

**T.C.**  
**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**  
**MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**SONSUZ UZUN VE HAREKETLİ BİR**  
**ÇİZGİSEL KAYNAKLA AYDINLATILMIŞ**  
**MÜKEMMEL İLETKEN YARIM DÜZLEMDE**  
**ORTAYA ÇIKAN YANSIMA VE GÖLGE**  
**SINIRLARINA İLİŞKİN GEOMETRİLERİN**  
**BELİRLENMESİ**

**SERKAN BARAK**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**GEBZE**

**2013**

**T.C.**  
**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**  
**MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**SONSUZ UZUN VE HAREKETLİ BİR**  
**ÇİZGİSEL KAYNAKLA AYDINLATILMIŞ**  
**MÜKEMMEL İLETKEN YARIM DÜZLEMDE**  
**ORTAYA ÇIKAN YANSIMA VE GÖLGE**  
**SINIRLARINA İLİŞKİN GEOMETRİLERİN**  
**BELİRLENMESİ**

**SERKAN BARAK**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**DANIŞMANI**  
**PROF. DR. ALİ ALKUMRU**

**GEBZE**

**2013**



**GEBZE YÜKSEK  
TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**

## YÜKSEK LİSANS JÜRİ ONAY FORMU

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun  
..... 13 06 2013 ..... tarih ve 2013/...31... sayılı kararıyla oluşturulan  
jüri tarafından 02 08 2013 tarihinde tez savunma sınavı yapılan  
..... Serkan Barak .....'ın ..... tez ..... çalışması  
..... Elektronik Mühendisliği ..... Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak  
kabul edilmiştir.

### JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. Ali ALKUMRU (GYTE) 

ÜYE

: Doç. Dr. Serkan AKSOY (GYTE) 

ÜYE

: Doç. Dr. İ. Hakkı TAYYAR (Karabük Ü.İ.) 

### ONAY

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun  
..... tarih ve ...../..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

## ÖZET

Bu çalışmada mükemmel iletken bir yarım düzlemin ayırıtına paralel olacak şekilde yarım düzlemin üst bölgesindeki sonlu bir noktaya yerleştirilmiş, ayrıca dik doğrultuda sabit bir hızla hareket eden ve üzerinden monokromatik bir akım akmakta olan sonsuz uzun bir kaynağın ıdığı alanın yarım düzlemle etkileşimi neticesinde ortaya çıkan yansıma ve gölge sınırlarının belirlenmesine çalışılmıştır.

Bu amaçla, Lorentz dönüşümlerinin yanısıra elektromanyetik alanların ızafiliğine ilişkin bağıntılarda dikkate alınarak, yarım düzlemin üst ve alt bölgesindeki toplam alanlara ilişkin integral ifadeler elde edilmiş olup, bunlar içinden yansıyan ve gelen alana ilişkin olanlar şeklinde yorumlanabilenlerin sıfır olduğu zaman-uzay koordinatları hesaplanarak sırasıyla, yansıma ve gölge bölgeleriyle bunlara ait sınırlar belirlenmeye çalışılmıştır.

Yukarıda açıklanan yöntemden bağımsız olarak, aynı amaca hizmet etmek üzere, kırınan alanın açık ifadesinde yer alan Fresnel integral fonksiyonunun argümanını sıfır yapan zaman-uzay değerlerinin belirlenmesi işlemi ile genelleştirilmeye uygun başka basit bir metod önerisi de bu tez kapsamında ayrıca sunulmuştur.

Son olarak, elde edilen analitik sonuçların etkinliğini ve geçerliliğini görmek üzere bazı sayısal uygulamaların yanı sıra çalışmadan çıkan önemli sonuçlara da tezin sonunda geniş bir şekilde yer verilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Yansıma ve gölge sınırları, sonsuz uzun çizgisel kaynak, mükemmel iletken yarım düzlem, düzgün doğrusal hareket, Lorentz dönüşümleri, Fresnel integrali.

## SUMMARY

In this work, the positions of the reflection and shadow regions or boundaries which appears by the interaction of a perfectly conducting half-plane with the field generated by an infinitely long uniformly moving line source having a time harmonic current distribution are investigated. To this end, the relevant line source is located parallel to the edge of the half-plane and moves with a constant velocity which is perpendicular to this edge.

For this purpose, the integral representations of the fields created on the upper and lower side of the half-plane with the use of Lorentz transformations and the relations for the special relativity of the electromagnetic waves are first obtained. Therefore, by considering the time-space coordinates related to those that can be concluded as the reflected and incident waves among the integral expressions mentioned above are zero then the reflection and shadow regions accordingly their boundaries are determined.

To serve to the same purpose, additionally to the method described above two alternative techniques such as the determination of time-space coordinates where the argument of the Fresnel integral function appearing in the explicit expression of the diffracted field is zero and an other effective simple general method are also presented in this study.

In order to see the effectiveness as well as the accuracy of the proposed methods some numerical applications are shown and concluding remarks which point out significant results are also made at the end of this thesis.

**Key Words:** Reflection and shadow boundaries , infinitely long line source , perfectly conducting half plane, uniform rectilinear motion, Lorentz transformations, Fresnel integral.

## **TEŞEKKÜR**

Tez çalışmam boyunca Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nde bana yardımını esirgemeyen tüm meslektaş ve hocalarıma zamanları için teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER

|                                                   | <b><u>Sayfa</u></b> |
|---------------------------------------------------|---------------------|
| ÖZET                                              | iv                  |
| SUMMARY                                           | v                   |
| TEŞEKKÜR                                          | vi                  |
| İÇİNDEKİLER                                       | vii                 |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ                    | viii                |
| ŞEKİLLER DİZİNİ                                   | ix                  |
| <br>                                              |                     |
| 1. GİRİŞ                                          | 1                   |
| 2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU                         | 3                   |
| 3. SINIRLARIN BELİRLENMESİ                        | 8                   |
| 4. İKİ ALTERNATİF YÖNTEM                          | 14                  |
| 4.1. Fresnel İntegral Fonksiyonu Argümanı Yöntemi | 14                  |
| 4.2. Görecelik İlkesi ve Işın Yöntemi             | 14                  |
| 4.2.1. Hareketsiz Durum                           | 15                  |
| 4.2.2. Hareketli Durum ve Geometrik Gölge Sınırı  | 16                  |
| 5. UYGULAMALAR                                    | 18                  |
| <br>                                              |                     |
| KAYNAKLAR                                         | 21                  |
| ÖZGEÇMİŞ                                          | 22                  |
| EKLER                                             | 23                  |

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

| <u>Simgeler ve</u> | <u>Açıklamalar</u>                                             |
|--------------------|----------------------------------------------------------------|
| <u>Kısaltmalar</u> |                                                                |
| A                  | : Vektör notasyonu , A vektörü                                 |
| B                  | : Manyetik akı yoğunluğu vektörü                               |
| c                  | : Işığın boşlukta yayılma hızı $c=3.10^8$ m/s                  |
| E                  | : Elektrik alan vektörü                                        |
| $i$                | : $\overline{-1}$ imajiner sayısı                              |
| k                  | : Dalga sayısı $k = \omega / c$                                |
| $\epsilon$         | : Boş uzaya ait dielektrik sabiti $\epsilon=(1/36\pi).10^{-9}$ |
| $\gamma$           | : $1 - v^2 / c^2$ $^{-1/2}$                                    |
| $\mu$              | : Boş uzaya ait magnetik geçirkenlik $\mu=4\pi.10^{-7}$        |
| $\varphi$          | : Kaynağın fazı                                                |
| $\Delta$           | : Laplasyen operatörü                                          |
| $\omega$           | : Açısal frekans $\omega =2\pi f$ , f frekans olmak üzere      |
| GYTE               | : Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü                             |
| PEC                | : Mükemmel iletken                                             |

# ŞEKİLLER DİZİNİ

| <b><u>Sekil No:</u></b>                                          | <b><u>Sayfa</u></b> |
|------------------------------------------------------------------|---------------------|
| 1.1: Yansıma ve gölge sınırları.                                 | 2                   |
| 2.1: Problemin geometrisi.                                       | 3                   |
| 2.2: $L$ integrasyon çizgisi.                                    | 7                   |
| 3.1: $\Lambda$ integral ve $\Lambda_s$ en dik iniş çizgileri.    | 10                  |
| 4.1: Hareketsiz $S$ kaynağı.                                     | 15                  |
| 4.2: Gölge sınırını bulmak için şekil belirleme ve parametreler. | 17                  |
| 5.1: İlk yöntem.                                                 | 18                  |
| 5.2: İkinci yöntem.                                              | 19                  |
| 5.3: Fresnel integral fonksiyonunun içindeki sıfır civarları.    | 19                  |

# 1. GİRİŞ

Günümüz dünyasında elektromagnetik dalgalar tıp, haberleşme, astronomi, madencilik, v.s. gibi bir çok alanda hayatımızın içine girmekte ve yoğun bir şekilde kullanılmaktadır. Bu alanların ortaya çıkardığı problemler en genel halde, bilimsel literatürde, elektromagnetik özellikleri ve geometrisi bilinen saçıcı bir cismin herhangi bir dalga yayılımına etkisini açığa çıkaran düz saçılma veya saçıcının neden olduğu alan süreksizliğinin bilinmesinden hareketle, söz konusu saçıcının elektromagnetik özellikleriyle birlikte geometrisini ve yerini ya da bu süreksizliğe neden olan kaynağın yapısını ortaya koyan ters saçılma problemleri olarak iki grupta toplanır. Her iki tip problem gurubunda da saçılan alan kavramı içinde yer alan saçıcıdan yansıyan alanın mevcut olduğu yansıma bölgesi olarak adlandırılan bölge ile gelen alanın gözlenemediği saçıcının karanlık arka kısmında kalan gölge bölgesi diye isimlendirilen bu bölgelerin ve bunlara ait sınırların bilinmesi büyük önem arz etmektedir. Şekil 1.1 den açıkca görülebileceği üzere R yansıma sınırı gelen, yansıyan ve ayrıttan kırılan alanın gözlendiği 1 nolu bölge ile gelen alandan başka sadece kırılan alanı ihtiva eden 2 nolu bölgenin arakesitidir. Benzer şekilde S gölge sınırı ise sadece ayrıttan kırılan alanın mevcut olduğu 3 nolu bölge ile gelen ve kırılan alanların birlikte gözlendiği 4 nolu bölgenin ara yüzünden oluşmaktadır.

Özellikle hareketsiz (durağan) kaynaklar tarafından aydınlatılmış saçıcılar söz konusu olduğunda, yukarıda tanımlanmış olan yansıma ve gölge bölge veya sınırlarının belirlenmesi işi oldukça basit olup, Bir çok düz saçılma probleminde detaylıca bahis konusu edilmiştir [1]-[3]. Buna karşın, çok daha büyük önem taşımaya rağmen, hareket halindeki kaynak veya cisimler halinde ortaya çıkabilecek bu tür bölge ve sınırların incelenmesine atfedilen eser sayısı oldukça sınırlıdır [4]-[7].

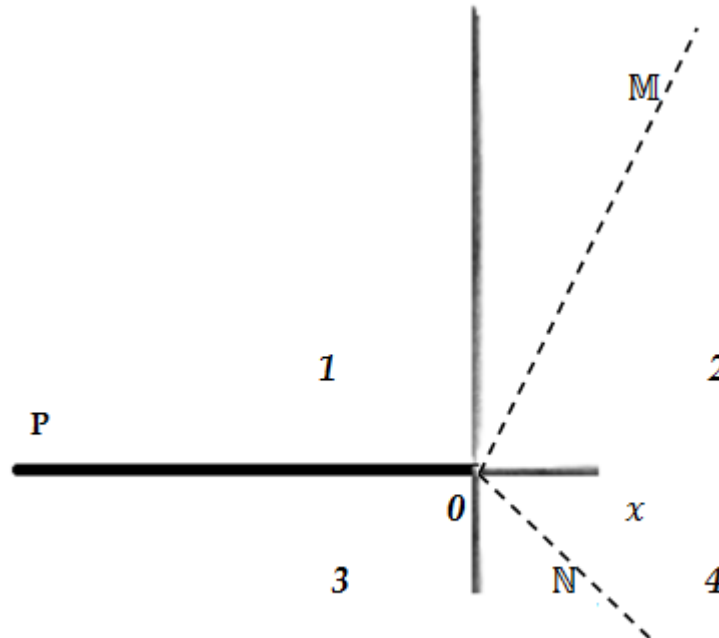
Bu noktadan hareketle, bu tez kapsamında hareketli kaynaklardan yaratılan alanların bir saçıcı cisimle etkileşmesi sonucunda ortaya çıkabilecek olan yansıma ve gölge bölge veya sınırları hakkında bir fikir verebilmek maksadıyla, mükemmel iletken bir yarım düzlem ile bu yarım düzlemin üstünde bir noktada ayrıta paralel olacak şekilde yerleştirilmiş, yarım düzleme paralel olarak sabit bir hızla hareket eden ve üzerinden monokromatik bir akım akmakta olan sonsuz uzun bir kaynağa ilişkin geometrik yapı dikkate alınmıştır. Tez bu haliyle daha önce [8] de göz önüne

alınmış ve esas amacı hareketli sonsuz uzun kaynağın neden olduğu ayırıt kırınımını açığa çıkarmak olan çalışmanın yansıma ve gölge bölgeleri veya sınırlarını belirleme haline genişletilmesi olarak yorumlanabilir.

Bu amaçla, ilk önce 2.bölüm de problemin formülasyonu aşamasında, Lorentz dönüşümleri ve elektromanyetik alanların izafiliğine ilişkin bağıntılar kullanılarak, yarım düzlemin üst ve alt bölgesindeki toplam alanlara ilişkin integral ifadeler elde edilmiştir. Daha sonra 3.bölüm de yukarıda sözü edilen integraller içinden yansıyan ve gelen alana ilişkin olanlar şeklinde yorumlanabilenler belirlenerek bunların sıfır olduğu zaman-uzay koordinatları hesaplanıp sırasıyla, yansıma ve gölge bölgeleriyle bunlara ait sınırlar elde edilmeye çalışılmıştır.

4. bölümde ise, daha önceki bölümde açıklanan yöntemden bağımsız olarak, aynı amaca hizmet etmek üzere, kırınan alanın açık ifadesinde yer alan Fresnel integral fonksiyonunun argümanını sıfır yapan zaman-uzay değerlerinin belirlenmesi işlemi ile genelleştirilmeye uygun başka basit bir metod önerisi alternatif iki farklı yöntem olarak sunulmuştur.

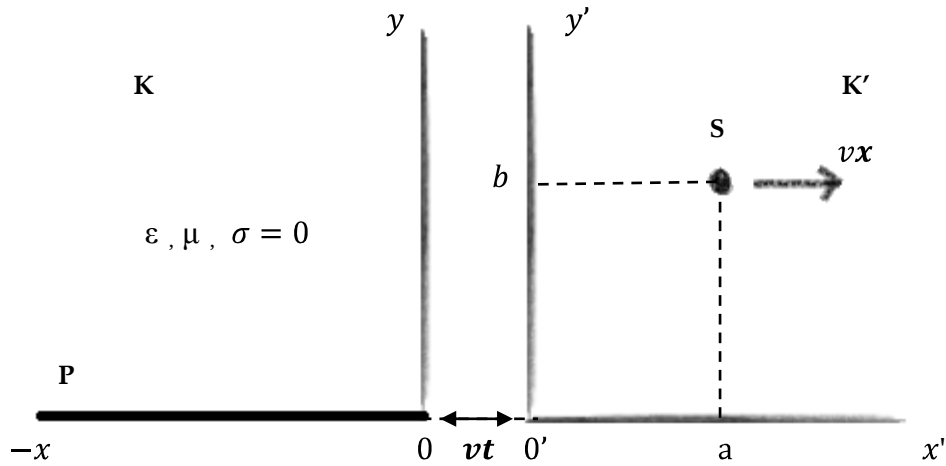
5. Bölüm ise gerek 3. ve gerekse de 4. bölümlerde açıklanan yöntemlerle elde edilen analitik sonuçların etkinliğini ve geçerliliğini görmek üzere bazı sayısal uygulamalarla bu çalışmadan çıkan önemli sonuç ve yorumlara ayrılmıştır.



Şekil.1.1: Yansıma ve gölge sınırları.

## 2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU

Boşlukta sonsuz ince mükemmel iletken yarım bir düzlem ile düzlem ayrıtına paralel kalacak şekilde yerleştirilmiş ve söz konusu yarım düzleme göre paralel sabit bir hızla hareket halinde bulunan sonsuz uzun bir monokromatik akım kaynağından oluşan şekil 2.1 deki yapı dikkate alınmıştır



Şekil 2.1: Problemin geometrisi.

Burada P ve S sırasıyla,  $y=0$  düzleminin  $x<0$  kısmından oluşan sonsuz ince mükemmel iletken(PEC) yarım düzlem ile  $x=y=0$  ve  $z \in -\infty, +\infty$  ayrıtına paralel olmak üzere sonlu bir noktaya yerleştirilmiş ve P 'ye göre, şekildeki gibi bir  $v > 0$  hızı ile x yönünde hareket etmekte olan sonsuz uzun kaynağı göstermektedir.  $K(x,y,z,t)$  ve  $K'(x',y',z',t')$  ise sırasıyla P ve S ye bağlı olarak tanımlanmış olan ve dolayısıyla da birbirine göre de  $v > 0$  hızla hareket eden farklı iki Galile referans sistemini göstermektedir.  $\epsilon$  ve  $\mu$  da sırasıyla, boş uzaya ait dielektrik sabiti ile magnetik geçirgenliği göstermektedirler. S kaynağı üzerinde pozitif z eksenı boyunca genliği I olan monokromatik bir akım akmaktadır.

Bu durumda, uzay-zaman koordinatları  $x',y',z',t'$  ile tanımlı olan  $K'$  referans sistemindeki yük ve akım yoğunlukları ifadeleri yazılacak olursa sırasıyla,

$$\rho' = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{J}' = I \cos(\omega't' - \varphi) \delta(x' - a) \delta(y' - b) \vec{e}_z \quad (2.2)$$

bağıntıları elde edilir. Burada  $\vec{e}_z$   $O'z'$  ve Oz eksenleri boyuncaki birim vektörü,  $\delta(.)$  de klasik Dirac distribüsyon fonksiyonunu gösterir. Lorentz dönüşümleriyle beraber ,

$$\vec{J} = \vec{J}' - \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right] \vec{e}' \cdot \vec{v} \frac{\vec{v}}{v^2} + \frac{\rho' \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2.3)$$

$$\rho = \frac{\rho' + \vec{J}' \cdot \vec{v} / c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2.4)$$

kaynak dönüşümlerinin [9] dikkate alınması sonucunda denklem (2.1) ve (2.2) deki kaynak dağılımı x,y,z,t değişkenleri aracılığıyla tanımlı **K** referans sistemi içerisinde

$$\rho = 0 \quad (2.5)$$

$$\vec{J} = I \cos(\omega t - \omega v x / c^2 - \varphi) \delta(x\gamma - a - \gamma t) \delta(y - b) \vec{e}_z \quad (2.6)$$

olacak şekilde gözlenir. Yukarıdaki ifadelerde  $\vec{e}_x$   $O'x'$  ve Ox eksenleri boyunca tanımlı birim vektör olmak üzere

$$\vec{v} = v \vec{e}_x \quad (2.7)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2.8)$$

$$\omega = \gamma \omega' \quad (2.9)$$

olduğu dikkate alınmıştır.

K(x,y,z,t) referans sistemine göre ifadesi denklem (2.5) ve (2.6) ile verilen **S** kaynağının **P** yarım düzlemi ile etkileşmesi sonucunda tüm uzayda ortaya çıkan toplam elektrik alan

$$\vec{E}(x, y, t) = u(x, y, t) \vec{e}_z \quad (2.10)$$

şeklindedir. Burada gözüken  $u(x, y, t)$  fonksiyonu

$$\begin{aligned} \Delta u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \mu \frac{\partial}{\partial t} (\vec{e}_z) \\ &= -\mu I \left[ \sin \left( \omega t - \omega v x / c^2 - \varphi \right) \delta'(\gamma - a - \gamma t) \right. \\ &\quad \left. + \gamma \cos \left( \omega t - \omega v x / c^2 - \varphi \right) \delta'(\gamma - a - \gamma t) \right] \delta(y - b) \end{aligned} \quad (2.11)$$

bağıntısı ile verilen distribüsyon anlamında yazılmış sağ yanlı dalga denklemini

$$u(x, +0, t) = u(x, -0, t) \quad ; \quad x, t \in (-\infty, \infty) \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u(x, +0, t) = \frac{\partial}{\partial y} u(x, -0, t) \quad ; \quad x > 0, t \in (-\infty, \infty) \quad (2.13)$$

$$u(x, +0, t) = u(x, -0, t) = 0 \quad ; \quad x < 0, t \in (-\infty, \infty) \quad (2.14)$$

$r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$  için  $u(x, y, t) \approx$  dışarı doğru giden dalga,  $t \in (-\infty, \infty)$

koşulları altında sağlar. Denklem (2.12) de gözüken  $\delta$  işareti delta Dirac distribüsyon fonksiyonunun argümanına göre türevini ifade etmektedir.

Yukarıda (2.12) diferansiyel denklemi ve (2.13), (2.14), (2.15) eşitlikleri ile radyasyon koşulu ile tanımlı olan sınır değer probleminin çözümü detayları [8] de verilen, özetle,  $x, t \in (-\infty, \infty)$  değişkenlerine göre tanımlanmış çift katlı Fourier dönüşümüne bağlı olarak ortaya çıkan ve Dirac distribüsyon fonksiyonları içeren bir Wiener-Hopf denkleminin çözümüne dayanan yöntem aracılığıyla, elde edilir. Bu durumda, yarım düzlemin üstünde yer alan  $y > 0$  bölgesi ile altındaki  $y < 0$  bölgesinde  $u(x, y, t)$  fonksiyonu için sırasıyla,

$$u(x, y, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_L \left[ F(\alpha, \beta) + \frac{K(\alpha, \beta)}{2\lambda(\alpha, \beta)} \left[ e^{-\lambda(\alpha, \beta)b} - e^{\lambda(\alpha, \beta)b} \right] \right] e^{-i\alpha x + \beta t - \lambda(\alpha, \beta)y} d\alpha d\beta \quad (2.15)$$

ve

$$u(x, y, t) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \int_L F(\alpha, \beta) e^{-i\alpha x + \beta t - \lambda(\alpha, \beta)y} d\alpha d\beta \quad (2.16)$$

ifadeleri bulunur. Yukarıdaki integral ifadelerde

$$\lambda(\alpha, \beta) = \sqrt{\alpha^2 - \beta^2 / c^2} \quad (2.17)$$

$\lambda(\alpha, \beta)$   $-i\beta/c$  koşulu altında şekil 2.2 deki gibi kesilmiş kompleks  $\alpha$  - düzleminde tanımlı karekök fonksiyonudur. (2.17,18) eşitliklerinde gözüken  $K(\alpha, \beta)$  ve  $F(\alpha, \beta)$  fonksiyonları ise

$$K(\alpha, \beta) = \frac{i\pi\mu L}{\gamma} e^{i\alpha a/\gamma} \left[ \left( \frac{\omega}{\gamma^2} + \alpha v \right) e^{-i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \delta\left(\beta + \frac{\omega}{\gamma^2} + \alpha v\right) - \left( \frac{\omega}{\gamma^2} - \alpha v \right) e^{i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \delta\left(\beta - \frac{\omega}{\gamma^2} + \alpha v\right) \right] \quad (2.18)$$

$$F(\alpha, \beta) = \frac{i}{4\pi\sqrt{\alpha + \beta/c}} \left[ \frac{f_1 \beta}{\alpha - \beta_1 + i0} + \frac{f_2 \beta}{\alpha - \beta_2 + i0} \right] \quad (2.19)$$

şeklinde tanımlanmışlardır. Ayrıca,  $F(\alpha, \beta)$  nin (2.19) eşitliğinde ,

$$\beta_1 = -\frac{1}{v} \left( \beta + \omega/\gamma^2 \right) \quad (2.20)$$

$$\beta_2 = -\frac{1}{v} \left( \beta - \omega/\gamma^2 \right) \quad (2.21)$$

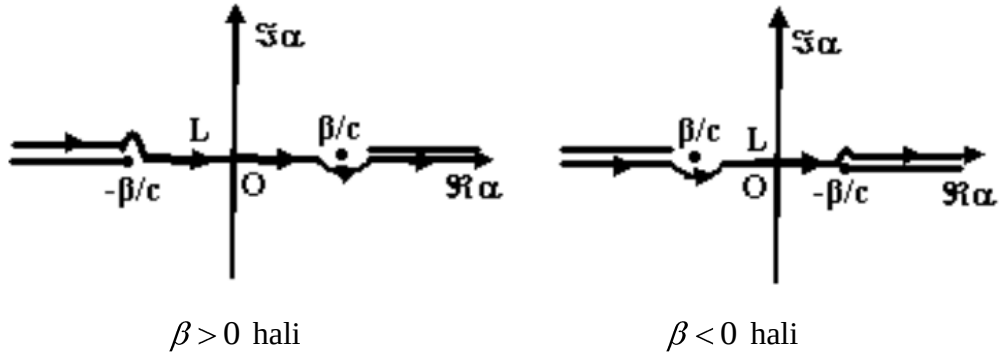
olmak üzere

$$f_1(\beta) = \frac{i\pi\mu I}{\gamma|v|} e^{-i\left(\frac{\omega va}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \frac{\beta e^{-\lambda_1 \beta} e^{ia\beta_1/\gamma}}{\sqrt{\beta_1 - \beta/c}} \quad (2.22)$$

ve

$$f_2(\beta) = \frac{i\pi\mu I}{\gamma|v|} e^{i\left(\frac{\omega va}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \frac{\beta e^{-\lambda_2 \beta} e^{ia\beta_2/\gamma}}{\sqrt{\beta_2 - \beta/c}} \quad (2.23)$$

ile verilmiştir.



Şekil 2.2: Uygun kesilmiş kompleks  $\alpha$  düzlemi ve  $L$  integrasyon çizgisi.

(2.15) ve (2.16) integrallerinde  $\alpha$  ya bağlı integralin dikkate alındığı  $L$  integrasyon çizgi de şekil 2.2 de gösterildiği gibi seçilmiştir

### 3. SINIRLARIN BELİRLENMESİ

(2.17) ile verilen  $y > 0$  bölgesindeki toplam alanı ifade eden integral eşitlik delta Dirac distribüsyonuna ait integrasyon özellikleri göz önünde bulundurularak

$$u(x, y, t) = u^{inc}(x, y, t) + u^{ref}(x, y, t) + u^s(x, y, t) \quad (3.1)$$

olacak şekilde yazılır. Burada

$$\begin{aligned} u^{inc}(x, y, t) = & \frac{i\mu I}{8\pi\gamma|v|} e^{-i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \frac{\beta e^{-\lambda_1 y - b + i\left(\frac{\beta + \omega}{v + v\gamma^2}\right)\left(x - \frac{a}{\gamma}\right) - i\beta t}}{\lambda_1} d\beta \\ & + \frac{i\mu I}{8\pi\gamma|v|} e^{i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \frac{\beta e^{-\lambda_2 y - b + i\left(\frac{\beta - \omega}{v - v\gamma^2}\right)\left(x - \frac{a}{\gamma}\right) - i\beta t}}{\lambda_2} d\beta \end{aligned} \quad (3.2)$$

ve

$$\begin{aligned} u^{ref}(x, y, t) = & -\frac{i\mu I}{8\pi\gamma|v|} e^{-i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \frac{\beta e^{-\lambda_1 y + b + i\left(\frac{\beta + \omega}{v + v\gamma^2}\right)\left(x - \frac{a}{\gamma}\right) - i\beta t}}{\lambda_1} d\beta \\ & - \frac{i\mu I}{8\pi\gamma|v|} e^{i\left(\frac{\omega v a}{\gamma c^2} + \varphi\right)} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \frac{\beta e^{-\lambda_2 y + b + i\left(\frac{\beta - \omega}{v - v\gamma^2}\right)\left(x - \frac{a}{\gamma}\right) - i\beta t}}{\lambda_2} d\beta \end{aligned} \quad (3.3)$$

bağıntılarıyla verilen ve sırasıyla kaynak tarafından yaratılan gelen alanla, mükemmel iletken yarım düzlemde yansıyan alanlardır. (3.1) solunda yer alan son terim ise

$$u^s(x, y, t) = \frac{i}{16\pi^3} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \int_L \left[ \frac{f_1 \beta}{\alpha - \beta_1 + i0} + \frac{f_2 \beta}{\alpha - \beta_2 + i0} \right] \frac{e^{-\lambda y - i\alpha x - i\beta t}}{\sqrt{\alpha + \beta/c}} d\alpha d\beta \quad (3.4)$$

saçılan alanı gösterir. Bu son integral ifade ise hesaplamaya daha uygun bir hale getirmek için

$$\alpha = -\frac{\beta}{c} \cos \tau \quad , \quad d\alpha = \frac{\beta}{c} \sin \tau d\tau$$

$$x = R \cos \phi \quad , \quad y = R \sin \phi \quad ; \quad R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad , \quad \phi \in [0, \pi]$$

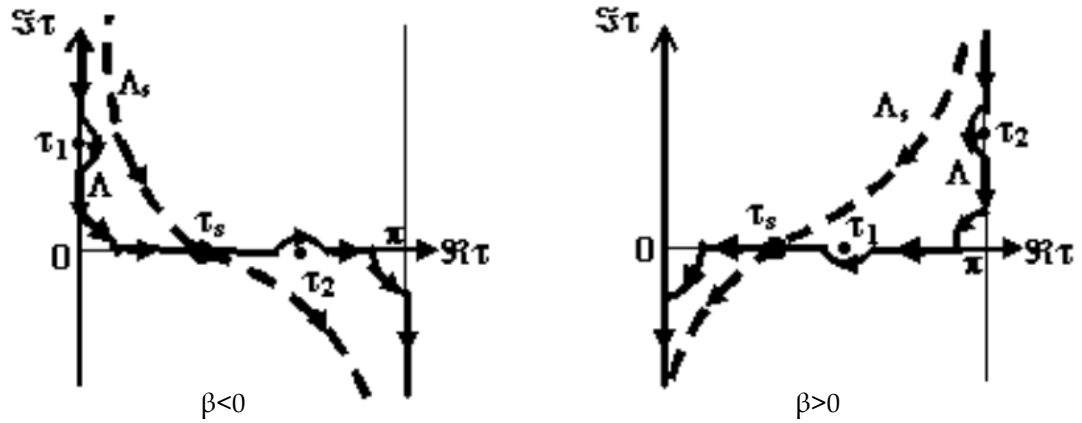
ve

$$\tilde{\beta}_1 = \frac{c}{\beta} \beta_1 \quad , \quad \tilde{\beta}_2 = \frac{c}{\beta} \beta_2$$

dönüşümleri ile beraber ,

$$\begin{aligned} u^s(x, y, t) = & \frac{\sqrt{c}}{16i\pi^3} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \beta^{-1/2} f_1(\beta) e^{-i\beta t} \left[ \int_{\Lambda} \frac{\sin \tau e^{\frac{i\beta}{c} R \cos(\tau - \phi)}}{(\cos \tau + \tilde{\beta}_1) \sqrt{1 - \cos \tau}} d\tau \right] d\beta \\ & + \frac{\sqrt{c}}{16i\pi^3} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \beta^{-1/2} f_2(\beta) e^{-i\beta t} \left[ \int_{\Lambda} \frac{\sin \tau e^{\frac{i\beta}{c} R \cos(\tau - \phi)}}{(\cos \tau + \tilde{\beta}_2) \sqrt{1 - \cos \tau}} d\tau \right] d\beta \end{aligned} \quad (3.5)$$

eşitliğine indirgenir.  $u^s(x, y, t)$  nin (3.5) ile verilen integral ifadesinde yer alan  $\Lambda$  integrasyon çizgisi ise şekil 3.1 de gösterilen ve yukarıda verilen dönüşümler sonucunda  $L$  nın uğradığı değişimdir. Yukarıda söz konusu olan  $\Lambda$  integrasyon çizgisi kompleks  $\tau$  düzleminde şekil3.1 de yer alan ve  $\tau_s$  semer noktasından geçen  $\Lambda_s$  en dik iniş çizgisine kadar ötelenecek olursa



Şekil 3.1: Kompleks  $\tau$  düzleminde yer alan  $\Lambda$  integral ve  $\Lambda_s$  en dik iniş çizgileri.

$$\begin{aligned}
u^d(\mathbf{k}, y, t) = & \frac{\sqrt{c}}{16i\pi^3} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \beta^{-1/2} f_1(\beta) e^{-i\beta t} \left[ \int_{\Lambda_S} \frac{\sin \tau e^{i\frac{\beta}{c} R \cos(\mathbf{k} - \phi)}}{(\cos \tau + \tilde{\beta}_1) \sqrt{1 - \cos \tau}} d\tau \right] d\beta \\
& + \frac{\sqrt{c}}{16i\pi^3} \int_{\beta=-\infty}^{\infty} \beta^{-1/2} f_2(\beta) e^{-i\beta t} \left[ \int_{\Lambda_S} \frac{\sin \tau e^{i\frac{\beta}{c} R \cos(\mathbf{k} - \phi)}}{(\cos \tau + \tilde{\beta}_2) \sqrt{1 - \cos \tau}} d\tau \right] d\beta
\end{aligned} \tag{3.6}$$

ve

$$\begin{aligned}
u^p(x, y, t) = & \frac{\sqrt{c}}{8\pi^2} \int_{\beta=-\omega}^{1-v/c} \beta^{-1/2} f_1(\beta) e^{-i\beta t} \frac{e^{\frac{i\beta}{c} R \cos \tau_1 - \phi}}{\sqrt{1 - \cos \tau_1}} H(\tau_1 - \tau_s) d\beta \\
& + \frac{\sqrt{c}}{8\pi^2} \int_{\beta=-\omega}^0 \beta^{-1/2} f_1(\beta) e^{-i\beta t} \frac{e^{\frac{i\beta}{c} R \cos \tau_1 - \phi}}{\sqrt{1 - \cos \tau_1}} d\beta \\
& + \frac{\sqrt{c}}{8\pi^2} \int_{\beta=0}^{\omega} \beta^{-1/2} f_2(\beta) e^{-i\beta t} \frac{e^{\frac{i\beta}{c} R \cos \tau_2 - \phi}}{\sqrt{1 - \cos \tau_2}} d\beta \\
& + \frac{\sqrt{c}}{8\pi^2} \int_{\beta=\omega}^{1+v/c} \beta^{-1/2} f_2(\beta) e^{-i\beta t} \frac{e^{\frac{i\beta}{c} R \cos \tau_2 - \phi}}{\sqrt{1 - \cos \tau_2}} H(\tau_2 - \tau_s) d\beta
\end{aligned} \tag{3.7}$$

olmak üzere

$$u^s(x, y, t) = u^d(x, y, t) + u^p(x, y, t) \quad (3.8)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $u^d(x, y, t)$  mükemmel iletken yarım düzlemin ayırıtından kırınan alan olup açık ifadesi en dik iniş çizgisi yöntemi [3] aracılığıyla

$$\begin{aligned} u^d(x, y, t) \sim & \frac{\mu b \sqrt{c^2 - v^2}}{4\gamma \sqrt{\pi}} \frac{\sin \phi}{\sqrt{1 - \cos \phi}} \frac{1}{\sqrt{R}} \frac{[b^2 / \gamma^2 + \chi^2]^{1/2}}{[b^2 / \gamma^2 + \chi^2 - \chi]^{1/2}} \\ & \times \frac{[\sqrt{b^2 / \gamma^2 + \chi^2} - (v/c)\chi]}{[(v/c - \cos \phi)\sqrt{b^2 / \gamma^2 + \chi^2} - (v/c - \cos \phi)(v/c)\chi]} \\ & \times \Re \left\{ F \left[ \frac{k\beta_s}{2\omega} R \left( \phi - \arccos \frac{c}{v} - c\omega / v\beta_s \gamma^2 \right) \right] \right. \\ & \left. \times e^{i \left( 3\pi/4 + \phi + \omega R/c + \omega \sqrt{b^2 / \gamma^2 + \chi^2} / c - \omega t \right)} \right\} \end{aligned} \quad (3.9)$$

olarak hesaplanır. (3.9) eşitliğinde gözükten  $\chi(x, y, t)$ ,  $\beta_s$  ve  $F$  ise sırasıyla,

$$\chi(x, y, t) = v \left( -R/c + a/\gamma \right) \quad (3.10)$$

$$\beta_s = \omega \left[ 1 - \frac{v}{c} \frac{\chi(x, y, t)}{\sqrt{b^2 / \gamma^2 + \chi^2(x, y, t)}} \right] \quad (3.11)$$

ve

$$F(\eta) = \sqrt{\eta} e^{-i\eta} \operatorname{erfc} \left( e^{-i\pi/4} \sqrt{\eta} \right) \quad (3.12)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Ayrıca, (3.9) eşitliğinde gözükten  $\Re$  operatörü uygulandığı kompleks büyüklüğün reel kısmını ifade etmektedir.

Yukarıda (3.7) eşitliği ile integral fomda verilen  $u^p(x, y, t)$  ise  $\Lambda$  nun  $\Lambda_s$  e ötelenmesi esnasından üzerinden aşılın kutuplara ilişkin rezidü katkılarıdır. Gene bu

ifadede gözüken  $H$  . Heaviside birim basamak fonksiyonu olup argümanında yeralan büyüklükler de

$$\tau_1 = \arccos -\tilde{\beta}_1 \quad (3.13)$$

$$\tau_2 = \arccos -\tilde{\beta}_2 \quad (3.14)$$

$$\tau_s = \phi \in 0, \pi \quad (3.15)$$

olarak belirlidirler.

Yukarıda detaylarıyla açıklanan analiz yöntemi bu sefer  $u(x, y, t)$  nin  $y < 0$  bölgesindeki ifadesini gösteren (2.16) denklemindeki integraline uygulanacak olursa,  $u^d(x, y, t)$  ve  $u^p(x, y, t)$  sırasıyla, (3.6) ve (3.7) denklemlerinde sadece  $\phi \in 0, \pi$  yerine  $-\phi \in 0, \pi$  konarak elde edilen yeni ifadeler olmak üzere

$$u(x, y, t) = u^d(x, y, t) + u^p(x, y, t) \quad (3.16)$$

sonucu elde edilir. Dolayısıyla Buradaki  $u^d(x, y, t)$  nin en dik iniş yöntemi aracılığıyla elde edilen açık ifadesi de (3.15) den  $\tau_s = -\phi \in 0, \pi$  olmak üzere  $\phi \rightarrow -\phi$  dönüşümü ile belirlenir.

Sonuç olarak her iki bölgede de integral formda elde edilmiş olan  $u^p(x, y, t)$  büyüklüğünün sıfır olduğu  $x, y, t$  parametreleri ve bunlara bağlı olarak da yansıma ve gölge bölge veya sınırlarının zamana bağlı ifadeleri elde edilmeye çalışılır. Yukarıda sözü edilen  $u^p(x, y, t) \equiv 0$  eşitliği bir integral denklem ortaya koyduğundan çözüm bu tez kapsamında sayısal olarak elde edilmeye çalışılmıştır. Bu amaçla,  $u^p(x, y, t)$  nin (3.7) ile verilen ifadesi birtakım bazı basit işlemler neticesinde sayısal olarak hesaplamaya daha uygun ve basit olan

$$\begin{aligned}
u^p_{x,y,t} = & -\frac{\mu I}{4\pi v\gamma} \Re e \left\{ e^{i \left[ \frac{\omega R}{v\gamma^2} \cos \phi - \frac{\omega v a}{\gamma c^2} \left( 1 + \frac{c^2}{v^2 \gamma^2} \right) - \phi \right]} \left[ \int_{\beta=\omega}^{\frac{\omega}{\gamma^2 \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \phi \right)}} \beta \frac{e^{i g_1 \beta} R \sin \phi - b}{g_1 \beta} e^{i \beta \left( t + \frac{a}{v\gamma} - \frac{R}{v} \cos \phi \right)} d\beta \right. \right. \\
& \left. \left. + i \int_{\beta=0}^{\omega} \beta \frac{e^{g_2 \beta} R \sin \phi - b}{g_2 \beta} e^{i \beta \left( t + \frac{a}{v\gamma} - \frac{R}{v} \cos \phi \right)} d\beta \right] \right\} \quad (3.17)
\end{aligned}$$

bağıntısına indirgenir. Burada

$$g_1 \beta = \frac{1}{v\gamma} \sqrt{\beta - \omega} \sqrt{1 - v/c} \sqrt{\omega + 1 + v/c - \beta} \quad (3.18)$$

$$g_2 \beta = \frac{1}{v\gamma} \sqrt{\omega - 1 - v/c - \beta} \sqrt{\omega + 1 + v/c - \beta} \quad (3.19)$$

konmuştur.

## 4. İKİ ALTERNATİF YÖNTEM

Bu bölümde gene hareketli bir sonsuz uzun çizgisel kaynakla aydınlatılmış bir mükemmel iletken yarım düzlem problemine ilişkin yansıma ve gölge sınırlarını belirlemek için 3. Bölümde açıklanan yönteme ek aşağıda etraflıca açıklanmış olan olarak birbirinden bağımsız iki farklı yöntem daha sunulmuştur.

### 4.1. Fresnel İntegral Fonksiyonu Argümanı Yöntemi

Ayrıttan kırınan alan  $u^d(x, y, t)$  nin (3.12) denkleminde gösterilen üniform ifadesinden de açıkca görüleceği üzere, bu ifadede yer alan ve (3.15) denklemi ile tanımlanmış olan  $F(\eta)$  Fresnel integral fonksiyonun argümanın sıfır olduğu  $\eta = 0$  zaman-uzay koordinatları,  $u^d(x, y, t)$  her yerde mevcut olduğundan hem yansıma hem de bölge sınırını belirler. Bu bağlamda,

$$\phi - \arccos(c/v - c\omega/v\beta_s\gamma^2) = 0 \Rightarrow \cos\phi = \frac{x}{R} = c/v - c\omega/v\beta_s\gamma^2 \quad (4.1)$$

eşitliğinden hareketle elde edilen

$$c/vt + a/\gamma y \pm bcx = v y \pm b \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.2)$$

bağıntısını sağlayan  $x, y, t$  değerleri istenen yansıma ve gölge sınırlarının yapısını ortaya çıkarır.

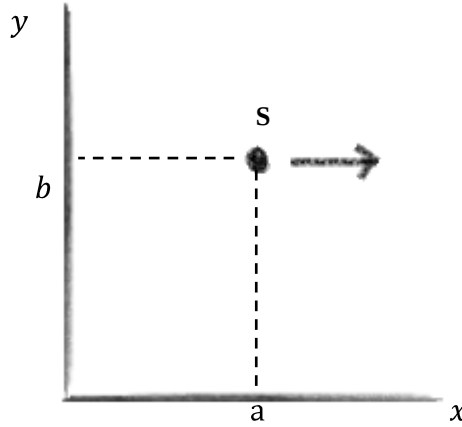
### 4.2. Görecelik İlkesi ve Işın yöntemi

Bu yöntemde, mükemmel iletken yarım düzleme göre  $\vec{v} = v\vec{e}_x$  şeklinde hareket eden sonsuz uzun çizgisel kaynak durgun kabul edilecektir. Bu durumda görecelik prensibi uyarınca P yarım düzlemi bu sefer S kaynağına göre  $\vec{v} = -v\vec{e}_x$  hızıyla hareket ediyor olacaktır. Bu halde S kaynağından çıkan ışınların izlediği yol

dikkate alınarak P yarım düzlemi ile etkileşmesi sonucunda hedeflenen yansıma ve gölge bölge ve sınırları açığa çıkarılmaya çalışılacaktır.

Bu bağlamda sistemden, ilk önce P çıkarılacak ve sadece S kaynağının yaydığı alan incelenecektir. Bu hale hareketsiz durum adı verilecektir. Daha sonra sisteme engel eklenerek, ayrıntıları aşağıda açıklanan ve hareketli durum olarak adlandırılan hal incelenecektir. En son olarak da bu halde elde edilen sonuçlar Lorentz ve elektromagnetik alan dönüşümleri dönüşümü ile P referansına göre düzenlenecektir. Bu yaklaşımda P nin ayrıtından kırılan ve tüm uzayda var olan kırılan alan ifadeleri dikkate alınmayacaktır.

#### 4.2.1. Hareketsiz Durum



Şekil 4.1: Hareketsiz S kaynağı.

Üzerinden pozitif z eksenî yönünde monokromatik  $I \cos \omega t - \varphi$  akımı akan şekildeki kaynağın yarattığı elektrik alan gayet iyi bilindiği gibi,  $H_0^1$  . birinci türden sıfırcı mertebeden Henkel fonksiyonu olmak üzere

$$\vec{E}_{x,y,t} = -\frac{\omega \mu I}{4} \Re e H_0^1(k\rho) e^{-i\omega t - \varphi} \vec{e}_z \quad (4.3)$$

bağıntısı ile tanımlıdır. Burada ,

$$\rho = \sqrt{x-a^2 + y-b^2} \quad (4.4)$$

$$k = \omega / c \quad (4.5)$$

ile tanımlıdır.

#### 4.2.2. Hareketli Durum ve Geometrik Gölge Sınırı

Ortama hareketli P engeli dahil edildikten sonra S kaynağıyla etkileşim neticesinde gölge ve yansıma sınırları meydana gelecektir. Bu durumlarda aranan bölgelerle ilgili olarak, gelen veya yansıyan alanların olması veya olmaması durumlarını temsil etmek üzere Heaviside birim basamak fonksiyonu kullanılacaktır. Sınır belirleme işlemi sadece gölge sınırı için etraflıca açıklanacak, benzer işlemlerin dikkate alınması neticesinde kolayca elde edilecek olan yansıma sınırı için sadece sonuç verilecektir. Bu bağlamda, şekil 4.1 den açıkça görülebileceği üzere,  $r(x', y', t')$  noktasında alan olabilmesi için, yarım düzlemin ucundan bu noktaya doğru olan ışının bu noktaya varması gerekmektedir. Bunun için sırasıyla  $t'$ ,  $t_1$  (P nin orijinden şekildeki konumuna gelinceye kadar geçen süre) ve  $t_2$  zamanlarını katetmeli. Eğer  $t'$  bu zamanların toplamından büyükse ışın şekildeki gibi hareketli P nin alt kısmına geçer ve bir sınır (gölge sınırı) oluşturmaya başlar. Bu da r noktasında gelen alanın olduğunu gösterir. Gölge sınırı ve yansıma sınırı ifadeleri , sırasıyla  $N'(x', y', t')$  ve  $M'(x', y', t')$  olmak üzere , yukarıdaki varsayımla , toplam elektrik alan için  $n' \rho', t'$  hareketsiz haldeki (4.3) bağıntısı göz önünde bulundurularak ortaya çıkarılan bilinen bir fonksiyon ve  $H$  . de Heaviside birim basamak fonksiyonu olmak üzere

$$\mathbf{E}'_{x', y', t'} = n' g', t' H y' + H - y' H N' \mathbf{z}' + n'(g', t') H y' H M' \mathbf{z}' \quad (4.6)$$

yazılır. Burada ,

$$g' = \sqrt{x' - a^2 + y' + b^2} \quad (4.7)$$

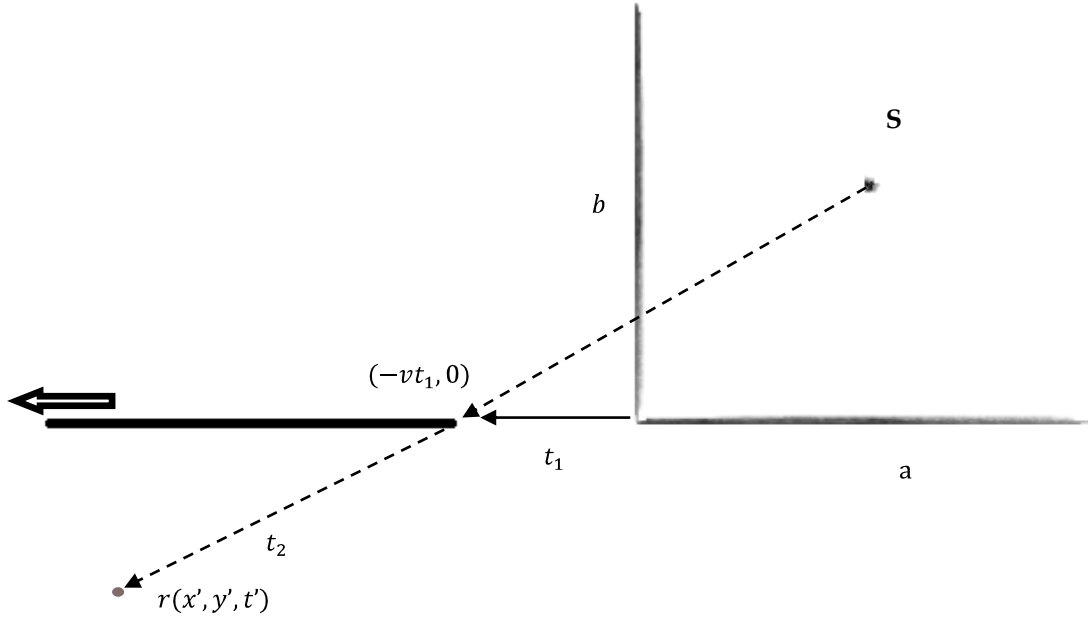
ile ifade edilmiştir.

Denklem (4.6) dan açıkça görülebileceği gibi, üç parça olan bu fonksiyonda sırasıyla ,  $y' > 0$  da olan gelen alan ,  $y' < 0$  'da olan gölgelenemeyen alan ve  $y' > 0$  'da olan yansıyan alan bulunmaktadır. Burada  $\mathbb{N}'$  gölge ve  $\mathbb{M}'$  yansıma sınırları ise  $t_1$  ve  $t_2$  zamanlarının koordinatlara ve hıza bağlı ifadeleri göz önünde bulundurularak,

$$\mathbb{N}' = t' - \frac{-bx' - a y'}{v(y' + b)} + \frac{y'}{(y' + b)} \frac{\sqrt{x'^2 - a^2 + y'^2 + b^2}}{c} \quad (4.8)$$

$$\mathbb{M}' = -t' + \frac{-bx' - a y'}{v(y' + b)} + \frac{y'}{(y' + b)} \frac{\sqrt{x'^2 - a^2 + y'^2 + b^2}}{c} = -\mathbb{N} \quad (4.9)$$

olacak şekilde belirlenmiştir.



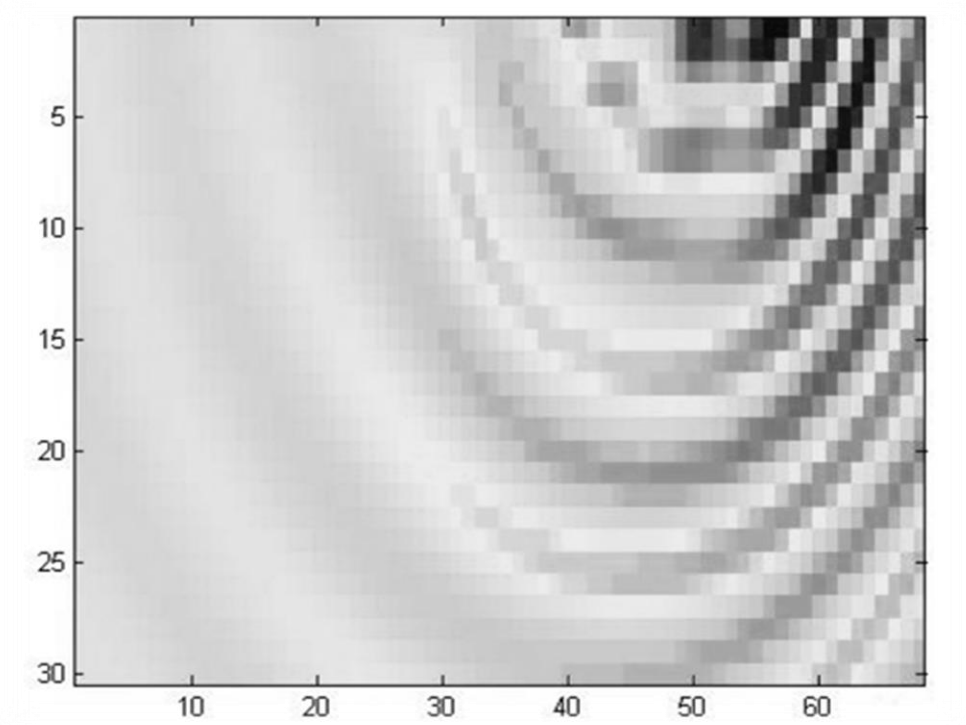
Şekil 4.2: Gölge sınırını bulmak için şekil belirleme ve parametreler.

## 5. UYGULAMALAR

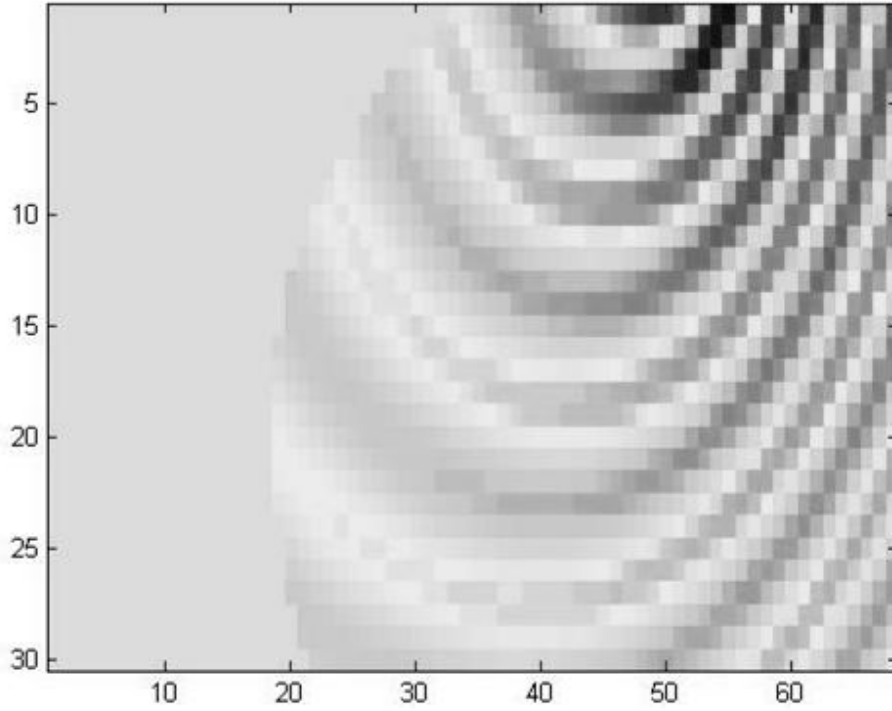
Bölüm 3 ve Bölüm 4 de ayrıntılı olarak açıklanmış olup analitik ifadeleri elde edilmiş olan yöntemlerin uygulanabilirliğini, kesinliğini ve etkisini incelemek amacıyla bazı farklı sayısal örnek uygulamalar dikkate alınmıştır. Her üç yöntem için de parametre değerleri özdeş düşünülüp, aşağıdaki gibi alınmıştır:

$$a = 0, b = 3.333 * 5 * 10^7, v = 10^8, \omega = 80 \ 12, c = 3 * 10^8, \mu = 4\pi * 10^{-7}, I = 2, \varphi = 0, x \in \mathbb{Z} * 3.333 * 10^7, x \in -33 * 3.333 * 10^7, 34 * 3.333 * 10^7, y \in \mathbb{Z} * 3.333 * 10^7, y \in -30 * 3.333 * 10^7, -3.333 * 10^7, t = 5$$

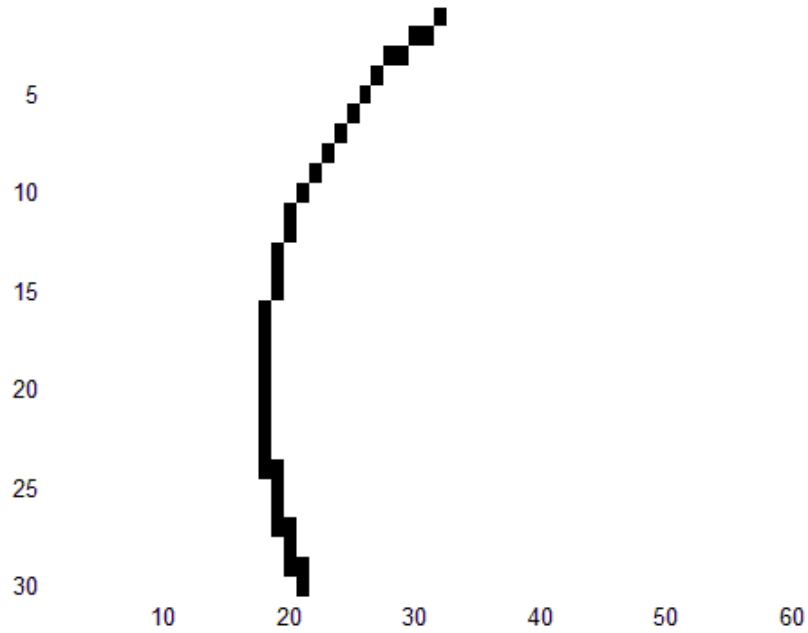
Genellikle gölge bölgesi veya gölge sınırını incelemek üzere  $y < 0$  olan noktalarda elde edilen sonuçlar şekil 5.1, şekil 5.2 ve şekil 5.3 den görüleceği üzere birbirine çok yakın olup birbirlerini doğrular niteliktedir.



Şekil 5.1: İlk yöntem.



Şekil 5.2: İkinci yöntem.



Şekil 5.3: Fresnel integral fonksiyonunun içindeki sıfır civarları.

Bu tez kapsamında, mükemmel iletken ve gözlemciye göre durgun olan bir yarım düzlemde, gene gözlemciye göre sabit doğrusal hareket yapan bir çizgisel kaynaktan oluşan sistemin neden olduğu saçılım olayında ortaya çıkan yansıma ve gölge sınırlarının belirlenmesi konusu incelenmiş ve farklı yöntemlerle elde edilen analitik sonuçlar birer sayısal örnek uygulama ile de doğrulanmıştır. Özellikle

hareketli cisim veya kaynak halinde bu tür analize dayalı incelemelerin sayısının azlığı nedeniyle, bu çalışma araştırdığı problem alanına önemli bir katkı yapmış ve özellikle elektromagnetik teori de ve pratik uygulamalarında büyük öneme haiz olan ve eksikliği hissedilen bir konuyu yalnız bir tek değil, alternatif farklı iki bağımsız yöntem de ortaya atarak titizlikle incelemiştir.

Seçilen saçıcının ve kaynağın  $z$  eksenine göre sonsuz uzun olması problemin ikisi koordinat diğeri de zaman olan üç değişkene bağlı olması durumunu ortaya çıkarır. İleriye yönelik bir çalışma olarak, hareketli ama her boyuttan sonlu olan kaynak veya saçıcıya ilişkin yansıma ve gölge sınırı belirleme işi daha büyük önem arz etmekte ama bir o kadar da matematiksel zorluk içermektedir. Bu tür dört boyutlu olarak isimlendirilebilecek problemler hale hazırda literatürde mevcut olmayıp, incelemeye değer bir problem grubu oluşturmaktadır.

## KAYNAKLAR

- [1] Büyükaksoy A., Alkumru A., (1994), “Multiple diffraction of plane waves by an acoustically penetrable strip located between two soft/hard half-planes”, International Journal of Engineering Science, 32, 779-789.
- [2] Büyükaksoy A., Alkumru A., (1995), “Multiple diffraction of plane waves by a soft/hard strip”, Journal of Engineering Mathematics, 29, 105-120.
- [3] İdemen M., Alkumru A. ,(2005) , “Diffraction of two-dimensional high-frequency electromagnetic waves by A locally perturbed two-part impedance plane”, Wave Motion, 42, 53-73.
- [4] Yeh C. ,(1965), “Reflection and transmission of electromagnetic waves by moving dielectric medium”, J.of Appl. Phys., 36, 3513-3517.
- [5] Lee S.W., Lo Y.T. ,(1967) , “Reflection and transmission of electromagnetic waves by moving uniaxially anisotropic medium”,J.of Appl.Phys.,38 ,870-875.
- [6] İdemen M, Alkumru A. ,(2006) , “Relativistic scattering of a plane-wave by a uniformly moving half-plane” IEEE Trans. on Antennas and Propag., 54 (11), 3429-3440.
- [7] Rabinovich V.S., Miranda I.,(2003), “Non uniformly moving source in electromagnetic waveguides”, Proceedings of Day on Diffraction, 193-202,.
- [8] İdemen M., Alkumru A. ,(2008) , “Influence of motion on the edge-diffraction”, Progress In Electromagnetics Research B (PIER B), 6, 153-168.
- [9] Kong J.A., (1990), “Electromagnetic Wave Theory”, 2<sup>nd</sup> Edition, John Wiley & Sons Inc,

## ÖZGEÇMİŞ

Serkan Barak 1986 yılında İstanbul’da doğdu. 2004 yılında başladığı Bursa Uludağ Üniversitesi, Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi, Elektronik Mühendisliği Bölümü’nü 2009 yılında tamamlayarak, 2011’de yüksek lisans eğitimine GYTE Elektronik Mühendisliği ana bilim dalında başladı.