

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KÜÇÜK UYDULARDA DOĞRUSAL OLMAYAN YÖNELME DİNAMİĞİ VE
ÜÇ EKSENDE MANYETİK PD VE KAYMA KİPLİ
KONTROLCÜ TASARIMI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ahmet SOFYALI**

Anabilim Dalı : Uçak ve Uzay Mühendisliği

Programı : Uçak ve Uzay Mühendisliği

OCAK 2010

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KÜÇÜK UYDULARDA DOĞRUSAL OLMAYAN YÖNELME DİNAMİĞİ VE
ÜÇ EKSENDE MANYETİK PD VE KAYMA KİPLİ
KONTROLCÜ TASARIMI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ahmet SOFYALI
(511071102)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24 Aralık 2009
Tezin Savunulduğu Tarih : 28 Ocak 2010**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Elbrus CAFEROV (İTÜ)
Diğer Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Fuat GÜRLEYEN (İTÜ)
Yrd. Doç. Dr. Gökhan İNALHAN (İTÜ)**

OCAK 2010

Aileme ve Sevtün'e,

ÖNSÖZ

Uzay teknolojisinde yaşanan gelişmelere koşut olarak kabiliyetleri giderek artan küçük uydulardan gelecekte, günümüzde olduğundan daha fazla ve daha çeşitli uzay görevinde yararlanılacağı öngörülmektedir. Büyük devrimci önder Mustafa Kemal Atatürk'ün işaret ettiği “muasır medeniyet seviyesine ulaşma”nın bugünkü karşılığı olan uzay teknolojisine sahip olmayı hedefleyen ülkemizin uzay mühendisleri olarak bizlerin, uzaya çıkmayı göreceli olarak kolaylaştıran küçük uydulara özgü problemler üzerinde kafa yorması yerinde olacaktır. Bu nedenlerle, küçük uyduların yönelme kontrolü probleminin sadece manyetik eyleme ile çözümü konusunda bir tez çalışması gerçekleştirilmiştir.

Değerli hocam Prof. Dr. Elbrus Caferov'a desteği, bilgece yönlendirmeleri ve şevk veren önerileri için teşekkürü borç bilirim. Değerli öğretim üyeleri Doç Dr. Fuat Gürleyen ve Yrd. Doç Dr. Gökhan İnalhan'a ırdeleyici yorumları ve çalışmanın geliştirmesine yönelik önerileri için teşekkür ederim.

Tezli yüksek lisans öğrenimim, TÜBİTAK Bilim İnsanı Destekleme Daire Başkanlığı'nın 2210 kodlu Yurt İçi Yüksek Lisans Burs Programı kapsamında şahsıma bağlanmış olan karşılıksız burs ile desteklenmiştir.

Ocak 2010

Ahmet Sofyalı

(Uzay ve Uçak Mühendisi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vii
KISALTMALAR.....	ix
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xi
ŞEKİL LİSTESİ.....	xiii
SEMBOL LİSTESİ.....	xvii
ÖZET.....	xxi
SUMMARY.....	xxv
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı.....	3
1.2 Literatür Özeti	3
1.3 Hipotez.....	15
2. YÖNELME DONANIMI.....	17
2.1 Yönelme Donanımı	17
2.1.1 Yönelme algılayıcıları	18
2.1.1.1 Dünya algılayıcısı	18
2.1.1.2 Güneş algılayıcısı	19
2.1.1.3 Yıldız kamerası	21
2.1.1.4 Manyetometre	21
2.1.1.5 Eylemsiz ölçüm donanımı	22
2.1.2 Yönelme eyleyicileri.....	23
2.1.2.1 Tepkisel kontrol iticileri	23
2.1.2.2 Momentum çevirici aygıtlar	24
2.1.2.3 Manyetik eyleyiciler	25
2.1.2.4 Kütle-çekim gradyanı çubuğu	27
2.1.2.5 Güneş torku eyleyicileri	28
3. UZAY ARACI YÖNELME DİNAMİĞİ.....	29
3.1 Dönme Kinematığı	29
3.1.1 Doğrultu kosinüsleri matrisi.....	30
3.1.2 Euler açıları.....	30
3.1.3 Kuvaterniyonlar	31
3.1.4 Kinematik diferansiyel denklemler	33
3.2 Katı Cisim Dönme Dinamiği	36
3.2.1 Açısal momentum.....	36
3.2.2 Açısal hareket denklemleri	39
3.3 Dairesel Yörüngedeki Uzay Aracı	40
4. DOĞRUSAL OLMAYAN YÖNELME DİNAMİĞİNE EDİLGİN YUNUSLAMA ÖN-MOMENTUMU YÖNTEMİNİN ETKİSİNİN İNCELENMESİ.....	45
4.1 Doğrusal Olmayan Diferansiyel Denklemlerin Elde Edilmesi	45

4.2 Uydu Modelleri.....	48
4.2.1 Birinci model	48
4.2.2 İkinci model	49
4.3 Faz Portreleri ve Poincaré Kesitleri	49
4.4 Zaman Cevapları.....	54
5. MODELLEMELER	59
5.1 Koordinat Sistemleri ve Dönüşümleri.....	60
5.1.1 Uzay aracı konumunun koordinatları.....	60
5.1.1.1 Eylemsiz Dünya merkezli koordinat sistemi	60
5.1.1.2 Dünya merkezli yörünge koordinat sistemi	61
5.1.1.3 Dünya merkezli-Dünya’da çakılı koordinat sistemi	63
5.1.1.4 Yarıçap-enlem-boylam koordinat sistemi	64
5.1.1.5 Yerel kuzey-doğu-ayak ucu koordinat sistemi	64
5.1.2 Koordinat sistemleri arası dönüşümler.....	65
5.1.2.1 DMY koordinat sisteminden EDM koordinat sistemine dönüşüm	65
5.1.2.2 EDM koordinat sisteminden DMY koordinat sistemine dönüşüm	66
5.1.2.3 EDM koordinat sisteminden DMDC koordinat sistemine dönüşüm	66
5.1.2.4 DMDC koordinat sisteminden EDM koordinat sistemine dönüşüm	67
5.1.2.5 DMDC koordinat sisteminden YEB koordinat sistemine dönüşüm	67
5.1.2.6 YEB koordinat sisteminden DMDC koordinat sistemine dönüşüm	67
5.1.2.7 YKDA koordinat sisteminden DMDC koordinat sist.’ine dönüşüm	68
5.1.2.8 DMDC koordinat sisteminden YKDA koordinat sist.’ine dönüşüm	68
5.1.2.9 EDM koordinat sisteminden yörünge eksen takımına dönüşüm	68
5.1.2.10 Yörünge eksen takımından EDM koordinat sistemine dönüşüm	69
5.2 Yörünge Modeli.....	69
5.3 Dünya Manyetik Alanı Modeli	70
5.4 Yörünge İlerleticisi ve Manyetik Alan Hesaplayıcısı	71
5.5 Çevresel Bozuntu Torkları	76
6. ÜÇ EKSENDE MANYETİK YÖNELME KONTROLÜ	79
6.1 Değişken Yapılı Kontrol	80
6.2 Manyetik Yönelme Kontrolü Problemi.....	82
6.3 Doğrusal Olmayan Yönelme Dinamiği.....	83
6.4 Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü Tasarımı.....	87
6.4.1 Optimal kayma yüzeylerinin belirlenmesi.....	87
6.4.2 Eşdeğer kontrol vektörü	88
6.4.3 Erişme koşulu	90
6.4.4 Manyetik kayma kipli kontrolcü.....	91
6.5 Türevsel Etkili Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü	97
6.6 EYÖMY Destekli Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü	102
6.7 Manyetik PD Kontrolcü Tasarımı.....	108
7. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	117
7.1 Tartışma.....	119
7.2 Öneriler.....	119
KAYNAKLAR.....	121
EKLER	129

KISALTMALAR

AB	: Astronomik Birim
AU	: Astronomic Unit
EÖD	: Eylemsiz Ölçüm Donanımı
EYÖMY	: Edilgin Yunuslama Ön-Momentumu Yöntemi
DKR	: Doğrusal kuadratik regülatör
DMDC	: Dünya merkezli-Dünya’da çakılı
DMY	: Dünya merkezli yörünge
DOYD	: Doğrusal Olmayan Yönelme Dinamiği
EDM	: Eylemsiz Dünya merkezli
EKY	: Eşdeğer Kontrol Yöntemi
IAGA	: International Association of Geomagnetism and Aeronomy
IGRF	: International Geomagnetic Reference Field
IMU	: Inertial Measurement Unit
İP	: İmpuls Parçası
KKS	: Küresel koordinat sistemi
LQR	: Linear quadratic regulator
NORAD	: North American Aerospace Defense Command
OT	: Oransal-türevsel
PD	: Proportional-derivative
PPBMM	: Passive pitch bias-momentum method
TİP	: Tork İmpulsu Parçası
TLE	: Two Line Elements
YBKS	: Yönelme Belirleme ve Kontrol Sistemi
YEB	: Yarıçap-enlem-boylam
YKDA	: Yerel kuzey-doğu-ayak ucu (nadir)
YKS	: Yönelme Kontrol Sistemi

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 1.1 : Küçük uyduların kütlelerine göre sınıfları.1

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Bazı Dünya algılayıcısı çeşitleri, [60] tan alınmıştır.	19
Şekil 2.2 : Analog Güneş algılayıcısı, [63] ten uyarlanmıştır.	20
Şekil 2.3 : Güneş algılayıcılarına örnekler, [64] ten alınmıştır.	20
Şekil 2.4 : Bazı yıldız kamerası çeşitleri, [66] dan alınmıştır.	21
Şekil 2.5 : Kontrol moment jiroskobu, [72] den alınmıştır.	25
Şekil 2.6 : Manyetik çubuk, [72] den alınmıştır.	26
Şekil 2.7 : Manyetik sarım, [101] den alınmıştır.	26
Şekil 2.8 : Orsted uydusu ve kütle-çekim gradyanı çubuğu, [75] ten alınmıştır.	28
Şekil 3.1 : A ve B referans eksen takımları, [77] den uyarlanmıştır.	29
Şekil 3.2 : Katı cisim dönmesinin geometrik gösterimi, [77] den uyarlanmıştır.	37
Şekil 3.3 : Dünya etrafında dairesel yörüngedeki uzay aracı, [77] den uyarlanmıştır.	41
Şekil 4.1 : Birinci model için yuvarlanma açısına ait faz portresi.	49
Şekil 4.2 : Birinci model için yunuslama açısına ait faz portresi.	50
Şekil 4.3 : Birinci model için sapma açısına ait faz portresi.	50
Şekil 4.4 : Birinci model için yönelme açılarına ait üç boyutlu faz portresi.	50
Şekil 4.5 : İkinci model için yuvarlanma açısına ait faz portresi.	51
Şekil 4.6 : İkinci model için yunuslama açısına ait faz portresi.	51
Şekil 4.7 : İkinci model için sapma açısına ait faz portresi.	52
Şekil 4.8 : İkinci model için yönelme açılarına ait üç boyutlu faz portresi.	52
Şekil 4.9 : Birinci model için yunuslama açısının $\psi = 0^\circ$ düzlemindeki Poincaré kesiti.	53
Şekil 4.10 : İkinci model için yunuslama açısının $\psi = 0^\circ$ düzlemindeki Poincaré kesiti.	53
Şekil 4.11 : Birinci model için Euler açılarına ait zaman cevapları.	54
Şekil 4.12 : Birinci model için mutlak açısal hızlara ait zaman cevapları.	55
Şekil 4.13 : İkinci model için yuvarlanma hareketine ait zaman cevabı.	55
Şekil 4.14 : İkinci model için yuvarlanma hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.	56
Şekil 4.15 : İkinci model için yunuslama hareketine ait zaman cevabı.	56
Şekil 4.16 : İkinci model için yunuslama hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.	56
Şekil 4.17 : İkinci model için sapma hareketine ait zaman cevabı.	57
Şekil 4.18 : İkinci model için sapma hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.	57
Şekil 4.19 : İkinci model için yuvarlanma hareketindeki yüksek frekanslı salınım.	58
Şekil 5.1 : Ekliptik ve ekvator düzlemleri, [87] den uyarlanmıştır.	60
Şekil 5.2 : Eliptik yörünge, [92] den uyarlanmıştır.	62
Şekil 5.3 : Klasik yörünge elemanları, [90,91] den uyarlanmıştır.	63
Şekil 5.4 : DMDC koordinat sistemi, [93] ten uyarlanmıştır.	63
Şekil 5.5 : YEB koordinat sistemi, [94] ten uyarlanmıştır.	64
Şekil 5.6 : YKDA koordinat sistemi, [93] ten uyarlanmıştır.	64

Şekil 5.7 : Uydunun EDM koordinat sistemindeki konumu (15T).....	74
Şekil 5.8 : Uydunun DMDC koordinat sistemindeki konumu (15T).....	74
Şekil 5.9 : Yörünge eksen takımında tanımlı Dünya manyetik alanı.	75
Şekil 5.10 : Dünya manyetik alanının büyüklüğü.....	76
Şekil 6.1 : Açık-çevrim modelin blok şeması.....	84
Şekil 6.2 : Kuvaterniyonların açık-çevrim zaman cevabı.	85
Şekil 6.3 : Yönelme açılarının açık-çevrim zaman cevabı.....	85
Şekil 6.4 : Açısal hızların açık-çevrim zaman cevabı.	86
Şekil 6.5 : Mutlak açısal hızların açık-çevrim zaman cevabı.	86
Şekil 6.6 : Kapalı-çevrim sistemin blok şeması.....	93
Şekil 6.7 : Kuvaterniyonların kapalı-çevrim zaman cevabı.	95
Şekil 6.8 : Yönelme açılarının kapalı-çevrim zaman cevabı.	95
Şekil 6.9 : Açısal hızların kapalı-çevrim zaman cevabı.	96
Şekil 6.10 : Mutlak açısal hızların kapalı-çevrim zaman cevabı.	96
Şekil 6.11 : Manyetik kontrol momentlerinin kapalı-çevrim zaman cevabı.	97
Şekil 6.12 : Türevsel etkili kapalı-çevrim sistemin blok şeması.	99
Şekil 6.13 : Kuvaterniyonların standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.....	100
Şekil 6.14 : Yönelme açılarının standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.....	100
Şekil 6.15 : Açısal hızların standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.....	101
Şekil 6.16 : Mutlak açısal hızların standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.....	101
Şekil 6.17 : Manyetik kontrol momentlerinin standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.....	101
Şekil 6.18 : Yönelme açılarının standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.....	104
Şekil 6.19 : Açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.....	104
Şekil 6.20 : Bozuntu etkisindeki (EYÖMY destekli) kapalı-çevrim sistemin blok şeması.	105
Şekil 6.21 : Çevresel bozuntu torku vektörü bileşenleri.	105
Şekil 6.22 : Bozuntu etkisindeki kuvaterniyonların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.	106
Şekil 6.23 : Bozuntu etkisindeki yönelme açılarının standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.	106
Şekil 6.24 : Bozuntu etkisindeki açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.	106
Şekil 6.25 : Bozuntu etkisindeki mutlak açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.	107
Şekil 6.26 : Bozuntu etkisindeki manyetik kontrol momentlerinin standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.	107
Şekil 6.27 : Manyetik PD kontrolcü bloğu.....	109
Şekil 6.28 : Manyetik PD kontrol sisteminin blok şeması.	109
Şekil 6.29 : Kuvaterniyonların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	110
Şekil 6.30 : Yönelme açılarının standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	110
Şekil 6.31 : Açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen	

zaman cevapları.	111
Şekil 6.32 : Mutlak açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	111
Şekil 6.33 : Manyetik kontrol momentlerinin standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.	111
Şekil 6.34 : Yönelme açılarının standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.....	112
Şekil 6.35 : Açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.....	112
Şekil 6.36 : Kuvaterniyonların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	113
Şekil 6.37 : Yönelme açılarının türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	113
Şekil 6.38 : Açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.	113
Şekil 6.39 : Mutlak açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	114
Şekil 6.40 : Manyetik kontrol momentlerinin türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.....	114
Şekil 6.41 : Yönelme açılarının türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.....	115
Şekil 6.42 : Açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.....	115

SEMBOL LİSTESİ

A	: Yörünge referans eksen takımı; durum matrisi
A_b	: Bozuntu fonksiyonunun genliği
B	: Gövde referans eksen takımı; kontrol (u'nun katsayı) matrisi; Dünya manyetik alanı vektörü; Dünya manyetik alanının şiddeti
B_m	: Manyetik kontrol (M'nin katsayı) matrisi
^BB	: B eksen takımında tanımlı manyetik alan vektörü; B eksen takımında tanımlı manyetik alan şiddeti
C (C^{B/A})	: Doğrultu kosinüsleri matrisi
C^{EDM/DMY}	: DMY koordinat sist.'inden EDM koordinat sis.'ine dönüşüm matrisi
C^{DMY/EDM}	: EDM koordinat sist.'inden DMY koordinat sist.'ine dönüşüm matrisi
C^{DMDC/EDM}	: EDM koord. sist.'inden DMDC koord. sist.'ine dönüşüm matrisi
C^{EDM/DMDC}	: DMDC koord. sist.'inden EDM koord. sist.'ine dönüşüm matrisi
C^{DMDC/YKDA}	: YKDA koord. sist.'inden DMDC koord. sist.'ine dönüşüm matrisi
C^{YKDA/DMDC}	: DMDC koord. sist.'inden YKDA koord. sist.'ine dönüşüm matrisi
C^{A/EDM}	: EDM koordinat sisteminden A'ya dönüşüm matrisi
C^{EDM/A}	: A'dan EDM koordinat sistemine dönüşüm matrisi
H	: Uzay aracının kütle merkezi etrafındaki açısal momentum vektörü
H₀	: Yunuslama momentum tekerleğinin açısal momentumu
I_i	: Uzay aracının (asal) eylemsizlik momenti (i=1,2,3)
I	: Uzay aracının (asal) eylemsizlik matrisi
J	: Optimal kontrol probleminin başarımlı göstergesi
J₂	: Kütle-çekimsel pertürbasyon sabiti
K	: Kontrol kazancı matrisi
K_D	: Türevsel kontrol kazancı matrisi
K_P	: Oransal kontrol kazancı matrisi
M	: Manyetik kontrol dipol momenti vektörü; ortalama anomali
N	: Eylemsiz referans eksen takımı; düğümler doğrusu vektörü
P	: Pozitif tanımlı matris
Q	: Durum ağırlığı matrisi
R	: Kontrol ağırlığı matrisi; Dünya'nın merkezine göre konum vektörü; uzay aracının Dünya'nın merkezine uzaklığı
R_D	: Dünya'nın ekvatordaki yarıçapı
T	: Uzay aracının yörünge periyodu; uzay aracına etki eden toplam tork vektörü
T_b	: Çevresel bozuntu torku vektörü
T_{eşd}	: Eşdeğer kontrol torku vektörü
T_k	: Kontrol torku vektörü
T_{kç}	: Kütle-çekim gradyanı torku vektörü
T_m	: Manyetik kontrol torku vektörü
V	: Skalar potansiyel fonksiyon
a	: Yarı-büyük eksen uzunluğu
a_i	: A'nın i nolu eksenini doğrultusundaki birim vektör (i=1,2,3)
b_i	: B'nin i nolu eksenini doğrultusundaki birim vektör (i=1,2,3)
e	: Dönme eksenini doğrultusundaki birim vektör; yörünge

	dışmerkezlilik sabiti vektörü; yörüngenin dışmerkezlilik sabiti
f_{IE}	: Ekinoksun Grinviç meridyeni üzerinde 12:00'da gerçekleşmemiş olmasından kaynaklanan zaman farkı
h	: Birim kütle başına yörüngedeki açısal momentum vektörü; birim kütle başına yörüngedeki açısal momentum
i	: Yatıklık açısı
k_D	: Türevsel kontrol kazancı katsayısı
k_P	: Oransal kontrol kazancı katsayısı
k_i	: Eylemsizlik momenti oranları ($i=1,2,3$)
m	: Dünya'nın manyetik sabiti
n_i	: N'nin i nolu eksenini doğrultusundaki birim vektör ($i=1,2,3$)
n	: Uzay aracının Dünya etrafındaki açısal dönme hızı, ortalama hareket
q_i	: Kuvaterniyon ($i=1,2,3,4$)
q_i^*	: Denge durumuna karşılık gelen kuvaterniyon ($i=1,2,3,4$)
q	: 3x1 boyutlu kuvaterniyon vektörü
q_4	: Skalar kuvaterniyon bileşeni
r	: Uzay aracının Dünya'nın merkezine göre konum vektörü; uzay aracının Dünya'nın merkezine uzaklığı; yarıçap vektörü; yarıçap uzunluğu
r_p	: Perijenin Dünya'nın merkezine göre konum vektörü
s	: Kayma yüzeyi vektörü
t	: İntegralleme süresi
t_p	: Perije geçiş zamanı
t_s	: Durum yörüngesinin kayma manifolduna varma zamanı
t_{IE}	: Son ilk bahar ekinoksundan integrallemenin başlangıç anına kadar geçmiş olan epok zamanı
u	: Kontrol vektörü
u_{esd}	: Eşdeğer kontrol vektörü
u_i	: İstenen kontrol vektörü
u_{ips}	: u 'nin s 'ye koşut bileşeni, kararlılaştırıcı kontrol vektörü
v	: Uzay aracının hız vektörü; uzay aracının hızı
v_r	: Uzay aracının r doğrultusundaki hız bileşeni
v_θ	: Uzay aracının θ doğrultusundaki hız bileşeni
v_{EDM}	: Uzay aracının EDM koordinat sistemindeki hız vektörü
x	: Durum vektörü
$x(0)$	: Başlangıç durumu vektörü
x^*	: Denge durumu vektörü
x_{EDM}	: Uzay aracının EDM koordinat sistemindeki konum vektörü
x_{DMDC}	: Uzay aracının DMDC koordinat sistemindeki konum vektörü
x_{YKDA}	: Uzay aracının YKDA koordinat sistemindeki konum vektörü
z_{EDM}	: EDM koordinat sisteminde tanımlı herhangi bir vektör
z_A	: A'da tanımlı herhangi bir vektör
Θ	: Dönme açısı
Λ_q	: Kayma yüzeyi tasarım parametresi matrisi
Λ_s	: Kayma koşulu tasarım parametresi matrisi
$\Lambda_{ds/dt}$	: Türevsel kayma koşulu tasarım parametresi matrisi
Υ	: İlk bahar noktası
Ω	: ω 'nın eğri-simetrik matrisi; yükselme düğümünün sağdan yükselmesi
γ	: Hız doğrultusu açısı
θ	: Yunuslama açısı (üç Euler açısından biri); gerçek anomali; enlemi

	90°'ye tamamlayan açı
λ_q	: Kayma yüzeyi tasarım parametresi
λ_s	: Kayma koşulu tasarım parametresi
$\lambda_{ds/dt}$	: Türevsel kayma koşulu tasarım parametresi
μ	: Dünya'nın kütle-çekim sabiti
ϕ	: Yuvarlanma açısı (üç Euler açısından biri)
ψ	: Sapma açısı (üç Euler açısından biri); dışmerkezli anomali
ω	: Perije argümanı
ω_D	: Dünya'nın kendi eksenini etrafındaki dönme hızı
$\omega (\omega^{B/A})$	: B'nin A'ya göre açısal hız vektörü, bağıl açısal hız vektörü
$\omega^{B/N}$	: B'nin N'ye göre açısal hız vektörü, mutlak açısal hız vektörü

KÜÇÜK UYDULARDA DOĞRUSAL OLMAYAN YÖNELME DİNAMİĞİ VE ÜÇ EKSENDE MANYETİK PD VE KAYMA KİPLİ KONTROLCÜ TASARIMI

ÖZET

Uzay görevlerinde küçük uydulara verilen önemin ve bu uydulardan beklenenlerin giderek artması, kütle, boyut, enerji açısından kısıtlı olan bu platformlarda kullanılabilecek yönelme kontrolü yöntemleri konusunda yapılan bilimsel çalışmaların nicelik ve nitelik bakımından artmasını beraberinde getirmiştir. Son on beş yılda, uzay araçlarının yönelme kontrol sistemlerinde ikincil eyleyici olarak kullanılagelmiş olan manyetik eyleyicilerin, hafif ve küçük hacimlere yerleştirilebilir olmaları ve düşük enerji tüketimleri nedeniyle, birincil eyleyici olarak kullanılabileceğini ortaya koyan birçok yayın yapılmıştır. Bu yayınların önemli bir kısmı, sadece elektromanyetik eyleme ile üç eksende yönelme kontrolü problemi üzerinde durmuş ve çeşitli çözümler önermiştir. Çoğunluğu probleme sadece mühendislik çözümü getirirken, bazıları önerilen kontrol yasalarının global asimptotik kararlılığını kuramsal olarak kanıtlayabilmiştir.

Bu tez çalışmasında, küçük uyduların salt manyetik eyleme ile üç eksende yönelme kontrolü problemi ele alınmıştır. Öncelikle manyetik yönelme kontrolü ile ilgili olarak ayrıntılı bir literatür taraması gerçekleştirilmiştir. Uzay çağıının tamamını kapsamaya çalışılarak, çalışmalar kronolojik olarak özetlenmiştir. Bu taramadan, salt manyetik yönelme kontrolü üzerinde son yıllarda yoğun şekilde çalışıldığı görülmüştür. Yönelme algılayıcı ve eyleyici aygıtlar hakkında kısaca bilgi verildikten sonra, kütle-çekim gradyanı torku etkisindeki uzay aracı yönelme dinamiği modellenmiştir. İlgili kinematik ve dinamik diferansiyel denklemler hem Euler açıları hem de kuvaterniyonlarla ifade edilmiş olarak elde edilmiştir.

Modellenmiş olan doğrusal olmayan yönelme dinamiğine, Edilgin Yunuslama Ön-Momentumu Yöntemi'nin etkisi, faz portreleri oluşturularak ve Poincaré kesitleri alınarak incelenmiştir. Uydunun yunuslama eksenine sabit hızla dönmek üzere bir momentum tekerleğinin yerleştirilmesi yoluyla uygulanan bu yöntem, tekerleğin açısal momentumunun baskılayıcı dinamik etkisi sayesinde açık-çevrim dinamiklerin doğrusal olmayan karakterinin azaltılmasını sağlamıştır. Zaman cevapları elde edilerek gerçekleştirilen inceleme sonucunda ise, EYÖMY'nin ıraksak cevapları denge konumu etrafında salınır kılarak doğrusal olmayan sisteme kararlılık kazandırdığı görülmüştür. Ayrıca tekerleğin açısal momentumundan kaynaklanan nütasyon hareketi, yunuslama açısı hariç diğer yönelme açıları ve açısal hızların davranışında çift frekanslı salınımlar tetiklemiştir. Düşük olan frekans uydunun yörüngedeki açısal dönme hızına, yüksek olan ise nütasyon frekansına eşittir. EYÖMY'nin doğrusal yönelme dinamiklerinde doğurduğu nütasyon salınımlarının sabit genlikli olduğu ders kitaplarından bilinmektedir. Doğrusal olmayan dinamikler kullanıldığında ise, nütasyon salınımı genliğinin ortalama harekete eşit bir frekans ile değiştiği görülmüştür ki bu, tez çalışmasında bulunan ilginç bir sonuçtur.

Manyetik yönelme kontrolü probleminin çözümüne geçmeden önce, bazı modellemelerin yapılması gerekmiştir. İlk olarak, uzay aracının uzaydaki konumunun tanımlı olabildiği beş farklı koordinat sistemi tanıtılmış ve bu sistemler arasındaki dönüşüm matrisleri elde edilmiştir. İkinci olarak, kullanılan Kepleryan yörünge modeline ait diferansiyel denklemler sunulmuştur. Üçüncü olarak, Dünya manyetik alanının küresel harmonik bir modeli olan, yüksek doğruluklu IGRF2005 hakkında bilgi verilmiştir. Çalışmada, bu modelin içerdiği onuncu nesil Gaussyan katsayılar onüçüncü derece ve mertebeye kadar kullanılmıştır. Ardından, gerçek bir manyetik uydunun yörüngesine ait TLE verisi kullanılarak başlatılan ve çözüm sırasında manyetik alan hesaplayıcı programı çağıran bir yörünge iletici program yazılmıştır. Son olarak, çevresel bozuntu torkları modellenmiş ve çözüm yörüngesinin irtifasına karşılık gelen bozuntu genliği belirlenmiştir.

Yönelme kontrolü problemi, uydunun uçuşunun yönelme edinimi evresi için çözülmüştür. Bu görev evresinde, uydunun başlangıçtaki yönelme açıları sıfırdan çok farklıdır, dolayısıyla problemde yönelme dinamikleri doğrusal olmayan halleriyle kullanılmıştır. Açık-çevrim cevaplarının denge değerlerine yakınsamayan, karmaşık davranışı sergilendikten sonra, kapalı-çevrim incelemeye başlanmıştır. Kullanılan ilk kontrolcü literatürden alınmıştır. Kayma kipli kontrol yöntemi manyetik yönelme kontrolünün kendine özgü işlemlerine tabi tutularak tasarlanmış olan bu standart kontrol yasası, yönelme açılarını iki buçuk, açısız hızları yaklaşık üç buçuk yörünge periyodunda denge değerlerine oturtmuştur. Standart kayma kipli kontrolcüyü türevsel etki katılarak zaman cevaplarının hızlandırılabilceği fikrinden hareketle önerilen ikinci kontrol yasası, öngörülen bu etkisini $\pm 0,1$ derece aralığında göstererek cevapların sıfıra oturmasını standart kontrolcü ile elde edilene göre dört yörünge periyodu kadar geriye çekmiştir. EYÖMY'nin daha önce incelenmiş olan açık-çevrim sisteme etkisi, özellikle bozuntu etkisindeki kapalı-çevrim sistem bu yöntemle desteklendiğinde daimi hal hatasının azaltılabileceğini düşündürmüştür. Benzetim sonuçları, yuvarlanma ve sapma açılarının daimi hal salınımlarının, mutlak değerleri 2 dereceye varan genliklerinin, çok kısa süren bir geçiş rejiminin ardından 0,1 derecenin altına indiğini göstermiştir. Yunuslama açısının cevabında ise, düzenleşme ile belli belirsiz bir hızlanma ve daimi hal hatasında bir miktar azalma sağlanmıştır. Yönelmesi üç ekseninde salt manyetik eyleme ile kontrol edilen küçük uydulara çevresel bozuntulara karşı gürbüzlük kazandırmak amacıyla bu edilgin yönteme başvurulabilir. Her üç manyetik kontrol sistemi, tüm benzetimlerde, küçük uydulara uygun manyetik eyleyicilerin azami değeri olarak kabul edilmiş olan 1 Am²'nin onda birini geçmeyen manyetik kontrol momentleri üretmiştir. Tez çalışmasının son alt bölümü, standart ve türevsel etkili kayma kipli kontrolcülerin, yine literatürde mevcut olan manyetik PD kontrolcü ile karşılaştırılmasına ayrılmıştır. Her iki kayma kipli kontrol sisteminin geçiş rejimi başarımının, PD kontrol sistemininkinden belirgin şekilde üstün olduğu sonucuna varılmıştır. PD kontrolcü yönelme hatasını sıfıra standart kayma kipli kontrolcünden yaklaşık üç yörünge periyodu önce sürerek daimi halde daha başarılı olduğunu göstermiş, standart kontrolcünden biraz daha fazla enerji tüketen türevsel etkili kayma kipli kontrolcü ise yönelme hatasının mutlak değerini 0,1 derecenin altına PD kontrolcünden bir buçuk periyot kadar önce indirmiştir. PD kontrol sisteminin ürettiği momentlerin azami genliği 0,2 Am² iken, türevsel etkili kontrol sistemi bu karşılaştırma sırasında kullanılan başlangıç koşullarına bağlı olarak azami moment genliğini 0,25 Am²'ye yükseltmiştir.

Tüm programlar MATLAB yazılımı kullanılarak yazılmış ve tüm blok şemaları Simulink yazılımı kullanılarak oluşturulmuştur. İlgili tüm benzetimler MATLAB/Simulink ortamında gerçekleştirilmiştir.

NONLINEAR ATTITUDE DYNAMICS AND DESIGN OF THREE-AXIS MAGNETIC PD AND SLIDING MODE CONTROLLERS FOR SMALL SATELLITES

SUMMARY

The increases in the importance of and in the expectations from small satellites in space missions lead to quantitative and qualitative rise of scientific research on attitude control methods that are applicable for these low energy platforms, which are also restricted in terms of mass and size. In last fifteen years, many papers have been published showing that magnetic actuators, which have been used as secondary actuators in attitude control systems of spacecraft, can be employed as primary actuators due to their light structure, which is also placeable in small volumes, and low energy consumption. An important part of these publications deals with the problem of three-axis attitude control using only electromagnetic actuation and proposes various solutions to the problem. Most come up with only engineering solutions whereas many are able to prove the globally asymptotical stability of the designed control laws theoretically.

In this thesis, the three-axis attitude control problem of small satellites using only magnetic actuators is considered. First, a detailed survey on magnetic attitude control is carried out. Aiming to cover the complete space era, the works are summarized chronologically. The survey shows that it has been studied on purely magnetic attitude control intensely in recent years. After the reader is informed of attitude determination and control devices briefly, spacecraft attitude dynamics subject to gravity gradient torque are modelled. The related kinematic and dynamic differential equations are derived as expressed with both Euler angles and quaternions.

The effect of the passive pitch bias-momentum method on the modelled nonlinear attitude dynamics is analyzed by constructing phase portraits and taking Poincaré sections. This method, which is applied by means of locating a momentum wheel that is to rotate at constant speed at the pitch axis of the satellite, reduces the nonlinear characteristics of the open-loop dynamics due to the dominating dynamic effect of the wheel's angular momentum. As the result of the analysis based on time responses, it is seen that the PPBMM makes the divergent responses oscillate around the equilibrium position, so it brings stability to the nonlinear system. Besides the nutation emerging from the wheel's angular momentum, induces double-frequency oscillations in the responses of attitude angles except the pitch angle and angular velocities. The lower frequency is equal to the orbital angular velocity of the satellite while the higher one is equal to the nutation frequency. It is already known from textbooks that nutational oscillations in linear attitude dynamics induced by PPBMM have a constant amplitude. When nonlinear dynamics are used, the amplitude of the nutational oscillations varies at a frequency equal to the mean motion, which is an interesting result found in this thesis.

Before beginning solving the magnetic attitude control problem, some modelling is to be done. First, five different coordinate systems, in which the spacecraft's position in space can be defined, are introduced and the transformation matrices for these systems are obtained. Secondly, the differential equations belonging to the used Keplerian orbit model are presented. Thirdly, information about IGRF2005 that is a high-accuracy, spherical harmonic model of the Earth magnetic field are given. In this study, tenth-generation Gaussian coefficients included by this model are used to thirteenth degree and order. Then a program propagating the orbit, which is initialized by the TLE data of a real magnetic satellite's orbit and calls a program calculating the magnetic field, is written. Lastly, environmental disturbance torques are modelled and the disturbance amplitude corresponding to the altitude of the solution orbit is determined.

The attitude control problem is solved for the attitude acquisition phase of the satellite's flight. In this mission phase, the initial attitude angles of the satellite are far from zero, therefore the attitude dynamics are used in nonlinear form to solve the problem. After the complex behavior of open-loop responses that do not converge to their equilibrium values is showed, the closed-loop behavior begins to be analyzed. The first controller used is taken from one of the references. This controller, referred as standard, is designed by manipulating sliding mode control method through a process that is specific for magnetic attitude control. It makes attitude angles and angular velocities settle to the equilibrium values in two and nearly three and an half orbital periods, respectively. Then a second controller is proposed based upon the idea that time responses obtained by the standard sliding mode controller can be made faster by adding derivative action to the controller. The proposed controller enables responses in the margin of ± 0.1 degrees to settle to zero four periods earlier than the standard controller does, which verifies the prediction. The effect of PPBMM on the open-loop system, which is already analyzed, makes one think that if especially the closed-loop system subject to disturbances is supported by that method, the steady state error can be reduced. Simulation results point out that the amplitudes of the roll and yaw angles' steady state oscillations, which's absolute values reach 2 degrees, descend under 0.1 degrees following a very short transient regime. The response of pitch angle becomes regular and gets slightly quicker with a little decrease in the steady state error. This passive method can bring robustness to environmental disturbances if it is applied to small satellites, which's attitude is actively controlled in three-axis by purely magnetic actuation. None of the three magnetic control systems produces magnetic control moments that exceed the one-tenth of the threshold value of 1 Am^2 in all of the simulations. This is the maximum value of the producible moment by the magnetic actuators that are suitable for small satellites. In the last subsection of the thesis, the standard controller and the one with derivative action are compared to the magnetic PD controller, which is taken from one of the references, too. It is concluded that both of the sliding mode controllers perform distinctively better than the PD controller in the transient regime. The PD controller leads the attitude error to zero three orbits earlier than the standard one, so its steady state performance is superior to the standard controller's. The one with derivative action, which consumes a little more energy, decreases the absolute value of the attitude error under 0.1 degrees one and a half orbits earlier than the PD controller. The maximum amplitude of moments produced by the PD control system is equal to 0.2 Am^2 whereas the control system with derivative action produces higher moments with maximum

amplitude of 0.25 Am^2 depending on the initial conditions used for comparison analysis.

All of the programs are written in MATLAB and all of the block diagrams are constructed in Simulink. The related simulations are carried out in MATLAB/Simulink.

1. GİRİŞ

İnsanoğlunun 1957’de uzaya ilk yapay uyduyu göndermesinin hemen öncesinde başlamış olan uzay aracı tasarımı sürecinde, yönelme kontrolü problemi önemli bir yer tutmuştur. Uzay görevleri için 80’lerin başından itibaren giderek daha fazla tercih edilen küçük uydular, boyut ve kütle açısından kısıtlanmış olduğundan dolayı daha küçük, daha hafif ve daha az güç tüketen eyleyicilerle kontrol edilmek durumundadır. Kısıtlı olan hesaplama gücü de hesaba katıldığında, küçük uyduların yönelme kontrolünün zor bir problem olduğu sonucuna varılmaktadır.

Küçük uydular ilk olarak 50 yıl önce yapılmış olsa da, boyutlarına göre sınıflandırılmaları 1992 yılında gerçekleşmiştir. O yıl, kütlesi 10 ile 100 kg arasında değişen ve 10 kg’nin altında olan uydular, ilk olarak İngiltere’deki Surrey Üniversitesi’nin Uydu Mühendisliği Araştırmaları Merkezi (Centre for Satellite Engineering Research)’nde kullanılan, sırası ile, “mikrouydular” ve “nanouydular” terimleri ile anılmaya başlanmıştır [1].

Güncel küçük uydu sınıflandırması, Çizelge 1.1’de görüldüğü gibi, kütle esas alınarak yapılmaktadır.

Çizelge 1.1 : Küçük uyduların kütlelerine göre sınıfları.

Uydu Sınıfı	Kütle Aralığı
Mikrouydular	10-100 kg
Nanouydular	1-10 kg
Pikouydular	0,1-1 kg
Femtouydular	0,01-0,1 kg

Çizelgede görülen sınıflara, 1-10 g ve 1-10 mg aralığında değişen kütleye sahip, sırası ile atouydular ve zenouydular da eklenebilir. Şimdiye dek, bu ultraküçük sınıflara dahil uzay araçlarının tamamı edilgin (pasif) yapılmıştır [1].

Ortalama ya da büyük boyutlu uydulara nazaran maliyetinin düşük ve inşaları için kağıt üzerinden fırlatmaya kadar geçen sürenin kısa olması nedeniyle tercih edilen küçük uyduların kullanımı, aynı zamanda görev riskini azaltır. Birden fazla uydunun bir arada görevlendirilmesi durumunda, uyduların birinin kaybının doğurduğu eksiklik diğer uydu veya uydular tarafından giderilebilir. Ayrıca, uzayda denenecek olan aygıtlar uydulara ayrı ayrı yerleştirilerek, kaybedilme olasılıkları azaltılabilir. Bu getirileriyle Mikrouydular, hatta nanouydular, uzay çağının başlangıcından bu yana yararlı işlevler görmüştür. Güneş hücreleri, piller, mikro/nanoelektronik ve minyatür algılayıcılar alanındaki gelişmeler sayesinde, günümüzde, pikouydular 60'ların mikrouydularının geride bırakmıştır [1].

Son 50 yılda, 860'dan fazla mikrouydu, 680'den fazla nanouydu ve 38 pikouydu uzaya gönderilmiştir. Mikro- ve nanouyduların çoğu eski Sovyetler Birliği tarafından fırlatılmıştır. SSCB, ABD, diğer birçok ülke ve bazı uluslararası özel kuruluşlar ile eğitim kuruluşlarının ilk uyduları hep mikrouydular olmuştur. Uzay sistemleri mühendisliği alanında uzmanlık geliştikçe, mikrouydu olarak sınıflandırılmayacak daha ağır ve daha yetenekli uydular üretilmeye başlanmıştır. 2000 yılından önce fırlatılmış olan çoğu nano- ve pikouydu, radar ölçünlemesi (kalibrasyonu, karşılıklılandırması) ve atmosfer yoğunluğunun gözlenmesi amacıyla kullanılan edilgin yapılı uzay araçlarıdır. Önceki paragrafta belirtilmiş olan, son on yılda gerçekleşen teknolojik ilerlemeler, nano- ve pikouydulara donanım bileşenlerinin ve alt sistemlerin uçuş testleri, uzay ortamının gözlenmesi, iletişim verilerinin saklanması ve iletilmesi, vb. yüksek kabiliyet gerektiren görevlerin verilmesini mümkün kılmıştır. Bugün etkin (aktif) yapılı pikouyduların fırlatılma sıklığı, nanouydularınkini geçmiştir. Uçuş halinde uydu muayenesi ve diziliş (formasyon) uçuşu gibi daha yüksek kabiliyet isteyen görevlerde küçük uyduların kullanılabilmesi için ise, bu uydulara uygun yıldız izleyicileri, GPS algılayıcıları ve mikroiçici sistemler ile ilgili teknolojinin gelişmesi gerekmektedir [2].

1.1 Tezin Amacı

Hafiflikleri ve düşük güç tüketimleri ile manyetik eyleyiciler, girişte hakkında genel bilgi verilmiş olan küçük uyduların yönelmesinin etkin olarak kontrolü için kullanılmaya çok uygundur. Yönelme eyleyicisi olarak kullanılan elektromanyetik bobinler, küçük hacimlere kolaylıkla yerleştirilebilir. Mekanik olmayan yapıları sayesinde, aşınmaları söz konusu değildir.

Bu tez çalışmasında, sadece uzay aracının üç asal gövde eksenine konumlandırılmış üç manyetik eyleyici kullanılarak, aracın yönelmesinin üç ekseninde etkin olarak kontrol edilebildiğinin gösterilmesi amaçlanmaktadır. Elektromanyetik bobinlerin düşük seviyeli kontrol sinyali üretmesi ve manyetik yönelme kontrolü probleminin doğasından kaynaklanan, eksik eyleme ve zamanla değişkenlik gibi iki olumsuzluğa rağmen, bu türden bir kontrol yaklaşımının uygulanabilir olduğu ve kimi görevler için başarımının yeterli olduğu ortaya konacaktır. Bunun için, öncelikle yapılmış literatür taramasının sonucunda elde edilen bilgiler kronolojik sırayla sunulacaktır. Ardından, uygulamada salt manyetik eyleme ile üç ekseninde kontrol edilmiş ilk uydu olan Orsted için geliştirilmiş manyetik kayma kipli kontrol yöntemi esas alınarak, benzetimler aracılığı ile yönelme kontrolüne salt manyetik yaklaşımın başarımı incelenecektir. Bu yönetime yapılacak bazı katkılar ile, başarımlar artırılmaya çalışılacaktır.

1.2 Literatür Özeti

Uzay aracı yönelme kontrolü, etkin olmayan (edilgin) ve etkin yöntemler kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Kütle-çekim gradyanı, spin ya da aerodinamik sürüklenme ile kararlılaştırma etkin olmayan yöntemleri oluşturur. Yüksek doğruluk gereksiniminin karşılanması için başvurulmuş etkin yöntemler ise, tepki ya da momentum tekerleklerinin, gaz jetlerinin (iticilerin) ve elektromanyetik eyleyicilerin kullanımı ile uygulanmaktadır.

3 nolu kaynaktan görüleceği gibi, yönelme kontrolünde manyetik eyleyicilerden yararlanılması 1961 yılından beri üzerinde çalışılan bir konudur. Manyetik yönelme kontrolü ilk olarak spin ile kararlılaştırma yöntemi ile uygulanmıştır [4]. 1965 tarihli bu çalışmada, spin ekseninin yörünge düzlemine dik doğrultuya getirilmesi, o doğrultuda dipol momenti sağlayan bir manyetik bobin için geliştirilen kontrol yasası ile başarılmıştır. 5 nolu kaynakta, dairesel bir yörüngedeki, katı, eksenel simetrik ve spin halindeki uydular için, [4]’deki eyleyici şartları ile, etkin nutasyon sönümlemesi ve spin eksenini presesyonu kontrolü sağlanmıştır. Başka bir çalışmada, yine spin eksenini merkezli tek manyetik burucu için ortalama alma yöntemi kullanılarak manyetik kontrol yasaları geliştirilmiştir [6]. 1971’de, asgari enerji esasına dayalı olarak geliştirilen manyetik kontrol sistemi ile, yatıklık açısı 20 ile 70 derece arasında değişen ve dışmerkezliliği 0,7’ye kadar olan yörüngelerde, spin halindeki uyduların tam olarak kontrol edilebildiği ortaya konmuştur [7]. 8 nolu kaynakta, spin halindeki uzay araçlarının, asimptotik kararlılık koşulundan elde edilen bir anahtarlama fonksiyonu kullanılarak, ortalama alma yöntemine göre daha başarılı bir şekilde kontrol edilebildiği gösterilmiştir.

1975 yılında, yunuslama ön-momentumuna sahip uyduların üç ekseninde kararlılaştırılması için manyetik kontrol uygulanmıştır [9]. Bu çalışmanın ardından, [10]’da ön-momentum yöntemi için tümüyle otonom bir üç ekseninde manyetik kontrol sistemi tasarlanmıştır. Sistem cevabının analitik ve sayısal çözümlerinin uyum içinde olduğunun gösterilmesinden hareketle, tasarlanan kontrolcünün uygulanabilir olduğu sonucuna varılmıştır. 11 nolu kaynakta da, ön-momentumlu bir uzay aracının üç ekseninde kararlılaştırılması ele alınmıştır. Tek manyetik burucu yunuslama doğrultusunda konumlanmıştır; sapma kontrolü ise, momentum tekerleğinin etkisinden kaynaklanan yuvarlanma-sapma bağlaşımı ile gerçekleştirilmiştir. Analitik ve sayısal çözümler, uyum içinde, yeterli yönelme yakınsaması ve nütasyon sönümlemesine işaret etmiştir.

1981 yılındaki bir çalışmada, spin ile kararlılaştırılmış uzay aracı için zamana göre en uygun manyetik yönelme manevraları ele alınmıştır [12]. Spin eksenine konumlandırılmış bir elektromıknatis için önerilen doğrusal olmayan bir “bang-bang” anahtarlama fonksiyonu ile en uygun manevraların hızla belirlenebildiği sonucuna varılmıştır.

1988’de yayınlanan önemli bir çalışmada, manyetik kontrol kütle-çekim gradyanı ile kararlılaştırılmış bir uzay aracı için kullanılmıştır [13]. Böyle bir uzay aracı için salt manyetik eyleme ile üç ekseninde kararlılık elde edilebileceği öne sürülmüştür. Benzetim sonuçları, doğrusallaştırılmış ve zamanla değişken uzay aracı hareketi modelinin, doğrusal ve zamanla değişmeyen karşılığı ile yaklaşık olarak temsil edilmesi yoluyla geliştirilen kontrol algoritmalarının, geniş bir yörünge yatıklığı ve başlangıç yönelmesi aralığı için iyi işlediğini ortaya koymuştur.

Üç ekseninde kararlılık için salt manyetik kontrol yöntemine ilk kez başvurulmuş çalışmalardan öne çıkanı bir yıl sonra yayınlanmıştır [14]. 13 nolu kaynaktakinden farklı bir doğrusal yaklaşım olarak, sonsuz zaman ufuklu doğrusal kuadratik regülasyon yönteminin kullanıldığı bu çalışmada, zamanın fonksiyonu olan kontrol yasaları yörüngedeki konumun fonksiyonu olan yasalarla değiştirilmiştir.

$$\dot{\vec{x}} = A\vec{x} + B_m(t)\vec{M}(t) \quad (1.1)$$

Burada, $\vec{M}(t)$ manyetik kontrol dipol momentidir.

$$\vec{M}(t) = -R(t)^{-1} B_m(t)^T P(t) \vec{x}(t) \quad (1.2)$$

$R(t)$ pozitif tanımlı, kontrol ağırlığı matrisi, $P(t)$ ise pozitif tanımlı, simetrik bir matristir. Uzay aracı bilgisayarlarının işlem gücünün artması dolayısıyla yörüngede kullanılmasının mümkün olduğu öne sürülen bu yöntemin başarımı benzetimlerle sergilenmiştir.

Eylemenin oldukça kısıtlı olduğu bir durumun ele alındığı ve manyetik yönelme kontrolü probleminin zamanla değişme özelliğinden faydalanılmayan bir çalışmada, çözüm için sezgisel kontrol yasaları önerilmiştir [15]. 1993 yılında, iki manyetik bobin ve bir tepki tekerleği ile eylene bir uydunun, üç ekseninde, doğrusal olmayan bir kontrol yöntemi olan kayma kipli kontrol ile kararlılaştırılabildiği gösterilmiştir [16]. 1993’te yayınlanan başka bir çalışmada, ön-momentumlu bir uzay aracının yuvarlanma/sapma dinamiğinin manyetik kontrolü probleminin zamanla periyodik olarak değiştiği gösterilmiş ve bu problem bir optimal periyodik kontrol yasası geliştirilerek çözülmüştür [17].

$$\bar{u}(t) = K(t)\bar{x}(t) = -R^{-1}B(t)^T P(t)\bar{x}(t) \quad (1.3)$$

Kontrol kazancı matrisi $K(t)$ 'yi optimal kılan $P(t)$ matrisinin birinci mertebeden diferansiyel matris denklemi olan Riccati denklemi, zaman ufku sonsuza götürülerek, zamanda geriye doğru sayısal olarak çözüldüğünde,

$$P(t) = P(t+T) \quad (1.4)$$

periyodikliği sonucuna varılmıştır. Buradaki T yörünge periyodudur ki, problemin kontrol matrisi $B(t)$ de T ile periyodiktir. Sonuç olarak,

$$K(t) = K(t+T) \quad (1.5)$$

eşitliği yazılabilmektedir. Ertesi yıl, probleme bulanık mantık kontrolcüsü uygulanmış ve her eyleme anında sadece tek bobinin kullanılabilmesi kısıtlamasına rağmen doğrusal kuadratik regülasyon yönteminin verdiğiinden daha iyi sonuçlar elde edilmiştir [18].

1996 yılında yayınlanan bir doktora tezinde, salt manyetik eyleme ile üç eksenli yönelme kontrolü probleminin çözümü için birçok doğrusal ve doğrusal olmayan kontrol yasası önerilmiştir [19]. 14 nolu kaynağın açtığı yoldan ilerleyen bu çalışmada, kutupsala yakın (yüksek yatıklık açılı) yörüngeler üzerindeki manyetik alan değişiminin periyodik olduğu olgusundan hareketle, kütle-çekim gradyanı ile kararlılaştırılmış bir uydu için, Floquet yöntemi ile periyodik kararlılık incelemesi gerçekleştirilmiş; doğrusal periyodik sistemler kuramından yararlanılarak, sonsuz ve sonlu zaman ufuklu olmak üzere iki periyodik ve bir sabit kazançlı kontrolcü tasarlanmıştır [20,21]. Ayrıca problem olduğu gibi, doğrusal olmayan periyodik bir sistem olarak ele alınarak, Lyapunov'un doğrudan yöntemi ve Krasovskii-LaSalle kuramı aracılığı ile kararlılık incelemesine tabi tutulmuş; değişik bir kayma koşulu önerilerek bir kayma kipli kontrolcü geliştirilmiştir [19,22]. Kayma yüzeyi vektörü

$$\vec{s} = \vec{\omega}^{B/A} + \Lambda_q \vec{q} \quad (1.6)$$

olarak tanımlanmıştır. Burada, $\vec{\omega}^{B/A}$ daimi halde sifıra eşit olması istenen bağıl açısal hız vektörü, Λ_q kayma yüzeyi tasarım parametresi matrisi ve $\vec{q}$ kuvaterniyonların vektörel kısmıdır. İstenen kontrol vektörü olarak da adlandırılan ideal kontrol sinyali

$$\vec{u}_i = \vec{u}_{esd} - \Lambda_s \vec{s} \quad (1.7)$$

ile ifade edilmiştir. $\vec{u}_{esd}$ doğrusal olmayan dinamikleri geri besleyen terim, Λ_s ise kayma koşulu tasarım parametresi matrisidir. Bu tez çalışmasında, manyetik eyleyiciler ile yönelme problemi için hem süreksiz, hem de kararlı bir kayma koşulunun elde edilemediği gösterilmiş olduğundan, (1.7)'de görüldüğü gibi, alışlagelmiş süreksiz kayma koşulu

$$-\Lambda_s \text{sign}(\vec{s}) \quad (1.8)$$

yerine sürekli bir koşul kullanılmıştır. Kararlılaştırıcı kontrol sinyali,

$$\vec{u}_{ips} = \frac{(\vec{u}_i \cdot \vec{s})}{s^2} \vec{s} \quad (1.9)$$

işlemi ile, istenen kontrol vektörünün $\vec{s}$ vektörüne koştut bileşeni alınarak elde edilmiştir. Sonuçta, manyetik kontrol dipol momenti aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$\vec{M} = \frac{{}^B \vec{B} \times \vec{u}_{ips}}{{}^B B^2} \quad (1.10)$$

Buradaki ${}^B \vec{B}$, uydunun gövde eksen takımında tanımlı Dünya'nın manyetik alan vektörüdür. Tasarlanmış olan diğer doğrusal olmayan kontrolcüler, enerji temellidir [23,24]. Kinetik enerjinin azaltılmasını sağlayan açısal hız kontrolcüsü

$$\vec{M} = H \left(\vec{\omega}^{B/A} \times {}^B \vec{B} \right) \quad (1.11)$$

uydunun dört yerel denge yönelmesi etrafında asimptotik olarak kararlılaştırılmasını sağlamıştır. H , pozitif tanımlı, sabit bir matristir. Uydunun bu dört denge yönelmesinden istenenine getirilebilmesi için yukarıdaki kontrol yasasına yönelme bilgisi eklenerek potansiyel enerjinin de azaltılması sağlanmış ve bu denge yönelmesi etrafında asimptotik kararlı olduğu garanti edilmiş olan (1.12)'deki kontrolcü elde edilmiştir.

$$\vec{M} = H \left(\vec{\omega}^{B/A} \times {}^B \vec{B} \right) - \Lambda \vec{q} \times {}^B \vec{B} \quad (1.12)$$

Burada Λ , pozitif tanımlı, sabit bir matristir. Sadece manyetik eyleyiciler ile üç ekseninde yönelme kararlılaştırması sağlayan global asimptotik bir kontrolcü, önceki kontrol yasasındaki sabit yönelme katsayısı matrisi Λ 'nın yerine, zamanla değişken, pozitif bir katsayı olan η 'nin kullanılması ile tasarlanabilmiştir.

$$\vec{M} = H \left(\vec{\omega}^{B/A} \times {}^B \vec{B} \right) + \eta(t) \vec{q} \times {}^B \vec{B} \quad (1.13)$$

Görüldüğü gibi, yönelme bilgisini içeren terimin işareti de değiştirilmiştir. Doğrusal olmayan kontrolcüler, doğrusal periyodik kurama dayalı olarak elde edilmiş olan doğrusal kuadratik regülatörlerden daha üstün başarımlar sergilemiştir.

1997'deki bir çalışmada, küçük bir uzaktan algılama uydusunun yönelmesinin tümüyle otonom olarak üç ekseninde manyetik kontrolü, sadece manyetometre ölçümleri ve yörüngedeki konuma dair bilgiye dayalı olarak gerçekleştirilmiştir [25]. Kontrol sisteminin çözünürlük isterlerini sağladığı gösterilmiştir. Aynı yıl, kütleçekim gradyanı ile kararlılaştırılmış bir uzay aracının manyetik yönelme kontrolü için geliştirilen başka bir algoritmaya göre, öncelikle ideal kontrol torku belirlenmekte, ardından önerilen bir dizi yaklaşım ile asıl tork üretilmektedir [26]. Bu algoritmanın sunulduğu yayında, kararlılık-sistem enerjisi ilişkisi üzerinde de durulmuştur. Yazarlar, analitik yaklaşımlar ile sayısal çözümlerin uyumlu olduğunu ortaya koymuşlardır. Ertesi yıl, küçük uyduların yönelmesinin salt manyetik eyleyicilerle kontrolü problemine, bilindiği kadarıyla, kayma kipli kontrol ile çözüm getiren literatürdeki ikinci çalışma yayınlanmıştır [27]. 28 nolu kaynakta, hem ideal, hem de kısıtlanmış manyetik eyleyicili durumlar için, öngörme ile kararlılaştırma

gerçekleştirilmiştir. Kararlılık incelenmiştir; ayrıca yönelme kararlılaştırması ve spin kontrolü probleminin bu yaklaşım ile çözülebildiği kanıtlanmıştır [29].

2001 tarihli oldukça önemli bir yayında, zamanla değişken, tüm durumu geri besleyen bir doğrusal kuadratik regülatör (DKR) (LQR: linear quadratic regulator) tasarlanmıştır [30]. Zamanla değişken Riccati denkleminin sabit yaklaşımına dayalı olan bu tasarım, 21 nolu kaynaktakine benzer olmakla birlikte, altta yatan periyodik DKR problemi ile daha güçlü bir ilişki kurularak, eyleyici doyumu durumunda kararlı kalır hale getirilmiştir. Önerilmiş olan kontrol doyumu mantığı şu şekildedir.

$$\begin{aligned} \vec{u}_{smb} &= -\alpha_0 R^{-1} B(t)^T P_{ss} \vec{x}(t) \quad ; \quad \beta = \max_i \frac{|\vec{u}_{smb}|_i}{(\vec{u}_{azami})_i} \\ \Rightarrow \quad \vec{u} &= \begin{cases} \beta \leq 1: & \vec{u}_{smb} \\ \beta > 1: & (1/\beta) \vec{u}_{smb} \end{cases} \end{aligned} \quad (1.14)$$

$\alpha_0 > 1$ ölçeklendirme çarpanı, β ise ters ölçeklendirme çarpanıdır. P_{ss} , bu çalışmada zamanla değişken Riccati matris denkleminin çözümü olan $P(t)$ yerine önerilmiş sabit matristir. Eylemsizlik momentleri ve manyetik alan vektörü bileşenlerini içeren $B(t)$ matrisi, manyetik alan gerçekte tam olarak periyodik olmadığından sanki-periyodiktir, dolayısıyla periyodik bir $P(t)$ matrisinin $B(t)$ ile eşzamanlı kılınması zordur. Periyodik olarak zamanla değişken Riccati matris denkleminin yaklaşık çözümü olan P_{ss} matrisinin kullanılmasıyla, bu zorluk ortadan kaldırılmıştır. Bozuntuların daimi haldeki etkilerine karşı koyulması amacıyla kontrolcüye integralleyici eklenmiştir. İntegralleme etkisi ve doyum mantığı ilk kez bu çalışmada bir arada kullanılmıştır ki, integralleyicilerin kontrol sinyallerinin doyuma ulaştığı durumlarda kararlılık sorunu yarattığı bilindiğinden bu önemli bir katkıdır. Son olarak, geliştirilen kontrolcülerin, aerodinamik sürüklenme ve modellenmemiş artık manyetik dipol momentlerinin varlığında, parametrik modelleme belirsizliklerine karşı gürbüz olduğu ortaya konmuştur.

31 nolu kaynakta, üç eylemsizlik momenti birbirine eşit olan bir uzay aracı modeli için doğrusal olmayan, düşük kazançlı, oransal-türevsel (OT) (PD: proportional-derivative) benzeri bir kontrolcü tasarlanmıştır. Manyetik yönelme kontrolü probleminin çözümü için, Dünya'nın manyetik alanının yörünge üzerinde periyodik olarak değiştiği kabulüne gerek olmadığına gösterildiği bu çalışmada geliştirilen kontrol yasası ile, eyleyici arızası durumunda bile, neredeyse global asimptotik kararlılığa sahip bir regülasyon elde edilebilmiştir.

$$\vec{u} = -\Sigma \bar{B}^T(t) (\varepsilon \vec{\omega} + \varepsilon^2 \hat{W}^3 \vec{q}) \quad , \quad \text{öyle ki} \quad \Gamma_\Sigma = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \bar{B}(t) \Sigma \bar{B}^T(t) dt > 0 \quad (1.15)$$

Eylemsiz olarak küresel model için indirgenmiş yönelme dinamiği (1.16)'daki denklemlerle ifade edilmiştir.

$$\begin{aligned} \dot{\vec{q}} &= W(\vec{q}, q) \vec{\omega}^{B/N} \\ \dot{\vec{\omega}}^{B/N} &= -\frac{1}{I} \tilde{B}(t) \vec{u} = -\frac{1}{I} \tilde{B}(t) \vec{M} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Ele alınmış olan problemde eylemsiz yöneltme (inertial pointing) amaçlandığından dolayı, çalışmada mutlak açısal hız vektörü $\vec{\omega}^{B/N}$ kullanılmıştır. q , skalar kuvaterniyon bileşenidir. Yapılan incelemeyle, üstten sınırlı ε kazancının düşük değerleri için üstel kararlılık elde edilebildiği sonucuna varılmıştır. I eylemsizlik momenti değeri, $\tilde{B}(t)$ ise manyetik alan vektörünün eğri-simetrik matrisidir. Σ , pozitif yarı-tanımlı, simetrik bir matristir. Γ_Σ teriminin pozitif tanımlılığının

$$\Sigma = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad , \quad \Sigma = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad , \quad \Sigma = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

durumlarında sağlandığı bulunmuştur ki bunlar, eyleyici arızasını temsil etmektedir. 32’de manyetik kontrol problemi için, 14, 19 ve 21 nolu kaynaklar üzerine kurulu olarak, bir OT kontrolcü ve bir sabit katsayılı DKR geliştirilmiştir. Gerek Nelder-Mead optimizasyonuna başvurularak, gerekse de deneme-yanılma yöntemi ile, sistemi istenen denge durumuna yakınsatan kazanç değerleri belirlenmiştir. 2002 yılındaki bir çalışmada, OT kontrolcünün kazanç değerlerinin en uygun şekilde hesaplanabilmesi için, bir optimizasyon algoritması geliştirilmiş ve kütle-çekim gradyanı ile kararlılaştırılmış, yunuslama ekseninde bir momentum tekerleği konumlu olan bir manyetik küçük uydunun üç ekseninde kararlılaştırılması sağlanmıştır [33]. Aynı yıl, klasik periyodik optimal kontrol problemine, periyodik bozuntu torklarına karşı koymayı sağlayan katkılar yapılmıştır [34].

2004 yılında, bir manyetik uydunun eylemsiz yöneltme problemine, (1.18)’de görülen neredeyse global kararlı çözüm önerilmiştir [35]. Hem tam durum, hem de sadece yönelme geri beslemesinin kullanıldığı bu çalışmanın sonuçlarının, kontrolcü parametreleri ile ilgili kısıtlayıcı kabullere dayanmadığı ve kapalı-çevrim sistem için üzerinde ortalama kontrol edilebilirlik özelliğinin yitirilebildiği hiçbir yörüngenin bulunmadığını garanti ettiği belirtilmiştir.

durum geri beslemesi: $\vec{u} = -I^{-1}(\varepsilon^2 k_p \vec{q} + \varepsilon k_v \vec{\omega})$

eyleyici doyumu durumunda: $\vec{u} = -I^{-1} \left[\varepsilon^2 k_p \vec{q} + \varepsilon \beta \text{sat} \left(k_v \frac{\vec{\omega}}{\beta} \right) \right]$

$$|u_i| \leq \vec{u}_{azami} \quad (1.18)$$

yönelme geri beslemesi: $\vec{u} = -\varepsilon^2 I^{-1} [k_p \vec{q} + k_v \alpha \lambda W^T(\vec{q}, q)(\vec{q} - \varepsilon \lambda \vec{\delta})]$

$$\dot{\vec{\delta}} = \alpha (\vec{q} - \varepsilon \lambda \vec{\delta})$$

Burada, k_p ve k_v pozitif kazanç katsayıları, α , λ , β pozitif çarpanlar ve $\vec{\delta}$ vektörü yardımcı dinamik terimdir. Ayrıca bu yayında da, ele alınan yörünge üzerinde Dünya’nın manyetik alanının periyodik olarak değiştiğine dair yaygın, fakat sadece birinci derecede bir yaklaşım için doğru olan kabule başvurulmamıştır. 36 nolu kaynakta, sadece açılal hız vektörü hesaba katılarak gerçekleştirilen manyetik yönelme kontrolü ile, uzay aracının üç ekseninde üniform global asimptotik kararlılığının sağlanabildiği kanıtlanmıştır. Bu yayında belirtildiğine göre, uydudaki manyetik eyleyicilerin, elektronik donanım kaynaklı manyetik etkileri de

ölçeceklerinden, periyodik bir manyetik alan algılayabilmeleri gerçekte pek mümkün değildir. Kararlılık analizi için Matrosov kuramının kullanılması, Dünya manyetik alanının periyodikliği var sayımına olan ihtiyacı ortadan kaldırmıştır. 37’de, salt manyetik eyleme ile istenen yönelme durumuna ne kadar hızla erişilebileceği sorusuna, geliştirilen zamana göre en uygun kontrolcüler ile yanıt verilmiştir. Kısıtlı girişe sahip, doğrusal olmayan dinamik modelin ele alındığı bu çalışmada, tasarlanan kontrolcülerin geleneksel kontrol yöntemlerinin sağladığından daha hızlı bir yakınsama manevrasını mümkün kıldığı sergilenmiş, dolayısıyla salt manyetik kontrol yönteminden zaman açısından kritik uygulamalarda da yararlanılabileceği vurgulanmıştır.

38 nolu kaynakta, gövdesinin yuvarlanma ve yunuslama eksenlerinde konumlandırılmış iki manyetik burucuya sahip bir uydu, oransal ve türevsel etki ile kontrol edilmiştir. Oransal kontrol etkisi, gövdenin sapma eksenini ile Dünya manyetik alanı vektörünün vektörel çarpımından elde edilirken, türevsel kontrol etkisi iki ardışık çözüm ya da ölçüm anındaki manyetik alan vektörleri kullanılarak oluşturulmuştur. Gövde sapma ekseninin manyetik alan vektörü ile çakıştırılmasının amaçlandığı bu yöntem ile, açısız hızların azaltılması sağlanmış ve başlangıç anındaki açısız hızların yüksek olmaması durumunda çakıştırmanın bir yörünge periyodunda başarıldığı ortaya konmuştur. 39’da, üç eksenle yönelme kontrolü için tasarlanan manyetik kontrolcüler, yunuslama ön-momentumu destekli olarak manyetik eyleyicilerle kontrol edilen bir küçük uydu ile gerçekleştirilen uçuş testlerinde sınanmıştır. Sonuçlar, momentum tekerliği devre dışı iken uydunun takla attığını, devrede iken ise sıfıra çok yakın bir ön-momentum değeri ile bile üç eksenle kararlılığın korunduğunu göstermiştir ki bu, çalışmada elde edilen bilgisayar benzetimi sonuçlarına aykırıdır. Bu olgudan hareketle 2006 yılında, biri salt, diğeri yunuslama ön-momentumuna sahip iki manyetik kontrol sistemi için ortalama alma yöntemi ve Lyapunov kuramlarından faydalanılarak kararlılık incelenmiş ve bir yörünge periyodunda ortalaması alınan Dünya manyetik alanı kullanılarak elde edilen manyetik kontrolcülerin global yönelme kararlılığını temin edebildiği öne sürülmüştür [40]. Bu iddia, düşük, orta ve yüksek yatıklık açılı yörüngeler için gerçekleştirilen benzetimlerle desteklenmiş; bu benzetimlerle, ön-momentuma sahip sistemin daha yüksek bir daimi hal doğruluğu sağladığı saptanmıştır.

Salt manyetik kontrol probleminin çözümü için 41 nolu kaynakta, bir sabit kazançlı OT kontrolcünden elde edilen veri ile eğitilen, yörüngede ve uydunun gövdesinde tanımlı iki manyetik alanın farkına dayalı olarak çalıştırılan bir yapay sinir ağı kontrolcüsü tasarlanmıştır. OT kontrolcünün kazanç değerleri, uydunun yapılandırması ve eylemsizlik momentlerine göre seçilmiştir.

Manyetik yönelme kontrolü problemi ile ilgili ilk literatür taraması yayını olan 42’de, probleme doğrusal ve doğrusal olmayan kontrol kuramı ışığında önerilmiş mevcut çözümler gözden geçirilmiş ve bu yapılırken doğrusal yaklaşımlarda kullanılan periyodik kontrol yöntemi üzerinde özellikle durulmuştur. Ayrıca, model temelli öngörme ile kontrol yöntemine dayalı olarak yeni bir yaklaşım geliştirilmiştir. Öncelikle manyetik uzay aracı zamanla değişken olmayan ve üç bağımsız kontrol girişine sahip bir sistem olarak modellenmiş, ardından manyetik eyleyicilerin etkisi uygun bir kısıt topluluğu aracılığı ile sisteme yansıtılmıştır. Benzetim sonuçları ile, bu kestirimci yaklaşımın uygulanabilirliği sergilenmiştir.

2006 tarihli bir çalışmada, kütle-çekim gradyanı momentlerine maruz bir manyetik uydunun Dünya’ya yöneltilme (Earth pointing) problemine neredeyse global kararlı bir çözüm önerilmiştir [43]. Tasarlanan uyarlamalı, oransal-türevsel (OT) benzeri kontrolcünün uyduyu, gelişigüzel başlangıç koşullarından Dünya’ya istenen şekilde yöneltebildiği benzetim sonuçları ile ortaya konmuştur. Aynı yıl, yönelme kararlılaştırması için kütle-çekim gradyanı çubuğu kullanılan görevler için, uzay aracı, katı gövde-esnek, ince kiriş birleşimi olarak modellenerek, esnek manyetik uzay aracının eylemsiz yöneltilme problemi ilk kez ele alınmış ve çözülmüştür [44]. Katı gövdenin yönelmesinin ve yönelme hızının geri beslenmesi ile neredeyse global bir çözüme ulaşılan bu çalışmada, benzetim sonuçları ile önerilen yaklaşımın uygulanabilirliği gösterilmiştir. Bir başka yayında, biri sabit, diğeri gerçekçi şekilde değişken iki farklı manyetik alan modeli için model öngörmeli kontrolün verdiği sonuçlar karşılaştırılmıştır [45]. Ayrıca, manyetik yönelme kontrolü problemine model öngörmeli kontrol yöntemi kullanılarak önerilen çözümlerin kararlılığı konusundaki çalışma eksikliği, Floquet analizinden yararlanılarak giderilmeye çalışılmıştır. Kontrolcü kararlılığı, hedef (maliyet) fonksiyonu için sınır yaptırımı uygulanan ve uygulanmayan durumlar için incelenmiştir.

46 nolu kaynakta, yüksek doğruluk istenen küçük uydu görevlerinde, kullanılan üç tepki tekerleğinden yunuslama ekseninde konumlu olan dışındaki ikisinin devredışı kalması durumu ele alınmıştır. Yardımcı eyleyiciler olarak uydunun gövde eksenlerinde bulunan üç manyetik burucunun, tek tepki tekerliği ile tümleşik olarak kullanımı durumunda elde edilen sonuçlar ile, tepki tekerleğinin hızlandırılarak bir momentum tekerleğine dönüştürülmesiyle sağlanan tümleşik kullanımın verdiği sonuçlar karşılaştırılmıştır. Salt manyetik eyleyicilerle kontrolün edilgin yönelme ön-momentumu yöntemi ile desteklenmesi olarak değerlendirilebilecek ikinci yaklaşımın daha başarılı olduğu ortaya konmuş ve yüksek doğruluk istenen küçük uydu görevlerinde birincil kontrol yöntemi olarak kullanılabileceği iddia edilmiştir. Yeni bir yunuslama tekerleği hızlandırma yönteminin de önerildiği bu yayında, bozuntuların hesaba katıldığı benzetimlerle sınanan söz konusu yaklaşım için gürbüzlük sonucuna varılmıştır. 47’de, kütle-çekim gradyanı çubuğu kullanılarak kararlaştırılan manyetik uydular için de geçerli olan, bir eylemsizlik momenti değerinin diğer ikisine göre oldukça düşük olduğu durum ele alınmıştır. Mevcut yöntemde, üç ekseninde ideal manyetik kontrol momentleri belirlenmekte, ardından gövde eksen takımında tanımlı Dünya manyetik alan vektörüne dik düzleme izdüşümleri alınmakta ve bu sayede uygulanabilir manyetik dipol momentleri elde edilmektedir. Bu klasik yöntemin bahsi geçen özel uydu modelleri için kullanılması halinde düşük başarımlar elde edildiği saptamasından hareketle bu çalışmada, bir başarımlar göstergesinin (endeksinin) asgari kılınmasına dayalı yeni bir yaklaşım önerilmiş ve gerçek manyetik momentler bu yaklaşım ile hesaplanmıştır. Yeni yaklaşıma dayalı olarak tasarlanan OT kontrol sisteminin bozuntulara karşı koyma yeteneğinin geliştirilmesi amacıyla da, ileri beslemeli bir kontrol yasası geliştirilmiştir. Benzetim sonuçları, yönelmenin 5° doğrulukla regüle edilebildiğini ortaya koymuştur. 48’de ise, 45 nolu kaynakta tasarlanmış olan model öngörmeli kontrolcü, biri sabit, diğeri harmonik olmak üzere, iki farklı bozuntu modelini kullanan durum kestirimcileri ile birleştirilmiştir. Sonlu zaman ufuklu kontrolcülerin, bozuntuların hesaba katılması durumunda nasıl sonuç verdiği ile ilgili mevcut araştırma eksikliğinin giderilmesinin amaçlandığı bu çalışmada, sabit modele dayalı olarak elde edilen sonuçların, bozuntusuz model ile elde edilenlerden dikkate değer derecede üstün olduğu gösterilmiştir. Harmonik modele dayalı çözüm ise, sabit modele dayalı çözümün sonuçlarını hafifçe iyileştirmiş, fakat aynı zamanda durum kestirimcisini karmaşıktırıştır.

2009 yılında yayınlanan bir çalışmada, manyetik küçük uyduların, görevlerinin ilk evresinde, yönelme açılarının düzensiz değişmesinin durdurulmasını (detumbling) ve yönelme edinimini (attitude acquisition) sağlayan, yunuslama ön-momentumu destekli doğrusal olmayan kontrolcüler geliştirilmiştir [49]. Yönelme edinimi için geri besleme ile doğrusallaştırma yönteminden yararlanılarak bir sanki OT kontrolcünün tasarlandığı bu yayında, ayrıca, H_∞ ve μ -sentez kontrolü yöntemleri kullanılarak gürbüz kontrolcüler tasarlanmıştır. Yunuslama ön-momentumu desteği ile, yönelmenin düzensiz değişmesinin hem kararlı olarak, hem de daha hızlıca durdurulabildiği; gerek normal yer manyetizması, gerek manyetik fırtına koşullarında, sanki OT kontrolcünün probleme uygulanan klasik OT kontrolcüden daha başarılı, gürbüz kontrolcülerin ise, her ikisinden daha başarılı olduğu ortaya konmuştur. Aynı yıl, yüksek artık manyetik dipol momentleri etkisindeki uyduların doğrusallaştırılmış dinamiği incelenmiş ve söz konusu durum için bir yönelme kontrol yöntemi önerilmiştir [50]. Literatürdeki ilgili boşluğun doldurulmasının amaçlandığı bu çalışmada, yörünge parametrelerinin değişiminin sonuçlara etkisi de araştırılmıştır. 51 nolu kaynakta, manyetik eyleyicilere has özelliklere dayanılarak, manyetik yönelme kararlılaştırması için bir öğrenimci (heuristic) tasarım yöntemi geliştirilmiştir. Manyetik eyleyicilerin uydu yönelme hareketine olan kavramsal etkileri incelenmiş ve bir sezgisel (intuitive) manyetik kontrol yasası elde edilmiştir. Lyapunov'un doğrudan yöntemi kullanılarak, önerilen kontrolcünün kutupsala yakın tüm yörüngelerde uyduyu global asimptotik olarak kararlı kıldığı sonucuna varılmıştır. Gerçek zamanlı, donanım-yazılım çevrimi ile, gerçeğe yakın olarak benzetimi yapılan kontrol sisteminin kuramsal başarımı doğrulanmış ve gürbüz olduğu gözlenmiştir.

1.3 Hipotez

Literatür özetinde ortaya konduğu gibi, manyetik yönelme kontrolü konusunda 1961 yılından bu yana birçok çalışma gerçekleştirilmiştir. Salt manyetik eyleme kullanılarak üç eksende yönelme kontrolü için ise, 1996'dan itibaren çeşitli kontrol yasaları önerilmiştir. Üç eksende salt manyetik yönelme kontrolü, bilindiği kadarıyla, iki uyduda uygulanmıştır. İlki, bir Amerikan şirketinin mikrouydu programı kapsamında 1995'in Nisan ayında uzaya gönderdiği OrbComm adlı kütle-çekimsel olarak kararlı uydudur. 46 kg'lık bu haberleşme uydusunun yönelmesi 2°'lik

doğrulukla kontrol edilebilmiştir [52]. İkincisi, Danimarka'nın Orsted adlı 60 kg kütleli uydusudur. Dünya'nın manyetik alanını ölçmek ve Güneş rüzgarı plazması ile etkileşimini incelemekle görevli bu mikrouydu, 1997'nin Mart ayında fırlatılmıştır. Manyetik yönelme kontrol sistemi tarafından karşılanması beklenen, Orsted'in yönelme doğruluğu isterleri, yuvarlanma ve yunuslama eksenleri etrafında 10° , sapma eksen etrafında ise 20° 'dir [22]. Her iki uyduda da, edilgin bir yönelme eyleyicisi olan kütle-çekim gradyanı çubuğu bulunmuştur.

Bu çalışma, yüksek yatıklık açısına sahip bir yörüngedeki bir uzay aracının yönelmesinin sadece manyetik eyleyiciler ile üç eksenle kontrol edilebildiğini göstermeyi hedeflemektedir. Çalışmanın hipotezi, bu problem için önerilmiş bir çözüm olarak literatürde bulunan kayma kipli kontrol yaklaşımının başarımının artırılmasının mümkün olduğudur.

2. YÖNELME DONANIMI

2.1 Yönelme Donanımı

Yönelme donanımı, yönelme manevraları öncesi ve sonrasında eylemsiz referans sistemlerine göre uydunun yönelmesini ölçen algılayıcılar ve manevraların gerçekleştirilmesi için gerekli torkları üreten eyleyicilerden oluşur.

Uydunun kütle merkezinin yörüngede ilerleme doğrultusu ivmeölçerler tarafından algılanır. Yönelmenin tartışmaya yer vermeyecek şekilde ölçülebilmesi için iki koşul olmayan doğrultu bilgisine ihtiyaç vardır, dolayısıyla ikinci bir referans kullanılmalıdır. Bu ikinci referans, uyduda konumlu olan ve yerden yardım almaksızın yönelmenin belirlenmesini sağlayan yer (Dünya) algılayıcıları ve manyetometreler aracılığıyla, sırası ile optik ve manyetik yollarla Dünya'dan, Güneş algılayıcıları ile Güneş'ten ya da yıldız kameraları kullanılarak yıldızlardan elde edilir. Kütle-çekim gradyanı ile kararlılaştırma kullanılan uydular haricindeki uyduların yönelme kontrol sisteminin doğruluğunu, yönelme belirleme donanımının kalitesi belirler. Yer algılayıcılarının doğruluğu $0,5^\circ$ ile $0,02^\circ$ arasında değişirken, Güneş algılayıcıları $0,5^\circ$ - $0,015^\circ$ aralığında bir doğruluğa sahiptir. Bu iki farklı tür algılayıcının tümleşik kullanımı, yönelmenin üç ekseninde belirlenmesini mümkün kılar. Çok yüksek doğruluk için, 1 yay-sn'nin altında ölçüm yapabilen, mevcut en hassas algılayıcılar olan yıldız izleyicilerinden yararlanılması zorunludur. Manyetometreler ise, Dünya'nın yerel manyetik alan vektörü etrafında, bir derecenin altında yönelme doğruluğu sağlar. Eylemsizlik esasına dayalı olarak çalışan ivmeölçerler ve hız dönüölçerleri (jiroskopları), eylemsiz ölçüm donanımı (EÖD)'yi (IMU: inertial measurement unit) meydana getirir. Jiroskopik katılığa dayalı olarak ya da lazer veya transistör teknolojisi ile işleyen hız dönüölçerleri ve integralleyici hız dönüölçerleri, sürekli çıkışlı ve bağıl olarak yüksek doğruluklu aygıtlardır [53,54,55].

Kontrol torku üreten donanım olarak da adlandırılan yönelme eyleyicileri, kütle atıcılar, momentum çeviriciler ve çevresel etkileşimciler olarak üç sınıfa ayrılır. Kütle atıcı eyleyicilerden kasıt, tepkisel kontrol jetlerinden oluşan itki sistemidir. Söz konusu jetler, 20-30 Nm'lik torklar üretebildiği gibi, uyduya 0,01 Nm mertebesinde düşük torklar da sağlayabilir. Momentum çevirici aygıtlar, tepki ve momentum tekerlekleri ile kontrol moment jiroskoplarıdır. Tepki ve momentum tekerleklerinin tork üretim aralığı 0,01-1 Nm'dir; momentum tekerlekleri tepki tekerleklerinden farklı olarak uyduya açısız momentum da sağlar. Kontrol moment jiroskopları, 1000 Nm gibi bir değerle en yüksek torku üretebilen yönelme kontrolü aygıtlarıdır, dolayısıyla özellikle büyük uzay yapılarında kullanılır. Aynı zamanda, uyduya 0,01 Nm gibi düşük kontrol momentleri de sağlayabildiklerinden, küçük uydular için de tercih edilebilmektedir. Çevresel etkileşim yoluyla tork üreten eyleyicilere ilk örnek manyetik eyleyicilerdir. 0,01 ile 0,1 Nm arasında değişen tork üretim değerlerine sahiptir. İkinci tür çevresel etkileşimci eyleyici, kütle-çekim gradyanı çubuğudur ve uyduya sağladığı torkun aralığı 10^{-6} -0,001 Nm gibi düşük değerlidir. Bir diğeri, aerodinamik eyleyicilerdir. 10^{-5} -0,001 Nm aralığında düşük torklar üretir. Sonuncu tür ise, Güneş radyasyonu basıncını kullanılabilir torklara çeviren güneş torku eyleyicileridir ve uyduya 1×10^{-5} Nm'den 2×10^{-5} Nm'ye, çok düşük değerli, dar bir aralıkta kontrol momenti sağlar [56,57].

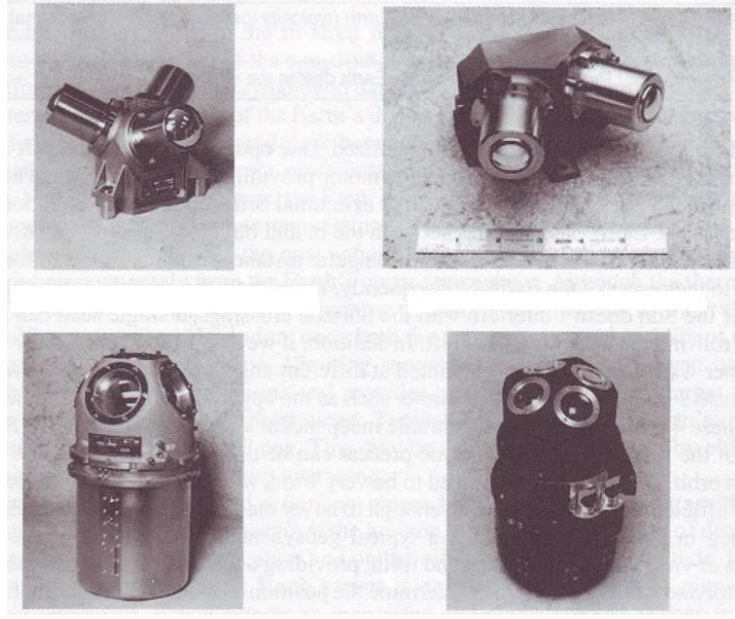
2.1.1 Yönelme algılayıcıları

2.1.1.1 Dünya algılayıcısı

Yer algılayıcılarının işlevi, uydunun Dünya'ya göre konumlanmasını saptamaktır. Bunu, ufku algılayıp yerel düşey doğrultuyu belirleyerek gerçekleştirir. Bu aygıtların doğruluğu ufuk tanımlaması ile sınırlıdır ve düşük yörünge irtifalarında azalır.

Kızılötesi ufuk algılayıcılarının iki ana çalışma kipi vardır: Dinamik kipte, Dünya ufku geçilirken kesişim noktaları kesin olarak belirlenir; statik kipte ise, aygıtın görüş alanına giren Dünya-uzay sınırının konumu belirlenir. Statik yöntem, spin halindeki uydularda uygulanabilir. Diğer tür Dünya algılayıcıları, ısı çiftleri kullanarak radyasyon dengesi esasına dayalı olarak çalışır. Bu tür aygıtlar, spin halinde olmayan uydulara uygundur [54,58,59].

Bazı Dünya algılayıcısı çeşitleri Şekil 2.1’de görülebilir.



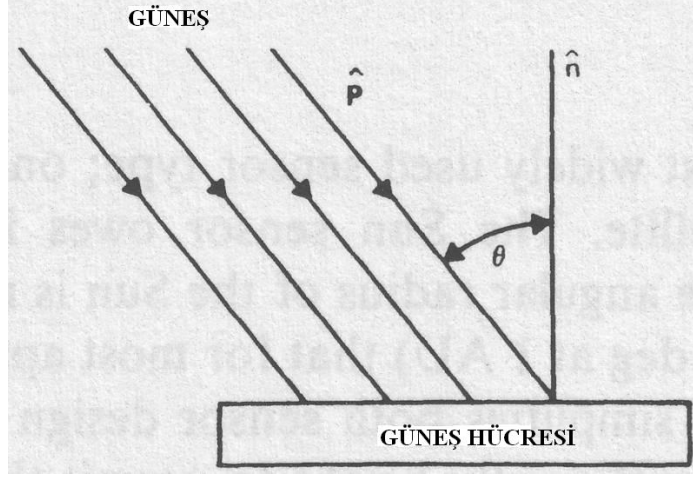
Şekil 2.1 : Bazı Dünya algılayıcısı çeşitleri, [60] tan alınmıştır.

2.1.1.2 Güneş algılayıcısı

Güneş algılayıcıları olmaksızın bir uydunun yönelmesinin belirlenmesi güçtür. Güneş, hiçbir başka yıldız ya da parlak gezegenden etkilenmeyen bir aydınlatma gücüne sahiptir. Ayrıca, 1 astronomik birim (AB) (AU: astronomic unit) mesafede, Dünya’ya göre $0,267^\circ$ kadar küçük bir açısal yarıçapta bulunduğundan, bu yarıçapın Dünya etrafındaki tüm uydular için sabit olduğu kabul edilebilir.

Analog ve dijital olmak üzere iki esas çeşit Güneş algılayıcısı mevcuttur. Dijital olanları daha hassas ve çok yönlü olmakla birlikte daha pahalıdır. Analog olanları, belli bazı görevler için yeterli doğruluğu sağlayabilir. Bu iki çeşide ek olarak, sadece Güneş’in görüş alanında olduğunu bildiren algılayıcılar da vardır. Güneş algılayıcıları, hem spin halindeki, hem de spin halinde olmayan uydularda başarı ile kullanılmaktadır [61,62].

Analog algılayıcılar kosinüs algılayıcısı olarak da anılır, çünkü silikondan bir Güneş hücresinin çıkış akımının Güneş açısı ile sinusoidal olarak değişimi esasına göre çalışır (bkz. Şekil 2.2).



Şekil 2.2 : Analog Güneş algılayıcısı, [63] ten uyarlanmıştır.

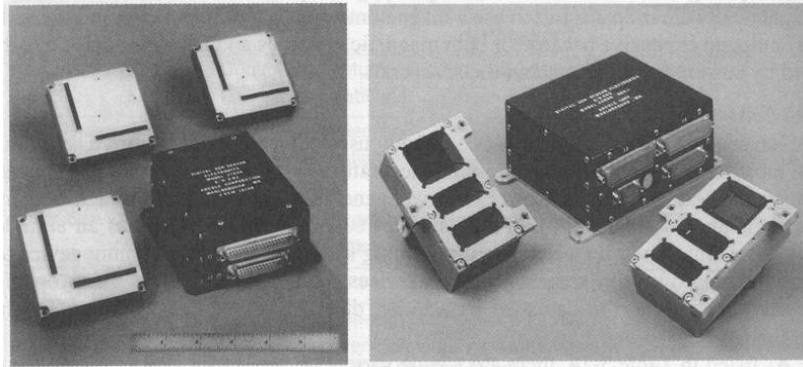
Güneş hücresinin dA ile temsil edilen yüzey alanından geçen enerji akısı E

$$E = \hat{P} \cdot \hat{n} dA \quad (2.1)$$

olarak ifade edilir. Burada, $\hat{P}$ elektromanyetik radyasyon için enerji akışının doğrultu ve şiddetini veren Poynting vektörü, $\hat{n}$ ise yüzey alanına dik doğrultudaki birim vektördür. Öyleyse, Güneş hücresinde depolanan enerjiden kaynaklanan çıkış akımı I , Güneş ışınlarının, dolayısıyla $\hat{P}$ 'nin yüzey normali, dolayısıyla $\hat{n}$ ile yaptığı açı olan Güneş açısı θ 'nın kosinüsü ile orantılıdır.

$$I = I|_{\theta=0} \cos \theta \quad (2.2)$$

Çeşitli ihmallere sonucunca elde edilen (2.2)'deki basit modelde, $I|_{\theta=0}$ Güneş ışınlarının hücrenin yüzeyine dik düştüğü durumda elde edilen azami akım değerine, yani genliğe karşılık gelmektedir [63]. Şekil 2.3'te Güneş algılayıcılarına örnekler verilmiştir.

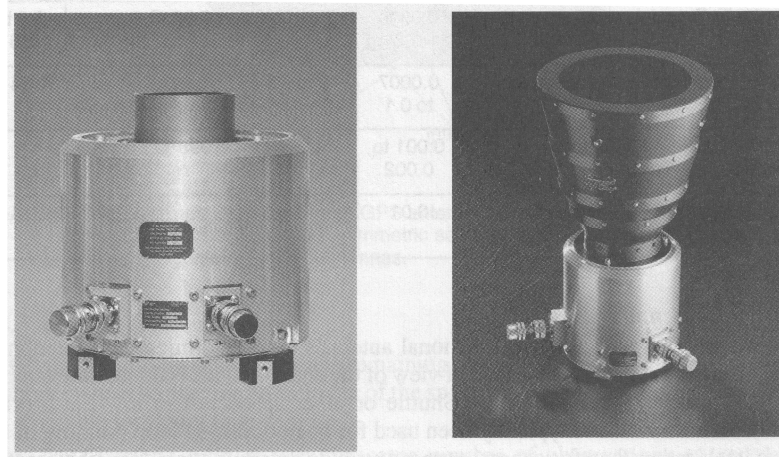


Şekil 2.3 : Güneş algılayıcılarına örnekler, [64] ten alınmıştır.

2.1.1.3 Yıldız kamerası

Çoğu uydu için, Dünya ile Güneş bir yörünge periyodunda iki kez aynı doğru üstünde bulunabilmektedir. Dolayısıyla sürekli yönelme belirlemesi isteniyorsa, Güneş bir optik referans olarak kullanılamaz. Bu durumda ekvator düzleminin epey dışındaki yıldızlar, düşük ve orta yatıklık açılı yörüngeler üzerinde hiçbir zaman Dünya ile aynı doğru üstünde olmayan referans doğrultuları sağlar. Yıldızlar, yönelme belirlemesinde yararlanılan en doğru optik referanslardır, çünkü eylemsiz olarak sabit cisimlerdir ve Güneş Sistemi'nden bakıldığında çok küçük nesneler olarak görülür. Yıldız kameraları, çok yüksek doğruluk sağlamakla birlikte, karmaşık yapılı, yüksek fiyatlı aygıtlardır. Diğer yönelme algılayıcı düzeneklere göre daha az dayanıklı olan yıldız algılayıcıları, ayrıca kapsamlı bir yazılım gereksinimi doğurur. Uzaydaki yıldızlardan yönelme referansı olarak kullanılacak olanları diğerlerinden ayırmak için uygun yöntemler kullanılır. Yıldız kameraları, çoğunlukla her görev için farklı ihtiyaçları karşılamak durumundadır. Bu ihtiyaçlar görev ile birlikte tanımlanmalı ve ardından uygun yıldız algılayıcı düzeneğin özellikleri belirlenmelidir [59,65].

Şekil 2.4'te bazı yıldız kamerası çeşitleri sergilenmiştir.



Şekil 2.4 : Bazı yıldız kamerası çeşitleri, [66] dan alınmıştır.

2.1.1.4 Manyetometre

Manyetometreler, uzay araçlarında yaygın olarak kullanılır. Bunun nedeni, vektör algılayıcıları olmaları, manyetik alanın hem doğrultusunu hem de şiddetini vermeleri ve dayanıklı ve hafif olup, az güç tüketmeleridir. Ayrıca, geniş bir sıcaklık aralığında çalışırlar ve hareketli parçaları yoktur.

Dünya manyetik alanı kesin olarak bilinmediğinden ve uzay aracının bulunduğu konumdaki alanın doğrultu ve büyüklüğünü kestirmek için kullanılan modeller bağıl olarak azımsanmayacak bozuntulara maruz olduğundan dolayı, manyetometrelerin doğruluğu yüksek değildir. Buna ek olarak, Dünya'nın manyetik alan şiddeti Dünya'dan uzaklığın üçüncü kuvveti ile ters orantılı olduğundan, uzay aracındaki artık manyetik momentler 1000 km'den yüksek irtifalarda toplam manyetik alan ölçümüne egemen olur.

Manyetometreler, bir manyetik algılayıcı ve bir elektronik birimden meydana gelir. Elektronik birim, algılayıcı ölçümlerini kullanılabilir bir biçime dönüştürür. Algılayıcıların iki ana sınıfı, kuantum manyetometreleri ve endüksiyon manyetometreleri olarak tanımlıdır. Kuantum manyetometreleri, nükleer manyetik rezonans gibi temel atom özelliklerinden yararlanırken, endüksiyon manyetometreleri Faraday'ın Manyetik Endüktans Yasası'na dayalıdır [67]. Bu yasaya göre, elektromanyetik sarım tarafından çevrelenen bir alandan geçen manyetik akının zamanla değişimi, orantılı bir voltaj endükler.

$$v(t) = -\frac{d\phi}{dt} \quad (2.3)$$

Burada, ϕ akı ve v zamanla değişken voltajdır [32].

2.1.1.5 Eylemsiz ölçüm donanımı

İvmeölçerler, eylemsizlik esasına dayalı olarak uydunun ötelenme doğrultularındaki doğrusal ivmelerini algılar.

Hız dönüölçerleri, ön-momentumlu olmayan tüm uyduların açısal hareketinin algılanmasında kullanılır. Yönelme kontrolü için, ilgili kontrol sistemine ölçülen açısal konum ve hız bilgisinin beslenmesi gerekir. Açısal hız sinyali, açısal hareketin sönümlenmesi için kullanılır. Uydunun yönelmesi dikkate alınmaksızın açısal hızların ölçülmesini sağlaması, hız dönüölçerlerinin asıl üstünlüğüdür. Uydunun yönelmesinin Dünya ve Güneş algılayıcıları ile belirlendiği durumda, uydunun asal eksenleri etrafındaki açısal hızlar, ölçülen açısal konumların zamana göre türevi alınarak hesaplanabilir. Buna karşılık, eğer Dünya ya da Güneş ilgili algılayıcının görüş alanı dışındaysa, açısal hız bilgisinin elde edilmesi ve dolayısıyla yönelme hareketinin kontrolü hız dönüölçerleri olmadan mümkün değildir. Ayrıca, açısal

konum bilgisinin türevlenmesi sonucu elde edilen sinyaller oldukça gürültülü olduğundan dolayı, açısal hızların bu yolla hesaplanması yönelme kontrol sistemi (YKS)'nin açısal konumlama kararlılığını kısıtlar. Bu olgudan hareketle, hız dönüölçerlerinin kullanılmasının uyduya açısal kararlılık sağladığı sonucuna varılır.

İntegralleyici hız dönüölçerleri, ölçülen açısal hızların zamana göre integralini alarak yönelme açılarını hesaplar ve bunu sürekli ve doğru olarak yapar. Bu işlemin gerçekleştirilebilmesi için, integralleme algoritmasına başlangıç değerlerinin girilmesi ve integralleme süreci boyunca yönelmenin güncellenmesi için gerekli olan açı bilgisini sağlayacak doğruluğa sahip açısal konum algılayıcılarına ihtiyaç vardır. İntegralleyici hız dönüölçerlerinin kullanılması, algılayıcı olarak yalnızca yönelme kestirimini çok yavaş gerçekleştiren yıldız kameraları kullanıldığında erişilemeyecek kadar yüksek bant genişlikli ve yüksek doğruluklu yönelme kontrolü çevrimlerinin tasarlanmasına imkan verir.

Dönen rotorun yarattığı açısal momentumun eylemsizliğinden kaynaklanan jiroskopik katılık esasına dayalı olarak çalışan mekanik dönüölçerler, hareketli parçalar arasındaki sürtünmeden doğan kusurlara sahiptir. Hareketli parçaların, özellikle elektrik motorunun rotor takımının, tahmini ömrü sınırlıdır. Bu sorunun giderilmesini sağlayacak, hareketli parçaya sahip olmayan, daha dayanıklı dönüölçerlerin üretilmesi amacıyla yeni esaslar geliştirilmiştir. Bunlar, lazer dönüölçerleri, kuvars hız algılayıcıları ve yarım küresel rezonatör dönüölçerleridir [54,68].

2.1.2 Yönelme eyleyicileri

2.1.2.1 Tepkisel kontrol iticileri

İtke sistemi kullanılarak gerçekleştirilen yönelme kontrolü için gerekli tork, tepkisel kontrol iticileri tarafından aralıklı olarak kütle atılarak sağlanır. Her atım, bir tork impulsu parçasına (TİP) karşılık gelir.

$$TİP = \Delta \times İP \ ; \ İP = \int F dt \quad (2.4)$$

Burada, F itki kuvveti ve Δ iticinin moment koludur. İtkinin seviyesi başka türlü azaltılamıyorsa, hassas yönelme kontrolü, iticilerin çok kısa süreliğine (1-10 msn) çalıştırılması yoluyla elde edilebilir. Başka bir iş görmek amacıyla iticilerin birkaç

saniye gibi daha uzun süreler boyunca çalıştırılabileceği göz önünde bulundurulduğunda, yüksek azami/asgari çalışma süresi oranlarının söz konusu olduğu söylenebilir. Tepkisel iticilerden meydana gelen yönelme kontrol sistemi, uydunun bütün ömrü boyunca faal olacağından, çalışma sayısı oldukça yükselebilir. Tepkisel kontrol jetleri, soğuk ya da sıcak gaz kullananlar olarak ikiye ayrılır [54,69].

2.1.2.2 Momentum çevirici aygıtlar

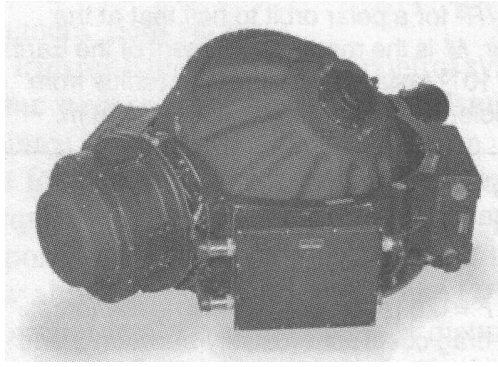
Sistemin ve kendisinin toplam eylemsiz momentumunu değiştirmeden, uydunun içindeki momentum dağılımını değiştiren yönelme eyleyicilerine momentum çevirici aygıtlar denir. Bir elektrik motoru ile motor eksenine yerleştirilmiş, aygıtın açısall momentumunun artırılması ve bu momentumun uydunun gövdesine iletilmesi için kullanılan bir tekerden oluşan söz konusu eyleyicilerin iki ana çeşidi olan tepki ve momentum tekerlekleri, çalışma kiplerine göre birbirinden ayrılır.

Tepki tekerleklerinden esas olarak, uyduya çeşitli yönelme manevralarının gerçekleştirilmesine yetecek torkları sağlamak amacıyla faydalanılır. Manevraların hızla yapılabilmesi için, tepki tekerleğinin mümkün olduğunca yüksek tork üretmesi gerekir. Böyle hızlı manevralar süresince, yüksek açısall momentum değerleri söz konusudur. Tepki tekerleklerinin üretebildiği torkun değeri 0,01-1 Nm aralığındadır.

Momentum tekerleği uyduya, eylemsiz yönelme kararlılığı sağlayan ön-momentumu kazandırmakla görevlidir. Tekerini 3000-6000 dev/dak'lık dönme hızlarına eriştirerek, 1-300 Nmsn aralığında değere sahip açısall momentum üretebilir. Momentum tekerlekleri bunun yanında, eksenlerine koştut olan uydu eksenii etrafındaki yönelme açısının kontrolü için gerekli torku sağlayabilir. Bu aygıtların bir türevii olan çift kardanlı momentum tekerleklerinden tekinin kullanılması, uydunun yönelmesinin üç eksenii hassasça kontrol edilebilmesi için yeterlidir.

Mekanik rotorların bilyeli yataklarının yağlanması, vakumlu ortamda oldukça güçtür. Ayrıca aşırı sürtünme yüklemesi de önemli bir sorundur. Momentum çevirici aygıtların 5-12 yıl boyunca kesintisiz çalışmak üzere tasarlandığı düşünöldüğünde, mekanik yataklı eyleyicilerin yerine manyetik yataklı eyleyiciler tercih edilebilir. Manyetik bilyeli yataklar, bozucu tork güröltülerinin giderilmesine imkan vererek tork/güröltü oranını artırır [70].

Kontrol moment jiroskoplarında tekerin dönme eksenini kardana bindirilmiş olduğundan dolayı, kardanın giriş eksenini olarak adlandırılan ikinci bir eksen etrafında döndürülmesi, açısal momentum vektörünün doğrultusunun değişmesine yol açarak çıkış eksenini olarak adlandırılan üçüncü eksen etrafında bir kontrol torku elde edilmesini sağlar. Bu torkun büyüklüğü, tekerin ve kardanın dönme hızına bağlıdır. Kardanın gezinimi çoğunlukla açısal durma konumları ile sınırlanmıştır, dolayısıyla kardanın dönme hızı belirlenmiş azami değerleri aşmamalıdır. Bu nedenle, sağlanması gereken tork bileşenlerinin genellikle birkaç kontrol moment jiroskobu arasında paylaştırılması gerekir [71]. Bu aygıtlara bir örnek Şekil 2.5'te verilmiştir.



Şekil 2.5 : Kontrol moment jiroskobu, [72] den alınmıştır.

2.1.2.3 Manyetik eyleyiciler

Manyetik eyleyiciler, çeşitli uygulamalar için kontrol edilebilir manyetik dipol momenti üretir. Kütle-çekim gradyanı ile kararlaştırılan uyduların etkin nütasyon sönümlenmesi, momentum çevirici aygıtların momentum yüklemesinin giderilmesi amacıyla manyetik eyleyicilerden yararlanılır. Günümüzde, üç ekseninde etkin yönelme kontrolü salt manyetik eyleyiciler kullanılarak gerçekleştirilebilmektedir. Tepkisel kontrol iticilerinin yerini alabildikleri için, yakıt barındırmayan, daha hafif uyduların tasarlanabilmesini mümkün kılar.

Bir manyetik çekirdek ve sarmal bobinden (sarımdan) oluşan manyetik çubuklar (bkz. Şekil 2.6),



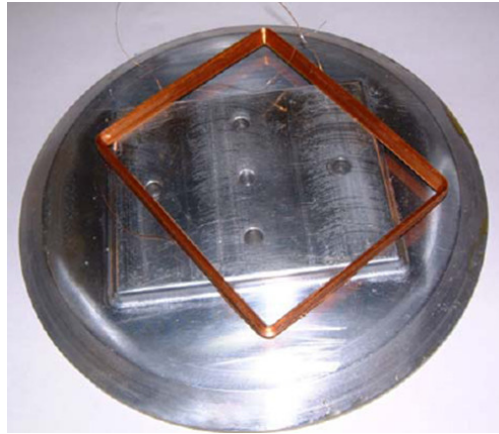
Şekil 2.6 : Manyetik çubuk, [72] den alınmıştır.

bobinden akım geçtiğinde (2.5) eşitliği uyarınca manyetik moment üretir.

$$M = nIA\mu \quad (2.5)$$

Burada, n sarım sayısı, I akım, A sarım tarafından çevrelenen alan, ki bu çekirdeğin kesit alanına eşittir, ve μ genellikle ferromayetik malzemeden olan metal çekirdeğin manyetik geçirgenliğidir.

Pikouydular gibi küçük hacimli platformlarda ise, Şekil 2.7’de görülen manyetik sarımlar kullanılır.



Şekil 2.7 : Manyetik sarım, [101] den alınmıştır.

Genellikle bakırdan tel sarılarak meydana getirilen manyetik bobinlerin çekirdeği, yani hava ile doludur. Havanın geçirgenliği bire eşit olduğundan dolayı, bu çeşit manyetik eyleyiciler için (2.5) eşitliği

$$M = nIA$$

halini alır.

$$\vec{T}_m = \vec{M} \times \vec{B} \quad (2.6)$$

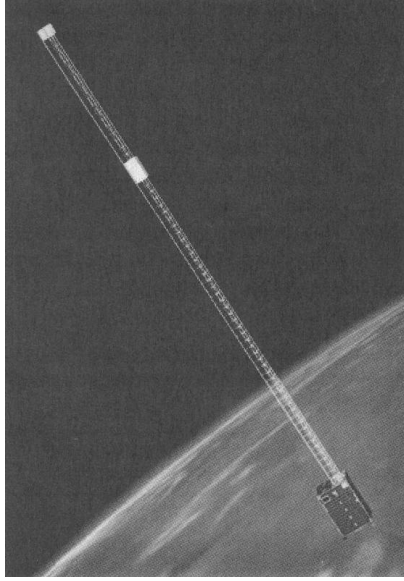
Manyetik kontrol torku $\vec{T}_m$, (2.6)'da görüldüğü gibi, üretilen manyetik dipol momentlerinin Dünya manyetik alanı ile etkileşimi sonucunda elde edilir, dolayısıyla doğrudan Dünya manyetik alanına bağlıdır. Alanın şiddeti, yani $|\vec{B}| = B$ ise,

$$B = \frac{m}{R^3} \quad (2.7)$$

ilişkisi ile ifade edilir. Burada, $m = 7,96 \times 10^{15}$ Wb/m Dünya'nın manyetik sabitidir. (2.7) ifadesi, yörünge irtifası arttıkça manyetik alanın hızla zayıfladığını ortaya koymaktadır. $\vec{M}$ ve $\vec{B}$ vektörlerinin çoğunlukla birbirine dik olmaması da, manyetik tork değerlerini aşağıya çekmektedir. Ayrıca, manyetik eyleyicilerin yer aldığı bir yönelme belirleme ve kontrol sistemi (YBKS)'de, (2.6)'daki kontrol yasasını uygulayabilmek amacıyla Dünya'nın manyetik alanını kestirmek için kullanılan bir manyetometre de bulunacağından, etkileşim sorunu ile karşılaşılacaktır. Dipol momentleri, manyetometre ölçümlerini bozar; bu yüzden genellikle manyetik algılama ve eyleme sırayla gerçekleştirilir [32,73].

2.1.2.4 Kütle-çekim gradyanı çubuğu

Kütle merkezi, uydunun yörüngede ilerleyen kütle merkezinde bulunan ve iki ucunda eşit kütleler bulunan kütle-çekim gradyanı çubuğu ile, uydudaki istenen aygıtlar edilgin olarak Dünya'ya yöneltilebilir. Düşük dışmerkezliliğe sahip yörüngelerde gerçekleştirilen bazı görevlerde kullanılan bu yönelme eyleme yönteminde, yörüngenin Dünya'ya yakın tarafındaki kütleye etki eden net kuvvetin Dünya'nın merkezine, yörüngenin Dünya'ya uzak tarafındaki kütleye etki eden net kuvvetin ise Dünya'nın merkezinden dışarıya doğru yönelmiş olmasından kaynaklanan net tork, çubuk, dolayısıyla uçlardaki kütleleri daima yerel düşey doğrultuda konumlandırır [74]. Şekil 2.8'de, Orsted uydusu, açık durumdaki kütle-çekim gradyanı çubuğu ile gösterilmiştir.



Şekil 2.8 : Orsted uydusu ve kütle-çekim gradyanı çubuğu, [75] ten alınmıştır.

2.1.2.5 Güneş torku eyleyicileri

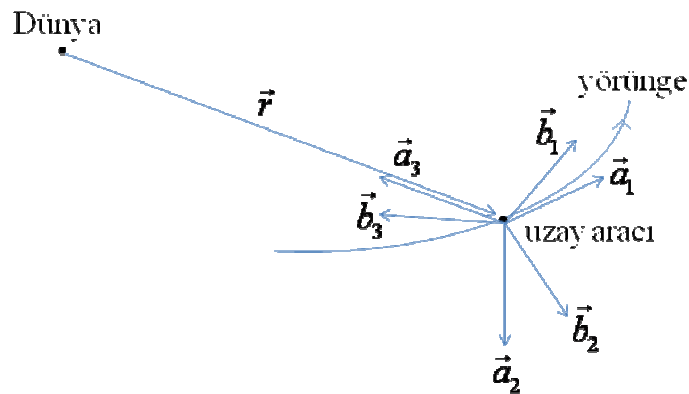
Güneş radyasyonunun uydunun güneş panelleri ve uzantılarına (flaplar) yaptığı basınçtan tork elde etme yöntemi, literatürde güneş yelkeni ile yönelme kontrolü olarak anılır. Güneş torku ile eyleme, tüm yer-sabit yörünge uydularında olduğu gibi güneş panelleri gövdesine göre döndürülebilen uydularda uygulanabilir [76].

3. UZAY ARACI YÖNELME DİNAMİĞİ

Bir uzay aracının yönelme hareketi matematiksel olarak kinematik ve dinamik denklemler aracılığı ile ifade edilir. Kinematik denklemler, araç üzerinde çakılı olduğu kabul edilen ve B ile tanımlanan referans eksen takımı ile, çekim merkezi etrafında yörüngede döndüğü kabul edilen A referans eksen takımı arasındaki zamanla değişen açısal ilişkiyi ortaya koyar. Dinamik denklemler ise, uzay aracının katı cisim olarak ele alındığı durumda, dış momentler etkisindeki açısal hareketini betimler.

3.1 Dönme Kinematığı

A ve B referans eksen takımlarının birim vektörleri, sırası ile $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ ve $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ olarak tanımlanır. Şekil 3.1’de bu iki eksen takımı, uzay aracının yörüngesi üzerindeki konumlanmaları ile gösterilmiştir. Burada, $\vec{r}$ uzay aracının Dünya’nın kütle merkezine göre konum vektörüdür ve $\vec{a}_3$ -ekseni bu vektörle aynı doğrultu ve ters yöndedir. Dönme hareketi yönündeki yörünge teğeti $\vec{a}_1$ -ekseni ile çakışıktır, $\vec{a}_2$ -ekseni ise yörünge normali doğrultusunda, A eksen takımını tamamlayacak yönde uzanmaktadır.



Şekil 3.1 : A ve B referans eksen takımları, [77] den uyarlanmıştır.

3.1.1 Doğrultu kosinüsleri matrisi

A ve B 'nin eksenleri arasındaki açıların kosinüslerini veren doğrultu kosinüsleri, i ve $j=1,2,3$ için $C_{ij} \equiv \vec{b}_i \cdot \vec{a}_j$ ile hesaplanır. Bu tanımlama aşağıdaki matris denkleminin yazılabilmesini sağlar [77].

$$\begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix} = C^{B/A} \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

B 'nin A 'ya göre açılal konumlanmasını tanımlayan ve dönme matrisi ya da koordinat dönüşüm matrisi olarak da adlandırılan doğrultu kosinüsleri matrisi (3.1)'deki $C^{B/A}$ 'dır. C olarak da gösterilen bu matris ortonormaldir, yani tersi transpozuna eşittir.

$$C^{-1} = C^T \quad (3.2)$$

3.1.2 Euler açıları

A 'dan B 'ye dönüşüm simgesel olarak

$$C^{B/A} : B \leftarrow A$$

ile gösterilirse, bu dönüşüm aynı zamanda A 'nın üç eksenli etrafındaki ardışık üç dönme ile (3.3)'teki gibi ifade edilebilir [77].

$$C_3(\psi) : A' \leftarrow A \quad (3.3a)$$

$$C_2(\theta) : A'' \leftarrow A' \quad (3.3b)$$

$$C_1(\phi) : B \leftarrow A'' \quad (3.3c)$$

Bu üç dönmenin doğrultu kosinüslerini içeren matrisler (3.4) denkleminde verilmiştir [77].

$$C_1(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (3.4a)$$

$$C_2(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3.4b)$$

$$C_3(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.4c)$$

ϕ , θ ve ψ Euler açıları olarak anılır ve uzay aracının yönelme açılarına karşılık gelir. $\vec{a}_1$ -ekseni etrafındaki dönme açısı olan ϕ yuvarlanma açısı, $\vec{a}_2$ -ekseni etrafındaki dönme açısı olan θ yunuslama açısı, $\vec{a}_3$ -ekseni etrafındaki dönme açısı olan ψ ise sapma açısıdır. Ardışık üç dönmenin doğrultu kosinüsleri (3.1)'de kullanılırsa,

$$C_1(\phi) \leftarrow C_2(\theta) \leftarrow C_3(\psi)$$

sıralı, gövde eksenleri temelli bu dönüşüme ait doğrultu kosinüsleri matrisi $C^{B/A}$ Euler açıları cinsinden elde edilir [77].

$$\begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} = C_1(\phi) C_2(\theta) C_3(\psi) \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_2 c_3 & c_2 s_3 & -s_2 \\ s_1 s_2 c_3 - c_1 s_3 & s_1 s_2 s_3 + c_1 c_3 & s_1 c_2 \\ c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & c_1 s_2 s_3 - s_1 c_3 & c_1 c_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

(3.5)'te, $i=1,2,3$ için Θ_i Euler açılarını temsil etmekte ve s_i ve c_i , sırası ile $\sin \Theta_i$ ve $\cos \Theta_i$ 'ye karşılık gelmektedir.

3.1.3 Kuvaterniyonlar

Etrafında dönülen eksenin birim vektörü

$$\vec{e} = e_1 \vec{a}_1 + e_2 \vec{a}_2 + e_3 \vec{a}_3$$

ve dönme açısı Θ ise, Euler parametreleri olarak da anılan kuvaterniyonlar

$$q_1 = e_1 \sin(\Theta/2) \quad (3.6a)$$

$$q_2 = e_2 \sin(\Theta/2) \quad (3.6b)$$

$$q_3 = e_3 \sin(\Theta/2) \quad (3.6c)$$

$$q_4 = \cos(\Theta/2) \quad (3.6d)$$

olarak tanımlanır. Öyleyse, aşağıdaki gibi bir kuvaterniyon vektörü oluşturulabilir.

$$\vec{q} = q_1 \vec{a}_1 + q_2 \vec{a}_2 + q_3 \vec{a}_3 = \vec{e} \sin(\Theta/2)$$

Ayrıca,

$$|\vec{e}|^2 = e_1^2 + e_2^2 + e_3^2 = 1$$

olduğundan,

$$\vec{q}^T \vec{q} + q_4^2 = q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 + q_4^2 = 1 \quad (3.7)$$

yazılabilir.

$C^{B/A}$ matrisi, kuvaterniyonlara bağlı olarak (3.8)'deki gibi yazılır [77].

$$C^{B/A} = \begin{bmatrix} 1 - 2(q_2^2 + q_3^2) & 2(q_1 q_2 + q_3 q_4) & 2(q_1 q_3 - q_2 q_4) \\ 2(q_2 q_1 - q_3 q_4) & 1 - 2(q_3^2 + q_1^2) & 2(q_2 q_3 + q_4 q_1) \\ 2(q_3 q_1 + q_2 q_4) & 2(q_3 q_2 - q_1 q_4) & 1 - 2(q_1^2 + q_2^2) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

(3.3)'teki sıralamaya sahip, gövde eksenleri temelli ardışık dönmeler için

$$\begin{bmatrix} \sin(\phi/2) \\ 0 \\ 0 \\ \cos(\phi/2) \end{bmatrix} \leftarrow \begin{bmatrix} 0 \\ \sin(\theta/2) \\ 0 \\ \cos(\theta/2) \end{bmatrix} \leftarrow \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin(\psi/2) \\ \cos(\psi/2) \end{bmatrix}$$

yazılabilir. Bu durumda, kuvaterniyonlar Euler açılarına bağlı olarak şöyle elde edilir [77].

$$\begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin(\phi/2)\cos(\theta/2)\cos(\psi/2) - \cos(\phi/2)\sin(\theta/2)\sin(\psi/2) \\ \cos(\phi/2)\sin(\theta/2)\cos(\psi/2) + \sin(\phi/2)\cos(\theta/2)\sin(\psi/2) \\ \cos(\phi/2)\cos(\theta/2)\sin(\psi/2) - \sin(\phi/2)\sin(\theta/2)\cos(\psi/2) \\ \cos(\phi/2)\cos(\theta/2)\cos(\psi/2) + \sin(\phi/2)\sin(\theta/2)\sin(\psi/2) \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

Euler açıları (3.9)'dan çekilebilir ve (3.8)'deki terimlerle aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{2(q_2q_3 + q_4q_1)}{1 - 2(q_1^2 + q_2^2)} \right] \quad (3.10a)$$

$$\theta = \sin^{-1} \left[2(q_2q_4 - q_1q_3) \right] \quad (3.10b)$$

$$\psi = \tan^{-1} \left[\frac{2(q_1q_2 + q_3q_4)}{1 - 2(q_2^2 + q_3^2)} \right] \quad (3.10c)$$

3.1.4 Kinematik diferansiyel denklemler

B referans eksen takımının A 'ya göre konumlamasının, Euler açıları ve parametrelerine bağlı olarak yazılan doğrultu kosinüsleri matrisi aracılığı ile nasıl ifade edildiği gösterilmiştir. Bu bağlı konumlanmanın zamanla değişimi, kinematik diferansiyel denklemler ile ortaya konur.

Öncelikle, B 'nin A 'ya göre ötelenmesiz dönmesinin açısal hızı $\vec{\omega}$ ve bu vektörün eğri-simetrik matrisi Ω tanımlanmalıdır [77].

$$\vec{\omega}^{B/A} \equiv \vec{\omega} = \omega_1 \vec{b}_1 + \omega_2 \vec{b}_2 + \omega_3 \vec{b}_3 \quad (3.11)$$

$$\Omega = \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

(3.12)'den

$$\Omega = -\Omega^T \quad (3.13)$$

olduğu aşıkardır. (3.11)'de görüldüğü gibi, açısal hız vektörü B 'deki bileşenleri ile yazılmıştır. Bağlı konumlanma zamanla değişiyor ise, ilgili doğrultu kosinüsleri de zamanla değişmektedir. Öyleyse, (3.2) ilişkisi kullanılarak (3.1)'in yeniden düzenlenmesi ile elde edilen

$$\begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix} = C^{-1} \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} = C^T \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix}$$

denkleminin zamana göre türevi alınabilir. Bu türevleme işlemi A referans eksen takımında gerçekleştirilir [77].

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix}_A = \frac{d}{dt} \left\{ C^T \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} \right\}_A = \dot{C}^T \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} + C^T \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix}_A = \dot{C}^T \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} + C^T \begin{bmatrix} \vec{\omega} \times \vec{b}_1 \\ \vec{\omega} \times \vec{b}_2 \\ \vec{\omega} \times \vec{b}_3 \end{bmatrix}$$

Yukarıdaki denklemde

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{bmatrix}_A = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

olduğundan, (3.12) kullanılarak aşağıdaki sonuca varılır.

$$\dot{C}^T \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} - C^T \Omega \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} = (\dot{C}^T - C^T \Omega) \begin{bmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \\ \vec{b}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

(3.13), (3.14)'te kullanılarak kinematik diferansiyel matris denklemi elde edilir [77].

$$\dot{C} + \Omega C = 0 \quad (3.15)$$

Açısal hız vektörünün eğri-simetrik matrisi (3.15)'ten çekilirse,

$$\Omega = C \dot{C}^T \quad (3.16)$$

elde edilir. (3.16) açılarak, açısal hızın B 'deki üç bileşeni doğrultu kosinüsleri ve bunların türevleri cinsinden yazılabilir.

$$\omega_1 = C_{21}\dot{C}_{31} + C_{22}\dot{C}_{32} + C_{23}\dot{C}_{33} \quad (3.17a)$$

$$\omega_2 = C_{31}\dot{C}_{11} + C_{32}\dot{C}_{12} + C_{33}\dot{C}_{13} \quad (3.17b)$$

$$\omega_3 = C_{11}\dot{C}_{21} + C_{12}\dot{C}_{22} + C_{13}\dot{C}_{23} \quad (3.17c)$$

(3.3)'teki sıralamaya sahip, gövde eksenleri temelli ardışık dönmeler için (3.5)'te Euler açıları cinsinden elde edilmiş olan C matrisinin elemanları, zaman türevleri ile birlikte (3.17) denklemlerinde yerlerine konursa, B 'deki açısal hız bileşenleri Euler açıları ve açıların türevlerine bağlı olarak yazılabilir [78].

$$\omega_1 = \dot{\phi} - \sin \theta \dot{\psi} \quad (3.18a)$$

$$\omega_2 = \cos \phi \dot{\theta} + \sin \phi \cos \theta \dot{\psi} \quad (3.18b)$$

$$\omega_3 = -\sin \phi \dot{\theta} + \cos \phi \cos \theta \dot{\psi} \quad (3.18c)$$

(3.18) denklemleri, (3.19)'da matris denklemi olarak gösterilmiştir.

$$\begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin \theta \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} \equiv M \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Yukarıdaki denklemde tanımlanmış olan M matrisinin tersi alınarak, Euler açıları cinsinden kinematik diferansiyel matris denkleminde ulaşılır [77,78].

$$\begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} = M^{-1} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{\cos \theta} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \phi \sin \theta & \cos \phi \sin \theta \\ 0 & \cos \phi \cos \theta & -\sin \phi \cos \theta \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Benzer şekilde, (3.8)'de kuvaterniyonlar cinsinden yazılmış olan C matrisinin elemanları ve bunların zaman türevleri (3.17) denklemlerinde yerlerine konursa, açısal hız bileşenleri kuvaterniyonlar ve bunların türevlerine bağlı olarak elde edilebilir. (3.7)'nin zamana göre türevlenmesi ile dördüncü bir denkleme kavuşulabilir [77].

$$\omega_1 = 2(\dot{q}_1 q_4 + \dot{q}_2 q_3 - \dot{q}_3 q_2 - \dot{q}_4 q_1) \quad (3.21a)$$

$$\omega_2 = 2(\dot{q}_2 q_4 + \dot{q}_3 q_1 - \dot{q}_1 q_3 - \dot{q}_4 q_2) \quad (3.21b)$$

$$\omega_3 = 2(\dot{q}_3 q_4 + \dot{q}_1 q_2 - \dot{q}_2 q_1 - \dot{q}_4 q_3) \quad (3.21c)$$

$$0 = 2(\dot{q}_1 q_1 + \dot{q}_2 q_2 + \dot{q}_3 q_3 + \dot{q}_4 q_4) \quad (3.21d)$$

(3.22)'de görülen matris denkleminde dökülmüş olan yukarıdaki denklemlerden,

$$\begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \\ 0 \end{bmatrix} = 2 \begin{bmatrix} q_4 & q_3 & -q_2 & -q_1 \\ -q_3 & q_4 & q_1 & -q_2 \\ q_2 & -q_1 & q_4 & -q_3 \\ q_1 & q_2 & q_3 & q_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \dot{q}_2 \\ \dot{q}_3 \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

(3.23)'teki kuvaterniyonlar cinsinden kinematik diferansiyel matris denklemi elde edilebilir [77].

$$\begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \dot{q}_2 \\ \dot{q}_3 \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q_4 & -q_3 & q_2 & q_1 \\ q_3 & q_4 & -q_1 & q_2 \\ -q_2 & q_1 & q_4 & q_3 \\ -q_1 & -q_2 & -q_3 & q_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \omega_3 & -\omega_2 & \omega_1 \\ -\omega_3 & 0 & \omega_1 & \omega_2 \\ \omega_2 & -\omega_1 & 0 & \omega_3 \\ -\omega_1 & -\omega_2 & -\omega_3 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

3.2 Katı Cisim Dönme Dinamiği

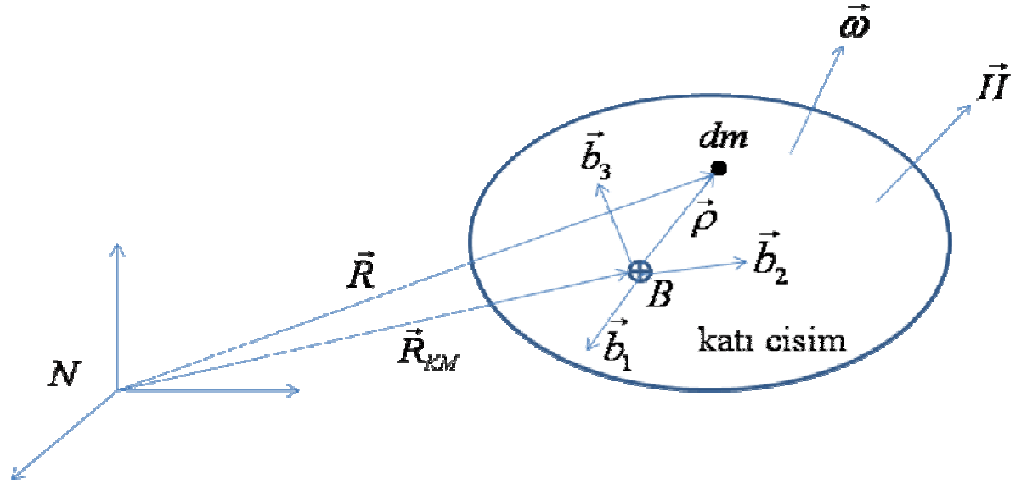
Bir katı cismin uzaydaki hareketi altı serbestlik derecesine sahiptir. Bunlardan üçü kütle merkezinin ötelenme hareketine, diğer üçü de kütle merkezi etrafında dönme hareketine aittir. Bu alt bölümde, açısal hareketi tanımlayan dinamik denklemler ortaya konacaktır.

3.2.1 Açısal momentum

Herhangi bir O noktası etrafında dönmekte olan bir katı cismin açısal hareketi, N ile gösterilen eylemsiz bir referans eksen takımında (3.24) denklemi ile ifade edilir [77].

$$\int \vec{r} \times \ddot{\vec{R}} dm = \vec{T}_O \quad (3.24)$$

Burada, $\vec{r}$ sonsuz küçük kütle parçası dm 'nin O noktasına göre konum vektörü, $\vec{R}$ N 'nin orijinine göre konumu, $\ddot{\vec{R}}$ eylemsiz ivmesi ve $\vec{T}_O$ O etrafında, dm 'nin üzerine etki eden toplam dış momenttir. Referans noktası O 'nun katı cismin kütle merkezi, yani 3.1 nolu alt bölümde tanımlanmış olan gövde eksen takımı B 'nin orijini ile çakışık olduğu kabul edildiğinde, dm 'nin kütle merkezine göre konumunu gösteren $\vec{\rho}$ vektörü $\vec{r}$ 'nin yerini alır (bkz. Şekil 3.2).



Şekil 3.2 : Katı cisim dönmesinin geometrik gösterimi, [77] den uyarlanmıştır.

Yukarıdaki şekilde görülen $\vec{R}_{KM}$ terimi, ötelenmeden dönmekte olan katı cismin kütle merkezinin N 'nin orijinine göre sabit konum vektörü iken, $\vec{\omega}$ cismin N 'de tanımlı açısal hızı $\vec{\omega}^{B/N}$ 'ye denktir. $\vec{H}$ ise, cismin kütle merkezi etrafındaki açısal momentumudur. $\vec{\rho}$ ve $\vec{\omega}$, B 'de aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{\rho} = \rho_1 \vec{b}_1 + \rho_2 \vec{b}_2 + \rho_3 \vec{b}_3 \quad (3.25a)$$

$$\vec{\omega} = \omega_1 \vec{b}_1 + \omega_2 \vec{b}_2 + \omega_3 \vec{b}_3 \quad (3.25b)$$

$\vec{H}$ vektörü, (3.26)'da tanımlanmıştır [77].

$$\vec{H} = \int \vec{\rho} \times \dot{\vec{R}} dm = \int \vec{\rho} \times \dot{\vec{\rho}} dm = \int \vec{\rho} \times (\vec{\omega} \times \vec{\rho}) dm \quad (3.26)$$

Bunun için, $\vec{R}_{KM}$ sabit olduğundan

$$\dot{\vec{R}} = \dot{\vec{R}}_{KM} + \dot{\vec{\rho}} = \dot{\vec{\rho}}$$

ve cisim katı olduğundan

$$\dot{\vec{\rho}} \equiv \frac{d}{dt} \vec{\rho} \Big|_N = \frac{d}{dt} \vec{\rho} \Big|_B + \vec{\omega}^{B/N} \times \vec{\rho} = \vec{\omega} \times \vec{\rho}$$

ilişkilerinden yararlanılmıştır. (3.26) şu şekilde yazılabilir [79].

$$\vec{H} = \int \vec{\rho} \times (\vec{\omega} \times \vec{\rho}) dm = \int [(\vec{\rho} \cdot \vec{\rho}) \vec{\omega} - (\vec{\rho} \cdot \vec{\omega}) \vec{\rho}] dm \quad (3.27)$$

(3.27) açılarak, açısal momentum vektörünün B 'deki bileşenleri eylemsizlik momentleri ve eylemsizlik çarpımları cinsinden elde edilir.

$$\begin{aligned} \vec{H} &= H_1 \vec{b}_1 + H_2 \vec{b}_2 + H_3 \vec{b}_3 \\ &= (I_{11} \omega_1 + I_{12} \omega_2 + I_{13} \omega_3) \vec{b}_1 + (I_{21} \omega_1 + I_{22} \omega_2 + I_{23} \omega_3) \vec{b}_2 + \\ &\quad (I_{31} \omega_1 + I_{32} \omega_2 + I_{33} \omega_3) \vec{b}_3 \end{aligned} \quad (3.28)$$

Eylemsizlik momentleri

$$\begin{aligned} I_{11} &= \int (\rho_2^2 + \rho_3^2) dm \\ I_{22} &= \int (\rho_3^2 + \rho_1^2) dm \\ I_{33} &= \int (\rho_1^2 + \rho_2^2) dm \end{aligned} \quad (3.29)$$

ve eylemsizlik çarpımları

$$\begin{aligned} I_{12} &= I_{21} = - \int (\rho_1 \rho_2) dm \\ I_{23} &= I_{32} = - \int (\rho_2 \rho_3) dm \\ I_{31} &= I_{13} = - \int (\rho_3 \rho_1) dm \end{aligned} \quad (3.30)$$

olarak tanımlıdır [77]. (3.28), matris denklemi şeklinde yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} \equiv I \vec{\omega} \quad (3.31)$$

Burada I , katı cismin B 'ye göre eylemsizlik matrisidir [77].

Bir katı cismin eylemsizlik matrisi öyle bir eksen takımına göre yazılabilir ki, köşegen dışında kalan elemanlar, yani eylemsizlik çarpımları o eksen takımında sıfıra eşittir. Böyle bir durumda, geriye kalan üç köşegen elemanına asal eylemsizlik momentleri, söz konusu eksen takımının eksenlerine ise asal eksenler denir. Katı cismin asal eksen takımının gövde eksen takımı B ile çakışık olduğu kabul edilirse, yukarıdaki matris denklemi

$$\begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

halini alır. Görüldüğü gibi, asal eylemsizlik momentleri $i=1,2,3$ için I_i ile gösterilmektedir ve I bu durumda (3.33)'teki gibidir [77].

$$I = \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

3.2.2 Açısal hareket denklemleri

Euler denklemleri olarak adlandırılan, dönme hareketine ait dinamik denklemler (3.24) ilişkisi kullanılarak çıkarılır. $\vec{T}$, kütle merkezi etrafında, katı cismin üzerine etki eden toplam dış moment ise,

$$\vec{T} = \dot{\vec{H}} \quad (3.34)$$

eşitliği geçerlidir. Bu eşitlik açılır.

$$\dot{\vec{H}} \equiv \frac{d}{dt} \vec{H} \Big|_N = \frac{d}{dt} \vec{H} \Big|_B + \vec{\omega}^{B/N} \times \vec{H} = \vec{T} \quad (3.35)$$

$\vec{\omega} \equiv \vec{\omega}^{B/N}$ denklği ve $\vec{T}$ vektörünün B 'de

$$\vec{T} = T_1 \vec{b}_1 + T_2 \vec{b}_2 + T_3 \vec{b}_3$$

şeklinde ifade edildiği dikkate alınarak, $\vec{\omega}^{B/N} \times \vec{H}$ vektörel çarpım işlemi gerçekleştirildikten sonra (3.35) matris denklemi biçimine sokulabilir.

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix}_B + \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{H}_1 \\ \dot{H}_2 \\ \dot{H}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Eylemsizlik momentleri B 'de tanımlı olduklarından, bu referans eksen takımında alınacak zamana göre türevleri sıfıra eşit olacaktır. Açısal hız vektörünün zamana göre türevi ise, iki eksen takımının arasındaki açısal ilişkiyi ortaya koyduğundan dolayı hem B 'de hem de N 'de açısal hız vektörü $\dot{\vec{\omega}}^{B/N} \equiv \dot{\vec{\omega}}$ 'yi verir. Bu vektör, B 'deki bileşenleri ile aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\dot{\vec{\omega}} = \dot{\omega}_1 \vec{b}_1 + \dot{\omega}_2 \vec{b}_2 + \dot{\omega}_3 \vec{b}_3$$

(3.32), (3.36)'da yerine konursa,

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \\ \dot{\omega}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

elde edilir ki, bu matris denkleminin satırları üç açısal hareket denklemine karşılık gelmektedir [77,78].

$$I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3 = T_1 \quad (3.38a)$$

$$I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_3 \omega_1 = T_2 \quad (3.38b)$$

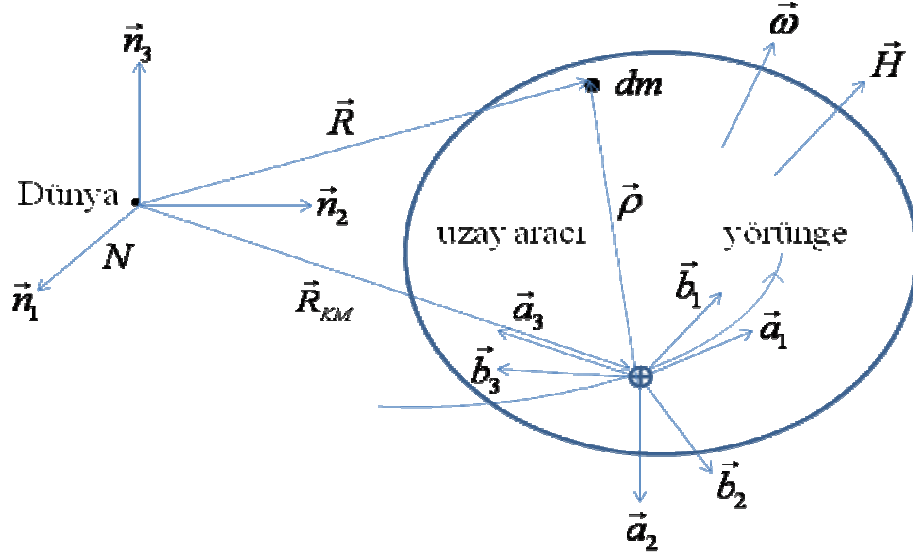
$$I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2 = T_3 \quad (3.38c)$$

Üç dönme serbestlik derecesine sahip bir katı cismin hareketi, (3.19) ya da (3.20) ile (3.38) denklemleri aracılığı ile betimlenebilir ve bu altı denklem ele alınarak incelenebilir.

3.3 Dairesel Yörüngedeki Uzay Aracı

Bir katı cisim olarak ele alınan uzay aracı, yörüngedeki hareketini çekim merkezindeki büyük kütle tarafından üzerine uygulanan kütle-çekim momenti etkisinde gerçekleştirir. Böyle bir momentin sıfırdan farklı olabilmesi, kütle-çekim alanının katı cisim üzerinde düzgün yayılı olmaması ile mümkündür [77].

Uzay aracının etrafında döndüğü çekim merkezinin Dünya'nın kütle merkezi ile (bkz. Şekil 3.1) ve Şekil 3.2'de gösterilmiş olan eylemsiz referans eksen takımı N 'nin orijini ile çakışık olduğu kabul edilir. Öyleyse, aşağıdaki şekil geçerlidir.



Şekil 3.3 : Dünya etrafında dairesel yörüngedeki uzay aracı, [77] den uyarlanmıştır.

Şekilde görüldüğü gibi, $\vec{a}_3$ -ekseni $\vec{R}_{KM}$ vektörü ile aynı doğrultu ve ters yönde, $\vec{a}_1$ -ekseni hareket yönündeki yörünge teğeti ile çakışık ve $\vec{a}_2$ -ekseni yörünge normalidir. Bu durumda, referans eksen takımı A 'nın N 'ye göre açısal hızı, dolayısıyla uzay aracının Dünya etrafındaki sabit dönme hızı n 'nin vektörel ifadesi için

$$\vec{\omega}^{A/N} = -n\vec{a}_2 \quad (3.39)$$

yazılabilir [77].

Sonsuz küçük kütle parçası dm 'nin üzerine etki eden kütle-çekim kuvveti, Şekil 3.3'e göre şu şekilde tanımlanır.

$$d\vec{f} = -\mu \frac{\vec{R}}{|\vec{R}|^3} dm = -\mu \frac{\vec{R}_{KM} + \vec{\rho}}{|\vec{R}_{KM} + \vec{\rho}|^3} dm \quad (3.40)$$

Kütle merkezi etrafında, uzay aracının üzerine etki eden toplam kütle-çekim momenti (3.41)'deki gibi ifade edilir. Burada μ , Dünya'ya ait kütle-çekim sabitidir.

$$\vec{T}_{k\zeta} = \int \vec{\rho} \times d\vec{f} = -\mu \int \frac{\vec{\rho} \times \vec{R}_{KM}}{|\vec{R}_{KM} + \vec{\rho}|^3} dm \quad (3.41)$$

Bu denklem,

$$\int \vec{\rho} dm = \vec{0}$$

eşitliğinin dikkate alındığı bir yaklaşım ve ardından gerçekleştirilen birkaç adımlık işlem sonucunda, uzay aracının ortalama hareketi de denin sabit dönme hızı n 'nin tanımı

$$n = \sqrt{\frac{\mu}{R_{KM}^3}}, \quad R_{KM} = |\vec{R}_{KM}|$$

ve

$$\vec{R}_{KM} \equiv -R_{KM} \vec{a}_3$$

ilişkisi kullanılarak aşağıdaki hale getirilebilir.

$$\vec{T}_{k\zeta} = 3n^2 \vec{a}_3 \times \left[I_1 (\vec{a}_3 \cdot \vec{b}_1) \vec{b}_1 + I_2 (\vec{a}_3 \cdot \vec{b}_2) \vec{b}_2 + I_3 (\vec{a}_3 \cdot \vec{b}_3) \vec{b}_3 \right] \quad (3.42)$$

(3.3)'teki sıralamaya sahip, gövde eksenleri temelli ardışık dönmeler için $\vec{a}_3$, (3.1) ve (3.5)'ten (3.2) ilişkisi aracılığı ile

$$\vec{a}_3 = C_{13} \vec{b}_1 + C_{23} \vec{b}_2 + C_{33} \vec{b}_3 = -s_2 \vec{b}_1 + s_1 c_2 \vec{b}_2 + c_1 c_2 \vec{b}_3 \quad (3.43)$$

olarak çekilebilir. (3.42) matris denklemi şeklinde yazılırsa,

$$\begin{bmatrix} T_{k\zeta}|_1 \\ T_{k\zeta}|_2 \\ T_{k\zeta}|_3 \end{bmatrix} = 3n^2 \begin{bmatrix} 0 & -C_{33} & C_{23} \\ C_{33} & 0 & -C_{13} \\ -C_{23} & C_{13} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{13} \\ C_{23} \\ C_{33} \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

halini alır. Bu matris denklemi (3.37)'deki moment bileşenlerinin yerine konarak, dairesel yörüngedeki uzay aracının matris biçimindeki dinamik denklemi elde edilmiş olur.

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \\ \dot{\omega}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} \\
& = 3n^2 \begin{bmatrix} 0 & -C_{33} & C_{23} \\ C_{33} & 0 & -C_{13} \\ -C_{23} & C_{13} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{13} \\ C_{23} \\ C_{33} \end{bmatrix} \quad (3.45)
\end{aligned}$$

Doğrultu kosinüsleri (3.43)'ten alınarak (3.45)'te yerine konursa, açısal hareket denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir [77,78].

$$I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3 = 3n^2 (I_3 - I_2) C_{23} C_{33} = 3n^2 (I_3 - I_2) s_1 c_2 c_1 c_2 \quad (3.46a)$$

$$I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_3 \omega_1 = 3n^2 (I_1 - I_3) C_{33} C_{13} = -3n^2 (I_1 - I_3) c_1 c_2 s_2 \quad (3.46b)$$

$$I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2 = 3n^2 (I_2 - I_1) C_{13} C_{23} = -3n^2 (I_2 - I_1) s_2 s_1 c_2 \quad (3.46c)$$

Doğrultu kosinüsleri matrisi $C^{B/A}$, (3.8)'de kuvaterniyonlar cinsinden ifade edilmiştir. Bu ifadeye göre

$$C_{13} = 2(q_1 q_3 - q_2 q_4)$$

$$C_{23} = 2(q_2 q_3 + q_4 q_1)$$

$$C_{33} = 1 - 2(q_1^2 + q_2^2)$$

olduğundan, açısal hareket denklemleri kuvaterniyonlara bağlı olarak (3.39)'da görüldüğü gibi yazılır [77,78].

$$I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3 = 6n^2 (I_3 - I_2) (q_2 q_3 + q_4 q_1) [1 - 2(q_1^2 + q_2^2)] \quad (3.47a)$$

$$I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_3 \omega_1 = 6n^2 (I_1 - I_3) [1 - 2(q_1^2 + q_2^2)] (q_1 q_3 - q_2 q_4) \quad (3.47b)$$

$$I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2 = 12n^2 (I_2 - I_1) (q_1 q_3 - q_2 q_4) (q_2 q_3 + q_4 q_1) \quad (3.47c)$$

Dairesel yörüngedeki uzay aracı için kinematik diferansiyel denklemler, (3.19)'daki denklemlere (3.39)'da tanımlanmış olan açısal hız vektörü eklenerek elde edilir. Bu ekleme, aşağıdaki ilişkiye göre yapılır.

$$\vec{\omega} \equiv \vec{\omega}^{B/N} = \vec{\omega}^{B/A} + \vec{\omega}^{A/N} = \vec{\omega}^{B/A} - n\vec{a}_2$$

$\vec{a}_2$ için, (3.43)'tekinin benzeri olarak

$$\vec{a}_2 = C_{12}\vec{b}_1 + C_{22}\vec{b}_2 + C_{32}\vec{b}_3 = c_2s_3\vec{b}_1 + (s_1s_2s_3 + c_1c_3)\vec{b}_2 + (c_1s_2s_3 - s_1c_3)\vec{b}_3$$

eşitliği geçerlidir. Dolayısıyla, (3.19)'daki matris denklemi (3.48)'deki hali alır.

$$\begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin \theta \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} - n \begin{bmatrix} \cos \theta \sin \psi \\ \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \\ \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

(3.48) denkleminin Euler açılarının türevleri çekilirse, kinematik diferansiyel matris denkleminin ulaşılır [77].

$$\begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} = \frac{1}{\cos \theta} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \phi \sin \theta & \cos \phi \sin \theta \\ 0 & \cos \phi \cos \theta & -\sin \phi \cos \theta \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} + \frac{n}{\cos \theta} \begin{bmatrix} \sin \psi \\ \cos \theta \cos \psi \\ \sin \theta \sin \psi \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

Kuvaterniyonlar cinsinden kinematik diferansiyel matris denklemi ise, (3.50)'de verilmiştir [77].

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \dot{q}_2 \\ \dot{q}_3 \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q_4 & -q_3 & q_2 & q_1 \\ q_3 & q_4 & -q_1 & q_2 \\ -q_2 & q_1 & q_4 & q_3 \\ -q_1 & -q_2 & -q_3 & q_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \\ 0 \end{bmatrix} + n \begin{bmatrix} q_3 \\ q_4 \\ -q_1 \\ -q_2 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \omega_3 & -\omega_2 + n & \omega_1 \\ -\omega_3 & 0 & \omega_1 & \omega_2 + n \\ \omega_2 - n & -\omega_1 & 0 & \omega_3 \\ -\omega_1 & -\omega_2 - n & -\omega_3 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Katı olduğu kabul edilen uzay aracının dairesel yörüngedeki açısal hareketi, Euler açılarına bağlı olarak (3.48) ya da (3.49) ile (3.46) denklemleri, Euler parametrelerine bağlı olarak ise, (3.50) ile (3.47) denklemleri aracılığı ile betimlenebilir ve bu denklemler ele alınarak incelenebilir.

4. DOĞRUSAL OLMAYAN YÖNELME DİNAMIĞİNE EDİLGİN YUNUSLAMA ÖN-MOMENTUMU YÖNTEMİNİN ETKİSİNİN İNCELENMESİ

Yer gözlemi ile görevli küçük uyduların, hassas olarak Dünya'ya yöneltilmesi istenir. Bu nedenle, uydunun yunuslama ekseninin yörünge düzlemine dik doğrultuyla çakışık tutulması önemlidir. Yunuslama eksenine yerleştirilen bir momentum tekerleği, kontrol edilmeyen, açık-çevrim dinamiklere eylemsiz katılık kazandırarak, yönelme kontrol sisteminin başarımının artırılmasını sağlar. Bu uygulama, Edilgin Yunuslama Ön-Momentumu Yöntemi (EYÖMY) olarak anılır.

Bu bölümde, EYÖMY'nin doğrusal olmayan uydu yönelme dinamiğini nasıl etkilediğinin ortaya konması amaçlanmaktadır. İnceleme için, kütle-çekim gradyanı momentlerine maruz olarak, Dünya etrafında düşük irtifalı, dairesel bir yörüngede dönen iki küçük uydu modeli ele alınmıştır. İkinci model, yunuslama ekseninde konumlu bir momentum tekerleği ile edilgin olarak kontrol edilmektedir. İnceleme, faz portreleri, Poincaré kesitleri ve zaman cevaplarına dayandırılmıştır [80].

4.1 Doğrusal Olmayan Diferansiyel Denklemlerin Elde Edilmesi

Karşılaştırma için, katı uydu yönelme dinamiğini betimleyen iki farklı diferansiyel denklem takımının çözülmesi gerekmektedir. İlki (4.1)'de görülen kütle-çekim gradyanı momentlerini içeren temel denklemler ki bunlar, (3.46) ve (3.48)'deki sırası ile dinamik ve kinematik denklemlerden oluşmaktadır,

$$I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3 = 3n^2 (I_3 - I_2) \sin \phi \cos \phi \cos^2 \theta \quad (4.1a)$$

$$I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_3 \omega_1 = -3n^2 (I_1 - I_3) \cos \phi \sin \theta \cos \theta \quad (4.1b)$$

$$I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2 = -3n^2 (I_2 - I_1) \sin \phi \sin \theta \cos \theta \quad (4.1c)$$

$$\begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin \theta \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} - n \begin{bmatrix} \cos \theta \sin \psi \\ \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \\ \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \end{bmatrix} \quad (4.1d)$$

ikincisi ise (4.1)'e yunuslama momentum tekerleğinin etkisinin yansıtılması ile elde edilen ve (4.2)'de verilmiş olan denklemlerdir [81,82].

$$I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3 + \omega_3 H_0 = 3n^2 (I_3 - I_2) \sin \phi \cos \phi \cos^2 \theta \quad (4.2a)$$

$$I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_3 \omega_1 = -3n^2 (I_1 - I_3) \cos \phi \sin \theta \cos \theta \quad (4.2b)$$

$$I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2 - \omega_1 H_0 = -3n^2 (I_2 - I_1) \sin \phi \sin \theta \cos \theta \quad (4.2c)$$

$$\begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\sin \theta \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} - n \begin{bmatrix} \cos \theta \sin \psi \\ \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \\ \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \end{bmatrix} \quad (4.2d)$$

Yukarıda görüldüğü gibi, kinematik denklemler iki model için de aynıdır. Burada, $\vec{\omega} \equiv \vec{\omega}^{B/N}$ denklği geçerlidir ve H_0 momentum tekerleğinin açışal momentumudur.

Benzetimler için kullanılacak doğrusal olmayan denklemlerin elde edilmesi amacıyla, (4.1d) ya da (4.2d)'deki denklemlerin zamana göre türevleri alınır ve ardından (4.1a-c) ve (4.2a-c)'de yerine konur. Ardından her iki modele ait dinamik denklemler, sol tarafta Euler açıların ikinci mertebeden zaman türevleri yalnız kalacak şekilde düzenlenir. Birinci model için elde edilen ikinci mertebeden diferansiyel denklem takımı aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} \ddot{\phi} &= \cos \theta \dot{\theta} \dot{\psi} + \sin \theta \ddot{\psi} + n \cos \theta \cos \psi \ddot{\psi} - n \sin \theta \dot{\theta} \sin \psi \\ &\quad + k_1 \omega_2 \omega_3 - 3n^2 k_1 C_1 \end{aligned} \quad (4.3a)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{1}{\cos \phi} \begin{pmatrix} \sin \phi \dot{\phi} \ddot{\theta} - \cos \phi \dot{\phi} \cos \theta \dot{\psi} + \sin \phi \sin \theta \dot{\theta} \dot{\psi} \\ - \sin \phi \cos \theta \ddot{\psi} + n \cos \phi \dot{\phi} \sin \theta \sin \psi \\ + n \sin \phi \cos \theta \dot{\theta} \sin \psi + n \sin \phi \sin \theta \cos \psi \dot{\psi} \\ - n \sin \phi \dot{\phi} \cos \psi - n \cos \phi \sin \psi \dot{\psi} \\ + k_2 \omega_3 \omega_1 - 3n^2 k_2 C_2 \end{pmatrix} \quad (4.3b)$$

$$\ddot{\psi} = \frac{1}{\cos \phi \cos \theta} \begin{pmatrix} \cos \phi \dot{\phi} \ddot{\theta} + \sin \phi \ddot{\theta} + \sin \phi \dot{\phi} \cos \theta \dot{\psi} \\ + \cos \phi \sin \theta \dot{\theta} \dot{\psi} + n \cos \phi \cos \theta \dot{\theta} \sin \psi \\ + n \cos \phi \sin \theta \cos \psi \dot{\psi} - n \sin \phi \dot{\phi} \sin \theta \sin \psi \\ - n \cos \phi \dot{\phi} - n \cos \phi \dot{\phi} \cos \psi \\ + n \sin \phi \sin \psi \dot{\psi} + k_3 \omega_1 \omega_2 - 3n^2 k_3 C_3 \end{pmatrix} \quad (4.3c)$$

İkinci modeli betimleyen denklem takımı ise şöyledir.

$$\ddot{\phi} = \cos \theta \dot{\theta} \dot{\psi} + \sin \theta \ddot{\psi} + n \cos \theta \cos \psi \dot{\psi} - n \sin \theta \dot{\theta} \sin \psi \\ + k_1 \omega_2 \omega_3 - \frac{\omega_3 H_0}{I_1} - 3n^2 k_1 C_1 \quad (4.4a)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{1}{\cos \phi} \begin{pmatrix} \sin \phi \dot{\phi} \ddot{\theta} - \cos \phi \dot{\phi} \cos \theta \dot{\psi} + \sin \phi \sin \theta \dot{\theta} \dot{\psi} \\ - \sin \phi \cos \theta \ddot{\psi} + n \cos \phi \dot{\phi} \sin \theta \sin \psi \\ + n \sin \phi \cos \theta \dot{\theta} \sin \psi + n \sin \phi \sin \theta \cos \psi \dot{\psi} \\ - n \sin \phi \dot{\phi} \cos \psi - n \cos \phi \sin \psi \dot{\psi} \\ + k_2 \omega_3 \omega_1 - 3n^2 k_2 C_2 \end{pmatrix} \quad (4.4b)$$

$$\ddot{\psi} = \frac{1}{\cos \phi \cos \theta} \begin{pmatrix} \cos \phi \dot{\phi} \ddot{\theta} + \sin \phi \ddot{\theta} + \sin \phi \dot{\phi} \cos \theta \dot{\psi} \\ + \cos \phi \sin \theta \dot{\theta} \dot{\psi} + n \cos \phi \cos \theta \dot{\theta} \sin \psi \\ + n \cos \phi \sin \theta \cos \psi \dot{\psi} - n \sin \phi \dot{\phi} \sin \theta \sin \psi \\ - n \cos \phi \dot{\phi} - n \cos \phi \dot{\phi} \cos \psi \\ + n \sin \phi \sin \psi \dot{\psi} + k_3 \omega_1 \omega_2 + \frac{\omega_1 H_0}{I_3} - 3n^2 k_3 C_3 \end{pmatrix} \quad (4.4c)$$

(4.3) ve (4.4)'de,

$$k_1 = \frac{I_2 - I_3}{I_1}, \quad k_2 = \frac{I_3 - I_1}{I_2}, \quad k_3 = \frac{I_1 - I_2}{I_3}$$

eylemsizlik momenti oranları ve

$$C_1 \equiv \sin \phi \cos \phi \cos^2 \theta$$

$$C_2 \equiv -\cos \phi \sin \theta \cos \theta$$

$$C_3 \equiv -\sin \phi \sin \theta \cos \theta$$

olarak tanımlı kısaltmalardır.

4.2 Uydu Modelleri

Ele alınan iki küçük uydu modeli, eylemsizlik momentleri I_i , düşük irtifalı yörüngedeki açısal dönme hızı (ortalama hareketi) n , periyodu T ve ikinci model için söz konusu olan momentum tekerleğinin açısal momentumu H_0 ile tanımlanır.

4.2.1 Birinci model

Birinci model, yarıçapı 6764,44 km'ye eşit olan dairesel bir yörüngedeki bir nanouydudur [32]. Yönelmesi asal eksenlere yerleştirilmiş üç manyetik burucu kullanılarak kontrol edilen bu uyduda tepki ve momentum tekerleği bulunmamaktadır, dolayısıyla açık-çevrim dinamikleri (4.1) ya da (4.3) denklem takımları ile incelenebilir.

$$I_1; I_2; I_3 = 1,1 ; 1,0 ; 1,2 \text{ kgm}^2$$

$$n = 1.13488 \times 10^{-3} \text{ rad/sn} \quad (4.5)$$

$$T = 2\pi / n = 92,27 \text{ dak} = 5536,2 \text{ sn}$$

Birinci küçük uydu modelinin eylemsizlik momenti oranları

$$k_1 = -0,1818 ; k_2 = 0,1 ; k_3 = 0,0833 \quad (4.6)$$

olarak hesaplanmıştır. [83] veya [84]'teki eylemsizlik momenti oranları ile ilgili tanımlama ve şekillerden yararlanılarak, bu modelin yunuslama kararlılığından yoksun, dolayısıyla kütle-çekimsel olarak kararsız olduğu sonucuna varılır.

4.2.2 İkinci model

İkinci model, yönelme kontrolü için yunuslama momentum tekerleği ve manyetik eyleyiciler kullanılan uydulara bir örnektir. HAUSAT-2 adlı mikro/nanouyduya ait olan bu model [85] ile [86] nolu kaynaklarda tanımlanmıştır. Güneş'e eşzamanlı ve 650 km irtifalı dairesel bir yörüngeye sahiptir. Açık-çevrim dinamikleri (4.2) veya (4.4) denklem takımları ile incelenecektir.

$$\begin{aligned} I_1; I_2; I_3 &= 0,3078 ; 0,2865 ; 0,2747 \text{ kgm}^2 \\ n &= 1,07324 \times 10^{-3} \text{ rad/sn} \\ T &= 2\pi / n = 97,57 \text{ dak} = 5854,2 \text{ sn} \\ H_0 &= 0,09163 \text{ kgm}^2/\text{sn} \end{aligned} \quad (4.7)$$

İkinci küçük uydu modelinin eylemsizlik momenti oranları ise

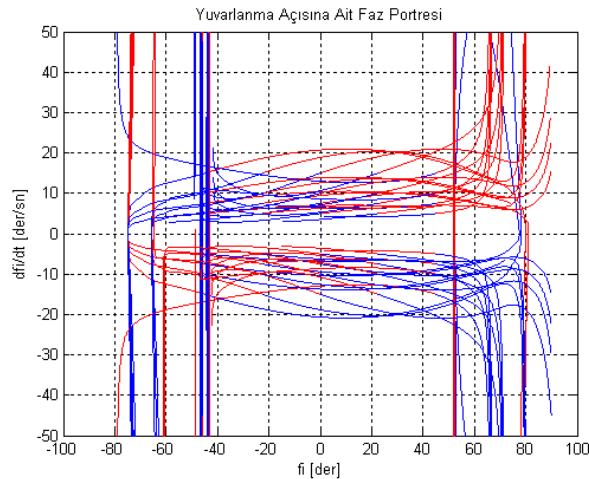
$$k_1 = 0,0383 ; k_2 = -0,1155 ; k_3 = 0,0775 \quad (4.8)$$

olarak bulunmuştur. Yuvarlanma/sapma kararlılığından yoksun olan bu model, kütle-çekimsel olarak kararsızdır.

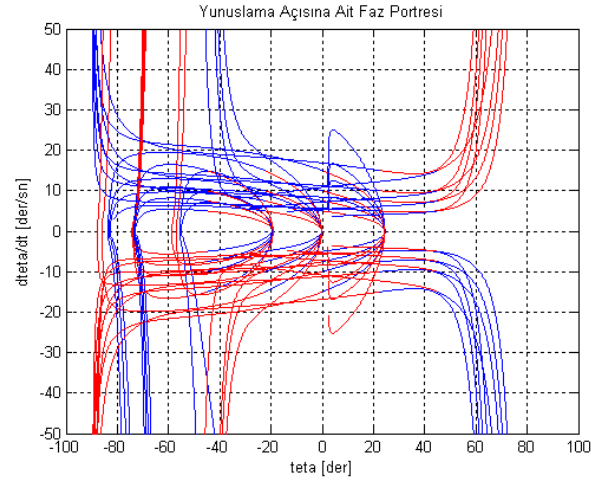
4.3 Faz Porteleri ve Poincaré Kesitleri

Açısal hareketin doğrusal olmayan dinamiği, öncelikle doğrusal olmayan inceleme araçları kullanılarak ele alınmıştır. İlk araç faz portresi oluşturma, ikincisi Poincaré kesiti almadır.

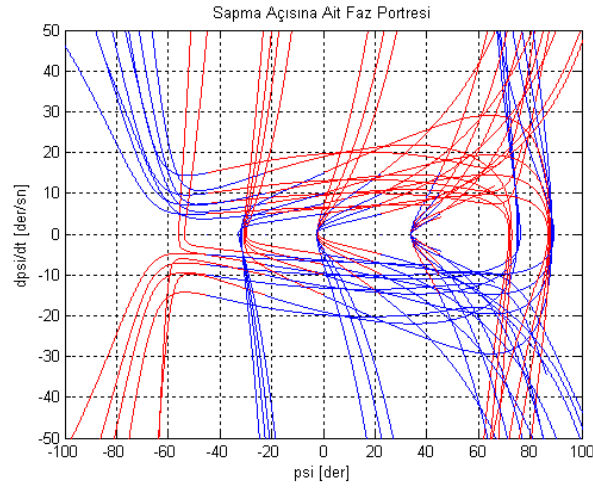
Birinci model için elde edilmiş olan faz portreleri Şekil 4.1-4'te sergilenmiştir.



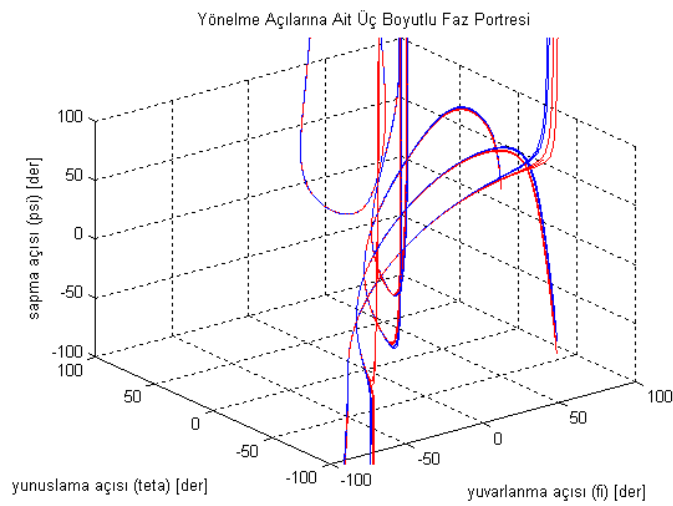
Şekil 4.1 : Birinci model için yuvarlanma açısına ait faz portresi.



Şekil 4.2 : Birinci model için yunuslama açısına ait faz portresi.



Şekil 4.3 : Birinci model için sapma açısına ait faz portresi.

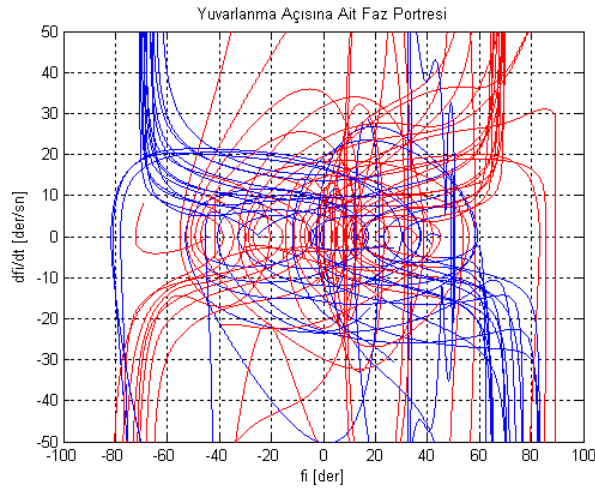


Şekil 4.4 : Birinci model için yönelme açılarına ait üç boyutlu faz portresi.

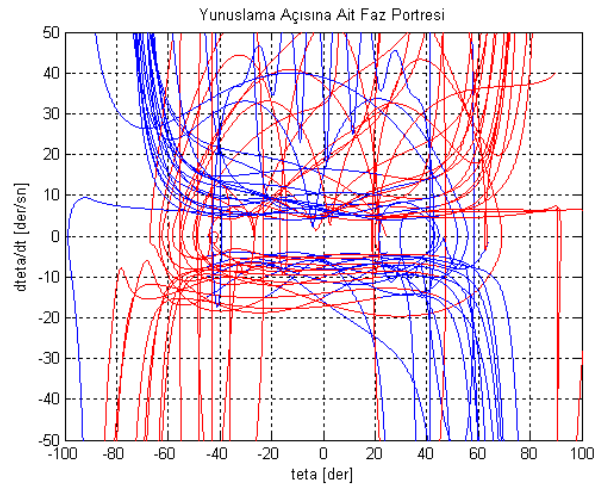
Bu portreler, MATLAB yazılımı ile yazılmış olan *DOYD_1.m* (bkz. EK A.1) ve *FP_1.m* programları kullanılarak çizdirilmiştir. Kırmızı eğriler zamanda ileriye, mavi eğriler zamanda geriye doğru gerçekleştirilen sayısal integralleme sonuçlarına karşılık gelmektedir.

Yönelme açısı eksenleri üzerinde bulunan, doğrusal olmayan dinamiğe özgü birden fazla denge noktası özellikle Şekil 4.2 ve 4.3'te görülebilir. Yörüngeler bu noktaların çevresinde bükülmektedir. Yuvarlanma dinamiğini betimleyen faz portresinde (bkz. Şekil 4.1), yörüngeler yatay eksen birbirlerinden ayrı bir şekilde düzlemin iki yanına yakın olarak kesmektedir. Tüm şekiller, yörüngelerin global olarak bir eğer (semer) noktası etrafındaki davranışı andıran portreler meydana getirdiğini aşikar olarak ortaya koymaktadır.

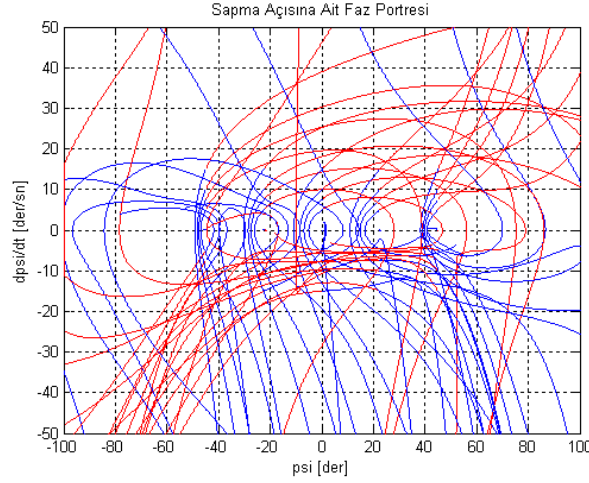
İkinci modele ait faz portreleri Şekil 4.5-8'de görülmektedir.



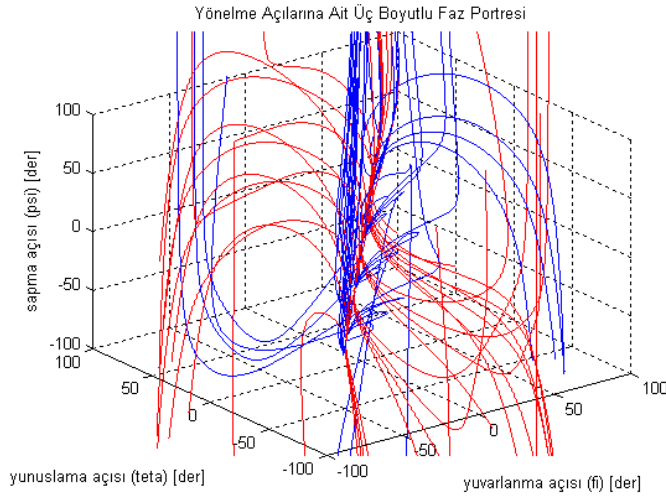
Şekil 4.5 : İkinci model için yuvarlanma açısına ait faz portresi.



Şekil 4.6 : İkinci model için yunuslama açısına ait faz portresi.



Şekil 4.7 : İkinci model için sapma açısına ait faz portresi.

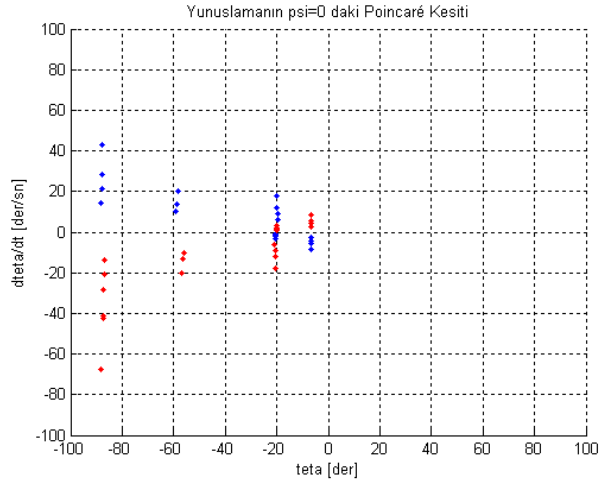


Şekil 4.8 : İkinci model için yönelme açılarına ait üç boyutlu faz portresi.

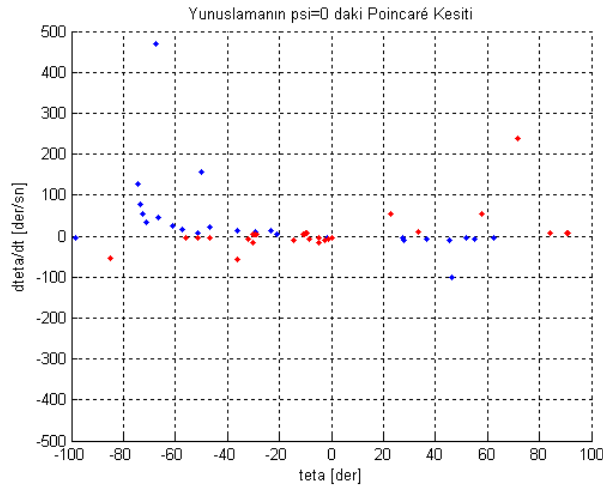
Bu portreler ise, *DOYD_2.m* (bkz. EK A.2) ve *FP_2.m* programları kullanılarak elde edilmiştir.

Son dört şekil Şekil 4.1-4 ile karşılaştırılırsa, yunuslama momentum tekerleğinin dinamiklere olan etkisi gözlemlenebilir. Birinci model için çizdirilen yörüngeler faz düzlemindeki çekici yolları (attracting paths) takip ederken, ikinci model için elde edilenler denge noktaları civarından saçılmaktadır. Ayrıca, EYÖMY'nin, Euler açısı eksenleri boyunca kayarak kendini tekrarlayan bir davranışa yol açtığı ifade edilebilir. İki model arasındaki fark, üç boyutlu faz portrelerinde daha belirgindir. Birinci modele ait olan portre yörüngelerin nasıl düşey, köşegenel düzleme yakın belli hatlar oluşturduğunu, ikinci modele ait olan ise nasıl bu düzlemde ayrılarak faz hacmini kapladığını ortaya koymaktadır.

Her iki uydu modeli için alınmış olan Poincaré kesitlerine birer örnek Şekil 4.9 ve 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.9 : Birinci model için yunuslama açısının $\psi = 0^\circ$ düzlemindeki Poincaré kesiti.



Şekil 4.10 : İkinci model için yunuslama açısının $\psi = 0^\circ$ düzlemindeki Poincaré kesiti.

Poincaré kesitleri, sırası ile *DOYD_1.m* (bkz. EK A.1), *PK_1.m* ve *DOYD_2.m* (bkz. EK A.2), *PK_2.m* programları kullanılarak alınmıştır.

Yukarıdaki iki keside bakıldığında, tekerleğin açısal momentumunun doğrusal olmayan dinamikler üzerindeki baskınlığı sayesinde EYÖMY'nin sistemin doğrusal olmama özelliğini azalttığı söylenebilir. Birinci modele ait kesitteki noktalar bazı yönelme açısı değerlerindeki düşey hatlarda konumlanmıştır ki bunlar, doğrusal olmayan dinamikteki düzenli hareket kalıbını temsil eden adalar olarak değerlendirilebilir. İkinci modele ait kesit faz düzlemindeki çeşitli konumlara dağılmış noktalardan oluşmaktadır, yani doğrusal olmayan davranışa karşılık gelen ada-benzeri yapılar ortadan kalkmıştır.

4.4 Zaman Cevapları

Bu alt bölümde, uydu modellerini betimleyen doğrusal olmayan dinamikler zaman cevapları çizdirilerek karşılaştırılmıştır.

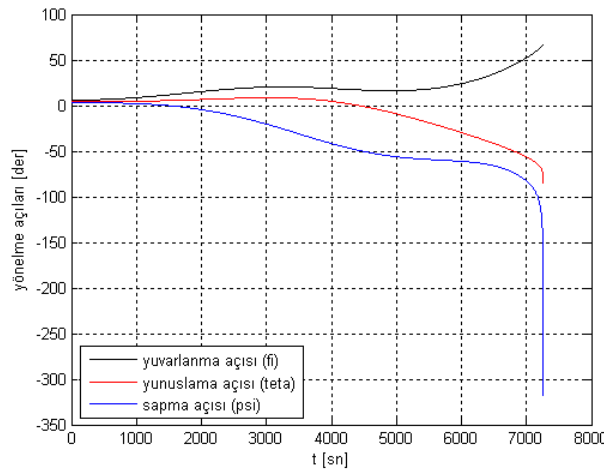
Durum vektörü

$$\vec{x} = [\phi \quad \dot{\phi} \quad \theta \quad \dot{\theta} \quad \psi \quad \dot{\psi}]^T \quad (4.9)$$

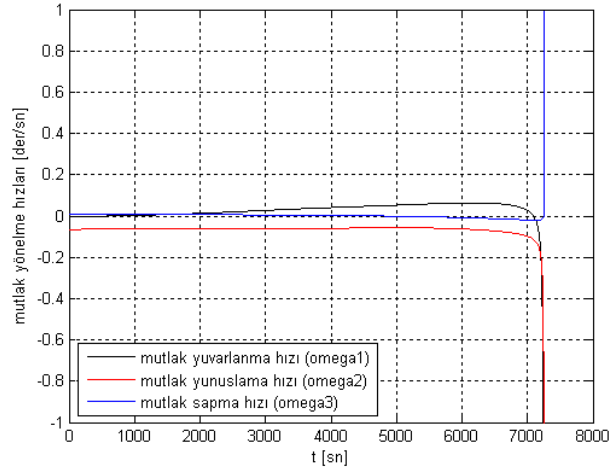
için başlangıç koşulu (4.10)'da verilmiştir.

$$\vec{x}(0) = [6^\circ \quad 0^\circ/\text{sn} \quad 4^\circ \quad 0^\circ/\text{sn} \quad 3^\circ \quad 0^\circ/\text{sn}]^T \quad (4.10)$$

Şekil 4.11 ve 4.12, birinci model için elde edilmiş olan zaman cevaplarını göstermektedir.



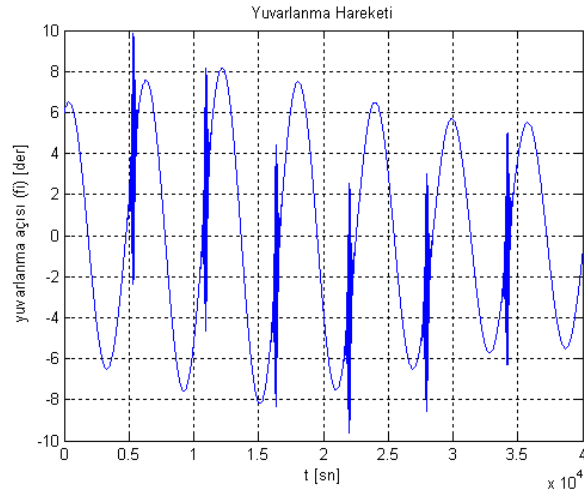
Şekil 4.11 : Birinci model için Euler açılarına ait zaman cevapları.



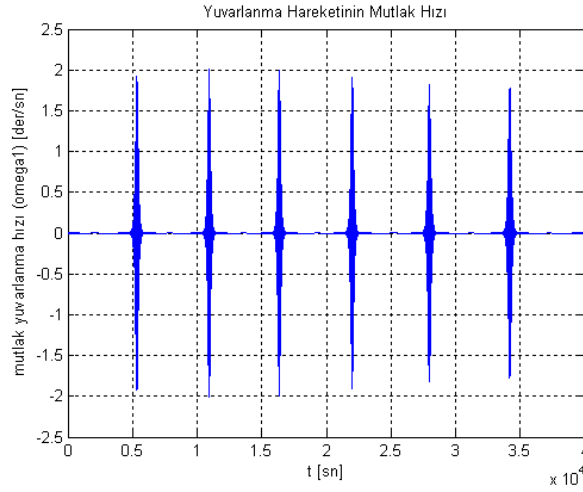
Şekil 4.12 : Birinci model için mutlak açısal hızlara ait zaman cevapları.

Bu cevaplar, *DOYD_1.m* (bkz. EK A.1) ve EK A.3'teki *Cozücu_DOYD_1.m* programları ile elde edilmiştir.

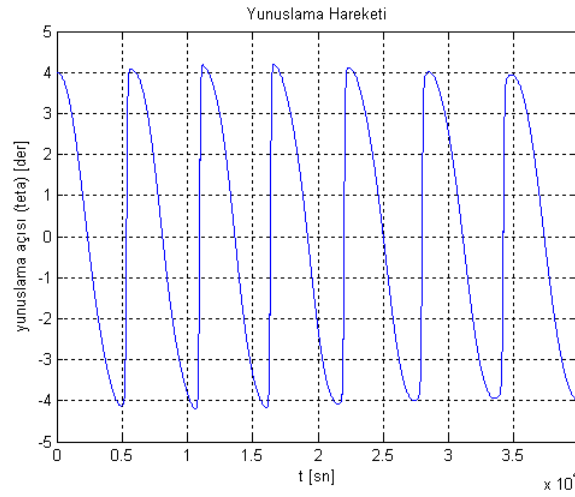
İkinci model için çizdirilen zaman cevapları ise, Şekil 4.13-18'te verilmiştir.



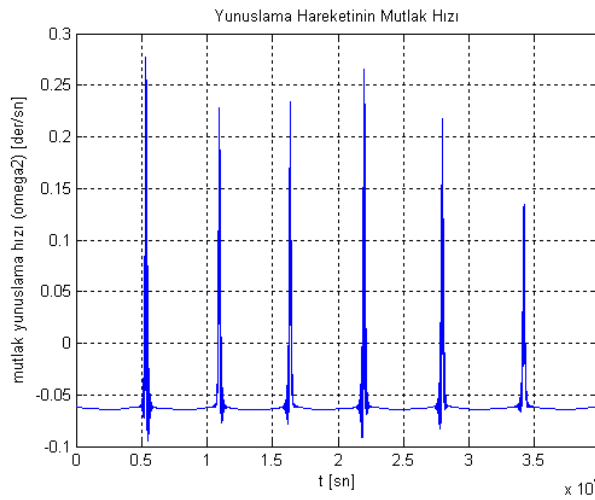
Şekil 4.13 : İkinci model için yuvarlanma hareketine ait zaman cevabı.



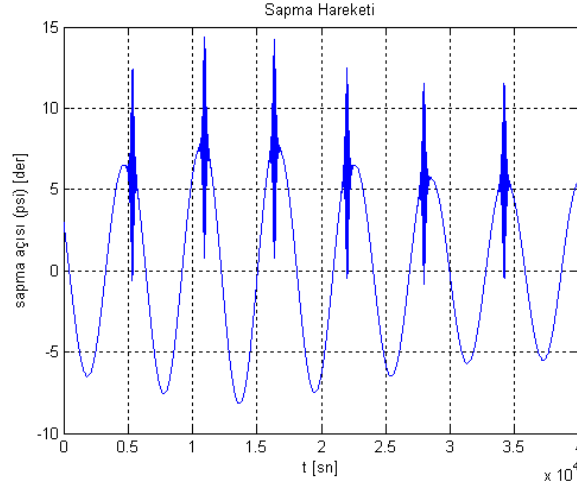
Şekil 4.14 : İkinci model için yuvarlanma hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.



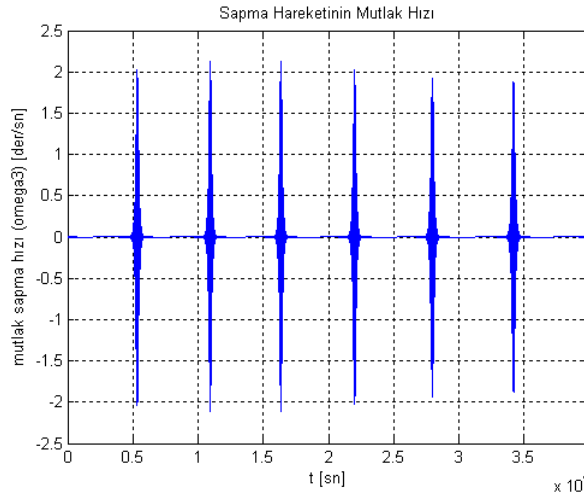
Şekil 4.15 : İkinci model için yunuslama hareketine ait zaman cevabı.



Şekil 4.16 : İkinci model için yunuslama hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.



Şekil 4.17 : İkinci model için sapma hareketine ait zaman cevabı.



Şekil 4.18 : İkinci model için sapma hareketinin mutlak hızına ait zaman cevabı.

Bu cevaplar ise, *DOYD_2.m* (bkz. EK A.2) ve EK A.4'te verilmiş olan *Cozucu_DOYD_2.m* programları kullanılarak alınmıştır.

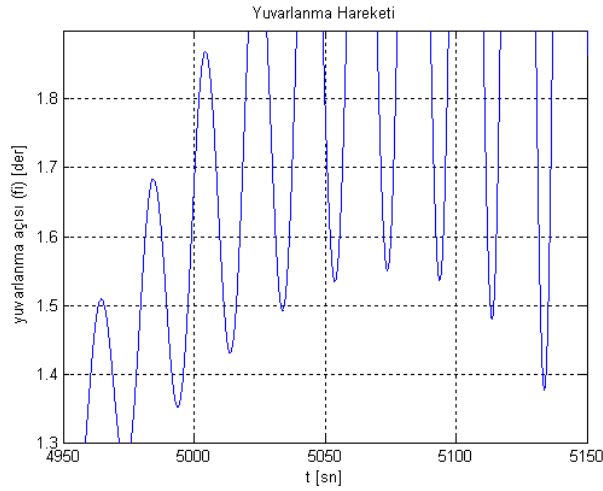
Birinci uydu modelinin kütle-çekimsel olarak kararsız olduğu, ıraksayan yönelme açısı ve mutlak açısal hız cevapları tarafından kanıtlanmıştır (bkz. Şekil 4.11 ve 4.12). Yunuslama momentum tekerleğinin kullanımı, doğrusal olmayan dinamiklere periyodiklik kazandırarak cevapları

$$\vec{x}^* = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T = \vec{0} \quad (4.11)$$

denge konumu etrafında salınır kılınmıştır (bkz. Şekil 4.13-18). Yunuslama açısı (bkz. Şekil 4.15) dışındaki Euler açılarının ve mutlak açısal hızların salınımı iki frekansa sahiptir ki, bu olgu [82] nolu kaynakta doğrusallaştırılmış yönelme dinamiği denklemleri kullanılarak gerçekleştirilmiş olan incelemenin sonuçlarında da gözlemlenmiştir. Düşük olan frekans ortalama harekete eşit iken, yüksek olan (4.12)’de hesaplanmış olan nütasyon frekansıdır.

$$f_n = \left[(H_0)^2 / (I_1 I_3) \right]^{1/2} = 0,31512 \text{ rad/sn} \quad (4.12)$$

Nütasyon salınımlarının genliği ortalama harekete eşit frekansla periyodik ve hızlı bir değişim sergilemektedir. [82]’deki doğrusal incelemenin sonuçlarında ise, bu genlik sabittir. Yuvarlanma hareketindeki yüksek frekanslı salınım Şekil 4.19’da daha iyi görülebilir.



Şekil 4.19 : İkinci model için yuvarlanma hareketindeki yüksek frekanslı salınım.

5. MODELLEMELER

Manyetik yönelme kontrolü probleminin ele alınması, yönelme dinamiğinin yanı sıra Dünya manyetik alanının modellenmesini gerektirir. Uzay aracının belli bir anda uzayda bulunduğu noktadaki manyetik alan, ancak aracın yörüngede o andaki konumu ve o anın hangi zamana karşılık geldiği biliniyorsa yaklaşık olarak hesaplanabilir. Yaklaşım için kullanılabilecek, değişen doğruluğa sahip çeşitli manyetik alan modelleri mevcuttur.

Bu durumda, uzay aracının yörüngesinin de modellenmesi gerektiği açıktır. Bozuntuların ne kadarının hesaba katıldığına bağlı olarak gerçeğe uygunluğu değişen bir yörünge ilerleticisi (orbit propagator) yazılarak, yörünge mekaniğini betimleyen diferansiyel denklemler belirtilen ilk konum ve zamandan başlanarak çözdürülebilir.

Uzay aracının uzaydaki konumu çeşitli koordinat sistemlerinde tanımlanabilir. Yazılan yörünge ilerleticisi, istenen zaman aralığına ait yörünge bilgisini bu eksen takımlarından belli birinde verir. Genellikle bu bilgi, kullanılan manyetik alan modeline başka bir eksen takımında tanımlı olarak girilebildiğinden, söz konusu bilginin dönüşümler aracılığıyla bu farklı koordinat sisteminde ifade edilmesi gerekir. Benzer şekilde, manyetik alan bilgisinin yörünge referans eksen takımı A 'da tanımlanması için de koordinat dönüşümlerine başvurulur.

Uzay aracının yönelme dinamiğini etkileyen çevresel bozuntu kaynaklı torkların modellenerek hesaba katılması, tasarlanan yönelme kontrol sisteminin başarımının gerçeğe daha uygun olarak sınanabilmesini sağlar.

Bu bölümde, tüm bu modellemeler adım adım gerçekleştirilecektir.

5.1 Koordinat Sistemleri ve Dönüşümleri

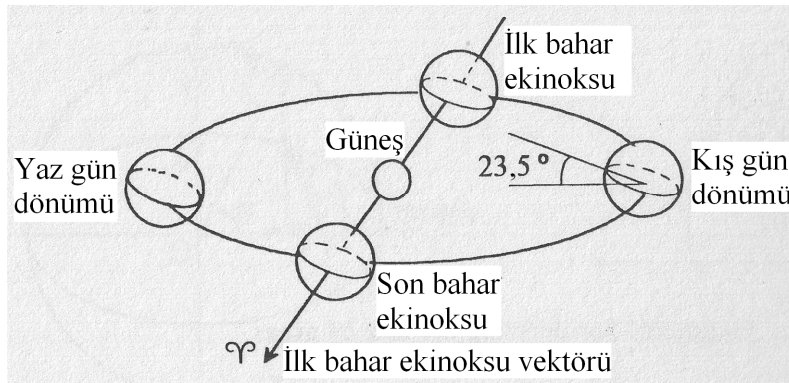
Öncelikle, eylemsiz Dünya merkezli (EDM), Dünya merkezli yörünge (DMY), Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC), yarıçap-enlem-boylam (YEB) ve yerel kuzey-doğu-ayak ucu (nadir) (YKDA) koordinat sistemleri tanımlanacaktır. Ardından, bu sistemler arasındaki karşılıklı koordinat dönüşümlerinin gerçekleştirilmesini sağlayan dönüşüm matrisleri oluşturulacaktır.

5.1.1 Uzay aracı konumunun koordinatları

Uzay aracının Dünya'nın yörüngesindeki koordinatları, yukarıda sayılmış olan beş farklı sistemde tanımlanabilir.

5.1.1.1 Eylemsiz Dünya merkezli koordinat sistemi

Uzayda Güneş sistemine göre sabit olan EDM koordinat sistemi, Dünya Güneş'in etrafında dairesel bir yörüngede ve bir yıl gibi uzun bir periyodla döndüğünden dolayı eylemsiz (Galileyan) olarak kabul edilmiştir. Orijini Dünya'nın kütle merkezinde çakılıdır ve z-ekseni Dünya'nın dönme eksenini ile çakışık olarak kuzeye yönelmiştir. Sisteme eylemsizlik özelliğini veren, x-ekseninin konumlanmasıdır. Dünya'nın yörünge düzlemi olan ekliptik düzlem ile ekvator düzlemi arasında yaklaşık $23^{\circ}27''$ lık bir açı vardır (bkz. Şekil 5.1).



Şekil 5.1 : Ekliptik ve ekvator düzlemleri, [87] den uyarlanmıştır.

Söz konusu iki düzlemin kesişim doğrusu, x-ekseninin doğrultusunu verir; yönü ise, kuzey yarımkürede yaşanan ilk baharın ilk gününde, yani ilk bahar ekinoksunda Güneş'i gösterecek şekildedir. Bu nedenle yukarıdaki şekilde görülen bu kesişim doğrusuna ilk bahar ekinoksu vektörü denir. y-ekseni, sağ el kuralına uygun olarak eksen takımını tamamlayan doğrultu ve yönde uzanır [87,88].

Koç Burcu'nun simgesi olan Υ ile gösterilen ilk bahar noktası, Güneş'in göksel ekvatoru güneyden kuzeye doğru giderken kestiği noktadır. Göksel ekvator, Dünya merkezli gök küresi ile ekvator düzleminin arakesiti olan dairedir [88].

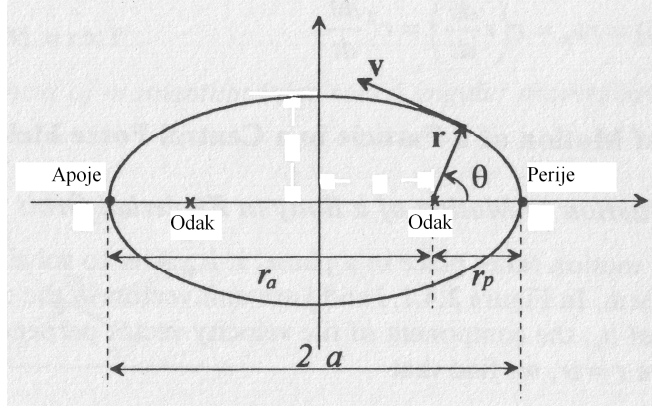
5.1.1.2 Dünya merkezli yörünge koordinat sistemi

Yörünge mekaniğinde, iki cisim sisteminin bağıl hareket denklemi ikinci mertebeden, doğrusal olmayan bir diferansiyel denklem olarak elde edilir [89].

$$\ddot{\vec{r}} + \frac{\mu}{r^3} \vec{r} = \vec{0} \quad (5.1)$$

Burada, $\vec{r}$ Dünya'nın kütle merkezinden uzay aracının kütle merkezine uzanan 3x1 boyutlu vektördür, dolayısıyla (5.1)'deki diferansiyel vektör denklemi üç serbestlik derecesine sahiptir. Denklem ikinci mertebeden olması nedeniyle, uzay aracının yörüngesinin uzayda kesin olarak belirlenebilmesi için denkleme ait üçü konum, üçü hız olmak üzere altı başlangıç koşulunun bilinmesi gerekir. Bu altı başlangıç koşulu, iki cisim probleminin altı integralleme sabitine (iki cisim hareketinin altı integraline) karşılık gelir. Yörüngeyi belirleyen sabitlere aynı zamanda yörünge elemanları adı verilir [90].

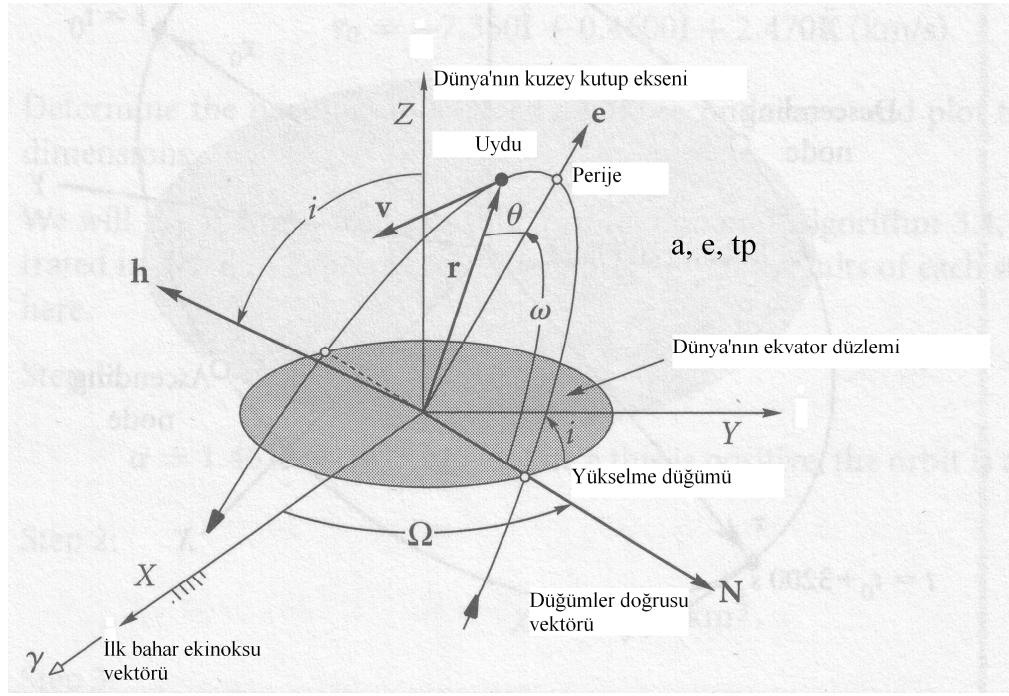
Bir yörüngenin düzlemde tanımlanabilmesi için iki vektörel niceliğe ihtiyaç vardır. İlki olan $\vec{h}$, yörünge düzlemine dik doğrultuda ve uzay aracının dönme yönüne göre sağ el kuralı ile belirlenen yönde uzanan birim kütle başına açısal momentumdur. İkincisi olan $\vec{e}$ ise, dışmerkezlilik sabitidir ve ele alınan problem için çekim merkezi olan Dünya'dan, yörünge üzerindeki Dünya'ya en yakın olan nokta olan perijeye doğrulmuştur. Yörüngenin yarı-büyük eksen uzunluğu a bu iki nicelik kullanılarak hesaplanabilir. a ve e , sırası ile yörüngenin boyut ve biçimini belirler. Uzay aracının yörüngedeki konumu ise, Dünya'nın merkezini perijeye bağlayan $\vec{r}_p$ vektöründen $\vec{r}$ vektörüne ölçülen açı olan gerçek anomali, θ ile ifade edilir. Bu açıdan, dışmerkezli anomali Ψ ; e ve Ψ 'den Kepler'in zaman denklemi çözülerek ortalama anomali M ; a ve M 'den de uzay aracının perijeden geçiş zamanı olan t_p 'den beri geçen zaman elde edilebilir. Şekil 5.2'de, örnek bir kapalı (Kepleryan) yörünge gösterilmiştir [91].



Şekil 5.2 : Eliptik yörünge, [92] den uyarlanmıştır.

Yörünge düzlemi uzayda üç Euler açısı ile kesin bir şekilde konumlandırılır. Üzerinde yükselme ve alçalma düğümleri bulunan düğümler doğrusu, yörünge düzlemi ile ekvator düzleminin kesiştiği doğrudur. Yükselme düğümü uzay aracının ekvator düzlemini güneyden kuzeye, alçalma düğümü ise kuzeyden güneye deldiği noktadır. Düğümler doğrusu vektörü $\vec{N}$ 'nin, Dünya'nın merkezinden yükselme düğümüne doğru yöneldiği kabul edilir. İlk Euler açısı, ilk bahar ekinoksu vektöründen düğümler doğrusu vektörüne ölçülen yükselme düğümünün sağdan yükselmesidir ve Ω ile gösterilir. İkincisi, ekvator ve yörünge düzlemleri arasında, $\vec{N}$ düğümler doğrusu vektörü etrafında sağ el kuralına uygun olarak ölçülür. Yatıklık açısı olarak adlandırılır ve simgesi i 'dir. Bu açı, aynı zamanda EDM koordinat sisteminin z-ekseninden yörüngedeki $\vec{h}$ vektörüne kadar olan açıdır. Sonuncu Euler açısı ise, EDM koordinat sistemine göre perije doğrultusunu vererek yörünge düzlemi içindeki konumlanmasını belirler. Perije argümanı denen bu açı ω ile temsil edilir ve $\vec{N}$ 'den $\vec{e}$ ya da $\vec{r}_p$ 'ye kadarki açıdır. Ω ile ω 0-360° aralığında değişirken, i 0-180° aralığında değişir [91].

İşte, a veya h veya n , e , θ veya M , Ω , i , ω altılısı klasik yörünge elemanlarını meydana getirir (bkz. Şekil 5.3).

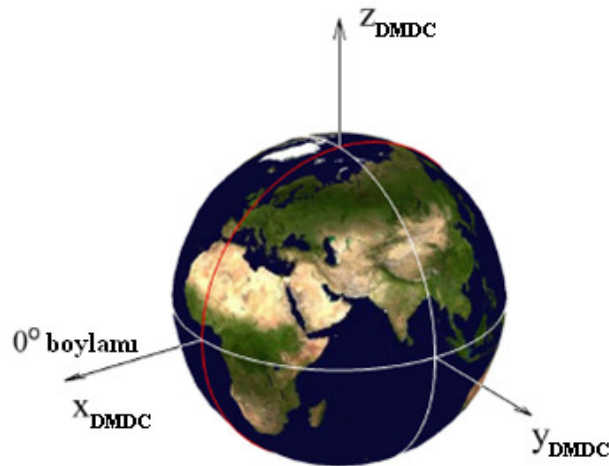


Şekil 5.3 : Klasik yörünge elemanları, [90,91] den uyarlanmıştır.

Bir uzay aracının DMY koordinat sisteminde tanımlı olması demek, konum vektörü $\vec{r}$ ve hız vektörü $\vec{v} \equiv \dot{\vec{r}}$ 'nin yanı sıra klasik yörünge elemanlarının bilinmesi demektir [87,90,91].

5.1.1.3 Dünya merkezli-Dünya'da çakılı koordinat sistemi

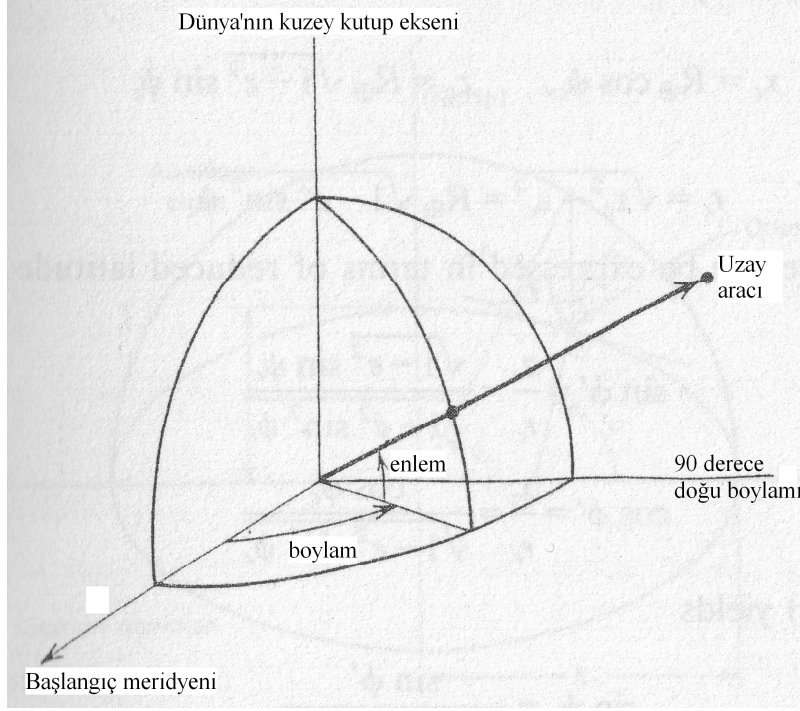
Şekil 5.4'te betimlenmiş olan DMDC koordinat sisteminin x-ekseni, Dünya'nın kütle merkezinden dışarıya doğru uzanarak başlangıç (Grinviç) meridyeni ile ekvatorun kesişim noktasından çıkar. z-ekseni, EDM koordinat sisteminin z-ekseni ile çakışıktır, dolayısıyla y-ekseni Dünya'nın yüzeyini 90° doğu boylamı ile ekvatorun kesişim noktasında deler [93].



Şekil 5.4 : DMDC koordinat sistemi, [93] ten uyarlanmıştır.

5.1.1.4 Yarıçap-enlem-boylam koordinat sistemi

Uzay aracının konum vektörüne denk olan yarıçap vektörünün boyu r ile bu vektörün Dünya yüzeyini kestiği noktanın enlem ve boylam değerleri, aracın konumunu YEB koordinat sisteminde tanımlar (bkz. Şekil 5.5) [94].



Şekil 5.5 : YEB koordinat sistemi, [94] ten uyarlanmıştır.

5.1.1.5 Yerel kuzey-doğu-ayak ucu koordinat sistemi

Orijini uzay aracının yörünge üzerinde bulunduğu noktada olan YKDA koordinat sisteminin ilk eksenini Dünya'nın coğrafi kuzeyine, ikincisi coğrafi doğusuna yönelmiştir, üçüncü eksen ise ayak ucu yönünde, yani yarıçap vektörünün zıt yönünde uzanır. Şekil 5.6, bu sistemi tasvir etmektedir [93].



Şekil 5.6 : YKDA koordinat sistemi, [93] ten uyarlanmıştır.

5.1.2 Koordinat sistemleri arası dönüşümler

Uzay aracının konum bilgisinin farklı koordinat sistemleri arasında aktarılması, bilgiyi içeren vektörlerin ilgili dönüşüm matrisleri ile soldan matris çarpımına tabi tutulması ile gerçekleştirilir.

5.1.2.1 DMY koordinat sisteminden EDM koordinat sistemine dönüşüm

Uzay aracının EDM koordinat sistemindeki konum vektörü ${}^{EDM}\vec{x}$ ve hız vektörü ${}^{EDM}\vec{v}$, sırası ile (5.3a) ve (5.3b)'deki matris işlemleri ile elde edilir. Sağ taraf vektörleri, r , klasik yörünge elemanları ve 95 nolu kaynakta çıkarılışı gösterilmiş olan Vis Viva denklemi ile

$$v = \sqrt{\mu \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)} \quad (5.2)$$

şeklinde hesaplanan uzay aracının hızı kullanılarak oluşturulur.

$${}^{EDM}\vec{x} = C^{EDM/DMY} \begin{bmatrix} r \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.3a)$$

$${}^{EDM}\vec{v} = C^{EDM/DMY} \begin{bmatrix} v_r \\ v_\theta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.3b)$$

Burada,

$$C^{EDM/DMY} = \begin{bmatrix} \cos(\omega + \theta) \cos \Omega - \sin(\omega + \theta) \sin \Omega \cos i & & \\ \cos(\omega + \theta) \sin \Omega + \sin(\omega + \theta) \cos \Omega \cos i & & \\ \sin(\omega + \theta) \sin \Omega & & \\ -\sin(\omega + \theta) \cos \Omega - \cos(\omega + \theta) \sin \Omega \cos i & \sin \Omega \sin i & \\ -\sin(\omega + \theta) \sin \Omega + \cos(\omega + \theta) \cos \Omega \cos i & -\cos \Omega \sin i & \\ \cos(\omega + \theta) \sin i & \cos i & \end{bmatrix} \quad (5.4a)$$

$$\gamma = \cos^{-1} \left[\sqrt{\mu a (1 - e^2)} / rv \right] \quad (5.4b)$$

$$v_r = v \sin \gamma \quad (5.4c)$$

$$v_{\theta} = v \cos \gamma \quad (5.4d)$$

olarak sırası ile 93 ve 96 nolu kaynaklardan uyarlanan dönüşüm matrisi, hız doğrultusu açısı (bkz. Şekil 5.2), yarıçap doğrultusundaki hız bileşeni ve gerçek anomali doğrultusundaki hız bileşeni tanımlanmıştır. Bu koordinat dönüşümü için, EK B.1'deki *DMY_EDM.m* adlı program yazılmıştır.

5.1.2.2 EDM koordinat sisteminden DMY koordinat sistemine dönüşüm

Uzay aracının konumunun yeniden DMY koordinat sisteminde tanımlanması için ${}^{EDM}\vec{x}$ ve $C^{DMY/EDM}$ aşağıdaki gibi kullanılır.

$$\begin{bmatrix} r \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = C^{DMY/EDM} {}^{EDM}\vec{x} \quad (5.5)$$

Ortonormal dönüşüm matrisi $C^{DMY/EDM}$, $C^{EDM/DMY}$ matrisinin transpozuna eşittir, çünkü ortonormal matrislerin tersi ile transpozu aynıdır. Uzay aracının hızı v ise, (5.2) aracılığı ile hesaplanabilir. Bu dönüşüm işlemleri, *EDM_DMY.m* programı ile gerçekleştirilmektedir (bkz. EK B.2).

5.1.2.3 EDM koordinat sisteminden DMDC koordinat sistemine dönüşüm

EDM koordinat sistemindeki konum bilgisinin DMDC koordinat sistemine aktarılması için, Dünya'nın kendi eksenini etrafındaki dönme hızı

$$\omega_D = 7,292 \times 10^{-5} \text{ rad/sn},$$

son ilk bahar ekinoksundan integrallemenin başlangıç anına kadar geçmiş olan epok zamanı t_{IE} , bu ekinoksun Griniç meridyeni üzerinde 12:00'da gerçekleşmemiş olmasından kaynaklanan zaman farkı f_{IE} ve integralleme süresi t 'den (5.6)'daki gibi oluşturulan

$$C^{DMDC/EDM} = \begin{bmatrix} \cos[\omega_D(t_{IE} + f_{IE} + t)] & -\sin[\omega_D(t_{IE} + f_{IE} + t)] & 0 \\ \sin[\omega_D(t_{IE} + f_{IE} + t)] & \cos[\omega_D(t_{IE} + f_{IE} + t)] & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

dönüşüm matrisinden yararlanılır [94].

$${}^{DMDC}\vec{x} = C^{DMDC/EDM} {}^{EDM}\vec{x} \quad (5.7)$$

${}^{DMDC}\vec{x}$, uzay aracının DMDC koordinat sistemindeki konum vektörüdür. İlgili program *EDM_DMDC.m* EK B.3'te görülebilir.

5.1.2.4 DMDC koordinat sisteminden EDM koordinat sistemine dönüşüm

(5.7)'deki matris çarpımından ${}^{EDM}\vec{x}$ çekilerek bu dönüşüm gerçekleştirilir.

$${}^{EDM}\vec{x} = C^{EDM/DMDC} {}^{DMDC}\vec{x} = \text{transpoz}\left(C^{DMDC/EDM}\right) {}^{DMDC}\vec{x} \quad (5.8)$$

EK B.4'teki *DMDC_EDM.m* programı bu dönüşümü sağlar.

5.1.2.5 DMDC koordinat sisteminden YEB koordinat sistemine dönüşüm

Uzay aracının konumuna ait yarıçap, enlem ve boylam değerleri, 3x1 boyutlu ${}^{DMDC}\vec{x}$ vektörünün bileşenlerinin doğrusal olmayan fonksiyonları olarak hesaplanır.

$$r = \left[{}^{DMDC}\vec{x}(1)^2 + {}^{DMDC}\vec{x}(2)^2 + {}^{DMDC}\vec{x}(3)^2 \right]^{1/2} \quad (5.9a)$$

$$\text{enlem} = \sin^{-1} \left[{}^{DMDC}\vec{x}(3)/r \right] \quad (5.9b)$$

$$\text{boylam} = \frac{{}^{DMDC}\vec{x}(2)}{|{}^{DMDC}\vec{x}(2)|} \cos^{-1} \left\{ {}^{DMDC}\vec{x}(1) / \left[{}^{DMDC}\vec{x}(1)^2 + {}^{DMDC}\vec{x}(2)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (5.9c)$$

Enlem -90-90° aralığında, boylam ise -180-180° aralığında değişir [94]. İlgili program *DMDC_YEB.m*'dir (bkz. EK B.5).

5.1.2.6 YEB koordinat sisteminden DMDC koordinat sistemine dönüşüm

5.1.2.5 nolu alt bölümdeki dönüşüm ters yöne doğru uygulanmak istendiğinde, yarıçap, enlem ve boylamın doğrusal olmayan fonksiyonları olan ${}^{DMDC}\vec{x}$ 'in bileşenleri elde edilir.

$${}^{DMDC}\vec{x}(1) = r \cos(\text{enlem}) \cos(\text{boylam}) \quad (5.10a)$$

$${}^{DMDC}\vec{x}(2) = r \cos(\text{enlem}) \sin(\text{boylam}) \quad (5.10b)$$

$${}^{DMDC}\vec{x}(3) = r \sin(\text{enlem}) \quad (5.10c)$$

Bu dönüşüm ise, EK B.6'daki *YEB_DMDC.m* programı ile gerçekleştirilir.

5.1.2.7 YKDA koordinat sisteminden DMDC koordinat sistemine dönüşüm

Bu dönüşüm için gerekli dönüşüm matrisinin oluşturulması için, hem uzay aracının YKDA koordinat sistemindeki konum vektörü ${}^{YKDA}\vec{x}$ 'in bileşenleri, hem de konuma ait yarıçap, enlem ve boylam değerleri kullanılır [93,94].

$$C^{DMDC/YKDA} = \begin{bmatrix} -\sin(\text{enlem}) \cos(\text{boylam}) \\ -\sin(\text{enlem}) \sin(\text{boylam}) \\ \cos(\text{enlem}) \\ -\sin(\text{boylam}) & -\cos(\text{enlem}) \cos(\text{boylam}) \\ \cos(\text{boylam}) & -\cos(\text{enlem}) \sin(\text{boylam}) \\ 0 & -\sin(\text{enlem}) \end{bmatrix} \quad (5.11)$$

Dönüşümün matris denklemi (5.12)'deki gibidir.

$${}^{DMDC}\vec{x} = C^{DMDC/YKDA} {}^{YKDA}\vec{x} \quad (5.12)$$

Bu dönüşümün hesaplamaları, *YKDA_DMDC.m* programı aracılığı ile bilgisayara yaptırılmaktadır (bkz. EK B.7).

5.1.2.8 DMDC koordinat sisteminden YKDA koordinat sistemine dönüşüm

(5.12)'deki matris çarpımından ${}^{YKDA}\vec{x}$ çekilir.

$${}^{YKDA}\vec{x} = C^{YKDA/DMDC} {}^{DMDC}\vec{x} = \text{transpoz} \left(C^{DMDC/YKDA} \right) {}^{DMDC}\vec{x} \quad (5.13)$$

Bu dönüşümü sağlayan program olan *DMDC_YKDA.m* EK B.8'de verilmiştir.

5.1.2.9 EDM koordinat sisteminden yörünge eksen takımına dönüşüm

EDM koordinat sisteminde tanımlı herhangi bir vektör olan ${}^{EDM}\vec{z}$ 'nin, 3. bölümde tanımlanmış olan yörünge referans eksen takımı A 'da ${}^A\vec{z}$ olarak ifade edilebilmesi için (5.14)'teki dönüşüm matrisi oluşturulmalıdır.

$$C^{A/EDM} = \begin{bmatrix} & \vec{c}_1^T & \\ \vec{c}_1(3)\vec{c}_3(2) - \vec{c}_1(2)\vec{c}_3(3) & \vec{c}_1(1)\vec{c}_3(3) - \vec{c}_1(3)\vec{c}_3(1) & \vec{c}_1(2)\vec{c}_3(1) - \vec{c}_1(1)\vec{c}_3(2) \\ & \vec{c}_3^T & \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

Burada,

$$\vec{c}_1 = \left[\begin{array}{c} EDM \vec{v} - \frac{\left(EDM \vec{x} \right)^T EDM \vec{v}}{r^2} EDM \vec{x} \end{array} \right] / v_\theta \quad (5.15a)$$

$$\vec{c}_3 = - EDM \vec{x} / r \quad (5.15b)$$

3x1 boyutlu vektörlerdir. $C^{A/EDM}$ aşağıdaki denklemde kullanılarak koordinat dönüşümü gerçekleştirilir.

$${}^A \vec{z} = C^{A/EDM} EDM \vec{z} \quad (5.16)$$

Yazılmış olan *EDM_A.m* programı bu dönüşümü sağlar (bkz. EK B.9).

5.1.2.10 Yörünge eksen takımından EDM koordinat sistemine dönüşüm

Aşağıdaki ilgili matris denklemi, (5.16)'dan elde edilmiştir.

$$EDM \vec{z} = C^{EDM/A} {}^A \vec{z} = \text{transpoz} \left(C^{A/EDM} \right) {}^A \vec{z} \quad (5.17)$$

Bu dönüşüm için EK B.10'daki *A_EDM.m* programı kullanılır.

5.2 Yörünge Modeli

Bu çalışmada, Kepleryan bir yörünge modeli kullanılmıştır. Bozuntu olarak Dünya'nın basıklığı hesaba katılmıştır. Bu olgunun etkisi, dinamiklere kütle-çekimsel pertürbasyon sabiti

$$J_2 = 1,08263 \times 10^{-3}$$

ile yansıtılır. EK B.11'de bulunan *Yorunge_Hesaplayici.m* adlı dosyada yazılı modele ait, yörünge mekaniğini tasvir eden iki adet ikinci mertebeden ve iki adet birinci mertebeden, doğrusal olmayan diferansiyel denklem (5.18)'de görülmektedir.

$$\ddot{r} = r\dot{\theta}^2 - \frac{\mu}{r^2} \quad (5.18a)$$

$$\ddot{\theta} = -2\frac{\dot{r}\dot{\theta}}{r} \quad (5.18b)$$

$$\dot{\omega} = -\frac{3}{2} \frac{(\mu^{1/2} J_2 R_D^2)}{\left[(1-e^2)^2 a^{7/2} \right]} \left(\frac{5}{2} \sin^2 i - 2 \right) \quad (5.18c)$$

$$\dot{\Omega} = -\frac{3}{2} \frac{(\mu^{1/2} J_2 R_D^2)}{\left[(1-e^2)^2 a^{7/2} \right]} \cos i \quad (5.18d)$$

97'den alınmış olan son iki denklemdeki $R_D = 6378$ km, Dünya'nın ekvatordaki yarıçapıdır.

5.3 Dünya Manyetik Alanı Modeli

İlgilenilen bir anda, Dünya'nın etrafındaki bir konumdaki manyetik alanı veren analitik modellerden en yaygın olarak kullanılanları küresel harmonik model ve eğik çift kutuplu modeldir. Dünya'nın manyetik alan vektörü, bir skalar potansiyel fonksiyon olan V 'nin negatif gradyanı olarak tanımlanabilir.

$$\vec{B} = -\vec{\nabla} V \quad (5.19a)$$

$$\begin{aligned} V &= V(r, \theta, \text{boylam}) \\ &= R_D \sum_{n=1}^k \left(\frac{R_D}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n \left[g_n^m \cos(m\text{boylam}) + h_n^m \sin(m\text{boylam}) \right] P_n^m(\theta) \end{aligned} \quad (5.19b)$$

(5.19b)'de, θ enlem 'i 90° 'ye tamamlayan açı, g_n^m ve h_n^m Gaussian katsayılar ve P_n^m n'yinci dereceden ve m'yinci mertebeden, sanki-normalleştirilmiş ilgili Legendre fonksiyonudur. k ise, derecenin üst sınırıdır. Görüldüğü gibi, V küresel harmonik bir seri olarak ifade edilmiştir.

Basit bir çift kutuplu model, Dünya'nın manyetik alanı için iyi bir yaklaşım sağlayabilir, fakat $\vec{B}$ (5.19b)'deki gibi küresel harmonik bir model ile gerçeğe daha uygun olarak modellenebilir. Bu çalışmada kullanılan Dünya manyetik alanı modeli de, küresel harmonik bir model olan IGRF'dir. Açılımı "International Geomagnetic Reference Field" olan bu model, IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) tarafından beşin katı olan yıllarda güncellenir ve izleyen beş yıl boyunca geçerlidir [32,98]. Son sürüm olan IGRF2005'i meydana getiren veri dökümü 99 nolu kaynaktan alınmıştır. Bu döküm, $k = 13$ için hazırlanmış ve son olarak 22 Mart 2005'te gözden geçirilmiş olan onuncu nesil Gaussyan katsayıları içermektedir. Bu katsayılar 2010 yılının başına kadar geçerlidir.

Öncelikle, onüçüncü derece ve mertebeden, onuncu nesil Gaussyan katsayıların 2005 yılına karşılık gelenlerinden oluşturulan *IGRF2005.txt* dosyasından, EK B.12'de verilmiş olan *Okuyucu.m* adlı program aracılığıyla *IGRF2005.mat* dosyası elde edilmiştir. Ardından EK B.13'teki *Normallestirici.m* programı ile, *IGRF2005.mat* dosyasının içeriği bir sanki-normalleştirmeye tabi tutulmuş ve sonuçlar *IGRF2005_normal.mat* adı ile saklanmıştır. 1 Ocak 2005'ten ilgilenilen ana kadar geçmiş olan zaman ile uzay aracının o andaki konumuna ait yarıçap, enlem ve boylam bilgisinin girildiği *Manyetik_Alan_Hesaplayici.m* adlı program, *IGRF2005_normal.mat*'ın içeriğini kullanarak Dünya merkezli küresel koordinat sistemi (KKS)'de tanımlı manyetik alan bileşenlerini hesaplar (bkz. EK B.14). EK B.15'de yer alan *Koordinat_Donusturucu.m* programı ise, *Manyetik_Alan_Hesaplayici.m*'nin sonuçlarına koordinat dönüşümü uygulayarak, manyetik alan bileşenlerini YKDA koordinat sisteminde ifade eder ve alan büyüklüğünü verir.

5.4 Yörünge İlerleticisi ve Manyetik Alan Hesaplayıcısı

Yukarıdaki üç alt bölümde elde edilmiş olanların bir arada kullanıldığı *Ilerletici.m* adlı bir program yazılmıştır (bkz. EK B.16).

Ilerletici.m programına, işlemler için gerekli sabitler girildikten sonra TLE (Two Line Elements) verisi yüklenir. NORAD (North American Aerospace Defense Command) satırları olarak da bilinen söz konusu veri satırı çiftleri, uyduların yörüngelerinin özelliklerine, yörüngedeki konumlarına ve hangi anda o konumda bulunduklarına dair bilgi içerir. Bu bilgi, radyo dalgaları ile periyodik olarak gerçekleştirilen ölçümlerden elde edilir ve işlenerek kamunun kullanımına sunulur [100,101].

Çalışmanın sonraki bölümünde sergilenecek olan yönelme kontrolü ile ilgili çalışmalarda, kullanılan uydu yönelme modeli için Orsted adlı uydunun yörüngesi kullanılmıştır, çünkü kontrolcü tasarımına temel oluşturan yaklaşım 19 nolu kaynaktaki mevcuttur. Söz konusu kaynaktaki, Orsted uydusunun çeşitli görev evreleri için farklı kontrolcüler tasarlanmıştır. Bu uyduya ait TLE verisi, 25 Şubat 2009 tarihinde 102 nolu kaynaktan alınmıştır. Aynı veriye 103'ten de ulaşılabilir. *ORSTED_TLE.txt* adlı dosyada saklanan iki veri satırı, EK B.17'de verilmiş olan *TLE_Okuyucu.m* programı kullanılarak okunur ve epok (başlangıç zamanı) olarak kabul edilen 1 Ocak 2000 tarihinden beri geçen zaman ile klasik yörünge elemanları i , Ω , e , ω , M , n program tarafından düzenlenerek *ORSTED_TLE.mat* adlı dosyaya yazılır.

ORSTED_TLE.mat dosyasının içeriği *Ilerletici.m* tarafından çalışma dizinine yüklendikten sonra, 5.2 nolu alt bölümde tanımlanmış olan yörünge modelini oluşturan diferansiyel denklemlere girilmesi gereken başlangıç koşulları hesaplanır. İlk olarak, kapalı çözümü olmayan, aşkın bir denklem olan Kepler'in zaman denklemi

$$M = \Psi - e \sin \Psi \quad (5.20)$$

aracılığı ile dışmerkezlilik sabiti e ve ortalama anomali M 'den, dışmerkezli anomali Ψ elde edilir. Bu hesaplama için, 104 nolu kaynaktaki ilgili yineleme algoritmasından yararlanılarak *eM_E.m* programı yazılmıştır (bkz. EK B.18). İkinci olarak, TLE'den elde edilmiş olan yörünge elemanları kullanılarak a ve θ aşağıdaki gibi bulunur.

$$a = \left(\frac{\mu}{n^2} \right)^{1/3} \quad (5.21a)$$

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left[\left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2} \tan \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right] \quad (5.21b)$$

Son olarak, integralleme başlangıç koşullarından eksik olan üçü hesaplanır.

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \theta} \quad (5.22a)$$

$$\dot{r} = \left[\frac{\mu}{a(1-e^2)} \right]^{1/2} e \sin \theta \quad (5.22b)$$

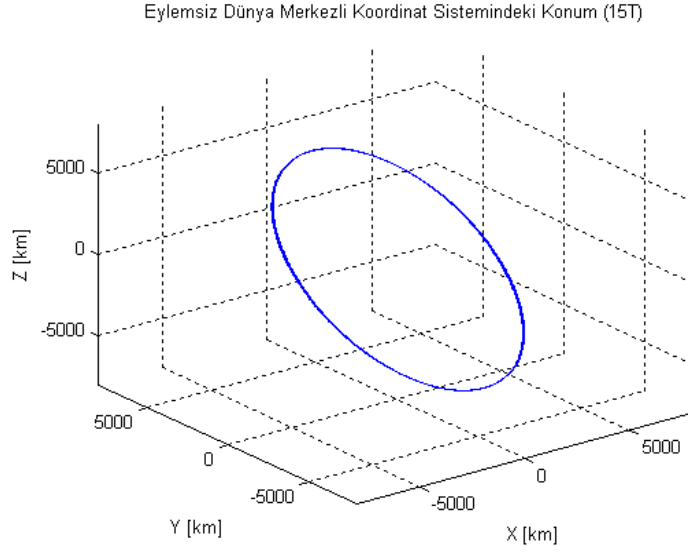
$$\dot{\theta} = \frac{\left[a\mu(1-e^2) \right]^{1/2}}{r^2} \quad (5.22c)$$

Böylece, r , $\dot{r}$, θ , $\dot{\theta}$, ω ve Ω niceliklerinin integrallemenin başlangıç anındaki değerleri elde edilmiş olur. İntegralleme zamanı yörünge çözücüsüne uydunun periyodu

$$T = \frac{2\pi}{n} \quad (5.23)$$

cinsinden girilir.

İntegralleme sonucunda, sonuç anındaki yörünge elemanları ve uydunun konumu r elde edilir. 5.1.2.1'deki dönüşüm uygulanarak EDM koordinat sistemindeki konum vektörü ${}^{EDM}\vec{x}$ ve hız vektörü ${}^{EDM}\vec{v}$ bulunur. Şekil 5.7'de, on beş periyot için hesaplanmış ${}^{EDM}\vec{x}$ görülmektedir.

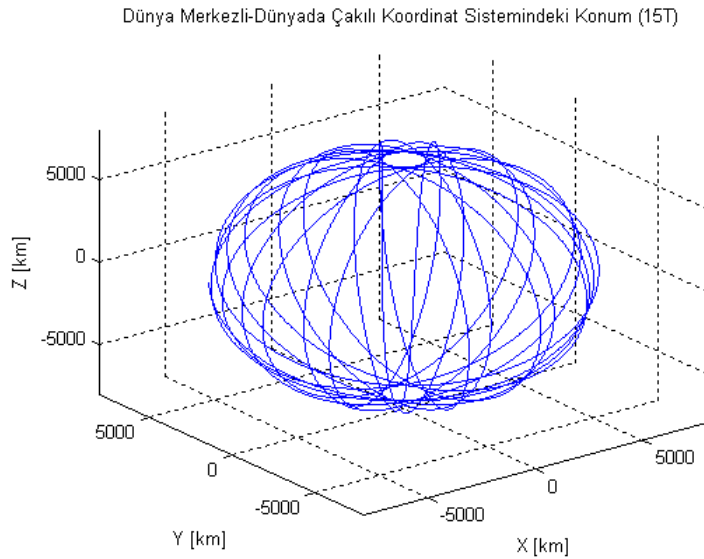


Şekil 5.7 : Uydunun EDM koordinat sistemindeki konumu (15T).

Uydunun DMDC koordinat sistemindeki konumu $^{DMDC}\vec{x}$, 5.1.2.3'te gösterildiği gibi elde edilir. TLE verisinin alındığı 25 Şubat 2009 tarihinden önceki son ilk bahar ekinoksu, 105 nolu kaynağa göre 20 Mart 2008 günü Grinviç zamanı ile 05:48'te gerçekleşmiştir, dolayısıyla epoktan beri 8 yıl, 79 gün, 5 saat ve 48 dakika geçmiştir. Öyleyse,

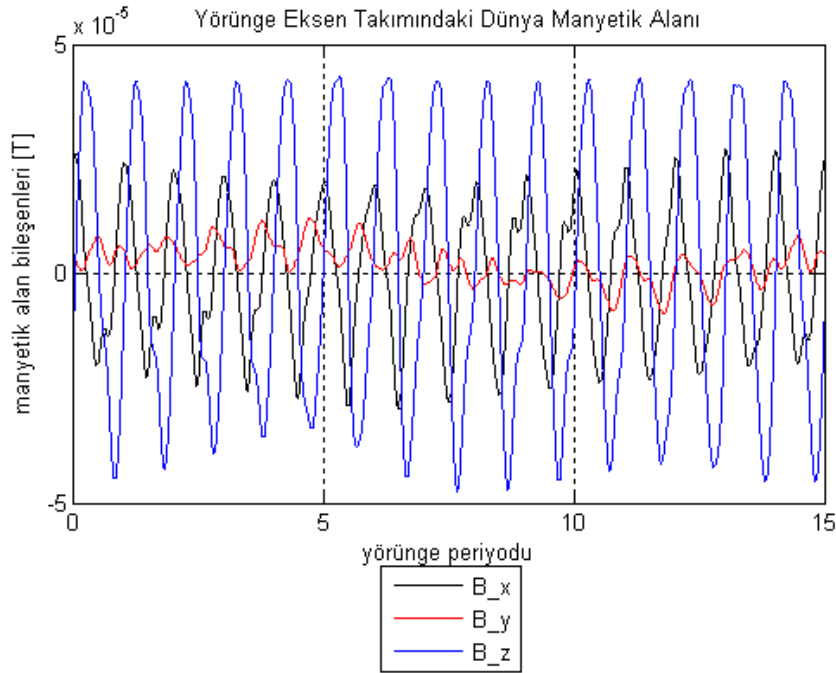
$$f_{IE} = 12 \cdot 60 \cdot 60 - (5 \cdot 60 + 48) \cdot 60 \quad (5.24)$$

hesabı yapılır. (5.24)'teki sonuç saniye cinsindendir. $^{DMDC}\vec{x}$, on beş periyot için Şekil 5.8'de sergilenmiştir.

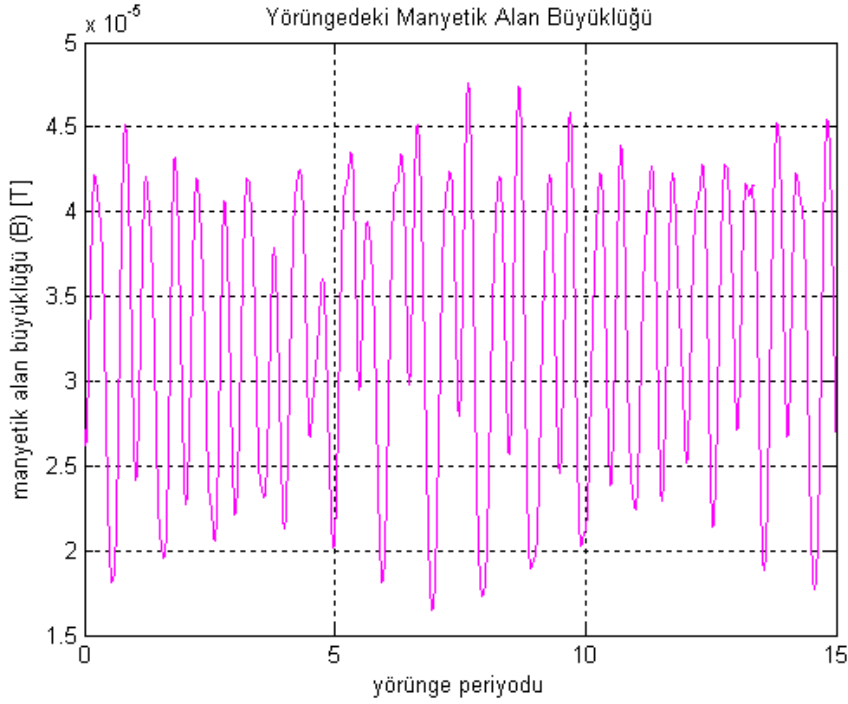


Şekil 5.8 : Uydunun DMDC koordinat sistemindeki konumu (15T).

Uydunun konumu manyetik alan hesaplayıcısına YEB koordinat sisteminde tanımlı olarak girilebilmektedir. Bu nedenle, 5.1.2.5'teki koordinat dönüşümünün uygulanması gerekmektedir. Ayrıca, yörünge çözücüsünün 1 Ocak 2000 olan epoğuna göre tanımlı zaman bilgisi, epoğu 1 Ocak 2005 olan manyetik alan hesaplayıcısına düzenlenerek ve gün cinsinden ifade edilerek girilmelidir. Çözücünden elde edilen KKS'de tanımlı Dünya'nın manyetik alanının bileşenleri, YKDA koordinat sisteminde ifade edilir ve her iki sistemdeki bileşenler manyetik alanın büyüklüğü ile birlikte *Manyetik_Alan.mat* adlı dosyada saklanır. Ardından sırası ile 5.1.2.7 ve 5.1.2.4'teki dönüşümlere tabi tutulan manyetik alan bileşenleri, son olarak, 5.1.2.2'de görülen dönüşüm sonucunda elde edilen r , v , γ nicelikleri ile ${}^{EDM}\vec{x}$ ve ${}^{EDM}\vec{v}$ vektörlerini 5.1.2.9'da betimlenen şekilde kullanan koordinat dönüşümü aracılığıyla yörünge referans eksen takımı A 'da tanımlanır. NanoTesla cinsinden elde edilen bileşenler, Tesla cinsinden ifade edilir ve alan büyüklüğü değeri, yörünge periyodu T ve integralleme süresi t ile birlikte *Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat* adlı dosyaya kaydedilir. Manyetik alanın A 'daki bileşenleri ve büyüklüğü çizdirilmiş ve sırası ile Şekil 5.9 ve 5.10'da sunulmuştur.



Şekil 5.9 : Yörünge eksen takımında tanımlı Dünya manyetik alanı.



Şekil 5.10 : Dünya manyetik alanının büyüklüğü.

5.5 Çevresel Bozuntu Torkları

45 nolu kaynakta, biri sabit, diğeri gerçekçi şekilde değişken iki farklı Dünya manyetik alanı modeli ele alınmış, gerçekçi olanın sabit olana göre daha yüksek bir yönelme kontrolü başarımı sağladığı ortaya konmuştur. Bu olgudan hareketle bu çalışmada, 5.3 nolu alt bölümde açıklanmış ve Şekil 5.9 ile 5.10’da sergilenmiş olan, gerçeğe oldukça uygun bir manyetik alan modeli kullanılmıştır.

48 nolu kaynakta, 45 nolu kaynakta tasarlanmış olan kontrolcü, biri sabit, diğeri harmonik olmak üzere, iki farklı bozuntu modelini kullanan durum kestirimcileri ile birleştirilmiştir. Sabit modele dayalı olarak elde edilen sonuçların, 45’teki bozuntusuz model ile elde edilenlerden dikkate değer derecede üstün olduğu gösterilmiştir. Harmonik modele dayalı çözüm ise, sabit modele dayalı çözümün sonuçlarını hafifçe iyileştirmiş, fakat aynı zamanda durum kestirimcisini

karmaşıktır. Bozuntuları hesaba katmak için sabit bir modelin yeterli olduğu 48’de görüldüğünden dolayı, bu çalışmada gerçeğe oldukça uygun, fakat karmaşık modellere başvurulmamıştır. Tasarlanan yönelme kontrol sisteminde durum kestirimcisi kullanılmamasından dolayı 48’deki zorlukla karşılaşmayacak olması, sisteme sokulacak olan çevresel bozuntu torkları için harmonik modelleri tercih edilebilir kılmalıdır. Aerodinamik sürüklenme, manyetik alan, Güneş radyasyonu ve kütle-çekim kuvveti olmak üzere dört etkenden kaynaklanan çevresel bozuntu torklarının tek bir bozuntu torku vektörü $\vec{T}_b$ olarak tanımlanması, bozuntu modelinin daha da basitleştirilmesini sağlayacaktır. Ele alınan problem için, kütle-çekim gradyanı torku 3. bölümde modellenmiş olduğundan, manyetik alan kaynaklı torklarsa kontrol torku olarak kullanıldığından dolayı, bozuntu torklarını sadece aerodinamik sürüklenme ve Güneş basıncı doğurmaktadır.

Basit, harmonik ve tümleşik bir çevresel bozuntu torku modeli (5.25)’te verilmiştir [46].

$$\vec{T}_b = \begin{bmatrix} T_b|_1 \\ T_b|_2 \\ T_b|_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_b [3 \cos(nt) + 1] \\ A_b [1,5 \sin(nt) + 3 \cos(nt)] \\ A_b [3 \sin(nt) + 1] \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

Bu bileşenler gövde referans eksen takımı B ’de tanımlıdır, yani uydunun asal eksenleri doğrultusunda etkimektedir.

Orsted uydusunun on beş periyotluk yörüngesi boyunca ortalama irtifası 740 km olarak hesaplanmıştır. Bu irtifa için bozuntu torklarının azami değerlerinin toplamı, 106 nolu kaynaktan $1,4 \times 10^{-5}$ Nm olarak bulunmuştur. 1986 yılında basılmış olan söz konusu kaynak kitaptaki bilgiler ortalama büyüklükteki uydular için geçerlidir. Aerodinamik sürüklenme ve Güneş radyasyonu kaynaklı torklar, uydunun yüzey alanı ile orantılı olan ilgili bozuntu kuvvetlerinin uydunun kenar uzunluğu ile orantılı moment kolu ile çarpılması yoluyla kestirilebilir. Küçük uydular ile ortalama büyüklükteki uyduların kenar uzunlukları arasında yaklaşık 1/10 civarında bir orantı

olduğu kabul edilebileceğinden, yüzey alanları arasında da 1/100'lük bir orantı bulunduğu var sayılabilir. Sonuç olarak, aranan değerin kitaptaki grafikten okunan değerin binde birine, yani $1,4 \times 10^{-8}$ Nm'ye eşit olduğu söylenebilir. Bununla birlikte, (5.25)'te görülen trigonometrik fonksiyonların birden büyük olan katsayıları dikkate alınarak, bozuntu fonksiyonunun genliğı A_b 'nin yaklaşık değeri $1,4 \times 10^{-8}$ Nm'nin dörtte biri, yani $3,5 \times 10^{-9}$ Nm olarak kabul edilmiştir.

6. ÜÇ EKSENDE MANYETİK YÖNELME KONTROLÜ

Uydular yörüngeye oturtulduktan sonra genellikle, üç Euler açısının da sıfıra eşit olduğu denge durumundan oldukça farklı bir yönelme durumuna sahip olurlar. Uyduların Dünya'ya yöneltirme probleminin yönelme edinimi evresine çözüm getirmek, ancak denge konumu civarı dışında geçerli olan doğrusal olmayan kontrol yasaları kullanılarak mümkün olur.

Bu bölüm, değişken yapıli bir kontrol yasası olan kayma kipli kontrolden yararlanılarak tasarlanan üç eksenli manyetik yönelme kontrol sistemleri ile bir üç eksenli manyetik PD kontrol sistemi ve bu sistemlerden elde edilen sonuçları içermektedir. Tasarlanan ilk salt manyetik kontrol sistemi, 19 nolu kaynahta önerilmiş olan kayma kipli kontrolcüyü kullanmaktadır. Bu kontrolcü, 1997'de yörüngeye oturtulmuş olan Danimarka'nın Orsted adlı, Dünya'nın manyetik alanını ölçmek ve Güneş rüzgarı plazması ile etkileşimini incelemekle görevli uydusunun yönelme kontrol sisteminde, açılal tamburlamanın giderilmesi amacıyla kullanılmıştır [22]. İkinci manyetik kayma kipli kontrol sistemi, söz konusu standart kontrolcünün zaman cevaplarını hızlandırmak amacıyla önerilmiş ve elde edilen sonuçlar ilkinden elde edilenlerle karşılaştırılmıştır. Üçüncü kayma kipli kontrol sistemi ise, 4. bölümde açık-çevrim yönelme dinamiklerine etkisi incelenmiş olan EYÖMY'nin üç eksenli standart manyetik kayma kipli kontrol sistemine uygulanması ile elde edilmiştir. Bu sistemden elde edilen sonuçlar, ilk sistemin verdikleri ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma ayrıca, her iki sisteme 5.5 nolu alt bölümde modellenmiş olan çevresel bozuntu torkları sokularak tekrarlanmıştır. Karşılaştırma sonuçları ışığında, yunuslama momentum tekerleğinin birincil eyleyici olarak kullanıldığı bazı geleneksel üç eksenli yönelme kontrolü uygulamalarında şimdiye dek ikincil konumda olan manyetik eyleyicilerin momentum tekerleği ile rolleri değiştirilerek tasarlanan sistemlerin kullanılabilirliği değerlendirilmiştir. Son olarak, bir üç eksenli manyetik PD kontrol sistemi tasarlanmış ve başarımı birinci ve ikinci kayma kipli kontrol sistemlerinin başarımları ile kıyaslanmıştır.

Tüm incelemelerde, ilk iki kayma kipli kontrol sistemi ile PD kontrol sistemine 4. bölümde birinci model olarak tanımlanmış olan manyetik uydu modeli, üçüncü kayma kipli kontrol sistemine ise 4. bölümdeki diğer model olan yunuslama momentum tekerleği destekli manyetik uydu modeli sokulmuştur.

6.1 Değişken Yapılı Kontrol

Geri beslemeli kontrol sistemlerinin inceleme ve tasarımında, kapalı-çevrim sistemin kararlılık ve gürbüzlüğü esas hususlardandır. Doğrusal olmayan sistemler ve dış bozuntu etkisindeki doğrusal ya da doğrusal olmayan sistemlerin kontrolü problemine yaklaşım yöntemlerinden biri, değişken yapılı kontroldür.

Parametre belirsizliğine sahip ve dış bozuntuya maruz, karmaşık, doğrusal olmayan veya yüksek mertebeden doğrusal açık-çevrim modeller için gürbüz kontrolcüler tasarlamada, kayma kipli kontrol yöntemi verimli bir yol olarak kabul edilmiştir. Değişken yapılı sistemler, geri beslemeli kontrol algoritmaları ile bir karar verme kuralının birleşimi olarak betimlenebilir. Anahtarlama fonksiyonu adı verilen karar verme kuralı giriş olarak ölçülebilir durumları alır, çıkışında ise doğrusal veya doğrusal olmayan geri beslemeli kontrolcüyü verir. Diğer bir deyişle, değişken yapılı bir sistem doğrusal ya da genellikle doğrusal olmayan alt sistemler ve uygun bir anahtarlama mantığından (fonksiyonundan) oluşur. Bu tür sistemler, çok yapılı sistemler olarak da anılır. Sonuçta ortaya çıkan kontrol etkisi, sistemin durumları, referans modelinin hataları, bozuntular, vb.'nin süreksiz bir fonksiyonudur. Değişken yapılı sistem özetle, bir dizi kayma (anahtarlama) yüzeyine erişme yoluyla yapısını değiştiren bir süreksiz kontrol etkisi ile temsil edilir. İyi bilinen röle (relay), açma-kapama (on-off) veya “bang-bang” regülatörler, kolayca uygulanabilirliği ve kontrol donanımına kazandırdıkları verimlilik dolayısıyla yaygın olarak kullanılan basit süreksiz kontrolcülerdir.

Değişken yapıli sistemlerin çoğunluğu için temel tasarım kavramı, sistemi kayma kipine zorlamaktır. Kayma kipi, bir esas çalışma kipidir. Uygulamada değişken yapıli sistemlerin tüm tasarım yöntemleri, kayma kiplerinin tasarlanarak devreye sokulmasına dayanır. Kayma kipli kontrolde değişken yapıli kontrolcü, sistem durumlarını anahtarlama yüzeyi civarına taşımak ve orada kalmasını sağlamak amacıyla tasarlanır. Bu sayede, kayma yüzeyine sonlu bir zaman aralığında erişilir ve kayma manifoldunda asimptotik kararlı kayma hareketi elde edilir. Kayma manifoldu, birden çok kayma yüzeyinin kesişim yeridir.

Kayma kipli kontrolün üstünlükleri şöyle sıralanabilir: gürbüzlük ya da açık-çevrim modelin parametrelerinin değişimine, dış bozuntulara, modelleme kaynaklı belirsizliklere, vb. düşük duyarlılık ki bu, kesin doğrulukla modelleme gereksinimini ortadan kaldırır; kolay uygulanabilirlik; sistem mertebesini düşürme özelliği; sürekli durum geri beslemeli yasalarla kararlılaştırılamayan doğrusal olmayan sistemleri kararlılaştırabilme; vb. Kayma kipli kontrol, sistemin genel hareketini bağımsız ve daha düşük boyutlu, kısmi bileşenlere ayırıştırmayı sağlayarak geri beslemeli kontrolcü tasarımını daha az karmaşık hale getirir.

Kayma kipli kontrolcülerin tasarım esasları, iki aşamalı bir sürece dayanır: 1) erişme evresi ve 2) kayma evresi. İki evre de kararlılık veya çekicilik kavramları ile ilişkilidir. İlkinde, kayma manifoldu $\vec{s}(t) = \vec{0}$ 'ın uygun seçimi yoluyla n-m mertebeli bir sistem için istenen dinamiklerin tasarımı ele alınır. İkincisinde, kayma kipini koruyacak bir kontrolcü tasarlanır, böylece istenen başarıml yakalanıp sürdürülebilir. Sistemi manifoldda kayma kipine zorlamak, m mertebeli bir sistemin kararlılaştırılma problemine eşdeğerdir. Birinci aşama çoğunlukla kayma manifoldunun tasarım problemi olarak anılırken, ikincisi kayma kipiinin mevcudiyet problemi olarak bilinir. $s\dot{s} < 0$, gelişigüzel başlangıç koşullarından harekete geçen sistem durumlarının sonlu bir sürede kayma manifoldu $\vec{s}(t) = \vec{0}$ 'a erişme koşuludur.

Kayma kipli kontrol etkileri süreksiz durum ya da çıkış fonkiyonları olduğundan, açma-kapama veya röle elemanları, güç dönüştürücüleri, pnömatik birimler, vb. geleneksel otomasyon aygıtları kullanılarak kolayca hayata geçirilebilir. Bu özelliklerinden ötürü değişken yapıli kontrol, kimyasal süreç kontrolü, uçak ve füze güdüm sistemleri, pnömatik ve hidrolik sistemler, zaman-gecikmeli sistemler, mekanik sistemler, robotik sistemler, elektrikli sürücüler, nükleer reaktörler, araç ve hareket kontrolü, vb. alanlardaki problemlere çözüm getirdiğı kanıtlanmış bir yaklaşımdır. Sonuç olarak, değişken yapıli sistemler kuramı gürbüz kararlılaştırma problemine birçok önemli katkıda bulunmuştur [107].

6.2 Manyetik Yönelme Kontrolü Problemi

Manyetik kontrol torku, 2. bölümde de gösterildiğı gibi, (6.1)'de görülen vektörel çarpımın sonucunda elde edilir.

$$\vec{T}_m = \vec{M} \times \vec{B} \quad (6.1)$$

Bu formüle göre, manyetik torkun daima yerel manyetik alan vektörüne dik düzlemde bulunacağı aşikardır, dolayısıyla hiçbir eyleme anında üç ekseninde kontrol torku üretilemez. Sonuçta, manyetik alan vektörüne koşut olan eyleneemeyen doğrultunun, uydunun gövde eksen takımında değil, yörünge eksen takımında tanımlı olarak döndüğü manyetik yönelme kontrolü problemi, eksik eyleneen bir kontrol problemidir. Eğer uydunun yörüngesi boyunca manyetik alan yeterince hızlı ve belirgin bir değişim sergiliyorsa, ani olarak eyleneemeyen doğrultu sürekli değişeceğinden kontrol edilebilirlik kazanılmakta ve problem mühendislik çözümüne kavuşmaktadır. Böyle bir manyetik alan değişimi, yatıklık açısı 90° civarında olan, yani kutupsala yakın yörüngeler üzerinde görölmektedir. Bu çalışmada kullanılan Orsted uydusunun yörüngesinin yatıklık açısı 96,5°'ye eşittir. 5.4 nolu alt bölümdeki Şekil 5.9 ve 5.10'da gösterilmiş olan manyetik alanın söz konusu yörüngedeki değişimi kontrol edilebilirliği sağlayacaktır. Bu yargıyı gelecek sayfalarda sunulacak olan sonuçlar doğrulamaktadır.

Manyetik yönelme kontrolü problemi, yörünge boyunca değişen manyetik alan vektörü dolayısıyla zamanla değişkendir. Bu zorluk, problemi karmaşıktırmakta ve çözüm için periyodik yöntemlere ya da ortalama alma yoluna başvurulmasına neden olmaktadır.

Dünya manyetik alanı özellikle IGRF modeli ile her ne kadar gerçeğe uygun olarak modellenebilse de, doğa her zaman modelleri hatalı kılabilmektedir. Diğer yandan, manyetik alan ölçümleri, algılayıcı hatası veya donanım etkileşimi kaynaklı gürültü içermektedir, dolayısıyla manyetik yönelme kontrolünün uygulanması bozuntulu bir süreçtir. Manyetik alanın modelindeki belirsizlik ile ölçümündeki bozuntu, manyetik yönelme kontrolü problemini zorlaştıran diğer etkenlerdir.

6.3 Doğrusal Olmayan Yönelme Dinamiği

3. bölümde (3.23) olarak verilmiş olan kuvaterniyonlar cinsinden kinematik diferansiyel matris denklemi, (6.2)'deki gibi bir vektörel ve bir skalar diferansiyel denklem olarak yazılabilir.

$$\dot{\vec{q}} = \frac{1}{2}(\vec{\omega}q_4 - \vec{\omega} \times \vec{q}) \quad (6.2a)$$

$$\dot{q}_4 = -\frac{1}{2}(\vec{\omega} \cdot \vec{q}) \quad (6.2b)$$

(3.38)'de ayrı ayrı olarak yazılmış olan yönelme dinamiğini betimleyen üç hareket denklemi, (6.3)'te vektörel bir diferansiyel denklem şeklinde ifade edilmiştir.

$$I\dot{\vec{\omega}}^{B/N} + \vec{\omega}^{B/N} \times I\vec{\omega}^{B/N} = \vec{T} \quad (6.3)$$

Mutlak açısal hız vektörünün zaman türevi çekilerek sol tarafta yalnız bırakılırsa,

$$\dot{\vec{\omega}}^{B/N} = I^{-1} \left[\vec{T} - \vec{\omega}^{B/N} \times I\vec{\omega}^{B/N} \right] \quad (6.4)$$

elde edilir. Matris denklemi (3.44) vektörel bir denklem olarak yazıldığında, kütle-çekim gradyanı torku $\vec{T}_{kç}$ için aşağıdaki eşitlik geçerli olur.

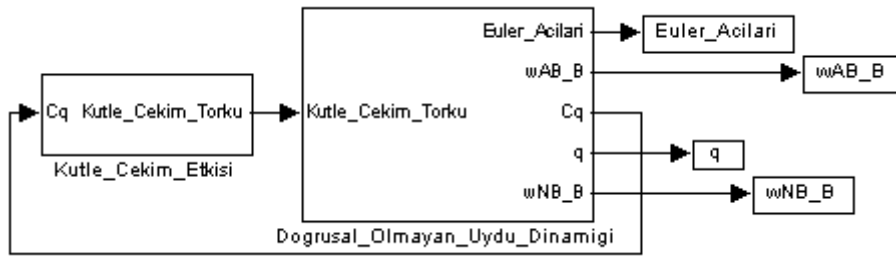
$$\vec{T}_{kç} = 3n^2 (\vec{a}_3 \times I\vec{a}_3) \quad (6.5)$$

3. bölümde gösterildiği gibi, $\vec{a}_3$ birim vektörü kuvaterniyonlar cinsinden

$$\vec{a}_3 = \begin{bmatrix} C_{13}^{B/A} \\ C_{23}^{B/A} \\ C_{33}^{B/A} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2(q_1q_3 - q_2q_4) \\ 2(q_2q_3 + q_4q_1) \\ 1 - 2(q_1^2 + q_2^2) \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

şeklinde tanımlıdır.

Açık-çevrim modelin benzetimi, MATLAB/Simulink yazılımı ile oluşturulmuş olan blok şeması kullanılarak gerçekleştirilmiştir (bkz. Şekil 6.1).



Şekil 6.1 : Açık-çevrim modelin blok şeması.

Model.mdl adlı yukarıdaki şemada betimlenmiş olan açık-çevrim dinamiklere sadece kütle-çekim gradyanı torku etki etmektedir, dolayısıyla (6.4)'teki $\vec{T}$ için

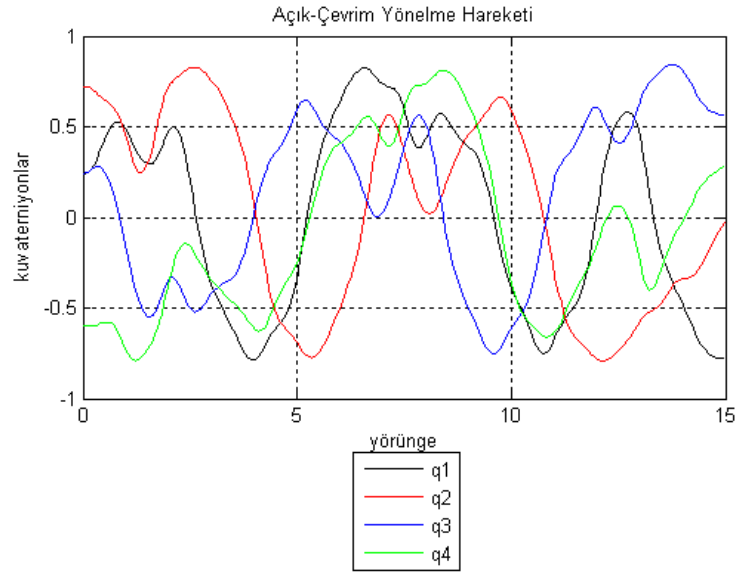
$$\vec{T} = \vec{T}_{kç} \quad (6.7)$$

eşitliği geçerlidir. *Doğrusal_Olmayan_Uydu_Dinamigi* adlı blok EK C.1a'da, bu bloğun içerdiği *Kinematikler* ve *Dinamikler* blokları sırası ile EK C.1b ve C.1c'de, *Kutle_Cekim_Etkisi* bloğu da EK C.1d'de görülebilir. *Kinematikler* adlı blokta üç gömülü MATLAB fonksiyonu kullanılmıştır. *Acisal_Hiz_Donusumu*, *Normallestirici* ve *Vektorel_Carpim* adlı fonksiyonlar sırası ile EK C.1e, C.1f ve C.1g'de verilmiştir. EK C.1h'de ise, *Kutle_Cekim_Etkisi* bloğunda yer alan *Secici1* fonksiyonu bulunmaktadır.

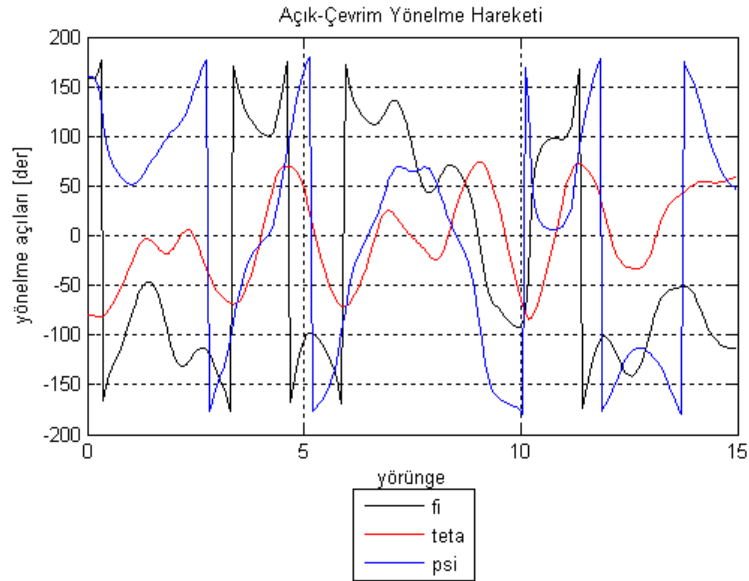
Kullanılan Orsted uydusuna ait yörüngenin periyodu yaklaşık olarak 5976 saniye, yani 99,6 dakikadır. Kullanılan kayıtlı manyetik alan verisi on beş periyot için elde edilmiş olduğundan, bu bölümdeki tüm benzetimlerde süre 89600 saniye olarak alınmıştır. 4. bölümde birinci model olarak tanımlanmış manyetik uydu modeli kullanılarak ve Euler açıları ve zaman türevlerine ait başlangıç değerleri

$$\begin{bmatrix} \phi & \dot{\phi} & \theta & \dot{\theta} & \psi & \dot{\psi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 160^\circ & 0^\circ/\text{sn} & -80^\circ & 0^\circ/\text{sn} & 160^\circ & 0^\circ/\text{sn} \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

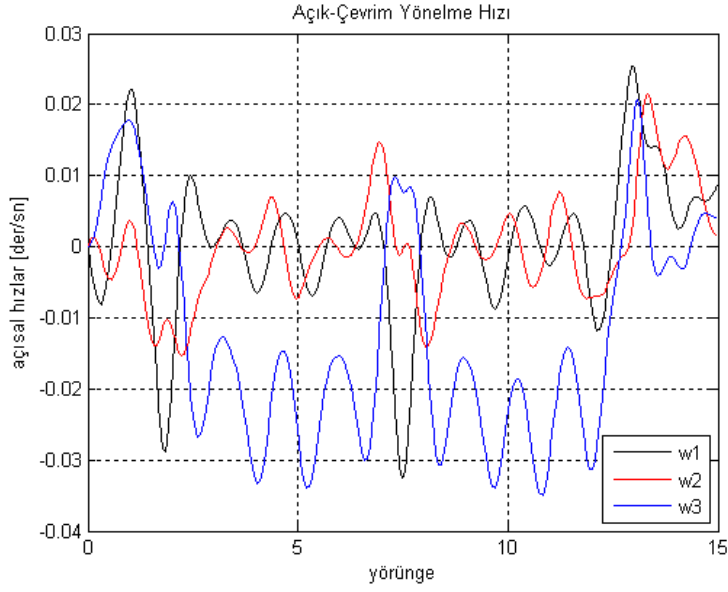
olarak seçilerek gerçekleştirilen açık-çevrim benzetimin sonucunda, Şekil 6.2, 6.3, 6.4 ve 6.5'teki zaman cevapları çizdirilebilir. Bunun için en başta, *Model.mdl* adlı Simulink modelinin çözüme başlayabilmesi için gerekli terimler, *Baslatıcı_Model.m* (bkz. EK C.1i) adlı program kullanılarak çalışma dizinine yüklenmelidir. Çözümün ardından grafikler, *Cizici_Model.m* (bkz. EK C.1j) programı ile oluşturulur.



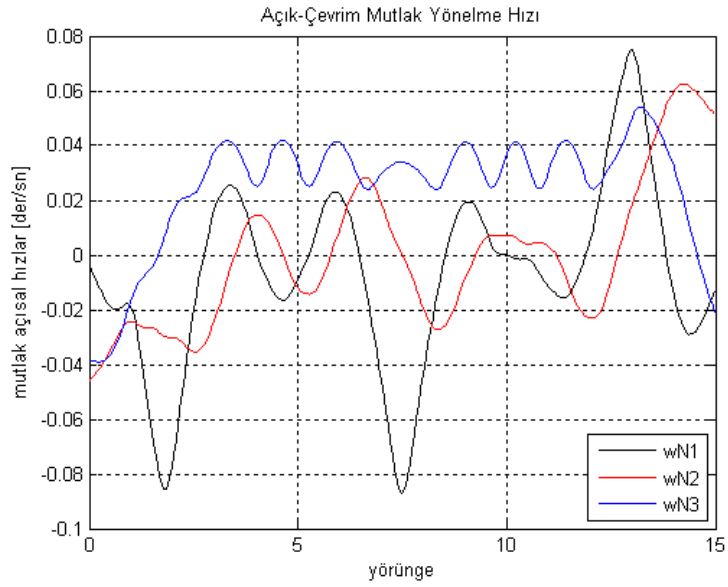
Şekil 6.2 : Kuvaterniyonların açık-çevrim zaman cevabı.



Şekil 6.3 : Yönelme açılarının açık-çevrim zaman cevabı.



Şekil 6.4 : Açısal hızların açık-çevrim zaman cevabı.



Şekil 6.5 : Mutlak açısal hızların açık-çevrim zaman cevabı.

Yukarıdaki dört şekilde sergilenmiş olan, sırası ile kuvaterniyonlar, yönelme açıları, açısal hızlar ve mutlak açısal hızlara ait denge değerlerine yakınsamayan davranış, birinci uydu modelinin kütle-çekimsel olarak kararsız olmasının sonucudur. Denge durumuna karşılık gelen kuvaterniyon değerleri şöyledir.

$$\begin{bmatrix} q_1^* & q_2^* & q_3^* & q_4^* \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}^T$$

6.4 Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü Tasarımı

Bu alt bölümde, öncelikle kayma kipli yönelme kontrolü problemi için optimal olan kayma yüzeylerinin nasıl belirlendiği gösterilecek, ardından eşdeğer kontrol vektörü elde edilecek ve son olarak nasıl bir erişme koşulu kullanıldığı belirtilecektir. Sonuçta elde edilecek olan kayma kipli kontrolcü, 19 nolu kaynakta önerilen ve 1. bölümde değinilmiş olan, manyetik yönelme kontrolü problemine özgü işlemlerden geçerek uygulanan halini alacaktır.

6.4.1 Optimal kayma yüzeylerinin belirlenmesi

Çok değişkenli sistemlerin kayma kipli kontrolü probleminde, kontrol girişi sayısına eşit sayıda kayma yüzeyi vardır. Durum vektörünün çizdiği yörünge, bu yüzeylerin kesişimindeki kayma manifoldunda bulunuyorsa, ideal kayma koşulları geçerlidir. İdeal kayma için, kontrol edilmesi gereken durumların sayısı azaltılabilir. İndirgenmiş sisteme ait durumların sayısı, ideal durumda problemin kısıtları olarak düşünülebilecek kayma yüzeylerinininkine eşittir.

Euler parametreleri olarak da bilinen kuvaterniyonlar kullanılarak tasvir edilen yönelme kontrolü probleminde ele alınan durumlar, q_1, q_2, q_3 'ü içeren 3x1 boyutlu kuvaterniyon vektörü ve Euler açılarının türevleri olan üç açısal hızdır. Skalar kuvaterniyon bileşeni q_4 hesaba katılan yedinci durum olsa da, ilk üç kuvaterniyona bağımlı olduğundan dolayı sistemin boyutunu artırmaz. Uydunun gövde eksenlerinde konumlu üç eyleyici üç bağımsız giriş sinyali üretebildiğinden, 6x1 olan sistemin boyutu 3x1'e indirgenmelidir. Eğer bağıl açısal hız vektörünün üç bileşeni, ideal kayma kabulü kullanılarak, aşağıdaki gibi kuvaterniyonlar cinsinden ifade edilebilirse, bu indirgeme gerçekleştirilebilir.

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}(\vec{q}, q_4) \quad (6.9)$$

İndirgemedeki kısıt olarak rol oynayan kayma yüzeylerinin belirlenmesi için, (6.10)'da görülen optimal kontrol probleminin çözülmesi gerekir.

$$J = \frac{1}{2} \int_{t_s}^{\infty} \left\{ \begin{bmatrix} \dot{\vec{q}} \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix}^T Q \begin{bmatrix} \dot{\vec{q}} \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix} + \vec{\omega}^T R \vec{\omega} \right\} dt \quad (6.10)$$

Burada, Q ve R simetrik ağırlık matrisleri ve t_s durum yörüngesinin kayma manifolduna varma zamanıdır. 22 nolu kaynakta belirtildiğine göre, ele alınan bu problem için kayma manifoldu altı boyutlu uzaydaki beş boyutlu bir düzlemdir.

$$\begin{bmatrix} \dot{\vec{q}} \\ \dot{q}_4 \end{bmatrix} = f(\vec{\omega}, \vec{q}, q_4) \quad (6.11)$$

şeklinde ifade edilmiş olan (6.2)'deki kinematik denklemler tarafından kısıtlanmış bu problemin çözümü için, başarımlı göstergesi J 'yi asgari kılan (6.9) bağıntısı biçimindeki kontrol yasası bulunmalıdır. Çözümün sonucunda, (6.12)'de verilmiş olan optimal kayma yüzeyleri elde edilir.

$$\vec{s} = \vec{\omega} + \Lambda_q \vec{q} = \vec{0} \quad (6.12)$$

Burada, $\vec{s}$ 3x1 boyutlu kayma yüzeyi vektörü ve

$$\Lambda_q = \lambda_q \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6.13)$$

3x3 boyutlu, pozitif tanımlı kayma yüzeyi tasarım parametresi matrisidir [108,109].

6.4.2 Eşdeğer kontrol vektörü

Durumların kayma manifoldunda değiştiğinin var sayıldığı ideal kayma durumunda, durum vektörünü söz konusu manifoldda tutan etkin kontrol vektörüne eşdeğer kontrol vektörü denir. Bu nedenle, Eşdeğer Kontrol Yöntemi (EKY) ya da Filippov yaklaşımı aşağıdaki kabulleri şart koşmaktadır.

$$\vec{s} = \vec{0} \quad (6.14a)$$

$$\dot{\vec{s}} = \dot{\vec{\omega}} + \Lambda_q \dot{\vec{q}} = \vec{0} \quad (6.14b)$$

(6.14a), durum vektörünün yörüngesinin kayma manifoldunda ilerlediğini belirtir; (6.14b) de, $\vec{s} = \vec{0}$ eşitliğinin $t \in [t_s = 0, \infty)$ için korunacağına, dolayısıyla yörüngenin manifold üzerinde kalacağına işaret eder. EKY'de, yörüngenin başlangıç anında manifoldda olduğu farzedildiğinden,

$$t_s = 0 \quad (6.15)$$

eşitliği geçerlidir [108,109].

(6.14b)'den yazılan

$$\dot{\vec{\omega}} = -\Lambda_q \dot{\vec{q}} \quad (6.16)$$

denklemini ve 3. bölümde çıkarılmış olan

$$\vec{\omega}^{B/N} = \vec{\omega} - n\vec{a}_2 \quad (6.17)$$

bağıntısı aracılığı ile, mutlak açısal hız vektörünün türevi şu şekilde ifade edilebilir.

$$\dot{\vec{\omega}}^{B/N} = -\Lambda_q \dot{\vec{q}} - n\dot{\vec{a}}_2 \quad (6.18)$$

Temel katı cisim dönme kinematiği bilgisi kullanılarak,

$$\dot{\vec{a}}_2 = \vec{a}_2 \times \vec{\omega} \quad (6.19)$$

olduğu bulunur. $\vec{a}_2$ birim vektörü, kuvaterniyonlar cinsinden 3. bölümde tanımlanmıştır.

$$\vec{a}_2 = \begin{bmatrix} C_{12}^{B/A} \\ C_{22}^{B/A} \\ C_{32}^{B/A} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2(q_1q_2 + q_3q_4) \\ 1 - 2(q_3^2 + q_1^2) \\ 2(q_3q_2 - q_1q_4) \end{bmatrix} \quad (6.20)$$

İdeal kayma durumunda, kontrol torku vektörü $\vec{T}_k$ eşdeğer kontrol torku vektörü $\vec{T}_{eşd}$ 'ye eşittir. Öyleyse, toplam etkin tork vektörü $\vec{T}$ için

$$\vec{T} = \vec{T}_k + \vec{T}_{kç} = \vec{T}_{eşd} + \vec{T}_{kç} \quad (6.21)$$

yazılabilir. (6.19) (6.18)'de ve ardından (6.18) ve (6.21) (6.4)'te yerine konursa, ideal kayma dinamiklerini betimleyen diferansiyel vektör denklemini (6.22)'deki gibi elde edilir.

$$-\Lambda_q \dot{\vec{q}} - n(\vec{a}_2 \times \vec{\omega}) = I^{-1} \left[\vec{T}_{eşd} + \vec{T}_{kç} - \vec{\omega}^{B/N} \times I \vec{\omega}^{B/N} \right] \quad (6.22)$$

Bu denklemden $\vec{T}_{eşd}$ çekilebilir.

$$\vec{T}_{eşd} \equiv u_{eşd} = I \left[-\Lambda_q \dot{\vec{q}} - n(\vec{a}_2 \times \vec{\omega}) \right] - \vec{T}_{kç} + \vec{\omega}^{B/N} \times I \vec{\omega}^{B/N} \quad (6.23)$$

(6.2a) ve (6.5) (6.23)'te yerine konursa, eşdeğer kontrol vektörü şu hali alır.

$$\vec{u}_{eşd} = \vec{\omega}^{B/N} \times I \vec{\omega}^{B/N} - \frac{1}{2} I \Lambda_q (\vec{\omega} \dot{q} - \vec{\omega} \times \vec{q}) - 3n^2 (\vec{a}_3 \times I \vec{a}_3) - nI (\vec{a}_2 \times \vec{\omega}) \quad (6.24)$$

6.4.3 Erişme koşulu

Durum vektörünün yörüngesi başlangıçta kayma manifoldu üzerinde değilse, ideal kayma söz konusu değildir ve

$$t_s \neq 0; \vec{s}, \dot{\vec{s}} \neq \vec{0} \quad (6.25)$$

eşitsizlikleri geçerlidir. Bu durumda yörünge erişme kipindedir ve manifolda taşınması için, etkin kontrol vektörü $\vec{u}$ eşdeğer kontrol vektörüne ek bir terim içermelidir.

$$\vec{u} = u_{eşd} + I \dot{\vec{s}} \quad (6.26)$$

Durumlar kayma yüzeylerinden birine yaklaşır ve varırken sağlanması gereken koşula erişme koşulu adı verilir ve $\dot{\vec{s}}$ ile temsil edilir. [110,111].

108 nolu kaynakta önerilen süreksiz bir kayma koşulu şöyledir.

$$\dot{\vec{s}} = -\Lambda_s I^{-1} \text{sign}(\vec{s}) \quad (6.27)$$

(6.27)'deki

$$\Lambda_s = \lambda_s \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6.28)$$

3x3 boyutlu, pozitif tanımlı kayma koşulu tasarım parametresi matrisidir, dolayısıyla bu diferansiyel vektör denkleminin çözümü kararlı bir $\vec{s}$ verecektir. Öyleyse,

$$\vec{u} = u_{esd} - \Lambda_s \text{sign}(\vec{s}) \quad (6.29)$$

ile kontrol edilen sistemin durum yörüngesi kayma manifoldunda değilse de sonlu sürede manifolda erişecek ve kuramsal olarak sonsuza dek orada kalacaktır [19].

19’da gösterildiğine göre, manyetik tork kararlı bir süreksiz kayma koşulu sağlayamaz. Bu nedenle söz konusu kaynakta, manyetik yolla eylenen uydular için sürekli bir kayma koşulu önerilmiştir.

$$\dot{\vec{s}} = -\Lambda_s I^{-1} \vec{s} \quad (6.30)$$

Bu koşul kullanılarak asimptotik kararlı bir sistem davranışı elde edilebildiği ispatlanmıştır [19].

6.4.4 Manyetik kayma kipli kontrolcü

Buraya kadar, uydunun üç gövde eksenini doğrultusunda, her an üç bağımsız kontrol torku üretilebildiği farzedilmiştir. Kontrol torklarının manyetik olarak elde edildiği bir yönelme kontrolü probleminde, 6.2 nolu alt bölümde belirtildiği gibi bu ideal durum geçerli değildir. (6.29)’a (6.30)’da görülen sürekli kayma koşulunun (6.26) aracılığıyla yerleştirilmesi sonucunda, ideal kontrol vektörü tasarlanmış olur. İstenen kontrol vektörü olarak da adlandırılan (6.31)’deki bu vektör

$$\vec{u}_i = u_{esd} - \Lambda_s \vec{s} \quad (6.31)$$

daima yerel manyetik alan vektörüne dik düzlemde bulunacak şekilde kısıtlanmış olan manyetik kontrol vektörü tarafından ancak kısmen karşılanabilir.

Manyetik kayma kipli kontrolcü tasarımı için, istenen kontrol vektörü kayma yüzeyi vektörüne dik ve koşut bileşenlerine ayrılır. $\vec{s}$ ’ye dik bileşen, durum vektörü yörüngesinin kayma manifolduna olan uzaklığını değiştirmede için, yalnız $\vec{s}$ ’ye koşut bileşenin yönelme hareketinin kararlılığına etkisi vardır. Bu nedenle, manyetik kontrol torkunun sadece (6.32)’de hesaplanmış olan $\vec{u}_i$ ’nin $\vec{s}$ ’ye koşut bileşeninin yerini tutması gerekmektedir.

$$\vec{u}_{ips} = \frac{(\vec{u}_i \cdot \vec{s})}{s^2} \vec{s} \quad (6.32)$$

Manyetik kontrol torku vektörü $\vec{T}_m$, $\vec{u}_{ips}$ 'yi karşılamak üzere, ancak kayma yüzeyi vektörü B 'de tanımlı manyetik alan vektörü ile çakışık değilse uygulanabilir. Eğer bu iki vektör birbirine koşt olmaya yakınsa, kısa boylu bir $\vec{u}_{ips}$ vektörünün yerini tutması için bile uzun boylu bir $\vec{T}_m$ vektörüne ihtiyaç duyulur. Böyle yüksek değerli manyetik torklar, yüksek değerli manyetik momentler ile elde edilebilir. Uygulamada manyetik moment üretimi sınırlanmış olduğundan dolayı, ideal karşılama formülü (6.32)'den yaklaşık, ama gerçekçi bir karşılama formülüne varılmalıdır. Bunun için, $\vec{s}$ ile ${}^B\vec{B}$ birbirine dik iken azami değerli, koşt olmaya yakınken sıfıra yakın değerli manyetik moment vektörü sağlayan

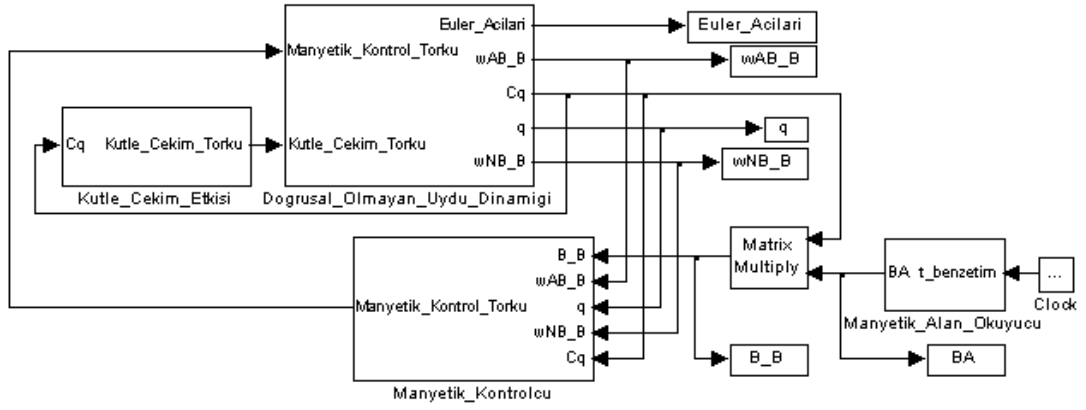
$$\vec{M} = \frac{{}^B\vec{B} \times \vec{u}_{ips}}{{}^B B^2} \quad (6.33)$$

ifadesi önerilmiştir.

Sonuç olarak, kayma kipli kontrol yöntemi ile tasarlanan manyetik kontrol torku (6.34)'te görülmektedir [19].

$$\vec{T}_m = \vec{M} \times {}^B\vec{B} = \left[\frac{{}^B\vec{B} \times \vec{u}_{ips}}{{}^B B^2} \right] \times {}^B\vec{B} = \left[\frac{{}^B\vec{B} \times \left(\frac{(\vec{u}_i \cdot \vec{s})}{s^2} \vec{s} \right)}{{}^B B^2} \right] \times {}^B\vec{B} \quad (6.34)$$

Kapalı-çevrim sistemin benzetimi, Şekil 6.6'da sergilenmiş olan blok şeması kullanılarak gerçekleştirilmiştir.



Şekil 6.6 : Kapalı-çevrim sistemin blok şeması.

Kontrol_Sistemi.mdl adlı yukarıdaki şemadaki, (6.34) eşitliğini çözerek manyetik kontrol torkunu hesaplayan *Manyetik_Kontrolcu* adlı blok EK C.2a’da verilmiştir. Bu bloğun içinde bulunan *Kayma_Yuzeyi* bloğu, (6.12)’de tanımlı kayma yüzeyi vektörünü oluşturur (bkz. EK C.2b). “Clock”, benzetim zamanı adımlarını sisteme giren Simulink bloğudur. EK C.2c’de görülen şemadaki *Manyetik_Alan_Okuyucu* adlı blok, kayıtlı manyetik alan verisinin zaman adımları arasında kestirim (interpolasyon) yaparak benzetim zamanı adımlarına karşılık gelen manyetik alan değerlerini elde eder. *Manyetik_Kontrolcu* adlı blokta kullanılan iki gömülü MATLAB fonksiyonu *boyut* ve *Secici2*, sırası ile EK C.2d ve C.2e’de bulunmaktadır. EK C.2f’de ise, *Manyetik_Alan_Okuyucu*’daki *MAO* adlı fonksiyona yer verilmiştir.

Kayma yüzeyi tasarım parametresi λ_q ’nın değeri ne kadar yüksek olursa, dinamiklerin geçiş rejimi cevabı o kadar hızlı olur, fakat bu durum yüksek kontrol etkisini beraberinde getirdiğinden manyetik eyleyicilerin eşik değeri aşılabilir ve kayma hareketinin sönümlenmesi zorlaşabilir. Ayrıca, kapalı-çevrim sistemin λ_q ’nın düşük değerleri için yerel asimptotik kararlı olduğu sonucuna varılmıştır. Asal eylemsizlik momenti değerleri aynı büyüklük mertebesine sahipse, ki bu koşul, (4.5)’te görülebileceği gibi, kapalı-çevrim benzetimde kullanılan birinci uydu modeli tarafından sağlanır, global kararlılık elde edilebilir. Öte yandan, her ne kadar yüksek λ_q değerlerinin kararsızlığa yol açacağı vurgulanmış olsa da, istenen yakınsama doğruluğunun sürdürülmesi için yüksek değerler seçilmelidir. Öyleyse, λ_q ’nın değerinin ne olacağına gerçekleştirilecek benzetim denemeleri ile karar verilecektir [19].

Kayma koşulu tasarım parametresi λ_s 'nin değeri ise, $\bar{s}$ 'nin bileşenlerinin benzetim başlangıcında en yüksek değere sahip olanından yüksek olmalıdır. Kapalı-çevrim benzetimin başlangıç değerleri, (6.8)'de verilmiş olan açık-çevrim benzetim için seçilenler değerlerle aynıdır. Bu değerlerden elde edilen yaklaşık koşul (6.35)'te sunulmuştur.

$$\lambda_s > 0,001 \frac{\text{Nmsn}}{\text{rad}} \quad (6.35)$$

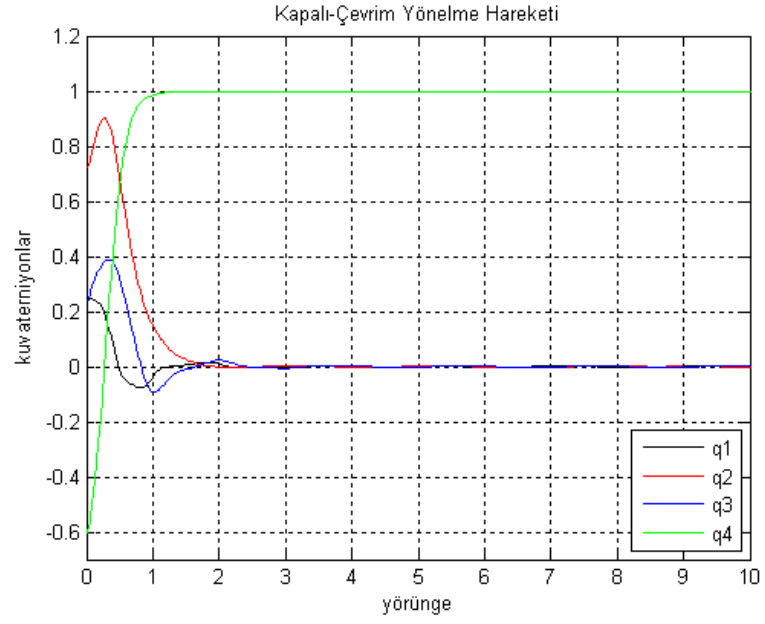
Kayma yüzeyi vektörünün bileşenleri anahtarlama yüzeyleri civarında çok düşük değerlere sahip olacağından dolayı, (6.35)'teki değerden bir miktar daha yüksek λ_s değerleri yeğlenir [109].

Benzetim denemeleri sonucunda, bu iki parametrenin kapalı-çevrim sistem için seçilen değerleri şöyledir.

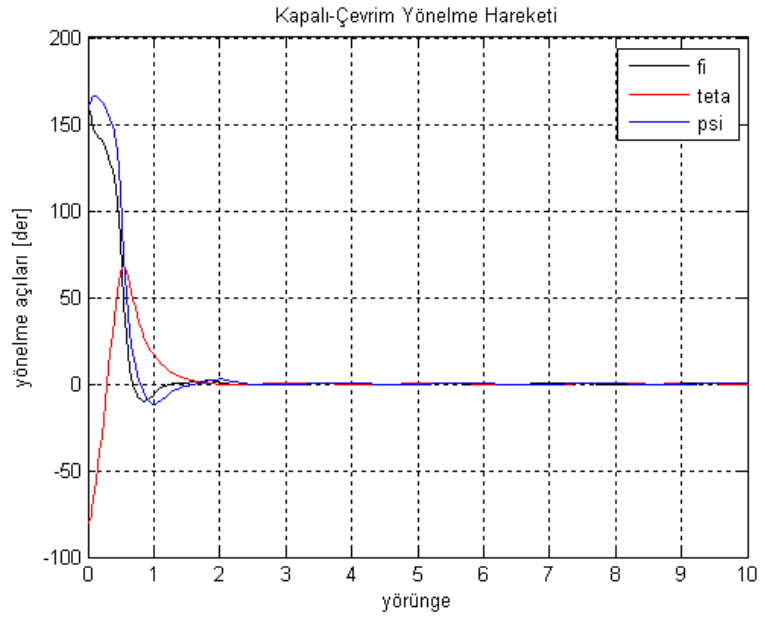
$$\lambda_q = 0,00125 \frac{\text{rad}}{\text{sn}} \quad (6.36a)$$

$$\lambda_s = 0,003 \frac{\text{Nmsn}}{\text{rad}} \quad (6.36b)$$

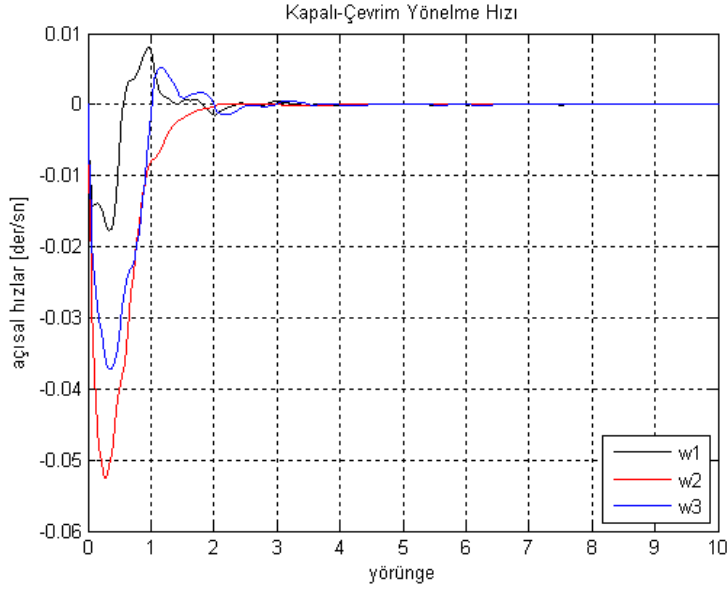
Kapalı-çevrim benzetimin sonucunda, Şekil 6.7, 6.8, 6.9 ve 6.10'daki zaman cevapları elde edilir. *Kontrol_Sistemi.mdl* adlı Simulink modeli, EK C.2g'ye koyulmuş olan *Baslatici_Kontrol_Sistemi.m* programı ile başlatılır. Aşağıdaki dört şekildeki grafikler ise, *Cizici_Kontrol_Sistemi.m* (bkz. EK C.2h) programına çizdirilir.



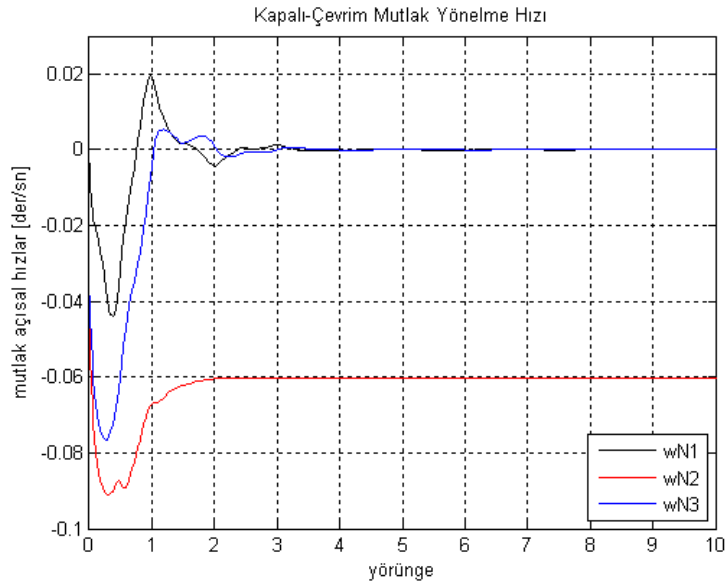
Şekil 6.7 : Kuvaterniyonların kapalı-çevrim zaman cevabı.



Şekil 6.8 : Yönelme açılarının kapalı-çevrim zaman cevabı.

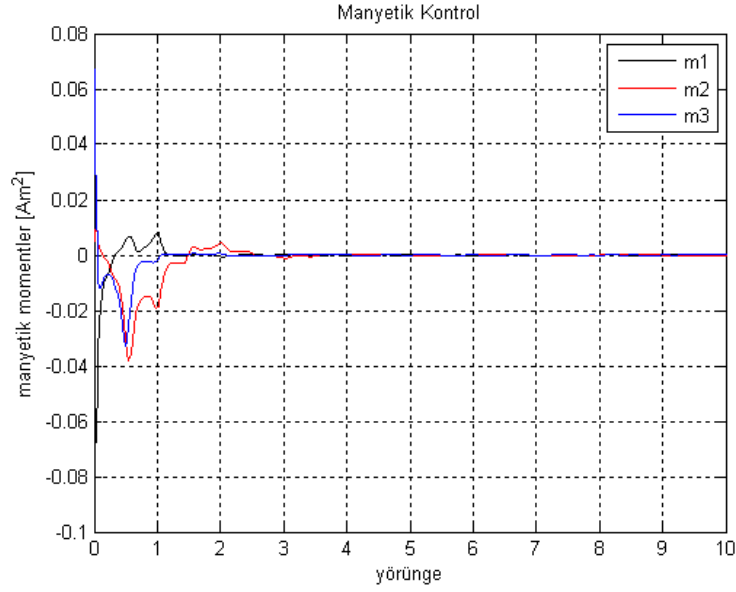


Şekil 6.9 : Açısal hızların kapalı-çevrim zaman cevabı.



Şekil 6.10 : Mutlak açısal hızların kapalı-çevrim zaman cevabı.

On periyotluk zaman cevaplarından, kuvaterniyonlar, dolayısıyla yönelme açılarının iki buçuk, açısal hızlar, dolayısıyla mutlak açısal hızların ise yaklaşık üç buçuk periyotta denge değerlerine oturduğu görülmektedir. Bu yakınsamayı sağlayan manyetik kontrol dipol momentlerine ait grafik Şekil 6.11’de verilmiştir.



Şekil 6.11 : Manyetik kontrol momentlerinin kapalı-çevrim zaman cevabı.

1.2 nolu alt bölümde özetlenmiş olan manyetik yönelme kontrolü ile ilgili literatür incelemesinden, küçük uydularda kullanılan bobinlerin üretebildikleri manyetik momentin en yüksek mutlak değerinin 1 Am^2 olduğu görülmüştür. Şekilde görülen momentlerin en yüksek mutlak değeri 1 Am^2 'nin oldukça altında olduğundan, tasarlanan manyetik kayma kipli kontrolcünün uygulanabilir olduğu söylenebilir.

6.5 Türevsel Etkili Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü

Kontrol yasasına eklenen türevsel etki, kapalı-çevrim sistemin cevabındaki hatanın zamanla değişiminin hesaba katılmasını ve bu sayede kontrolcüye öngörü kazandırılmasını sağlar. Bu katkı zaman cevabını hızlandırır [112]. Bu olgudan hareketle, 6.4.4 nolu alt bölümde benzetimi yapılmış olan (6.31)'deki kontrol yasasına kayma yüzeyi vektörünün türevi bir kazançla çarpılarak eklenmiştir. Böylece (6.37)'de görülen, oransal-türevsel bir erişme koşuluna sahip kontrol yasası elde edilmiştir.

$$\vec{u}_i = u_{esd} - \Lambda_s \vec{s} + \Lambda_{ds/dt} \dot{\vec{s}} \quad (6.37)$$

Eksi yerine artı işaretinin kullanılmasına benzetim denemeleri sonucunda karar verilmiştir. Türevsel etki teriminin (6.31)'deki kontrol yasasına eksi işaretli olarak eklenmesi durumunda zaman cevapları 6.4.4 nolu alt bölümdekilere göre kötüleşirken, bu terimin artı işareti ile kullanılması cevapları aşağıda görüleceği gibi iyileştirmiştir. (6.37)'deki kontrol yasasını kullanarak manyetik kontrol torkunu hesaplayan *Manyetik_Kontrolcu* adlı blok, EK C.3a'da verilmiştir.

(6.38) eşitliğinde gösterilmiş olan kayma yüzeyi vektörünün türevi

$$\dot{\vec{s}} = \dot{\vec{\omega}} + \Lambda_q \dot{\vec{q}} \quad (6.38)$$

(6.19) kullanılarak (6.17)'den çıkarılan

$$\begin{aligned} \dot{\vec{\omega}} &= \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n\dot{\vec{a}}_2 = \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[\vec{a}_2 \times \vec{\omega}] = \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[\vec{a}_2 \times (\vec{\omega}^{B/N} + n\vec{a}_2)] \\ &= \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[(\vec{a}_2 \times \vec{\omega}^{B/N}) + (\vec{a}_2 \times n\vec{a}_2)] \\ &= \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[\vec{a}_2 \times \vec{\omega}^{B/N}] \end{aligned} \quad (6.39)$$

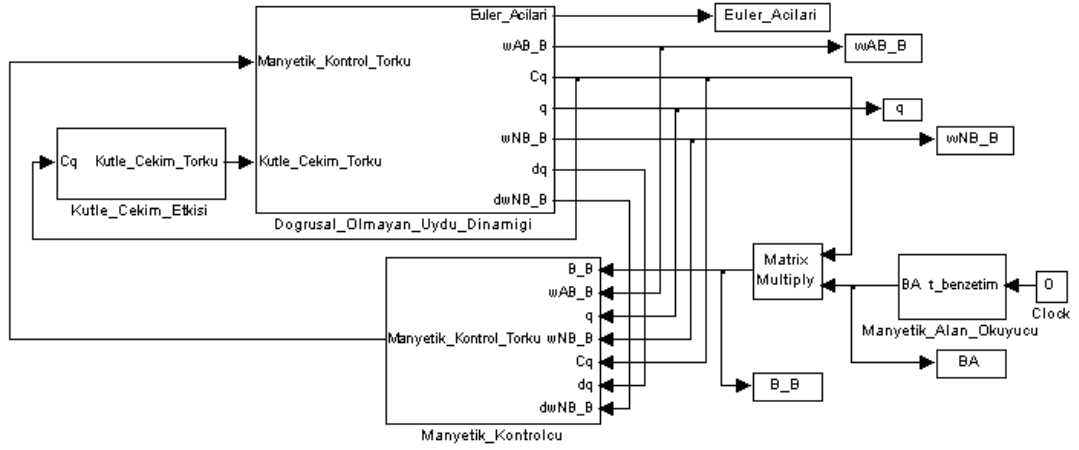
ifadesi (6.38)'de yerine konduğunda, $\dot{\vec{s}}$ vektörü için şu denklem bulunmuş olur.

$$\dot{\vec{s}} = \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[\vec{a}_2 \times \vec{\omega}^{B/N}] + \Lambda_q \dot{\vec{q}} \quad (6.40)$$

(6.39)'dan aşıkardır ki, $\dot{\vec{s}}$ için (6.41) eşitliği de geçerlidir.

$$\dot{\vec{s}} = \dot{\vec{\omega}}^{B/N} + n[\vec{a}_2 \times \vec{\omega}] + \Lambda_q \dot{\vec{q}} \quad (6.41)$$

(6.40) ya da (6.41) eşitlikleri, *Manyetik_Kontrolcu* bloğunun içerdiği *Kayma_Yuzeyinin_Turevi* adlı blok ile benzetilir (bkz. EK C.3b). Türevsel etkili manyetik kayma kipli kontrol sistemi, Simulink'te Şekil 6.12'de sergilendiği gibi oluşturulmuştur.



Şekil 6.12 : Türevsel etkili kapalı-çevrim sistemin blok şeması.

Kontrol_Sistemi_ds.mdl adlı bu şemadaki *Doğrusal_Olmayan_Uydu_Dinamigi* adlı blok EK C.3c’de bulunmaktadır.

(6.37)’de, $\lambda_{ds/dt}$ türevsel kayma koşulu tasarım parametresi ve

$$\Lambda_{ds/dt} = \lambda_{ds/dt} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6.42)$$

3x3 boyutlu, pozitif tanımlı türevsel kayma koşulu tasarım parametresi matrisidir. Denemeler $\lambda_{ds/dt}$ için en uygun değerin

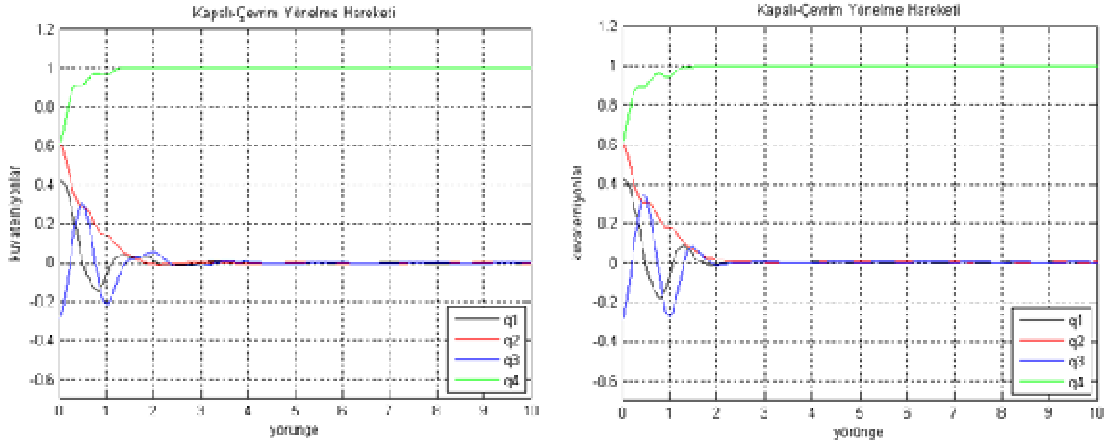
$$\lambda_{ds/dt} = 0,7 \frac{\text{Nmsn}^2}{\text{rad}} \quad (6.43)$$

olduğunu göstermiştir.

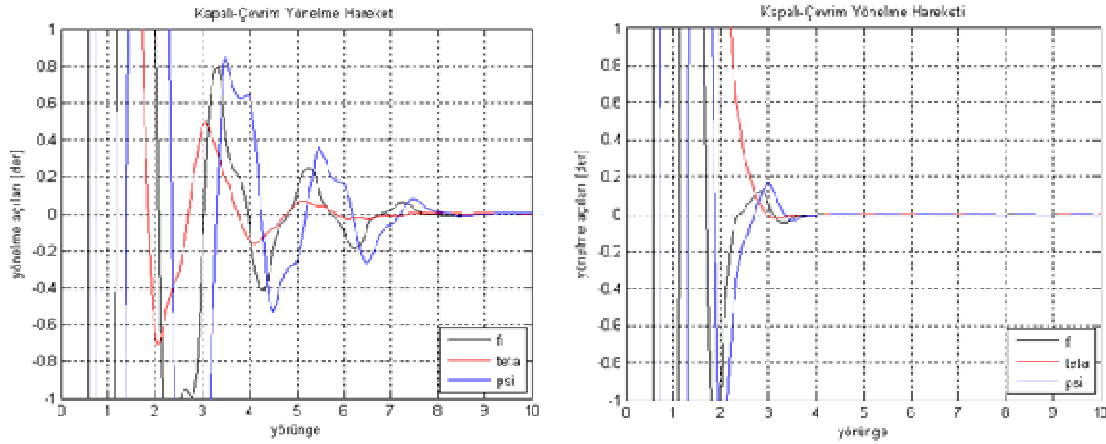
Birinci model olarak tanımlanmış manyetik uydu modelinin kullanıldığı benzetimler farklı başlangıç koşulları için tekrarlanmış ve bu alt bölümde önerilen manyetik kayma kipli kontrol yasasının (6.31)’deki standart yasaya üstünlüğünün en belirgin şekilde ortaya konmasına elveren koşullar

$$\begin{bmatrix} \phi & \dot{\phi} & \theta & \dot{\theta} & \psi & \dot{\psi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 120^\circ & 0^\circ/\text{sn} & 80^\circ & 0^\circ/\text{sn} & 60^\circ & 0^\circ/\text{sn} \end{bmatrix} \quad (6.44)$$

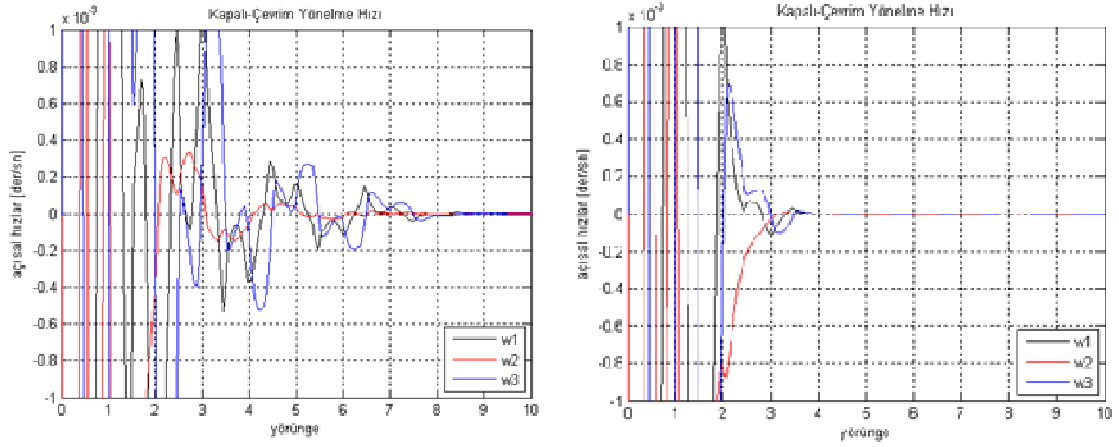
olarak belirlenmiştir. EK C.3d'de yer verilmiş olan *Baslatıcı_Kontrol_Sistemi_ds.m* adlı program kullanılarak başlatılan *Kontrol_Sistemi_ds.mdl*'nin verdiği sonuçlar, Şekil 6.13-17'de aynı başlangıç koşulları ile çalıştırılmış olan *Kontrol_Sistemi.mdl*'den alınanlar ile karşılaştırmalı olarak verilmiştir.



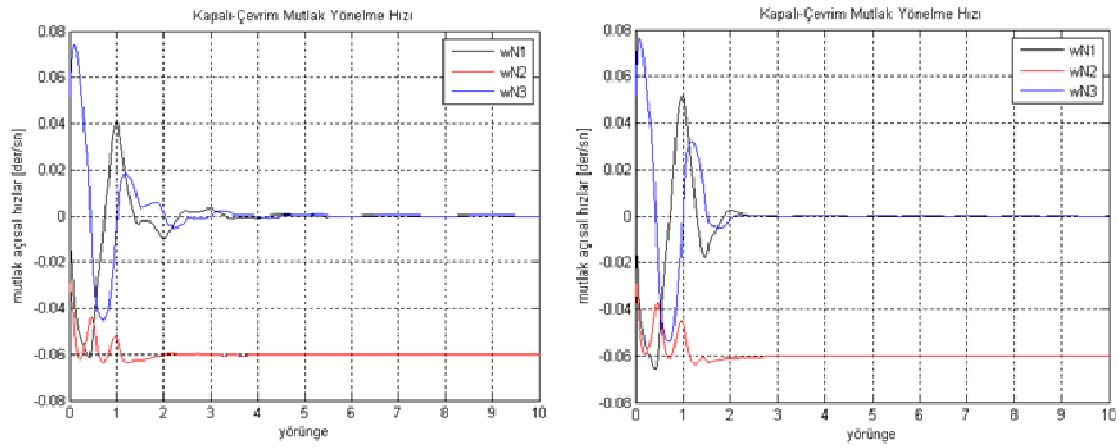
Şekil 6.13 : Kuvaterniyonların standart (soldaki) ve türevsel etkili (sağdaki) kapalı-çevrim zaman cevapları.



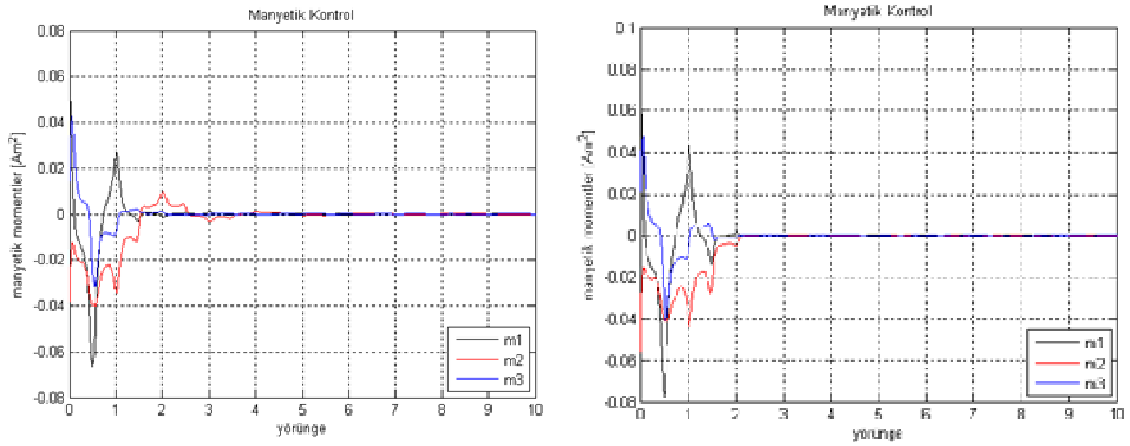
Şekil 6.14 : Yönelme açılarının standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.15 : Açısal hızların standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.16 : Mutlak açısal hızların standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.17 : Manyetik kontrol momentlerinin standart ve türevsel etkili kapalı-çevrim zaman cevapları.

Sırası ile, Euler açılarının ± 1 derece ve bağıl açısal hızların $\pm 0,001$ derece/saniye aralıklarındaki değişimini gösteren Şekil 6.14 ile Şekil 6.15'ten, manyetik yönelme kontrolü probleminin çözümü için önerilen (6.37)'deki kayma kipli kontrolcünün özellikle sıfıra yakın yönelme hatası istenen görevler için standart kontrolcünden oldukça üstün olduğu sonucuna varılmıştır. Yönelme açılarının zaman cevapları $\pm 0,1$ derece aralığı esas alınarak incelendiğinde, türevsel etkili kontrol yasasının cevabı yaklaşık dört yörünge periyodu kadar geriye çektiği saptanmıştır (bkz. Şekil 6.14). Bu iyileşmenin bedeli ise, Şekil 6.17'de görüldüğü gibi, manyetik kontrol momenti bileşenlerinin genliklerindeki küçük artışlardır.

6.6 EYÖMY Destekli Manyetik Kayma Kipli Kontrolcü

1. bölümdeki literatür özetinde, EYÖMY'nin kullanımının ele alındığı iki çalışmanın üzerinde durulmuştur. Bunlardan ilki olan 2006'da yayınlanmış 40 nolu kaynakta, biri salt, diğeri yunuslama ön-momentumuna sahip iki manyetik kontrol sistemi için kararlılık incelenmiş, tasarlanan manyetik kontrolcülerin global yönelme kararlılığını temin edebildiği benzetimlerle ortaya konmuş ve ön-momentumu sahip sistemin daha yüksek bir daimi hal doğruluğu sağladığı saptanmıştır. 2008 tarihli ikinci yayında ise, yardımcı eyleyiciler olarak uydunun gövde eksenleri boyunca konumlandırılmış üç manyetik burucunun, tek tepki tekerliği ile tümleşik olarak kullanımı durumunda elde edilen sonuçlar ile, tepki tekerleğinin hızlandırılarak bir momentum tekerleğine dönüştürülmesiyle sağlanan tümleşik kullanımın verdiği sonuçlar karşılaştırılmıştır. 46 nolu bu kaynakta, salt manyetik eyleyicilerle kontrolün EYÖMY ile desteklenmesi olarak değerlendirilebilecek ikinci yaklaşımın daha başarılı olduğu ortaya konmuş ve yüksek doğruluk istenen küçük uydu görevlerinde birincil kontrol yöntemi olarak kullanılabileceği iddia edilmiştir. Bozuntuların hesaba katıldığı benzetimlerle sınanan bu yaklaşımın gürbüz olduğu sonucuna varılmıştır.

4. bölümde, EYÖMY'nin doğrusal olmayan açık-çevrim yönelme dinamiğine etkisi incelenmiştir. Bu alt bölümde, bu incelemenin sonuçlarından ve yukarıda yeniden özetlenmiş olan iki çalışmadan esinlenilerek 6.4.4 nolu alt bölümde tasarlanmış olan manyetik kayma kipli kontrol sistemi EYÖMY ile desteklendiğinde kapalı-çevrim sistemin başarımının nasıl etkilendiği irdelenmiştir.

EYÖMY uygulandığında, yönelme dinamiği (6.45)'teki diferansiyel vektör denklemi ile betimlenir.

$$I\dot{\vec{\omega}}^{B/N} + \vec{\omega}^{B/N} \times \left(I\vec{\omega}^{B/N} - \begin{bmatrix} 0 \\ H_0 \\ 0 \end{bmatrix} \right) = \vec{T} \quad (6.45)$$

(4.2)'deki ilk üç dinamik denklemin vektörel olarak ifade edilmiş hali olan bu denklem (6.3) ile karşılaştırılırsa, yunuslama ekseninde konumlu momentum tekerleğinin dinamiklere etkisi görülebilir. Benzetim sırasında (6.45), EK C.4a'da bulunan *Dinamikler* adlı blok aracılığıyla çözülür.

EYÖMY'nin uygulanması, eşdeğer kontrol vektörünün (6.3) yerine (6.45) kullanılarak yeniden çıkarılmasını gerektirmektedir. Sonuçta

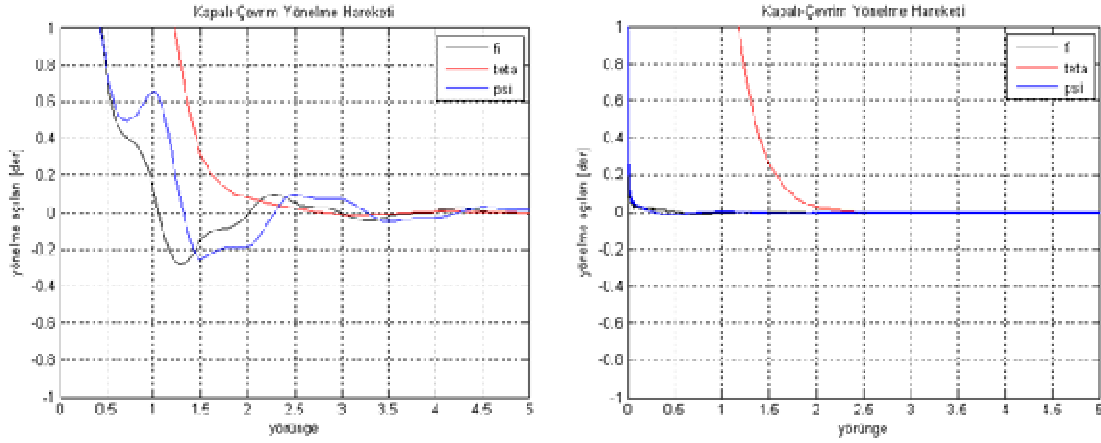
$$\begin{aligned} \vec{u}_{esd} = \vec{\omega}^{B/N} \times \left(I\vec{\omega}^{B/N} - \begin{bmatrix} 0 \\ H_0 \\ 0 \end{bmatrix} \right) - \frac{1}{2} I\Lambda_q (\vec{\omega}q - \vec{\omega} \times \vec{q}) \\ - 3n^2 (\vec{a}_3 \times I\vec{a}_3) - nI (\vec{a}_2 \times \vec{\omega}) \end{aligned} \quad (6.46)$$

olarak elde edilen $\vec{u}_{esd}$, EK C.4b'de yer alan *Manyetik_Kontrolcu* adlı blokta hesaplanır.

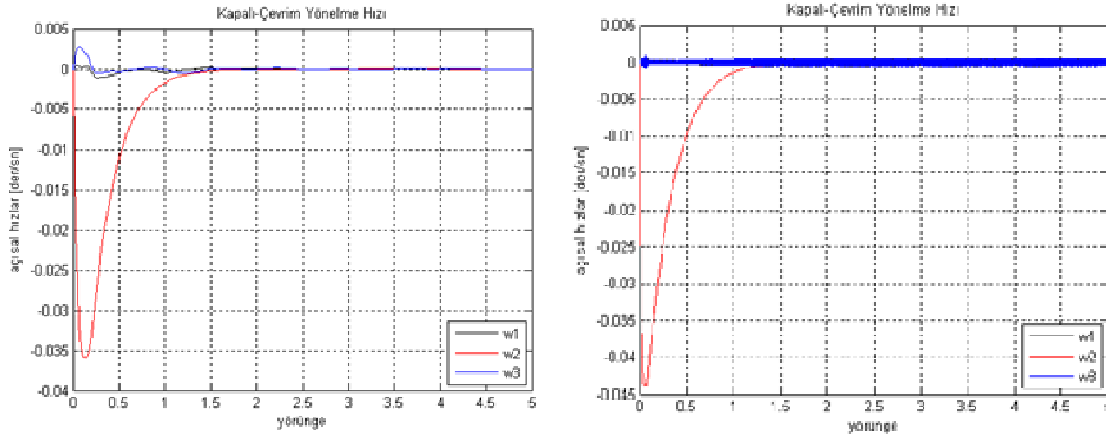
EYÖMY destekli kapalı-çevrim sistemin blok şeması, Şekil 6.6'daki şema ile aynı görünümüne sahip olsa da, içerdiği *Dinamikler* ve *Manyetik_Kontrolcu* blokları sırası ile EK C.1c'deki yerine EK C.4a'daki ve EK C.2a'daki yerine EK C.4b'deki gibidir. Söz konusu şemadan meydana gelen *Kontrol_Sistemi_H0.mdl* adlı Simulink modelinin benzetimi için 4. bölümde ikinci model olarak tanımlanmış manyetik uydu modeli kullanılmıştır. Çeşitli başlangıç koşulları ile gerçekleştirilen çözümler, EYÖMY'nin zaman cevaplarına etkisinin bu koşullara bağlı olarak iyileştirici veya kötüleştirici olabildiğini göstermektedir. EK C.4c'de verilmiş olan *Baslatıcı_Kontrol_Sistemi_H0.m* adlı program çalıştırılarak

$$[\phi \ \dot{\phi} \ \theta \ \dot{\theta} \ \psi \ \dot{\psi}] = [180^\circ \ 0^\circ/\text{sn} \ 90^\circ \ 0^\circ/\text{sn} \ 180^\circ \ 0^\circ/\text{sn}] \quad (6.47)$$

koşullarından başlatılan benzetimin sonuçları ile, EYÖMY'nin 6.4.4 nolu alt bölümdeki kapalı-çevrim sistemin başarımını belirgin şekilde artırabildiği sergilenebilmiştir (bkz. Şekil 6.18 ve 6.19).



Şekil 6.18 : Yönelme açılarının standart (soldaki) ve EYÖMY destekli (sağdaki) kapalı-çevrim zaman cevapları.

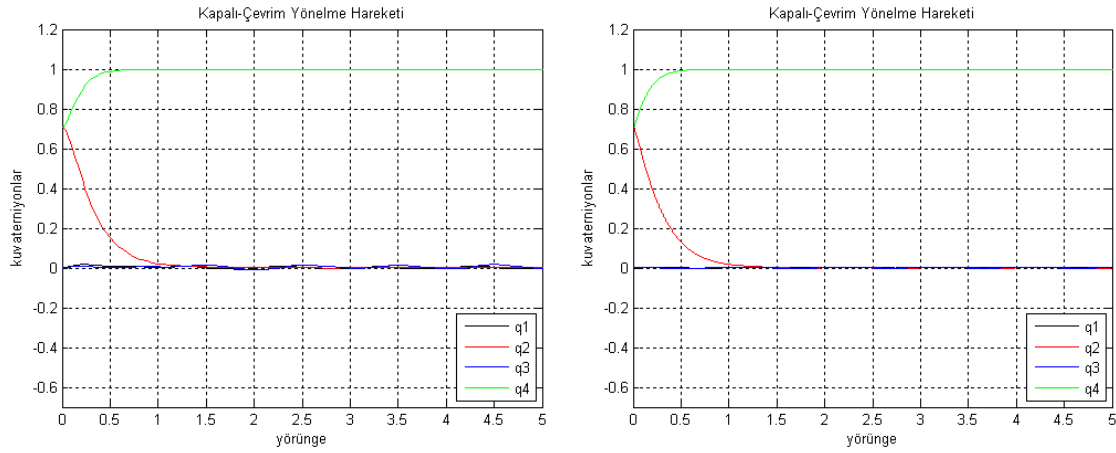


Şekil 6.19 : Açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.

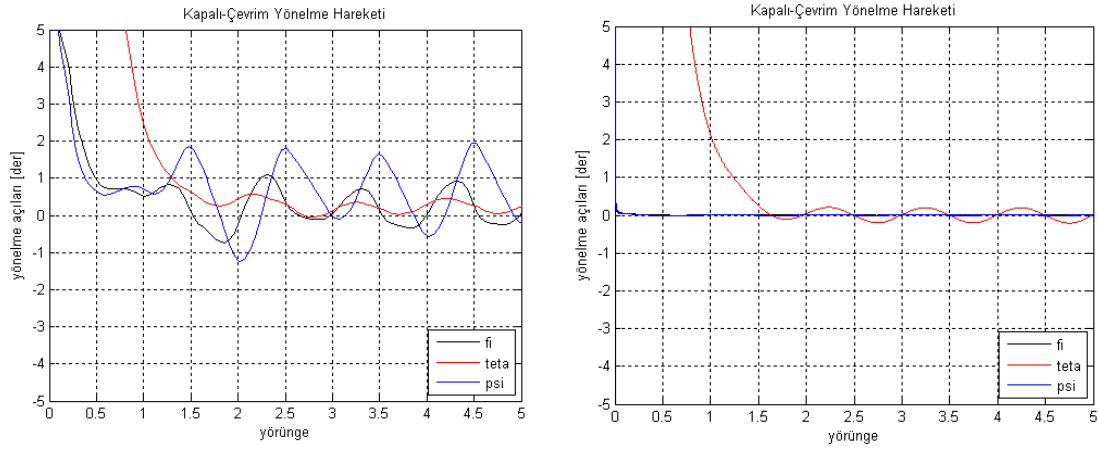
Euler açılarının zaman cevaplarında görüldüğü gibi, yunuslama momentum tekerleği yuvarlanma ve sapma açılarının sıfıra yüksek hızla yakınsamasını sağlamıştır. Momentum tekerleğinin etkisiyle, yuvarlanma ve sapma hızlarına ait davranışlardaki düşük frekanslı salınımlar yerini, daha düşük genlikli, fakat oldukça yüksek frekanslı salınımlara bırakmıştır. Bu yüksek frekans, değeri (4.12)'de 0,31512 radyan/saniye olarak hesaplanmış olan nütasyon frekansıdır; öyleyse EYÖMY etkisindeki salınımların periyodu yaklaşık 20 saniyeye eşittir.

EYÖMY destekli manyetik kayma kipli kontrol sistemine 5.5 nolu alt bölümde (5.25) olarak modellenmiş olan çevresel bozuntu torkları

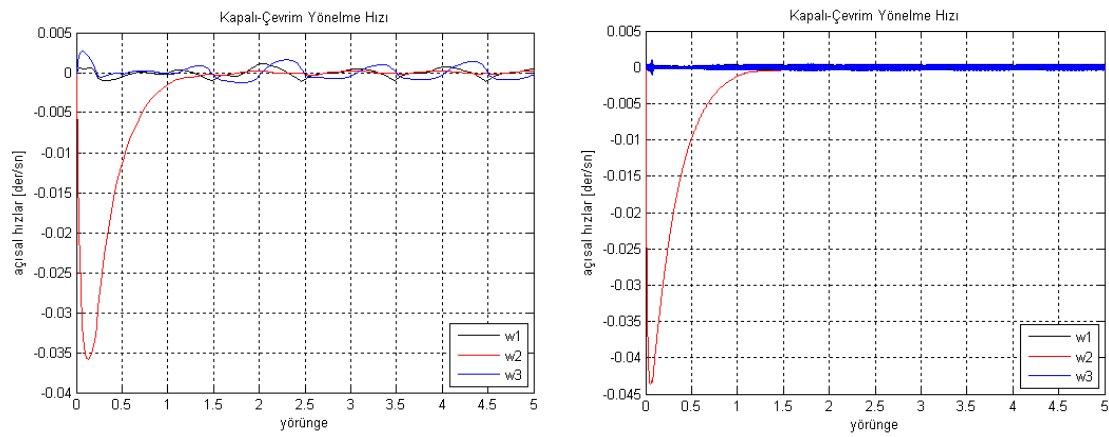
$$\vec{T} = \vec{T}_m + \vec{T}_{kç} + \vec{T}_b \quad (6.48)$$



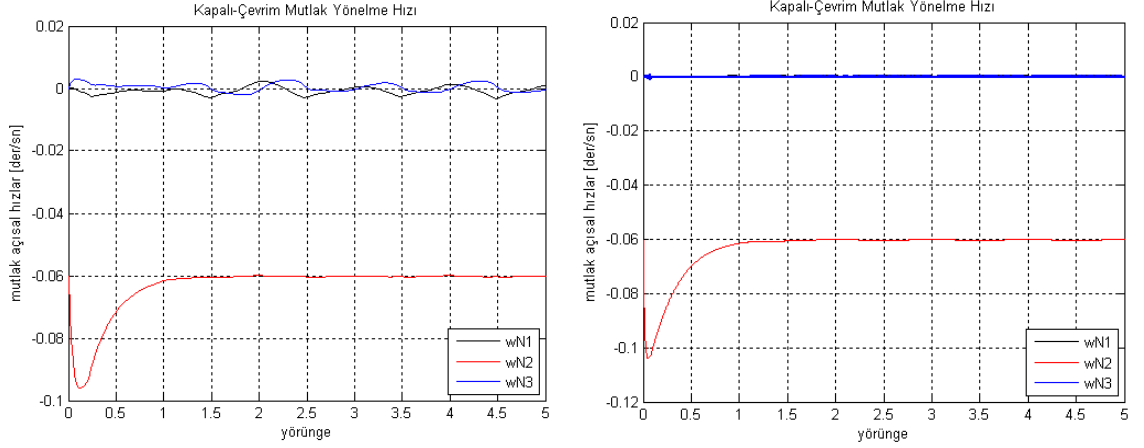
Şekil 6.22 : Bozuntu etkisindeki kuvaterniyonların standart (soldaki) ve EYÖMY destekli (sağdaki) kapalı-çevrim zaman cevapları.



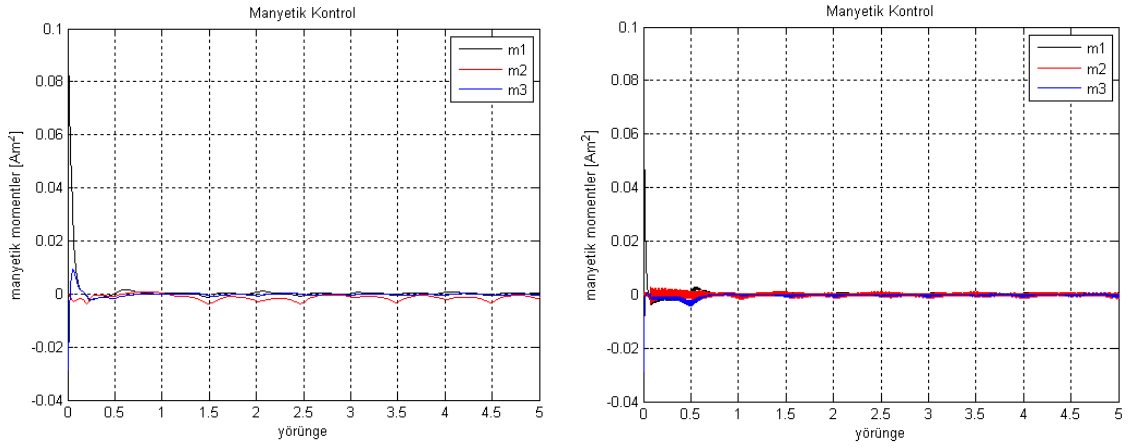
Şekil 6.23 : Bozuntu etkisindeki yönelme açılarının standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.24 : Bozuntu etkisindeki açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.25 : Bozuntu etkisindeki mutlak açısal hızların standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.



Şekil 6.26 : Bozuntu etkisindeki manyetik kontrol momentlerinin standart ve EYÖMY destekli kapalı-çevrim zaman cevapları.

EYÖMY, uygulandığı manyetik kayma kipli kontrol sisteminin daimi hal hatalarının azami değerlerini oldukça belirgin şekilde azaltmıştır. Yuvarlanma ve sapma açıların daimi hal salınımlarının, mutlak değerleri 2 dereceye varan genlikleri, çok kısa süren bir geçiş rejiminin ardından 0,1 derecenin altına inmiştir. Açısal hızlar yüksek frekanslı, fakat daha düşük genlikli olarak salınır kılınmıştır. Yunuslama açısı ve hızının cevabında ise, düzenlileşme ile belli belirsiz bir hızlanma ve daimi hal hatasında bir miktar azalma sağlanmıştır. Kapalı-çevrim sistemin ürettiği manyetik momentlerin daimi hal salınımlarında da, azami genlik azalması ve yüksek frekanslı salınımlar gözlenmektedir.

6.7 Manyetik PD Kontrolcü Tasarımı

Tez çalışmasının bu son alt bölümünde, 6.4.4 ve 6.5 nolu alt bölümlerde ele alınmış olan, sırası ile standart ve türevsel etkili kayma kipli kontrolcüler ile karşılaştırılmak üzere bir salt manyetik oransal-türevsel (PD) kontrolcü tasarlanacaktır.

Bir uydunun üç ekseninde salt manyetik eyleme ile kararlılaştırılmasını sağlayan PD kontrol yasası için ideal (istenen) kontrol sinyali şöyle kabul edilmiştir.

$$\vec{u}_i = -K_p \vec{q} - K_D \vec{\omega} \quad (6.49)$$

Denge durumu değerleri sıfır olan kuvaterniyon ve bağıl açısal hız vektörlerini negatif olarak geri besleyen bu sinyaldeki K_p ve K_D , sırası ile, 3x3 boyutlu oransal ve türevsel kazanç matrisleridir. $\vec{u}_i$ (6.33)'teki manyetik yönelme kontrolü problemine özgü işleme tabi tutularak, manyetik eyleyiciler tarafından üretilecek olan kontrol momenti elde edilir.

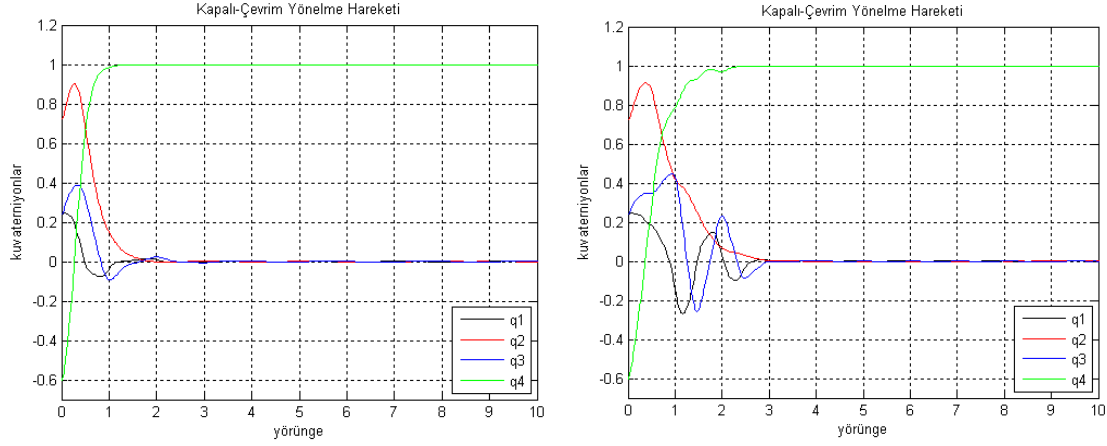
$$\vec{M} = \frac{{}^B \vec{B} \times \vec{u}_i}{{}^B B^2} \quad (6.50)$$

Öyleyse, PD kontrol yöntemi uygulandığında sağlanacak olan manyetik kontrol torku için

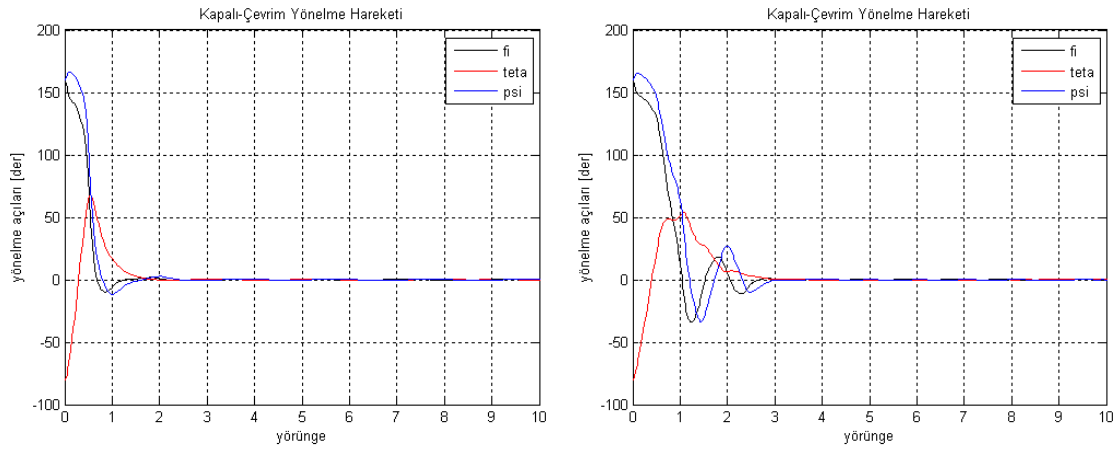
$$\vec{T}_m = \vec{M} \times {}^B \vec{B} = \left[\frac{{}^B \vec{B} \times \vec{u}_i}{{}^B B^2} \right] \times {}^B \vec{B} = \left[\frac{{}^B \vec{B} \times (-K_p \vec{q} - K_D \vec{\omega})}{{}^B B^2} \right] \times {}^B \vec{B} \quad (6.51)$$

eşitliği geçerlidir [86]. Bu eşitliği çözerek $\vec{T}_m$ 'yi hesaplayan blok Şekil 6.27'de görülmektedir.

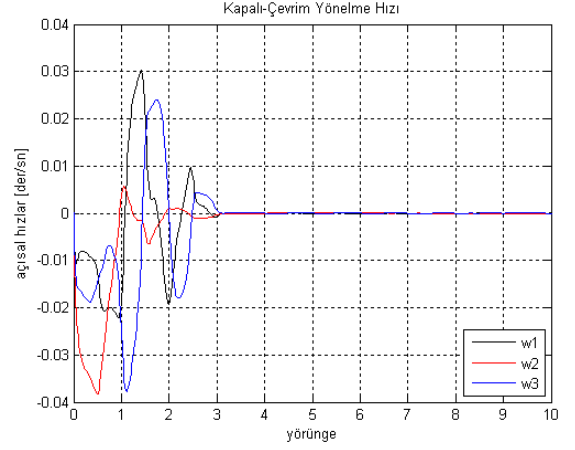
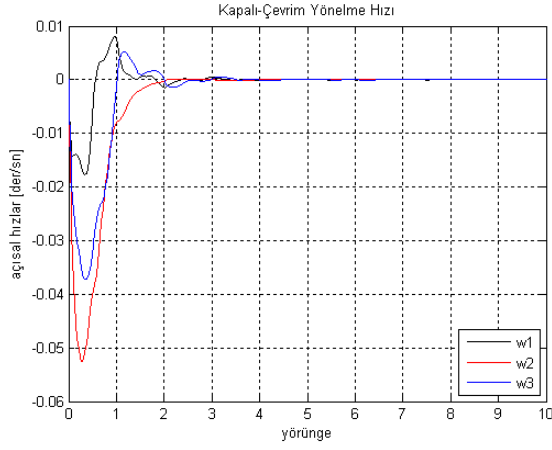
Sadece kazanç matrislerinin köşegenini oluşturan, sırası ile, oransal ve türevsel katsayılar k_p ve k_d ’ye değer atanarak zaman cevaplarının istendiği gibi yakınsaması sağlanabilmiştir. Elde edilen sonuçlar, salt manyetik, standart kayma kipli kontrolcünden aynı başlangıç koşulları için alınanlar ile karşılaştırmalı olarak Şekil 6.29-33’te sunulmuştur.



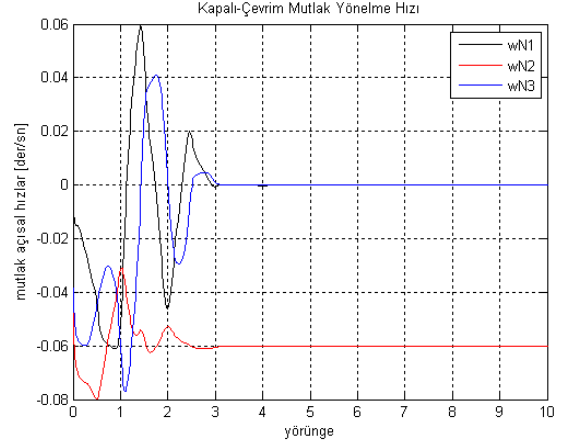
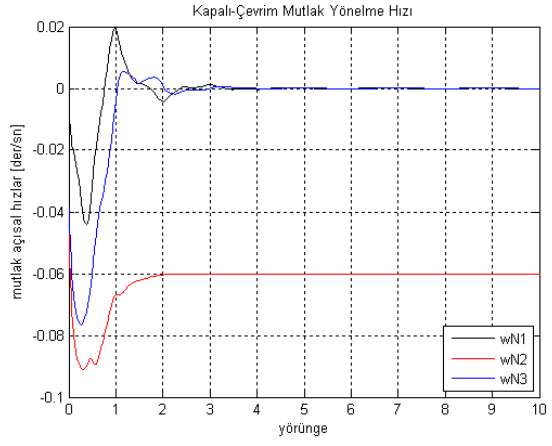
Şekil 6.29 : Kuvaterniyonların standart kayma kipli (soldaki) ve PD (sağdaki) kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.



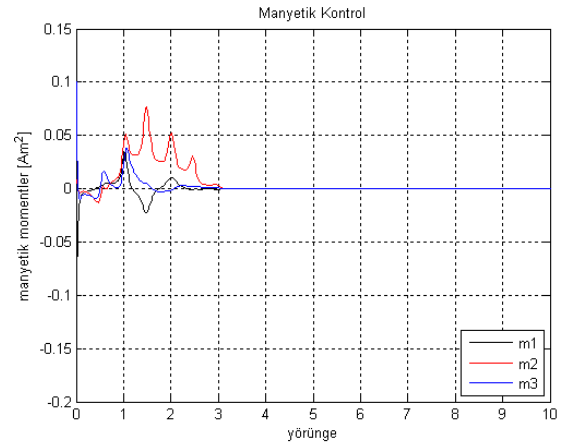
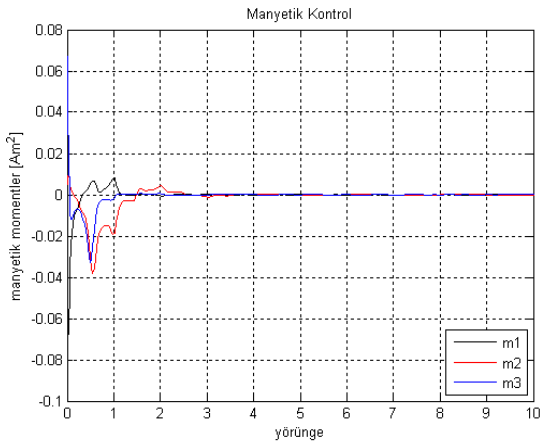
Şekil 6.30 : Yönelme açılarının standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.



Şekil 6.31 : Açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

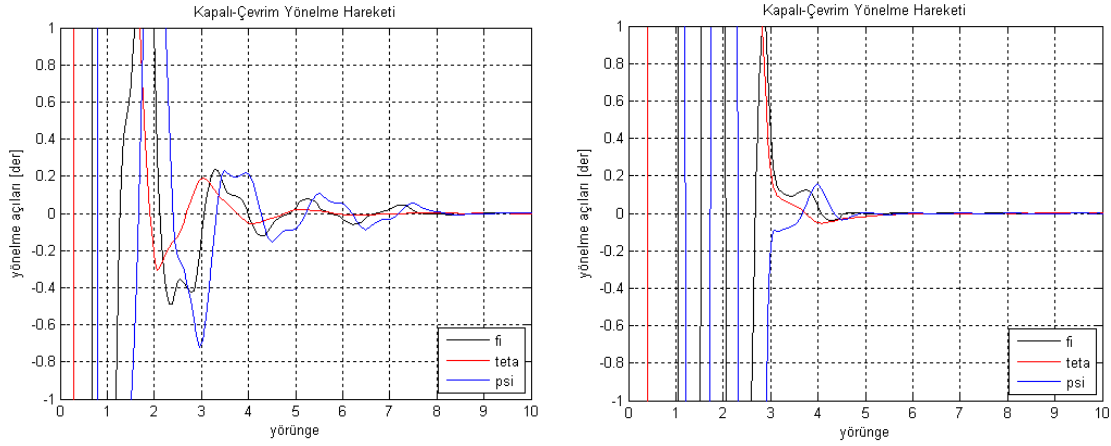


Şekil 6.32 : Mutlak açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

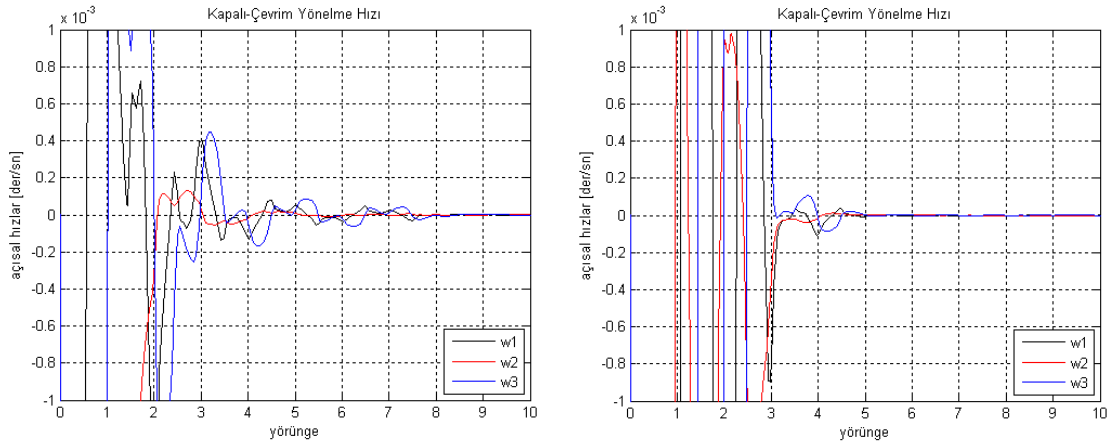


Şekil 6.33 : Manyetik kontrol momentlerinin standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

Şekil 6.30 ve 6.31’de, yönelme açıları ve açısal hızlara ait geçiş rejimi davranışları karşılaştırılmıştır. Daimi hal davranışlarının karşılaştırması ise, Şekil 6.34 ve 6.35’teki yakınlştırılmış cevaplarda görülebilir.



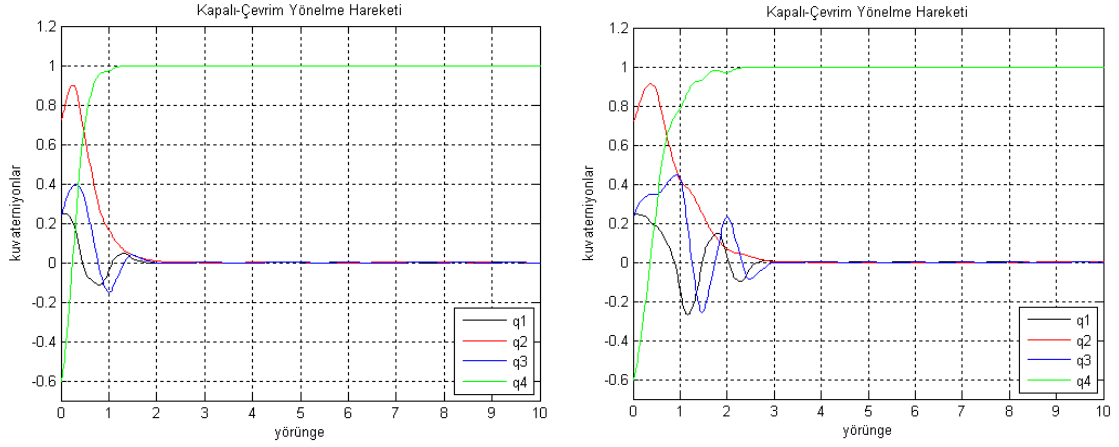
Şekil 6.34 : Yönelme açılarının standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlştırılmış zaman cevapları.



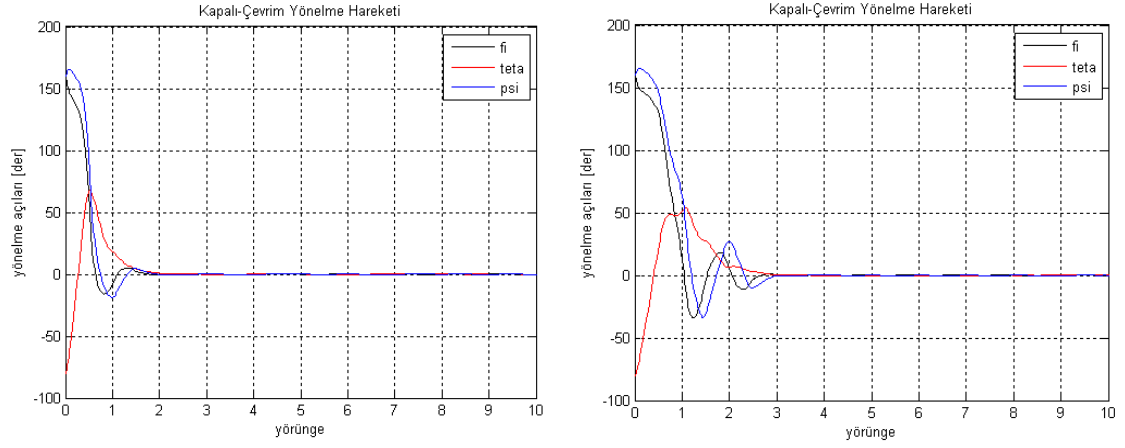
Şekil 6.35 : Açısal hızların standart kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlştırılmış zaman cevapları.

Manyetik kayma kipli kontrol sisteminin geçiş rejimi başarımı, manyetik PD kontrol sistemininkinden belirgin şekilde üstündür. Ayrıca, kayma kipli kontrolcü ile üretilen manyetik kontrol momenti bileşenlerinin azami değeri $0,1 \text{ Am}^2$ iken, PD kontrolcü ile üretilen momentlerin değeri $0,2 \text{ Am}^2$ 'yi bulmaktadır. Euler açılarının cevabı ± 1 derece aralığında incelendiğinde ise, PD kontrolcünün yönelme hatasını $\pm 0,05$ derece gibi sıfır civarında bir aralığa kayma kipli kontrolcünden yaklaşık üç yörünge periyodu önce sürerek daimi halde daha başarılı olduğu saptanmıştır.

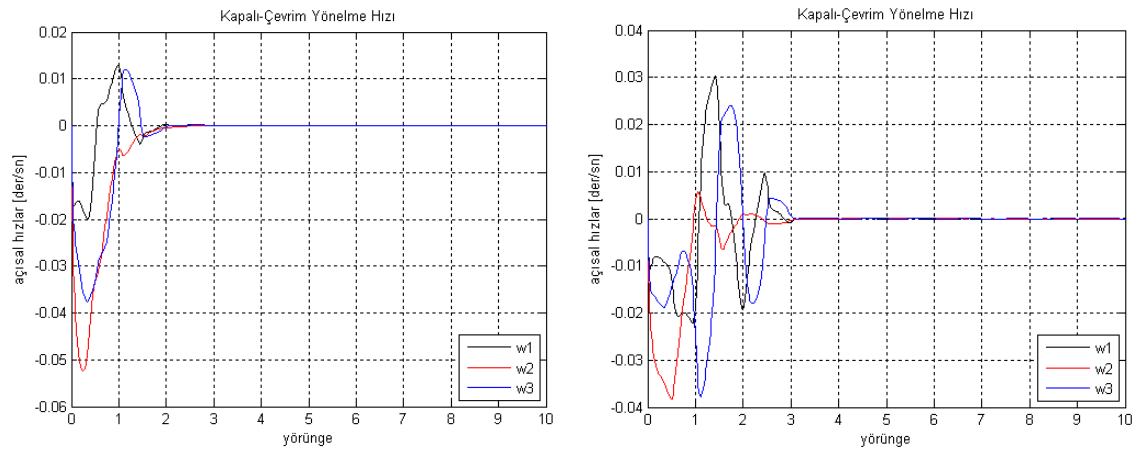
Salt manyetik PD kontrolcünün başarımı, türevsel etkili kayma kipli kontrolcününki ile de karşılaştırılmıştır (bkz. Şekil 6.36 ve 6.40).



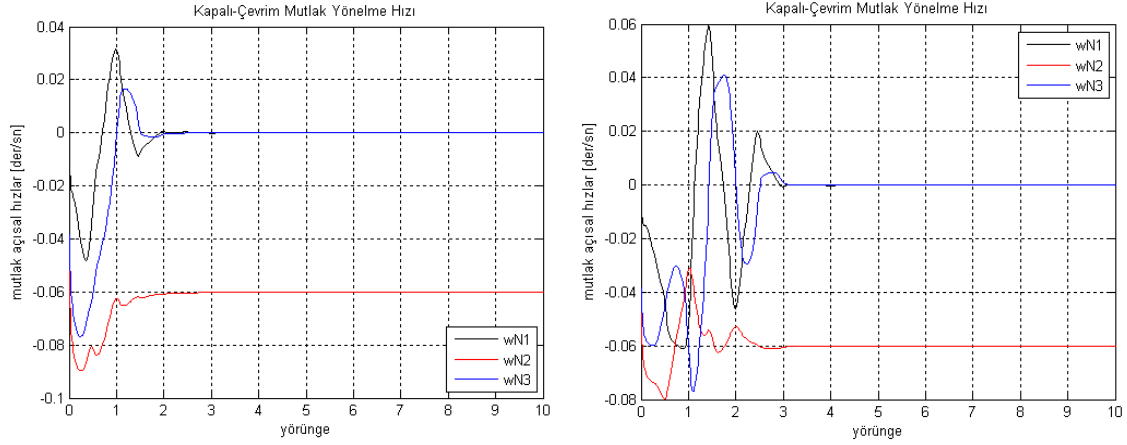
Şekil 6.36 : Kuvaterniyonların türevsel etkili kayma kipli (soldaki) ve PD (sağdaki) kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.



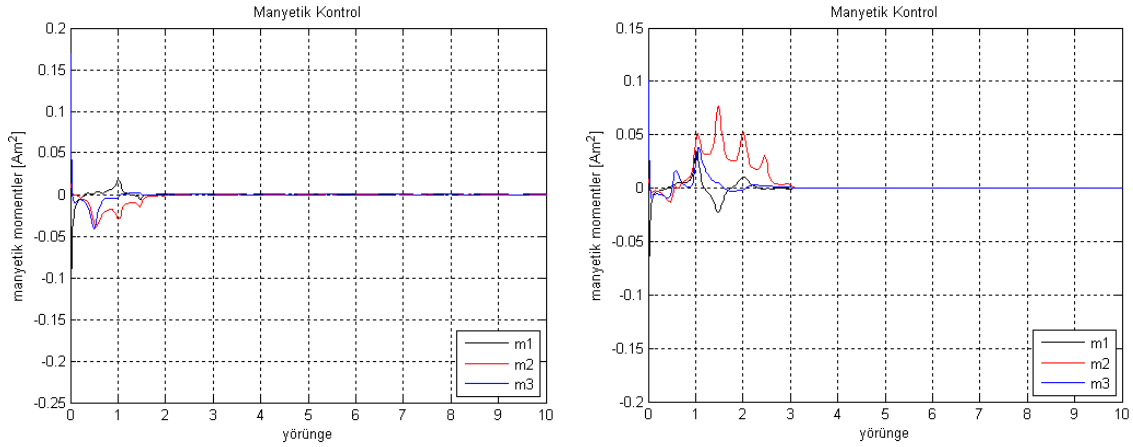
Şekil 6.37 : Yönelme açılarının türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.



Şekil 6.38 : Açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

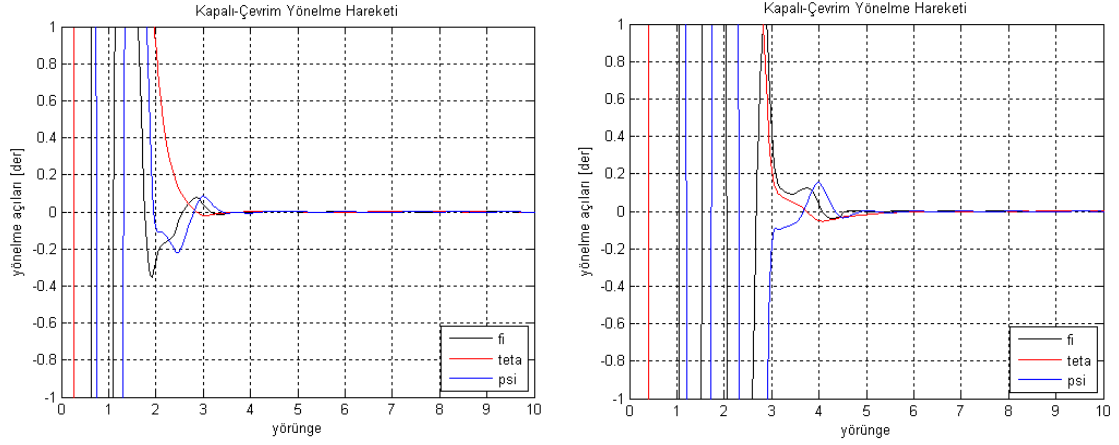


Şekil 6.39 : Mutlak açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

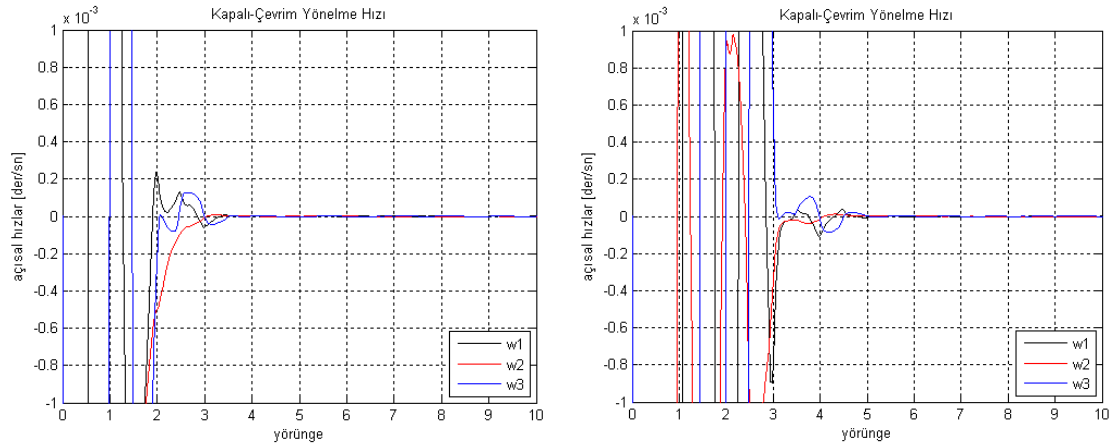


Şekil 6.40 : Manyetik kontrol momentlerinin türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen zaman cevapları.

Türevsel etkili kayma kipli kontrol sistemi, PD kontrol sistemine göre, bileşenlerinin azami değeri $0,05 \text{ Am}^2$ kadar daha yüksek manyetik moment üretimi gerektirmektedir (bkz. Şekil 6.40). Şekil 6.41 ve 6.42’de, bu kontrol gücü fazlasının kendisini özellikle Euler açılarının daimi hal davranışında bir iyileşme, dolayısıyla PD kontrolcünün verdiği cevaplara karşı üstünlük sağlama olarak gösterdiği sergilenmiştir.



Şekil 6.41 : Yönelme açılarının türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.



Şekil 6.42 : Açısal hızların türevsel etkili kayma kipli ve PD kontrolcü ile elde edilen yakınlaştırılmış zaman cevapları.

Yukarıda görüldüğü gibi, türevsel etkili kayma kipli kontrolcü yönelme hatasının mutlak değerini 0,1 derecenin altına PD kontrolcünden bir buçuk periyot kadar önce indirmektedir.

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Çalışmada varılan ana sonuç, yüksek yatıklık açılı yörünge üzerinde Dünya manyetik alanının bileşenleri yeterli değişim gösterdiğinden dolayı, böyle bir yörüngeye oturtulan bir uydunun üç ekseninde yönelme kontrolünün sadece üç manyetik eyleyiciden yararlanılarak gerçekleştirilebildiğidir. Bu sonuç, üç farklı manyetik kontrol sistemi kullanılarak elde edilmiştir. Bu üç sistem için, kütle-çekimsel olarak kararsız uydu modelleri kullanılmıştır. Tüm benzetimler Euler açılarının sıfırdan oldukça farklı değerlerinden başlatılmış, yani çalışmada yönelme edinimi problemi ele alınmıştır. Bu durumda, durum vektörü başlangıçta denge durumunun oldukça uzağında olduğundan, yönelme dinamiğinin doğrusal olmayan modeli kullanılmıştır. Kontrol sistemlerinin ürettikleri manyetik kontrol momentlerinin azami genliklerinin, çalışmada küçük uydularda kullanılan manyetik eyleyiciler için azami değer olarak kabul edilen 1 Am^2 'yi geçmediği görülmüştür.

Literatürde bulunan manyetik kayma kipli kontrol yasası ile gerçekleştirilen benzetimin sonuçları, yönelme açılarının iki buçuk, açısal hızların ise yaklaşık üç buçuk yörünge periyodunda denge değerlerine oturduğunu göstermiştir. Önerilen türevsel etkili kayma kipli kontrolcü, zaman cevabının $\pm 0,1$ derece aralığında salınır kılındıktan sonraki sifıra oturma davranışını, standart kontrolcü ile elde edilene göre dört yörünge periyodu kadar geriye çekmiştir. Bu türevsel etkili manyetik kontrol sistemi, standart sistemden biraz daha yüksek momentler üretmektedir.

Doğrusal olmayan açık-çevrim yönelme dinamiğine Edilgin Yunuslama Ön-Momentumu Yöntemi'nin etkisi faz portreleri ve Poincaré kesitleri ile incelendiğinde, yunuslama momentum tekerleğinin açısal momentumunun doğrusal olmayan dinamikleri baskılayarak, karakteri doğrusala yakın bir davranış doğurduğu görülmüştür. Zaman cevapları, EYÖMY etkisinde periyodiklik kazanmış, denge konumu etrafında doğrusal olmayan sistemlerin kararlı davranışını andıran bir salınımına başlamıştır. Bu salınım, biri ortalama harekete, diğeri ise nütasyon frekansına eşit iki frekansa sahiptir. Doğrusal açık-çevrim sisteme EYÖMY

uygulandığında ortaya çıkan nütasyon salınıminin genliği sabit iken, doğrusal olmayan sistem ele alındığında bu genliğin ortalama harekete eşit bir frekans ile değişim sergilediği bu incelemede belirlenmiştir.

Başarımının artırılması amacıyla standart kayma kipli kontrolcü, açık-çevrim sisteme etkisi incelenmiş olan EYÖMY ile desteklenmiştir. Bu desteğin, bazı başlangıç koşulları için yuvarlanma ve sapma açılarının sıfıra yüksek hızla yakınsamasını sağladığı ortaya konmuştur. Yuvarlanma ve sapma hızlarına ait davranışlardaki düşük frekanslı salınımlar yerini, daha düşük genlikli, fakat oldukça yüksek frekanslı nütasyon salınımlarına bırakmıştır. EYÖMY'nin kapalı-çevrim sisteme asıl katkısı gürbüzlük kazandırmak olmuştur. Bozuntu etkisi sisteme sokularak gerçekleştirilen benzetimler göstermiştir ki, yuvarlanma ve sapma açılarının daimi hal salınımlarının, mutlak değerleri 2 dereceye varan genlikleri, çok kısa süren bir geçiş rejiminin ardından 0,1 derecenin altına inmiştir. Açısal hızlar yüksek frekanslı, fakat daha düşük genlikli olarak salınır kılınmıştır. Yunuslama açısı ve hızının cevabında ise, düzenleşme ile belli belirsiz bir hızlanma ve daimi hal hatasında bir miktar azalma sağlanmıştır. Kapalı-çevrim sistemin ürettiği manyetik momentlerin daimi hal salınımlarında da, EYÖMY etkisiyle azami genlikte azalma olmuş ve yüksek frekanslı salınımlar baş göstermiştir.

Son olarak, üç eksenle yönelme kontrolü problemi için literatürde önerilmiş olan manyetik PD kontrolcü, standart ve türevsel etkili manyetik kayma kipli kontrolcüler ile karşılaştırılmıştır. Her iki kayma kipli kontrol sisteminin geçiş rejimi başarımları, PD kontrol sistemininkinden belirgin şekilde üstündür. Standart kayma kipli kontrolcü ile üretilen manyetik moment bileşenlerinin azami değeri 0,1 Am² iken, PD kontrolcü ile üretilen bileşenlerin değeri 0,2 Am²'yi bulmaktadır. Euler açılarının cevabı ± 1 derece aralığında incelendiğinde ise, PD kontrolcünün yönelme hatasını $\pm 0,05$ derece gibi sıfır civarında bir aralığa standart kayma kipli kontrolcünden yaklaşık üç yörünge periyodu önce sürerek daimi halde daha başarılı olduğu saptanmıştır. Türevsel etkili kayma kipli kontrol sistemi ise, PD kontrol sistemine göre, bileşenlerinin azami değeri 0,05 Am² kadar daha yüksek olan manyetik moment üretmektedir. Bu kontrol gücü fazlasının kendisini özellikle Euler açılarının daimi hal davranışında bir iyileşme, dolayısıyla PD kontrolcünün verdiği cevaplara karşı üstünlük sağlama olarak gösterdiği sergilenmiştir. Türevsel etkili kontrolcü

yönelme hatasının mutlak değerini 0,1 derecenin altına PD kontrolcünden bir buçuk periyot kadar önce indirmektedir.

7.1 Tartışma

Yönelmesi üç ekseninde salt manyetik eyleme ile kontrol edilen küçük uydulara çevresel bozuntulara karşı gürbüzlük kazandırmak amacıyla, Edilgin Yunuslama Ön-Momentumu Yöntemi'ne başvurulabilir.

7.2 Öneriler

EYÖMY'nin doğrusal olmayan yönelme dinamiğine etkisi, kütle-çekim gradyanı torku etkisi hesaba katılmadan incelenebilir. Böyle bir incelemenin vereceği sonuçların, yunuslama momentum tekerleğinin açısal momentumunun dinamiklere etkisini daha açık şekilde ortaya koyacağı tahmin edilmektedir. Manyetik türevsel etkili ve EYÖMY destekli kayma kipli kontrol yasalarının kararlılığı uygun yöntemlerle kuramsal olarak sınanmalıdır. Ayrıca, EYÖMY destekli kontrol yasasının benzetim sonuçlarında kendini gösteren gürbüzlüğü de kuramsal olarak kanıtlanmaya çalışılmalıdır.

KAYNAKLAR

- [1] **Helvajian, H. and Janson, S.W.**, 2008. Small satellites: Past, present, and future, The Aerospace Press, p. 47, Eds. Helvajian, H. and Janson, S.W., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [2] **Helvajian, H. and Janson, S.W.**, 2008. Small satellites: Past, present, and future, The Aerospace Press, p. 87-88, Eds. Helvajian, H. and Janson, S.W., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [3] **White, J.S., Shigemoto, F.H. and Bourquin, K.**, 1961. Satellite attitude control utilizing the Earth's magnetic field, *NASA Technical Note, TN-D1068*, National Aeronautics and Space Administration.
- [4] **Ergin, E. I., and Wheeler, P. C.**, 1965: Magnetic Control of a Spinning Satellite. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **2**, no. 6, pp. 846-850.
- [5] **Wheeler, P. C.**, 1967: Spinning Spacecraft Attitude Control via the Environmental Magnetic Field. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **4**, no. 12, pp. 1631-1637.
- [6] **Renard, M. L.**, 1967: Command Laws for Magnetic Attitude Control of Spin-Stabilized Earth Satellites. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **4**, no. 2, pp. 156-163.
- [7] **Sorenson, J. A.**, 1971: A Magnetic Attitude Control System for an Axisymmetric Spinning Spacecraft. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **8**, no. 5, pp. 441-448.
- [8] **Shigehara, M.**, 1972: Geomagnetic Attitude Control of an Axisymmetric Spinning Satellite. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **9**, no. 6, pp. 391-398.
- [9] **Schmidt Jr., G. E.**, 1975. The application of magnetic attitude control to a momentum biased synchronous communications satellite, *AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference*, Boston, Massachusetts, ABD, Ağustos 20-22.
- [10] **Stickler, A. C., and Alfriend, K. T.**, 1976: Elementary Magnetic Attitude Control System. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Vol. **13**, no. 5, pp. 282-287.
- [11] **Goel, P. S., and Rojaram, S.**, 1979: Magnetic Attitude Control of a Momentum-Biased Satellite in Near-Equatorial Orbit. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **2**, no. 4, pp. 334-338.
- [12] **Junkins, J. L., Carrington, C. K., and Williams, C. E.**, 1981: Time-Optimal Magnetic Attitude Control Maneuvers. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **4**, no. 2, pp. 363-368.

- [13] **Martel, F., Pal, P. K., and Psiaki, M.**, 1988: Active Magnetic Control System for Gravity Gradient Stabilized Spacecraft. In Proceedings of the Second Annual AIAA Conference on Small Satellites, Utah State University, ABD, Eylül.
- [14] **Musser, K. L., and Ward, L. E.**, 1989: Autonomous Spacecraft Attitude Control Using Magnetic Torquing Only. In Proceedings of the Flight Mechanics and Estimation Theory Symposium, NASA, ABD, 23–24 Mayıs.
- [15] **Ong, W.T.**, 1992. Attitude determination and control of low Earth orbit satellites, *MSc Thesis*, Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Surrey.
- [16] **Cavallo, A. G., DeMaria, G., Ferrara, F., and Nistri, P.**, 1993: A Sliding Manifold Approach to Satellite Attitude Control. In Proceedings of the Twelfth World Congress of IFAC, Sidney, Avustralya.
- [17] **Pittelkau, M. E.**, 1993: Optimal Periodic Control for Spacecraft Pointing and Attitude Determination. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **16**, no. 6, pp. 1078-1084.
- [18] **Steyn, W. H.**, 1994: Comparison of Low-Earth-Orbit Satellite Attitude Controllers Submitted to Controllability Constraints. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **17**, no. 4, pp. 795-804.
- [19] **Wisniewski, R.**, 1996. Satellite attitude control using only electromagnetic actuation, *PhD Thesis*, Aalborg University, Aalborg.
- [20] **Wisniewski, R., and Markley, F. L.**, 1999: Optimal Magnetic Attitude Control. In Proceedings of the Fourteenth World Congress of IFAC, Beijing, China.
- [21] **Wisniewski, R.**, 2000: Linear Time Varying Approach to Satellite Attitude Control Using Only Electromagnetic Actuation. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **23**, no. 4, pp. 640-647.
- [22] **Bak, T., Wisniewski, R., and Blanke, M.**, 1996. Autonomous attitude determination and control system for the Oersted satellite, *IEEE Aerospace Application Conference*, Colorado, ABD, Şubat 4-11.
- [23] **Wisniewski, R., and Blanke, M.**, 1999: Fully magnetic attitude control for spacecraft subject to gravity gradient, *Automatica*, **35**, 1201–1214.
- [24] **Damaren, C. J.**, 2002: Comments on “Fully magnetic attitude control for spacecraft subject to gravity gradient”, *Automatica*, **38**, 2189.
- [25] **Grassi, M.**, 1997: Attitude Determination and Control for a Small Remote Sensing Satellite. *Acta Astronautica*. Vol. **40**, no. 9, pp. 675-681.
- [26] **Arduini, C., and Baiocco, P.**, 1997: Active Magnetic Damping Attitude Control for Gravity Gradient Stabilized Spacecraft. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **20**, no. 1, pp. 117-122.
- [27] **Wang, P., Shtessel, Y. B., and Wang, Y.**, 1998: Satellite Attitude Control Using Only Magnetorquers. In Proceedings of the AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference, Boston, ABD, Ağustos, pp. 1490-1498.

- [28] **Tabuada, P., Alves, P., Tavares, P. and Lima, P.**, 1998. Attitude control strategies for small satellites, *ISR, RT-404-98*, Institute of Robotic Systems.
- [29] **Tabuada, P., Alves, P., Tavares, P., and Lima, P.**, 1999: A Predictive Algorithm for Attitude Stabilization and Spin Control of Small Satellites. In Proceedings of the European Control Conference (ECC'99), Karlsruhe, Almanya, 31 Ağustos–3 Eylül.
- [30] **Psiaki, M. L.**, 2001: Magnetic Torquer Attitude Control via Asymptotic Periodic Linear Quadratic Regulation. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **24**, no. 2, pp. 386-394.
- [31] **Lovera, M., and Astolfi, A.**, 2001: Global Attitude Regulation Using Magnetic Control. In Proceedings of the 40th IEEE Conference on Decision and Control, Orlando, Florida, ABD, Aralık.
- [32] **Makovec, K.L.**, 2001. A nonlinear magnetic controller for three-axis stability of nanosatellites, *MSc Thesis*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia.
- [33] **Zhang, F., Shang, H., Mu, C., and Lu, Y.**, 2002: An Optimal Attitude Control of Small Satellite with Momentum Wheel and Magnetic Torquods. In Proceedings of the 4th World Congress on Intelligent Control and Automation, Shanghai, Çin Halk Cumhuriyeti, 10–14 Haziran, pp. 1395-1398.
- [34] **Lovera, M., DeMarchi, E., and Bittanti, S.**, 2002: Periodic Attitude Control Techniques for Small Satellites with Magnetic Actuators. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*. Vol. **10**, no. 1, pp. 90-95.
- [35] **Lovera, M., and Astolfi, A.**, 2004: Global Magnetic Attitude Control of Spacecraft. In Proceedings of the 43rd IEEE Conference on Decision and Control, Atlantis, Paradise Island, Bahamalar, 14–17 Aralık, pp. 267-272.
- [36] **Gravdahl, J. T.**, 2004: Magnetic Attitude Control for Satellites. In Proceedings of the 43rd IEEE Conference on Decision and Control, Atlantis, Paradise Island, Bahamalar, 14–17 Aralık, pp. 261-266.
- [37] **Liang, J., Fullmer, R., and Chen, YQ.**, 2004: Time-Optimal Magnetic Attitude Control for Small Spacecraft. In Proceedings of the 43rd IEEE Conference on Decision and Control, Atlantis, Paradise Island, Bahamalar, 14–17 Aralık, pp. 255-260.
- [38] **Jan, Y. W., and Tsai, J. -R.**, 2005: Active control for initial attitude acquisition using magnetic torquers, *Acta Astronautica*, **57**, 754-759.
- [39] **Guelman, M., Waller, R., Shiryaev, A., and Psiaki, M.**, 2005: Design and testing of magnetic controllers for satellite stabilization, *Acta Astronautica*, **56**, 231-239.
- [40] **Huang, L., and Jing, W.**, 2006: Attitude Stabilization of Averaging Magnetic Torque. In Proceedings of the 1st International Symposium on Systems and Control in Aerospace and Astronautics (ISSCAA 2006), Harbin, Çin, 19–21 Ocak, pp. 627-632.

- [41] **Sivaprakash, N., and Shanmugam, J.**, 2005. Neural network based three axis satellite attitude control using only magnetic torquers, *The 24th Digital Avionics Systems Conference (DASC 2005)*, Washington, ABD, Ekim 30-Kasım 3.
- [42] **Silani, E., and Lovera, M.**, 2005: Magnetic spacecraft attitude control: a survey and some new results, *Control Engineering Practice*, **13**, 357-371.
- [43] **Lovera, M., and Astolfi, A.**, 2006: Global Magnetic Attitude Control of Spacecraft in the Presence of Gravity Gradient. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*. Vol. **42**, no. 3, pp. 796-805.
- [44] **Schiavo, F., Lovera, M., and Astolfi, A.**, 2006: Magnetic Attitude Control of Spacecraft with Flexible Appendages. In Proceedings of the 45th IEEE Conference on Decision and Control, San Diego, CA, ABD, 13–15 Aralık, pp. 1545-1550.
- [45] **Wood, M., Chen, W.-H., and Fertin, D.**, 2006: Model Predictive Control of Low Earth Orbiting Spacecraft with Magneto-torquers. In Proceedings of the 2006 IEEE International Conference on Control Applications, Munich, Almanya, 4–6 Ekim, pp. 2908-2913.
- [46] **Chen, M., Zhang, S. J., Liu, F. H., and Zhang, Y. C.**, 2008: Combined Attitude Control of Small Satellite Using One Flywheel and Magnetic Torquers. In Proceedings of the 2nd International Symposium on Systems and Control in Aerospace and Astronautics (ISSCAA 2008), Harbin, Çin, 10–12 Aralık, pp. 1-6.
- [47] **Wood, M., and Chen, W.**, 2008. PD control of magnetically actuated satellites with uneven inertia distribution, *7th International ESA Conference on Guidance, Navigation and Control Systems (GNC 2008)*, Tralee, County Kerry, İrlanda, Haziran 2-5.
- [48] **Wood, M., and Chen, W.-H.**, 2008: Regulation of Magnetically Actuated Satellites Using Model Predictive Control with Disturbance Modelling. In Proceedings of the IEEE International Conference on Networking, Sensing and Control (ICNSC 2008), 6–8 Nisan, pp. 692-697.
- [49] **Chen, W., and Jing, W.**, 2009: Robust Attitude Acquisition for Micro-satellite. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology: An International Journal*. Vol. **81**, no. 4, pp. 299-307.
- [50] **Corno, M., and Lovera, M.**, 2009: Spacecraft attitude dynamics and control in the presence of large magnetic residuals, *Control Engineering Practice*, **17**, 456-468.
- [51] **Bayat, F., Bolandi, H., and Jalali, A. A.**, 2009: A heuristic design method for attitude stabilization of magnetic actuated satellites, *Acta Astronautica*, **65**, 1813-1825.
- [52] **Helvajian, H. and Janson, S.W.**, 2008. Small satellites: Past, present, and future, The Aerospace Press, p. 407-448, Eds. Helvajian, H. and Janson, S.W., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.

- [53] **Kaplan, M.H.**, 1976. Modern spacecraft dynamics and control, p. 139-140, John Wiley and Sons, Inc., New York.
- [54] **Chobotov, V.A.**, 1991. Spacecraft attitude dynamics and control, Orbit, A Foundation Series, p. 3, Ed. Strother, E.F., Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.
- [55] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 328-329, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [56] **Chobotov, V.A.**, 1991. Spacecraft attitude dynamics and control, Orbit, A Foundation Series, p. 3-4, Ed. Strother, E.F., Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.
- [57] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 379, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [58] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 329, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [59] **Kaplan, M.H.**, 1976. Modern spacecraft dynamics and control, p. 140, John Wiley and Sons, New York.
- [60] **Wertz, J.R.**, 2001. Mission geometry; orbit and constellation design and management, Space Technology Library, p. 160, Ed. Wertz, J.R., Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, El Segundo, CA.
- [61] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 345, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [62] **Kaplan, M.H.**, 1976. Modern spacecraft dynamics and control, p. 140-141, John Wiley and Sons, New York.
- [63] **Wertz, J.R.**, 1978. Spacecraft attitude determination and control, Astrophysics and Space Science Library 73, p. 156, Ed. Wertz, J.R., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [64] **Wertz, J.R.**, 2001. Mission geometry; orbit and constellation design and management, Space Technology Library, p. 158, Ed. Wertz, J.R., Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, El Segundo, CA.
- [65] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 353-354, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [66] **Wertz, J.R.**, 2001. Mission geometry; orbit and constellation design and management, Space Technology Library, p. 161, Ed. Wertz, J.R., Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, El Segundo, CA.
- [67] **Wertz, J.R.**, 1978. Spacecraft attitude determination and control, Astrophysics and Space Science Library 73, p. 180-181, Ed. Wertz, J.R., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

- [68] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 373-374, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [69] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 380-381, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [70] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 393, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [71] **Wertz, J.R.**, 1978. Spacecraft attitude determination and control, Astrophysics and Space Science Library 73, p. 200, Ed. Wertz, J.R., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [72] **Wertz, J.R.**, 2001. Mission geometry; orbit and constellation design and management, Space Technology Library, p. 172, Ed. Wertz, J.R., Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, El Segundo, CA.
- [73] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 397-398, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [74] **Kaplan, M.H.**, 1976. Modern spacecraft dynamics and control, p. 199, John Wiley and Sons, New York.
- [75] **Wertz, J.R.**, 2001. Mission geometry; orbit and constellation design and management, Space Technology Library, p. 7, Ed. Wertz, J.R., Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, El Segundo, CA.
- [76] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 229, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [77] **Wie, B.**, 1998. Space vehicle dynamics and control, AIAA Education Series, p. 307-369, Ed. Przemieniecki, J.S., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [78] **Daybelge, U.**, 2005. "Attitude determination and control" dersi notları, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul.
- [79] **Meriam, J.L. and Kraige, L.G.**, 1998. Engineering mechanics: Statics, p. 498, John Wiley and Sons, Inc., New York.
- [80] **Sofyali, A., and Caferov, E.**, 2009: Computational Phase Portrait Analysis of Two Nonlinear Small Satellite Models. In Proceedings of the 4th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST 2009), 11–13 Haziran, pp. 491-496.
- [81] **Wie, B.**, 1998. Space vehicle dynamics and control, AIAA Education Series, p. 374-379, Ed. Przemieniecki, J.S., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [82] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 210-214, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.

- [83] **Kaplan, M.H.**, 1976. Modern spacecraft dynamics and control, p. 203-204, John Wiley and Sons, New York.
- [84] **Wie, B.**, 1998. Space vehicle dynamics and control, AIAA Education Series, p. 370-371, Ed. Przemieniecki, J.S., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [85] **Chang, Y.-K., Lee, B.-H., Kim, S.-J., and Kang, S.-J.**, 2005: HAUSAT-2 Nanosatellite ADCS Performance Analysis and Commissioning. In Proceedings of the 2nd International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST 2005), 9–11 Haziran, pp. 180-184.
- [86] **Chang, Y.-K., Lee, B.-H., and Kim, S.-J.**, 2006: Momentum wheel start-up method for HAUSAT-2 ultra-small satellite, *Aerospace Science and Technology*, **10**, 168-174.
- [87] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 22-24, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [88] **Daybelge, U.**, 1999. Uzay bilimi: astronomi ve astrofizikte temel konular, p. 15, İstanbul Teknik Üniversitesi Rektörlüğü Sayı: 1606, İ.T.Ü., İstanbul.
- [89] **Sofyalı, A.**, 2006. Kısıtlı üç-cisim probleminde zayıf kararlılık sınırındaki yörüngeler, *Bitirme Çalışması*, Uçak ve Uzay Bilimleri Fakültesi, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul.
- [90] **Wie, B.**, 1998. Space vehicle dynamics and control, AIAA Education Series, p. 225-227, Ed. Przemieniecki, J.S., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [91] **Curtis, H.D.**, 2005. Orbital mechanics for engineering students, Elsevier Aerospace Engineering Series, p. 158-159, Elsevier Ltd., Oxford.
- [92] **Sidi, M.J.**, 1997. Spacecraft dynamics and control: A practical engineering approach, Cambridge Aerospace Series 7, p. 15, Eds. Rycroft, M.J. and Stengel, R.F., Cambridge University Press, New York.
- [93] **Sturm II, E.J.**, 2005. Magnetic attitude estimation of a tumbling spacecraft, *MSc Thesis*, California Polytechnic State University, San Luis Obispo.
- [94] **Guerrant, D.V.**, 2005. Design and analysis of fully magnetic control for picosatellite stabilization, *MSc Thesis*, California Polytechnic State University, San Luis Obispo.
- [95] **Wie, B.**, 1998. Space vehicle dynamics and control, AIAA Education Series, p. 220-222, Ed. Przemieniecki, J.S., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston, Virginia.
- [96] **Curtis, H.D.**, 2005. Orbital mechanics for engineering students, Elsevier Aerospace Engineering Series, p. 172-176, Elsevier Ltd., Oxford.
- [97] **Curtis, H.D.**, 2005. Orbital mechanics for engineering students, Elsevier Aerospace Engineering Series, p. 177-187, Elsevier Ltd., Oxford.
- [98] **Davis, J.**, 2004. Mathematical modeling of Earth's magnetic field, *Technical Note*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia.

- [99] **Url-1** <<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>>, alındığı tarih 29.07.2008.
- [100] **Krogh, K. and Schreder, E.**, 2002. Attitude determination for AAU CubeSat, *Technical Report*, Aalborg University, Aalborg.
- [101] **Graversen, T., Frederiksen, M.K. and Vedstesen, S.V.**, 2002. Attitude control system for AAU CubeSat, *MSc Thesis*, Aalborg University, Aalborg.
- [102] **Url-2** <www.space-track.org>, alındığı tarih 25.02.2009.
- [103] **Url-3** <<http://celestrak.com/NORAD/elements/>>, alındığı tarih 27.02.2009.
- [104] **Curtis, H.D.**, 2005. Orbital mechanics for engineering students, Elsevier Aerospace Engineering Series, p. 109-123, Elsevier Ltd., Oxford.
- [105] **Borkowski, K. M.**, 1996: The Persian Calendar for 3000 Years. *Earth, Moon, and Planets*. Vol. **74**, no. 3, pp. 223-230.
- [106] **Hughes, P.C.**, 1986. Spacecraft attitude dynamics, p. 271, John Wiley and Sons, New York.
- [107] **Jafarov, E.M.**, 2009. Variable structure control and time-delay systems, Electrical and Computer Engineering Series: A Series of Reference Books and Textbooks, p. 3-6, Ed. Mastorakis, N., WSEAS Press, New York.
- [108] **Utkin, V.I.**, 1992. Sliding modes in control optimization, p. 140-141, Springer-Verlag, Berlin.
- [109] **Vadali, S. R.**, 1986: Variable-Structure Control of Spacecraft Large-Angle Maneuvers. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. Vol. **9**, no. 2, pp. 235-239.
- [110] **Sira-Ramirez, H., and Dwyer, III, T. A. V.**, 1987: Variable Structure Controller Design for Spacecraft Nutation Damping. *IEEE Transactions on Automatic Control*. Vol. **32**, no. 5, pp. 435-438.
- [111] **Hung, J. Y., Gao, W., and Hung, J. C.**, 1993: Variable Structure Control: A Survey. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*. Vol. **40**, no. 1, pp. 2-22.
- [112] **Kuzucu, A.**, 2007. “Advanced system dynamics and control” dersi notları, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul.

EKLER

EK A.1 : DOYD_1.m
EK A.2 : DOYD_2.m
EK A.3 : Cozucu_DOYD_1.m
EK A.4 : Cozucu_DOYD_2.m
EK B.1 : DMY_EDM.m
EK B.2 : EDM_DMY.m
EK B.3 : EDM_DMDC.m
EK B.4 : DMDC_EDM.m
EK B.5 : DMDC_YEB.m
EK B.6 : YEB_DMDC.m
EK B.7 : YKDA_DMDC.m
EK B.8 : DMDC_YKDA.m
EK B.9 : EDM_A.m
EK B.10 : A_EDM.m
EK B.11 : Yorunge_Hesaplayici.m
EK B.12 : Okuyucu.m
EK B.13 : Normallestirici.m
EK B.14 : Manyetik_Alan_Hesaplayici.m
EK B.15 : Koordinat_Donusturucu.m
EK B.16 : Ilerletici.m
EK B.17 : TLE_Okuyucu.m
EK B.18 : eM_E.m
EK C.1a : “Doğrusal_Olmayan_Uydu_Dinamigi” adlı Simulink Bloğu
EK C.1b : “Kinematikler” adlı Simulink Bloğu
EK C.1c : “Dinamikler” adlı Simulink Bloğu
EK C.1d : “Kutle_Cekim_Etkisi” adlı Simulink Bloğu
EK C.1e : “Acisal_Hiz_Donusumu” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.1f : “Normallestirici” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.1g : “Vektorel_Carpim” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.1h : “Secici1” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.1i : Baslatıcı_Model.m
EK C.1j : Cizici_Model.m
EK C.2a : “Manyetik_Kontrolcu” adlı Simulink Bloğu
EK C.2b : “Kayma_Yuzeyi” adlı Simulink Bloğu
EK C.2c : “Manyetik_Alan_Okuyucu” adlı Simulink Bloğu
EK C.2d : “boyut” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.2e : “Secici2” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.2f : “MAO” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.2g : Baslatıcı_Kontrol_Sistemi.m
EK C.2h : Cizici_Kontrol_Sistemi.m
EK C.3a : “Manyetik_Kontrolcu” adlı Simulink Bloğu
EK C.3b : “Kayma_Yuzeyinin_Turevi” adlı Simulink Bloğu

EK C.3c : “Doğrusal_Olmayan_Uydu_Dinamigi” adlı Simulink Bloğu
EK C.3d : Baslatici_Kontrol_Sistemi_ds.m
EK C.4a : “Dinamikler” adlı Simulink Bloğu
EK C.4b : “Manyetik_Kontrolcu” adlı Simulink Bloğu
EK C.4c : Baslatici_Kontrol_Sistemi_H0.m
EK C.4d : “CBT” adlı gömülü MATLAB Fonksiyonu
EK C.5 : Baslatici_PD_Kontrol_Sistemi.m

EK A.1

```
function dx=DOYD_1(t,x)
%% Sabitler
n=1.13488e-03;
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Hareket Denklemleri
dx=zeros(6,1);
omega1=x(2)-sin(x(3))*x(6)-n*sin(x(5))*cos(x(3));
omega2=cos(x(1))*x(4)+sin(x(1))*cos(x(3))*x(6)
    -n*sin(x(1))*sin(x(3))*sin(x(5))-n*cos(x(1))*cos(x(5));
omega3=-sin(x(1))*x(4)+cos(x(1))*cos(x(3))*x(6)
    -n*sin(x(3))*sin(x(5))*cos(x(1))+n*sin(x(1))*cos(x(5));
C1=sin(x(1))*cos(x(1))*(cos(x(3)))^2;
C2=-sin(x(3))*cos(x(1))*cos(x(3));
C3=-sin(x(1))*sin(x(3))*cos(x(3));
dx(1)=x(2);
dx(2)=cos(x(3))*x(4)*x(6)+sin(x(3))*dx(6)+n*cos(x(3))*cos(x(5))*x(6)
    -n*sin(x(5))*sin(x(3))*x(4)+k1*omega2*omega3-3*n^2*k1*C1;
dx(3)=x(4);
dx(4)=1/cos(x(1))*(sin(x(1))*x(2)*x(4)
    -cos(x(1))*cos(x(3))*x(2)*x(6)+sin(x(1))*sin(x(3))*x(4)*x(6)
    -sin(x(1))*cos(x(3))*dx(6)+n*cos(x(1))*x(2)*sin(x(3))*sin(x(5))
    +n*sin(x(1))*cos(x(3))*x(4)*sin(x(5))
    +n*sin(x(1))*sin(x(3))*cos(x(5))*x(6)-n*sin(x(1))*x(2)*cos(x(5))
    -n*cos(x(1))*sin(x(5))*x(6)+k2*omega3*omega1-3*n^2*k2*C2);
dx(5)=x(6);
dx(6)=1/(cos(x(1))*cos(x(3)))*(cos(x(1))*x(2)*x(4)+sin(x(1))*dx(4)
    +sin(x(1))*cos(x(3))*x(2)*x(6)+sin(x(3))*cos(x(1))*x(4)*x(6)
    +n*cos(x(3))*x(4)*sin(x(5))*cos(x(1))
    +n*sin(x(3))*cos(x(5))*x(6)*cos(x(1))
    -n*sin(x(3))*sin(x(5))*sin(x(1))*x(2)
    -n*cos(x(1))*x(2)*cos(x(5))+n*sin(x(1))*sin(x(5))*x(6)
    +k3*omega1*omega2-3*n^2*k3*C3);
```

EK A.2

```
function dx=DOYD_2(t,x)
%% Sabitler
n=1.07324e-03;
I1=0.3078;
I2=0.2865;
I3=0.2747;
H0=0.09163;
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Hareket Denklemleri
dx=zeros(6,1);
omega1=x(2)-sin(x(3))*x(6)-n*sin(x(5))*cos(x(3));
omega2=cos(x(1))*x(4)+sin(x(1))*cos(x(3))*x(6)
    -n*sin(x(1))*sin(x(3))*sin(x(5))-n*cos(x(1))*cos(x(5));
omega3=-sin(x(1))*x(4)+cos(x(1))*cos(x(3))*x(6)
    -n*sin(x(3))*sin(x(5))*cos(x(1))+n*sin(x(1))*cos(x(5));
```

```

C1=sin(x(1))*cos(x(1))*(cos(x(3)))^2;
C2=-sin(x(3))*cos(x(1))*cos(x(3));
C3=-sin(x(1))*sin(x(3))*cos(x(3));
dx(1)=x(2);
dx(2)=cos(x(3))*x(4)*x(6)+sin(x(3))*dx(6)+n*cos(x(3))*cos(x(5))*x(6)
      -n*sin(x(5))*sin(x(3))*x(4)+k1*omega2*omega3-H0/I1*omega3
      -3*n^2*k1*C1;
dx(3)=x(4);
dx(4)=1/cos(x(1))*(sin(x(1))*x(2)*x(4)
      -cos(x(1))*cos(x(3))*x(2)*x(6)+sin(x(1))*sin(x(3))*x(4)*x(6)
      -sin(x(1))*cos(x(3))*dx(6)+n*cos(x(1))*x(2)*sin(x(3))*sin(x(5))
      +n*sin(x(1))*cos(x(3))*x(4)*sin(x(5))
      +n*sin(x(1))*sin(x(3))*cos(x(5))*x(6)-n*sin(x(1))*x(2)*cos(x(5))
      -n*cos(x(1))*sin(x(5))*x(6)+k2*omega3*omega1-3*n^2*k2*C2);
dx(5)=x(6);
dx(6)=1/(cos(x(1))*cos(x(3)))*(cos(x(1))*x(2)*x(4)+sin(x(1))*dx(4)
      +sin(x(1))*cos(x(3))*x(2)*x(6)+sin(x(3))*cos(x(1))*x(4)*x(6)
      +n*cos(x(3))*x(4)*sin(x(5))*cos(x(1))
      +n*sin(x(3))*cos(x(5))*x(6)*cos(x(1))
      -n*sin(x(3))*sin(x(5))*sin(x(1))*x(2)
      -n*cos(x(1))*x(2)*cos(x(5))+n*sin(x(1))*sin(x(5))*x(6)
      +k3*omega1*omega2+H0/I3*omega1-3*n^2*k3*C3);

```

EK A.3

```

clear
clc
%% Sabitler
n=1.13488e-03;
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Başlangıç Koşulları
x01=6/180*pi;
x02=0;
x03=4/180*pi;
x04=0;
x05=3/180*pi;
x06=0;
%% Çözdürme
options=odeset('RelTol',1e-12,'AbsTol',[1e-12 1e-12 1e-12 1e-12
1e-12 1e-12]);
[t,x]=ode45(@DOYD_1,[0 7.254006e+003],[x01 x02 x03 x04 x05
x06],options);
%% Çizdirme
figure(1)
x1=(x(:,1)./pi).*180;
x3=(x(:,3)./pi).*180;
x5=(x(:,5)./pi).*180;
plot(t,x1,'k-',t,x3,'r-',t,x5,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('yönelme
açıları [der]'),grid on
h1=legend('yuvarlanma açısı (fi)','yunuslama açısı (teta)','sapma
açısı (psi)',3);
set(h1,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Yönelme Açıları.fig')
saveas(gcf,'Yönelme Açıları.bmp')
figure(2)

```

```

omega1=((x(:,2)-sin(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,5)).*cos(x(:,3)))./pi).*180;
omega2=((cos(x(:,1)).*x(:,4)+sin(x(:,1)).*cos(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,1)).*sin(x(:,3)).*sin(x(:,5))
-n.*cos(x(:,1)).*cos(x(:,5)))./pi).*180;
omega3=((-sin(x(:,1)).*x(:,4)+cos(x(:,1)).*cos(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,3)).*sin(x(:,5)).*cos(x(:,1))
+n.*sin(x(:,1)).*cos(x(:,5)))./pi).*180;
plot(t,omega1,'k-',t,omega2,'r-',t,omega3,'b-'),xlabel('t [sn]'),
ylabel('mutlak yönelme hızları [der/sn]'),grid on
ylim([-1 1])
h2=legend('mutlak yuvarlanma hızı (omega1)','mutlak yunuslama hızı
(omega2)','mutlak sapma hızı (omega3)',3);
set(h2,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Mutlak Yönelme Hızları.fig')
saveas(gcf,'Mutlak Yönelme Hızları.bmp')

```

EK A.4

```

clear
clc
%% Sabitler
n=1.07324e-03;
I1=0.3078;
I2=0.2865;
I3=0.2747;
H0=0.09163;
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Başlangıç Koşulları
x01=6/180*pi;
x02=0;
x03=4/180*pi;
x04=0;
x05=3/180*pi;
x06=0;
%% Çözdürme
options=odeset('RelTol',1e-12,'AbsTol',[1e-12 1e-12 1e-12 1e-12
1e-12 1e-12]);
[t,x]=ode45(@DOYD_2,[0 40000],[x01 x02 x03 x04 x05 x06],options);
%% Çizdirme
figure(1)
x1=(x(:,1))./pi).*180;
plot(t,x1,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('yuvarlanma açısı (fi
[der]'),title('Yuvarlanma Hareketi'),grid on
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yuvarlanma.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yuvarlanma.bmp')
figure(2)
omega1=((x(:,2)-sin(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,5)).*cos(x(:,3)))./pi).*180;
plot(t,omega1,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('mutlak yuvarlanma hızı
(omega1) [der/sn]'),title('Yuvarlanma Hareketinin Mutlak Hızı')
,grid on
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yuvarlanma Hızı.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yuvarlanma Hızı.bmp')
figure(3)
x3=(x(:,3))./pi).*180;
plot(t,x3,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('yunuslama açısı (teta)
[der]'),title('Yunuslama Hareketi'),grid on

```

```

saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yunuslama.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yunuslama.bmp')
figure(4)
omega2=((cos(x(:,1)).*x(:,4)+sin(x(:,1)).*cos(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,1)).*sin(x(:,3)).*sin(x(:,5))
-n.*cos(x(:,1)).*cos(x(:,5)))./pi).*180;
plot(t,omega2,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('mutlak yunuslama hızı
(omega2) [der/sn]'),title('Yunuslama Hareketinin Mutlak Hızı')
,grid on
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yunuslama Hızı.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Yunuslama Hızı.bmp')
figure(5)
x5=(x(:,5)./pi).*180;
plot(t,x5,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('sapma açısı (psi)
[der]'),title('Sapma Hareketi'),grid on
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Sapma.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Sapma.bmp')
figure(6)
omega3=((-sin(x(:,1)).*x(:,4)+cos(x(:,1)).*cos(x(:,3)).*x(:,6)
-n.*sin(x(:,3)).*sin(x(:,5)).*cos(x(:,1))
+n.*sin(x(:,1)).*cos(x(:,5)))./pi).*180;
plot(t,omega3,'b-'),xlabel('t [sn]'),ylabel('mutlak sapma hızı
(omega3) [der/sn]'),title('Sapma Hareketinin Mutlak Hızı')
,grid on
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Sapma Hızı.fig')
saveas(gcf,'Doğrusal Olmayan Sapma Hızı.bmp')

```

EK B.1

```

% Dünya merkezli yörünge (DMY) koordinat sisteminden
% eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sistemine dönüşüm:

% GİRİLENLER:
% r: Yörünge konumu (:,1) [km]
% a: Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu [km]
% e: Yörünge dışmerkezliliği [boyutsuz]
% ga: Gerçek anomali (:,1) [rad]
% ya: Yatıklık açısı [rad]
% pa: Düşümler doğrusundan periapsise kadar olan,
%      pozitif yönde ölçülen açı (:,1) [rad]
%      (argument of periapsis)
% yda: Bahar noktasından yükselme düğümüne kadar olan
%      pozitif yönde ölçülen açı (:,1) [rad]
%      (right ascension of the ascending node)
% mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti [km^3/sn^2]

% ALINANLAR:
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]
% v_EDM: EDM'deki hız vektörü (:,3) [km/sn]

function [x_EDM,v_EDM]=DMY_EDM(r,a,e,ga,ya,pa,yda,mu)
for i=1:length(r)
    A=[cos(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))
      -sin(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))*cos(ya),
      -sin(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))
      -cos(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))*cos(ya),sin(yda(i))*sin(ya);
      cos(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))
      +sin(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))*cos(ya),

```



```

        -sin(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))+cos(pa(i)
        +ga(i))*cos(yda(i))*cos(ya),-cos(yda(i))*sin(ya);
        sin(pa(i)+ga(i))*sin(ya),cos(pa(i)+ga(i))*sin(ya),cos(ya)];
        v(i)=(mu*(2/r(i)-1/a))^0.5;
        gama(i)=acos((mu*(a*(1-e^2)))^0.5/(r(i)*v(i)));
        v_r(i)=v(i)*sin(gama(i));
        v_dik(i)=v(i)*cos(gama(i));
        x_EDM(:,i)=A*[r(i);0;0];
        v_EDM(:,i)=A*[v_r(i);v_dik(i);0];
    end
    x_EDM=x_EDM';
    v_EDM=v_EDM';

```

EK B.2

% Eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sisteminden
 % Dünya merkezli yörünge (DMY) koordinat sistemine dönüşüm:

```

% GİRİLENLER:
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]
% a: Yörünge'nin yarı-büyük eksen uzunluğu [km]
% e: Yörünge'nin dışmerkezliliği [boyutsuz]
% ga: Gerçek anomali (:,1) [rad]
% ya: Yatıklık açısı [rad]
% pa: Düşümler doğrusundan periapsise kadar olan,
%      pozitif yönde ölçülen açı [rad]
%      (argument of periapsis)
% yda: Bahar noktasından yükselme düşümüne kadar olan
%      pozitif yönde ölçülen açı [rad]
%      (right ascension of the ascending node)
% mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti [km^3/sn^2]

% ALINANLAR:
% r: Yörünge konumu (:,1) [km]
% v: Yörünge'deki hız (:,1) [km/sn]
% gama: Hız doğrultusu açısı (:,1) [rad]

function [r,v,gama]=EDM_DMY(x_EDM,a,e,ga,ya,pa,yda,mu)
for i=1:length(x_EDM)
    A=[cos(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))
        -sin(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))*cos(ya),
        cos(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))
        +sin(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))*cos(ya),
        sin(pa(i)+ga(i))*sin(ya);
        -sin(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))
        -cos(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))*cos(ya),
        -sin(pa(i)+ga(i))*sin(yda(i))
        +cos(pa(i)+ga(i))*cos(yda(i))*cos(ya),
        cos(pa(i)+ga(i))*sin(ya);
        sin(yda(i))*sin(ya),-cos(yda(i))*sin(ya),cos(ya)];
    x_DMY(i,:)=x_EDM(i,:)*A';
    r(i,1)=x_DMY(i,1);
end
v=(mu.*(2./r-1/a)).^0.5;
gama=acos((mu*(a*(1-e^2)))^0.5./(r.*v));

```

EK B.3

```
% Eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sisteminden  
% Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sistemine  
dönüşüm:
```

```
% GİRİLENLER:  
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]  
% wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı [rad/sn]  
% t: İntegralleme zamanı (:,1) [sn]  
% tBE: Bahar ekinoksundan (BE) integralleme başlangıcına  
%      kadarki epok zamanı [sn]  
% fBE: Bahar ekinoksunun Grinviç meridyeni üzerinde  
%      öğleyin (12:00) olmaması durumunda doğan fark  
%      [sn]
```

```
% ALINAN:  
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]
```

```
function x_DMDC=EDM_DMDC(x_EDM,wD,t,tBE,fBE)  
for i=1:length(x_EDM)  
    A=[cos(wD*(t(i)+tBE+fBE)), -sin(wD*(t(i)+tBE+fBE)), 0;  
        sin(wD*(t(i)+tBE+fBE)), cos(wD*(t(i)+tBE+fBE)), 0;  
        0, 0, 1];  
    x_DMDC(i,:)=x_EDM(i,:)*A';  
end
```

EK B.4

```
% Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sisteminden  
% eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sistemine dönüşüm:
```

```
% GİRİLENLER:  
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]  
% wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı [rad/sn]  
% t: İntegralleme zamanı (:,1) [sn]  
% tBE: Bahar ekinoksundan (BE) integralleme başlangıcına  
%      kadarki epok zamanı [sn]  
% fBE: Bahar ekinoksunun Grinviç meridyeni üzerinde  
%      öğleyin (12:00) olmaması durumunda doğan fark  
%      [sn]
```

```
% ALINAN:  
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]
```

```
function x_EDM=DMDC_EDM(x_DMDC,wD,t,tBE,fBE)  
for i=1:length(x_DMDC)  
    A=[cos(wD*(t(i)+tBE+fBE)), sin(wD*(t(i)+tBE+fBE)), 0;  
        -sin(wD*(t(i)+tBE+fBE)), cos(wD*(t(i)+tBE+fBE)), 0;  
        0, 0, 1];  
    x_EDM(i,:)=x_DMDC(i,:)*A';  
end
```

EK B.5

```
% Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sisteminden  
% yarıçap-enlem-boylama (YEB) dönüşüm:
```

```

% GİRİLEN:
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]

% ALINAN:
% r_YEB: [yarıçap;enlem;boylam] (:,3) [km;derece;derece]
%         Enlem, -90 ile +90 derece arasında değişir.
%         Boylam, -180 ile +180 derece arasında değişir.

function r_YEB=DMDC_YEB(x_DMDC)
    r_YEB(:,1)=(x_DMDC(:,1).^2+x_DMDC(:,2).^2+x_DMDC(:,3).^2).^0.5;
    r_YEB(:,2)=asin(x_DMDC(:,3)./r_YEB(:,1))./pi.*180;
    r_YEB(:,3)=x_DMDC(:,2)./abs(x_DMDC(:,2))
                .*acos(x_DMDC(:,1)./(x_DMDC(:,1).^2
                +x_DMDC(:,2).^2).^0.5)./pi.*180;

```

EK B.6

% Yarıçap-enlem-boylamdan (YEB)
 % Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sistemine dönüşüm:

```

% GİRİLEN:
% r_YEB: [yarıçap;enlem;boylam] (:,3) [km;derece;derece]
%         Enlem, -90 ile +90 derece arasında değişir.
%         Boylam, -180 ile +180 derece arasında değişir.

```

```

% ALINAN:
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]

```

```

function x_DMDC=YEB_DMDC(r_YEB)
    x_DMDC(:,1)=r_YEB(:,1).*cos(r_YEB(:,2)./180.*pi)
                .*cos(r_YEB(:,3)./180.*pi);
    x_DMDC(:,2)=r_YEB(:,1).*cos(r_YEB(:,2)./180.*pi)
                .*sin(r_YEB(:,3)./180.*pi);
    x_DMDC(:,3)=r_YEB(:,1).*sin(r_YEB(:,2)./180.*pi);

```

EK B.7

% Yerel kuzey-doğu-ayak ucu (nadir) (YKDA) koordinat sisteminden
 % Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sistemine dönüşüm:

```

% GİRİLENLER:
% x_YKDA: YKDA'daki konum vektörü (:,3) [km]
% r_YEB: [yarıçap;enlem;boylam] (:,3) [km;derece;derece]
%         enlem, -90 ile +90 derece arasında değişir.
%         boylam, -180 ile +180 derece arasında değişir.

```

```

% ALINAN:
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]

```

```

function x_DMDC=YKDA_DMDC(x_YKDA,r_YEB)
for i=1:length(x_YKDA)
    A=[-sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)*cos(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -sin(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -cos(r_YEB(i,2)./180.*pi)*cos(r_YEB(i,3)./180.*pi);

```

```

        -sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)*sin(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        cos(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -cos(r_YEB(i,2)./180.*pi)*sin(r_YEB(i,3)./180.*pi);
        cos(r_YEB(i,2)./180.*pi),0,-sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)];
    x_DMDC(i,:)=x_YKDA(i,:)*A';
end

```

EK B.8

% Dünya merkezli-Dünya'da çakılı (DMDC) koordinat sisteminden
 % yerel kuzey-doğu-ayak ucu (nadir) (YKDA) koordinat sistemine
 dönüşüm:

```

% GİRİLENLER:
% x_DMDC: DMDC'deki konum vektörü (:,3) [km]
% r_YEB: [yarıçap;enlem;boylam] (:,3) [km;derece;derece]
%         enlem, -90 ile +90 derece arasında değişir.
%         boylam, -180 ile +180 derece arasında değişir.

```

```

% ALINAN:
% x_YKDA: YKDA'daki konum vektörü (:,3) [km]

```

```

function x_YKDA=DMDC_YKDA(x_DMDC,r_YEB)
for i=1:length(x_DMDC)
    A=[-sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)*cos(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)*sin(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        cos(r_YEB(i,2)./180.*pi);
        -sin(r_YEB(i,3)./180.*pi),cos(r_YEB(i,3)./180.*pi),0;
        -cos(r_YEB(i,2)./180.*pi)*cos(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -cos(r_YEB(i,2)./180.*pi)*sin(r_YEB(i,3)./180.*pi),
        -sin(r_YEB(i,2)./180.*pi)];
    x_DMDC=x_DMDC';
    x_YKDA(:,i)=A*x_DMDC(:,i);
end
x_YKDA=x_YKDA';

```

EK B.9

% Eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sisteminden
 % yörünge (A) eksen takımına dönüşüm:

```

% GİRİLENLER:
% x: EDM'deki herhangi bir vektör (:,3) [-]
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]
% v_EDM: EDM'deki hız vektörü (:,3) [km/sn]
% r: Yörüngedeki konum (:,1) [km]
% v: Yörüngedeki hız (:,1) [km/sn]
% gama: Hız doğrultusu açısı [rad]

```

```

% ALINAN:
% x_A: A'daki herhangi bir vektör (:,3) [-]

```

```

function x_A=EDM_A(x,x_EDM,v_EDM,r,v,gama)
for i=1:length(x_EDM)
    v_dik(i)=v(i)*cos(gama(i));
    A(3,:)=x_EDM(i,:)/r(i);
    A(1,:)=(v_EDM(i,:)-v_dik(i)*A(3,:));
end
x_A=x_A';

```

```

        -(x_EDM(i,:) * v_EDM(i,:)') / (r(i)^2) .* x_EDM(i,:))
        ./v_dik(i);
    A(2,1)=A(3,2)*A(1,3)-A(3,3)*A(1,2);
    A(2,2)=A(3,3)*A(1,1)-A(3,1)*A(1,3);
    A(2,3)=A(3,1)*A(1,2)-A(3,2)*A(1,1);
    A=[A(1,:);A(2,:);A(3,:)];
    x_A(i,:)=x(i,:)*A';
end

```

EK B.10

```

%   Yörünge (A) eksen takımından
%   eylemsiz Dünya merkezli (EDM) koordinat sistemine dönüşüm:

% GİRİLENLER:
% x_A: A'daki herhangi bir vektör (:,3) [-]
% x_EDM: EDM'deki konum vektörü (:,3) [km]
% v_EDM: EDM'deki hız vektörü (:,3) [km/sn]
% r: Yörüngedeki konum (:,1) [km]
% v: Yörüngedeki hız (:,1) [km/sn]
% gama: Hız doğrultusu açısı [rad]

% ALINAN:
% x: EDM'deki herhangi bir vektör (:,3) [-]

function x=A_EDM(x_A,x_EDM,v_EDM,r,v,gama)
for i=1:length(x_EDM)
    v_dik(i)=v(i)*cos(gama(i));
    A(3,:)=-x_EDM(i,:)./r(i);
    A(1,:)=(v_EDM(i,:)-
        (x_EDM(i,:) * v_EDM(i,:)') / (r(i)^2) .* x_EDM(i,:))
        ./v_dik(i);
    A(2,1)=A(3,2)*A(1,3)-A(3,3)*A(1,2);
    A(2,2)=A(3,3)*A(1,1)-A(3,1)*A(1,3);
    A(2,3)=A(3,1)*A(1,2)-A(3,2)*A(1,1);
    A=[A(1,:);A(2,:);A(3,:)];
    A=A';
    x_A=x_A';
    x(:,i)=A*x_A(:,i);
end
x=x';

```

EK B.11

```

%   Yörünge Hesaplayıcı
%   (Dünya'nın basıklığı hesaba katılıyor.)

% GİRİLENLER:

% t: İntegralleme zamanı (:,1) [sn]
% yorunge: İntegralleme için başlangıç durum vektörü:
%           yorunge=[r;dr/dt;ga;dga/dt;pa;yda]
%           dr/dt=(a*mu*(1-e^2))^0.5*e*sin(ga)
%           dga/dt=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2

% r: Yörünge konumu [km]
% ga: Gerçek anomali [rad]

```

```

% pa: Dügümler doğrusundan periapsise kadar olan,
%   pozitif yönde ölçülen açı [rad]
%   (argument of periapsis)
% yda: Bahar noktasından yükselme düğümüne kadar olan
%   pozitif yönde ölçülen açı [rad]
%   (right ascension of the ascending node)
% a: Yörünge'nin yarı-büyük eksen uzunluğu [km]
% e: Yörünge'nin dışmerkezliliği [boyutsuz]
% ya: Yatıklık açısı [rad]
% RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
% J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti [boyutsuz]
%   (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
% mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti [km^3/sn^2]

% ALINAN:
% yorunge: İntegralleme süresi boyunca hesaplanan durum vektörü
%   (length(t),6)

```

```

function dyorunge=Yorunge_Hesaplayici(t,yorunge,a,e,ya,RD,J2,mu)
dyorunge=zeros(6,1);
dyorunge(1)=yorunge(2);
dyorunge(2)=yorunge(1)*yorunge(4)^2-mu/yorunge(1)^2;
dyorunge(3)=yorunge(4);
dyorunge(4)=-2*yorunge(2)*yorunge(4)/yorunge(1);
dyorunge(5)=-(1.5*(mu^0.5*J2*RD^2)/
              ((1-e^2)^2*a^3.5))*(2.5*(sin(ya))^2-2);
dyorunge(6)=-(1.5*(mu^0.5*J2*RD^2)/((1-e^2)^2*a^3.5))*cos(ya);

```

EK B.12

```

clear
clc
[gh,n,m,deger,sek_degis]=textread('IGRF2005.txt','%s %f %f %f %f');
sek_degis(195,1)=0;
save IGRF2005.mat

```

EK B.13

```

clear
clc
load IGRF2005.mat
boyut=max(n);
for i=1:length(gh)
    if strcmp(gh(i),'g')
        g_deger(n(i),m(i)+1)=deger(i);
        g_sek_degis(n(i),m(i)+1)=sek_degis(i);
    else
        h_deger(n(i),m(i)+1)=deger(i);
        h_sek_degis(n(i),m(i)+1)=sek_degis(i);
    end
end
sayac=1;
for n=1:boyut
    for m=0:n
        if m==0 && n==1
            S(n,1)=1;
        elseif m==0 && n>1;
            S(n,1)=(2*n-1)/n*S(n-1,1);
        end
    end
end

```

```

elseif m==1
    S(n,m+1)=(2*(n-m+1)/(n+m))^0.5*S(n,m);
else
    S(n,m+1)=( (n-m+1)/(n+m))^0.5*S(n,m);
end
g_normal(sayac,1)=n;
g_normal(sayac,2)=m;
g_normal(sayac,3)=S(n,m+1)*g_deger(n,m+1);
g_normal(sayac,4)=S(n,m+1)*g_sek_degis(n,m+1);
h_normal(sayac,1)=n;
h_normal(sayac,2)=m;
h_normal(sayac,3)=S(n,m+1)*h_deger(n,m+1);
h_normal(sayac,4)=S(n,m+1)*h_sek_degis(n,m+1);
sayac=sayac+1;
end
end
save IGRF2005_normal.mat

```

EK B.14

```

function [B_r,B_teta,B_fi]
    =Manyetik_Alan_Hesaplayici(radyal_uzaklik,teta,fi,zaman_farki)
% Uzaklıklar km cinsinden, açılar ise derece cinsinden alınıyor.
% Zaman farkı gün cinsinden alınıyor ve 1 Ocak 2005'ten itibaren
% sayılıyor.
load IGRF2005_normal.mat
% Dünya'nın yarıçapı:
a=6371.2;
% Manyetik alanın fi bileşeni için tekillik engellemesi:
if abs(teta)<1e-08
    teta=sign(teta)*1e-08;
elseif abs(teta-180)<1e-08
    teta=180+sign(teta-180)*1e-08;
end
% Açıların dereceden radyana çevrilmesi:
teta=(90-teta)/180*pi;
fi=fi/180*pi;
for i=1:length(g_normal(:,1))
    g(g_normal(i,1),g_normal(i,2)+1)=g_normal(i,3)
    +zaman_farki/365*g_normal(i,4);
    h(h_normal(i,1),h_normal(i,2)+1)=h_normal(i,3)
    +zaman_farki/365*h_normal(i,4);
end
B_r=0;B_teta=0;B_fi=0;
P11=1;P10=1;
dP11=0;dP10=0;
for m=0:boyut
    for n=1:boyut
        if m<=n
            if n==m
                P00=P11*sin(teta);
                dP00=dP11*sin(teta)+P11*cos(teta);
                P11=P00;P10=P11;P20=0;
                dP11=dP00;dP10=dP11;dP20=0;
            elseif n==1
                P00=P10*cos(teta);
                dP00=dP10*cos(teta)-P10*sin(teta);
                P20=P10;P10=P00;
                dP20=dP10;dP10=dP00;
            else

```

```

        K=((n-1)^2-m^2)/((2*n-1)*(2*n-3));
        P00=P10*cos(teta)-K*P20;
        dP00=dP10*cos(teta)-P10*sin(teta)-K*dP20;
        P20=P10;P10=P00;
        dP20=dP10;dP10=dP00;
    end
    B_r=B_r+(a/radyal_uzaklik)^(n+2)*(n+1)*(g(n,m+1)*cos(m*fi)
        +h(n,m+1)*sin(m*fi))*P00;
    B_teta=B_teta+(a/radyal_uzaklik)^(n+2)*(g(n,m+1)*cos(m*fi)
        +h(n,m+1)*sin(m*fi))*dP00;
    B_fi=B_fi+(a/radyal_uzaklik)^(n+2)*m*(h(n,m+1)*cos(m*fi)
        -g(n,m+1)*sin(m*fi))*P00;
    end
end
end
B_r=B_r;
B_teta=-B_teta;
B_fi=-B_fi/sin(teta);

```

EK B.15

```

function [B_x,B_y,B_z,B]=Koordinat_Donusturucu(B_r,B_teta,B_fi)
% Dünya'nın basıklığını yansıtan terim (radyan cinsinden):
e=0/180*pi;
% Küresel Kordinat Sistemi (KKS)'nden
% Yerel Kuzey Doğu Ayak Ucu (Nadir) Koordinat Sistemi (YKDAKS)'ne:
B_x=-B_teta*cos(e)-B_r*sin(e);
B_y=B_fi;
B_z=B_teta*sin(e)-B_r*cos(e);
B=(B_x^2+B_y^2+B_z^2)^0.5;

```

EK B.16

```

clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti [km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
% [rad/sn]
%% TLE Verisinin (ezaman,ya,yda,e,pa,M,n) Yüklenmesi:
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verisinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmerkezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));

```



```

% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorange01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorange02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorange03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorange04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]
yorange05=pa; % pa: Periapsis argümanı [rad]
yorange06=yda; % yda: Yükselme düğümü açısı [rad]
% İntegrallemeyi başlatacak durum vektörü oluşturulur:
yorange0=[yorange01,yorange02,yorange03,yorange04,yorange05,
yorange06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
% İntegralleme için zaman aralığı tanımlanır:
taralik=[0,15*T];
%% Yörünge İçin Çözdürme
options=odeset('RelTol',1e-12,'AbsTol',
[1e-12 1e-12 1e-12 1e-12 1e-12 1e-12]);
[t,yorange]=ode45(@Yorange_Hesaplayici,taralik,yorange0,options,
a,e,ya,RD,J2,mu);
%% DMY Koordinat Sisteminden EDM Koordinat Sistemine Dönüşüm
% Girilenlerden vektör olanları tanımlanır:
r=yorange(:,1);
ga=yorange(:,3);
pa=yorange(:,5);
yda=yorange(:,6);
% EDM koordinat sisteminde tanımlı konum ve hız vektörü alınır:
% x_EDM(:,3) [km] ve v_EDM(:,3) [km/sn]
[x_EDM,v_EDM]=DMY_EDM(r,a,e,ga,ya,pa,yda,mu);

figure(1)
plot3(x_EDM(:,1),x_EDM(:,2),x_EDM(:,3))
xlabel('X [km]'),ylabel('Y [km]'),zlabel('Z [km]')
title('Eylemsiz Dünya Merkezli Koordinat Sistemindeki Konum (15T)')
xlim([-8000 8000]),ylim([-8000 8000]),zlim([-8000 8000])
grid on
saveas(gcf,'EDMdeki Konum.fig')
saveas(gcf,'EDMdeki Konum.bmp')

%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
+esaniyeBE;
% EDM Koordinat Sisteminden DMDC Koordinat Sistemine Dönüşüm
% Girilenler hesaplanır:
tBE=ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
integralleme
% başlangıcına kadarki epok zamanı
[sn]
fBE=12*60*60-((esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% öğleyin (12:00) olmaması durumunda
% doğan fark [sn]
% DMDC koordinat sisteminde tanımlı konum vektörü alınır:
% x_DMDC(:,3) [km]

```

```

x_DMDC=EDM_DMDC(x_EDM,wD,t,tBE,fBE);

figure(2)
plot3(x_DMDC(:,1),x_DMDC(:,2),x_DMDC(:,3))
xlabel('X [km]'),ylabel('Y [km]'),zlabel('Z [km]')
title('Dünya Merkezli-Dünyada Çakılı Koordinat Sistemindeki Konum
      (15T)')
xlim([-8000 8000]),ylim([-8000 8000]),zlim([-8000 8000])
grid on
saveas(gcf,'DMDCdeki Konum.fig')
saveas(gcf,'DMDCdeki Konum.bmp')

%% DMDC Koordinat Sisteminden YEB Koordinat Sistemine Dönüşüm
% YEB koordinat sisteminde tanımlı konum vektörü alınır:
%   r_YEB [yarıçap;enlem;boylam] (:,3) [km;derece;derece]
%   (Enlem, -90 ile +90 derece arasında değişir.)
%   (Boylam, -180 ile +180 derece arasında değişir.)
r_YEB=DMDC_YEB(x_DMDC);
%% Dünya Manyetik Alanının Hesaplanması
% Girilenler düzenlenir:
radyal_uzaklik=r_YEB(:,1);
teta=r_YEB(:,2);
fi=r_YEB(:,3);
zaman_farki=((ezaman+t)./(60*60*24*365.25)-5).*365.25;
% zaman_farki: 01.01.2005'ten beri
% geçen zaman [gün]

% Dünya merkezli KKS'de tanımlı manyetik
% alan bileşenleri alınır:
%   [B_r,B_teta,B_fi] (:,3) [nT (nanoTesla)]
for i=1:length(zaman_farki)
    [B_r(i,1),B_teta(i,1),B_fi(i,1)]
        =Manyetik_Alan_Hesaplayici(radyal_uzaklik(i),teta(i),
        fi(i),zaman_farki(i));
end
%% Dünya Manyetik Alanının YKDAKS'de Hesaplanması
% YKDAKS'de tanımlı manyetik alan bileşenleri ve büyüklüğü alınır:
%   [B_x,B_y,B_z,B] (:,4) [nT]
for i=1:length(zaman_farki)
    [B_x(i,1),B_y(i,1),B_z(i,1),B(i,1)]
        =Koordinat_Donusturucu(B_r(i),B_teta(i),B_fi(i));
end
%% Manyetik Alan Verilerinin Kaydedilmesi
save
('Manyetik_Alan.mat','B_r','B_teta','B_fi','B_x','B_y','B_z','B')
%% Manyetik Alanın DMDC'de Hesaplanması
% Girilenler düzenlenir:
B_YKDA=[B_x,B_y,B_z]; % (:,3) [nT]
% DMDC koordinat sisteminde tanımlı manyetik alan vektörü alınır:
%   B_DMDC (:,3) [nT]
B_DMDC=YKDA_DMDC(B_YKDA,r_YEB);

figure(3)
plot3(B_DMDC(:,1),B_DMDC(:,2),B_DMDC(:,3))
xlabel('X [nT]'),ylabel('Y [nT]'),zlabel('Z [nT]')
title('Dünya Merkezli-Dünyada Çakılı Koordinat Sistemindeki Manyetik
      Alan (15T)')
grid on
saveas(gcf,'DMDCdeki Manyetik Alan.fig')
saveas(gcf,'DMDCdeki Manyetik Alan.bmp')

%% Manyetik Alanın EDM'de Hesaplanması

```

```

% EDM koordinat sisteminde tanımlı manyetik alan vektörü alınır:
% B_EDM (:,3) [nT]
B_EDM=DMDC_EDM(B_DMDC,wD,t,tBE,fBE);

figure(4)
plot3(B_EDM(:,1),B_EDM(:,2),B_EDM(:,3))
xlabel('X [nT]'),ylabel('Y [nT]'),zlabel('Z [nT]')
title('Eylemsiz Dünya Merkezli Koordinat Sistemindeki Manyetik Alan (15T)')
grid on
saveas(gcf,'EDMdeki Manyetik Alan.fig')
saveas(gcf,'EDMdeki Manyetik Alan.bmp')

%% Manyetik Alanın A'da Hesaplanması
% Girilenlerden v ve gama elde edilir:
% v (:,1) [km/sn] ve gama (:,1) [rad]
[r_kontrol,v,gama]=EDM_DMY(x_EDM,a,e,ga,ya,pa,yda,mu);
% Yörünge (A) eksen takımında tanımlı manyetik alan vektörü alınır:
% B_A (:,3) [nT]
B_A=EDM_A(B_EDM,x_EDM,v_EDM,r,v,gama);
% B_A'nın büyüklüğü hesaplanır ve B_A'ya eklenir:
B_A=[B_A(:,1),B_A(:,2),B_A(:,3),
      (B_A(:,1).^2+B_A(:,2).^2+B_A(:,3).^2).^0.5];
% B_A Tesla [T] cinsine çevrilir:
B_A=B_A.*1e-09;
%% A'daki Manyetik Alanın Çizdirilmesi
figure(5)
plot(t./T,B_A(:,1),'k',t./T,B_A(:,2),'r',t./T,B_A(:,3),'b')
xlabel('yörünge periyodu'),ylabel('manyetik alan bileşenleri [T]')
title('Yörünge Eksen Takımındaki Dünya Manyetik Alanı')
h=legend('B_x','B_y','B_z','Location','SouthOutside');
set(h,'Interpreter','none')
grid on
saveas(gcf,'Dünya Manyetik Alanının Bileşenleri.fig')
saveas(gcf,'Dünya Manyetik Alanının Bileşenleri.bmp')
figure(6)
plot(t./T,B_A(:,4),'m')
xlabel('yörünge periyodu'),ylabel('manyetik alan büyüklüğü (B) [T]')
title('Yörüngedeki Manyetik Alan Büyüklüğü')
grid on
saveas(gcf,'Dünya Manyetik Alanının Büyüklüğü.fig')
saveas(gcf,'Dünya Manyetik Alanının Büyüklüğü.bmp')
%% Yörüngedeki Manyetik Alan Verilerinin Kaydedilmesi
save('Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat','T','t','B_A')

```

EK B.17

```

% "Two Line Elements (TLE)" verisinin okunması ve düzenlenmesi:

clear
clc

% ORSTED'in verilerini okur:
fid=fopen('ORSTED_TLE.txt');
Satir1=fscanf(fid,'%d%6d%c%5d%*3c%2d%f%f%5d%*c%*d%5d%*c%*d%5d',
               [1,10]);
Satir2=fscanf(fid,'%d%6d%f%f%f%f%f', [1,8]);
fclose(fid);

```

```

% Bu veriler için, 01.01.2000'e göre epok (başlangıç zamanı) alınır:
eyil=Satir1(4);
egun=Satir1(5);
% ve saniye cinsinden ifade edilir:
ezaman=(eyil*365.25+egun)*24*60*60;

% Epoktaki yatıklık açısı [derece] alınır
eya=Satir2(3);
% ve radyan cinsine çevrilir:
ya=eya/180*pi;
% Epoktaki yükselme düğümü açısı [derece] alınır
eyda=Satir2(4);
% ve radyan cinsine çevrilir:
yda=eyda/180*pi;
% Epoktaki dışmerkezlilik alınır
ee=Satir2(5);
% ve düzenlenir:
e=ee/1e+07;
% Epoktaki periapsis argümanı [derece] alınır
epa=Satir2(6);
% ve radyan cinsine çevrilir:
pa=epa/180*pi;
% Epoktaki ortalama anomali [derece] alınır
eM=Satir2(7);
% ve radyan cinsine çevrilir;
M=eM/180*pi;
% Epoktaki ortalama hareket [devir/gün] alınır
en=Satir2(8);
% ve rad/sn cinsinden ifade edilir:
n=en*2*pi/(24*60*60);

save ORSTED_TLE.mat

```

EK B.18

```

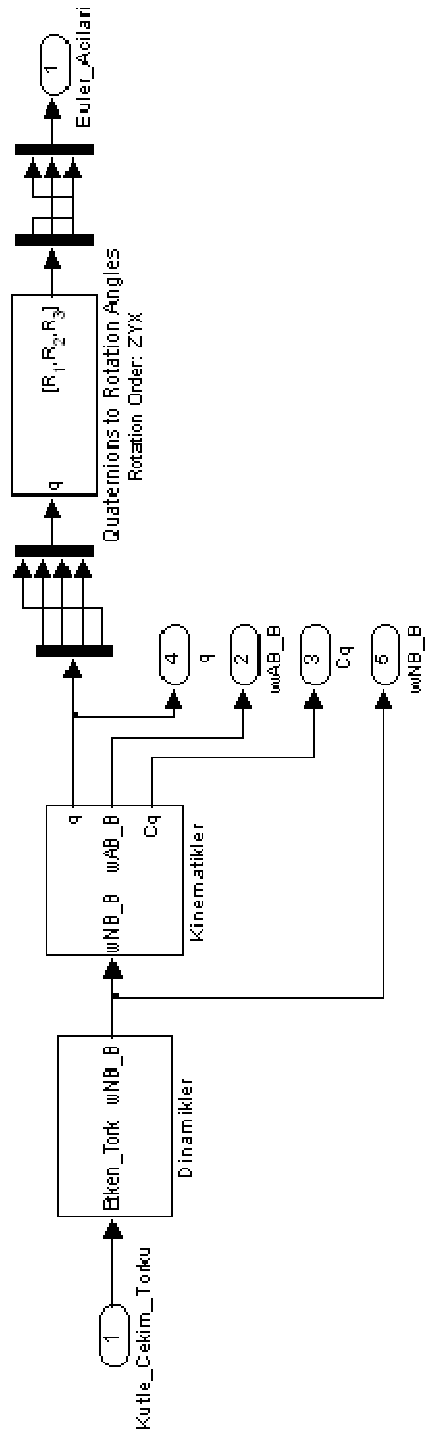
% Kepler denkleminin çözümü:

% GİRİLENLER:
% e: Yörüngenin dışmerkezliliği [boyutsuz]
% M: Ortalama anomali [rad]

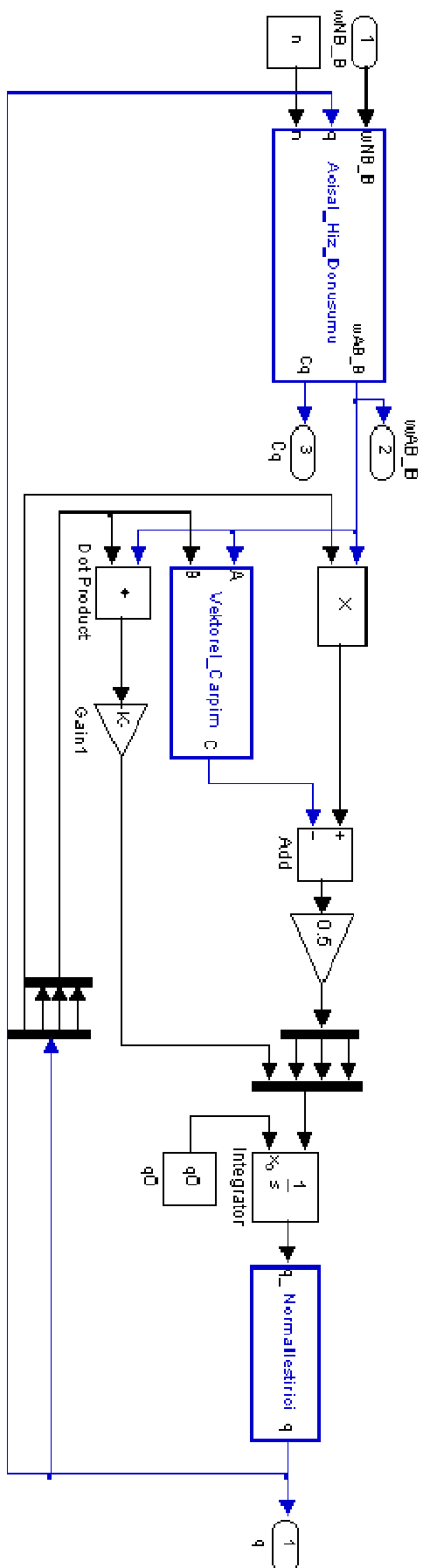
% ALINAN:
% E: Dışmerkezli anomali [rad]

function E=eM_E(e,M)
hata_tol=1e-08;
if M<pi
    E=M+e/2;
else
    E=M-e/2;
end
kesir=1;
while abs(kesir)>hata_tol
    kesir=(E-e*sin(E)-M)/(1-e*cos(E));
    E=E-kesir;
end

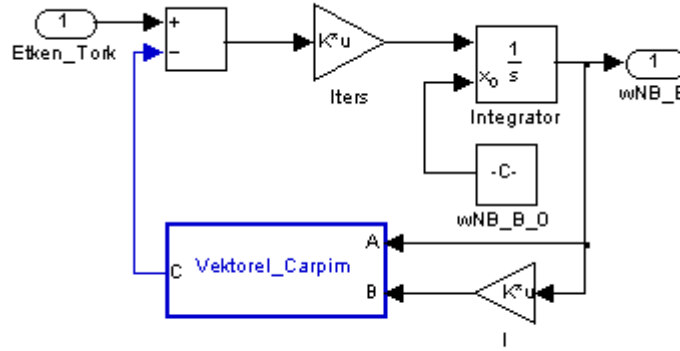
```

EK C.1a

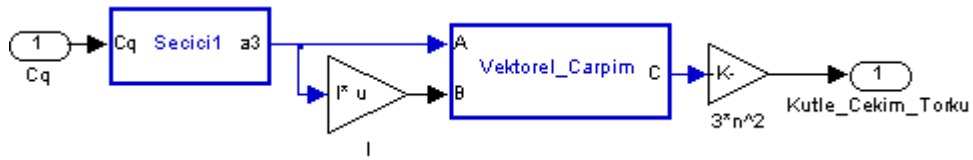
EK C.1b



EK C.1c



EK C.1d



EK C.1e

```
function [wAB_B,Cq]=Acisal_Hiz_Donusumu(wNB_B,q,n)
a2=[2*(q(1)*q(2)+q(3)*q(4));1-2*(q(3)^2+q(1)^2);
    2*(q(3)*q(2)-q(1)*q(4))];
wAB_B=wNB_B+n.*a2;
Cq=[1-2*(q(2)^2+q(3)^2),2*(q(1)*q(2)+q(3)*q(4)),
    2*(q(1)*q(3)-q(2)*q(4)),
    2*(q(2)*q(1)-q(3)*q(4)),1-
    2*(q(3)^2+q(1)^2),2*(q(2)*q(3)+q(4)*q(1)),
    2*(q(3)*q(1)+q(2)*q(4)),2*(q(3)*q(2)-q(1)*q(4)),
    1-2*(q(1)^2+q(2)^2)];
```

EK C.1f

```
function q=Normallestirici(q_)
q_boy=(q_(1)^2+q_(2)^2+q_(3)^2+q_(4)^2)^0.5;
q=q_/q_boy;
```

EK C.1g

```
function C=Vektorel_Carpim(A,B)
Adalga=[0,-A(3),A(2);
        A(3),0,-A(1);
        -A(2),A(1),0];
C=Adalga*B;
```

EK C.1h

```
function a3=Secici1(Cq)
a3=[Cq(1,3);Cq(2,3);Cq(3,3)];
```

EK C.1i

```
clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti
[km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
[rad/sn]
%% TLE Verilerinin (ezaman,ya,yda,e,pa,M,n) Yüklenmesi:
% load BILSAT_1_TLE.mat
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verilerinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmekezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarım-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));
% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorunge01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorunge02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorunge03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorunge04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]
yorunge05=pa; % pa: Periapsis argümanı [rad]
yorunge06=yda; % yda: Yükselme düşümü açısı [rad]
yorunge0=[yorunge01;yorunge02;yorunge03;yorunge04;yorunge05;
yorunge06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
+esaniyeBE;
%% EDM Eksen Takımından DMDC Eksen Takımına Dönüşüm İçin Girilen
Hesabı:
tBE=ezaman-ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
```



```

% integralleme başlangıcına kadarki
% epoks zamanı [sn]
fBE=-( (esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% geceyarısı (00:00) olmaması
% durumunda doğan fark [sn]

%% Manyetik Alan Verilerinin Yüklenmesi:
load Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat
%% Yönelme ile ilgili Tanımlamalar
% n=1.13488e-03;
n/pi*180
% T=2*pi/n;
% Evrensel-çekimsel kararsız MAKOVEC modeli:
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
% % Evrensel-çekimsel kararlı MAKOVEC modeli:
% I1=1;
% I2=1.4;
% I3=0.6;
%
% % HAUSAT-2 Modeli:
% n=1.07324e-03;
% n/pi*180;
% % T=2*pi/n;
% I1=0.3078;
% I2=0.2865;
% I3=0.2747;
% H0=0.09163;
% % H0=0;
%
I=[I1 0 0;
    0 I2 0;
    0 0 I3];
%
Iters=inv(I);
%
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Yönelme İçin Başlangıç Koşulları
% TETA0=[180;90;180]./180.*pi;
% TETA0=[160;80;160]./180.*pi;
TETA0=[160;-80;160]./180.*pi;
% TETA0=[120;80;60]./180.*pi;
% TETA0=[60;40;30]./180.*pi;
% TETA0=[6;4;3]./180.*pi;
% TETA0=[0;0;0]./180.*pi;

q01=sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
    -cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q02=cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
    +sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q03=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2)
    -sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2);
q04=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
    +sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q0=[q01;q02;q03;q04];
% q0=[(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;0];
% % Tepetaklak:
% q0=[((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;

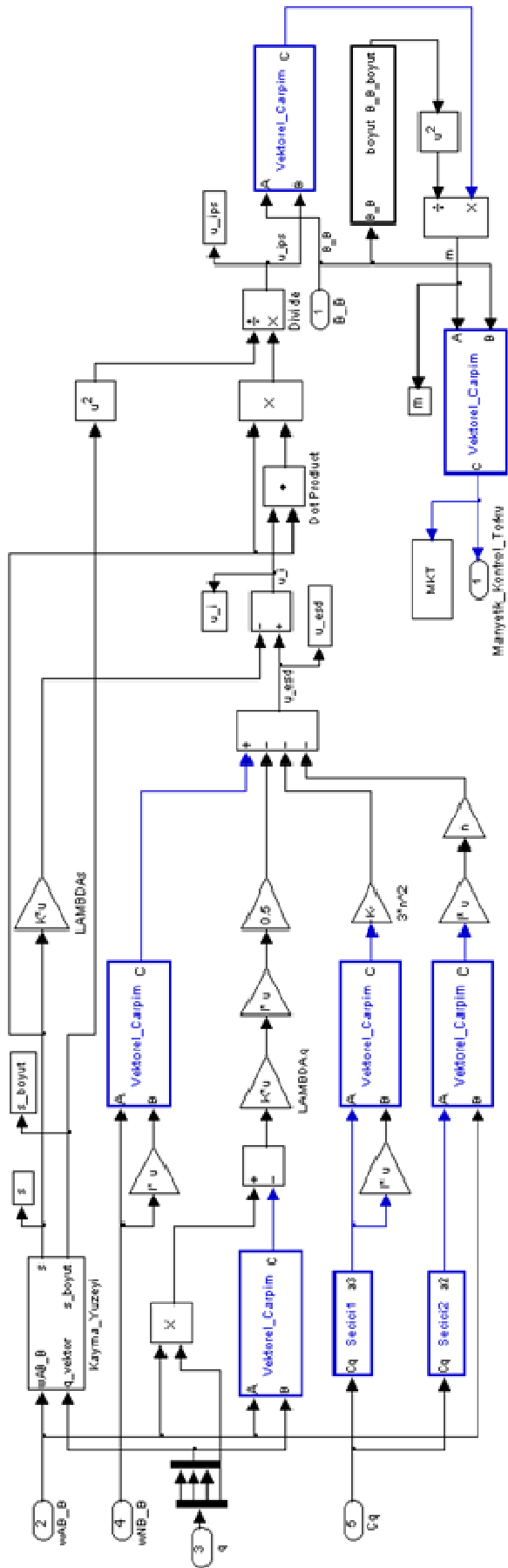
```

```
%      ((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;-0.99];

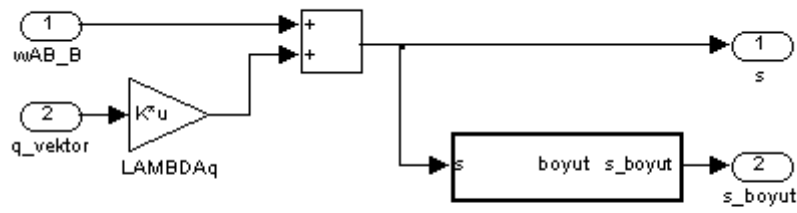
a2=[ (2*(q0(1)*q0(2)+q0(3)*q0(4)));
      (1-2*(q0(3)^2+q0(1)^2)); (2*(q0(3)*q0(2)-q0(1)*q0(4))) ];
wAB_B_0=[0;0;0]./180.*pi;
% wAB_B_0=[-0.04;0.04;-0.04]./180.*pi;
wNB_B_0=wAB_B_0-(n.*a2);
```

EK C.1j

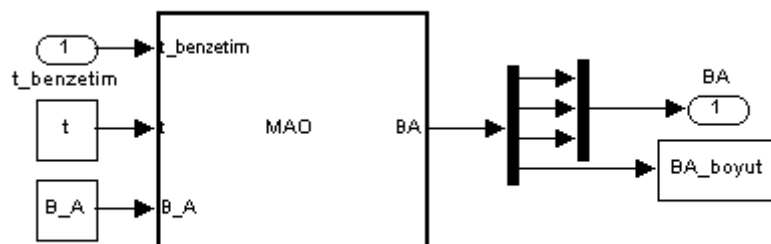
```
figure(1)
plot(tout./T,q(:,1),'k-',tout./T,q(:,2),'r-',
      tout./T,q(:,3),'b-',
      tout./T,q(:,4),'g-'),
xlabel('yörünge'),ylabel('kuvaterniyonlar'),
title('Açık-Çevrim Yönelme Hareketi'),grid on
h1=legend('q1','q2','q3','q4','Location','SouthOutside');
set(h1,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Kuvaterniyonlar_Model.fig')
saveas(gcf,'Kuvaterniyonlar_Model.bmp')
figure(2)
plot(tout./T,Euler_Acilar(:,1)./pi.*180,'k-',
      tout./T,Euler_Acilar(:,2)./pi.*180,'r-',
      tout./T,Euler_Acilar(:,3)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),ylabel('yönelme açıları [der]'),
title('Açık-Çevrim Yönelme Hareketi'),grid on
h2=legend('fi','teta','psi','Location','SouthOutside');
set(h2,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Euler Açılar_Model.fig')
saveas(gcf,'Euler Açılar_Model.bmp')
figure(3)
plot(tout./T,wAB_B(:,1)./pi.*180,'k-',
      tout./T,wAB_B(:,2)./pi.*180,'r-',
      tout./T,wAB_B(:,3)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),ylabel('açısal hızlar [der/sn]'),
title('Açık-Çevrim Yönelme Hızı'),grid on
h3=legend('w1','w2','w3',4);
set(h3,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Açısal Hızlar_Model.fig')
saveas(gcf,'Açısal Hızlar_Model.bmp')
figure(4)
plot(tout./T,wNB_B(1,:)./pi.*180,'k-',
      tout./T,wNB_B(2,:)./pi.*180,'r-',
      tout./T,wNB_B(3,:)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),ylabel('mutlak açısal hızlar [der/sn]'),
title('Açık-Çevrim Mutlak Yönelme Hızı'),grid on
h4=legend('wN1','wN2','wN3',4);
set(h4,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Mutlak Açısal Hızlar_Model.fig')
saveas(gcf,'Mutlak Açısal Hızlar_Model.bmp')
```



EK C.2b



EK C.2c



EK C.2d

```
function s_boyut = boyut(s)
s_boyut=(s(1)^2+s(2)^2+s(3)^2)^0.5;
```

EK C.2e

```
function a2=Secici2(Cq)
a2=[Cq(1,2);Cq(2,2);Cq(3,2)];
```

EK C.2f

```
function BA=MAO(t_benzetim,t,B_A)
BA=[0;0;0;0;0];
for i=1:length(t)
    if t_benzetim==t(i)
        BA=transpose(B_A(i,:));
    elseif t_benzetim>t(i)&& t_benzetim<t(i+1)
        t_ust=t(i+1);
        t_alt=t(i);
        BA_ust=transpose(B_A(i+1,:));
        BA_alt=transpose(B_A(i,:));
        fark_a=t_benzetim-t_alt;
        fark_b=t_ust-t_benzetim;
        fark_BA=BA_ust-BA_alt;
        BA=BA_alt+(fark_a/(fark_a+fark_b)).*fark_BA;
    end
end
```

EK C.2g

```
clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti
[km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
[rad/sn]
%% TLE Verilerinin (ezaman,ya,yda,e,pa,M,n) Yüklenmesi:
% load BILSAT_1_TLE.mat
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verilerinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmekezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));
% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorange01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorange02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorange03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorange04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]
yorange05=pa; % pa: Periapsis argümanı [rad]
yorange06=yda; % yda: Yükselme düğümü açısı [rad]
yorange0=[yorange01;yorange02;yorange03;yorange04;yorange05;
yorange06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
+esaniyeBE;
%% EDM Eksen Takımından DMDC Eksen Takımına Dönüşüm İçin Girilen
% Hesabı:
tBE=ezaman-ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
% integralleme başlangıcına kadarki
% epoks zamanı [sn]
fBE=-((esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% geceyarısı (00:00) olmaması
% durumunda doğan fark [sn]
%% Manyetik Alan Verilerinin Yüklenmesi:
```

```

load Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat
%% Yönelme İle İlgili Tanımlamalar
% n=1.13488e-03;
n/pi*180
% T=2*pi/n;
% Evrensel-çekimsel kararsız MAKOVEC modeli:
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
% % Evrensel-çekimsel kararlı MAKOVEC modeli:
% I1=1;
% I2=1.4;
% I3=0.6;
%
% % HAUSAT-2 Modeli:
% n=1.07324e-03;
% n/pi*180;
% % T=2*pi/n;
% I1=0.3078;
% I2=0.2865;
% I3=0.2747;
% H0=0.09163;
% % H0=0;
%
I=[I1 0 0;
    0 I2 0;
    0 0 I3];
%
Iters=inv(I);
%
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Yönelme İçin Başlangıç Koşulları
% TETA0=[180;90;180]./180.*pi;
% TETA0=[160;80;160]./180.*pi;
TETA0=[160;-80;160]./180.*pi;
% TETA0=[120;80;60]./180.*pi;
% TETA0=[60;40;30]./180.*pi;
% TETA0=[6;4;3]./180.*pi;
% TETA0=[0;0;0]./180.*pi;

q01=sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      -cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q02=cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q03=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2)
      -sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2);
q04=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q0=[q01;q02;q03;q04];
% q0=[(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;0];
% % Tepetaklak:
% q0=[((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;
      ((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;-0.99];

a2=[(2*(q0(1)*q0(2)+q0(3)*q0(4)));
     (1-2*(q0(3)^2+q0(1)^2));(2*(q0(3)*q0(2)-q0(1)*q0(4)))];
wAB_B_0=[0;0;0]./180.*pi;
% wAB_B_0=[-0.04;0.04;-0.04]./180.*pi;
wNB_B_0=wAB_B_0-(n.*a2);

```

```

%% Kayma Kipli Kontrol
% Kayma yüzeyi için katsayı matrisi:
LAMBDAq=0.00125.*eye(3);

% Kayma koşulu tasarım parametresi:
LAMBDA_s=0.003.*eye(3);

% Başlangıçtaki kayma yüzeyi vektörü:
s0=wAB_B_0+LAMBDAq*[q0(1);q0(2);q0(3)]
% Kayma yüzeyi vektörünün başlangıçtaki boyu:
s_boy0=(s0(1)^2+s0(2)^2+s0(3)^2)^0.5

```

EK C.2h

```

figure(1)
plot(tout./T,q(:,1),'k-',tout./T,q(:,2),'r-',tout./T,q(:,3),'b-',
      tout./T,q(:,4),'g-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('kuvaterniyonlar'),
title('Kapalı-Çevrim Yönelme Hareketi'),grid on
xlim([0 10])
ylim([-0.7 1.2])
h1=legend('q1','q2','q3','q4',4);
set(h1,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Kuvaterniyonlar_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'Kuvaterniyonlar_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(2)
plot(tout./T,Euler_Acilar(:,1)./pi.*180,'k-',
      tout./T,Euler_Acilar(:,2)./pi.*180,'r-',
      tout./T,Euler_Acilar(:,3)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('yönelme açıları [der]'),
title('Kapalı-Çevrim Yönelme Hareketi'),grid on
xlim([0 10])
h2=legend('fi','teta','psi',1);
set(h2,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Euler_Açıları_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'Euler_Açıları_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(3)
plot(tout./T,wAB_B(:,1)./pi.*180,'k-',
      tout./T,wAB_B(:,2)./pi.*180,'r-',
      tout./T,wAB_B(:,3)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('açısal hızlar [der/sn]'),title('Kapalı-Çevrim Yönelme
Hızı'),grid on
xlim([0 10])
h3=legend('w1','w2','w3',4);
set(h3,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Açısal_Hızlar_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'Açısal_Hızlar_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(4)
plot(tout./T,wNB_B(1,:)./pi.*180,'k-',
      tout./T,wNB_B(2,:)./pi.*180,'r-',
      tout./T,wNB_B(3,:)./pi.*180,'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('mutlak açısal hızlar [der/sn]'),
title('Kapalı-Çevrim Mutlak Yönelme Hızı'),grid on
xlim([0 10])
ylim([-0.1 0.03])
h4=legend('wN1','wN2','wN3',4);

```

```

set(h4, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'Mutlak Açısal Hızlar_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'Mutlak Açısal Hızlar_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(5)
plot(tout./T,s(:,1), 'k-',
      tout./T,s(:,2), 'r-',
      tout./T,s(:,3), 'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('kayma vektörü bileşenleri [rad/sn]'),
title('Kayma Kipi'),grid on
xlim([0 10])
h5=legend('s1', 's2', 's3',1);
set(h5, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'Kayma Vektörü_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'Kayma Vektörü_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(6)
plot(tout./T,s_boyut(:,1)),
xlabel('yorunge'),
ylabel('kayma vektörünün boyu [rad/sn]'),
title('Kayma Kipi'),grid on
xlim([0 10])
ylim([-1e-04 1e-03])
h6=legend('s_boy',1);
set(h6, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'Kayma Vektörünün Boyu_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'Kayma Vektörünün Boyu_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(7)
plot(tout./T,m(:,1), 'k-',tout./T,m(:,2), 'r-',
      tout./T,m(:,3), 'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('manyetik momentler [Am^2]'),
title('Manyetik Kontrol'),grid on
xlim([0 10])
h7=legend('m1', 'm2', 'm3',1);
set(h7, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'Manyetik Kontrol Momentleri_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'Manyetik Kontrol Momentleri_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(8)
plot(tout./T,u_esd(:,1), 'k-',
      tout./T,u_esd(:,2), 'r-',
      tout./T,u_esd(:,3), 'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('eşdeğer kontrol sinyalleri [Nm]'),
title('Manyetik Kontrol'),grid on
xlim([0 10])
h8=legend('u_esd1', 'u_esd2', 'u_esd3',1);
set(h8, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'Eşdeğer Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'Eşdeğer Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(9)
plot(tout./T,u_i(:,1), 'k-',
      tout./T,u_i(:,2), 'r-',
      tout./T,u_i(:,3), 'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('istenen kontrol sinyalleri [Nm]'),
title('Manyetik Kontrol'),grid on
xlim([0 10])
h9=legend('u_i1', 'u_i2', 'u_i3',4);
set(h9, 'Interpreter', 'none')
saveas(gcf, 'İstenen Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf, 'İstenen Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.bmp')

```

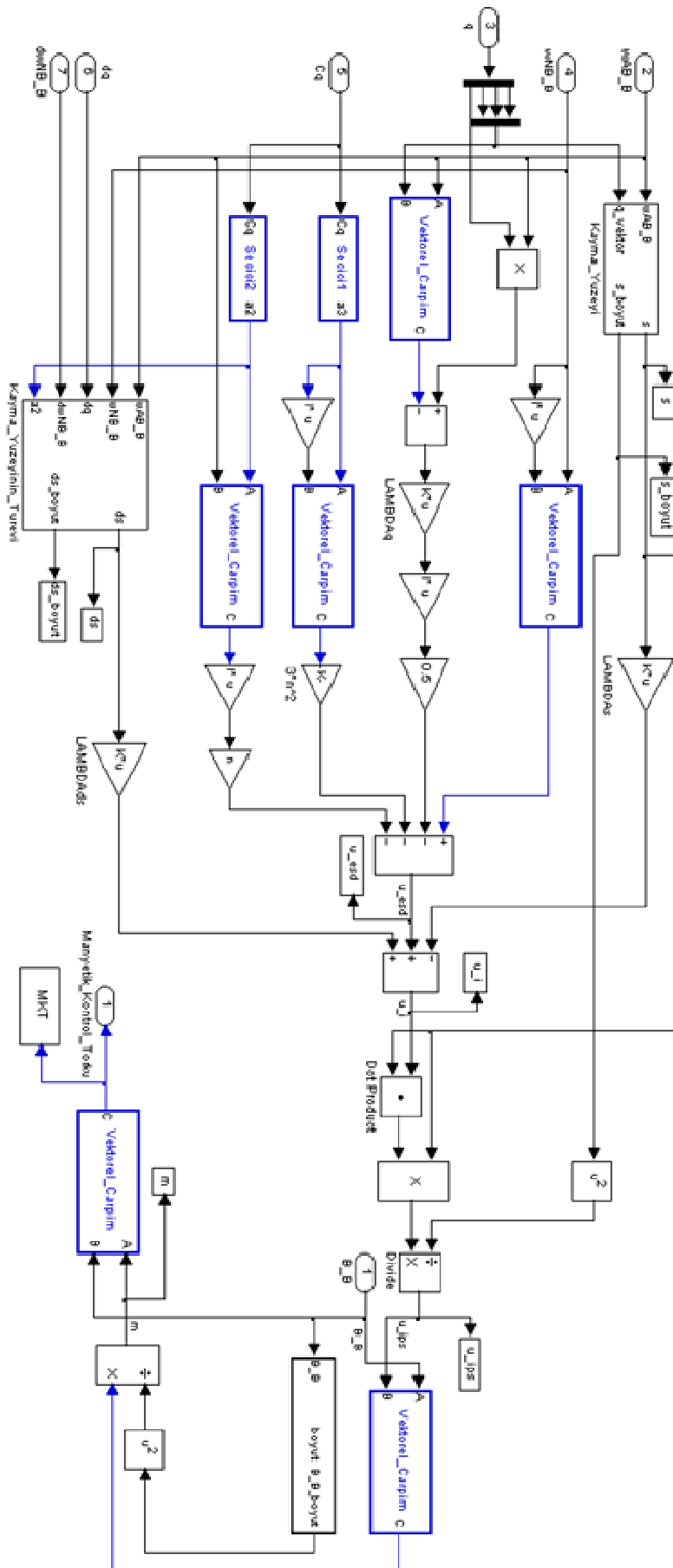


```

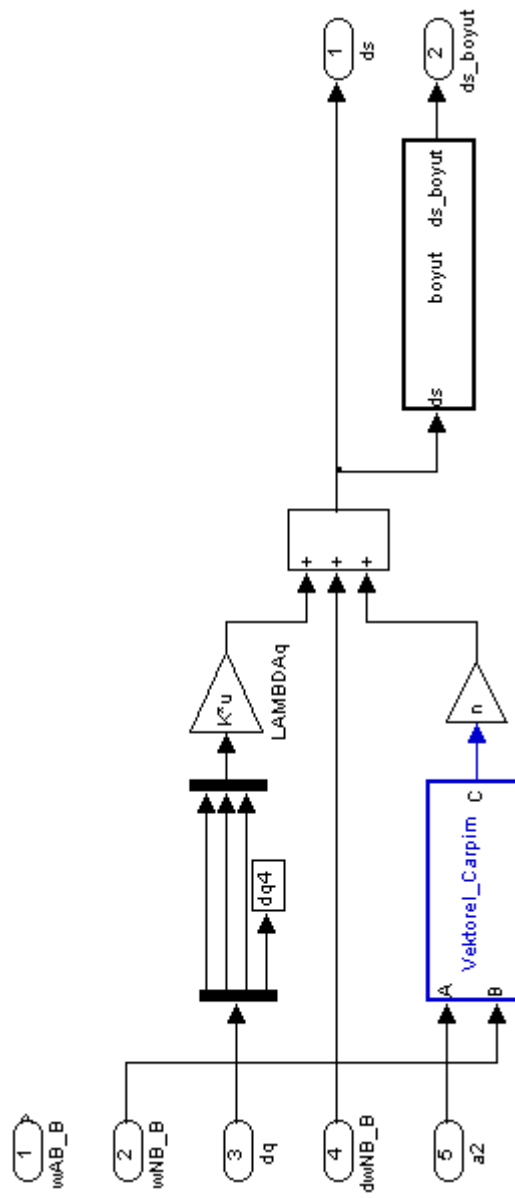
figure(10)
plot(tout./T,u_ips(:,1),'k-',
      tout./T,u_ips(:,2),'r-',
      tout./T,u_ips(:,3),'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('s ye koşut kontrol sinyalleri [Nm]'),
title('Manyetik Kontrol'),grid on
xlim([0 10])
h10=legend('u_ips1','u_ips2','u_ips3',4);
set(h10,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'s ye Kosut Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'s ye Kosut Kontrol Sinyalleri_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(11)
plot(tout./T,MKT(:,1),'k-',
      tout./T,MKT(:,2),'r-',
      tout./T,MKT(:,3),'b-'),
xlabel('yörünge'),
ylabel('manyetik kontrol torkları [Nm]'),
title('Manyetik Kontrol'),grid on
xlim([0 10])
h11=legend('MKT1','MKT2','MKT3',4);
set(h11,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'Manyetik Kontrol Torkları_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'Manyetik Kontrol Torkları_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(12)
plot(tout,BA(:,1),'k-',
      tout,BA(:,2),'r-',
      tout,BA(:,3),'b-'),
xlabel('t [sn]'),
ylabel('yörünge eksen takımındaki B [T]'),
title('Manyetik Alan'),grid on
h12=legend('B_A1','B_A2','B_A3','Location','SouthOutside');
set(h12,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'B_A_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'B_A_Kontrol_Sistemi.bmp')
figure(13)
plot(tout,B_B(:,1),'k-',
      tout,B_B(:,2),'r-',
      tout,B_B(:,3),'b-'),
xlabel('t [sn]'),
ylabel('gövde eksen takımındaki B [T]'),
title('Manyetik Alan'),grid on
h13=legend('B_B1','B_B2','B_B3','Location','SouthOutside');
set(h13,'Interpreter','none')
saveas(gcf,'B_B_Kontrol_Sistemi.fig')
saveas(gcf,'B_B_Kontrol_Sistemi.bmp')

```

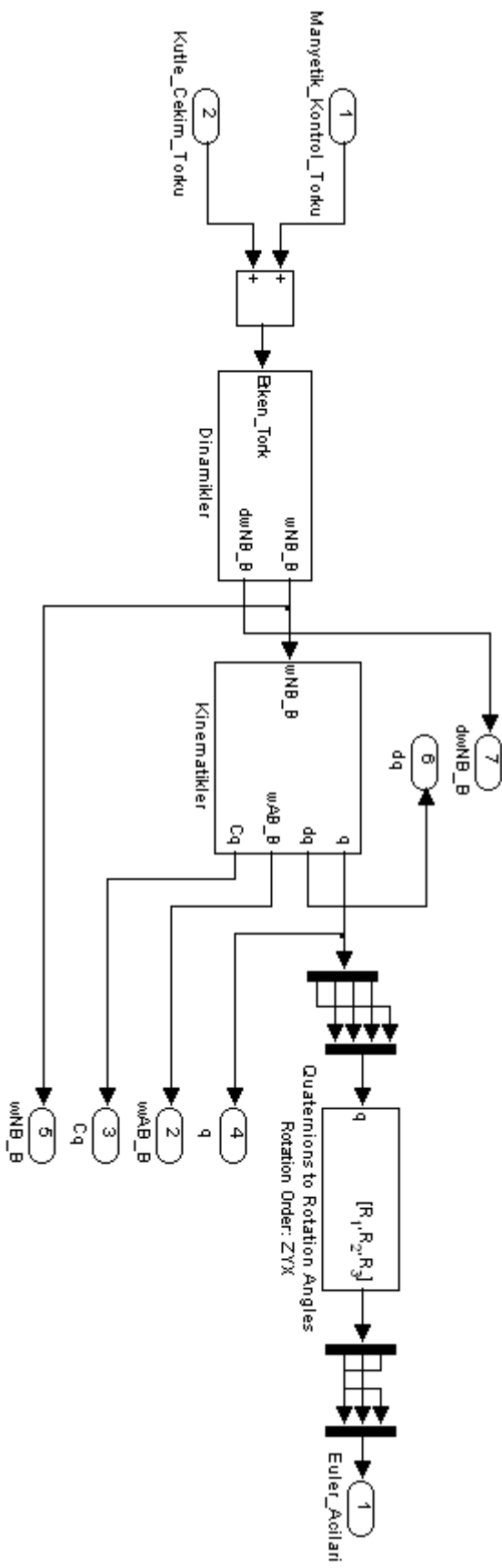
EK C.3a



EK C.3b



EK C.3c



EK C.3d

```
clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti
[km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
[rad/sn]
%% TLE Verilerinin (ezaman,ya,yda,e,pa,M,n) Yüklenmesi:
% load BILSAT_1_TLE.mat
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verilerinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmekezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periaapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));
% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorange01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorange02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorange03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorange04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]
yorange05=pa; % pa: Periaapsis argümanı [rad]
yorange06=yda; % yda: Yükselme düğümü açısı [rad]
yorange0=[yorange01;yorange02;yorange03;yorange04;yorange05;
yorange06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
+esaniyeBE;
%% EDM Eksen Takımından DMDC Eksen Takımına Dönüşüm İçin Girilen
% Hesabı:
tBE=ezaman-ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
% integralleme başlangıcına kadarki
% epoks zamanı [sn]
fBE=-((esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% geceyarısı (00:00) olmaması
% durumunda doğan fark [sn]
%% Manyetik Alan Verilerinin Yüklenmesi:
```

```

load Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat
%% Yönelme İle İlgili Tanımlamalar
% n=1.13488e-03;
n/pi*180
% T=2*pi/n;
% Evrensel-çekimsel kararsız MAKOVEC modeli:
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
% % Evrensel-çekimsel kararlı MAKOVEC modeli:
% I1=1;
% I2=1.4;
% I3=0.6;
%
% % HAUSAT-2 Modeli:
% n=1.07324e-03;
% n/pi*180;
% % T=2*pi/n;
% I1=0.3078;
% I2=0.2865;
% I3=0.2747;
% H0=0.09163;
% % H0=0;
%
I=[I1 0 0;
    0 I2 0;
    0 0 I3];
%
Iters=inv(I);
%
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Yönelme İçin Başlangıç Koşulları
% TETA0=[180;90;180]./180.*pi;
% TETA0=[160;80;160]./180.*pi;
% TETA0=[160;-80;160]./180.*pi;
TETA0=[120;80;60]./180.*pi;
% TETA0=[60;40;30]./180.*pi;
% TETA0=[6;4;3]./180.*pi;
% TETA0=[0;0;0]./180.*pi;

q01=sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      -cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q02=cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q03=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2)
      -sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2);
q04=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q0=[q01;q02;q03;q04];
% q0=[(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;0];
% % Tepetaklak:
% q0=[((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;
      ((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;-0.99];

a2=[(2*(q0(1)*q0(2)+q0(3)*q0(4)));
     (1-2*(q0(3)^2+q0(1)^2));(2*(q0(3)*q0(2)-q0(1)*q0(4)))];
wAB_B_0=[0;0;0]./180.*pi;
% wAB_B_0=[-0.04;0.04;-0.04]./180.*pi;
wNB_B_0=wAB_B_0-(n.*a2);

```

```

%% Kayma Kipli Kontrol
% Kayma yüzeyi için katsayı matrisi:
LAMBDAq=0.00125.*eye(3);

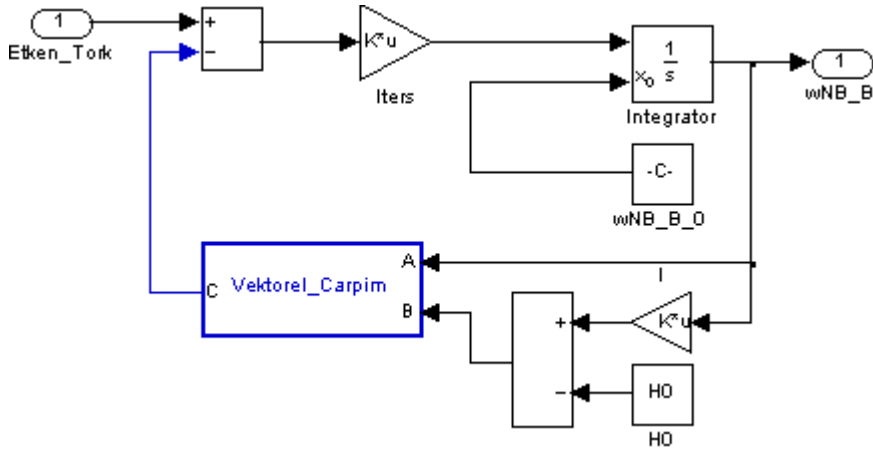
% Kayma koşulu tasarım parametresi:
LAMBDAs=0.003.*eye(3);

% Başlangıçtaki kayma yüzeyi vektörü:
s0=wAB_B_0+LAMBDAq*[q0(1);q0(2);q0(3)]
% Kayma yüzeyi vektörünün başlangıçtaki boyu:
s_boy0=(s0(1)^2+s0(2)^2+s0(3)^2)^0.5

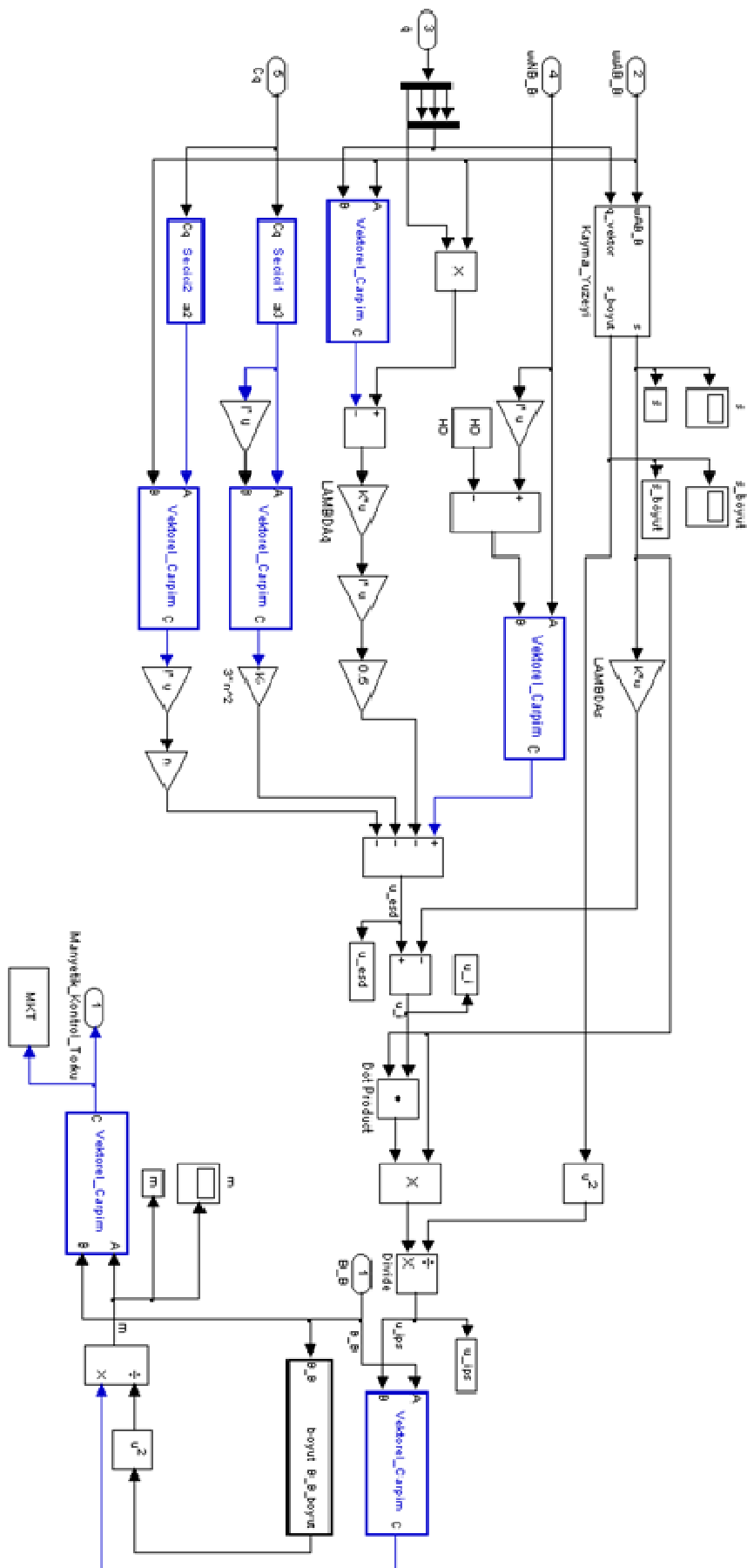
% Türevsel kayma koşulu tasarım parametresi:
LAMBDAds=0.7.*eye(3);

```

EK C.4a



EK C.4b



EK C.4c

```
clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti
[km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
[rad/sn]
%% TLE Verilerinin (ezaman,ya,yda,e,pa,M,n) Yüklenmesi:
% load BILSAT_1_TLE.mat
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verilerinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmekezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periaapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));
% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorange01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorange02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorange03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorange04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]
yorange05=pa; % pa: Periaapsis argümanı [rad]
yorange06=yda; % yda: Yükselme düğümü açısı [rad]
yorange0=[yorange01;yorange02;yorange03;yorange04;yorange05;
yorange06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
+esaniyeBE;
%% EDM Eksen Takımından DMDC Eksen Takımına Dönüşüm İçin Girilen
% Hesabı:
tBE=ezaman-ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
% integralleme başlangıcına kadarki
% epoks zamanı [sn]
fBE=-((esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% geceyarısı (00:00) olmaması
% durumunda doğan fark [sn]
%% Manyetik Alan Verilerinin Yüklenmesi:
```

```

load Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat
%% Yönelme İle İlgili Tanımlamalar
% % n=1.13488e-03;
% n/pi*180
% % T=2*pi/n;
% % Evrensel-çekimsel kararsız MAKOVEC modeli:
% I1=1.1;
% I2=1;
% I3=1.2;
% % Evrensel-çekimsel kararlı MAKOVEC modeli:
% I1=1;
% I2=1.4;
% I3=0.6;
%
% HAUSAT-2 Modeli:
% % n=1.07324e-03;
n/pi*180
% T=2*pi/n;
I1=0.3078;
I2=0.2865;
I3=0.2747;
H0=[0;0.09163;0];
% H0=[0;0;0];
%
I=[I1 0 0;
    0 I2 0;
    0 0 I3];
%
Iters=inv(I);
%
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Yönelme İçin Başlangıç Koşulları
TETA0=[180;90;180]./180.*pi;
% TETA0=[160;80;160]./180.*pi;
% TETA0=[160;-80;160]./180.*pi;
% TETA0=[120;80;60]./180.*pi;
% TETA0=[60;40;30]./180.*pi;
% TETA0=[6;4;3]./180.*pi;
% TETA0=[0;0;0]./180.*pi;

q01=sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      -cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q02=cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q03=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2)
      -sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2);
q04=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q0=[q01;q02;q03;q04];
% q0=[(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;0];
% % Tepetaklak:
% q0=[((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;
      ((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;-0.99];

a2=[(2*(q0(1)*q0(2)+q0(3)*q0(4)));
     (1-2*(q0(3)^2+q0(1)^2));(2*(q0(3)*q0(2)-q0(1)*q0(4)))];
wAB_B_0=[0;0;0]./180.*pi;
% wAB_B_0=[-0.04;0.04;-0.04]./180.*pi;
wNB_B_0=wAB_B_0-(n.*a2);

```

```

%% Kayma Kipli Kontrol
% Kayma yüzeyi için katsayı matrisi:
LAMBDAq=0.00125.*eye(3);

% Kayma koşulu tasarım parametresi:
LAMBDA_s=0.003.*eye(3);

% Başlangıçtaki kayma yüzeyi vektörü:
s0=wAB_B_0+LAMBDAq*[q0(1);q0(2);q0(3)]
% Kayma yüzeyi vektörünün başlangıçtaki boyu:
s_boy0=(s0(1)^2+s0(2)^2+s0(3)^2)^0.5

```

EK C.4d

```

function Bozuntu_Torku = CBT(n,t_benzetim)
Bozuntu_Torku = 3.5e-09.*[3*cos(n*t_benzetim)+1;
                          1.5*sin(n*t_benzetim)+3*cos(n*t_benzetim);
                          3*sin(n*t_benzetim)+1];

```

EK C.5

```

clear
clc
%% Genel Sabitler
RD=6378; % RD: Dünya'nın (ekvatordaki) yarıçapı [km]
J2=1.08263e-03; % J2: Evrensel-çekimsel pertürbasyon sabiti
% (Dünya'nın basıklık etkisini yansıtır.)
mu=398600; % mu: Dünya'nın evrensel-çekim sabiti
[km^3/sn^2]
wD=7.292e-05; % wD: Dünya'nın kendi etrafındaki dönme hızı
[rad/sn]
%% TLE Verilerinin (ezaman, ya, yda, e, pa, M, n) Yüklmesi:
% load BILSAT_1_TLE.mat
load ORSTED_TLE.mat
%% TLE Verilerinden Yörünge Parametrelerinin Hesaplanması:
% Kepler denklemi çözülerek dışmekezli anomali (E), dışmerkezlilik
% (e) ve ortalama anomaliden (M) elde edilir:
E=eM_E(e,M);
% Yörünge yarı-büyük eksen uzunluğu (a) hesaplanır [km]:
a=(mu/n^2)^(1/3);
% Yörünge periaapsis uzunluğu (rp) hesaplanır [km]:
rp=a/(1+e);
% Yörünge apoapsis uzunluğu (ra) hesaplanır [km]:
ra=a/(1-e);
% Gerçek anomali (ga) hesaplanır [rad]:
ga=2*atan(((1+e)/(1-e))^0.5*tan(E/2));
%% Yörünge İçin Başlangıç Koşulları
% Yörünge konumu (r) hesaplanır [km]:
r=a*(1-e^2)/(1+e*cos(ga));
% Radyal hız (v_r=dr/dt) hesaplanır [km/sn]:
v_r=(mu/(a*(1-e^2)))^0.5*e*sin(ga);
% Açısal hız (v_ga=v_dik/r=dga/dt) hesaplanır [rad/sn]:
v_ga=(a*mu*(1-e^2))^0.5/r^2;
yorunge01=r; % r: Yörünge konumu [km]
yorunge02=v_r; % v_r: Radyal hız [km/sn]
yorunge03=ga; % ga: Gerçek anomali [rad]
yorunge04=v_ga; % v_ga: Açısal hız [rad/sn]

```

```

yorunge05=pa; % pa: Periapsis argümanı [rad]
yorunge06=yda; % yda: Yükselme düğümü açısı [rad]
yorunge0=[yorunge01;yorunge02;yorunge03;yorunge04;yorunge05;
    yorunge06];
% Yörünge periyodu (T) hesaplanır [sn]:
T=2*pi/n;
%% En Yakın Bahar Ekinoksu (BE):
eyilBE=8;
egunBE=79;
esaatBE=5;
edakikaBE=48;
esaniyeBE=0;
ezamanBE=((eyilBE*365.25+egunBE)*24+esaatBE)*60+edakikaBE)*60
    +esaniyeBE;
%% EDM Eksen Takımından DMDC Eksen Takımına Dönüşüm İçin Girilen
% Hesabı:
tBE=ezaman-ezamanBE; % tBE: Bahar ekinoksundan (BE)
% integralleme başlangıcına kadarki
% epoks zamanı [sn]
fBE=-((esaatBE*60+edakikaBE)*60+esaniyeBE);
% fBE: BE'nin Grinviç meridyeni üzerinde
% geceyarısı (00:00) olmaması
% durumunda doğan fark [sn]

%% Manyetik Alan Verilerinin Yüklenmesi:
load Yörüngedeki_Manyetik_Alan.mat
%% Yönelme ile İlgili Tanımlamalar
% n=1.13488e-03;
n/pi*180
% T=2*pi/n;
% Evrensel-çekimsel kararsız MAKOVEC modeli:
I1=1.1;
I2=1;
I3=1.2;
% % Evrensel-çekimsel kararlı MAKOVEC modeli:
% I1=1;
% I2=1.4;
% I3=0.6;
%
% % HAUSAT-2 Modeli:
% n=1.07324e-03;
% n/pi*180;
% T=2*pi/n;
% I1=0.3078;
% I2=0.2865;
% I3=0.2747;
% H0=0.09163;
% % H0=0;
%
I=[I1 0 0;
    0 I2 0;
    0 0 I3];
%
Iters=inv(I);
%
k1=(I2-I3)/I1;
k2=(I3-I1)/I2;
k3=(I1-I2)/I3;
%% Yönelme İçin Başlangıç Koşulları
% TETA0=[180;90;180]./180.*pi;
% TETA0=[160;80;160]./180.*pi;
TETA0=[160;-80;160]./180.*pi;

```

```

% TETA0=[120;80;60]./180.*pi;
% TETA0=[60;40;30]./180.*pi;
% TETA0=[6;4;3]./180.*pi;
% TETA0=[16;-8;16]./180.*pi;
% TETA0=[0;0;0]./180.*pi;

q01=sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      -cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q02=cos(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q03=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2)
      -sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2);
q04=cos(TETA0(1)/2)*cos(TETA0(2)/2)*cos(TETA0(3)/2)
      +sin(TETA0(1)/2)*sin(TETA0(2)/2)*sin(TETA0(3)/2);
q0=[q01;q02;q03;q04];
% q0=[(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;(1/3)^0.5;0];
% % Tepetaklak:
% q0=[((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;
      ((1-(-0.99)^2)/3)^0.5;-0.99];

a2=[(2*(q0(1)*q0(2)+q0(3)*q0(4)));
     (1-2*(q0(3)^2+q0(1)^2));(2*(q0(3)*q0(2)-q0(1)*q0(4)))];
wAB_B_0=[0;0;0]./180.*pi;
% wAB_B_0=[-0.04;0.04;-0.04]./180.*pi;
wNB_B_0=wAB_B_0-(n.*a2);
%% PD Kontrol
% Oransal kontrol etkisi için katsayı matrisi:
KP=5.65e-06.*eye(3);

% Türevsel kontrol etkisi için katsayı matrisi:
KD=0.0076.*eye(3);

```


ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: Ahmet Sofyalı

Doğum Yeri ve Tarihi: Uzunköprü/EDİRNE 17.03.1983

Adres: Türkali Mahallesi Mısırlıbahçe Sokak No: 40/3
Beşiktaş/İSTANBUL 34357

Lisans Üniversitesi: Uzay Müh., İstanbul Teknik Üniversitesi (2006)
Uçak Müh., İstanbul Teknik Üniversitesi (2007, ÇAP)

Yayın Listesi:

- Başkaya E., Daybelge U., **Sofyalı, A.**, Topal E. ve Yarım C., 2006: Astrodinamikte Kaos Teorisi Işığındaki Gelişmeler. İstanbul Kültür Üniversitesi Güncesi, Fen ve Mühendislik Bilimleri, cilt 4, sayı 4, s. 191-212.
- Hacıyev C. ve **Sofyalı A.**, 2007: Application of the Linear and Extended Kalman Filters on GPS Measurements in the Estimation Problem of Stationary User's Position (AIAC-2007-050). 4. Ankara International Aerospace Conference, 10-12 Eylül, ODTÜ, Ankara, Türkiye.
- Daybelge U., **Sofyalı A.**, Utku A. ve Yarım C., 2008: Güneş Sisteminde Relativite Teorisinin İrdelenmesine Uygun Optimal Yörünge Seçimi (UHUK-2008-047). II. Ulusal Havacılık ve Uzay Konferansı, 15-17 Ekim, İTÜ, İstanbul, Türkiye.
- **Sofyalı A.** ve Hacıyev Ç., 2008: GPS Ölçümlerine Göre Konum Kestirimi İçin Genişletilmiş Kalman Süzgeci Tasarımı ve Ayarlanması (UHUK-2008-022). II. Ulusal Havacılık ve Uzay Konferansı, 15-17 Ekim, İTÜ, İstanbul, Türkiye.
- **Sofyalı A.** ve Caferov E., 2009: Computational Phase Portrait Analysis of Two Nonlinear Small Satellite Models. 4th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST 2009), 11-13 Haziran, İstanbul, Türkiye.
- Yarım C., Daybelge U. ve **Sofyalı A.**, 2009: Search for the General Relativistic Effects on the Motion of a Spacecraft. 4th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST 2009), 11-13 Haziran, İstanbul, Türkiye.

- **Sofyalı A.** ve Caferov E., 2009: Three-Axis Attitude Stabilization of a Small Satellite Actuated by Reaction Wheels via Linear and Variable Structure Control (AIAC-2009-028). 5. *Ankara International Aerospace Conference*, 17-19 Ağustos, ODTÜ, Ankara, Türkiye.