dielektrik katmanla saçılma durumundaki bir yaklaşımın temel fikrinden kısaca bahsetmek gerekmektedir.

Mükemmel iletken bir düzlemde, kırınım katsayısı  $D_{E,H}$  : eğer gelen elektrik alan  $E^i$  sabit kırınım düzleminde bulunuyorsa E kutuplanmasına, eğer  $E^i$  bu düzleme dikse H kutuplanmasına uygundur ve şu şekilde yazılabilir:

$$D_{E,H} = D(\psi - \psi') \pm D(\psi + \psi') \quad (2.6)$$

Burada birinci ve ikinci terim gelen ve yansıyan gölge sınırlarla temsil edilir ve bir Fresnel integralinin terimlerinden çıkarılır.

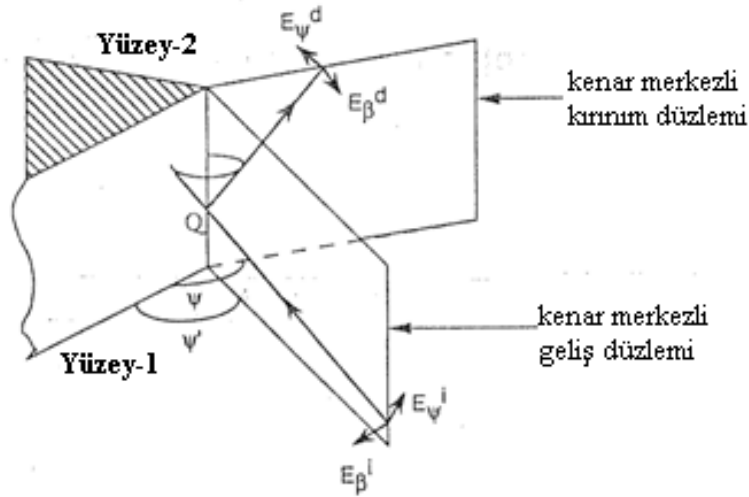
Bir dielektrik yarık için, kırınım katsayısının değişimi sınırlardaki süreksizlik ihtimalinde, en iyi şekilde karşılamak için önerilmiştir. Yarıktaki iletim ( $T_{E,H}$ ) ve yansıma ( $R_{E,H}$ ) katsayılarını hesaba katarsak, kırınım katsayısının yaklaşık formu şöyle olur:

$$D_{E,H} = (1 - T_{E,H}) D(\psi - \psi') + R_{E,H} D(\psi + \psi') \quad (2.7)$$

Kırınımın tek bir noktadan ortaya çıktığı ve yüzey dalgaları ve iletimin ihmal edildiği farzedilmiştir. Topraktaki kayıplar, toprak vasıtasıyla dışarıdan doğrudan tünel içine iletimi ihmal edecek yeterli büyüklüktedir. Böyle bir iletim ihmal edilirse, gölge sınırlardaki kırınım katsayısı mükemmel iletken üçgeninki ile aynı olacaktır. Bu durumda kenar merkezli sistemin koordinatlarında kırınan alan  $E_\beta^d$  ve  $E_\psi^d$  gibi iki bileşene sahiptir ve Q kırınım noktasındaki  $E_\beta^i$  ve  $E_\psi^i$  gelen alan bileşenlerine bağlıdır ve şu genel forma sahiptir:

$$\begin{pmatrix} E_{\beta}^d \\ E_{\psi}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\beta}^i \\ E_{\psi}^i \end{pmatrix} A(s) \begin{pmatrix} D_A & D_B \\ D_C & D_D \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$A(s)$ , uyarım tipine bağlı bir faktördür. Kırınım matrisinin  $D$  katsayıları üçgenin her bir yüzeyindeki yansıma katsayılarının terimlerinden çıkartılır. Son nokta, sonlu iletken bir üçgen durumuna tam bir kırınım katsayısının uygulanamadığı, köşeler tarafından kırınım ile ilgilidir. İlk yaklaşımda, yüzey sonlu düz kenarların arayüzeyi gibi bir köşe olarak düşünülmüş ve düz yapılarda saçılma için köşe kırınım katsayısı kullanılmıştır.



Şekil 2.6 Kenar merkezli kırınım veya geliş düzleminin tanımı [2]

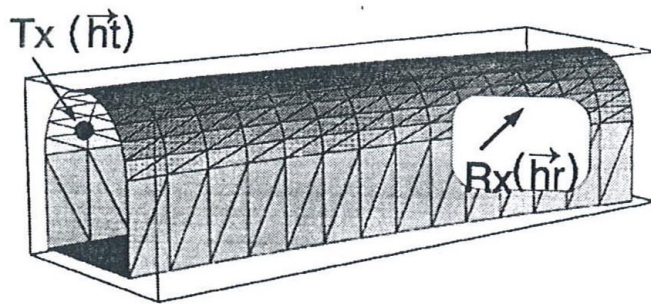
Aynı tip yaklaşım, kırınan çoklu ışınların da ihmal edilmesiyle, tünel içine yerleştirilmiş bir anten tarafından serbest uzayda ışınan alanı hesaplamak için de kullanılır. Nicel olarak bunun mümkün olduğunu bilmemize rağmen yöntemin geçerliliği, verici ve alıcı arasındaki uzaklığın bir fonksiyonu olarak elektromanyetik alanın hesaplanmasıyla ve köşe ve üçgen kırınımının olduğu zaman yansıyan ışınların süreksizliklerinin düzeltilmesiyle kontrol edilebilir [2].

### 3. TÜNELLERDE RADYO DALGASI YAYILIMI İÇİN SBR GÖRÜNTÜ YAKLAŞIMI

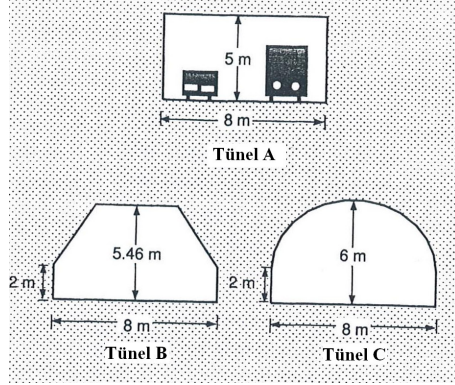
Bu bölümde, tünel radyo yayılım kanallarını modellemek için, SBR görüntü yöntemi olarak adlandırılan gönderilen ve seken ışın tekniğinin kullanıldığı belirleyici bir yaklaşım incelenmiştir. Kavramsal olarak, tünel ortamlarında seken ışın tüplerini (ışınları değil) izlemek için SBR görüntü yöntemi kullanılmıştır. Eğer alıcı anten (Rx) bir ışın tüpü içerisinde ise, ışın tüpü Rx' te alınan alana katkıda bulunacaktır ve karşılık gelen eşdeğer kaynak (görüntü) belirlenebilir. Başka bir deyişle, bilinmeyen görüntüleri elde etmek için ışın tüpleri gönderilir. Bütün katkıların toplanmasıyla, Rx' te alınan alanı elde edebiliriz. Bu yöntem, yansımanın baskın olduğu kompleks ortamlarla ilgilidir.

Duvarlardaki ve yerdeki yansımalarla oluşan depolarizasyon simülasyonlarda hesaba katılmıştır. Kutuplanma bağlanma etkisini incelemek ve SBR görüntü yönteminde antenlerin ve görüntülerinin kutuplanma özelliklerini ve kazanç örüntülerini tanımlamak için, antenlerin etkin anten yükseklik vektörü (VEH, Vector Antenna Effective Height) kullanılmaktadır.

SBR görüntü yönteminde, ilk önce iletken duvarlı dikdörtgen bir tünel ve iki paralel levha kaplı bir yapı için kapalı formdaki çözümleri ile nümerik sonuçların karşılaştırılmasıyla doğruluğu ispatlanacaktır. Daha sonra, Şekil 3.1'de görüldüğü gibi üçgenel yüzeylerden oluşan tünellerde radyo dalgası yayılımı problemine uygulanacaktır. İncelenecek olan üç tünel tipi de Şekil.3.2'de görülmektedir.



Şekil 3.1 Üçgenel yüzeylerden oluşan bir tünel [4]



Şekil 3.2 Tünellerin kesitleri [4]

### 3.1 Etkin Anten Yükseklik Vektörü

$\rho_0$ 'da bir anten (Tx) serbest uzayda verici moda çalışıyorsa,  $\rho_r$ 'deki uzak alan elektrik alanı  $E$  aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{E}(\vec{\rho}_r) = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}_r|}}{|\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}_r|} I\vec{h}(\theta, \phi) \quad (3.1)$$

$j = \sqrt{-1}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  ve  $\lambda$  serbest uzaydaki dalga boyudur. Eş. 3.1'de  $I$  antenin giriş akımını göstermektedir,  $(\theta, \phi)$  gözlem açılarıdır ve  $\vec{h}(\theta, \phi)$  metre olarak ölçülen etkin anten yükseklik vektörüdür.  $\vec{h}(\theta, \phi)$  aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\vec{h}(\theta, \phi) = h_\theta \hat{\theta} + h_\phi \hat{\phi} \quad (3.2)$$

VEH, sadece küresel açı değişkenlerinin bir fonksiyonudur.  $h$ 'nin çizimi anten örüntüsünü verir. Eş. 3.1 ile  $zI$  Hertz dipolünün VEH'si aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$\vec{h}(\theta, \phi) = -l \sin(\theta) \hat{\theta} \quad (3.3)$$

$z$ -yönündeki yarım dalga dipolün VEH'si ise

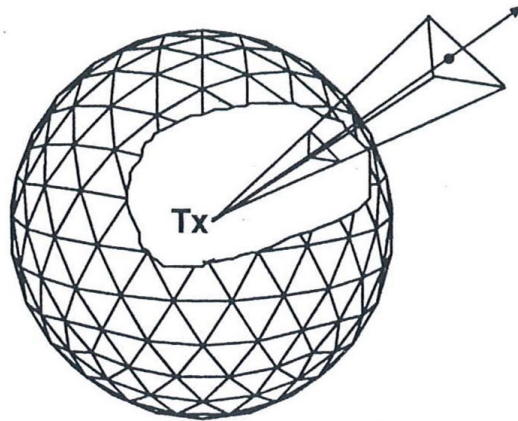


$$\bar{h}(\theta, \phi) = -\frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos(\theta))}{\sin \theta} \hat{\theta} \quad (3.4)$$

olur. Alıcı moddaki bir antenin kutuplanması ve örüntü özellikleri, VEH parametresi ile tanımlanabilmektedir.

### 3.2 SBR Görüntü Metodu

SBR görüntü metodunu anlamak için Şekil 3.1'deki gibi bir tünel düşünelim. Burada, tünel ortamının üçgensel yüzeylerden oluştuğu farzedilmektedir, çünkü üçgensel yüzeyler istenen çoğu yüzeyin modellenmesini sağlamaktadır.

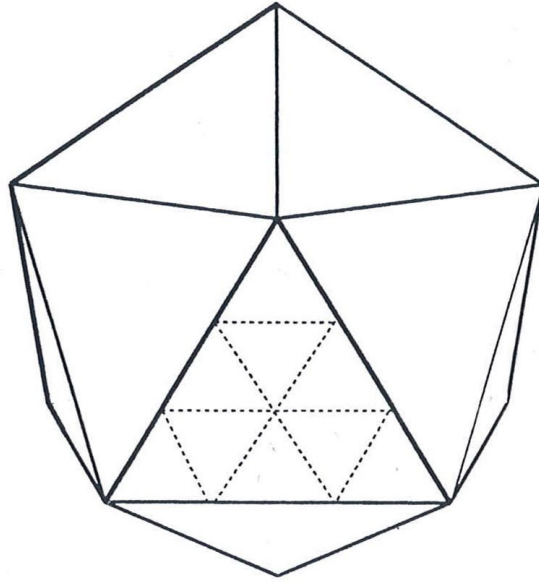


Şekil 3.3 Verici antenden gönderilen ışın tüpleri [4]

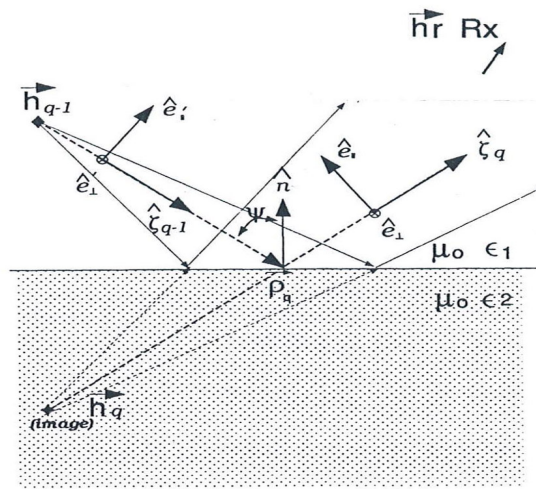
Şekil 3.1'de, Tx gösterimi tünelde bütün yönlere ışına yapan VEH'si  $h_t$  olan bir verici anteni temsil etmektedir, Rx gösterimi ise VEH'si  $h_r$  olan bir alıcı anteni temsil etmektedir.

Başlangıç adımımda, Şekil 3.3'deki gibi Tx' ten ışın tüpleri gönderilir ve tünelde seken her bir ışın tüpü izlenir. Şekil 3.3'de kürenin tepesinde olan üçgenler aşağıdaki yöntemle belirlenir. İlk önce, 20 eş aynı alanlı üçgenden oluşan bir ikosahedron oluşturulur (Şekil 3.4). Daha sonra ikosahedronun her bir kenarı, döşeme frekansı

olarak adlandırılan  $N$  eşit parçaya ayrılır. Üç kenara da paralel olan çizgiler daha küçük eş üçgenlere bölünür (Şekil 3.4). Son olarak bu küçük üçgenler, küre yüzeyi üzerinde olduğu düşünülür ve Şekil 3.3'deki üçgenler elde edilir. Verilen  $N$  ile, ışın tüplerinin sayısı  $20N^2$ 'dir. Döşeme frekansı  $N$  daha büyük olduğunda, ışın tüpü boyutu daha küçük olacak ve hesaplama zamanı artacaktır.



Şekil 3.4 İkosahedron [4]



Şekil 3.5 Düz bir arayüzeyde seken ışın tüpü. [4]

Şekil 3.5' de q. seken ışın tüpünde,  $\hat{\zeta}_{q-1}$  gelenin yönü ve  $\hat{\zeta}_q$  yansıyanın yönü arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir:

$$\hat{\zeta}_q = \hat{\zeta}_{q-1} - 2(\hat{n} \cdot \hat{\zeta}_{q-1})\hat{n} \quad (3.5)$$

$\hat{n}$ : kaplamanın birim normal vektörüdür. Her bir seken ışın için, alıcının yansıyan bir ışın tüpü içerisinde olup olmadığı kontrol edilir. Eğer öyleyse, ışın tüpünün alıcıya katkısı, eş kaynağa (görüntüye) atfedilir. Yani başka bir deyişle; Rx'e giden ışın, bu tüp içerisinde ve bu ışın hayali bir kaynaktan geliyormuş gibi düşünülebilir. Hayali pozisyon  $\vec{\rho}_{oq}$  ve yansıyan ışın tüpünün q ncu sekmesi ile ilgili olan  $\vec{h}_q$  görüntüsünün etkin anten yüksekliği ifadeleri aşağıdaki gibidir:

$$\vec{\rho}_{oq} = \vec{\rho}_q - \vec{l}_q \cdot \hat{\zeta}_q \quad (3.6)$$

ve

$$\vec{h}_q = (R_v \hat{e}_{\parallel}' + R_h \hat{e}_{\perp} \hat{e}_{\perp}') \cdot \vec{h}_{q-1} \quad (3.7)$$

sırasıyla

$$\hat{e}_{\perp}' = \frac{\hat{\zeta}_{q-1} \times \hat{n}}{|\hat{\zeta}_{q-1} \times \hat{n}|} \quad (3.8)$$

$$\hat{e}_{\parallel}' = \hat{e}_{\perp}' \times \hat{\zeta}_{q-1} \quad (3.9)$$

$$\hat{e}_{\perp} = \hat{e}_{\perp}' \quad (3.10)$$

$$\hat{e}_{\parallel} = 2(\hat{n} \cdot \hat{e}_{\parallel}')\hat{n} - \hat{e}_{\parallel}' \quad (3.11)$$

Burada  $q_q$ , q.ncu seken ışın tüpünün merkezindeki yansıma noktasıdır ve  $l_q$  Tx' ten yansıma noktasına olan yol uzunluğudur.  $(\hat{\zeta}_{q-1}, \hat{e}'_{\parallel}, \hat{e}'_{\perp})$  ve  $(\hat{\zeta}_q, \hat{e}'_{\parallel}, \hat{e}'_{\perp})$  sembolleri ortonormal sembollerdir ve sırasıyla  $\hat{\zeta}_{q-1}$  gelenin yönü ve  $\hat{\zeta}_q$  yansıma yönü ile oluşturulur (Şekil 3.5).  $R_h$  ve  $R_v$  notasyonları sırasıyla yatay ve dik kutuplanmalar için yansıma katsayılarını gösterir. Burada,  $R_h$  ve  $R_v$  aşağıdaki eşitliklerden hesaplanabilir:

$$R_h = \frac{\cos(\psi) - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \sin^2(\psi)}}{\cos(\psi) + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \sin^2(\psi)}} \quad (3.12)$$

$$R_v = \frac{\cos(\psi) \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \sin^2(\psi)}}{\cos(\psi) \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \sin^2(\psi)}} \quad (3.13)$$

burada  $\psi$  ışının geliş açısıdır ve

$$\epsilon_i = \epsilon_{ri} - j60\sigma_i\lambda, \quad i = 1, 2 \quad (3.14)$$

kayıplı ortamın kompleks bağıl dielektrik katsayısıdır ( $i=1,2,\dots$ ).  $\epsilon_{ri}$  ve  $\sigma_i$ , ortamın bağıl elektriksel geçirgenlikleri ve iletkenlikleridir.

Karşılıklılık teoremiyle, görüntünün etkin anten yüksekliği  $h_q$ 'nin katkısı ile alıcı antenin açık devre voltajı:

$$V_{oc} = \vec{E}_q(\vec{q}_r) \bullet \vec{h}_r \quad (3.15)$$

ve

$$\vec{E}_q(\vec{q}_r) = -\frac{j\omega\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk|\vec{\rho}_{oq}-\vec{\rho}_r|}}{|\vec{\rho}_{oq}-\vec{\rho}_r|} \vec{h}_q \quad (3.16)$$

$\vec{E}_q(\vec{q}_r)$ ,  $\vec{\rho}_{oq}$  noktasındaki VEH' si  $h_q$  olan görüntü tarafından oluşturulan  $\vec{\rho}_r$  noktasındaki elektrik alandır. Eş. 3.16' da I, verici antenin giriş akımıdır.

Alınan kompleks b4 genliği şu şekildedir [3]:

$$b4 = -\frac{1}{4} \frac{V_{oc} I_{in}}{\sqrt{P_t P_{rfs}}} \quad (3.17)$$

$P_t$  ve  $P_{rfs}$ , sırasıyla, verici antenden ve serbest uzayda ışıma modunda çalışan alıcı antenden ışınan güçlerdir.  $I_{in}$  ışıma için kullanıldığında alıcı antenin giriş akımıdır,  $q_{oq}$  noktasındaki görüntü tarafından Rx'e katkıda bulunulmasıyla alınan kompleks genlik b4 şöyledir:

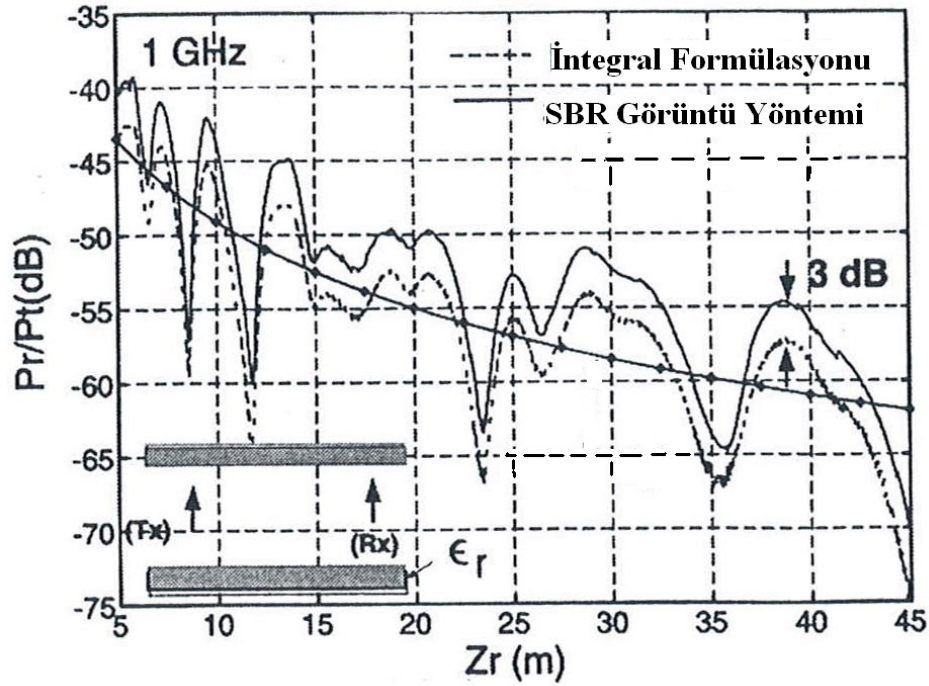
$$b4 = \frac{j\omega\mu_0 I_{in}}{16\pi} \frac{e^{-jk|\vec{\rho}_{oq}-\vec{\rho}_r|}}{|\vec{\rho}_{oq}-\vec{\rho}_r|} (\vec{h}_q \bullet \vec{h}_r) \frac{1}{\sqrt{P_t P_{rfs}}} \quad (3.18)$$

$(\vec{h}_q \bullet \vec{h}_r)$  antenlerin ve görüntülerinin örüntüsü ve kutuplanmaları ile ilgilidir.

Seken ışın tüplerinin sayısı daha önceden ayarlanan maksimum sayıdan fazla olana kadar ışın tüpleri izlenir. Daha sonra, bu ışın tüpü içindeki Rx'e ulaşan bütün ayna ışınlar (görüntüler) bulunur. Bütün ışın tüpleri izlendikten sonra, b4'ün üzerine ilave edilen genliğin karesi  $P_r$ 'nin  $P_t$ 'ye oranına eşit olacaktır.  $P_r$  Rx tarafından alınan toplam güç,  $P_t$  ise Tx tarafından serbest uzayda gönderilen toplam güçtür. Başka bir deyişle,

$$\frac{P_r}{P_t} = \left| \sum_{i=1}^n b_i \right|^2 \quad (3.19)$$

olur. Yaklaşımı doğrulamak için, sonlu iletkenlikli iki paralel levha kaplı bir yapıya yerleştirilmiş dik bir  $Idl\hat{y}$  Hertz dipolü olduğu düşünülmektedir. İki levha arasındaki boşluk 3m ve kaplama malzemesinin dielektrik sabiti  $\epsilon = \epsilon_r - j60\sigma\lambda$ ,  $\epsilon_r = 4$  ve  $\sigma = 0.002S/m$ 'dir. Kaplamanın kalınlığı 13 cm'dir.  $(x_r, y_r, z_r) = (0, 2.85, Z_r)$ 'deki alıcı yatay olarak hareket ederken 1 GHz'de çalışan verici  $(x_r, y_r, z_r) = (0, 1.8, 0)$ 'de sabittir.



Şekil 3.6 İki paralel kaplı-düzlem bir yapıda spektral domende integral formülasyon yöntemi ve SBR görüntü yöntemi ile elde edilen normalize edilmiş güç eğrileri [4]

Spektral domende integral formülasyon yöntemi ile dB olarak elde edilen  $P_r/P_t$  ve SBR görüntü yöntemi ile elde edilen eğriler Şekil 3.6'da görülmektedir [4].

#### **4. EĞRİ TÜNELLERDE RADYO YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN BULUNMASI İÇİN MONTE CARLO YÖNTEMİ**

Tüneller için radyo yayılım tahmin yöntemleri dalga kılavuzu, istatistiksel ve ışın gönderme modelleri olarak üç ana kategoriye bölünebilir. Dalga kılavuzu modeli, analitik bir yaklaşımı temsil eder ve sadece ortogonal koordinatlara dayanan çok basit tünel geometrilerine uygulanabilir. Tersine, istatistiksel model, herhangi geometriye sahip bir tünel için pratik bir yaklaşım sunar. İstatistiksel modellerle yapılan yayılım modelini ayarlamak için zaman alıcı ölçümler gerektirir. Son yaklaşım, tünel kapsama tahminlerinde daha üstün olan ışın gönderme tekniğidir. Çünkü tünel geometrisini sınırlamaz ve ölçüm sayısını minimize etmektedir.

Monte Carlo simülasyonu olarak bilinen nümerik yöntemler, istatistiksel simülasyon yöntemleri olarak tanımlanabilir. İstatistiksel yöntemler simülasyon oluşturmak için rastgele sayı dizilerini kullanır. Monte Carlo yöntemi aynı zamanda ışın gönderme yöntemi ile uygulanır. Bir tünelde radyo yayılımı modellendiğinde, Monte Carlo yöntemi, bir ışın yönü için olasılık yoğunluk fonksiyonunu belirlemek için kullanılır. Işın gönderme ile Monte Carlo yöntemi, kompleks ortamlarda hızlı çözüme sahip olmasından dolayı daha iyi hesapsal etkinlik sağlamak için kullanılır. Bu yüzden taşıtlı veya taşıtsız herhangi bir kesitsel şekle sahip düz ya da eğri tünellerde Monte Carlo yönteminin kullanılmasında herhangi bir sınırlama yoktur. Fakat nesnelere etkisini incelemeye önce, boş tünelde radyo yayılım karakteristiklerini anlamak gerekir [5].

## 5. TÜNEL ORTAMLARINDA RADYO DALGASI YAYILIM KARAKTERİSTİKLERİNİN IŞIN-OPTİKSEL TAHMİNİ

### 5.1 Geometrik Kırınım Teorisi

#### 5.1.1 Geometrik optik (Geometric Optics, GO)

Geometrik Optik (GO) ya da Işın Optiği, bir kaynaktan yayılan EM alanın ışınlar halinde hareket ederek cisimlerinin görünen yüzeylerini aydınlattığı ve bu yüzeylerden klasik anlamda yansıdığı kabul eden bir yöntemdir. GO yöntemi, frekansın yeteri kadar yüksek olduğu, kırınım etkilerinin hesaba katılarak toplam alanın gelen ve yansıyan dalgalardan oluştuğunu kabul eden çözümler önerir. GO çözümlerinde EM alan, gölge alan sınırlarında süreksizdir. Bu gölge sınırlarından “uzak” olan bölgelerde çok doğru sonuçlar verir. Sınır bölgelerinin içerisindeki alanı bulmak amacıyla Fiziksel Optik (PO), Geometrik Kırınım Teorisi (GTD), Üiform Geometrik Kırınım Teorisi (UTD) vb. yöntemler geliştirilmiştir.

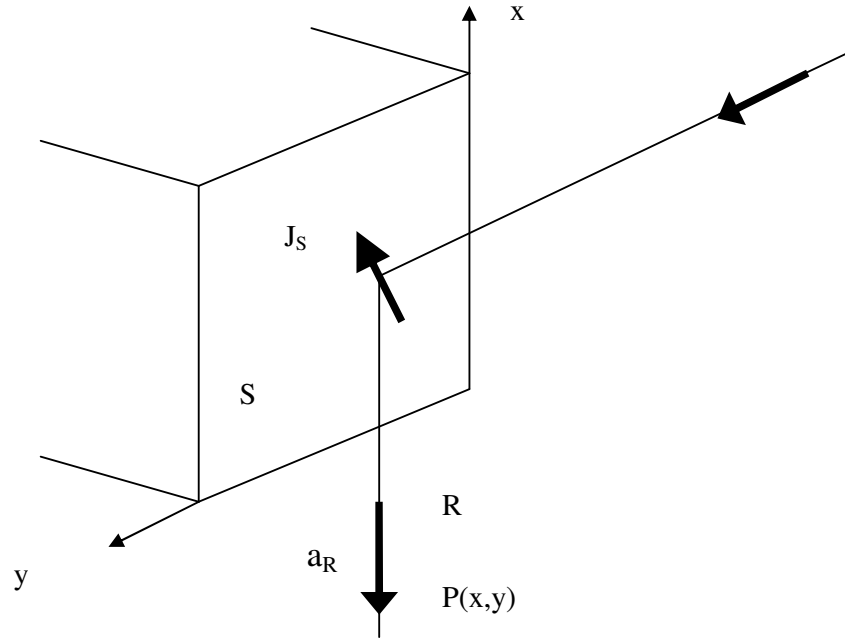
#### 5.1.2 Fiziksel optik (Physical Optics, PO)

Fiziksel Optik (PO), geometrik optiğin özellikle gölge sınırlarında mevcut olan yetersizliklerini tanımlamak amacıyla geliştirilmiş daha geçerli bir yöntemdir. PO yönteminde temel amaç, GO çözümlerinde bulunmayan kırınım etkilerini yüksek frekanslarda doğru tahmin edebilmektir. Sonsuz iletken objelerden kırınım problemlerinde Fiziksel Optik çözümleri yüksek frekanslarda Geometrik Optik çözümleri ile çoğunlukla uyum içindedir. PO yönteminde, kırınım alanı yüzeyde oluşan toplam EM alandan dolayı oluşan yüzeysel akımlar kullanılarak hesaplanır. Bu yüzeysel akımlar GO yönteminin önerdiği toplam alan değerleri kullanılarak hesaplanır. Bir sonsuz iletken objenin GO yüzey akımları

$$\bar{J}_{PO} = \begin{cases} \bar{n} \times \bar{H}_{toplama} & \text{Aydınlanmış bölge} \\ 0 & \text{Karanlık bölge} \end{cases} \quad (5.1)$$



olarak verilmiştir. Burada  $\bar{n}$  yüzeye dik ve dışarı doğru olan birim vektörü göstermektedir. Akımın bilindiğinin kabul edildiği durumda, PO integraliyle alan hesaplanması yapılabilmektedir.



Şekil 5.1 Fiziksel Optik (PO) Geometrisi [6]

Yüzeysel akımın bilindiği ve yaklaşık değeri tahmin edilebildiği takdirde, PO yönteminin getirdiği integral; PO integrali, aşağıda verilmiştir.

$$\bar{H}(P) = \frac{k}{\sqrt{8\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_S (\bar{J}_S \times \bar{a}_R) \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{R}} dS' \quad (5.2)$$

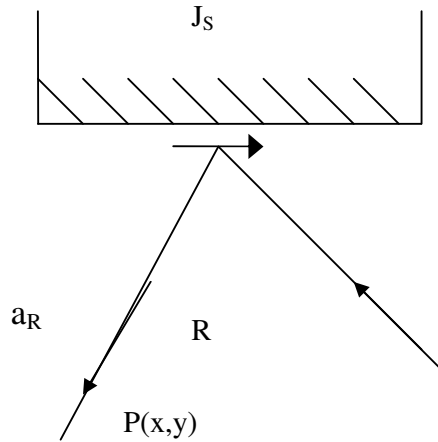
PO integralinde bulunan yüzeysel akım değeri daha önce de bahsedildiği gibi tam yüzey üzerindeki toplam GO manyetik alanı cinsinden aşağıdaki eşitliğe göre bulunabilir.

$$\bar{J}_S = \bar{J}_{PO} = \bar{n} \times \bar{H}_{toplama} \Big|_{\text{tam yüzey üzerinde}} \quad (5.3)$$

Özellikle duvarlardan kırınımlar üzerinde durulduğu için düzlemsel yüzeylerden oluşan kırınımlar incelenmesi gerekir. Problem tek boyuta indirildiğinde

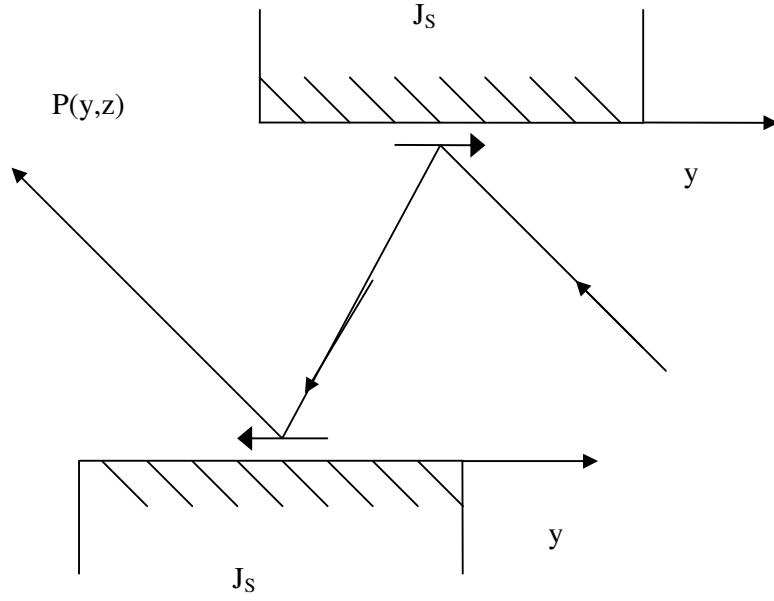
$$\bar{H}(P) = \frac{k}{\sqrt{8\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_{C_y} (\bar{J}_S \times \bar{a}_R) \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{R}} dy' \quad (5.4)$$

elde edilebilir. Eşitlik 5.4 ile verilen manyetik alan bir başka yüzeyde ikinci dereceli yüzeysel akımlar yaratabilir. Bu akımın yarattığı alan değeri de benzer şekilde hesaplanabilir. İstenildiği takdirde bulunan manyetik alan kullanılarak elektrik alanı da hesaplanabilir.

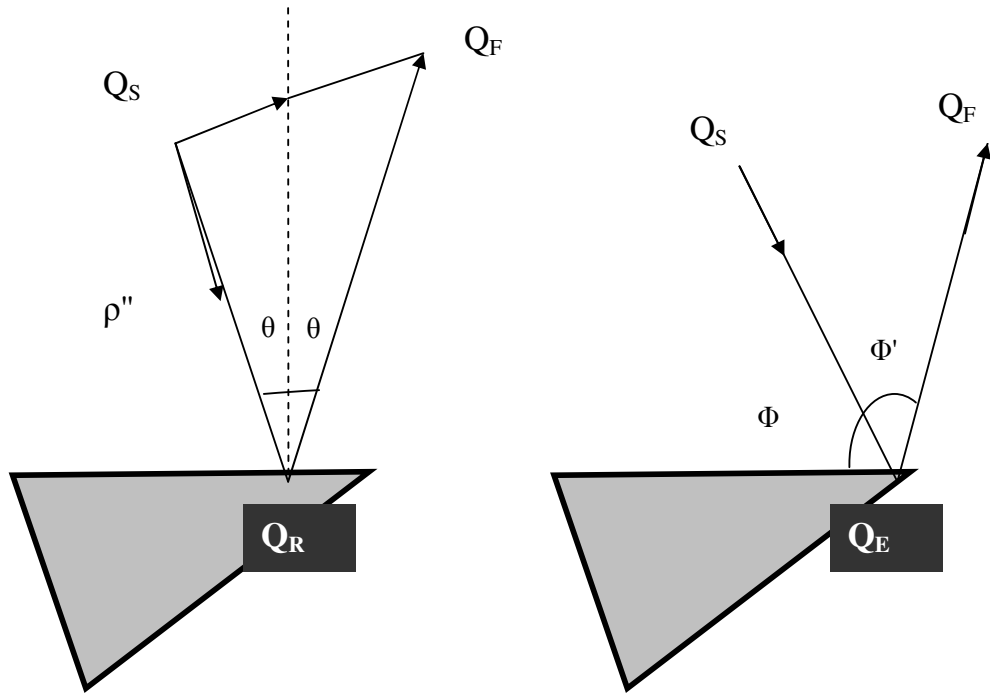


Şekil 5.2 Fiziksel optik (PO) integral probleminin geometrisi; iki boyutlu problem, birinci derecede kırınım [6]

Sonuç olarak PO yönteminde, GO toplam alanın önerdiği yüzeysel akım değeri bulunduğundan sonra bu akımın serbest uzayda yarattığı alan değerleri bulunur. Böylece PO yönteminin önerdiği çözüm bulunmuş olur. PO yönteminde saçınan alanın hesaplanabilmesi için, yüzeysel akımların bilinmesi gerekmektedir. Birçok durumda oluşan akım GO akımlarından çok farklı olabilmektedir. Doğru akımların bulunamadığı durumlarda PO yöntemi yetersiz kalmaktadır. Bu sorunu gidermek amacıyla Geometrik Kırınım Teorisi (GTD) geliştirilmiştir. GTD bir sonraki kısımda anlatılacaktır.



Şekil 5.3 Fiziksel optik (PO) integral probleminin geometrisi; iki boyutlu problem, ikinci derecede kırınım [6]



(a) Gelen + Yansıyan

(b) Saçınan Alan

Şekil 5.4 İletken köşe kırınım geometrisi; GTD ve UTD formülasyonu; [6]

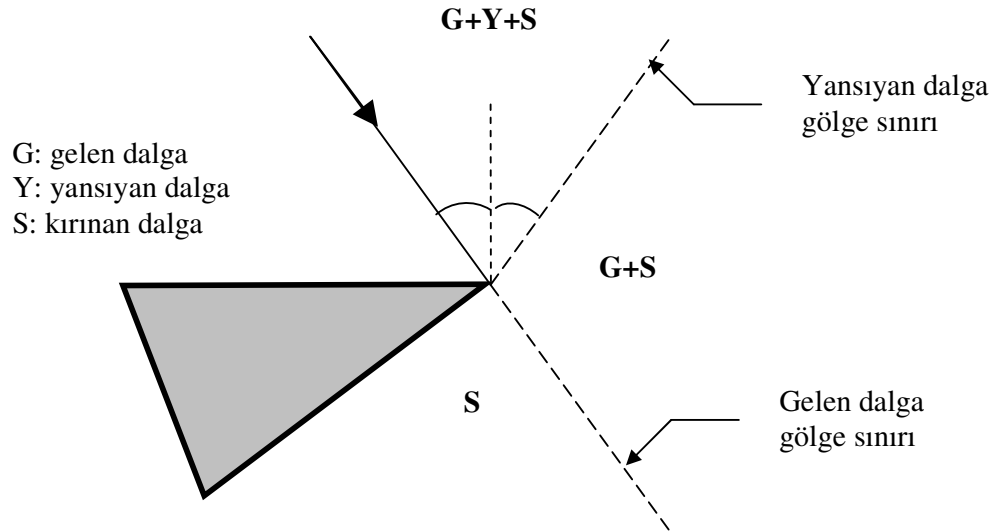
### 5.1.3 Geometrik kırınım teorisi (Geometrical Theory of Diffraction, GTD)

Geometrik Kırınım Teorisi (GTD)' nin Keller'in çalışmalarıyla başladığı kabul edilmektedir. PO çözümünün yetersiz olduğu (örneğin yüzeysel akımların doğru tahmin edilemediği) durumlarda da geçerli olması amaçlanmaktadır.

Sonsuz iletken iki yarı düzlemden oluşan köşeden kırınımın GTD formülasyonu aşağıda özetlenmiştir.

$$\bar{U}_{TOPLAM} = \begin{cases} \bar{U}_i + \bar{U}_R + \bar{U}_{GTD} & 0 \leq \phi \leq \pi - \phi' \\ \bar{U}_i + \bar{U}_{GTD} & \pi - \phi' \leq \phi \leq \pi + \phi' \\ \bar{U}_i + \bar{U}_{GTD} & \pi - \phi' \leq \phi \leq \pi + \phi' \end{cases} \quad (5.5)$$

Burada  $\bar{U}_i$ , gelen alan (incident),  $\bar{U}_R$  yansıyan alan (reflected),  $\bar{U}_{GTD}$  kırınan alan (diffracted) ve  $\bar{U}_{TOPLAM}$ , ortamda bulunan toplam alan değerini göstermektedir.



Şekil 5.5 İletken köşe kırınımı geometrisi; gelen dalga gölge ve yansıyan dalga gölge sınırları [6]

Gelen dalga ,  $\bar{U}_I$  aşağıda verilmiştir

$$\bar{U}_I(Q_E) = \begin{cases} U_0 \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{R}} & \text{Gelen Dalga Bölgesi} \\ 0 & \text{Diğer Bölgeler} \end{cases} \quad (5.6)$$

Yansıyan dalga,  $\bar{U}_R$  aşağıda verilmiştir

$$\bar{U}_R(Q_F) = R_{S,H} \bar{U}_I(Q_R) \sqrt{\frac{\rho''}{\rho'' + R}} e^{-jkR} \quad (5.7)$$

Saçınan alan değeri ,  $\bar{U}_D$  aşağıda verilmiştir

$$\bar{U}_{GTD} = \bar{U}_I(Q_E) D_{S,H} A(\rho) e^{-jk\rho} \quad (5.8)$$

ve

$$A(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (5.9)$$

$$\bar{U}_I(Q_E) = \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{\rho'}} \quad (5.10)$$

$$D_{S,H}(\phi, \phi', n) = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}} \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)}{n\sqrt{2\pi k}} \left[ \left( \frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi - \phi'}{n}\right)} \right) \mp \left( \frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi + \phi'}{n}\right)} \right) \right] \quad (5.11)$$

Bu eşitlik ile özetlenen geometrik kırınım teorisi, kırınım problemlerinde yüksek frekanslarda iyi bir tahmin veren sonuçların elde edilmesini sağlamıştır.

Daha önce Geometrik Optik ve Fiziksel Optik sonuçlarından elde edilemeyen saçınım alan değerlerinin (cisimlerin gölge bölgelerinde de sıfırdan farklı alan değerlerinin elde edilmesi) tahmin edilmesini sağlamıştır. Bunun yanında ne yazık ki, kırınım formülü yapısında bir süreksizliği taşımaktadır. Toplam alanın gelen dalga, yansıyan alan gölge bölge sınırlarında sonsuza gitmesine neden olmaktadır. Bu süreksizlik Üniorm Geometrik Kırınım Teorisi ile ortadan kaldırılmaktadır.

#### 5.1.4 Üniorm geometrik kırınım teorisi (Uniform Geometrical Theory of Diffraction, UTD)

Keller' in çalışması ile başlayan Geometrik Kırınım Teorisi (GTD), Geometrik Optik (GO) ve Fiziksel Optik (PO) sonuçlarına göre yüksek frekanslarda daha geçerli ve çok daha doğru sonuçlar vermektedir. Fakat bunun yanında, süreksizlik sorunu taşımaktadır. Kırınan alan sonuçlarının taşıdığı bu süreksizlik, Üniorm Geometrik Kırınım Teorisi (UTD) ile çözülmüştür. İletken köşe probleminin UTD formülasyonu aşağıda verilmiştir.

GTD formülasyonuna benzer şekilde UTD formülasyonunda da

$$\bar{U}_{TOPLAM} = \begin{cases} \bar{U}_i + \bar{U}_R + \bar{U}_{UTD} & 0 \leq \phi \leq \pi - \phi' \\ \bar{U}_i + \bar{U}_{UTD} & \pi - \phi' \leq \phi \leq \pi + \phi' \\ \bar{U}_i + \bar{U}_{UTD} & \pi - \phi' \leq \phi \leq \pi + \phi' \end{cases} \quad (5.12)$$

toplam alan bileşenlerine ayrılmıştır. Burada  $\bar{U}_i$  gelen alan (incident),  $\bar{U}_R$  yansıyan alan (reflected),  $\bar{U}_{UTD}$  kırınan alan (diffracted) ve  $\bar{U}_{TOPLAM}$ , ortamda bulunan toplam alan değerini göstermektedir. Kırınan alan değeri,  $\bar{U}_{UTD}$  aşağıda verilmiştir:

$$\bar{U}_{UTD} = \bar{U}_i(Q_E) D_{S,H}(L, \beta, n) A(\rho) e^{-jk\rho} \quad (5.13)$$

Burada

$$A(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (5.14)$$

ve UTD kırınım katsayısı  $D_{S,H}$  aşağıda verilmiştir.

$$D_{S,H}(L, \beta, n) = -\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2\sqrt{2\pi k}} [(D_1 + D_2) + R_{S,H} (D_3 + D_4)] \quad (5.15)$$

$$D_1 = \left\{ \cot\left(\frac{\pi + \phi - \phi'}{2n}\right) F[kL^l a^+(\phi - \phi')] \right\} \quad (5.16)$$

$$D_2 = \left\{ \cot\left(\frac{\pi - \phi + \phi'}{2n}\right) F[kL^l a^-(\phi - \phi')] \right\} \quad (5.17)$$

$$D_3 = \left\{ \cot\left(\frac{\pi + \phi + \phi'}{2n}\right) F[kL^m a^+(\phi + \phi')] \right\} \quad (5.18)$$

$$D_4 = \left\{ \cot\left(\frac{\pi - \phi - \phi'}{2n}\right) F[kL^m a^-(\phi + \phi')] \right\} \quad (5.19)$$

ve

$$R_{S,H} = \begin{cases} -1 & \text{yumuşak yüzeylerde (soft)} \\ +1 & \text{sert yüzeylerde (hard)} \end{cases} \quad (5.20)$$

$$L_l = \frac{\rho\rho'}{\rho + \rho'} \quad (5.21)$$

$$F(X) = 2j\sqrt{X} \exp(jX) \int_{\sqrt{X}}^{\infty} \exp(-j\tau^2) d\tau \quad (5.22)$$

olarak tanımlanmıştır.  $F(X)$  geçiş bölgesi fonksiyonu ve  $a^+$  ve  $a^-$  UTD kırınım katsayıları sırasında kullanılan fonksiyonlardır. Ayrıca

$$a^-(\phi - \phi') = 2 \cos^2 \left[ \frac{2\pi n N - (\phi - \phi')}{2} \right] \quad (5.23)$$

$$N = \text{round} \left[ \frac{\pi + (\phi - \phi')}{2\pi n} \right] \quad (5.24)$$

$$a^+(\phi + \phi') = 2 \cos^2 \left[ \frac{2\pi n N - (\phi + \phi')}{2} \right] \quad (5.25)$$

$$N = \text{round} \left[ \frac{\pi + (\phi + \phi')}{2\pi n} \right] \quad (5.26)$$

UTD formülasyonunda gelen alan  $\bar{U}_I$ ,  $\bar{U}_R$  yansıyan alan değerleri daha önceki kısımda verilen GTD değerlerinin aynısıdır [6].

## 5.2 Tünel Ortamlarında Radyo Dalgası Yayılımının Işın-Optiksel Tahmini

Bir tünel duvar bileşenleri uniform yüzey empedansına sahip duvarlar olarak modellenmiştir. Amaç, uniform yüzey empedanslı bir köşede kırınım problemine çözüm bulmaktır. Bu nedenle iki yüzeyi farklı empedans sınır şartlarına sahip dik açılı bir köşeden kırınım durumu incelenmiştir. Sınır şartlarını basitleştirmek için fonksiyonel dönüşüm kullanılmıştır. Dönüştürülen fonksiyonlar için öz fonksiyon çözümleri, temsili integrallerle yer değiştirilir. Asimptotik çözüm, sürekli geometrik kırınım teorisi ile kırınım katsayılarını elde etmek için ışın optiksel olarak yorumlanır. Elde edilen kırınım katsayıları, doğrudan Keller kırınım katsayıları ile ilgilidir. Toplam alan, geometrik optik alanların gölge bölgelerinde de süreklidir.



Tüneller metropolitan şehirlerde, dağlık bölgelerde ve denizaltılarında yaygındır. Sürekli kırınım teorisiyle tünellerin yayılım karakteristikleri incelenmiştir. Tünel duvarları uniform yüzey empedansları ile uygunlaştırılır. Bu konu üzerine daha önce birçok çalışma yapılmıştır:

Keyfi açılı, iki kenarı farklı empedansa sahip bir köşe tarafından skaler kırınım üzerine çalışılmıştır. Bu yöntemle diferansiyel denklem ve sınır şartları bir fark denklemi olarak belirtilmiştir. Tam çözüm, düzlem dalga yansımaya uygulanabilir. Zorluğu integral denklemlerinin çözümünde olmaktadır.

Yüzey empedansı  $\rho$  radyal değişkenle orantılı olduğunda, keyfi açılı bir köşe için skaler kırınım probleminin çözümüne yönelik çalışma yapılmıştır. Böyle özel bir sınır şartı, standart metotlarla karşılaştırıldığında problemi ayırtedilebilir yapmıştır.

Yüzeyi mükemmel iletken ince dielektrik bir levhanın keyfi açılı bir köşesi tarafından elektromanyetik dalgaların kırınımı incelenmiştir. Kenara normal olarak gelen E-kutuplu düzlemsel dalganın kırınımı incelenmiştir. Bağıl geçirgenliği çok büyük olmayan levhanın ince olduğu ve yansıma bölgesi tarafında olduğu farzedilmiştir.

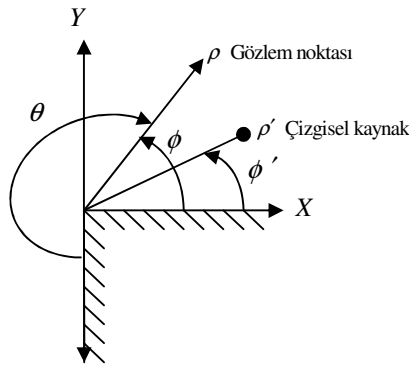
Empedans yüzeyli ve açısı 0, 90, 180, 270 derecelerle değiştirilen bir köşe tarafından elektromanyetik kırınım için uniform asimptotik bir çözüm sunulmuştur. Gelen alan keyfi polarizasyonlu ve kenarın eksenine eğik şekilde gelir. Tam çözüm, yansıma metodunun genelleştirilmesi ile elde edilmiştir. İntegral, geometrik alanları, yüzey dalga alanı ve kırınan alan, elde etmek için kullanılmıştır.

Yüzey empedans sınır şartlarına sahip bir köşenin kırınım problemi için artımlı uzunlukta bir kırınım katsayısı formülasyonu kullanılmıştır. Çözüm, kenarın herhangi bir noktasında ortaya çıkan alana olan katkıyı belirlemek için kullanılmıştır.

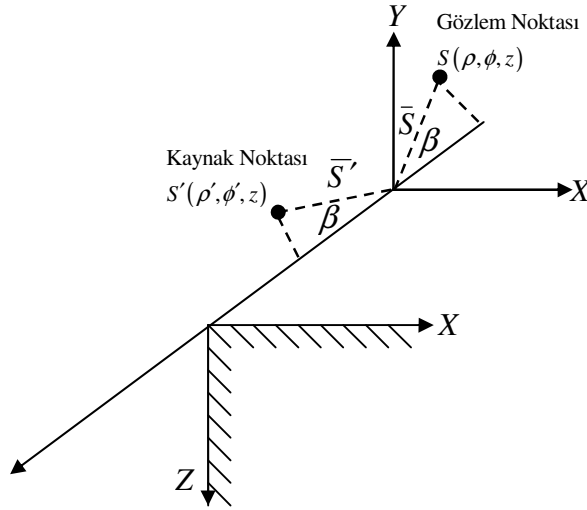
Bizim üzerinde inceleme yaptığımız yaklaşımda; dik açılı bir köşede karmaşık sınır şartının zorluğu, basit bir fonksiyonel dönüşümle üstesinden gelinmiştir. Dönüşüm, empedans sınır şartının Neumann ya da Dirichlet sınır şartlarıyla yer değiştirilmesi yoluyla yapılır. Böylece dönüşümle Green Fonksiyonu alışılmış yolla bulunabilmektedir. Çözüm ters dönüşümle elde edilir. Bu yöntem ilk önce su dalgası teorisindeki problemlerin çözümü için önerilmiştir. Aynı fikir dik açılı bir köşede elektromanyetik alanın kırınımı problemlerini çözmek için de kullanılmıştır. Yapılan çalışmalarda, normal olarak gelen düzlemsel dalganın bir köşe tarafından yansıtıldığı düşünülmüştür.

Işın optiksel tahmin yönteminde ise skaler dalgaların kırınımını çözmek için dönüşüm tekniği kullanılır. Skaler çözüm, elektromanyetik problemle ilişkilendirilir. İntegral gösterimler, Green fonksiyonlarının öz fonksiyon açılımlarından elde edilir. Bu gösterimler, gölge ve yansıma sınırlarının her ikisinde de geçerli uzak alan yaklaşımını elde etmek için Pauli-Clemmow'un "steepest descent" metodunun uygulanması yoluyla asimptotik olarak çıkarılmıştır. Çözümler, geometrik optik alanlar ve kırınan alanda yerine konur. Geometrik optik alan, gelen alan ve yansıyan alanı içerir. Eyer noktasından dağılanlar kırınan alanı oluşturur. Geometrik optik alan, gölge ve yansıma sınırları karşısında süreksizdir, fakat toplam alan (geometrik alan ve kırınan alan) süreklidir.

Bu yaklaşımda silindiriksel dalga yayılımı incelenmiştir. Düzlem dalga yayılımı ise silindiriksel dalga yayılımının özel bir durumudur.



Şekil 5.6 İki empedanslı dik açılı duvar köşesi çizgisel kaynak yansımaları [7]



Şekil 5.7 İki empedanslı dik açılı duvar köşesi noktasal kaynak yansıması [7]

### 5.3 Dik Açılı Empedans Köşe Tarafından Kırınım

$z$  yönünde, dik açılı bir empedans köşesinde ( $n=1.5$ ) birim şiddette ışımaya yapan uniform çizgisel bir kaynak düşünelim (Şekil 5.6). Köşenin bir kenarı uniform empedans sınır şartına, diğeri ise Dirichlet ya da Neumann sınır şartına sahiptir. Gelen alan ve saçılan alanı içeren toplam alan  $U(\bar{\rho}, \bar{\rho}', \xi_1, \xi_2)$ , skaler dalga denklemini tamamlar:

$$(\nabla_t^2 + k^2)U(\bar{\rho}, \bar{\rho}', \xi_1, \xi_2) = -\delta(x-x')\delta(y-y') \quad (5.27)$$

Yüzey empedans sınır şartı

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} + \xi_1\right)U = 0 ; \phi = 0 \quad (5.28)$$

$$U = 0 ; \phi = n\pi \quad (5.29 \text{ a})$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 ; \phi = n\pi \quad (5.29 \text{ b})$$

Ek olarak Sommerfeld ışına şartı ve Meixner kenar şartını sağlamak zorundadır.  $\nabla_t^2$  2-D Laplacian operatörü,  $\delta(x-x')$  Dirac Delta fonksiyonu ve  $k$  da lineer, homojen, izotropik ortamdaki dalga sayısıdır.  $\exp(j\omega t)$  zamana bağımlılık olarak farzedilir.

Fonksiyonel dönüşümün yapılmasıyla;

$$V = \left( \frac{\partial}{\partial y} + \xi_1 \right) U \quad (5.30)$$

$(\nabla_t^2 + k^2)$  ve  $((\partial/\partial y) + \xi_1)$  operatörlerinin  $(\partial/\partial y)\delta(y-y') = -(\partial/\partial y')\delta(y-y')$  ile yer değiştirilmesiyle,  $V$  aşağıdaki gibi gösterilir:

$$(\nabla_t^2 + k^2)V = \left( \frac{\partial}{\partial y} - \xi_1 \right) \delta(x-x')\delta(y-y') \quad (5.31)$$

Sınır şartları ile birlikte,

$$V = 0 ; \phi = n\pi \quad (5.32 a)$$

$$\begin{cases} V = 0; \\ \frac{\partial V}{\partial x} = 0; \end{cases} \quad \phi = n\pi \quad (5.32 b)$$

Green fonksiyonunun yerine konmasıyla,

$$(\nabla_t^2 + k^2)G = -\delta(x-x')\delta(y-y') ; 0 < \phi \leq n\pi \quad (5.33)$$

$$G = 0 ; \phi = 0 \quad (5.34)$$

ve Eşitlik 5.32' deki şartların ve Sommerfeld ışına şartının ve Meixner kenar şartının da tanıtılmasıyla

$$G_a = -\frac{j}{4n} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m J_{2m/2n}(k\rho_{<}) H^{(2)}_{2m/2n}(k\rho_{>})$$

$$\cdot \left[ \text{Cos} \frac{2m}{2n} (\phi - \phi') - \text{Cos} \frac{2m}{2n} (\phi + \phi') \right]; \quad (\text{Eş.5.29 a) için} \quad (5.35)$$

$$G_b = -\frac{j}{2n} \sum_{m=0}^{\infty} J_{(2m+1)/2n}(k\rho_{<}) H^{(2)}_{(2m+1)/2n}(k\rho_{>})$$

$$\cdot \left[ \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi - \phi') - \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi + \phi') \right]; \quad (\text{Eş.5.29 b) için} \quad (5.36)$$

$((\partial/\partial y) - \xi_1)G$ ,  $V$  nin özel çözümüdür. Diğer Green Fonksiyonu  $W'$  yu oluşturduğumuzda

$$\frac{\partial W}{\partial y} = 0; \quad \phi = 0 \quad (5.37)$$

O da şu şekilde gösterilebilir:

$$W_a = -\frac{j}{4n} \sum_{m=0}^{\infty} J_{(2m+1)/2n}(k\rho_{<}) H^{(2)}_{(2m+1)/2n}(k\rho_{>})$$

$$\cdot \left[ \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi - \phi') + \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi + \phi') \right]; \quad (\text{Eş.5.29 a) için} \quad (5.38)$$

$$W_b = -\frac{j}{2n} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m J_{2m/2n}(k\rho_{<}) H^{(2)}_{2m/2n}(k\rho_{>})$$

$$\cdot \left[ \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi - \phi') + \text{Cos} \frac{2m+1}{2n} (\phi + \phi') \right]; \quad (\text{Eş.5.29 b) için} \quad (5.39)$$

Burada,  $0 < \phi < n\pi$ ;  $0 \leq \rho \leq \infty$ ; ve  $m=0$  için  $\varepsilon_m = 1$ ,  $m \neq 0$  için  $\varepsilon_m = 1$  dir.  $J_{vm}(k\rho)$  ve  $H_{vm}^{(2)}(k\rho)$  sırasıyla birinci dereceden Bessel fonksiyonunu ve Henkel fonksiyonunu temsil etmektedir ve  $\rho < \rho'$  için  $\rho_< = \rho$ ,  $\rho > \rho'$  için  $\rho_> = \rho'$ ,  $\rho > \rho'$  için  $\rho_> = \rho'$ ,  $\rho < \rho'$  için  $\rho_> = \rho'$  dir.  $H = ((\partial G / \partial y') + (\partial W / \partial y))$ , homojen dalga denkleminin çözümüdür.  $V$ 'nin tam çözümü aşağıdaki gibi çıkarılabilir:

$$V = -\left(\frac{\partial}{\partial y'} - \xi_1\right)G + C\left(\frac{\partial G}{\partial y'} + \frac{\partial W}{\partial y}\right) \quad (5.40)$$

$G$  ve  $\partial W / \partial y$ ,  $\phi = 0$  da sıfırdır ve  $(C-1)\partial G / \partial y' = 0$  denklemini sağlar.  $\partial G / \partial y'$  sıfıra eşit değilken  $C$  sıfıra eşit olmalıdır. Eş.5.40 aşağıdaki gibi olur:

$$V = \frac{\partial W}{\partial y} + \xi_1 \frac{\partial G}{\partial y'} \quad (5.41)$$

$U$ ,  $V$ ,  $G$  ve  $W$  asimptotik olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir:

$$U \approx \frac{\exp(-jk\rho)}{\sqrt{\rho}} u(\phi; x', y') \quad (5.42)$$

$$V \approx \frac{\exp(-jk\rho)}{\sqrt{\rho}} v(\phi; x', y') \quad (5.43)$$

$$G \approx \frac{\exp(-jk\rho)}{\sqrt{\rho}} g(\phi; x', y') \quad (5.44)$$

$$W \approx \frac{\exp(-jk\rho)}{\sqrt{\rho}} w(\phi; x', y') \quad (5.45)$$

Burada  $G$ ,  $W$  ve  $V$  bilinen fonksiyonlardır ve  $U$  bulunacaktır. Uzak bölge alanı ile ilgilendiğimizde sadece  $O(1/\sqrt{\rho})$  kalır ve  $\partial/\partial y$  operatörü  $-jk \sin \phi$  ile yaklaşık değerine getirilir, o zaman

$$(-jk \sin \phi + \xi_1)U \approx V \quad (5.46)$$

$U$  da şu şekilde elde edilir

$$U \approx \frac{\xi_1 G - jk \sin \phi W}{\xi_1 - jk \sin \phi} \quad (5.47)$$

$G$  ve  $W$  integral gösterimlere dönüştürülmüştür ve  $k \rho \rho' / (\rho + \rho')$  parametresi için asimptotik hesaplanır. Asimptotik çözümden, fiziksel kutuplardan dağılımı belirleyebiliriz. Eyer noktasındaki dağılım, kenar üzerine gelen alan ile ilgili olan kırınan alanı oluşturur ve aşağıdaki gibi yazılabilir

$$U^d \approx U^i D_{a,b} \frac{\exp(-jk \rho)}{\sqrt{\rho}} \quad (5.48)$$

Burada

$$U^i \approx -\frac{j}{4} \sqrt{\frac{2j}{\pi k \rho'}} \exp(-jk \rho') \quad (5.49)$$

$D_a$  ve  $D_b$  kırınım katsayılarıdır ve aşağıdaki gibidir

$$D_a = \frac{\xi_1 D_s - jk \sin \phi D_{g1}}{\xi_1 - jk \sin \phi} \quad ; \text{ (Eş.5.29 a) için} \quad (5.50 \text{ a})$$

$$D_b = \frac{\xi_1 D_{g2} - jk \sin \phi D_h}{\xi_1 - jk \sin \phi} ; (\text{Eş.529 b}) \text{ için} \quad (5.50 \text{ b})$$

Burada

$$D_{g1} = -\frac{\text{Exp}\left(-j\frac{\pi}{4}\right)}{2n\sqrt{2k\pi}} \cdot \left\{ 2\text{Sin}\frac{\pi}{2n} \left[ \text{Cos}\frac{\beta^-}{2n} + \text{Cos}\frac{\beta^+}{2n} \right] \right. \\ \left. + \left[ \alpha_g^+(\beta^-) F(Ka^+(\beta^-)) + \alpha_g^-(\beta^-) F(Ka^-(\beta^-)) \right] \right. \\ \left. + \left[ \alpha_g^+(\beta^+) F(Ka^+(\beta^+)) + \alpha_g^-(\beta^+) F(Ka^-(\beta^+)) \right] \right\} \quad (5.51)$$

$$D_{g2} = -\frac{\text{Exp}\left(-j\frac{\pi}{4}\right)}{2n\sqrt{2k\pi}} \cdot \left\{ 2\text{Sin}\frac{\pi}{2n} \left[ \text{Cos}\frac{\beta^-}{2n} - \text{Cos}\frac{\beta^+}{2n} \right] \right. \\ \left. + \left[ \alpha_g^+(\beta^-) F(Ka^+(\beta^-)) + \alpha_g^-(\beta^-) F(Ka^-(\beta^-)) \right] \right. \\ \left. - \left[ \alpha_g^+(\beta^+) F(Ka^+(\beta^+)) + \alpha_g^-(\beta^+) F(Ka^-(\beta^+)) \right] \right\} \quad (5.52)$$

Burada

$$\alpha_g^\pm = \frac{\text{Cos}^2\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right)}{\text{Sin}\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right)} \quad (5.53)$$

$$D_s = \left[ \alpha_g^+(\beta^-) F(Ka^+(\beta^-)) + \alpha_g^-(\beta^-) F(Ka^-(\beta^-)) \right]$$



$$-\left[\alpha_g^+(\beta^+)F(Ka^+(\beta^+)) + \alpha_g^-(\beta^+)F(Ka^-(\beta^+))\right] \quad (5.54)$$

$$D_h = \left[\alpha_g^+(\beta^-)F(Ka^+(\beta^-)) + \alpha_g^-(\beta^-)F(Ka^-(\beta^-))\right] \\ + \left[\alpha_g^+(\beta^+)F(Ka^+(\beta^+)) + \alpha_g^-(\beta^+)F(Ka^-(\beta^+))\right] \quad (5.55)$$

$$\alpha^\pm = \text{Cot}\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right) \quad (5.56)$$

$D_h$  ve  $D_s$ , mükemmel iletken bir köşe için yatay ve dikey polarizasyonda Keller kırınım katsayılarıdır. Önceki denklemlerde

$$\beta = \beta^\pm = \phi + \phi' \quad (5.57)$$

$$K = \frac{k\rho\rho'}{\rho + \rho'} \quad (5.58)$$

$$F = (Ka^\pm(\beta)) = 2j\sqrt{Ka^\pm(\beta)} \text{Exp}(Ka^\pm(\beta)) \int_{\sqrt{Ka^\pm(\beta)}}^{\infty} \text{Exp}(-t^2) dt \quad (5.59)$$

$$a^\pm(\beta) = 1 + \cos(-\beta + 2nN^\pm\pi) \quad (5.60)$$

$N^\pm$ , tamsayıyla belirlenir ve aşağıdaki gibidir

$$2nN^\pm\pi - \beta = \pm\pi \quad (5.61)$$

Yüzeylerinin ikisi de empedansa sahip dik açılı bir köşe durumu için aşağıdaki dönüşüm yapılabilir:

$$Q = (\partial/\partial x - \xi_2)V \quad (5.62)$$

Aynı işlemin tekrar edilmesiyle Eşitlik 5.63' de gösterildiği gibi kırınım katsayısını elde ederiz. Düzlem dalga yayılımı silindiriksel dalga yayılımının özel bir durumu olarak düşünülebilir. Çizgisel kaynak durumunda  $\rho' \rightarrow \infty$  ve  $-\frac{j}{4}\sqrt{2j/\pi k\rho'}\exp(-jk\rho')$  çarpanının çıkarılmasıyla düzlemsel dalga için sonuç elde edilebilir. Kırınan alan ise aşağıdaki formül ile verilir

$$D = \frac{jk\text{Sin}\theta(jkD_h\text{Sin}\phi - \xi_1 D_{g_2}) - \xi_2(jkD_{g_1}\text{Sin}\phi - \xi_1 D_s)}{(jk\text{Sin}\theta - \xi_2)(jk\text{Sin}\phi - \xi_1)} \quad (5.63)$$

$$Q = \left(\frac{\partial}{\partial x} - \xi_2\right)V \quad (5.64)$$

$$U^d = D \frac{E \text{xp}(-jk\rho')}{\sqrt{\rho}} \quad (5.65)$$

Birim genlikli düzlem dalga için ve kenarda referans bir fazla yerleştirilmiştir.  $K = k\rho\rho'/(\rho + \rho')$  parametresi  $\rho' \rightarrow \infty$  olduğunda  $K \rightarrow k\rho$  olur [7].

Yatay ve dikey olarak polarizeli ışınlar için yansıma katsayıları aşağıdaki gibidir [8]:

$$R_h(\varphi, \varepsilon) = \frac{\text{Sin}(\varphi) - \sqrt{\varepsilon - \text{Cos}^2(\varphi)}}{\text{Sin}(\varphi) + \sqrt{\varepsilon - \text{Cos}^2(\varphi)}} \quad (5.66)$$

$$R_v(\varphi, \varepsilon) = \frac{\varepsilon\text{Sin}(\varphi) - \sqrt{\varepsilon - \text{Cos}^2(\varphi)}}{\varepsilon\text{Sin}(\varphi) + \sqrt{\varepsilon - \text{Cos}^2(\varphi)}} \quad (5.67)$$

$$\xi_1 = \xi_2 = \frac{-jk}{\sqrt{\epsilon_r - j60\lambda\sigma}} \quad (5.68)$$

$$\xi_1 = \xi_2 = -jk\sqrt{\epsilon_r - j60\lambda\sigma} \quad (5.69)$$

Tünel ortamlarında elektromanyetik dalga yayılımını anlamak amacıyla, iki yüzeyi farklı empedans sınır şartlarına sahip dik açılı bir köşeden kırınım durumu incelenmiştir. Yapılan literatür taraması doğrultusunda empedanslı bir köşe tarafından kırınan alan için formülasyonlar verilmiştir. Bu formülasyonlara göre dik açılı bir köşe tarafından kırınan alanın durumunu incelemek için bir yazılım geliştirilmiştir.

$$E^i = e^{jkr \cos(\phi - \phi')} U[(\pi - \phi') + \phi] \quad (5.70)$$

$$E_1^r = \frac{\sin \phi' - \sin \theta_0}{\sin \phi' + \sin \theta_0} e^{jkr \cos(\phi + \phi')} U[(\pi - \phi') - \phi] \quad (5.71)$$

$$E_2^r = \frac{\sin(n\pi - \phi') - \sin \theta_n}{\sin(n\pi - \phi') + \sin \theta_n} e^{jkr \cos(\phi + \phi' + 2(2\pi - n\pi))} U[\phi - \{3\pi - (4\pi - 2n\pi + \phi')\}] \quad (5.72)$$

$U$ : Birim basamak fonksiyonu

$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &= \sin^{-1}(0.25) \\ \theta_n &= \sin^{-1}(0.25) \end{aligned} \right\} \text{TM Modu için} \quad (5.73)$$

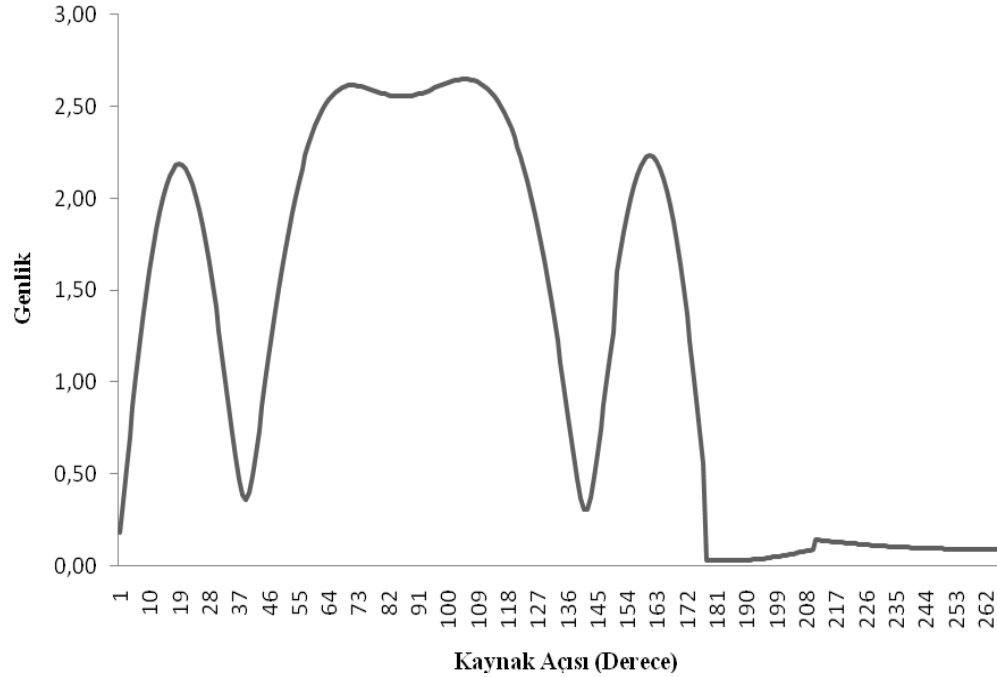
$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &= \sin^{-1}(4.0) \\ \theta_n &= \sin^{-1}(4.0) \end{aligned} \right\} \text{TE Modu için} \quad (5.74)$$

$$E^d = D(\phi, \phi', \theta_0, \theta_n, L, n) \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad L = r = 10/2\pi \quad (5.75)$$

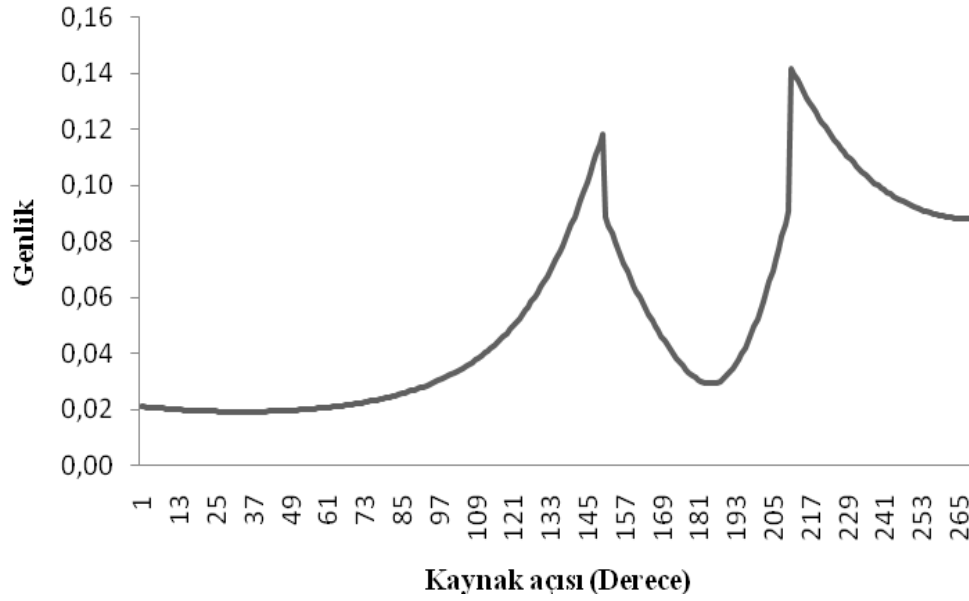
TE durumu için iki yüzeyi eş empedanslı dik açılı bir köşe tarafından kırınımında, çizgisel kaynak için  $k\rho' = 10$ ,  $\phi = 30^\circ$  ve  $\phi = 1^\circ \rightarrow 270^\circ$ , dalga boyu 100 m, yüzey empedansı  $\xi = \xi_1 = \xi_2 = -4jk$  alınarak ve yukarıda verilen alan ifadeler kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır.

TM durumu için iki yüzeyi eş empedanslı dik açılı bir köşe tarafından kırınımında, çizgisel kaynak için  $k\rho' = 10$ ,  $\phi = 30^\circ$  ve  $\phi = 1^\circ \rightarrow 270^\circ$ , dalga boyu 100 m, yüzey empedansı  $\xi = \xi_1 = \xi_2 = -0.25jk$  alınarak hesaplamalar yapılmıştır.

Yazılımın Fresnel İntegralinin ve kırınım katsayısının hesaplanması EK-1'de verilmiştir.



Şekil 5.8 TE modu için toplam alan grafiği ( $k\rho' = 10$ ,  $\phi = 30^\circ$  ve  $\phi = 1^\circ \rightarrow 270^\circ$ ,  $\lambda=100$  m,  $\xi = \xi_1 = \xi_2 = -4jk$ )



Şekil 5.9 Kırınan alan grafiği ( $k\rho' = 10$ ,  $\phi = 30^\circ$  ve  $\phi = 1^\circ \rightarrow 270^\circ$ ,  $\lambda = 100$  m,  $\xi = \xi_1 = \xi_2 = -4jk$ )

Geliştirilen yazılımla yüzeyin dielektrik sabiti, iletkenlik katsayısı gibi parametrelerinin ve kaynak açısının değişimine bağlı olarak hesaplanan kırınan alan grafiği incelendiğinde, cisimlerin gölge bölgelerinde sıfırdan farklı alan değerlerinin elde edilebildiği görülmektedir. Bu da bize üniform geometrik kırınım teorisinin amacına ulaştığını göstermektedir. TE Modu için hesaplanan toplam alan grafiği incelendiğinde ise, kırınan alanın varlığından dolayı alınan sinyalin genliğinde dalgalanmalar olduğu ve kaynağın hareketine bağlı olarak sinyal genliğinde zayıflamalar olduğu fakat süreksizlik taşımadığı görülmüştür.

## 6. SONUÇ

Bu tez çerçevesinde, elektromanyetik alanın tünel ortamında propagasyonu, bir köşeden saçınması ve kırınımı üzerine bir çalışma yapılmıştır. Fiziksel Optik (PO), Geometrik Kırınım Teorisi (GTD) ve Üniform Geometrik Kırınım Teorisi üzerine teorik çalışmalar ve literatür taraması yapılmıştır. Daha sonra bu altyapı kullanılarak yazılım geliştirilmiştir. Bu yazılımda GTD ve UTD ışın temelli yöntemler kullanılarak tünel tipindeki yapılarda elektromanyetik alan değerinin değişimi incelenmiştir.

Bu konuda daha önce yapılmış olan teorik ve deneysel çalışmalar, verici tünel içine yerleştirildiğinde çeşitli modlar ya da çoklu yansıyan ışınlar arasındaki girişimlerin verici yakınındaki elektrik alanda önemli bir sönümlenmeye yol açtığını göstermektedir.

SBR görüntü sonuçları ile iki paralel levha kaplı bir yapı ve mükemmel iletken sınırlara sahip bir dikdörtgen tünel için yapılan çözümler arasındaki yayılım kayıpları incelendiğinde, SBR görüntü yönteminin tünellerde radyo dalga yayılımının analizi için iyi bir yöntem olduğu görülmüştür. Kemerli şeklin odaklanma etkisine yol açtığı ve bunun sonucu olarak kemerli tünellerde alınan gücün dikdörtgen tünellerdekenden daha fazla olduğu öğrenilmiştir.

Tünel ortamlarındaki araç gibi engellerin varlığı, yayılımı daha karmaşık yapmaktadır. Araçların varlığı, alınan sinyallerde ciddi dalgalanmalara, geniş alanda değişen yayılım gecikmelerine ve ek kayıplara sebep olmaktadır.

Elektrik alan gücünün tahmini için yapılan çalışmaların çoğu deneysel çalışmalar üzerinde yoğunlaşmıştır. Deneysel çalışmalar kısa hesaplama zamanı sağlarken diğer yandan ışın optiksel yaklaşımlarla karşılaştırıldığında doğrulukları daha azdır. Işın optiksel modellerin dezavantajı, hesaplama zamanıdır. Bu modelleme radyo dalgalarını fiziksel olarak simüle etmek için kullanılır. Bir diğer avantajı da çoğu yayılım parametrelerini tahmin etmeye fırsat vermesidir. Yüksek frekanslarda dalga

yayılımı, ışığın yayılımına benzemektedir. Bu yüzden radyo ışını, düz bir hat boyunca yayılırken yansıma, kırınım, kırılma gibi geometrik optik kavramlarından etkilenecek yayıldığı düşünülür. Bu tez çalışması da bize elektromanyetik dalganın tünel ortamında yayılırken kırınım etkisinden nasıl etkilendiği hakkında bilgi vermiştir.

**KAYNAKLAR**

1. Mahmoud S.F., Wait J.R., “Guided Electromagnetic Waves in a Curved Rectangular Mine Tunnel”, *Radio Science*, 9(5) 567-572 (1974).
2. Mariage Ph., Lienard M., Deqaugue P., “Theoretical and Experimental Approach of the Propagation of High Frequency Waves in Road Tunnels”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 42(1):75-81 (1994).
3. Lo Y.T., Lee S.W., “Antenna Handbook”, *New York:Van-Nostrand*, 2-6 (1988).
4. Chen S., Jeng S., “SBR Image for Radio Wave Propagation in Tunnels with and without Traffic”, *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, 45(3):570-578 (1996).
5. Lamminmäki J.S., Lempiäinen J.J.A., “Radio Propagation Characteristics in Curved Tunnels”, *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, 145(4):327-331 (1998).
6. Tanyer S.G., “Yerleşim Bölgelerinde Elektromanyetik Propagasyonun Işın Temelli Yöntemlerle İncelenmesi”, *TÜBİTAK Destekli Projeler Veri Tabanı*, TÜBİTAK EEEAG AY Proje No. 25, Ankara, 1-105 (1997).
7. Zang Y.P., Hwang Y., Kouyoumjian R.G., “Ray-Optical Prediction of Radio Wave Propagation Characteristics in Tunnel Environments Part:1 Theory”, *IEEE Transactions on Antennas And Propagations*, 46(9):1328-1336 (1997).
8. Zang Y.P., Hwang Y., Kouyoumjian R.G., “Ray-Optical Prediction of Radio Wave Propagation Characteristics in Tunnel Environments Part:2 Analysis and Measurements”, *IEEE Transactions on Antennas And Propagations*, 46(9):1337-1345 (1998).
9. Kaya S., “Tünel Biçimli Yapılarda RF Yayılımı”, Yüksek Lisans Tezi, *Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 20-25 (2005)



**EKLER**

## EK-1 Simülasyonda Kullanılan Yazılım

```
// FRESNEL.CPP

// Calculates Fresnel Integral

#include <complex.h>

complex fresnel_integral(double xs);

complex transition_function(double x);

complex fresnel_integral(double xs)

// This function calculates [ C1(X)-jS1(X) = ] the integral
// [exp(-jsqr(t))dt] between lower limit X and upper limit infinity;
// xs: The argument of the integral;
// This function must be called as: fresnel_integral(X)

{

    complex I=complex(0.0,1.0);

    double pi=4.0*atan(1.0);

    complex f,result;

    double A[12],B[12],C[12],D[12];

    double x,fr,fi,y;

    int k;

    A[0]=1.595769140; A[1]=-0.000001702; A[2]=-6.808568854;
    A[3]=-0.000576361; A[4]=6.920691902; A[5]=-0.016898657;
```

## EK-1 (Devam)

```
A[6]=-3.050485660; A[7]=-0.075752419; A[8]=0.850663781;
A[9]=-0.025639041; A[10]=-0.150230960; A[11]=0.034404779;
B[0]=-0.000000033; B[1]=4.255387524; B[2]=-0.000092810;
B[3]=-7.780020400; B[4]=-0.009520895; B[5]=5.075161298;
B[6]=-0.138341947; B[7]=-1.363729124; B[8]=-0.403349276;
B[9]=0.702222016; B[10]=-0.216195929; B[11]=0.019547031;
C[0]=0.0; C[1]=-0.024933975; C[2]=0.000003936;
C[3]=0.005770956; C[4]=0.000689892; C[5]=-0.009497136;
C[6]=0.011948809; C[7]=-0.006748873; C[8]=0.000246420;
C[9]=0.002102967; C[10]=-0.001217930; C[11]=0.000233939;
D[0]=0.199471140; D[1]=0.000000023; D[2]=-0.009351341;
D[3]=0.000023006; D[4]=0.004851466; D[5]=0.001903218;
D[6]=-0.017122914; D[7]=0.029064067; D[8]=-0.027928955;
D[9]=0.016497308; D[10]=-0.005598515; D[11]=0.000838386;
```

```
if(xs>0) {
    x=xs;
    x=x*x
    fr=0;
    fi=0;
```

## EK-1 (Devam)

```
if(x<4) {  
  
    y=x/4;  
  
    k=11;  
  
    while(k>=1) {  
  
        fr=(fr+A[k])*y;  
  
        fi=(fi+B[k])*y;  
  
        --k;  
  
    }  
  
    fr=fr+A[0];  
  
    fi=fi+B[0];  
  
    f=complex(fr,fi);  
  
    result=0.5*(sqrt(0.5*pi)) - I*0.5*(sqrt(0.5*pi)) -  
        sqrt(0.5*pi)*f*exp(-I*x)*sqrt(y);  
  
    return(result);  
  
}  
  
else { // xs>4  
  
    y=4/x;  
  
    k=11;  
  
    while(k>=1) {  
  
        fr=(fr+C[k])*y;
```

## EK-1 (Devam)

```

        fi=(fi+D[k])*y;

        --k;

    }

    fr=fr+C[0];

    fi=fi+D[0];

    f=complex(fr,fi);

    result=-sqrt(0.5*pi)*f*exp(-I*x)*sqrt(y);

    return(result);

}

}

if(xs==0) { // xs=0

    result=(sqrt(pi)/2)*exp(-I*pi/4);

    return(result);

}

if(xs<0) { // xs<0

    result=sqrt(pi)*exp(-I*pi/4)-fresnel_integral(fabs(xs));

    return(result);

}

return(0);

} // of complex fresnel_integral(double xs)

```

## EK-1 (Devam)

```

complex transition_function(double x)

// This function calculates the real and imaginary parts of the
// transition function  $F(x)=2j\sqrt{x}\exp(jx)*\int\exp(-j\sqrt{t})dt$ 
// This function must be called as: transition_function(x)

{

    complex I=complex(0.0, 1.0), result;

    if (fabs(x) > 100) {

        result=complex(1.0,0.0);

    }

    else {

        if(x<0) {

            return(conj(transition_function(fabs(x))));

        }

        result=2*I*sqrt(x)*exp(I*x)*fresnel_integral(sqrt(x));

    }

    return(result);

} // of complex transition_function(double x)

return(normal);

}

```

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KAPLAN , Nermin  
 Uyuğu : T.C.  
 Doğum tarihi ve yeri : 04.04.1979 Ankara  
 Medeni hali : Bekar  
 Telefon : 0 (312) 490 81 68  
 e-mail : [nermin\\_kaplan@yahoo.com](mailto:nermin_kaplan@yahoo.com)

### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi / Elk.Elektronik Müh.	2010
Lisans	Erciyes Üniversitesi / Elektronik Müh.	2002
Lise	Ankara Ayrancı Lisesi	1996

### İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2004-2005	EGM Bilgi İşlem Dairesi Bşk. Yazılım Şube Müd.	Elektronik Müh. Yazılımcı
2005- Devam	Jandarma Genel Komutanlığı	Elektronik Müh.

### Yabancı Dil

İngilizce

### Hobiler

Bilgisayar teknolojileri, Yürüyüş, Kitap okumak