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

MANYETOHİDRODİNAMİK KELVIN-HELMHOLTZ KARARSIZLIĞI VE KORONAL KÜTLE ATIMLARI İÇİN İNCELENMESİ

Derya KAZKAPAN
Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: **15/10/2012**

Tez Danışmanı:
Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

DERYA KAZKAPAN tarafından **DOÇ. DR. HÜSEYİN ÇAVUŞ** yönetiminde hazırlanan **"MANYETOHİDRODİNAMİK KELVIN-HELMHOLTZ KARARSIZLIĞI VE KORONAL KÜTLE ATIMLARI İÇİN İNCELENMESİ"** başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı
Doç. Dr. Hüseyin Çavuş

Jüri Üyesi
Yrd. Doç. Dr. Mustafa KURT

Jüri Üyesi
Yrd. Doç. Dr. Özlem KOCAHAN YILMAZ

Sıra No:
Tez Savunma Tarihi: 15/10/2012

Prof. Dr. İsmet KAYA
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.

Derya KAZKAPAN

TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleştirilmesinde, çalışmam boyunca benden bir an olsun yardımlarını esirgemeyen saygı değer danışman hocam Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ'a, bana karşı yapıcı tutumları ve yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Özlem KOCAHAN YILMAZ ve Yrd.Doç.Dr. Mustafa KURT'dan oluşan tez savunma sınavı jüri üyelerine ve hayatımın her evresinde maddi-manevi bana destek olan değerli aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Derya KAZKAPAN

SİMGELER VE KISALTMALAR

$\vec{B}$	Manyetik Alan (Tesla biriminde)
c	Parçacıklar arası çarpışma parametresi
d	Karakteristik uzunluk
e	Parçacıkların birim yükü
$\vec{E}$	Elektriksel alan
f	Dağılım fonksiyonu
β	Basınçlar oranı
$\vec{J}_s$	Akım yoğunluğu (Amper/m^2 biriminde)
m	Parçacıkların kütlesi
n_s	Parçacıkların birim hacimdeki sayısal yoğunluğu
p	Skaler basınç
$\vec{p}$	Çizgisel Momentum
$\vec{\vec{P}}_s$	Basınç tensörü
s	Parçacık türü
$\vec{u}$	Parçacık hızı
$\vec{\bar{u}}$	Parçacıkların ortalama hızı
U	Enerji yoğunluğu (Joule/m^3 biriminde)
$\vec{U}_F$	Enerji akısı (Joule/m^2.s biriminde)
$\vec{v}$	Akışkan hızı (m/s biriminde)
δ	Pertürbe durumundaki niceliklerin gösterimi
$\vec{\nabla}$	Gradyan operatörü
μ_0	Manyetik geçirgenlik
ρ	Kütlesel yoğunluk (kg/m^3 biriminde)
ρ_1	Birinci akışkanın yoğunluğu
ρ_2	İkinci akışkanın yoğunluğu
ρ_E	Elektriksel yük yoğunluğu
ω_r	Reel kök
ω_i	İmajiner kök
θ	Pertürbasyonun ilerleme yönü ile x-ekseni arasındaki açı

ÖZET

MANYETOHİDRODİNAMİK KELVIN-HELMHOLTZ KARARSIZLIĞI VE KORONAL KÜTLE ATIMLARI İÇİN İNCELENMESİ

Derya KAZKAPAN
Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi
Danışman: Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ, 52

Bu tez çalışmasının başlıca amacı, akışkan fiziğinde yoğunluk arayüzlerinde burulma (shear) hızı olduğunda ortaya çıkan Kelvin-Helmholtz kararsızlığının tanımını ve oluşma mekanizmasını incelemektir. Sonrasında, manyetize olmuş akışkan olarak tanımlanan plazma içerisinde yoğunluk arayüzlerindeki süreçleri incelemek ve manyetik alan, burulma hızı ve dalga numarası gibi temel parametrelerin büyüme oranını nasıl etkilediğine bakmaktır. Bu parametrelerden artan manyetik alanın kararsızlığı ortadan kaldırdığı görülürken, burulma hızının artan değerleri kararsızlığın büyüme oranını daha da artırmaktadır. Pertürbasyonların burulma hızı boyunca ilerlemediği durumda kararsızlığın kararlı hale gelmesi daha da kolaylaşmaktadır. Ayrıca dalga numarasının artan değerleri kararlı veya kararsız hale gelişi süreçlerini hızlandırdığı da gözlemlenmiştir.

Uygulama olarak ise Güneş fiziğinin ilgi çeken konularından birisi olan Koronal Kütle Atımlarında meydana gelebilecek Kelvin-Helmholtz kararsızlığı incelenmiştir. Bu incelemede değişik manyetik alan, burulma hızı ve dalga numarası değerleri için kararsızlığın hangi şartlarda oluşabileceği veya oluşamayacağı belirlenmiştir.

Anahtar Sözcükler: Arayüz Kararsızlığı, Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı, Manyetohidrodinamik, Burulma Hızı, Manyetik Alan, Güneş, Koronal Kütle Atımları.

ABSTRACT

THE MAGNETOHYDRODYNAMICAL KELVIN-HELMHOLTZ INSTABILITY AND THE INVESTIGATION FOR CORONAL MASS EJECTIONS

Derya KAZKAPAN
Canakkale Onsekiz Mart University
Graduate School of Science and Engineering
Chair for PhysicsThesis of Master of Science
Advisor: Assoc.Prof.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ, 52

Main aim of this thesis study is to investigate the definition and the formation mechanism of Kelvin-Helmholtz instability occured in the fluid when the shear velocity exists at the density interfaces. Secondly, to study the processes at the density interfaces in plasma defined as a magnetised fluid and to search the effects of fundamental parameters like magnetic field, shear velocity and wave number on the growth rate of the instability. While the increasing values of magnetic field are removing the instability, the higher values of shear velocity have an enhancing effect on the growth rate of instability. When the perturbations do not move along the shear velocity, it becomes easy to stabilize the instability. Additionally, it is also observed that the increasing values of wave number speed up the processes of stabilization and destabilization.

As an application The Kelvin-Helmholtz instability possibly occured in Coronal Mass Ejections which is one of interesting subjects of Solar Physics was studied. In this investigation, occurrence and unoccurrence of instability are determined for the different values of magnetic field, shear velocity and wave number.

Anahtar Kelimeler : Interface Instability, Kelvin-Helmholtz Instability, Magnetohydrodynamics, Shear Velocity, Magnetic Field, Sun, Coronal Mass Ejections.

İÇERİK **Sayfa**

TEZ SINAV SONUÇ BELGESİ..... ii

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

TEŞEKKÜR..... iv

SİMGELER VE KISALTMALAR..... v

ÖZET..... vi

ABSTRACT..... vii

BÖLÜM 1-GİRİŞ..... 1

1.1 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı 1

1.2 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığının Ortaya Çıktığı Ortamlar İçin Örnekler..... 3

1.3 Koronal Kütle Atımları..... 4

BÖLÜM 2- ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR..... 6

2.1 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığının Farklı Şartlar altında Ele Alınması 6

BÖLÜM 3- MATERYAL VE YÖNTEM..... 11

3.1 Tek Akışkan Denklemleri..... 12

3.2 İletken Akışkanlarda MHD Denklemleri..... 13

3.3. İletken Akışkanlarda İdeal MHD Yaklaşımı ve İdeal MHD Denklemleri..... 14

3.4. MHD Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı..... 16

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

4.1. Koronal Kütle Atımları ve Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı..... 29

4.2. Koronal Kütle Atımlarında Fiziksel Parametrelerin Değerleri..... 31

4.3. Koronal Kütle Atımlarında Kelvin-Helmholtz Kararsızlığının Oluşumu ve İncelenmesi..... 32

4.3.1. Üç Boyutlu İncelemeler..... 32

4.3.2. İki Boyutlu İncelemeler..... 41

BÖLÜM 5- SONUÇLAR VE ÖNERİLER..... 44

5.1 Sonuçlar..... 44

5.2 Önceki Çalışmalar İle Karşılaştırma…….. 45

5.3 Öneriler..... 47

KAYNAKLAR..... 48

Çizelge Listesi..... I

Şekil Listesi..... II

Özgeçmiş..... IV

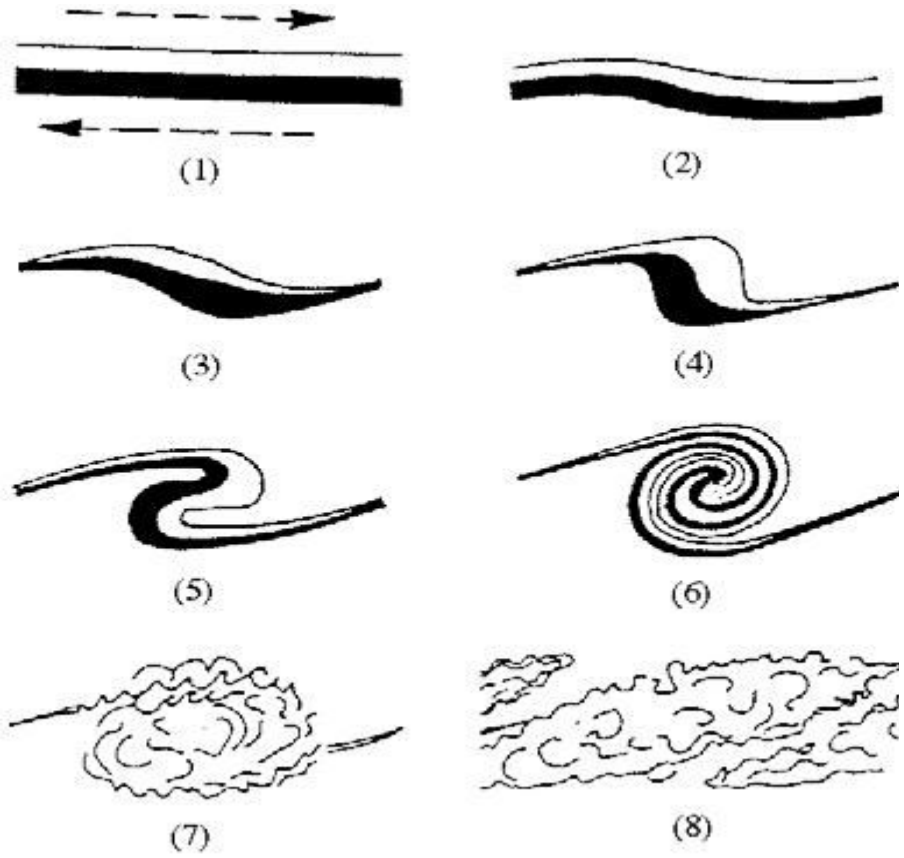
BÖLÜM 1
GİRİŞ

1.1. Kelvin- Helmholtz Kararsızlığı

Helmholtz (1868), farklı yoğunluktaki iki akışkanın hareketini, akışkanların arayüz tabakasında oluşan bir dalgaya benzer küçük tedirginliklerin oluştuğu durumda incelemiştir. Bazı kısa dalgaboyları için yüzey gerilimi ihmal edilirse, farklı hız ve yoğunlukta birbirlerine göre paralel hareket eden bu iki akışın oluşturduğu arayüzde kararsızlığın ortaya çıktığını söylemiştir. Yüzey geriliminin varlığında ise bu kısa dalga boylarındaki kararsızlık durumlarının kararlı olacağını söylemiş ancak daha sonra bu teorinin kritik bir hız değerine ulaşıncaya kadar kararlı olacağını düşünmüştür.

Kelvin (1910), kararsızlık kavramını anlayabilmek için farklı yoğunluk ve hızlardaki paralel, sonsuz akış içerisinde olan iki farklı sıkıştırılamaz ve vizkos olmayan akışkanı göz önünde bulundurmuştur. Yüzey gerilimi ve çekimsel etkiyi de dikkate alarak çalışmalarını sürdürmüştür. Kelvin'e göre; yüzey gerilimi olmadan katmanlar arasındaki hız farkı ne kadar küçük olursa olsun süreksizlik kararsız olacak ve küçük hız farklarında yüzey gerilimi kararsızlığı engelleyecektir.

Kelvin (1910) ve Helmholtz (1868)' un bu çalışmalarından yola çıkarak, farklı hızlara sahip, paralel ve sürekli akış gösteren iki akışkanın arayüz tabakasında hız farkı veya shear (burulma) hız var ise bir kararsızlık meydana gelir. Bu kararsızlığa; su yüzeyinde esen bir rüzgar ve suyun arayüz tabakasında, göreli hareketten dolayı meydana gelen bir kararsızlık durumunu örnek verebiliriz. Burada kararsızlık kendisini su yüzeyinde oluşan dalgalanmalar şeklinde gösterir. Alt ve üstteki akışkanlara ait hareketin serbest enerjisi kararsızlık durumunu oluşturur. Bu durum Kelvin – Helmholtz kararsızlığı olarak adlandırılır. Kararsızlığın ilerleyen safhalarında arayüz tabakasında türbülans meydana gelebilir (Krishna ve ark., 2011).



Şekil 1. 1. Kelvin – Helmholtz kararsızlığının zaman içindeki gelişimi (Graf ve Mortimer, 1979).

Şekil 1.1'de yoğunlukları ve hızları farklı olan iki akış için zaman içerisindeki Kelvin – Helmholtz kararsızlığının gelişimi incelenmiştir (Sharp, 1984).

• (1) ve (2)' de yoğunlukları ve hızları farklı olan zıt akış gösteren iki akışkanın hareketi gösterilmektedir. Başlangıçta pertürbasyonun sistemde şiddetli değişikliklere sebep olmadığı zaman kararsızlık, akışkan denklemlerinin lineerleştirilmesi ile elde edilebilir.

• (3) ve (4)' te zaman geçtikçe pertürbasyon non-lineer bir şekilde büyür, kabarcık ve sivrilikler oluşur.

• (5) ve (6)' da farklı frekanslardaki pertürbasyonlar arasında lineer olmayan bir etkileşme vardır. Büyük kabarcıklar, küçük kabarcıkları yutar, bu olay büyük kabarcıkların daha da büyümesine ve hızlı hareket etmesine neden olur.

• (7) ve (8)' de iki akışkanın türbülanslı karışımları gösterilmektedir.

1.2. Kelvin – Helmholtz Kararsızlığının Ortaya Çıktığı Ortamlar için Örnekler

Su yüzeyinde esen rüzgar, suyun yüzeyinde dalgalanma meydana getirir. Rüzgar ve su arasındaki göreli hareket sebebi ile arayüz tabakasında bir kararsızlık durumu meydana gelebilir (Krishna ve ark., 2011).

Benzer durumda dalgalanma şeklindeki kararsızlık olayını bazen bulutlarda da görebiliriz. Hızları ve yönleri birbirinden farklı olan paralel iki hava katmanının hareketi sonucunda kararsızlık bulutları oluşabilirler. Üstte bulunan ve diğerine göre daha hızlı hareket eden hava tabakasının, hızı daha az olan altta bulunan hava tabakası üzerindeki hareketi ile Kelvin-Helmholtz kararsızlık bulutları meydana gelirler.

Ayrıca Güneş koronasındaki manyetize olmuş plazmanın hareketi, manyetosferik ve helyosferik sınırlar, kuyruklu yıldızların kuyruk kısımları ve astrofiziksel jetlerde de akış ve kararsızlıklar büyük rol oynamaktadır. Gaz ve akışkanlar dinamiği için Kelvin-Helmholtz kararsızlığı anlaşılabilir olmasına rağmen astrofiziksel ve uzaysal çevrelerdeki manyetize plazma için henüz çok açıklanabilir değildir (Foullon ve ark. 2011). Magnetopause hareketi için geniş ölçekli sonuçlar ile (Farrugia, 1998; Nykyri ve Otto, 2001) magnetopausedaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığı çalışılabilir (Amerstorfer ve ark. 2007; Sundberg, 2010).



Şekil 1. 2. Kelvin – Helmholtz kararsızlık bulutları.

Astrofiziksel plazma, Güneş ve uzay plazmasında kararsızlık için son derece önemli olmasına rağmen henüz gözlemlerde inandırıcı ve yeterli verilere rastlanmamaktadır. Güneş' in gözlemsel çalışmaları için yeni olanaklar, koronal kütle atımının etrafında

kararsızlığın geliştiği yerde ilk kez Kelvin-Helmholtz dalgalarının görüntülenmesine olanak vermiştir. Bu görüntüler Atmospheric Imaging Assembly (AIA, Lemen ve ark. 2011) tarafından Solar Dynamics Observatory'nin Güneş görüntüleri üzerine sağlanmıştır (Foullon ve ark. 2011).

Ekstragalaktik bir jet, yüksek hız ile bir galaksi dışında intergalaktik ortama doğru hareket ederse, Kelvin – Helmholtz kararsızlığı meydana gelebilir. Ekstragalaktik jetlere ait pek çok radyo gözlemi, jetin yoğunluğu ve kesit alanı ekseni boyunca bir değişim gösterir. Bu değişimler Kelvin – Helmholtz kararsızlığı ile açıklanabilir (Choudhuri, 1998).

1.3. Koronal Kütle Atımları

Korona; Güneş' in en dışında bulunan atmosfer katmanıdır. 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, n.d.).

400 km/sn hıza sahip Güneş' in üst atmosfer tabakasında bulunan plazmanın her bir yöne saçılması olarak tanımlanan güneş rüzgarlarının kaynağı olarak yüksek sıcaklığa sahip olan korona tabakası gösterilmektedir.

Korona tabakası binlerce yıldır tam Güneş tutulması sırasında gözlemlenebilmesine rağmen, koronal kütle atımlarının varlığı uzun süre farkedilememiştir. Koronal kütle atımları; manyetik alan çizgileri ile sarılmış, bir kaç saat içinde Güneş' ten atılabilen büyük gaz balonlarıdır. Koronal kütle atımlarının Güneş' in manyetik alanındaki yeniden bağlanmalardan kaynaklandığı düşünülmektedir. Koronal kütle atımlarının sık sık geniş Güneş parlamaları ile ilgili olduğu düşünülse de, parlamaların olmadığı durumlarda da meydana gelebileceği söylenmektedir (NASA/Marshall Solar Physics: Coronal Mass Ejections, n.d.).

Koronal kütle atımlarında Kelvin-Helmholtz kararsızlığının meydana gelebileceği bir çok çalışmada gündeme gelmiştir. Örneğin; Knoll ve Brackbill (2002) yaptıkları çalışmalarında korona ve güneş rüzgarları için önemli bir süreç olan manyetik bağlanmaların, Kelvin-Helmholtz kararsızlığı ve diferansiyel dönmeden kaynaklanabileceğini belirtmişlerdir.

Foullon ve ark. (2011) tarafından yapılan bir çalışmada ise kararsızlığın koronadaki gelişimi incelenmiştir. Solar Dynamics Observatory tarafından 2010 yılında yapılan gözlemlere dayanarak koronal kütle atımındaki vortisiteden dolayı Kelvin-Helmholtz

kararsızlığının oluşabileceğini söylemişlerdir. Yine Ofman ve Thompson (2011) tarafından yapılan bir incelemede koronal kütle atımlarındaki kapalı manyetik alan çizgileri ve patlamalar arasında Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşabileceği belirtilmiştir. Koronal kütle atımlarının çoğunda meydana gelen shear akışın, Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşmasında önemli rol oynadığını söylemişlerdir.

Bu tez çalışmasının ilerleyen bölümlerinde Kelvin-Helmholtz kararsızlığı elde edeceğimiz MHD denklemleri ile incelenecektir. MHD Kelvin-Helmholtz kararsızlık analizi ve koronal kütle atımlarında meydana gelen kararsızlık analizleri ile örneklenecektir.

BÖLÜM 2
ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2. 1. Kelvin-Helmholtz Kararsızlığının Farklı Şartlar Altında Ele Alınması

Chandrasekhar (1961), Kelvin-Helmholtz kararsızlığı ile ilgili yaptığı çalışmalarla kararsızlık probleminin çözülmesinde önemli sonuçlar elde etmiştir. Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için yüzey geriliminin etkisini, farklı yoğunlukları, dönme ve manyetik alanın kararsızlık üzerindeki etkilerini ele almıştır. Chandrasekhar; yatay bir sınırla ayrılmış ve yatayda göreli hareket eden iki uniform akışkanın arayüz bölgesinde akışkanların farklı hızlarından dolayı kararsızlık meydana geleceğini söylemiştir. Bu iki tekbiçimli (uniform) akışı yüzey geriliminin bulunduğu ve bulunmadığı durumlar için ele almıştır. Yüzey geriliminin olmadığı durumda kısa dalgaboylarında Kelvin-Helmholtz kararsızlığının meydana geleceğini, yüzey geriliminin varlığında ise Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşmayacağını, kararsızlığın yüzey gerilimi tarafından engelleneceğini söylemiştir. Manyetik alanın etkisini de dikkate alarak incelemeler yapmış ve kararsızlığın ortaya çıktığını göstermiştir. Alterman (1961), dönen iki akışkandaki Kelvin – Helmholtz kararsızlığında yüzey geriliminin etkisini incelemiştir. Dönen bir sistemde yüzey geriliminin, herhangi bir açısal dönme hızı ve hız farklılıkları için hareketi kararlı kılmaya yetmeyeceğini söylemiştir. Kısa dalgaboyu tedirginlikleri (pertürbasyonları) için yüzey geriliminin kararlılığı sağladığını, uzun dalga boylarında ise yüzey gerilimi olsa da olmasa da sistem dönüyorsa kararsızlığın oluştuğunu sonuç olarak bulmuştur. Huppert (1967), Chandrasekhar'ın dönen bir akıştaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığı analizinde elde etmiş olduğu özdeğer eşitliğinin tekil noktalarındaki çözümlerin yetersiz olduğunu söylemiştir. Bu eşitliği Cauchy kuralı altında inceleyerek, Chandrasekhar'ın çözümlerini güncellemiştir. Ando (1981), diferansiyal dönmenin merkezi ve dışı arasındaki dar bölgede oluşan Kelvin-Helmholtz kararsızlığını, yıldızın radyal olmayan osilasyonları sonucu oluşan kararsız dalgalar yani B- tür karasızlık içindeki çarpmaların harekete geçmesi için uygun olan bir mekanizma ile ifade etmiş, yıldızın her bir gelişim sürecinde beklenen iki frekansın dejenerasyonunu bulmuştur. Bu çalışmada Kelvin-Helmholtz kararsızlığını yıldızlarla ilgili durum için hesaplamıştır. Storesletten (1982)'e göre, sıkıştırılabilir bir akışkanın katmanlaşmış yatay akışındaki lineer kararlılık incelendiğinde, yatay yöndeki shear akışın dış kuvvetler etki etmediği sürece daima kararsızlığa sahip olacağı savunulmuştur. Rae (1983), Güneş atmosferindeki manyetik yapılar boyunca dalga yayılımlarının ve MHD yüzeyinin varlığını gösteren son çalışmaları ve bu yapılarda akışın

varlığını gösteren gözlemleri dikkate almıştır. Rae bu çalışmasında plazma ve akış durumlarında yüzey ve dalgaların kararsız olduğunu, ikinci dalga yayılımına ve mikrotürbülansa neden olacağını söylemiştir. Yine aynı sonuçlar Ellingsen ve Palm (1975) ve Landehl (1980)'ye göre, sıkıştırılamaz homojen akışkanlar için de elde edilmiştir (Vyas ve Srivastava, 1991). Hood (1992), Güneş atmosferindeki bir çok olayın, Güneş parlamalarını ve oyukları içeren MHD modelini açıklayabileceğini söylemiştir. Bu olayların anlaşılabilmesi için kararlılık özelliklerine gerek duyulduğunu, bu özelliklerin de labaratuar plazmaları ile hemen hemen benzerlik gösterdiğini, fakat plazmanın iletken bir dış kabuk ile çevrelenmediği ve koronal alan çizgilerinin oldukça yoğun bölgeye düştüğü gibi sadece iki belirgin farklılık bulunduğunu söylemiştir. İkinci etkinin, manyetik enerjinin koronada depolanmasını sağlayan, uygun kararlılık mekanizmasının oluşumunu sağladığını belirtmiştir. Nakariakov ve ark. (1998), bu çalışmalarında akış hızının, plazmadaki Alfven hızından daha az olması kısıtlayıcı etkenini göz önünde bulundurarak; manyetik alan boyunca ilerleyen, düşük hızda, homojen olmayan durağan akış ile sıkıştırılabilir soğuk bir plazmadaki MHD dalgalarının lineer olmayan bağlantılarını dikkate almışlardır. Tirry ve ark. (1998), MHD yüzey dalgalarının spektrumu üzerindeki shear hızın etkilerini incelemişlerdir. Uniform olmayan ara ortam dikkate alındığı için yüzey dalgalarının titreşimli osilasyona maruz kalabileceğini, shear hız değerlerinin genişliği için genel yüzey modelinin nasıl kararsızlığa neden olabileceğini göstermişlerdir. Einaudi (1999), Güneş koronası ile ilgili olan manyetik kararsızlıklar ve Kelvin-Helmholtz kararsızlık durumunun lineer ve non-lineer gelişimini, fotosferik vorteks akıştan dolayı artan dönme ile denge durumu boyunca durgunluğun geliştiği bir Güneş korona halkasında oluşan, simetrik olarak döndürülmüş bir manyetik akış tüpünde ve akış düzlemine nötr bir tabaka yerleştirildiği durumda incelemiştir. Keppens ve ark. (1999a), 2 boyutlu sıkıştırılabilir MHD içindeki bir shear akış yapısının Kelvin-Helmholtz kararsızlığını, yüzeyde manyetik alanın işaret değiştirdiği durum ve uniform olduğu durum için incelemişlerdir. MHD durum için Alfvenik Mach sayısı, ses Mach sayısı, dalga sayısı üzerinde lineer olmayan doygunluklara bağlı konular ile hidrodinamik ve bilinen MHD sonuçları yeniden düzenleyip, genişletmişlerdir. Bu durumların uniform olduğu ve işaret değiştirdiği zaman açıkça farklı olduğunu söylemişlerdir. Keppens ve Toth (1999b), sıkıştırılabilir MHD Kelvin-Helmholtz kararsızlığını çalışmışlardır. 3 boyutlu similasyonlar jet ekseni boyunca yönlendirilen uniform bir manyetik alan içine yerleştirilmiş silindirik bir jet yapısındaki shear hızı dikkate almıştır. Belirtilen halka ve eksen numaralarında lineer pertürbasyonların gelişimi, lineer olmayan karışık etkiler

şeklinde gösterilmiş ve fiziksel mekanizmanın yüksek numaralarda ikinci bir Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşmasına neden olduğunu söylemişlerdir. Andries ve Goossens (2001), koronal çukurdaki ışın içine sıkıştırılmış MHD dalgalarının spektrumu üzerindeki ışınlar ve koronal ışınlar arasındaki shear hızın etkisini çalışmışlardır. Koronal ışınlarda oluşan kararsızlıkların büyük ihtimalle yavaş cisim modelinin bir Alfven rezonansından dolayı oluşabileceğini söylemişlerdir. Funada ve Joseph (2001), katmanlaştırılmış gaz-akışkan kararlılığını yatay bir dikdörtgen tüp içinde viskoz potansiyel akışı kullanarak incelemişlerdir. Normal basınç üzerindeki viskozite ve yüzey geriliminin etkilerinin ihmal edilmediği, fakat burulma (shear) basıncının etkilerinin ihmal edildiği durumda incelemenin bir dispersiyon bağıntısı oluşturacağını söylemişlerdir.

Gonzalez ve ark. (2002), sıkıştırılabilir MHD kararsızlığının, ilk ve ikincil kararsızlık olarak iki şekilde oluşumundan yola çıkarak magnetopause yakınlarında, farklı bölgelerde oluşan kararlılığı incelemişlerdir. Zaliznyak ve ark. (2003), 3 boyutta manyetik alanın akış izinden oluşan ideal MHD denklemlerinin nümerik çalışmasını sunmuşlardır. Lineer MHD çözümlerini kullanarak, kararlı olmayan dalga numaraları, büyüme oranları ve denge akım tabakasındaki 3 boyutlu sinüs kararsızlıkları için fiziksel parametrelerin değişim grafiklerini elde etmişlerdir. Lopenta ve Knoll (2003), solar koronadaki manyetik ilişkinin 3 boyutlu modelini dikkate almışlardır. Manyetik ilişkinin oranı ve başladığı zamanın shear akışın başlangıcına duyarlı olduğunu göstermişlerdir. Bu çalışmalarının sonuçlarının 2002 yılındaki Knoll ve Chacon 2-boyutlu çalışması ve yine 2002 yılındaki Knoll ve Brackbill' in indirgenmiş 3 boyutlu çalışması ile uyumlu olduğunu söylemişlerdir. Baty ve ark. (2003), 2 boyutlu paralel bir manyetik shear akış tabakasında Kelvin-Helmholtz kararsızlığını incelemişlerdir. İlk olarak yüksek sıkıştırılabilirlik durumunda manyetik shear akışın önceki çalşmalarına ait hesaplamaları genişletmişlerdir. İkinci durumda ise uygun gözeneklerin kullanılmasının transonik ve biraz supersonik shear tabaka içeren geniş uzaysal alanların incelenmesine olanak taşıyacağını söylemişlerdir. Velli ve ark. (2003), heliosferik plazmanın dağılım hareketlerini ve lineer olmayan durumu çalışmışlar, çeşitli nümerik metodlar vasıtası ile orijinal nümerik kodlar geliştirmek istemişlerdir. Bettarini ve ark. (2005), 2,5 boyutlu similasyonlar kullanarak güneş rüzgarlarındaki oluşumlar gibi enine güçlü çıkışlar ile oluşturulan bir manyetik alanın varlığında veya bir plazma jetin başlangıç denge koşulunda ortaya çıkan MHD karasızlıklarını incelemişlerdir. Selwa ve ark. (2005), ortam boyunca yayılan Güneş MHD dalgalarının önemli bir tanımlama aracı olduğunu söyleyerek bu çalışmalarında 2 boyutlu manyetik dizilimdeki, manyetize olmuş Güneş koronal halkalarının osilasyonlarını dikkate almışlardır.

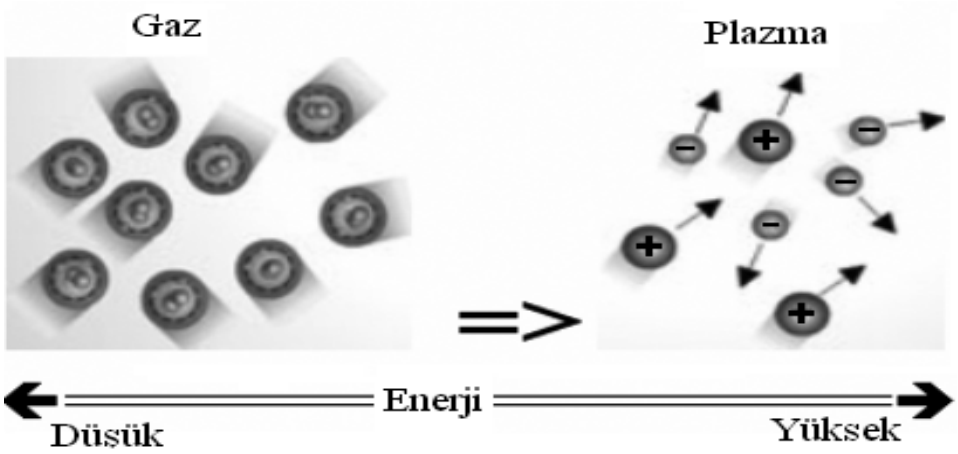
Salınımları uzun periyotlu ve kısa periyotlu olarak ele aldıklarında, uzun periyotlu dalgalanmaların hızlı düğüm salınımları ile sönümlendirilebileceğini söylemişler ve bu nedenle hızlı düğüm modeli olarak adlandırmışlardır. Kısa periyotlu dalgalanmaların ise halka çukuru ile kısıtlanan manyetosonic dalgalar gibi salınacağını söylemişler ve "sausage modeli" olarak adlandırmışlardır. Verdini (2005), fotosferden Dünya yörüngesinin dışına, Güneş atmosferi ve rüzgarındaki lineer olmayan Alfven dalgalarının gelişimini incelemiştir. Sıkıştırılamaz akış altında MHD eşitliklerinden yararlanarak, homojen olmayan durağan bir durumdaki Alfven dalgalarının yayılımını tanımlamıştır. Shadmehri ve Downes (2008), sonsuz kalınlıktaki iyon ve nötron tabakalarındaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığının lineer gelişimini incelemişlerdir. Tabaka kalınlığının kısa dalga boyu limitinde ihmal edilebilir olduğunu, sıkıştırılabilir dalga boyları ile pertürbasyonlarında tabaka kalınlığından etkilendiğini söylemişlerdir. Bu çalışmalarında, tabaka kalınlığının iki model üzerinde kararlı bir etkiye sahip olacağını göstermişlerdir. Blaauwgeers ve ark. (2008), iki süper akışkan arasında shear hızdan kaynaklanan kararsızlığı incelemiştir. Yüzeyde süreksiz teğet hızlar ve uniform dönme ile iki akış arasında vortisite farkından oluşan bir durum belirlemişlerdir. Bu durumda kararsızlığın Kelvin – Helmholtz kararsızlığına uyduğunu söylemişlerdir. Holzwarth ve ark. (2009), yıldızlarla ilgili bölgelerdeki ve diğer astrofiziksel çevrelerdeki manyetik alanın hareketi ve durumunun kararsızlıklar ile ilgili olduğunu söylemişler ve manyetik akış tüpü boyunca boylamsal akışın kararlılık değerlerini dikkate alarak çalışmalarını sürdürmüşlerdir. Dağılımın olmadığı durumda, iç ve dış yoğunluk oranına ve Alfven hızına bağlı akış hızlarının kritik hızı aştığı durum için Kelvin-Helmholtz kararsızlığını bulmuşlardır. Landi ve Velli (2009), sıkıştırılabilir bir plazma içinde sıklıkla gelişen manyetik bağlanma ve shear akış kararsızlıklarının süreksizlik alanlarını kontrol etmek, şok yakalama yeterliliği ile birlikte son yayınlarda gelişen manyetik bağlanmaları takip etmek için uzay ve zaman teknikleri ile oluşturulan bir algoritma ile çalışmışlardır. Böyle sistemlerin denge koşulunun ilk durumunun lineer gelişimi ile ilişkili olduğunu söylemişlerdir. Zhelyaazkov (2009), bu çalışmasında Güneş rüzgarları, koronal akışlar, manyetik alan, plazmanın yoğunluğu, akış hızı gibi çeşitli plazma dalga modellerini incelemiştir. Ohm yasasındaki genelleştirilmiş Hall terimi ve akışın etkisini dikkate almıştır. Soler ve ark. (2010), koronal halkaların enine salınımlarının genellikle gözlemlenebilir olması ve teorikte MHD modelinin düğüm noktası olarak söylenebileceğinden yola çıkarak bu çalışmalarında azimutal shear hareketlerin varlığında silindirik bir manyetik akış tüpündeki Kelvin-Helmholtz kararsızlığının lineer durumlarını incelemişlerdir. Akış tüpünün birbirine yakın zamanlı

osilasyonlarının, bu akış tüpü modelinde bir Kelvin-Helmholtz kararsızlığı meydana getirebileceğini ayrıca kararsızlığın büyüme oranının azimutal dalga numaraları değerinde artacağını, boylamsal dalga numaralarında azalacağını söylemişlerdir. Manyetik alanın azimutal bileşeninin kararlı bir koronal halkadaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığını önleyebileceğini öne sürmüşlerdir. Jasmine (2010), iki eş merkezli silindir arasındaki halkada dönen bir akışkanın lineer kararlılığını eksensel yönün yanında, azimutal bir manyetik alanın varlığında incelemiştir. Burulma hızının bileşenleri büyük olduğunda, hidromanyetik etkilerin küçük olacağını söylemiştir. Krishna ve ark. (2011), üst bölgede gözenekli bir yapı ve alt bölgede sert bir yüzey ile çevrelenen bir akışkan tabakadaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığına elektrik alanın etkilerini incelemişlerdir. Gözenekli yapının elektriksel geçirgenliğinin artması ve gözenekli tabakanın katı parçacıkları tarafından akışa gösterilen dirençten dolayı kararsızlığın sabit olduğunu söylemişlerdir. Foullon ve ark. (2011), Güneş koronasındaki manyetik Kelvin-Helmholtz karasızlığının gelişimindeki uzaysal gözlemleri ele almışlardır. Daha önceden yapılan gözlemler ile koronal kütle atımlarındaki kararsızılığı ele almak mümkün değilken, Solar Dynamics Observatory tarafından (2010) gözlemlenen koronal kütle atımı yüzeylerindeki vortisite gelişimi ile çalışmalarını desteklemişlerdir. Yeni bulguların manyetize plazmadaki kararsızlık akışının gelişimi için temel bir unsur olduğunu söylemişlerdir. Güneş koronasındaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığının, kararsızlığın üç boyuttaki geometrik durumunu ve lineer olmayan gelişimini anlamamıza olanak sağlayacağını belirtmişlerdir. Ofman ve Thomson (2011), Solar Dynamics Observatory tarafından gözlenen koronal yapılardaki vorteks şekil özelliklerinin oluşumu, yayılımı ve bozulmasını incelemişler ve bu sayede Kelvin-Helmholtz kararsızlığının koronada incelenebileceğini söylemişlerdir. Kararsızlıkların, koronal kütle atımlarındaki kapalı manyetik alan ve patlamalar arasındaki burulma hızından kaynaklandığı sonucunu çıkarmışlardır.

Tezin devam eden bölümlerinde koronal kütle atımlarındaki meydana gelebilecek Kelvin-Helmholtz kararsızlığını incelemek için manyetize olmuş akışkandaki büyüme oranına ait ifade elde edilecek ve bu ifade üzerinde yoğunlaşılacaktır. Literatürden alınacak fiziksel parametreler kullanılarak kararsızlık oluşup oluşamayacağı üzerinde durulacaktır. Son bölümde ise bu tezde ulaşılan sonuçların karşılaştırmalı tartışmaları yapılacaktır.

BÖLÜM 3
MATERYAL VE YÖNTEM

Güneş, kütlesinin büyük çoğunluğu hidrojenden oluşan bir plazma topuna benzetilmektedir. Güneş atmosferi de plazma halindedir. Plazma çok basit olarak, Şekil 3.1.'de gösterildiği gibi maddenin gaz fazına yüksek enerjiler verilerek elde edilmiş yüklü ve yüksüz parçacıklar topluluğu olarak tanımlanabilir. Bu özelliğinden dolayı, plazma ısı ve elektromanyetik alan etkisiyle hareket ettirilebilir veya tuzaklanabilir diyebiliriz.



Şekil 3.1. Maddenin enerjinin etkisiyle gaz fazdan plazmaya dönüşümü.

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

Manyetohidrodinamik kelimesinin etimolojik kökeni manyetik alandan kaynaklanan "manyeto", akışkan anlamındaki "hidro" ve hareket anlamındaki "dinamik" kelimelerinin birleşimine dayanmaktadır. Kısaca 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 yol açmıştır.

Çalışmamızın başlıca amacı da MHD tanımlamasını kullanarak farklı hızlara sahip, paralel ve sürekli akış gösteren iki akışkanın arayüz tabakasında hız farkı veya shear (burulma) hız olduğunda bir kararsızlık ortaya çıkabileceğini göstermektir. Bu kararsızlık Kelvin–Helmholtz kararsızlığı olarak adlandırılır. MHD denklemleri olarak bilinen eşitlikler elde edildikten sonra ayrıntılı bir biçimde MHD Kelvin-Helmholtz kararsızlık analizi anlatılacaktır. Sonraki bölümde ise fiziksel örnek olarak koronal kütle atımlarında oluşan kararsızlıklar incelenecektir.

3.1. Tek Akışkan Denklemleri

Kinetik teoride parçacıkların dış güçlerin (örneğin sıcaklık, manyetik alan) etkisi altındaki davranışları dağılım fonksiyonları aracılığıyla tanımlanabilir (Choudhuri, 1998). Vlasov-Boltzmann denklemi, MHD yaklaşımını tanımlamakta kullanılacaktır.

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

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 ifade etmektedirler.

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 elde edilir (Demokan, 1991).

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

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

(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;

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

Momentum transferini tanımlayan (3.3) denkleminde $\vec{\vec{u}}_s$, $\vec{\vec{P}}_s$, $\vec{p}$ ve $\delta_c/\delta t$ sırasıyla ortalama hız, basınç tensörü, momentum vektörü ve çarpışmalardan kaynaklanan kayıpları ifade etmektedirler. 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 elde edilebilir.

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

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 incelemek için kullanılır. Bu kısımda ise iyonlaşmış gaz olan plazmanın tamamının davranışını inceleyen MHD denklemleri verilecektir. Bu amaçla kütlesel yoğunluk (ρ) ile

$$\rho=\sum_s m_s n_s, \tag{3.5}$$

elektriksel yük yoğunluğu (ρ_E) şeklinde

$$\rho_E=\sum_s e_s n_s, \tag{3.6}$$

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 plazmadaki akışkanın, yükün ve momentumun sürekliğini belirten denklemler sırasıyla aşağıdaki şekilde 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 elde etmek 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 kullanılabilir.

2) Elektron ve iyonların sayısal yoğunluklarının eşit olduğu düşünülerek 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 varsayılır.

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

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

Çekimsel kuvvetin de dikkate alındığı hareket denklemi şu şekilde ortaya çıkar:

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

Adiyabatik durum denklemi ise

$$p = \frac{c_s^2}{\gamma} \rho \tag{3.14}$$

şeklinde yazılır.

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

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = 0, \tag{3.15}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0, \tag{3.16}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \tag{3.17}$$

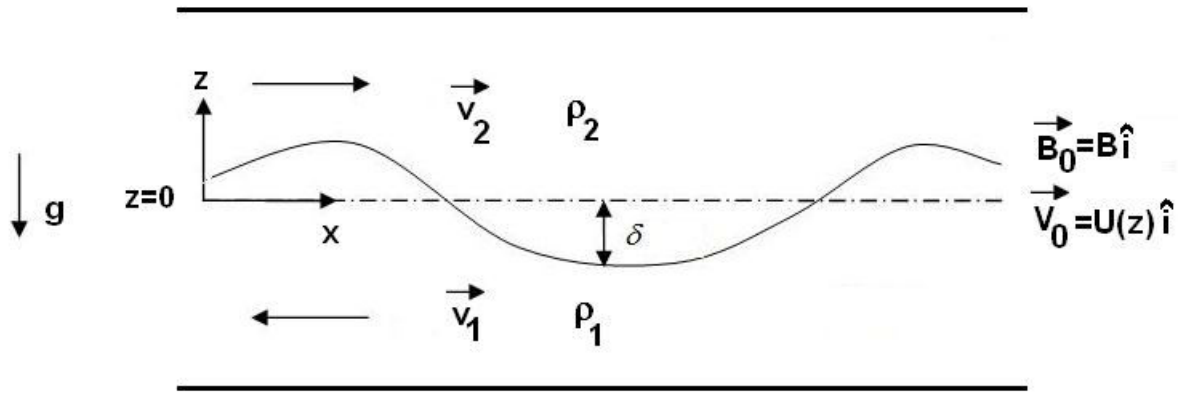
$$0 = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}, \tag{3.18}$$

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

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. MHD Kelvin-Helmholtz kararsızlığı

Bu bölümde basınç gradyan kuvveti, yerçekimsel etki ve manyetik alanın etkisi altındaki bir akışkan için (3.12)-(3.19) eşitlikleri ile gösterilen ideal MHD denklemleri kullanılarak Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için Chandrasekhar (1981) ve Priest (2000) çalışmalarındakine benzer şekilde inceleme yapılacaktır.



Şekil 3.2. Manyetize olmuş akışkan için Kelvin-Helmholtz kararsızlığının incelenmesi.

Bu durumda hareket, süreklilik, sıkıştırılamazlık ve manyetik indüksiyon denklemlerinin denge koşulu ve pertürbasyon durumları yazılmalıdır (Şekil 3.2). Öncelikle $\vec{v}, p, \rho$ ve $\vec{B}$ değerleri için denge durumu ve pertürbasyon ifadeleri aşağıdaki gibi yazılmalıdır. Hızın pertürbasyon ifadesi ve denge durumu (Şekil 3.2)

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \delta\vec{v}, \tag{3.20}$$

$$\vec{v}_0 = U(z)\hat{i}, \tag{3.21}$$

$$\delta\vec{v} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}, \tag{3.22}$$

basıncın pertürbe ifadesi ve denge koşulu

$$p = p_0 + \delta p, \tag{3.23}$$

$$p_0 = p(z), \tag{3.24}$$

yoğunluğun pertürbe ifadesi ve denge koşulu

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \tag{3.25}$$

$$\rho_0 = \rho(z) \tag{3.26}$$

ve son olarak manyetik alanın pertürbe ve denge (Şekil 3.2) durumlarındaki ifadeleri

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}, \tag{3.27}$$

$$\vec{B}_0 = B\hat{i}, \tag{3.28}$$

$$\delta\vec{B} = b_x\hat{i} + b_y\hat{j} + b_z\hat{k} \tag{3.29}$$

şeklinde yazılabilir. Yukarıda yazdığımız (3.20)-(3.29) arasındaki denklemler hareket, süreklilik, sıkıştırılamazlık ve manyetik indüksiyon denklemlerinin pertürbe ifadelerini yazmak için kullanılacaktır. Bu durumda hareket denkleminin pertürbe ifadesi

$$\begin{aligned}(\rho_0 + \delta\rho)\{\frac{\partial}{\partial t}\delta\vec{\mathrm{v}} + [(\vec{\mathrm{v}}_0 + \delta\vec{\mathrm{v}}).\vec{\nabla}](\vec{\mathrm{v}}_0 + \delta\vec{\mathrm{v}})\} = -\vec{\nabla}(p_0 + \delta p) + \\ (\rho_0 + \delta\rho)\vec{g} + \frac{1}{\mu_0}[\vec{\nabla}\times(\vec{B}_0 + \delta\vec{B})]\times(\vec{B}_0 + \delta\vec{B}),\end{aligned} \tag{3.30}$$

süreklilik denkleminin pertürbe durumundaki ifadesi

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\rho + (\vec{\mathrm{v}}_0.\vec{\nabla})\rho_0 + (\vec{\mathrm{v}}_0.\vec{\nabla})\delta\rho + (\delta\vec{\mathrm{v}}.\vec{\nabla})\rho_0 = 0, \tag{3.31}$$

sıkıştırılamazlık denkleminin pertürbe durumunda ifadesi

$$\vec{\nabla}.(\vec{v}_0 + \delta\vec{v}) = (\vec{\nabla}.\vec{v}_0) + (\vec{\nabla}.\delta\vec{v}) \tag{3.32}$$

ve indüksiyon denkleminin pertürbe ifadesi

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\vec{B} = (\vec{B}_0.\vec{\nabla})\vec{v}_0 + (\vec{B}_0.\vec{\nabla})\delta\vec{B} + (\delta\vec{B}.\vec{\nabla})\vec{v}_0 - (\vec{v}_0.\vec{\nabla})\vec{B}_0 - (\vec{v}_0.\vec{\nabla})\delta\vec{B} - (\delta\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{B}_0 \tag{3.33}$$

şeklinde yazılır. Şimdi aynı şekilde (3.20)-(3.29) arasındaki denklemler yardımıyla hareket, süreklilik, sıkıştırılamazlık ve manyetik indüksiyon denklemlerinin denge durumu ifadelerini yazalım. Bu durumda hareket denklemi

$$\rho_0(\vec{v}_0.\vec{\nabla})\vec{v}_0 = -\vec{\nabla}p_0 + \rho_0\vec{g} + \frac{1}{\mu_0}(\vec{\nabla}\times\vec{B}_0)\times\vec{B}_0, \tag{3.34}$$

süreklilik denkleminin denge durumu denklemi

$$(\vec{v}_0.\vec{\nabla})\rho_0 = 0, \tag{3.35}$$

sıkıştırılamazlık denkleminin denge durumu ifadesi

$$\vec{\nabla}.\vec{v}_0 = 0 \tag{3.36}$$

ve manyetik indüksiyon denkleminin denge durumu ifadesi

$$0 = (\vec{B}_0.\vec{\nabla})\vec{v}_0 - (\vec{v}_0.\vec{\nabla})\vec{B}_0 \tag{3.37}$$

şeklinde yazılabilir.

Hareket, süreklilik, sıkıştırılamazlık ve manyetik indüksiyon denklemlerinin lineer ifadelerini yazmak için (3.30)-(3.33) pertürbe denklemlerden, (3.34)-(3.37) denge durumu denklemlerini çıkarmalıyız. Bu durumda hareket denklemi

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t}\delta\vec{\mathrm{v}} + \rho_0(\vec{\mathrm{v}}.\vec{\nabla})\delta\vec{\mathrm{v}} + \rho_0(\delta\vec{\mathrm{v}}.\vec{\nabla})\vec{\mathrm{v}}_0 +$$
$$\delta\rho(\vec{\mathrm{v}}_0.\vec{\nabla}) = -\vec{\nabla}\delta p + \delta\rho\vec{g} + \frac{1}{\mu_0}[(\vec{\nabla}\times\delta\vec{B})\times\vec{B}_0], \tag{3.38}$$

süreklilik denklemi

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\rho + (\vec{\mathrm{v}}_0.\vec{\nabla})\delta\rho + (\delta\vec{\mathrm{v}}.\vec{\nabla})\rho_0 = 0, \tag{3.39}$$

sıkıştırılamazlık denklemi

$$(\vec{\nabla}.\delta\vec{\mathrm{v}}) = 0 \tag{3.40}$$

ve son olarak manyetik indüksiyon denklemi aşağıdaki şekilde yazılır

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\vec{B} = (\vec{B}_0.\vec{\nabla})\delta\vec{\mathrm{v}} + (\delta\vec{B}.\vec{\nabla})\vec{\mathrm{v}}_0 - (\vec{\mathrm{v}}_0.\vec{\nabla})\delta\vec{B}. \tag{3.41}$$

Şimdi süreklilik, sıkıştırılamazlık, hareket ve manyetik indüksiyon denklemine ait bileşen ifadelerini yazalım. Hareket denkleminin x- bileşeni:

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t} + \rho(U\frac{\partial}{\partial x})u + \rho w\frac{d}{dz}U = -\frac{\partial}{\partial x}\delta p, \tag{3.42}$$

y-bileşeni:

$$\rho\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial t} + \rho(U\frac{\partial}{\partial x})\mathrm{v} = -\frac{\partial}{\partial y}\delta p + \frac{B}{\mu_0}(\frac{\partial}{\partial x}by - \frac{\partial}{\partial y}bx), \tag{3.43}$$

z-bileşeni:

$$\rho\frac{\partial w}{\partial t} + \rho(U\frac{\partial}{\partial x})w = -\frac{\partial}{\partial z}\delta p - \rho g + \frac{B}{\mu_0}(\frac{\partial}{\partial x}bz - \frac{\partial}{\partial z}bx) \tag{3.44}$$

şeklinde gösterilir. Süreklilik denkleminin bileşen ifadesi aşağıdaki gibidir

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\rho + U\frac{\partial}{\partial x}\delta\rho + w\frac{\partial}{\partial z}\rho = 0. \tag{3.45}$$

Sıkıştırılamazlık denkleminin bileşen halini aşağıdaki gibi yazabiliriz

$$\frac{\partial}{\partial x}u + \frac{\partial}{\partial y}\mathrm{v} + \frac{\partial}{\partial \mathrm{z}}w = 0. \tag{3.46}$$

Şimdi de indüksiyon denkleminin bileşen ifadesini yazalım. x- bileşeni:

$$(\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x})bx = (\delta\vec{B}.\vec{\nabla})U + (B.\frac{\partial}{\partial x})u, \tag{3.47}$$

y- bileşeni:

$$(\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x})by = (B.\frac{\partial}{\partial x})\mathrm{v} \tag{3.48}$$

ve z- bileşeni aşağıdaki gibi yazılabilir

$$(\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x})bz = (B.\frac{\partial}{\partial x})w. \tag{3.49}$$

(3.42)-(3.49) denklemlerindeki tüm pertürbe çokluklar $\delta f(x,y,z,t) = \delta f(z)e^{i(k_x x + k_y y + \omega t)}$ şeklinde değişsin ve $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\frac{d}{dz} = D$ ile gösterilsin. Bu durumda hareket denkleminin bileşenleri:

$$i\rho u(\omega + k_x U) + \rho w DU = -ik_x\delta p, \tag{3.50}$$

$$i\rho\mathrm{v}(\omega + k_x U) = -ik_y\delta p + \frac{B}{\mu_0}(ik_x by - ik_y bx), \tag{3.51}$$

$$i\rho w(\omega + k_x U) = -D\delta p - g\delta\rho + \frac{B}{\mu_0}(ik_x bz - Dbx) \tag{3.52}$$

şeklinde olur. Bu şartlar altında süreklilik denkleminin bileşen ifadesi aşağıdaki gibi yazılır

$$i\delta\rho(\omega + k_x U) + wD\rho = 0. \tag{3.53}$$

Aynı şekilde sıkıştırılamazlık denkleminin bileşen ifadesi

$$ik_x u + ik_y \mathrm{v} + Dw = 0 \tag{3.54}$$

olur. $(\omega + k_x U) = \upsilon$ diye tanımlanırsa (3.50)-(3.54) denklemlerini aşağıdaki gibi yazabiliriz

$$i\upsilon\rho u + \rho wDU = -ik_x \delta p, \tag{3.55}$$

$$i\upsilon\rho \mathrm{v} = ik_y \delta p + \frac{B}{\mu_0}(ik_x by - ik_y bx), \tag{3.56}$$

$$i\upsilon\rho w = -D\delta p - g\delta\rho + \frac{B}{\mu_0}(ik_x bz - Dbx), \tag{3.57}$$

$$i\upsilon\delta\rho = -wD\rho\ , \tag{3.58}$$

$$ik_x u + ik_y \mathrm{v} + \mathrm{Dw} = 0. \tag{3.59}$$

Şimdi indüksiyon denklemini ele alalım. Tüm pertürbe çoklukların $\delta f(x,y,z,t) = \delta f(z) e^{i(k_x x + k_y y + \omega t)}$ şeklinde değiştiği söylenmişti ve yine $(\omega + k_x U) = \upsilon$ diye tanımlanırsa (3.47)-(3.49) indüksiyon denkleminin bileşen ifadeleri aşağıdaki gibi yazılabilir

$$i\upsilon bx = bzDU + ik_x Bu, \tag{3.60}$$

$$i\upsilon by = ik_x B\mathrm{v}, \tag{3.61}$$

$$i\upsilon bz = ik_x Bw. \tag{3.62}$$

(3.60)-(3.62) denklemlerini

$$i\upsilon\delta\vec{B} = ik_x B\delta\vec{\mathrm{v}}+\mathrm{bzD}\vec{\mathrm{v}}_0 \tag{3.63}$$

şeklinde yazabiliriz. (3.63) denklemindeki $\delta\vec{B}$ ifadesini bileşenlerine ayıralım

$$bx = \frac{k_x B}{\upsilon}(u - \frac{iDU}{\upsilon}w), \tag{3.64}$$

$$by = \frac{k_x B\mathrm{v}}{\upsilon}, \tag{3.65}$$

$$b_z = \frac{k_x Bw}{\upsilon}. \tag{3.66}$$

(3.64)-(3.66) bileşen ifadelerini (3.56) denkleminde yerine yazarsak

$$i\upsilon\rho\mathrm{v} = -ik_y\delta p + \frac{B^2 k_x}{\mu_0\upsilon}(ik_x\mathrm{v} - ik_y u - \frac{k_y DUw}{\upsilon}) \tag{3.67}$$

denklemi elde edilir.

$$\Omega = \vec{\nabla}\times\delta\vec{\mathrm{v}}=(ik_y w - D\mathrm{v})\hat{i} + (Du - ik_x w)\hat{j} + (ik_x v - ik_y u)\hat{k} \tag{3.68}$$

denklemi vortisite denklemidir. Bu denklemi (3.67) denkleminde yerine yazalım

$$i\upsilon\rho\mathrm{v} = -ik_y\delta p + \frac{B^2 k_x}{\mu_0\upsilon}(\Omega_z - \frac{k_y DUw}{\upsilon}). \tag{3.69}$$

(3.64)-(3.66) bileşen ifadelerini (3.57) denkleminde yerine yazarsak

$$i\upsilon\rho w = -D\delta p - \frac{igwD\rho}{\upsilon} - \frac{B^2 k_x D}{\mu_0 \upsilon}(u - \frac{iDU}{\upsilon} w) + \frac{ik_x^2 B^2 w}{\mu_0 \upsilon} \tag{3.70}$$

denklemi elde edilir. (3.55) denklemini $-ik_y$ ile, (3.69) denklemini ik_x ile çarpıp ve taraf tarafa toplarsak

$$\upsilon\rho(k_y u - k_x v) - ik_y \rho wDU = i\frac{B^2 k_x^2}{\mu_0 \upsilon}(\Omega_z - \frac{k_y DUw}{\upsilon}) \tag{3.71}$$

denklemi elde edilir. Şimdi (3.71) denklemini $-i$ ile çarpalım sonrasında $\Omega_z \upsilon$ ve $k_y DUw$ parantezine alalım

$$\Omega_z = \frac{k_y DUw}{\upsilon}. \tag{3.72}$$

Bulduğumuz (3.72) denklemi yardımıyla (3.69) denklemini tekrar yazacak olursak

$$i\upsilon\rho \mathrm{v} = -ik_y \delta p \tag{3.73}$$

denklemi elde edilir. (3.55) denklemini $-k_x$, (3.73) denklemini $-k_y$ ile çarpıp taraf tarafa toplarsak

$$ik^2 \delta p = \mathrm{v}\rho Dw - k_x \rho DUw \tag{3.74}$$

denklemi bulunur. (3.70) denklemini $(-ik^2)$ ile çarpalım

$$k^2 \upsilon\rho w = ik^2 D\delta p - \frac{k^2 gwD\rho}{\upsilon} + \frac{ik^2 B^2 k_x D}{\mu_0 \upsilon}(u - \frac{iDuw}{\upsilon}) + \frac{k^2 k_x^2 B^2 w}{\mu_0 \upsilon}. \tag{3.75}$$

Şimdi (3.59) denklemini k_x ile çarpıp düzenlersek

$$ik^2u = -(k_xDw + \frac{k_y^2DUw}{\upsilon}) \tag{3.76}$$

denklemi elde edilir. (3.75) denklemini düzenleyelim ve (3.76) denklemini burada kullanalım

$$ik^2D\delta p = k^2\upsilon\rho w + \frac{B^2k_x^2}{\mu_0}[D(\frac{Dw}{\upsilon}) - \frac{k^2w}{\upsilon}] - \frac{B^2k_x^3D}{\mu_0}(\frac{DUw}{\upsilon^2}) + \frac{k^2gwD\rho}{\upsilon}. \tag{3.77}$$

(3.74) denkleminin her iki tarafına D operatörünü uygulayalım

$$ik^2D\delta p = D[(\upsilon\rho Dw) - k_x\rho wDU]. \tag{3.78}$$

(3.77) ve (3.78) denklemlerinin sol taraflarını elimine edersek

$$D[(\upsilon\rho Dw) - k_x\rho wDU] = k^2\upsilon\rho w + \frac{B^2k_x^2}{\mu_0}[D(\frac{Dw}{\upsilon}) - \frac{k^2w}{\upsilon}] - \frac{B^2k_x^3D}{\mu_0}(\frac{DUw}{\upsilon^2}) + \frac{k^2gwD\rho}{\upsilon} \tag{3.79}$$

denklemi elde edilir.

Yatay bir sınırla ayrılmış, birbirine göre sabit U_1 ve U_2 hızları ile hareket eden iki uniform sabit ρ_1 ve ρ_2 (ρ_1: alt akışkan, ρ_2: üst akışkan ve $\rho_1 < \rho_2$) yoğunluklu akışkan için Kelvin-Helmholtz kararsızlık durumu incelenebilir. U ve ρ 'nun uniform olmalarından dolayı $DU = 0$ ve $D\rho = 0$ olur, (3.79) denklemi tekrar yazalım

$$(\upsilon\rho_0 - \frac{k_x^2B^2}{\mu_0\upsilon})(D^2 - k^2)w = 0. \tag{3.80}$$

Birleşim yüzeyinde U süreksizdir. Yani alt ve üst akışkanın hızları birbirinden farklıdır. Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için Chandrasekhar şartından dolayı $\frac{w}{\upsilon} = \frac{w}{\omega + k_x U}$ ifadesi arayüzde sürekli olmalıdır. Bu durumda:

$$w_1 = A\upsilon_1 e^{kz}, (z>0), \tag{3.81}$$

$$w_2 = A\upsilon_2 e^{-kz}, (z<0). \tag{3.82}$$

$DU = 0$ ve $D\rho = 0$, (3.79) denkleminin arayüz civarında integrali alınırsa sıçrama koşulu olarak aşağıdaki denklemler elde edilir

$$\Delta_0(\rho_0 \upsilon Dw) = \frac{k_x^2 B^2}{\mu_0}\Delta_0(\frac{Dw}{\upsilon}) + gk^2\Delta_0(\rho_0 \frac{w}{\upsilon}), \tag{3.83}$$

$$\rho_2\upsilon_2 Dw_2 - \rho_1\upsilon_1 Dw_1 = \frac{k_x^2 B^2}{\mu_0}(\frac{Dw_2}{\upsilon_2} - \frac{Dw_1}{\upsilon_1}) + gk^2(\frac{\rho_2 w_2}{\upsilon_2} - \frac{\rho_1 w_1}{\upsilon_1}). \tag{3.84}$$

Z=0 arayüzde $e^{-kz} = 1$ ve $e^{kz} = 1$ olduğundan (3.81) ve (3.82) denklemleri şeklinde yazılabilir

$$Dw_2\big|_{z=0} = A\upsilon_2 k e^{-kz}\big|_{z=0} = -A\upsilon_2 k, \tag{3.85}$$

$$\frac{w_2}{\upsilon_2}\bigg|_{z=0} = A, \tag{3.86}$$

$$Dw_1\big|_{z=0} = A\upsilon_1 k e^{kz}\big|_{z=0} = A\upsilon_1 k, \tag{3.87}$$

$$\frac{w_1}{\upsilon_1}\bigg|_{z=0} = A. \tag{3.88}$$

(3.86) ve (3.88) denklemlerini (3.85) denkleminde yerine yazarsak

$$\rho_2 \upsilon_2^2 + \rho_1 \upsilon_1^2 - \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0} - gk(\rho_1 - \rho_2) = 0 \tag{3.89}$$

denklemi elde edilir.

(3.89) denklemi $\frac{1}{\rho_1 + \rho_2}$ ile çarpılsın. $\alpha_1 = \frac{\rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$, $\alpha_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$ ve $\upsilon_1 = \omega + k_x U_1$, $\upsilon_2 = \omega + k_x U_2$ olsun. Bu durumda (3.89) denklemi aşağıdaki gibi yazılır

$$\omega^2 + 2k_x \omega(\alpha_2 U_2 + \alpha_1 U_1) + k_x^2(\alpha_2 U_2^2 + \alpha_1 U_1^2) - gk(\alpha_1 - \alpha_2) - \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0} = 0. \tag{3.90}$$

(3.90) denklemini $\chi = (\alpha_2 U_2 + \alpha_1 U_1)$ ve $\beta = (\alpha_2 U_2^2 + \alpha_1 U_1^2)$ ifadelerini kullanarak kısaltırsak

$$\omega^2 + 2k_x \omega \chi + k_x^2 \beta - gk(\alpha_1 - \alpha_2) - \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0} = 0 \tag{3.91}$$

denklemi elde edilir. (3.91) denkleminin kökleri bulunmak istenirse karakteristik denklemler

$$a = 1,\ b = 2k_x \chi \text{ ve } c = k_x^2 \beta - gk(\alpha_1 - \alpha_2) - \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0} = 0 \tag{3.92}$$

şeklinde yazılır. Buradan;

$$\omega_{1,2} = -k_x(\alpha_1 U_1 + \alpha_2 U_2) \pm \sqrt{gk(\alpha_1 - \alpha_2) - k_x^2 \alpha_1 \alpha_2 (\Delta U)^2 + \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0(\rho_1 + \rho_2)}} \tag{3.93}$$

olarak denklemin kökleri bulunur. Son denklemde $\Delta U = U_1 - U_2$ ve $k_x = k.\cos\theta$ olarak tanımlanmış olup θ ise dalga ilerleme yönü ile x ekseni arasındaki açıyı göstermektedir.

$\omega_{1,2} = \omega_r \pm i\omega_i$ şeklinde yazılabilecek ($\omega_r = \text{reel kök}$, $\omega_i = \text{imajiner kök}$) olan (3.93) denkleminde ($\omega_{1,2}$ ifadesinde), imajiner kısmın varlığında kararsızlık ortaya çıkar. Bu da ancak $\omega_i^2 < 0$ durumunda, yani eğer karekök içindeki ifade negatif ise olabilir. Bu durum aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

Çizelge 3.1. ω_i^2 'nin değerine göre karar(lı)sızlık

ω_i^2	**Durum**	ω_i^2 **'nin artan değerlerindeki sonuç**
Negatif	Kararsızlık	Kararsızlığın büyüme oranı çok yüksek
Pozitif	Kararlılık	Osilasyon frekansında artış

Bu durumda (3.93) denkleminde karekök içerisindeki kısmı kararsızlık için incelersek:

$$gk(\alpha_1 - \alpha_2) - k_x^2\alpha_1\alpha_2(\Delta U)^2 + \frac{2k_x^2B^2}{\mu_0(\rho_1+\rho_2)} < 0, \tag{3.94}$$

$$gk(\alpha_1 - \alpha_2) < k_x^2[\alpha_1\alpha_2(\Delta U)^2 - \frac{2B^2}{\mu_0(\rho_1+\rho_2)}] \tag{3.95}$$

olduğu durumda kararsızlık vardır.

- Eğer $k_x = 0$ ise yani pertürbasyonlar x-yönünde ilerlemez ise:

  $$gk(\alpha_1 - \alpha_2) < 0 \tag{3.96}$$

  olur. Burada $\alpha_1 < \alpha_2$ için kararsızlık durumu vardır denebilir.

- $$gk(\alpha_1 - \alpha_2) > 0 \tag{3.97}$$

  dersek, yani hafif akışkan ağır akışkan üzerinde ise

$$k_x^2 \alpha_1 \alpha_2 (\Delta U)^2 > \frac{2k_x^2 B^2}{\mu_0(\rho_1 + \rho_2)} \tag{3.98}$$

olduğunda, $\alpha_1 > \alpha_2$ durumunda da kararsızlığın ortaya çıktığı bulunabilir.

- $gk(\alpha_1 - \alpha_2) = 0$ (3.99)

ise

$$\alpha_1 \alpha_2 (\Delta U)^2 > \frac{2B^2}{\mu_0(\rho_1 + \rho_2)} \tag{3.100}$$

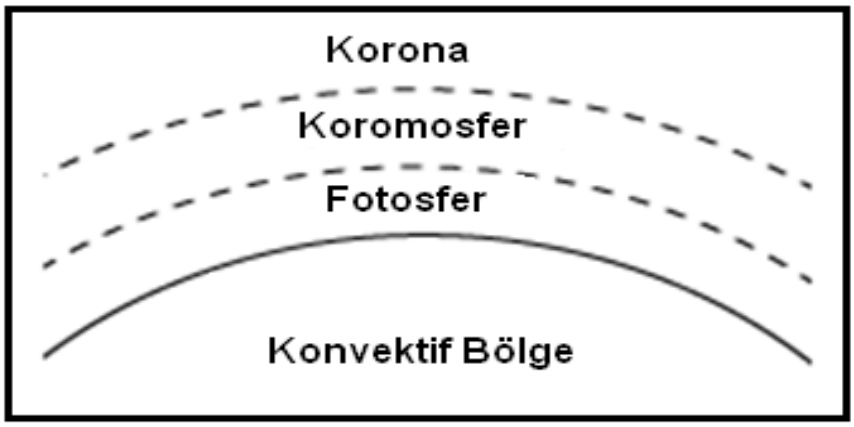
koşulu sağlandığında $\alpha_1 = \alpha_2$ durumunda da kararsızlık ortaya çıkar.

Bu tez çalışmasının sonraki bölümlerinde (3.93) denkleminden elde edilen ω_i^2 ifadesi kullanılarak koronal kütle atımlarında oluşan Kelvin-Helmholtz kararsızlığının mekanizması ve oluş(ama)ma durumları çalışılacaktır. Bunun için bir sonraki bölümde ω_i^2 ifadesindeki parametrelerin değişik değerlerinde kararsızlığın büyüme oranı için 2 ve 3 boyutlu grafikler elde edilecektir. Son bölümde elde edilen sonuçların literatürdeki diğer çalışmalarla uyumları tartışılacaktır.

BÖLÜM 4
ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Koronal Kütle Atımları ve Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi korona, Güneş atmosferinin en dıştaki katmanıdır. Kromosfer katmanının üstünde yer alır ve Güneş rüzgarına dönüşerek birkaç milyon kilometrelik mesafelere kadar uzanır.



Şekil 4.1. Güneş'in atmosferindeki katmanlar (ölçeklenmemiş).

Korona, fotosfer katmanı kadar parlak olmadığından yalnızca fotosfer katmanı bir şekilde kapatıldığı zaman görülebilir. Bu durum genelde tam Güneş tutulmalarında meydana gelir ve bu esnada koronograf adı verilen cihazlar kullanılarak görülebilir. Çok yüksek sıcaklığa sahip olmasına karşın tahmin edildiği kadar sıcak olmamasının nedeni birim hacimdeki parçacık sayısının (yani yoğunluğun) az olmasıdır. Korona, görünür bölgede ışıma yapan fotosferin aksine spektrumun X-ışınları kısmında ışıma gösterir. Bunun nedeni çok yüksek sıcaklıklara sahip olmasıdır.

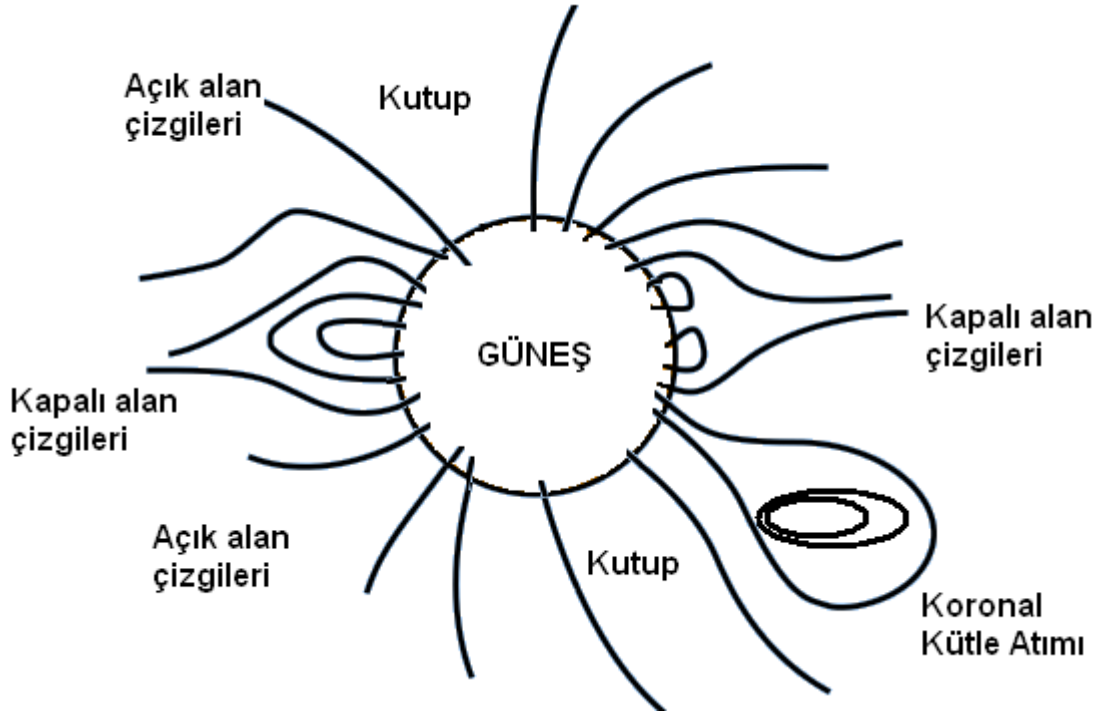
Açık manyetik yapılar (Şekil 4.2) sayesinde oluşan Güneş rüzgarları, bu manyetik yapılardan kaynaklanan koronal deliklerden kaçan yüklü parçacıklar olarak tanımlanırlar. Bu kaçısın nedeni 400 km/s'lik hızlara ulaşan parçacıkların Güneş'in çekim kuvvetinin üstesinden gelmesidir.

Koronal kütle atımları, kapalı manyetik alan yapıların (Şekil 4.2) etrafına sarılmış yüksek sıcaklıklı gaz balonunun genişleyerek birkaç saat içinde uzay boşluğuna (gezegenler arası ortama) fırlatılması olarak tanımlanır. Her bir koronal kütle atımı esnasında Güneş'ten birkaç milyar tonluk bir kütle çıkışı olur. Kütle atımı esnasında çıkan

parçacıkların çoğunluğu elektron ve protonlardan oluşurken fakat bazen helyum, oksijen ve hatta demir gibi daha ağır elementlerden de oluşabilir.

Koronal ilmek olarak da isimlendirilen kapalı manyetik yapılar, Güneş lekeleri civarındaki aktif bölgelerde (manyetik alanca yüksek bölgeler) görülebilirler. Koronal ilmekler, kapalı manyetik yapıların Güneş yüzeyine temas ettiği iki bölge arasında oluşurlar. Çoğu Güneş etkinliğinde olduğu gibi kütle atımları da Güneş leke döngüsü ile doğrudan bağlantılıdır. Güneş'in aktifliği arttıkça kütle atımı sayısı da artmaktadır. Dolayısıyla kütle atımları da doğrudan manyetik alan ile ilgili bir etkinliktir.

Koronal kütle atımlarının sebebi tam olarak bilinmemesine rağmen manyetik yeniden birleşme (magnetic reconnection: iki zıt yönlü manyetik alan çizgisinin bir araya gelerek birleşmesi ve tek bir manyetik alan çizgisi haline gelmesi) olayının bu durumun sebebi olduğu düşünülmektedir. Manyetik yeniden birleşme esnasında ortaya çıkan manyetik enerji, parçacıklara kinetik ve termal enerji olarak aktarılır ve aktarılan bu enerji sayesinde 500-3000 km/s'lik hızla büyük ölçekli (birkaç milyar ton) madde çıkışı olur.



Şekil 4.2. Güneş' teki manyetik yapıların ve koronal kütle atımının temsili resmi.

Velli ve arkadaşlarının (2003) belirttiği gibi birçok koronal yapıda ortaya çıkan burulma akışı hem rezistif hem de Kelvin-Helmholtz gibi akışkan kararsızlıklarının temel nedenidir. Bu tip kararsızlıklar, gerek Güneş rüzgarı gibi yavaş gerekse diğer hızlı koronal

etkinliklerdeki süreçlerin oluşmasında etkilidir. Lapenta ve Knoll (2003) ise aynı biçimde burulma akışının Kelvin-Helmholtz kararsızlığını ortaya çıkarabileceğini söylemiştir. Oluşan bu kararsızlığın burulma akışını, koronal kütle atımlarının da nedeni olarak gösterilen manyetik yeniden birleşmenin oluşmasını tetikleyen bir sıkışmaya çevirebileceğini söylemişlerdir.

Foullon ve arkadaşlarının 2011 yılında koronal kütle atımlarında Kelvin-Helmholtz kararsızlığını gözlemsel verilerle çalıştıkları makalede belirttikleri gibi akış ve kararsızlıklar, Güneş koronası, manyetosferik ve helyosferik sınırlar, kuyruklu yıldızlar ve astrofiziksel jetler gibi konuları içeren manyetize plazmanın dinamiğinde önemli rol oynarlar. Doğrusal olmayan etkilerin, büyük ve küçük ölçekli fiziksel etkileşimler tarafından oluşturulan akış kaynaklı kararsızlıkların, plazmanın süreksizlik ortamlarına girişi, türbülans oluşumu ve sürüklenmelerin güçlendirilmesi gibi olaylarda rol oynadığına inanılmaktadır (Foullon ve ark., 2011). Ofman ve Thomson (2011), Kelvin-Helmholtz kararsızlığının koronal kütle atımlarında meydana gelen burulma hızı sayesinde oluşabileceğini ve bu kararsızlığın ise koronal plazmadaki enerji transferinde önemli bir rol oynayacağını söylemişlerdir.

Bu bölümün devamında, Güneş fiziğinin ilgi çeken konularından biri olan koronal kütle atımlarında meydana gelebilecek Kelvin-Helmholtz kararsızlığı, literatürdeki veriler kullanılarak incelenmiştir ve (3.93) denklemi bu verilerle detaylı bir biçimde irdelenmiştir. Sonuçlar iki ve üç boyutlu grafikler halinde verilmiştir, sonuçların karşılaştırılması ise bir sonraki bölüme bırakılmıştır.

4.2. Koronal Kütle Atımlarında Fiziksel Parametrelerin Değerleri

Koronal kütle atımı süreçlerindeki fiziksel parametrelerin değerleri literatür taraması yapılarak bulunmuş. Bu parametrelerin tipik değerleri aşağıda Çizelge 4.1'de verildiği gibidir.

Çizelge 4.1. Güneş koronası ve koronal kütle atımlarındaki bazı fiziksel parametrelerin değerleri

Parametre	Simge	Değer	Referans
Çekimsel İvme	g	140 m/s^2	Priest (2000)- Isobe ve ark. (2006)
Akışkan Yoğunlukları	ρ_1, ρ_2	ρ_1=8.5x10^{-11} kg/m^3 ρ_2=1.7x10^{-12} kg/m^3	Ryutova ve ark. (2010) - Belien ve ark. (1999)
Manyetik Alan	B	4 G-10G	Ryutova ve ark. (2010) -Zhelyazkov (2009) -Zaliznyak ve ark. (2003)-Foullon ve ark.(2011) -Ofman ve Thomson (2011) - Selwa ve ark. (2005) - Belien ve ark. (1999)-Hood (1992) - Keppens ve Goedbloed (2000) - Verdini ve ark. (2005)
Burulma Hızı	ΔU	600 km/s - 900 km/s	Foullon ve ark.(2011) - Velli ve ark. (2003)- Nakarikov ve ark. (1996)

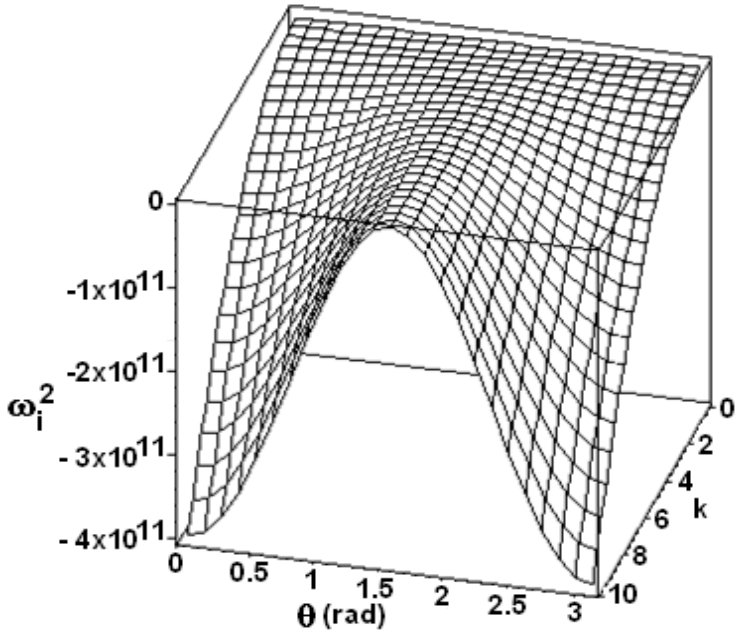
Koronal kütle atımlarında oluşması muhtemel Kelvin-Helmholtz kararsızlığının hangi şartlarda kararlı hale gelebileceği, varlığı ve büyüme oranına ait inceleme (3.93) denklemi içerisinde tanımlanan ω_i^2 terimi yardımı ile yapılacaktır. Eğer ω_i^2 <0 ise sistem kararsızdır ve mutlak değer olarak daha büyük değerlerin alınması kararsızlığın büyüme oranını daha da arttırmaktadır. Eğer ω_i^2 >0 ise sistem denge durumu etrafında osilasyonlar yapacaktır, mutlak değer olarak daha büyük değerler olması osilasyon periyodunu küçültecek ve dolayısı ile frekans artacaktır.

4.3. Koronal Kütle Atımlarında Kelvin-Helmholtz Kararsızlığının Oluşumu ve İncelenmesi

Bu kısımda ω_i^2 terimini kullanarak üç ve iki boyutlu grafikler yardımı ile koronal kütle atımlarında oluşabilecek Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için inceleme yapılacaktır.

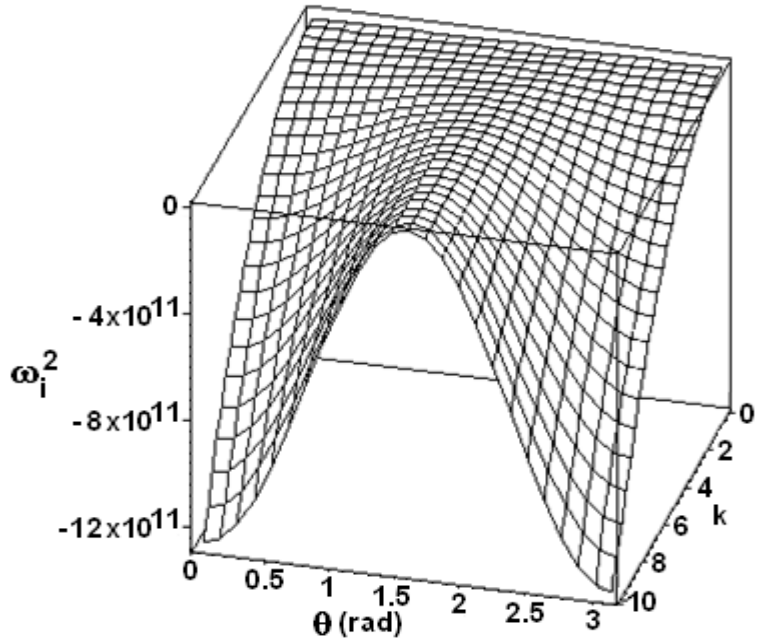
4.3.1. Üç boyutlu incelemeler

Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'te B=4 Gauss değeri için farklı ΔU değerlerinde (600 km/s ve 600 km/s) ω_i^2'nin dalga numarası k ve dalganın ilerleme yönü ile x-ekseni arasındaki açıya bağımlılıkları (θ=0 dalga x-eksenine paralel, θ=π/2 x-eksenine dik yani x bileşeni yok) gösterilmektedir.

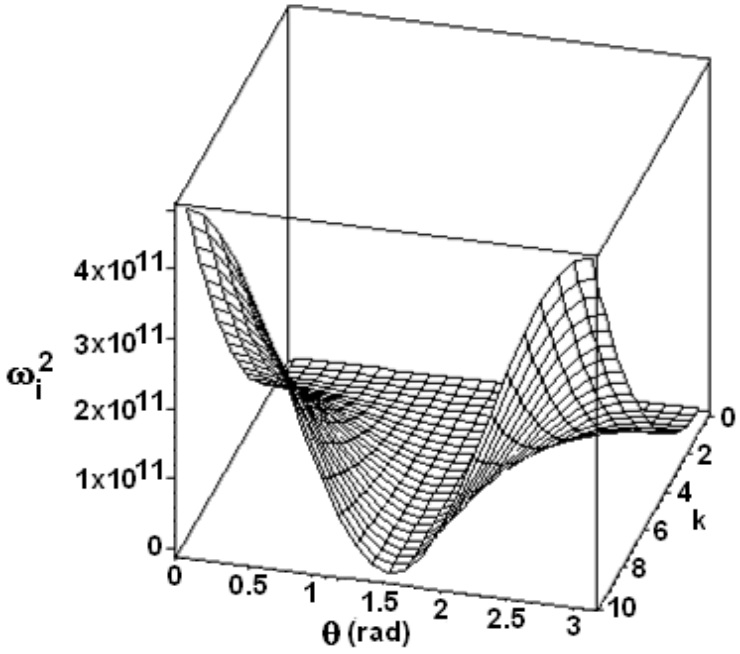


Şekil 4.3. ω_i^2 'nin B= 4 G ve ΔU = 600 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri.

Şekil 4.3'te verildiği gibi manyetik alanın düşük değerlerinde kararsızlık daha baskındır ($\omega_i^2 <0$). Dalganın tamamı x-ekseni boyunca ilerlemez ise ($\theta=\pi/2$ olduğunda) dalga kararlılığa ($\omega_i^2 \approx 0$) yaklaşmaktadır. Burulma hızı daha da arttığında ise (ΔU =900 *km/s*) Şekil 4.4'te de gösterildiği gibi kararsızlığın büyüme oranı daha da artmakta, kararlı durumdan iyice uzaklaşmaktadır. Artan dalga numarası değerlerinde her iki durum içinde (Şekil 4.3 ve Şekil 4.4) sistem iyice kararsız hale gelmektedir.



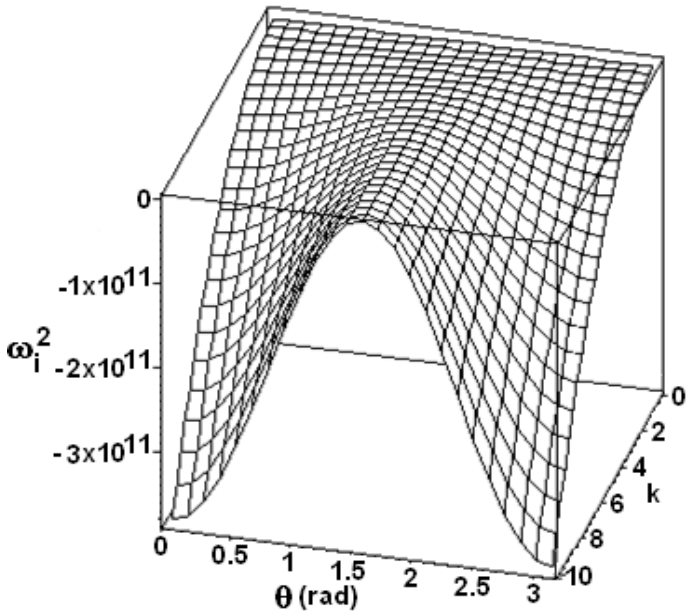
Şekil 4.4. ω_i^2 'nin B= 4 G ve ΔU = 900 *km/s*'deki θ ve k'ya bağımlılığı.



Şekil 4.5. ω_i^2 'nin B= 8 Gauss ve ΔU = 600 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri.

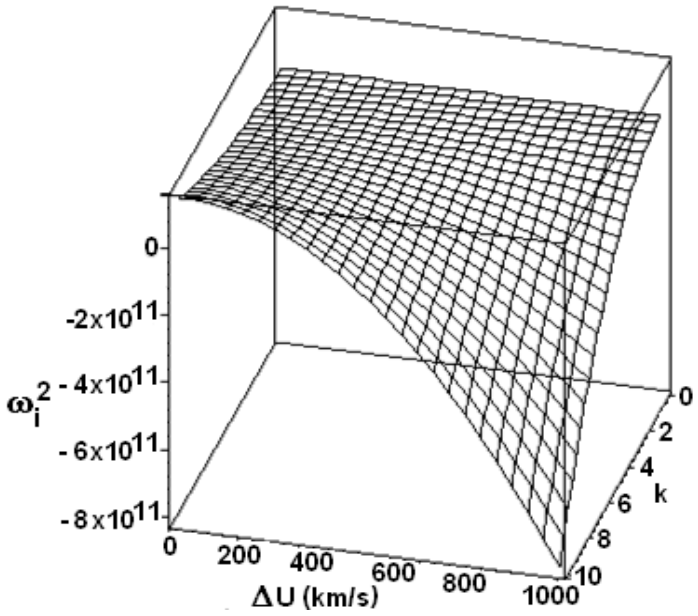
Şekil 4.5'ten de anlaşılacağı gibi manyetik alanın değerinin artması (8 G olması) düşük burulma hızı değerlerinde (600 *km/s*) ,θ 'ya bağımlılık incelediğinde sistemin daha da kararlı hale gelmesine, artan dalga numarası değerlerinde de bu durumun geçerliliğini sürdürmesine neden olur.

Burulma hızının değeri artırıldığındaki durum Şekil 4.6'da sunulmaktadır. Buna göre artan ΔU değerleri sistemin karakterini tamamen değiştirmekte ve süreç kararsız hale gelmektedir, Şekil 4.5'ten farklı olarak, artan k değerleri sistemi daha da kararsız hale getirmektedir.



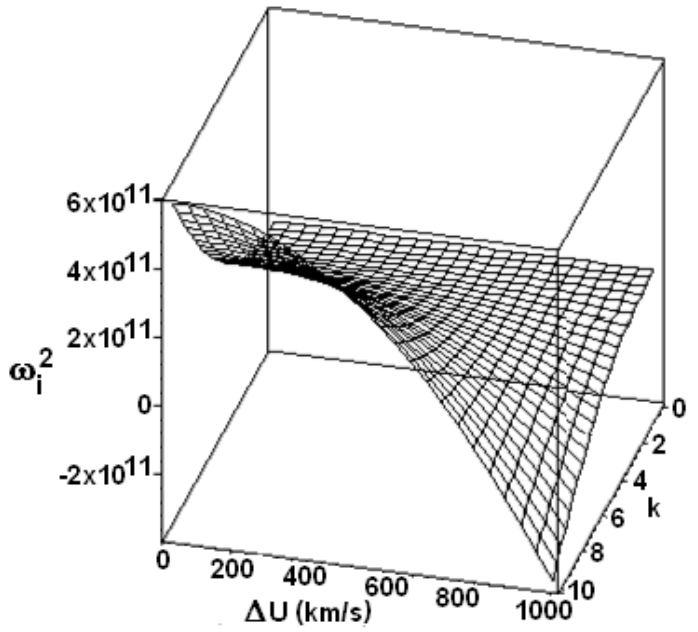
Şekil 4.6. ω_i^2 'nin B= 8 Gauss ve ΔU = 900 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri.

Şekil 4.7 ve Şekil 4.8'de θ=45° derecede değişik manyetik alan değerleri (sırasıyla B= 4 ve B=8 G) için büyüme oranı ifadesinin ΔU ve k'ya göre gelişimleri sunulmaktadır. Şekil 4.7'de düşük hızlar için pertürbasyonlar kararsızlığa neden olmazken, yaklaşık olarak ΔU = 400 *km/s*'den sonra sistem kararsızlığa doğru bir geçiş gösterir.



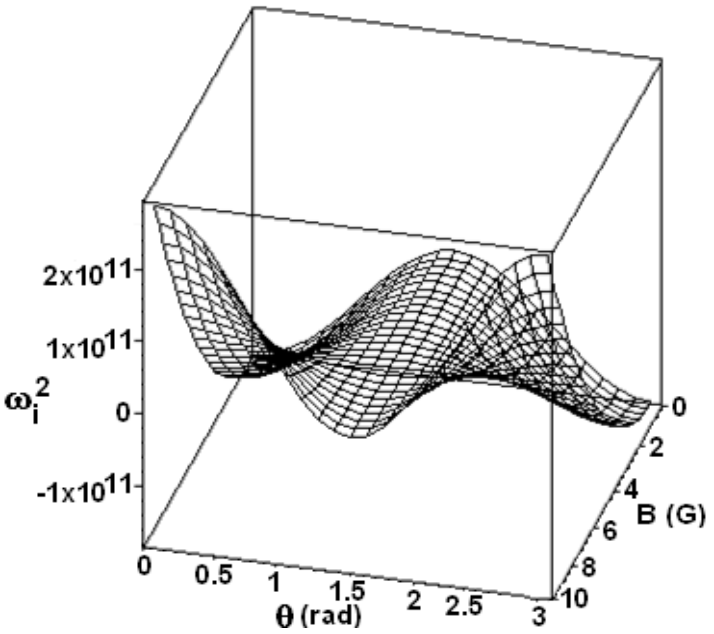
Şekil 4.7. ω_i^2 'nin θ=45° ve B= 4 Gauss için 'deki ΔU ve k'ya göre değişimleri.

Şekil 4.8'den de görüleceği gibi manyetik alanın değerinin artması sistemi daha geniş bir aralıkta kararlı tutabilmektedir (Şekil 4.8). Burulma hızının daha da artan değerleri için ($\Delta U \approx 800$ *km/s*) bu durum tersine dönmekte, $\Delta U >800$ *km/s* değerleri için sistem kararsız hale gelmektedir.

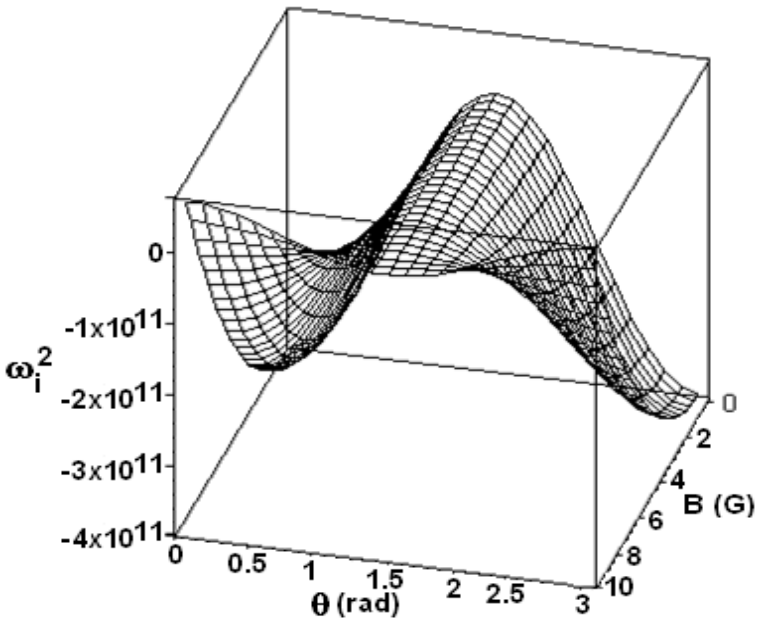


Şekil 4.8. ω_i^2 'nin θ=45° ve B= 4 Gauss için 'deki ΔU ve k'ya göre değişimleri.

k=5 için ΔU =600 *km/s* ve ΔU =900 *km/s* burulma hızları için kararsızlık incelemesi sırasıyla Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'da verilmektedir. Bu iki şekilden de görüleceği gibi B ve θ'ya göre değişimleri verilmiştir.

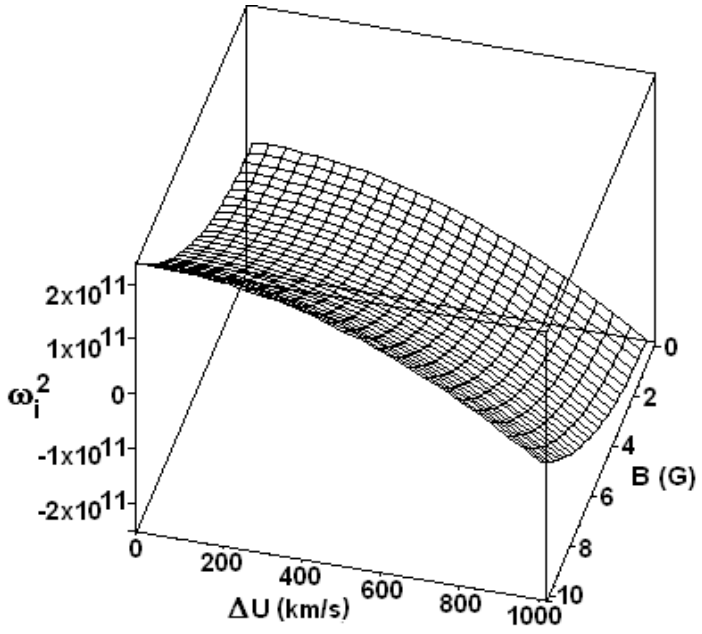


Şekil 4.9. ω_i^2 'nin k=5 ve ΔU =600 *km/s* için B ve θ'ya göre değişimleri.



Şekil 4.10. ω_i^2 'nin k=5 ve ΔU =900 *km/s* için B ve θ'ya göre değişimleri.

Şekil 4.9'dan görüleceği gibi manyetik alanın düşük değerlerinde sistem kararsız iken yüksek değerlerinde sistem kararlı bir hal almaktadır. Dalganın x-ekseni boyunca ilerleyen bir bileşeni olmadığı durumda ($\theta=\pi/2$) ise sistem nötr bir hal almaktadır. Şekil 4.10'da ise burulma hızının değeri arttırılmıştır. Bu durumda sistem genelde kararsız bir karakter sergilemekle beraber yalnızca yüksek manyetik alan değerlerinde (>9 G) kararlı görünmektedir.



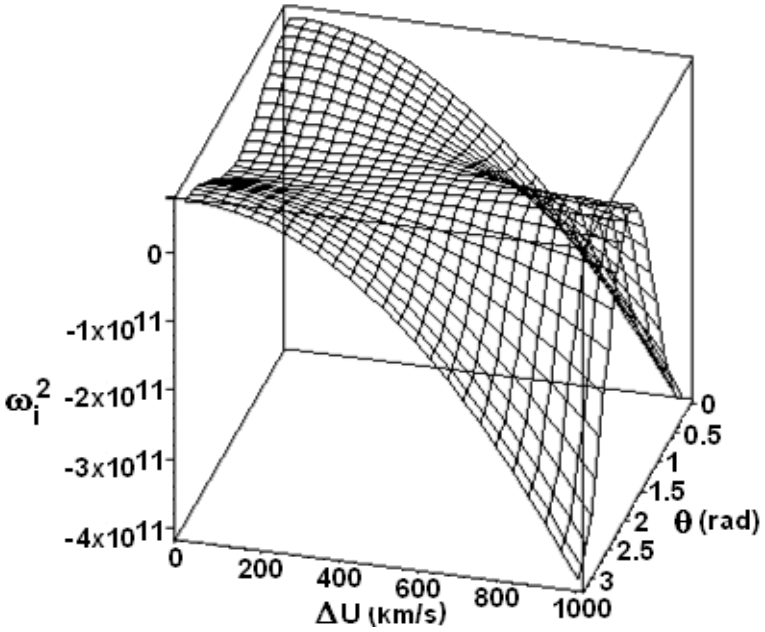
Şekil 4.11. ω_i^2 'nin k=5 ve θ=45° için ΔU ve B'ye göre davranışları.

Şekil 4.11'de sistemin kararsızlık analizi k=5 ve θ=45° iken değişik ΔU ve B değerleri için yapılmıştır. Burulma hızının düşük değerleri için sistem kararlı bir durum sergilerken, artan burulma hızı değerleri sistemi kararsız hale getirmektedir. Manyetik alanın artan değeri kararsızlığı biraz daha yavaşlatmaktadır.

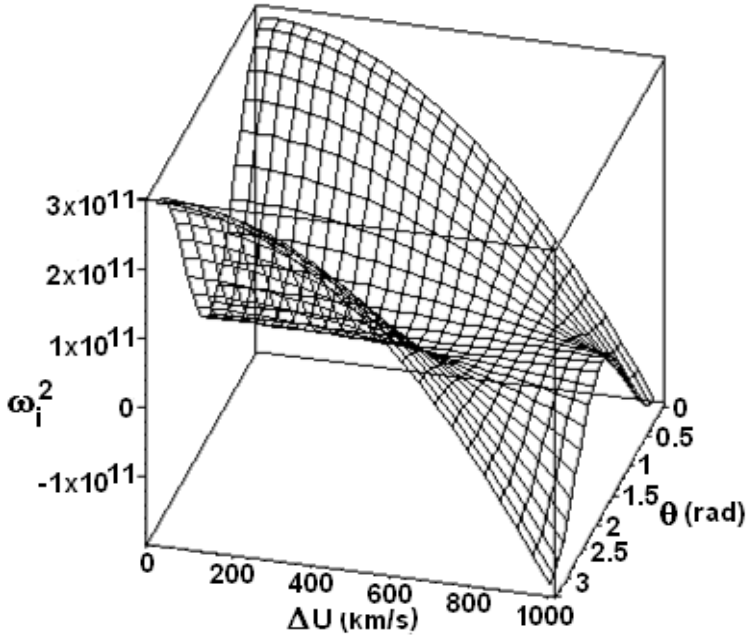
Şekil 4.12'de ise ω_i^2 'nin k=5 ve B=4 G için ΔU ve θ'ya göre davranışları sunulmuştur. 4.11'de de olduğu gibi düşük hızlarda sistem kararlı bir görüntü sergilerken yüksek hızlarda kararsızlık görülmektedir. Bu durum sadece pertürbasyon dalgasının x-ekseni boyunca bir bileşeni olmadığı durumda ($\theta=\pi/2$) farklı olup, θ'nın bu değerinde kararsızlık açısından nötrlük söz konusudur.

Şekil 4.13'te ise bir önceki duruma göre manyetik alanın değeri 8 G'a çıkarılmış ve ΔU ve θ'ya göre yine kararsızlık analizi yapılmıştır. Artan manyetik alan değeri pertürbasyonu daha fazla kararlı tutabilmekte yalnızca burulma hızının yüksek değerleri

için durum değişmektedir. Hızın artan değerleri pertürbasyonu kararsız hale getirmektedir. Daha anlaşılır olması açısından Çizelge 4.2'de üç boyutlu analizlerin özeti derli toplu bir biçimde ifade edilmiştir.



Şekil 4.12. ω_i^2 'nin k=5 ve B=4 G için ΔU ve θ'ya göre incelenmesi.



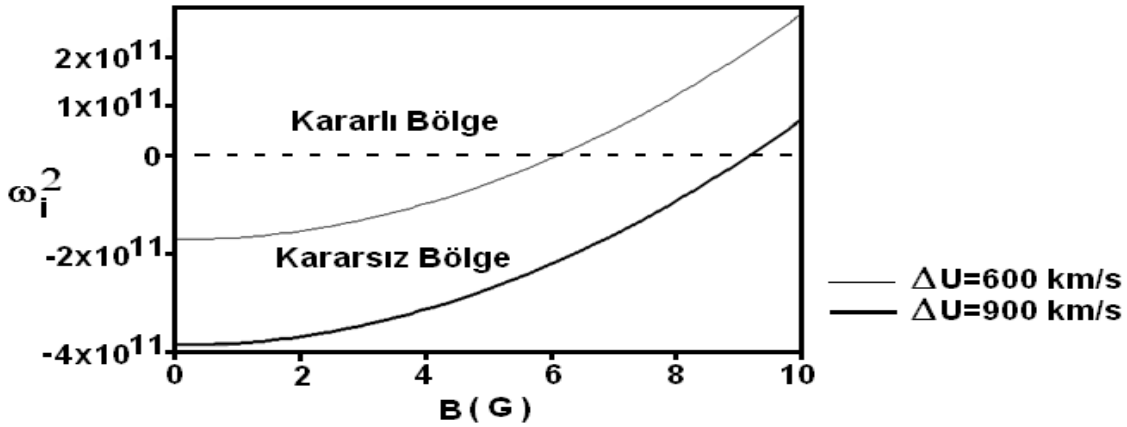
Şekil 4.13. ω_i^2 'nin k=5 ve B=8 G için ΔU ve θ'ya göre davranışları.

Çizelge 4.2. Üç boyutlu incelemelerin özeti

Grafik	Ön kabul	Yorum
k-B (0<*k*<10) (0<*B*<10)	θ=45°, ΔU=600 *km/s*	Düşük manyetik alanlarda tüm *k* değerlerinde kararsız, *B*=6.2 G'dan sonra kararlı
	θ=45°, ΔU=900 *km/s*	Düşük manyetik alanlarda tüm *k* değerlerinde kararsız, *B*=9.2 G'dan sonra kararlı, ΔU yüksek değerler aldığından kritik manyetik alan değeride yüksek
k-θ (0<*k*<10) (0< θ <π)	ΔU=600 *km/s*, *B*=4 G	Manyetik alanın değeri düşük olduğundan sistem tüm *k* değerlerinde kararsız, 0< θ< π/2 kararlılığa doğru bir yönelme var, θ=π/2'de nötr hale geliyor, π/2< θ< π aralığında kararsızlık büyüyor
	ΔU=900 *km/s*, *B*=4 G	ΔU=900 *km/s*'lik hız çok yüksek olduğundan sistem yine tüm *k-*θ değerlerinde kararsız
	ΔU=600 *km/s*, *B*=8 G	Manyetik alanı değeri arttığından tüm *k-*θ değerlerinde kararlı, θ=π/2'de ise nötr
	ΔU=900 *km/s*, *B*=8 G	Manyetik alan değeri yüksek olmasına karşın burulma hızı (ΔU) çok büyük olmasından dolayı sistem kararsız
k-ΔU (0<*k*<10) (0<ΔU<1000)	θ=45°, *B*=4 G	Manyetik alanın değerine bağlı olarak bazı burulma hızlarında sistem kararlı görünürken (ΔU<380 *km/s*) sistem bu kritik hızdan daha büyük hızlarda kararsız
	θ=45°, *B*=8 G	Manyetik alan arttığı için, bir önceki duruma kıyasla burulma hızının daha yüksek değerlerinde de (ΔU<780 *km/s*) kararlılık vardır.
B- θ (0<*B*<10) (0< θ <π)	*k*=5, ΔU=600 *km/s*	Sistem manyetik alanın değerine bağlı kararlı yada kararsız olmaktadır. Kritik manyetik alan değeri ise *B*=6.2 G'dur. Açısal bağımlılıkta ise θ=π/2'de sistem kararsızlık açısından nötrdür.
	k=5, ΔU=900 *km/s*	Burulma hızı arttığından sistem manyetik alanın çok daha yüksek değerinde kararlı olmaktadır. Kritik manyetik alan değeri ise *B*=9.2 G'dur. Yine θ=π/2'de sistem kararsızlık açısından nötrdür.
B- ΔU (0<*B*<10) (0<ΔU<1000)	*k*=5, θ=45°	ΔU<380 *km/s*'den daha düşük hızlar tüm manyetik alan değerlerinde kararlı iken bu kritik hızdan sonra (ΔU=600 *km/s*) manyetik alan değerinin 6.2 G olması gerekmektedir. Burulma hızı daha arttığında kritik (ΔU=900 *km/s*'ye ulaştığında) manyetik alan değeri 9.2 G'a kadar yükselmektedir.
ΔU- θ (0<ΔU<1000) (0< θ <π)	*k*=5, *B*=4 G	Manyetik alanın değeri nispeten düşük olduğundan ΔU<380 *km/s*'den daha düşük hızlar, θ=π/2 hariç tüm açı değerlerinde, kararlı durumdadır. θ=π/2'de sistem kararsızlık açısından nötrdür.
	k=5, *B*=8 G	Manyetik alanın arttığı için sistem daha geniş bir burulma hızı aralığında kararlı iken (ΔU<780 *km/s*), θ=π/2'de sistem kararsızlık açısından nötrdür.

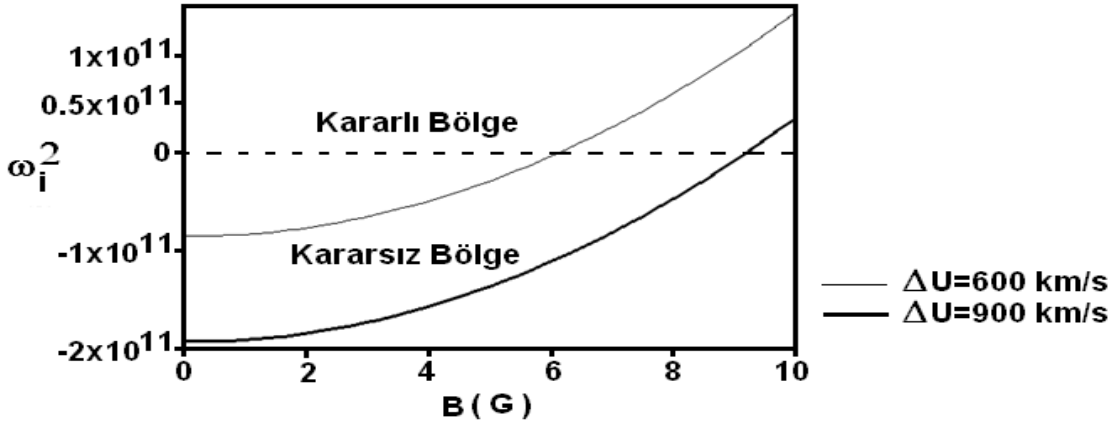
4.3.2. İki boyutlu incelemeler

Üç boyutlu incelemelerden sonra (Şekil 4.3-Şekil 4.13 ve Çizelge 4.2) bu bölümde koronal kütle atımlarında meydana gelebilecek Kelvin-Helmholtz kararsızlığı iki boyutlu grafikler ile incelenecektir.



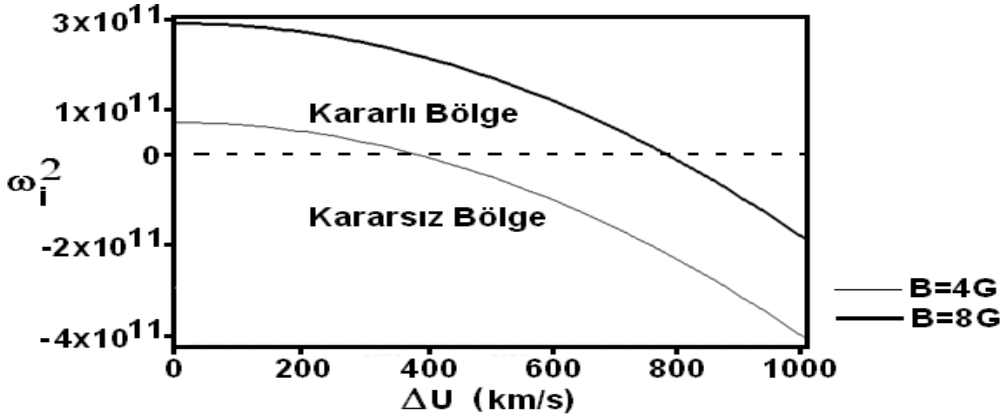
Şekil 4.14. ω_i^2 'nin θ=0 ve k=5'te farklı ΔU değerleri için B'ye göre değişimi.

Pertürbasyonun x-ekseni boyunca ilerlediği (θ=0) durumun gösterildiği Şekil 4.14'te, her iki hız durumu (ΔU=600 *km/s* ve ΔU=900 *km/s*) için sistem manyetik alanın düşük değerlerinde kararsız bir davranış sergilemektedir. Manyetik alanın artması sistemi kararlı hale getirmektedir (ω_i^2>0). Düşük hızlar manyetik alanın daha düşük değerlerinde (6.2 G) kararlı moda geçerken, yüksek hızlar daha büyük manyetik alana (9.2 G) ihtiyaç duymaktadır.



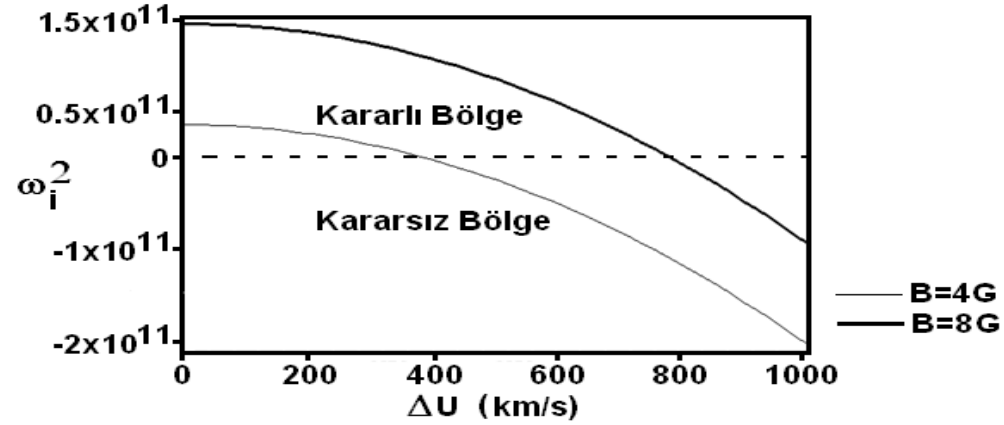
Şekil 4.15. ω_i^2 'nin θ=45° ve k=5 için farklı ΔU değerlerinde B'ye göre değişimi.

Şekil 4.15'te açının 45°'ye çıkarıldığı durum verilmiştir. Açının artması kritik manyetik alan değerlerinde (6.2 G ve 9.2 G) herhangi bir değişiklik yapmazken büyüme oranının değeri θ=0'a göre yarı değerine düşmektedir.



Şekil 4.16. ω_i^2 'nin θ=0 ve k=5 için farklı B (4 G ve 8 G) değerlerinde ΔU'ya göre değişimleri.

Şekil 4.16'da ise pertürbasyonun x-ekseni boyunca ilerlediği durumda (θ=0), ω_i^2 'nin burulma hızına göre değişimleri farklı manyetik alan değerleri (4 G ve 8 G) için çalışılmıştır. Daha önce de söylendiği gibi yüksek manyetik alan sistemin kararlı olma eğilimini arttırmakta, düşük manyetik alanda ise pertürbasyonlar daha küçük hızlarda (ΔU=380 *km/s*) kararsız duruma geçmektedir. Manyetik alanın artması sistemin daha yüksek hızlarda da (ΔU=780 *km/s*) kararlı durumda kalmasını sağlamaktadır. Fakat her iki durumda da pertürbasyonlar yüksek hızlar ile kararsız hale gelmektedir.



Şekil 4.17. ω_i^2 'nin θ=45° ve k=5 için B=4 G ve 8 G değerlerinde ΔU'ya göre değişimleri.

Açının artması (θ=45° olması) sistemin büyüme oranı üzerinde azaltıcı bir etkiye sahiptir (Şekil 4.3). Bu durum için de sistem aynı kritik burulma hızı değerlerine sahip olmaktadır (B=4 G ve 8 G için sırasıyla ΔU=380 *km/s* ve 780 *km/s* değerlerini almaktadır).

Bu bölümde pertürbasyonların kararlı yada kararsız olmasını belirleyen ω_i^2'nin, sistemin değişik fiziksel parametrelerine (θ, k, B ve ΔU) bağımlılıkları hem üç hem de iki boyutlu grafikler yardımı ile incelenmiş ve sistemin hangi durumda kararlı, hangi durumda kararsız olacağı detaylı bir biçimde gösterilmiştir. Bundan sonraki bölümde ise bulduğumuz bu sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalar ile karşılaştırılarak tartışılacaktır.

BÖLÜM 5
SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

Farklı hızlara sahip, paralel ve sürekli akış gösteren iki akışkanın arayüz tabakasında hız farkı veya shear (burulma) hız var ise bir kararsızlık meydana gelir. Bu durum Kelvin – Helmholtz kararsızlığı olarak adlandırılır. Kararsızlığın ilerleyen safhalarında arayüz tabakasında türbülans meydana gelebilir (Krishna ve ark., 2011). Chandrasekhar (1961), Kelvin-Helmholtz kararsızlığı ile ilgili yaptığı çalışmalarla kararsızlık probleminde önemli incelemelere değinmiştir. Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için yüzey geriliminin etkisini, farklı yoğunlukları, dönme ve manyetik alanın kararsızlık üzerindeki etkilerini ele almıştır ve yatay bir sınırla ayrılmış, yatayda göreli hareket eden iki uniform akışkanın arayüz bölgesinde akışkanların farklı hızlarından dolayı kararsızlık meydana gelebileceğini söylemiştir. Bu iki tekbiçimli (uniform) akışı yüzey geriliminin bulunduğu ve bulunmadığı durumlar için incelemiştir. Ayrıca Güneş koronasındaki manyetize olmuş plazmanın hareketi, manyetosferik ve helyosferik sınırlar, kuyruklu yıldızların kuyruk kısımları ve astrofiziksel jetlerde de akış ve kararsızlıklar büyük rol oynamaktadır (Foullon ve ark., 2011). Özellikle son çalışmalarda koronal kütle atımlarındaki Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşumu sıkça incelenmektedir.

Önceki bölümlerde de bahsettiğimiz gibi korona; Güneş' in en dış atmosfer tabakasıdır ve oldukça yüksek sıcaklığa sahiptir. Koronanın bu yüksek sıcaklık özelliğinden dolayı Güneş rüzgarlarının kaynağı olduğu söylenmektedir. Koronal kütle atımlarının geniş Güneş parlamalarından kaynaklandığı düşünülse de, parlamanın olmadığı durumda da oluşabileceği ve Güneş' in manyetik alanındaki yeniden bağlanmalardan kaynaklandığı düşünülmektedir.

Bu tez çalışmasında Kelvin-Helmholtz kararsızlığının hangi durumlarda ve nasıl oluştuğu incelenmiştir. Daha sonra elde edilen MHD denklemleri ile MHD Kelvin-Helmholtz karasızlığı incelenmiş ve kararsızlığın hangi durumlarda oluşabileceği gösterilmiştir. Fiziksel ortam olarak Güneş koronası ele alınmış ve Kelvin-Helmholtz kararsızlığının oluşumuna dair bilgiler verilmiştir.

Bütün bu incelemeler ışığında bu çalışmada, koronal kütle atımlarında meydana gelebilecek manyetohidrodinamik Kelvin-Helmholtz kararsızlığı ve değişik fiziksel

parametreler cinsinden kararsızlığın oluşup oluşamayacağı üzerinde yoğunlaşılmıştır. Buna göre bulunan sonuçlar aşağıda maddeler halinde sıralanmıştır.

- Koronal kütle atımlarının yüksek hızlı olması Kelvin-Helmholtz kararsızlığını tetiklemektedir. Sistemin kararlı hale geçmesi manyetik alanla doğrudan bağlantılıdır. Düşük burulma hızına sahip kütle atımları düşük manyetik alan değerlerinde kararlı hale gelebilirken, yüksek hızlı kütle atımları için daha büyük bir manyetik alan değerine ihtiyaç duyulmaktadır. Örnek olarak B=4 G için daha düşük hızlar (ΔU<380 *km/s*) kararlı iken, B=8 G olması durumunda kararlı bölge için hız aralığı büyümektedir (ΔU<780 *km/s*).
- Sabit bir ΔU değeri için (örneğin 600 *km/s* veya 900 *km/s*), bu hızları kararlı hale getirecek manyetik alan değerleri de farklı olmaktadır. 600 *km/s* için kritik manyetik alan değeri 6.2 G olurken, hız arttığında 900 *km/s* için kritik manyetik alan değeri 9. 2 G'a çıkmaktadır.
- Pertürbasyonun ilerleme yönünün x-ekseni ile yaptığı açıyı gösteren θ'ya bağımlılık incelendiğinde ilginç sonuçlarla karşılaşılmıştır. Pertürbasyon x-eksenine paralel hale geldiğinde (yani θ=0) sistemdeki kararsızlığın büyüme oranı çok daha artmaktadır. Fakat açı dikleşmeye başladığında, büyüme oranı küçülmekte ve θ=π/2 için 0 değerini almaktadır.
- Kararsızlığın dalga numarası k'ya bağımlılığı incelendiğinde, dalga numarasının sistemde herhangi bir mod değişimi yapmadığı (kararlı halden kararsız hale geçiş yada kararsız halden kararlı hale geçiş) görülmüştür. Fakat dalga numarasının artan değerleri kararsız bir sistemi daha da kararsız yaparken (büyüme oranını büyütürken), kararlı bir sistem de ise osilasyon periyodunu daha da küçülmektedir.

5.2. Önceki Çalışmalar ile Karşılaştırma

Hood 1992 yılında yaptığı çalışmada, Güneş atmosferinde MHD ile tanımlanabilen bir çok olaydan bahsetmiştir. Güneş koronasını ele aldığında, Koronadaki manyetik alan siddetinin 10 G-100 G arasında olduğunu fakat öyle de olsa koronanın bir düşük-β (β basınçlar oranını göstermektedir değeri ise p_{gaz}/p_{man}) plazma olduğunu söyleyerek, koronal olayları anlayabilmek için öncelikle manyetik alanın incelenmesi gerektiğini söylemiştir. Yaptığı bu çalışmada manyetik alan değerini koronada 100 G, koronal delikler için ise 10 G olarak ele almıştır. Bu değerler de bizim sonuçlarımızla uyumludur. Nakariakov ve ark.(1996), Güneş' ten yayılan sınırlanmış manyetosonik dalgalar için iki farklı faz hızı

grubu olduğunu söylemişlerdir. Zıt yönlü hızlı dalgalar için faz hızı 655 km/s - 685 km/s civarında iken zıt yönlü yavaş dalgalar için ise faz hızının 685 km/s – 705 km/s civarında olduğunu belirtmişlerdir. Bu hız bandı bizim bulduğumuz hız ile paralellik göstermektedir.

Keppens ve Goedbloed (2000), manyetik alan kuvvetinin ve topolojisinin etkileri, yıldızsal dönmeler ve asimetrik MHD rüzgarlarındaki ani kütle atımlarını inceledikleri çalışmalarında ideal MHD denklemlerini kullanarak çözümler elde etmiştirler ve bu çözümleri hareketli ve durgun bölgelerdeki manyetik alan etkilerini de dikkate alarak incelemişlerdir. Durgun bölgede manyetik alanın değerini 1 G, hareketli bölgede ise 5 G olarak ele almışlardır.

Velli ve arkadaşları (2003) çalışmalarında koronal yapılarda ortaya çıkan burulma hızının gerek rezistif gerekse Kelvin-Helmholtz kararsızlıklarının temel nedeni olduğunu söylemişlerdir. Manyetize olmuş plazma ve akışkanların lineer olmayan hareketlerinin incelenmesinin bir çok astrofiziksel ve jeofiziksel olaylar için son derece önemli olduğunu ifade ederek, bu nedenle güneş rüzgarlarının bu tarz olayların gelişiminin incelenmesinde olanak sağladığını belirtmişlerdir. Yüksek enlemlerdeki ve büyük ölçüde homojen akıştan oluşan rüzgar 750 km/s – 800 km/s hıza sahipken, alçak enlemlerdeki rüzgarın hızının ise 300 km/s – 400 km/s olduğunu söylemişlerdir. Ayrıca bu tip kararsızlıkların, hem yavaş hem de hızlı koronal etkinliklerin oluşmasında etkili olduklarını da belirtmişlerdir. Ulaştıkları sonuçlar bizim bulduklarımız sonuçlar ile büyük bir uyum içindedir. Verdini ve ark. (2005), fotosferden dünya yörüngesinin dışına, Güneş atmosferi ve rüzgarındaki lineer olmayan Alfven dalgalarının gelişimini incelemişler ve manyetik alan değerini 10 G olarak ele almışlardır. Bu iki çalışmada kullanılan manyetik alan değerleri bizim ulaştığımız sonuçlar ile yüksek oranda benzerlik göstermektedir. Ryutova ve ark. (2010), Solar Optical telescope ile Hinode üzerinde yapılan gözlemler sonucu durgun haldeki oyuk ve kabarcıkların hareketlerini incelemişler, farklı gelişim safhalarında meydana gelen bir takım yöntemler elde ederek, başlıca plazma kararsızlıkları ile ilişkilendirmişlerdir. Gözlemsel bulgular ve teorileri birleştirerek bu kararsızlıkların açıklanabileceğini söylemişlerdir. Kelvin-Helmholtz kararsızlığı için farklı yoğunluktaki iki ortamın arayüz tabakasında burulma hızı söz konusu ise kararsızlığın meydana gelebileceğini söyleyerek, yoğunluk değerlerini $8{,}5\text{x}10^{-11}$ kg/m^3-$1{,}7\text{x}10^{-12}$ kg/m^3 ve manyetik alan değerlerinide 4G – 6G – 10 G olarak ele almışlardır. Bizim bulduğumuz manyetik alan değerleri bu limitler içinde kalmaktadır.

Foullon ve arkadaşları 2011 yılında yaptıkları gözlemsel çalışmada, koronal kütle atımlarında Kelvin-Helmholtz kararsızlığını çalışmışlar ve bu tip bir kararsızlığın manyetize plazmanın dinamiğinde önemli bir rol oynadığını söylemişlerdir. Doğrusal olmayan etkiler, büyük ve küçük ölçekli fiziksel etkileşimler tarafından oluşturulan akış kaynaklı kararsızlıkların, plazmanın süreksizlik ortamlarına girişi, türbülans oluşumu ve sürüklenmelerin güçlendirilmesi gibi olaylarda rol oynadığını da belirtmişlerdir. Gözlemlenen zaman-uzaklık görüntüleri sayesinde kütle atımının ön tarafındaki atım hızını 833 km/s olarak elde etmişlerdir (Foullon ve ark., 2011). Bu hız bizim bulduğumuz değer ile uyumludur. Ofman ve Thomson (2011) ise Lapenta ve Knoll (2003) çalışmasına benzer şekilde Kelvin-Helmholtz kararsızlığının koronal kütle atımlarında meydana gelen burulma hızı sayesinde oluşabileceğini belirtmişlerdir. Ayırca bu kararsızlığın, koronal plazmadaki enerji transferindeki rolü üzerinde yoğunlaşmışlardır.

Görüldüğü tez çalışmamızda bulduğumuz sunuçlar literatürle yüksek derecede uyumlu sonuçlar vermiştir. Bu konunun incelenmesi, sistemimizin odağı olan Güneş'te meydana gelen fiziksel süreçler yeryüzündeki hayatı etkilediğinden, oldukça önemlidir.

5.3. Öneriler

Kelvin-Helmholtz kararsızlığı akışkan dinamiğinde çok önemli olduğu gibi korona fiziğinde de oldukça önemli bir yer tutmaktadır. Bu nedenle Güneş koronasına ait yapılacak gözlemsel çalışmalardaki güvenilirlik seviyesinin artması kararsızlığın incelenmesi için öncelikli bir noktadadır. Bu nedenle sistemimizin odak noktasını oluşturan Güneş, yeryüzündeki hayatı önemli ölçüde etkilediğinden dolayı gerçekçi ve tamamını da kapsayan modellerin yapılması gerekmektedir. Bilindiği gibi iklimsel değişimler ve diğer doğa olayları doğrudan Güneş ile ilgilidir.

Bazı şüpheci bilim adamları, sera etkisi gibi ısınma olaylarını bir süredir Güneş'teki yüksek enerjili manyetik aktivitelere bağlamaktadırlar. Bunun anlaşılabilmesi ancak Güneş ve Güneş'in etkinliklerinin daha iyi incelenmesi ile olabilecektir. Ayrıca radyo dalgaları, haberleşme ve diğer amaçlı uydular yüksek enerjili Güneş rüzgarlarından etkilenebilmektedirler. Ekipmanların tasarım ve üretiminde bu etkilerin en aza indirebilmesi için Güneş'in etkilerinin çok dikkatli bir biçimde ele alınması gerekmektedir.

KAYNAKLAR

Alfven H., 1942. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. *Nature,* 150: 405-406.

Alterman Z., 1961a. Effect of Surface Tension on the Kelvin-Helmholtz İnstability of Two Rotating Fluids. *Proc. Natl Acad. Sci. U. S.,* 47(7): 224-227.

Alterman Z., 1961b. Kelvin-Helmholtz İnstability İn Media of Variable Density. *Physc. Fluids*, 4(9): 1177-1179.

Alterman Z., 1961c. Effect of Magnetic Field and Rotation on Kelvin-Helmholtz Instability. *Phys. Fluids*, 4(10): 1207-1210.

Amerstorfer U. V., Erkaev N.V., Langmayr D. ve Biernat H.K., 2007. On Kelvin-Helmholtz İnstability Due To the Solar Wind Interaction with Unmagnetized Planets. *Planetary and Space Science,* 55 (12): 1811-1816.

Ando H., 1981. Kelvin-Helmholtz Instabilities And Their Application To B-Type Variables. *Monthly Notices Of The Royal Astronomical Society*, 197: 1139-1152.

Andries J. ve Goossens M., 2001. Kelvin –Helmholtz Instabilities For A Coronal Plume Model With Plasma Pressure. *Astronomy And Astrophysics,* 368: 1083-1094.

Batty H., Keppens R. ve Comte P., 2003. The Two-Dimensional MHD Kelvin-Helmholtz Instability: Compressibility And Large-Scale Coalescence Effects. *Physics Of Plasmas*, 10 (12): 4661-4674.

Belien A.J.C., Martens P.C.H. ve Keppens R. 1999. The Dynamical Influence Of The Transition Region And Chromosphere On The Heating Of Coronal Loops By Resonant Absorption Of Alfven Waves. *8th SOHO Workshop: Plasma Dynamics and Diagnostics in The Solar Transıtıon Region And Corona (JUN 22-25, 1999 , Paris, France*), *ESA Special Publications*, 446: 167-172.

Bettarini L., Rappazzo F. A., Landi S. ve Velli M., 2005. Tearing And Kelvin-Helmholtz Instabilities In The Heliospheric Plasma. *Proceedings Of The Solar Wind 11/ SOHO 16, " Connecting Sun And Heliosphere" Conference (ESA SP-592).*

Blaauwgeers R., Eltsov V. B., Eska G., Finne A. P., Haley R. P., Krusius M., Ruohio J. J., Skrbek L. ve Volovik G. E., 2002. Shear Flow and Kelvin-Helmholtz Instability In Superfluids. *Phys. Rev. Letter,* 89 (2): 5.

Chandrasekhar S., 1961. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability.* Oxford, Dower Publications,Inc., New York. 481-514.

Choudhuri A. R., 1998. *The Physics of Fluids and Plasmas: An Introduction for Astrophysicist.* Cambridge University Press, New York. 148.

Çavuş H., 2002. Plazmada Gravitasyonel Kararsızlıklar. Yüksek Lisans Tezi. ÇOMÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Çanakkale (Türkçe).

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

Einaudi G., 1999. Nonlinear Evolution Of Magnetic And Kelvin-Helmholtz Instabilities In The Solar Corona. *Plasma Physics And Controlled Fusion*, 41 (3A): A293-A305.

Farrugia C. J., Gratton F. T., Biernat H. K., Erkaev N. V., Quinn J. M., Torbert R. B. ve Dennisenko., 1998. Charts of Joint Kelvin-Helmholtz and Rayleigh- Taylor Instabilities at the dayside Magnetopause for Strongly Northward Interplanetary Magnetic Field. *Journal of Geophysical Research*, 103 (4): 6703-6727.

Foullon C., Verwichte E., Nakariakov V. M., Nykyri K. ve Farrugia C. J. 2011. Magnetic Kelvin- Helmholtz Instability At The Sun. *The Astrophysical Journal Letters*, 729 (8): 4.

Funada T. ve Joseph D. D., 2001. Viscous Potential Flow Analysis of Kelvin-Helmholtz Instability In A Channel. *Journal Fluid Mechanics*, 445: 263-283.

Gonzalez A. G., Gratton J., Gratton F. T. ve Farrugia C. J., 2002. Compressible Kelvin-Helmholtz Instability at the Terrestrial Magnetopause. *Brazillian Journal of Physics,* 32 (4): 945-957.

Hasegawa A., 1975. *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*. Springer-Verlag, New York. 217.

Holzwarth V., Schmitt D. ve Schüssler M., 2009. Flow Instabilities Of Magnetic Flux Tubes II Longitudinal Flow. *Astronomy And Astrophysics*, 469 (1): 11-17.

Hood A.W., 1992. Instabilities in The Solar Corona. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 34: 411-442.

Huppert H. E., 1968. On Kelvin-Helmholtz İnstability In A Rotating Fluid. *J. Fluid Mech*., 33 (2): 353-359.

Isobe H, Miyagoshi T, Shibara K, ve Yokoyamat., 2006. Three-Dimensional Simulation of Solar Emerging Flux Using the Earth Simulator I. Magnetic Rayleigh-Taylor Instability at the Top of the Emerging Flux as the Origin of Filamentary Structure. *Publications of The Astronomical Society of Japan*, 58: 423-438.

Jasmine H. A., 2010. On the Hydromagnetic Stability of a Rotating Fluid Annulus. *Journal Of Scientific Research,* 2 (2): 250-256.

Keppens R., Toth G., Westermann R. H. J. ve Goedbloed J. P., 1999a. Growth And Saturation Of The Kelvin-Helmholtz Instability With Parallel And Antiparallel Magnetic Fields. *Journal of Plasma Physics*, 61 (1): 1-19.

Keppens R. ve Toth G., 1999b. Nonlinear Dynamics Of Kelvin-Helmholtz Unstable Magnetized Jets: Three-Dimensional Effects. *Physics Of Plasmas*, 6 (5): 1461-1469.

Keppens R. ve Goedbloed J.P. 2000. Stellar Winds, Dead Zones, and Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal*, 530: 1036-1048.

Knoll D. A. ve Brackbill J. U., 2002. The Kelvin-Helmholtz Instability, Differential Rotation, and Three-Dimensional, Localized, Magnetic Reconnection. *Physics of Plasmas,* 9 (9): 3775-3782.

Krishna B. C., Katagi N. N. ve Pai N. P., 2011. Electrohydrodynamic Kelvin-Helmholtz Instability In A Fluid Layer Bounded Above By a Porous Layer and Below By A Rigid Surface. *Int. J. Engg. Techsci,* 2 (4): 281-288.

Landi S. ve Velli M., 2009. Tearing And Velocity Shear Driven Instabilities In The Heliospheric Plasmas: Three-Dimensional Simulations. *Memoria Della Societa Astronomica Italiana Supplamant*, 13: 39-45.

Lapenta G. ve Knoll D.A., 2003. Reconnection In The Solar Corona: Role of The Kelvin–Helmholtz Instability. *Solar Physics,* 214: 107–129.

Nakariakov V.M., Roberts B. ve Mann G., 1996. MHD Modes Of Solar Wind Flow Tubes. *Astronomy and Astrophysics,* 311: 311-316.

Nakariakov V. M., Roberts B. ve Murawski K., 1998. Nonlinear Coupling Of MHD Waves In Inhomogeneous Steady Flows. *Astronomy And Astrophysics*, 332: 795-804.

NASA/Marshall Solar Physics: Coronal Mass Ejection (n.d.). Retrieved January 18, 2007, from http://solarscience.msfc.nasa.gov/CMEs.shtml

NASA/Marshall Solar Physics: Corona (n.d.). Retrieved September 01, 2011, from http://solarscience.msfc.nasa.gov/corona.shtml

Nykyri K. ve Otto A., 2001. Plasma Transport at the Magnetospheric Boundary Due To Reconnection in Kelvin-Helmholtz Vortices. *Geophysical Research Letters,* 28 (18): 3565-3568 .

Ofman L. ve Thompson B. J., 2011. SDO/AIA Observation of Kelvin-Helmholtz Instability in the Solar Corona. *The Astrophysical Journal Letters*, 734 (1): 1-5.

Rae I. C., 1983. The MHD Kelvin-helmholtz Instability In The Solar Photosphere. *Astronomy And Astrophysics*, 126 (1): 209-215.

Ryutova M., Berger T., Frank Z., Tarbell, T. ve Title, A., 2010. Observation of Plasma Instabilities in Quiescent Prominences. *Solar Physics*, 267: 75-94.

Selwa M., Murawski K.S., Solanki K. , Wang T. J. ve Tóth G., 2005. Numerical Simulations of Vertical Oscillations of a Solar Coronal Loop. *Astronomy & Astrophysics,* 440: 385-390.

Shadmehri M. Ve Downes T. P., 2008. The Role of Kelvin-Helmholtz Instability In Dusty and Partially Ionized Outflows. *Monthly Notices Of The Royal Astronomical Society*, 387 (3): 1318-1322.

Soler R., Terredas J., Oliver R., Ballester J. L. ve Goossens M., 2010. Kelvin-Helmholtz Instability In Coronal Magnetic Flux Tubes Due To Azimuthal Shear Flows. *The Astrophysical Journal*, 712: 875-882.

Storesletten L., 1982. A Note On The Stability of Horizontal Stratified Shear Flows of An Inviscid Compressible Fluid. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 35: 325-333.

Sundberg T., Boardsen S.A., Slavin J.A., Blomberg L.G. ve Korth H., 2010. The Kelvin-Helmholtz İnstability At Mercury: An Assessment. *Planetary and Space Science*, 58 (11): 1434-1441.

Tirry W. J., Cadez V. M., Erdelyi R. Ve Goossens M., 1998. Resonant Flow Instability Of MHD Surface Waves. *Astronomy And Astrophysics*, 332:786-794.

Velli M., Einaudi G., Chiuderi C. ve Veltri P. L., 2003. Nonlinear Processes in Heliospheric Plasma: Models and Observations. *Mem. S.A.It.* ,74: 425-429.

Velli M., einaudi G., Chiuderi C., Veltri P. L. ve MM02242342 Proje Takımı., 2003. Nonlinear Processes In Heliospheric Plasma: Models And Observations. *Memoria Della Societa Astronomica Italiana*, 74: 425.

Verdini A., Velli M. ve Oughton S., 2005. Non Linear Evolution of Alfven Waves in The Solar Atmosphere. *Solar Wind 11 - SOHO 16 Conference (JUN 12-17, 2005, Whistler Canada), ESA Special Publications*, 592: 567-570.

Zaliznyak Y., Keppens R. ve Goedbloed J.P., 2003. Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Simulations Of In Situ Shock Formation In The Coronal Streamer Belt. *Physics of Plasmas,* 10: 4478-4488.

Zhelyazkov I., 2009. MHD Waves And Instabilities In Flowing Solar Flux-Tube Plasmas In The Framework Of Hall Magnetohydrodynamics. *European Physical Journal D*, 55: 127-137.

ÇİZELGELER LİSTESİ

Çizelge No		Sayfa No
3.1	ω_i^2 'nin değerine göre karar(lı)sızlık…….	27
4.1	Güneş koronası ve koronal kütle atımlarındaki bazı fiziksel parametrelerin değerleri…….	32
4.2	Üç boyutlu incelemelerin özeti.....	40

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil No		Sayfa No
1.1	Kelvin – Helmholtz kararsızlığının zaman içindeki gelişimi (Graf ve Mortimer, 1979)……	2
1.2	Kelvin – Helmholtz kararsızlık bulutları……..	3
3.1	Maddenin enerjinin etkisiyle gaz fazdan plazmaya dönüşümü(Çavuş, 2007)……	11
3.2	Manyetize olmuş akışkan için Kelvin-Helmholtz kararsızlığının incelenmesi……	16
4.1	Güneş'in atmosferindeki katmanlar (ölçeklenmemiş)……..	29
4.2	Güneşteki manyetik yapıların ve koronal kütle atımının temsili resmi……..	30
4.3	ω_i^2 'nin B= 4 G ve ΔU = 600 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri..	33
4.4	ω_i^2 'nin B= 4 G ve ΔU = 900 *km/s*'deki θ ve k'ya bağımlılığı……..	34
4.5	ω_i^2 'nin B= 8 Gauss ve ΔU = 600 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri…….	34
4.6	ω_i^2 'nin B= 8 Gauss ve ΔU = 900 *km/s*'deki θ ve k'ya göre değişimleri……..	35
4.7	ω_i^2 'nin θ=45° ve B= 4 Gauss için 'deki ΔU ve k'ya göre değişimleri……	36
4.8	ω_i^2 'nin θ=45° ve B= 4 Gauss için 'deki ΔU ve k'ya göre değişimleri…….	36
4.9	ω_i^2 'nin k=5 ve ΔU =600 *km/s* için B ve θ'ya göre değişimleri…….	37
4.10	ω_i^2 'nin k=5 ve ΔU =900 *km/s* için B ve θ'ya göre değişimleri…….	37
4.11	ω_i^2 'nin k=5 ve θ=45° için ΔU ve B'ye göre davranışları……..	38
4.12	ω_i^2 'nin k=5 ve B=4 G için ΔU ve θ'ya göre incelenmesi…….	39
4.13	ω_i^2 'nin k=5 ve B=8 G için ΔU ve θ'ya göre davranışları……..	39
4.14	ω_i^2 'nin θ=0 ve k=5'te farklı ΔU değerleri için B'ye göre değişimi….	41
4.15	ω_i^2 'nin θ=45° ve k=5 için farklı ΔU değerlerinde B'ye göre değişimi……..	41

4.16 ω_i^2 'nin θ=0 ve k=5 için farklı B (4 G ve B=8 G) değerlerinde ΔU' ya göre değişimi…….. 42

4.17 ω_i^2 'nin θ=45° ve k=5 için B=4 G ve 8 G değerlerinde ΔU'ya göre değişimleri……... 42

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Derya KAZKAPAN

Doğum Yeri: SARAYKÖY/DENİZLİ

Doğum Tarihi: 21/03/1987

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.

KATILDIĞI EĞİTİMLER

International School on MHD and Fusion Applications 9-16/9/2011, Institute of Theoretical and Applied Physics (ITAP), Marmaris/ Muğla.

KATILDIĞI ULUSLAR ARASI BİLİMSEL TOPLANTILAR

Türk Fizik Derneği 29. Uluslararası Fizik Kongresi. Bodrum/ Muğla (5-8/9/2012)

ULUSLAR ARASI BİLİMSEL TOPLANTILARDA SUNULAN ve TOPLANTI KİTABINDA BASILAN BİLDİRİLER

Kazkapan D. ve Çavuş H., 2012, " Plazma Fiziğinde Kelvin Helmholtz Kararsızlığı", Turkish Physical Society 29th International Physics Congress, Book of Abstracts, p407.

İLETİŞİM

E-posta Adresi: deryaaa_@windowslive.com