

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ BİLİŞİM ENSTİTÜSÜ

1-BOYUTLU İLETİM HATLARINDA EMPEDANS KESTİRİMİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Muhammed İsmail PENÇE

İletişim Sistemleri Anabilim Dalı

Uydu Haberleşmesi ve Uzaktan Algılama Programı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet Nuri AKINCI

ARALIK-2019

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ BİLİŞİM ENSTİTÜSÜ

1-BOYUTLU İLETİM HATLARINDA EMPEDANS KESTİRİMİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Muhammed İsmail PENÇE
(705181036)**

İletişim Sistemleri Anabilim Dalı

Uydu Haberleşmesi ve Uzaktan Algılama Programı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet Nuri AKINCI

ARALIK-2019

İTÜ, Bilişim Enstitüsü'nün 705181036 numaralı Yüksek Lisans **Muhammed İsmail PENÇE**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı **“1-BOYUTLU İLETİM HATLARINDA EMPEDANS KESTİRİMİ”** başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Doç. Dr. Mehmet Nuri AKINCI**

.....
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. İbrahim AKDUMAN**

İstanbul Teknik Üniversitesi

Dr. Öğr. Üyesi Evrim TETİK

İstanbul Arel Üniversitesi

Teslim Tarihi : **15 Kasım 2019**

Savunma Tarihi : **12 Aralık 2019**





Kendime ve aileme,



ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimimde ve bu çalışmanın oluşmasında hiçbir desteğini esirgemeyen danışman hocam Doç.Dr. Mehmet Nuri AKINCI' ya,
Güzel bir çalışma ve dayanışma ortamı oluşturdukları için hocalarıma ve arkadaşlarıma,
Tüm destek ve anlayışlarıyla her zaman yanımda olan değerli aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Kasım 2019

Muhammed İsmail PENÇE
(Araştırma Görevlisi)



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖNSÖZ	vii
İÇİNDEKİLER	ix
SEMBOLLER VE KISALTMALAR	xi
ŞEKİL LİSTESİ	xiii
ÖZET	xvii
SUMMARY	xix
1.GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı	2
1.2 Literatür Araştırması	2
2. KAYNAKSIZ VE KAYIPSIZ 3-D HELMHOLTZ EŞİTLİĞİ ÇÖZÜMÜ	5
2.1 Green Fonksiyonu	9
2.1.1 Green fonksiyonun bir boyutta çözümü.....	10
2.2 Sturm Liouville Problemleri	13
2.2.1 Kapalı formda green fonksiyonu	15
2.3 Düz Saçılım Problemi	18
2.4 Ters Yansıma Problemi.....	20
2.4.1 Born yaklaşımı	20
2.4.2 Rytov yaklaşımı.....	22
3. NUMERİK SONUÇLAR	25
3.1 Birinci Simülasyon Grubu.....	29
3.2 İkinci Simülasyon Grubu	33
3.3 Üçüncü Simülasyon Grubu	38
3.4 Dördüncü Simülasyon Grubu.....	57
4. SONUÇ VE ÖNERİLER	63
KAYNAKLAR	65



SEMBOLLER VE KISALTMALAR

E	: Elektrik Alan Şiddeti
H	: Manyetik Alan Şiddeti
D	: Elektrik Akı Yoğunluğu
B	: Manyetik Akı Yoğunluğu
M_i	: Kaynağın Manyetik Akım Yoğunluğu
J_c	: İletim Elektrik Akım Yoğunluğu
J_i	: Kaynağın Elektrik Akım Yoğunluğu
μ	: Permeabilite
σ	: Öz İletkenlik
ρ_{ev}	: Elektrik Yük Yoğunluğu
ρ_{mv}	: Manyetik Yük Yoğunluğu
ε	: Permitivite
ω	: Açısal Frekans
Ω	: Empedans
m	: Metre



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2. 1: Green fonksiyonu şeması	10
Şekil 2. 2: Green fonksiyonu problemi.....	11
Şekil 3. 1: HFSS'de kullanılan örnek iletim hattı.....	28
Şekil 3. 2: 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda ve 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	29
Şekil 3. 3: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	30
Şekil 3. 4 :Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	30
Şekil 3. 5 : Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75 Ω 'luk λ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	31
Şekil 3. 6 : 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	31
Şekil 3. 7: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	32
Şekil 3. 8: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	32
Şekil 3. 9: Born yaklaşımıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.....	33
Şekil 3. 10: 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki iletim hattı arasında bulunan 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattı.	34
Şekil 3. 11: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.	34
Şekil 3. 12: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 75 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi. 35	35
Şekil 3. 13: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iki hat arasında bulunan 75 Ω 'luk λ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi....	35
Şekil 3. 14: 50 Ω empedansa sahip $\lambda/3$ uzunluğundaki iki iletim hattı arasında bulunan 25 Ω empedansa sahip $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattı.	36
Şekil 3. 15: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.	37
Şekil 3. 16: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi. 37	37
Şekil 3. 17: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25 Ω 'luk λ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi....	38
Şekil 3. 18: Sırasıyla 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedansa sahip, hat uzunlukları sırayıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ iletim hattı.	39
Şekil 3. 19: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	40

Şekil 3. 20: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	40
Şekil 3. 21: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.	41
Şekil 3. 22: Sırasıyla 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedansa sahip, hat uzunlukları sırayısla $\lambda/3- \lambda/10- \lambda/10- \lambda/10- \lambda/3$ iletim hattı.	42
Şekil 3. 23: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	42
Şekil 3. 24: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	43
Şekil 3. 25: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.	43
Şekil 3. 26: Sırasıyla 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedansa sahip, hat uzunlukları sırayısla $\lambda/3- \lambda/10- \lambda/10- \lambda/10- \lambda/3$ iletim hattı.	45
Şekil 3. 27: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	45
Şekil 3. 28: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.....	46
Şekil 3. 29: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.	46
Şekil 3. 30: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	47
Şekil 3. 31: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	48
Şekil 3. 32: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	48
Şekil 3. 33: Rytov yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	49
Şekil 3. 34: Rytov yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	50
Şekil 3. 35: Rytov yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	50
Şekil 3. 36: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	51
Şekil 3. 37: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	51
Şekil 3. 38: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	52
Şekil 3. 39: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	52

Şekil 3. 40: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	53
Şekil 3. 41: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	53
Şekil 3. 42: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	54
Şekil 3. 43: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	54
Şekil 3. 44: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	55
Şekil 3. 45: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	55
Şekil 3. 46: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	56
Şekil 3. 47: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.	56
Şekil 3. 48: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	57
Şekil 3. 49: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	58
Şekil 3. 50: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	58
Şekil 3. 51: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	59
Şekil 3. 52: Empedansın 50 Ω 'dan 25 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	59
Şekil 3. 53: Empedansın 50 Ω 'dan 25 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	60
Şekil 3. 54: Empedansın 50 Ω 'dan 25 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.	60



1-BOYUTLU İLETİM HATLARINDA EMPEDANS KESTİRİMİ

ÖZET

Geçmişte iletim hatlarındaki yumuşak hataları bulmak ve hatlardaki empedans değerlerini tahmin etmek için birçok metod uygulanmıştır. Örneğin DORT, TR-MUSIC(Time-reversal multiple signal classification), Zakharov-Shabat(ZS), Born ve Rytov metodları gibi.. Her bir metod, hatanın yerini ve miktarını bulmak için farklı yaklaşımlar kullanarak çözüme ulaşır. Bu metodları iki ana başlıkta inceleyebiliriz

- 1) Zaman bölgesinde yansıma (TDR)
- 2) Frekans bölgesinde yansıma (FDR).

Adından anlaşıldığı üzere ikisi de sinyalin zaman ve frekans bölgesinde yansımasını analiz eder ve iki çözüm yöntemindeki sonuçlar birbirine benzerdir.

Bu tez çalışmasında, iletim hatlarında herhangi bir noktadaki empedans değerlerini kestirmek için Born ve Rytov yaklaşımları kullanılmış ve bu yaklaşımlar derinlemesine incelenip karşılaştırılmıştır. Bu inceleme için öncelikle Matlab’da Born ve Rytov yaklaşımlarının ayrı ayrı kodları yazılmıştır. Bu kodları derinlemesine test etmek için iletim hattının uzunluğunu, empedans değerini, empedans değişim noktasını ve dielektrik kaybını değiştirerek birçok farklı durumu HFSS’de simülasyonlarla gerçekledik. HFSS’den ölçtüğümüz S_{11} parametreleri Matlab’da yazdığımız kodda çalıştırarak iletim hattındaki empedans değerlerini tahmin ettik.

Ters yansıma probleminin çözümü için, Telegrafçı eşitliği ile iletim hattının herhangi bir noktasında bulunan toplam akım ve toplam gerilim arası ilişki ifade edildi. İletim hattındaki hat boyunca değişen birim uzunluktaki endüktans $L(z)$ ve birim uzunluktaki kapasitans $C(z)$ değerlerinden dolayı meydana gelen dalga hızındaki süreksizliği ortadan kaldırmak için Liouville dönüşümüyle uzaysal uzunluk (z) elektriksel uzunluğa (x) dönüştürüldü. Elektriksel uzunluğa göre tekrar Telegrafçı eşitliğini yazdık ve eşitliği düzenleyerek 1-boyutlu Helmholtz denklemi elde ettik. Elde edilen 1-boyutlu Helmholtz denkleminde Born ve Rytov yaklaşımlarıyla non-lineer denklemi lineer bir hale dönüştürdük. Elde edilen denklemlerle iletim hattının herhangi bir noktasındaki empedansın kestirimini yapabiliriz. HFSS’de iletim hattının simülasyonunu yapmak için microstrip iletim hattı tasarladık. İletim hattının alt yüzeyini bağlı geçirgenliği $\epsilon_r = 4.4$ olan 1.6 mm kalınlıkta FR4 ile kapladık. Simülasyonlarımızda FR4’ün üzerine 50, 75 ve 25 Ω empedans değerleri için genişliği sırasıyla $W \cong 3$ mm, 1.43 mm ve 8.36 mm olan iletim hattı tasarladık. İletim hattının uzunluğunu belirli bir dalga boyu λ cinsinden yazdık. Burada $\lambda = c(0)/10^9$ olarak seçildi. Referans dalga hızı $c(0) = c/\sqrt{\epsilon_e(0)}$ eşitliği kullanarak hesaplandı ve bu değer $\epsilon_e(0)$, (etkin bağlı geçirgenlik) değerine göre değişmektedir. HFSS’de yaptığımız simülasyonlarda microstrip iletim hattının 0-8 GHz arasındaki yansıma

parametresi (S_{11}) değerlerini hesapladık ve Matlab’da yazdığımız kodu bu değerlerle çalıştırarak iletim hattının uzunluk - empedans grafiğinin kestirimini yaptık.

Elde edilen sonuçlara göre, iletim hattının uzunluğu arttıkça, saçılma probleminin doğrusal olmayan etkileri büyüdüğünden, empedans kestiriminden oluşan hataların arttıkı ve kestirilen empedansın referans değerinden uzaklaştıkı gözlemlendi. Dielektirik kaybının çok fazla olduğu durumlarda iletim hattında Born ve Rytov yaklaşımları kullanarak kestirim yapmanın mümkün olmadıkını simülasyon verileriyle gsterildi.

Gelecekteki alışmalarda, bu tezde kullanılan benzer yntemlerle empedans değerini kestirmekten ziyade empedans değişim noktalarına odaklanıp sadece hattın empedans değişim yerini tespit etmek hedeflenmektedir.



IMPEDANCE ESTIMATION ON 1-DIMENSIONAL TRANSMISSION LINES

SUMMARY

As the technology advances the usage of electrical devices are increasing in lots sectors such as in automotive, in aeroplane sectors and similar sectors which are using electricity, therefore usage of cable in these sectors are inevitable. For example, 250 km cable is used in airplanes and 4 km cable is used in cars. Thus, its certain that damage can occur on cables whether its caused by environmental factors or defective cables which are produced that way by the factory. These faults are can be studied under two different topics which are soft and hard faults. Hard faults are (almost) open circuit faults and short circuit faults. Soft faults are other kind of faults. At first, soft faults do not pose a danger, but soft faults in cables can cause major problems in the future.

In the past, many methods have been used to detect soft faults and to estimate impedance values on transmission lines. For example; TR-MUSIC (Time-reversal multiple signal classification), Zakharov-Shabat (ZS), Born, Rytov, etc. are some of those previous techniques. Each method uses a variety of approximations to find the location and amount of faults.

We can separate this methods into two main groups, which are;

- 1) Time-Domain Reflectometry (TDR)
- 2) Frequency Domain Reflectometry (FDR)

As the name suggests, they both analyze the reflection of the signal in the time and frequency domain. In Time-Domain Reflectometry method, Telegrapher equation is written in time domain. Then estimating the impedance value which in transmission line. Telegrapher equation is written in frequency domain in Frequency Domain Reflectometry method. Then Helmholtz equation is obtained. After making some approximation, impedance values are estimated in transmission line. Consequently, results in both solution methods are similar.

In this thesis, Born and Rytov approaches are used to estimate impedance values at any point in transmission lines and these approximations are examined and compared in depth. For this analysis, firstly the linear inversion methods, which employ Born and Rytov approximations are coded in Matlab. To analyze these codes in-depth, we have simulated more than 60 different situations in HFSS by changing the length of the transmission line, the impedance value, the impedance changing point, the dielectric loss, and slowly or rapidly the impedance changing. We estimate the impedance values on the transmission line by running the scattering parameters (S_{11}), which are obtained from HFSS, in the code, that we wrote in Matlab.

In order to solve the inverse reflection problem, any point of the transmission line and the Telegrapher equation are expressed in terms of total current and total voltage. In

order to eliminate discontinuity in the wave velocity, which is due to the varying values of inductance $L(z)$ and capacitance $C(z)$ in the transmission line, spatial length (z) is transformed to electrical length (x) by using Liouville transformation. Then, we rewrite the Telegrapher equation in accordance with the electrical length. Next, by rearranging the Telegrapher equation, we obtain the 1-D Helmholtz equation. 1-D Helmholtz equation is non-linear equation. Thus, obtained 1-D Helmholtz equation is linearized with Born and Rytov approximations. Born approximation is a single-scattering approximation. The incident wave enter the scatter with no distortion, induces the polarization current proportional to E_{inc} , and causes a re-radiation or scattering. Since the incident field is unaffected while it gives rise to a scattered field, Born approximation violates energy conservation. Moreover Born approximation is given good results in low frequencies. Rytov approximation is very similar to Born approximation. In Rytov approximation, the correction occur as a phase term. But magnitude of the correction to incident wave is always unity even when scattering is weak. Hence, the approximation breaks down more gracefully compered to Born approximation. Rytov approximation gives better results in high frequency. As a result, both the Born and Rytov approximations assume that the scattered field is linearly proportional to the inhomogeneity object function $O(r)$. These linearized approximations makes them especially suitable for solving the inverse problems that scatterers are weak scatterers. Therefore, we estimate the impedance at any point on the transmission line by inverting the resultant linear equation system with Born and Rytov approximations. We design a microstrip transmission line to simulate the transmission line in HFSS. We coat the substrate surface of the transmission line with an FR4 of 1.6 mm thickness with a relative permeability of $\epsilon_r = 4.4$. In our simulations, we design a transmission line on the FR4 for impedance values of 50 Ω , 75 Ω and 25 Ω with a width of approximately 3.05 mm, 1.43 mm, and 8.36 mm respectively. We write the length of the transmission line in accordance with wavelength λ , where we chose the wavelength as $\lambda = c(0)/10^9$. The reference wave velocity $c(0)$ was calculated by using the equation, $c(0) = c/\sqrt{\epsilon_e(0)}$, and this changes according to the value of $\epsilon_e(0)$ (effective relative transmittance). In HFSS simulations, 25 Ω and 75 Ω inpedance values are changed length of $\lambda/10$ – $\lambda/3$ – λ respectively. Expect in a few casees, 50 Ω impedance parts have usually lenght of $\lambda/3$. Simulations are simulated in different dielectric loss, loss tangent, $\delta = 0, 0.02$ and 2. In HFSS, we measure the return loss (S_{11}) values of the microstrip transmission line between 0-8 GHz in the cases mentioned above. Then, we estimate the impedance variation of the transmission line by entering the S_{11} values to the codes, which we have written in Matlab.

According to the results, as the length of the transmission line increases, the non-linear effects of the scattering problem also increases, the faults resulting from the impedance estimation increase and the predicted impedance differs from the reference value. When the lenght of the transmission line increase, the difference between estimated and referance impedance value increase. It was shown by simulation data. It is not possible to estimate the impedance of transmission line using Born and Rytov approximations in cases where dielectric loss is high such as ; $\delta = 2$. Because wave which is traveling in transmission line is faded before reaching the impedance changing points, excitation ports or measuring points . Moreover, in cases, where the impedance value slowly or rapidly increases and decreases, it becomes more difficult to understand in which part of the line impedance begins to show a drastic change. In

these simulations, Born and Rytov approximations give similar results in short and basic transmission lines. However, Born approximation is much more stable than Rytov approximation especially in long and having more changing points transmission lines.

In future studies, it is aimed to determine the impedance jump location (the points on which the impedance abruptly changes) of the line rather than estimating the impedance values of whole transmission line with the similar methods used in this thesis.





1. GİRİŞ

Gün geçtikçe elektronik cihazların kullanımı ve miktarı artmaktadır. Bu cihazlar binalarda , ulaşım sistemlerinde, otomobillerde, uçaklarda ve benzeri birçok kritik yerde kullanılmaktadır[1]. Elektriğin olduğu ortamlarda mutlaka kablo bulunmaktadır. Bu kablolarda çevresel değişikliklerden oluşan veya fabrika çıkış kaynaklı hatalar olabilir. Bu hatalar yumuşak ve sert olarak ikiye ayrılır. Sert hatalar (neredeyse) kısa devre ve açık devre hatalarıdır. Yumuşak hatalar, iletim hattındaki empedans değerinin süreksiz olduğu durumlara denir. Yumuşak hatalara yalıtımda aşınma, çatlaklar ve bağlantı noktalarındaki aşınmalar vb. gibi durumları örnek olarak gösterebiliriz [2]. İlk başlarda yumuşak hatalar tehlike teşkil etmezler ama ileride bu hatalar sert hataya dönüşüp büyük sorunlara ön ayak olabilir.

Elektrik sistemleri, hataları bulmak için çeşitli yöntemler kullanmaktadır. Ters yansıma yöntemi bunlardan biridir ve iletim hattının bir ucundan diğer ucuna giden dalgaların yansımalarını analiz eder. Yumuşak hatalarda yansımalar daha az belirgin olduğundan tespiti sert hatalara göre daha zordur [3], [4]. Hata tespiti tekniklerini iki başlıkta inceleyebiliriz.

1) Zaman bölgesinde yansıma (TDR) [5]

2) Frekans bölgesinde yansıma (FDR) [6].

Adından da anlaşıldığı üzere iki yöntem, sinyalin zaman veya frekans bölgesinde bulunan yansımalarını inceler. Tezde çözüm yöntemi olarak frekans bölgesindeki yansımalarla iletim hattının empedans değerinin kestirimini yapmaya çalıştık. İletim hattı üzerinde Telegrafçı eşitliği kullanarak iletim hattını, herhangi bir noktadaki toplam akım $I(z, k)$ ve toplam gerilim $V(z, k)$ cinsinden yazdık. İndüktans $L(z)$ ve kapasitans $C(z)$ değerlerinin değişimlerinden, iletim hattı boyunca dalga hızı değişmektedir. Dalga hızındaki değişimi kaldırmak için Liouville dönüşümü kullandık [7-8]. Bu dönüşüm uzaysal koordinat (z) sistemini elektriksel uzunluğa (x) dönüştürmektedir. Elektriksel uzunluğa göre tekrar Telegrafçı eşitliğini yazdık ve eşitliği düzenleyerek Helmholtz denklemi elde ettik. Elde edilen 1-boyutlu Helmholtz

denkleminde Born ve Rytov yaklaşımları kullanarak iletim hattındaki empedans değerlerini hesaplayan matlab kodunu yazdık. Matlab'da yazdığımız kodu kontrol etmek için HFSS programında farklı uzunluk ve empedans değerlerinde iletim hatları tasarladık. HFSS'den aldığımız S_{11} verilerini kullanarak Matlab'da iletim hattının empedansının kestirimini yaptık. Elde ettiğimiz sonuçlar gösterdi ki gerçekleştirilen algoritmalar ile kayıpsız/kayıplı çeşitli empedans dağılımları tezde irdelenen yöntem ile kolayca gerçekleştirilebilir.

1.1 Tezin Amacı

Bu tezin amacı iletim hatlarında oluşan yumuşak hataları tespit etmektir. Yumuşak hatalar göz ardı edilirse ileride daha büyük sorunlara yol açan sert hatalara dönüşebilir. Bu hataları tespit etmek kolay değildir. Dielektrik kaybı, hat uzunluğu ve hatta bulunan hata sayısı gibi faktörler hataların tespitini zorlaştırmaktadır. Geçmişte yumuşak hataları tespit etmek için birçok yöntem kullanılmıştır. Bu tezde ters yansıma probleminin çözümünde Born ve Rytov yaklaşımı kullanarak yumuşak hataların yeri ve miktarının tespiti yapılmaya çalışılmıştır. Bu iki yaklaşımı test etmek için onlarca simülasyon yapılmıştır. Bu simülasyonlarda farklı uzunlukta hatlar, dielektrik sabitleri ve sayıda empedans değişim noktası kullanılarak Born ve Rytov yaklaşımları derinlemesine incelenmiştir.

1.2 Literatür Araştırması

Hatlardaki yumuşak hataları bulmak ve hatalardaki empedans değerlerini ölçmek için birçok metod kullanılmıştır örneğin DORT, TR-MUSIC, Zakharov-Shabat(ZS), Born ve Rytov metodları gibi [9-12]. Her bir metod hatanın yerini ve miktarını bulmak için farklı yaklaşımlar kullanarak çözüme ulaşırlar. Çözüm yöntemlerini iki farklı ana katagoride inceleyebiliriz. 1) Zaman bölgesinde yansıma (TDR) 2) Frekans bölgesinde yansıma (FDR). Kısaca ikisi de sinyalin zaman veya frekans bölgesinde yansımalarını analiz eder. Zaman bölgesinde yansımada sinyal R, L, C ve G devre elemanlarından oluşan iletim hattı biçiminde ifade edilir [13] ve Green fonksiyonu tekniği kullanılarak hatanın hattın neresinde olduğu tespit edilir [14]. Frekans bölgesinde, zaman bölgesinden farklı olarak Helmholtz eşitliği elde edilir ve bu

eşitliğe farklı yaklaşımlar uygulanarak (örneğin Born ve Rytov yaklaşımı) hattın empedansının kestirimi yapılır.





2. KAYNAKSIZ VE KAYIPSIZ 3-D HELMHOLTZ EŞİTLİĞİ ÇÖZÜMÜ

Zaman domeinindeki Maxwell denklemleri aşağıda gösterilmiştir.

$$\nabla \times \vec{E} = -M_i - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = J_c + J_i + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{ev} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho_{mv} \quad (2.4)$$

Maxwell denklemlerini düzenleyip tekrar yazarsak,

$$\nabla \times \vec{E} = -M_i - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + J_i + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \times M_i - \mu \nabla \times \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\nabla \times M_i - \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \vec{H} &= \nabla \times J_i + \sigma \nabla \times \vec{E} + \epsilon \nabla \times \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \\ &= \nabla \times J_i + \sigma \nabla \times \vec{E} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{E}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.6 daki ifadeyi 2.7 de yerine yazıp ve aşağıdaki vektör tanımını uygularsak,

$$\nabla \times \nabla \times \vec{F} = \nabla(\nabla \cdot \vec{F}) - \nabla^2 \vec{F} \quad (2.9)$$

Üstteki eşitlikleri Helmholtz eşitliğine dönüştürmüş oluruz.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{M}_i + \mu \frac{\partial \mathbf{J}_i}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon} \nabla q_{ev} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{J}_i + \sigma \mathbf{M}_i + \frac{1}{\mu} \nabla(q_{mv}) + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

Yukarıdaki eşitlikler \mathbf{E} ve \mathbf{H} 'nin Maxwell eşitlikleri kullanılarak oluşturulan 2. dereceden diferansiyel denklemlerdir.

Kaynaksız ortamlarda ($\mathbf{J}_i = \mathbf{q}_{ev} = \mathbf{0}$ and $\mathbf{M}_i = \mathbf{q}_{mv} = \mathbf{0}$) 2.10 ve 2.11'de bulunan dalga denklemi aşağıdaki denkleme dönüşür.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

Kaynaksız ortam ($\mathbf{J}_i = \mathbf{q}_{ev} = \mathbf{0}$ and $\mathbf{M}_i = \mathbf{q}_{mv} = \mathbf{0}$) ve kayıpsız ortamlarda ($\sigma = \mathbf{0}$) 2.10 ve 2.11'de bulunan dalga denklemi aşağıdaki denkleme dönüşür.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

Zaman harmoniğini $e^{j\omega t}$ olarak alıp Maxwell eşitliklerinden türetilmiş 2.10, 2.11, 2.12 ve 2.13'te bulunan kaynaksız ortamlardaki, eşitliklerin fazör formda yazılışı aşağıda verilmiştir.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{M}_i + j\omega \mu \mathbf{J}_i + \frac{1}{\epsilon} \nabla q_{ev} + j\omega \mu \sigma \mathbf{E} - \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{E} \quad (2.16)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{J}_i + \sigma \mathbf{M}_i + j\omega \epsilon \mathbf{M}_i + \frac{1}{\mu} \nabla q_{mv} + j\omega \mu \sigma \mathbf{H} - \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{H} \quad (2.17)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = j\omega \mu \sigma \mathbf{E} - \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{E} = \gamma^2 \mathbf{E} \quad (2.18)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = j\omega \mu \sigma \mathbf{H} - \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{H} = \gamma^2 \mathbf{H} \quad (2.19)$$

$$\gamma^2 = j\omega \mu \sigma - \omega^2 \mu \epsilon = j\omega \mu (\sigma + j\omega \mu) \quad (2.20)$$

2.20 'de bulunan gamanın köküne $\gamma = \alpha + j\beta$ dersek, α söndürme sabiti β ise faz sabitidir.

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.21)$$

olarak ifade edilebilir.

Kaynaksız ($J_i = M_i = q_{vm} = 0$) ve kayıpsız ($\sigma = 0$) ortamlarda elektrik alan ve manyetik alan yoğunluğu 2.22'den 2.24'e şeklinde yazılır.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\omega^2 \mu \epsilon \mathbf{E} = -\beta^2 \mathbf{E} \quad (2.22)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = -\omega^2 \mu \epsilon \mathbf{H} = -\beta^2 \mathbf{H} \quad (2.23)$$

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.24)$$

2.22 ve 2.23 benzer biçimlerde. 2.22 eşitliğinin çözümünü yapmadan önce bir kaç eşitlik yazmalıyız.

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \hat{\mathbf{a}}_x E_x(x, y, z) + \hat{\mathbf{a}}_y E_y(x, y, z) + \hat{\mathbf{a}}_z E_z(x, y, z) \quad (2.25)$$

\mathbf{E} 'nin genel çözümünü dik koordinat sisteminde yazarız. 2.25'teki eşitliği 2.22'de yerine yazarsak,

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{E} + \beta^2 \mathbf{E} &= \nabla^2 (\hat{\mathbf{a}}_x E_x + \hat{\mathbf{a}}_y E_y + \hat{\mathbf{a}}_z E_z) + \beta^2 (\hat{\mathbf{a}}_x E_x + \hat{\mathbf{a}}_y E_y + \hat{\mathbf{a}}_z E_z) \\ &= 0\end{aligned}\quad (2.26)$$

2.26 eşitliği bize 3 tane skaler dalga eşitliği verir bunlar;

$$\nabla^2 E_x(x, y, z) + \beta^2 E_x(x, y, z) = 0 \quad (2.27)$$

$$\nabla^2 E_y(x, y, z) + \beta^2 E_y(x, y, z) = 0 \quad (2.28)$$

$$\nabla^2 E_z(x, y, z) + \beta^2 E_z(x, y, z) = 0 \quad (2.29)$$

2.27'dan 2.29'e kadar olan eşitlikler benzerdir. 2.27'deki eşitliği tekrar yazarsak,

$$\nabla^2 E_x + \beta^2 E_x = \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \beta^2 E_x = 0 \quad (2.30)$$

Değişken dönüşümü metoduyla E_x 'i aşağıdaki gibi tanımlarsak,

$$E_x(x, y, z) = a(x)b(y)c(z) \quad (2.31)$$

2.30'daki denklem;

$$bc \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + ac \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + ab \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + \beta^2 abc = 0 \quad (2.32)$$

$a(x)$, $b(y)$ and $c(z)$ fonksiyonları tek bir değişkene bağlı olduğundan 2.32'deki kısmi türevler normal türeve dönüşür ve her tarafı abc 'ye bölüp β^2 'i karşı tarafa atarsak aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dx^2} + \frac{1}{b} \frac{d^2 b}{dy^2} + \frac{1}{c} \frac{d^2 c}{dz^2} = -\beta^2 \quad (2.33)$$

2.33'deki denklemi aşağıdaki gibi genişletebiliriz.

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dx^2} = -\beta_x^2 \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{b} \frac{d^2 b}{dy^2} = -\beta_y^2 \quad (2.35)$$

$$\frac{1}{c} \frac{d^2 c}{dz^2} = -\beta_z^2 \quad (2.36)$$

$$\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 = \beta^2 \quad (2.37)$$

2.37'da bulunan eşitliğe dağılım (dispersion) denir. $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ x,y,z yönündeki dalga numaralarıdır ve sınır koşullarıyla bulunabilirler. Yukarıdaki 2.34, 2.35 ve 2.36 eşitliklerinin çözümü aşağıdaki gibi olabilir.

$$a_1(x) = A_1 e^{-j\beta_x x} + B_1 e^{+j\beta_x x} \quad (2.38)$$

veya

$$a_2(x) = C_1 \cos(\beta_x x) + D_1 \sin(\beta_x x) \quad (2.39)$$

$$b_1(y) = A_2 e^{-j\beta_y y} + B_2 e^{+j\beta_y y} \quad (2.40)$$

$$b_2(y) = C_2 \cos(\beta_y y) + D_2 \sin(\beta_y y) \quad (2.41)$$

$$c_1(z) = A_3 e^{-j\beta_z z} + B_3 e^{+j\beta_z z} \quad (2.42)$$

$$c_2(z) = C_3 \cos(\beta_z z) + D_3 \sin(\beta_z z) \quad (2.43)$$

Yukarıdaki genel çözümlerin hepsi $a(x), b(y)$ ve $c(z)$ için geçerlidir. 2.38, 2.40 ve 2.42'deki ifadeler yürüyen dalgaların(traveling waves) çözümleridir. 2.39, 2.41 and 2.43'te bulunan eşitlikler duran dalgaların(standing waves) çözümlerini gösterir. 2.31'deki ifadeyi yukarıdaki genel çözümler cinsinden yazarsak,

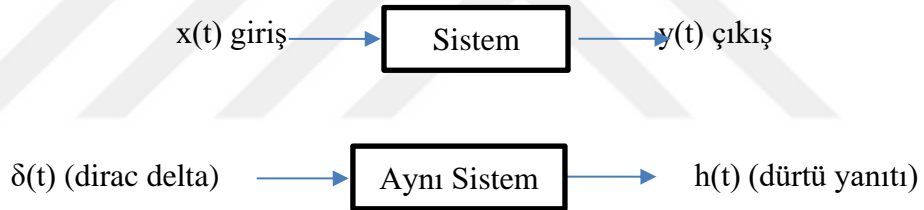
$$E_x(x, y, z) = [A_1 e^{-j\beta_x x} + B_1 e^{+j\beta_x x}] [A_2 e^{-j\beta_y y} + B_2 e^{+j\beta_y y}] \times [A_3 e^{-j\beta_z z} + B_3 e^{+j\beta_z z}] \quad (2.44)$$

Yukarıdaki genel çözüm, dik kordinat sisteminde bulunan x, y ve z yönü boyunca uzanan dalganın sonsuz uzaydaki elektrik ve manyetik alan için uygun çözümdür. Çünkü dalga x, y ve z yönünde bir sınırla sınırlandırılmadığından yürüyen dalga ile üssel olarak ifade edilir.

2.1 Green Fonksiyonu

Elektromanyetik problemlerdeki Green fonksiyonunu, devre ve sistem problemlerinde

bulunan dürtü yanıtına (impulse response) benzetebiliriz. Devre ve sistem teorisinde lineer sistemdeki dürtü tepkisi bilindiğinde, çıkış fonksiyonu giriş ve dürtü yanıtının konvolüsyonu (convolution) şeklinde hesaplanabilir. Bunun yanı sıra, zaman bölgesindeki konvolüsyon işlemi frekans bölgesinde çarpıma işlemine karşılık gelmektedir. Frekans bölgesindeki çıkış(output), giriş(input) ve dürtü yanıtının Fourier dönüşümünün çarpımıyla hesaplanır. Bu nedenle giriş ve dürtü yanıtının Fourier dönüşümünü alarak, zaman bölgesindeki konvolüsyon ifadesi frekans bölgesindeki çarpma ifadesine indirgenir. Sonuç olarak sistemin çıkış sinyalini tahmin etmek için Fourier dönüşümü yapılmalıdır. Devre ve sistemler için dürtü girişi (impulse input) zaman bölgesinde tanımlıdır. $\delta(t)$ gibi giriş sinyali olan sistemler genellikle zaman fonksiyonudur. Bununla birlikte, elektromanyetik problemlerdeki Green fonksiyonu sistem teorisindeki dürtü yanıtını temsil etmektedir ve uzaydaki dürtü kaynağı (impuls source) zamandaki dürtü fonksiyonunu (impulse function) temsil eder.



Şekil 2.1: Green fonksiyonu şeması

2.1.1 Green fonksiyonun bir boyutta çözümü

ℓ uzunluğunda ve iki uçtan sabitlenmiş bir tel düşünelim. Telin birim uzunluğuna dışarıdan bir kuvvet $F(x)$ uygulandığını varsayalım. Telin yerdeğişimini $u(x)$ bulmaya çalışalım. $F(x)$ aşağı yönde bir kuvvet olursa, yer değişimi ifadesi $u(x)$ diferansiyel denklem olarak aşağıda gösterilmiştir.

$$T \frac{d^2 u}{dx^2} = F(x) \quad (2.45)$$

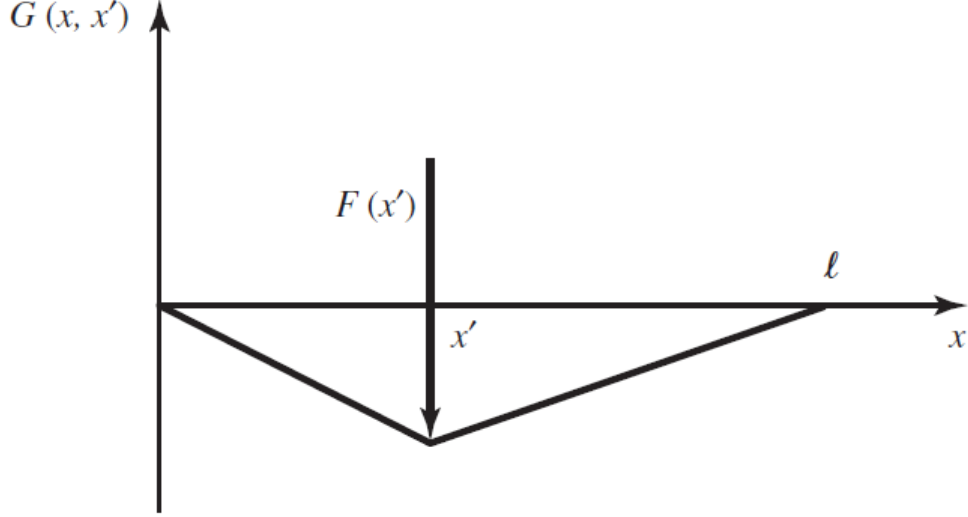
veya

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{1}{T} F(x) = f(x) \quad (2.46)$$

T telin gerilme kuvvetidir. Tel iki uçta sabitse yer değiştirme fonksiyonu $u(x)$ sınır Őartlarını sağlar.

$$u(x = 0) = u(x = \ell) = 0 \quad (2.47)$$

Şekil 2.1'de gösterildiği gibi telin maruz kaldığı yükü $x = x'$ noktasında $F(x = x') = \delta(x - x')$ Şeklinde ifade edebiliriz.



Şekil 2. 2: Green fonksiyonu problemi

Dürtü yanıtını (impulse response) 2.46 eşitliğini kullanarak yazabiliriz.

$$\frac{d^2 G(x, x')}{dx^2} = \frac{1}{T} \delta(x - x') \quad (2.48)$$

Sınır koşulları ise,

$$G(x = 0, x') = G(0, x') = 0 \quad (2.49)$$

$$G(x = \ell, x') = G(\ell, x') = 0 \quad (2.50)$$

2.48'deki $G(x, x')$ 'de $\frac{1}{T}$ 'lik bir yüke maruz kaldığında telin yer değiştirmesini

ifade eder ve tel için Green foksiyon olarak adlandırılır. $x = x'$ noktasında

2.48'de bulunan denklem homojen biçime indirgenir.

$$\frac{d^2 G(x, x')}{dx^2} = 0 \quad (2.51)$$

Bu denklemin çözümü ise,

$$G(x, x') = \begin{cases} A_1 x + B_1 & 0 \leq x \leq x' \\ A_2 x + B_2 & x' \leq x \leq \ell \end{cases} \quad (2.52)$$

Yukarıdaki eşitliğe 2.49 ve 2.50'de bulunan sınır koşullarını uygularsak,

$$G(x = 0, x') = A_1(0) + B_1 = 0 \Rightarrow B_1 = 0 \quad (2.53)$$

$$G(x = \ell, x') = A_2 \ell + B_2 = 0 \Rightarrow B_2 = -A_2 \ell \quad (2.54)$$

2.52'deki eşitlik aşağıdaki gibi olur.

$$G(x, x') = \begin{cases} A_1 x & 0 \leq x \leq x' \\ A_2(x - \ell) & x' \leq x \leq \ell \end{cases} \quad (2.55)$$

Yerdeğiştirme fonksiyonu $u(x)$, $x = x'$ noktasında sürekli olduğundan 2.55'te bulunan Green fonksiyonu $x = x'$ noktasında süreklidir.

$$A_1 x' = A_2(x' - \ell) \Rightarrow A_2 = A_1 \frac{x'}{x' - \ell} \quad (2.56)$$

Green fonksiyonun ikinci türevi dürtü fonksiyonuna eşittir. Bu sebepten 2.48'deki ifadenin integralinden elde edilen Green fonksiyonun 1. Türevi $\frac{1}{T}$ kadar süreksizdir.

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\frac{dG(x' + \epsilon, x')}{dx} - \frac{dG(x' - \epsilon, x')}{dx} \right] = \frac{1}{T} \quad (2.57)$$

Veya

$$\frac{dG(x'_+, x')}{dx} - \frac{dG(x'_-, x')}{dx} = \frac{1}{T} \quad (2.58)$$

2.55 ve 2.56'da bulunan eşitlikleri tekrar yazarsak,

$$\frac{dG(x'_-, x')}{dx} = A_1 \quad (2.59)$$

$$\frac{dG(x'_+, x')}{dx} = A_2 = A_1 \frac{x'}{x' - \ell} \quad (2.60)$$

2.59 ve 2.60'daki ifadeleri 2.58'de yazarsak,

$$A_1 \frac{x'}{x' - \ell} - A_1 = \frac{1}{T} \Rightarrow A_1 \frac{x'}{x' - \ell} = \frac{1}{T} \Rightarrow A_1 = \frac{1}{T} \frac{x' - \ell}{\ell} \quad (2.61)$$

2.55'de bulunan Green fonksiyonunu 2.56 ve 2.61'deki ifadeleri kullanarak tekrar yazarsak,

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{T} \left(\frac{x' - \ell}{\ell} \right) x & 0 \leq x \leq x' \\ \frac{1}{T} \left(\frac{x - \ell}{\ell} \right) x' & x' \leq x \leq \ell \end{cases} \quad (2.62)$$

Yük'e $F(x)$ bağlı yerdeğişim fonksiyonu $u(x)$ tekrar yazılırsa,

$$u(x) = \int_0^\ell F(x') G(x, x') dx' = \frac{1}{T} \int_0^x F(x') \left(\frac{x - \ell}{\ell} \right) x' dx' + \frac{1}{T} \int_x^\ell F(x') \left(\frac{x' - \ell}{\ell} \right) x dx' \quad (2.63)$$

2.2 Sturm Liouville Problemleri

Önceki bölümde Green fonksiyonun 1-boyutlu örneğini inceledik ve sınır koşullarıyla yer değiştirme fonksiyonunu bulduk. Bu bölümde daha yaygın kullanımı olan 1-boyutlu Green fonksiyonun diferansiyel çözümünü Sturm Liouville formunda inceliyeceğiz.

Tek boyutlu diferansiyel denklemi aşağıda verilmiştir.

$$\frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dy}{dx} \right] - q(x)y = f(x) \quad (2.64)$$

Homojen sınır koşullarını eklersek fonksiyon Sturm Liouville problemine dönüşecektir.

$$Ly = f(x) \quad (2.65)$$

L Sturm Liouville operatörüdür. 2.64'teki eşitliği operatörü kullanarak tekrar yazarsak,

$$L \equiv \left\{ \frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dy}{dx} \right] - q(x) \right\} \quad (2.66)$$

1-boyutlu, kaynağı olan ve 2.dereceden denklemlerin genel gösterimi aşağıdaki gibidir.

$$A(x) \frac{d^2 y}{dx^2} + B(x) \frac{dy}{dx} + C(x)y = S(x) \quad (2.67)$$

2.66'daki denklemi 2.67'de bulunana biçime dönüştürmeye çalışıyoruz. 2.66'da

bulunan denklemi açarsak,

$$p(x) \frac{dy^2}{dx^2} + \frac{dp}{dx} \frac{dy}{dx} - q(x)y = f(x) \quad (2.68)$$

2.67'deki denklemi $A(x)$ 'e ve 2.68'deki denklemi $p(x)$ 'e bölersek,

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \frac{B(x)}{A(x)} \frac{dy}{dx} + \frac{C(x)}{A(x)} y = \frac{S(x)}{A(x)} \quad (2.69)$$

$$\frac{dy^2}{dx^2} + \frac{1}{p(x)} \frac{dp}{dx} \frac{dy}{dx} - \frac{q(x)}{p(x)} y = \frac{f(x)}{p(x)} \quad (2.70)$$

2.69 ve 2.70'teki eşitlikleri karşılaştırırsak,

$$\frac{B(x)}{A(x)} = \frac{1}{p(x)} \frac{dp}{dx} \quad (2.71)$$

$$\frac{C(x)}{A(x)} = -\frac{q(x)}{p(x)} \quad (2.72)$$

$$\frac{S(x)}{A(x)} = \frac{f(x)}{p(x)} \quad (2.73)$$

2.71'deki ifadeyi düzenleyip tekrar yazarsak,

$$\frac{dp}{dx} = p(x) \frac{B(x)}{A(x)} \quad (2.74)$$

Birinci dereceden diferansiyel denklem elde etmiş oluruz, bu denklemin çözümü ise,

$$p(x) = \exp \left[\int^x \frac{B(t)}{A(t)} dt \right] \quad (2.75)$$

2.72'deki denklemden,

$$q(x) = -p(x) \frac{C(x)}{A(x)} = -\frac{C(x)}{A(x)} \exp \left[\int^x \frac{B(t)}{A(t)} dt \right] \quad (2.76)$$

ve 2.73'deki denklemden,

$$f(x) = p(x) \frac{S(x)}{A(x)} = \frac{S(x)}{A(x)} \exp \left[\int^x \frac{B(t)}{A(t)} dt \right] \quad (2.77)$$

Özetlersek, 2.67'de bulunan 1-boyutlu, kaynağı olan ve 2.dereceden diferansiyel denklemi 2.64'te bulunan Sturm Liouville biçiminine dönüştürüp ve $p(x)$, $q(x)$ ve $f(x)$ değerlerini bulduk.

2.2.1 Kapalı Formda Green Fonksiyonu

Bölüm 2.3'te 2. dereceden, kaynaklı diferansiyel eşitliği olan Sturm Liouville biçimine dönüştürdük. Bu bölümde Sturm Liouville biçiminin daha genel çözümünü inceleyeceğiz.

$$\left[\left\{ \frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dy}{dx} \right] - q(x)y \right\} + \lambda r(x) \right] y = f(x) \quad (2.78)$$

Yukarıdaki eşitliği Sturm Liouville operatöyle yazarsak,

$$[L + \lambda r(x)]y = f(x) \quad (2.79)$$

λ , Green fonksiyonu teorisindeki özdeğerleri (eigenvalues) temsil etmektedir.

2.77, 2.78 ve 2.79 diferansiyel denklemleri homojen denklemin özdeğerleri hariç, tüm λ değerleri için bir Green fonksiyonuna sahiptir. 2.79'daki denklemde λ değerleri için Green fonksiyonu yoktur. Denklemin çözümünü yapabilmek için lineer denklem sistemine benzetmeliyiz.

$$Dy = f \quad (2.80)$$

Çözümü ise,

$$y = D^{-1}f \quad (2.81)$$

D lineer bir sistem olduğundan, çözümü yani y 'yi bulabiliriz. 2.63'teki denkleme göre 2.79'daki eşitliğin çözümünü yazılabilir.

$$y(x) = \int_a^b f(x')G(x, x')dx' \quad (2.82)$$

$G(x, x')$, 2.79'daki denklemin Green fonksiyonudur. 2.81'deki denklemde D^{-1} şeklinde yazılabilirse 2.79'daki denklemdeki $[L + \lambda r(x)]$ ifadesi tersi şeklinde yazılabilir. Böylelikle $y(x)$ ifadesi aşağıdaki gibi olur.

$$y(x) = [L + \lambda r(x)]^{-1}f \quad (2.83)$$

2.82 ile 2.83'teki denklemleri karşılaştırırsak, $G(x, x')$, $[L + \lambda r(x)]$ ifadesinin tersidir. λ ise $[L + \lambda r(x)]$ ifadesinin öz değerlerini temsil etmektedir. Aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\det[L + \lambda r(x)] = 0 \quad (2.84)$$

$[L + \lambda r(x)]$ ifadesinin tersi olmadığından, 2.82 ve 2.83 ifadeleri geçerli değildir. λ değerleri $[L + \lambda r(x)]$ ifadesinin öz değerlerine eşit olduğundan Green fonksiyonu yoktur.

2.78'deki ifadeyi birim darbe fonksiyonu cinsinden tekrar yazarsak,

$$\frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dG}{dx} \right] - q(x)G + \lambda r(x)G = \delta(x - x') \quad (2.85)$$

G , Green fonksiyonu ifade etmektedir. Sağ tarafı silerseniz eşitlik aşağıdaki gibi olur.

$$\left\{ \frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dG}{dx} \right] - q(x)G \right\} + \lambda r(x)G = 0 \quad (2.86)$$

$x = x' \left(\frac{[dG(x', x')]}{dx} = \frac{1}{[p(x')]} \right)$ noktasındaki $G(x, x')$ 'in türevinin süreksizliği

2.85'teki ifadeyi sınırları $x' - \epsilon$ ve $x' + \epsilon$ olan integral içine alarak bulunur.

$$\begin{aligned} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_{x' - \epsilon}^{x' + \epsilon} \frac{d}{dx} \left[\frac{p(x) dG(x, x')}{dx} \right] dx \right. \\ \left. + \int_{x' - \epsilon}^{x' + \epsilon} [-q(x) + \lambda r(x)] G(x, x') dx \right\} \\ = \int_{x' - \epsilon}^{x' + \epsilon} \delta(x - x') dx \end{aligned} \quad (2.87)$$

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ p(x) \frac{dG(x, x')}{dx} + \int_{x' - \epsilon}^{x' + \epsilon} [-q(x) + \lambda r(x)] G(x, x') dx \right\} = 1 \quad (2.88)$$

$q(x), r(x)$ ve $G(x, x')$ fonksiyonları $x = x'$ noktasında sürekli olduğundan,

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{x' - \epsilon}^{x' + \epsilon} [-q(x) + \lambda r(x)] G(x, x') dx = 0 \quad (2.89)$$

2.88'deki ifadeyi tekrar yazarsak,

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ p(x) \left[\frac{dG(x' + \epsilon, x')}{dx} - \frac{dG(x' - \epsilon, x')}{dx} \right] \right\} = 1 \quad (2.90)$$

$$p(x) \left[\frac{dG(x'_+, x)}{dx} - \frac{dG(x'_-, x)}{dx} \right] = 1 \quad (2.91)$$

Veya

$$\frac{dG(x'_+, x)}{dx} - \frac{dG(x'_-, x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \quad (2.92)$$

2.92'deki ifade $G(x, x')$ 'in $x = x'$ noktasında türevinin süreksiz olduğunu kanıtlar.

Green fonksiyonu 2.86'deki ifadeyi sağlamalıdır. Green fonksiyonunun çözümünü $a \leq x < x'$ diğeri $x' \leq x < b$ olmak üzere iki parçaya bölebiliriz. a ve b bizim ilgilendiğimiz aralıktır. 2.78'deki homejen ifade $x = x'$ noktası hariç bütün noktalarda geçerlidir.

$y_1(x)$ 2.78'deki eşitliğin $a \leq x < x'$ aralığındaki $x = a$ sınır koşulunu sağlayan çözümü olsun. Hem $y_1(x)$ hem de $G(x, x')$ $a \leq x < x'$ aralığındaki aynı diferansiyel denklemi sağladığından $G(x, x')$ ifadesini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$G(x, x') = A_1 y_1(x), \quad a \leq x < x' \quad (2.93)$$

Aynı şekilde y_2 ifadesini $x' \leq x < b$ aralığında yazarsak,

$$G(x, x') = A_2 y_2(x), \quad x' \leq x < b \quad (2.94)$$

Green fonksiyonu özelliğine göre $G(x, x')$, $x = x'$ noktasında sürekli olduğundan,

$$A_1 y_1(x') = A_2 y_2(x') \Rightarrow -A_1 y_1(x') + A_2 y_2(x') = 0 \quad (2.95)$$

Başka bir Green fonksiyonu özelliğine göre $G(x, x')$, $x = x'$ noktasında $1/p(x')$ kadar süreksizdir.

$$-A_1 y_1(x') + A_2 y_2(x') = \frac{1}{p(x')} \quad (2.96)$$

2.95 ve 2.96'daki denklemleri çözümü ise,

$$A_1 = \frac{y_2(x')}{p(x')W(x')} \quad (2.97)$$

$$A_2 = \frac{y_1(x')}{p(x')W(x')} \quad (2.98)$$

$W(x')$, $x = x'$ noktasındaki y_1 ve y_2 'nin Wronskian ifadesidir.

$$W(x') \equiv y_1(x')y_2'(x') - y_2(x')y_1'(x') \quad (2.99)$$

A_1, A_2 ve $W(x')$ ifadeleri 2.93 ve 2.94 deki Green fonksiyonunda kullanırsak 2.85'teki ifade aşağıdaki gibi olur.

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{y_2(x')}{p(x')W(x')} y_1(x), & a \leq x < x' \\ \frac{y_1(x')}{p(x')W(x')} y_2(x) & x' \leq x < b \end{cases} \quad (2.100)$$

y_1 ve y_2 ifadeleri 2.85'teki denklemin sırasıyla $x = a$ ve $x = b$ bağımsız iki çözümüdür.

2.3 Düz Saçılım Problemi

Düz saçılım ve ters saçılım konularını tezde kullandığım problem üzerinden anlatacağım. Anlatıma geçmeden önce birkaç ön bilgi vereceğim.

Kayıpsız hattın uzunluğu a ve bu hat iki taraftan ω açısal frekansına sahip gerilim kaynağı ile bağlanıyor. $L(z)$ ve $C(z)$ sırasıyla hattın z eksenindekş indüktans ve

kapasitansdır. Empedans $Z(z) = \sqrt{\frac{L(z)}{C(z)}}$ ve dalga hızı $c(z) = \frac{1}{\sqrt{L(z)C(z)}}$ olur.

Karakteristik empedans, dalga numarası ve kırılma endeksini sırasıyla $\mathbf{z}_0 = \mathbf{Z}(\mathbf{0})$, $\mathbf{k} = \omega / \mathbf{C}(\mathbf{0})$ ve $\mathbf{v} = \mathbf{C}(\mathbf{0}) / \mathbf{C}(z)$ dır. Zaman harmoniğini $e^{-j\omega t}$ olarak varsayarsak, iletim hattı boyunca herhangi bir z noktasındaki toplam gerilimi $\mathbf{V}(z, \mathbf{k})$ olarak, herhangi bir z noktadaki akımı ise $\mathbf{I}(z, \mathbf{k})$ olarak yazabiliriz. Toplam gerilimi sırasıyla gelen gerilim $\mathbf{V}_{inc}(z, \mathbf{k})$ ve yansıma gerilimi $\mathbf{V}_s(z, \mathbf{k})$ cinsinden aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\mathbf{V}(z, \mathbf{k}) = \mathbf{V}_{inc}(z, \mathbf{k}) + \mathbf{V}_s(z, \mathbf{k}) \quad (2.101)$$

$\mathbf{V}_{inc}(z, \mathbf{k})$, uyarımdan sağa doğru giden bir dalgadır ve başlangıçta $\mathbf{V}_{inc}(0, \mathbf{k}) = 1$ 'dir. gelen gerilim $\mathbf{V}_{inc}(z, \mathbf{k})$ aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\mathbf{V}_{inc}(z, \mathbf{k}) = e^{j\mathbf{k}z} \quad (2.102)$$

İletim hattında, hata veya empedans değişimi olmadığında gerilim dalgası hat boyunca ilerler ve yansıma gerilimi $\mathbf{V}_s(z, \mathbf{k})$, gelen uyarımdan meydana gelir.

Ölçülen data, başlangıçta ölçülen $\mathbf{V}_s(0, \mathbf{k})$ ve $\mathbf{V}_{inc}(0, \mathbf{k})$ 'den oluşur. Tezde

kullandığımız problemin amacı hat boyunca $Z(z)$ tanımlamaktır. Vector network analizör (VNA) ile elde edilen yansıma katsayısı S_{11} aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$S_{11}(k) = \frac{V_s(0, k)}{V_{inc}(0, k)} \quad (2.103)$$

Bu tezde harici kaynak kullandığımız için, $V_{inc}(0, k) = 1$ olur ve $V_s(0, k)$ kolaylıkla $S_{11}(k)$ üzerinden hesaplanabilir.

Tezde kullanılan problemi, $V_s(0, k)$ verilerinden iletim hattı $z = [0, a]$ boyunca $Z(z)$ ve $c(z)$ verilerini hesaplamak olarak özetleyebiliriz.

iletim hattındaki herhangi bir z noktasındaki toplam gerilim $V(z, k)$ ve akımı $I(z, k)$ Telegrafçı eşitliğini kullanarak yazabiliriz.

$$\frac{dV(z, k)}{dz} = j\omega L(z)I(z, k) \quad (2.104)$$

$$\frac{dI(z, k)}{dz} = j\omega C(z)V(z, k) \quad (2.105)$$

Hat boyunca $L(z)$ ve $C(z)$ değişiminden dolayı oluşan dalga yayılma hızının etkilerini silmek için uzaysal koordinat z (uzunluk) sistemini elektriksel uzunluk x sisteminine Liouville dönüşümü kullanarak çevirdik.

$$x(z) = \int_0^z v(s)ds \quad (2.106)$$

Hat boyunca toplam elektriksel uzunluk $b = x(a)$ şeklinde ifade edebiliriz.

Yukarıdaki Telegrafçı eşitliğini elektriksel uzunluk x cinsinden tekrar yazarsak,

$$\frac{dV(x, k)}{dx} = jkz(x)I(x, k) \quad (2.107)$$

$$\frac{dI(x, k)}{dx} = jkz^{-1}(x)V(x, k) \quad (2.108)$$

2.107'deki denklemin x 'e göre türevini alırsak,

$$\frac{d^2V(x, k)}{dx^2} = jk \frac{dZ(x)}{dx} I(x, k) - k^2V(x, k) \quad (2.109)$$

Düzenlenirse,

$$\frac{d^2V(x, k)}{dx^2} + k^2V(x, k) = \frac{1}{Z(x)} \frac{dZ(x)}{dx} \frac{dV(x, k)}{dx} \quad (2.110)$$

2.110 denklemini kaynaklı 1-boyutlu Helmholtz eşitliğidir. Gördüğümüz gibi kırılma indisi $k^2v^2(x)$ gibi ifadeler gözükmemektedir çünkü Liouville dönüşümüyle z uzaysal ekseninden x elektriksel uzunluğa geçiş yaptık.

2.110'daki eşitliği kullanarak yansıma gerilimini $V_s(x, k)$ 'yi yazarsak,

$$V_s(x, k) = \int_0^b \frac{Z'(y)}{Z(y)} V'(y, k) g(x, y) dy \quad (2.111)$$

$$g(x, y) = \left(-\frac{j}{2k}\right) e^{jk|x-y|} \quad (2.112)$$

$g(x, y)$ yukardaki gibi Helmholtz eşitliğinin 1-boyutlu Green fonksiyonu olarak tanımlanabilir. Green fonksiyonu biçimini kullanarak 2.111 eşitliğini tekrar yazarsak,

$$V_s(x, k) = \frac{1}{2jk} \int_0^b \frac{Z'(y)}{Z(y)} V'(y, k) \cdot e^{jk|x-y|} dy \quad (2.113)$$

Amaç 2.111 ve 2.113 eşitliklerini kullanarak, belirli bir $V_{inc}(0, k)$ ve $Z(z)$ değerlerinde $V_s(0, k)$ değerini bulmaktır.

2.4 Ters Yansıma Problemi

Ters yansıma probleminde yansıma katsayısını S_{11} parametresini kullanarak hat boyunca empedansı $Z(z)$ bulmayı hedefliyoruz. Bu hedefimizi gerçekleştirmek için Born ve Rytov yaklaşımlarını kullanacağız.

2.4.1 Born yaklaşımı

Toplam elektromanyetik alanı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E(r) = E_{inc}(r) + \int_V dr' \bar{G}(r, r') \cdot O(r') E(r') \quad (2.114)$$

$$O(r') = \omega^2(\mu\epsilon - \mu_b\epsilon_b) = k^2(r') - k_b^2 \quad (2.115)$$

$k^2 - k_b^2$ 'nin küçük olduğu veya yansımanın az olduğu durumlarda eşitlik 2.114'ün 2. terimi ihmal edilebilir ve eşitlik aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E(r) = E_{inc}(r) \quad (2.116)$$

Elektromanyetik alanı yukarıdaki eşitliği kullanıp tekrar yazarsak,

$$E(r) = E_{inc}(r) + \int_V dr' \bar{G}(r, r') \cdot O(r') E_{inc}(r') \quad (2.117)$$

2.117'deki eşitlik 1.dereceden Born yaklaşımıdır. 2.terimin 1.terimden çok az olduğu durumlarda Born yaklaşımı en iyi sonucu verir. Born yaklaşımının hangi durumlarda daha geçerli olduğunu araştıralım. İlk olarak, homojen arka plan durumu için incelenirse,

$$\bar{G}(r, r') = (\bar{I} + \frac{\nabla\nabla}{k_b^2})g(r, r') \quad (2.118)$$

Yansıma katsayısını L 'ninci dereceden ve $k_b^2 L \ll 1$ varsayarsak, boyutsal analizle,

$$g(r, r') \sim \frac{1}{L} \quad (2.119)$$

$$\nabla\nabla \sim \frac{1}{L^2} \quad (2.120)$$

2.118'deki ifade,

$$\bar{G}(r, r') \sim \left(1 + \frac{1}{k_b^2 + L^2}\right) \frac{1}{L} \quad (2.121)$$

$$O(r) = (k^2 - k_b^2) \sim k_b^2 \Delta \epsilon_r \quad (2.122)$$

$$\Delta \epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_b} - 1 \quad (2.123)$$

$$\int dx' \sim L^3 \quad (2.124)$$

2.118'deki ifadeyi yukarıdaki eşitliklere göre tekrar yazarsak,

$$E(r) = [(k_b L)^2 + 1] \Delta \epsilon_r E_{inc} \quad (2.125)$$

Elde edilir. Born yaklaşımında $k_b L \ll 1$ olduğundan yansıyan alanın mertebesi gelen alandan daha büyüktür. Uzun dalga boyu limitini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\Delta \epsilon_r \ll 1 \quad (2.126)$$

Başka bir değişle kısa dalga boyu limiti, $\nabla\nabla$ 'nin büyüklüğü için kontrol faktörü cismin boyutuna değil cismin içindeki alan değişimine bağlıdır. Kontrol faktörü alanın dalga boyu ile kontrol edilir.

$$\nabla\nabla \sim k_b^2 \quad (2.127)$$

Cismin içinde yayılan dalganın fazı önemlidir. Örneğin, $k \rightarrow \infty$ giderken $E_{inc} \sim e^{k_b^2 \cdot r}$ dersek, $E \sim e^{ik \cdot r}$ diyebiliriz.

$$E \sim e^{ik \cdot r} e^{i(k-k_b) \cdot r} \sim E_{inc} e^{i(k-k_b) \cdot r} \quad (2.128)$$

Eşitliğini yazabiliriz. Yüksek frekanslarda Born eşitliği sadece aşağıdaki durum gerçerli olduğunda kullanılabilir.

$$k_b L \Delta \epsilon_r \ll 1, k_b L \rightarrow \infty \quad (2.129)$$

Yüksek frekansda çalışmak için ya k_b değerimiz çok fazla olacak ya da $\Delta \epsilon_r$ başka bir değişle, iki ortam arasındaki ϵ değeri farkı çok yüksek olmalıdır. k_b değerimizi arttırsak k değerini daha fazla arttırmalıyızki $E(r) = E_{inc}(r)$ eşitliği sağlansın. Bu sebeplerden dolayı Born yaklaşımı düşük frekanslarda daha iyi sonuçlar vermektedir.

Born yaklaşımı, tek yansımali bir yaklaşımdır. Gelen dalga bozulma olmadan cisme yansımaya gider ve cisim E_{inc} 'in oranı kadar uyarır. Uyarılmış cisim tekrar yansıma yapar. Bu süreç yansıma durana kadar devam eder. Born yaklaşımı ilk yansımayı alır diğer yansımaları ihmal eder.

2.4.2 Rytov yaklaşımı

Dalga boyu homojen olmayan alandan çok küçük olduğu durumlarda yüksek frekansdaki polarizasyon yüklerinin etkisi önemli değildir. Vektörel elektromagnetik dalga denklemi skaler dalga denklemine indirgenebilir.

$$[\nabla^2 + k^2(r)]\phi(r) = 0 \quad (2.130)$$

Rytov yaklaşımını elde etmek için öncelikle,

$$\phi(r) = e^{i\psi(r)} \quad (2.131)$$

$$\nabla\phi(r) = i\phi(r)\nabla\psi(r) \quad (2.132)$$

$$\nabla \cdot \nabla\phi(r) = \{i\nabla^2\psi(r) - [\nabla\psi(r)]^2\}\phi(r) \quad (2.133)$$

2.130'daki eşitliği kullanırsak aşağıdaki eşitliği elde ederiz.

$$i\nabla^2\psi(r) - (\nabla\psi)^2 + k^2(r) = 0 \quad (2.134)$$

2.134 eşitliği nonlineerdir. Fakat bu eşitliği aşağıdaki eşitliği kullanarak çözebiliriz.

$$\psi(r) \sim \psi_0(r) + \psi_1(r) \quad (2.135)$$

2.135 eşitliğini 2.134'te yerine yazarsak,

$$i\nabla^2\psi(r) - 2\nabla\psi_0 \cdot \nabla\psi_1 - (\nabla\psi_1)^2 + O(r) = 0 \quad (2.136)$$

$$O(r) = k^2 - k_b^2 \quad (2.137)$$

Yukarıdaki denklemde nonlineerdir fakat aşağıdaki tanımla sadeleşebilir.

$$\nabla^2(\phi_0\psi_1) = \psi_1\nabla^2\phi_0 + 2\nabla\phi_0 \cdot \nabla\psi_1 + \phi_0\nabla^2\psi_1 \quad (2.138)$$

$$\phi_0 = e^{i\psi_0(r)}, \nabla^2\phi_0 = -k_b^2\phi_0, \nabla\phi_0 = i(\nabla\psi_0)\phi_0 \quad (2.139)$$

$$\nabla^2(\phi_0\psi_1) = -k_b^2\psi_1\phi_0 + 2i\phi_0(\nabla\psi_0) \cdot (\nabla\psi_1) + \phi_0\nabla^2\psi_1 \quad (2.140)$$

2.136'daki eşitliği $i\phi_0$ ile çarpıp 2.140 eşitliğini kullanırsak,

$$\nabla^2(\phi_0\psi_1) + k_b^2\phi_0\psi_1 = -i\phi_0(\nabla\psi_1)^2 + i\phi_0O(r) \quad (2.141)$$

ψ_1 'i küçük kabul edersek, $(\nabla\psi_1)^2$ çok daha küçük olur. 2.141 eşitliği aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$(\nabla^2 + k_b^2)\phi_0\psi_1 = i\phi_0 O(r) \quad (2.142)$$

2.142 denkleminin çözümü;

$$\psi_1(r) = \frac{i}{\phi_0(r)} \int dr' g(r, r') \phi_0(r') O(r') \quad (2.143)$$

Yukarıdaki eşitlik Rytov yaklaşımı olarak adlandırılır. Tam çözümü ise,

$$\phi(r) \cong \phi_0(r) e^{i\psi_1(r)} \quad (2.144)$$

2.143'deki eşitlikteki Rytov yaklaşımı sağ taraftaki ilk terim ikinci terimden çok küçükse veya $(\nabla\psi_1)^2 \ll O(r)$ ise geçerlidir.

2.143 eşitliğine Born yaklaşımında uyguladığımız boyutsal analiz uygularsak,

$$\psi_1(r) \sim k_b^2 L^2 \Delta \epsilon_r, \quad k_b L \rightarrow 0 \quad (2.145)$$

$k_b L \rightarrow 0$ iken $\nabla \sim 1/L$ dersek, $(\nabla\psi_1)^2 \ll O(r)$ koşulu aşağıdaki gibi olur.

$$(k_b L)^2 \Delta \epsilon_r \ll 1 \quad (2.146)$$

Born yaklaşımındaki koşulun aynısını elde etmiş olduk ve Rytov yaklaşımının da boyutlara bağlı olduğunu gördük.

Frekans sonsuza giderse homojen olmayan bölgenin içindeki alan $e^{ik.r}$ biçiminde yazılır.

$$\phi(r) \sim e^{ik.r} \sim e^{ik_b.r} e^{i(k-k_b).r} \sim \phi_0 e^{i\psi_1(r)} \quad (2.147)$$

Yukarıdaki ifadeden,

$$\psi_1(r) \cong (k - k_b).r \quad (2.148)$$

$$\psi_1(r) \sim k_b L \Delta \epsilon_r, \quad k_b L \rightarrow \infty \quad (2.149)$$

$k_b L \rightarrow 0$ iken $\nabla \sim 1/L$ 'yi varsayarsak,

$$\Delta \epsilon_r \ll 1 \quad (2.150)$$

olur ve Born yaklaşımındaki 2.129 eşitliğinde bulunan denklemden daha biraz daha iyidir. Rytov yaklaşımının Born yaklaşımından farkı , 2.135 eşitliğindeki $\psi_1(r)$ ifadesinin pertürbatif olarak ele alınmasıdır. Bu ifade $\psi_0(r)$ 'ye göre daha küçük olduğundan 2.141 deki $-i\phi_0(\nabla\psi_1)^2$ ifadesi ihmal edilir. Sonuç olarak Rytov yaklaşımında cisim fonksiyonu (object function $O(r)$) permütatif ifadenin gradyantının karesinden çok büyüktür ($(\nabla\psi_1)^2 \ll O(r)$).

Rytov ve Born yaklaşımları nonlinear denklemleri lineerleştirerek çözüm elde etmeyi hedefler. İki yaklaşım da hemen hemen birbirine benzerdir. Rytov yaklaşımı yüksek frekanslarda iyi sonuç verirken Born yaklaşımı düşük frekanslarda iyi sonuç verir.



3. NUMERİK SONUÇLAR

Bu bölümde, tek boyutta elektromanyetik yansıma problemlerinin çözümünde kullanılacak olan, ikinci bölümde bahsedilen yöntemlerin doğruluğunu ve performansını başka bir deyişle teorik bilgiyle uygulama karşılaştırılmıştır. Simülasyonlarda dalganın iletim hızını ve empedansını Z_0 hesaplamak için etkin bağıl geçirgenlik ϵ_e ve Z_0 değerlerini aşağıdaki gibi hesaplıyoruz.

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12d/W}} \quad (3.1)$$

$$Z_0 = \begin{cases} \frac{60}{\epsilon_e} \ln \left(\frac{8d}{W} + \frac{W}{4d} \right), & W/d \leq 1 \\ \sqrt{\epsilon_e} \left[\frac{W}{d} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{W}{d} + 1444 \right) \right], & W/d > 1 \end{cases} \quad (3.2)$$

$$c(0) = 3 \times 10^8 / \sqrt{\epsilon_e(0)} \quad (3.3)$$

ϵ_r = bağıl geçirgenlik

d = yüzeyin kalınlığı

W = iletim hattının genişliği

$c(0)$ = referans dalga hızı

Simülasyonda FR4 alt yüzeyiyle kaplı microstrip hat kullandık. Microstrip hattın karakteristik empedansı alt yüzeyin bağıl geçirgenliğine (ϵ_r), alt yüzeyin kalınlığına (d), ve iletim hattının genişliğine (W) bağlıdır.

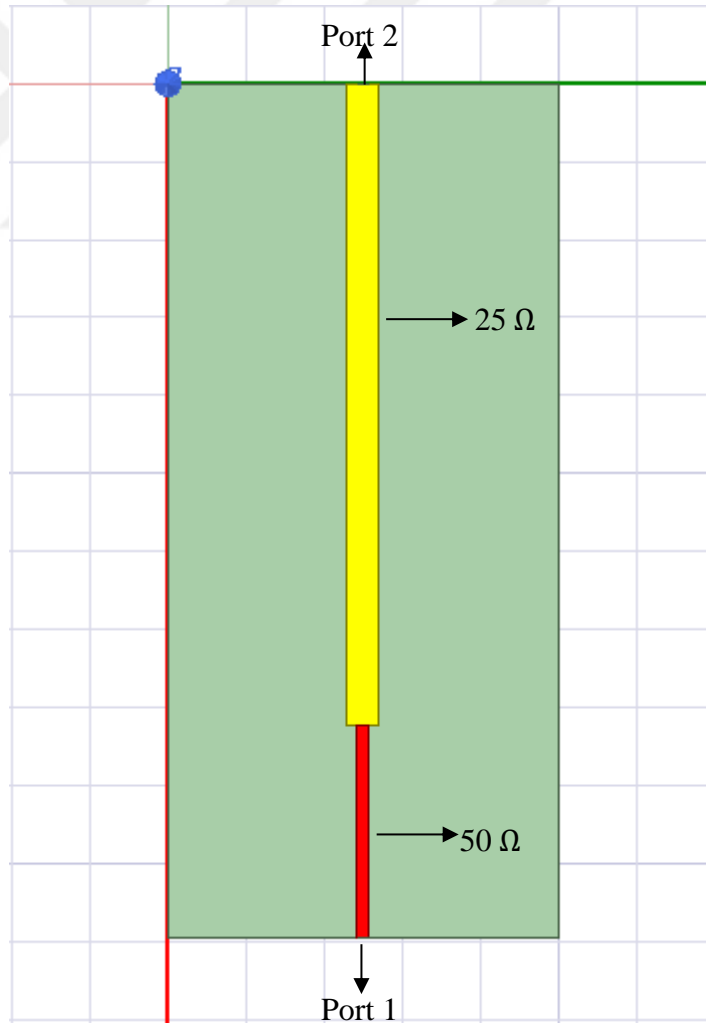
Simülasyonlarda W değerini farklı empedans değerlerini ölçmek için üç farklı W değeri kullandık $W = 1.43 \text{ mm}$ için hattın empedansı 75Ω , $W = 3.05 \text{ mm}$ için 50Ω ve 25Ω için ise $W = 8.36 \text{ mm}$ değerlerini kullandık. W değerlerini

değiştirerek hattın hangi bölgesinde empedans değişimi olduğunu tespit ettik. Simülasyonlarda ölçüm frekans aralığımız 0-8 Ghz'dir.

Hattı dielektrik kaybı(dielectric loss) durumuna göre üç şekilde inceledik. 1- hattın kayıpsız olduğu, $\tan\delta = 0$, durumu, 2- $\tan\delta$ (loss tangent) = 0.02 durumu ve en son olarak 3- loss tangent $\tan\delta = 2$ durumunda ölçümler yaptık.

Son olarak, hattın uzunluğunu λ cinsinden $\lambda/3 + \lambda/10$ 'dan $\lambda/3 + \lambda + \lambda + \lambda + \lambda/3$ 'e kadar değiştirdik. λ değerini $c(0)/f$ değerinden hesapladık. f değerimizi 1 Ghz olarak seçtik.

Hat uzunluğu λ değerleri her simülasyonda farklı değerler aldığından aşağıdaki şekil $\lambda/3$ uzunluğunda 50Ω empedansına sahip hat ile λ uzunluğunda 25Ω empedansa sahip hattı göstermektedir.



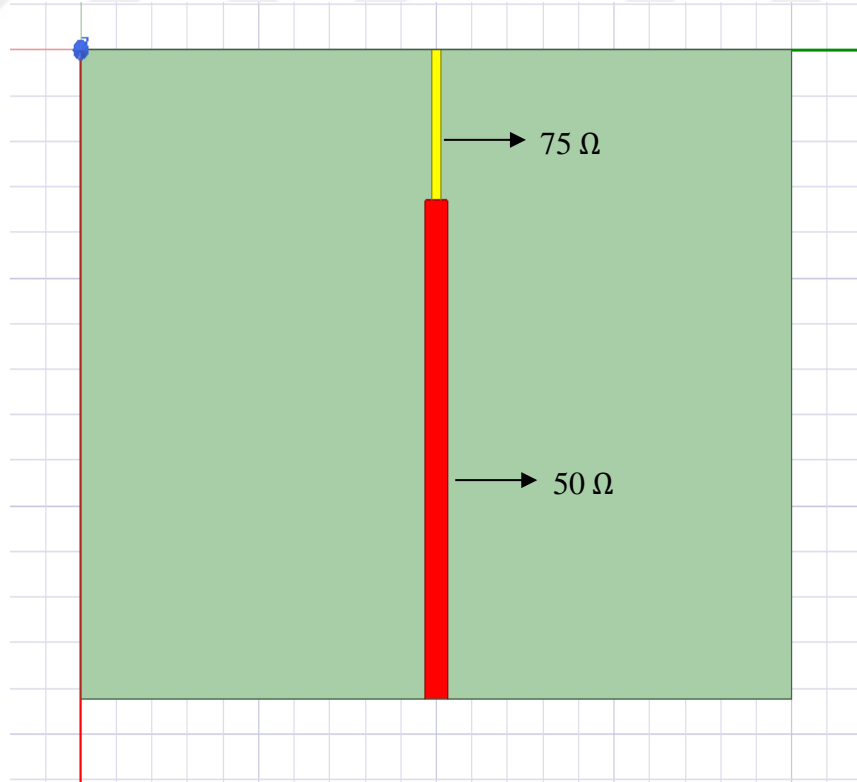
Şekil 3.1: HFSS'de kullanılan örnek iletim hattı.

Yukarıdaki figürde kırmızı ile gösterilen çizgi 50 Ω 'luk hattı göstermektedir. Sarı ile gösterilen çizgi ise 25 Ω 'luk hattı göstermektedir. Toplam hattın uzunluğu $\lambda/3 + \lambda = 4\lambda/3$ 'tür. Hatta yukarıdaki şekildeki gibi 2 portla uyarma (excitation) verdik. Portların sıralamaları S_{11} ve S_{22} parametrelerini karıştırmamak için önemlidir. Bu bölümde HFSS programında yaptığım simülasyonları ve simülasyon sonuçlarından aldığım S_{11} verilerini Matlab üzerinden kullandığım çözüm yöntemlerinin (Born ve Rytov yaklaşımları) sonuçlarını karşılaştıracam.

HFSS'de yapılan simülasyonlar en basit ve en kısa iletim hattından başlayıp en karmaşık ve en uzun iletim hattına doğru yapılmıştır. Simülasyonların incelenmesinde bu sıradadır.

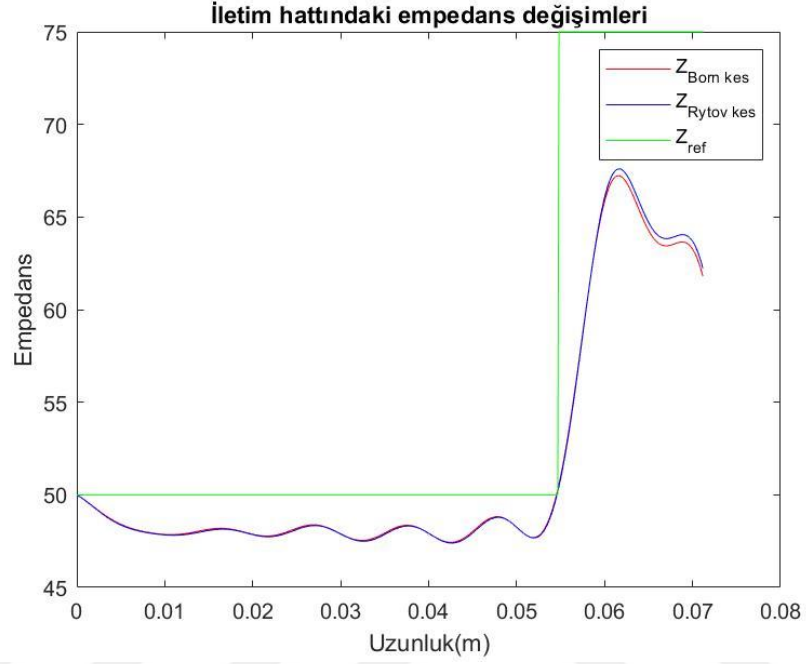
3.1 Birinci Simülasyon Grubu

En basit ve en kısa hat olan, 50 Ω 'luk λ uzunluğunda ve 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğunda hattın oluşan simülasyon şekil 3.2 aşağıdaki gibidir. Sarı renkle gösterilen 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki hattı göstermektedir. Kırmızı renkle gösterilen ise , 50 Ω 'luk λ uzunluğunda olan hattı ifade etmektedir.

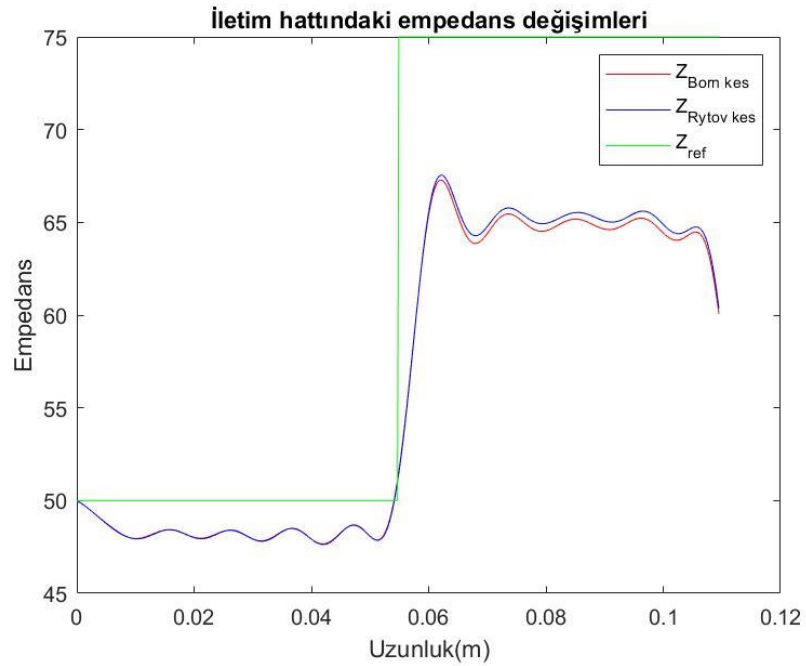


Şekil 3.2: 50 Ω 'luk λ uzunluğunda ve 75 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

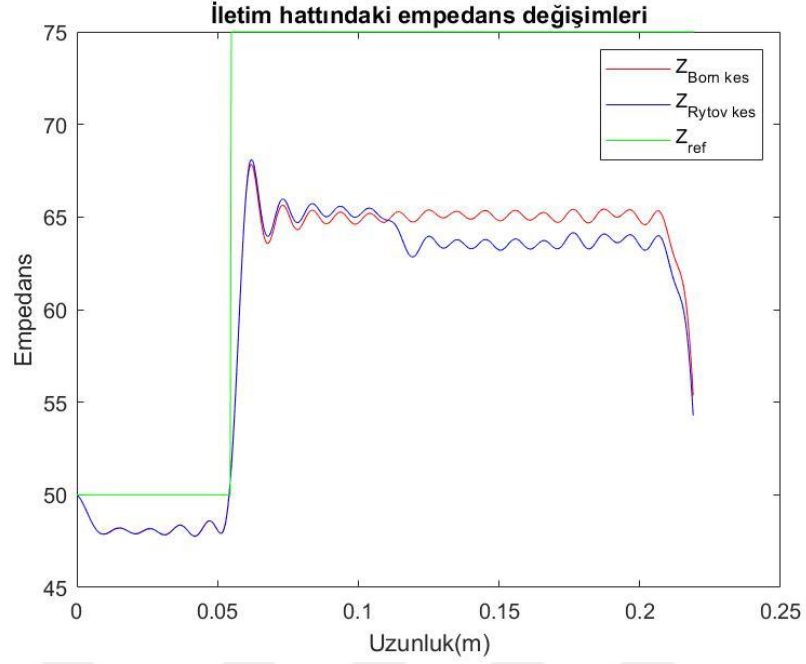
Kırmızı ile gösterilen 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattı sabit kalıp sarıyla gösterilen 75Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattının uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve son olarak λ olarak arttırılarak iletim hattındaki empedans ile hat uzunlu arasındaki bağlantı bulunmaya çalışılmıştır.



Şekil 3. 3: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.

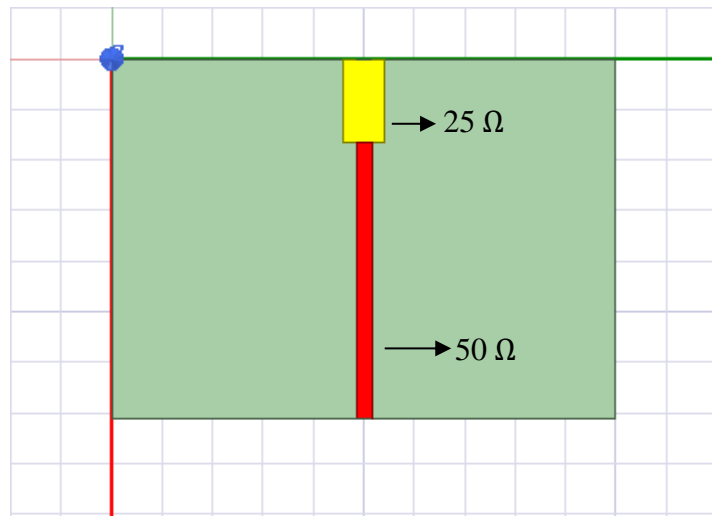


Şekil 3. 4 :Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.



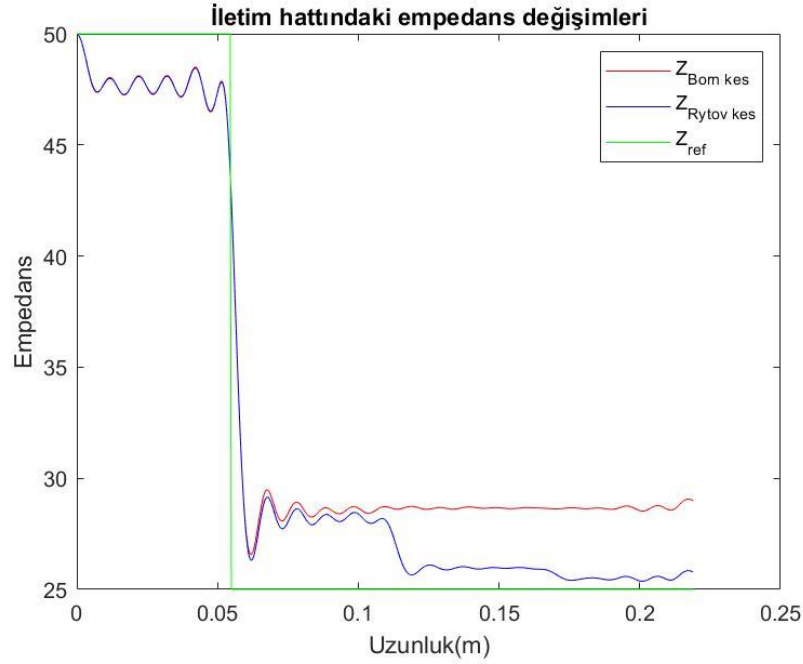
Şekil 3. 5 : Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 75Ω 'luk λ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.

Yukarıdaki şekil 3.3-3.4-3.5'teki 3 farklı şekilde de iletim hattının $\lambda/3$ lük kısmı olan 50Ω bölgenin empedansı 50Ω 'dan biraz az olan 47Ω civarlarında bulunmuştur. Aynı şekillerde, 75Ω 'luk bölgenin empedansı ise yaklaşık 65Ω bulunmuştur. Empedans değişimi noktası olan $\lambda/3 = 0.0548$ noktasında üç şekilde empedans hızlıca 65Ω değerine gelmiştir. Born ve Rytov yaklaşımları hemen hemen aynı sonuçları vermiştir. Fakat şekil 3.5'te Rytov'da 75Ω 'luk iletim hattının yaklaşık $\lambda/3$ 'ten sonraki bölgesinde sonra az da olsa tekrar empedans düşümü gözlemlenmiştir.

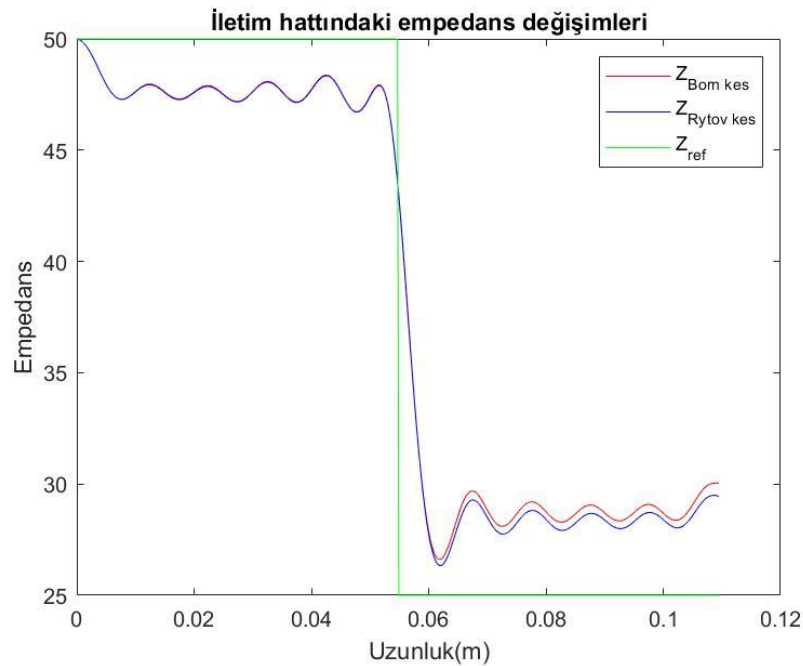


Şekil 3. 6 : 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

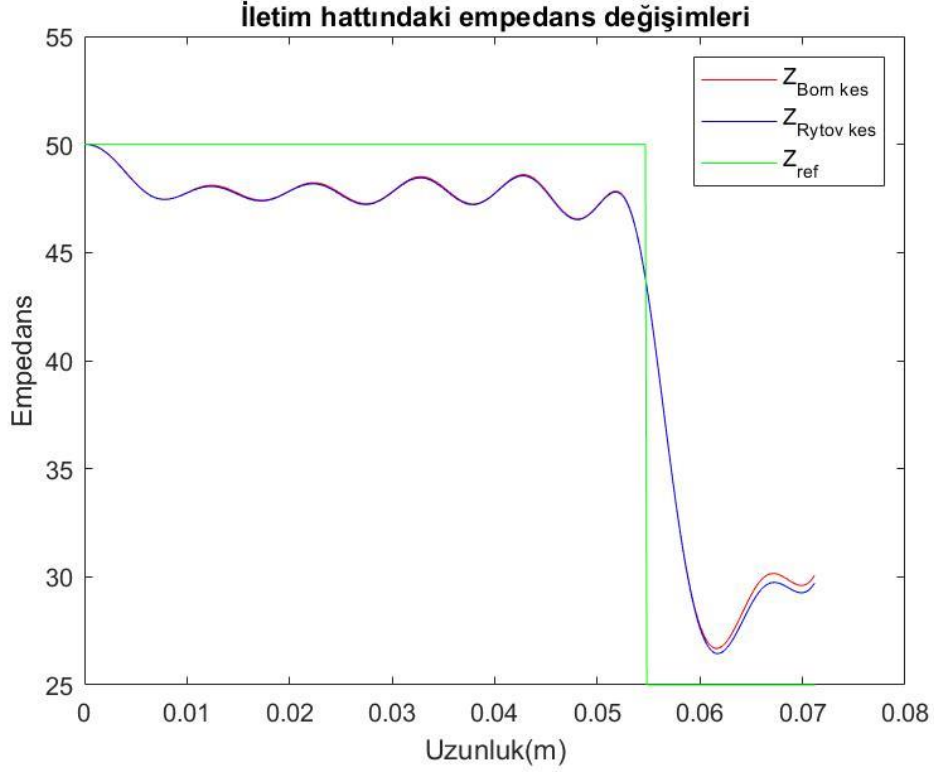
Yukarıdaki şekil 3.6 bir sonraki simülasyon grubumuzu göstermektedir. Bu şekilde 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda ve 25 Ω 'luk $\lambda/10$, $\lambda/3$, λ uzunluğundaki iletim hattı gösterilmiştir. Kırmızı ile gösterilen 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattı sarı ile gösterilen ise 25 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattını göstermektedir.



Şekil 3. 7: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk λ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.



Şekil 3. 8: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.



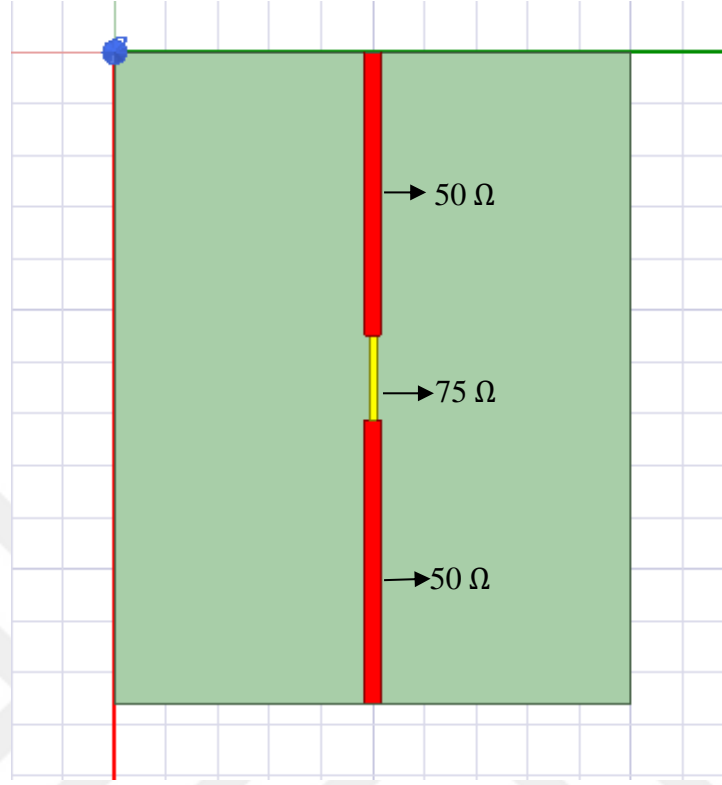
Şekil 3. 9: Born yaklaşımıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğuna ve 25Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğuna sahip iletim hattının kestirimi.

Yukarıdaki şekil 3.7-3.8-3.9 'da şekil 3.6'nın 25Ω 'luk bölgesinin sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ uzunluğundaki simülasyonların sonucunda elde edilen empedans uzunluk grafiklerini gösterilmektedir. Yukarıdaki şekil 3.7, 3.8 ve 3.9 'da 25Ω 'luk iletim hattının empedansı yaklaşık 28Ω olarak bulunmuştur. Empedans değişim noktası olan $\lambda/3$ 'te empedans hızlıca düşerek 28Ω civarlarına gelmektedir. Rytov ve Born yaklaşımlarında hemen hemen aynı sonuçlar gözlemlenmiştir. Bu simülasyonlarda hattı kayıpsız olarak aldığımızdan 25Ω 'luk iletim hattının uzunluğunu ile hattın empedansını hesaplama arasında bir ilişki gözükmemektedir.

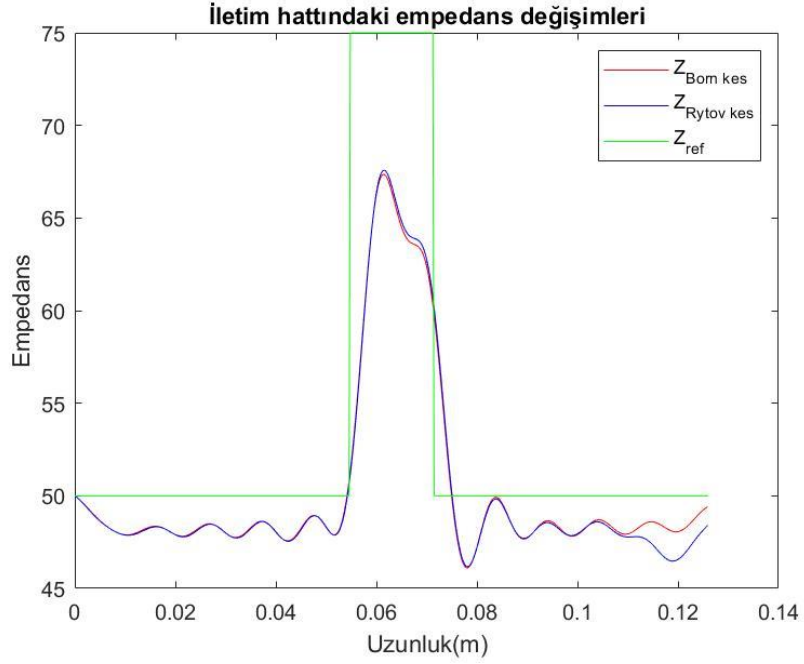
3.2 İkinci Simülasyon Grubu

İkinci şekil grubumuzda iletim hattında 3 eleman bulunmaktadır başka bir deyişle empedans değişimi 2 farklı noktadır. Birinci iletim hattı $50 \Omega - 75 \Omega - 50 \Omega$ ikinci iletim hattı $50 \Omega - 25 \Omega - 50 \Omega$ empedansa sahiptir. İletim hattı uzunlukları ise 50Ω 'lar sabit $\lambda/3$ uzunluğundan ve diğer elemanlar, 75Ω veya 25Ω , $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ iletim hattı uzunluğuna sahiptir. Şekil 3.10'da 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki iletim

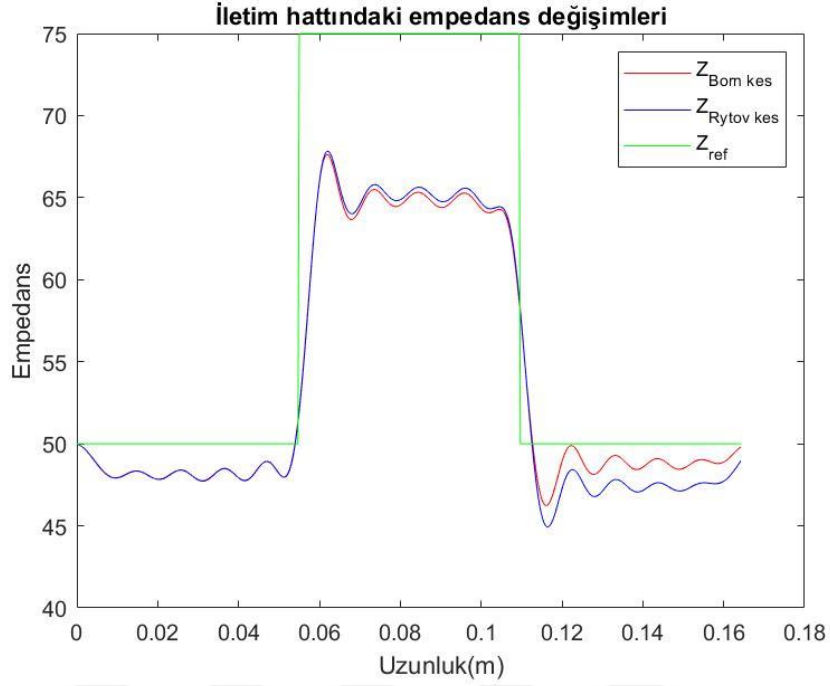
hattının arasında 75Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğunda, toplam $\lambda/3 + \lambda/10 + \lambda/3$ 'lük uzunluğu sahip iletim hattı gösterilmektedir.



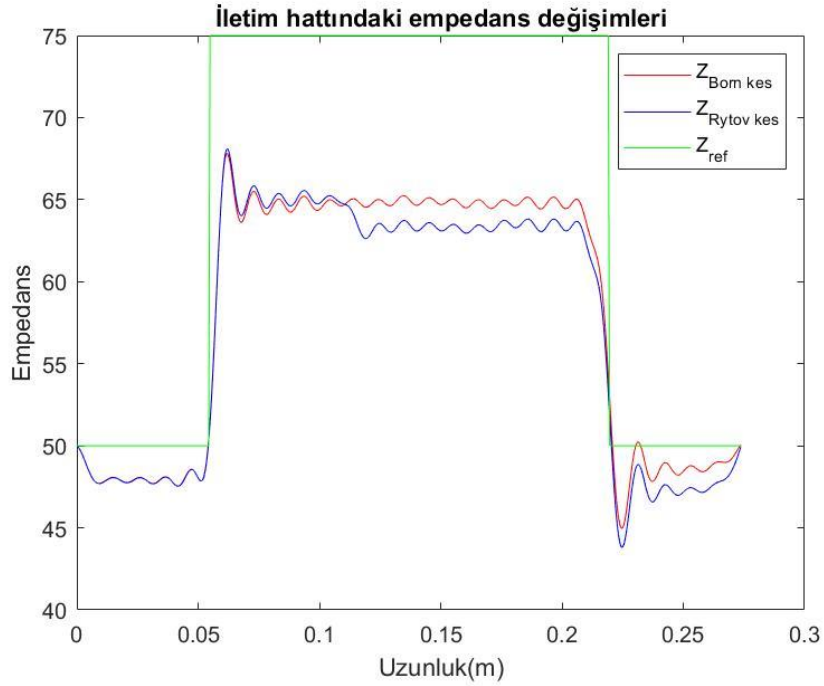
Şekil 3. 10: 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki iletim hattı arasında bulunan 75Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattı.



Şekil 3. 11: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 75Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.



Şekil 3. 12: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 75Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.

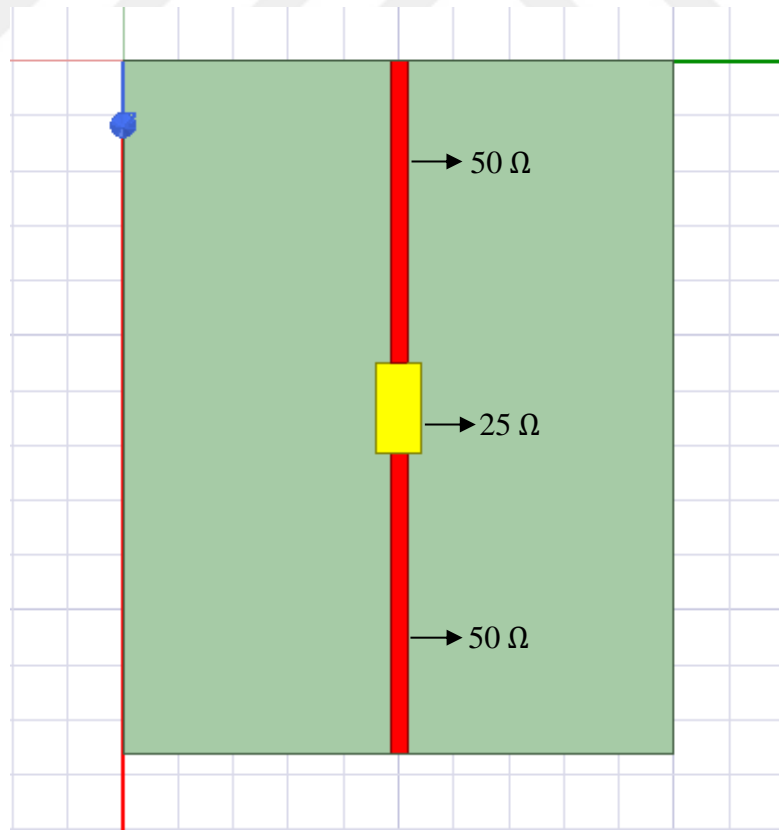


Şekil 3. 13: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iki hat arasında bulunan 75Ω 'luk λ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.

Yukarıdaki şekil 3.11, 3.12 ve 3.13'te şekil 3.10'da bulunan 75Ω 'luk bölgenin sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ uzunluklarındaki kestirimi gösterilmektedir. 50Ω 'luk bölgelere sabit $\lambda/3$ olarak kalmaktadır.

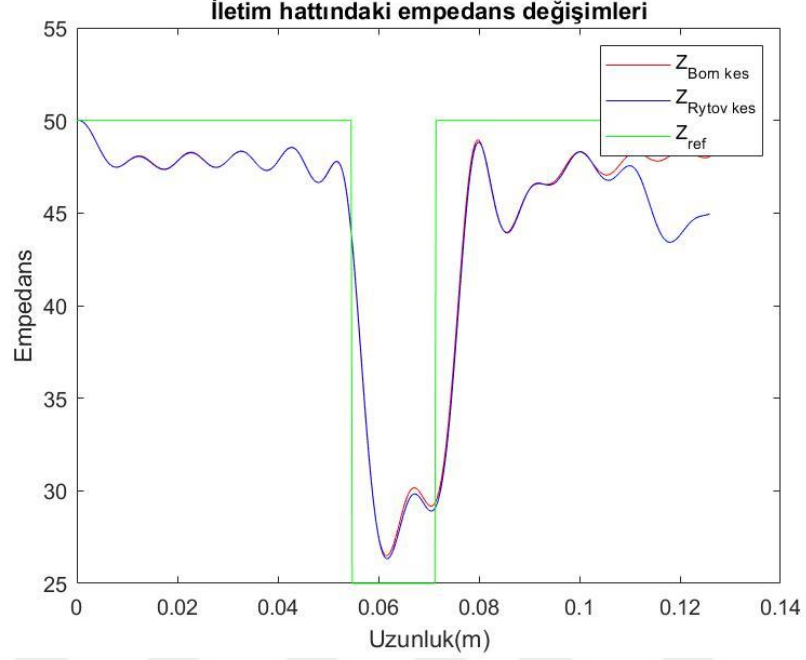
Yukarıdaki şekillerde hattın ilk ilk empedans değışim noktası olan $\lambda/3$ 'ten sonraki yerlerde empedans değeri Born yaklaşımında yaklaşık 68Ω ile 64Ω arasındadır. Rytov yaklaşımında empedans değeri 68Ω ile 62Ω arasındadır. İki yaklaşımda ilk empedans değışimine aynı anda yanıt vermiştir. İkinci empedans değışiminde Rytov ve Born yaklaşımları biraz daha erken yanıt vermiştir ve empedans değeri 50Ω olduktan sonraki noktada Rytov yaklaşımı Born yaklaşımına göre daha yüksek salınım yapmıştır. Fakat şekil 3.11'de Born ve Rytov yaklaşımlarının salınımları aynıdır. 75Ω 'luk hattın uzunluğu, salınım miktarlarını etkilediği söylenebilir.

Diğer simülasyonumuzda, iki tane 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki hat arasında 25Ω 'luk uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olan iletim hattı gösterilmiştir. Aşğıdaki şekil 3.14 'te kırmızı renkle gösterilen dörtgen şekiller 50Ω empedansa sahip ve $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hatlarını göstermektedir. Sarı renkle gösterilen ise 25Ω empedansa sahip $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattını göstermektedir. Simülasyonlarda, sarı ile gösterilen bölgenin uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak değıştirilmiştir.

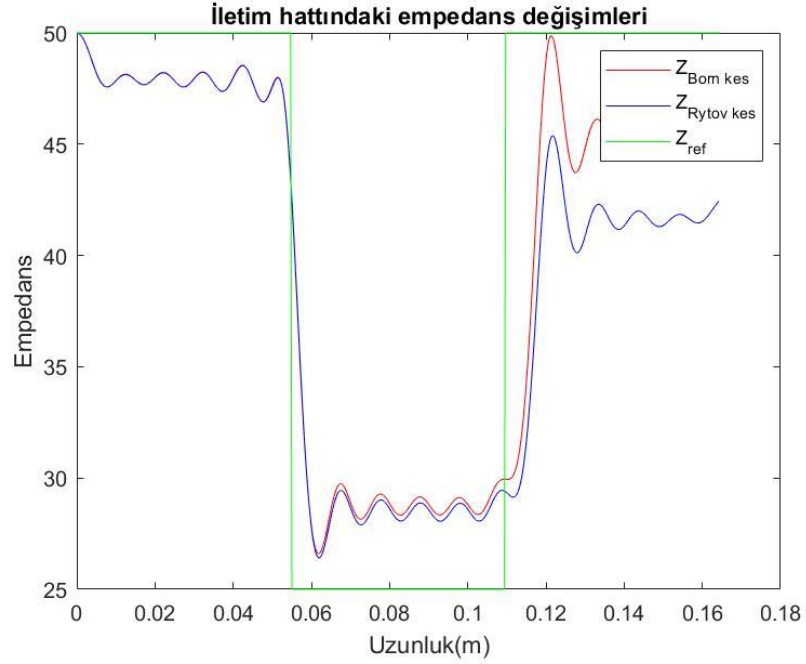


Şekil 3. 14: 50Ω empedansa sahip $\lambda/3$ uzunluğundaki iki iletim hattı arasında bulunan 25Ω empedansa sahip $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattı.

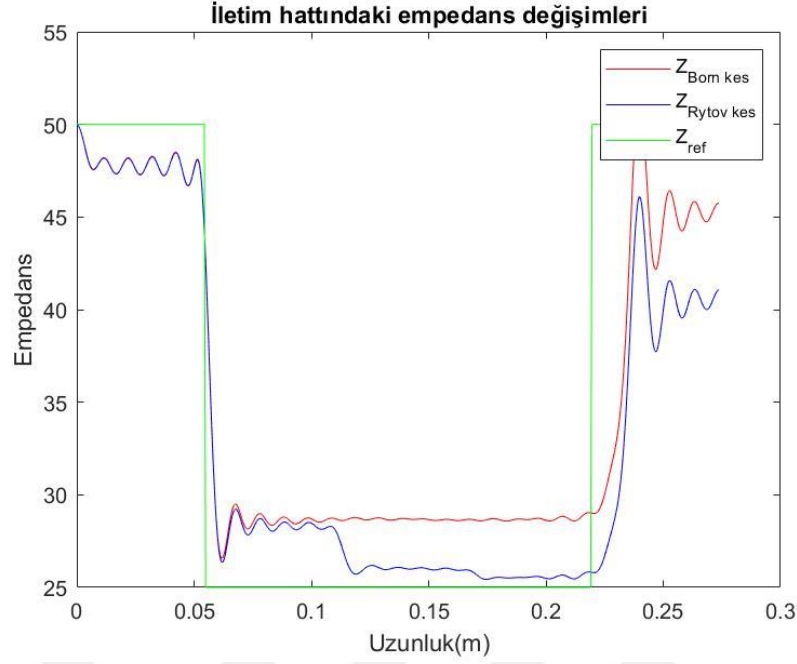
Aşağıdaki şekil 3.15, 3.16 ve 3.17’de yukarıdaki şekil 3.14’da bulunan 25 Ω empedansa sahip bölgenin sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ uzunluklarındaki kestirimi gösterilmektedir. 50 Ω empedans bölgeleri sabit $\lambda/3$ olarak kalmaktadır.



Şekil 3. 15: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25 Ω 'luk $\lambda/10$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.



Şekil 3. 16: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25 Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.



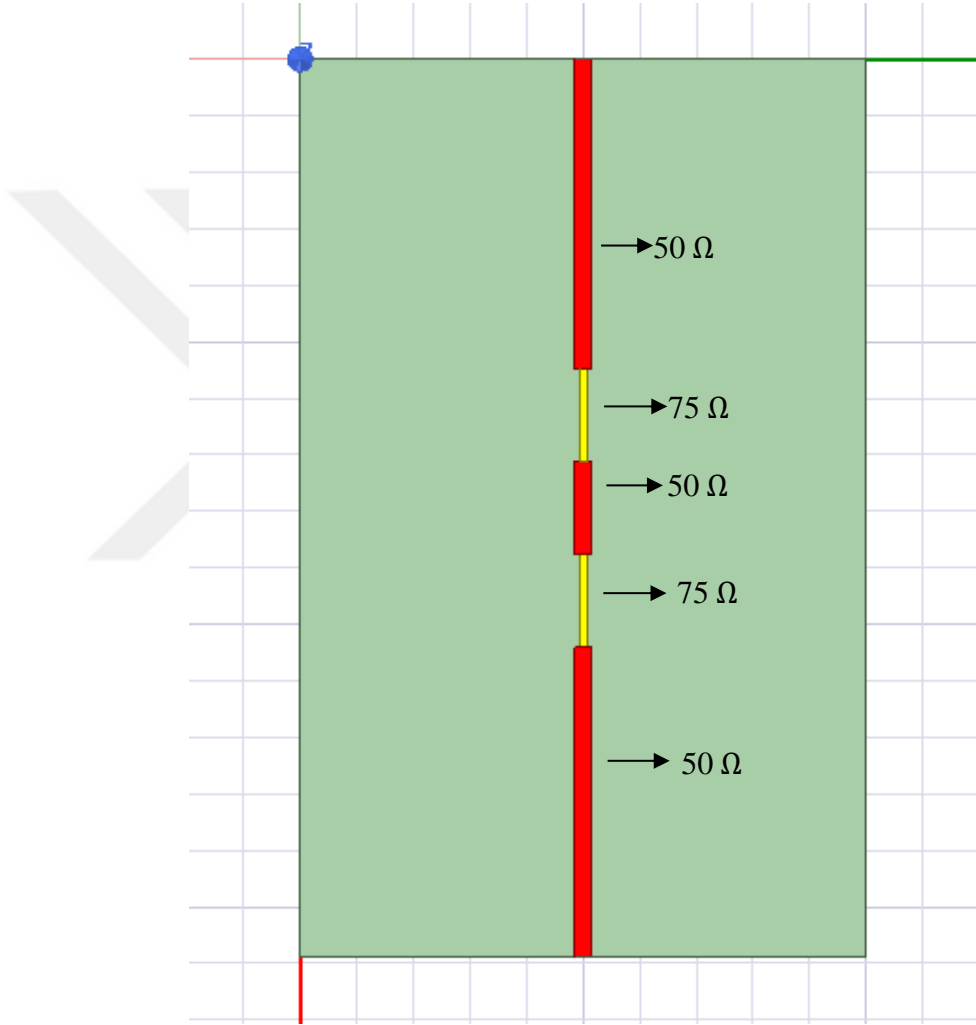
Şekil 3.17: Born ve Rytov yaklaşımlarıyla 50Ω 'luk $\lambda/3$ uzunluğunda iki hat arasında bulunan 25Ω 'luk λ uzunluğundaki iletim hattının kestirimi.

Yukarıdaki şekil 3.15, 3.16 ve 3.17'de ilk empedans değişimi noktasında Born ve Rytov yaklaşımları aynı anda yanıt vermişlerdir. Şekil 3.17 hariç diğer iki şekilde 25Ω empedansa sahip bölgelerde iki yaklaşımda benzer değerleri göstermiştir. Fakat şekil 3.17'de Rytov yaklaşımı 25Ω empedansa sahip bölgenin yaklaşık $\lambda/3$ uzunluğuna sahip kısmından sonra empedans değeri 28Ω 'dan 26Ω değerinin altına düşmüştür. İkinci empedans değişim noktasında iki yaklaşım aynı değişime yanıt vermiştir. Şekil 3.15'te ikinci empedans değişiminden sonraki noktadaki Born ve Rytov yaklaşımları aynı davranışları sergilemiştir. Şekil 3.16 ve şekil 3.17'de ise davranışları farklıdır. Şekil 3.16'da Born yaklaşımı 46Ω civarlarında bulunurken Rytov yaklaşımı 41Ω civarlarındadır. Şekil 3.17'de ise Born yaklaşımı 45Ω ve Rytov yaklaşımı 40Ω empedansında ölçüm yapmıştır. 25Ω 'luk iletim hattının uzunluğu bu salınım miktarlarını etkilediği söylenebilir.

3.3 Üçüncü Simülasyon Grubu

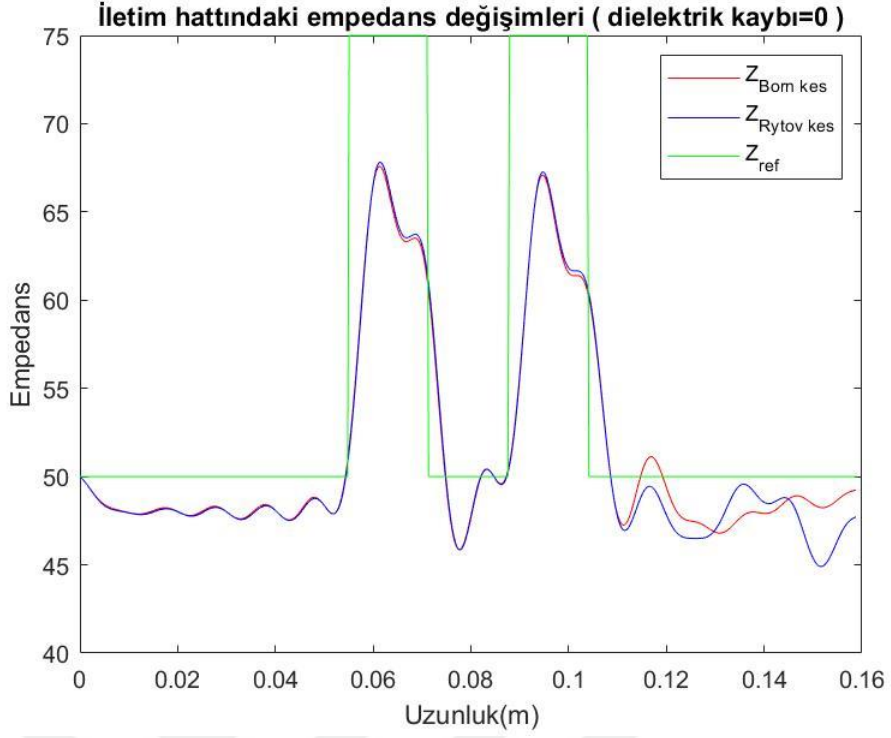
Üçüncü şekil grubunda, iletim hattında 5 empedans değeri vardır. Bunlar $50 - 75 - 50 - 75 - 50$, $50 - 25 - 50 - 25 - 50$ ve $50 - 25 - 50 - 75 - 50$ 'dir. Baştaki ve sondaki 50Ω empedans değerine sahip iletim bölgelerinin uzunluğu $\lambda/3$ 'tür. 75Ω , 25Ω ve ortadaki 50Ω değerlerine sahip bölgelerin uzunlukları sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$

ve λ olmak üzere üç farklı şekilde simülasyonlar yapılmıştır. Bunlara ek olarak, bu simülasyon grubunda dielektrik kaybını 0, 0.02 ve 2 olarak değiştirerek farklı sonuçlar elde edilmiştir. Aşağıdaki şekil 3.18'i örnek iletim hattı olarak gösterebiliriz. Kırmızı ile gösterilen bölgeler 50Ω sarıyla gösterilen bölgeler ise 75Ω Ω 'luk empedansı göstermektedir. Hattın başında ve sonunda kırmızı ile gösterilen bölgelerin uzunluğu $\lambda/3$ 'tür. Hattın ortasında bulunan kırmızı ile gösterilen bölge ve sarıyla gösterilen bölgelerin uzunluğu ise $\lambda/10$ 'dur.

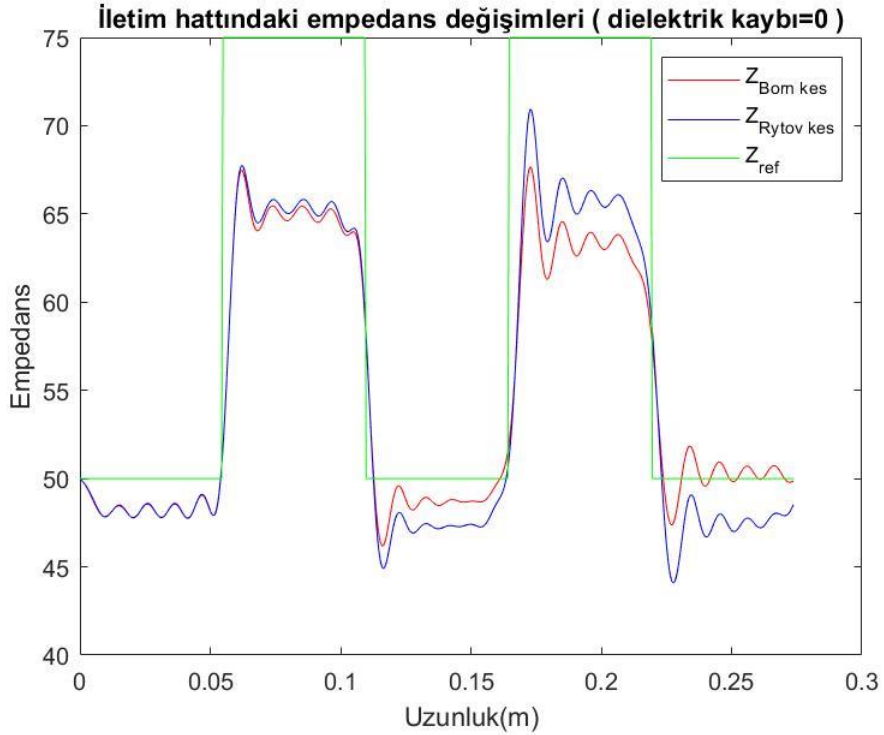


Şekil 3. 18: Sırasıyla $50 - 75 - 50 - 75 - 50 \Omega$ empedansa sahip, hat uzunlukları sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ iletim hattı.

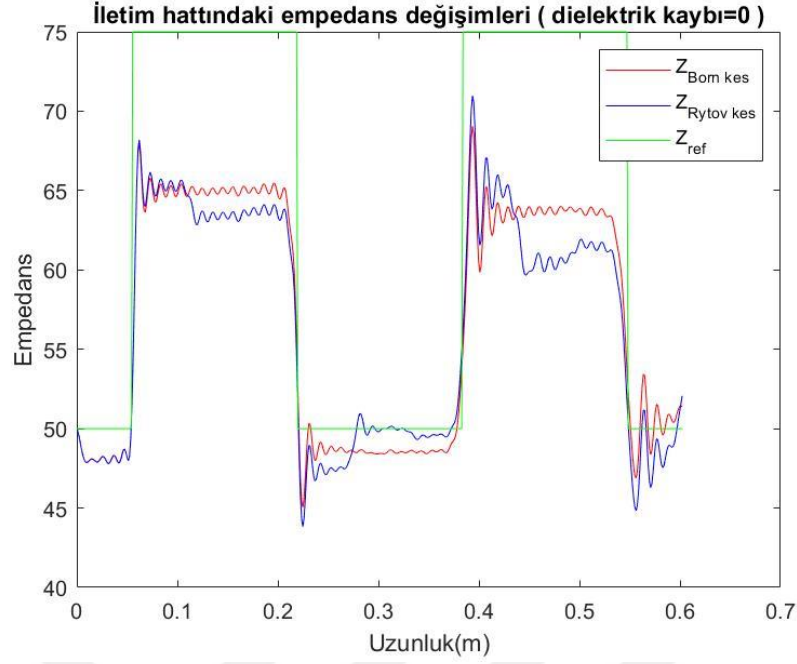
Şekil 3.19, 3.20 ve 3.21'de baştaki ve sondaki 50Ω empedansa sahip bölgelerin uzunluğu sabit kalmak şartıyla diğer bölgelerin uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak 3 farklı uzunlukta değiştirilmiştir. Bu simülasyonlarda dielektrik kaybı yoktur. Simülasyon



Şekil 3. 19: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.



Şekil 3. 20: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

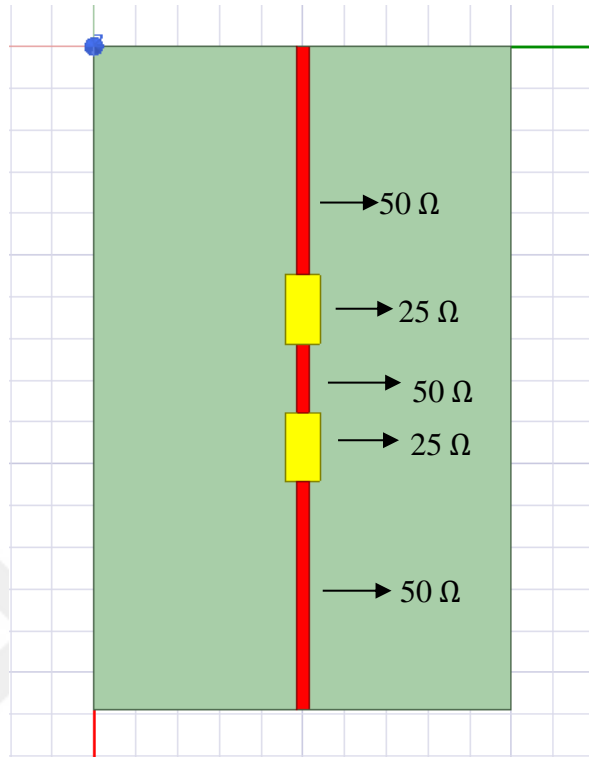


Şekil 3. 21: 50 – 75 – 50 – 75 – 50 empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda - \lambda - \lambda - \lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

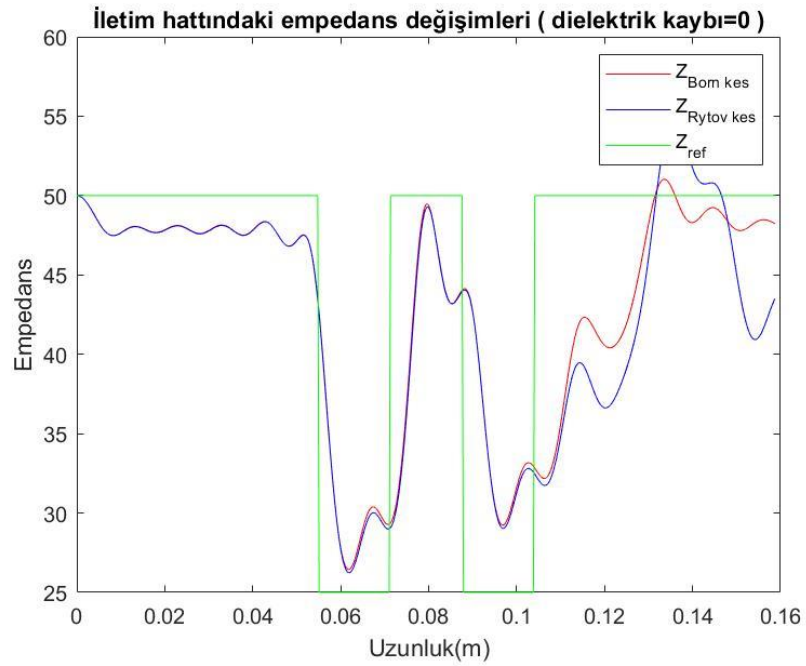
Yukarıdaki şekil 3.19, 3.20 ve 3.21 'de Born ve Rytov yaklaşımları empedans değişim noktalarında benzer tepkiler vermiştir. Özellikle şekil 3.19'da hemen hemen aynı sonuçları vermiştir. Şekil 3.20 ve şekil 3.21'de birinci 75 Ω 'luk empedans bölgesiyle ikinci 75 Ω 'luk empedans bölgesini karşılaştırsak, bu bölgelerde Born ve Rytov yaklaşımları farklı sonuçlar vermiştir. İkinci 75 Ω 'luk bölgede salınım genlikleri birinci bölgeye nazaran daha fazladır. Hat uzunluğu arttıkça Rytov yaklaşımı Born yaklaşımına kıyasla daha hatalı sonuçlar vermektedir. Hat uzunluğu arttıkça problem çözümünde bulunan hataların arttığı söylenebilir. Şekil 3.21'de 0.28. metre ile 0.44. metre arasında gerçekte olan empedans değişimi 25 Ω olmasına rağmen Rytov yaklaşımı 10' Ω luk empedans değişimi göstermekte ve Born yaklaşımı ise 16 Ω 'luk empedans değişimi göstermektedir. Genel olarak bütün sonuçlarda Rytov ve Born yaklaşımları 25 Ω 'luk empedans değişimlerini az göstermektedir ama şekil 3.21'de Rytov yaklaşımı 10 Ω değerinde göstermiştir. Born ve özellikle Rytov yaklaşımlarında hattın uzunluğu arttıkça empedans değişimleri azalmaktadır.

Şekil 3.22'de 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedansa sahip ve uzunluğu $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ gösterilmektedir. Baştaki ve sondaki 50 Ω empedansa sahip bölgelerin uzunlukları sabit $\lambda/3$ kalmak şartıyla diğer bölgelerin empedansları $\lambda/10$,

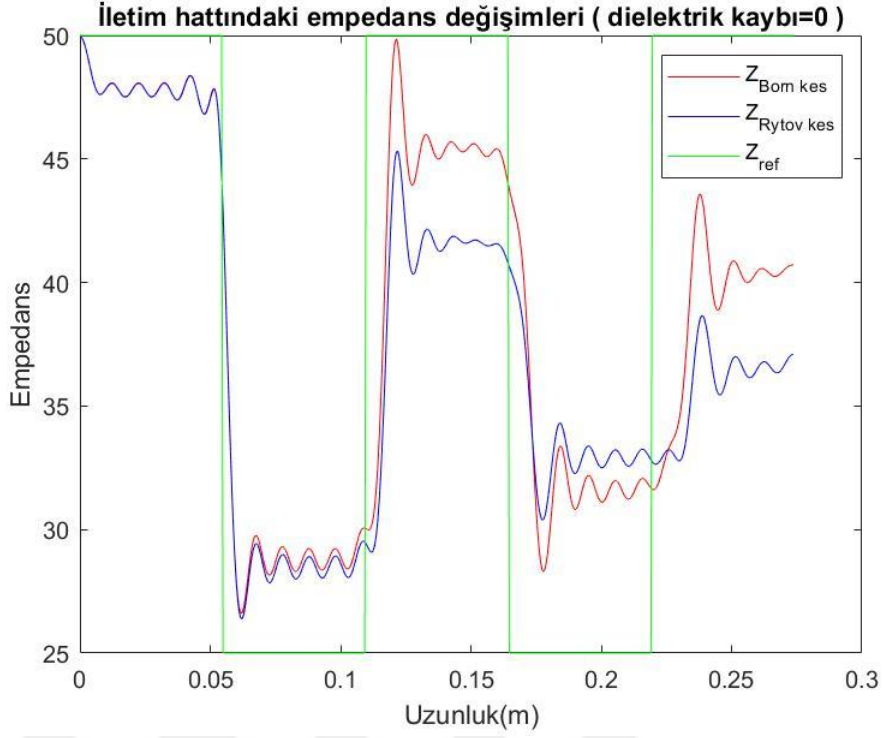
$\lambda/3$ ve λ olarak değiştirilerek simülasyonlar yapılmıştır. Bu simülasyonda dielektrik kaybı 0 olarak alınmıştır.



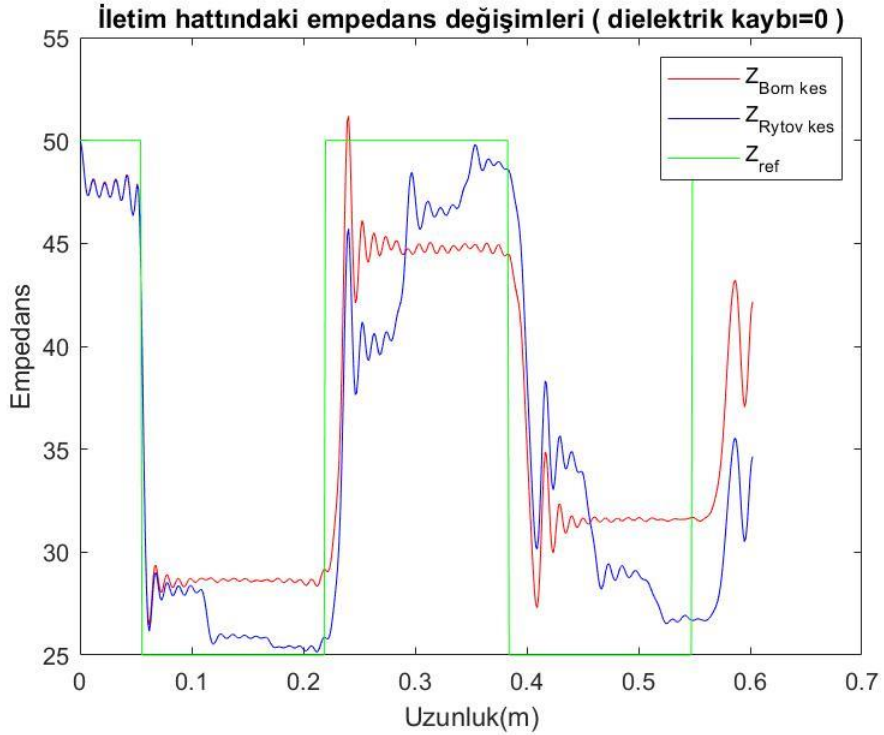
Şekil 3. 22: Sırasıyla 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedansa sahip, hat uzunlukları sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ iletim hattı.



Şekil 3. 23: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.



Şekil 3. 24: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

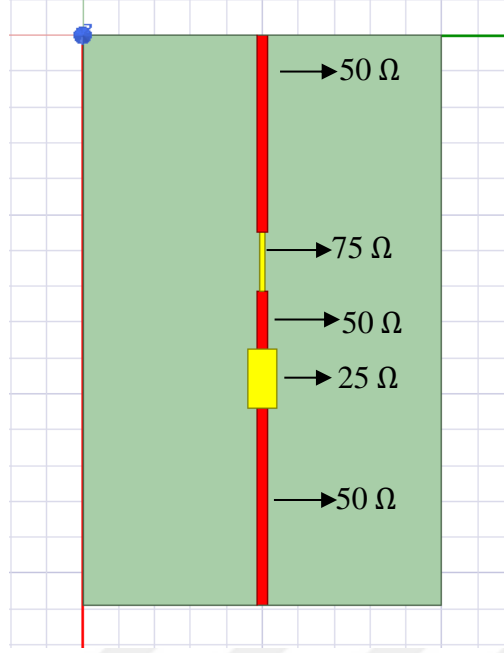


Şekil 3. 25: 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

Yukarıdaki şekil 3.23, 3.24 ve 3.25 baştaki ve sondaki 50 Ω empedansa sahip bölgelerin uzunluğu $\lambda/3$ sabit kalmak şartıyla diğer bölgelerin uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak 3 farklı uzunlukta değiştirilerek elde edilen sonuçlardır.

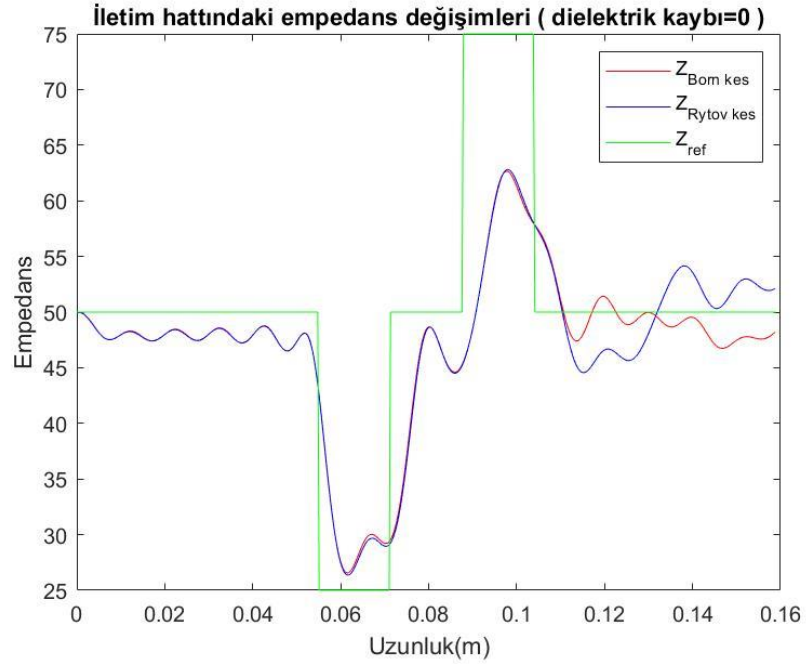
Yukarıdaki şekil 3.23, 3.24 ve 3.25'te görüldüğü üzere Born ve Rytov yaklaşımları ilk empedans değişiminde benzer sonuçlar vermiştir. Şekil 3.23'te Born ve Rytov yaklaşımları hemen hemen aynı çizgi üzerinde devam etmişlerdir ama hat uzunluğunun 0.11 m olduğu noktadan sonra iki yaklaşım arasında kayda değer farklar oluşmuştur. Hat uzunluğu arttıkça bu iki yaklaşım arasındaki farkların daha belirgin olduğu söylenebilir. Şekil 3.24 'te ikinci 50 Ω empedans bölgesinde Born ve Rytov yaklaşımları sırasıyla 45 Ω ve 42 Ω empedans değerlerini gösterirken üçüncü 50 Ω empedans bölgesinde sırasıyla 40 Ω ve 37 Ω değerlerini göstermektedir. Bu şekilde ve daha çok empedans değişimi noktası koyarsak, Born ve Rytov yaklaşımlarının gösterdiği değerler daha fazla düşeceğini söyleyebiliriz. Şekil 3.25'te, şekil 3.24'te bahsettiğimiz empedans değişimi üçüncü 50 Ω empedans bölgesinde Born yaklaşımı empedansı 40 Ω hesaplarken Rytov yaklaşımı 33 Ω olarak hesaplamıştır. Bunun nedeni olarak, 25 Ω empedansa sahip bölgelerinin ve bu iki bölge arasında bulunan 50 Ω empedansa sahip bölgenin uzunluklarının fazla olduğunu söyleyebiliriz. İkinci 50 Ω empedans bölgelerinde Rytov yaklaşımı 40 Ω ile 50 Ω arasındaki empedans değerini gösterirken Born yaklaşımı 45 Ω empedans değerini göstermektedir. Bu şekillerden Born yaklaşımın Rytov yaklaşımından daha kararlı olduğunu görebiliriz. Özellikle şekil 3.25'te iletim hattının empedansının değişmediği herhangi bir bölgesinde Born yaklaşımındaki salınımlarda bir değişiklik gözlemlenmezken, Rytov yaklaşımında empedansın değişmediği bölgelerde empedans değişimi gözükmemektedir. Örneğin şekil 3.25'te bulunan ikinci 25 Ω empedans bölgesinde 0.3 m dene sonra iletim hattında empedans değişimi olmamasına rağmen Rytov yaklaşımında empedans değeri 35 Ω 'dan 28 Ω 'a ilerleyen mesafede ise 26 Ω değerine düşmüştür.

Şekil 3.26'da 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedansa sahip ve uzunluğu $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ gösterilmektedir. Baştaki ve sondaki 50 Ω empedansa sahip bölgelerin uzunlukları sabit $\lambda/3$ kalmak şartıyla diğer bölgelerin empedansları $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak değiştirilerek 3 farklı simülasyon yapılmıştır.

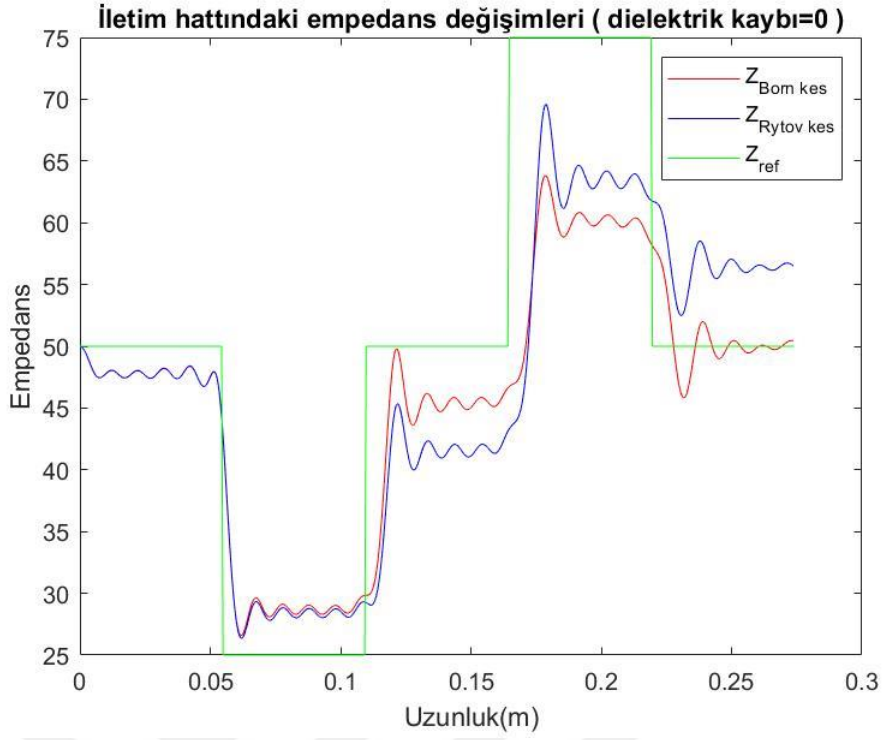


Şekil 3. 26: Sırasıyla 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedansa sahip, hat uzunlukları sırayıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ iletim hattı.

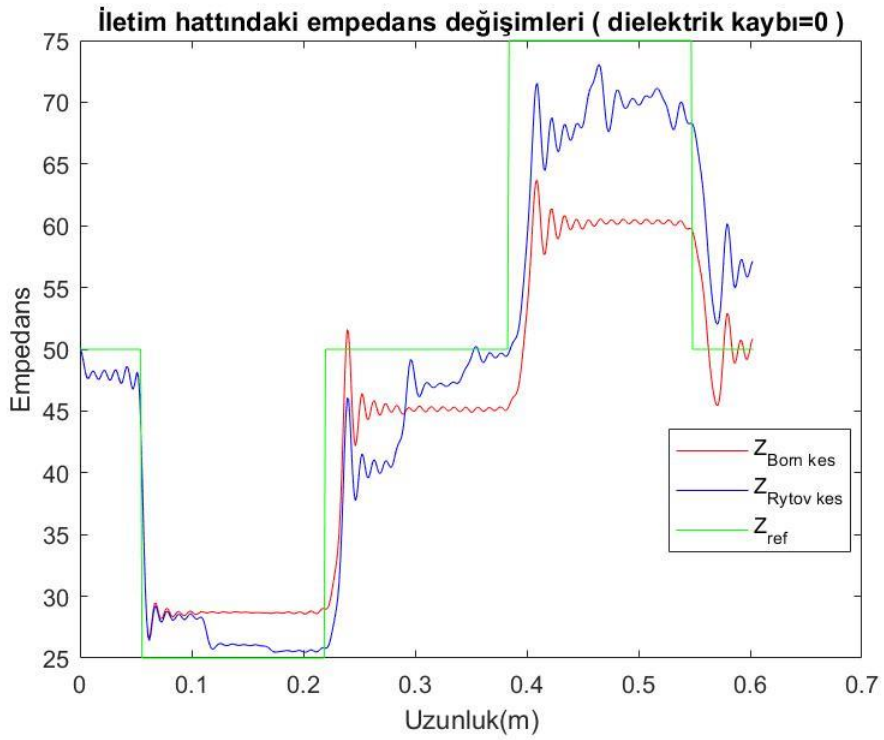
Şekil 3.27, 3.28 ve 3.29’da baştaki ve sondaki 50 Ω empedansa sahip bölgelerin uzunluğu $\lambda/3$ sabit kalmak şartıyla diğer bölgelerin uzunluğu sırasıyla $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak 3 farklı uzunlukta simülasyonlar yapılmıştır. Bu simülasyonlarda dielektrik kaybı yoktur.



Şekil 3. 27: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

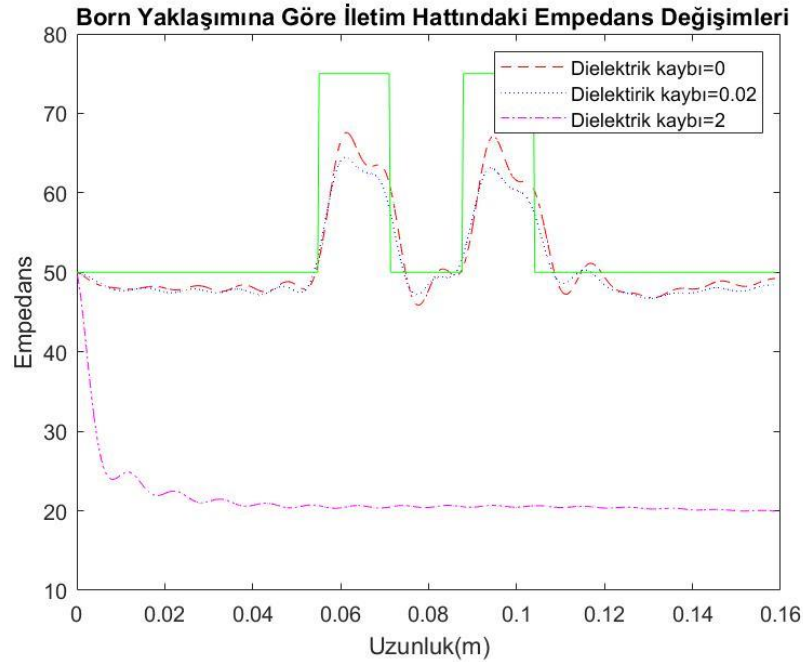


Şekil 3. 28: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

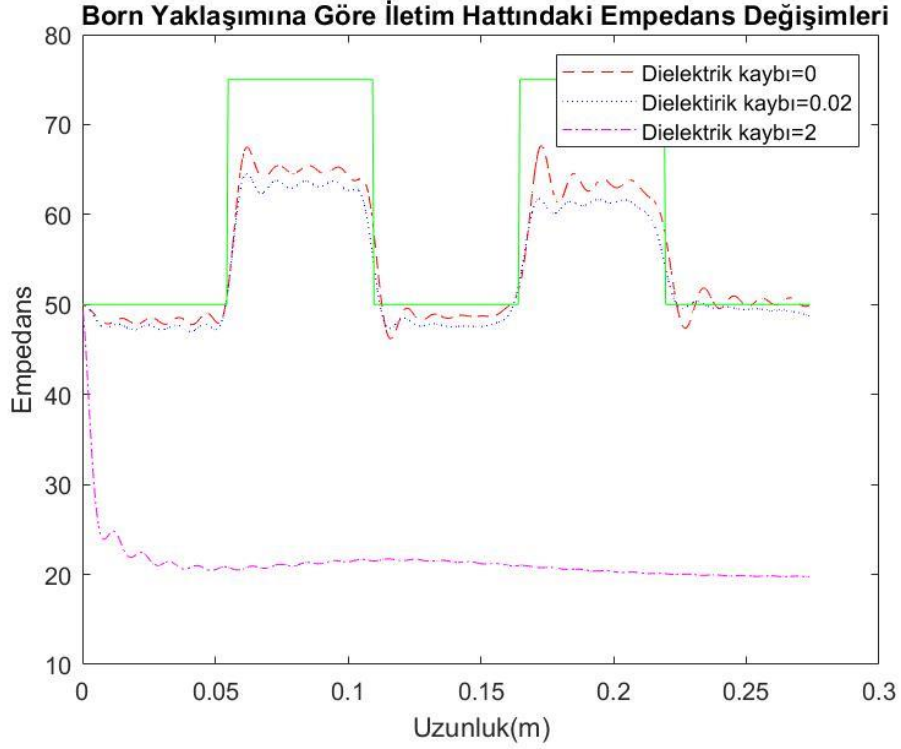


Şekil 3. 29: 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki iletim hattı.

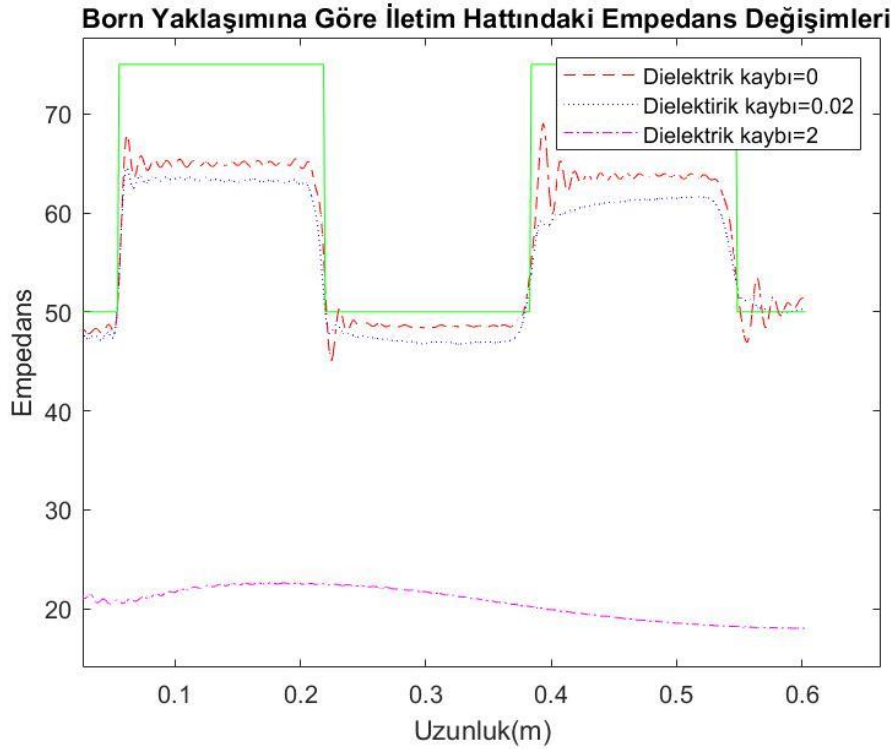
Şekil 3.27’de Born ve Rytov yaklaşımları birbirine benzer sonuçlar vermiştir. Şekil 3.27, 3.23, 3.19, 3.15 ve 3.11’de bulunan iletim hatlarını göz önüne alırsak, hat uzunluğu kısa durumlarda Born ve Rytov yaklaşımları neredeyse aynı sonuçları vermiştir diyebiliriz. Şekil 3.28’de Born ve Rytov yaklaşımları 25 Ω empedans değerini yaklaşık 28 Ω ölçerken aradaki 50 Ω empedans bölgesini Born yaklaşımı 45 Ω Rytov yaklaşımı ise 41 Ω olarak hesaplamaktadır. 75 Ω empedans değerini Born yaklaşımı 60 Ω Rytov yaklaşımı 64 Ω olarak hesaplamaktadır. 25 Ω empedans ile 50 Ω empedansa sahip bölgeler arasındaki 25 Ω empedans farkını Born yaklaşımı 20 Ω Rytov yaklaşımı ise 13 Ω olarak hesaplamaktadır. Bir sonraki 25 Ω empedans farkı olan 50 Ω ile 75 Ω arasını Born yaklaşımı 19 Ω olarak ölçerken Rytov yaklaşımı 23 Ω olarak ölçmüştür. Yukarı doğru değişen empedans değerlerinde örneğin 50 Ω ’dan 75 Ω ’a Rytov yaklaşımı, Born yaklaşımına nazaran gerçek değişim değerine (25 Ω) daha yakın sonuç vermiştir. Şekil 3.29 ‘da hat uzunluğunun artmasından dolayı Rytov yaklaşımı, ortada bulunan 25-50-75 Ω empedansa sahip bölgelerde farklı değerler göstermektedir. Bu bölgelerde, Born yaklaşımı Rytov yaklaşımına göre daha kararlı davranmıştır. Şekil 3.30-3.47 arasındaki figürlerde hattın dielektrik kaybını sırasıyla 0, 0.02 ve 2 olarak değiştirip sonuçlar gösterilmiştir. Bu sonuçlarda Born ve Rytov yaklaşımları ayrı ayrı incelenmiştir.



Şekil 3. 30: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0$, 0.02 ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



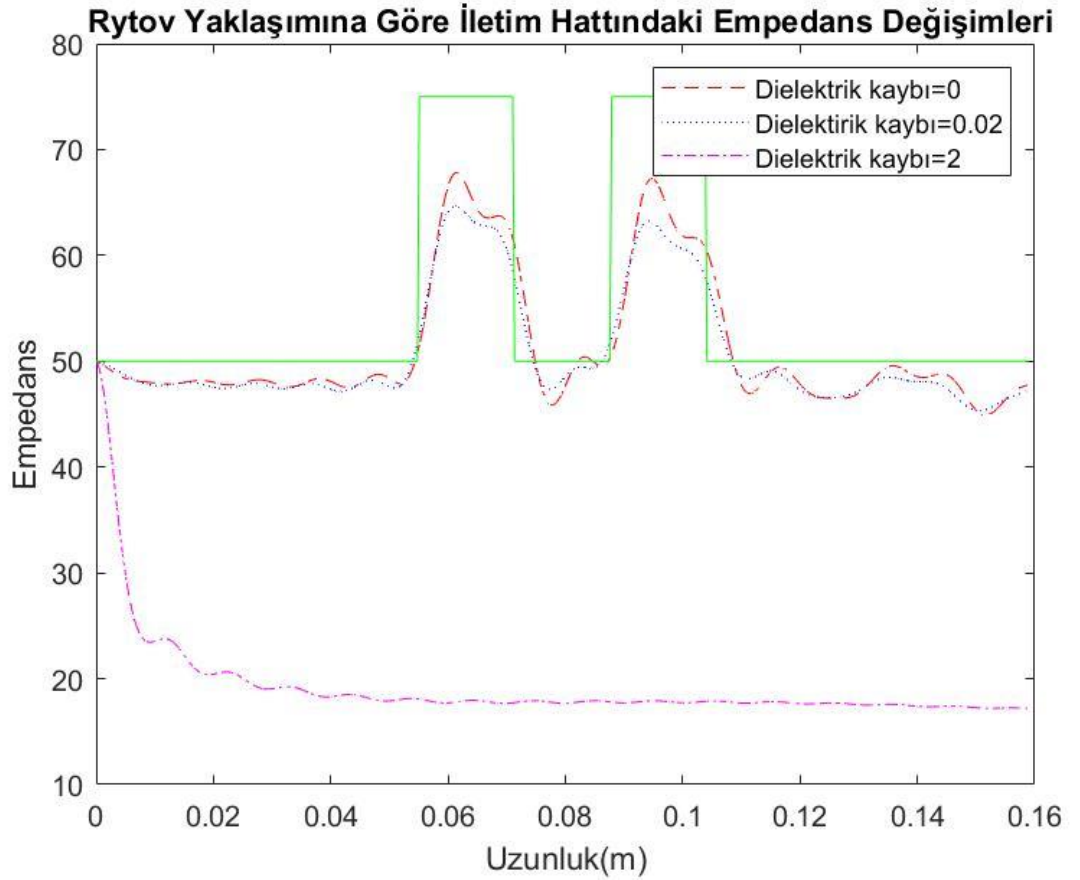
Şekil 3. 31: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



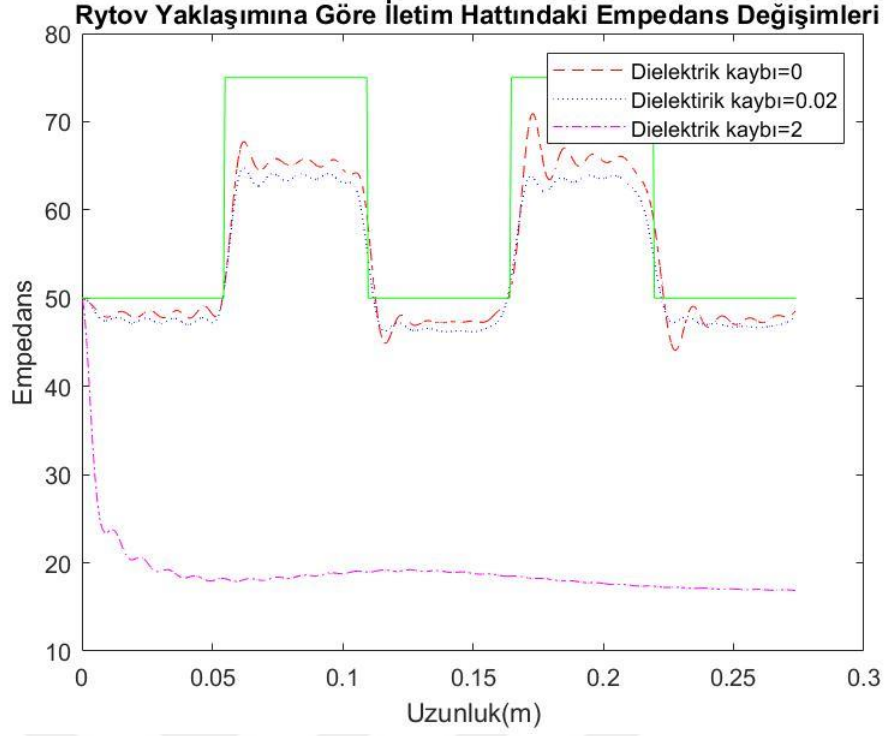
Şekil 3. 32: Born yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

Şekil 3.30, 3.31, 3.32 'de görüldüğü üzere dielektrik kaybı $\delta = 0.02$ değerinde Born yaklaşımı empedans değişim noktalarında $\delta = 0$ durumdaki gibi yanıtlar vermiştir. Şekil 3.31 ve şekil 3.32'de Born yaklaşımı $\delta = 0$ durumunda hat boyunca $\delta = 0.02$ durumuna göre daha çok salınım yapmıştır. $\delta = 0.02$ durumunda ikinci 75Ω empedans bölgesinde $60 - 59 \Omega$ arasında değer alırken $\delta = 0$ durumunda $69 - 61$ arasında değer almıştır. Bu farkı şekil 3.32'de daha net görebiliriz. Şekil 3.30, 3.31 ve 3.32'de açıkça görülmektedir ki $\delta = 2$ değerinde Born yaklaşımı empedans kestirimi yapamamaktadır.

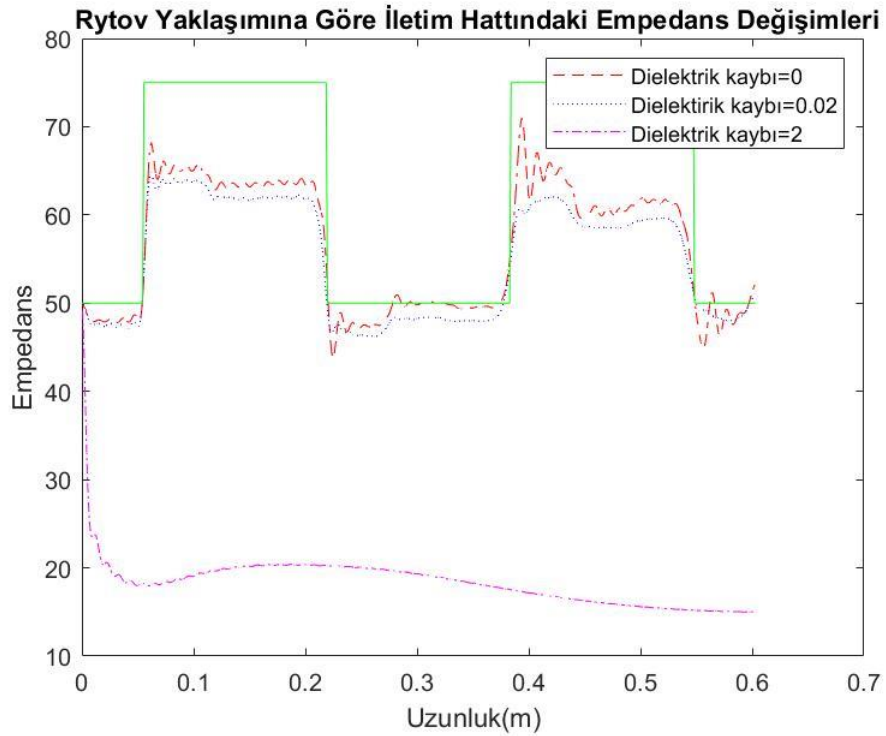
Şekil 3.33, 3.34 ve 3.35 'te Rytov yaklaşımı δ =dielektrik kaybı değişimine Born yaklaşımı gibi sonuçlar vermiştir. Özellikle şekil 3.35'te salınım miktarı gözle görülür oranda düşmüştür. İletim hattına gönderdiğimiz dalga hat boyunca sönümlendiğinden Rytov yaklaşımında da $\delta = 2$ değerinde empedans kestirimi mümkün gözükmemektedir.



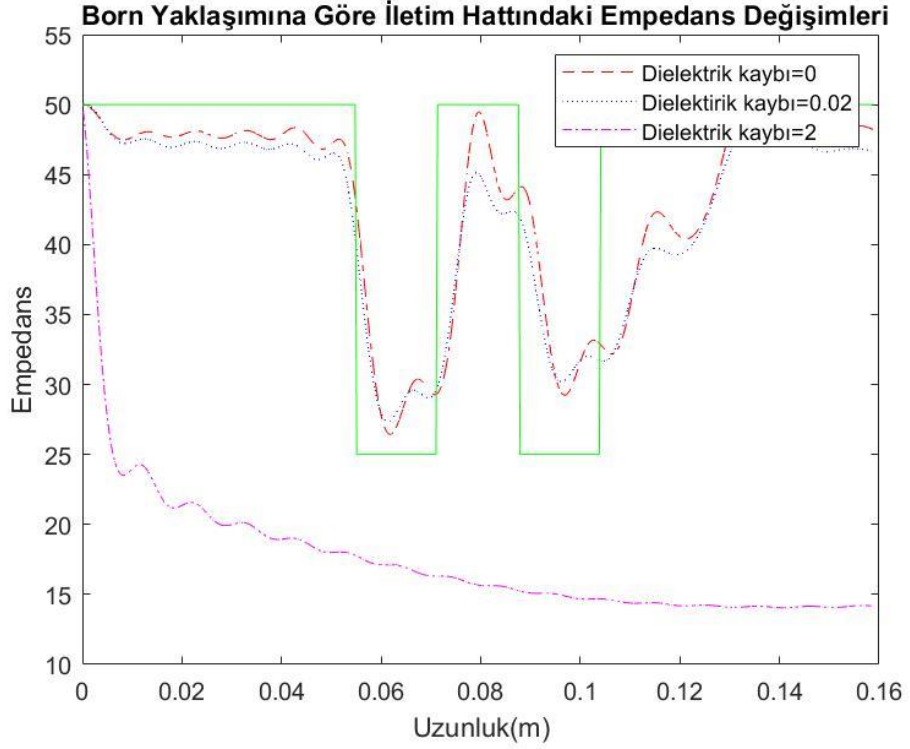
Şekil 3. 33: Rytov yaklaşımına göre $50 - 75 - 50 - 75 - 50 \Omega$ empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



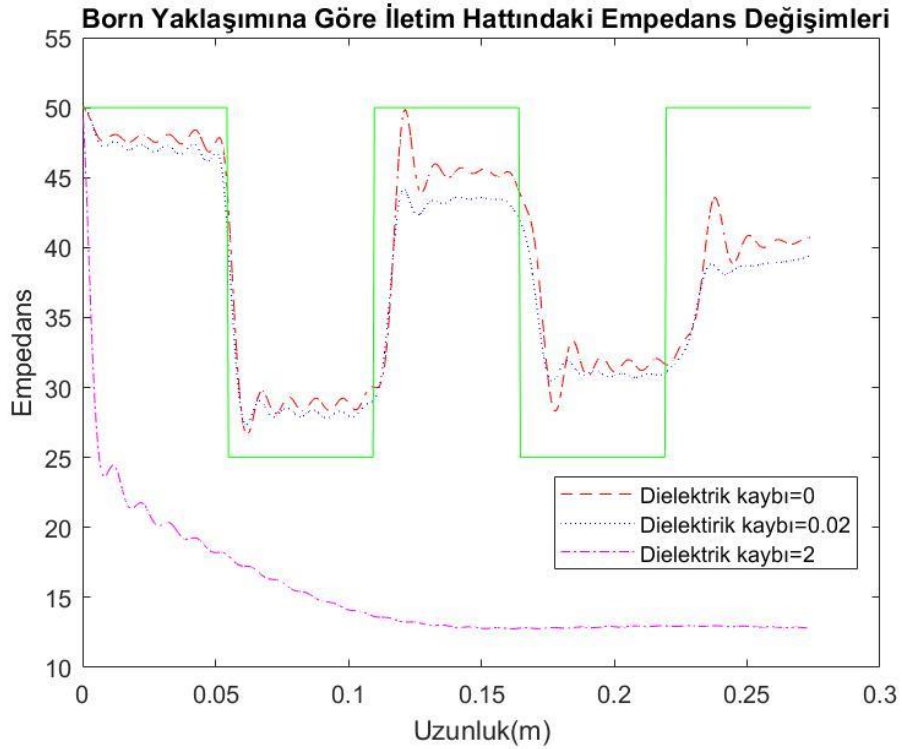
Şekil 3. 34: Rytov yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



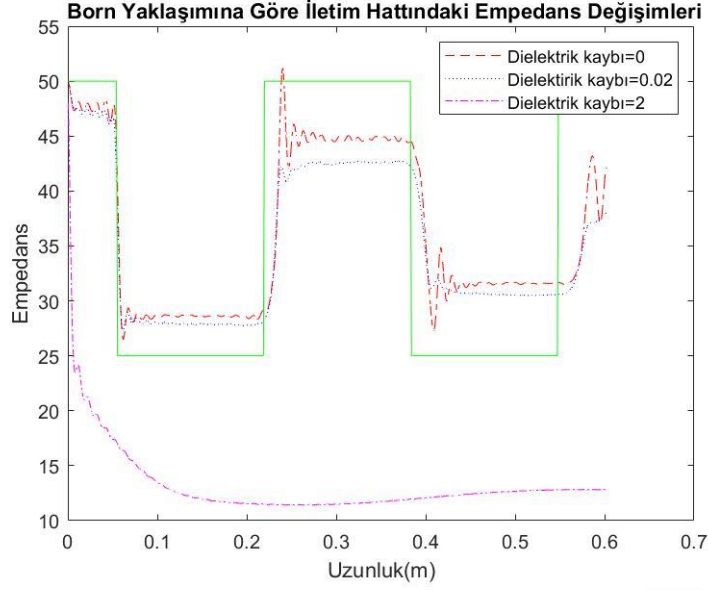
Şekil 3. 35: Rytov yaklaşımına göre 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



Şekil 3. 36: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

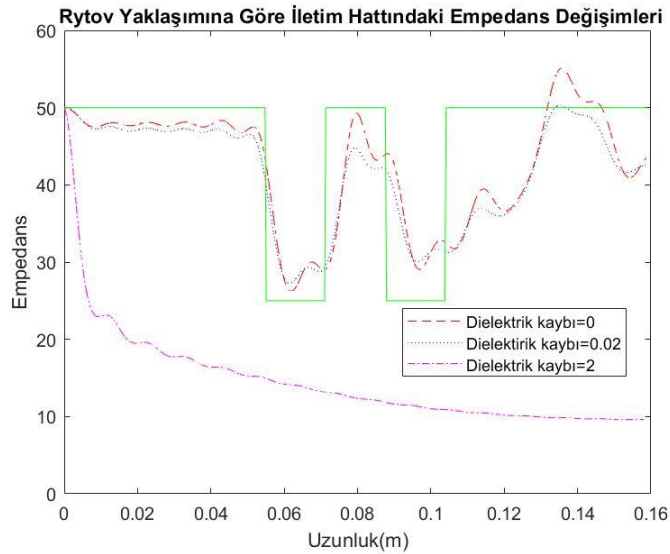


Şekil 3. 37: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

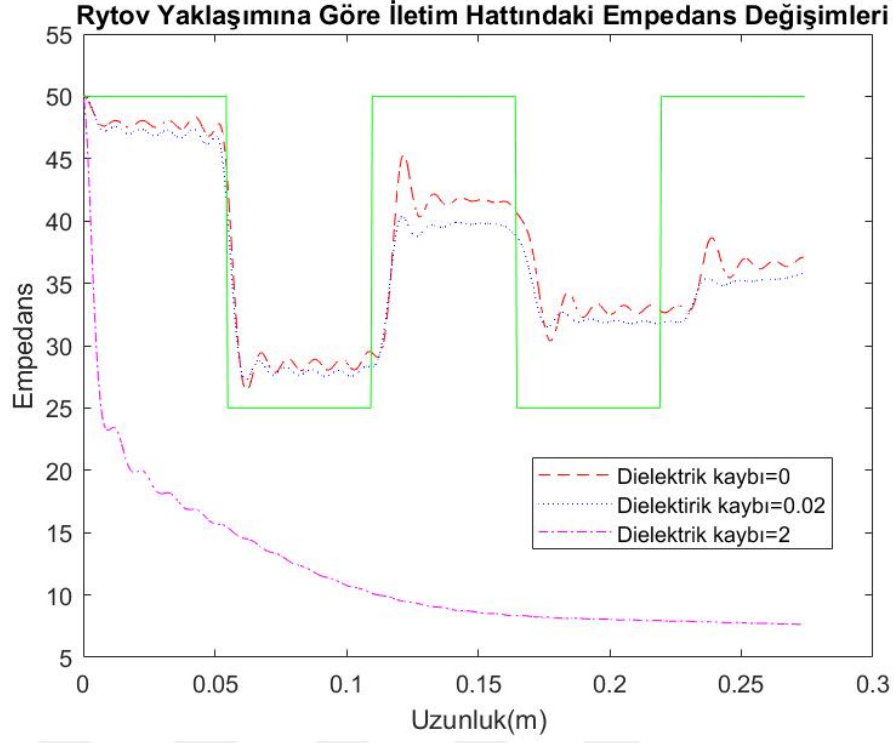


Şekil 3. 38: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

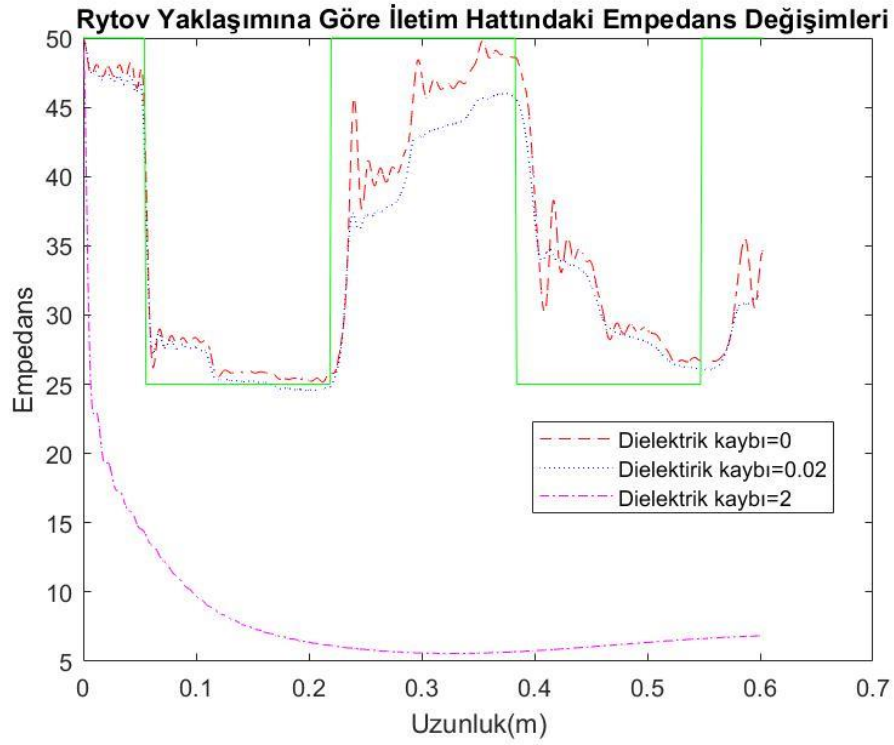
Şekil 3.36, 3.37 ve 3.38 'de Born yaklaşımı $\delta = 0, 0.02$ durumlarında empedans değişim noktalarına benzer yanıtlar vermiştir. Şekil 3.37 ve 3.38 'de Born yaklaşımı $\delta = 0.02$ kayıplı iletim hattının üçüncü 50 Ω empedans bölgesinde 40 Ω 'un altında empedans değerleri bulmuştur. Hat uzunluğu arttıkça $\delta = 0.02$ durumunda Born yaklaşımının bulduğu değerler ile gerçek değerler arasındaki fark artmaktadır. İletim hattının kaybının çok fazla olduğu durumda empedans kestirimi yapılamamaktadır.



Şekil 3. 39: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

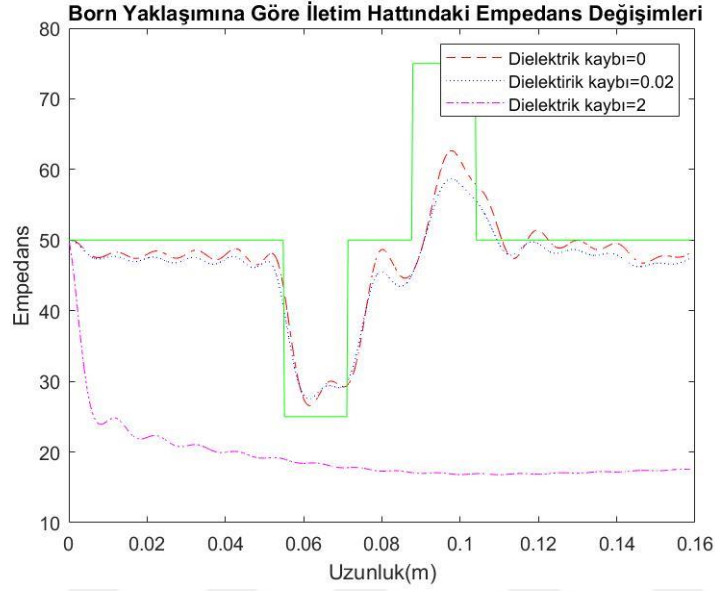


Şekil 3. 40: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

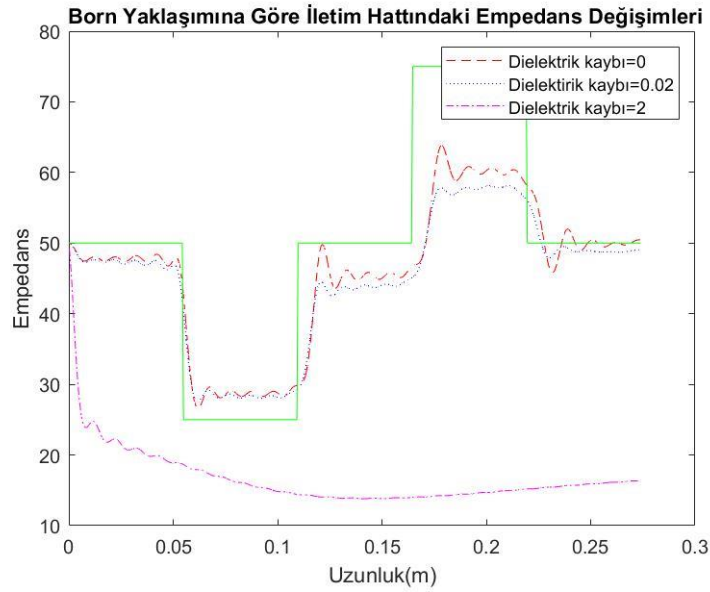


Şekil 3. 41: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

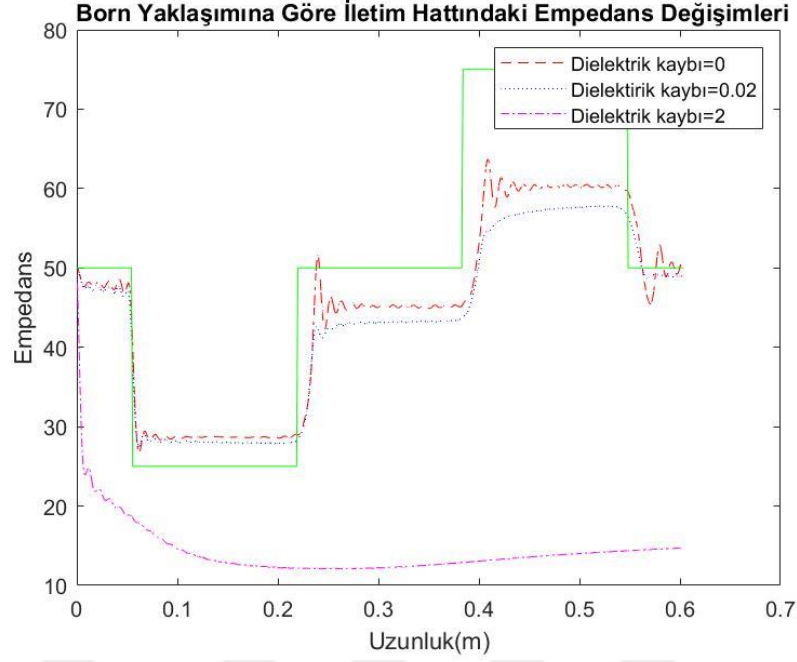
Şekil 3.39 ve 3.40’da Rytov yaklaşımı $\delta = 0$ ve $\delta = 0.02$ durumlarında empedans değişim noktalarına benzer yanıtlar vermiştir. Şekil 3.41’de Rytov yaklaşımında da Born yaklaşımında olduğu gibi $\delta = 0.02$ durumunda salınım miktarları azalmıştır. Rytov yaklaşımında hattın dielektrik kaybı arttıkça hattın gerçek değerinden uzaklaşma gözlemlenmiştir.



Şekil 3. 42: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

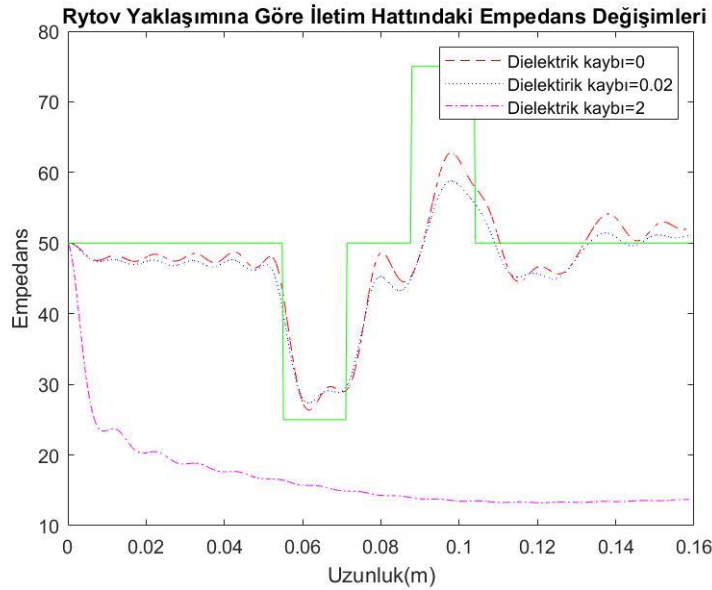


Şekil 3. 43: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta= 0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

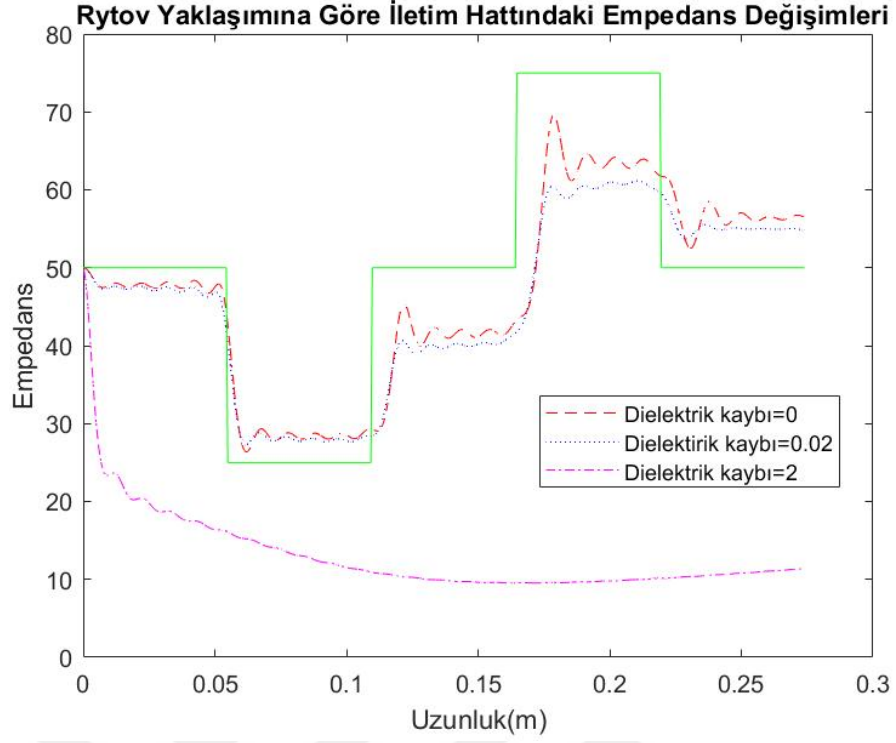


Şekil 3. 44: Born yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

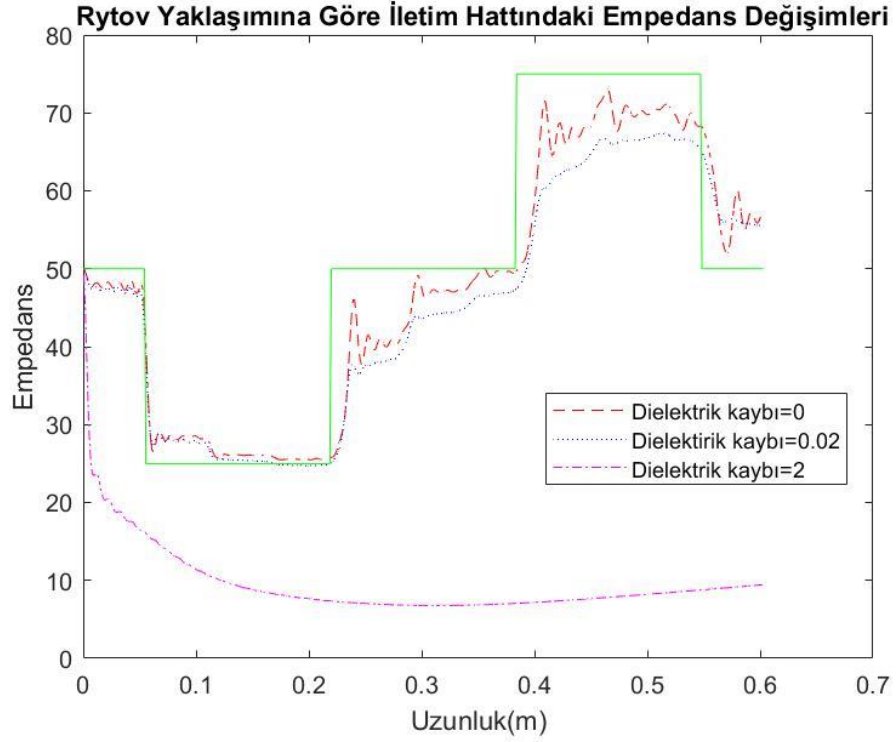
Şekil 3.42, 3.43 ve 3.44'te Born yaklaşımı bir önceki 50 – 25 – 50 – 25 – 50 Ω ve 50 – 75 – 50 – 75 – 50 Ω empedanslı iletim hatlarında davrandığı gibi davranmıştır. $\delta = 0.02$ durumunda salınım azalmıştır. Fakat empedans değeri referans değerden uzaklaşmıştır.



Şekil 3. 45: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/10$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



Şekil 3. 46: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.



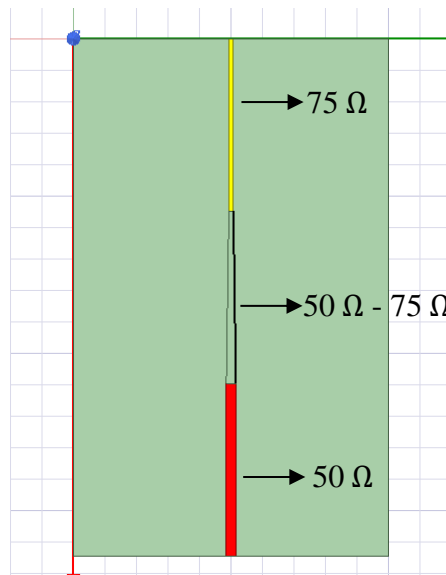
Şekil 3. 47: Rytov yaklaşımına göre 50 – 25 – 50 – 75 – 50 Ω empedans değerine sahip sırasıyla $\lambda/3$ - λ - λ - λ - $\lambda/3$ uzunluktaki $\delta=0, 0.02$ ve 2 dielektrik kayıplı iletim hattı.

Rytov yaklaşımı şekil 3.45, 3.46 ve 3.47'de $50 - 25 - 50 - 25 - 50 \Omega$ ve $50 - 75 - 50 - 75 - 50 \Omega$ empedanslı iletim hatlarındaki durumların benzerini göstermiştir. Born yaklaşımında söylediğimiz, salınımın azaldığı ama gerçek değerden uzaklaştığını Rytov yaklaşımında da söyleyebiliriz.

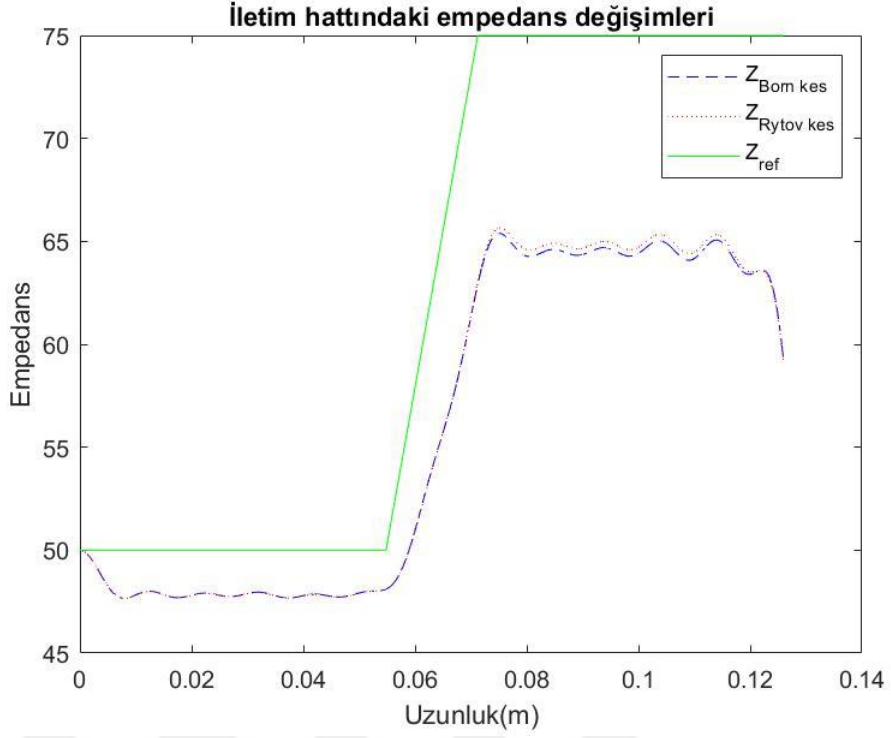
Kayıplı iletim hatlarının Born ve Rytov yaklaşımı ile hesaplanması hakkında konuşursak, az miktarda dielektrik kaybı salınımları azalttığını söyleyebiliriz. Hat uzunluğu arttıkça kayıplı ortamlarda hesaplanan değerle gerçek değer arasındaki farkın arttığını söyleyebiliriz. Kayıplı ortamlarda Born yaklaşımı Rytov yaklaşımına göre referans değere daha yakın sonuçlar vermiştir. Dielektrik kaybını çok fazla olduğu durumlarda hattın empedansının kestirimini Born ve Rytov yaklaşımlarıyla yapmak mümkün gözükmemektedir.

3.4 Dördüncü Simülasyon Grubu

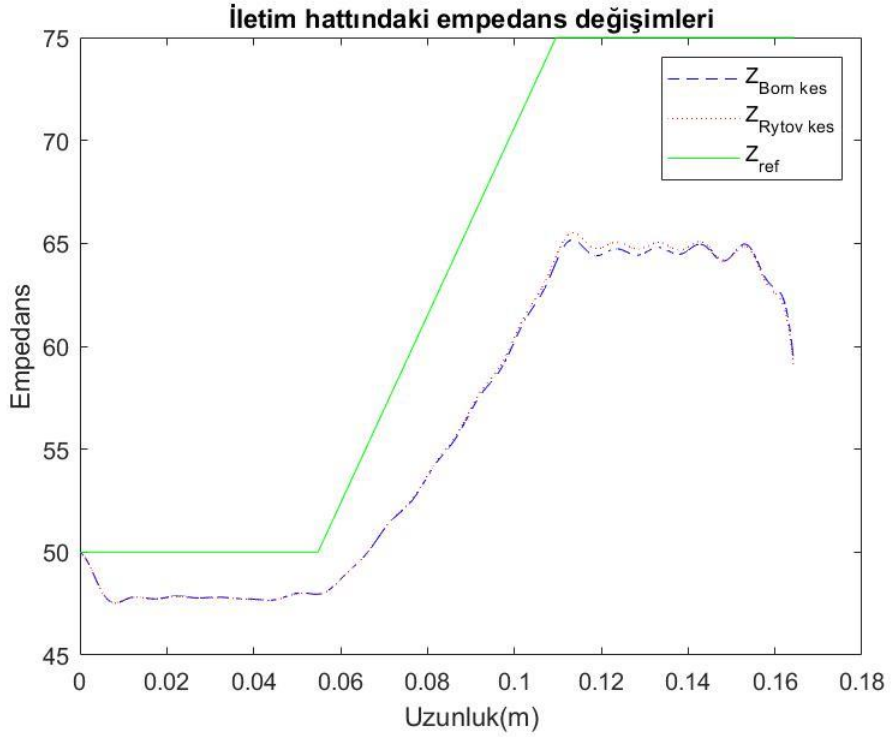
Bu simülasyon grubunda $50 - 75 \Omega$ ve $50 - 25 \Omega$ empedansa sahip iletim hatlarını inceleyeceğiz. Bu iletim hatlarında empedans bir anda değişmemektedir. Empedans değişimi $50 - 75 \Omega$ iletim hattında yavaşça artmakta ve $50 - 25 \Omega$ iletim hattında ise yavaşça azalmaktadır. Empedans değişimi olmadığı 25Ω , 50Ω ve 75Ω bölgelerin uzunluğu $\lambda/3$, empedans değişimi 25Ω ile 50Ω arasındaki bölgenin veya 50Ω ile 75Ω arasındaki bölgenin uzunluğu $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ olarak değiştirilerek simülasyonlar yapılmıştır. Şekil 3.48, 50Ω 'dan 75Ω 'a empedansın yavaşça arttığı gösterilmektedir.



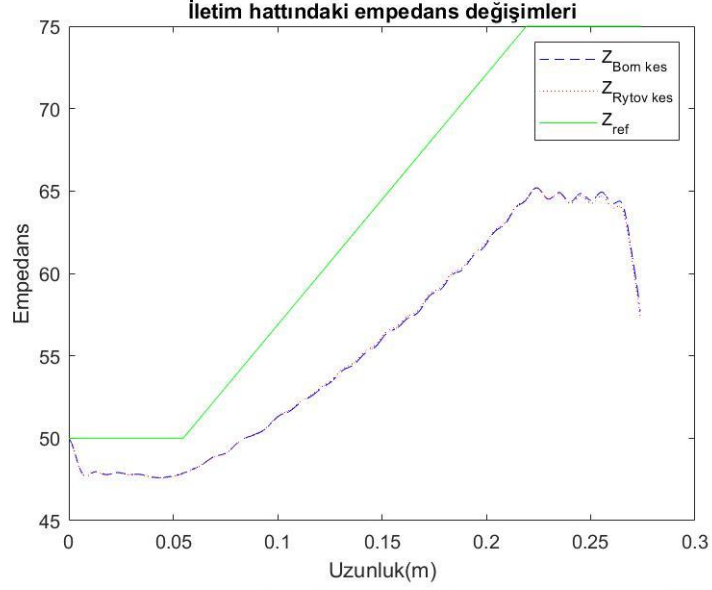
Şekil 3. 48: Empedansın 50Ω 'dan 75Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.



Şekil 3. 49: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

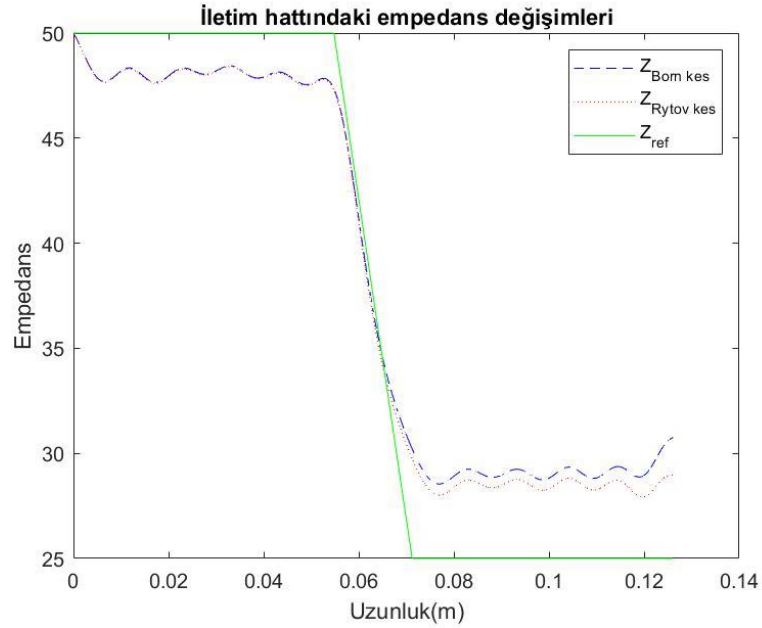


Şekil 3. 50: Empedansın 50 Ω 'dan 75 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

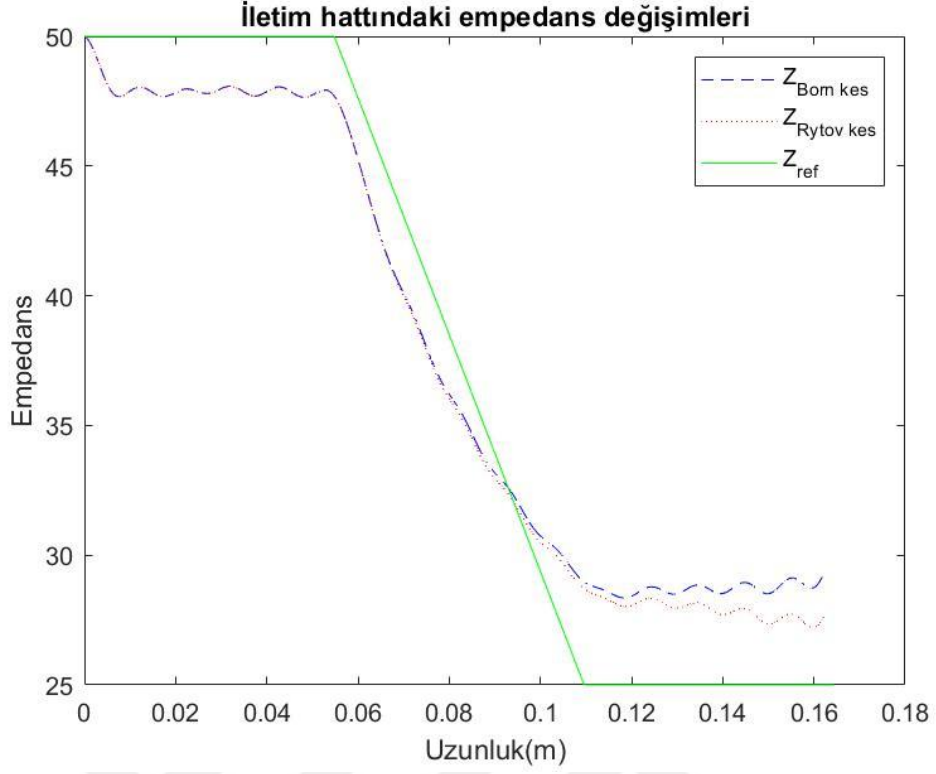


Şekil 3. 51: Empedansın 50Ω 'dan 75Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

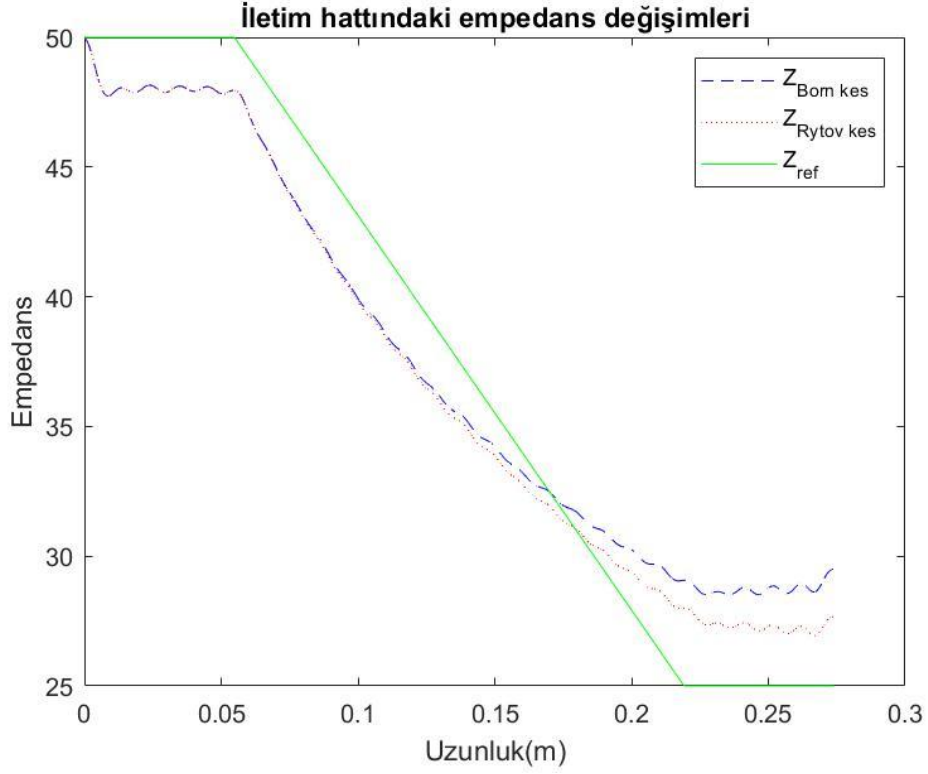
Şekil 3.49, 3.50 ve 3.51 iletim hattındaki empedans değerinin 50Ω 'dan 75Ω 'a ve empedans değişim bölgesinin uzunluğunun $\lambda/10$, $\lambda/3$, λ durumlarındaki Born ve Rytov yaklaşımına göre simülasyon çözümleridir. Şekil 3.49'da değişimin $\lambda/10$ olduğu bölgede Born ve Rytov yaklaşımı referans değere yakın yanıt vermişken λ uzunlukta değişimin olduğu şekil 3.51'de referans değerinden uzaklaşmıştır. İki yaklaşım da empedans değişiminin başladığı ve bittiği noktada anında yanıt vermiştir.



Şekil 3. 52: Empedansın 50Ω 'dan 25Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/10 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı



Şekil 3. 53: Empedansın 50 Ω 'dan 25 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda/3 - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.



Şekil 3. 54: Empedansın 50 Ω 'dan 25 Ω 'a yavaşça değiştiği $\lambda/3 - \lambda - \lambda/3$ uzunluğuna sahip iletim hattı.

Şekil 3.52, 3.53 ve 3.54 Empedansın değerinin 50Ω 'dan 25Ω 'a yavaşça azaldığı ve bu değişimin $\lambda/10$, $\lambda/3$ ve λ uzunluğuna sahip olduğu iletim hattının Born ve Rytov yaklaşımlarıyla empedans değerinin hesaplanmasını göstermektedir. İki yaklaşımda empedans değişim noktalarına hızlı yanıtlar vermiştir. $\lambda/10$ uzunlukta değişim noktasına sahip şekil 3.52'de empedansın 25Ω 'da olduğu bölge kolaylıkla ayırt ediliken şekil 3.54'te bu bölge çok belirgin değildir. Empedans değişim bölgesinin uzunluğu arttıkça hattın hangi bölgesinde empedansın değiştiğini söylemek daha zor diyebiliriz. Bu şekillere göre Rytov yaklaşımı iletim hattının sonlarında referans değere daha yakın sonuç vermiştir.





4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında iletim hatlarındaki yumuşak hataların belirlenmesi için bir boyutlu elektromanyetik ters yansıma problem Born ve Rytov yaklaşımları ile çözülmüştür. Elde edilen sonuçlara göre Born ve Rytov yaklaşımlarının performanslarını karşılaştırırsak Born yaklaşımı daha kararlı ve referans empedans değerine daha yakın sonuçlar verdiği söylenebilir. En başarılı kestirimler kısa iletim hatlarında gözlemlenmiştir. Beklendiği gibi iletim hattının uzunluğu arttıkça, yansıma probleminin doğrusal olmayan etkileri büyüdüğünden, empedans kestiriminden oluşan hatalar artmış ve kestirilen empedansın referans değerden uzaklaştığı simülasyon verileriyle gösterilmiştir. Born ve Rytov yaklaşımları empedans değişim noktalarında empedansın gerçek değerini tam olarak kestireme dahi genellikle iyi bir değişim göstermiştir. Bu değişimlerin hattın uzunluğuna çok bağlı olmadığını simülasyon sonuçlarına bakarak söyleyebiliriz. Empedans değişim noktalarının sayısı arttıkça yansıma probleminin doğrusal olmayan etkileri artmış, Born ve Rytov yaklaşımlarıyla kestirilen empedans değeri referans değerinden uzaklaşmıştır. Dielektrik kaybı çok az olduğu durumda Born ve Rytov yaklaşımlarında görülen salınım miktarı azalmıştır ve kısa uzunluklu iletim hatlarındaki dielektrik kaybının çok fazla etkisi olmadığı gözlemlenmiştir. Dielektrik kaybının çok fazla olduğu durumlarda iletim hattında Born ve Rytov yaklaşımları kullanarak kestirim yapmanın mümkün olmadığı simülasyon verileriyle gösterilmiştir. Empedans değerinin yavaşça arttığı ve azaldığı durumlarda, empedans değişimi diğer örneklere göre daha yavaş olduğundan ötürü hattın empedansının hattın hangi bölgesinde sert bir değişim göstermeye başladığını anlamak daha zor hale gelmiştir.

Gelecekteki çalışmalarda, bu tezde kullanılan benzer yöntemlerle empedans değerini kestirmekten ziyade empedans değişim noktalarına odaklanıp sadece hattın empedans değişim yerini tespit etmek hedeflenmektedir.



KAYNAKLAR

- [1] **C. Furse and R. Haupt**, (2001). Down to the wire [aircraft wiring], *IEEE Spectr.*, vol. 38, no. 2, pp. 34–39.
- [2] **L. A. Griffiths, R. Parakh, C. Furse, and B. Baker**, (2006). The invisible fray: A critical analysis of the use of reflectometry for fray location, *IEEE Sensors J.*, vol. 6, no. 3, pp. 697–706.
- [3] **L. A. Griffiths, R. Parakh, C. Furse, and B. Baker**, (2006). The invisible fray: A critical analysis of the use of reflectometry for fray location, *Sensors Journal, IEEE*, vol. 6, no. 3, pp. 697–706.
- [4] **A. Cozza and L. Pichon**, (2016). Echo response of faults in transmission lines: Models and limitations to fault detection, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 64, no. 12, pp. 4155–4164.
- [5] **P. Smith, C. Furse, and J. Gunther**, (2005). Analysis of spread spectrum time domain reflectometry for wire fault location, *IEEE Sensors Journal*, vol. 5, no. 6, pp. 1469–1478.
- [6] **C. Furse, Y. C. Chung, R. Dangol, M. N. G. Mabey, and R. Woodward**, (2003). Frequency-domain reflectometry for on-board testing of aging aircraft wiring, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 45, no. 2, pp. 306–315.
- [7] **M. Jaulent**, (1982). The inverse scattering problem for *LCRG* transmission lines, *J. Math. Phys.*, vol. 23, no. 12, pp. 2286–2290.
- [8] **R. Bates, V. Smith, and R. D. Murch**, (1991). Manageable multidimensional inverse scattering theory,” *Phys. Rep.*, vol. 201, no. 4, pp. 185–277.
- [9] **W. Wang, L. Jing, Z. Li and R. D. Murch**, (2018). Corrections to “Utilizing the Born and Rytov Inverse Scattering Approximations for Detecting Soft Faults in Lossless Transmission Lines” [Dec 17 7233-7243],” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 7, pp. 3816-3816.
- [10] **Kafal, Moussa & Benoit, Jaume & Cozza, Andrea & Pichon, Lionel**. (2018). Soft Fault Diagnosis in Wire Networks Using Time Reversal Concept and Subspace Methods. *International Journal of Digital Information and Wireless Communications (IJDIWC)*.
- [11] **Moussa Kafal, Andrea Cozza, Lionel Pichon**, (2016). Locating Faults with High Resolution Using Single-Frequency TR-MUSIC Processing. *IEEE Transactions*

on Instrumentation and Measurement, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 65 (10), pp.2342 - 2348.

[12] **M. Kafal, A. Cozza and L. Pichon**, (2016). Locating Multiple Soft Faults in Wire Networks Using an Alternative DORT Implementation, in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 65, no. 2, pp. 399-406.

[13] **Smail, Mostafa & Pichon, Lionel & Olivas Carrion, Marc & Auzanneau, Fabrice & Lambert, Marc**, (2010). Detection of Defects in Wiring Networks Using Time Domain Reflectometry.

[14] **M. K. Smail, T. Hacib, L. Pichon and F. Loete**, (2011).Detection and Location of Defects in Wiring Networks Using Time-Domain Reflectometry and Neural Networks, in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, no. 5, pp. 1502-1505,

[15] **Balanis, Constantine A**,(1989). *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York: Wiley.

[16] **Chew, Weng Cho**, (1995) *Waves and Fields in Inhomogenous Media*. Wiley-IEEE Press.

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Muhammed İsmail PENÇE
Doğum Yeri ve Tarihi: ALANYA/27.05.1993
Adres: Seyit nizam mh. Merkez park yel evler sitesi A1/21
E-Posta: ismailpence@gmail.com
Lisans: Sakarya Üniversitesi Elektrik-Elektronik Müh.