T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜNEŞ RÜZGARLARININ İKİ BOYUTLU MANYETOHİDRODİNAMİK MODELLENMESİ

Nilay İLBİKÇİ
Fizik Anabilim Dalı
Tezin Sunulduğu Tarih:**26.06.2013**

Tez Danışmanı:
Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

NİLAY İLBİKÇİ tarafından **DOÇ. DR. HÜSEYİN ÇAVUŞ** yönetiminde hazırlanan **"GÜNEŞ RÜZGARLARININ İKİ BOYUTLU MANYETOHİDRODİNAMİK MODELLEMESİ"** başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

Danışman

Yrd. Doç. Dr. Musatfa KURT

Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. Burcu ÖZKARDEŞ

Jüri Üyesi

Sıra No :

Tez Savunma Tarihi: 26/06/2013

Doç. Dr. Zeki KARACA

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Nilay İLBİKÇİ

TEŞEKKÜR

Bu tezin oluşturulmasında, çalışmamın her adımında yardımlarını esirgemeyen ve yol gösteren saygı değer danışman hocam Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ'a, bana karşı yapıcı tutumları ve yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Mustafa KURT ve Yrd. Doç. Dr. Burcu ÖZKARDEŞ'ten oluşan jüri üyelerine, çalışmamın her anında bana destek olan sevgili Burhan ULU'ya ve hayatımın her evresinde maddi-manevi yanımda olan değerli aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Nilay İLBİKÇİ

SİMGELER VE KISALTMALAR

a	Boyutsuz manyetik alan (r yönündeki)
b	Boyutsuz manyetik alan (ϕ yönündeki)
$\vec{B}$	Manyetik Alan (Tesla biriminde)
B_r	Manyetik alanın r bileşeni birim
B_ϕ	Manyetik alanın ϕ bileşeni
g	Yerçekimi ivmesi
m	Parçacıkların kütlesi
p	Skaler basınç
$R_\odot$	Güneş yarıçapı
u	Hızın ϕ-bileşenin boyutsuz hali
v_r	Hızın r bileşeni
$v_\odot$	Yüzeyden kaçış hızı
v_ϕ	Hızın ϕ bileşeni
$\vec{v}$	Akışkan hızı (m/s biriminde)
v	Hızın r-bileşenin boyutsuz hali
z	Çapsal parametre
Q	Boyutsuz basınç parametresi
$\vec{\nabla}$	Gradyan operatörü
μ_0	Manyetik geçirgenlik
ρ	Kütlesel yoğunluk (kg/m^3 biriminde)
$\rho_\odot$	Güneş ortalama yoğunluğu
ρ'	Boyutsuz yoğunluk parametresi
Ω'	Boyutsuz açısal hız
Ω	Açısal hız
$\Omega_\odot$	Güneş açısal hız

ÖZET

GÜNEŞ RÜZGARLARININ İKİ BOYUTLU MANYETOHİDRODİNAMİK MODELLENMESİ

Nilay İLBİKÇİ

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

26/06/2013, 58

Bu tez çalışmasında Güneş rüzgarları için iki boyutlu bir model yapılmıştır. Bu amaçla Güneş, manyetik etkinlikler ve Güneş rüzgarları ile ilgili daha önce yapılmış çalışmalar gözden geçirilmiştir. Daha sonra, manyetohidrodinamik (MHD) yaklaşımı tanımlanarak MHD denklemleri, Güneş rüzgarlarına uygulanmıştır. Bu çalışmada, eksensel simetrik Güneş rüzgarı için boyutsuzlaştırma kullanılarak parametrik modelleme yapılmıştır. Bu amaçla modelde kullanılan küresellik (ε), yoğunluk ve çapsal manyetik alanın şekil parametreleri (sırasıyla δ ve η) tanımlanmıştır. ε, δ ve η cinsinden MHD denklemlerinin küresel koordinatlardaki sayısal çözümleri, bazı fiziksel çokluklar (manyetik alanın r-ϕ bileşenleri, çizgisel hızın r-ϕ bileşenleri, yoğunluk ve açısal hız) için elde edilmiştir. Sonuçlar, hem enlemsel açı θ'ya hem de çapsal parametre z'ye bağlı olarak iki ve üç boyutlu grafikler halinde sunulmuştur. Ulaşılan sonuçlar son bölümde Güneş rüzgarı ile ilgili önceki yıllarda yapılmış teorik ve gözlemsel çalışmalarla karşılaştırılmıştır.

Anahtar sözcükler: Güneş, Güneş Plazması, Güneş Atmosferi, Güneş Rüzgarı, Güneş Manyetik Alanı, Manyetohidrodinamik.

ABSTRACT

TWO DIMENSIONAL MAGNETOHYDRODYNAMICS MODELING OF SOLAR WIND

Nilay İLBİKÇİ

Canakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for PhysicsThesis of Master of Science

Advisor: Assoc.Prof.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

26/06/2013, 58

In this thesis two dimensional model was performed for the solar winds. Some early studies concerning Sun, magnetic activities and solar winds are reviwed for this purpose. Magnetohdyrodynamics (MHD) equations are applied to the solar winds by defining the approximation of MHD. A parametric model was done for an axially symmetric solar wind with the use of non-dimensionalisation. Three different parameters which are sphericity (ε), density and radial magnetic field shape parameters (δ and η respectively) were defined for this reason. A numerical solutions of MHD equations in spherical coordinates were obtained for some physical quantities (e.g. r - ϕ components of magnetic field, r - ϕ components of linear velocity, density and angular velocity) in terms of ε, δ and η. Results are presented with respect latitudinal angle θ and radial parameter z as two and three dimensional plots. Results are compared with previous theoretical and observational studies in the last section.

Keywords: Sun, Solar Plasma, Solar Atmosphere, Solar Wind, Solar Magnetic Field, Magnetohydrodynamics

.

İÇERİK **Sayfa**

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU..... ii

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI..... iii

TEŞEKKÜR..... iv

SİMGELER VE KISALTMALAR..... v

ÖZET..... vi

ABSTRACT..... vii

BÖLÜM 1 - GİRİŞ..... 1

1.1. Güneş Diski İçindeki Katmanlar …… 2

1.1.1. Çekirdek..... 2

1.1.2. Işınım bölgesi..... 2

1.1.3. Ara bölge..... 3

1.1.4. Konvektif bölge..... 3

1.2. Güneş Atmosferindeki Katmanlar…….. **3**

1.2.1. Fotosfer..... 3

1.2.2. Kromosfer..... 4

1.2.3. Geçiş bölgesi..... 4

1.2.4. Korona..... 4

1.3. Güneş'in Manyetik Alanının Oluşumu……... 4

1.4. Güneş Atmosferindeki Etkinlikler…….. 5

1.4.1. Fotosferde meydana gelen bazı oluşumlar……..... 5

1.4.2. Kromosferde meydana gelen bazı oluşumlar……..... 7

1.4.3. Koronada meydana gelen bazı oluşumlar……... 7

1.5. Güneş Rüzgarları……. 8

BÖLÜM 2 - ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR ……... **10**

BÖLÜM 3 - MATERYAL VE YÖNTEM…… **15**

3.1. Tek akışkan denklemleri…….. 16

3.2. İletkenlerde MHD denklemleri…… 17

3.3. İletken akışkanlarda ideal MHD yaklaşımı ve denklemleri……..... 18

3.4. Güneş rüzgarlarının MHD modellemesi……..... 19

3.5. Açısal bağımlılıklar……..... 25

3.6. Boyutsuz çapsal parametre z'ye olan bağımlılıklar……... 27

BÖLÜM 4 - ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA…….. **29**

4.1. Açısal bağımlılıklar……..... 29

4.2. Çapsal değişimler…….. 36

4.3. Değişimlerin üç boyutlu gösterimi……... 40

BÖLÜM 5 - SONUÇLAR VE ÖNERİLER..... **52**

5.1. Tez yorumu…… 52

5.2. Önceki çalışmalar ile karşılaştırma…..……... 53

5.3. Öneriler…….. 55

KAYNAKLAR..... **57**

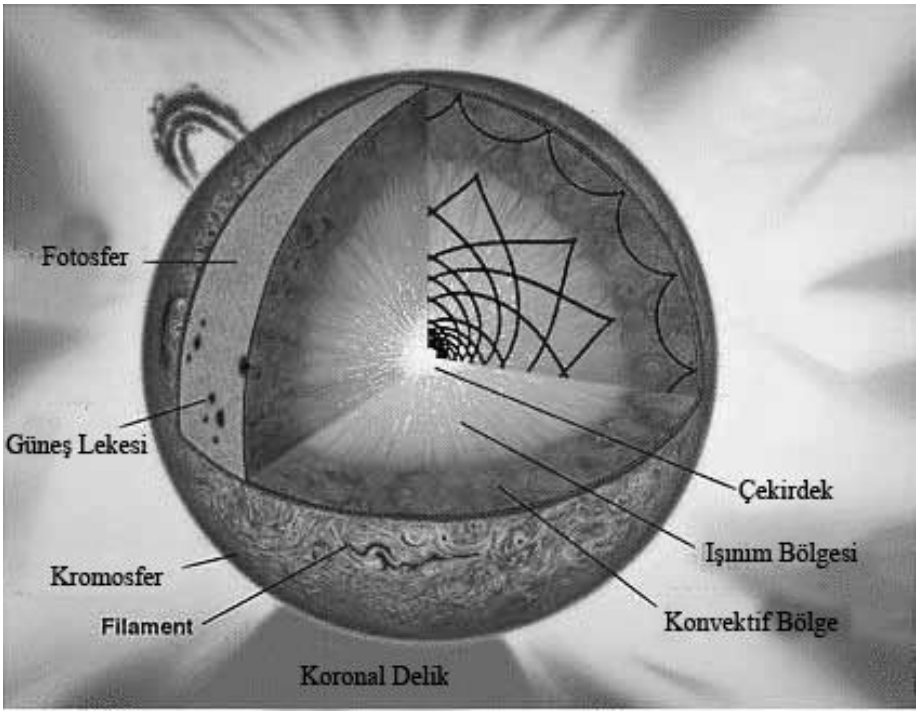
Çizelgeler……... **I**

Şekiller..... **II**

Özgeçmiş..... **IV**

BÖLÜM 1
GİRİŞ

Güneş, tayf türü G2V olan bir yıldızdır. Güneş'in kimyasal bileşimi %74 H, %25 He, %1 diğer ağır elementlerden (karbon, azot, oksijen, neon, magnezyum, silisyum, demir). Güneş'in içyapısı dört farklı bölgeye ayrılır. (Şekil 1.1) Odak noktasını oluşturduğu sistemin en büyük kütleli üyesi ve yere en yakın tek yıldız olan Güneş, üzerinde en çok çalışılan gök cismidir. Güneş kütlesinin büyük kısmı, Hidrojen ve Helyum gazlarının füzyon reaksiyonu sonucunda diğer elementleri çekirdekte yoğunlaşmıştır (Ezer ve Cameron, 1971). Güneş'in genel özellikleri Çizelge 1.1.' de verildiği gibidir.



Şekil 1.1. Güneş'in Katmanları (Spacestation Info, Layers Of Sun, b.t.).

Çizelge 1.1. Güneş'in Genel Özellikleri (Gombosi, 1998; Selam, b.t.)

Parametre	**Sembol**	**Değer**	**Birim**
Kütle	$M_\odot$	$1{,}99\times10^{30}$	kg
Çap	$R_\odot$	$6{,}96\times10^{8}$	m
Ortalama yoğunluk	$\rho_\odot$	$1{,}41\times10^{3}$	$kg.m^{-3}$
Yüzey çekim ivmesi	$g_\odot$	274	$m.s^{-2}$
Yüzeyden kaçış hızı	$v_\odot$	618	$km.s^{-1}$
Yüzeydeki ortalama sıcaklık	$T_\odot$	5800	^0K
Merkezdeki ortalama sıcaklık	$T_{çek}$	$1{,}50\times10^{7}$	^0K
Işınım gücü	$L_\odot$	$3{,}86\times10^{26}$	Watt/s
Ekvator açısal hızı	$\Omega_\odot$	$2{,}8\times10^{-6}$	s^{-1}
Ortalama Dünya'dan uzaklığı	AU	$1{,}5\times10^{11}$	m

1.1. Güneş İçindeki Katmanlar

Güneş diski içten dışa doğru çekirdek, ışınım bölgesi, ara bölge ve konvektif bölge olarak isimlendirilen dört katmandan oluşur.

1.1.1. Çekirdek

Çekirdek, nükleer reaksiyonlar ile Hidrojeni Helyuma çevirerek enerji üreten, yüksek yoğunluklu, sıcaklıklı ve termonükleer enerji üretimi olan kısımdır. Burada sıcaklığın $1{,}50\times10^{7}$ ^oK, yoğunluğun 160 gr/cm^3 civarında olmasından dolayı çok yüksek bir basınç meydana gelir. Bu değerler en iç merkezi kısmından dışarıya doğru azalır. Sıcaklık ve yoğunluk nükleer tepkimeler için gerekli olan değerin altına düştüğünde çekirdek bölgesi sona erer (Selam, b.t.). Çekirdek yaklaşık olarak merkezden $R_\odot/4$ uzaklığa kadar uzanır. Güneş kütlesinin yaklaşık yarısını içerir. Güneş enerji üretiminin tümü bu bölgede gerçekleşir (Gombosi, 1998).

1.1.2. Işınım bölgesi

Bu bölge merkezden yüzeye kadar olan uzaklığın yaklaşık % 25'lik kısmından başlar ve yaklaşık kısmında % 70'lik son bulur (Selam, b.t.). Çekirdekte üretilen enerjinin gama ışını difüzyonu yoluyla yayıldığı bölgedir (Gombosi, 1998). Burada üretilen enerjiyi taşıyan ışık fotonları, bu bölgedeki parçacıklarla etkileşerek enerjilerini üst katmanlara iletirler. Işınımsal bölgenin tabanında 20 gr/cm^3 olan yoğunluk, üst sınıra ulaşıldığında 0,2 gr/cm^3 değerine düşer. Sıcaklık ise 7×10^6 ^{0}C' den 2×10^6 ^{0}C değerine inmektedir (Selam, b.t.).

1.1.3. Ara bölge

Işınım bölgesi ile konvektif bölge arasında kalan bu ince tabakada akışkan hareketlerin ve ışınımsal bölge özelliklerinin etkisi görülür. Bu tabaka boyunca akışkanların akım hızında oluşan değişimler manyetik alanın kuvvet çizgilerini gererek şeklini değiştirebilir ve manyetik alanın şiddetini arttırabilir. Burada, plazma olan Güneş maddesi, elektrik akımı üreterek manyetik alan oluşturabilir (Selam, b.t.).

1.1.4. Konvektif bölge

Bu bölge, Güneş diskinin üstteki % 30' luk kısmında yer almaktadır. Bu bölgede radyal sıcaklık değişimleri büyük olduğundan Güneş materyalleri, konvektif olarak kararsızdır. Konvektif kararsızlık, enerjinin kütle hareketi yoluyla taşınmasına neden olur (Gombosi, 1998). Konvektif hareketler, ısıyı hızla daha üst tabakalara taşıyabilir. Konvektif katmanın en dışında yoğunluk sıfıra yakındır; sıcaklık ise, 5800 ^{0}K kadardır (Selam, b.t.).

1.2. Güneş Atmosferindeki Katmanlar

Güneş atmosferi, içten dışa doğru sırasıyla, fotosfer, kromosfer, geçiş bölgesi ve koronadan oluşur.

1.2.1. Fotosfer

Özellikle, Güneş diski üzerinde belirgindir. Fotosfer, Güneş ışığının ve sıcaklığının % 99'unu yayan dar bir katmandır. Güneş yüzeyinde ışığın dalga boyu λ=5000 A^0 ve sıcaklığı 5800^0 K civarındadır. Yoğunluğu yaklaşık 10^{14} cm^{-3}' tür (Gombosi, 1998). Güneş lekeleri, meşale (facula) gibi bazı oluşumlar vardır. Meşale, lekeler civarında

gözlenir ve fotosferden daha parlaktır (Selam, b.t.).

1.2.2. Kromosfer

Fotosfer katmanının üzerinde yer alır. Düzgün bir şekli yoktur. 2000-3000 km kalınlığındadır (Gombosi, 1998). Bu katmanda sıcaklıklar, 6000 ^{0}C' den hızla 20000 ^{0}C' ye ulaşır (Selam, b.t.). Bu sıcaklıklarda Hidrojen atomunun verdiği ışınım, uzun dalga boylarında yaklaşık 6563 A^0 ile karşılık gelir (H-alfa ışınımı) ve bu nedenle, kromosfer kırmızı renkte görülür (Gombosi, 1998). Renk küre olarak da adlandırılır.

1.2.3. Geçiş bölgesi

Güneş atmosferinin en sıcak ve en dış katmanı olan korona ile kromosfer arasında yer alan düzensiz yapıdaki ince katmandır. Kromosferin üst tabakalarının sıcaklığı, 20000 ^{0}C civarındadır. Buna karşılık koronanın sıcaklığı, milyon dereceyi bulur. Çok ince bir tabaka olan geçiş bölgesi, iki sıcaklık arasında köprü özelliğine sahiptir (Doğan, 1988). Kromosferde 20000 ^{0}C olan sıcaklar, bu bölgede 1000000 ^{0}C'ye ulaştığından Hidrojen tamamen iyonize olur ve ilgili ışınımını yapamaz (Selam, b.t.). Yer atmosferi dışındaki gözlem uydularıyla algılanabilir. Bunun nedeni, ışınım yayınladığı atomların ışınım dalga boylarının morötesi olmasıdır (Selam, b.t.).

1.2.4. Korona

Güneş'in en üst atmosfer katmanıdır (Selam, b.t.). Güneş atmosferinin en seyrek ve en geniş bölgesidir (Gombosi, 1998). Çok uzaklara kadar gider; hatta, Güneş rüzgarına dönüşebilir. Korona yapı, olarak çok parlak değildir. Bu nedenle, ancak tam Güneş tutulması sırasında, Güneş etrafında meydana gelen şeffaf beyaz bir halka şeklinde gözlemleyebilmek mümkündür. Korona, yüksek sıcaklığa sahip olduğu için X- ışınlarında ışıma yapar (NASA/Marshall Solar Physics: Corona, b.t.).

1.3. Güneşin Manyetik Alaninin Oluşumu

Kısmen veya tamamen iyonize olmuş bir plazma içindeki yüklü parçacıkların ivmeli hareketler yapması sonucu, manyetik alan (ve elektrik alan) oluşur. Ayrıca dış konvektif katmanı plazma yapısındaki bir yıldızın, konvektif hareketlerle yüzeye taşınan parçacıkları yıldızın diferansiyel dönmesiyle etkileşerek manyetik alan üretimine katkıda bulunabilir. Bu şekilde yüklü parçacıkların hareketi sonucu üretilen manyetik alan oluşum mekanizmasına **"Dinamo Modeli"** denir (Selam, b.t). Güneş manyetik alanı tamamen

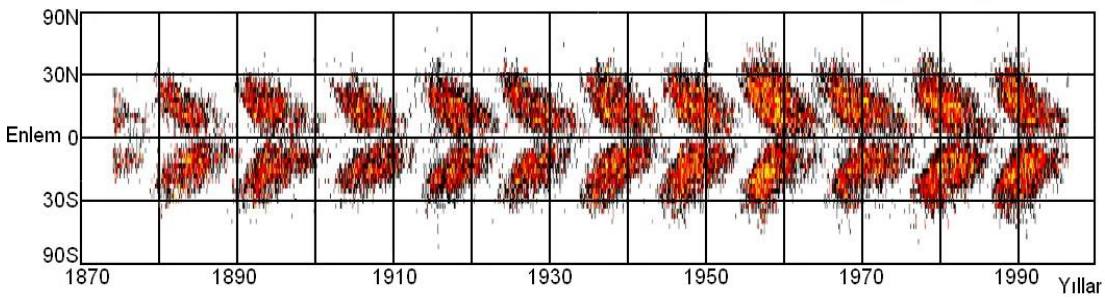
iyonize olmuş plazmasının konvektif bölgede dinamo mekanizması işletimi tarafından üretilir (Gombosi, 1998). Güneş, katı bir cisim gibi dönmediğinden ekvator bölgeleri, kutup bölgelerinden daha hızlı döner (Selam, b.t.). Bu dönme yapısı **"Diferansiyel Dönme"** olarak adlandırılır. Güneş'in manyetik alanındaki değişimlerinin ve yüzeyindeki parlaklıklarının düzensiz olmasının nedeni, diferansiyel dönmesidir (Selam, b.t.). Dinamo teorisi, Babcock modelini temel almıştır. Babcock modeli, dışarı çıkan ve içeri giren iki kutuplu bir mıknatısa benzer. İki kutuplu bu geometrinin genel davranışını açıklarsak; birincisi Güneş leke çevrimi minimumda iken Güneş dönme eksene göre simetrik yapılı iki kutuplu bir manyetik alana sahiptir (boylamsal manyetik alan.) Diferansiyel rotasyon, magnetik kuvvet çizgilerini ekvator boyunca dışa çeker. Dışa çekilen kuvvet çizgileri, farklı enlemlerde farklı yoğunluklar gösterir (Doğan, 1988). İkincisi, diferansiyel dönme etkisindeki boylamsal manyetik alan çizgileri konvektif katman tabanına sarılarak paralel hale gelir ve enlemsel manyetik alan oluşur. Leke çevrimi, yaklaşık 11 yılda maksimuma ulaşır. Üçüncüsü konvektif hücreler, Coriolis kuvvetinin etkisi aLtında dönme hareketi yapar bu nedenle, konvektif hücreler kuzey yarıkürede yükselirken güney yarıkürede helikal hareketler yaparak aktif bölgelerin burulmasına ve enlemsel doğrultudan tekrar boylamsal doğrultuya gelmelerine neden olur. Böylece, başlangıç manyetik alana göre zıt kutuplu yeni bir boylamsal manyetik alan doğar ve 11 yıllık çevrimin sonuna yaklaşılır (Gombosi 1998, Selam, b.t.). Dördüncüsü, oluşan boylamsal manyetik alan tamamen sönümlenmemişse buna zıt yönde, yeni bir boylamsal manyetik alan oluşur (Selam, b.t., Priest 2000). Böylece "Manyetik Dinamo" çevriminin yarısı tamamlanmış olur (Selam, b.t., Priest 2000). Bu aşamada, 11 yıllık ikinci leke çevrimi de sonuçlanıp, boylamsal manyetik alan tekrar başlangıç değerlerinde "manyetik alan çevrimi" ni tamamlanmış olur (yaklaşık 22 yıl sonra) (Selam, b.t.).

1.4. Güneşin Atmosferindeki Etkinlikler

Güneş atmosferinin bazı etkinlikleri, oluştukları bölgelere göre aşağıda verilmiştir.

1.4.1. Fotosferde Meydana Gelen Bazı Etkinlikler

Bulgurlanma: Bulgurlanma Güneş'teki konvektif hareketlerden dolayı fotosferde çıkan bir görüntüdür. Yüzeye yeni çıkan kısmında parlak, iç kısmında ise karanlık görülür (Selam, b.t.).



Şekil 1.2. 1870-1995 yılları arasında Güneş lekelerinin enleme bağlı değişimini gösteren kelebek diyagramı (Ossendrijver, 2003).

Güneş Lekeleri (spot): Güneş maddeleri kutuplardan ekvatora ve ekvatordan kutuplara doğru gider gelir. Bunun sonucunda, dışarıdan gazlara enerji ilave edilmediği takdirde, adyobatik genişleme ile gazın sıcaklığı azalır. Sıcak gazlar, Güneş yüzeyine doğru çekilir. Fotosferde bulunan gazların bir kısmı, sıcaklığın yüksek olması sebebiyle, iyonlarına ayrılmış durumdadır. İyonlarına ayrılmış gazların kinetik enerjisi, güçlü bir manyetik alan, meydana getirir. Meydana gelen manyetik alan lekenin sonucu değil sebebi olarak görülmektedir. Farklı kinetik enerjilere sahip olan sıcak gazlar, fotosferin yüzeyine çıkınca orada soğur ve leke oluşumu gerçekleşir (Doğan, 1988). Güneş lekeleri, Güneş diski üzerinde ilk önce kara gözenekler olarak görülür ve bir iki gün içinde büyüyerek ve gelişerek Güneş lekeleri haline gelirler (Gombosi, 1998).

Güneş'in manyetik alanının ve diferansiyel dönmesinin ortak etkisi sonucunda, 22 yıllık bir Güneş çevrimi ortaya çıkmaktadır. Güneş faaliyetinin başlangıcında, yüzeyin altında, yarıçapın 1/10 kadar derinlikte, meridyenler boyunca uzanan kuvvet çizgilerinin bulunduğu kabul edilir (Doğan, 1988). Bu kabul sonucunda, Güneş iki kutuplu zayıf bir manyetik alana sahiptir ve her bir kuvvet çizgisi, kutupların yakınlarında ortaya çıkar. Güneş'in diferansiyel dönmesiyle, kuvvet çizgileri ekvator boyunca dış kısma çekilir ve Güneş'in etrafını sarar. Güneş etrafına sarılan kuvvet çizgilerinin yoğunluğu, arttığından manyetik alan şiddeti de artar. Manyetik alan şiddetinin büyümesi, hemen hemen $\pm 35^0$ gibi yüksek enlemlerde maksimumdur. Böylece bu enlemlerde, kritik şiddette bir alan oluşur. Daha aşağı enlemlerde, manyetik alan daha geç zamanda kritik alan şiddetine ulaşır ve kelebek diyagramı oluşur (Ossendrijver, 2003). Bu diyagramda, Güneş leke gözlemlerinin sistematik bir şekilde yapılmaya başladığı tarihten bu yana elde edilen veriler yer almaktadır. Bu diyagramda da, 11 yıllık leke çevrimi dönemi açıkça izlenmektedir (Selam,

b.t.).

1.4.2. Kromosferde meydana gelen bazı oluşumlar

Kromosferdeki olaylar çevrim bakımından birkaç aylık zaman gecikmesiyle olup manyetik alan kökenlidir.

Kromosferik ağ: Genellikle, CaII-K dalga boylarında birbirine bağlı parlak uzantılar şeklinde izlenen kromosferik ağ oluşumları, fotosferde gözlenen süpergranüllerin kromosferdeki uzantılarıdır (Selam, b.t.).

Flamentler ve plaj bölgeleri: Flamentler, Güneş'in rotasyonundan dolayı kromosferde çıkan karanlık, iplik şeklinde görülen yapılardır. Flamentler, meydana geldikten sonra, kutup tarafındaki ucundan uzamaya başlar ve ekvator tarafındaki ucundan kısalmaya başlar (Doğan, 1988). Plaj bölgeleri, fotosfer üzerindeki karanlık leke alanlarını çevreleyen ve en iyi H_{α} dalga boylarında görülen parlak alanlardır (Selam, b.t.,; Priest, 2000).

Prominensler (fışkırmalar): Prominensler, yerel manyetik ilmekler boyunca Güneş yüzeyinden yükselmiş yoğun madde bulutlarıdır. İçlerinde taşıdıkları madde miktarlarındaki ve manyetik ilmeklerdeki ani değişimlerden dolayı birkaç dakika veya saat içinde patlayarak dağılabilir ve maddeyi dışarı doğru atabilirler (Selam, b.t.).

Spiküller: Kromosfer kenarında görülen ufak çıkıntılara spikül adı verilir. Kutup bölgelerindeki spiküller, Güneş kenarına hemen hemen dik durumda olmalarına rağmen leke bölgelerinde ekvatora doğru yaklaşık 20^0-40^0 kadar eğik durumdadırlar. Bunun nedeni Güneş manyetik alanının etkisidir (Doğan, 1988; Selam, b.t.).

1.4.3. Koronada meydana gelen bazı oluşumlar

Miğfer Akımları: Koronadaki kapalı manyetik alanların birikmesi sonucu oluşan büyük boyutlu, tepesi uzamış başlık şeklindeki yapılardır (Selam, b.t.).

Koronal İlmekler: Koronal ilmekler, Güneş lekeleri üzerinde, lekelerin iki kutuplu bölgelerini birbirine bağlayan büyük ölçekli kapalı manyetik ilmeklerdir (Selam, b.t).

Koronal Delikler: Koronal delikler, Güneş'in kutup bölgelerindeki açık manyetik alanlarla ilişkilidir ve yüksek hızlı Güneş rüzgarlarının etkisi ile oluşmaktadır (Selam, b.t.).

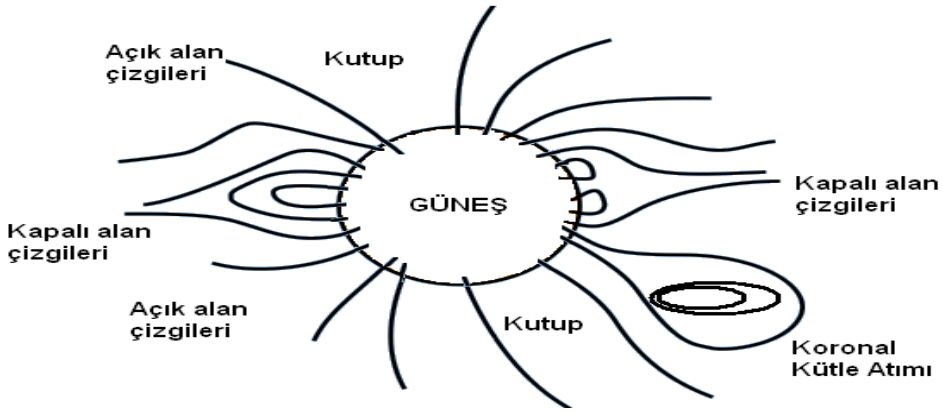
Koronal Kütle Atımları: Koronal kütle atımları (CME); manyetik alan çizgileri ile sarılmış, bir kaç saat içinde Güneş' ten atılabilen büyük gaz balonlarıdır (NASA/Marshall Solar Physics: Coronal Mass Ejections (CME), b.t.).

CME' ler kapalı manyetik yapılar sayesinde oluşur (Gombosi, 1998). Koronal kütle

atımlarının, sıklıkla, geniş Güneş parlamaları ile ilgili olduğu düşünülse de, parlamaların olmadığı durumlarda da meydana gelebileceği söylenmektedir (NASA/Marshall Solar Physics: Coronal Mass Ejections, b.t.).

Koronal kütle atımları, Güneş rüzgarlarının hızlarını arttırıcı, geçici aktiviteler olarak isimlendirilebilir. CME' lerin hız aralığı 300 km/s ile 2000 km/s arasındadır (Şekil 1.2). Tipik değeri ise, 800 km/s civarındadır (Aschwanden, 2006).

Bu nedenle, CME' ler, hızlı Güneş rüzgarlarının oluşumuna yardımcı olur. Bu süreçte, CME ile atılan plazma, gezegenlerarası manyetik alan çizgileriyle taşınarak Güneş rüzgarı içerisine girer (Aschwanden, 2006).



Şekil 1.3. Güneş' teki manyetik yapıların ve koronal kütle atımının temsili resmi (Kazkapan, 2012).

1.5. Güneş Rüzgarları

Koronanın sıcaklığı yüksek olduğundan iyonizasyon olayı fazladır ve korona devamlı olarak genişler. Böylece iyonize gazın dışa doğru akışı ortaya çıkar. Güneş'in çekim etkisi, dışarıya doğru akan bu gazı tutacak güçte değildir. Bu şekilde ortaya çıkan iyonize gaz akışına "Güneş rüzgarı" adı verilir. Güneş rüzgarı, elektron ve protonlardan oluşmuş bir plazma akımıdır. Plazma elektriksel olarak nötr haldedir ve plazmanın ısıl iletkenliği çok yüksektir. Böylece Güneş'ten uzak mesafelerde de yüksek sıcaklıklar hüküm sürer. Bu yüksek sıcaklık sebebiyle plazma yayılmaya devam eder ve gittikçe hızlanır. Bu hız, Güneş'ten $30R_{\odot}$ mesafede ortalama 300 kms^{-1}' lik bir değere sahiptir (Doğan, 1988).

Güneş rüzgarlarının varlığı ilk olarak, Dünyadaki manyetik fırtınaların anlaşılması

sonucunda öngörülmüştür. Manyetik fırtına süresince, iyonosferin özelliklerinin değişmesi sonucu radyo iletişiminde ciddi sorunlar ortaya çıkmaktadır. Manyetik fırtınalar ile Güneş patlamaları arasındaki ilişki, manyetik fırtınaların Güneş rüzgarlarından yaklaşık 36 saat sonra gözlemlenmeye başlaması ile anlaşılmıştır (Doğan, 1988).

Plazma, magnetik kuvvet çizgilerine sıkı sıkıya bağlanmış olduğundan, Güneş magnetik alanları, dışarıya doğru akan Güneş rüzgarı aracılığıyla, gezegenlerarası uzayın içlerine doğru taşınır. Dünyamız civarında Güneş rüzgarındaki plazmada, elektron veya proton sayısı ortalama olarak 5 ile 8 cm^{-3}' tür. (Doğan, 1988).

Güneş rüzgarları yavaş ve hızlı olmak üzere ikiye ayrılır. Yavaş güneş rüzgarları Korona'nın çok uzağında ekvator boyunca açılmış boylamsal manyetik alan çizgilerinde bulunan ilmeklerden kaçan madde ile oluşmaktadır ve daima gözlemlenir hızı yaklaşık 300 km/sn'dir (Selam, b.t.; Gombosi, 1998). Hızlı Güneş rüzgarları, Güneş patlamaları sonucu oluşan "Koronal Kütle Atımları" sonucu, Güneş'i terk eden yıldız maddesi ile oluşmaktadır; hızı, yaklaşık 1000 km/sn' dir (Gombosi, 1998). Güneş rüzgarlarının hızı Güneş'in dönüşüne ve Dünya'nın Güneş etrafındaki yörüngesel hareketine bağlıdır.

Bu tez çalışmasının devam eden bölümlerinde öncelikle yapılan literatür çalışmasıyla elde edilmiş bilgiler ikinci bölümde anlatılacaktır. Üçüncü bölümde ise tez çalışmasında kullanılacak olan yöntem manyetohidrodinamik tanımından sonra verilecektir. Dördüncü bölümde ise amacı manyetik etkileri de dikkate alan iki boyutlu Güneş rüzgarı modellemesi sunulacaktır. Son bölümde ise yapılan model daha önce yapılmış çalışmalarla karşılaştıralacaktır.

BÖLÜM 2
ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Parker (1958), Biermann'ın önerisine uyarak 500-1500 km/sn hız ile Güneş'ten bütün yönlerde, dışarıya doğru yayılan gazın hareketini dikkate almıştır. Gazın dışarıya doğru akış sebebi olarak manyetik alan kuvvet çizgilerinin gazı dışarıya doğru çekmesini göstermiş ve bu nedenle Güneş gazı çıkışının manyetik alan çizgileri yakınında radyal yönde olduğunu söylemiştir. Pneuman (1966), Güneş koronasından çıkan manyetik alan ve viskozite etkilerini, Güneş rüzgarlarının açısal hızı ile beraber incelemiştir. Güneş yüzeyindeki manyetik alan şiddetinin, 0-1 Gauss arasında olduğunu ve $3\,R_{\odot}$ uzaklıkta manyetik alan şiddetinin maksimuma ulaştığını söylemiştir. Manyetik alan oluşmaz ise Güneş yakınında açısal hızın oluşacağını ve bu açısal hızın Güneş'ten uzaklaştıkça yavaşlayacağını belirtmiştir. Weber (1969), Güneş gazının açısal momentum dağılımını açık ve kapalı manyetik yapılarda inceleyerek Güneş atmosferi için bir model sunmuştur. Kapalı ve açık alan çizgilerinde açısal momentum dağılımının farklılık göstereceğini söylemiştir. Kapalı alan çizgilerinde Güneş gazı, manyetik alan çizgileriyle birlikte dönerken açısal hızın, yükseklikle arttığını bulmuştur. Açık alan çizgilerinde ise, açısal hızın, yükseklik arttıkça azaldığını söylemiştir. Açısal manyetik alan çizgilerinin, radyal olmadığını ve yoğunluğun bir fonksiyonu olarak yarıçapının, yavaşça değiştiğini incelemiştir. Açık manyetik alan çizgilerinde açısal hızın, başlangıçta, yükseklikle artacağını, maksimum noktaya ulaştığında ise, azalacağını söylemiştir.

Foukal ve Jokipii (1975), kaynaklanan fotosferik gaz belirli bir enlemde ve manyetik yapılar arasında olan yüzde 5'lik bir hız farkın, konveksiyon bölgesindeki akışkan elementlerin açısal momentumun korunumdan dolayı olabileceğini incelemişlerdir. Washimi ve Sakurai (1993), Güneş dönme etkisini içeren simetrik Güneş rüzgarları yapılarını, MHD bilgisayar simülasyonu kullanarak incelemişler ve modellerinde, iki kutuplu manyetik alanda gaz basıncının manyetik basınç oranına (β) bağlı olduğunu söylemişlerdir. Eğer β, oranı çok küçükse, rüzgarda belirgin şekilde durgun bir bölge gözlemlemişlerdir. Bu bölgede akım hızının çok düşük, azimuthal manyetik alanın ise çok zayıf olduğunu belirtmişlerdir. Bunun nedeni olarak ise, manyetik alan çizgileriyle beraber dönen plazmanın sebep olduğunu söylemişlerdir. Eğer β oranı 1'den büyükse, rüzgarlardaki durgun bölgenin açıkça belirtilemeyeceğini söylemişlerdir.

Guhathakurta ve Sittler (1999), SOHO, Spartan ve Ulysses gözlemlerini inceleyip,

azimuthal simetrik Güneş rüzgarı için zamandan bağımsız MHD denklemini çözmüşlerdir. Böylece, gezegenler arası ortamın ve koronanın, 2 boyutlu yarı emprik MHD modelini geliştirmişlerdir. Modellerinde, LASCO, Mark III, Spartan beyaz ışık gözlemleri ve Ulysses uzay aracı verileri sonucundaki elektron yoğunluk dağılımları kullanılmıştır. SOHO/LASCO ve EIT gözlemleri sonucunda, korona manyetik alan topolojisini inceleyip 1 AU'daki Güneş rüzgarı hızını tahmin etmeye çalışmışlardır. Korona ve Güneş rüzgarları için elde edilen teorik modelin, Solar Probe uzay aracının deneysel verilerine yol göstereceğini söylemişlerdir. Mikic ve ark. (1999), koronanın 3 boyutlu bir MHD modelini çalışmışlar ve inceledikleri modelde, sınır koşulları olarak, gözlemlenen fotosferik manyetik alanları kullanmışlardır. Koronal delik sınırlarını, Solar Heliospheric Observotary'den, ultraviyole görüntülerini Kitt Peak He 10830 A^0 haritalarından alarak oluşturmuşlardır. Politropik enerji denklemi ile modelin bir bölümünü gezegenler arası manyetik alanın Ulysses uzay aracı ölçümlerini ve koronanın tutulma görüntülerini içeren Güneş gözlemlerini kullanarak yorumlamışlardır. Ayrıca, 1997 Şubat-1998 Mart dönemi boyunca, Güneş korona evrimini gözlemlenen manyetik alanları modellemek için bir sınır koşulu olarak kullanmışlardır. Oluşturdukları modeli, Alfvén dalgaları ve enerji denklemleri ile geliştirerek daha iyi bir Güneş rüzgarı modeli sunmayı hedeflemişlerdir.

Berger ve Ruzmaikin (2000), Güneş gözlemleri aracılığıyla, koronadaki manyetik yapıları incelemişlerdir. Gözlemlenen bir Güneş çevrimi sırasında, açık alanların dönmesiyle manyetik sarmallığın dışa doğru taşınarak Parker spirallerini oluşturduğunu ve manyetik sarmallığın içe doğru taşınırken küçük bir kısmının, CME oluşturmak için yüzeye kaçtığını söylemişlerdir. Russell (2001), Güneş rüzgarlarının oluşturduğu parçacıkların ve alanların özelliklerini incelemiştir. Ayrıca parçacık ve alanların uzay hava etkilerini ve bu etkiler altında yatan fiziksel süreçleri ele almıştır. Özellikle, koronadan çıkan manyetik alanların Güneş rotasyonu üzerindeki etkisini incelemiştir. Bunun sonucunda, 1 AU'daki temel Güneş rüzgarı bozukluklarının özelliklerini ve gezegenler arası CME' leri açıklamıştır.

Odstrcil (2003), koronadan çıkan CME'lerin etkileşimini, 3 boyutlu olarak ele alarak Güneş rüzgarı ve Güneş'te meydana gelen parçacık çıkışlarını gözlemsel bir şekilde çalışmıştır. Güneş rüzgarı ortamında yayılan geçici bozuklukları açıklayan simülasyonlar kullanarak sofistik gözlemlere ilişkin teorik modeller sunmuştur. Davila ve ark. (2003), yarı emprik 2 boyutlu MHD modelinde, deneysel bir ısı akış (q_{eff}) etkisini belirleyerek

enerji denklemini açıkça çözmüşlerdir. Güneş rüzgarının ve Güneş koranasının zaman bağlı 2 boyutlu MHD modelini geliştirmişlerdir. Momentum denklemi çözümlerinde deneysel bir basınç (p_{eff}) etkisi kullanarak, kutup üzerinde yüksek hızlı rüzgarlar oluşabileceğini söylemişlerdir. Sittler ve Guhathakurta (1999,2002)' nın Güneş koronası yarı emprik modelinden ve Mk-III, Skylab, Ulysses gözlemlerinden faydalanarak, Sittler ve Guhathakurta (1999,2002)' nın q_{eff} ve p_{eff} etkilerini belirlediği hesaplamaların yeterli olmadığını söylemişlerdir. SOHO, LASCO, CDS, EIT, UVCS, Ulysses verilerini kullanarak q_{eff} ve p_{eff} etkilerini belirleyerek yeni hesaplamalar oluşturmuşlardır.

Usmanov ve Goldstein (2003), korona dış akışı için politropik tek akışkan MHD denklemleri çözmüşlerdir. 1 AU'ya kadar uzanan 3 boyutlu çözümler ile 1-20 $R_{\odot}$ 'daki çözümleri, eğilmiş dipol manyetik alanı için tek bir çözüm altında ele almışlardır. Simüle edilen plazma, manyetik alan parametre varyasyonlarının ve özellikle, yavaş Güneş rüzgarı kemer uzantılarının teorik parametrelerinin, Ulysses gözlemleriyle oldukça iyi uyuştuğunu söylemişlerdir. Ekenbäck ve Holmström (2006), Güneş sistemi nesneleri ve Güneş rüzgarları arasındaki etkileşimin simülasyonu için temel bir çözücü olan Flash Kodunu (Flash Code) ele almışlardır. Bir kuyruklu yıldızın basitleştirilmiş modeli ile 3 boyutlu Güneş rüzgarları etkileşimini simüle etmişler ve simülasyon sonuçlarının daha önce yayınlanan sonuçlarla uyumlu olduğunu tespit etmişlerdir. Flash kodunun, Güneş sistemi nesneleri ve Güneş rüzgarları arasındaki etkileşiminin araştırılmasında, genel bir çözüm olarak kullanılabileceğini söylemişlerdir.

He ve Wang (2006), açısal momentum değişimlerinde manyetik sürüklenmeyi ve viskoziteyi ele alarak dönmenin yeterince büyük olmadığı kanısına varmışlardır. Yan ve Sakurai tarafından önerilen sınır integral eşitlikleri (BIE), Güneş atmosferindeki kuvvetsiz manyetik alanlar için tanımlanan bir ifade olduğunu belirtmişlerdir. Low ve Lou tarafından verilen kuvvetsiz çözümler kullanılarak, küresel yüzey üzerindeki açık uzay manyetik alan dış veri tahminleriyle, bu metodun geçerliliğini kontrol etmişlerdir. İncelemek için seçilen manyetik alan, potansiyel alandan sapan kuvvetsiz alanları ifade eden α değerlerinin, farklı aralıklara sahip olduğunu ve hesaplamak için seçilen alanın, 1.1 ile 2.5 $R_{\odot}$ aralığını kapsadığını söylemişlerdir. Araştırma sonuçları, kuvvetsiz manyetik alan dış atılımını ve geniş ölçekte BIE metodunun uygulamalarını desteklemiştir. Ayrıca, bu hesaplamalar, α değerinin geniş aralıklarındaki karmaşık kuvvetsiz alanlar için BIE yöntemindeki hacim integral denkleminin, zayıf yakınsama özelliği olduğunu ve bu alan noktası, yakınsama

hızından etkilenmediğinde ise, anlamlı sonuçlar elde etmek için daha fazla çözümleme süresinin gerektiğini göstermiştir.

Richardson, Liu ve Wang (2008), Voyager'deki plazma parametrelerini heliosfer verilerini kullanarak tahmin edip, uzaklıkla değişen Güneş rüzgarının evrimini modellemişlerdir. Voyager 2'den geçen şokların genellikle, beklenenden daha farklı bir yapıya sahip olduğunu, plazmadaki ya da manyetik alandaki değişikliklerin ise, her zaman aynı anda meydana gelmediğini belirtmişlerdir. 80 AU'daki yıldızlararası nötrallikten kaynaklanan Güneş rüzgarlarının yavaşlamasını belirlemek için Voyager 2 ve Ulysses enlemsel hizalamasını kullanmışlar ve yıldızlararası nötralliği tahmin etmişlerdir. Heliosferden dışa doğru gidildikçe, Güneş rüzgarlarının yavaşladığını söylemişlerdir. Zank ve ark. (2009), heliosfer sınırındaki küresel boyutlu yapıların bağıntılarını, etkileşimlerini ve kinetik fiziğini temel alan modelleri inceleyerek geliştirmişlerdir.

Ofman (2010), ısınan ve ivmelenen dalgaların Güneş rüzgarındaki etkilerini, 2 boyutlu ve 2.5 boyutlu hibrid modeller kullanarak incelemiştir. Nasa, Solar Probe Plus misyonlarına, Güneş'e yakın bölgelerdeki Güneş rüzgarı hızlanma ve ısınma anlayışı için yeni simülasyonlar göstermiştir. Shiota ve ark. (2010), CME'leri çevreleyen alan ve atılan akış ipi arasındaki etkileşime odaklanarak CME'nin oluşum sürecinin bir MHD simülasyonunu geliştirmişlerdir. Paralel durumdaki akı iplerinin, CME oluşumuna katkı sağlayacağını, paralel olmayan akı iplerinin ise CME oluşumunda kaybolacağını söylemişlerdir. CME'leri çevreleyen alan ve atılan akış ipi arasındaki etkileşimin, CME yönelimini ve CME oluşumunu belirlemek için önemli bir süreç olduğunu belirtmişlerdir.

Jacobs ve Poedts (2011), Güneş rüzgarlarında, gerçekçi bir modelleme yapılabilmesi için uzay hava araştırma güvenilirliğinin çok önemli olduğunu söylemişlerdir. Güneş rüzgarları anizotropik olsa bile MHD modelleri, Güneş rüzgarı özelliklerini oldukça iyi açıklayabileceğini ve bilgisayar programlamalarının da, Dünya yörüngesinin ötesine uzanan 3 boyutlu modellerin simülasyonlarını, gözlemsel veriler kullanarak oluşturabileceğini söylemiştir. Güneş rüzgarı MHD modelleri için genellikle gözlemlenen Güneş rüzgarı parametreleri kullanıldığını belirtmişlerdir. Güneş rüzgarı parametrelerinin değişken adiyabatik indeksleri ya da indirgenmiş bir fiziksel işlemi açıkça modelleyemediğini söylemişlerdir. Güneş rüzgarlarını incelemek için ACE uzay aracı verilerini kullanarak, yeni ve basit bir politropik model ele almışlardır. Simüle edilen plazma değişkenleri, 1 AU yakınında gözlemlenen Güneş rüzgarı plazmasıyla uygunluk

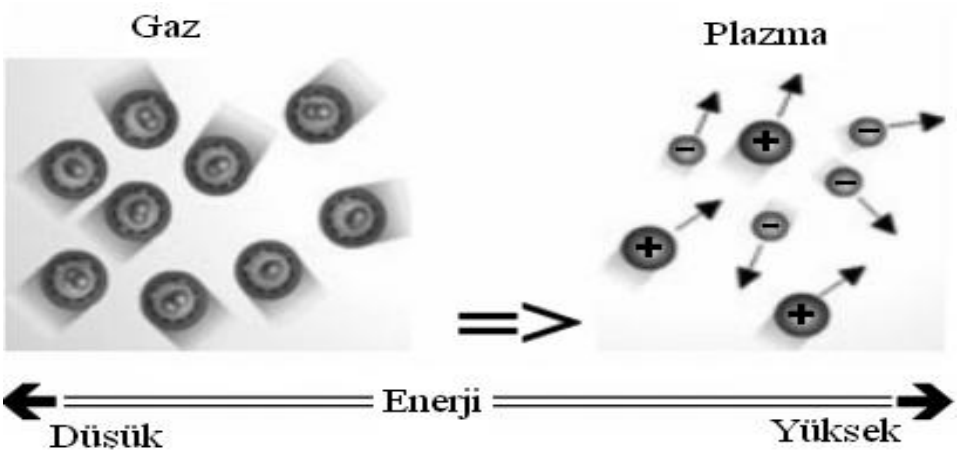
göstererek farklı tipteki Güneş rüzgarlarının incelenmesini sağlamıştır.

Bu tezin devam eden bölümlerinde, literatürden alınacak bazı fiziksel çoklukların değerleri kullanılarak iki boyutlu Güneş rüzgarı modellemesi oluşturulacaktır. Son bölümde, bu tezde ulaşılan sonuçların karşılaştırılması ve tartışması yapılacaktır. Sonrasında ise yapılan model gerek önce yapılmış çalışmalarla gerekse gözlemsel verilerle karşılaştıralacaktır

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

Güneş, kütlesinin büyük bir kısmı hidrojenden oluşan bir plazma topuna benzetilmektedir. Güneş atmosferi de, seyrekte olsa, plazma halindedir. Plazma çok basit olarak, Şekil 3.1.'de gösterildiği gibi, maddenin gaz fazına yüksek enerjiler verilerek oluşmuş yüklü ve yüksüz parçacıklar topluluğu olarak açıklanabilir. Bu özelliğinden dolayı, plazma elektromanyetik alan veya ısı etkisiyle, ya hareket edebilir yada tuzaklanabilir (Kazkapan, 2012; Çavuş, 2007).



Şekil 3.1. Enerjinin etkisinde kalan maddenin gaz fazdan plazmaya dönüşümü

Literatürde, plazmanın bilinen üç adet temsili ifadesi vardır. Bunlardan ilki parçacık hızlandırıcılarının da temel özelliklerini oluşturan, parçacık optiği olarak ifade edilen gösterim şeklidir. Bu gösterimde, ışığın merceklerdeki optik davranış özelliklerine benzetilerek elektron ve iyonların elektromanyetik alandaki hareketleri incelenmektedir (Artsimovich, 1971). İkinci gösterim biçimi kinetik teori olarak da ifade edilen, plazmanın hareketini toplu gaz dinamiği şeklinde inceleyen yöntemdir (Chen, 1977; Demokan, 1991). Üçüncü gösterim biçimi ise, manyetohidrodinamik (MHD) temsilidir. Burada, kinetik teorinin özel bir durumunda, ortam sürekli bir akışkan ve parçacıklar arası uzaklık çok kısa gibi düşünülür. Dolayısıyla kinetik teorinin temelini oluşturan Vlasov-Boltzmann denkleminin integralleri alınarak plazmayı ifade eden MHD denklemleri elde edilir (Choudhuri, 1998).

Manyetohidrodinamik kelimesinin etimolojik kökeni, manyetik alandan kaynaklanan "manyeto", akışkan anlamındaki "hidro" ve hareket anlamındaki "dinamik" kelimelerinin birleşimine dayanmaktadır. Manyetohidrodinamiğin kısaca gösterimi MHD'dir. MHD, elektriksel iletkenliği olan akışkanların elektromanyetik alandaki dinamiğini inceleyen disiplindir. Bu kavram literatürde ilk defa, Alfvén (1942) tarafından kullanılmış ve yine kendisince geliştirilerek 1970 yılı Nobel Fizik Ödülünü almasına sağlamıştır (Çavuş, 2007; Kazkapan, 2012)

Çalışmamızın başlıca amacı, daha önce yapılan tek boyutlu politropik, hidrodinamik çalışmalar incelendikten sonra manyetik etkileri de dikkate alan iki boyutlu Güneş rüzgarı modellemesi yapmaktır. Sonrasında ise yapılan model gerek önce yapılmış çalışmalarla gerekse gözlemsel verilerle karşılaştıralacaktır.

3.1. Tek Akışkan Denklemleri

Kinetik teoride, parçacıkların dış etkenlerin (örneğin sıcaklık, manyetik alan) etkisindeki davranışları, dağılım fonksiyonları vasıtasıyla tanımlanabilir (Choudhuri, 1998). Vlasov-Boltzmann denklemi, MHD yaklaşımını tanımlamakta kullanılacaktır (Çavuş, 2007; Kazkapan, 2012).

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{u}\cdot\vec{\nabla} f_s + \frac{e_s}{m_s}[\vec{E} + \vec{u}\times\vec{B}]\cdot\frac{\partial f_s}{\partial \vec{u}} = \frac{\delta f_{sc}}{\delta t} \qquad \textbf{(3.1)}$$

Bu denklemde f, s, $\vec{u}$, $\vec{\nabla}$, e, m ve c sırasıyla, parçacığa ait dağılım fonksiyonunu, parçacık türünü, parçacık hızını, gradyan operatörünü, birim yükü, kütleyi ve çarpışmaları belirtmektedir.

Buna göre parçacıklar arası uzaklık ortamın ölçek uzunluğuna göre çok kısa ise, Vlasov-Boltzmann eşitliğinin hıza göre değişik momentleri alınarak MHD yaklaşımında kullanılan ana denklemler bulunur (Demokan, 1991).

Yukarıdaki (3.1) ana denkleminin her iki tarafını, üç boyutlu hız integral elemanı d^3u ile çarparak integral alınırsa, kütle taşınım denklemi bulunabilir;

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(n_s\vec{u}_s) = 0. \qquad \textbf{(3.2)}$$

(3.2) denkleminde, n_s, parçacıkların birim hacimdeki sayısal yoğunluğunu göstermektedir. Akışkan hareket denkleminin elde edilebilmesi için ise, Vlasov-Boltzmann denkleminin her iki tarafının $m_s \vec{u} d^3u$ ile çarpılarak 1. momentinin alınması gerekmektedir;

$$m_s n_s [\frac{\partial \vec{\bar{u}}_s}{\partial t} + (\vec{\bar{u}}_s \cdot \vec{\nabla})\vec{\bar{u}}_s] = e_s n_s [\vec{E} + (\vec{\bar{u}}_s \times \vec{B})] - \vec{\nabla} \cdot \vec{\bar{P}}_s + \frac{\delta_c \vec{p}}{\delta t}. \quad \textbf{(3.3)}$$

Momentum transferini belirleyen (3.3) denkleminde $\vec{\bar{u}}_s$, $\vec{\bar{P}}_s$, $\vec{p}$ ve $\delta_c / \delta t$ sırasıyla, ortalama hız, basınç tensörü, momentum vektörü ve çarpışmalardan kaynaklanan kayıpları belirtmektedir. Son olarak (3.1) denkleminin her iki tarafını, $(m_s u^2/2) d^3u$ ile çarparak bu sefer, 2. moment alınırsa enerji transfer denklemi bulunabilir.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{U}_F - \vec{E} \cdot \vec{J}_s = \frac{m_s}{2} \int u^2 \frac{\delta_c f_s}{\delta t} d^3u \quad \textbf{(3.4)}$$

Son denklemdeki U, $\vec{U}_F$ ve $\vec{J}_s$ sırasıyla, enerji, enerji akısı ve akım yoğunluklarını göstermektedirler.

3.2. İletken Akışkanlarda MHD Denklemleri

Bir önceki kısımda tanımlanan elde edilen transfer eşitlikleri, yüklü veya nötr olan bir tek parçacık türüne ait büyük ölçekli davranışları araştıtmak için kullanılır. Bu kısımda ise iyonlaşmış gaz olan plazmanın tamamının davranışını inceleyen MHD denklemleri incelenecektir. Bu amaçla, kütlesel yoğunluk (ρ) ile

$$\rho = \sum_s m_s n_s, \quad \textbf{(3.5)}$$

elektriksel yük yoğunluğu (ρ_E) şeklinde

$$\rho_E = \sum_s e_s n_s, \quad \textbf{(3.6)}$$

akışkan hızı

$$\vec{\mathrm{v}} = \frac{1}{\rho}\sum_s \rho_s \vec{u}_s , \tag{3.7}$$

ve elektriksel akım yoğunluğu ($\vec{J}$)

$$\vec{J} = \sum_s e_s n_s \vec{u}_s \tag{3.8}$$

olarak dikkate alınacaktır (Gombosi, 1998). Buradan plazmanın, yükün ve momentumun sürekliğini ifade eden denklemler, sırasıyla, aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{\mathrm{v}}) = 0, \tag{3.9}$$

$$\frac{\partial \rho_E}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\vec{J} = 0, \tag{3.10}$$

$$\rho[\frac{\partial \vec{\mathrm{v}}}{\partial t} + (\vec{\mathrm{v}}\cdot\vec{\nabla})\vec{\mathrm{v}}] = \rho_E\vec{E} + \vec{J}\times\vec{B} - \vec{\nabla}\cdot\vec{P}_s + \frac{\delta_c \vec{p}}{\delta t}. \tag{3.11}$$

3.3. İletken Akışkanlarda İdeal MHD Yaklaşımı ve Denklemleri

Yukarıdaki (3.9)-(3.11) eşitlikleri literatürde ideal olmayan MHD denklemleri olarak da bilinmektedirler. İdeal bir akışkana uygulanabilecek MHD denklemlerini ifade edebilmek için ise, aşağıdaki yaklaşımların kullanılması gerekmektedir.

1) Isı alışverişinin ihmal edilebildiği adiyabatik durumlarda, gazın termodinamik dengeden çok uzak olmadığı kabul edilerek basınç tensörü yerine skaler basınç elde edilebilir.

2) Elektron ve iyonların sayısal yoğunluklarının eşit olduğu ifade edilerek plazmanın nötr olduğu varsayılır.

3) Amper-Maxwell yasasındaki yer değiştirme akımının ihmal edilebilecek derecede küçük olduğu kabul edilir ($\partial\vec{E}/\partial t \approx 0$).

4) Parçacıklar arası çarpışmalar ihmal edilerek plazma iletkenliği sonsuz kabul edilebilir.

Yukarıdaki dört varsayımı inceleyerek ideal MHD yaklaşımındaki kütle süreklilik denklemi bulunur:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 . \quad \textbf{(3.12)}$$

Çekimsel kuvvetin de dikkate alındığı hareket denklemi, şu şekilde bulunur:

$$\rho[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}] = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \vec{J} \times \vec{B} . \quad \textbf{(3.13)}$$

Adiyabatik durum denklemi ise

$$p = \frac{c_s^2}{\gamma} \rho \quad \textbf{(3.14)}$$

şeklinde yazılır.

İdeal MHD denklemlerinin tamamlanabilmesi için üçüncü bölümde belirtilen Maxwell denklemleri ve Ohm yasası, yeniden aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = 0, \quad \textbf{(3.15)}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0, \quad \textbf{(3.16)}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad \textbf{(3.17)}$$

$$0 = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}, \quad \textbf{(3.18)}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) . \quad \textbf{(3.19)}$$

μ_0 boş uzayın manyetik geçirgenliği olup literatürdeki bilinen değeri $4\pi x10^{-7}$'dir. (3.12)-(3.19) eşitlikleri, ideal MHD yaklaşımının genel denklemleri olarak bilinirler ve bu bağlamda, doğrusal değildirler (Priest, 2006).

3.4. Güneş Rüzgarlarının MHD Modellemesi

Bu bölümde (3.12)-(3.19) eşitlikleri ile verilen ideal MHD denklemleri kullanılarak Güneş rüzgarları için Lima ve Priest (1993) çalışmalarındakine benzer şekilde inceleme

yapılacaktır. Öncelikle (3.12)-(3.19) denklemlerinde, kararlı durum varsayımı yapılarak sırasıyla süreklilik, hareket, manyetik tek kutup yok denklemi ve Güneş rüzgarlarında akış ve manyetik alanın birbirine paralel olduğu durumda ortaya çıkan manyetik indüksiyon eşitliği sırasıyla

$$\vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{\mathrm{v}})=0, \tag{3.20}$$

$$\rho(\vec{\mathrm{v}}\cdot\vec{\nabla})\vec{\mathrm{v}}=-\vec{\nabla}(p+\frac{B^2}{2\mu_0})-\rho\frac{GM}{r^2}\vec{e}_r+\frac{(\vec{B}\cdot\vec{\nabla})\vec{B}}{\mu_0}, \tag{3.21}$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0, \tag{3.22}$$

$$\vec{\mathrm{v}}\times\vec{B}=0 \tag{3.23}$$

(3.20)-(3.23) ile verilir.

Bu çalışmada, hareket, süreklilik, manyetik tek kutup yok denklemi ve manyetik indüksiyon eşitlikleri, iki boyutlu eksensel simetrik bir sistem için çözüleceğinden hız, manyetik alan, yoğunluk ve basınç aşağıdaki gibi yazılmalıdır;

$$\begin{aligned}&\vec{V}(r,\theta)=V_r(r,\theta)\vec{e}_r+V_\phi(r,\theta)\vec{e}_\phi,\\ &\vec{B}(r,\theta)=B_r(r,\theta)\vec{e}_r+B_\phi(r,\theta)\vec{e}_\phi,\\ &\rho=\rho(r,\theta),\\ &p=p(r,\theta).\end{aligned} \tag{3.24}$$

Bu şartlar altında (3.21) hareket denkleminin r bileşeni,

$$\rho(\mathrm{v}_r\frac{\partial\mathrm{v}_r}{\partial r}-\frac{\mathrm{v}_\phi^2}{r})=-\frac{\partial p}{\partial r}-\rho\frac{GM}{r^2}-\frac{B_\phi^2}{\mu_0 r}-\frac{B_\phi}{\mu_0}\frac{\partial B_\phi}{\partial r}, \tag{3.25}$$

θ bileşenini

$$\rho v_\phi^2 \cot\theta = \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{B_r}{\mu_0}\frac{\partial B_r}{\partial \theta} + \frac{B_\phi^2 \cot\theta}{\mu_0} + \frac{B_\phi}{\mu_0}\frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} \qquad \textbf{(3.26)}$$

ve ϕ bileşeni

$$\rho v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \rho \frac{v_r v_\phi}{r} = \frac{B_r}{\mu_0}\frac{\partial B_\phi}{\partial r} + \frac{B_r}{\mu_0}\frac{B_\phi}{r} \qquad \textbf{(3.27)}$$

şeklinde yazılabilir. İşlemlerin kolaylaştırılması için hareket denklemlerinde kullanılan parametreler, aşağıdaki denklem setinde verilen ifadeler yardımıyla boyutsuz z, ρ', V, Ω', b, a, Q, ve u parametreleri cinsinden yazılacaktır.

$$z = \frac{r}{R_\odot}\ ,\ \rho = \frac{\rho'}{\rho_\odot}\ ,\ v = \frac{v_r}{v_\odot}\ ,$$

$$Q = \frac{2p}{\rho_\odot v_\odot^2},\quad v_\odot = \sqrt{\frac{2GM}{R_\odot}},\qquad v_\phi = \Omega r,$$

$$b^2 = \frac{B_\phi^2}{\mu_0 \rho_\odot v_\odot^2},\quad a^2 = \frac{B_r^2}{\mu_0 \rho_\odot v_\odot^2},\quad \Omega = \frac{v_\odot}{R_\odot}\Omega'. \qquad \textbf{(3.28)}$$

Bu denklem setinde kullanılan çoklukların değerleri, Çizelge 1.1'de verilmiştir. (3.28) eşitliği ile verilen boyutsuz ifadeleri kullanarak hareket denkleminin r bileşenini boyutsuzlaştırırsak

$$\rho'\rho_\odot\left(vv_\odot \frac{v_\odot}{R_\odot}\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{v_\odot^2}{R_\odot^2}\frac{\Omega'^2 R_\odot^2 z^2}{R_\odot z}\right) = -\frac{1}{R_\odot}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_\odot v_\odot^2}{2}Q\right) - \rho_\odot\rho'\frac{GM}{R_\odot^2 z^2}$$
$$-\frac{\mu_0\rho_\odot v_\odot^2 b^2}{\mu_0 R_\odot z} - \frac{\mu_0\rho_\odot v_\odot^2}{\mu_0}\frac{b}{R_\odot}\frac{\partial}{\partial z}b \qquad \textbf{(3.29)}$$

ifadesi elde edilir. (3.29) denkleminde, gerekli sadeleştirmeler yapılıp denklemin her iki tarafı $R_\odot$ ile çarpılırsa (3.30) eşitliği bulunur

$$\rho'\left(vv_\odot^2 \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\Omega'^2 v_\odot^2 z}{v_0^2 z}\right) = -\frac{v_\odot^2}{2}\frac{\partial Q}{\partial z} - \rho'\frac{GM}{z^2}\frac{1}{r_\odot} - \frac{v_\odot^2 b^2}{z^2} - v_\odot^2 b\frac{\partial}{\partial z}b. \qquad \textbf{(3.30)}$$

Basınç (Q) terimini yalnız bırakabilmek için ilk önce, (3.30) eşitliğinin her iki tarafı 2 ile çarpılıp, $v_{\odot}^2$ 'ye bölünürse;

$$2\rho'(v\frac{v_{\odot}^2}{v_{\odot}^2}\frac{\partial v}{\partial z}-\Omega'^2 v_{\odot}^2 z)=-\frac{\partial Q}{\partial z}-\rho'\frac{2GM}{R_{\odot}z^2}\frac{1}{v_{\odot}^2}-2\frac{v_{\odot}^2 b^2}{v_{\odot}^2 z}-\frac{2v_{\odot}^2}{v_{\odot}^2}b\frac{\partial}{\partial z}b \qquad \textbf{(3.31)}$$

halini alır. (3.31) denkleminde, gerekli sadeleştirmeler yapılarak

$$2\rho'(v\frac{\partial v}{\partial z}-\Omega'^2 z)=-\frac{\partial Q}{\partial z}-\frac{\rho'}{z^2}-2\frac{b^2}{z}-2b\frac{\partial}{\partial z}b \qquad \textbf{(3.32)}$$

ifadesi bulunur. Aynı mantıkla, hareket denkleminin Θ bileşeni boyutsuzlaştırılırsa

$$\rho_{\odot}\rho'\frac{v_{\odot}^2}{R_{\odot}^2}\Omega'^2 R_{\odot}^2 z^2\cot\theta=\frac{\partial}{\partial\theta}(\frac{\rho_{\odot}v_{\odot}^2}{2}Q)+\frac{\mu_0\rho_{\odot}v_{\odot}^2}{\mu_0}a\frac{\partial a}{\partial\theta}+$$
$$\frac{\mu_0\rho_{\odot}v_{\odot}^2}{\mu_0}b^2\cot\theta+\frac{\mu_0\rho_{\odot}v_{\odot}^2}{\mu_0}b\frac{\partial b}{\partial\theta} \qquad \textbf{(3.33)}$$

eşitliği elde edilir. (3.33) denkeminde, gerekli sadeleştirmeler yapılıp denklemin her iki tarafı $\rho_{\odot}$ 'na bölünürse;

$$\rho' v_{\odot}^2\Omega'^2 z^2\cot\theta=\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{Q}{2}\right)+a\frac{\partial a}{\partial\theta}+b^2\cot\theta+b\frac{\partial b}{\partial\theta} \qquad \textbf{(3.34)}$$

halini alır. (3.34) eşiliğinin her iki tarafı 2 ile çarpılırsa

$$2\rho'\Omega'^2 z^2\cot\theta=\frac{\partial Q}{\partial\theta}+2a\frac{\partial a}{\partial\theta}+2b^2\cot\theta+2b\frac{\partial b}{\partial\theta} \qquad \textbf{(3.35)}$$

eşitliği elde edilir ve son olarak, hareket denkleminin ϕ bileşeni boyutsuzlaştırmak için (3.28)'deki ifadeler (3.27)'de yerine konulduğunda

$$\rho_{\odot}\rho' v v_{\odot}\frac{1}{R_{\odot}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v_{\odot}}{R_{\odot}}\Omega' R_{\odot}z\right)+\rho_{\odot}\rho' v_{\odot}v\frac{v_{\odot}}{R_{\odot}}\Omega' R_{\odot}z\frac{1}{R_{\odot}z}$$
$$=\frac{\sqrt{\mu_0\rho_{\odot}v_{\odot}^2}}{\mu_0}\frac{a}{R_{\odot}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\sqrt{\mu_0\rho_{\odot}v_{\odot}^2}b\right)+\frac{\sqrt{\mu_0\rho_{\odot}v_0^2}}{\mu_0}a\frac{\sqrt{\mu_0\rho_0 v_1^2}}{r_0 z}b \qquad \textbf{(3.36)}$$

denklemi bulunur. (3.36) eşitliğinde, gerekli sadeleştirmeler yapıldıktan sonra

$$\rho' \mathrm{v} \frac{\partial}{\partial z}(\Omega' z) + \rho' \mathrm{v} \Omega' = a \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{ab}{z} \tag{3.37}$$

ifadesi bulunur.

Eksensel simetrik bir sistem için süreklilik denklemi

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho \mathrm{v}_r) = 0 \tag{3.38}$$

şeklini alır. Daha sonra boyutsuzlaştırıldığında

$$\frac{1}{r_\odot} \frac{\partial}{\partial z}(r_\odot^2 z^2 \rho_\odot \rho' \mathrm{v}_\odot \mathrm{v}) = 0 \tag{3.39}$$

halini alır. (3.39) denkleminde, gerekli sadeleştirmeler yapılırsa

$$\frac{\partial}{\partial z}(z^2 \rho' \mathrm{v}) = 0 \tag{3.40}$$

eşitliği elde edilir. Aynı biçimde, manyetik tek kutup yok denklemi ifade edilip

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) = 0 \tag{3.41}$$

gerekli işlemler yapıldığında;

$$\frac{\partial}{\partial z}(z^2 a) = 0 \tag{3.42}$$

denklemi bulunur.

Hareket denkleminin z ve θ bileşenlerindeki basınç (Q) terimlerinin yok edilmesi için z bileşeni θ, ya ve θ bileşenini z' ye göre türevlenerek (3.43) ve (3.44) eşitlikleri elde edilir

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(2\rho'\Omega'^2 z\right)-\left(2\rho'\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z}\right)=\frac{\partial^2 Q}{\partial z\partial\theta}+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\rho'}{z^2}\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{2b^2}{z}\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(2b\frac{\partial b}{\partial z}\right), \qquad \textbf{(3.43)}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(2\rho'\Omega'^2 z^2\cot\theta\right)=\frac{\partial^2 Q}{\partial z\partial\theta}+\frac{\partial}{\partial z}\left(2a\frac{\partial a}{\partial\theta}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(2b^2\cot\theta\right)+\frac{\partial}{\partial z}(2b\frac{\partial b}{\partial\theta}). \qquad \textbf{(3.44)}$$

(3.43) ve (3.44) eşitliklerindeki $\frac{\partial^2 Q}{\partial z\partial\theta}$ terimleri eşitlenerek

$$\begin{aligned}&2z\frac{\partial}{\partial\theta}(\rho'\Omega'^2)-2\frac{\partial}{\partial\theta}(\rho'\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z})-\frac{1}{z^2}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\rho'\right)-\frac{2}{z}\frac{\partial}{\partial\theta}b^2-2\frac{\partial}{\partial\theta}\left(b\frac{\partial b}{\partial z}\right)=\\&2\cot\theta\frac{\partial}{\partial z}(\rho'\Omega'^2 z^2)-2\frac{\partial}{\partial z}(a\frac{\partial a}{\partial\theta})-2\cot\theta\frac{\partial b^2}{\partial z}-2\frac{\partial}{\partial z}(b\frac{\partial b}{\partial\theta})\end{aligned} \qquad \textbf{(3.45)}$$

denklemi elde edilir. Son bulunan eşitlikte kullanılan boyutsuz parametreler, aşağıdaki gibi değişkenlerine ayrılabilir.

$$\mathrm{v}=M(z)\psi(\theta)$$

$$a=\frac{f(\theta)}{z^2}$$

$$\rho'=\frac{J(\theta)}{M(z)z^2} \qquad \textbf{(3.46)}$$

$$b=B(z)g(\theta)$$

$$\Omega'=N(z)\varphi(\theta)$$

Değişkenlerine ayrılmış olan boyutsuz parametreler, (3.45) denkleminde yerine konulursa

$$\begin{aligned}&\frac{N^2}{Mz}\frac{d}{d\theta}(J\varphi^2)-\frac{1}{z^2}\frac{dM}{dz}\frac{d}{d\theta}(J\varphi^2)-\frac{1}{2z^4}\frac{1}{M}\frac{dJ}{d\theta}-\frac{B^2}{z}\frac{dg^2}{d\theta}-B\frac{dB}{dz}\frac{d}{d\theta}g^2\\&-J\varphi^2\cot\theta\frac{d}{dz}(\frac{N^2}{M})+f\frac{df}{d\theta}\frac{d}{dz}(\frac{1}{z^4})+g\frac{dg}{d\theta}\frac{d}{dz}B^2+g^2\cot\theta\frac{d}{dz}B^2=0\end{aligned} \qquad \textbf{(3.47)}$$

eşitliği elde edilir.

3.5. Açısal Bağımlılıklar

Lima ve Priest'in (1993)'de ve Çavuş (2007)'de kullanılan yönteme benzer şekilde gerekli basitleştirmeler aşağıdaki gibi yapılırsa açısal bağımlılıklar sırasıyla elde edilebilir. Bu çalışmalarda da anlatıldığı gibi (3.46) denklem setinde verilen enlemsel açı θ'ya bağımlılıkların elde edilebilmesi için açısal bağımlılık gösteren terimlerin birbirleriyle orantılı olması gerekmektedir.

Bu durumda sekizinci ve dokuzuncu terimlerden;

$$g\frac{dg}{d\theta} = \varepsilon g^2 \cot\theta \tag{3.48}$$

eşitliğine ulaşılır. Buradan

$$g = \sin^{\varepsilon}\theta \tag{3.49}$$

elde edilir. Burada kullanılan ε, küresellik parametresi olarak isimlendirilebilir. Şayet ε=0 ise, sistem enlemsel açı θ'ya bağlı olmayacak yani küresel simetrik olacaktır. Sonrasında, yedinci ve dokuzuncu terimlerin

$$f\frac{df}{d\theta} = \eta\varepsilon g^2 \cot\theta \tag{3.50}$$

birbirine orantılı olmasından

$$f(\theta) = \sqrt{1+\eta\sin^{2\varepsilon}\theta} \tag{3.51}$$

yazılabilir. (3.50) eşitliğinde verilen η, manyetik alanın çapsal bileşenine ait şekil parametresi olarak isimlendirilebilir. Üçüncü ve dokuzuncu terimlerin birbiriyle orantılı olmasından yola çıkarak

$$\frac{dJ}{d\theta} = 2\delta\varepsilon g^2 \cot\theta, \tag{3.52}$$

yoğunluğun açısal bağımlılığı

$$J(\theta) = 1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta \tag{3.53}$$

elde edilir. (3.52) eşitliğinde verilen δ, yoğunluğa ait şekil parametresi olarak isimlendirilebilir. Altıncı ve dokuzuncu terimlerden aynı mantıkla

$$J\varphi^2 \cot\theta = g^2 \cot\theta, \tag{3.54}$$

açısal hızın enlemsel açıya bağımlılığı

$$\varphi = \frac{\sin^{\varepsilon} \theta}{\sqrt{1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta}} \tag{3.55}$$

olarak yazılabilir. En son olarak, hızın açısal bağımlılığını bulmak için değişken ayrımı yöntemi, hareket denkleminin boyutsuzlaştırılmış Φ bileşenine uygulanırsa

$$\frac{J}{Mz^2} M\psi \frac{\partial}{\partial z}(N\varphi z) + \frac{J}{Mz^2} M\psi N\varphi = \frac{f}{z^2} \frac{\partial}{\partial z}(Bg) + \frac{f}{z^2} \frac{Bg}{z} \tag{3.56}$$

elde edilir. (3.56) denkleminde, gerekli sadeleştirmeler yapıldığında

$$J\psi\psi\left(\frac{d}{dz}(Nz) + N\right) = fg\left(\frac{dB}{dz} + \frac{B}{z}\right) \tag{3.57}$$

denklemi bulunur. (3.57) eşitliğindeki açısal bağımlığı olan terimler, birbirlerine oranlanırsa

$$J\psi\psi = fg \tag{3.58}$$

ifadesi yazılabilir. (3.58) eşitliğinde (3.49), (3.51) ve (3.53) sonuçları, yerine konulursa

$$(1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta) \frac{\sin^{\varepsilon} \theta}{\sqrt{1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta}} \psi = \sin^{\varepsilon} \theta \sqrt{1 + \eta \sin^{2\varepsilon} \theta} \tag{3.59}$$

olarak yazılır. (3.59)'da gerekli işlemler yapıldıktan sonra, hızın radyal bağımlılığının açısal bağımlılığı

$$\psi = \sqrt{\frac{1+\eta \sin^{2\varepsilon}\theta}{1+\delta \sin^{2\varepsilon}\theta}} \tag{3.60}$$

olarak elde edilir.

3.6. Boyutsuz Çapsal Parametre z'ye Olan Bağımlılıklar

Bir önceki alt bölümde, fiziksel parametrelerin enlemsel açı θ'ya olan bağımlılıkları, değişken ayrımı yöntemi ile bulunmuştur. Bu alt bölümde, boyutsuz çapsal parametre z'ye olan bağımlılıkları verilecektir.

Manyetik alanın r bileşeninin boyutsuz halini ifade eden a'nın z'ye bağımlılığı (3.42) yardımıyla

$$a'\text{nın z bağımlılığı} \propto \frac{B_\odot}{\sqrt{\mu_0 \rho_\odot \mathrm{v}_\odot^2}} \frac{1}{z^2} \tag{3.61}$$

olarak elde edilir. $B_\odot$=2.5 Gauss (Gombosi, 1998) olarak kullanılacaktır. Foukal ve Jokiphi (1975)'nin önerdiği, açısal momentumun r'ye bağımlılığından yola çıkarak *N(z)* aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$N(z) = \Omega_\odot \frac{R_\odot}{\mathrm{v}_\odot} \frac{1}{z^2} \tag{3.62}$$

Manyetik alanın ϕ bileşenine ait eşitlik Gombosi (1998) ve Priest (2000) çalışmalarında gösterildiği gibi

$$B(z) = \frac{B_\odot}{\sqrt{\mu_0 \rho_\odot \mathrm{v}_\odot^2}} \frac{\Omega_\odot R_\odot}{\mathrm{v}_{A_\odot} \mathrm{v}_\odot} \frac{1}{z} \tag{3.63}$$

olarak yazılabilir. Koronal deliklerde, manyetik alanın Güneş'ten rüzgar biçiminde çıkış yapan akışa paralel olduğu gerçeğinden yola çıkılarak elde edilen (3.23) eşitliği yardımıyla

$$\left(\mathrm{v}_\phi B_r - \mathrm{v}_r B_\phi\right) = 0 \tag{3.64}$$

bulunur. Bu eşitlik

$$\frac{\mathrm{v}_{\phi}}{\mathrm{v}_{r}} = \frac{B_{\phi}}{B_{r}} \qquad \textbf{(3.65)}$$

halini alır. (3.65) ifadesinde, $v_{\phi} = \Omega r$ eşitliği yerine konulursa

$$\frac{\Omega \mathrm{r}}{\mathrm{v}_{r}} = \frac{B_{\phi}}{B_{r}} \qquad \textbf{(3.66)}$$

denklemi bulunur. (3.28) boyutsuz ifadeleri yerine konarak ve gerekli sadeleştirmeler yapıldığında hızın çapsal bileşeni için

$$\mathrm{v} = \frac{\Omega' z a}{b} \qquad \textbf{(3.67)}$$

ifadesine ulaşılabilir. Son eşitlik yardımıyla radyal hızın z bağımlılığı *M(z)* ve dolayısıyla boyutsuz yoğunluluğun z'ye bağımlılığı da ($\frac{1}{M(z)z^2}$) elde edilebilir. Bu tezin devam eden bölümlerinde, sırasıyla, yukarıda anlatılan fiziksel çoklukların değişimleri verilecektir. Son bölümde ise yapılmış olan model önceki çalışmalarla karşılaştırılarak tartışılacak ve sunulacaktır.

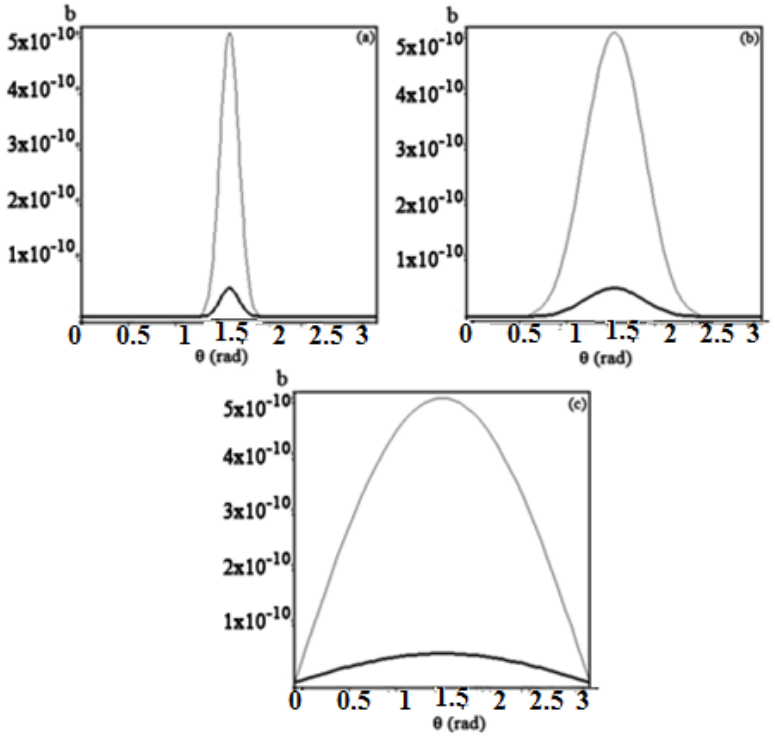
BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu bölümde, fiziksel parametrelerdeki değişimler için iki ve üç boyutlu grafikler yardımı ile inceleme yapılacaktır. Bu amaçla, küresellik parametresi ε, manyetik alanın şekil parametresi η ve yoğunluğun şekil parametresi δ'nın değişik parametrik değerleri için incelemeler yapılacaktır. Bu incelemelerde sırasıyla, gerek, enlemsel açı θ'ya gerekse çapsal uzunluk z'ye bağlı değişimleri verilecektir.

4.1. Açısal Bağımlılıklar

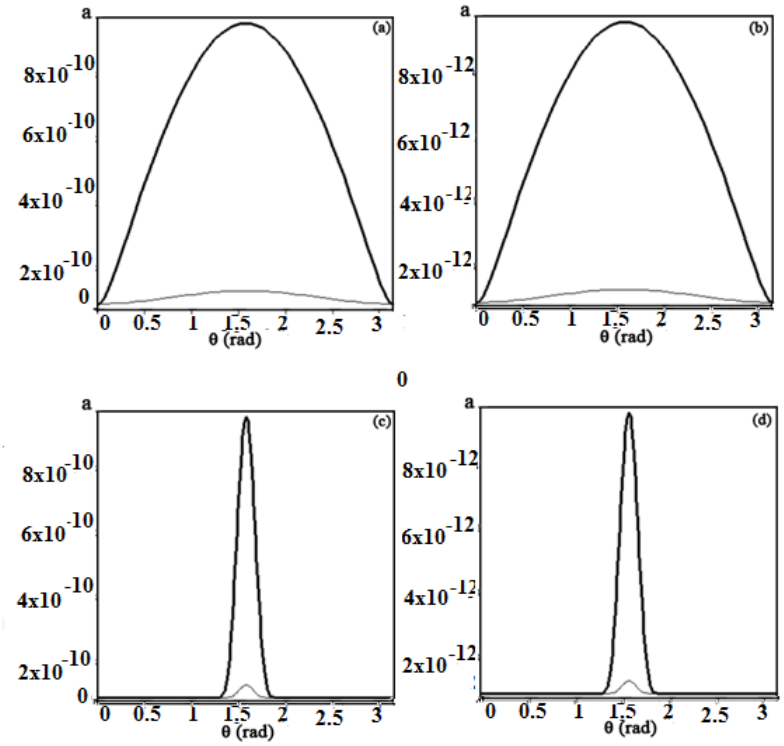
Üçüncü bölümde verilen eşitlikler yardımıyla, yoğunluk, manyetik alanının r ve ϕ bileşenleri, açısal hız ve çizgisel hızın r ve ϕ bileşenlerindeki enlemsel açı Θ'ya bağlı değişimler, iki boyutlu grafikler halinde, Şekil 4.1-4.9'da sunulmuştur.



Şekil 4.1. b'nin açısal değişiminin z=10 (ince çizgi) ve z=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=100 (b) ε=10 (c) ε=1.

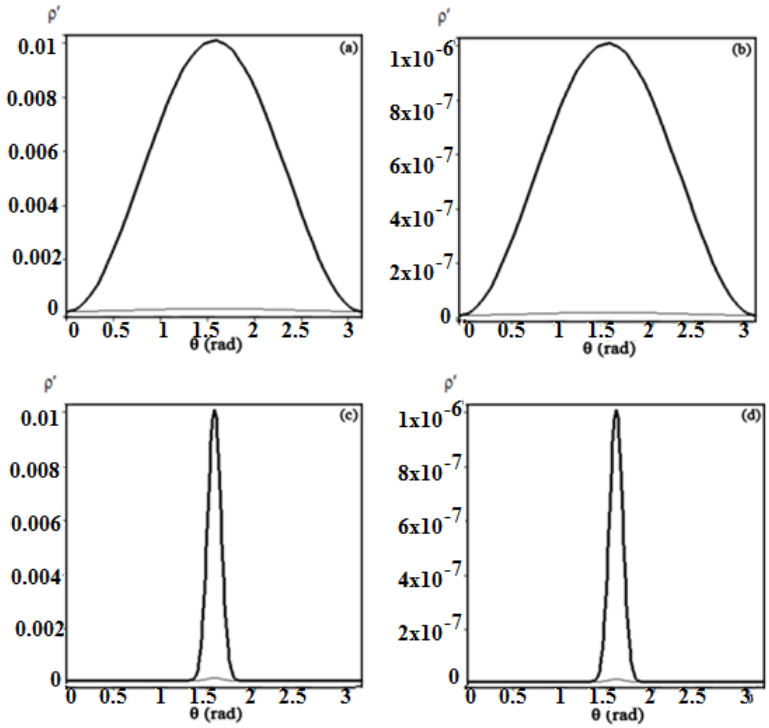
Şekil 4.1'de, boyutsuz manyetik alan b'nin, değişik ε değerleri için enlemsel açı Θ'ya göre değişimi verilmektedir. Boyutsuz manyetik alan b'nin, ekvator düzleminde

(Θ=π/2) maksimum değerine ulaştığı görülmektedir. Güneş'ten uzaklaştıkça çapsal parametre z'nin, artan değerlerinde ters orantılı olarak azaldığı görülmektedir. ε'nun değerlerine bağlı olarak ise, artan ε değerlerinde manyetik alanın, ekvator düzlemi civarında yoğunlaştığı azalan değerlerinde ise daha geniş bir bölgede etkili olduğu saptanmıştır. Boyutsuz b parametresi, ekvator düzleminden uzaklaştıkça manyetik alan değişimi azalmaktadır.



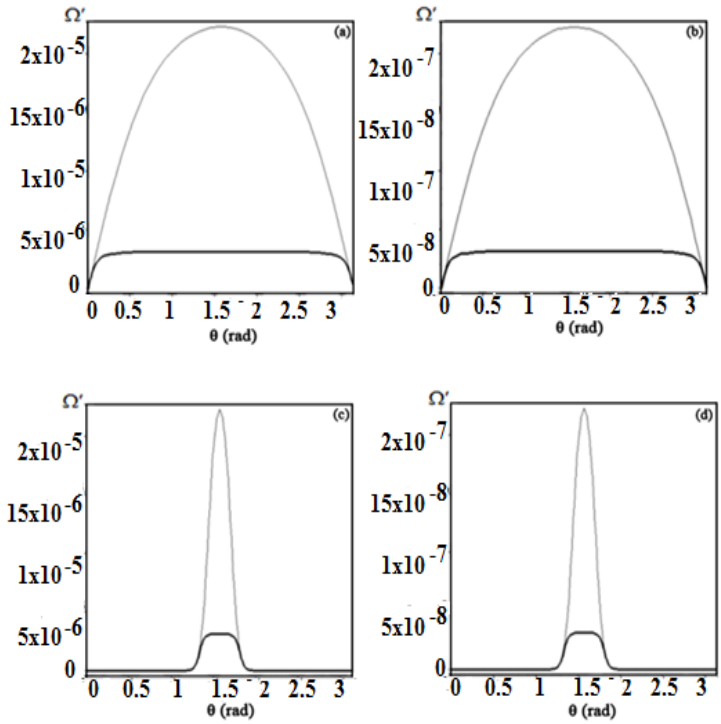
Şekil 4.2. a'nın açısal değişiminin η=1 (ince çizgi) ve η=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1-z=10 (b) ε=1-z=100 (c) ε=100-z=10 (d) ε=100-z=100.

Şekil 4.2'de, boyutsuz manyetik alan a'nın değişik ε, η ve çapsal parameter (z) kombinasyonları için Θ'ya göre değişimi gösterilmiştir. η'nın artan değerlerinde, manyetik alanın maksimum değerinin de arttığı görülmektedir. z'nin artan değerlerinde, manyetik alan değeri ise azalmaktadır. ε'nun bağımlılığı bakımından artan ε değerlerinde a parametresinin ekvator düzlemi civarında maksimuma ulaştığı, azalan değerlerinde ise daha geniş bir bölgede belirgin olduğu bulunmuştur. a parametresi, Θ=π/2'den uzaklaştıkça azalmaktadır.



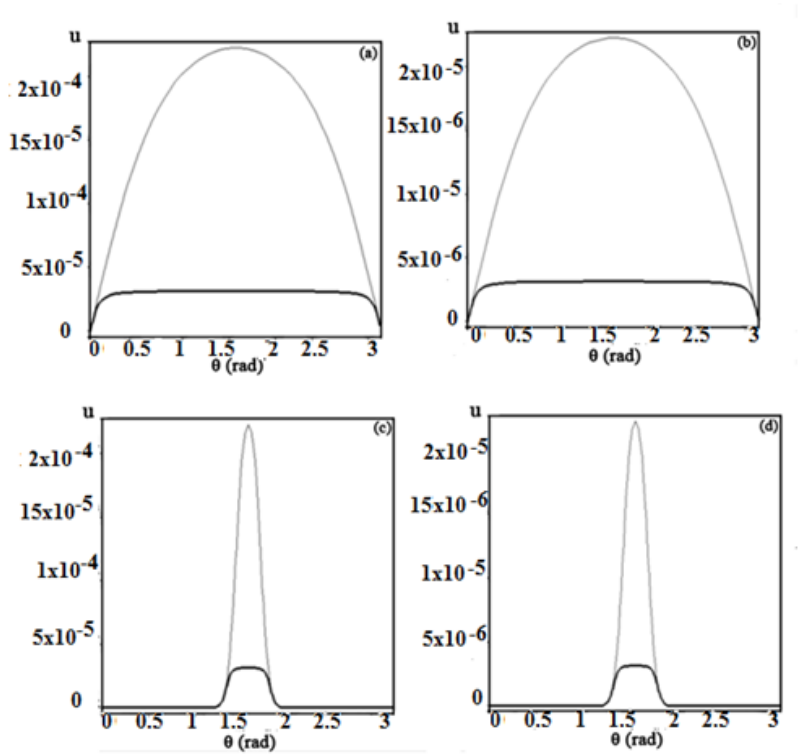
Şekil 4.3**.** Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 z=100.

Şekil 4.3' de, boyutsuz yoğunluk ρ′'nün, farklı ε, δ ve çapsal parametre z kombinasyonları için Θ' nın θ'ya göre değişimi irdelenmektedir. δ'nın artan değerlerinde boyutsuz yoğunluğun Θ=π/2'de daha hızlı bir biçimde maksimum değerine ulaştığı sonucuna varılabilir. ε'nun değerlerine bağlı olarak artan ε değerlerinde, ekvator düzlemi civarındaki yoğunluk oldukça fazladır. Azalan değerlerinde ise, yoğunluğun daha geniş bir bölgede oluştuğu görülmektedir.



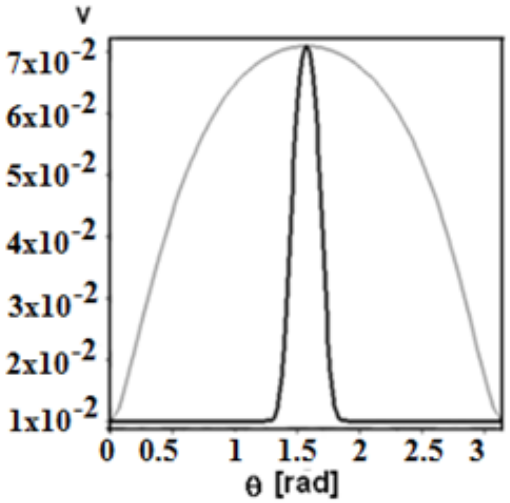
Şekil 4.4. Boyutsuz açısal hızın (Ω′) açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 - z=100.

Şekil 4.4'de, boyutsuz açısal hız Ω′'nın, değişik ε, δ ve çapsal parametre z kombinasyonları için enlemsel açı Θ'ya bağlı değişimleri irdelenmektedir. δ'ya bağlı olarak boyutsuz açısal hızın, aynı ε veya z değerlerinde farklılık gösterdiği görülmüştür. Artan δ ve z değerleri için açısal hızın maksimum değerinin azaldığı görülmektedir. Artan ε değerlerinde ise, ekvator düzleminden uzaklaşıldıkça boyutsuz açısal hızın açısal değişiminin, dar bir aralıkta olduğu görülmüştür.



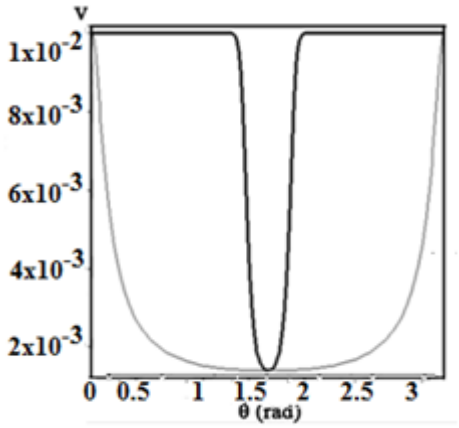
Şekil 4.5. Hızın ϕ-bileşenin boyutsuz hali (u)'nin açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 - z=100.

Şekil 4.5'te hızın ϕ-bileşeninin boyutsuz hali (u)'nun farklı ε, δ ve çapsal parametre z için değişimleri sunulmaktadır Artan δ ve z değerleri için hızın ϕ-bileşeninin, tıpkı açısal hız gibi azaldığı görülmektedir. ε'na bağımlılığı ise; diğer fiziksel parametrelerde olduğu gibi ε'nun artan değerlerinde u parametresinin ekvator düzlemi yakınlarında yoğunlaştığı azalan değerlerinde ise daha geniş bir bölgede belirgin olduğu bulunmuştur.



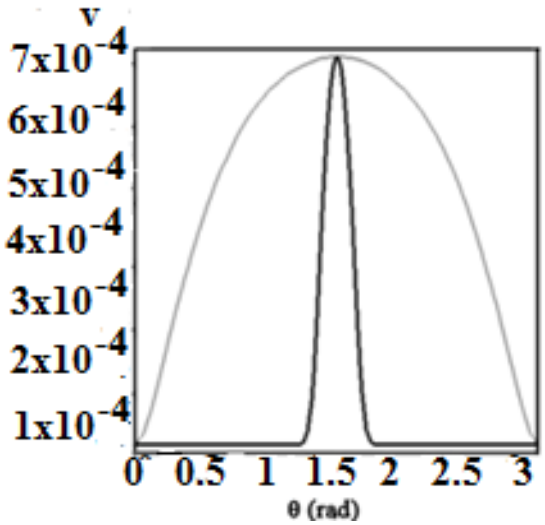
Şekil 4.6. Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=10'da ε=1 - δ=1 - η=100 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=1 - η=100 (kalın çizgi) için gösterimi.

Şekil 4.6'da z=10'da hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin değişik δ, η ve ε için enlemsel açı Θ'ya göre değişimi irdelenmektedir. Boyutsuz v parametresinin, ekvator düzleminde (Θ=π/2) maksimum değerine ulaştığı görülmektedir. ε'nun değerlerine bağlı olarak ise, artan ε değerlerinde hızın r bileşeni, boyutsuz halinin ekvator düzlemi civarında maksimum değerine yaklaştığı azalan değerlerinde ise, daha geniş bir bölgede etkili olduğu bulunmuştur.



Şekil 4.7. Hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin açısal değişiminin z=10'da ε=1 - δ=100 - η=1 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=100 - η=1 (kalın çizgi) için gösterimi.

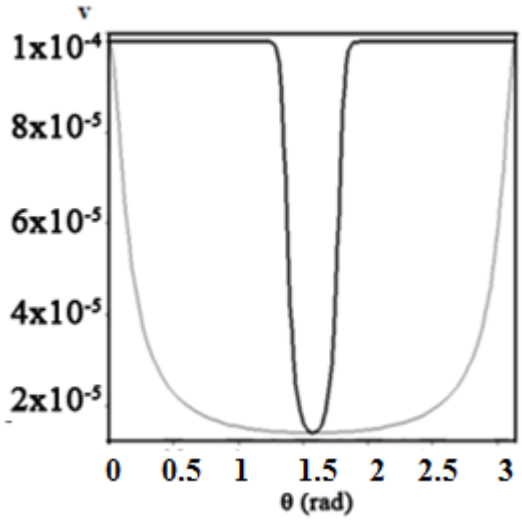
Şekil 4.7'de z=10'da hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin değişik δ, η ve ε değişimleri için enlemsel açı θ'ya bağlı değişimi verilmiştir. Boyutsuz v parametresinin, ekvator düzleminde (Θ=π/2) uzaklaştıkça minimum değerine ulaştığı gösterilmektedir. ε'nun bağımlılığında ise, artan ε değerlerinde v parametresinin ekvator düzlemi civarında yoğunlaştığı, daha dik bir şekilde minimuma düştüğü görülebilir. Şekil 4.6 ile karşılaştırıldığında ise, η değerinin azalması durumunda (100'den 1'e düşmesi), ekvatoral düzlem üzerinde maksimum yerine minimum değerin oluşmasına neden olmaktadır.



Şekil 4.8. Hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin açısal değişiminin z=100'de ε=1 - δ=1 - η=100 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=1- η=100 (kalın çizgi) için gösterimi.

Şekil 4.8'de, z=100'de hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin değişik δ, η ve ε ve

için enlemsel açı Θ'ya göre değişimi sunulmaktadır. Hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v), ε'nun 1'den büyük değerlerinde, daha hızlı bir biçimde maksimum noktasına ulaşır. Şekil 4.8'deki değişim Şekil 4.6 ile karşılaştırıldığında, v parametresinin, artan z değerlerinde azaldığı görülmektedir.

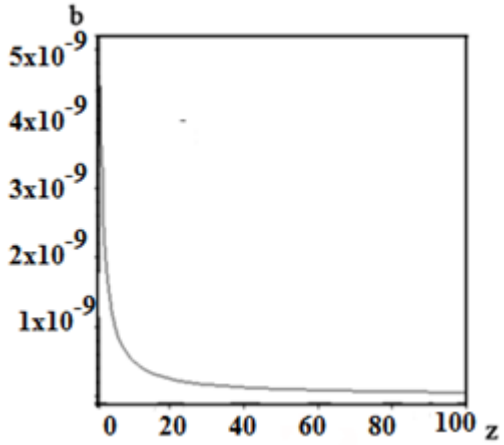


Şekil 4.9. Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=100'de ε=1 - δ=100 - η=1 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=100- η=1 (kalın çizgi) için gösterimi.

Şekil 4.9'da, z=100'de hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin değişik δ, η ve ε için enlemsel açı Θ'ya göre değişimi verilmekted. Hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v), ε'nun artan değerlerinde, Şekil 4.7'de olduğu gibi, daha dik biçimde minimuma ulaştığı görülmektedir. Şekil 4.9'daki değişim şekil 4.7'yle karşılaştırıldığında, v parametresi açısal değişiminin z parametresine bağlı olarak, artan z değerlerinde azaldığı bulunmuştur.

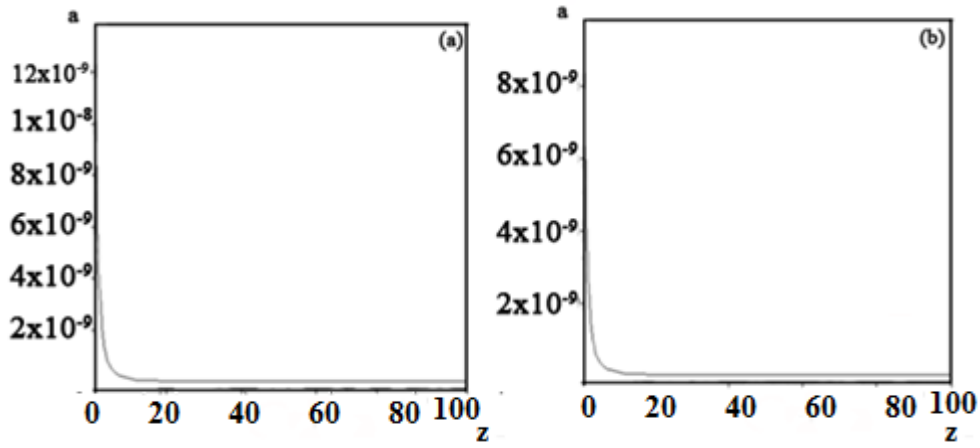
4.2. Çapsal Değişimler

Şimdi, bir önceki alt bölümde enlemsel açıya bağlı değişimleri verilen fiziksel parametrelerin, ekvator düzlemi üzerindeki çapsal parameter z'ye bağımlılıkları, Şekil 4.10- Şekil 4.15'te grafikler halinde sunulacaktır.



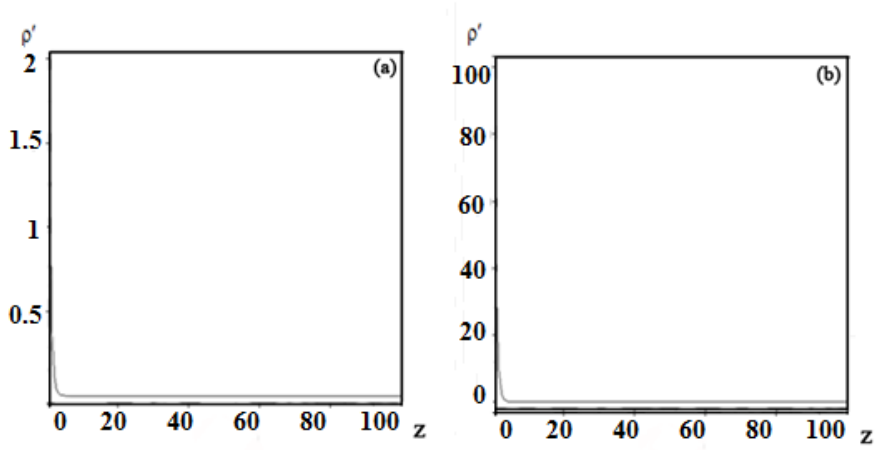
Şekil 4.10. Tüm ε değerlerinde b'nin çapsal değişimi ($\theta=90^o$).

Şekil 4.10'da ε'nun tüm değerleri için boyutsuz manyetik alan b parametresinin, z'ye bağlı değişimi sunulmaktadır. b parametresi, z'deki değişim arttıkça azalmaktadır.



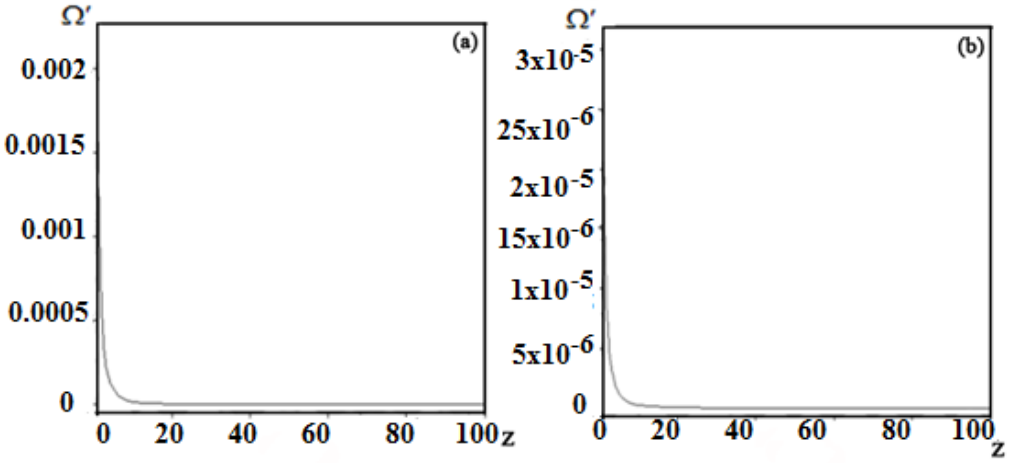
Şekil 4.11. Tüm ε değerlerinde (a) η=1 ve (b) η=100 için a'nın çapsal değişimi ($\theta=90^o$).

Şekil 4.11'de, manyetik alanın radyal bileşeninin boyutsuz hali a'nın, değişik η değerleri için z'ye göre değişimleri verilmektedir. Şekilden de görüleceği gibi, hem artan z değerlerine gore hem de artan η değerlerine göre manyetik alanın çapsal bileşeninin değeri de azalmaktadır.



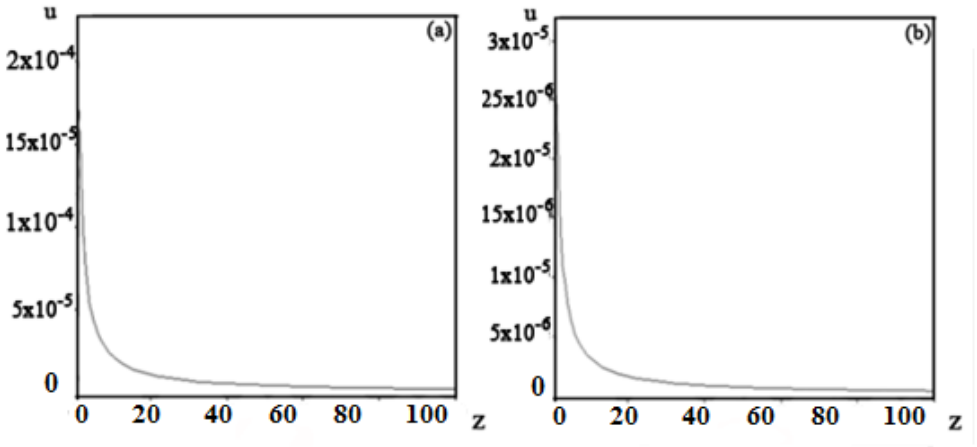
Şekil 4.12. Tüm ε değerlerinde (a)δ =1 ve (b) δ=100 için boyutsuz yoğunluğun çapsal değişimi (θ=90°).

Şekil 4.12'de boyutsuz yoğunluk ρ′'nün, farklı δ değerleri için çapsal parametre z'ye göre değişimleri irdelenmektedir. 4.12'den de görüleceği gibi, çapsal uzaklık, z arttıkça azalırken, δ değerlerine göre, yoğunluk artmaktadır.



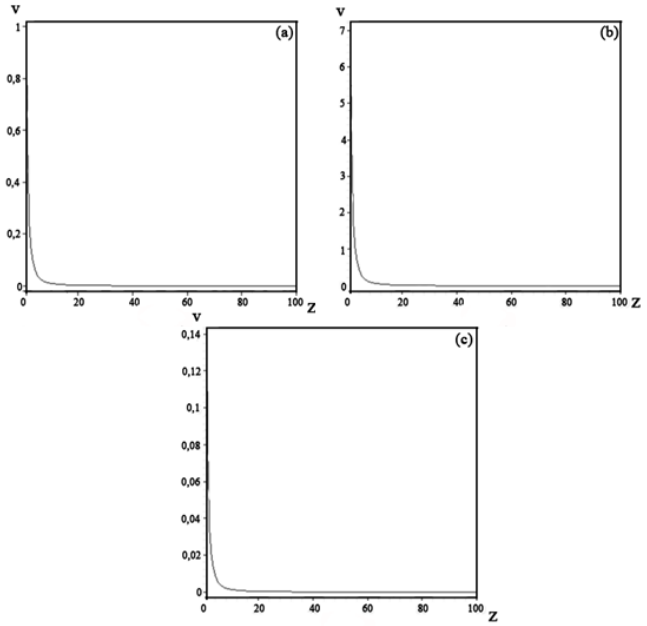
Şekil 4.13. Tüm ε değerlerinde (a)δ =1 ve (b) δ=100 için boyutsuz açısal hızın çapsal değişimi (θ=90°).

Şekil 4.13'de, boyutsuz açısal hız Ω′'nın farklı δ değerleri için çapsal parametre z'ye göre değişimleri irdelenmektedir. Hem artan çapsal parameter z'nin değerlerine göre hem de artan δ değerlerine göre, boyutsuz açısal hız Ω′ azalmaktadır.



Şekil 4.14. Tüm ε değerlerinde (a) δ =1 ve (b) δ=100 için hızın ϕ-bileşeninin boyutsuz halinin çapsal değişimi (θ=90°).

Şekil 4.14'de, hızın ϕ-bileşeninin boyutsuz hali (u)'nun farklı δ değerleri için çapsal parametre z'ye göre değişimleri görülmektedir. u parametresi, hem z'nin hem de δ'nin artan değerlerine göre azalmaktadır.



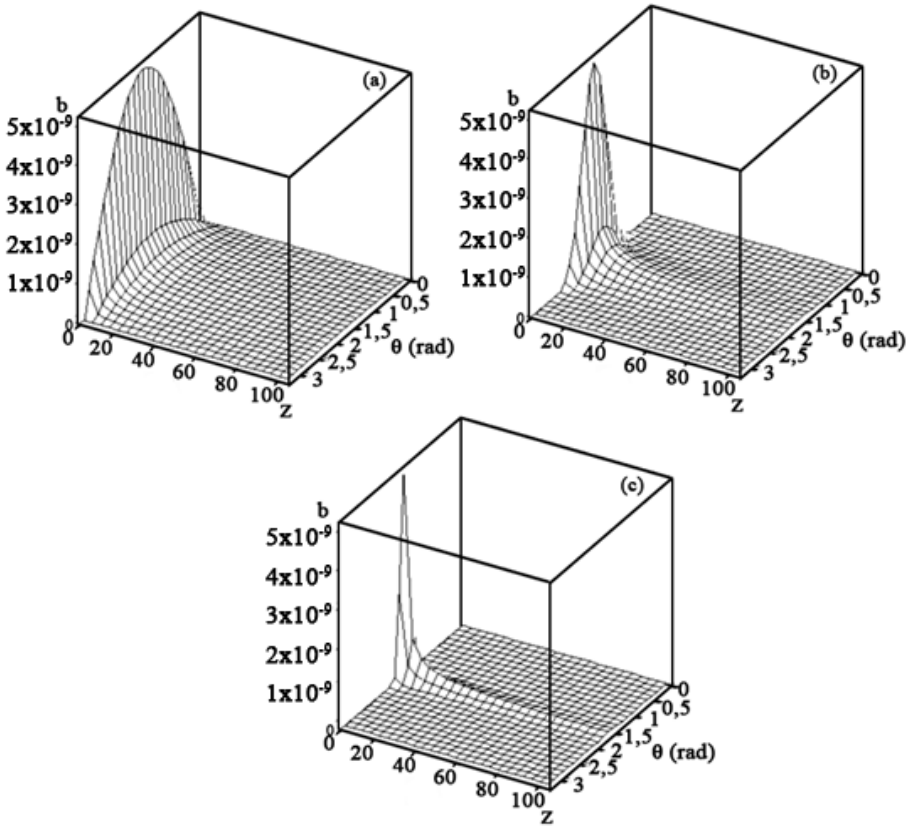
Şekil 4.15. θ=90° için hızın r-bileşenin boyutsuz hali (v)'nin çapsal değişimi: (a) ε=1 - δ=1 - η=1, (b) ε=1 - δ=1 - η=100 ve (c) ε=1 - δ=100 - η=1.

Şekil 4.15'te hızın r-bileşeninin boyutsuz hali olan v'nin çapsal değişimi

sunulmaktadır. Tüm durumlarda, z'nin artan değerlerinde hız (v) azalmaktadır. v'nin maksimum değeri (a) ve (b) karşılaştırıldığında, η'nın artan değerlerinde (1'den 100 100'e geçtiği zaman) artmakta (a) ve (c) karşılaştırıldığında ise δ arttığında azalmaktadır.

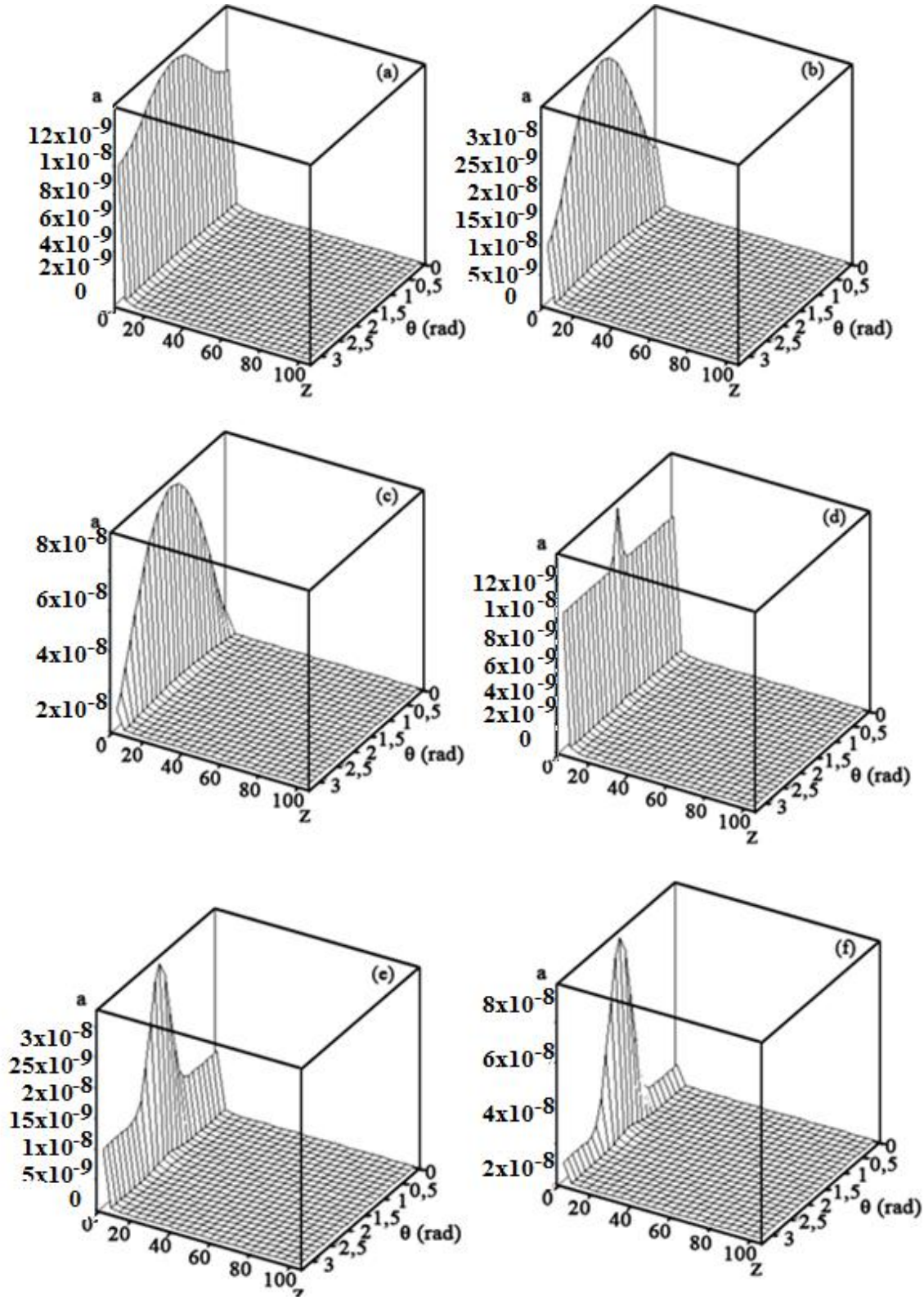
4.3. Değişimlerin Üç Boyutlu Gösterimleri

Burada, ilk iki alt bölümde enlemsel açı θ ve çapsal parametre z'ye göre değişimleri verilen fiziksel parametrelerin her iki koordinata da aynı andaki bağımlılıkları, üç boyutlu grafiklerle irdelenecektir (Şekil 4.16-Şekil 4.25).

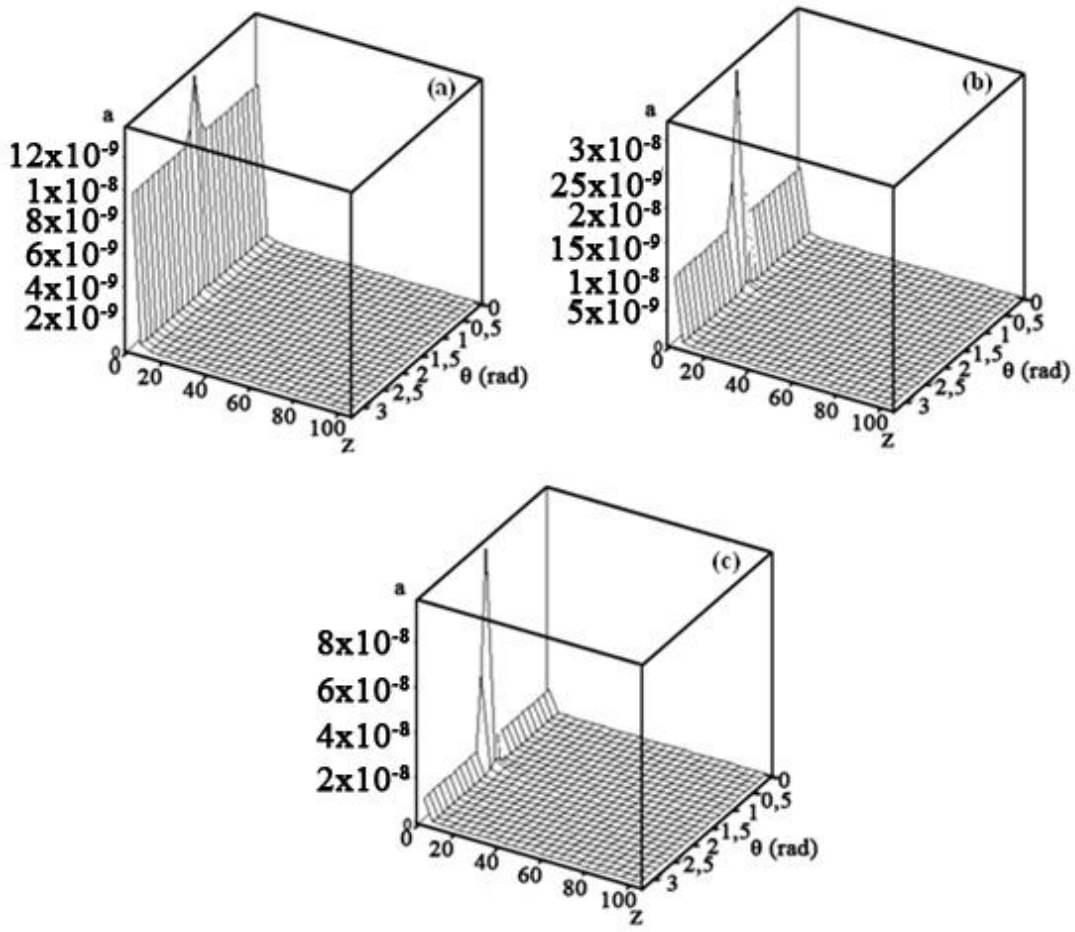


Şekil 4.16. Manyetik alanın ϕ-bileşeninin boyutsuzlaştırılmış hali b'nin değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1, (b) ε=10 ve (c) ε=100.

Şekil 4.1 ve 4.10'da da görüldüğü gibi, manyetik alan ϕ bileşeni (b) artan z değerlerinde azalırken, artan ε değerlerinde ekvatoral düzlem üzerinde yoğunlaşmaktadır Bu durum, Şekil 4.16'da daha net biçimde anlaşılmaktadır.

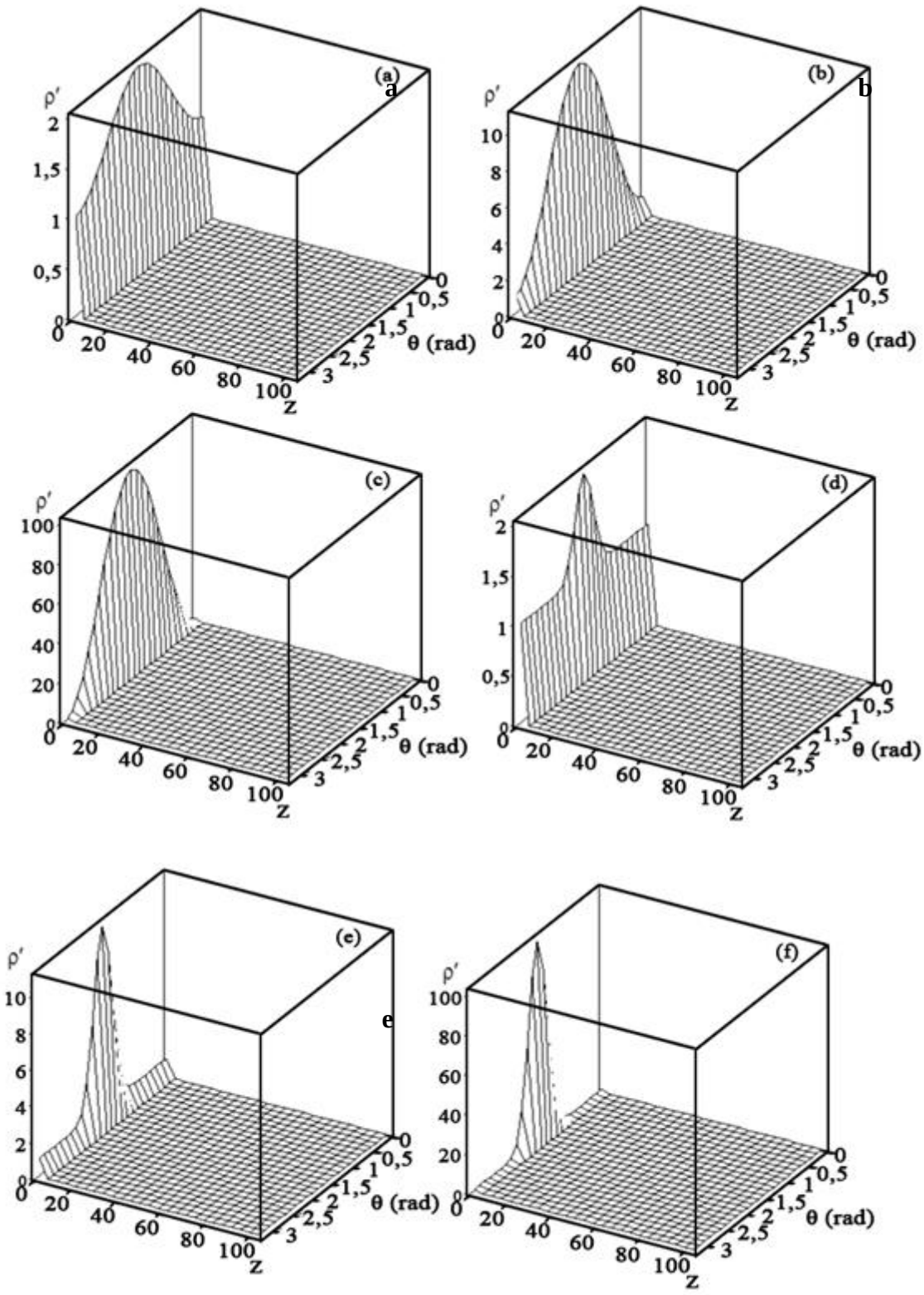


Şekil 4.17. a'nın değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1-η=1, (b) ε=1-η=10, (c) ε=1-η=100, (d) ε=10-η=1, (e) ε=10-η=10, (f) ε=10-η=100.

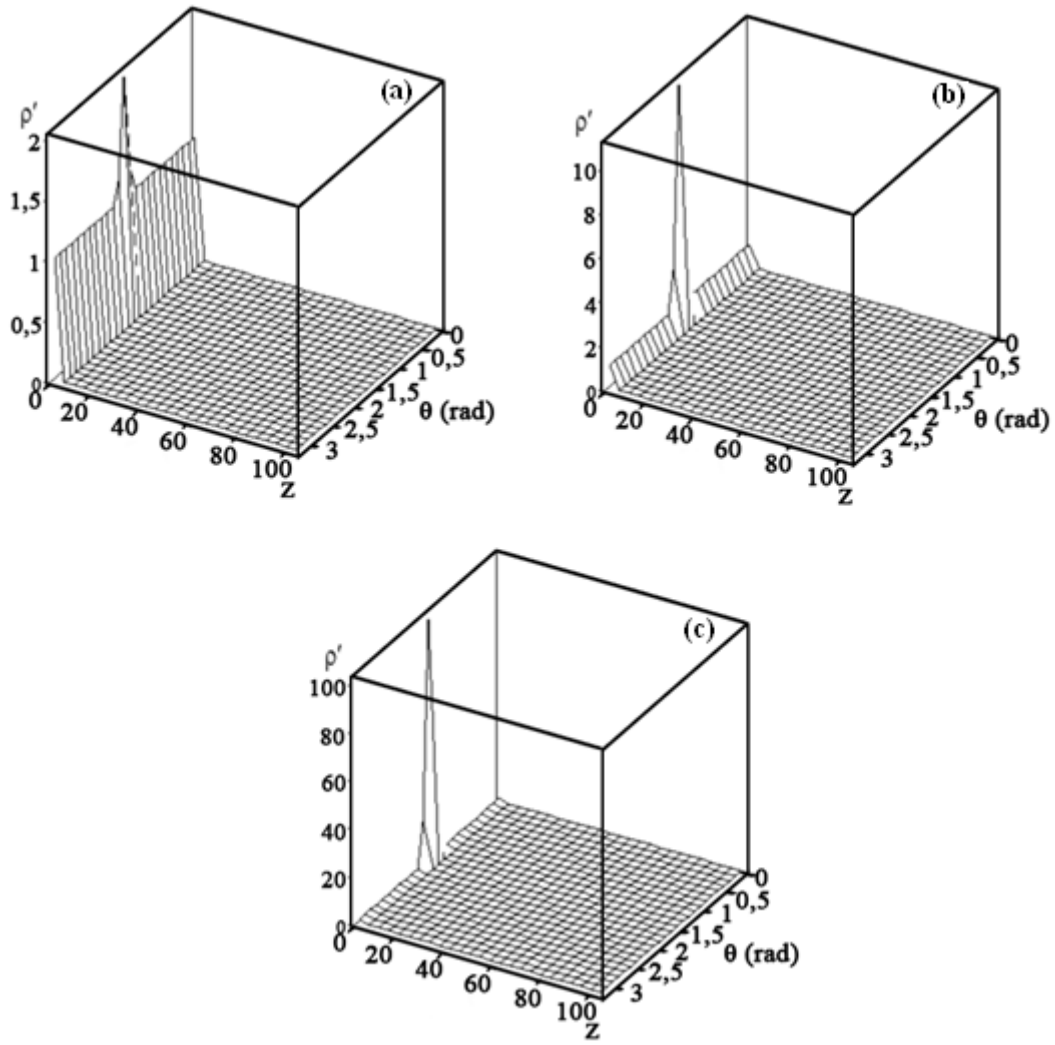


Şekil 4.18. a'nın değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100-η=1, (b) ε=100-η=10 ve (c) ε=100-η=100.

Şekil 4.2 ve Şekil 4.11'de görüldüğü gibi manyetik alan boyutsuz (a) parametresi artan z değerlerinde azalırken, artan ε ve η değerlerinde ekvator düzlemi üzerinde artmaktadır. a'nın ε ve η değerlerindeki üç boyutlu sunulan Şekil 4.17 ve 4.18'de, yukarıda bahsedilen durum, daha net biçimde görülmektedir.

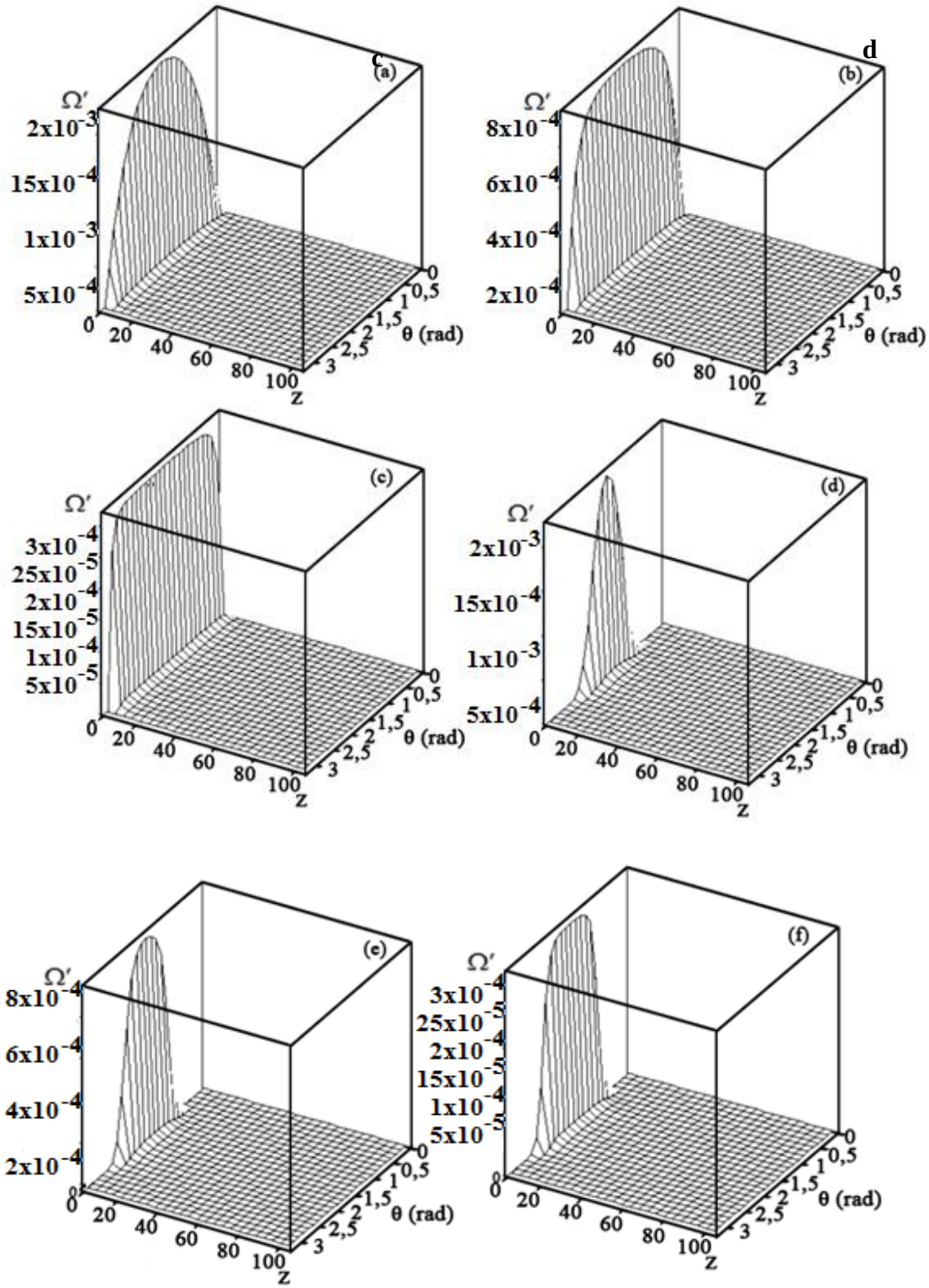


Şekil 4.19. Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10, (f) ε=10 - δ=100.

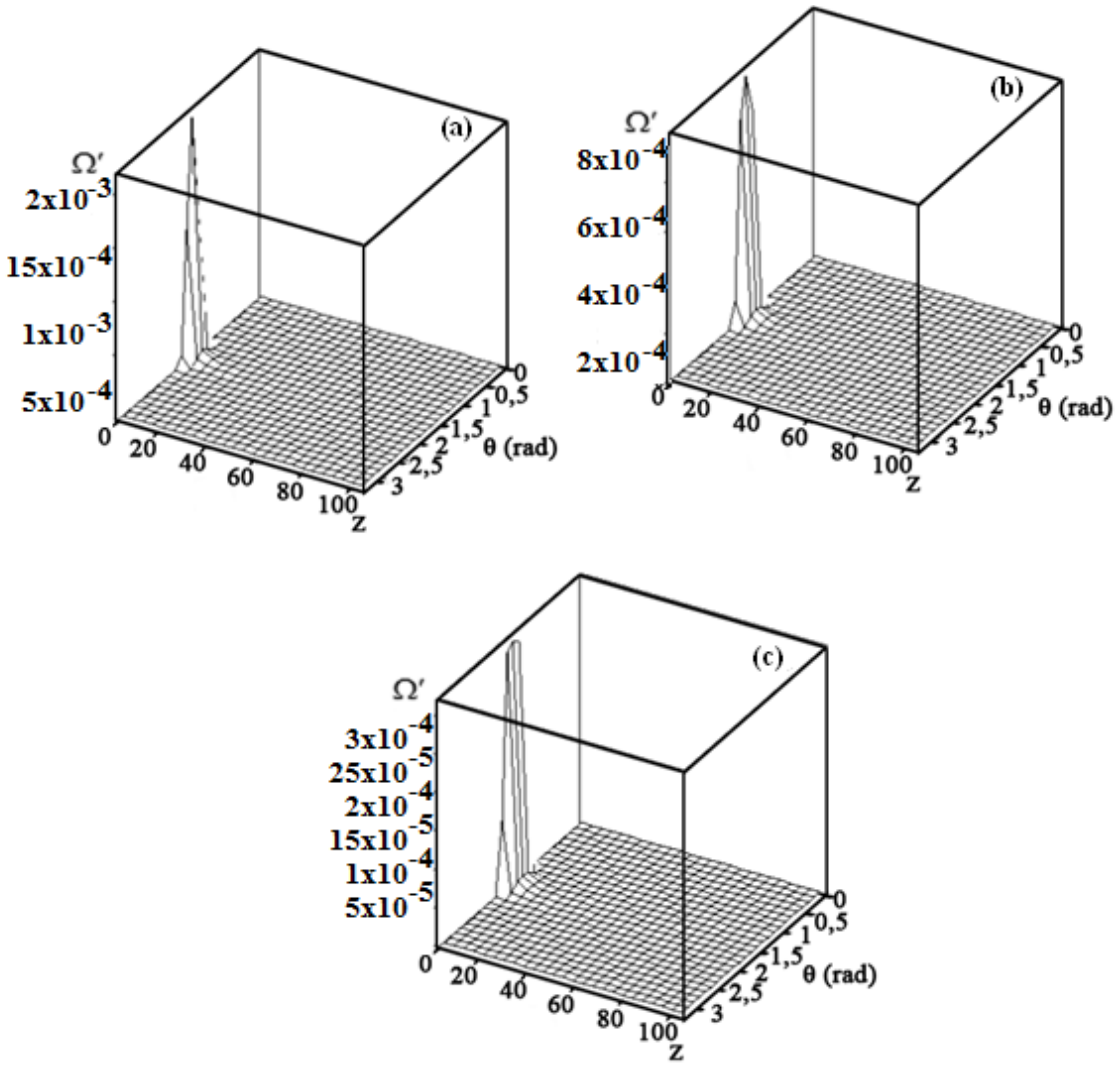


Şekil 4.20. Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam):, (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100.

Şekil 4.3 ve Şekil 4.12'de görüldüğü gibi boyutsuz yoğunluk (ρ′) parametresi artan z değerlerinde azalırken, artan ε ve δ değerlerinde ekvator düzlemi üzerinde artmaktadır. ρ′'nün değişik ε ve δ değerlerindeki üç boyutlu değişimi verilen Şekil 4.19 ve 4.20'de bu durum, daha net biçimde görülmektedir.

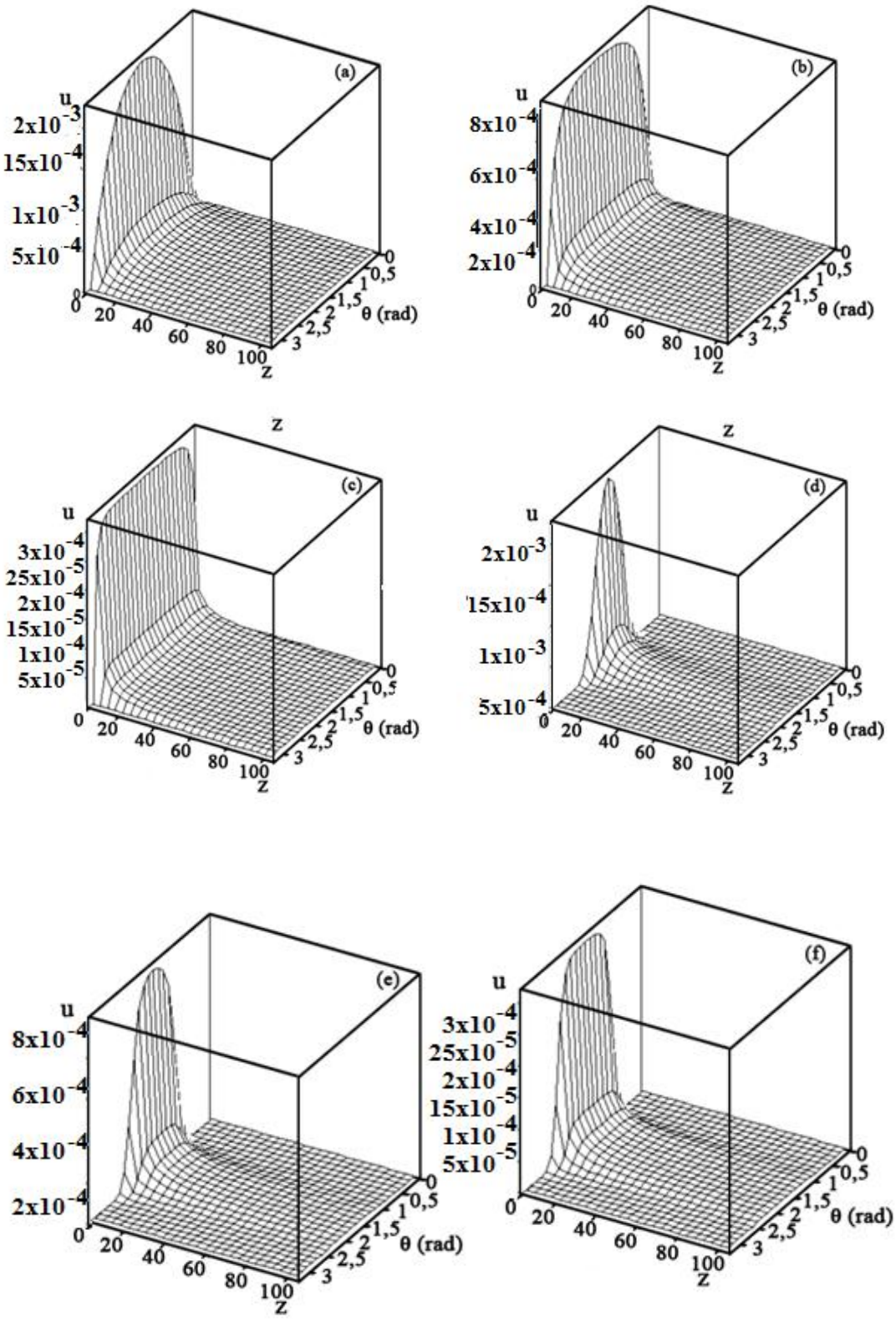


Şekil 4.21. Boyutsuz açısal hızın (Ω′) değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10, (f) ε=10 - δ=10.

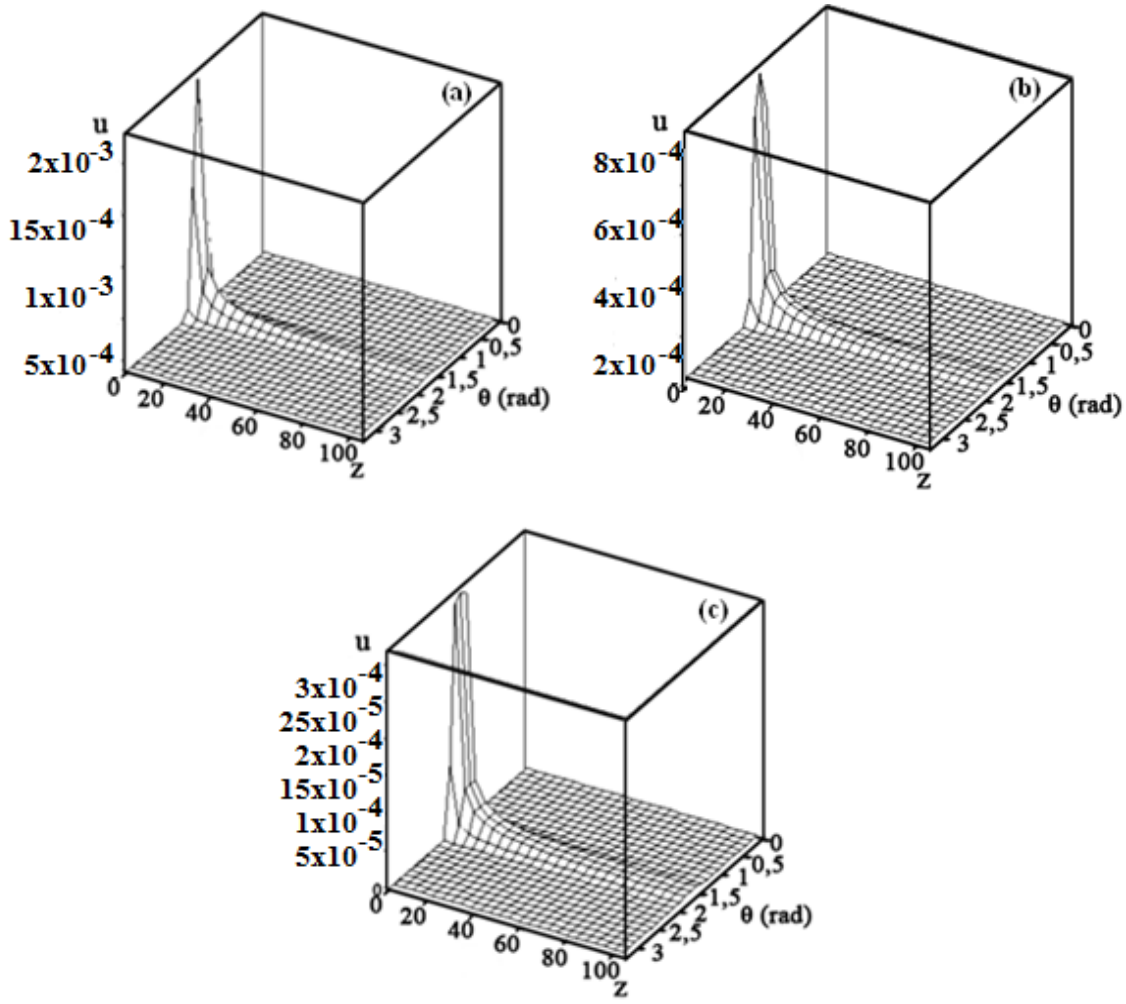


Şekil 4.22. Boyutsuz açısal hızın (Ω′) değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100.

Gerek Şekil 4.4 ve Şekil 4.13'te gerekse Şekil 4.21 ve Şekil 4.22'de görüldüğü gibi boyutsuz açısal hız (Ω′) parametresi, artan z değerlerinde azalırken, artan ε ve δ değerlerinde ekvator düzlemi üzerinde artmaktadır.

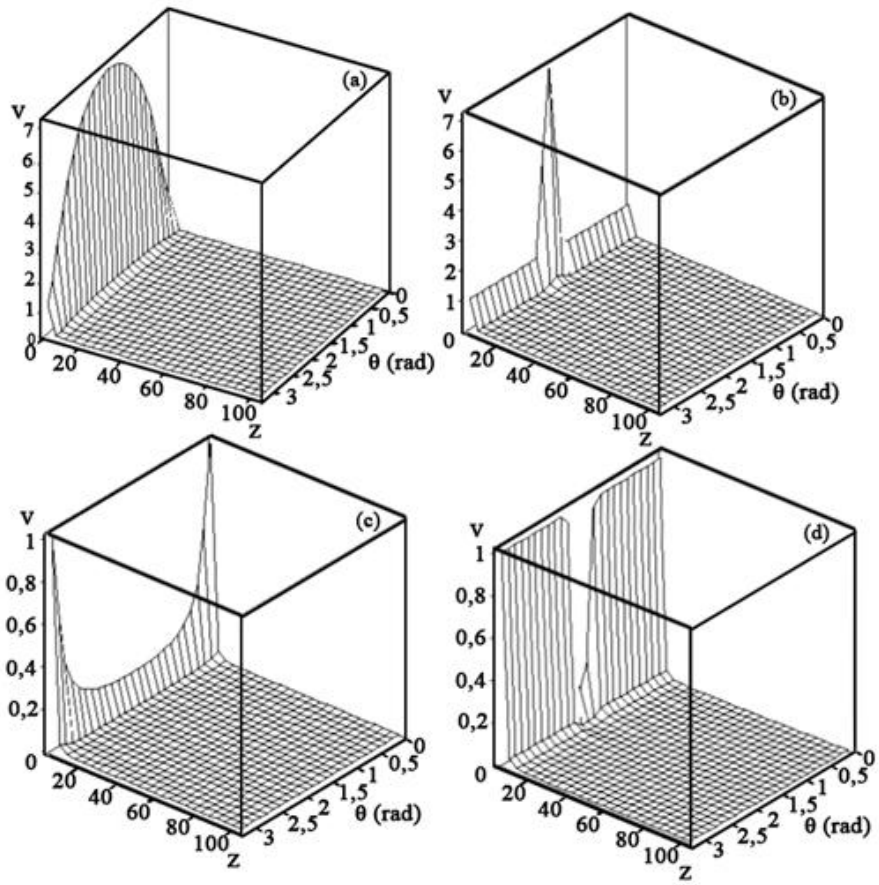


Şekil 4.23. Hızın ϕ bileşenin boyutsuzlaştırılmış hali (u)'ne ait değişimlerin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10.



Şekil 4.24. Hızın ϕ bileşenin boyutsuzlaştırılmış hali (u)'ne ait değişimlerin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100.

Şekil 4.23 ve 4.24' verilen üç boyutlu değişimlerde görüldüğü gibi, hızın ϕ bileşenin boyutsuzlaştırılmış hali (u) parametresi, artan z değerlerinde azalırken, artan ε ve δ değerlerinde ekvator düzlemi üzerinde artmaktadır. Bu durum, bir önceki alt bölümlerde verilen Şekil 4.5 ve Şekil 4.14'de de net olarak görülebilir.



Şekil 4.25. Hızın r-bileşenin boyutsuzlaştırılmış hali (v)'ne ait değişimlerin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1- η=100, (b) ε=100 - δ=1- η=100 (c) ε=1 - δ=100- η=1 ve (d) ε=100 - δ=100- η=1.

Şekil 4.6 - 4.9 arasında ve Şekil 4.15'te görüldüğü gibi, hızın r bileşenin boyutsuzlaştırılmış hali (v) artan z değerlerinde tıpkı diğer parametreler gibi azalmakta; açısal bağımlılığı ise η ve δ'nın değişik değerlerine göre farklı davranışlar sergilemektedir. Şekil 4.25'te verilen üç boyutlu değişimlerde de görüleceği gibi, $\eta > \delta$ (Şekil 4.25-a ve Şekil 4.25-b) olduğunda ekvatoral düzlem üzerinde maksimum değerine ulaştığı bulunmuştur (Şekil 4.6 ve 4.8). Eğer $\eta < \delta$ ise (Şekil 4.25-c ve Şekil 4.25-d) bu durumda, v ekvatoral düzlem üzerinde minimum değerine düşmektedir (Şekil 4.7 ve 4.9). Tezin bundan sonraki bölümünde burada ulaşılan sonuçlar tartışıldıktan sonra önceki yıllarda yapılmış çalışmalarla karşılaştırılacak ve Güneş rüzgarı modellemesi ile ilgili öneriler sunulacaktır.

BÖLÜM 5
SONUÇ VE ÖNERİLER

5.1. Tez Yorumu

Bu tez çalışmasının başlıca amacının, daha önce yapılan tek boyutlu politropik, hidrodinamik çalışmalar incelendikten sonra manyetik etkileri de dikkate alan iki boyutlu Güneş rüzgarı modellemesi yapmak olduğu, daha önde söylenmişti. Çalışmamızda, eksensel simetrik Güneş rüzgarı için parametrik modelleme yapılmış ve sonuçlar grafikler halinde verilmiştir.

Bu amaçla, üçüncü bölümde verilen manyetohidrodinamik (MHD) denklemleri, geliştirdiğimiz MHD modelinde sayısal çözümleri kolaylaştırmak amacıyla, Güneş rüzgarı plazması için ideal durum varsayımları kullanılmıştır. Bu varsayımlardan sonra, işlemlerin kolaylaştırılması için boyutsuzlaştırma yapılmış ve kütle transfer, momentum transfer ve manyetik indüksiyon denklemlerindeki fiziksel parametreler (manyetik alanın r-Φ bileşenleri, hızın r-Φ bileşenleri, yoğunluk ve açısal hız) için sayısal çözümleri araştırılmıştır. Bu bağlamda, "Araştırma Bulguları ve Tartışma" bölümünde, ortaya konan parametrik değişimler tartışılacaktır.

Açısal ve çapsal bağımlılıklar (Şekil 4.1-Şekil 4.15) ile ilgili olarak, fiziksel çokluklardaki değişimler, küresellik parametresi ε, manyetik alanın şekil parametresi η ve yoğunluğun şekil parametresi δ'nın değerlerine doğrudan bağlı olduğunu söyleyebiliriz. Buna gore, fiziksel çokluklardaki gerek açısal gerekse çapsal bağımlıkları aşağıdaki gibi maddeler halinde toparlayabiliriz.

- Boyutsuz manyetik alan b'nin açısal bağımlılığı iredelendiğinde (manyetik alanın ϕ-bileşeni) küresellik parametresi ε'nun değerlerine bağlı olarak, artan ε değerlerinde manyetik alanın ekvator düzlemi civarında yoğunlaşmakta, azalan değerlerinde ise daha geniş bir bölgede etkili olmaktadır.
- Tıpkı b'de olduğu gibi, boyutsuz manyetik alan a'nın açısal bağımlılığı irdelendiğinde de ε'nun artan değerlerinde ekvatoral düzlem civarında yoğunlaşmaktadır. Manyetik alanın şekil parametresi η'ya bağımlılığı ise; artan η değerlerinde manyetik alanın maksimum değerinin de arttığı görülmektedir.
- ρ′ fiziksel çokluğunun enlemsel açıya göre değişimi incelendiğinde δ'nın (yoğunluğun şekil parametresi) artan değerlerinde daha hızlı bir biçimde

maksimum değerine ulaştığı görülmektedir. Manyetik alanın bileşenlerinde olduğu gibi ε'nun artan değerlerine bağlı olarak, ekvator düzlemi civarında yoğunluk oldukça fazladır.

- δ'ya bağlı olarak, artan değerleri için hem çizgisel hızın ϕ-bileşeninin hem de açısal hızın açısal değişimlerindeki maksimum değerlerin azaldığı bulunmuş, ε'nun artan değerlerindeki değişim ise, diğer fiziksel çokluklardakine benzer biçimde bulunmuştur.
- Çizgisel hızın r bileşeninin açısal bağımlılığı ise, η ve δ'nın değişik değerlerine göre farklı davranışlar sergilemektedir. $\eta > \delta$ iken ekvatoral düzlem üzerinde maksimum değerine ulaşmakta iken $\eta < \delta$ oluduğunda ise ekvatoral düzlem üzerinde minimum değerine düşmektedir. ε'nun artan değerlerinde ise, bu değişimler, ekvatoral düzlem üzerinde yoğunlaşmaktadır.
- Şekil 4.10- Şeki 4.15'te verildiği gibi, çapsal bağımlılıklar, z'nin artan değerleri için azalma şeklinde kendini göstermektedir.

5.2. Önceki Çalışmalar ile Karşılaştırma

Pneuman (1966), Güneş koronasından çıkan manyetik alan ve viskozite etkilerini Güneş rüzgarlarının açısal hız özelliklerinde incelemiştir. Güneş yüzeyindeki manyetik alanların gücü 0-1 Gauss arasında olduğunu ve $3\,R_{\odot}$ uzaklıkta manyetik alan şiddetinin maksimuma ulaştığını söylemiştir. Manyetik alan oluşmaz ise, Güneş yakınında açısal hızın oluşacağını ve bu açısal hızın Güneş'ten uzaklaştıkça yavaşlayacağını belirtmiştir. Şekil 4.2'den de görüleceği gibi, (3.28) eşitlikleri yardımıyla, değişik η, ε ve z için varyasyınları için manyetik alanın çapsal bileşeninin boyutlu değerinin 0,52 G ile 200 G arasında değiştiği bulunmuştur. Hood 1992 yılında yaptığı çalışmada, Güneş atmosferinde MHD gösterim ile tanımlanan olaylardan bahsetmiştir. Yaptığı çalışmada koronal delikler için manyetik alan değerini 10 G olarak ele almıştır. Bizim sonuçlarımız Hood'un değerleri ile paralellik göstermektedir. Usmanov ve Goldstein (2003), koronanın dış kısmlarındaki yavaş Güneş rüzgarı için bir simülasyon oluşturmuşlardır. Simüle edilen parametrelerin Ulysses gözlemleriyle oldukça iyi uyuştuğunu söylemişler ve manyetik alanının radyal bileşenini 3.3 G – 11.6 G olarak bulmuşlardır. Bu sonuçların da bizim bulduğumuz manyetik alan değerleri ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Şekil 4.6 - Şekil 4.9 ile verilen değişik ε, δ ve η değerleri için sunulan radyal hızın

iki boyutlu olarak verilen değişimleri (3.28) denklem seti yardımıyla boyutlu hale getirildiğinde 12 km/s ile 4000 km's arasında değiştiği görülebilir. Guhathakurta ve Sittler (1999), SOHO, Spartan ve Ulysses gözlemlerini inceleyip, gezegenler arası ortamın ve koronanın 2 boyutlu yarı emprik MHD modelini geliştirmişlerdir. Modellerinde LASCO, Mark III, Spartan beyaz ışık gözlemleri ve Ulysses uzay aracı verileri sonucundaki elektron yoğunluk dağılımları kullanılmıştır. SOHO/LASCO ve EIT gözlemleri sonucunda, korona manyetik alan topolojisini inceleyip kutup bölgelerinde rüzgar hızının 350 km/s ile başlayarak 2.5 $R_{\odot}$ uzaklığında 770 km/s civarına ulaştığını ele almışlardır. Ekvatoral bölgedeki rüzgar hızının 100 km/s ile başlayarak 2.5 $R_{\odot}$ uzaklığında ise 450 km/s civarına ulaştığını belirtmişlerdir. Elde edilen korona ve Güneş rüzgarları teorik modeli Solar Probe uzay aracının deneysel verilerine yol göstereceğini söylemişlerdir. Ulaştıkları sonuçlar bizim bulduklarımız sonuçlar ile paralellik içindedir. Velli ve arkadaşları (2003) çalışmalarında manyetize olmuş plazma ve akışların lineer olmayan hareketlerinin incelenmesinin bir çok astrofiziksel ve jeofiziksel olaylar için son derece önemli olduğunu ifade ederek, Güneş rüzgarlarının bu tarz olayların gelişiminin incelenmesinde olanak sağladığını belirtmişlerdir. Yüksek enlemlerdeki ve büyük ölçüde homojen akıştan oluşan rüzgarların 750 km/s – 800 km/s hıza sahipken, alçak enlemlerdeki rüzgarların hızının ise 300 km/s – 400 km/s olduğunu söylemişlerdir. Ulaştıkları sonuçlar bizimverdiğimiz sonuçlar ile büyük bir uyum içindedir. Odstrcil (2003), koronadan çıkan CME'lerin etkileşimini 3 boyutlu olarak ele alarak, Güneş rüzgarı ve Güneş'te meydana gelen parçacık çıkışlarını gözlemsel bir şekilde çalışarak, Güneş rüzgarı radyal hız değerlerini 300 km/s - 800 km/s olarak bulmuştur. Bizim sonuçlarımız da bu limitler içinde yer almaktadır. Usmanov ve Goldstein (2003), Yüksek enlemlerdeki Güneş rüzgarları değerinin 700 km/s civarında hıza sahipken Güneş rotasyonu nedeniyle alçak enlemlere gidildikçe rüzgar hızının 400 km/s civarında olduğunu söylemişlerdir. Ekenbäck ve Holmström (2006), Güneş sistemi nesneleri ve Güneş rüzgarları arasındaki etkileşimin simülasyonu için temel bir çözücü olan Flash Kodunu (Flash Code) kullanarak rüzgar hızını 500 km/s ve manyetik alan değerini 6 G olarak ele almışlardır, kodun klavuz hücre sayısını ve işlemci sayılarını değiştirerek incelemişlerdir. Flash kodunun Güneş sistemi nesneleri ve Güneş rüzgarları arasındaki etkileşiminin araştırılmasında, genel bir çözüm olarak kullanılabileceğini söylemişlerdir. Bu çalışmada verilen hız değerleride tez

çalışmamızda verilen değerler ile uyumludur. Richardson, Liu ve Wang (2008), Voyager'deki plazma parametrelerini heliosfer verilerini kullanarak tahmin edip, uzaklıkla değişen Güneş rüzgarının evrimini modellemişlerdir. Heliosferden dışa doğru gidildikçe Güneş rüzgarlarının 550 km/s hızdan 350 km/s hıza yavaşladığını söylemişlerdir. Bu sonuçlar bizim bulduğumuz $\varepsilon=1$, $\delta=1$ ve $\eta=1$'ya göre verilen değişim ile benzerlik göstermektedir.

Şekil 4.3'te iki boyutlu değişimleri verilen yoğunluk (3.28) yardımıyla boyutlu hale getirildiğinde değişik δ, ε ve z varyasyonları için 2.82×10^{-11} kg/m^3 - 14.1×10^{-9} kg/m^3 arasında değiştiği görülmüştür. Usmanov ve Goldstein (2003), yoğunluğun 3×10^{-11}kg/m^3-20×10^{-11}kg/m^3 değerleri arasında olduğunu ekvatoral bölgeye yaklaştıkça arttığını belirtmişlerdir Bu sonuçlar bizim ulaştığımız sonuçlar ile benzerlik göstermektedir. Odstrcil (2003), koronadan çıkan CME'lerin etkileşimini 3 boyutlu olarak ele alarak, Güneş rüzgarı ve Güneş'te meydana gelen parçacık çıkışlarını gözlemsel bir şekilde çalışmış ve Güneş rüzgarı yoğunluk değerlerini 2×10^{-11}kg/m^3-8.2×10^{-11}kg/m^3 bulmuşlardır. Bu değerler de bu tez çalışmasında verilen yoğunluk değerleriyle paralellik göstermektedir. Richardson, Liu ve Wang (2008), modellemelerinde yoğunluğun Güneş'ten uzaklaştıkça 7×10^{-11}kg/m^3-11×10^{-11}kg/m^3 civarında değiştiğini söylemişlerdir. Bu değerler de bizim verdiğimiz sonuçlarla son derece uyumludur.

5.3. Öneriler

Sistemimizin merkezinde bulunan Güneş, Yeryüzündeki hayatı önemli ölçüde etkilemektedir. Güneşin hem içini hem de dışını kapsayan gerçekçi modellerin yapılması gerekmektedir. Bilindiği üzere, iklimlerin oluşması gibi doğa olayları, doğrudan Güneş ile ilgilidir. Günümüzdeki bazı şüpheci bilim adamları, sera etkisi gibi olayları, Güneş'teki yüksek enerjili manyetik aktivitelere bağlamaktadırlar. Bunun anlaşılabilmesi ancak, Güneş ve Güneş'in etkinliklerinin daha iyi incelenmesi ile olabilecektir.

Radyo dalgaları, haberleşme, bilimsel amaçlı keşif-gözlem ve askeri amaçlı uydular, yüksek enerjili Güneş rüzgarlarına ve Güneş etkinliklerine maruz kalmaktadırlar. Bu türden uydu ve sistemlere ait cihaz ve teçhizatın tasarım ve üretiminde, bu etkilerin en aza indirilebilmesi Güneş'e ait etkinliklerin iyi bilinmesi ve Güneş'in etkilerinin çok dikkatli bir biçimde ele alınması zorunludur. Bu da, ancak, Coriolis kuvveti, viskozite etkisi, süperadiyabatiklik parametresi gibi terimlerin yanı sıra zamana bağlı değişimlerin de

(∂ρ/∂t, ∂v/∂t...) hesaba katıldığı ve yüksek kapasiteli bilgisayarların kullanıldığı modeller ile mümkün olabilecektir. Çalışmamızda ortaya koyduğumuz parametrik modelin, Güneş rüzgarı modellemelerinde kullanılabileceği ve ilerisi için daha da gelişmeye açık olduğu söylenebilir.

KAYNAKLAR

Artsimovich L.A., 1971. *Electron Optics. Pergamon Pres*, New York. 211.

Aschwanden M., 2006. Physıcs of the Corona, Praxis Publishing, Chichester UK, 733-735.

Berger M. A. ve Ruzmaikin A., 2000. Rate of Helicity Production By Solar Rotation. *Journal of Geophysical Research Space Physics*, 105: 10481–10490.

Çavuş H., 2007. Güneş Kabuğundaki Konvektif Olayların Manyetohidrodinamik (MHD) Yaklaşımla Modellenmesi. (Doktora Tezi). Çanakkale Onsekiz Mart Fen Bilimleri Enstitüsü, Çanakkale (Türkçe).

Chen F.F., 1977. *Introduction to Plasma Physics., Plenum Pres*, New York. 328.

Choudhuri A.R., 1998. The Physics of Fluids and Plasmas: An Introduction for Astrophysicists. Cambridge University Press, Cambridge. 19-52.

Demokan O., 1991. METU Physics Department Plasma Physics Lecture Notes. Ankara

Doğan N., 1988 *Güneş Fiziği ve Ay Tutulmaları*. Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, Ankara Üniversitesi Basımevi, Ankara. 164.

Ekenbäck A. ve Holmstrom M., 2006. MHD Modeling of the Interaction between the Solar Wind and Solar System Objects. *Applied Parallel Computing. State of the Art in Scientific Computing Lecture Notes in Computer Science*, 3732: 554-562.

Ezer D. ve Cameron, A.G.W. 1971. The Pre-Main Sequence Stellar Evolution with Mass Loss. *Astrophysics and Space Science*, 10: 52-70.

Foukal P. ve Jokipii J. R., 1975. On The Rotation of Gas and Magnetic Fields at the Solar Photosphere. Astrophysical Journal, 199: 71-73.

Gabriel, A.H., 1976. A Magnetic Model of the Solar Transition Region, Phil. Royal Soc.London, A, 281-339.

Gombosi T.I., 1998. *Physics of Space Environment*. Cambridge Univesity Press, Cambridge, 211-255.

Guhathakurta M. ve Sittler E.C., 1999. Semi-Emprical Mhd Model of the Solar Wind and its Comparison with Ulysses. *Space Science Reviews*, 87: 199-206.

He H. ve Wang H., 2006. The Validity of the Boundary Integral Equation for Magnetic Field Extrapolation in Open Space Above a Spherical Surface. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 369**:** 207–215.

Jacobs C. ve Poedts S., 2011. A Polytropic Model for the Solar Wind. *Advances in Space Research*, 48: 1958–1966.

Kazkapan D., 2012. Manyetohidrodinamik Kelvin Helmholtz Kararsızlığı ve Koronal Kütle Atılımları için İncelenmesi. (Yüksek Lisans Tezi). ÇOMÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Çanakkale.

Lima J.J.G ve Priest E.R., 1993. Two-dimensional Models for Solar and Stellar Winds: Hydrodynamic Effects. *Astronomy and Astrophysics, 268:641-649.*

Mikic Z., Linker J.A., Schnack D.D., Lionello R. ve Tarditi A., 1999. Magnetohydrodynamic Modeling of the Global Solar Corona. *Physics of Plasmas*, 6: 2217-2224.

NASA/Marshall Solar Physics: Coronal Mass Ejection (n.d.). Retrieved December 19, 2012, from http://solarscience.msfc.nasa.gov/CMEs.shtml

Odstrcil D., 2003. Modeling 3 D Solar Wind Structure. *Adnanves Space in Research*, 132: 497-506.

Ofman L., 2010. Wave Modeling of the Solar Wind. *Living Rev. Solar Phys.*, 7: 5-37.

Ossendrijver M., 2003. The Solar Dynamo. *The Astronomy and Astrophysical Review,* 11: 287-367

Parker E.N., 1958. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 128: 664-676.

Pneuman G. W., 1966. Rotation of the Solar Corona. *Astrophysical Journal*, 145:800-

805.

Priest E.R., 2000. Solar Magnetohydrodynamics, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland. 189-205.

Priest E.R., 2006. Our Enigmatic Sun. *AIP Conference Proceedings Series*, 848: 3-22.

Richardson J.D., Liu Y. ve Wang C., 2008. Solar Wind Structure in the Outer Heliosphere. *Advances in Space Research*, 41: 237–244.

Russell C.T., 2001. Solar Wind and Interplanetary Magnetic Field: A Tutorial. *Geophysical Monograph Series*, 125: 73-89.

Selam S.O., (b.t.). A.Ü. Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Çeşitli Ders Notları, from http:// science.ankara.edu.tr/selam/TR/ast404/ast404.html

Sittler E. C., Ofman , L., Gibson S., Guhathakurta, M., Davila J., Skoug R.,Fludra A. ve Holzer T., 2002. Development Of Multidimensional MHD Model For The Solar Corona and Solar Wind. *AIP Conference Proceedings Series*, 679: 113-116.

Spacestation Info: Layers of Sun, (n.d.) Retrieved December 19, 2012, from http://www.spacestationinfo.com/layers-sun.html

Usmanov Arcadi V. ve Goldstein Melvyn L., 2002. Three-Dimensional MHD Modeling of the Solar Corona and Solar Wind. *AIP Conference Proceedings Series*, 679: 393-398.

Weber E. J., 1969. The Rotatıon of the Solar Atmosphere. *Solar Physics*, 9: 150-159.

Washimi H. ve Sakurai T., 1993. A Simulation Study of the Solar Wind Including The Solar Rotation Effect. *Solar Physics*, 143(1): 173-186.

Weber E.J. ve Davis L.Jr., 1967. The Angular Momentum of the Solar Wind. *Astrophysical* Journal, 148: 217-227.

Zank G.P., Pogorelov N.V., Heerikhuisen J., Washimi H., Florinski V., Borovikov S., Kryukov I. ve Müller H.R., 2009. Physics of the SolarWind–Local Interstellar

Medium Interaction: Role of Magnetic Fields. *Space Science Reviews*, 146: 295-327.

ÇİZELGELER

Sayfa No

Çizelge 1. Güneş'in Genel Özellikleri (Gombosi.1998; Selam, b.t.)…… 4

ŞEKİLLER **Sayfa No**

Şekil 1.1 Güneş'in Katmanları (Spacestation Info, Layers Of Sun, b.t.)……..... 1

Şekil 1.2 1870-1995 yılları arasında Güneş lekelerinin enleme bağlı değişimini gösteren kelebek diyagramı (Ossendrijver, 2003) …… 6

Şekil 1.3 Güneş' teki manyetik yapıların ve koronal kütle atımının temsili resmi (Kazkapan, 2012)……... 8

Şekil 3.1 Enerjinin etkisinde kalan maddenin gaz fazdan plazmaya dönüşümü (Çavuş, 2007)……..... 15

Şekil 4.1 b'nin açısal değişiminin z=10 (ince çizgi) ve z=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=100 (b) ε=10 (c)=1……..... 29

Şekil 4.2 a'nın açısal değişiminin η=1 (ince çizgi) ve η=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1-z=10 (b) ε=1-z=100 (c) ε=100-z=10 (d) ε=100-z=100……..... 30

Şekil 4.3 Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 - z=100……. 31

Şekil 4.4 Boyutsuz açısal hızın (Ω′) açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 - z=100……. 32

Şekil 4.5 Hızın ϕ-bileşenin boyutsuz halinin (u) açısal değişiminin δ=1 (ince çizgi) ve δ=100 (kalın çizgi) için gösterimi (a) ε=1- z=10, (b) ε=1 - z=100, (c) ε=100 - z=10 ve (d) ε=100 - z=100…… 33

Şekil 4.6 Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=10'da ε=1 - δ=1 - η=100 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=1 - η=100 (kalın çizgi) için gösterimi……..... 34

Şekil 4.7 Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=10'da ε=1 - δ=100 - η=1 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=100 - η=1 (kalın çizgi) için gösterimi……. 35

Şekil 4.8 Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=100'de ε=1 - δ=1 - η=100 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=1- η=100 (kalın çizgi) için gösterimi……..... 35

Şekil 4.9 Hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) açısal değişiminin z=100'de ε=1 - δ=100 - η=1 (ince çizgi) ve ε=100 - δ=100- η=1 (kalın çizgi) için gösterimi……..... 36

Şekil 4.10 Tüm ε değerlerinde b'nin çapsal değişimi ($\theta=90^o$)…… 37

Şekil 4.11 Tüm ε değerlerinde (a) η=1 ve (b) η=100 için a'nın çapsal değişimi... 37

Şekil 4.12 Tüm ε değerlerinde (a)δ =1 ve (b) δ=100 için boyutsuz yoğunluğun çapsal değişimi ($\theta=90^o$) …….. 38

Şekil 4.13 Tüm ε değerlerinde (a)δ =1 ve (b) δ=100 için boyutsuz açısal hızın çapsal değişimi ($\theta=90^o$) …….. 38

Şekil 4.14 Tüm ε değerlerinde (a) δ =1 ve (b) δ=100 için hızın ϕ-bileşeninin boyutsuz halinin çapsal değişimi ($\theta=90^o$) ……..... 39

Şekil 4.15 $\theta=90^o$ için hızın r-bileşenin boyutsuz halinin (v) çapsal değişimi: (a) ε=1 - δ=1 - η=1, (b) ε=1 - δ=1 - η=100 ve (c) ε=1 - δ=100 - η=1…… 39

Şekil 4.16 Manyetik alanın ϕ-bileşeni boyutsuzlaştırılmış hali b'nin değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1, (b) ε=10 ve (c) ε=100……..... 40

Şekil 4.17 a'nın değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1-η=1, (b) ε=1-η=10, (c) ε=1-η=100, (d) ε=10-η=1, (e) ε=10-η=10, (f) ε=10-η=100……. 41

Şekil 4.18 a'nın değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100-η=1, (b) ε=100-η=10 ve (c) ε=100-η=100……... 42

Şekil 4.19 Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10, (f) ε=10 - δ=100…… 43

Şekil 4.20 Boyutsuz yoğunluğun (ρ′) değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam):, (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100…..... 44

Şekil 4.21 Boyutsuz açısal hızın (Ω′) değişiminin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10, (f) ε=10 - δ=100……..... 45

Şekil 4.22 Boyutsuz açısal hızın (Ω′) değişiminin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100…… 46

Şekil 4.23 Hızın ϕ bileşenin boyutsuzlaştırılmış haline ait (u) değişimlerin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1, (b) ε=1 - δ=10, (c) ε=1 - δ=100, (d) ε=10-δ=1, (e) ε=10-δ=10…….. 47

Şekil 4.24 Hızın ϕ bileşenin boyutsuzlaştırılmış haline ait (u) değişimlerin üç boyutlu gösterimi (Devam): (a) ε=100 - δ=1, (b) ε=100 - δ=10 ve (c) ε=100 - δ=100……..... 48

Şekil 4.25 Hızın r-bileşenin boyutsuzlaştırılmış haline ait (v) değişimlerin üç boyutlu gösterimi: (a) ε=1 - δ=1- η=100, (b) ε=100 - δ=1- η=100 (c) ε=1 - δ=100- η=1 ve (d) ε=100 - δ=100- η=1…… 49

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Nilay İLBİKÇİ

Doğum Yeri: KARŞIYAKA

Doğum Tarihi: 13/06/1989

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü.

Yüksek Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı.

Bildiği Yabancı Diller: İngilizce, Almanca

İLETİŞİM

E-posta Adresi: nilayilbikci@gmail.com