

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

TEK BÖLMELİ BOBİNLİ
ELEKTROMANYETİK FIRLATICININ
ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR
YÖNTEMİ İLE ÜÇ BOYUTLU KARTEZYEN
KOORDİNATLARDA ISIL
DAVRANIŞLARININ MODELLENMESİ

Emrullah BIÇAK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

GEBZE

2010

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

TEK BÖLMELİ BOBİNLİ
ELEKTROMANYETİK FIRLATICININ
ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR
YÖNTEMİ İLE ÜÇ BOYUTLU KARTEZYEN
KOORDİNATLARDA ISIL
DAVRANIŞLARININ MODELLENMESİ

Emrullah BIÇAK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Serkan AKSOY

GEBZE
2010



**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

JÜRİ ONAY FORMU

JÜRİ

ÜYE (BAŞKAN) : Doç. Dr. Serkan Aksoy

ÜYE : Doç. Dr. Ahmet Arif Ergin

ÜYE : Yrd. Doç. Dr. Ahmet Demir

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve sayılı kararı ile yukarıdaki öğretim elemanlarından oluşmuş jüri tarafından düzenlenen/...../.....tarihli Tez Savunma Tutanağı neticesinde Yüksek Lisans öğrencisi Emrullah BIÇAK'ın çalışması GYTE mühendislik ve Fen Bilimleri Yönetim Kurulu/...../..... tarih ve/..... sayılı kararıyla Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak onaylanmıştır.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZ BAŞLIĞI: TEK BÖLMELİ BOBİNLİ ELEKTROMANYETİK

FIRLATICININ ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR

YÖNTEMİ İLE ÜÇ BOYUTLU KARTEZYEN

KOORDİNATLARDA ISIL DAVRANIŞLARININ

MODELLENMESİ

YAZAR ADI: EMRULLAH BIÇAK

Bu tezde, Tek Bölmeli Bobinli Elektromanyetik bir Fırlatıcı üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi kullanılarak modellenmiştir. Elektromanyetik kaynaklı mermi boyunca indüklenen ısıl değişimler zaman uzayında sayısal olarak hesaplanmıştır. Bu amaç için öncelikle, Maxwell denklemleri çok düşük frekans bölgesinde özel olarak Kuvasi-Statik Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi ile çözülmüştür. İncelenen modelin elektriksel olarak çok küçük olması nedeni ile, klasik Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi çözümleri çok yüksek hesap zamanlarına ihtiyaç duymaktadır. Merminin çözüm içerisinde hareketi Kuvasi-Statik hal yaklaşımı ile değerlendirilmiştir. Mermiye elektromanyetik dalgaların nüfuz etmesinin daha yüksek doğrulukla ele alınabilmesi bakımından üstel farklar algoritması ile Kuvasi-Statik Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi uygulanmıştır. Böylece mermi üzerine etki eden Lorentz kuvveti hesaplanmıştır. Daha sonra Isı Transfer denkleminin çözümleri Maxwell denklemleri kuble olarak zaman uzayında elde edilmiştir. Bu aşamada Poynting güç hesaplamaları Isı Transfer denklemi ve Maxwell denklemi arasında köprü olarak kullanılmıştır. Böylece merminin hareketi ile birlikte dinamik olarak, mermi üzerindeki ısıl dağılım incelenebilmiştir. Sürücü bobinleri üzerinden faz kaymaları ile oluşan dalgalar yürüyen dalgalı kaynak modeli ile değerlendirilmiştir. Mermi üzerinde indüklenen kuvvetin, ısı ile mermi hızı ve yer değiştirmesinin zamana göre değişimleri sayısal sonuçlar olarak verilmiştir.

SUMMARY

**TITLE OF THESIS: MODELING THERMAL BEHAVIOR OF A SINGLE
STAGE COIL GUN USING FINITE DIFFERENCE
TIME DOMAIN METHOD IN THREE DIMENSIONAL
CARTESIAN COORDINATE SYSTEM.**

AUTHOR: EMRULLAH BIÇAK

In this thesis, a single stage coil gun is modeled by using Finite Difference Time Domain method in three-dimensional Cartesian coordinates. An electromagnetic-induced heat distribution along the projectile is calculated in time domain, numerically. For this aim, first, Maxwell's equations in time domain are solved specially by Quasi-Static Finite Difference Time Domain method in the very low frequency regime. Standard Finite Difference Time Domain method requires very long computation time because the simulated model is electrically very small. The movement of the projectile is treated by Quasi-Steady-State approach in the solution. In order for better modeling of the electromagnetic penetration phenomenon through the projectile, the Quasi-Static Finite Difference Time Domain method is applied in the sense of exponential finite differencing algorithm. Therefore, Lorentz force acts on the projectile is calculated. Then, the solution of Heat Transfer equation in time domain is obtained with coupling of the solution of Maxwell's equations. Poynting Power calculations are used as a bridge between Heat Transfer equation and Maxwell's equations. Thus, the heat distribution along the projectile is calculated, dynamically with the movement of the projectile. In order to model the phase-shifted waves in the drive coils as a source, travelling-wave source model is considered. The time dependency of the induced force, the velocity, the displacement and heat distribution of the projectile are shown as the numerical results.

TEŞEKKÜR

Bu yüksek lisans tezinin hazırlanması süresince hiçbir yardımını benden esirgemeyen, tecrübelerini benimle paylaşan, destek olan ve en önemlisi sabır gösteren değerli hocam ve tez danışmanım Sayın Doç. Dr. Serkan AKSOY'a, yüksek lisans eğitimime teşvik ve desteklerinden dolayı TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi'ne, çalışmam boyunca bana gerekli hoşgörüyü gösteren proje yöneticim Sayın Mehmet SEZGİN'e ve başta Hakkı NAZLI ve Mustafa DOĞRU olmak üzere tüm çalışma arkadaşlarıma, eğitim ve öğrenim hayatım boyunca maddi ve manevi destekleriyle hep yanımda olan sevgili aileme teşekkürü bir borç bilirim...

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	V
SUMMARY	VI
TEŞEKKÜR	VII
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VIII
KISALTMALAR VE SİMGELER DİZİNİ	X
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIII
TABLolar DİZİNİ	XV
1. GİRİŞ	1
1.1. Tezin Konusu ve Önemi	1
1.2. Tarihsel Gelişim	4
1.3. Tezin Amacı ve İçeriği	6
2. TEORİK YÖNTEMLER	7
2.1. İletim Hatları Yöntemi	7
2.1.1. Akım Lifleri Tekniği	9
2.2. Akım Perdesi Yöntemi	9
2.3. Sonlu Elemanlar Yöntemi	12
3. ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR YÖNTEMİ	14
3.1. ZUSF Yöntemi ve Maxwell Denklemleri	14
3.2. Üç Boyutlu Kartezyen Koordinatlarda ZUSF	18
3.3. Mur Türü Soğurucu Sınır Koşulu	23
3.4. Sayısal Dispersiyon	28
3.5. Sayısal Kararlılık	29
3.6. ZUSF Algoritmasının Doğrulanması	30

4. BOBİNLİ ELEKTROMANYETİK FIRLATICI ZUSF BENZETİMİ	35
4.1. Üstel Fark Uygulaması	37
4.2. Kuvazi-Statik Uygulaması	39
4.3. Yürüyen Dalgalı Kaynak Uygulaması	41
4.4. Hareketli Cisim Uygulaması	43
4.5. ZUSF Parametreleri	45
5. ISIL ANALİZ	46
6. SAYISAL SONUÇLAR VE YORUMLAR	50
6.1. Yorumlar ve Gelecek Önerileri	56
7. KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	63

KISALTMALAR VE SİMGELER DİZİNİ

<u>Kısaltma</u>	<u>Açıklama</u>
DARPA	The Defense Advanced Research Projects Agency
SDIO	Strategic Defense Initiative Organization
IAT	Institute of Advanced Technology
İHM	İletim Hattı Matrisi
ZUSF	Zaman Uzayında Sonlu Farklar
SSK	Soğurucu Sınır Koşulu
MUK	Mükemmel Uyumlu Katman
PML	Perfectly Matched Layer

<u>Simge</u>	<u>Açıklama</u>
m	Kütle (kg)
v	Hız (m/sn)
W_m	Enerji ($Joule$)
J_m	Mermi Yüzey Akım Yoğunluğu (A/m^2)
J_s	Sürücü Bobin Yüzey Akım Yoğunluğu (A/m^2)
r_m	Mermi Yarıçapı (m)
r_s	Sürücü Bobin Yarıçapı (m)
β	Dalga Sayısı (rad/m)
τ	Kutup sıklığı (m)

ω	Açısal frekans (rad/sn)
A_{θ}^s ($V \cdot sn/m$)	Sürücü Bobin Manyetik Vektör Potansiyelinin Azimutal Bileşeni
A_{θ}^m	Mermi Manyetik Vektör Potansiyelinin Azimutal Bileşeni (Vsn/m)
$\vec{B}$	Manyetik Akı Yoğunluğu Vektörü (W/m^2)
$\vec{H}$	Manyetik Alan Vektörü (A/m)
$\vec{E}$	Elektrik Alan Vektörü (V/m)
v_s	Senkron Hız (m/sn)
α_m	Mermi Kalınlığı (m)
γ_m	Mermi iletkenliği (S/m)
s	Dalga Hızı ile Mermi Hızı Arasındaki Kayma
φ	Mermi ile Sürücü Bobin Akım Perdeleri Arasındaki Faz Kayması
μ	Manyetik Geçirgenlik (H/m)
μ_0	Boş Uzayın Manyetik Geçirgenliği (H/m)
ε	Elektriksel Geçirgenlik (F/m)
ε_0	Boş Uzayın Elektriksel Geçirgenliği (F/m)
t	Zaman (sn)
f_z	Mermi Üzerindeki Yerel Kuvvet Yoğunluğu (N/m^2)
K_1, I_1	Değiştirilmiş Bessel Fonksiyonları
k^s	Sayısal Dalga Sayısı (rad/m)
λ	Dalga Boyu (m)
V_{faz}	Faz Hızı (m/sn)
c	Işık Hızı (m/sn)
Δt	Zaman Adımı (sn)

Δx	Birim hücre x yönü boyutu
Δy	Birim hücre y yönü boyutu
Δz	Birim hücre z yönü boyutu
j	Karmaşık sayı ifadesi ($j = \sqrt{-1}$)
N_x	x yönünde hücre sayısı
N_y	y yönünde hücre sayısı
N_z	z yönünde hücre sayısı
f	Frekans (Hz)
r	Yarıçap (m)
h	Yükseklik (m)
α	Kuvazi Statik Ölçekleme Faktörü
F	Kuvvet (N)
T	Sıcaklık (K)
ρ_m	Yoğunluk (kg/m^3)
C_m	Özgül Isı ($J/(K.kg)$)
k_t	Isıl İletkenlik ($W/(K.m)$)
P_d	Hacimsel Elektromanyetik Güç (W/m^3)
D_t	Isıl Dağılma katsayısı (m^2/sn)

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Bir elektromanyetik fırlatıcının temel yapısı.	1
1.2. Raylı elektromagnetik fırlatıcı genel görünümü.	2
1.3. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı'nın genel yapısı.	3
2.1. Kapasitif sürülen Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı eş değer devre modeli.	7
3.1. Birim Yee hücresi.	19
3.2. Dikdörtgen kesitli rezonatörün genel görünümü.	30
3.3. Dikdörtgen kesitli rezonatörde rezonansa gelen E_z işareti.	31
3.4. Z sabit düzlemi boyunca Oxy düzleminde uygun bir zamanda E_z alan dağılımı.	31
3.5. Mur türü SSK uygulanması sonucu elde edilen işaret.	32
3.6. Silindirik rezonatörün genel görünümü.	32
3.7. Silindirik rezonatörde rezonansa gelen E_z işareti.	33
3.8. x sabit düzlemi boyunca Oyz düzleminde uygun bir zamanda E_z alan dağılımı.	34
4.1. Kartezyen Koordinatlarda ZUSF Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modeli.	35
4.2. $z = (k + 1/2)\Delta z$ ve $z = k\Delta z$ kesitlerinde elektromanyetik alan ve akım yoğunluğu bileşenlerinin yerleştirilmesi.	36
4.3. Yürüyen dalganın farklı zamanlarda t_1 , t_2 , t_3 sürücü bobin boyunca dağılımı.	42
6.1. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı $(x - z)$ düzlemi kesiti.	50
6.2. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının ZUSF uzayında sembolik ızgaralanması.	51
6.3. $i = N_x/2$ kesitinde $t \cong 0$ anında H_x alan dağılımı.	51
6.4. $i = N_x/2$ kesitinde merminin sürücü bobinden çıktığı andaki H_x alan dağılımı.	52
6.5. $t \cong 0$ anında sürücü bobin ve mermi üzerinde endüklenen normalize akımların sürücü bobin ve mermi boyunca değişimi.	52
6.6. Sürücü bobin akımının zamana göre değişimi.	53
6.7. Mermiye etki eden toplam Lorentz kuvvetinin zamana göre değişimi.	53
6.8. Mermi hızının zamana göre değişimi.	54
6.9. Mermini konum-zaman grafiği.	54

- 6.10. $i = N_x/2$ kesitinde merminin sürücü bobinden çıktığı andaki normalize ısı dağılım. 55
- 6.11. Mermi orta noktasında zamana göre gözlenen normalize ısı değişimi. 55

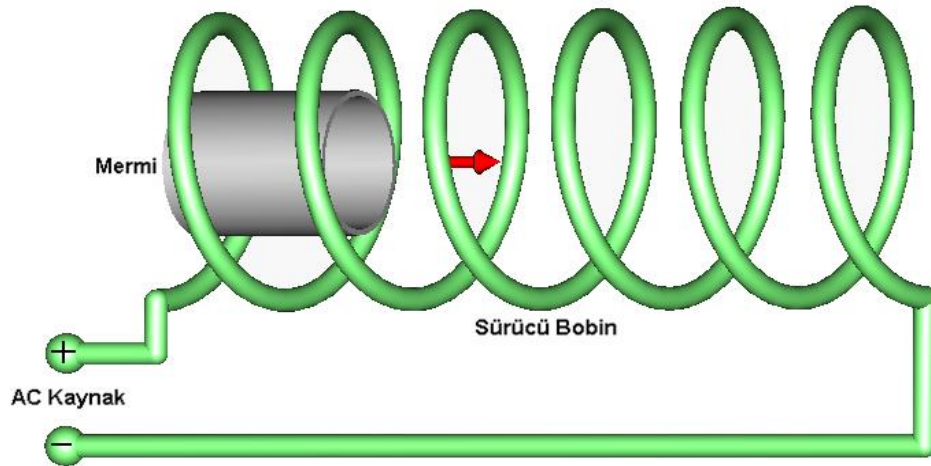
TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
4.1. Bobinli Elektromanyetik Fırılaticı Tasarım Parametreleri.	36
4.2. Bobinli Elektromanyetik Fırılaticı ZUSF Tasarım Parametreleri.	45
5.1. Isıl Parametreler.	46

1. GİRİŞ

1.1. Tezin Konusu ve Önemi

Elektromanyetik Fırlatıcıların çalışması klasik uygulamada kimyasal patlama ile elde edilen itici gücün elektromanyetik enerji ile elde edilmesi prensibine dayanmaktadır. Bu durum yürüyen güçlü bir elektromanyetik dalga oluşturarak, hareket ettirilecek ya da fırlatılacak cismin bu elektromanyetik dalgayı takip etmesini sağlar. Teorik olarak elektromanyetik dalganın hareket etme hızında bir sınır olmadığı için, itici kuvvete maruz kalan ve hızlandırılan cisim için de bir hız limiti yoktur. Bu durum elektromanyetik fırlatıcı uygulamalarının gelişmeye açık olmasındaki temel faktördür. Bir elektromanyetik fırlatıcının temel yapısı Şekil 1.1’de gösterilmiştir.

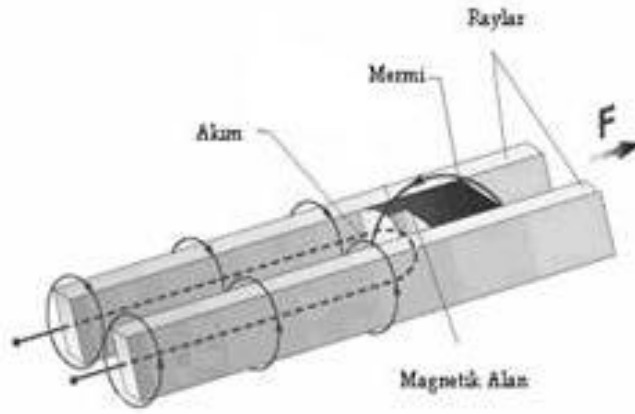


Şekil 1.1. Bir elektromanyetik fırlatıcının temel yapısı.

Yürüyen elektromanyetik dalgalar ile nesneleri hareket ettirmek ilkesi günlük hayatta elektrik motorlarında karşımıza çıkar. Bir sargıdan akım aktığında, sargı çevresinde manyetik alan oluşacaktır. Sargının iç kısmında bu manyetik akı yoğunlaşacaktır. İletken bir cisim (mermi) sargının yakınına yerleştirilecek olursa manyetik akı nedeni ile cisimde akım indüklenecektir. Buna göre elektromanyetik fırlatıcılar bakımından tek bir sargı kullanmak yerine, yan yana dizilmiş belirli sayıda sargılar kullanıldığında daha şiddetli bir akım mermi üzerinde indüklenerek, mermiye elektromanyetik itici Lorentz kuvveti etki eder. Elektromanyetik fırlatıcı sistemleri temelde Raylı, Bobinli ve Hibrit olmak üzere üç ana türe sahiptirler.

- **Raylı Elektromanyetik Fırlatıcılar**

Raylı elektromanyetik fırlatıcılar iletken iki ray arasındaki cisim üzerinde oluşturulan elektriksel itme kuvveti ile fırlatılması prensibine dayanır. Bu tür fırlatıcılar genelde daha çok yüksek hızlarda, fakat küçük kütleli cisimlerin fırlatılmasında rol oynarlar. Ray malzemesi olarak çoğunlukla bakır kullanılmakla beraber, yüksek performanslı raylı silahlar için daha yüksek iletkenlikli, yüksek mekanik dayanımlı ve mega amperler mertebesindeki akımları taşıyabilecek özel malzemeler kullanılmaktadır. Raylı elektromanyetik fırlatıcılar konusunda ray direnci nedeni ile raylarda oluşan ısınma nedeni ile ray ömrü, ray oyuk geometrilerinin verimliliğe etkisi v.b. birçok konuda çalışmalar devam etmektedir. Şekil 1.2’de Raylı Elektromanyetik Fırlatıcının genel görünümü verilmiştir.



Şekil 1.2. Raylı elektromanyetik fırlatıcı genel görünümü.

- **Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcılar**

Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcılar ardışıl sürücü bobinleri kullanılarak oluşturulan elektromanyetik itme kuvveti ile sürücü bobinin içine yerleştirilen iletken bir cismin fırlatılması prensibine dayanır. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcılar daha çok orta hızlarda, fakat büyük kütleli cisimlerin fırlatılmasında önemli rol oynamaktadırlar. Şekil 1.3’te Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının genel yapısı gösterilmiştir.

1.2. Tarihsel Gelişim

Cisimlerin fırlatılması için kimyasal enerji kaynaklarına alternatif kaynaklar aranmış ve elektromanyetik enerjinin bu maksat için uygun olduğu sonucuna varılmıştır. Özellikle son yirmi yıllık süre içerisinde elektromanyetik fırlatıcı alanında yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Bu alanda bilinen ilk çalışma 1845 yılında Wheatstone tarafından yapılmıştır [Chas, 1945]. 1901 yılına kadar yapılan benzer çalışmalarda tasarlanan elektromanyetik fırlatıcılarla demir bir cisim 150 metre uzaklığa kadar fırlatılabilmektedir [Egeland, 1989].

Güç elektroniğindeki gelişmeler, elektromanyetik fırlatıcı alanındaki uygulamalarda önemli ilerlemeler kaydedilmesini sağlamıştır [Kolm and Mongeau 1984; McNab 1999; Driga et al 1986; Hoyle and Smith 2000]. Bu çalışmalar arasında sürücü bobin üzerine yerleştirilen bir diğer bobini mekanik fırçalarla enerjilendirerek hareket ettirilmesi [Burgess and Cowan 1984], döner elektrik makinesi esasının denenmesi [Zabar and Johsi 1987] ve namlu boyunca hareket eden bir enerji paketi ile namlu içerisine yerleştirilmiş çeşitli bobinlerin hareketinin sağlanması önemli yer tutmaktadır [Zabar et al, 1987; Mongeau, 1981]. Son yıllarda ise çok bölmeli fırlatıcılar [Mongeau 1981; Cowan 1990] ve sıralı bobinlerin optik sensörlerle devreye girmesi üzerine değişik çalışmalar yapılmıştır [Cnare et al 1991; Nett and Gernandt 1995; Cravey et al 1997; Liao et al 1997].

Amerika Birleşik Devletleri de elektromanyetik fırlatıcı çalışmalarını 1980'lerin öncesinden beri takip edilmektedir. ABD ordusu ve İleri Savunma Araştırma Projeleri Ajansı (DARPA) tarafından gerçekleştirilen başarılı denemelerin ardından, çalışmalar manyetik olarak kaldırılan trenleri içeren manyetik tahrik, elektromanyetik mancınıklar kullanılarak uçakların fırlatılması, metallerin uzaya fırlatılması, küçük mermilerin aşırı yüksek hızlarda fırlatılması v.b. konularda yaygınlaşmıştır. Öncelikle ABD'nin bilim ve teknolojiye uyguladığı yeni politikalar gereği, ilk adım olarak ABD Stratejik Savunma Girişimi Organizasyonu (SDIO) nükleer güç kaynakları ile beslenen çok yüksek hızlı (15 km/sn hızı aşabilen) elektromanyetik fırlatma teknolojileri üzerindeki araştırmalara odaklanmış olmakla beraber, ABD'nin uzaya silah yerleştirmeme kararı ile çok yüksek hızlı elektromanyetik fırlatıcı çalışmaları yavaşlatılmıştır.

Daha sonra 1985’lerde DARPA, ABD Denizcilik İşletmeleri ve ABD ordusunun gelişmiş zırhlı savaş araçlarını yenilgiye uğratabilecek kapasiteye sahip arazi savaş araçları için elektromanyetik fırlatıcı teknolojilerini değerlendirmeye yönelmesiyle, ABD Savunma Bilimi Biriminin (Defense Science Board - DSB) desteği ile ABD’nin araştırmaları tekrar elektromanyetik fırlatıcılar konusuna yönelmiştir [Fair, 1990]. Fakat bu yönelmede hâlihazırda kullanılan teknolojiler SDIO’nun belirlediği ihtiyaçları karşılamaktan uzak kalmıştır. Çünkü zırhlı araçları tahrip etmek amacı ile fırlatılacak mermilerin tüm uçuşları atmosferin yoğun olduğu yerlerde gerçekleşecek olması nedeni ile fırlatma hızları, 3 km/s ve aşağı durumda kalmıştır. Bu ise elektromanyetik fırlatıcıların ağır savaş araçlarının önündeki zırhlarını delme (tahrip etme) kabiliyetini zorlaştıran bir etkidir. Bu nedenle sonraki elektromanyetik fırlatıcı sistemlerinde yüksek verim amaçlı, raylı silahlardan fırlatmalar için plazma armatürleri yerine katı armatürler seçilmiştir. Potansiyel güç kaynakları olarak da kapasitörler ve darbeli alternatörler kullanılmıştır.

ABD ordusu ve DARPA bu tür çalışmaları geliştirmek için bir ortaklığa girmişler, fakat DARPA önderliğindeki bazı değişiklikler nedeni ile iki veya üç sene sonra, bu konudaki uzun dönem araştırma programlarından vazgeçilmiştir. Bu aşamada ABD ordusu tek başına ve büyük ölçüde azalan parasal kaynaklar ile elektromanyetik fırlatıcı çalışmalarını devam ettirmiştir. Fakat araştırmaların yönünü, mühendislik ve teknolojik uygulamalarına devam etmeden önce; teori geliştirme, bilgisayar destekli benzetimler, temel deneysel araştırmalar, yeni türde fırlatıcı/armatür tasarımları, gerekli kritik teknik yapıları geliştirmek v.b. konulara yönlendirmiştir. Daha sonra bu tür çalışmaların devamını sağlamak amacı ile 1990’da ABD ordusu ilk kez federal olarak finanse edilen İleri Teknoloji Enstitüsü (IAT) adı ile üniversite tabanlı bir araştırma ve geliştirme merkezini Austin’deki Texas Üniversitesinde kurmuştur [Web1]. IAT’nin görevi fırlatıcı teknolojileri ile ilgili olarak teorik, bilgisayar destekli ve deneysel araştırmaları yaparak veri tabanları oluşturmak ve bilgi birikimi sağlamaktır. Günümüzde elektromanyetik fırlatıcı araştırmaları IAT önderliğinde birçok ABD üniversitesi ile işbirliği içerisinde daha çok Raylı Elektromanyetik Fırlatıcılar üzerinde devam etmektedir.

1.3. Tezin Amacı ve İçeriği

Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcılarda en önemli problemlerden birisi merminin ısınarak yüksek sıcaklıklara ulaşmasıdır. Öyle ki mermiler çok yüksek sıcaklıklara ulaşıp hedefe ulaşmadan eriyebilmektedir. Bu tez çalışmasında mermi ısınma problemi analiz edilerek, olayın fiziğinin daha iyi anlaşılması hedeflenmektedir. Böylece Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı tasarımına yönelik öncül bilgiler elde edilerek, gelişmiş ve yeni Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı sistemlerinin üretimine destek sağlanmış olacaktır. Buna göre tezde Tek Bölmeli Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda Zaman Uzayında Sonlu Farklar, ZUSF (Finite Difference Time Domain, FDTD) yöntemi ile modellenmiştir. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcıların modellenmesinde kullanılan mevcut teorik yöntemler, probleme genellikle frekans uzayında çözüm getirmiştir. Bu tez çalışmasında teorik yöntemlerden farklı olarak sayısal bir yöntem olan Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi ile Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının benzetimi yapılarak, sayısal sonuçlar elde edilmiştir.

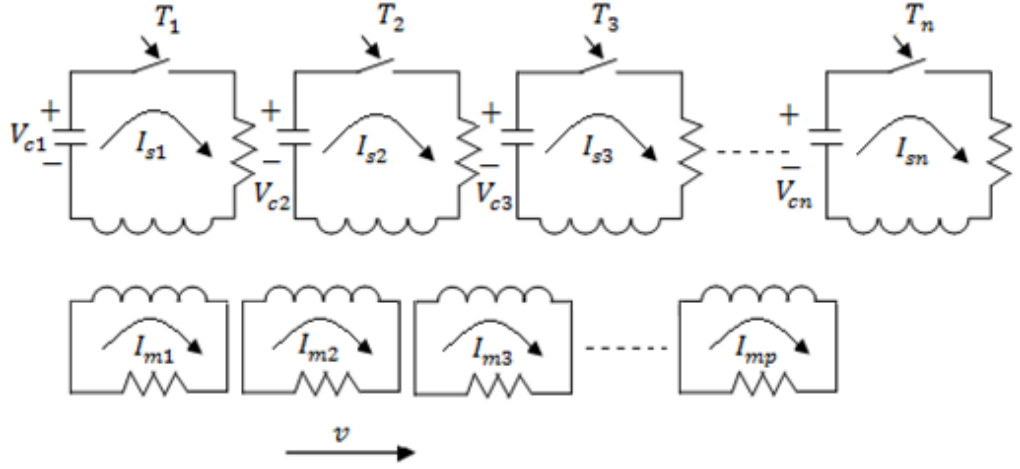
Tez çalışmasının birinci bölümünde elektromanyetik fırlatıcıların önemi, tarihsel gelişimi ile bu çalışmanın amacı ve içeriği hakkında bilgiler verilmiştir. İkinci bölümde Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcıların çözümü için daha önce uygulanan teorik yöntemlerden kısaca bahsedilmiştir. Üçüncü bölümde ZUSF yönteminin temel prensipleri hakkında bilgiler verilmiş, üç boyutta Kartezyen koordinatlarda Maxwell denklemlerine nasıl uygulanacağı anlatılmış, son olarak örnek bir problem çözülerek teorik olarak ortaya konulan yöntemin doğrulaması yapılmıştır. Dördüncü bölümde Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda ZUSF yöntemi ile benzetimine ilişkin uygulama detayları ile gösterilmiştir. Böylece Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcıda mermi üzerinde indüklenen kuvvetin, mermi hızının, sürücü bobin ve mermide indüklenen akım dağılımlarının ve merminin yer değiştirmesinin zamana göre değişimleri hesaplanmıştır. Beşinci bölümde Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ısı alan dağılımı hesaplamalarına yer verilmiştir. Altıncı bölümde ise Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı benzetim sayısal sonuçlarına yer verilerek, bu sonuçlar yorumlanmış ve geleceğe yönelik önerilerde bulunulmuştur

2. TEORİK YÖNTEMLER

Bu bölümde elektromanyetik fırlatıcıların teorik incelenmesinde kullanılan yöntemlere yer verilmiştir.

2.1. İletim Hatları Yöntemi

İletim Hatları yöntemi, devre elemanları kullanılarak fırlatıcının eş değer devresi ile modellemesine dayanır. Buna örnek olarak kapasitif olarak sürülen çok bölmeli Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı eş değer devre modeli Şekil 2.1’de gösterilmiştir [He et al, 1989]. Şekil 2.1’e göre mermi üzerinde indüklenmiş olan akımların aksenal dağılımı tek bir formda olmadığından, birbirlerine göre elektriksel olarak yalıtılmış alt bölümlere ayrılarak, her biri ayrı bir mermi bobini temsil edecek biçimde eş değer devre modellenmiştir.



Şekil 2.1. Kapasitif sürülen Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı eş değer devre modeli.

Eş değer devrede sürücü bobinlerin sayısı n , mermi bobinlerinin sayısı m olarak verilmek üzere, Kirchoff’un gerilim yasası uygulanarak matris formda devre denklemleri

$$[V] = [R][I] + \frac{d}{dt} \{ [L][I] + [M][I] \} \quad (2.1)$$

olarak elde edilir [He et al, 1989]. Burada $[V]$ sürücü ve mermi bobin gerilimlerini gösteren $m + n$ elemanlı sütun matrisi, $[I]$ sürücü ve mermi bobinlerinin akımını gösteren $m + n$ elemanlı sütun matrisi, $[R]$ sürücü ve mermi bobin dirençlerini değerlerini gösteren $m + n$ elemanlı çapraz matrisi, $[L]$ sürücü ve mermi bobin öz-indüktanslarını (self-inductance) değerlerini gösteren $m + n$ elemanlı çapraz matrisi, $[M]$ sürücü ve mermi bobinleri arasındaki ortak indüktans (mutual inductance) değerlerini gösteren $m + n$ elemanlı kare matrisi ifade eder. Burada ortak indüktans değeri Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı için $[M] = [M(x)]$ olmak üzere mermi konumunun bir fonksiyonu olduğundan, konuma göre türevi

$$\frac{d}{dx}[M(x)] \neq 0 \quad (2.2)$$

olarak sıfırdan farklıdır. Bu durumda ortak indüktans konum ve zamana göre değişen bir fonksiyon olarak düşünülebilir. O halde (2.1) denklemindeki zamana göre türevi alınacak olan ortak indüktans ifadesi

$$\frac{d}{dt}\{[M][I]\} = [I]\frac{d}{dt}[M] + [M]\frac{d}{dt}[I] \quad (2.3)$$

olarak düzenlenip, (2.3)'teki ilk terimdeki zamana bağlı türev ifadesi

$$\frac{d}{dt}[M] = \frac{dx}{dt} \frac{d[M]}{dx} \quad (2.4)$$

olmak üzere, (2.1) denklemi yeniden düzenlenirse

$$[V] = [R][I] + \{[L] + [M]\} \frac{d}{dt}[I] + v_{mermi} \frac{d[M]}{dx}[I] \quad (2.5)$$

halini alır. Bu denklem de daha genel olarak düzenlenirse, Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcıyı modelleyen eş değer devre denklemi

$$\{[L] + [M]\} \frac{d}{dt}[I] = [V] - [R][I] - v_{mermi} \frac{d[M]}{dx}[I] \quad (2.6)$$

olarak elde edilir. Burada mermi hızı $v_{mermi} = dx/dt$ bağıntısı ile hesaplanmıştır. Buradan ek olarak mermi üzerine etkiyen Lorentz kuvveti $F = (1/2)[I]^T(dM/dx)[I]$ olmak üzere

$$F = m_{mermi}a_{mermi} = m_{mermi} \frac{d}{dt} v_{mermi} = \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^n I_k^{mermi} I_l^{sürücü} \frac{dM_{kl}}{dx} \quad (2.7)$$

biçiminde elde edilir. Burada m_{mermi} merminin kütlesini, a_{mermi} mermi ivmesini gösterir. İletim Hatları yöntemi özellikle sürücü bobin ile mermi arasındaki ortak indüktansın dinamik olarak hesaplanmasını gerektirdiğinden dolayı kolay bir yöntem değildir [He et al, 1989].

2.1.1. Akım Lifleri Tekniği

İletim Hatları Yönteminin bir diğer uygulaması olan Akım Lifleri Tekniği, aşağıdaki adımlarla ifade edilebilir [Azzarboni et al, 1993]:

- Sistemin büyük iletken kısımları birim hücre elemanlarına bölünerek akım dağılımının düzenli (uniform) olduğu varsayılır.
- Her hücre elemanı bir akım lifiyle ilişkilendirilir ve onun elektriksel parametreleri (direnç, özindüktans, ortak indüktans) hesaplanır.
- Sistemin eşdeğer elektriksel parametre ağı oluşturulur.
- Sistemin davranışını düzenleyen elektriksel ve mekaniksel eşitlikleri eşdeğerli ağ temeline göre formülize edilir.
- Denklemler seti sayısal veya analitik bir yöntemle çözülür.

2.2. Akım Perdesi Yöntemi

Akım Perdesi Yöntemi sürücü bobin ve mermideki akımlara eşdeğer akım perdeleri üzerine kuruludur [He et al, 1991]. Elektromanyetik fırlatıcının sürücü bobinleri çok sayıda seri bağlanmış alt bobinler içerdiğinden akım dağılımının düzenli olduğu varsayılabilir. Öte yandan mermi, katı bir iletken olduğundan deri etkisi de göz önünde bulundurulmalıdır. Bununla beraber sürücü bobin malzemesinden en iyi şekilde yararlanmak için sürücü bobin kalınlığı radyal yönde

akım dağılımının düzenli olmasını sağlayacak biçimde seçilmelidir. Akım yoğunluğu sonsuza giderken iletkenin kalınlığının yok olmasıyla, sürücü bobin ve mermideki akım dağılımları yüzey akım perdelerine indirgenebilir. Bu durum bize sürücü ve mermi bobinlerinin radyal yönde deri etkilerinin ihmal edilebileceğini ifade eder. Sürücü bobin yüzeysel akım yoğunluğu J_s , sürücü bobin etkin yarıçap r_s ile konumlandırılmıştır. J_m ise r_m yarıçapıyla konumlandırılmış mermide indüklenen yüzeysel akım yoğunluğunu ifade eder. Burada ω açısal frekansı, $\beta = \pi/\tau$ dalga sayısını ve τ kutup sıklığını olmak üzere, sürücü bobin eşdeğer akım yoğunluğu, J_s

$$J_s = J_s \cos(\omega t - \beta z) \hat{\theta} = \text{Re}\{J_s e^{j(\omega t - \beta z)}\} \hat{\theta} \quad (2.8)$$

olarak verilir. Burada $\hat{\theta}$, açısal yöndeki birim vektördür. Bu durumda yer değiştirme akımı ile köşe ve kenar etkilerinin ihmal edilmesi ile akım yoğunluğuna karşılık gelen manyetik vektör potansiyelinin azimutal bileşeni A_θ^s

$$\frac{\partial^2 A_\theta^s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta^s}{\partial r} - \left(\beta^2 + \frac{1}{r^2}\right) A_\theta^s = 0 \quad (2.9)$$

denklemini sağlamak üzere

$$H_z(r_s^+) - H_z(r_s^-) = J_s \quad (2.10)$$

$$B_r(r_s^+) = B_r(r_s^-)$$

$$A(\infty) = 0 \quad , \quad A(0) = \infty \quad (2.11)$$

biçiminde sınır koşullarını tanımlar. Burada $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$ ve $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ olmak üzere, I_1 ve K_1 birinci mertebeden değiştirilmiş Bessel fonksiyonlarını gösterir. Mevcut koşullar altında (2.9) denkleminin çözümü olan A_θ^s

$$A_\theta^s = \begin{cases} \mu_0 J_s r_s I_1(\beta r_s) K_1(\beta r) & r_s \leq r < \infty \\ \mu_0 J_s r_s K_1(\beta r_s) I_1(\beta r) & r_s \leq r < \infty \end{cases} \quad (2.12)$$

olarak bulunur. Mermi hızı v olarak alınırsa r_m etkin yarıçapında yerleştirilmiş J_m mermide indüklenen akım yoğunluğundan dolayı A_θ^m Manyetik Vektör Potansiyeli

oluşur. Benzer biçimde mermide indüklenen akım perdesinden dolayı mermideki Manyetik Vektör Potansiyeli A_θ^m

$$A_\theta^m = \begin{cases} \mu_0 J_s r_m I_1(\beta r_m) K_1(\beta r) & r_m \leq r < \infty \\ \mu_0 J_m r_m K_1(\beta r_m) I_1(\beta r) & 0 \leq r < r_m \end{cases} \quad (2.13)$$

olarak bulunur. Burada mermide indüklenen akım yoğunluğu J_m bilinmeyen bir değişkendir. J_m 'i bulmak için akım yoğunluklarından dolayı oluşan alan katkılarını göz önüne almak gerekir. Buna göre α_m ve γ_m sırasıyla mermi kalınlığı ve iletkenliği olmak üzere $r = r_m$ sınırında, sınır koşulu

$$J_m = \alpha_m \gamma_m (E_\theta^s + E_\theta^m + v(B_r^s + B_r^m)) \quad (2.14)$$

olarak ifade edilir. Burada E_θ^s ve E_θ^m , mermide $r = r_m$ sınırında sürücü bobin ve mermiye ait elektrik alan yoğunluklarının azimutal bileşenleri, B_r^s ve B_r^m ise mermi $r = r_m$ sınırında sürücü bobin ve mermiye ait manyetik akı yoğunluğu radyal bileşenleridir. Buradan $E_\theta = -j\omega A_\theta$ ve $B_r = j\beta A_\theta$ bağıntıları ile (2.12) ve (2.13) denklemleri yardımıyla (2.14) denklemi

$$J_m = -j\beta \alpha_m \gamma_s v_m \mu_0 [J_s r_s K_1(\beta r_s) I_1(\beta r_m) + K_m r_m K_1(\beta r_m) I_1(\beta r_m)] \quad (2.15)$$

olarak düzenlenebilir. Burada v_m senkron hız, $s = (v_m - v)/v_m$ ise dalga hızı ile mermi hızı arasındaki kayma olmak üzere (2.15) denklemi

$$J_m = -s r_s K_1(\beta r_s) K_s / r_m K_1(\beta r_m) \sqrt{s_c^2 + s^2} \angle \emptyset \quad (2.16)$$

halini alır. Burada $\emptyset = \tan^{-1}(s_c/s)$ sürücü bobin ve mermi akım perdeleri arasındaki faz kayması olmak üzere, s_c itme kuvveti maksimuma ulaştığındaki kritik kaymadır. $\beta r_m \gg 1$ iken, özel olarak $s_c = 2/(\mu_0 \gamma \alpha_m v_m)$ olur. Kritik kayma doğrudan kovanın iletkenliği, kalınlığı ve dalga hızıyla ilgilidir.

Mermide oluşan itme kuvveti mermide indüklenen akım yoğunluğu ile manyetik akı yoğunluğunun radyal bileşeninin çarpımına eşittir. Buna göre $r = r_m$

mermi sınırında manyetik akı yoğunluğunun radyal bileşeni (2.13), (2.14) ve (2.16) denklemlerinden

$$B_r = j\beta(A_\theta^s + A_\theta^m) = s_c\mu_0\beta I_1(\beta r_m)K_1(\beta r_s)K_s/\sqrt{s_c^2 + s^2}\angle\emptyset \quad (2.17)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.16) ve (2.17) kullanılarak, zamana ve konuma bağlı bir fonksiyon olan mermi üzerindeki yerel kuvvet yoğunluğu

$$f_z = K_s(z, t)B_r(z, t) = F_{z,m}\{\cos[2(\omega t - \beta z + \emptyset)] + 1\} \quad (2.18)$$

olarak bulunur. Burada kuvvetin genliği olan $F_{z,m}$

$$F_{z,m} = \frac{ss_c\mu_0\beta r_s^2 K_1^2(\beta r_s)I_1(\beta r_m)J_s^2}{(s_c^2 + s^2)2r_m K_1(\beta r_m)} \quad [N/m^2] \quad (2.19)$$

olarak verilir. Buna göre kritik kaymada kuvvetin genliği

$$F_{z,m} = \frac{\mu_0\beta r_s^2 K_1^2(\beta r_s)I_1(\beta r_m)J_s^2}{4r_m K_1(\beta r_m)} \quad (2.20)$$

olmak üzere en yüksek değerini alır [He et al, 1991].

Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modellenmesinde İletim Hatları yöntemi veya Akım Perdesi yöntemi tek başına kullanılabileceği gibi, bu iki yöntemin bir arada bulunduğu hibrit uygulamalar da mümkündür. Böylece elektromanyetik parametreler ile devre parametreleri arasında ilişki kurularak fırlatıcı yapısı daha gerçekçi modellenerek, mermiye etki eden kuvvet hesaplanabilir [He et al, 1993].

2.3. Sonlu Elemanlar Yöntemi

Sonlu Elemanlar (Finite Element) yöntemi ile ilgili bölgenin alan analizleri, bölgenin alt bölgelere yoğunluğa göre ayrıklaştırılmasıyla elde edilir. Sonlu Elemanlar yöntemi ile ayrıklaştırılamayan bölgelerin analizinde Sınır Elemanlar (Boundary Element) yöntemi kullanılır. Bu yöntemlerin birlikte değerlendirilmesi ile fırlatıcının elektromanyetik ve yapısal büyüklükleri arasında ilişkiler kurulmuştur. [Cristina and Napoli, 1983]. Daha sonraları Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı geçici

hal davranışlarını analiz etmek amacıyla Sonlu ve Sınır Elemanları yöntemleri birleştirilerek hibrit potansiyeller ile bobinli fırlatıcı modeli analiz edilmiştir [Chang et al, 1993]. Ayrıca merminin asimetrik ve eğimli durumları için Sonlu Elemanlar yöntemi ile devre eş değeri karşılaştırma amaçlı çalışmalar da yapılmıştır [Hainsworth et al, 1993]. Sonlu Elemanlar yöntemi ile yapılan Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modellemesi çalışmalarında ortaya çıkan temel zorluklardan biri merminin hareketinin zaman uzayında analiz edilememesidir. Çünkü klasik Sonlu Elemanlar veya Sınır Elemanlar yöntemi Helmholtz denkleminin çözümlerini frekans uzayında vermektedir. Bundan dolayı zamana göre değişen ve ivmeli mermi hareketinin modellenebilmesi için mermi konumunun değiştirilerek oluşan yeni problemin her mermi konumu için tekrardan çözümlerinin elde edilmesi gerekmektedir.

3. ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR YÖNTEMİ

Elektromanyetik uygulamalarda Zaman Uzayında Sonlu Farklar (ZUSF) yöntemi, Maxwell denklemlerindeki zamansal ve konumsal analitik türevlerin sayısal merkezi farklar eş değerleri ile değiştirilerek, zamanda iteratif olarak çözümüne dayanır [Yee, 1966]. Burada kullanılan sayısal merkezi fark türev eş değerleri Taylor serisi kullanılarak zamanda ve konumda, çoğunlukla ikinci mertebeden hataya sahip olacak biçimde elde edilir. ZUSF yöntemi genellikle Kartezyen koordinatlar üzerine kurulu olarak uygulanmaktadır. Yapılan bu çalışmada olduğu gibi karmaşık bir geometriye sahip cisimlerde geometrik/elektromanyetik tanımların yapılabilmesi için merdivenleme (staircasing) tekniği kullanılır.

Bununla birlikte

- Zamanla değişen,
- Lineer olmayan karmaşık yapılar,
- Geniş bantlı

problemlerin bilgisayarı tek bir sefer (single run) çalıştırma ile ve geçici hal çözümleri üzerinde araştırmalar nedeni ile frekans uzayı çözümleri zorlukları yüzünden çeşitli Sayısal Zaman Uzay çözümleri önerilmiştir. Zaman Uzayında Sonlu Farklar (ZUSF) Yöntemi bunlardan en yaygın olarak kullanılanlarındandır [Taflove and Hagness, 2005], [Aksoy, 2010].

3.1. ZUSF Yöntemi ve Maxwell Denklemleri

Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi temelde belirli bir hata kapsamında genelde birinci veya ikinci mertebeden bir türevin sayısal eş değerinin Taylor seri açılımı ifadesi üzerine dayalıdır. Buna göre kısmi türevi $\partial f(x, y, z)/\partial x$ olan bir $f(x)$ fonksiyonunun $x = x_i$ civarında Taylor serisi açılımı

$$\begin{aligned}
f(x) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^n(x_i)}{n!} (x - x_i)^n \\
&= f(x)|_{x=x_i} + (x - x_i)f'(x)|_{x=x_i} + \frac{(x - x_i)^2}{2!} f''(x)|_{x=x_i} \\
&\quad + \dots
\end{aligned} \tag{3.1}$$

iken $(x - x_i) = h$ olarak seçilmek üzere $(x = x_i + h)$ olarak

$$f(x_i + h) = f(x_i) + hf'(x_i) + \frac{h^2}{2!} f''(x_i) + \dots \tag{3.2}$$

şeklinde yazılabilir. Burada özel olarak $x = x_i$ için hesap yapıldığı hatırlanarak

$$f(x + h) = f(x) + hf'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) + \frac{h^3}{3!} f'''(x) + \dots \tag{3.3}$$

olmak üzere

$$\frac{f(x + h) - f(x)}{h} = f'(x) + \frac{h}{2!} f''(x) + \frac{h^2}{3!} f'''(x) + \dots \tag{3.4}$$

bulunur. Benzer şekilde

$$f(x - h) = f(x) - hf'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) - \frac{h^3}{3!} f'''(x) + \dots \tag{3.5}$$

ve

$$-\frac{f(x - h) - f(x)}{h} = f'(x) - \frac{h}{2!} f''(x) + \frac{h^2}{3!} f'''(x) - \dots \tag{3.6}$$

olmak üzere (3.4) ve (3.6) denklemleri taraf tarafa toplanırsa merkezi farklar olarak bilinen

$$\frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} = f'(x) + \frac{h^2}{3!} f'''(x) + \dots \quad (3.7)$$

ilişkisi bulunur. Burada ikinci mertebeden hata $O(h^2)$ kabulü ile birinci mertebeden merkezi fark türevi

$$f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} + O(h^2) \quad (3.8)$$

olarak ifade edilebilir. Burada $2h$ türevin alınmasında kullanılan $f(x+h)$ ve $f(x-h)$ noktaları arasındaki uzaklığı gösterir. Böylece en başta ele alınan $\partial f(x, y, z)/\partial x$ kısmi türevi sayısal olarak

$$\frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} \cong \frac{f(x+h, y, z) - f(x-h, y, z)}{2h} \quad (3.9)$$

biçiminde yazılabilir.

Yukarıda anlatılanlar kapsamında ZUSF yöntemi ile Maxwell denklemlerindeki zaman ve konum bağımlı tüm türevler düzenlenerek, zamanda iteratif olarak çözüm sağlanabilir. Buna göre basit ortamda Maxwell denklemleri

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.10)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (3.11)$$

olarak ele alınsın. Burada konum-zaman $(\vec{r}, t)$ bağımlı olarak $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ ve $\vec{J}(\vec{r}, t)$ sırası ile elektrik alan, manyetik alan ve akım yoğunluğu vektörünü gösterir. ∇ Nabla operatörünü ε (F/m) ve μ (H/m) ise sırası ile ortamın dielektrik geçirgenliğini ve manyetik geçirgenliğini gösterir.

Bu aşamada öncelikle Maxwell denklemlerindeki zamana bağlı türevler ikinci mertebeden doğruluğa sahip merkezi farklar biçiminde ele alınsın. Burada tüm alan bileşenlerinin argümanları $f(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, n\Delta t) = f^n(\vec{r})$ biçiminde gösterilmek ve

Δt birim zaman adımı olmak üzere, zamanda n anında türev alınsın. Bu durumda birinci Maxwell denklemi

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}^n(\vec{r}) + \mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}^n(\vec{r}) &= 0 \\ \Rightarrow \nabla \times \vec{E}^n(\vec{r}) + \mu \frac{\vec{H}^{n+1/2}(\vec{r}) - \vec{H}^{n-1/2}(\vec{r})}{\Delta t} &\cong 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

olmak üzere, zamanda en ileri terim olan $\vec{H}^{n+1/2}(\vec{r})$ için düzenlenirse

$$\vec{H}^{n+1/2}(\vec{r}) \cong \vec{H}^{n-1/2}(\vec{r}) - \frac{\Delta t}{\mu} [\nabla \times \vec{E}^n(\vec{r})] \quad (3.13)$$

olarak bulunur. Burada manyetik alanların (zaman türevi n anında alınması nedeni ile) zamanda $n + 1/2$ anlarında hesaplanması gerektiğinden, zamanda uyumluluğunun sağlanması bakımından ikinci Maxwell denklemi $n + 1/2$ anlarında ele alınarak, düzenlenirse

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H}^{n+1/2}(\vec{r}) - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}^{n+1/2}(\vec{r}) &= \vec{j}^{n+1/2}(\vec{r}) \\ \Rightarrow \nabla \times \vec{H}^{n+1/2}(\vec{r}) - \varepsilon \frac{\vec{E}^{n+1}(\vec{r}) - \vec{E}^n(\vec{r})}{\Delta t} &\cong \vec{j}^{n+1/2}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

olmak üzere, zamanda en ileri terim olan $\vec{E}^{n+1}(\vec{r})$ çekilirse

$$\vec{E}^{n+1}(\vec{r}) \cong \vec{E}^n(\vec{r}) - \frac{\Delta t}{\varepsilon} [\vec{j}^{n+1/2}(\vec{r}) - \nabla \times \vec{H}^{n+1/2}(\vec{r})] \quad (3.15)$$

olarak bulunur [Aksoy, 2010]. Böylece elektromanyetik alan bileşenleri sayısal ve zamanda iteratif olarak adım adım çözülebilecektir. Burada görüleceği üzere elektrik ve manyetik alanlar birbirlerine göre zamanda ve konumda kayık durumdadırlar.

3.2. Üç Boyutlu Kartezyen Koordinatlarda ZUSF

Kayıplı, dielektrik bir ortam için Maxwell denklemleri

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (3.16)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sigma \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (3.17)$$

olarak verilir. $\nabla \times$ operatörünün Kartezyen koordinatlardaki tanımı gereği, Maxwell denklemleri yeniden düzenlenirse

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.19)$$

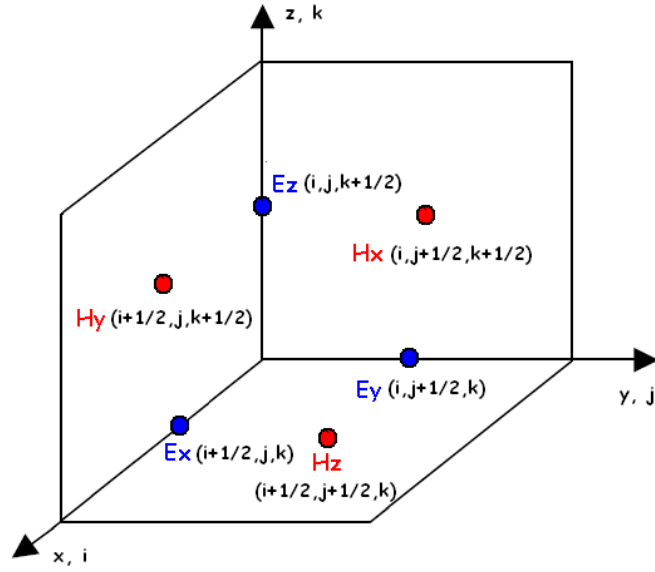
$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x - J_x \right) \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y - J_y \right) \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z - J_z \right) \quad (3.23)$$

olarak yazılır. Buradan n zaman adımında ve (i, j, k) koordinatlarında ZUSF birim hücresi



Şekil 3.1. Birim Yee hücresi.

olarak verilmek üzere E_x bileşeni için sayısal türev alınırsa

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \sigma_{i+1/2,j,k} E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - J_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\ & \quad \left. - \sigma_{i+1/2,j,k} E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - J_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

olarak yazılır. Burada $E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ ve $J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ yarım zaman adımlarında Yee birim hücresinde tanımlı olmadığından

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \quad ; \quad J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \quad (3.26)$$

olmak üzere ortalama değer alınarak eşitlik (3.25)

$$\begin{aligned} & \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\ & \quad \left. - \sigma_{i+1/2,j,k} \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} - \frac{J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.27)$$

halini alır. Buradan zamanda en ileri durumda olan $E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1}$ terimi çekilerek, E_x bileşeni için ZUSF güncelleme denklemi

$$\begin{aligned}
E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} = & \left(\frac{2\varepsilon - \Delta t \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k}}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k}} \right) E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \\
& + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k}} \left(\frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right. \\
& \left. - \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right) \\
& - \frac{\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k}} \left(J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \right)
\end{aligned} \tag{3.28}$$

elde edilir. Benzer şekilde E_y alan bileşeni için ZUSF güncelleme denklemi

$$\begin{aligned}
E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = & \left(\frac{2\varepsilon - \Delta t \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k}}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k}} \right) E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n \\
& + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k}} \left(\frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\
& \left. - \frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) \\
& - \frac{\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k}} \left(J_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} + J_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n \right)
\end{aligned} \tag{3.29}$$

ve E_z alan bileşeni için ZUSF güncelleme denklemi

$$\begin{aligned}
E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} &= \left(\frac{2\varepsilon - \Delta t \sigma_{i,j,k+1/2}}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j,k+1/2}} \right) E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n \\
&+ \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j,k+1/2}} \left(\frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right. \\
&\quad \left. - \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right) \\
&- \frac{\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t \sigma_{i,j,k+1/2}} \left(J_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} + J_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n \right)
\end{aligned} \tag{3.30}$$

olarak bulunur. Aynı mantıkla H_x H_y ve H_z manyetik alan bileşenleri için ZUSF güncelleme denklemleri de

$$\begin{aligned}
H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right)
\end{aligned} \tag{3.31}$$

$$\begin{aligned}
H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_z|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right)
\end{aligned} \tag{3.32}$$

$$H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} = H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} \right) \quad (3.33)$$

olarak bulunur.

3.3. Mur Türü Soğurucu Sınır Koşulu

Birçok elektromanyetik problem açık uzayda elektromanyetik dalgaların cisimlerle etkileşmesi üzerine kuruludur. Bu durumda ZUSF problem uzayı belirli yönlerde açık ve sonsuza kadar uzanmak durumundadır. Problem uzayının sonsuza kadar uzanması bilgisayar kaynakları bakımından mümkün olmadığından, uzayın etkileşmeler bakımından yeterli olabileceği belli bir yerde kesilerek, uygun biçimde sonlandırılması gerekmektedir. Bu kapsamda gerçekteki sonsuzluğun modellenmesi için kesilen bölgeden itibaren uygulanan sınır koşullarına *Soğurucu Sınır Koşulları-SSK (Absorbing Boundary Condition - ABC)* adı verilir. Uygulamalarda birçok SSK türü mevcuttur. Bunlardan Mükemmel Uyumlu Katman (Perfectly Matched Layer), Mur türü SSK'a göre çok daha yüksek bir performansa sahip olmasına rağmen, uygulanması oldukça zordur. Bu çalışmada incelenen problemin üç boyutlu olması nedeni ile hesap yükü ve programla kargaşasının azaltılması açısından ZUSF hesap uzayının Mur türü SSK ile sonlandırılması yeterli görülmüştür. Buna göre belirli bir yöne doğru dalga yayılımını tanımlayan dalga denklemi Tek Yönlü Dalga Denklemi olarak bilinir. Tek yönlü dalga denklemi ZUSF problem uzayı dış sınırına uygulandığında üzerine gelen elektromanyetik dalgayı soğurur. Kartezyen koordinatlarda ZUSF için SSK üç boyutlu dalga denklemi operatör boyutunda

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x, y, z, t) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u(x, y, z, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x, y, z, t) \\
&= \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] u(x, y, z, t)
\end{aligned} \tag{3.34}$$

$$= \left[L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 - \frac{L_t^2}{c^2} \right] u = 0$$

olarak düzenlenirse

$$Lu = \left[L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 - c^{-2} L_t^2 \right] u = L^+ L^- u = 0 \tag{3.35}$$

olmak üzere L^+ ve L^- operatörleri biçiminde ayrıklaştırılırsa L^+ ve L^- operatörleri

$$\begin{aligned}
L^+ &= L_x + \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t} \right)^2 - \left(c \frac{L_z}{L_t} \right)^2} \\
L^- &= L_x - \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t} \right)^2 - \left(c \frac{L_z}{L_t} \right)^2}
\end{aligned} \tag{3.36}$$

halini alır. Böylece sağa doğru yayılan elektromanyetik dalgayı L^+ operatörünü, sola doğru yayılan elektromanyetik dalgayı L^- operatörünü kullanarak sınırda soğurmak

$$L^- u|_{x=0} = 0 \quad , \quad L^+ u|_{x=h} = 0 \tag{3.37}$$

koşulu altında mümkündür. L^+ ve L^- operatörlerinde bulunan karekök fonksiyonu nedeni ile L^+ ve L^- operatörlerinin tam ifadelerinin SSK olarak verilen koşullar gereği doğrudan sayısal kullanımı oldukça zordur [Enquist and Majda, 1977]. Bu nedenle karekök fonksiyonu yerine Taylor Serisi yaklaşık değerinin kullanılması ile çeşitli mertebelerde doğruluğa sahip SSK elde edilebilir [Mur, 1981]. Bu durum sayısal olarak elektromanyetik dalgaının sınırda tümü ile soğurulmasını imkânsız kılmakla birlikte, kabul edilebilir düzeyde geri yansımalar ile SSK gerçekleşmesine izin verir.

Karekök fonksiyonunun 1'e yakın değerleri için, yani $cL_y/L_t \ll 1$ ve $cL_z/L_t \ll 1$ iken

$$\sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t}\right)^2 - \left(c \frac{L_z}{L_t}\right)^2} \cong 1 \quad (3.38)$$

bağıntısı geçerli olup, bu duruma karşılık gelen $cL_y \ll L_t$ ve $cL_z \ll L_t$ durumu y ve z yönünde elektromanyetik dalganın türevinin ihmal edilebileceği anlamındadır. Bu durum $x = 0$ ve $x = h$ sınırında elektromanyetik dalganın geniş bir açı ile bu yüzeylere çarptığını gösterir. Örneğin $x = 0$ sınırında yukarıdaki yaklaşım kapsamında L^- operatörü düzenlenirse

$$L^- = L_x - \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t}\right)^2 - \left(c \frac{L_z}{L_t}\right)^2} \cong L_x - \frac{L_t}{c} \quad (3.39)$$

bulunur. Böylece operatör boyutunda düzenleme yapılarak birinci mertebeden doğruluğa sahip Mur türü SSK $x = 0$ ve $x = h$ sınırlarında

$$L^- u|_{x=0} = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{x=0} = 0 \quad (3.40)$$

$$L^+ u|_{x=h} = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{x=h} = 0 \quad (3.41)$$

olarak verilir. Bu tez çalışmasında her bir alan bileşeni için birinci dereceden doğruluğa sahip Mur türü SSK uygulanacaktır. Bu kapsamda L^- operatörü $y = 0$ sınırında E_x bileşenine uygulanırsa

$$L^- E_x|_{y=0} = 0 \Rightarrow \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} \Big|_{y=0} = 0 \quad (3.42)$$

olmak üzere, n anlarında ve (i, j, k) konumunda ayrıklaştırılırsa

$$\frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+\frac{1}{2}} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} = \frac{1}{c} \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta t} \quad (3.43)$$

olarak bulunur. Burada $E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+\frac{1}{2}}$ ile $E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ yarım zaman adımlarında ve $E_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1}$ ile $E_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^n$ Yee birim hücresinde konum olarak tanımlı olmadığından

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n}{2} \quad (3.44)$$

olmak üzere yukarıda verilen diğer ifadelerde de ortalama değer alınarak yeniden düzenlenirse

$$\begin{aligned} & \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n}{2} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \\ &= \frac{\Delta y}{c\Delta t} \left(\frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1}}{2} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.45)$$

olmak üzere, $y = 0$ sınırı $j = 1$ 'de tanımlı olduğundan, Mur SSK için ZUSF güncelleme denklemi

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},1,k}^{n+1} = E_x|_{i+\frac{1}{2},2,k}^n + \frac{c\Delta t - \Delta y}{c\Delta t + \Delta y} \left(E_x|_{i+\frac{1}{2},2,k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},1,k}^n \right) \quad (3.46)$$

olarak yazılır. Benzer yolla diğer tüm sınırlarda Mur SSK için ZUSF güncelleme denklemleri E_x bileşeni için

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},Ny+1,k}^{n+1} = E_x|_{i+\frac{1}{2},Ny,k}^n + \frac{c\Delta t - \Delta y}{c\Delta t + \Delta y} \left(E_x|_{i+\frac{1}{2},Ny,k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},Ny+1,k}^n \right) \quad (3.47)$$

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},j,1}^{n+1} = E_x|_{i+\frac{1}{2},j,2}^n + \frac{c\Delta t - \Delta z}{c\Delta t + \Delta z} \left(E_x|_{i+\frac{1}{2},j,2}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,1}^n \right) \quad (3.48)$$

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},j,Nz+1}^{n+1} = E_x|_{i+\frac{1}{2},j,Nz}^n + \frac{c\Delta t - \Delta z}{c\Delta t + \Delta z} \left(E_x|_{i+\frac{1}{2},j,Nz}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,Nz+1}^n \right) \quad (3.49)$$

E_y bileşeni için

$$E_y|_{1,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = E_y|_{2,j+\frac{1}{2},k}^n + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left(E_y|_{2,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} - E_y|_{1,j+\frac{1}{2},k}^n \right) \quad (3.50)$$

$$E_y|_{Nx+1,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = E_y|_{Nx,j+\frac{1}{2},k}^n + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left(E_y|_{Nx,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} - E_y|_{Nx+1,j+\frac{1}{2},k}^n \right) \quad (3.51)$$

$$E_y|_{i,j+\frac{1}{2},1}^{n+1} = E_y|_{i,j+\frac{1}{2},2}^n + \frac{c\Delta t - \Delta z}{c\Delta t + \Delta z} \left(E_y|_{i,j+\frac{1}{2},2}^{n+1} - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},1}^n \right) \quad (3.52)$$

$$E_y|_{i,j+\frac{1}{2},Nz+1}^{n+1} = E_y|_{i,j+\frac{1}{2},Nz}^n + \frac{c\Delta t - \Delta z}{c\Delta t + \Delta z} \left(E_y|_{i,j+\frac{1}{2},Nz}^{n+1} - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},Nz+1}^n \right) \quad (3.53)$$

E_z bileşeni için

$$E_z|_{1,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_z|_{2,j,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left(E_z|_{2,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_z|_{1,j,k+\frac{1}{2}}^n \right) \quad (3.54)$$

$$E_z|_{Nx+1,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_z|_{Nx,j,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left(E_z|_{Nx,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_z|_{Nx+1,j,k+\frac{1}{2}}^n \right) \quad (3.55)$$

$$E_z|_{i,1,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_z|_{i,2,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{c\Delta t - \Delta y}{c\Delta t + \Delta y} \left(E_z|_{i,2,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_z|_{i,1,k+\frac{1}{2}}^n \right) \quad (3.56)$$

$$E_z|_{i,Ny+1,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = E_z|_{i,Ny,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{c\Delta t - \Delta y}{c\Delta t + \Delta y} \left(E_z|_{i,Ny,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_z|_{i,Ny+1,k+\frac{1}{2}}^n \right) \quad (3.57)$$

olarak bulunur.

3.4. Sayısal Dispersiyon

Dispersiyon bir ortamda yayılan elektromanyetik dalganın faz hızının $v_{faz} = v_{faz}(\omega)$ biçiminde frekansla değişimi olarak tanımlanabilir. Sayısal dispersiyon problem uzayının ızgaralanması nedeni ile oluşan faz hızının frekans bağımlılığıdır. ZUSF bakımından önemi ise elektromanyetik dalganın ızgaradaki faz hızını değiştirerek, faz hatalarına yol açmasıdır. Bu kapsamda sayısal dispersiyon ZUSF çözümünde

- Fiziksel olmayan sonuçlar (darbe genişlemesi ve/veya çınlaması),
- Çoklu saçılmalarda yeterli doğruluğa sahip olmayan faz sıfırlamaları,
- Sayısal anizotropi,
- Sahte kırılmalar

v.b. istenmeyen sonuçlar ortaya çıkarmaktadır. Sayısal dispersiyon etkisi temelde

- Dalga boyu,
- Izgarada dalga yayılım yönü,
- Izgara ve ayırıklaştırma türüne

göre değişmektedir. Üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda ZUSF için sayısal dispersiyon bağıntısı

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{c\Delta t} \sin(\omega\Delta t/2) \right]^2 \\ = \left[\frac{1}{\Delta x} \sin(k_x^s \Delta x/2) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta y} \sin(k_y^s \Delta y/2) \right]^2 \\ + \left[\frac{1}{\Delta z} \sin(k_z^s \Delta z/2) \right]^2 \end{aligned} \quad (3.58)$$

olarak verilir [Taflove and Hagness, 2005]. Burada $k = \omega/c$ analitik dalga sayısını, k_x^s , k_y^s ve k_z^s ise sırası ile ızgaralama nedeni ile oluşan x , y ve z yönündeki sayısal dalga sayısını gösterir. Buradan küçük argüman yaklaşımı altında $k^2 = (k_x^s)^2 + (k_y^s)^2 + (k_z^s)^2$ sağlanarak, dispersiyonsuzluk sağlanabilir. Küçük argüman

yaklaşımının sağlanabilmesi içinse Δx , Δy ve Δz 'nin mümkün olduğunca küçük olması gerektiği açıktır. Bu durumda özellikle büyük ölçekli problemlerde kontrol altında tutulması gereken sayısal dispersiyon hataları, birim ızgara boyutları küçültülerek azaltılabilir. Çoğunlukla bir problem için ızgara boyutu $\lambda/10$ civarlarında seçilerek, sayısal dispersiyon hataları kabul edilebilir düzeyde tutulabilmektedir.

3.5. Sayısal Kararlılık

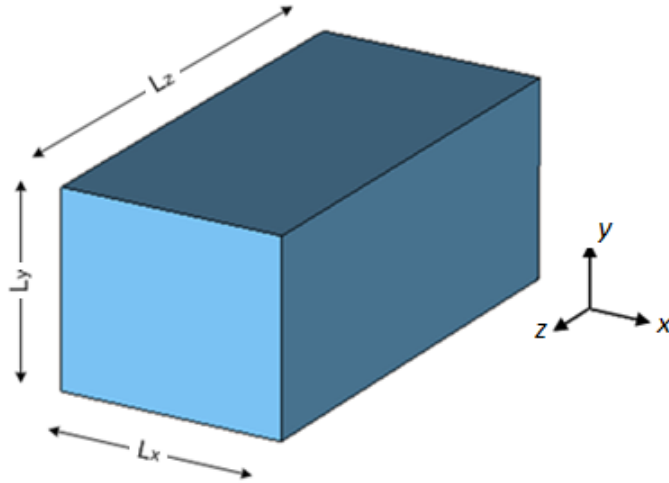
Kararlılık sınırlı giriş işaretlerine karşın, sınırlı çıkış işaretlerinin elde edilmesi prensibini karşılar. Tüm sayısal çözümlerin kararlı olması zorunludur. Buna göre ZUSF çözümlerinin de uzay ve zamanda ayırklaştırma kapsamında kararlı olması için kararlılık koşullarını sağlaması gerekmektedir. Bu kapsamda üç boyutlu Kartezyen koordinatlar sisteminde ZUSF çözümünün sayısal kararlılığı için, birim zaman adımı Δt 'nin

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.59)$$

şartını sağlaması gerekmektedir. Burada c ışık hızı, Δx , Δy ve Δt sırası ile x , y ve z yönlerinde birim hücre boyutlarını gösterir [Taflove and Hagness, 2005].

3.6. ZUSF Algoritmasının Doğrulanması

Geliştirilen ZUSF algoritması ile elde edilen sonuçların doğrulanması için, ZUSF yöntemi ile analitik çözümü iyi bilinen dikdörtgen ve silindirik mükemmel iletken duvarlara sahip rezonatörlerde elektromanyetik alan dağılımları incelenmiştir. Bu amaçla belli boyutlardaki rezonatörlerin rezonans frekansları analitik olarak hesaplanarak, bu frekanslardaki işaretlerin ZUSF çözümünde rezonansa gelip gelmedikleri gözlenmiştir. Şekil 3.2’de dikdörtgensel rezonatörün genel görünümü verilmiştir. Burada L_x , L_y ve L_z sırasıyla rezonatörlerin x , y ve z yönündeki boyutlarını gösterir.



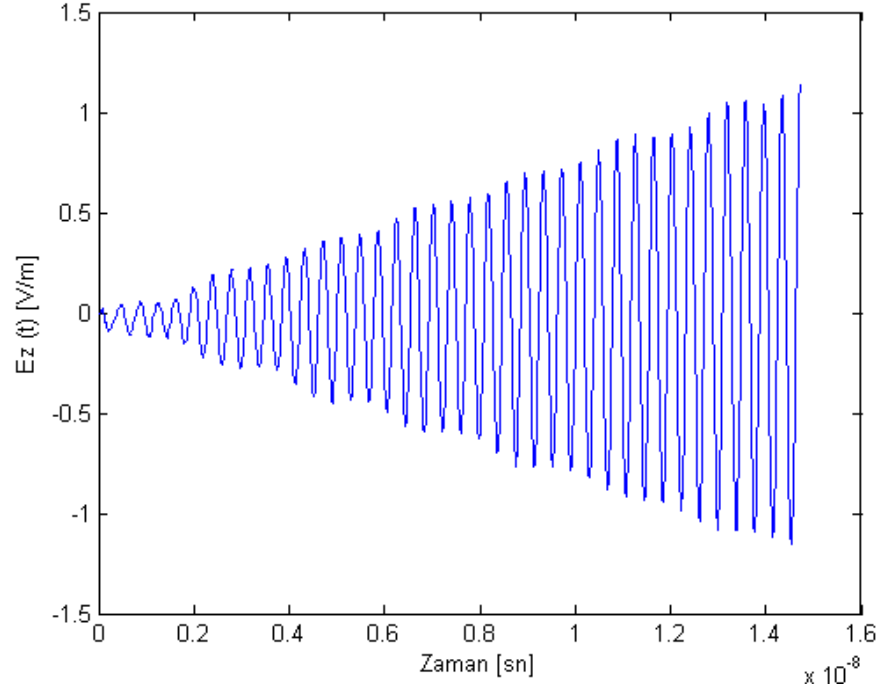
Şekil 3.2. Dikdörtgen kesitli rezonatörün genel görünümü.

Buna göre boyutları $L_x = L_y = L_z = 0.1 \text{ m}$ olan bir dikdörtgen kavitede ızgara büyüklükleri $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \lambda/14$ olarak seçilerek ızgara sayısı $N_x = N_y = N_z = 12$ olacak şekilde ayırıklaştırma yapılmıştır. Bu boyuttaki bir kavitede TM_{111} modunda rezonans frekansı bağıntısı

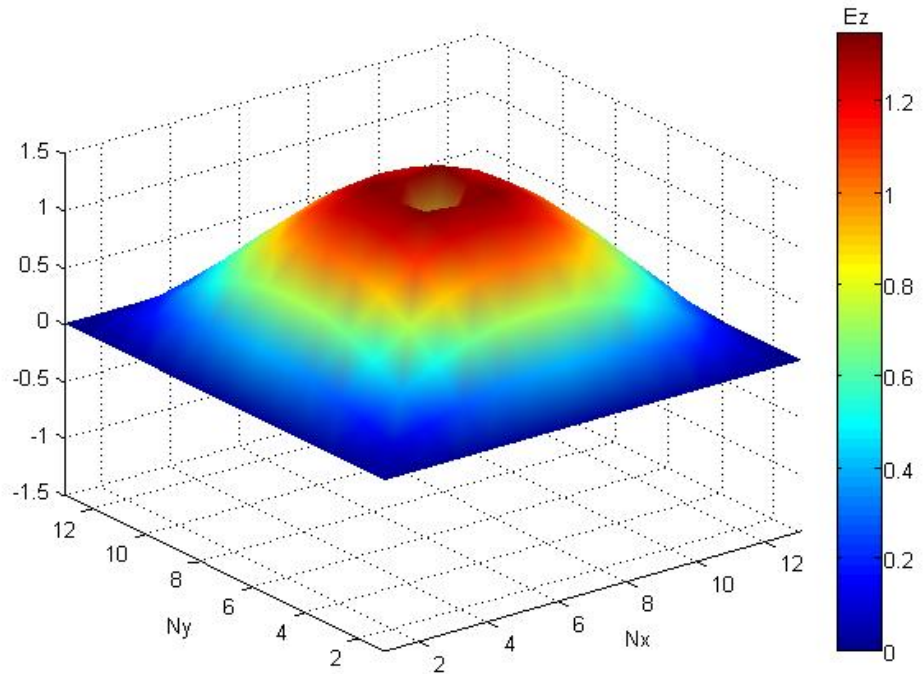
$$f_{111}^{TM} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{1}{L_z}\right)^2}$$

kullanılarak $f_{rezonans} = 2.5963 \text{ GHz}$ olarak bulunmuştur [İdemen, 1991]. ZUSF çözümünde E_z noktasal kaynağı $(i, j, k) = (7, 7, 1)$ noktasına uygulanmış ve $(i, j, k) = (6, 6, 3)$ noktasında E_z 'nin zamana göre değişimi incelenmiştir. ZUSF kararlılık kriteri gereği $\Delta t = 1.4444 \times 10^{-11}$ olmak üzere 1024 zaman iterasyonu

adımı sonunda Şekil 3.3’de görüldüğü üzere genliği zamanla artan (rezonansa gelen) işaret elde edilmiştir. Yine Şekil 3.4’de ise z sabit düzlemi boyunca E_z ’nin $x - y$ düzleminde uygun bir zamanda alan dağılımı da TM_{111} modunu karşılar.

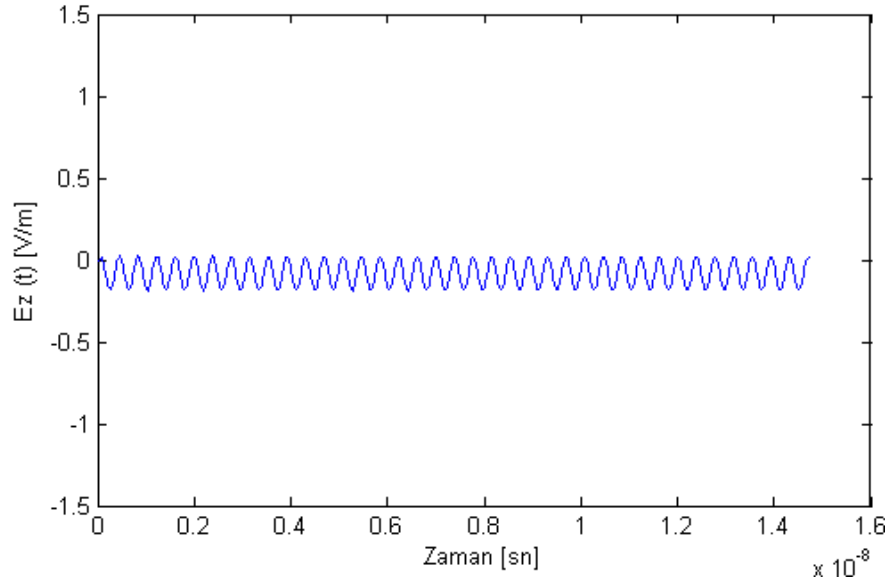


Şekil 3.3. Dikdörtgen kesitli rezonatörde rezonansa gelen E_z işareti.



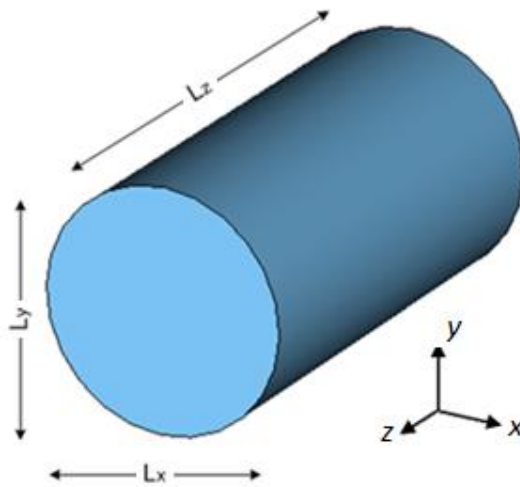
Şekil 3.4. Z sabit düzlemi boyunca Oxy düzleminde uygun bir zamanda E_z alan dağılımı.

Dikdörtgen rezonatör duvarlarındaki mükemmel elektrik iletken sınır koşulu yerine birinci mertebeden doğruluğa sahip Mur türü SSK olarak değiştirildiğinde, gözlem noktası aynı kalmak koşulu ile işaretin duvarlarda soğrulduğu ve rezonansa gelmediği Şekil 3.5’deki gibi görülmektedir.



Şekil 3.5. Mur türü SSK uygulanması sonucu elde edilen işaret.

Bu tez çalışmasında bobinli elektromanyetik fırlatıcı kapsamında silindirik geometriye sahip bir model incelendiğinden, ek olarak silindirik rezonatör için de geliştirilen ZUSF çözümü doğrulanmıştır. Şekil 3.6’da silindirik rezonatörün genel görünümü verilmiştir. Burada $L_x = L_y = R$ silindirik rezonatörün sırasıyla x ve y yönündeki boyutlarını ve çapını, L_z ise z yönündeki boyutunu gösterir.

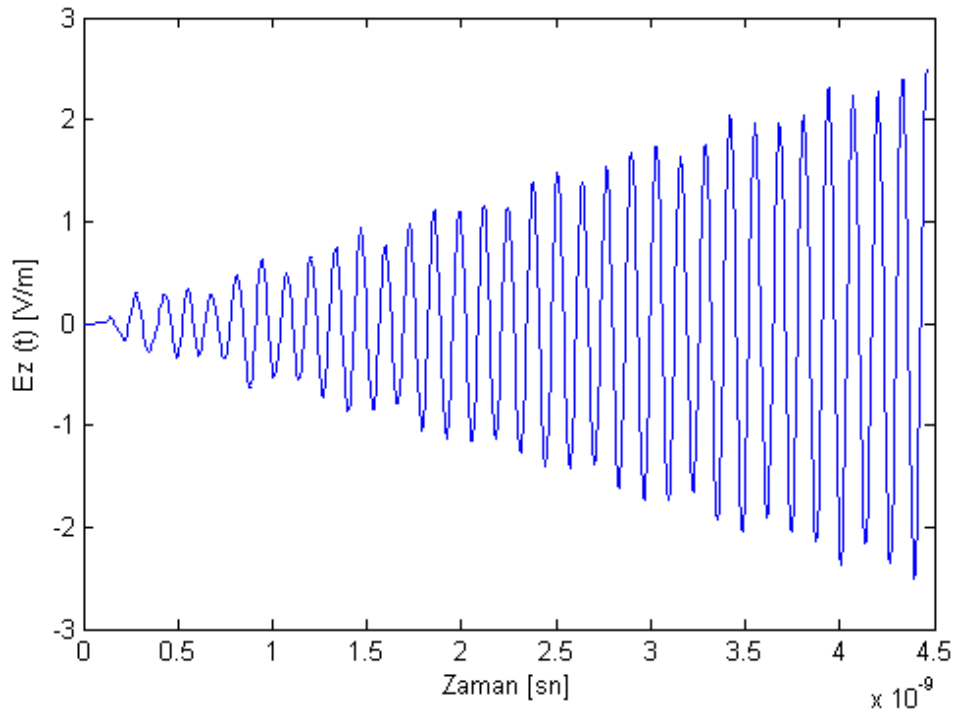


Şekil 3.6. Silindirik rezonatörün genel görünümü.

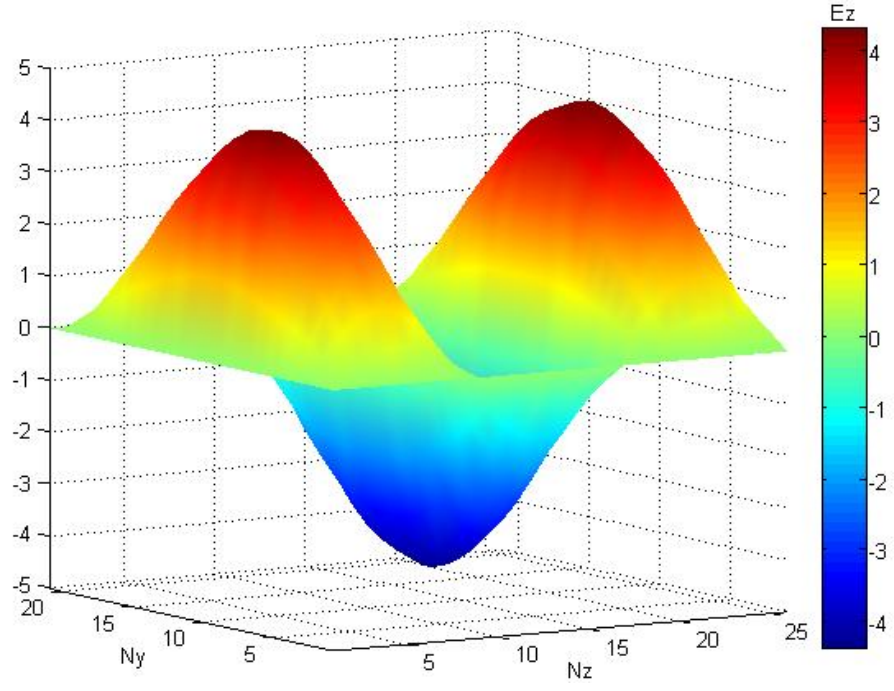
Buna göre yarıçapı $r = L_x/2 = L_y/2 = 0.025 \text{ m}$ ve yüksekliği $h = L_z = 0.065 \text{ m}$ olan silindirik bir rezonatörde ızgara büyüklükleri $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \lambda/16$ seçilerek ızgara sayıları $N_x = N_y = 20$, $N_z = 26$ olacak şekilde ayrıklaştırma yapılmıştır. Bu boyuttaki bir silindirik rezonatörde TM_{111} modunda rezonans frekansı

$$f_{111}^{TM} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{3.832}{r}\right)^2}$$

bağıntısı kullanılarak $f_{rezonans} = 7.6738 \text{ GHz}$ olarak bulunmuştur [İdemen, 1991]. Burada E_z çizgisel kaynağı $(i, j, k) = (1:20, 11, 6)$ noktalarına uygulanmış ve $(i, j, k) = (11, 11, 20)$ noktasında E_z 'nin zamana göre değişimi incelenmiştir. Kararlılık kriteri gereği $\Delta t = 4,4301 \times 10^{-12}$ değeri alınarak 1030 zaman iterasyon adımı sonunda Şekil 3.7'de genliği zamanla artan (yani rezonansa gelen) işaret elde edilmiştir. Yine Şekil 3.8'de x sabit düzlemi boyunca E_z 'in Oyz düzlemindeki alan dağılımı görülmektedir.



Şekil 3.7. Silindirik rezonatörde rezonansa gelen E_z işareti.



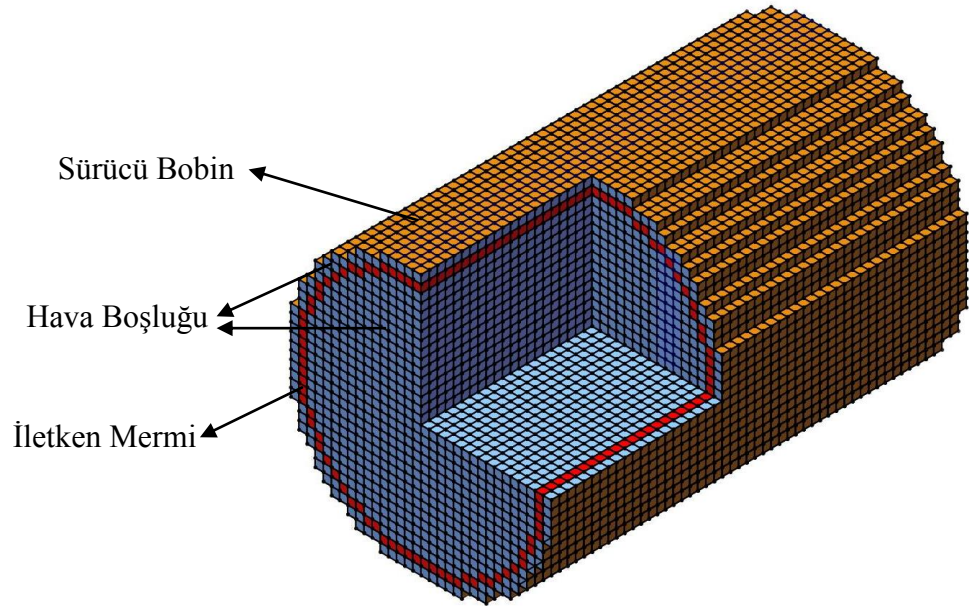
Şekil 3.8. x sabit düzlemi boyunca Oyz düzleminde uygun bir zamanda E_z alan dağılımı.

4. BOBİNLİ ELEKTROMANYETİK FIRLATICI ZUSF BENZETİMİ

Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ZUSF çözümlerinin geliştirilmesi için temelde

- Üstel Fark Uygulaması,
- Kuvazi-Statik Yaklaşımı Uygulaması,
- Hareketli Cisim Uygulaması,
- Yürüyen Dalgalı Kaynak Uygulaması

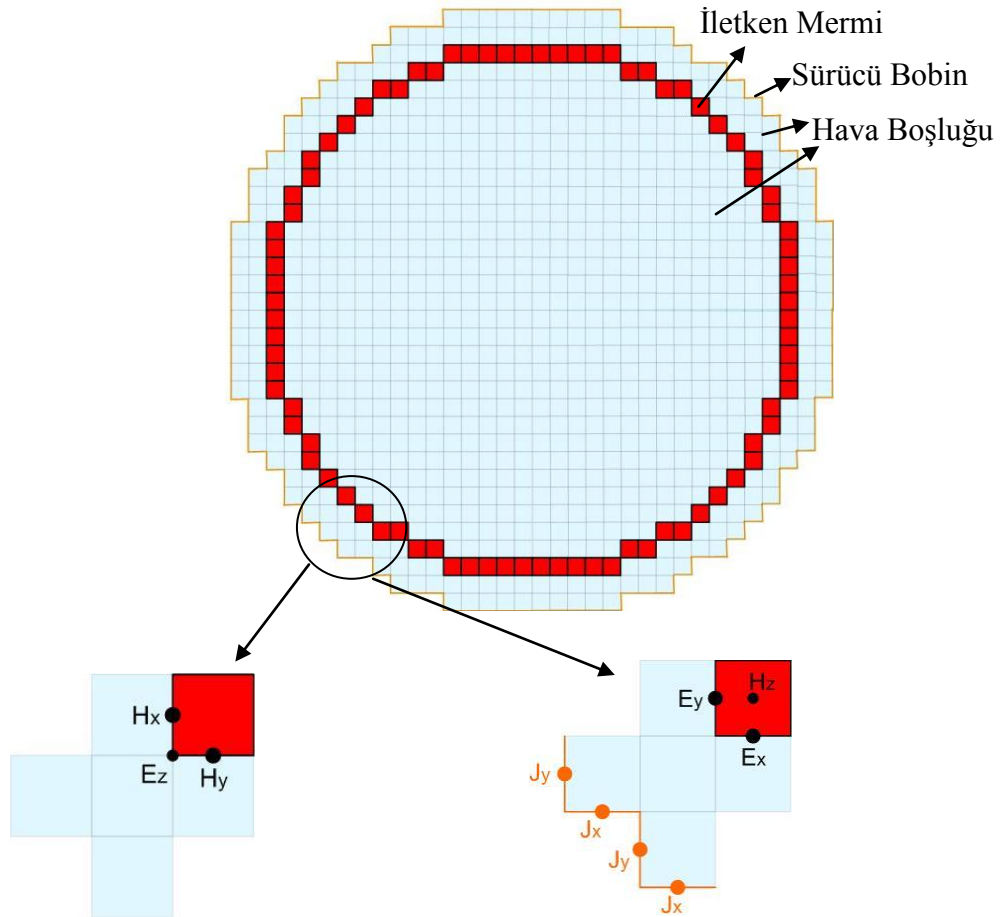
olmak üzere ek düzenlemelerin dikkate alınması gerekir. İncelenecek Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı yapısının ZUSF için ızgaralanmış genel görünümü Şekil 4.1’de verilmiştir. Buna göre Tablo 4.1’de bu modele ait tasarım parametreleri verilmiştir. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modeli oluşturulurken mermiye ait hücrelerin olduğu kısımlara alüminyum merminin iletkenlik değeri ($\sigma_{aluminyum}$) atanmıştır. Sürücü bobininin olduğu hücrelere ise Şekil 4.2’de gösterildiği gibi sadece azimutal yönde kaynak akım yoğunluğunu sağlamak için uygun akım yoğunluğu J_x , J_y değerleri ve $J_z = 0$ atanmıştır. Burada özel olarak atanan J_x , J_y değerleri toplamda J_ϕ 'yi sağlayacak biçimde ağırlıklandırılmışlardır.



Şekil 4.1. Kartezyen Koordinatlarda ZUSF Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modeli.

Tablo 4.1. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı Tasarım Parametreleri.

Sürücü bobin boyu	200 mm
Mermi boyu	200 mm
Sürücü bobin yarıçapı	16 mm
Merminin dış yarıçapı	15 mm
Merminin iç yarıçapı	14 mm
Kutup sıklığı (pole-pitch, τ)	100 mm
Merminin iletkenliği (alüminyum)	$3.96 \times 10^{10} S/mm$
Merminin kütlesi	0.1 kg
Kaynak frekansı	250 Hz
Akım (RMS)	65 A

Şekil 4.2. $z = (k + 1/2)\Delta z$ ve $z = k\Delta z$ kesitlerinde elektromanyetik alan ve akım yoğunluğu bileşenlerinin yerleştirilmesi.

4.1. Üstel Fark Uygulaması

İletkenliği yüksek malzemeler içerisinde difüze ederek yayılan elektromanyetik dalgalar üstel olarak zayıflayacağından, klasik ZUSF güncelleme denklemlerindeki lineer katsayılar difüzyon kararsızlıklarının oluşmasına neden olabilmektedir [Trakic et al, 2006]. Bu durumu ortadan kaldırarak, difüzyon olayını daha doğru modellemek için (3.28)-(3.30) numaralı merkezi farklara dayalı ZUSF güncelleme denklemlerindeki katsayılar olan

$$\frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \quad ve \quad \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \quad (4.1)$$

yerine sırasıyla

$$e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon} \quad ve \quad \frac{1 - e^{-\sigma\Delta t/\varepsilon}}{\sigma} \quad (4.2)$$

katsayıları konulmalıdır [Holland, 1994; Taflove, 1995]. Havanın elektriksel iletkenliği genelde ihmal edilmesine rağmen, üstel katsayılar da soruna neden olmaması için tezdeki tasarımlarda çok küçük, Bölüm 4.2’de ifade edile Kuvazi-Statik şartını sağlamak şartıyla $\sigma_{hava} = 8.84 \times 10^{-7}$ olarak tanımlanmıştır. Merkezi farklara dayalı ve üstel farklara dayalı ZUSF çözümleri ile elde edilen sonuçlarda malzemenin iletkenliği arttıkça ve daha sonra bahsedilecek olan ölçekleme faktörü azaldıkça birbirinden ıraksar. Üstel katsayıların denklem (3.28)-(3.30)’da belirtilen güncelleme denklemlerine uygulanmasıyla manyetik alan bileşenleri H_x , H_y ve H_z için herhangi bir değişiklik olmaksızın, elektrik alan bileşenleri

$$\begin{aligned}
E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} &= (e^{-\sigma_{i+1/2,j,k}\Delta t/\varepsilon})E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \\
&+ \frac{1 - e^{-\sigma_{i+1/2,j,k}\Delta t/\varepsilon}}{\sigma_{i+1/2,j,k}} \left(\frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right. \\
&\quad \left. - \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right) \\
&- \frac{1 - e^{-\sigma_{i+1/2,j,k}\Delta t/\varepsilon}}{2\sigma_{i+1/2,j,k}} \left(J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \right)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}
E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} &= (e^{-\sigma_{i,j+1/2,k}\Delta t/\varepsilon})E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n \\
&+ \frac{1 - e^{-\sigma_{i,j+1/2,k}\Delta t/\varepsilon}}{\sigma_{i,j+1/2,k}} \left(\frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\
&\quad \left. - \frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) \\
&- \frac{1 - e^{-\sigma_{i,j+1/2,k}\Delta t/\varepsilon}}{2\sigma_{i,j+1/2,k}} \left(J_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} + J_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n \right)
\end{aligned} \tag{4.4}$$

$$\begin{aligned}
E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = & (e^{-\sigma_{i,j,k+1/2}\Delta t/\varepsilon})E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n \\
& + \frac{1 - e^{-\sigma_{i,j,k+1/2}\Delta t/\varepsilon}}{\sigma_{i,j,k+1/2}} \left(\frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right. \\
& \left. - \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right)
\end{aligned} \tag{4.5}$$

halini alır. Bu denklemlerde akım yoğunluğunun J_z bileşeninin sıfır alındığına dikkat edilmelidir. Bunun nedeni bu tez kapsamında kaynak akımının (sürücü bobinindeki tellerin kılavuzlamasıyla) sadece x ve y yönünde (silindirik koordinatlara göre azimutal θ yönünde) aktığının varsayılmasıdır.

4.2. Kuvazi-Statik Uygulaması

Bu tez çalışmasında incelenen Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı düşük frekanslı (250 Hz) bir elektrik kaynağıyla beslenmektedir. Bu frekansta dalga boyu çok büyük (1.2×10^6 m) ve Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı boyutları elektriksel olarak çok küçük olduğundan, geometrinin iyi modellenebilmesi için hücre büyüklüklerinin de yeterince küçük olması gerekmektedir. Bu durum ZUSF kararlılık kriteri gereği birim zaman adımlarının da çok küçük olmasını gerektirir. Sonuçta ZUSF benzetiminin mermi çıkış zamanına kadar sürdürülmesi durumunda günümüz masaüstü bilgisayarları ile aylarca sürecektir bir iterasyon zamanına ihtiyaç duyulur. Bu zorluğun üstesinden gelebilmek için Kuvazi-Statik ZUSF yöntemi Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı problemine uygulanmıştır. Kuvazi-Statik ZUSF yönteminin kullanılabilmesi için öncelikle Kuvazi-Statik yaklaşımının (Quasi-Static approximation) geçerli olması gerekir. Kuvazi-Statik yaklaşımı zaman uzayında

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \ll \sigma \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (4.6)$$

olmak üzere Maxwell denklemlerindeki iletkenlik akımlarının, yer değiştirme akımlarına göre çok büyük olması şartını gerektirir. Bu durum basit ortamlar için frekans uzayında

$$j\omega\epsilon\vec{E}(\vec{r}) \ll \sigma\vec{E}(\vec{r}) \Rightarrow |j\omega\epsilon| \ll |\sigma| \Rightarrow 2\pi f\epsilon_0 \ll \sigma \quad (4.7)$$

şartına karşılık düşer. Bu durumda elektromanyetik olayın hızının düşürüldüğü bir ortamda gerçekleştiği yaklaşımı ile elektromanyetik dalga yayılım hızı c Kuvazi-Statik (KS) ölçekleme faktörü α ile ölçeklenerek zaman adımı Δt kabul edilebilir değerlere getirilmiştir [Holland, 1995]. Bu amaç için $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ olarak bilinen dielektrik geçirgenlik sabiti, $\alpha = 5 \times 10^{11}$ olmak üzere ölçekleme faktörüyle çarpılarak $\epsilon = \alpha \epsilon_r \epsilon_0$ olarak kullanılmıştır. Kuvazi-Statik halde ışık hızı, c^{KS}

$$c^{KS} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} c \quad (4.8)$$

olacağından, Kuvazi-Statik ZUSF kararlılık koşulu

$$\Delta t^{KS} < \sqrt{\alpha} \Delta t \quad (4.9)$$

olarak bulunur. Buradan açıkça görüldüğü gibi Kuvazi-Statik durumda birim zaman adımı Δt , normal koşuldaki halden $\sqrt{\alpha}$ kat daha büyüktür.

Ölçekleme faktörü kullanılmadan önce elektrik ve manyetik alan arasındaki ilişki örneğin düzlemsel dalgalar için $\vec{n}$ yayılım yönündeki vektörü göstermek üzere

$$\vec{H} = \frac{1}{Z} (\vec{n} \times \vec{E}) \Rightarrow \vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\mu_r \mu_0}} (\vec{n} \times \vec{E}) \quad (4.10)$$

iken, ölçeklemeden sonra bu ilişki

$$\Rightarrow \vec{H} = \sqrt{\alpha} \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\mu_r \mu_0}} (\vec{n} \times \vec{E}) \quad (4.11)$$

olmak üzere $\sqrt{\alpha}$ kadar büyümüştür. Bu nedenle yapılan benzetim sonucunda elde edilen $\vec{H}$ değerleri $\sqrt{\alpha}$ 'ya bölünerek geriye ölçekleme yapılır ve gerçek $\vec{H}$ değerleri elde edilebilir.

4.3. Yürüyen Dalgalı Kaynak Uygulaması

Bu tez kapsamındaki çözüm Maxwell denklemleri tabanlı olduğundan akım yerine akım yoğunluğu bilgisine ihtiyaç vardır. Bu durum

$$J = N \frac{I_m}{L_{\text{sürücü}}} \quad (4.12)$$

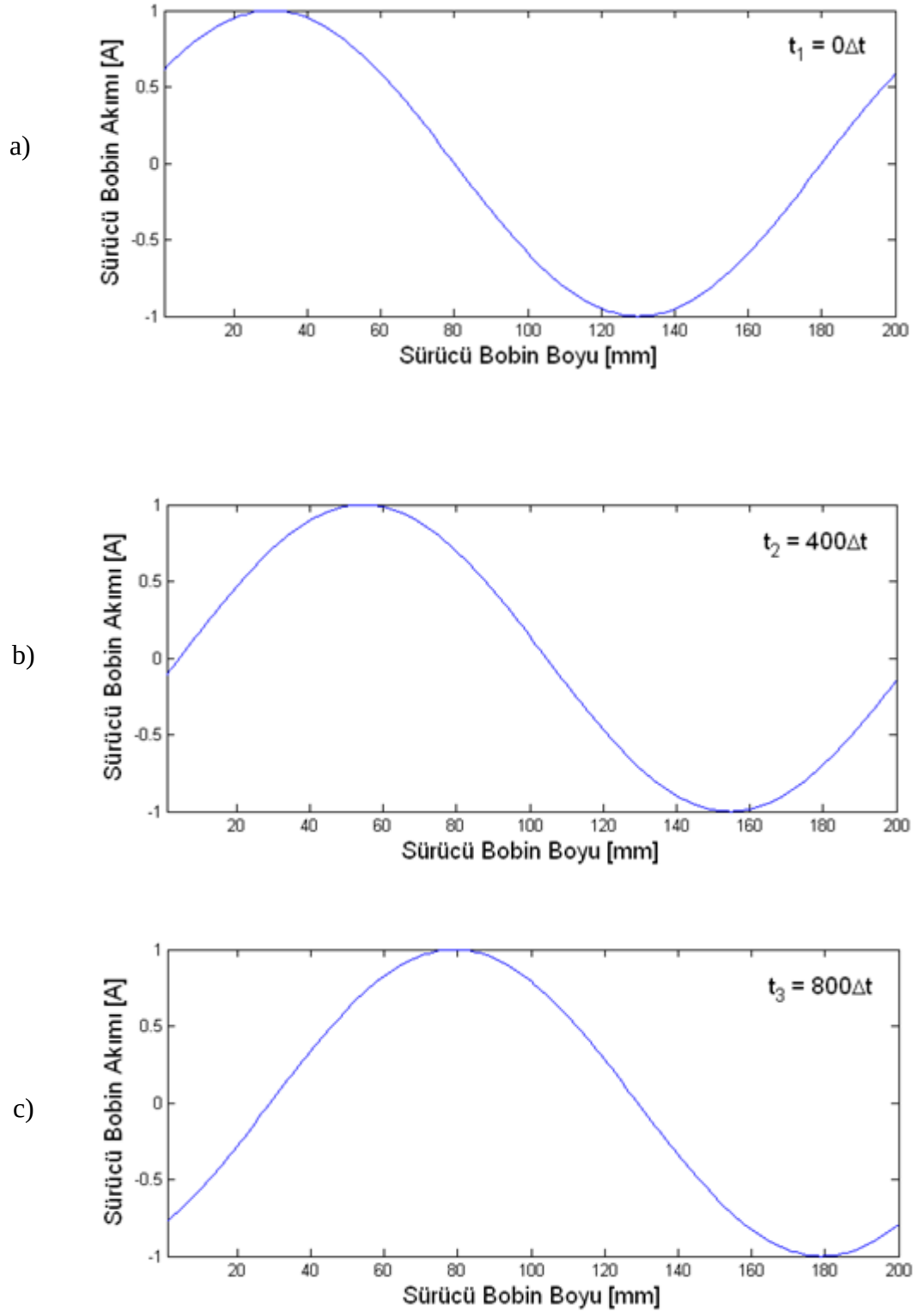
ilişkisi ile gerçekleştirilmiştir [Haus and Melcher, 1989]. Burada N , I_m ve $L_{\text{sürücü}}$ sırası ile sarım sayısı, akımın maksimum genlik değeri ve sürücü bobin boyunu gösterir.

Merminin hareket ettirilebilmesi için sürücü bobinde uygun faz farkları oluşturularak yürüyen dalga (travelling wave) elde edilmesi gerekmektedir. Bu amaçla ZUSF çözümünde sonsuz ince kabul edilen sürücü bobin tellerinin olduğu hücrelerde akımın değeri

$$I(t) = I_m \cos \left(\omega n \Delta t - \frac{\pi}{\tau} k \Delta z \right) \quad (4.13)$$

fonksiyonu ile tanımlanmıştır. Burada n , k , Δz , τ sırası ile zaman indisi, hareket yönündeki konum indisi, z boyunca birim hücre büyüklüğü ve kutup sıklığını (pole pitch) belirtmektedir. Buna göre her bir zaman adımında sürücü bobindeki akımların faz değerlerinin hareket yönünde ilerleyerek yürüyen bir dalga oluşturduğu farklı

zamanlarda sürücü bobini boyunca kaynak akım dağılımının verildiği Şekil 4.3a, b ve c’de bu durum açıkça görülmektedir.



Şekil 4.3. Yürüyen dalganın farklı zamanlarda (t_1 , t_2 , t_3) sürücü bobin boyunca dağılımı.

4.4. Hareketli Cisim Uygulaması

Hareketli cisimleri barındıran elektromanyetik problemlerin ZUSF çözümlerinde, cismin hareketi özel olarak değerlendirilmelidir. Buna göre cismin hareketini değerlendirmek için temelde ZUSF yöntemi uygulamalarında

- Yarı-Relativistik teknik,
- Tam-Relativistik teknik,
- Kuvazi Sürekli Hal teknik

olmak üzere üç farklı teknik kullanılır [Harfoush et al, 1989]. İlk iki teknik hareketli cisim hızının sabit olmasını gerektirdiğinden, sadece üçüncü teknik değişken hızlara sahip cisimlerin ZUSF yöntemi ile modellenmesine olanak sağlar.

Bobinli elektromanyetik fırlatıcıda merminin hareket etmesini sağlayan baskın Lorentz kuvveti

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (4.14)$$

olarak verilir. Bu eşitlik $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ mermide indüklenen akımlar ve $\vec{B} = \mu \vec{H}$ manyetik indüksiyon akımı olmak üzere $\vec{F} = \sigma \mu (\vec{E} \times \vec{H})$ olarak da yazılır. Vektörel çarpım ifadesi açık olarak yazılırsa Lorentz kuvveti

$$\vec{F} = \sigma \mu [(E_y H_z - E_z H_y) \hat{x} - (E_x H_z - E_z H_x) \hat{y} + (E_x H_y - E_y H_x) \hat{z}] \quad (4.15)$$

halini alır. Hareketin z yönünde olduğu göz önüne alınırsa x ve y yönündeki bileşenlerin merminin yatayda yer değiştirmesine katkısı yoktur. Bu yüzden mermiyi yatayda sürükleyen kuvvet

$$F_z = \sigma \mu (E_x H_y - E_y H_x) \quad (4.16)$$

olarak verilir. Aynı zamanda hareketli kütleli cisimler için bu kuvvet ifadesi

$$F_z = ma = \sigma \mu (E_x H_y - E_y H_x) \quad (4.17)$$

eşitliği biçiminde de yazılır. Burada $a(t) = dv(t)/dt$ olarak ivme, hızın zamana göre değişimi olduğundan (4.17) denkleminin sol tarafı, merkezi farklar kapsamında

$$F = m \left(\frac{V^{n+1} - V^n}{\Delta t} \right) \quad (4.18)$$

olarak yazılabilir. Buradan V^{n+1} terimi çekilirse

$$V^{n+1} = \left(\frac{F}{m} \right) \Delta t + V^n \quad (4.19)$$

bulunur. V^{n+1} terimi $(n+1)\Delta t$ anındaki hızı ifade etmektedir. Benzer şekilde $a(t) = d^2Z(t)/dt^2$ olarak hız yer değiştirmenin zamana göre değişimi olduğundan (4.17) denkleminin sol tarafı, merkezi farklar kapsamında

$$F = m \left(\frac{Z^{n+1} - 2Z^n + Z^{n-1}}{(\Delta t)^2} \right) \quad (4.20)$$

olarak yazılabilir. Buradan Z^{n+1} terimi çekilirse

$$Z^{n+1} = \frac{F}{m} (\Delta t)^2 + 2Z^n - Z^{n-1} \quad (4.21)$$

bulunur. Buradan Lorentz kuvvetinin (4.17) eşitliği kullanılarak, $(n+1)$ anındaki yer değiştirme

$$Z^{n+1} = \frac{\sigma\mu(\Delta t)^2 (E_x^n H_y^n - E_y^n H_x^n)}{m} + 2Z^n - Z^{n-1} \quad (4.22)$$

olarak bulunur. Her bir iterasyon sonucunda Z^{n+1} değişkeninin Δz 'den büyük olup olmadığı kontrol edilir. Eğer bu değerden büyükse merminin konumu Δz kadar ötelenir. Böylece ZUSF problem uzayında merminin z yönünde hareketi sağlanmış olur [Harfoush et al, 1989].

4.5. ZUSF Parametreleri

Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ZUSF çözümünde seçilen parametreler Tablo 4.2’de verilmiştir. Buna göre birim hücre büyüklüğü, Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı modelinin en küçük boyutu olan merminin kalınlığına eşit olarak seçilmiştir. Hesaplama uzayının z yönündeki (hareket yönü) boyutu sürücü bobin ve merminin boyları toplamından yeterince büyük tutularak merminin sürücü bobin ağzından çıkış anına kadar gözlem yapılabilmektedir.

Tablo 4.2. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ZUSF Tasarım Parametreleri.

Sembol	Değer	Açıklama
L_x	40 mm	Hesap uzayının x yönündeki boyu
L_y	40 mm	Hesap uzayının y yönündeki boyu
L_z	480 mm	Hesap uzayının z yönündeki boyu
Δx	1 mm	x yönündeki hücre boyu
Δy	1 mm	y yönündeki hücre boyu
Δz	4 mm	z yönündeki hücre boyu
α	5×10^{11}	Kuvazi-Statik ölçekleme faktörü
ε	4.421 F/m	Elektriksel geçirgenlik($\varepsilon = \alpha \varepsilon_r \varepsilon_0$, $\varepsilon_r = 1$)
μ	$4\pi \times 10^{-7}$ H/m	Manyetik geçirgenlik
N_x	40	Hesap uzayı x yönündeki ızgara sayısı
N_y	40	Hesap uzayı y yönündeki ızgara sayısı
N_z	120	Hesap uzayı z yönündeki ızgara sayısı
Δt	4.1×10^{-7} sn	Birim zaman adımı

5. ISIL ANALİZ

Mermide elektromanyetik indükleme nedeni ile oluşan ısı dağılımı Isı Transfer Denkleminin ZUSF çözümü ile bu tez kapsamında ilk defa incelenecektir. Buna göre sistemde soğutucu etki olmadığı durumda Isı Transfer Denklemi

$$\rho_m C_m \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = k_t \nabla^2 T(x, y, z, t) + P_d(x, y, z, t) \quad (5.1)$$

olarak verilir [Torres and Jecko, 1997]. Bu denklemdeki değişkenlerin anlam ve Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ZUSF benzetiminde kullanılan değerleri Tablo 5.1’de gösterilmiştir.

Tablo 5.1. Isıl Parametreler.

Sembol	Değer/Birim	Açıklama
T	$Kelvin(K)$	Sıcaklık
ρ_m	2990 kg.m^{-3}	Yoğunluk
C_m	$897 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$	Özgül ısı katsayısı
k_t	$250 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Isıl iletkenlik
P_d	W.m^{-3}	İletkenlik nedeni ile ısıya dönüşen elektromanyetik güç
D_t	$9.32 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$	Isıl dağılma katsayısı
h	$10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	Isıl transfer katsayısı

(5.1) denklemi üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda yeniden düzenlenirse

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = D_t \left(\frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right) + \frac{P_d(x, y, z, t)}{k_t} \quad (5.2)$$

halini alır. Burada $D_t = k_t/(\rho_m C_m)$ olarak verilir. Bu denklem n zamanlarında ve (i, j, k) pozisyonlarında merkezi farklar temel alınarak

$$\begin{aligned}
T^{n+1}(i, j, k) = & T^n(i, j, k) \\
& + \Delta t D_t \left[\frac{T^n(i+1, j, k) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i-1, j, k)}{\Delta x^2} \right. \\
& + \frac{T^n(i, j+1, k) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i, j-1, k)}{\Delta y^2} \\
& + \frac{T^n(i, j, k+1) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i, j, k-1)}{\Delta z^2} \\
& \left. + \frac{P_d^n(i, j, k)}{k_t} \right]
\end{aligned} \tag{5.3}$$

olmak üzere ZUSF güncelleme denklemi elde edilir. Bu denklemin ZUSF çözümünün kararlı olması için

$$\Delta t \leq \frac{1}{2D_t} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{-1} \tag{5.4}$$

şartı sağlanmalıdır [Torres and Jecko, 1997]. Burada ısı denklemiyle elektromanyetik denkleme ait kararlılık kriterinden hangisi daha küçük zaman adımına sahipse, her iki denklemin kararlı olabilmesi bakımından o kriter tüm ZUSF çözümü için geçerli olmalıdır. Bu çalışmada daha küçük olan elektromanyetik çözüme ait zaman adımıdır. Isı denkleminde gözüken P_d terimi

$$\begin{aligned}
P_d = \sigma |\vec{E}|^2 = & \sigma \left[\left(E_x \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right)^2 + \left(E_y \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right)^2 \right. \\
& \left. + \left(E_z \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{5.5}$$

olmak üzere, mermiye ısıya harcanan elektromanyetik gücü gösterir. Bu çözümde doğruluğun daha yüksek olması bakımından elektrik alanlar birim hücrelerin kenarlarında konumlanırken sıcaklık değişkenleri (T) birim hücrelerin merkezinde kabul edilmiştir [Ma, 1995; Torres and Jecko, 1997].

Isı denkleminde ısı sınır koşulları da

$$T^n(i, j, k) = T((i + 1/2)\Delta x, (i + 1/2)\Delta y, (i + 1/2)\Delta z, n\Delta t) \quad (5.6)$$

olmak üzere $x = (i + 1)\Delta x$ arayüzünde farklı iki malzemenin yüzeyi var ise (hava ve mermi yüzeyi gibi)

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{h}{k_t} (T_{hava} - T_{mermi}) \quad (5.7)$$

olarak uygulanır [Torres and Jecko, 1997]. Bu sınır koşuluna göre (5.3) denkleminde $(T^n(i + 1, j, k) - T^n(i, j, k))k_t\Delta x$ yerine $(T_{hava} - T^n(i, j, k))h\Delta x^2$ ifadesi konularak

$$\begin{aligned} T^{n+1}(i, j, k) = & T^n(i, j, k) \\ & + \Delta t D_t \left[\frac{(T_{hava} - T^n(i, j, k))h}{k_t\Delta x} + \frac{T^n(i - 1, j, k) - T^n(i, j, k)}{\Delta x^2} \right. \\ & + \frac{T^n(i, j + 1, k) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i, j - 1, k)}{\Delta y^2} \\ & + \frac{T^n(i, j, k + 1) - 2T^n(i, j, k) + T^n(i, j, k - 1)}{\Delta z^2} \\ & \left. + \frac{P_d^n(i, j, k)}{k_t} \right] \end{aligned} \quad (5.8)$$

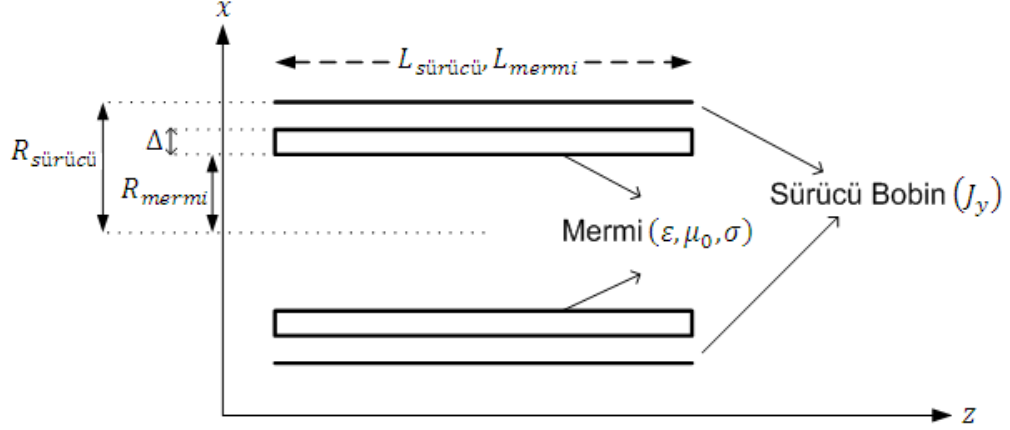
güncelleme denklemi elde edilir. Bu ayrıklaştırmada benzetim ve ölçüm sonuçlarının daha tutarlı olması için elektrik alan bileşenlerinin komşu hücrelerdeki ifadeler kullanılarak aritmetik ortalaması

$$\begin{aligned}
& E^2(i, j, k) \\
&= \left(\frac{E_x(i, j, k) + E_x(i, j + 1, k) + E_x(i, j, k + 1) + E_x(i, j + 1, k + 1)}{4} \right)^2 \\
&+ \left(\frac{E_y(i, j, k) + E_y(i + 1, j, k) + E_y(i, j, k + 1) + E_y(i + 1, j, k + 1)}{4} \right)^2 \\
&+ \left(\frac{E_z(i, j, k) + E_z(i + 1, j, k) + E_z(i, j + 1, k) + E_z(i + 1, j + 1, k)}{4} \right)^2
\end{aligned} \tag{5.9}$$

olacak şekilde uygulanmalıdır [Ma, 1995].

6. SAYISAL SONUÇLAR VE YORUMLAR

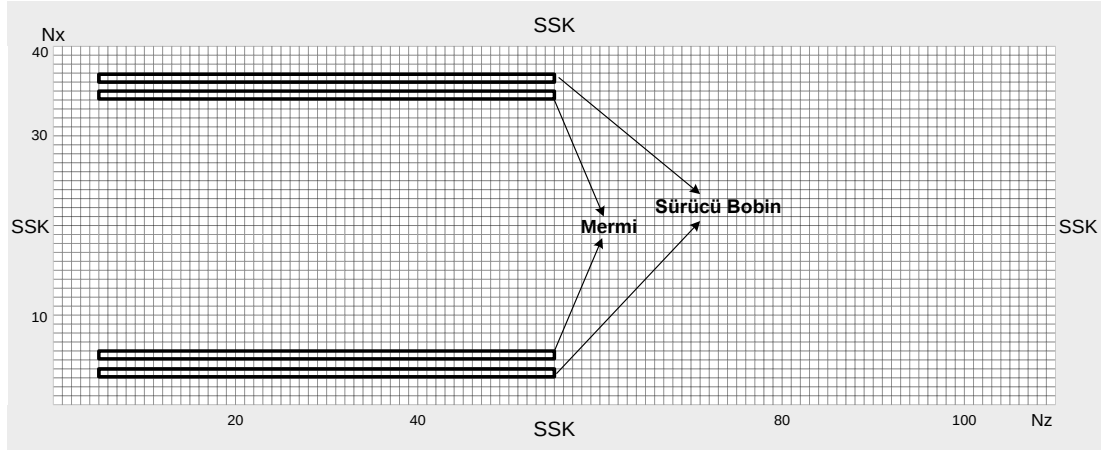
Kartezyen koordinatlarda üç boyutta geometrik yapısı Şekil 4.1’de verilen Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı $(x - z)$ düzlem kesiti Şekil 6.1’de gösterilmiştir.



Şekil 6.1. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı $(x - z)$ düzlemi kesiti.

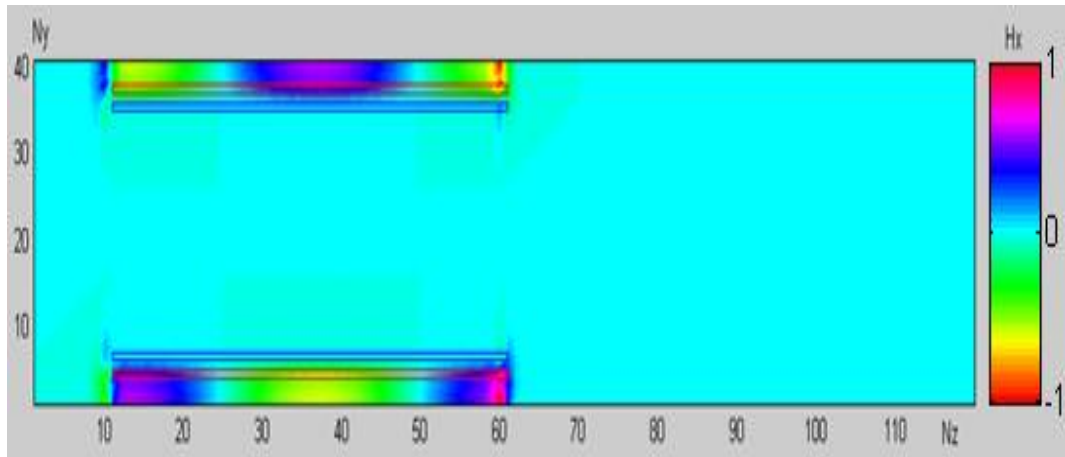
Yukarıdaki şekilde sürücü bobini bir çizgi olarak gösterilmiştir. Bunun nedeni sürücü bobininin sonsuz incelikte bir çizgisel kaynak olarak modellenmesidir. $(x - z)$ kesitinde sürücü bobinden sadece y yönünde J_y akım yoğunluklu kaynak akımı akmaktadır. Aynı şekil $(y - z)$ kesitinde düşünüldüğünde, sürücü bobinden sadece x yönünde J_x akım yoğunluklu kaynak akımı akacağına dikkat edilmelidir. Burada $R_{sürücü}$, R_{mermi} ve Δ sırası ile sürücü bobin yarıçapı, mermi iç yarıçapı ve mermi kalınlığını göstermektedir. $L_{sürücü}$ ve L_{mermi} ise sırası ile sürücü bobin ve mermi uzunluklarını göstermektedir. Merminin elektromanyetik olarak modellenmesi dielektrik sabiti (ϵ), manyetik sabiti (μ_0) ve iletkenliği (σ) üzerinden yapılmıştır. Sürücü bobin ve merminin olmadığı diğer bölgeler çok düşük kayıplı (yaklaşık boş uzay) kabul edilerek modellenmiştir.

Kuvazi-Statik ZUSF çözümünde uygulanan parametreler Tablo 4.2’de verilmiştir. Buna göre $\Delta x = \Delta y = 1mm$ ve $\Delta z = 4mm$ durumunda $\alpha = 5 \times 10^{11}$ iken Kuvazi-Statik halde $\Delta x = \Delta y = \lambda/N$ ve $\Delta z = \lambda/N$ olmak üzere, $N = 1697$ ve $N = 424$ olduğu görülür. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı ZUSF uzayı sembolik ızgaralanması, Soğurucu Sınır Koşulu (SSK) uygulaması ile birlikte Şekil 6.2’de gösterilmiştir.

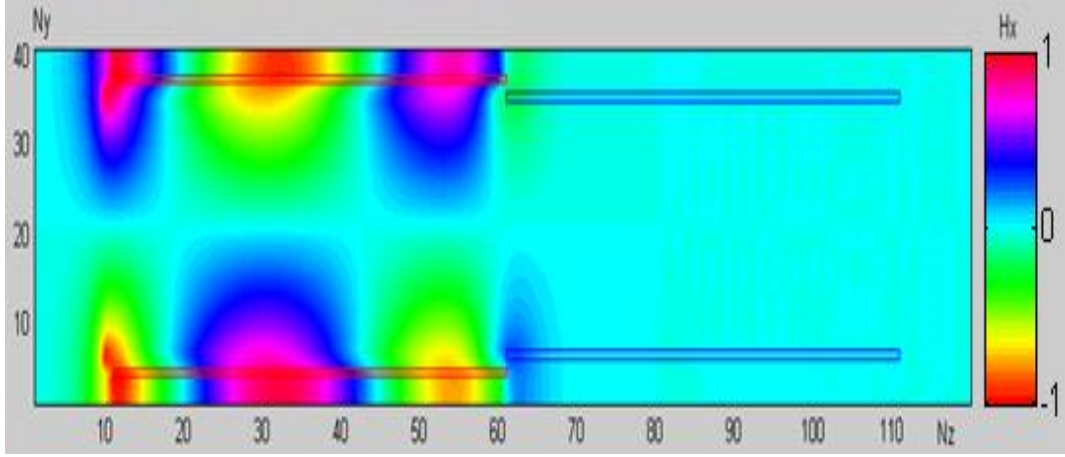


Şekil 6.2. Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının ZUSF uzayında sembolik ızgaralanması.

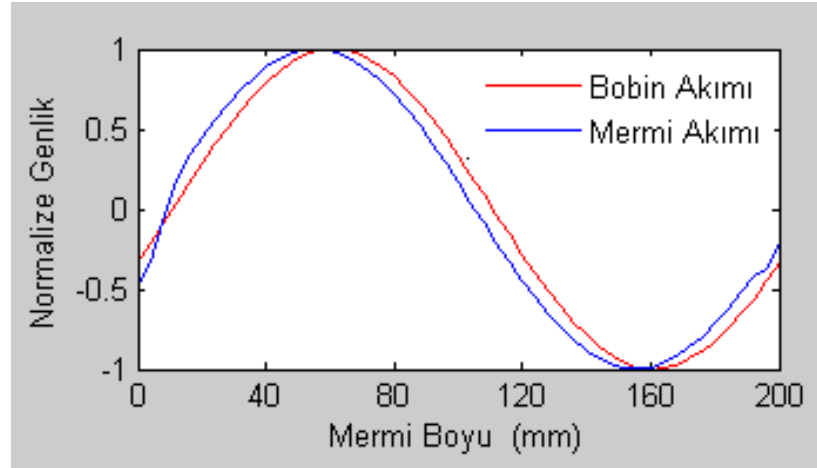
ZUSF çözümü sonucunda $t \cong 0$ anında (başlangıçta) H_x 'e ilişkin $i = N_x/2$ kesitinde normalize alan dağılımı Şekil 6.3'te ve Şekil 6.4'de merminin sürücü bobinden çıktığı anda gösterilmiştir. Buna göre sürücü bobin kısmında alan dağılımları daha baskın iken, sürücü bobin etkisinden büyük oranda çıkan merminin üzerindeki alan dağılımları 0'a çok yakın değerler almaktadır. $t \cong 0$ anında (başlangıçta) sürücü bobin boyunca akım dağılımı ile mermi boyunca indüklenen iletkenlik akımlarının dağılımı normalize olarak Şekil 6.5'te gösterilmiştir.



Şekil 6.3. $i = N_x/2$ kesitinde $t \cong 0$ anında H_x alan dağılımı.

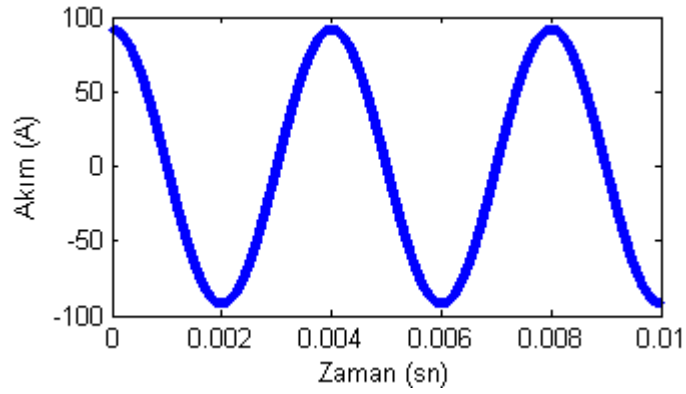


Şekil 6.4. $i = N_x/2$ kesitinde merminin sürücü bobinden çıktığı andaki H_x alan dağılımı.



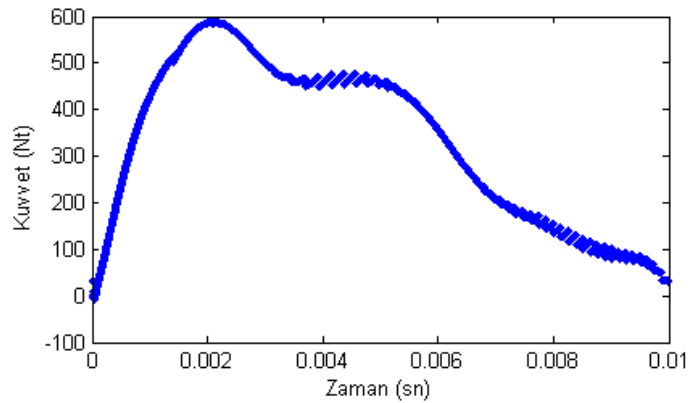
Şekil 6.5. $t \cong 0$ anında sürücü bobin ve mermi üzerinde endüklenen normalize akımların sürücü bobin ve mermi boyunca değişimi.

Şekil 6.6'da sürücü bobin akımının zamana göre değişimi verilmiştir. Buna göre merminin yaklaşık 2.5 periyotluk bir sürede namludan çıktığı anlaşılmaktadır.



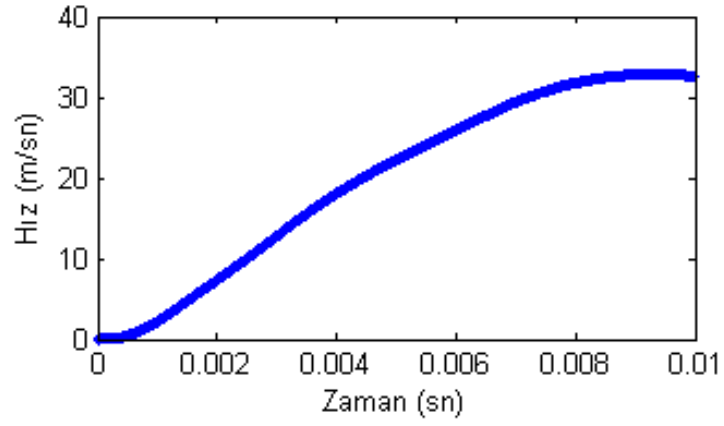
Şekil 6.6. Sürücü bobin akımının zamana göre değişimi.

Mermide indüklenen toplam Lorentz kuvvetinin zamana göre değişimi Şekil 6.7’de, buna karşılık düşen mermi hızının zamana göre değişimi Şekil 6.8’de ve bu durumda merminin yer değiştirmesinin zamana göre değişimi de Şekil 6.9’da gösterilmiştir.



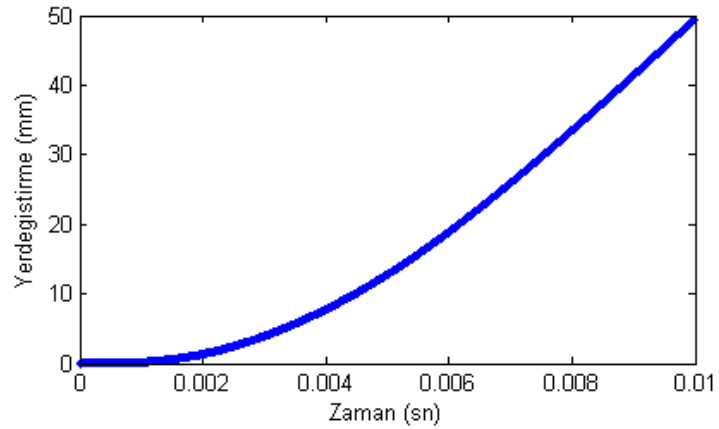
Şekil 6.7. Mermiye etki eden toplam Lorentz kuvvetinin zamana göre değişimi.

Şekil 6.7’ye göre mermiye etki eden kuvvetin başlangıç zamanından yaklaşık 2 ms sonra en yüksek değerini aldığı daha sonra sürücü bobin etkisinden çıkmaya başlamasıyla 0’a yakınsadığı görülmektedir.



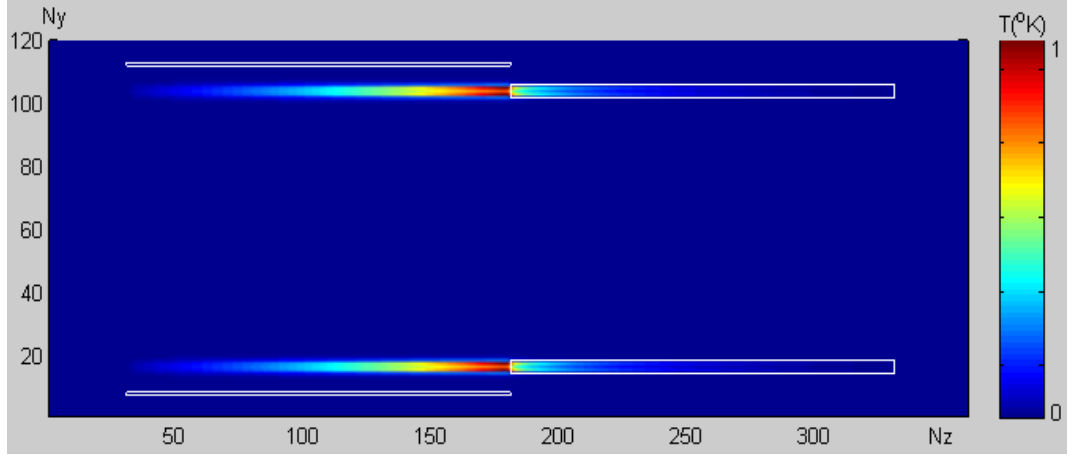
Şekil 6.8. Mermi hızının zamana göre değişimi.

Şekil 6.8'e göre mermi hızının, kuvvetin en yüksek olduğu süreye kadar daha dik bir eğime sahip olduğu, kuvvetin 0'a yakınsamasıyla eğimin de 0'a yakınsadığı görülmektedir.



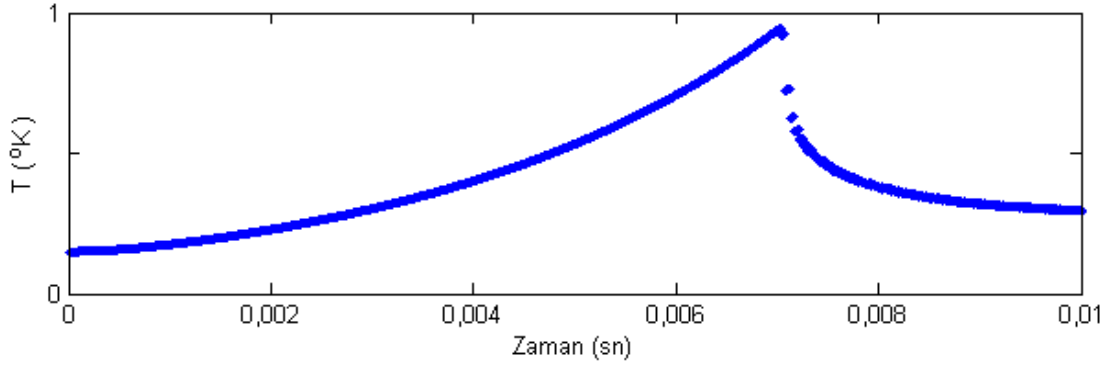
Şekil 6.9. Mermini konum-zaman grafiği.

Şekil 6.9'a göre merminin konumu zamanla artan bir eğriyi takip edecek şekilde değişim göstermiştir.



Şekil 6.10. $i = N_x/2$ kesitinde merminin sürücü bobinden çıktığı andaki normalize ısı dağılımı.

Şekil 6.10'a göre mermi sıcaklığının başlangıç kısmından uç kısma doğru azaldığı anlaşılmaktadır. Sonuçlar genel olarak incelendiğinden mermi yüzeyinin de iç kısımlarına oranla daha fazla ısındığı görülmüştür. Ayrıca şekilde dikkati çeken bir diğer nokta, sürücü bobinlerinin iç kısmında kalan hava ile dolu bölgede de ısı alan dağılımları gözlenmiştir. Bunun nedeni ısı denkleminin yapısından kaynaklanan hafızalı bir mekanizmanın varlığıdır.



Şekil 6.11. Mermi orta noktasında zamana göre gözlenen normalize ısı değişimi.

Şekil 6.11'de merminin ortasındaki gözlem noktasında normalize sıcaklığın zamana göre değişimi verilmiştir. Buna göre merminin hareketi kapsamında belirli bir zamana (pozisyona) kadar mermi orta noktasın sıcaklığının arttığı, daha sonra ise azaldığı görülmektedir. Bu durum merminin orta kısmının sürücü bobinden çıkması nedeni ile soğumaya başlaması olarak yorumlanmıştır.

6.1. Yorumlar ve Gelecek Önerileri

Bu tez çalışmasında Tek Bölmeli Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı problemi üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi ile çözülmüştür. ZUSF çözümünde elektriksel olarak küçük cisimlerin modellenenebilmesi bakımından düşük frekanslı kaynakların getireceği yüksek hesap yükünden kurtulmak için, Kuvazi-Statik yaklaşımı kullanılarak günümüz kişisel bilgisayarlarıyla çözümün elde edilmesine olanak sağlanmıştır. Yürüyen dalgalı akım kaynakları üç boyutlu Kartezyen ZUSF problem uzayı içerisinde elektromanyetik fırlatıcının sonsuz incelikli tel olarak modellenen sürücü bobinleri boyunca uygulanmıştır. Böylece oluşan yürüyen dalgalı elektromanyetik dalgalar iletken olarak modellenen mermide akımlar indükleyerek, Lorentz kuvvetini oluşturur. ZUSF problem uzayında mermi hareketleri de Kuvazi-Sürekli Hal yöntemi ile değerlendirilmiştir. Ayrıca problemin üç boyutlu olarak modellenmesi ile eksenel simetri kısıtlamasının üstesinden gelinmiştir. Böylece Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı tasarımının daha gerçekçi olarak yapılabilmesi mümkün olmuştur.

Hesaplanan Lorentz kuvveti üzerinden, merminin kütlesi dâhilinde hareketi sağlanarak, itici kuvvet, mermi hızı ve yer değiştirmesinin zamana bağlı değişimi hesaplanmıştır. Merminin ZUSF hücrelerinde hareket ettirilmesinde iki yaklaşım düşünülmüştür. İlki ve bu tez çalışmasında uygulanan, her bir zaman adımında hesaplanan Lorentz kuvvetinin, merminin birim hücre kadar ilerlemesine yetmemesi durumunda sıfırlanmasıdır. İkincisinde ise, bu ‘artık’ değerler merminin birim hücre kadar ilerlemesine yetecek duruma gelene kadar kümülâtif olarak toplanır. Merminin birim hücre boyunu geçmesiyle mermi hareket ettirilir ve bu artık değerlerden birim hücre boyu kadar azaltılır. İkinci yöntemin daha detaylı bir analiz gerektirmesi bakımından gelecek çalışmalar arasında yer alması uygun görülmüştür.

Isı Transfer Denklemi hesaplanan elektrik alan değerleri kapsamında ele alınarak, mermi üzerindeki ısı dağılımları da hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar mermi yüzeyinin iç kısımlarına oranla daha fazla ısındığını göstermiştir. Gözlenen bir diğer nokta, merminin takip ettiği rota üzerinde hava ile dolu bölgede de ısı alan dağılımlarının varlığıdır. Bu etkinin ısı denkleminin hafızalı bir yapıya sahip olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Bu tez çalışmasında ZUSF yöntemi ile elde edilen sonuçların doğrulanması ihtiyacı açıktır. Bu kapsamda, bu çalışmada elde edilen sonuçlarla daha önce yapılan çalışmalarda [Balıkçı, 2007, Yavuz, 2010] ulaşılan sayısal ve deneysel (mermi çıkış hızı yönünden) sonuçların tutarlı olduğu görülmüştür.

Gelecekte çalışılması gereken bir diğer konu da ‘etkin kütle’ kavramıdır. Benzetimler hesaplanan Lorentz kuvvetinin hücre boyutuna bağlı olarak değiştiğini göstermiştir. Bu kapsamda gelecek çalışmalarda hücre boyutuyla Lorentz kuvveti ilişkisini yeniden düzenleyecek ‘sayısal etkin kütle’ kavramı üzerinde durulmalıdır.

Yapılan çalışmada elde edilen verilerin, ileride daha gelişmiş deney düzenekleriyle daha fazla parametrenin ölçülüp test edilmesi yararlı olacaktır. Ayrıca hareketli problem çözebilme yeteneği olabilecek muhtemel hazır programlarla ve uygulanacak diğer sayısal yöntemlerle elde edilen verilerin doğrulanması bu çalışmaya katkı sağlayacaktır.

7. KAYNAKLAR

S. Aksoy, “*Zaman Uzayında Sonlu Farklar Yöntemi*”, Ders Notları, Revizyon 1.3.3, Elektronik Mühendisliği Bölümü, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Gebze, Kocaeli, 2010.

B. Azzerboni, E. Cardelli, M. Raugi and A. Tellini, “*Some remarks on the current filament modeling of electromagnetic launchers*”, IEEE Trans. on Mag., vol.29, no.1, pp.643-648, 1993.

A. Balıkçı, “*Jeneratörle Sürülen Lineer İndüksiyon Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcı Tasarımı Ve Uygulaması*”, TÜBİTAK 1001 Bilimsel Araştırma Projesi, Teknik Rapor, Proje No: 107E107, 2007.

J. V. Bladel, “*Relativity and Engineering*”, Springer-Verlag, New York, 1984.

T. J. Burgess and M. Cowan, “*Multistage induction mass accelerator*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.20, no.2, pp.235-238, 1984.

J. H. Chang, E. B. Becker, M. D. Driga, “*Coaxial electromagnetic launcher calculations using FE-BE method and hybrid potentials*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.29, no.2, pp. 655-660, January 1993.

G. P. Chas, “*New electromagnetic engine*”, American Journal of Science and Arts, vol.49, pp.131–135, 1945.

S. Christina, A. Di Napoli, “*Combination of finite and boundary elements for magnetic field analysis*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.19, no.6, pp. 2337–2339, November 1983.

E. C. Cnare, M. M. Widner and B. W. Duggin, “*A 10-stage reconnection demonstration launcher*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.27, no.1, pp.623–627, 1991.

M. Cowan, “*Exploratory development of the reconnection launcher*”, 5th Symposium of Electromagnetic Launch Technology, Destin, Florida, pp.23-30, 1990.

W. R. Cravey, G. L. Devlin, E. L. Loree, S. T. Strohl and C. M. Young, “*Design and testing of a 25-stage electromagnetic coil gun*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.33, no.1, pp.178–183, 1997.

M. D. Driga, W. F. Weldon and H. H. Woodson, “*Electromagnetic induction launcher*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.22, no.6, pp.1453–1458, 1986.

A. Egeland, “*Birkeland’s electromagnetic gun: A historical review*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.17(2), pp.73–82, 1989.

B. Engquist, and A. Majda, “*Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves*”, Mathematics of Computation, vol.31, pp.629–651, 1977.

H. D. Fair, “*Electromagnetic launch science and technology in the United States enters a new era*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol. 41, no.1, pp. 158–164, 2005.

H. D. Fair, “*Hypervelocity hyperkinetic energy weapons*”, Mil. Technol. vol. XIV, pp.39–55, 1990.

G. Hainsworth, P. J. Lonard, D. Rodger, H. C. Lai, “*A comparison between finite element and mutual inductance models of coilguns*”, Proc. of the 4th European Symp. on Electromagnetic Launcher Technology, 1993.

F. Harfoush, A. Taflove and G. A. Kriegsmann, “*A numerical technique for analyzing electromagnetic wave scattering from moving surfaces in one and two dimensions*”, IEEE Trans. on Antennas and Prop., vol.37, no.1, pp.55-63, 1989.

H. A. Haus, J. R. Melcher, “*Electromagnetic Fields and Energy*”, Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, USA, 1989.

- J. He, E. Levi, Z. Zabar, L. Birenbaum, “*Concerning the design of capacitively drive induction coil guns*”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 17, no. 3, pp. 429–438, June 1989.
- J. L. He, E. Levi, Z. Zabar, L. Birenbaum, and Y. Naot, “*Analysis of induction-type coil-gun performance based on cylindrical current sheet model*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.27, no.1, pp.579–584, 1991.
- J. L. He, E. Levi, Z. Zabar, L. Birenbaum, “*Equivalent circuits and parameters for induction-type electromagnetic launchers*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol. 29, no. 1, 667–674, January 1993.
- R. Holland, “*Finite-difference time-domain (FDTD) analysis of magnetic diffusion*”, IEEE Trans. on Electromag. Compat., vol.36, no.1, pp.32–39, 1994.
- R. Holland, “*FDTD analysis of nonlinear magnetic diffusion by reduced c* ”, IEEE Trans. on Antennas and Prop., vol.43, no.7, pp.653-659, 1995.
- A. R. Hoyle ve R. Smith, “*A recoilless electromagnetic launcher for model validation*”, Apply Phys., vol.33, pp.120-126, 2000.
- M. İdemen, “*Elektromagnetik Dalgaların Temelleri*”, Sayı: 1441, İTÜ Yayını, 1991.
- H. Kolm, P. Mongeau, “*Basic principles of coaxial launch technology*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.20, no.2, pp.227–230, 1984.
- M. Liao, Z. Zabar, E. Levi and L. Birenbaum, “*Analysis of generator driven linear induction launchers*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.31, no.1, pp.184–189, 1997.
- L. Ma, D. L. Paul, N. Potheary, C. Railton, J. Bows, L. Barratt, J. Mullin, and D. Simons, “*Experimental validation of a combined electromagnetic and thermal FDTD model of a microwave heating process*”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol.43, pp.2565–2572, 1995.

I. R. McNab, “*Early electric gun research*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.35, no.1, pp.250–261, 1999.

P. Mongeau, “*Coaxial air core electromagnetic accelerators*”, Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1981.

G. Mur, “*Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of time-domain electromagnetic field equations*”, IEEE Trans. on Electromag. Compat., vol.23, pp.377-382, 1981.

J. Nett, L. Gernandt, “*Inductive acceleration of moving projectiles and synchronization between the driving field and projectile motion*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.31, no.1, pp.459–503, 1995.

Y. Shirong, W. Ying, C. Shanbao, P. Guohua, L. Xuquiong, W. Wei, “*A novel type rail-coil hybrid electromagnetic launcher*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol. 41, no. 1, pp. 266–267, 2005.

J. Sun, Y. Lv, Y. Wang, G. Feng, “*Simulation and research of one-dimensional coupling model of solid propellant electrothermal-chemical gun*”, IEEE Trans. on Magnetics, vol.41, no.1, pp. 360–363, 2005.

A. Taflove, S. C. Hagness, “*Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*”, 3rd Ed., Boston, MA: Artech., 2005.

F. Torres and B. Jecko, “*Complete FDTD analysis of microwave heating processes in frequency-dependent and temperature-dependent media*”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol.45, no.1, pp.108-117, 1997.

A. Trakic, H. Wang, F. Liu, H. S. López, and S. Crozier, “*Analysis of transient eddy currents in mri using a cylindrical FDTD method*”, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, vol.16, no.3, pp.1924–1936, 2006.

Web1: www.iat.utexas.edu

M. F. Yavuz, “*Tek Bölmeli Eksenel Simetrik Bobinli Elektromanyetik Fırlatıcının Zaman Uzayında Sonlu Farklar Yöntemi ile Silindirik*

Koordinatlarda Modellenmesi”, Yüksek Lisans TEzi, Elektronik Mühendisliği, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, 2010.

K.S. Yee, “*Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media*”, IEEE Trans. on Antennas and Prop., vol.2, pp.302–307, 1966.

Z. Zabar and P. N. Joshi, “*Power conditioner for a coil gun*”, 6. IEEE Pulsed Power Conf., Arlington VA., pp.67-71, 1987.

Z. Zabar, Y. Naot, L. Birenbaum, E. Levi and P. N. Joshi, “*Design and power conditioning for the coil-gun*”, IEEE Trans. on Magnetism, vol.25, no.1, pp.627–631, 1987.

ÖZGEÇMİŞ

Emrullah BIÇAK, 1982 yılında İstanbul'da doğmuştur. 2000 yılında Kuleli Askeri Lisesi'nden, 2005 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Elektronik Mühendisliği bölümünden mezun olmuştur. 2006 yılından itibaren Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu Marmara Araştırma Merkezi (TÜBİTAK MAM) Bilişim Teknolojileri Enstitüsü'nde Yüzey Dalgalı HF Radar ve Yere Nüfuz Eden Radar projelerinde araştırmacı olarak görev yapmaktadır. Araştırma alanları Hesaplamalı Elektromanyetik, Elektromanyetik Uyumluluk ile ilgili ölçümler ve geniş bantlı anten tasarımıdır.