

DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP  
SALINIMININ MODELLENMESİ

Mesut ALTÜRK

Ağustos , 2006  
İZMİR

# YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP SALINIMININ MODELLENMESİ

Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü  
Yüksek Lisans Tezi  
Fizik Anabilim Dalı

Mesut ALTÜRK

Ağustos , 2006  
İZMİR

## YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Mesut ALTÜRK tarafından Ekrem AYDINER yönetiminde hazırlanan "YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP SALINIMININ MODELLENMESİ" başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

---

Yard. Doç. Dr. Ekrem AYDINER  
Danışman

---

Prof. Dr. Hamza POLAT

Jüri Üyesi

---

Yrd. Doç. Dr. Melda DUMAN

Jüri Üyesi

---

Prof. Dr. Cahit HELVACI

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

## TEŞEKKÜR

Bu konuyu bana araştırma problemi olarak öneren, araştırma süresince bilimsel desteğini esirgemeyen sayın hocam Dr. Ekrem AYDINER'e yardımseverliği, değerli öğütleri ve sonsuz sabrı için teşekkür ederim.

Tez çalışmasında teknik desteklerini ve yakın dostlukları esirgemeyen Cenk AKYÜZ, Ümit AKINCI, A. Gürhan GÖKÇE, Hasan KARABIYIK, Cenk ORTA, Meltem GÖNÜLOL'a teşekkür ederim.

Bu tez çalışması kapsamında ihtiyacı duyduğum "Yerkürenin Magnetik Kutup Salınım Verileri"ni sağlanmasında göstermiş olduğu yakın ilgiden ötürü Dr. Andy JACKSON'a teşekkür ederim.

Son olarak, hayatım boyunca sevgilerini ve ilgilerini esirgemeyen, sürekli beni destekleyen sevgili aileme sonsuz teşekkürler.

Mesut ALTÜRK

# YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP SALINIMININ MODELLENMESİ

## ÖZ

Bu çalışmada; Yerkürenin magnetik kutup terslenmesi problemi tartışıldı. Magnetik kutup terslenmesini açıklamak için öne sürülen modeller incelendi. Magnetik kutup araştırmaları sonucu elde edilen deneysel veriler analiz edildi.

**Anahtar sözcükler:** Disk Dinamo Modeli, Magnetik Kutup Salınımı, Magnetik Kutup Terslenmesi, Magnetik Kutup, Kaos, Zaman Serisi

# MODELLING OF MAGNETIC POLES OSCILLATION OF EARTH

## ABSTRACT

In this work, the magnetic poles reversible problem has been discussed. The models which is supposed to explain the magnetic pole reversible have been investigated. Experimental data obtain from magnetic pole researches have been analysed.

**Key Words:** Two-Disk Dynamo, Magnetic Pole Oscillation, Reversible of the Magnetic Poles, Magnetic Poles, Chaos, Time Series

## İÇİNDEKİLER

<b>TEŞEKKÜR</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ÖZ</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> . . . . .	<b>vi</b>
<b>BÖLÜM BİR - GİRİŞ</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>BÖLÜM İKİ - YERKÜRENİN MAGNETİK ALANI</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1    Magnetik Alan Kaynağı . . . . .	3
2.2    Magnetik Kutuplar . . . . .	4
2.3    Magnetik Kalkan ve Yaşamsal Önemi . . . . .	5
2.4    Yerkürenin Magnetik Alan Özellikleri . . . . .	6
2.5    Diğer Gezegenlerin Magnetik Alanı . . . . .	7
<b>BÖLÜM ÜÇ - YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP SALINIMI</b>	<b>10</b>
3.1    Magnetik Kutup Salınımı . . . . .	10
3.2    Magnetik Kutup Salınımı İçin Deneysel Bulgular . . . . .	11
3.3    Magnetik Kutup Terslenmesinin Olası Etkileri . . . . .	13
<b>BÖLÜM DÖRT - MAGNETİK KUTUP SALINIMI MODELLERİ</b>	<b>16</b>
4.1    Tek Disk Dinamo Modeli . . . . .	16
4.2    Anti Disk Dinamo Modeli . . . . .	21
4.3    İki Disk Dinamo Modeli . . . . .	23
4.4    Diğer Modeller . . . . .	27
<b>BÖLÜM BEŞ - VERİ ANALİZ YÖNTEMLERİ</b> . . . . .	<b>29</b>
5.1    Zaman Serisi . . . . .	29
5.2    Oto-korelasyon Fonksiyonu . . . . .	30
5.3    Gömme Boyutu . . . . .	31
5.4    Korelasyon (Fraktal) Boyutu . . . . .	32

5.5	Lyapunov Üsteli . . . . .	33
<b>BÖLÜM ALTI - SALINIM VERİLERİNİN ANALİZİ</b>		
	<b>VE SONUÇLAR . . . . .</b>	<b>35</b>
6.1	Veriler . . . . .	35
6.2	Otokorelasyon Fonksiyonu . . . . .	37
6.3	Gömme Boyutu . . . . .	38
6.4	Lyapunov Üsteli . . . . .	40
<b>BÖLÜM YEDİ - TARTIŞMA VE SONUÇ . . . . .</b>		
		<b>41</b>
<b>KAYNAKLAR . . . . .</b>		
		<b>42</b>
<b>EK . . . . .</b>		
		<b>45</b>



## BÖLÜM BİR

### GİRİŞ

Bu tezin amacı yerkürenin magnetik kutup tersleniminin mekanizmasını tartışan modelleri tanıtmak ve kutup terslenimlerine dayanarak oluşturulan "salınım" serisini analiz etmektir. Yerküreyi saran magnetik alanın bizzat kendi iç dinamiklerden kaynaklandığı bilinmektedir. Yerkürenin magnetik alanın oluşumu ile ilgili olarak yerkürenin derinliklerinde bulunan iyonize sıvının bir merkez etrafında dönme hareketi yapması sonucu kuvvetli bir magnetik alan oluşturması kabul edilmektedir. Magnetik alanın yerküre üzerindeki yönelimini kuzey-güney magnetik kutuplar tasvir ettiği kabul edilmektedir. Bu magnetik kutupların zaman (geriye doğru yaklaşık bir milyar yıl) içinde periyodik olmayan bir şekilde yer değiştirerek (terslenerek) salındığı bilim adamları tarafından bulgulanmıştır. Ancak yerkürenin magnetik kutup yönünün neden değiştiğini ve bu değişim periyodunu açıklayan bir model etrafında görüş birliği sağlanamamıştır. Bu problem, bilim çevrelerince son yüzyılın en önemli beş probleminden birisi olarak belirlenmiştir. Çünkü yerkürenin magnetik alanı ile yerküre üzerindeki yaşam arasında çok önemli bir ilişki vardır. Magnetik kutupların oluşturduğu magnetik kalkan dış uzaydan gelen kozmik parçacıkları engelleyerek yaşamın sürmesini sağlamaktadır. Bunun dışında, yerkürenin magnetik alanı ve bu alanın yönü ile hücrelerin organizasyonundan tutun da kuşların yön bulmasına kadar çok çeşitli olaylar arasında bir ilişki olduğu varsayılmaktadır. Bilim adamları, magnetik kutupların yer değiştirmesi halinde, yerküreyi kozmik rasyasyondan koruyan kalkanların bozulacağı veya kısmen etkisiz kalacağı bunun sonucunda da ekolojik dengesizliklerin ötesinde tam bir gezegen felaketinin ortaya çıkabileceği konusunda ortak kaygı taşımaktadırlar. Magnetik kutup salınıminin gerçekleşme aralığı (tahmini periyodu) kabaca 700 bin yıl olduğu varsayılmaktadır. Burada belirtmek gerekir ki bu rakamdan çok büyük değerlerde ve çok küçük değerlerde de değişimin gerçekleştiği deneysel olarak kanıtlanmıştır. Sonuç olarak magnetik kutup salınımi hakkında elde edilebilecek bilgilerin veya oluşturulabilecek model-

lerin benzer sistemlerin anlaşılmasında büyük bir etkisi olacağını düşünmekteyiz.

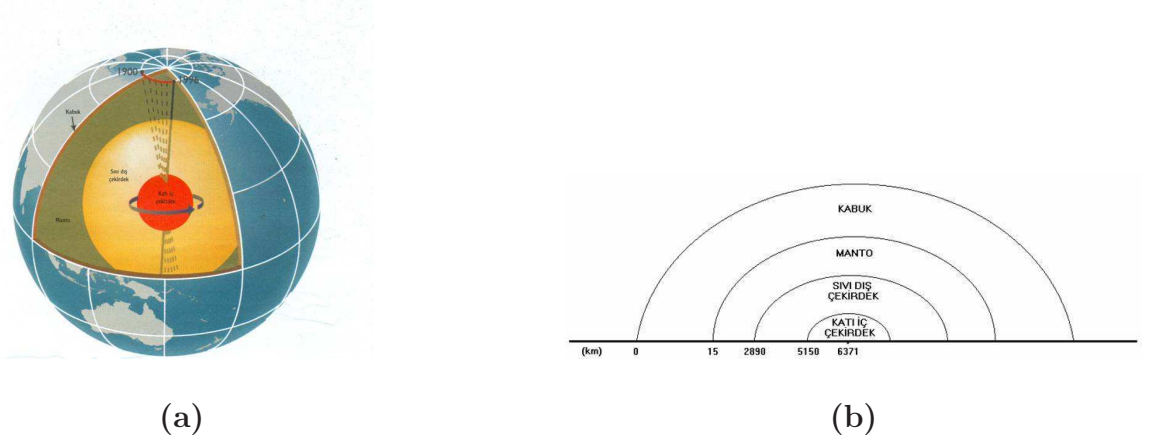
Tezin organizasyonu şöyledir: Tezin ikinci bölümünde yerkürenin magnetik alan kaynağı, şekillenimi ve özellikleri ele alınmıştır. Ayrıca Güneş sistemimizdeki diğer gezegenlerin magnetik alan kaynakları hakkında bilgi verilmiştir. Üçüncü bölümde yerkürenin magnetik kutup salınımının ne anlama geldiği, yapılan deneysel çalışmalar, terslenme mekanizmasının nasıl çalıştığı ve mekanizmanın canlılar üzerinde oluşturacağı etkiler ele alınmıştır. Dördüncü bölümde magnetik kutup terslenmesi ve salınımını, tartışan ve modelleyen önceki çalışmaları gözden geçirdik. Beşinci bölümde ise verilerin analiz yöntemleri hakkında kısaca bilgi verdik. Altıncı bölümde magnetik kutup salınım verilerinin analizini yaptık. Burada incelenen veriler için Tisean paket programını ve FORTRAN programlar dilinde yazdığımız algoritmaları kullandık. Yedinci bölümde yerkürenin magnetik kutup salınımı için bu bölüme kadar yaptığımız çalışmaları ve ulaştığımız sonuçların değerlendirmesi yapılmıştır.

## BÖLÜM İKİ

### YERKÜRENİN MAGNETİK ALANI

#### 2.1 Magnetik Alan Kaynağı

Yerkürenin büyük bir mıknatıs gibi davrandığını Gilbert'in (1600) 'De Magnete' eserini yayımlandığından beri bilmekteyiz. Bu eserde magnetizmanın bugün bilinen önemli bir çok konuları kuramsal ve deneysel yönleri ile sunulmuştur. Gauss (1777 – 1855) ise yerkürenin magnetik alanının büyük bir kısmının bizzat kendi derinliklerinde bulunan meteryallerin mıknatıslanmasından veya elektrik akımı üretmesi sonucunda oluştuğunu söylemiştir.



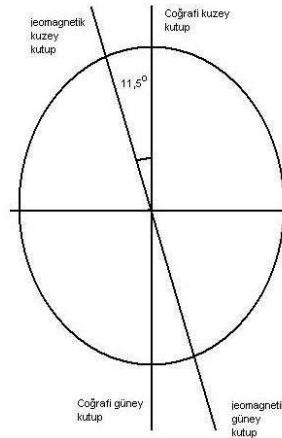
Şekil 2.1: Yerkürenin iç kesit görüntüsü

Günümüzde de yerküreyi kuşatan magnetik alanın, yerkürenin iç yapısından kaynaklandığı kabul görmektedir. Yapılan araştırmalar sonucu, yerkürenin iç yapısı tam anlamıyla anlaşılmıştır. Şekil 2.1(a) yerkürenin iç yapısı gösteren bir şematik resim verilmiştir. Ortalama 6371 km'lik yarıçapı olan yerkürenin iç kesit görüntüsü Şekil 2.1(b)'de verilmiştir. Şematik görünüşten anlaşıldığı gibi yerkürenin en dışında kabuk bulunur. Kabuk, granit ve bazalt kayalardan oluşur. Kabuğun altında, yerkürenin toplam kütesinin %50'sini ve toplam hacminin %68'ini kapsayan manto bulunur. Manto demirce zengin iyonların yoğun olarak

bulunduğu bölümüdür. Mantodan sonra elektriksel bakımdan iyi olan sıvı dış çekirdek bulunmaktadır. Mantodaki demirce zengin iyonlar ve iletken sıvı dış çekirdek yerkürenin magnetik alan kaynağının birinci dereceden sorumluları olarak düşünölmektedir. Genel kaniya göre magnetik alan kaynağı yerkürenin merkezindeki iletken sıvı ve manyetik özellikleri çok iyi iyonların yerkürenin kendi ek-seni etrafında dönmesi ve bu dönme sonucunda iyonik bir akışın meydana gelmesine bağılı olarak açıklanmaktadır. Sıvı dış çekirdeğin altında ise yüksek basınçta donmuş demirden oluşan ve yerkürenin merkezini oluşturan katı iç çekirdek bulunur (Fowler, 2001).

## 2.2 Magnetik Kutuplar

Yerküre coğrafi olarak iki kutuba ayrılmıştır. Bunlar coğrafi kuzey ve coğrafi güney kutup olarak adlandırılır. Yerkürenin magnetik alanının da coğrafi kuzey kutupla aynı yönde magnetik kuzey kutup, coğrafi güney kutupla aynı yönde magnetik güney kutbu vardır. Magnetik kutuplar jeomagnetik kutuplar olarak adlandırılır.



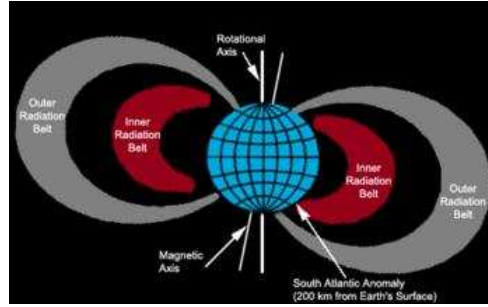
Şekil 2.2: Magnetik kutuplar

Şekil 2.2’de görüldüğü gibi yerkürenin magnetik güney ve kuzey kutupları, coğrafi kuzey ve güney konumlarından  $11,5^\circ$  derecelik farklı bir yönelimle konumlanmıştır. Jeomagnetik kuzey kutup  $79^\circ N$ ,  $71^\circ W$  ve jeomagnetik güney kutup  $79^\circ S$ ,  $109^\circ E$  yönelimindedir. Burada  $^\circ N$  kuzey kutup pozitif,  $^\circ S$  güney kutuptan negatif,  $^\circ W$  batı kutuptan negatif,  $^\circ E$  doğudan pozitif ilerleme anlamını taşır (Fowler, 2001).

### 2.3 Magnetik Kalkan ve Yaşamsal Önemi

Güneş, yerküre üzerindeki canlıların yaşam kaynağı olmakla birlikte ona yakın olan canlıları çok kısa bir sürede öldürebilecek dozda ışınım yapar. Bunun dışında uzay boşluğunda yayılan ve yıldızlardan kaynaklanan zararlı kozmik ışınım ve diğer yüklü parçacıklar yerküreyi etkiler. Uzaydan ve Güneşten gelen bu zararlı ışınlarından yerküreyi ve üzerindeki canlıları koruyan en önemli kalkan magnetik alandır. Yerküreyi sarmalayan magnetik alan, Güneş yönünde güneş rüzgarının etkisiyle bastırılmış, ters yönde ise gezegenlerarası ortama doğru uzanmıştır. Bu yapı yerkürenin magnetosferini oluşturmaktadır. Van Allen radyasyon kuşakları ve atmosferin üst katmanlarından iyonosfer bu yapının içerisinde yer almaktadır. Güneş’ten gelen radyasyon manyotesfer içinde hapsedilir.

Van Allen Radyasyon kuşakları, yerküre etrafında bulunan yüklü parçacıkların oluşturduğu bir torustur. Magnetik alan tarafından engellenen kozmik parçacıklar alan tarafından sürülerek kuzey kutup bölgesine toplanırlar. Böylece kuzey kutbunda biriken kozmik parçacıklar o bölgede ışınım yaparak atmosferin rengarenk olmasına sebep olurlar. Kozmik parçacıkları engelleyen bu magnetik kalkana Van Allen Radyasyon kuşakları denir. Radyasyon kuşakları daha önceden teorik olarak biliniyordu ama varlığı 31 Ocak 1958’de James Van Allen’in Explore I ve III uzay araçları ile yaptığı çalışmalar sonucu ispatlanmıştır.



Şekil 2.3: Van Allen radyasyon kuşakları

Şekil 2.3'de görüldüğü üzere yerkürenin çevresinde saran Van Allen radyasyon kuşakları, yaklaşık 1.3 yer yarıçapı uzaklığında iç radyasyon kuşağı ve yaklaşık 5 yer yarıçapı uzaklığında dış radyasyon kuşağı olmak üzere iki kuşaktan meydana gelir. İç kuşak, Explorers 1 ve 3 uçuşları sırasında Van Allen Geiger sayıcısı ile keşfedilmiştir. Bu kuşak ekvatorun hemen üzerinde yoğun olarak belirli bir bölgeyi işgal eder. Nispeten düşük şiddete sahip kozmik radyasyonun bir yan ürünüdür. Uzay araçlarına kolaylıkla nüfuz edebilecek 10 – 100 Mev enerjilik protonlar çoğunluktadır. İç radyasyon kuşakları yerküreye yakın son derece kararlı bir yörünge oluşturur. İkincisi dış radyasyon kuşağı, Pioneer 3 ve 4 uzay sondaları sırasında keşfedilmiştir. Dış radyasyon kuşağı, iç radyasyon kuşağına göre daha büyüktür ve daha fazla parçacık emer. Dış radyasyon kuşağında yaklaşık 40 keV'lik elektronlar tutulur. İç radyasyon kuşağın aksine dış radyasyon kuşağı sürekli değişim gösterir (<http://en.wikipedia.org>, 2006; Jacobs, 1987).

#### 2.4 Yerkürenin Magnetik Alan Özellikleri

Yerkürenin magnetik alanı, genellikle yerkürenin içine oturtulmuş bir çubuk mıknatısın oluşturduğu alana benzetilmektedir (Merrill and McElhinny, 1983). Bu magnetik alanın özelliği sürekli mıknatıslanmadır. Yerkürenin derinliklerinde bulunan magnetik meteryaller 800 K'lik sıcaklıkta sürekli mıknatıslanmalarını kaybeder. Ancak yerkürenin 10 ile 20 km'leri arasındaki bölgenin sıcaklığı 800 K

civarındadır. Oysa yerkürenin derinliklerinde sıcaklık 1043 K'den daha fazladır. Öte yandan yerkürenin dış tabakalarındaki kalıcı mıknatıslanma yerküre üzerinde gözlenen magnetik anormalliklerinin kanıtı olarak kabul edilir. Çubuk mıknatıs modeli, magnetik alanın yönünü belirlemede akılda kalıcı bir model olmasına rağmen alanın özelliklerini tam olarak karşılayamaz. Bunun yerine yerkürenin içinde yer alan iyonize sıvının, oluşturduğu magnetik alan modeli yerkürenin magnetik alan modeli davranışı daha mantıklı karşılamaktadır.

Yerkürenin magnetik alan şiddeti magnetometre ile ölçülür. Yerkürenin magnetik alan şiddeti Ekvator'dan kutuplara doğru gidildikçe 0.3 Gauss'tan 0.6 Gauss doğru değişmektedir. Yerkürenin magnetik alanı ölçüm alınan bölgenin doğasına, Güneş ve manyetosfer arasındaki yüklü parçacıkların etkileşimine ve Güneş'teki magnetik fırtınalara bağlı olarak bölgeden bölgeye değişir (Merrill and McElhinny, 1983; Gubbins, 1998)

Yerkürenin magnetik alanı güneş rüzgarının magnetik alanının, yoğunluğunun ve hızının artışlarına da duyarlıdır. Güneş rüzgarındaki bu değişimlerde güneş aktivitesinin değişimlerine bağlıdır. Aktivitenin düşük olduğu yıllarda magnetosfer, gezegenlerarası ortamda güneşe doğru 10 dünya yarıçapı kadar uzanmakta, oysa güneş aktivitesinin arttığı yıllarda güneş rüzgarının magnetosferi bastırmasıyla magnetosfer sıkışmakta bu mesafe ancak 6.6 dünya yarıçapı kadar olmaktadır.

## 2.5 Diğer Gezegenlerin Magnetik Alanı

Merkür, 2440 km'lik yarıçapıyla gezegen sistemin Güneş'e en yakın üyesidir. Günümüzde de devam eden çalışmalar sonucu magnetik alanın çok zayıf olduğu bilinmektedir. Yüksek yoğunluk, küçük hacim ve 59 günlük dönüşüne bağlı olarak magnetik alanın ihtiyacı olan dinamoyu oluşturamayacak kadar yavaş olduğu ileri sürülmüştür (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Güneş sistemimizdeki, Güneş en yakın ikinci gezegen Venüs'tür. 6053 km'lik yarıçapa sahiptir. Yapılan araştırmalarda Venüs'ün magnetik alanı zayıf olduğu ortaya çıkmıştır. Yerkürenin magnetik alan şiddeti, Venüs'ün magnetik alan şiddetinden yaklaşık 25 kat daha büyük olduğu saptanmıştır. Yerküreye yakın hacmi olmasına rağmen magnetik alan şiddeti bu kadar düşük olmasının nedeni 243 gün olan dönme periyodu ile yeterli bir dinamo oluşturamamasına bağlıdır (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Ay, yerkürenin uydusudur ve 1738 km'lik bir yarıçapı vardır. Yerkürenin magnetik alan şiddeti, Ay'ın magnetik alanının şiddetinin yaklaşık 107 kez daha büyüktür. Ay'ın yavaş dönüşü hızı ve akışkan sıvı küresi olmaması nedeniyle kendi dinamosunu oluşturamadığı bilinmektedir. Fakat belirli bölgelerde nadiren yüksek magnetik alanı görülür (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Mars'ın yarıçapı 3395 km'dir. Yerkürenin magnetik alanı şiddeti, Mars'ın magnetik alanın şiddetinden 5000 kez daha büyük olduğu bilinmektedir. Mars'ın dönme hızının kuvvetli bir magnetik alan için gerekli dinamoyu oluşturamayacak kadar yavaş olduğu ileri sürülmektedir (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Jüpiter, 70.000 km'den fazla yarıçapı ile Güneş sistemindeki en büyük gezegendir. Büyük kara küresi ve yüksek dönüş hızı nedeniyle Jüpiter'in magnetik alanı çok büyüktür. Jüpiterin magnetik alanın şiddeti, yerkürenin magnetik alan şiddetinin yaklaşık 20.000 kez daha büyük olduğu ileri sürülmüştür (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Satürn, 60.000 km'lik yarıçapıyla Güneş sistemimizin ikinci büyük gezegenidir. Satürn magnetik alan şiddeti, Jüpiter'in magnetik alan şiddetine göre 36 kez daha küçük olduğu, fakat yerkürenin magnetik alanın şiddetden 540 kez daha büyük olduğu bilinmektedir (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).



Uranüs, 25.600 km'lik yarıçapa sahiptir. Magnetik alanı komplekstir. Coğrafi kutuplarıyla magnetik kutuplar arasındaki kayma 60 derece kadardır yani magnetik kutupları ekvatora diğer gezegenlere göre daha yakındır. Magnetik alanın şiddeti, yerkürenin magnetik alan şiddetinden 40 kez daha büyük olduğu bilinmektedir (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

Neptün, 24.800 km'lik yarıçapı vardır. Magnetik alanı, Uranüs'ün magnetik alanına benzer ama Uranüs'e oranla şiddeti daha zayıftır. Coğrafi kutuplarıyla magnetik kutuplar arasındaki kayma yaklaşık 47 derece kadardır. Magnetik alanın şiddeti, yerkürenin magnetik alan şiddeti 1/4'ü kadardır (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

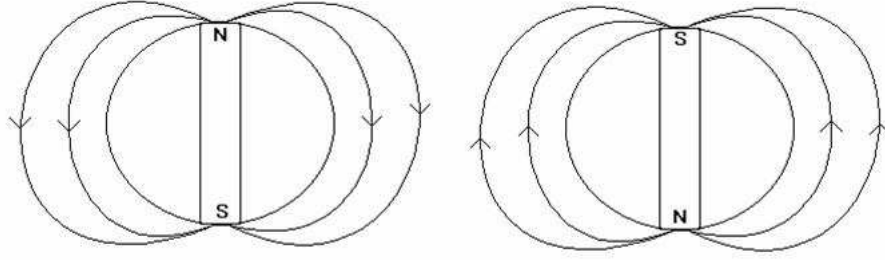
Plütön, Güneş sisteminin sonunda yer alır ve yarıçapı 2274 km kadardır. Küçük hacmi ile 6.4 günlük rotasyonu vardır. Magnetik alanı yok veya çok az olduğu varsayılmaktadır (Jacobs, 1987; Russell and Luhmann, 1997).

## BÖLÜM ÜÇ

### YERKÜRENİN MAGNETİK KUTUP SALINIMI

#### 3.1 Magnetik Kutup Salınımı

Magnetik kutup salınımı, yerkürenin sahip olduğu düşünülen magnetik kutupların yönelimini değiştirmesidir ve magnetik kutup terslenmesi olarak da adlandırılabilir. Örneğin magnetik kuzeyin kutubun, coğrafi güney kutup ile aynı yönelime geçmesidir. Şekil 3.1'de görüldüğü üzere günümüzdeki gibi magnetik kuzeyin coğrafi kuzeye denk geldiği dönem olan normal dönemi, magnetik kuzeyin coğrafi güneye denk geldiği terslenmiş dönemi tasvir etmektedir.



Şekil 3.1: Magnetik kutup salınımı

Yerkürenin magnetik kutup salınımı, yapılan incelemeler sonucu terslenimin gerçekleştiği zaman aralıkları değişken yapıya sahiptir. Yani bir önceki dönemin sürdüğü zaman aralığı ile bir sonra gerçekleşecek olan dönemin zaman aralığı aynı değildir. Fakat ortalama 700 bin'lik periyotlarla gerçekleştiği söylenebilir. Bunun yanısıra 10 milyon yıllık bir dönemde yerkürenin magnetik alanının tek bir yönelim gösterdiği bilinmektedir (Opdyke et al., 1973; Brown, 1989). Buna karşılık olarak 50 bin yılda bir yönelim değişimi gözlenmiştir. Sonuç olarak yönelimin değişim süresi çok yüksek bir oranla kararsızlık gösterir. Son değişim ise 780 bin yıl önce olmuştur (Cande ve Kent, 1992; Cande ve Kent, 1995).

Yerkürenin magnetik kutup salınım mekanizması tam olarak anlaşılamamıştır.

İncelenen verilerin azlığı ve belirsizliği nedeniyle kutupların yer değiştirmesi esnasında kutupların yöneliminin nasıl gerçekleştiği ve magnetik alan örneklerinin nasıl değiştiği kesin olarak bilinmemektedir. Ancak bu konuda üç tahmin vardır; birinci tahmine göre kutupların yer değiştirmesi sırasında magnetik alan baskın olarak iki kutupludur ve kutuplar bir yarım küreden diğerine seçtiği yol boyunca bozulmadan ilerler. İkinci tahmine göre dipol yapısı aniden bozulur, bu nedenle magnetik alan ortadan kalkar. Kutup mekanizması tersine döner ve yeni bir kutuplanma meydana gelir. Üçüncü tahmine göre magnetik kutupların meteor çarpması sonucu değiştiği şeklindedir. Magnetik kutup değişimi esnasında gerçekleşebilecek olaylar ve bu değişime yol açan mekanizma kesin olarak biliniyor olmamasına rağmen deneysel bulgular magnetik kutup terslenimine bağlı olarak kutup salınımının varlığını kesin olarak doğrulamaktadır (<http://gsc.nrcan.gc.ca>, 2006; McFadden and Merrill, 1984).

### 3.2 Magnetik Kutup Salınımı İçin Deneysel Bulgular

Yerkürenin magnetik kutup salınımı hakkındaki bilgiler volkanik patlamalar sırasında akan lavların ortaya çıkardığı demir bileşiklerinden elde edilir. Demir bileşiklerin mıknatıslanma özellikleri sayesinde geçmişte olan salınımların zamanlarını ortaya çıkarır. Sıcak lavlar sıvı haldeyken içerdikleri demir bileşiklerinin spin dipol momentini, yerkürenin magnetik alanın yönünde yönelirler. Lav katmanı 580 C'ye soğuduğunda katılaşıyor ve artık hareket edemeyen demir bileşiklerini lavın katılaştığı andaki magnetik alanın yönünü kaydetmiş olur. Şayet volkanik patlamalarda çıkan lavlar gibi, kayaçların soğuması çabuk olmuş ise o andaki magnetik alanın yönelimini kayıt altına alır. Yerkürenin derinliklerinde bulunan kayaçlar ise yavaşça soğumaktadır. Bazen bu kayaçlar bir kaç magnetik kutup salınımı yaşadığı için burada oluşan bütün yönelimleri kayıt altına alır.

1849'da Delesse bazı lavlar düzenli olarak yerkürenin manyetik alanına par-

alel mıknatıslanmış olduğunu göstermiştir. 1853'de Melloni, Vezüv ve Phlegræan lavları üzerindeki kalıntıların belirli bir mıknatıslanmaya sahip olduğunu bulmuşlardır. 1859'da Forsterman'ın yaptığı çalışmalarda lavların mıknatıslanma özelliklerini 100 C'ye kadar ısınmasıyla kaybaldığını fakat soğuyunca yeniden kazanıldığını göstermiştir. Bu araştırmalar 1895'de Folgerhaiter'in lavlar üzerinde bulunan kalıntılardan mıknatıslanma yönlerini bulmasıyla daha da geliştirmiştir. Isınan ve soğuyan materyallerin yer kürenin manyetik alanının yönünü kesin olarak belirttiği ve bu yönün en az 2000 yıldan beri korunabildiğini bulmuştur. Benzer manyetik kararlılık, 1901'de Brunhes ve David tarafından volkanik kayalar için de önerilmiştir.

Günümüzdeki gibi normal yönelime sahip manyetik alana zıt bir yönelime sahip kayaların olduğu 1860'da Bravn tarafından Hindistan'da rapor edilmiştir fakat deneysel olarak terslenmiş bir mıknatıslanmanın ilk gözlemi 1906'da Brunhes tarafından Fransa'da yapılmıştır (Brunhes, 1906). Daha sonra 1910 ve 1926 yılları arasında ters olarak mıknatıslanmış kayaları Spitsbergen, Greenland bulmuş ve Avustralya'da olayın dünya çapındaki karakterini onaylayacak biçimde Mercanton tarafından tescil edilmiştir (www.ggl.ulaval.ca, 2006). 1929'da Matayuma Japonya, Kore ve Mançurya'daki kayaç örneklerinden elde edilen bilgiler ışığında yaklaşık bir milyon yıl önce gerçekleşmiş olan terslenmiş bir yönelimi bulgularıyla magnetik kutup salınımının genel karakteristiği ortaya çıkartılmıştır.

Modern çalışmaların öncüsü, 1924 ve 1925'de yayınladığı Etna'nın tarihsel lavları üzerine yaptığı çalışması ile Raymond Chevallien'dir. Bu çalışma 12. yüzyıldan beri yer kürenin manyetik alanının yönelimindeki değişimleri kapsayan bir dizi düzenlemeyi içeriyordu. Kayaların mıknatıslanmasına dayanan Chevallien'in belirlemeleri, o güne kadar yer kürenin bir çok parçasında yapılmış olan belirlemeler arasındaki benzerlikleri göstererek kanıtlanmıştır. 1930'lara gelindiğinde volkanik kayalar hakkındaki temel keşiflerin çoğu yapılmıştı. Sonraki çalışmalar milyonlarca yaşa sahip çeşitli kayaların mıknatıslanmalarının hassas olarak belir-

lenmesini sağlayacak biçimde, daha sofistike ölçüm ve analiz tekniklerin gelişimine yol açtı. Birçok insan çok daha yeni çalışmalarla gelişmelere katkı koymuştur. Bununla birlikte temelde, ana sonuçlar belli araştırmacılar tarafından elde edilmiş ve bu sonuçlar bilim adamlarının kuşkuculuğuyla günümüze kadar gelişimini sürdürmüştür (www.koeri.boun.edu.tr, 2006).

### 3.3 Magnetik Kutup Terslenmesinin Olası Etkileri

Kutup terslenim sürecinde yerkürenin magnetik alan şiddetinin azalacağı tahmin edilmektedir. Bundan dolayı Güneş'ten gelen magnetik fırtınaların yerküreyi olumsuz şekilde etkileyeceği düşünülmektedir. Doğal olarak biyolojik sistemlerin magnetik alandaki değişimlerden etkileneceği beklenir. Yapılan araştırmalarda fiziksel olarak stres altında bulunan bazı biyolojik sistemlerin magnetik alanının şiddetindeki azalmaya tepki gösterdiği sonucuna varılmıştır. Güneş'in biyolojik sistemlerde bozulmalara yol açmasıyla ilgili belirtilerden biri de, göçmen kuşların göç sırasında yön bulma yeteneklerinin bozulmasıdır. Güvercinlerin, yunusların ve balinaların sinir sistemlerinde yuvalanmış, küçük magnetik mineral birimlerinden oluşmuş doğal pusulaları vardır. Bu birimler yön belirlemede kullandıkları yöntemlerin belki en esası olanı değildir ama yapılan bir çok gözlemlerde göç eden güvercin gruplarından, geri dönüşlerinde magnetik fırtınaya yakalanmış olan gruplarda çok sayıda güvercinin geri dönmediği saptanmıştır.

Güneş'in şiddetli patlamaları sırasında yayınlanan yüksek enerjili parçacıklar da, nükleer patlamaların ya da kazaların ardından yayınlanan radyasyon enerjisi kadar, insan yaşamı için tehlikelidir. Yerküre üzerinde yaşayanları bu tehlikeden magnetik alan korumaktadır. Magnetik alanın şiddetinde gerçekleşecek bir azalma insanları bu fırtınalara karşı korunmasız bırakacaktır. Radyasyon dozu olarak ölçülen yüksek enerjili parçacıkların hücrelere girmesi sonucunda kromozomların ölmesine ve potansiyel kanser hastalıklarına yol açmaktadır. Çok yüksek

dozlar tehlikeyi daha da hızlandırmaktadır.

Yeraltı kaya yapısının belirlenmesinde jeologlar yerkürenin magnetik alanından yararlanmaktadır. Bu jeolojik ölçümler daha çok petrol, gaz ve mineral depoları bulmak için yapılmaktadır. Bu ölçümler sırasında doğru magnetik bulgular elde edebilmek için yerkürenin magnetik alanının en sakin olduğu dönemler tercih edilmektedir.

Uzun mesafelere elektrik dağıtan taşıyıcı hatlarının civarında hareket eden magnetik alanlar oluşması durumunda bu iletkenlerin içerisindeki elektrik akımı indüklenmesine sebep olur. Magnetik fırtınalar bu olayın en büyük sebepleridir.

Güneş aktivitesi nedeniyle artan magnetik fırtınalar yerkürenin atmosferinin üst katmanlarını ısıtmaktadır ve bunun sonucu bu katmanlar genişlemektedirler. 1000 km yükseklikte dönen uyduların bulunduğu bölgelere kadar yükselen ısınan hava bu yüksekliklerde atmosferin yoğunluğunun önemli oranda artmasına neden olmaktadır. Bu nedenle uyduların hareketinin yavaşlamasına ve zamanla yörüngelerinde istenmeyen yükseklik kayıplarına yol açmaktadır. Ömürlerinin daha uzun olması bakımından uydular gerektiğinden daha yükseklerde yörüngeye oturtulurlar. Çünkü bu nedenlerden dolayı zamanla yavaşlayarak atmosfere girip yanacaklardır.

Uzun mesafeler arasında kullanılan haberleşme sistemlerinin büyük çoğunluğu radyo sinyallerini yansıtmak için iyonosferi kullanmaktadır. Radyo haberleşmeleri iyonosferde meydana gelen fırtınalardan bütün enlemlerde etkilenmektedir. Böyle bir durumda radyo frekanslarının bir bölümü iyonosferde soğurulmakta diğer bir bölümü de yansımaktadır. Bunun sonucunda radyo sinyalleri hiç beklenmedik doğrultularda yayılmakta veya şiddetleri hızlı bir biçimde bir azalıp bir artmaktadır. En çok etkilenen gruplar kıtalar arası radyo yayını yapan radyolar, kıyı ile haberleşen gemiler, havaalanları ile haberleşen uçaklar ve amatör radyocu-

lar ve uydu operatörleridir. Askeri erken uyarı sistemleri de magnetik alandaki değişimlerden etkilenmektedir (www.spacedaily.com, 2003 ).

## BÖLÜM DÖRT

### MAGNETİK KUTUP SALINIMI MODELLERİ

Yerkürenin magnetik kutup salınımını açıklayabilmek için çeşitli modeller ileri sürülmüştür. Bu modeller arasında tek disk dinamo modeli, anti disk dinamo modeli ve iki disk dinamo modeli en çok bilinenler arasındadır. Bu bölümde bu modelleri ayrıntılı olarak ele alacağız ve son olarak öne sürülen diğer modellerin üzerinde kısaca duracağız.

#### 4.1 Tek Disk Dinamo Modeli

Yerkürenin magnetik kutup salınımını modellemek için yapılan ilk öneri tek disk dinamosudur (Bullard, 1949). Modelin deneysel tasarımı Şekil 4.1(a)'da gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü üzere tasarım elektriksel bakımdan iletken olan bir disk ve dingilden meydana gelmiştir. Şekil 4.1(b)'de ise bu modelin oluşturduğu magnetik alanın yönü gösterilmiştir. Şimdi tek disk dinamo modelinin ayrıntılarına kısaca bakalım.

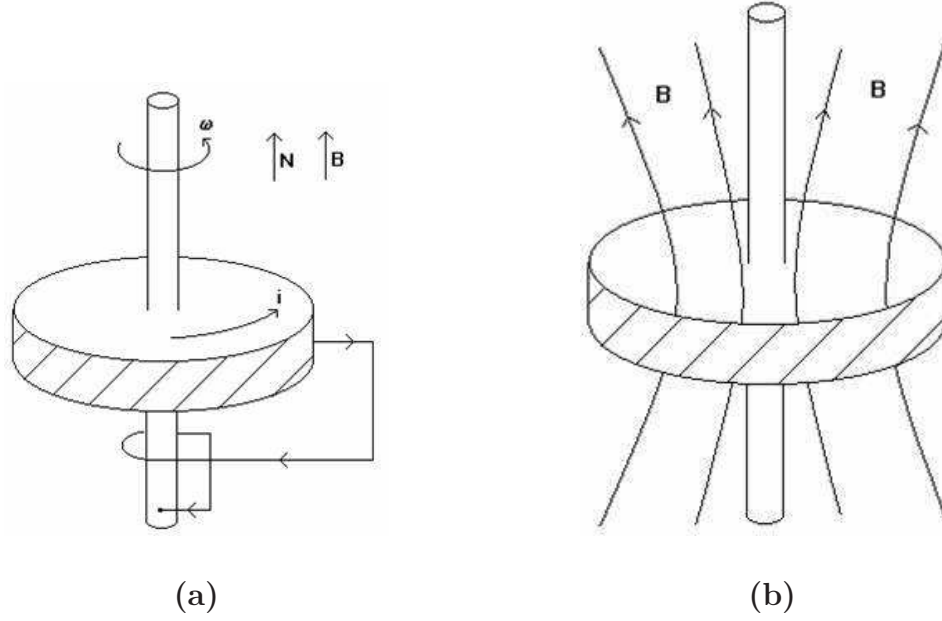
Üzerine devamlı bir magnetik alan uygulanan ve kendi eksenini etrafında  $w$  açısal hızı ile döndürülen  $a$  yarıçaplı metal diskte bir elektromagnetik kuvvet oluşur. Bu kuvveti elektromagnetik denklemleri kullanarak

$$\varepsilon = \int_0^a (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) d\mathbf{r} = \int_0^a (\omega \mathbf{r} \times \mathbf{B}) d\mathbf{r} = \omega \int_0^a (B_z r \sin \theta dr) \quad (4.1.1)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada  $\theta$  uygulanan magnetik alanın yönü ile yarıçap vektörü arasındaki açıdır.  $\hat{r} \perp \hat{k}$  seçersek  $\sin \theta = 1$  olacağından

$$\varepsilon = \omega \int_0^a (B_z r dr) \quad (4.1.2)$$



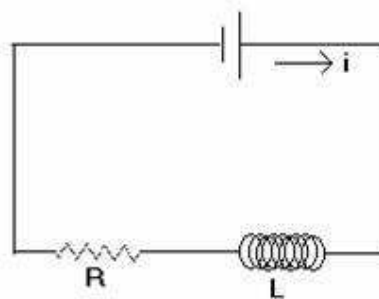


Şekil 4.1: Tek disk dinamo modeli

elde ederiz. Öte yandan disk üzerindeki bir birim alan  $\varepsilon$ 'yi  $\Phi$  akısına bağlı olarak

$$\varepsilon = \int_0^a B_z da = \frac{\omega}{2\pi} \Phi \quad (4.1.3)$$

şeklinde düzenleyebiliriz. Şayet disk ve diğle elektriksel iletkenliği sağlamak için bir tel ile birbirine bağlandığı varsayılırsa bu düzenek üzerinden bir  $i$  akımı geçen bir devre gibi modellenebilir. Bu devre Şekil 4.2'de görüldüğü gibi bir L-R devresine benzeyecektir.



Şekil 4.2: L-R devresi

Bu devredeki akı  $\Phi = 2\pi Mi$  dir. Burada  $M$ , bobin ve diskteki karşılıklı indüktans,  $R$  toplam direnç ve  $L$  indüktanstır. Kirchoff ilmek yasasını kullanarak bu devredeki değişimi tasvir eden diferansiyel denklemleri

$$L\frac{di}{dt} + Ri = \varepsilon = \frac{\omega}{2\pi}\Phi = \frac{\omega}{2\pi}2\pi Mi \quad (4.1.4)$$

ifade edebiliriz. Şimdi (4.1.3) numaralı denklemi (4.1.4) numaralı denklemde yerine yazarsak:

$$L\frac{di}{dt} + Ri = \omega Mi \quad (4.1.5)$$

eşitliğini elde ederiz. Diğer bir yandan dingil etrafında dönen diskte bir tork oluşur. Bu tork:

$$C\frac{d\omega}{dt} = N_{top} \quad (4.1.6)$$

denklemleriyle verilir. Burada  $C$  diskin eylemsizlik momenti,  $N$  diskteki toplam torktur. Şimdi disk üzerine etkiyen tork tanımından yola çıkarak, tork ifadesini

$$\mathbf{N} = \int d\mathbf{F} \times \mathbf{r} = i \int (d\mathbf{r} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{r} \quad (4.1.7)$$

bağıntısıyla verebiliriz. Buradaki üçlü vektörel çarpım:

$$(d\mathbf{r} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{r} = (dr\hat{r} \times B\hat{z}) \times r\hat{r} = Bdr(\hat{z}\hat{r})\hat{r} - rBdr(\hat{r}\hat{r})\hat{z} \quad (4.1.8)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\hat{z}\hat{r} = 0$  ve  $\hat{r}\hat{r} = 1$  olduğundan bu denklemi basitçe:

$$(d\mathbf{r} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{r} = -rBdr\hat{z} \quad (4.1.9)$$

şeklindeki gibi bir ifadeye indirgeyebiliriz. Elde edilen bu ifadeyi (4.1.7) denkleminde yerine yazarsak tork ile akı arasındaki ilişkiyi elde ederiz:

$$\mathbf{N} = -i \int_0^a r dr B_z = -\frac{i}{2\pi} \int_0^a B_z da = -i \frac{\Phi}{2\pi} \quad (4.1.10)$$

Akı ifadesini yerine yazarsak, tork ifadesini akım cinsinden basitçe

$$N = -Mi^2 \quad (4.1.11)$$

şeklinde ifade edebiliriz. (4.1.11) ifadesi (4.1.6)'daki toplam tork ifadesine eklenirse, (4.1.6) denklemini

$$C \frac{d\omega}{dt} = N - Mi^2 \quad (4.1.12)$$

şeklinde yazılır. Yukarıdaki cebirsel işlemler sonucunda (4.1.5) ile verilen akım denklemini ve (4.1.12) ile verilen tork denklemini elde ettik. Bu iki denklem birbirinden bağımsız çözülemez. Çünkü iki denklem bağlaşıklık denklemlerdir. Yani çözümler birbirine bağlıdır. Dolayısıyla bu iki denklem birlikte çözülmelidir. Bunu yapabilmek için (4.1.5) ve (4.1.12) denklemleri boyutsuz hale getirilmelidir. Bunun için:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{M}{N}} i \\ y &= \sqrt{\frac{CM}{NL}} \omega \\ \acute{t} &= \sqrt{\frac{NM}{CL}} t \\ \mu &= \frac{R}{M} \sqrt{\frac{CM}{NL}} \end{aligned} \quad (4.1.13)$$

dönüşümlerini seçelim. Bu dönüşümler sonucu denklem (4.1.5):

$$\dot{x} = yx - \mu x \quad (4.1.14)$$

ve denklem (4.1.12)

$$\dot{y} = 1 - x^2 \quad (4.1.15)$$

şeklinde denklemlere indirgenir. Zamana bağlı türevlerin sıfır olduğu yerde sistemlerin kararlı noktaları bulunur. (4.1.5) ve (4.1.12) denklemlerinin kararlı noktaları  $(1, \mu)$  ve  $(-1, \mu)$ 'dir. Bu noktalar normal ve ters dönüşümlü duruma karşılık

gelir. Çünkü bu noktalar sistemin genel davranışını belirler. Lineerizasyon ise sistemin nasıl bir evrim geçirdiğini ifade eder. Bu iki noktanın lineerizasyonu olmaz çünkü özdeğerleri  $+2i$  ve  $-2i$  dir. (4.1.14) denklemini  $(1 - x^2)$  ve (4.1.15) denklemini de  $(y - \mu)$  sırasıyla carpalım. Bu durumda yeni denklemlerimiz

$$-\frac{\dot{x}}{x}(1 - x^2) = (y - \mu)(1 - x^2) \quad (4.1.16)$$

$$\dot{y}(y - \mu) = (1 - x^2)(y - \mu) \quad (4.1.17)$$

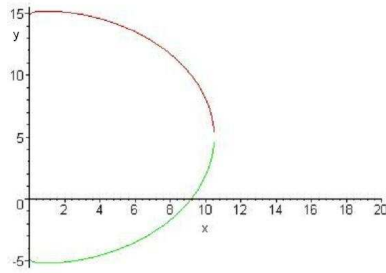
şeklinde olur. (4.1.16) ve (4.1.17) denklemlerini toplarsak;

$$2[\dot{y}(y - \mu) - \frac{\dot{x}}{x}(1 - x^2)] = 0 \quad (4.1.18)$$

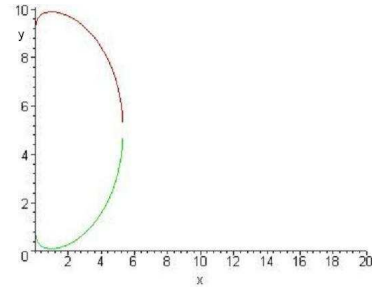
eşitliğini elde ederiz. Bu denklemin integralini aldıktan sonra bulduğumuz sonuca  $\mu^2$  ekleyip,  $\mu^2$  çıkarırsak (4.1.18) eşitliği basitçe:

$$(y - \mu)^2 - 2 \ln |x| + x^2 = \mu^2 - C_1 = C \quad (4.1.19)$$

şeklinde bulunur. (4.1.19) denklemini nümerik olarak çözersek Şekil 4.3 (a) ve Şekil 4.3 (b)'de görülen grafikleri elde ederiz.



(a)  $C=150$



(b)  $C=25$

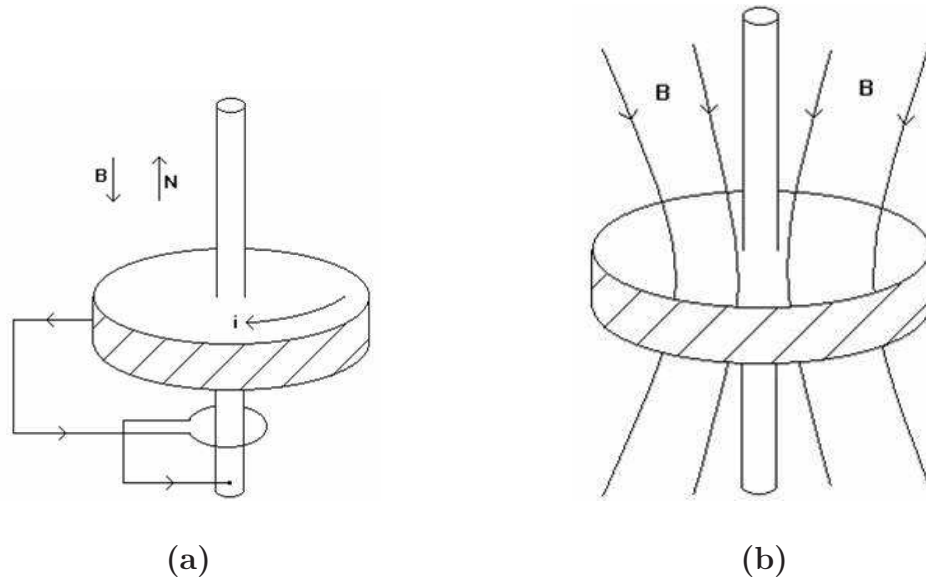
Şekil 4.3: Tek disk dinamo modelinin integral eğrileri

Şekil 4.3 (a) ve Şekil 4.3 (b)'de (4.1.19) denkleminde bulunan integral sabiti olan  $C$ 'ye farklı değerler atanarak faz uzay evrimleri çizilmiştir. Bu grafikler-

den tek disk dinamo modeliyle açıklanmaya çalışılan yerkürenin magnetik kutup salınımmının kaotik olduğu hakkında bir bilgiye ulaşamayız. Bu sonuçlar modelin aperiodyk çözümler ürettiğini gösterir.

## 4.2 Anti Disk Dinamo Modeli

Tek disk dinamo modelindeki akımın ters yönde uygulanması sonucu magnetik alanın yönü değişir. Bu model anti disk dinamosu olarak adlandırılır. Anti disk dinamo modelinin deneysel tasarımı Şekil 4.4 (a)'da ve magnetik alanın yönü Şekil 4.4 (b)'de verilmiştir.



Şekil 4.4: Anti disk dinamosu

Tek disk dinamo modeline benzer olarak anti disk dinamo modeli içinde de diferansiyel denklemleri elde edebiliriz. Dikkat edilecek noktalardan biri  $i$  akımı koordinatlara ters yönde sarmaktır. Anti disk dinamo modelini tasvir eden diferansiyel denklemleri;

$$L \frac{di}{dt} = -iM\omega + Ri \quad (4.2.1)$$

$$C \frac{dw}{dt} = N + Mi^2 \quad (4.2.2)$$

şeklindedir. Tek disk dinamo modelinde olduğu gibi bu denklemleri çözebilmek için önce boyutsuz hale getirmeliyiz. (4.1.13) ile verilen dönüşüm ifadelerinden faydalanarak (4.2.1) ve (4.2.2) denklemlerini

$$\dot{x} = -xy + y\mu \quad (4.2.3)$$

$$\dot{y} = 1 + x^2 \quad (4.2.4)$$

şeklinde boyutsuz hale dönüştürürüz. Bu denklemler kararlı noktalara sahip değildir. Sistemin faz uzay evrimini elde etmek için (4.2.3) denklemini  $-(1 + x^2)$  ve (4.2.4) denklemini de  $(y - \mu)$  sırasıyla çarpalım:

$$-\frac{\dot{x}}{x} = (y - \mu)[-(1 + x^2)] \quad (4.2.5)$$

$$\dot{y} = (1 + x^2)(y - \mu) \quad (4.2.6)$$

elde ederiz. (4.2.5) ve (4.2.6) denklemini toplarsak, yeni denklemini

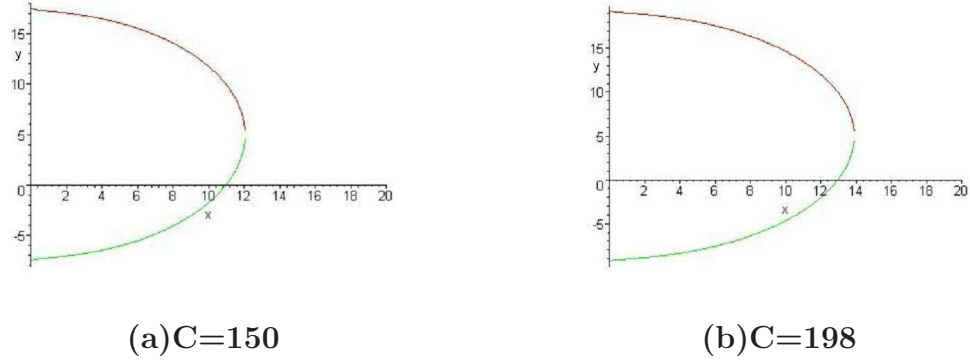
$$\dot{y}(y - \mu) + \frac{\dot{x}}{x} = 0 \quad (4.2.7)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu denklemin integralini aldığımızda ve sonuca  $\mu^2$  ekleyip,  $\mu^2$  çıkarırsak

$$(y - \mu)^2 + 2 \ln |x| + x^2 = C \quad (4.2.8)$$

ifadesini elde ederiz. Bu denklemin nümerik çözümleri Şekil 4.5 (a)'da ve Şekil 4.5 (b)'de verilmiştir. Bu grafikler çizilirken  $C$  integral sabitine değer atanarak çözüm yapılmıştır.

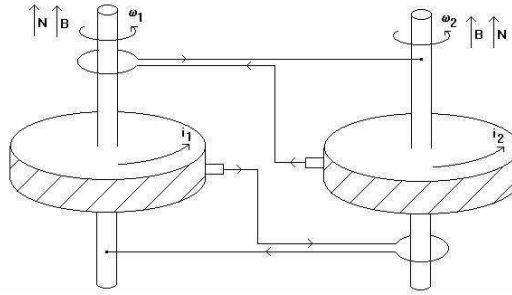
Anti disk dinamo modeli de tıpkı tek disk dinamo modeli gibi çözümler üretir.



Şekil 4.5: Anti disk dinamo modelinin integral eğrileri

### 4.3 İki Disk Dinamo Modeli

1955'te T. Rikitake tarafından iki disk dinamo modeli öne sürülmüştür (Rikitake, 1955). Bu modelin deneysel tasarımı Şekil 4.6'da olduğu gibi birbirleriyle elektriksel iletkenliği sağlanmış iki diskten ve iki dingilden oluşmuştur.



Şekil 4.6: İki Disk Dinamosu

Burada simetrik iki disk sisteminde iki ilmeğin aynı karşılıklı indüktansı  $M$ , direnci  $R$ , indüktansı  $L$ , eylemsizlik momenti  $C$ , aynı sabit torku  $N$  ile hareket eden,  $i_1$  ve  $i_2$  her diskten geçen akım ve  $w_1$  ve  $w_2$  her bir diskin dönüşünü ifade eder. İki disk dinamo modelini şu difransiyel denklemler ile tasvir edebiliriz:

$$L \frac{di_1}{dt} = M\omega_1 i_2 - Ri_1 \quad (4.3.1)$$

$$L \frac{di_2}{dt} = M\omega_2 i_1 - Ri_2 \quad (4.3.2)$$

$$C \frac{d\omega_1}{dt} = N - Mi_1 i_2 \quad (4.3.3)$$

$$C \frac{d\omega_2}{dt} = N - Mi_1 i_2 \quad (4.3.4)$$

İki disk dinamo modelini temsil eden bu denklemlerin çözümü için boyutsuz hale getirmek gerekir. Bu nedenle

$$\begin{aligned} x_n &= \sqrt{\frac{M}{N}} i_n \\ y_n &= \sqrt{\frac{CM}{NL}} \omega_n \\ \acute{t} &= \sqrt{\frac{NM}{CL}} t \\ \mu &= \frac{R}{M} \sqrt{\frac{CM}{NL}} \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

şeklindeki dönüşüm ifadelerini kullanacağız. Burada  $n = 1, 2$ 'dir. Bu dönüşüm ifadeleri kullanılırsa denklemler basitçe

$$\dot{x}_1 = y_1 x_2 + \mu x_1 \quad (4.3.6)$$

$$\dot{x}_2 = y_2 x_1 + \mu x_2 \quad (4.3.7)$$

$$\dot{y}_1 = 1 - x_1 x_2 \quad (4.3.8)$$

$$\dot{y}_2 = 1 - x_1 x_2 \quad (4.3.9)$$

ifadelerine indirgenir. (4.3.8) ve (4.3.9) denklemlerin farkı alındığında, disklerde hız farkı olmadığını görülür. Modelin faz uzay evrimini bulabilmek için kararlı noktalarını belirlemek gerekir. Bunun içinde boyutsuz denklemleri parametrelere



bağlı olarak çözmemiz gerekmektedir. Kolaylık için parametreleri

$$x_2^* y_1^* = \mu x_1^* \quad (4.3.10)$$

$$x_1^* y_2^* = \mu x_2^* \quad (4.3.11)$$

$$x_1^* x_2^* = 1 \quad (4.3.12)$$

şeklinde seçelim. Bu denklemlerde her bir bilinmeyen değerini bulmak için:

$$x_1^* = k \quad (4.3.13)$$

şeklinde belirlersek diğerlerini de:

$$x_2^* = k^{-1} \quad (4.3.14)$$

$$y_1^* = \mu k^2 \quad (4.3.15)$$

$$y_2^* = \mu k^{-2} \quad (4.3.16)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bu değerler sistemin kararlı noktalarıdır. Bu noktalar başlangıç koşullarıyla belirlenir.  $k$ 'nın alacağı değerlere göre diğer noktalar belirlenir.  $k$ 'nın pozitif değeri magnetik alanın normal dönemine,  $k$ 'nın negatif değeri ise magnetik alanın ters dönmüş haline denk gelir.  $k$  yerine  $1/k$  alınırsa modelin davranışı değişir. Bu noktaların kararlı olup olmadığını anlamak için lineerizasyona bakılması gerekmektedir. Buradan matris yazılırsa

$$\begin{vmatrix} -\mu - \lambda & \mu k^2 & k^{-1} & 0 \\ \mu k^{-2} & -\mu - \lambda & 0 & k \\ -k^{-1} & -k & -\lambda & 0 \\ -k^{-1} & -k & 0 & -\lambda \end{vmatrix} = \lambda(\lambda + 2\mu)(\lambda^2 + k^2 + k^{-2}) \quad (4.3.17)$$

elde edilir. Bu matrisin özdeğerleri kararlı noktaların yerel kararlılığı hakkında bilgi verir. Yani sistemin bu noktalar civarında nasıl bir evrim geçirdiğini anlatır.

Matrisin özdeğerleri

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= 0 \\
 \lambda_2 &= -2\mu \\
 \lambda_3 &= i(k^2 + k^{-2}) \\
 \lambda_4 &= -i(k^2 + k^{-2})
 \end{aligned} \tag{4.3.18}$$

bulunur. Elde edilen sonuç tatmin edici değildir sistem hakkında genel bir bilgiye ulaşamayız. Bu nedenle (4.3.6) – (4.3.9) denklemleri düzenlemek için  $y_1 = y, a = y_1 - y_2$  dönüşümleri uygulanırsa denklemlerin son hali:

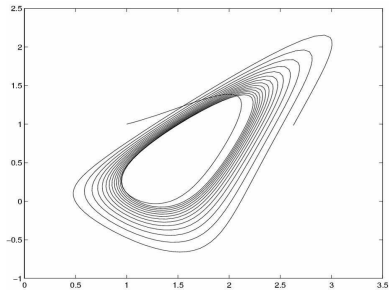
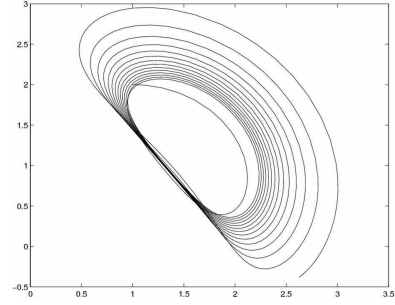
$$\dot{x}_1 = yx_2 + \mu x_1 \tag{4.3.19}$$

$$\dot{x}_2 = (y - a)x_2 - \mu x_2 \tag{4.3.20}$$

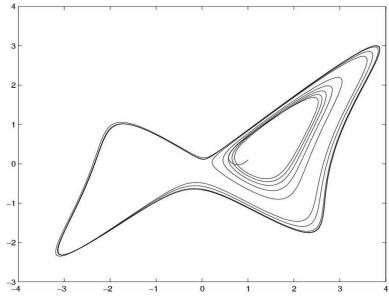
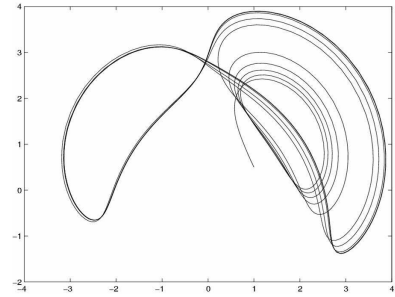
$$\dot{y} = 1 - x_1 x_2 \tag{4.3.21}$$

olur. Bu denklemlerin faz uzayındaki zaman evrimleri daha kolay bulunur. Şekil 4.7 (a)'da ve Şekil 4.7 (b)'de  $x_1, x_2$  ve  $y$  değişkenlerine sırasıyla  $[1, 1, 2]$  başlangıç değerleri için  $(0-55)$  zaman aralığında gösterilmiştir. Bu grafiklerden anlaşılacağı gibi sistemin davranışı garip çekere doğru ilerlemektedir. Şekil 4.8 (a) ve Şekil 4.8 (b) grafiklerinde ise  $x_1, x_2$  ve  $y$  değişkenlerine sırasıyla  $[1, 0.1, 0.5]$  değerleri verilmiştir. Grafiklerden açıkça anlaşılacağı gibi model farklı başlangıç koşulları için oldukça farklı davranış üretmektedir. Yani sistemin zaman evrimi farklı başlangıç koşulları altında şaşırtıcı bir şekilde farklılaşmaktadır. Bu sonuç kaos teorisinin temel öngörülerinden birisidir. Tipik bir kaotik sistemin zaman evrimi başlangıç koşullarına hassas bağlıdır.

Sonuç olarak öne sürülen modeller arasında iki disk dinamo modeli yerkürenin magnetik alan salınımını benzer kaotik salınım üreten en önemli modeldir. Burada bir diskin magnetik alanı diğerine etki ediyor. Doğrusal olmayan tek disk

(a)  $x_1, x_2$ (b)  $x_1, y$ 

Şekil 4.7: İki disk dinamo modelinin integral eğrileri

(a)  $x_1, x_2$ (b)  $x_1, y$ 

Şekil 4.8: İki disk dinamo modelinin integral eğrileri

dinamo modeli tek bir serbestlik derecesine sahip olduğundan kaotik davranış göstermediğini bir önceki bölümde görmüştük. Burada ikinci disk doğrusal olmayı bozar ve ikinci bir serbestlik derecesi ekleyerek hareketi kaotik davranışa sürükler.

#### 4.4 Diğer Modeller

Yerkürenin magnetik alan salınımını açıklamak için son yıllarda yapılan önemli bir çalışma yerkürenin ısı akışını temel alarak yapılan modelledir. Bu modelde Glatzmaier kendinden uyumlu jeodinamo simülasyonu yaptı (Glatzmaier

and Roberts, 1997). Bu model kullanılarak sıvı küre-manto sınırı üzerindeki ısı akışının düzgün olmayan bir deseni çıkarılmıştır. Bu modelde sıvı küreden mantoya sekiz farklı ısı akışı örneğini incelendiğini belirtmişlerdir ve kendi sonuçlarının yerkürenin magnetik kutup salınımının frekansı, bu salınımların meydana gelme süresi, magnetik alan şiddeti ve uzun vadeli yerkürenin magnetik alan değişimler arasında korelasyon olduğunu söylemişlerdir. Geliştirilen modelde sıvı küre-manto sınırındaki düzgün olmayan ısı akışı sonuçları yerküreninkine benzer olduğu ve bu sıvı küre-manto sınırındaki akış değişimleri düşünüldüğünden daha küçük olduğu gözlenmiştir (Glatzmaier et. al., 1999).

## BÖLÜM BEŞ

### VERİ ANALİZ YÖNTEMLERİ

Magnetik kutup salınımına ait verileri inceleyerek salınım karakteri hakkında önemli bilgilere ulaşmak mümkündür. Yani verilere ait zaman serisi bize salınımın periyodik veya kaotik olup olmadığını söyleyebilir. Bu nedenle bizde bu zaman serisini analiz etmek istedik. Bu bölümde bu analizi yapabilmek için ihtiyacımız olan temel kavram ve teknikleri kısaca ele aldık.

#### 5.1 Zaman Serisi

Zaman serileri parçacığın faz uzayındaki yörüngesini oluşturan her bir noktanın oluştuğu anların oluşturduğu kümelerdir. Bunlar bir parçacığın hızı veya momentumu olabilir. Örneğin  $\ddot{x} = f(x, \dot{x}, t)$  denkleminin çözümünde bulunan  $x$  değerlerine zaman serileri denir ve deneysel incelemelerle ulaşılır. Gerçek verilerin lineer analizi olamaz, çünkü lineer metod tüm düzenli yapıların veri setlerine uygulanır. Bunun anlamı sistemin dinamikleri lineer paradigma ile incelenirse küçük etkiler küçük sonuçlar üretir. Çünkü lineer eşitlikler sadece expolan-siyel büyüme veya periyodik çözümler verir, sistemin tüm düzensiz davranışlarını dışardan etkiler olarak kabul edilir. Oysa kaos teorisinde gelişmiş güzel verilerin sistemi oluşturduğu kabul edilir. Yani lineer olmayan kaotik sistem hareketin eşitliklerinin düzensiz verilerden oluştuğunu söyler. Bu yüzden gerçek sistemlerin analizinde lineer olmayan yöntem kullanmak daha yararlıdır. Çünkü lineer olmayan analizde küçük etkiler büyük sonuçlar yaratabilir.

## 5.2 Oto-korelasyon Fonksiyonu

Zaman serilerin baskın frekansları araştırmak için verilerin Fourier dönüşümüne bakılır.  $N$  tane veri alırsak zaman serisi  $x = x_1, x_2, \dots, x_N$  dir. Ayrık Fourier dönüşümün ile

$$X_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=0}^N x_m \exp \frac{-2\pi i k m}{N} \quad (k = 0, 1 \dots N - 1) \quad (5.2.1)$$

zaman serileri elde edilir.  $X_k$ 'nın ters Fourier dönüşümü ile de orjinal verilere ulaşılır. Genellikle  $(X_k)$  kompleks sayılardır. Oluşan verilerin frekans yapısını tanımlamak için güç spektrumuna bakılır. Güç spektrumu

$$P(w_k) = X_k \bar{X}_k = |X_k|^2 \quad (5.2.2)$$

şeklinde tanımlanır. Lineer analizde güç spektrumu sabit olabilir bu durum iki davranış şeklinin birbirinden ayırt edilmesinde zorluk yaratabilir. Görüldüğü üzere zaman serisinin güç spektrumunun hesabı kolay değildir. Bunun yerine güç spektrumunun Fourier dönüşümü olan otokorelasyon fonksiyonu hesaplanır. Otokorelasyon fonksiyonu

$$g(\tau) = \langle x(t)x(t + \tau) \rangle \quad (5.2.3)$$

eşitliğiyle tanımlanır. Burada  $\langle \dots \rangle$  zaman ortalamasını tanımlar ve  $g(0) = \langle x(t)^2 \rangle$  dir. Normalize edilmiş otokorelasyon fonksiyonu ise

$$g(t) = \langle x(t)x(t + \tau) \rangle / \langle x(t)^2 \rangle \quad (5.2.4)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifade sürekli veriler için geçerlidir. Ayrık (kesikli) veriler için otokorelasyon fonksiyonu

$$g(n) = \sum x_i x_{i+1} / \sum x_i^2 \quad (5.2.5)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $i + n < N$  olmalı ve bu nedenle toplamlar  $i = 1$ 'den  $N-n$  kadar alınmalıdır. Sonuçta otokorelasyon fonksiyonu

$$g(n) = \frac{\sum (x_i - x_{av})(x_{i+n} - x_{av})}{\sum (x_i - x_{av})^2} \quad (5.2.6)$$

bulunur. Zaman serisi içinde  $x(t)$  ve  $x(t + \tau)$ 'nin  $t$  üzerinden uzun zaman ortalamaları hesaplanmasıdır. Periyodik çözümlerde otokorelasyon fonksiyonu periyodikliği gösterir, kaotik çözümlerde  $x(t)$  ve  $x(t + \tau)$  arasında korelasyon yoksa zaman gecikmesi  $\tau$  sonsuza giderken ( $\tau \rightarrow \infty$ ) oto korelasyon fonksiyonu sıfıra yaklaşır. Geniş güç spektrumu dar korelasyon fonksiyonunu verir. Korelasyonlu gürültü ile kaos ayırt edilemez. Korelasyon zamanı  $g(t)$ 'nin genişliğidir (Schreiber and Schmitz, 2000).

### 5.3 Gömme Boyutu

Gömme boyutu faz uzayının yeniden yapılandırılmasıyla ilgilidir. Taken'ın teoremine göre gömme boyutu

$$d_E \geq 2d_2 + 1 \quad (5.3.1)$$

burada  $d_2$  ile korelasyon boyutunu temsil etmektedir. Bazı eşitliklerde gömme boyutunun hesaplanandan daha küçük seçilmesi faz uzayın gösterimi için yeterli olabilmektedir. Uygulamalarda gömme boyutu küçük seçilirse faz uzayı açıkça ortaya çıkmayabilir. Gömme boyutu çok büyük seçildiğinde ise gömme uzayının büyük bir bölümünü gürültü işgal edilecektir. Gömme boyutunun seçilmesinde kullanılan üç temel metod vardır:

1. Çekicide sabitin hesaplanması; hesaplamada bir değerden sonra gömme boyutu azalıyorsa sabitin değerini değiştirmeyi durdurmak gerekli,

2. Tekil değer bozulması; gömme uzayında ortogonal yönelim tanımlanırsa yörünge izdüşümünün bozulmasının büyüklüğü için sınırlama yapılabilir. Sınır tekil değeri kullanılarak oluşur. Yeniden oluşturulmuş yörünge büyük tekil değeri gösterir. Bu yönelimin sayısı ile yörüngeyi kapsayan en küçük uzayın boyutu hesaplanır,
3. Yanlış en yakın komşular metodu; Çekici olması gerekenden daha küçük bir boyutta gömülürse birbiriyle ilgili olmayan noktalar komşu gibi görünebilir (Chun-Hua et al., 2004). Bu nedenle;
  - Gömülmüş çekicide her noktanın en yakın komşusunu bulunur.
  - Gömme boyutunu bir artırarak eskiden yakın komşusu olan noktalardan kaçının artık komşu olmadığını bulunur.
  - Bu kesir belirli bir eşiğin altına düşerse doğru gömme bulunur.

#### 5.4 Korelasyon (Fraktal) Boyutu

Boyut ile geometrik nesnelerin kendine benzerliği arasında bir ilişki vardır: Noktaların sonlu kolleksiyonun sıfır, çizgilerin bir, yüzeylerin iki boyuta sahip olması gibi... Geometrik nesnelerin sonlu sayıda veri noktalarından yeniden oluşturulduğu pratik uygulamalarla belirli ilgisi olan bir tanım olarak önerilen korelasyon boyutudur ve ilk olarak Grassberger ve Procaccia tanımlanmıştır (Grassberger ve Procaccia, 1983; Grassberger ve Procaccia, 1983a). Buna göre;  $x_n$  noktalarından oluşan kümeler bazı vektör uzaylarındaki tüm  $(x_i, x_j)$  çiftlerinin  $\varepsilon$  mesafesinden daha yakın olarak tanımlanmasıdır. Korelasyon

$$C(\varepsilon) = \left(\frac{2}{N(N-1)}\right) \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \Theta(\varepsilon - \|x_i - x_j\|) \quad (5.4.1)$$



ifadesiyle verilir. Burada  $\Theta$  Heaviside basamak fonksiyonudur. Bu fonksiyonun davranışı

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases} \quad (5.4.2)$$

şeklinindedir. Sonsuz limitte ve  $\varepsilon$  küçük değerleri için C kuvvet yasası gibi davranır,  $C(\varepsilon) \propto \varepsilon^D$  ve korelasyon boyutu olarak tanımlanan D ise;

$$d(N, \varepsilon) = \frac{\partial \ln C(N, \varepsilon)}{\partial \ln \varepsilon} \quad (5.4.3)$$

ve burdan

$$D = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow \infty} d(N, \varepsilon) \quad (5.4.4)$$

elde edilir (Kantz and Schreiber, 2002).

## 5.5 Lyapunov Üsteli

Kaos teorisine göre başlangıç koşulu birbirinden oldukça farklı iki evrime (yörüngeye) yol açar. Yörüngelerin birbirinden uzaklaşması üstel bir ifadeyle temsil edilir. Kaotik sistemlerde yörüngeler birbirinden çok hızlı biçimde uzaklaşırken, periyodik sistemlerde yörüngelerin birbirinden uzaklaşması yavaşça gerçekleşmektedir. Burada ki üstel Lyapunov olarak tanımlanır. Şayet uzaklaşma oranı kısa zaman içinde gerçekleşiyorsa yerel (local) Lyapunov üsteli olarak adlandırılır. Yerel üstel zaman veya faz uzayın çözüm analizine izin verir. Global Lyapunov üsteli, niceliklerin güçlü dalgalanmalarının ortalamaları üzerinden oluşur.

Lyapunov üstelinin matematiksel ifadesi için; durum uzayında  $S_{n1}$  ve  $S_{n2}$  olan iki nokta alınır ve uzaklıkları  $\|S_{n1} - S_{n2}\| = \delta_0$  olsun.  $n$  zaman sonra iki

yörüngenin uzaklığı  $\delta_{\Delta n}$  ise;

$$\delta_{\Delta n} = \|S_{n1+\Delta n} - S_{n2+\Delta n}\| \quad (5.5.1)$$

şeklinde ifade edilir. Lyapunov üstelini

$$\delta_{\Delta n} \simeq \delta_0 \exp(\lambda \Delta n) \quad (5.5.2)$$

ifade edebiliriz. Burada  $\delta_{\Delta n} \ll 1$ ,  $\Delta n \gg 1$  alınır ve  $\lambda$  Lyapunov üsteli olarak tanımlanır. Eğer  $\lambda$  pozitifse, komşu yörüngeler üstel olarak uzaklaşıyor demektir ve bu da kaosu tanımlar. Doğal olarak iki yörünge çekicinin büyüklüğünden daha fazla bölünemez. Örneğin (5.5.1) denklem sadece  $\Delta n$  zamanı boyunca geçerliliğini korur. Yörüngelerin hareketinin nasıl olduğunu en büyük Lyapunov üsteli belirler.

Hareketin Tipi	En büyük Lyapunov üsteli
kararlı sabit noktası	$\lambda < 0$
kararlı (limit çevrim )	$\lambda = 0$
kaos	$0 < \lambda < \infty$
gürültü	$\lambda = \infty$

Sönümlü sistemlerde negatif olan en büyük Lyapunov üsteli kararlı sabit noktası olarak adlandırılır. İki yörünge sabit noktası yönünde birbirine üstel olarak hızlı bir şekilde yaklaşır. Şayet hareket limit çevrimi içinde tutulursa iki yörüngenin birbirine yaklaşması veya uzaklaşması üstelden daha yavaştır. Burada en büyük üstel 0 dır ve hareket kararlıdır. Eğer çoğunlukla tanımlanabilen sistemlerde geliş güzel gürültü ile pertürbe edilirse, küçük ölçeklerde difüzyon yöntemi ile karakterize edilebilir. Böylece en büyük üstel sonsuzdur (Kantz and Schreiber, 2002).

## BÖLÜM ALTI

### SALINIM VERİLERİNİN ANALİZİ VE SONUÇLAR

#### 6.1 Veriler

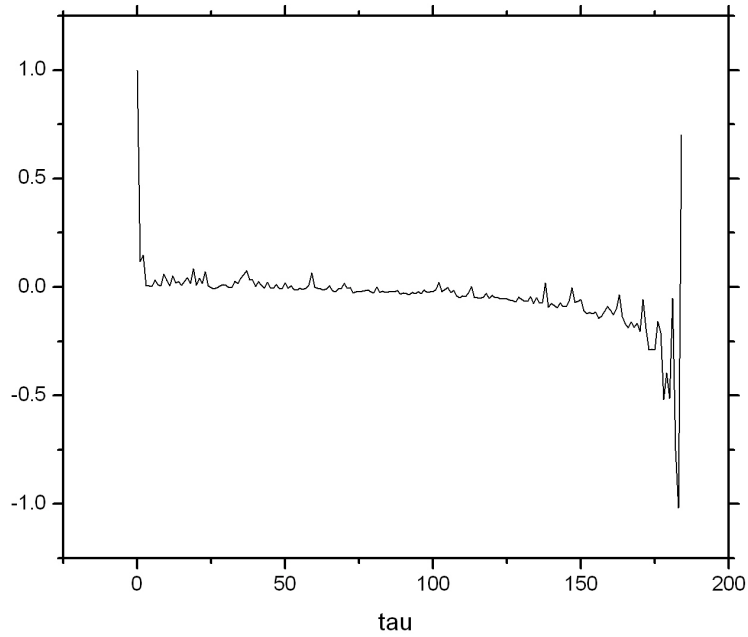
Başlangıç olarak sistemin genel karakteristiği hakkındaki bilgiler, sistemden elde edilen zaman serilerin incelenmesiyle de bulunabilir. Buradan yola çıkarak yerkürenin magnetik kutup salınımının karakteristiği oluşturulan zaman serisiyle elde edilme imkanı vardır. Bu amaçla yerkürenin magnetik kutup salınımı için bir zaman serisi seti belirlemeliyiz. Şekil 6.1, yerkürenin magnetik kutuplarının hangi yönelimlerde ne kadar kaldığını gösterir. Bu veriler 118 milyon yıllık bir geçmişe sahip olan verilerdir. Yerkürenin magnetik kutup salınımının karakteristiği için kullanılması gereken veri setini oluşturmak için bu tabloyu kullanacağız. Veri seti için, normal ve terslenmiş dönemlerin birbirine geçiş zamanları belirleyen Cande'nin 1995'te yayımladığı makaleyi kullanacağız (Cande ve Kent, 1995). Burada dönemlerin geçiş aralıklarını sırasıyla, birbirinden çıkardığımızda bulacağımız sonuçlar veri setimizi oluşturacak. Veri setini de  $x(t)$  olarak tanımlayacağız. Veri setini oluşturduktan sonra aşağıdaki işlemlerin sırayla uygulanması sonucu setin karakteristiği hakkında bilgilere ulaşmış oluruz. Sonuçta genel hatlarıyla yerkürenin magnetik kutup salınımının karakteristiğine ulaşmış olacağız.

Normal Dönem Aralığı	Normal Dönem Aralığı
0.000 - 0.780	33.058 - 33.545
0.990 - 1.070	34.655 - 34.940
1.770 - 1.950	35.343 - 35.526
2.140 - 2.150	35.685 - 36.341
2.581 - 3.040	36.618 - 37.473
3.110 - 3.220	37.604 - 37.848
3.330 - 3.580	37.920 - 38.113
4.180 - 4.290	38.426 - 39.552
4.480 - 4.620	39.631 - 40.130
4.800 - 4.890	41.257 - 41.521
4.980 - 5.230	42.536 - 43.789
5.894 - 6.137	46.264 - 47.906
6.269 - 6.567	49.037 - 49.714
6.935 - 7.091	50.778 - 50.946
7.135 - 7.170	51.047 - 51.743
7.341 - 7.375	52.364 - 52.663
7.432 - 7.562	52.757 - 52.801
7.650 - 8.072	52.903 - 53.347
8.225 - 8.257	55.904 - 56.391
8.699 - 9.025	57.554 - 57.911
9.230 - 9.308	60.920 - 61.276
9.580 - 9.642	62.499 - 63.634
9.740 - 9.880	63.976 - 64.745
9.920 - 10.949	65.578 - 67.610
11.052 - 11.099	67.735 - 68.737
11.476 - 11.531	71.071 - 71.338
11.935 - 12.078	71.587 - 73.004
12.184 - 12.401	73.291 - 73.374
12.678 - 12.708	73.619 - 79.075
12.775 - 12.819	83.000 - 118.000
12.991 - 13.139	
13.302 - 13.510	
13.703 - 14.076	
14.178 - 14.612	
14.800 - 14.888	
15.034 - 15.155	
16.014 - 16.293	
16.327 - 16.488	
16.556 - 16.726	
17.277 - 17.615	
18.281 - 18.781	
19.048 - 20.131	
20.518 - 20.725	
20.996 - 21.320	
21.768 - 21.859	
22.151 - 22.248	
22.459 - 22.493	
22.588 - 22.750	
22.804 - 23.069	
23.353 - 23.535	
23.677 - 23.800	
23.999 - 24.118	
24.730 - 24.781	
24.835 - 25.183	
25.496 - 25.648	
25.823 - 25.951	
25.992 - 26.554	
27.027 - 27.972	
28.283 - 28.512	
28.578 - 28.745	
29.401 - 29.662	
29.765 - 30.098	
30.479 - 30.939	

Şekil 6.1: Otokorelasyon fonksiyonu

## 6.2 Otokorelasyon Fonksiyonu

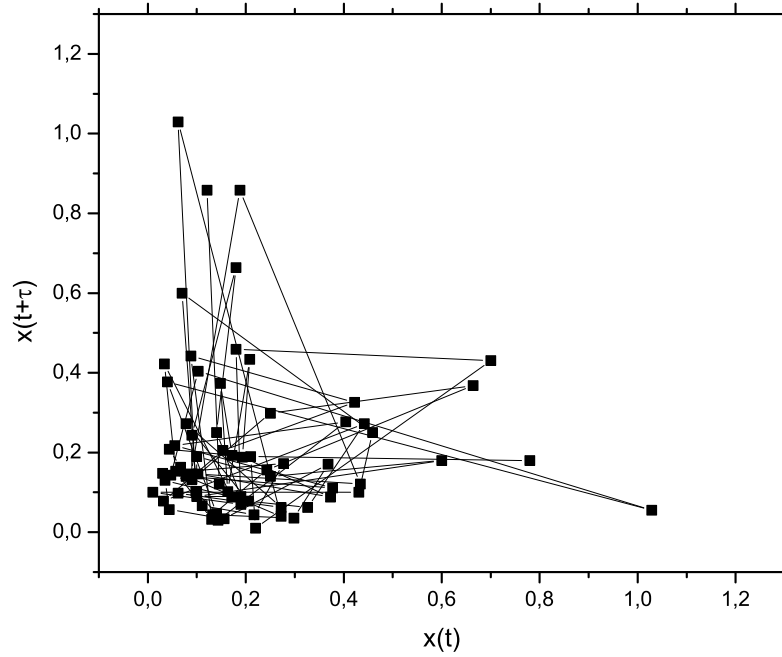
Veri setinin incelenmesine ilk olarak otokorelasyon fonksiyonu ile başlıyoruz. Şekil 6.2'de  $x(t)$  serisinin hesaplanan otokorelasyon fonksiyonunun grafiği verilmiştir. Otokorelasyon fonksiyonu, gecikme zamanı olan  $\tau$  hakkında bilgi verir. Gecikme zamanı gömme boyutunun seçilmesinde önemli rol oynar. Gecikme zamanı çok küçük seçilirse değişiklikleri sağlıklı olarak gözleyemeyiz, çok büyük seçilmesi durumunda ise bazı etkileri gözden kaçırabiliriz. Burada Şekil 6.2 'yi kullanarak  $\tau$ 'yu yaklaşık olarak 4 bulduk.



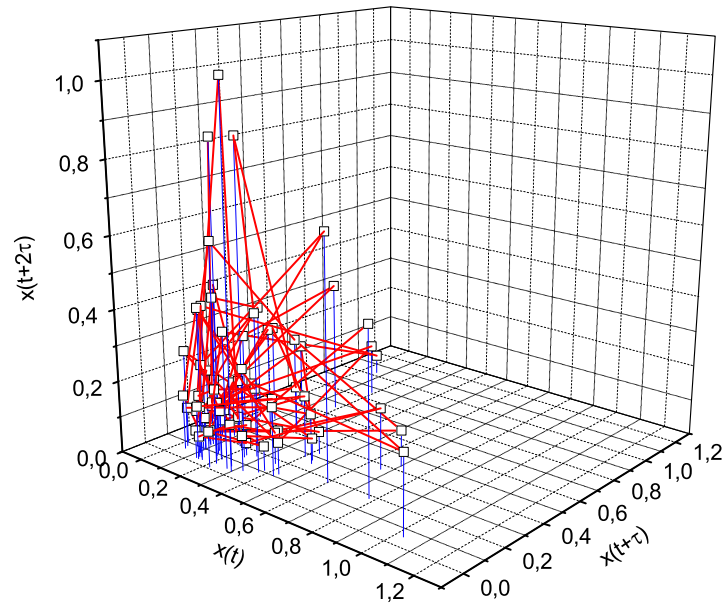
Şekil 6.2: Otokorelasyon fonksiyonu

### 6.3 Gömme Boyutu

Gömme boyutu seğimi serinin karakteri için çok önemli bir parametredir. Bundan dolayı boyutun çok kuk seçilmesi yanlış komşular ve gölge davranışlarına yol açacaktır. Çok büyük seçilmesi durumunda ise gereksiz serbestlik derecesi karşımıza çıkacaktır. Bir nceki bölümde  $\tau$ 'yu 4 olarak belirlemiştik. Şekil 6.3'de oluşturulan  $x(t)$  serisi ve bu serini zamanının  $\tau$  kadar ilerletilmiş olan  $x(t + 4)$  serisinin oluşturdukları boyuttur. Şekil 6.4'de ise  $x(t)$  serimiz ve  $x(t + 4)$  serisinin yanına  $2\tau$  ilerletilmiş olarak  $x(t + 8)$  de konularak işlem yapılmıştır . Gömme boyutunun 3 olarak seğmek bizim işlemlerimiz için yeterli olacaktır.



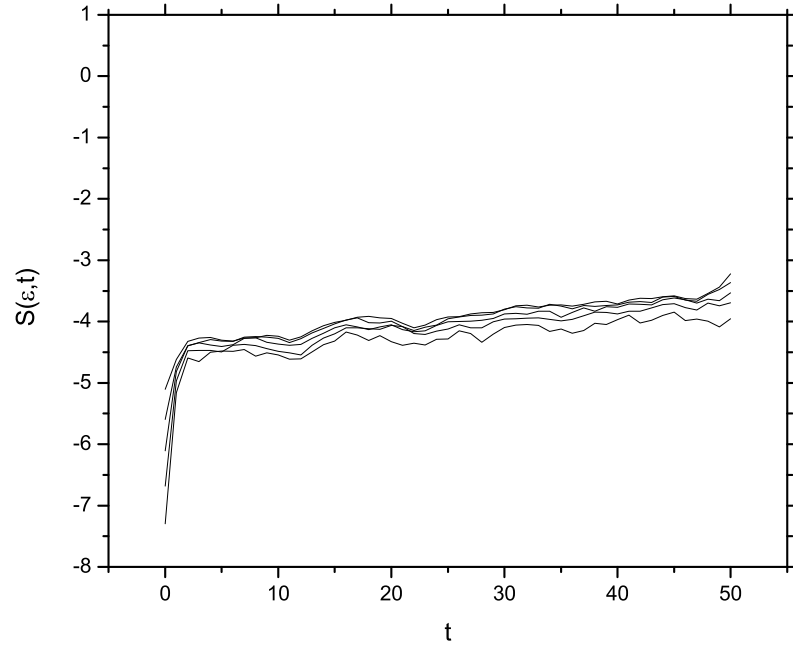
Şekil 6.3: Faz uzayı



Şekil 6.4: Faz uzayı

## 6.4 Lyapunov Üsteli

Şekil 6.5’de  $x(t)$  serisinin hesaplanan Lyapunov üstelini şekli tasvir edilmektedir. Bu üstel serinin davranışını belirlemede çok önemlidir. Bir seride bir fazla üstel bulunabilir. Üstellerden bir tanesinin pozitif olması hareketin karakterinin kaotik olduğu anlamına gelir. Bu hesaplamada Lyapunov üstelini 0,003499 olduğunu bulduk. Bu sonuç bize magnetik kutup osilasyonunun kaotik olduğunu ifade eder.



Şekil 6.5: Lyapunov üsteli



## BÖLÜM YEDİ

### TARTIŞMA VE SONUÇ

Altıncı bölümde yerkürenin magnetik terslenmesine ait zaman serisi incelendi. Lyapunov üstelini pozitif olması sonucu yerkürenin magnetik kutup salınımının kaotik olduğunu söylemek mümkündür. Ancak bir zaman serisinin yeterince doğru bir sonuç verebilmesi için veri seti içindeki veri sayısının az olmaması gerekir. Ne yazık ki yerkürenin magnetik terslenim kayıtlarına ilişkin veriler azdır. Bu nedenle, Lyapunov üsteli  $\lambda > 0$  şeklinde sonuç elde edilmiş olsada analiz yöntemlerinden gelen hata payını dikkate almak gerekmektedir. Bu tez boyunca magnetik kutup terslenimini ve deneysel veriler üstüne yapılan çalışmaları öne çıkardık. Burada mutlaka vurgulamalıyız ki;

- Magnetik kutup terslenim mekanizması henüz anlaşılmamıştır.
- Magnetik kutup salınımı periyodik olmadığı bilinmektedir.
- Salınımın kaotik olduğu yönünde düşünceler ağırlık basmaktadır.

En önemli problem bir sonraki kutup tersleniminin ne zaman gerçekleşeceğini belirleyebilmektir. Fakat henüz bunu bilmekten uzağız. Bu problem güncelliğini koruması nedeniyle bilim dünyasında yerini hiç kaybetmeyecektir.

## KAYNAKLAR

- Brown, R. (1989). Reversals of the Earth's magnetic field. *www.grisda.org/origins/16081* , *Origins 16(2)*, 81-84
- Brunhes, B. (1906). Recherches sur la direction d'aimantation des roches volcaniques (1), *J. Physique, 4e ser.*, 5 705-724
- Bullard, E. (1949). The magnetic field within the Earth, *Proc. Roy. Soc. London, A197*, 433-453
- Kent, D.V., Cande, S.C. (1992). A new geomagnetic polarity time scale for Late Cretaceous and Cenozoic. *J. Geophys. Res.*, 97 13917-13951
- Kent, D.V., Cande, S.C. (1995). Revised calibration of the geomagnetic polarity timescale for Late Cretaceous and Cenozoic. *J. Geophys. Res.*, 100 6093-6095
- Chun-Hua, B. ,Xin-Bao, N. (2004). Determining the minimum embedding dimension of nonlinear time series based on prediction method. *Chinese Phys.*, 13 05
- Fowler, C.M.R. (2001).An Introduction to Global Geophysics. *Cambridge Uni. Pres.*, 256-257
- Glatzmaier, G.A., Roberts, P.H. (1997). Computer simulations of the Earth's magnetic field *Geowissenschaften*,15 95-99.
- Glatzmaier, G.A., Robert, S.C., Lionel, H., Roberts, P.H. (1999). The role of the Earth'mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals. *Nature*, 401 885-890
- Grassberger, P., Procaccia, I. (1983). Measuring the strangeness of strange attractors. *Physica D*, 9 189
- Grassberger, P., Procaccia, I. (1983a). Characterization of strange attractors. *Phys. Rev. Lett.*, 50 346

- Gubbins, D. (1998). Interpreting the paleomagnetic field *American Geophysical Union*, Washington, DC.
- Jacobs, J.A. (1987). Geomagnetism *Academic Press., Volume-1* 387-390
- Jacobs, J.A. (1987). Geomagnetism *Academic Press., Volume 2, Part-5* 457-525
- Kantz, H., Schreiber, T. (2002). Nonlinear Time Series Analysis. *Cambridge University Press.*
- Merrill, R.T., McElhinny, M.W. (1983). The Earth's magnetic field. *Academic Press. London*
- McFadden, P.L, Merrill, R.T. (1984). Lower mantle convection and geomagnetism. *J. Geophys. Res., 89* 3363-3372
- Opdyke, M.D, Kent, D.V, Lowrie, W. (1973). Details of magnetic polarity transitions recorded in a high deposition rate deep-sea core. *Earth and Planetary Science Letters, 20* , 315-324
- Rikitake, T. (1955). Oscillations of A System of Disc Dynamo, *Proc. Camb. Phil. Soc., 51*, 774
- Russell, C.T. , Luhmann, J.G. (1997). Encyclopedia of Planetary Science *Chapman and Hall*, New York
- Schreiber, T., Schmitz, A. (2000). Surrogate Time Series . *Physica D* , 142, 346
- Van Allen radiation belt. (2006).  
[http://en.wikipedia.org/wiki/Van\\_Allen\\_radiation\\_belt](http://en.wikipedia.org/wiki/Van_Allen_radiation_belt)
- Magnetic field reversals. (2006).  
[http://gsc.nrcan.gc.ca/geomag/nmp/reversals\\_e.php](http://gsc.nrcan.gc.ca/geomag/nmp/reversals_e.php)
- Le magnétisme terrestre. (2006).  
<http://www.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/s1/magnetisme.terr.html>

Earth's magnetic field. (2006).

*<http://www.koeri.boun.edu.tr/jeoman/links.htm>*

Possible Answer To Earth's Magnetic Field Reversal. (2003).

*<http://www.spacedaily.com/news/earth-magnetic-04a.html>*

**EK**

**Program:**

*Zaman Serisi Analizi*

\*\*\*\*\*

PROGRAM otokorelasyon

implicit none

integer:: t

*real, dimension(0 : 184) ::*

*x = (/0.78, 0.22, 0.21, 0.7, 0.18, 0.19, 0.01, 0.431, 0.459, 0.07, 0.1, 0.1,*  
*0.25, 0.6, 0.11, 0.19, 0.14, 0.18, 0.09, 0.09, 0.25, 0.664, 0.243, 0.132,*  
*0.298, 0.368, 0.156, 0.044, 0.035, 0.171, 0.034, 0.057, 0.013, 0.088,*  
*0.422, 0.326, 0.205, 0.78, 0.272, 0.062, 0.078, 0.272, 0.062, 0.098,*  
*0.14, 0.04, 1.029, 0.103, 0.047, 0.377, 0.055, 0.404, 0.143, 0.111, 0.217,*  
*0.277, 0.03, 0.067, 0.044, 0.172, 0.148, 0.163, 0.208, 0.193, 0.373, 0.102,*  
*0.434, 0.188, 0.088, 0.146, 0.121, 0.858, 0.279, 0.034, 0.161, 0.068, 0.17,*  
*0.551, 0.338, 0.666, 0.5, 0.267, 1.083, 0.387, 0.207, 0.271, 0.324, 0.448,*  
*0.091, 0.292, 0.097, 0.211, 0.034, 0.095, 0.162, 0.054, 0.265, 0.284, 0.182,*  
*0.142, 0.123, 0.199, 0.119, 0.612, 0.051, 0.054, 0.348, 0.313, 0.152, 0.175,*  
*0.128, 0.041, 0.562, 0.463, 0.945, 0.311, 0.229, 0.066, 0.167, 0.656, 0.261,*  
*0.103, 0.333, 0.381, 0.46, 2.119, 0.487, 0.11, 0.285, 0.403, 0.183, 0.159,*  
*0.656, 0.277, 0.855, 0.131, 0.244, 0.72, 0.193, 0.313, 1.126, 0.079, 0.499,*  
*1.127, 0.264, 1.279, 1.253, 2.475, 1.642, 1.131, 0.677, 1.064, 0.168, 0.101,*  
*0.696, 0.621, 0.299, 0.094, 0.044, 0.102, 0.444, 2.557, 0.487, 1.163, 0.357,*  
*3.009, 0.359, 1.223, 1.135, 0.342, 0.769, 0.833, 2.032, 0.125, 1.002, 2.334,*

```

0.267, 0.249, 1.417, 0.287, 0.083, 0.245, 5.456, 3.925, 35./)
real(8), dimension(200) :: q
real(8) :: xav, xtop
real(8) :: x2av, x2top, qtop
integer:: tau
open(unit = 2, file = 'che.dat', status = 'unknown')
do t = 0, 185 - 1
  xtop = xtop + x(t)
end do
xav = xtop/185.0
print*, xav
do t = 0, 185 - 1
  x2top = x2top + x(t) * x(t)
end do
x2av = x2top/185.0
print*, x2av
do tau = 0, 50
  qtop = 0.0
  do t = 0, 185 - 1
    qtop = qtop + x(t + tau) * x(t)
  end do
  q(tau) = (qtop/(185.0 - dble(tau)))/x2av
  write(*,*) tau, q(tau)
  write(2, 100)tau, q(tau)
  100format(4X, I3, 4X, F20.10)
end do
END PROGRAM otokorelasyon

```

\*\*\*\*\*

```

PROGRAM lyapunov
implicit none
integer:: i
real, dimension(0 : 184) ::
x = (/0.78, 0.22, 0.21, 0.7, 0.18, 0.19, 0.01, 0.431, 0.459, 0.07, 0.1, 0.1,
0.25, 0.6, 0.11, 0.19, 0.14, 0.18, 0.09, 0.09, 0.25, 0.664, 0.243, 0.132,
0.298, 0.368, 0.156, 0.044, 0.035, 0.171, 0.034, 0.057, 0.013, 0.088,
0.422, 0.326, 0.205, 0.78, 0.272, 0.062, 0.078, 0.272, 0.062, 0.098,
0.14, 0.04, 1.029, 0.103, 0.047, 0.377, 0.055, 0.404, 0.143, 0.111, 0.217,
0.277, 0.03, 0.067, 0.044, 0.172, 0.148, 0.163, 0.208, 0.193, 0.373, 0.102,
0.434, 0.188, 0.088, 0.146, 0.121, 0.858, 0.279, 0.034, 0.161, 0.068, 0.17,
0.551, 0.338, 0.666, 0.5, 0.267, 1.083, 0.387, 0.207, 0.271, 0.324, 0.448,
0.091, 0.292, 0.097, 0.211, 0.034, 0.095, 0.162, 0.054, 0.265, 0.284, 0.182,
0.142, 0.123, 0.199, 0.119, 0.612, 0.051, 0.054, 0.348, 0.313, 0.152, 0.175,
0.128, 0.041, 0.562, 0.463, 0.945, 0.311, 0.229, 0.066, 0.167, 0.656, 0.261,
0.103, 0.333, 0.381, 0.46, 2.119, 0.487, 0.11, 0.285, 0.403, 0.183, 0.159,
0.656, 0.277, 0.855, 0.131, 0.244, 0.72, 0.193, 0.313, 1.126, 0.079, 0.499,
1.127, 0.264, 1.279, 1.253, 2.475, 1.642, 1.131, 0.677, 1.064, 0.168, 0.101,
0.696, 0.621, 0.299, 0.094, 0.044, 0.102, 0.444, 2.557, 0.487, 1.163, 0.357,
3.009, 0.359, 1.223, 1.135, 0.342, 0.769, 0.833, 2.032, 0.125, 1.002, 2.334,
0.267, 0.249, 1.417, 0.287, 0.083, 0.245, 5.456, 3.925, 35./)
real::Ltop,L,r
open(unit = 2, file = 'lyapunov.dat', status = 'unknown')
Ltop = 0
do i = 0, 100
L = log(abs(x(i + 1)/x(i)))
Ltop=Ltop+L

```

```

end do
r = Ltop/100.0
write(2,*)r
write(*,*) r
END PROGRAM lyapunov

```

\*\*\*\*\*

```

PROGRAM phasespace
implicit none
integer:: t
real,dimension(0 : 184) ::
x = (/0.78, 0.22, 0.21, 0.7, 0.18, 0.19, 0.01, 0.431, 0.459, 0.07, 0.1, 0.1,
0.25, 0.6, 0.11, 0.19, 0.14, 0.18, 0.09, 0.09, 0.25, 0.664, 0.243, 0.132,
0.298, 0.368, 0.156, 0.044, 0.035, 0.171, 0.034, 0.057, 0.013, 0.088,
0.422, 0.326, 0.205, 0.78, 0.272, 0.062, 0.078, 0.272, 0.062, 0.098,
0.14, 0.04, 1.029, 0.103, 0.047, 0.377, 0.055, 0.404, 0.143, 0.111, 0.217,
0.277, 0.03, 0.067, 0.044, 0.172, 0.148, 0.163, 0.208, 0.193, 0.373, 0.102,
0.434, 0.188, 0.088, 0.146, 0.121, 0.858, 0.279, 0.034, 0.161, 0.068, 0.17,
0.551, 0.338, 0.666, 0.5, 0.267, 1.083, 0.387, 0.207, 0.271, 0.324, 0.448,
0.091, 0.292, 0.097, 0.211, 0.034, 0.095, 0.162, 0.054, 0.265, 0.284, 0.182,
0.142, 0.123, 0.199, 0.119, 0.612, 0.051, 0.054, 0.348, 0.313, 0.152, 0.175,
0.128, 0.041, 0.562, 0.463, 0.945, 0.311, 0.229, 0.066, 0.167, 0.656, 0.261,
0.103, 0.333, 0.381, 0.46, 2.119, 0.487, 0.11, 0.285, 0.403, 0.183, 0.159,
0.656, 0.277, 0.855, 0.131, 0.244, 0.72, 0.193, 0.313, 1.126, 0.079, 0.499,
1.127, 0.264, 1.279, 1.253, 2.475, 1.642, 1.131, 0.677, 1.064, 0.168, 0.101,
0.696, 0.621, 0.299, 0.094, 0.044, 0.102, 0.444, 2.557, 0.487, 1.163, 0.357,
3.009, 0.359, 1.223, 1.135, 0.342, 0.769, 0.833, 2.032, 0.125, 1.002, 2.334,
0.267, 0.249, 1.417, 0.287, 0.083, 0.245, 5.456, 3.925, 35./)

```



```
open(unit = 2, file = ' phase.dat', status = ' unknown')
do t = 1, 185
write(*, *)x(t), x(t + 1), x(t + 2)
write(2, 100)x(t), x(t + 1), x(t + 2)
100format(4X, F10.4, 4X, F10.4, 4X, F10.4)
end do
END PROGRAM phasespace
```

```
*****
```