

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GÜNEŞ AKTİVİTELERİNİN MANYETOSFER İYONOSFER
DİNAMİKLERİNE ETKİSİ**

SİNAN GÜYER

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. ZEHRA CAN**

İSTANBUL, 2015

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GÜNEŞ AKTİVİTELERİNİN MANYETOSFER İYONOSFER
DİNAMİKLERİNE ETKİSİ

Sinan GÜYER tarafından hazırlanan tez çalışması 22.05.2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Zehra CAN
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Zehra CAN
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Oya OĞUZ
Haliç Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Murat HÜDAVERDİ
Yıldız Teknik Üniversitesi

Bu alışma, TÜBİTAK 2210-C ncelikli Alanlara Yönelik Yurtiçi Yüksek Lisans Bursu tarafından desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Tez çalışmam boyunca maddi manevi destek sağlayan, özgür bir çalışma ortamı sağlayan, tartışmaktan kaçınmayan tez danışmanım Doç. Dr. Zehra CAN'a teşekkür ederim.

Tüm seçimlerimde arkamda duran ve desteklerini hiçbir koşulda eksik etmeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Zorlu geçen süreçlerde, yanıbaşında olan, dinleyen, cesaretlendiren ve önerilerini esirgemeyen arkadaşlarım Selçuk BÜYÜKSELÇUK, Deniz EREN ve Burcu GENÇ'e teşekkür ederim.

Değerli eleştirileri, önerileri ve yardımları nedeniyle arkadaşlarım Esra YÜKSEL ve Sümeyra İSTENGİR'e teşekkür ederim.

THEMIS verilerinin kullanımına ilişkin detaylı bilgiler veren Dr. Vassilis Angelopoulos ve Dr. James McTiernan'a teşekkür ederim.

Tez çalışmamda 2210-C Öncelikli Alanlara Yönelik Yurtiçi Yüksek Lisans Bursu tarafından desteklenmiş olmam nedeniyle TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Mayıs, 2015

Sinan GÜYER

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	viii
KISALTMA LİSTESİ	x
ŞEKİL LİSTESİ.....	xii
ÖZET	xiii
ABSTRACT	xiiv
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.2 Tezin Amacı.....	2
1.3 Hipotez.....	3
BÖLÜM 2	
GÜNEŞ	4
2.1 Güneş Rüzgarı.....	5
2.2 Dünya Manyetosferi ve İyonosferi	6
2.3 Manyetik Fırtınalar ve Substorms.....	8
BÖLÜM 3	
ASTROFİZİKSEL PLAZMA.....	10
3.1 Plazmanın Kinetik Teorisi	11
3.2 Boltzmann Denklemi	11
3.2.1 Maxwell-Boltzmann Dağılımı.....	15
3.2.2 Vlasov Denklemi	17
3.2.3 Boltzmann Denklemi Momentleri	18
3.2.4 Sıfırıncı Dereceden Moment: Süreklilik Denklemi.....	19
3.2.5 Birinci Dereceden Moment: Momentum Transport Denklemi	22
3.2.6 İkinci Dereceden Moment: Enerji Transport Denklemi	25
3.3 Makroskobik Denklem Sistemleri: Soğuk ve Ilık Plazma Modelleri	26
3.3.1 Soğuk Plazma Modeli.....	27

3.3.2	Ilık Plazma Modeli	28
BÖLÜM 4		
PLAZMALARIN TEK AKIŞKAN TEORİSİ: MANYETOHİDRODİNAMİK		
DENKLEMLER		30
4.1	Tamamen İyonize Plazma için Tek Akışkan Denklemleri	30
4.1.1	Kütle ve Yük Korunum Denklemleri	32
4.1.2	Hareket Denklemi.....	33
4.1.3	Genelleştirilmiş Ohm Yasası	33
4.2	Manyetohidrodinamik Plazma Modeli	36
4.2.1	Basit MHD Denklemleri.....	37
4.2.2	Donmuş (Frozen-in) Manyetik Akış Çizgileri	39
BÖLÜM 5		
PLAZMA ELEKTRODİNAMİĞİ.....		41
5.1	Çarpışmasız Plazmanın Dielektrik Tensörü	44
5.2	Plazma Salınımı ve Landau Sönümlenmesi.....	46
5.2.1	İyon Landau Sönümlenmesi	52
5.2.2	Plazma Dispersiyon Fonksiyonu	53
5.2.3	İyon Dalgaları ve Sönümleri	55
5.3	Hidromanyetik dalgalar	59
BÖLÜM 6		
ALFVEN DALGALARI		64
6.1	Alfven Dalgalarının Rolü.....	64
6.1.1	Manyetosfer-İyonosfer Birleşimi	64
6.1.2	Enerji Taşıyıcısı.....	65
6.1.3	Paralel Elektrik Alan	65
6.1.4	Parçacık Hızlandırıcı	65
6.1.5	Enerji Yutağı	66
6.1.6	Alan Yönelimli Akımlar (FAC)	66
6.1.7	Auroral Ark	66
6.1.8	Alan Çizgi Rezonansı	66
6.1.9	ULF (Çok Alçak Frekans) Atımları	67
6.1.10	Substorm Dinamikleri	67
6.1.11	Enerji Basamağı, Türbülans ve Dirençlik	67
6.1.12	Tekrar Bağlanma	68
6.1.13	Astrofiziksel ve Jeofiziksel Uygulamalar.....	68
6.2	Alfven Dalgalarının Uzay Tabanlı Belirlenmesi	68
6.3	Alfvenik Poynting Akısının Hesaplanması.....	70
6.4	Merkez Plazma Tabakasında Alfven Dalgaları	71
6.5	Pc5 Atımları.....	72
6.6	Pi2 Atımları.....	72
6.7	Kinetik Alfven Dalgaları	73
6.8	Plazma Tabakası Sınır Katmanında Alfven Dalgaları	74

BÖLÜM 7

HİDROMANYETİK KARARSIZLIKLAR..... 75

- 7.1 Ayna (Mirror) Kararsızlığı..... 75
- 7.2 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı 75
- 7.3 Sıcaklık Anizotropisi: Firehose Kararsızlığı..... 75

BÖLÜM 8

SONUÇ VE ÖNERİLER..... 77

- 8.1 Kullanılan Araçlar ve THEMIS Görevi..... 77
- 8.2 Manyetosfer Aktivitesi-Substorm..... 78
- 8.3 Alçak Frekans Yapılarının Gözlemi 79
- 8.4 Tartışma 85

KAYNAKLAR..... 87

ÖZGEÇMİŞ 90

SİMGE LİSTESİ

$\vec{B}$	Manyetik alan vektörü
$\vec{B}_0$	Ortamın manyetik alan vektörü
c	Işık hızı
c_s	Ses hızı
$\vec{D}$	Yer değiştirme vektörü
$\vec{E}$	Elektrik alan vektörü
L	Sistem karakteristik boyutu
N_e	Elektron sayısı
N_i	İyon sayısı
$\vec{J}$	Elektrik akım yoğunluğu
K_p	Gezegenler arası jeomanyetik fırtına indeksi
$\vec{k}$	Dalga vektörü
R_M	Reynolds sayısı
$\vec{S}$	Poynting vektörü
$\vec{u}$	Akışkan hızı
$\vec{V}$	Parçacık hızı
V_{chj}	Türlerin hızı
$V_{\parallel}$	Paralel hız bileşeni
$V_{\perp}$	Dik hız bileşeni
q	Elektriksel yük
q_e	Elektron yükü
q_i	İyon yükü
w	Frekans
w_p	Plazma frekansı
w_{pe}	Elektron plazma frekansı
w_{ce}	Elektron siklotron frekansı
$\vec{w}$	Termal hız
$Z(\zeta)$	Plazma dispersiyon fonksiyonu
ζ	Fonksiyonel
$\vec{q}$	Sıcaklık akış vektörü
θ	Sıcaklık oranı
μ_0	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği

λ_e	Elektron eylemsizlik uzunluğu
η	Orantı sabiti
$\bar{\eta}$	Özdirenç
ν_{ei}	Çarpışma frekansı
ν_{eff}	Efektif çarpışma frekansı
δ	Dirac-Delta fonksiyonu
δE	Pertürbe elektrik alan
δB	Pertürbe manyetik alan
δ_{ij}	Birim tensör
$\Omega_{pj,i}$	Türlerin siklotron frekansı
$\vec{\nabla}$	Operatör
Ψ	Basınç tensörü
ψ_m	Manyetik akış
φ	Azimutal açı
$\Omega_{B\alpha}$	Türlerin manyetik alandaki siklotron frekansı
λ_D	Debye uzunluğu
Ω_e	Elektron siklotron frekansı
Ω_p	Proton siklotron frekansı
ϵ_0	Serbest uzayın elektrik geçirgenliği
β	Beta plazma
γ	sabit basınçtaki spesifik ısının sabit hacimdeki spesifik ısıya oranı
ρ	sayı yoğunluğu
ρ_f	Serbest yük yoğunluğu
ρ_s	Larmor yarıçapı
ρ_i	İyon dönme yarıçapı
ρ_m	Kütle Yoğunluğu
σ	İletkenlik
σ_{ij}	Ortamın kompleks iletkenlik tensörü
ϵ_{ij}	Kompleks dielektrik geçirgenlik tensörü
ϵ^{lo}	Boylamsal dielektrik tensörü
ϵ^{tr}	Enine dielektrik tensörü

KISALTMA LİSTESİ

AE	Auroral Electrojet
CIR	Co-rotating Interaction Region
EAD	Eylemsizl Alfven Dalgaları
EFI	Electric Field Instrument
ESA	Electrostatic Analyser
FAC	Field Aligned Currents
FGM	Flux Gate Magnetometer
HSS	High Speed Stream
ICME	Interplanetary Coronal Mass Ejections
KAD	Kinetik Alfven Dalgaları
KH	Kelvin Helmholtz
MHD	Manyetohidrodinamik
MOM	Moments
PTSK	Plazma Tabakası Sınır Katmanı
SCM	Search Coil Magnetometer
SST	Solid State Telescope
SPEDAS	Space Physics Enviroment Data Analysis Software
THEMIS-TH	The Time History of Events and Macroscale Interactions During
Substorms	
ULF	Ultra Low Frequency

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1. 1 Dünya Manyetosferi,genel yapısı ve plazma akımları.....	2
Şekil 2. 1 Sweet-Parker modeli	4
Şekil 3. 1 F kuvvetinin etkisi altında parçacıkların faz uzayında sürüklenmesi	11
Şekil 4. 2 Frozen-in kavramının gösterimi.....	38
Şekil 5. 1 (a) Kararsız dalga, (b) sönümlü dalga.....	47
Şekil 5. 2 (a) $\text{Im}(w)$ 'nın küçük olduğu durum için kompleks w düzlemindeki integrasyon kontürü (b) $v_\phi \gg v_{th}$ durumu için normalize Maxwellian dağılımı	48
Şekil 5. 3 İyon-Landau sönümü	51
Şekil 5. 4 Alfven dalgalanması	59
Şekil 6. 1 Dünya manyetosferi ve barındırdığı akımlar ve yönleri	62
Şekil 8. 1 16 Ağustos 2013 tarihinde 00:00-06:00 (UT) arasında AE indeks değişimi	75
Şekil 8. 2 16 Ağustos 2013 tarihinde 02:58:00-03:12:00 (UT) arasında plazma parametreleri.	76
Şekil 8. 3 16.08.2013 tarihinde 02:00:00-04:00:00 (UT) arasında üst panelden aşağıya doğru sırasıyla; ilk panelde V_a Alfven hızı (mavi) ve dE_y/dB_x (yeşil), plazma beta , B_{total} , B_x , K parametresi, iyon anizotropisi, p_b , p_i değişimleri gösterilmektedir.	79

GÜNEŞ AKTİVİTELERİNİN MANYETOSFER-İYONOSFER DİNAMİKLERİNE ETKİSİ

Sinan GÜYER

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Zehra CAN

Güneş aktivitesinin Dünya manyetosferi ile etkileşmesi sonucunda manyetosferde düzensizlikler oluşmaktadır. Güneş rüzgarları ya da gezegenler arası manyetik alanın Dünya manyetosferinde oluşturduğu etki önem taşımaktadır. Özellikle güney yönelimli gezegenler arası manyetik alanın Dünya manyetosferinin dinamiklerindeki çeşitliliği arttırmaktadır. Bunun yanı sıra manyetosfer bir enerji deposu olarak düşünülebilir ve zaman zaman bu enerjinin salınması Güneş aktivitesi sırasında olduğu gibi iyonosferde düzensizlikler meydana getirebilmektedir. Özellikle substorm dinamikleri bu çeşitliliği arttırmaktadır. Bu nedenle Dünya manyetosferinin özellikleri ve verdiği tepkilerin anlaşılması önem taşımaktadır. Manyetosferdeki enerji taşınım, moment, enerjinin kayboluşu ve enerjinin dönüşümü süreçleri manyetosferin dinamiklerinin anlaşılması açısından büyük önem arz etmektedir. Yukarda bahsedilen durumların anlaşılması için bu tezde izlenen yol büyük çoğunlukla Alfven dalgaları üzerinden ilerlemiştir. Alfven dalgaları astrofiziksel plazmada önemli bir fiziksel olgudur ve bu tez özelinde Alfven dalga yapısı özelliğini kaybetmeden manyetosferde bulunduğu yerin bilgisini verebilmesi nedeni ile çok önemli bir konumdur. Manyetosferin kuyruk bölgesinden auroral bölgeye kadar Alfven dalgaları gözlemlenebilmektedir ve bu gözlemler bize Alfven dalgasının bulunduğu plazma ile ilgili bilgi verebilmektedir. Ayrıca bu gözlemler sonucunda manyetosferde plazma taşınımının nasıl olduğu enerji dönüşüm süreçleri ve enerjinin kayboluş süreci hakkında da bilgi edinmemizi sağlayacak önemli fiziksel olgulardan bir tanesidir. Plazmanın Alfven dalgası aracılığı ile incelenirken

Maxwell-Boltzmann-Vlasov denklemleri, Manyetohidrodinamik denklemler ve dalganın Kinetik teorisi temel matematiksel denklemleri kullanılmıştır. Kinetik Alfven dalgaları, dalga parçacık etkileşimleri, parçacıkların ivmelenmesi ve ısınması gibi süreçlerde önemli rol oynamaktadır ve bu dalgalar manyetosferin birçok bölgesinde karşımıza çıkmaktadır. Kinetik Alfven dalga yapısı gibi ayna mod yapı da alçak frekans yapı içersinde yer almaktadır. Tezin uygulama kısmında kinetik Alfven dalga yapısı ve ayna modu yapı ve düzensizlik substorm sırasında gözlemi yapılan fiziksel olgulardandır.

Anahtar Kelimeler: Manyetosfer, İyonosfer, MHD, Alfven dalgaları, Maxwell-Boltzmann-Vlasov

ABSTRACT

SOLAR ACTIVITY EFFECTS ON MAGNETOSPHERE- IONOSPHERE DYNAMICS

Sinan GÜYER

Msc. Thesis

Department of Physics

Adviser: Assoc. Prof. Dr. Zehra CAN

Earth's magnetosphere is affected by the Sun's activity. Solar wind and interplanetary magnetic field distort the Earth's magnetic field line, especially southward interplanetary magnetic field changes the structures and dynamics of the magnetosphere. Magnetosphere is thought to be an energy storage mechanism, and the release of the sudden energy from the magnetosphere can lead to disturbances like the influence of solar wind on Earth. One of the most important mechanisms of the magnetospheric dynamic is substorms. Substorms are outstanding events to understand the response of the magnetosphere. Momentum transport, energy conversion and dissipation mechanisms give information about the structure and dynamics of the magnetosphere. For this reason, basic Maxwell-Boltzmann-Vlasov and Magnetohydrodynamics equations, kinetic theory of the wave are useful tools to understand the nature of these mechanisms mathematically. Alfvén waves can be a selectional physical phenomena for us to learn about magnetospheric plasma, in case detailed information is required. Alfvén wave structure can be observable through the magnetotail to Earth's Ionosphere. Therefore, changes and dynamics of the plasma can be observed via Alfvén waves. Kinetic Alfvén waves play an important role related to the wave-particle interaction, particle acceleration and heating process as a low

frequency structure. Besides, the kinetic Alfven waves, mirror mode structure and instability are important for the behavior of the central plasma sheet. Observations and analyses were made in application and observations as a part of the dissertation.

Keywords: Magnetosphere, Ionosphere, MHD, Alfven waves, Maxwell-Boltzmann-Vlasov

GİRİŞ

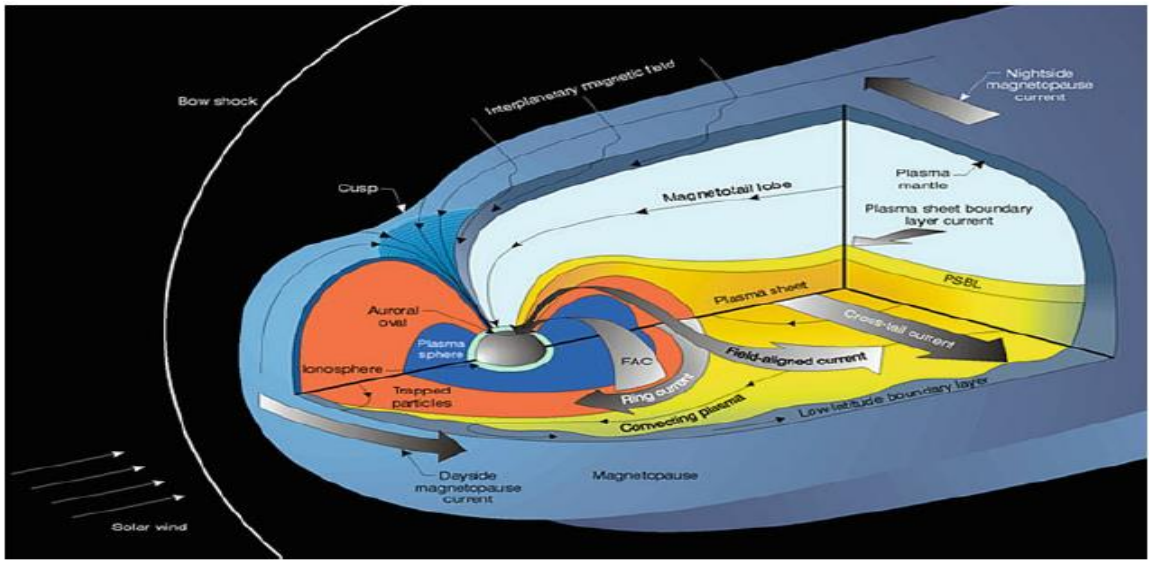
1.1 Literatür Özeti

Güneş, Dünya’da yaşamın devam edebilmesi açısından en önemli enerji kaynağıdır. Aynı zamanda Güneş’in yoğun aktiviteleri yaşam için tehlike oluşturabilmektedir. Kuvvetli radyasyon ve enerjik parçacıkların Dünya atmosferine nüfuz etmesi iletişim sistemlerini etkileyebilmektedir. Dünya’nın Güneşin bu etkilerden korunmak için geliştirdiği en önemli mekanizma manyetosferdir. Dünya Manyetosferi, Dünya’yı çevreleyen uzayın gezegenler arası manyetik alan yerine, Dünya’nın manyetik alanı tarafından çevrilmiş bölgedir. Manyetosfer Şekil 1.1’de gösterilen formu, Dünya’nın manyetik alanı ile Güneş rüzgarlarının etkileşmesi ile kazanmaktadır. Dünya’nın manyetik alanına uygulanan Güneş rüzgarındaki basınç, Dünya’nın Güneş tarafındaki alanları sıkıştırmaktadır ve böylece Güneş görmeyen tarafa doğru bu alan çizgileri kuyruk olarak uzamaktadır [1].

Güneş taraflı manyetik alan 10 Dünya yarıçapı kadar bir alana sıkıştırılmışken, güneş göremeyen tarafı yüzlerce Dünya yarıçapı kadardır. Dünya manyetik alanı ve güneş rüzgarı arasındaki sınır manyetopoz olarak adlandırılmaktadır. Bu sınır sürekli hareket halindedir bunun nedeni ise sürekli değişim içinde olan Güneş rüzgarının Dünya’yı etkilemesidir. Manyetopoz kalkan oluşturmaya rağmen enerji, kütle, momentum Güneş rüzgarından Dünya’nın manyetosferine giriş yapmaktadır. Güneş rüzgarı ve manyetosferin etkileşmesi ve bunun yanı sıra daha alttaki atmosferin ve iyonosferin de etkisi ile çeşitli alan, akım ve plazma bölgeleri oluşmaktadır. Bu bölgeler, plazmasfer, halka akımları ve radyasyon kuşaklarıdır [1].

Dünya'yı Güneşin güçlü radyasyonundan koruyan, yüksek enerjili parçacıklarının Dünya'ya girerken etkisini azaltan bu manyetik yapı son derece önemlidir. Dünya manyetosferi aynı zamanda dolaylı olarak güzel atmosferik olayların yaşanabilmesine olanak vermektedir. Bu olaylar için en güzel örnek kutup ışıklarıdır.

Dış uzay bölgesi genellikle yakın Dünya plazması olarak adlandırılmaktadır ve İyonosferin en alt tabakası olan D katmanından başlayıp manyetosferin dış sınırına kadar yani manyetopoza kadar uzandığı ve burada güneş rüzgarları ile etkileştiği bölgeye kadar uzanmaktadır. Şekil 1.1'de Dünya Manyetosferi'nin genel yapısı ve plazma akımları genel çerçevede gösterilmektedir [2].



Şekil 1.1 Dünya Manyetosferi, genel yapısı ve plazma akımları

1.2 Tezin Amacı

Manyetosferik dinamikler birçok araştırmacı için heyecan verici bir konumdur. Manyetosferik plazma bu tezin başlıca araştırma alanını oluşturmaktadır. Manyetosferik bölgeler, manyetosfer-iyonosfer bağlantısında sıkça karşılaşılan Alfven dalgaları üzerinde özellikle durulmaktadır. Burada Alfven dalgaları; enerji dönüşümü, enerjinin taşınması, manyetosferik stresin azaltılması yani yutak görevi görmesi, enerjik parçacıkları ivmelendirebilmesi ve yakın Dünya plazmasındaki etkileri nedeniyle önemli yer tutmaktadır.

Maxwell-Boltzman ve Vlasov denklemleri ile yola çıkılarak Manyetohidrodinamik (MHD) denklemlerin temel özellikleri belirtilmiş. Boltzmann denklemlerinin momentleri ve MHD denklemleri ile konunun özünün anlaşılması için ayrıntılı açıklamalara yer verilmiştir. MHD dalga yapısına sahip olan Alfven dalgası ile manyetosferin özellikle merkez plazma tabakası için gözlemler yerinde yani uzaydaki araçlar vasıtası ile yapılmıştır ve uygulama kısmında sunulmuştur. Uygulama kısmında alçak frekans yapısına sahip olan Kinetik Alfven dalgaları ve ayna mod yapısı plazmanın özellikleri de göz önünde bulundurularak gözlemsel veriler ve elde edilen sonuçlar yer almaktadır. Gözlemi yapılmış olan alçak frekans yapıları ile bunların arasındaki teorik ilişkinin kurulması ve anlaşılması bu tezin öncelikli amacıdır.

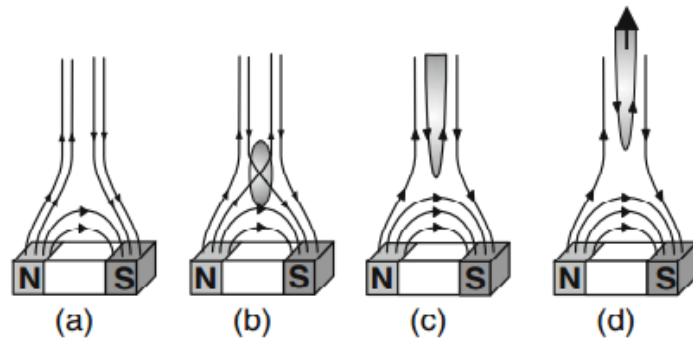
1.3 Hipotez

Plazma verilerinin yerinde yani uzay araçları ile elde edilen verilerin analizleri ve gözlemleri ile teorik denklemler arasındaki ilişkinin kurulabilmesi önem taşımaktadır. Manyetosferik plazma ve daha genel olarak astrofiziksel plazmanın tanımlanmasında bu metodlarından kullanılması var olan modellerin gelişmesini sağlayacaktır. Bu tezde plazma tanımlanırken Alfven dalgaları hem araştırma konusu hem de plazmanın tanımlanmasındaki araç olarak seçilmiştir. Alfven dalgalarının oluşum mekanizmaları, dalga-parçacık etkileşim mekanizmaları halen tam anlamıyla ortaya konulmamış, geliştirmeye açık fiziksel problemlerdendir. Uygulama kısmında hem Alfven dalgalarını anlayabilmek hem de bu mekanizmaya eşlik edebilecek olan alçak frekans düzensizliklerinin substrat olayı süresince gözlemi ve plazma parametrelerinin analizi yapılmıştır. Eş zamanlı görülen kinetik Alfven dalgası ve ayna yapı düzensizlik, gelecek çalışmalar için plazmanın verdiği tepki, enerji taşınımı gibi fiziksel olguların anlaşılmasına katkı sağlayabilecektir.

BÖLÜM 2

GÜNEŞ

Güneşimiz aktif bir yıldızdır. Güneş’ te oluşan atımlar Güneş yüzeyinden ayrı ve plazma ile dolu olan çok büyük manyetik yapılardır. Bu Güneş atım ya da fıskırmaları günlerce sürebilmekte ve manyetik alan ile plazmanın birlikte bulunduğunu göstermektedirler. Güneş parlamalarda parçacıkların patlayıcı yayımı ve radyasyon meydana gelmektedir bu aktif koronal ilmeklerin işleyiştir [3].



Şekil 2.1 Sweet-Parker modeli [3]

Şekil 2.1’de Sweet-Parker modeline göre Güneş parlamasının oluşumu gösterilmektedir. Şekil 2.1(a) ‘da koronal ilmeklerin dipolar alanı kısmen gezegenler arası manyetik alan ile bağlantılıdır. Şekil 2.1 (b) de ise paralel olmayan alan çizgilerinin tekrar bağlanması ile alan çizgilerinin stresinin salınımı, Şekil 2.1 (c) ve (d) de ise hapsolmuş plazmanın durgun manyetik alan tarafından ivmelendirilmesi gösterilmektedir. Uzatılmış alan çizgileri, alan çizgilerinin tekrar bağlanması tarafından

salınabilen manyetik enerji barındırmaktadır [3]. Manyetik alan içerisine hapsedilmiş plazma büzülmüş alan çizgileri tarafından ivmelendirilmektedirler. Güneşteki geniş patlayıcı olaylar ortalama $1 \times 10^{12} kg$ plazma açığa çıkaran ve bu plazmanın hızı $(200 - 2700) km s^{-1}$ arasında olan koronal kütle atımı olaylarıdır [3]. Koronal kütle atımı olaylarının frekansı 11 yıllık Güneş döngüsüne bağlı olarak değişmektedir. Tipik olarak Güneş minimumunda günde bir kaç olay yaşanırken Güneş maksimumunda daha fazla olay yaşanabilmektedir.

2.1 Güneş Rüzgarı

Güneş ve Dünya arasındaki boşluk Güneş rüzgarının plazması ile doludur. Güneş'ten yüklü parçacıkların akışı olgusu ilk kez Norveçli fizikçi Kristian Birkeland tarafından sunulmuştur. Ayrıca Birkeland bu Güneş rüzgarının hem pozitif hem de negatif iyonları barındırdığını fark etmiştir. 1951'de Ludwig Biermann kuyruklu yıldızların kuyruğunda bulunan moleküllerdeki Güneş radyasyon basıncının oldukça etkisiz olduğu sonucuna vararak, kuyruklu yıldız kuyruklarının neden daima Güneş'ten uzakta olduğunu açıklamıştır. $10^6 m s^{-1}$, mertebesinde hızlar ile Güneş parçacık akışının kuyruklu yıldızı saptırmasının önemli oluşundan ziyade Eugene Parker Güneş rüzgarı solar manyetik alanının donmuş "frozen" yapıda yani kütleli akışta olduğunu fark etmiş (manyeto-hidrokinematik etki), Hannes Alfvén ise bunu tanımlamıştır. Güneş rüzgarının kütle akışının yarıçap boyunca dışarı doğru oluşuna rağmen, solar rotasyon parçacık akışının footpointlerini (Manyetik alan çizgi tüplerinin fotosferden koronal ilmek formuna ulaştığı bölge) azimutal olarak değiştirmektedir. Bu da Arşimedes spiral içinde yarıçap doğrultusunda ışın dönüşümünü ifade etmektedir [3].

Yarı durgun Güneş rüzgarı, Güneş'te bir günden daha fazla ve hatta aylarca var olan kaynak olarak plazma akıntısını ifade etmektedir. Ayrı özelliklere sahip iki tip plazma akıntısı vardır bunlardan ilki hızı $450 km s^{-1}$ altında olan ve alçak heliosferik enlemlerdeki akım tabakasının merkezindeki kemerimsi yapıdan kaynaklanmaktadır. İkincisi ise yüksek heliosferik enlemlerdeki koronal deliklerin dışa akışı sebebiyle ve hızı $700 - 800 km s^{-1}$ arasında olan hızlı Güneş rüzgarlarıdır [1].

2.2 Dünya Manyetosferi ve İyonosferi

Dünya ve Güneş rüzgarı arasındaki etkileşim, doğada dikkat çekici bir plazma olgusuna neden olmaktadır. Dünya, Güneş rüzgarındaki enerjik parçacık akışına karşı sahip olduğu manyetik alan ile kendisini korumaktadır. Bu parçacıkların bazıları manyetik alan çizgileri boyunca akabilir ve polar enlemlerdeki üst atmosfere çarpar böylelikle aurora borealis ya da kuzey ışıkları oluşabilmektedir.

Manyetosfer, giriş yapan Güneş rüzgarından yay şoku (bow shock) ile ayrılmaktadır. Dünya'nın dipolar alanı Güneş rüzgarlarının momentum akış çarpması ile bozulmaktadır ve gece tarafında yani Güneş görmeyen tarafında uzun manyetokuyruk formu kazanmaktadır.

İyonosfer üst atmosferin bir parçasıdır bu bölgede solar mor ötesi radyasyon atom ve moleküllerin iyonizasyonu ile absorbe edilmektedir [3].

Dünya-Atmosfer-İyonosfer-Manyetosfer bölgelerini değerlendirdiğimizde; her sistem için ya da katman için farklı özellikler, kendine ait özellikler barındırdığını göreceğiz. Yerin iletkenliği İyonosfer ile karşılaştırıldığında oldukça yüksektir ve bu metal iletken olarak düşünülebilmektedir. Yerin iletkenliği hem derinliğe hem de yatay koordinatlarına bağlıdır. Atmosferik iletkenlik büyüklüğü yerin iletkenliğinden 10 kat kadar değişmektedir. Kural olarak atmosfer yalıtkan olarak ele alınmaktadır. 60 km üstünde iyonosferik D katmanında, hava yoğunluğu oldukça seyrek. Elektronlar jeomanyetik alanda serbestçe dönebilmektedir ve iyonlar sıkça çarpışabilmektedir bu nedenle de iyonların hareketleri tamamen nötral olarak tanımlanmaktadır. Böylece D katmanının elektriksel iletkenliği elektronlarca tanımlanmaktadır. D katmanı güçlü Hall ve geçici Pedersen iletkenliklerinin olduğu özel bir bölgedir. E katmanı yaklaşık olarak 90 km den 140 km ye kadar genişlemektedir. Burada nötral konsantrasyon azalmaktadır. Böylece iyonlar elektrik alanın etkisi ile hareket etmektedirler. İletkenlik güçlü Hall ve Pedersen iletkenlikleri sergilemektedir. Pedersen iletkenliği iyonlar tarafından belirlenirken, Hall iletkenliği elektronlar tarafından belirlenmektedir. Bu tabaka anizotropiksel olarak iletken tabaka olarak ifade edilebilmektedir. F tabakasında ise iyonlar ve elektronlar hareketlerini jeomanyetik alan ile kazanmaktadır. Pedersen iletkenliği adım adım azalırken Hall iletkenliği düzgün bir şekilde sıfıra doğru

gitmektedir. Üst atmosferin en dış katmanında, manyetosferde hem elektronlar hem de iyonlar güçlü manyetize haldedirler bu nedenle iyonlara göre elektronlarda herhangi bir geri kalma durumu bulunmamaktadır. Sonuç olarak enine iletkenlik kaybolmaktadır. Boyuna iletkenlik ise sonsuza gitmektedir [4].

Manyetosfer bölgesini kapsayan bu tez çalışmamızda, manyetosfer bölgesi Manyetohidrodinamik (MHD) dalgalar ile birlikte açıklanmaktadır. Güneş rüzgarında ya da manyetosferin çevresindeki bölgelerde MHD dalgalarının gelişigüzel polarizasyon çıkışı, kaynak olarak varsayıldığında; radyasyon, Alfven dalgası ya da hızlı manyetosonik dalga olarak, oluşum bölgesini terk edebilmektedir. Böylece Alfven dalgası alan çizgileri tarafından yönlendirilecek ve oluşum bölgesinden iyonosfere doğru yayılacaktır. Kararsızlıklar, manyetosferde hızlı manyetosonik dalgalar tarafından taşınmaktadır. Manyetosferde dört bölge, hızlı manyetosonik dalganın yayılışına göre ayrılmaktadır. Bunlar; yayılım bölgesi, yansıma bölgesi, yansıma noktasından önceki sönüm bölgesi ve son olarak rezonans etkileşim bölgesidir [4].

2.3 Manyetik Fırtınalar ve Substorms

Manyetosfer, Güneş rüzgarındaki kinetik enerjiyi manyetohidrodinamik dinamo etkisi ile elektromanyetik enerjiye dönüştüren bir makine olarak düşünülebilmektedir. Böylece enerjinin bir kısmı enerjinin dönüşümü sayesinde manyetokuyruk akım sistemlerini besleyebilmektedir. Bu enerjinin diğer kısmı ise motor adı verilen manyetosferik plazmanın geniş ölçekli iletim hareketi tarafından harcanmaktadır. İletim hareketi ile birlikte olan elektrik alan, alan yönelimli akımlarca aşağı tarafla yani iyonosfer ile iletişim kurabilmektedir. İletim hareketine iyonosferin katılımının zorlanması, atmosferin nötral bileşenleri ile sürtünmeli etkileşim olan Joule ısınmasına neden olmaktadır. Diğer yandan alan yönelimli akımları taşıyan elektronların bir kısmı alan çizgileri boyunca ivmelendirilerek ve üst atmosfer ile etkileşerek auroralara neden olmaktadır. Güneş rüzgarı değişmez durumda ve gezegenler arası manyetik alan geniş kuzey yönelimli bileşene sahip yani pozitif olduğu durumda enerjinin dönüşüm zincir süreci değişmemekte, istikrarlı olmaktadır. Güneş rüzgarı ve gezegenler arası manyetik alan değişiklik gösterdiğinde dinamo etkinliği dalgalı hale gelmektedir.

Özellikle gezegenler arası manyetik alanın kuzey yönelimli bileşeni B_z azaldığında ve negatif olduğunda yani güney yönelimli olduğunda dinamo etkisinin etkinliği önemli derecede artmaktadır ve manyetosferin kuyruk bölgesinde manyetik enerjinin artışı ile sonuçlanmaktadır [5].

Substorm ya da substorm başlangıcı (onset) terimleri manyetosferik dinamiklerin tartışılmasında kullanılmaktadır fakat kesin bir tanımı yoktur. Manyetosferik substorm güney yönelimli gezegenler arası manyetik alan nedeniyle Güneş rüzgarının manyetosfer içine arttırılmış enerjisinin girişindeki zaman aralığı olarak tanımlanmaktadır. İzole bir substorm büyüme, genleşme ve toparlanma fazlarından oluşmaktadır ve bunların her biri yaklaşık olarak bir saat sürmektedir [6].

Güneş rüzgarı ve Dünya manyetik alanının etkileşmesi plazma tabakasının yani geniş rezervuarlı sıcak plazmanın oluşumuna neden olmaktadır. Plazma tabakasının dinamikleri temel süreçlerce yürütülmektedir; manyetokuyruktaki depolanmış enerjinin ani salınımı ile ilişkili olan manyetosferik substormlar ile ilişkilidir. Substorm fiziksel süreçlerin sistematik oluşumunu içermektedir. Kuyruk bölgesinde olduğu kadar iyonosferdeki etkileri de ayırıcı olarak gözlemlenebilmektedir. Bu nedenle Güneş rüzgarından manyetosfer iyonosfer sistemine enerji aktarımı, ilişkili bir çok mekanizmayı içermektedir [7].

Tekrarlamalı substormlar sıklıkla manyetik fırtınalarla ilişkilidir. Fırtınalar Dst (Disturbance Storm Time) indisinin asgari olarak -40nT değerine ulaştığı uzun süreli jeomanyetik aktiviteler fırtına olarak adlandırılmaktadır. Önceki fırtına modelleri Gonzales ve arkadaşları tarafından (1994) halka akımlarının artışı Dst indisi ölçülerek birden fazla substormun üst üste eklenmesi ile araştırılmıştır. Bu basit formülasyon sonucunda varılan sonuç, fırtınanın ana fazı boyunca yani Dst indisindeki geniş azalış aralığı boyunca, yer alan sık ve çok yoğun fırtınalardan ayrı olarak, fırtına zamanı ve sakin zaman arasında gözle görülür bir farka rastlanmamıştır. Fırtına başlangıç zamanının Güneş rüzgarı tetikleme ile başladığına inanılmaktadır bunun nedeni ise yoğun fırtınaların gezegenler arası şok cephesine öncülük etmesinden ileri gelmektedir. Fırtına ana fazına tipik olarak devamlı güney yönelimli gezegenler arası manyetik alan ile beraberdir ve toparlanma fazı ise manyetosfer herhangi bir etki olmayan koşullarına

geri kalana kadar ve kaybolan enerji Güneş rüzgarlarından alınana kadar devam etmektedir [8].

Jeomanyetik fırtınaların ana yürütücü mekanizmaları gezegenler arası koronal kütle atımı (ICME), yüksek hızlı akış (HSS) ve birlikte dönen etkileşim bölgeleridir (CIR). Birlikte dönen etkileşim bölgeleri Güneş rüzgarında şok formu kazanırken bunu tipik olarak yüksek hızlı akış takip etmektedir. Koronal kütle atımı yüksek solar aktivite sırasında çok sıktır. Yüksek hızlı akış ve birlikte dönen etkileşim bölgesi koronal deliklerle ilişkilidir ve Güneş döngüsünün yükselen fazında jeomanyetik düzensizliğin ana yürütücüleridir. Buna rağmen Turner ve arkadaşlarının [6]'da gösterdiği üzere birlikte dönen etkileşim bölgesi kaynaklı fırtınalar koronal kütle atımı ile karşılaştırıldığında yer üzerinde daha etkilidir. Özellikle birlikte dönen etkileşim bölgesi fırtınaları sırasında koronal kütle atımı fırtınalarına göre, iyonosferik enerji kaybı enerji bölünmesinde çok daha etkin bir role sahiptir. Dünya'nın Güneş'ten olan uzaklığında, gelişen birlikte dönen etkileşim bölgeleri sıklıkla akış ara yüzü ya da birlikte dönen etkileşim bölgesi akış ara yüzü olarak adlandırılmaktadır. Güneş döngünün yükselme evresinde akış ara yüzü oluşumu durgun Manyetosferik iletim (Steady Magnetospheric Convection) olayı ile korelasyon göstermektedir. Böylece durgun Manyetosferik iletim oluşumundaki maksimum alacağı yer akış ara yüzü ile karşılaştıktan 0.5-1 gün sonrasına denk gelmektedir [6]

BÖLÜM 3

ASTROFİZİKSEL PLAZMA

Plazmanın durumunu tanımlamanın en kesin yollarından biri uzayda tüm noktadaki tüm alanların ve tüm parçacıkların hızları ve konumlarıdır. N parçacıklı bir sistem için parçacık tanımı 6N boyutlu faz uzayı olmalıdır. Bu her pozisyon ve hızın üç bileşenini ifade etmektedir. Buna rağmen N tanımı çok geniştir, gezegenler arası ortam için yaklaşık 1km^3 içerisinde $\sim 10^{15}$ dir. Plazmayı istatistiksel olarak tanımlamanın yolu ise dağılım fonksiyonudur. Hız ve konum fonksiyonu dağılım fonksiyonu olarak kullanılmaktadır. $f(x, V)$ altı boyutlu faz uzayını ifade etmektedir f ayrıca zamanın fonksiyonu için geneldir. Elementsel yani içinde değişken unsurların bulunduğu hacimdeki parçacık sayısı faz uzayında (x, V) dir ve $f(x, V)d^3x d^3V$ olarak verilmektedir. Dağılım fonksiyonunun gelişim teorisi, plazma kinetik teori olarak bilinmektedir, fakat kullanılması zor bir yaklaşımdır [9].

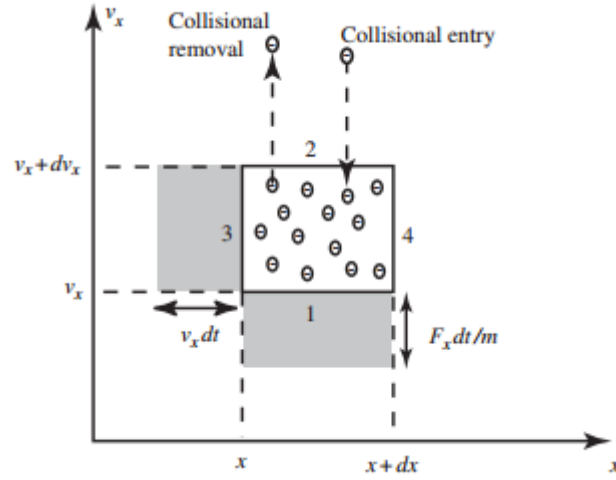
Başka bir yaklaşım ise plazmanın iletken akışkan olarak davrandığı yaklaşımdır. Denklemler manyetik ve elektrik kuvvetleri içeren, akışkan dinamiğine adapte edilebilmektedir. Sonuç teorisi olarak akışkan dinamiğinin en basit formu olan tek akışan formudur ve Manyetohidrodinamik olarak adlandırılmaktadır. MHD kesin sınırlamaları olmak üzere kinetik teoriden türetilmektedir. MHD yaklaşımı çoğu astrofiziksel plazma için uygundur fakat birçok etkinin tanımlanmasında doğru sonuç veremeyebilir bu nedenle çoklu akışkan teorisine ya da kinetik teoriye ihtiyaç vardır [9].

3.1 Plazmanın Kinetik Teorisi

Plazmadaki elektrik alan varlığı genel olarak, plazma parçacıklarının birlikte hareketlerinin sonucu olarak, istikrarlı şekilde doğar. Buna ek olarak tek parçacık analiz modelindeki parametreler, örneğin parçacık konumu ve hızı genelde ölçülememektedir ve gözlemler ile bağlantılı değildir. Plazma kinetik teorisi, nötral gaz dinamiklerini tanımlayan yapının geliştirilmesine dayanır. Hız dağılım fonksiyonu olarak adlandırılan uzayda herhangi bir noktada parçacıkların sayıları ve hız bileşenlerinin özel setleri ile İntegro-diferansiyel denklem (Boltzmann denklemi) ve dağılım fonksiyonunun zaman değişimini tanımlamaktadır [10].

3.2 Boltzmann Denklemi

Hız dağılım fonksiyonu $f(\vec{r}, \vec{V}, t)$ 'nin zaman içinde nasıl geliştiğini Boltzmann denklemi tanımlamaktadır. Parçacıkların konumu zaman içerisinde hıza sahip olmaları nedeni ile değişecektir. Parçacıkların hızı, parçacıkların üzerine etkiyen herhangi bir kuvvetin sonucu olarak ivmelenmesi nedeniyle değişecektir. Bu değişim sırayla olacaktır. Bu basit yöntemde faz uzayındaki başlangıç noktası, zaman fonksiyonu olarak hareket etmektedir. Burada Boltzmann denklemi zaman t , hız koordinatı V_x , ve pozisyon koordinatı x 'e bağlı olan tek boyutlu hız dağılım fonksiyonu için sadeleştirilerek başlanmıştır. Herhangi iki parçacığın etkileşmesinin ortalama zaman aralığı ile karşılaştırılan zaman aralığı dt ele alındığında, dt zaman aralığı ile başlayan çoğu etkileşimler aynı zaman aralığında tamamlanmaktadır. Diğer yandan, dt zaman aralığı yeterince kısa tutulmak durumundadır çünkü her bir parçacık en az bir kere diğer bir parçacık ile bu dt zaman aralığında etkileşmelidir. Bu koşullar altında parçacıkların yörüngesi sadece dış kuvvetlerin etkidiği, çok kısa yörüngelerin oluşumu ile parçacıklar arası etkileşim sırasındaki bölümlerden oluşabilmektedir. Sadece bu koşullar altında Boltzmann denklemi geçerli olmaktadır. Eğer dış kuvvet parçacıklar üzerine etkirse $\vec{F} = \hat{x}F_x$, ivmesi $\vec{a} = \hat{x}\vec{F}/m$ olur. Parçacıkların makroskobik kuvvetin F_x hareketi altında faz uzayında sürüklenmesi nedeniyle, parçacıklar durağan iki boyut (hacim) $dx dV_x$ içine akmakta ve çıkmaktadır. $\vec{F}$ kuvvetinin etkisi altında parçacıkların faz uzayında sürüklenmesi Şekil 3.1'de gösterilmektedir [10].



Şekil 3.1 F kuvvetinin etkisi altında parçacıkların faz uzayında sürüklenmesi[10]
Dağılım fonksiyonu parçacıkların korunumu temelinde türetilabilmektedir. dt zaman aralığında, şeklin dört yüzünde her bir hacmindeki parçacıkların içeriye ve dışarıya net akışı;

$f(x, V_x, t) dx a_x(x, V_x, t) dt$, parçacıklar 1 tarafı boyunca akmaktadır. Bu parçacıklar ivmelendirilmişlerdir ve bu nedenle kutu içinde hızlara sahiptirler.

$f(x, V_x + dV_x, t) dx a_x(x, V_x + dV_x, t) dt$, parçacıklar 2 tarafı boyunca dışarı doğru akmaktadır. Bu parçacıkların hızları kutunun içindekine göre daha yüksek ivmelendirilmiştir.

$f(x, V_x, t) dV_x V_x dt$, parçacıklar 3 tarafı boyunca içeri akmaktadır. Bu parçacıklar sol taraftaki pozisyonlardan kutunun içine hareket etmektedir.

$f(x + dx, V_x, t) dV_x V_x dt$, parçacıklar 4 tarafı boyunca dışa doğru akmaktadır. Bu parçacıklar kutudan sağ taraftaki pozisyona doğru dışa hareket etmektedirler.

Burada $a_x \equiv dV_x/dt$ ve $V_x \equiv dx/dt$ 'dir. Dağılım fonksiyonundaki değişimler parçacıkların yapısal hareketlerinden ya da dış kuvvetlerin varlığı nedeniyle doğmaktadır. Buna ek olarak dt zaman aralığında, x pozisyonundaki dx ölçeğinde parçacıklar diğer parçacıklarla bir defadan fazla çarpışmakta ya da etkileşmektedir ve böylece hızlarını değiştirmektedirler. Sonuç olarak V_x hızında dV_x ölçeği dışında olan bazı parçacıklar bu ölçeğe düşerken V_x hızında dV_x ölçeğinde olan parçacıkların bazıları

diğer değerlere değişmektedir ve hızları iki boyutlu hacmi terk etmektedirler. Çarpışma terimi; $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} dx dV_x dt$, ile verilmektedir. Parçacıklar çarpışmanın sonucu olarak içeri akmaktadırlar. Parçacıkların hız uzayındaki toplam sayısı, hacim elementi $dx dV_x$, $f(x, V_x, t) dx dV_x$ tarafından verilmektedir. Parçacıkların sayısındaki değişimlerin oranı iki boyutlu hacim içine giren ve çıkan parçacık akışlarının farkı tarafından tanımlanmaktadır;

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [f(x, V_x, t) dx dV_x] = & [f(x, V_x, t) a_x(x, V_x, t) - f(x, V_x + dV_x, t) a_x(x, V_x + dV_x, t)] dx \\ & + [f(x, V_x, t) V_x - f(x + dx, V_x, t) V_x] dV_x + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} dx dV_x. \end{aligned} \quad (3.1)$$

$dx dV_x$, ile bölündüğünde ;

$$\frac{\partial}{\partial t} f(x, V_x, t) = -\frac{\partial}{\partial x} (f V_x) - \frac{\partial}{\partial V_x} (f a_x) + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \quad (3.2)$$

denklemini elde edilir. V_x ve a_x bağımsız değişkenlerdir ve F_x , hız V_x 'ten bağımsız ve böylece a_x , V_x 'ten bağımsız olduğu varsayılmaktadır. Bu durumda; yukardaki (3.2) denklemini

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F_x}{m} \frac{\partial f}{\partial V_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \quad (3.3)$$

Olarak yazılabilmektedir.(3.3) denklemini Boltzmann Denklemi olarak adlandırılmaktadır [10].

Burada not edilmesi gereken V_x 'in F_x 'ten bağımsız olması varsayımı kısıtlayıcı değildir, özellikle plazmaların dış kuvvet durumu açısından bakıldığında zaman her zaman Lorentz kuvveti vardır $\vec{F}_x = q[\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}]$ böylece F_x , V_x 'e gerçekte bağlı olmamaktadır. Yukarıda belirtilen nedenlerden dolayı faz uzayında temsil edilen noktaların sayısının korunum durumu Boltzmann denklemini ifade etmektedir. Elementsel hacim için uygulanan aynı yöntem ile altı boyutlu faz uzayında $d\vec{r} \cdot d\vec{V} = dx dy dz dV_x dV_y dV_z$ üç boyutlu Boltzmann denklemi elde edilebilmektedir.

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{V}, t) + (\vec{V} \cdot \nabla_{\vec{r}}) f(\vec{r}, \vec{V}, t) + \left[\left(\frac{\vec{F}}{m}\right) \cdot \nabla_{\vec{V}}\right] f(\vec{r}, \vec{V}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \quad (3.4)$$

Burada;

$$\nabla_{\vec{r}} \equiv \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.5a)$$

$$\nabla_{\vec{v}} \equiv \hat{x} \frac{\partial}{\partial v_x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial v_y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial v_z} \quad (3.5b)$$

dir. Böylece (3.4) Boltzman denklemindeki ikinci ve üçüncü terimler;

$$(\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}}) f(\vec{r}, \vec{v}, t) = v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} \quad (3.6a)$$

$$\left[\left(\frac{\vec{F}}{m} \right) \cdot \nabla_{\vec{v}} \right] f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{F_x}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{F_y}{m} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{F_z}{m} \frac{\partial f}{\partial v_z} \quad (3.6b)$$

şeklinde ifade edilir. Plazma bağlamında, parçacıklar üzerine etkiyen kuvvet Lorentz kuvvetidir ve;

$$\vec{F} = q[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \quad (3.7a)$$

Lorentz kuvvetinin bileşenleri

$$F_x = qE_x + qV_y B_z - qV_z B_y \quad (3.7b)$$

$$F_y = qE_y + qV_z B_x - qV_x B_z \quad (3.7c)$$

$$F_z = qE_z + qV_x B_y - qV_y B_x \quad (3.7d)$$

ile verilmektedir.

Burada, ilgili fiziksel niceliklerin değişimi uzaysal ölçek ile karşılaştırılabilecek kadar küçük fakat fazla sayıda parçacıkların içerildiği yeterince geniş boyutu olan elementsel hacim üzerinden alınan ortalama ile elde edilen makroskobik alanlar olan $\vec{E}$ elektrik alan ve $\vec{B}$ manyetik alanı ise süreklidir. Tipik plazmada, iyonlar elektronlar ve nötraller olarak en az üç çeşit parçacık bulunmaktadır. (3.4) Boltzmann denklemi her tür için ayrı ayrı geçerli olmaktadır ve her biri farklı dağılım fonksiyonu ile $f_i(\vec{r}, \vec{v}, t)$ karakterize

edilmektedir. Bunun nedeni sadece elektromanyetik kuvvetlerin ele alınmasından kaynaklanmaktadır. Nötraller için Boltzmann denklemi kuvvet terimi içermemektedir. Elektronlar, iyonlar ve nötraller için üç Boltzmann denklemi çarpışma terimi boyunca birleştirilmiştir. Örnek olarak elektronlar için Boltzmann denklemindeki çarpışma terimi elektronları içerdiği kadar iyonların ve nötrallerin hız dağılımını da içermektedir [10].

3.2.1 Maxwell-Boltzmann Dağılımı

Kinetik teoremin kaynağı olan Boltzmann denklemi, sadece plazmaya özel bir denklem değildir. Dengede olsun veya olmasın, herhangi bir gaz durumu için de geçerli olan bir denklemdir. Yeterince zaman verildiğinde, herhangi serbestçe hareket eden yüklü ya da nötral parçacıklar denge durumuna ulaşacaklardır. Bununla ilgili örnek olarak sınırlandırılmış hacimde gaz parçacıkları ele alınmıştır. Parçacıklar sınırlı hacimde nasıl davranmaktadır sorusuna verilen cevap, parçacıkların belirli bir pozisyonda olabilecekleri ve ağırlıklı olarak tek yönde hıza sahip olabileceğidir, böylece parçacıkların diğer bir bölgede ve bir yönde belirli bir hız ile bulunabilmesi olasılığı düşük olasılıkta olmaktadır. Diğer bir ifadeyle dağılım fonksiyonu f başlangıç olarak homojen olmayan ($\vec{r}'$ 'nin fonksiyonu) ve anizotropiktir ($\vec{V}'$ 'nin yön fonksiyonu). Zaman ilerledikçe ve parçacıkların arasındaki çarpışmalı etkileşimler ve duvarla olan etkileşimleri sonucu, parçacık dağılım fonksiyonu homojen olma eğilimindedir, böylece parçacıkların bulunma olasılıkları duvarların arasında eşit olmaktadır. Daha da ileri götürüldüğünde, hacim içinde hıza sahip parçacıklar herhangi bir nokta boyunca geçtiklerinde, bütün yönlerde düzgün dağılımlı olmaktadır böylece dağılım fonksiyonu f izotropik olmaktadır. Duvarlar sabit bir sıcaklık ile korunmakta ise, gaz er geç duvarlar arasındaki sıcaklığa eşit sıcaklığa erişmektedir. Termal denge durumu altında, dış kuvvete sahip olmayan homojen gaz belirli homojen ve izotropik dağılıma erişir ve bu Maxwell-Boltzmann dağılımı olarak bilinmektedir. Belirtilen doğrultuda V_0 hızı ile hareket eden N_0 elektronlu gazın homojen fakat anizotropik dağılım fonksiyon tanımı, ışın tipi (beam-like) dağılım olarak adlandırılmaktadır ve;

$$f_{beam}(\vec{r}, \vec{V}, t) = f_{beam}(\vec{V}) = N_0 \delta(V_x - V_0) \delta(V_y) \delta(V_z) \quad (3.8)$$

ile verilmektedir[10].

$\delta(x)$ Dirac delta fonksiyonudur. (3.8) denklemi (3.4) denkleminde yerine konularak Boltzmann denkleminin çözümü kolayca gösterilebilmektedir. Buna rağmen, dağılım fonksiyonu $f(\vec{r}, \vec{V}, t) = f_{beam}(\vec{V})$ sağlamasına karşın f zamanda sabit kalmamaktadır bunun yerine Maxwell-Boltzmann dağılımı boyunca gelişmektedir. Ayrıca zamanın fonksiyonu olarak öncelik etkisi kalmayan homojen ve izotropik dağılım için örnek, kabuk (shell) dağılımı olarak adlandırılmaktadır ve bu tüm yönlerde hareket eden, eşit olasılıkla fakat aynı V_0 hızı ile hareket eden düzgün gaz parçacıklarını ifade etmektedir.

$$f_{shell}(\vec{r}, \vec{V}, t) = f_{shell}(\vec{V}) = A\delta(V - V_0) \quad (3.9)$$

örnek verilebilir.

Burada $V = |\vec{V}| = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$ ifade etmektedir. (3.9) denklemi verilen zamandaki Boltzmann denkleminin çözümüdür fakat verilen zamanda gazın dağılımı $f(\vec{r}, \vec{V}, t)$, $f_{shell}(\vec{V})$ 'e eşit ise daha sonra eşitlik devam etmeyecektir ve zamanda Maxwell-Boltzmann dağılımı boyunca gelişmesi gerekmektedir. Yukarıda bahsedildiği üzere dış bir kuvvete maruz kalmayan homojen gaz termal denge durumu altında Maxwell-Boltzmann dağılımına erişmektedir. Matematiksel olarak bu durumlar, $\vec{V} \cdot \nabla_{\vec{r}} = 0$ (homojen), $(\vec{F}/m) \cdot \nabla_{\vec{V}} = 0$ (dış kuvvet yok) ve $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ ile verilmektedir. (3.3) Boltzmann denklemini;

$$0 + 0 + 0 = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \rightarrow \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} = 0 \quad (3.10)$$

denklemine indirgenmektedir.

Sözlü olarak ifade edildiğinde; (3.10) denkleminin belirttiğine göre, denge durumları altında birden fazla parçacık herhangi bir dt zaman aralığında faz uzayında elementsel hacme giriş yapmaktadır ve çarpışmaların sonucu olarak da terk etmektedir. Maxwell-Boltzmann denkleminin genel formu şu şekildedir;

$$f(\vec{r}, \vec{V}, t) = f(V) = C e^{-aV^2} \quad (3.11)$$

Burada C, a ($\vec{r}, \vec{V}$ den bağımsız) pozitif sabitlerdir ve $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$ parçacık hızlarıdır [10].

3.2.2 Vlasov Denklemi

Bu bölümde, konum ve hız değişkenlerinin tamamen bağımsız olması üzerinde önemle durulması gereken bir noktadır. Örneğin parçacıkların anlık hızları konumlarının fonksiyonu değildir. Böylece x, y, z, V_x, V_y, V_z altı boyutlu uzay koordinatlarını sunmaktadır. Tutarlı olmak için, parçacıkların çarpışmasız etkileşimleri ele alınmaktadır [10]. Faz uzayında küçük hacim elementi ele alınırsa, $d\vec{r}d\vec{V}$ olarak birleşik yazılmaktadır. Şekil uzayında bu hacmin yüzey alanı $d\vec{s}_r$ olarak varsayılmaktadır. Parçacık korunumu uygulandığında; hacim elementindeki sayı değişim oranı, hacmin içine akan net akışa eşit olmaktadır. Şekil uzayında akış;

$$f \frac{d\vec{V}}{dt} d\vec{s}_V = f \vec{a} d\vec{s}_V \quad (3.12)$$

Böylece elimizde;

$$\frac{\partial}{\partial t} f d\vec{r}d\vec{V} = -f \vec{V} \cdot d\vec{s}_r d\vec{V} - f \vec{a} d\vec{s}_V d\vec{r} \quad (3.13)$$

kalmaktadır. Diverjans teoremini kullanılarak $(\vec{\nabla} \cdot \vec{G})dV = \vec{G} \cdot d\vec{s}$;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}})f + \left(\frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}\right)f = 0 \quad (3.14)$$

yazılabilmektedir.

Yukarıda yazıldığı gibi genel kuvvet, $\vec{F}$ açısından Boltzmann denklemi oldukça geniş kapsamlıdır yani hem plazmalar için hem de gazlar için geçerli olmaktadır. Plazmalar için yürütücü kuvvet Lorentz kuvvetidir. Lorentz kuvveti, kuvvetin yerine yazıldığında;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}})f + \frac{q}{m} [(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}]f = 0 \quad (3.15)$$

Vlasov denklemini ifade etmektedir [10]. Denklem (3.15) $\vec{F}$ kuvveti yerine Lorentz kuvvetinin yazılması ile çarpışmasız Boltzmann denklemi haline gelir ve bu denklem Vlasov denklemi olarak bilinmektedir. Bu denklem plazma fiziği için önemli denklemlerden biridir. Maxwell denklemleri $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ve $\vec{B}(\vec{r}, t)$ alanlarını tarif

etmektedir, Vlasov denklemi ise tutarlı denklem setlerinin tamamını ifade etmektedir. Bu bağlantıda not edilmesi gereken, tek tek parçacıkların durumu üzerinden bakıldığı zaman, (3.15) denkleminde $\vec{E}$ ve $\vec{B}$, geri kalan plazma ile birlikte dışardan uygulanan alanları temsil etmektedir. Maxwell denklemlerindeki akım ve yük yoğunluğu terimleri parçacık hızı açısından ifade edilebilmektedir;

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum q_i N_i(\vec{r}, t) \vec{u}_i(\vec{r}, t) \quad (3.16a)$$

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum q_i N_i(\vec{r}, t) \quad (3.16b)$$

$\vec{u}_i = \langle \vec{V}_i \rangle$, ifadesi akışkan hızıdır ve toplama, tüm parçacık türleri üzerinden gerçekleştirilecek şekilde olmalıdır [10]. Bazı özelleştirilmiş durumlarda, örneğin çok yüksek sıcaklığa sahip plazmada, parçacık hızları relativistik etki gösterecek kadar yüksek olabilmektedir, böylece bu etki hesaba katılabilmektedir. Bu tür durumlarda (3.15) denklemi, eğer hız $\vec{V}$ ile momentum $\vec{p}$ yer değiştirirse geçerli olmaktadır. Parçacıkların momentumları;

$$\vec{p} = m\vec{V} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - |\vec{V}|^2/c^2}}, \text{ ile verilmektedir.}$$

m_0 durgun kütle ve c ışık hızını ifade etmektedir. Vlasov denklemi;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(\frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) f + \frac{q}{m} \left[\left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{m} \times \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} \right] f = 0 \quad (3.17)$$

olarak yazılabilmektedir [10].

3.2.3 Boltzmann Denklemi Momentleri

Boltzmann denklemlerinin elde edilışinde, Lorentz kuvvetine parçacık ivmelenmesi ile ilgili hareket denklemi dışında başka bir fiziksel prensip uygulanmamıştır, geride kalan çıkarımlar daha çok faz uzayında elementsel hacme giren ve çıkan parçacık sayıları üzerine olan çıkarımlardır. Ayrıca hız uzayında dağılım fonksiyonu üzerinden alınan integralle elde edilen makroskobik bilginin faydalı olabileceği açıklandı. Daha önce elde ettiğimiz dağılım fonksiyonlarında açık olarak görülebilen, dağılım fonksiyonunun bilinmesi plazmada ilişkili hemen hemen tüm bilgiye erişim sağlamaktadır. Bu erişim,

sürekli parçacıkların kesin yörüngeleri bilinmediği durumlarda da sağlanmaktadır. Uzun süreli denge durumları altında, daha önce de bahsedildiği üzere dağılım fonksiyonu Maxwell-Boltzmann dağılımı olmaktadır. Temel olarak denge durumu olmayan durumlar için temel dağılım, Boltzmann denkleminin doğrudan çözülmesi ile elde edilebilmektedir. Fakat Boltzmann denkleminin çözümü basit değildir buna rağmen dağılım fonksiyonunda sıklıkla detaylar üzerinde durulmadığı için ve basitçe makroskobik bilginin yeterli olması nedeniyle (parçacıkların sayı yoğunluğu, ortalama hız gibi) bu bizim avantajımız olmaktadır [10].

Bu bölümde ise belirli varsayımlar altında eğer makroskobik değerler ile ilgileniliyorsa gerçek dağılım fonksiyonunun elde edilmesi gerekli olmamaktadır. Dağılım fonksiyonu için önce Boltzmann denklemi ya da Vlasov denkleminin çözülmesi ve sonra integre edilmesi yerine, önce Boltzmann denklemi üzerinden uygun integralin alınması daha sonra ilgilenen nicelikler için çözülmesi mümkün olmaktadır. Bu yaklaşım Boltzmann denklemlerinin momentinin alınması olarak adlandırılmaktadır. Sonuç denklemleri ise makroskobik transport denklemleri ve plazma akış teorisinin kaynağı formu olarak bilinmektedir. Boltzmann denklemlerinden makroskobik denklemlerin elde edilmesi için temel işleyişin gelişimi, hız vektörü $\vec{v}$ güçleri ile çarpılması ve daha sonra hız uzayı üzerinden integre edilmesidir. Burada fark edilmesi gereken, bu tarz bir integrali uyguladığımızda hız uzayının detayları üzerindeki bilgi doğal olarak kaybolmaktadır. Gerekli integralleri çıkartmak için, dağılım fonksiyonun $|\vec{v}|$ ifadesinin geniş değerlerindeki davranışlarının bilinmesi gerekmektedir. Bunun nedeni ise hiçbir parçacığın sonsuz hıza sahip olmamasıdır. $|\vec{v}| \rightarrow \infty$ olduğu zaman fiziksel gerekçelerle f hızlıca azalacağını varsaymak mümkündür. Bu varsayım hız uzayında $|\vec{v}| \rightarrow \infty$ yarıçaplı küre üzerinden genişletildiği zaman f integrandı içeren çeşitli yüzey integrallerini sağlamaktadır [10].

3.2.4 Sıfırıncı Dereceden Moment: Süreklilik Denklemi

Transport denklemlerinin ilki yük ve kütle korunumunun durumunu belirten süreklilik denklemidir. Sıfırıncı dereceden moment denklemini geliştirmek için (3.4) denklemi V^0 ile çarpılmakta ve integre edilmektedir [10]

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d\vec{V} + \int (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}) f d\vec{V} + \frac{q}{m} \int [(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}] f d\vec{V} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{V} \quad (3.18)$$

Burada $d\vec{V} = dV_x dV_y dV_z$ ifade etmektedir. Her terim ayrı ayrı değerlendirilerek ve;

$$N(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} = \iiint_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{V}, t) dV_x dV_y dV_z \quad (3.19)$$

denklemini kullanılarak;

Birinci terim;

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} = \frac{\partial}{\partial t} N(\vec{r}, t) \quad (3.20)$$

olduğu görülebilmektedir.

İkinci terim ise;

$$\begin{aligned} \int (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}) f d\vec{V} &= \int V_x \frac{\partial}{\partial x} f d\vec{V} + \int V_y \frac{\partial}{\partial y} f d\vec{V} + \int V_z \frac{\partial}{\partial z} f d\vec{V} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \int V_x f d\vec{V} + \frac{\partial}{\partial y} \int V_y f d\vec{V} + \frac{\partial}{\partial z} \int V_z f d\vec{V} \\ &= \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N(\vec{r}, t) \langle \vec{V} \rangle] \\ &= \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t)] \end{aligned} \quad (3.21)$$

$\vec{u}(\vec{r}, t)$ ortalama plazma hızı ya da akışkan hızını ifade etmektedir ve V_x ve x bağımsız değişkenlerdir. Burada $\vec{V}$ ve $\vec{r}$ birbirinden bağımsız olarak değiştiği için $d\vec{V}$ değişkeni üzerindeki integralde $\vec{\nabla}_{\vec{r}}$ integral dışına alınabilmektedir.

Üçüncü terimin irdelenmesinde $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ terimleri ayrı ayrı ele alınmak istendiğinde;

$$\int (\vec{E} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}) f d\vec{V} = \int \vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot (f \vec{E}) d\vec{V} = \oint_{S_V} f \vec{E} \cdot d\vec{S}_V = 0 \quad (3.22)$$

(3.22) denklemindeki yüzey integrali, yüzeyi sonsuz aldığımız zaman yüzeyin alanı V^2 olarak artarken fiziksel dağılım fonksiyonunun sıfıra çok daha hızlı yaklaşması

nedeni ile kaybolmaktadır. Buna örnek olarak ise Maxwellian dağılımının e^{-v^2} ifadesine gitmesi verilebilmektedir [8]. $\vec{B}$ terimini aynı şekilde incelemek istersek;

$$\begin{aligned} \int [(\vec{v} \times \vec{B}) \vec{\nabla}_{\vec{v}}] f d\vec{v} &= \int \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot [f(\vec{v} \times \vec{B})] d\vec{v} - \int f \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) d\vec{v} \\ &= \oint_{S_v} f(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot dS_v - \int f \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) d\vec{v} = 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Burada $\vec{\nabla}(\alpha \vec{A}) \equiv \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \alpha + \alpha \vec{\nabla} \cdot \vec{A}$, eşitliğinden faydalanılmaktadır. (3.23) denkleminin ilk terimi (3.22) denklemindeki aynı nedenle kaybolmakta iken, ikinci terim $(\vec{v} \times \vec{B})$, ifadesinin her zaman $\vec{\nabla}_{\vec{v}}$ ifadesine dik olması nedeni ile kaybolmaktadır. Örnek olarak manyetik kuvvetin verilen herhangi bir bileşeni aynı yöndeki hız bileşeninden bağımsızdır. Ayrıca (3.19) denklemindeki çarpışma terimi de kaybolmaktadır [8].

$$\int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{v} = \left[\frac{\partial}{\partial t} \int f d\vec{v} \right] \quad (3.24)$$

Eğer varsayım, türlerin parçacıklarının toplam sayısı olarak ele alınırsa çarpışma ılerleyişi olarak sabit kalması gerekmektedir. Bir başka değişle konfigürasyon uzayında parçacıkların koordinatları çarpışmalar tarafından değiştirilmemektedir ya da aynı denklikte, konfigürasyon uzayındaki hacimde elementin parçacık yoğunluğu çarpışmalar tarafından değiştirilememektedir. Çarpışmalar hız uzayında parçacıkların yerini değiştirebilmektedir fakat konfigürasyon uzayında yani fiziksel uzayda yoğunluğunu değiştirememektedir. (3.18)-(3.24) denklemlerinin birleştirilmesi ile süreklilik denklemi elde edilmektedir;

$$\frac{\partial}{\partial t} N(\vec{r}, t) + \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t)] = 0 \quad (3.25)$$

Bu denklem parçacık korunum durumunu belirten basit, kütle ya da yük için süreklilik denklemini ifade etmektedir. (3.25) denklemi, kapalı hacme giren ve çıkan parçacıkların ortalama akışı ele alınarak basit akışkan denklemlerine indirgenebilmektedir. Tanıtımı yapılmış olan bu içerikte birinci terim hacim içindeki parçacık konsantrasyon değişim oranını ifade ederken, ikinci terim hacim dışına akan parçacıkların diverjansını ifade etmektedir. Süreklilik denklemi basitçe belirtmektedir ki; bu iki süreç belirtilen

varsayım altında dengede kalmakta ve yeni bir parçacık üretilmekte ve kaybolmamaktadır. (3.25) denklemini m ya da q ile çarparak sırasıyla m ve q kütle ve yük korunumunu tanımlayan denklemler elde edilebilmektedir [10].

3.2.5 Birinci Dereceden Moment: Momentum Transport Denklemi

Birinci dereceden Boltzmann denklemi momenti (3.4) denklemi ile $m\vec{V}$ çarpılmasıyla ve integre edilmesi ile bulunmaktadır [10];

$$\begin{aligned} m \int \vec{V} \frac{\partial f}{\partial t} d\vec{V} + m \int \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}) f d\vec{V} + q \int \vec{V} [(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}] f d\vec{V} \\ = \int m \vec{V} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{V} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Birinci terim;

$$m \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{V} f(\vec{r}, \vec{V}, t) d\vec{V} = m \frac{\partial}{\partial t} [N(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t)] \quad (3.27)$$

Üçüncü terimde $\vec{G} = (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$ yerine koyulması ile;

$$q \int \vec{V} [\vec{G} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}] f d\vec{V} = q \int \left[\vec{V} G_x \frac{\partial}{\partial V_x} f + \vec{V} G_y \frac{\partial}{\partial V_y} f + \vec{V} G_z \frac{\partial}{\partial V_z} f \right] d\vec{V} \quad (3.28)$$

Her birim terim ayrı ayrı incelenmek istenirse ve parçalara ayrılarak integre edilirse;

$$\begin{aligned} q \int \vec{V} G_x \frac{\partial}{\partial V_x} f d\vec{V} &= q \int G_x dV_y dV_z \int \vec{V} \frac{\partial}{\partial V_x} f dV_x \\ &= q \int G_x dV_y dV_z \left[\vec{V} f \Big|_{-\infty}^{\infty} - \int f \frac{\partial}{\partial V_x} \vec{V} dV_x \right] \\ &= -q \int G_x f \frac{\partial}{\partial V_x} \vec{V} dV_x dV_y dV_z \\ &= -q N(\vec{r}, t) \left\langle \frac{\partial}{\partial V_x} [G_x \vec{V}] \right\rangle \end{aligned} \quad (3.29)$$

Burada tekrar $V_x \rightarrow \infty$ olduğundan f dağılım $|\vec{V}|$ ifadesinden daha hızlı kaybolmaktadır. (3.28) denkleminin diğer terimleri de aynı şekilde azalacaklardır ve bunları yazar isek;

$$q \int \vec{V} [\vec{G} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}] f d\vec{V} = -qN(\vec{r}, t) \langle \vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot (\vec{G} \vec{V}) \rangle \quad (3.30)$$

$\vec{G} \vec{V}$, ifadesi tensör çarpımını belirtmektedir.

$\vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot (\vec{G} \vec{V}) = \vec{V} (\vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot \vec{G}) + (\vec{G} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{V}}) \vec{V}$, özelliği kullanılarak;

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{G}) &= \vec{V} \left[\frac{\partial G_x}{\partial V_x} + \frac{\partial G_y}{\partial V_y} + \frac{\partial G_z}{\partial V_z} \right] + \left[G_x \frac{\partial}{\partial V_x} + G_y \frac{\partial}{\partial V_y} + G_z \frac{\partial}{\partial V_z} \right] \vec{V} \\ &= \hat{x} \left[G_x \frac{\partial V_x}{\partial V_x} + G_y \frac{\partial V_x}{\partial V_y} + G_z \frac{\partial V_x}{\partial V_z} \right] \\ &\quad + \hat{y} \left[G_x \frac{\partial V_y}{\partial V_x} + G_y \frac{\partial V_y}{\partial V_y} + G_z \frac{\partial V_y}{\partial V_z} \right] \\ &\quad + \hat{z} \left[G_x \frac{\partial V_z}{\partial V_x} + G_y \frac{\partial V_z}{\partial V_y} + G_z \frac{\partial V_z}{\partial V_z} \right] \\ &= \hat{x} G_x \frac{\partial V_x}{\partial V_x} + \hat{y} G_y \frac{\partial V_y}{\partial V_y} + \hat{z} G_z \frac{\partial V_z}{\partial V_z} = \vec{G} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terimde G_i ifadesi V_i ifadesinden bağımsız olduğu için kapalı parantez içindeki ifade sıfır olmaktadır ve son eşitlikte parantez içlerindeki toplamlarda V_i ve V_j birbirinden bağımsız olduğu için içerdeki iki terim sıfır olmaktadır. $\vec{G}$ bileşenlerinin türevleri sıfırdır. Bu G_i ifadesinin V_i ifadesinden bağımsız olmasından kaynaklanmaktadır ve ayrıca karşı türevler de sıfır sonucunu vermektedir çünkü burada V_i , ifadesi V_j den bağımsızdır ve $i \neq j$ şeklindedir. Böylece (3.16) denklemi yeniden bu düzenlemeler ile yazıldığında;

$$\begin{aligned} -qN(\vec{r}, t) \langle \vec{\nabla}_{\vec{V}} \cdot (\vec{G} \vec{V}) \rangle &= -qN(\vec{r}, t) \langle \vec{G} \rangle = -qN(\vec{r}, t) \langle (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \rangle \\ &= -qN(\vec{r}, t) (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.32)$$

Bu üçüncü terimin son halidir. İkinci terimi $\vec{r}$ ve $\vec{V}$ terimlerinin birbirinden bağımsız olduğu unutulmadan;

$$m \int \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}) f d\vec{V}$$

$$= \int \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (f \vec{V} \vec{V}) d\vec{V} = m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \int f \vec{V} \vec{V} d\vec{V} = m \vec{\nabla} \cdot [N \langle \vec{V} \vec{V} \rangle] \quad (3.33)$$

$\vec{V} \vec{V}$, tensör çarpımıdır [8]. Bu noktada $\vec{V}$ hız terimini ortalama hız $\vec{u}$ (akışkan hızı) ve termal hız $\vec{w}$ olarak ayırmak daha kullanışlı olmaktadır. Daha sonrasında;

$$m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N \langle \vec{V} \vec{V} \rangle] = m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (N \vec{u} \vec{u}) + m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N \langle \vec{w} \vec{w} \rangle] + m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot N [\vec{u} \langle \vec{w} \rangle + \langle \vec{w} \rangle \vec{u}] \quad (3.34)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki son terim sıfırdır çünkü $\vec{w} \equiv 0$.

(3.34) denkleminin birinci terimi;

$$m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (N \vec{u} \vec{u}) = m \vec{u} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N \vec{u}] + m N [\vec{u} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}] \vec{u} \quad (3.35)$$

olarak yazılabilmektedir. (3.34) eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim $m N \langle \vec{w} \vec{w} \rangle$ niceliğini yani basınç ya da enerji yoğunluğu terimini içermektedir. Bu nicelik basınç tensörü olarak nitelendirilmektedir ve Ψ ile gösterilmektedir [10].

(3.26) denklemindeki tüm terimleri bir araya toplayarak;

$$\begin{aligned} & m \frac{\partial}{\partial t} [N \vec{u}] + m \vec{u} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N \vec{u}] + m N [\vec{u} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}] \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi} - q N (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \\ & = \int m \vec{V} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{V} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Son terim S_{ij} ifadesini yani plazma türleri arasındaki i, j çarpışmalara bağlı olarak momentum yoğunluğu değişimlerinin oranını vermektedir. Burada not edilmesi gerekli olan ise bu tarz türler arasındaki çarpışmalar nedeniyle, türlerin toplam ortalama momentumları değişmeden kaldığı sürece bu türlerin net momentum değişimleri üretilmemektedir. Son denklemi daha da geliştirerek ve (3.24) denklemini kullanarak, momentum transport denkleminin son hali elde edilebilmektedir.

$$\begin{aligned} & m \frac{\partial}{\partial t} [N \vec{u}] + m \vec{u} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot [N \vec{u}] + m N [\vec{u} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}] \vec{u} \\ & = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi} + q N (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$m N \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + m \vec{u} \frac{\partial N}{\partial t} + m \vec{u} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (N \vec{u}) + m N [\vec{u} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}}] \vec{u}$$

$$= -\nabla \cdot \vec{\Psi} + qN(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \quad (3.38)$$

$$mN \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + mN [\vec{u} \vec{\nabla}_{\vec{r}}] \vec{u} = mN \frac{d\vec{u}}{dt}, \vec{u} \left[\frac{\partial N}{\partial t} + m \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (N \vec{u}) \right] = 0, \text{ süreklilik denklemi}$$

$$= -\nabla \cdot \vec{\Psi} + qN(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \quad (3.39)$$

$$mN_i \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla \cdot \vec{\Psi}_i + qN(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \quad (3.40)$$

(3.40) denklemi momentum transport denklemdir [10].

3.2.6 İkinci Dereceden Moment: Enerji Transport Denklemi

Boltzmann denkleminin ikinci dereceden momenti, örnek olarak enerji korunum denklemleri, (3.4) denklemi ile $\frac{1}{2}mV^2$ çarpımı ve hız uzayı üzerinden integralinin alınması ile elde edilmektedir. Enerji transport denklemi;

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[N \frac{1}{2} m u^2 \right] + \nabla \cdot \left[N \frac{1}{2} m \langle u^2 \vec{u} \rangle \right] - Nq \langle \vec{E} \cdot \vec{u} \rangle = \frac{m}{2} \int u^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{u} \quad (3.41)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

Birinci terim enerji yoğunluğundaki değişim oranını, ikinci terim enerji akışı ya da ısı transferine bağlı olarak hacim elementi başına enerji kaybını ve üçüncü terim elektrik alan tarafından sistemi besleyen gücü ifade etmektedir. Manyetik alan tarafından iş yapılmadığı unutulmamalıdır. Burada not edilmesi gereken, sistemde toplam enerjinin korunmasına rağmen, çarpışmalar ile türler arasında oluşan enerji transferi nedeniyle çarpışma teriminin sıfır olmadığıdır. Enerji korunum denklemi [10];

$$\frac{\partial \left[\frac{1}{2} N m \langle w^2 \rangle \right]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{2} N m \langle w^2 \rangle \vec{u} \right) + (\Psi \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} = \vec{S}_{coll} \quad (3.42)$$

İzotropik plazma için Ψ basınç tensörü, skaler basınca p indirgenebilmektedir. Plazmanın ortalama enerjisinin $\frac{1}{2} m \langle \vec{w} \cdot \vec{w} \rangle = \frac{3}{2} k_B T$, olduğu ele alındığında ve

$p = Nk_B T$, kullanıldığında, enerji yoğunluğu (Jm^{-3}), $\frac{3}{2}p = \frac{1}{2}m\langle\vec{w}.\vec{w}\rangle$ elde edilir ve aşağıda verilen enerji korunum denkleminde indirgenebilmektedir;

$$\frac{\partial \frac{3}{2}p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{3}{2}p\vec{u} \right) - p\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} = \overline{S_{coll}} \quad (3.43)$$

$\frac{3}{2}p\vec{u}$, akışkan hızındaki enerji yoğunluğu akışını ifade etmektedir, ya da Wm^{-2} biriminde makroskobik enerji akışını ifade etmektedir. $p\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$, ise Wm^{-3} biriminde akışkanın hacminin genişlemesi ya da sıkışmasına bağlı olarak ısınmayı ve soğumayı belirtmektedir. Yeni görülen $\vec{q}$ niceliği ise parçacıkların gelişigüzel hızları ile ilişkili $\vec{q} = (N/2)m\langle w^2\vec{w} \rangle$ mikroskobik enerji akışını Wm^{-2} biriminde, sıcaklık akış vektörünü ifade etmektedir. Durgun durumda, alçak basınç yük boşalmalarında, makroskobik enerji akışı çarpışma işlemine karşı dengede kalmaktadır [8];

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{3}{2}p\vec{u} \right) = \overline{S_{coll}} \quad (3.44)$$

3.3 Makroskobik Denklem Sistemleri: Soğuk ve Ilık Plazma Modelleri

Momentum denklemleri tekrar yazılarak burada uygulanacak olan kısıtlamalarla soğuk ve ılık plazma modellerine geçiş yapılmaktadır.

Kütle ya da yük transport denklemi;

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [N\vec{u}] = 0 \quad (3.45)$$

Momentum Transport denklemi;

$$mN \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi} + qN(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \overline{S_{ij}} \quad (3.46)$$

Enerji Transport Denklemi;

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[N \frac{1}{2} m u^2 \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[N \frac{1}{2} m \langle u^2 \vec{u} \rangle \right] - Nq\langle \vec{E} \cdot \vec{u} \rangle = \frac{m}{2} \int u^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d\vec{u} \quad (3.47)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada daha yüksek dereceden momentlerin alınması sadece özel durumlarda olmaktadır bunun dışında daha yüksek dereceden momentlerin

alınması fiziksel anlamdan yoksun kalmaktadır [10]. Parçacık sayısı, momentum ve enerji korunumu denklemleri plazma ile ilgili genel değerlendirmeler yapmak açısından kullanışlıdır fakat plazma denklemleri kapalı bir sistem olarak ele alınamamaktadır. Boltzmann denkleminin her bir momentinin hesaplanmasında her seferinde bir sonraki momenti içeren denklem bulunmaktadır. Sıfırıncı dereceden moment için parçacık yoğunluğu değişimi ortalama akışkan hızı olarak ifade edilmiştir, birinci dereceden momentte ise ortalama akışkan hızı değişimi basınç tensörü olarak ifade edilmiştir. Son olarak çıkarılan ikinci dereceden momentte basınç tensörü değişimi ifadesi olması yanında, ısı akış terimini getirmektedir. Her seferinde bulunan denklem ile birlikte bir bilinmeyen nicelik çıkmaktadır, bu nedenle denklemler tüm makroskobik niceliklerin belirlenmesi için yeterli sayıda olmamaktadır. Bilinmeyenlerin sayısı her zaman denklem sayısını aşmaktadır. Plazma dinamiklerini tanımlamak için birden fazla sayıda kullanılan makroskobik denklemlerin arasından ikisi ortak olarak kullanılmaktadır bunlar soğuk ve ılık plazma modelleridir [10].

3.3.1 Soğuk Plazma Modeli

Makroskobik denklemlerin basit setleri momentum transfer denklemine (4.46) kısıtlamalar uygulanarak elde edilebilmektedir [8]. Fiziksel varsayım kinetik tensörü sıfır yaparak $\Psi = 0$ parçacıkların termal hareketlerini ihmal etmek için adapte edilmiştir. Kalan iki makroskobik değişken aşağıdaki iki denklemi tanımlayan sayı yoğunluğu N ve akışkan hızı $\vec{u}$ olmaktadır.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [N\vec{u}] = 0 \quad (3.48a)$$

$$mN \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \right] = qN(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \quad (3.48b)$$

Genelde plazma dinamiklerinin analizinde (4.48) denklemi $\vec{S}_{ij}$ çarpışma teriminin ilerleyişi için uygun bir yöntem olarak yer almaktadır [10]. Yaygın kullanılan bir yöntem ise harekete engel olarak çarpışmaların incelenmesidir, momentumdaki azalış oranına neden olarak efektif çarpışma frekansı tanımlanmaktadır;

$$\vec{S}_{ij} = -mN\nu_{eff}\vec{u} \quad (3.49)$$

3.3.2 Ilık Plazma Modeli

Alternatif makroskobik denklem kurulumu enerji korunum denklemlerine kısıtlamalar uygulanarak elde edilebilmektedir. Termal hareketler hesaba katılmaktadır fakat kinetik basınç tensörü, eşit diyagonal terimlerle, diyagonal alınmaktadır. Böylece $\nabla \cdot \Psi = \nabla p$ olmaktadır. Fiziksel olarak bu viskozite kuvvetinin ihmal edildiği anlamına gelmektedir. Daha sonra;

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [N\vec{u}] = 0 \quad (3.50a)$$

$$mN \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} \right] = -\vec{\nabla} p + qN(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \vec{S}_{ij} \quad (3.50b)$$

elde edilmektedir [10].

Fakat (3.50a-b) denklemi halen kapalı bir form halini almamıştır, çünkü skaler basınç üçüncü değişken durumundadır. Temelde enerji korunum denklemi (3.43) p değişkenini tanımlamalıdır fakat dördüncü bilinmeyen $\vec{q}$ değişkenini içermektedir. Buna rağmen denklem sistemini kısıtlamak mümkündür bu noktada p ile ilgili formun basit tanımlanması için enerji transport denklemi oluşturma önemsizdir ya da indirgenebilmektedir. Kısıtlama için basit bir yöntem, yoğunluk sayısı N ile p ilişkisi için termodinamik durum denklemi varsayımıdır. Denklemin gerçek formu durumdan duruma değişkenlik göstermektedir. Ortak olarak kullanılan iki durum denklemi izotermal ve adyabatik olarak adlandırılanlardır. İzotermal durum denklemi;

$$p = Nk_B T \text{ ya da } \nabla p = k_B T \nabla N \quad (3.51)$$

Olarak ifade edilmektedir [8]. Bu denklem görece yavaş zaman değişimleri için denklemde tutulabilmektedir ve sıcaklığın denge durumuna erişmesine izin vermektedir. Bu durumda plazma akışkanı enerjisini çevresi ile değiştirebilmektedir ve enerji korunumunun basit denklemi (3.44) bu durumda gereklidir. Alternatif yöntem olarak adyabatik durum denklemi kullanılabilir.

$$pN^{-\gamma} = C \text{ ya da } \frac{\nabla p}{p} = \gamma \frac{\nabla N}{N} \quad (3.52)$$

(3.52) Adyabatik durum denkleminde C sabit, γ , sabit basınçtaki spesifik ısı'nın sabit hacimdeki spesifik ısı ya oranıdır. Tipik olarak $\gamma = 1 + 2/n_d$, n_d serbestlik derecesi sayısıdır. Adyabatik ilişki plazma akışkanı çevresi ile enerji değişiminde bulunmadığı plazma dalgaları durumunda, hızlı zaman değişimleri için tutulmaktadır [10].

BÖLÜM 4

PLAZMALARIN TEK AKIŞKAN TEORİSİ: MANYETOHİDRODİNAMİK DENKLEMLER

MHD denklemleri elektrik ve manyetik kuvvetlerin varlığında plazmayı iletkenlik σ ile iletken akışkan olarak tanımlamaktadır. Akışkan kütle yoğunluğu ρ , akışkanın akış hızı $\vec{u}$, ve basınç p ile belirtilmektedir. Elektron-proton plazması için ρ sayı yoğunluğu n ile ilişkilidir, $\rho = n(m_i + m_e)$ [11].

Plazmalar için tek akışkan yaklaşımı, plazma çok yüksek derecede iyonize, frekans çarpışmaları ya da güçlü dış manyetik kuvvet hareketi nedeniyle elektron ve iyonların birlikte etkidiği kuvvet tarafından hareket ettiği zaman yavaş değişen koşullarla ilgilenmek için uygun olmaktadır. Plazmanın MHD tanımı plazmanın geniş ölçekli davranışlarını ve çoklu akışkan teorisi ile kolayca elde edilemeyen önemli sonuçlarının açıklanması açısından oldukça kullanışlı olmaktadır. Belirli plazma olgularında, özellikle füzyon, uzay plazmalarında tek akışkan davranışı kullanılarak modellenmektedir [10].

4.1 Tamamen İyonize Plazma için Tek Akışkan Denklemleri

Elektronların ve tek tip iyonların bulunduğu plazma varsayımında bulunarak, elektronların ve iyonların ilişkili olduğu denklemler;

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [N_e \vec{u}_e] = 0 \quad (4.1a)$$

$$m_e N_e \left[\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + (\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_e \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e + q_e N_e (\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}) + \vec{S}_{ei} \quad (4.1b)$$

ve

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [N_i \vec{u}_i] = 0 \quad (4.2a)$$

$$m_i N_i \left[\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_i + q_i N_i (\vec{E} + \vec{u}_i \times \vec{B}) + \vec{S}_{ie} \quad (4.2b)$$

dir. Burada e, i alt indisleri sırasıyla elektronlar ve iyonlar ile ilişkili nicelikleri belirtmektedir. Çarpışma terimi $\vec{S}_{ei}$ ve $\vec{S}_{ie}$ iyon ya da elektronlar ile çarpışma etkileşimleri tarafından birim hacimde birim zamanda elektronlara ya da iyonlara momentum transferini temsil etmektedir [10]. İki tür barındıran ve nötral gaz bulunmayan tamamen iyonize gaz için iki türün arasındaki çarpışmalı etkileşimlerde toplam momentum korunmalıdır;

$$\vec{S}_{ei} = -\vec{S}_{ie} \quad (4.3)$$

Plazma frekansı ya da siklotron frekansı gibi, plazmanın karakteristik frekansı, elektronlar için iyonlara göre geniş olmaktadır. Plazma olgusu ile çalışılırken geniş ölçekler alınmaktadır ve görelî olarak alçak frekansa sahiptir ($\omega \ll \omega_{pe}$ ve $\omega \ll \omega_{ce}$) ve bu nedenle plazma ortalamada elektriksel olarak nötraldir ($N_i \cong N_e$) ve bu tip durumlarda temel olarak iyonun kütlesi tarafından sağlanan eylemsizlik ile tek iletken akışkanı olarak davranıyorsa elektronların hareketi iyonların hareketinden bağımsız olarak önem arz etmemektedir. Elektron ve iyonların makroskobik değişkenleri iki ayrı sürekli yapı olmak yerine tüm iyonize gazı tanımını elde etmek için bir araya getirilmişlerdir [10]. Plazma akışkanı için makroskobik parametreler;

Kütle yoğunluğu;

$$\rho_m \equiv N_e m_e + N_i m_i \quad (4.4a)$$

Elektrik akım yoğunluğu;

$$\vec{j} = N_e q_e \vec{u}_e + N_i q_i \vec{u}_i \quad (4.4b)$$

Kütle hızı;

$$\vec{u}_m \equiv \frac{N_e m_e \vec{u}_e + N_i m_i \vec{u}_i}{N_e m_e + N_i m_i} \quad (4.4c)$$

Toplam basınç tensörü

$$\vec{\Psi} \equiv \vec{\Psi}_e + \vec{\Psi}_i \quad (4.4d)$$

Olarak ifade edilmektedir [10].

Analizin işlenebilir olması için ilk olarak (4.1b) ve (4.2b) denklemlerindeki $(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}$ terimi ihmal edilmelidir. Bunun nedeni ise küçük pertürbasyonların ele alınmasıdır, akışkan hızının $\vec{u}$ herhangi bir gradyen ile çarpımı bu nedenle ihmal edilebilir olmalıdır [8]. Bu pertürbe değerler ile aynı denklemde yer alan ve görelî olarak sabit kalan değerler arasında ayırım yapılabilmektedir ve bu ayırım sonuna 0 alt indisi getirilerek ifade edilebilmektedir. Elektronlar ve iyonlar;

$$m_e N_{e0} \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \cong -\nabla \cdot \vec{\Psi}_e + q_e N_{e0} (\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}) + \vec{S}_{ie} \quad (4.5a)$$

$$m_i N_{i0} \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} \cong -\nabla \cdot \vec{\Psi}_i + q_i N_{i0} (\vec{E} + \vec{u}_i \times \vec{B}) + \vec{S}_{ei} \quad (4.5b)$$

denklemleri elde edilir.

4.1.1 Kütle ve Yük Korunum Denklemleri

Elektrik akımının süreklilik denklemini elde edebilmek için (4.1a) ve (4.2a) denklemleri sırasıyla q_e ve q_i ile çarpılıp, taraf tarafa toplanır.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (4.6)$$

$\vec{j}$, elektrik akım yoğunluğunu ise;

$$\vec{j} = N_{e0} q_e \vec{u}_e + N_{i0} q_i \vec{u}_i \quad (4.7)$$

ρ , elektrik yük yoğunluğu;

$$\rho = N_e q_e + N_i q_i \quad (4.8)$$

(4.1a) ve (4.2a) denklemleri sırasıyla m_e, m_i ile çarpıldığında kütle korunum denklemi elde edilmektedir;

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \rho_{m0} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_m = 0 \quad (4.9)$$

tek akışkan kütle yoğunluğu;

$$\rho_{m0} = N_{e0} m_e + N_{i0} m_i \quad (4.10)$$

$\vec{u}_m$, doğrusal akışkan kütle hızıdır;

$$\vec{u}_m = \frac{N_e m_e \vec{u}_e + N_i m_i \vec{u}_i}{N_e m_e + N_i m_i} \quad (4.11)$$

4.1.2 Hareket Denklemi

Kitlesel plazma gazı için hareket denklemi, ayrı ayrı momentum transport denklemleri (4.1b) ve (4.2b) eklenmesiyle;

$$(N_{e0} m_e + N_{i0} m_i) \frac{\partial \vec{u}_m}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{\Psi}_e + \vec{\Psi}_i) + (N_{e0} q_e + N_{i0} q_i) \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}_0 \quad (4.12)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim, plazmanın nötral olması nedeniyle sıfırdır ve böylece elektrik yük yoğunluğunun $\rho_0 = N_{e0} q_e + N_{i0} q_i$ ortamdaki değeri ile orantılıdır. Bu adımdan sonra hareket denkleminde ulaşılmaktadır [10];

$$(N_{e0} m_e + N_{i0} m_i) \frac{\partial \vec{u}_m}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{\Psi}_e + \vec{\Psi}_i) + \vec{j} \times \vec{B}_0 \quad (4.13)$$

4.1.3 Genelleştirilmiş Ohm Yasası

Son tek akışkan denklemi akım yoğunluğunun $\vec{j}$ değişimlerini tanımlamaktadır ve (4.1b) ve (4.2b) denklemleri sırasıyla q_e/m_e ve q_i/m_i ile çarpılıp ve birbirine eklenerek elde

edilebilmektedir. q_e ve q_i işaretlerinin zıt olması nedeniyle, bu iki momentum denklemi arasındaki farklılığı ifade etmektedir [10];

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = & -\frac{q_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e - \frac{q_i}{m_i} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_i + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \right) \vec{E} \\ & + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \vec{u}_e + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \vec{u}_i \right) + \vec{B}_0 + \frac{q_e}{m_e} \vec{S}_{ei} + \frac{q_i}{m_i} \vec{S}_{ie} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Elektriksel olarak nötral plazmada $|q_e N_{e0}| \cong |q_i N_{i0}|$ olduğu not edilmelidir. (4.7) ve (4.11) kullanılarak (4.14) tekrar yazılmak istendiğinde;

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = & -\frac{q_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e - \frac{q_i}{m_i} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_i + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \right) (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}_0) \\ & + \left(\frac{q_e}{m_e} + \frac{q_i}{m_i} \right) (\vec{J} \times \vec{B}_0) + \left(\frac{q_e}{m_e} - \frac{q_i}{m_i} \right) \vec{S}_{ei} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Yaklaşımları daha da ilerleterek ve iyon kütesinin elektron kütesinden daha yüksek olduğu not edilmelidir $N_{e0} q_e^2 / m_e \gg N_{i0} q_i^2 / m_i$ [10]. Plazmanın termal dengeye yakın olduğu varsayılarak, elektronların ve iyonların kinetik basınçları benzer büyüklüktedir. Böylece $(q_e / m_e) \Psi_e \gg (q_i / m_i) \Psi_i$ olmaktadır.

Bu varsayımlarla birlikte (4.15) denklemi indirgenmiş olmaktadır;

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\frac{q_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e + \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} (\vec{J} \times \vec{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} \vec{S}_{ei} \quad (4.16)$$

Daha sonrası için çarpışma terimi ele alındığında $\vec{S}_{ei}$ ki burada makroskobik parametrelerle çok fazla ilişkili olmamaktadır. Yalnızca fiziksel temelde, türler arasındaki göreceli ortalama hız farkları $(\vec{u}_i - \vec{u}_e)$ ile birim zamanda birim hacme transfer edilen momentumun orantılı olması beklenmektedir. Tamamen iyonize plazmada çarpışmalar Coulomb çarpışmaları olması nedeniyle, $\vec{S}_{ei}$ teriminin Coulomb kuvveti $q_e q_i = q^2$ ile orantılı olduğu kadar, elektronların yoğunluğu ve saçılma merkezleri ile de orantılı olması beklenmektedir [10].

$$\vec{S}_{ei} = \eta q^2 N_{e0}^2 (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \quad (4.17)$$

η , orantı sabitidir ve plazmanın özdirenci olarak bilinmektedir. Genellikle çarpışma frekansı ν_{ei} ile ilgili tanımlamak için kullanılmaktadır.

$$\eta = \frac{m_e v_{ei}}{N_{e0} q_e^2}$$

v_{ei} , iyonlardan elektronlara momentum transferi için çarpışma frekansı olarak adlandırılmaktadır. $q_i = -q_e$ ve $N_{e0} = N_{i0}$ olduğunu not alarak, (4.17) denklemini (4.7) denklemini kullanarak tekrar yazılırsa;

$$\vec{j} = N_{e0} q_e (\vec{u}_e - \vec{u}_i) \rightarrow \vec{S}_{ei} = -N_{e0} q_e \eta \vec{j} \quad (4.18)$$

elde edilmektedir.

Daha da genel olarak manyetize plazmanın anizotropik olması nedeniyle öz direnç $\vec{\eta}$ ile ifade edilmektedir ve aşağıdaki eşitlik yazılabilmektedir.

$$\vec{S}_{ei} = -N_{e0} q_e \vec{\eta} \cdot \vec{j} \quad (4.19)$$

(4.16) denkleminde yerine konmasıyla Genelleştirilmiş Ohm Yasasına ulaşılmaktadır;

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -\frac{q_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e + \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} (\vec{j} \times \vec{B}_0) - \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \vec{\eta} \cdot \vec{j} \quad (4.20)$$

Düzgün plazmada değişmeyen akım için statik manyetik alan olmadan, $\partial \vec{j} / \partial t = 0$, $\vec{\Psi} = 0$ ve $\vec{B}_0$ olmaktadır. Böylece öz direnç tensörü skaler ifadeye indirgenmektedir. (4.19) denklemini böylece;

$\vec{E} = \eta \vec{j} \rightarrow \vec{j} = \frac{1}{\eta} \vec{E}$, olmaktadır. Elektrik alan (4.20) denkleminde açıkça bulunabilmektedir;

$$\vec{E} = -\vec{u}_m \times \vec{B}_0 - \frac{\vec{j} \times \vec{B}_0}{N_{e0} q_e} + \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e}{N_{e0} q_e} + \vec{\eta} \cdot \vec{j} + \frac{m_e}{N_{e0} q_e} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \quad (4.21)$$

(4.21) denkleminde ; $-\vec{u}_m \times \vec{B}_0$; hareket ya da devinim elektrik alanını, $\frac{\vec{j} \times \vec{B}_0}{N_{e0} q_e}$; Hall etkisini, $\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_e}{N_{e0} q_e}$; ambipolar terimi, $\vec{\eta} \cdot \vec{j}$; omik kaybı ve $\frac{m_e}{N_{e0} q_e} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$ de elektron eylemsizliğini, ifade etmektedir.

Denklem (4.6), (4.9), (4.13) ve (4.20) iletken tek akışkan olarak davranan plazmanın davranışları için temel eşitliklerdir ayrıca “frozen-in” manyetik alan çizgileri, manyetik

basınç konuları ile alakalı ve manyetohidrodinamik denklemler için temel oluşturmaktadır [10].

4.2 Manyetohidrodinamik Plazma Modeli

Manyetohidrodinamik farklı tipte plazma olgusu dinamiklerinin incelenmesi bakımından önemli bir araçtır. MHD özellikle tek iletken akışkanı olarak davranan ve geniş ölçekte göreceli olarak alçak frekanslı plazma olgularını incelemede kullanılmaktadır. Plazmanın tek akışkan tanımı plazma çarpışma-baskın durumunda ise geçerli olmaktadır. Bunun nedeni ise parçacıkların kendi hareketleri içinde sınırlandırılmasıdır. Böylece parçacıkların hareketi kütlelerin bölgesel merkezi ile tanımlanabilmektedir. Eğer plazma çarpışma baskın durumda olmaz ise parçacıklar verilen zaman ve uzayda herhangi bir yerde olabilmektedir ve plazmanın uzak bölümlerine farklı yönlerde dağılabilmektedirler. Bu genel durumu ifade etmekte iken, çarpışmanın baskın olmadığı plazmada çok yüksek bir manyetik alan etkisinde tek akışkan modeli olarak tanımlanabilmektedir. Manyetik alan yeterince güçlü ve değişimleri uzay ve zamanda yavaş ise, parçacıklar dönme merkezi (guiding center) etrafında dairesel hareket etmeye zorlanmaktadır. Dönme merkezinin temel hareketi bütün parçacıklar için ortaktır ve parçacıkların dönme (gyrating) hareketi izotropik hız dağılımına benzerlik göstermektedir. Farklı şekilde ifade edildiğinde, güçlü manyetik alanın sonuç etkisi çarpışma baskın plazma ile benzerlik göstermektedir [10].

Çarpışma baskın plazmada, parçacık türleri Maxwellian durumundadır. MHD tanımlarını plazmaya adapte ederek, yavaş değişimlerle ilgilenilen zaman ölçekleri üzerinde ilgilenilmektedir. Daha da ötesinde ilgilenilen uzaysal ölçekler Debye uzunluğundan çok daha geniştir ve böylece plazma makroskobik olarak nötral varsayılabilir. Burada Debye uzunluğunun önemi plazma fiziğinde yüklerin perdelendiği ya da başka bir ifade ile kalkanlandığı mesafeyi belirtmektedir. Plazma içindeki bir yük karşıt yükü ile bağlanacaktır. Bağlanmış olan benzer yükleri bir noktaya doğru itecektir ve böylece bağlanmış olan yükler tarafından elektrik alanı perdelenecek ve iç yükün varlığının farkında olmadan dışardaki parçacıklar bu yükler tarafından perdelenmiş olacaktır [10,12].

4.2.1 Basit MHD Denklemleri

(4.9), (4.13) ve (4.20) denklemlerine birkaç basitleştirme yaklaşımları uygulanması ile basitleştirilmiş MHD denklemleri elde edilebilmektedir. İlk olarak izotropik akışkan ele alınmaktadır böylece $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi} = \nabla p$, olmaktadır p burada skaler basıncı ifade etmektedir ve plazma öz direnç tensörü $\vec{\eta}$, skaler öz dirence η indirgenmektedir. İkinci olarak Hall etkisi ve genelleştirilmiş Ohm yasasındaki ambipolar polarizasyon terimi ihmal edilmektedir. Ayrıca (4.20) denklemindeki $\partial \vec{j} / \partial t$, terimi ihmal edilmektedir bunun nedeni ise alçak frekanslar için zaman değişimlerinin çok küçük olmasıdır. Daha sonra genelleştirilmiş Ohm yasası indirgenmiş hali aşağıdaki gibi olmaktadır;

$$0 = \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}) - \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \eta \vec{j} \rightarrow \vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}) \quad (4.22)$$

Burada $\sigma = \frac{1}{\eta}$, ifade etmektedir. (4.22) denklemi $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, şeklinde yazılabilmektedir.

Burada $\vec{E}$ alanı ($\vec{E} = (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B})$), akışkan elementi ile hareket eden parçacık ya da gözlemci tarafından hissedilmiş olan elektrik alanını ifade etmektedir. Böylece basitleştirilmiş MHD denklemleri aşağıda (4.23) denklemlerinde olduğu gibi yazılabilmektedir;

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}) \quad (4.23a)$$

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \rho_{m0} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_m = 0 \quad (4.23b)$$

$$\rho_m \frac{\partial \vec{u}_m}{\partial t} = -\vec{\nabla} p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (4.23c)$$

MHD plazmalarının çok yüksek neredeyse sonsuza yakın iletkenliğe sahip akışkanlara benzemesi nedeniyle oldukça yüksek iletken akışkanlar ele alınmaktadır. (4.23) denklemleri, elektromanyetik alanların elde edilmesi ile Maxwell denklemleri ile tamamlanmaktadır. Yüksek iletkenliğe sahip akışkanlar ele alındığı için yer değiştirme akımları ihmal edilmektedir ayrıca akışkanın içinde uzaysal yük yoğunluğunun birikmediği varsayılmaktadır. Maxwell denklemleri böylece (4.24) denklemlerine indirgenmektedir;

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (4.24a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.24b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (4.24c)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.24d)$$

Akışkan davranışının tanımı halen tamamlanmamıştır bu davranışı tamamlamak için p ve N arasındaki ilişki belirtilmelidir. Bu ilişki durum denklemdir ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$\frac{d}{dt}(p \rho_m^{-\gamma}) = 0 \quad (4.25)$$

Denklem (4.22) den (4.25) boyunca kapalı sistemler için veya elektromanyetik değişkenler ya da herhangi bir akışkan için çözülebilmektedir. Elektrik alanı elimine etmek ve dört değişkeni indirgemek $\rho_m, \vec{u}_m, p$ ve $\vec{B}$ oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır ve (4.24a) ve (4.23c) birlikte kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir;

$$\rho_m \frac{\partial \vec{u}_m}{\partial t} = -\vec{\nabla} p + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} = -\vec{\nabla} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{(\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}}{\mu_0} \quad (4.26)$$

(4.24b) denkleminin içine (4.22) yerleştirilerek ve (4.24a), (4.24d) denklemleri kullanılarak aşağıdaki eşitlik bulunmaktadır;

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \left(\vec{u}_m \times \vec{B} - \frac{\vec{J}}{\sigma} \right) = \vec{\nabla} \times (\vec{u}_m \times \vec{B}) + \frac{\nabla^2 \vec{B}}{\mu_0 \sigma} \quad (4.27)$$

(4.27) denkleminde $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \equiv \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$, çarpım kuralından faydalanılmaktadır. (4.24d) denkleminde gelmektedir. Denklem (4.23b), (4.24d), (4.26) ve (4.27) $\rho_m, \vec{u}_m, p$ ve $\vec{B}$ bu dört değişkenin çözülmesi için yeterli olmaktadır. (4.27) denklemi plazma iletkenliğinin ve plazma akışkan hareketinin manyetik alana olan hassasiyetini belirtmektedir. Mükemmel iletken akışkan için ($\sigma = \infty$), (4.27) denklemi aşağıdaki gibi yazılabilmektedir;

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u}_m \times \vec{B}) \quad (4.28)$$

$\sigma = \infty$, için (4.22) denklemi aşağıdaki gibi indirgenmektedir;

$$\vec{E} = (\vec{E} + \vec{u}_m \times \vec{B}) = 0 \quad (4.29)$$

Beklenildiği gibi mükemmel iletkenin içinde elektrik alan sıfır olmalıdır. (4.28) denkleminin geçerliliği (4.27) parantezinin içindeki terimin ihmal edilmesine dayanmaktadır. Bu terim eğer;

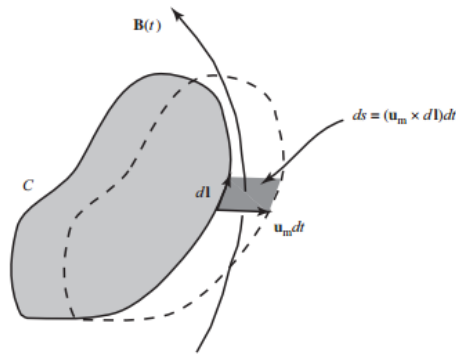
$\left| \frac{\vec{j}}{\sigma} \right| \ll |\vec{u}_m \times \vec{B}|$, ise ihmal edilebilmektedir ve (4.24a) denklemi geçerlidir ve aşağıdaki gibi yazılabilmektedir;

$|\vec{B}| \cong \mu_0 L |\vec{j}|$, L sistemin karakteristik boyutudur. Böylece yukardaki eşitsizlik aşağıdaki eşitliğe dönüştürülebilmektedir;

$R_M = \sigma |\vec{u}_m| \mu_0 L \gg 1$, R_M hidrodinamik Reynolds sayıları analojisi ile kullanılan, manyetik Reynolds sayılarına gönderme yapılan bir niceliktir [10].

4.2.2 Donmuş (Frozen-in) Manyetik Akış Çizgileri

MHD denklemlerinin farklı bir uygulaması manyetik akış mükemmel iletkenliğe sahip akışkan içinde donmuş ve bu akışkan içinde taşınmakta oluşudur. Denklem (4.28) manyetik alan ve akışkan hareketi arasındaki ilişkiyi mükemmel iletkenliğe sahip akışkan için tanımlamaktadır. C kontör çizgileri ile etrafı kapatılmış herhangi bir S yüzeyi Şekil 4.1' deki gibi ele alındığında;



Şekil 4.1 Frozen-in kavramının gösterimi [10]

(4.28) denkleminin integrali bu geliş güzel yüzey üzerinden alınabilmektedir;

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \tau} \int_S \vec{B} d\vec{s} &= \int_S [\vec{\nabla} \times (\vec{u}_m \times \vec{B})] \cdot d\vec{s} \\ \frac{\partial}{\partial \tau} \int_S \vec{B} d\vec{s} &= \oint_C (\vec{u}_m \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \\ \frac{\partial}{\partial \tau} \int_S \vec{B} d\vec{s} - \oint_C (\vec{u}_m \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} &= 0\end{aligned}\quad (4.30)$$

Burada Stoke's teoremi kullanılmıştır. Denklem (4.30) aşağıdaki gibi yazılabilmektedir.

$$\frac{\partial \psi_m}{\partial \tau} + \oint_C \vec{B} \cdot (\vec{u}_m \times d\vec{l}) = 0 \quad (4.31a)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left(\int_S \vec{B} d\vec{s} \right) = 0 \quad (4.31b)$$

ψ_m , manyetik akışı ifade etmektedir (4.31a) denklemindeki ilk terim S yüzeyi boyunca akış değişiminin oranını ifade etmekte iken ikinci terim bölgesel akış hızı $\vec{u}_m$ ile dış kenar çizgisinin hareketi tarafından birim zamanda taranan açının ek artışını ifade etmektedir. (4.31a) denkleminin sol tarafı akışkan ile materyal yüzey boyunca akış değişiminin toplam oranını (4.31b) denkleminde olduğu gibi ifade etmektedir. Böylece (4.31) denklemi mükemmel iletkenliğe sahip akışkanda herhangi bir materyal yüzey boyunca manyetik akış değişiminin sabitliği durumunu ifade etmektedir. Bu durumu başka şekilde ifade etmenin bir diğer yolu ise alan çizgilerinin bağlandığı ya da içerde donmuş olduğu “frozen-in” ve akışkan ile birlikte hareket ettiği anlamına gelmektedir. “frozen-in” yapısı, bağlandığı yüzeyin formundaki herhangi bir değişimden veya akış tüpünün herhangi bir hareketinden bağımsız olarak, tüm anlarda akış tüpünün içindeki belirli anda kalan, belirli akış içindeki tüm manyetik akışı ve tüm parçacıkları içeren yapıyı ifade etmektedir [10].

BÖLÜM 5

PLAZMA ELEKTRODİNAMİĞİ

Dalga parçacık etkileşimleri iç manyetosferin enerji ve dinamiğinde önemli rol oynar. Bu olayları anlayabilmek içinde plazma-dalga elektrodinamiğinin bilgilerine ihtiyaç duyulur. Maxwell denklemleri ise plazma elektrodinamiğine temel oluşturan ana denklemlerdir. Maxwell denklemleri ele alındığında ortamdaki fiziksel nicelikler, plazma durumu göz önüne alınarak yeniden düzenlenmelidir. Serbest yük ve akımlar cinsinden Maxwell denklemleri aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \frac{\rho_f}{\epsilon_0} \quad (5.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.4)$$

Yukardaki denklemde $\vec{D}$ deplasman (yerdeğiştirme) vektörü, $\vec{B}$ manyetik alan, $\vec{E}$ elektrik alanıdır.

Lineer elektrodinamiğin materyal denklemleri olarak adlandırılan $J_i(t, \vec{r})$ ve $D_i(t, \vec{r})$ aşağıdaki şekilde vektörel olarak ifade edilebilmektedir [2].

$$J_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt \int d\vec{r} \sigma_{ij}(t, \vec{r}) \vec{E}_j(t, \vec{r}) \quad (5.5)$$

$$D_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt \int d\vec{r} \epsilon_{ij}(t, \vec{r}) \vec{E}_j(t, \vec{r}) \quad (5.6a)$$

$$\vec{D}(t, \vec{r}) = \vec{E}(t, \vec{r}) + \int_{-\infty}^t dt \vec{J}(t, \vec{r}) \quad (5.6b)$$

i ve j alt indisleri 3 uzay boyutunu ifade etmektedir. Ortamda indüklenen yükler ve akımlara bağlı olarak ortamın herhangi bir noktasında ve önceki tüm zaman değerlerindeki $\vec{r}$ noktası ve moment t hesaba katılmıştır. Bu, fiziksel ortamda zamanın (frekans) ve uzayın (dalga boyu) nasıl dispersiyona uğradığını açıklar [2]. Fiziksel olarak frekans dispersiyonu, ortamın durgunlaşma süreci ve parçacıkların eylemsizliği ile ilişkilidir. Mekansal ya da uzaysal dispersiyon ise parçacıkların termal hareketleri ya da taşınma süreçlerine bağlı olarak alan hareketinin bir noktadan başka bir noktaya yayılımı ile ilişkilidir. $\sigma_{ij}(t, \vec{t}, r, \vec{r})$ ve $\varepsilon_{ij}(t, \vec{t}, r, \vec{r})$, fonksiyonları etki fonksiyonları olarak adlandırılmaktadır [2].

$$J_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt \int d\vec{r} \sigma_{ij}((t - \vec{t}), (r - \vec{r})) \vec{E}_j(\vec{t}, \vec{r}) \quad (5.7)$$

$$D_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt \int d\vec{r} \varepsilon_{ij}((t - \vec{t}), (r - \vec{r})) \vec{E}_j(\vec{t}, \vec{r}) \quad (5.8)$$

Fourier açılımı uygulayarak ortamdaki elektromanyetik alan düzlem monokromatik dalga tipi toplamı olarak ifade edilebilir.

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E}(w, \vec{k}) \exp(-iwt + i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (5.9)$$

w frekans, $\vec{k}$ dalga vektörüdür. Bu bilgiler ışığında (6.6a) denklemi tekrar yazılmak istenirse;

$$J_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt \int d\vec{r} \sigma_{ij}((t - \vec{t}), (\vec{r} - \vec{r})) \exp[-iw(t - \vec{t}) + i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r})] \vec{E}_j(w, \vec{k}) \quad (5.10)$$

ya da

$$J_i(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t dt_1 \sigma_{ij}(t_1, \vec{r}_1) \exp[iwt_1 - i\vec{k}\vec{r}_1] \vec{E}_j(w, \vec{k}), \quad (5.11)$$

$t_1 = t - \vec{t}$, $\vec{r}_1 = \vec{r} - \vec{r}$ olmak üzere

$$J_i(w, \vec{k}) = \sigma_{ij}(w, \vec{k}) \vec{E}_j(w, \vec{k}), \quad (5.12)$$

$$\sigma_{ij}(w, \vec{k}) = \int_{-\infty}^t dt_1 \int d\vec{r}_1 \sigma_{ij}(t_1, \vec{r}_1) \exp[iwt_1 - i\vec{k} \cdot \vec{r}_1] \quad (5.13)$$

σ_{ij} niceliği ortamın kompleks iletkenlik tensörü olarak adlandırılır. Kompleks dielektrik geçirgenlik tensörü (dielektrik tensör) aynı şekilde tanımlanabilir.

$$D_i(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) \vec{E}_j(\omega, \vec{k}), \quad (5.14)$$

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int d\vec{r}_1 \varepsilon_{ij}(t_1, \vec{r}_1) \exp[i\omega t_1 - i\vec{k} \cdot \vec{r}_1] \quad (5.15)$$

ω , üzerindeki bu tensörlerin bağıllığı, frekans (zaman) dispersiyonu ve k dalga vektörü üzerindeki tanımlar ortamdaki elektromanyetik alanın uzaysal (konumsal) dispersiyonunu tanımlar. (5.13) ve (5.15) hesaba katılarak elektrik yer değiştirmeden $\sigma_{ij}(\omega, \vec{k})$ ve $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ arasındaki ilişki kolayca bulunabilmektedir.

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \delta_{ij} + \frac{i}{\omega} \sigma_{ij}(\omega, \vec{k}) \quad (5.16)$$

δ_{ij} birim tensördür. Doğal olarak $\omega \neq 0$ varsayılmaktadır. Burada not edilmesi gereken $\sigma_{ij}(\omega, \vec{k})$ ve $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ kendi değişkenlerinin gerçek (reel) fonksiyonlarıdır, çünkü $\vec{E}(t, \vec{r})$, $\vec{D}(t, \vec{r})$ ve $\vec{J}(t, \vec{r})$ reel niceliklerle bağlantılıdır. $\sigma_{ij}(\omega, \vec{k})$ ve $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ buna rağmen ω ve $\vec{k}$ reel olsa bile kompleks fonksiyon olarak ortaya çıkar [2].

$\sigma_{ij}(t, \vec{r})$ ve $\varepsilon_{ij}(t, \vec{r})$ sonuçlarının gerçekliği $\sigma_{ij}(\omega, \vec{k})$ ve $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ için

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_{ij}^*(-\omega, -\vec{k}),$$

$$Re\{\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})\} = Re\{\varepsilon_{ij}(-\omega, -\vec{k})\},$$

$$Im\{\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})\} = -Im\{\varepsilon_{ij}(-\omega, -\vec{k})\} \quad (5.17)$$

İzotropik ortam için dielektrik tensör daha da kolaylaştırıcı hale getirir. Bu durumda rotasyonel değişmezlik $k_i k_j$ ve δ_{ij} 'nin birleşimi 2. kademe tensör gerektirir. Sonuç olarak $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ tensörü;

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \varepsilon^{tr}(\omega, k) + \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon^{lo}(\omega, k) \quad (5.18)$$

olarak yazılabilmektedir. Bunun anlamı 9 tensör bileşeni boyunca $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ yalnızca iki bileşen $\varepsilon^{tr}(\omega, k)$ ve $\varepsilon^{lo}(\omega, k)$ bağımsızdır. Bunlar enine ya da boyuna dielektrik

geçirgenlik olarak adlandırılmaktadır [2]. Bu adlandırma yukarıdaki sıra ile gerçekleşmektedir bunun nedeni ise $\frac{k_i k_j}{k^2}$ ve $\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}$ tensörleri dalga vektörü $\vec{k}$ 'ya paralel ve dik yöndeki izdüşümüdür. Bu nedenle $\varepsilon^{lo}(w, k)$ ortamın elektromanyetik alan özelliklerini boylamsal alan ile ilişkili olarak karakterize ederken, $\varepsilon^{tr}(w, k)$ enine karakterize eder. İzotropik ortam için kompleks iletkenlik tensörü aynı formu alır. (5.16) denkleminde ayrı ayrı her iki bileşen için tutulmaktadır;

$$\varepsilon^{tr,lo}(w, \vec{k}) = 1 + \frac{i}{w} \sigma^{tr,lo}(w, \vec{k}), \quad (5.19)$$

İzotropik ortam için gerçek koşullar (5.17) denkleminde;

$$\begin{aligned} Re\{\varepsilon^{tr,lo}(w, \vec{k})\} &= Re\{\varepsilon^{tr,lo}(-w, -\vec{k})\}, \\ Im\{\varepsilon^{tr,lo}(w, \vec{k})\} &= -Im\{\varepsilon^{tr,lo}(-w, -\vec{k})\}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

elde edilir [2].

5.1 Çarpışmasız Plazmanın Dielektrik Tensörü

Manyetik alan olmadığı durumda, sıcak elektronlar ve soğuk iyonlar ile plazmadaki elektronların termal hareketi hesaba katıldığında, salınımda yalnızca bir ekstra kol meydana gelmektedir ve bu kola iyon ses (sound) dalgası adı verilmektedir [2]. Buna ek olarak bu tür plazmalarda eğer plazma başlangıç durumu dengede ise rezonans durumundaki parçacıkların dalganın elektrik alanı ile etkileşmesi Landau sönümlenmesine neden olur. Bu tür bir etki manyeto-aktif plazmada meydana gelir. Bununla birlikte bir başka sönümlenme mekanizması manyeto aktif plazmada doğmaktadır; bu plazmadaki yüklü parçacıklar tarafından elektromanyetik dalganın absorpsiyonu ve emisyonu ile bağlantılıdır bu da siklotron frekansına eşit manyetik alanda, spiraller boyunca hareket eden frekanslardadır. Salınım olmadığı durumlarda, herhangi bir plazma parçacığının dağılım fonksiyonu aşağıda (5.21) denklemi ile verilmektedir [2].

$$\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left([\vec{V} \times \vec{B}_0] \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{V}} \right) = \vec{S}_\alpha \quad (5.21)$$

(5.21) denkleminde yer alan $f_{\alpha 0}$ Maxwell dağılım fonksiyonunu ifade etmektedir.

$$f_{\alpha 0} = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_\alpha V^2}{2T} \right)$$

T plazma sıcaklığı ve n_0 denge parçacık yoğunluğunu, m_α kütleyi ifade etmektedir. Yüksek sıcaklıktaki plazma durumunda durgun hale gelme süresi oldukça geniştir ve dağılım fonksiyonunun çarpışmalara göre yavaş değiştiği yarı denge durumunu ele alınabilmesi mümkün olur, (5.21) denkleminde çarpışma teriminin olmadığı durumda tatmin edicidir.

Bu noktadan itibaren başlangıç dağılım fonksiyonu, hız bileşenleri manyetik alana paralel ve sağ taraflı açı yapan ve azimutal φ açıdan bağımsız, $V_\parallel$, $V_\perp$ bu iki değişkenin isteğe bağlı fonksiyonudur.

$$f_{\alpha 0} = f_{\alpha 0}(V_\parallel, V_\perp)$$

Dağılım fonksiyonu tarafından tanımlanmış $f_{\alpha 0}$ başlangıç durumu civarında plazmanın küçük salınımlarını ele alalım. Eğer salınımlar yüksek frekanslı ise

Dağılım fonksiyonu F_α için kinetik denklem

$$\frac{\partial F_\alpha}{\partial t} + \vec{V} \cdot \frac{\partial F_\alpha}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} (\vec{E} + [\vec{V} \times (\vec{B} + \vec{B}_0)]) \cdot \frac{\partial F_\alpha}{\partial \vec{v}} = \vec{S}_\alpha \quad (5.22)$$

şeklinde ifade edilmektedir [2].

F_α fonksiyoneli;

$F_\alpha = f_{\alpha 0}(\vec{V}_\parallel, \vec{V}_\perp) + f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$, olarak belirtilmektedir. Burada f_α terimi $f_{\alpha 0}$ terimi için düzeltme terimidir. Kinetik denklemi lineerleştirilirse;

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{V} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} (\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}} - \Omega_{B\alpha} = 0 \quad (5.23)$$

elde edilir [2].

Bu denklem değişken alanlar $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ için, Maxwell denklemleri ile birlikte manyetoaktif plazmanın salınımını tanımlar. Yukardaki denklemin lineer olması ve pertürbe alanlar $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ denklemleri, dispersiyon denkleminin bulunması ve dielektrik geçirgenlik tensörü ϵ_{ij} kinetik anlamı açısından düzlem dalga $\propto \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r}) - i\omega t]$ durumunu değerlendirirken kısıtlama yapabilmek için yeterlidir.

Monokromatik dalga olması durumunda yukardaki (5.23) lineer denklemi;

$$i[\omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})]f_\alpha - \Omega_{B\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \psi} = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left[\vec{E} \left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{\omega} \right) + \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E})}{\omega} \right] \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v} \quad (5.24)$$

olarak ifade edilmektedir [2].

5.2 Plazma Salınımı ve Landau Sönümlenmesi

Daha önce gördüğümüz Vlasov denkleminin (3.15) kullanımının başlangıç gösterimi olarak elektron plazma salınımı için dispersiyon ilişkisi türetilmiştir. Bu türetim yapılırken kontör (çizgi) integrali bilgisine ihtiyaç duyulmaktadır. Sıfırıncı derecede, $f_0(\vec{v})$ dağılımı ile düzgün plazma varsayılmıştır ve

$\vec{E}_0 = \vec{B}_0 = 0$, olmasına izin verilmiştir. Birinci derecede $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ pertürbasyon $f_1(\vec{r}, \vec{v}, t)$ ile ifade edilmiştir.

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{v}) + f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (5.25)$$

Burada $\vec{v}$ bağımsız değişken değildir ve lineerize edilmemiştir. Elektron için birinci dereceden Vlasov denklemi;

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_1 - \frac{e}{m} \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0 \quad (5.26)$$

şeklindedir [13].

Bu denklemde e , elektronun yükü m , elektronun kütlesidir.

Burada iyonlar ağır ve dalgaları x yönünde düzlem dalga olarak kabul edilmektedir.

$$f_1 \propto e^{i(kx - \omega t)} \quad (5.27)$$

Daha sonra (5.26) denklemi;

$$-i\omega f_1 + ikV_x f_1 = \frac{e}{m} \vec{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{V}_x} \quad (5.28)$$

şeklini almaktadır.

$$f_1 = \frac{ieE_x}{m} \frac{\partial f_0 / \partial V_x}{\omega - kV_x} \quad (5.29)$$

Poisson denklemini tekrar hatırlayıp;

$$\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1 = ik\epsilon_0 E_x = -en_1 = e \iiint f_1 d^3(V)$$

f_1 , (5.29) da yerine konulduğu zaman aşağıdaki denklem elde edilmektedir;

$$1 = -\frac{e^2}{km\epsilon_0} \iiint \frac{\partial f_0 / \partial V_x}{\omega - kV_x} d^3(V) \quad (5.30)$$

Eğer f_0 'ı, normalize fonksiyon $\tilde{f}_0$ ile yer değiştirirse n_0 çarpanı çarpanlarına ayrılabilir.

$$1 = -\frac{w_p^2}{k} \int_{-\infty}^{\infty} dV_x \int_{-\infty}^{\infty} dV_y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \tilde{f}_0(V_x, V_y, V_z) / \partial V_x}{\omega - kV_x} dV_z \quad (5.31)$$

Eğer f_0 Maxwellian ya da çarpanlarına ayrılabilir dağılıma sahip ise V_y, V_z üzerinden integraller kolayca taşınabilmektedir. Böylece tek boyutlu $\tilde{f}_0(V_x)$ elimizde kalır. Örnek olarak tek boyutlu Maxwellian dağılımı;

$$\tilde{f}_m(V_x) = (m/2\pi KT)^{1/2} \exp(-mV_x^2/2KT) \quad (5.32)$$

Bu nedenle dispersiyon ilişkisi;

$$1 = -\frac{w_p^2}{k^2} \int \frac{\partial \tilde{f}_0(V_x) / \partial V_x}{\omega - kV_x} dV_x \quad (5.33)$$

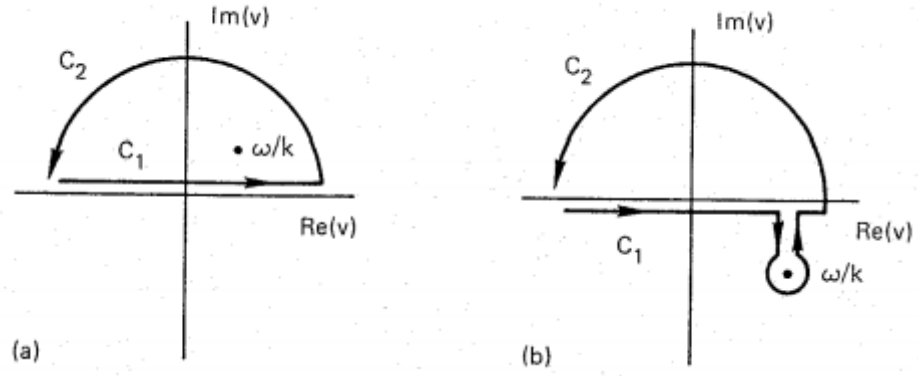
ile ifade edilebilmektedir [13].

Tek boyutlu problem çözümü aranması nedeniyle x alt indisini denklemden çıkarılabilmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken V 'nin toplam akışkan hızı olmadığıdır gerçekte V_x 'i ifade etmektedir.

$$1 = \frac{w_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \tilde{f}_0 / \partial V}{V - (w/k)} dV \quad (5.34)$$

Burada $\tilde{f}_0$, V_y ve V_z üzerinden integrasyonu alınmış olan tek boyutlu dağılım fonksiyonu olarak anlaşılmaktadır. (5.34) denklemi herhangi bir denge dağılımı $\tilde{f}_0(V)$ için tutulmaktadır; özellikle $\tilde{f}_0$ Maxwellian ise denklem (5.32) bunun için kullanılabilmektedir.

Denklem (5.34)'deki integral $V = w/k$ eşitliği nedeni ile gelen tekillik nedeniyle hesaplanması kolay değildir [13]. Bir düşünceye göre bu tekillik sorun teşkil etmemektedir bunun nedeni ise pratikte w değeri hemen hemen hiç reel olmaz; dalgalar genellikle hafifçe sönümlüdür ya da bazı düzensizlik mekanizmaları nedeni ile genliği artırılmıştır. Bunun nedeni ise V değerinin reel olmasından kaynaklanmaktadır, denklem (5.34)'deki payda hiçbir zaman kaybolmamaktadır. Landau bu denklemi tam anlamıyla ele alan ilk insandır. Landau belirtmektedir ki; tekillik integrasyon yolunun üzerinde yer alsa bile, tekilliğin varlığı, etkisi akışkan teorisi tarafından tahmin edilemeyen plazma dalga dispersiyonuna önemli bir düzenleme tanımlamaktadır. Sinüzoidal pertürbasyon ile verilen plazma için başlangıç değer problemi olarak ele alındığında k reeldir. Eğer pertürbasyon büyür ya da azalırsa, kompleks olacaktır. (5.34) denklemindeki integral kompleks V düzleminde çizgi (contour) integrali olarak davranır. Mümkün çizgiler Şekil 5.1' de gösterilmiştir. Şekil 5.1a'da kararsız dalga $Im(w) > 0$ ile ve Şekil 5.1b'de sönümlü dalga $Im(w) < 0$ ile gösterilmektedir.



Şekil 5.1 (a) Kararsız dalga, (b) sönümlü dalga

Normalde çizgi integrali reel V eksenı boyunca rezidü integrali tarafından değerlendirilebilmektedir;

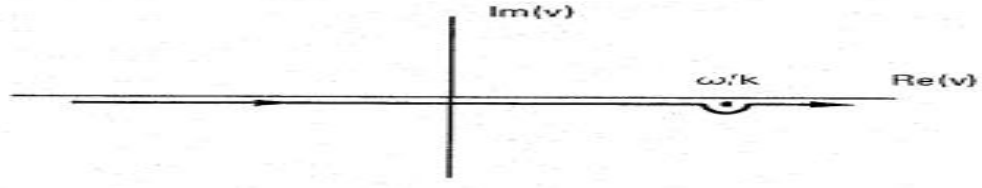
$$\int_{C_1} G dV + \int_{C_2} G dV = 2\pi i R(w/k) \quad (5.35)$$

Burada G integrandır. C_1 reel eksen boyunca yol, C_2 sonsuzluktaki yarım çember ve $R(w/k)$ (w/k)daki rezidüyü ifade etmektedir. İntegral C_2 üzerinden alındığında kaybolduğunda bu ifade işe yaramaktadır. Fakat bu Maxwellian dağılımı için $\exp(-V^2/V_{th}^2)$ çarpanı içermesi nedeniyle gerçekleşmemektedir. Bu çarpan $V \rightarrow \pm i\infty$ sonsuz için geniş olmaktadır ve C_2 'den gelen katkısı ihmal edilemez. Landau gösterimine ya da anlatımına göre problem başlangıç değer problemi olarak davrandığında çözüm için doğru yol (contour) tekilliğin altından geçen C_1 eğrisidir. Bu integral nümerik olarak çözülmelidir. Fried ve Conte $\tilde{f}_0$ 'ın Maxwellian olduğu durumlar için tablo sağlamışlardır. Bu integralin tam çözümü karmaşıktır. Burada yaklaşık dispersiyon ilişkisini elde etmek için geniş faz hızı ve hafif sönüm durumu vardır. Bu durumda w/k kutbu reel V eksenı yakınındadır.

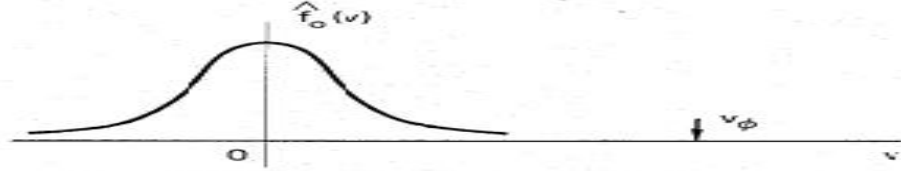
Şekil 5.2 de yol Landau tarafından $Re(V)$ eksenı boyunca noktanın etrafındaki yarım daire ile birlikte tanımlanmıştır. Böylece (5.34) denklemi

$$1 = \frac{w_p^2}{k^2} \left[P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \tilde{f}_0 / \partial V}{V - (w/k)} dV + i\pi \frac{\partial \tilde{f}_0}{\partial V} \Big|_{V=w/k} \right] \quad (5.36)$$

halini almaktadır.



Integration contour in the complex v plane for the case of small $\text{Im}(\omega)$.



Normalized Maxwellian distribution for the case $v_\phi \gg v_{th}$.

Şekil 5.2 a) $\text{Im}(\omega)$ 'nın küçük olduğu durum için kompleks v düzleminde integrasyon kontürü, b) $v_\phi \gg v_{th}$ durumu için normalize Maxwellian dağılımı

P , Cauchy temel değeri için kalır. Bu integrali değerlendirmek için reel V eksenini boyunca integre edilmektedir fakat tekillik noktasından hemen önce durulması gerekir. Eğer faz hızı varsaydığımız gibi yeterince geniş ise $V_\phi = \omega/k$, olduğunu varsayarak ihmal edilen kısımdan çok fazla katkı olmayacaktır, çünkü $\hat{f}_0$ ve $\frac{\partial \hat{f}_0}{\partial v}$ her ikisi de çok küçüktür.

(5.36) denklemi integrasyon parçalarına ayrılarak değerlendirilebilmektedir [12].

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \hat{f}_0}{\partial v} \frac{dv}{v - V_\phi} = \left[\frac{\hat{f}_0}{v - V_\phi} \right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-\hat{f}_0 dv}{(v - V_\phi)^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{f}_0 dv}{(v - V_\phi)^2} \quad (5.37)$$

Bu yalnızca dağılım üzerinden $(V - V_\phi)^{-2}$ ifadesinin ortalamasıdır. Dispersiyon ilişkisinin reel kısmı ise;

$$1 = \frac{w_p^2}{k^2} \overline{(V - V_\phi)^{-2}} \quad (5.38)$$

olarak yazılabilir.

$V_\phi \gg V$ varsayılarak $(V - V_\phi)^{-2}$ ifadesi açılabilir.

$$(V - V_\phi)^{-2} = V_\phi^{-2} \left(1 - \frac{V}{V_\phi} \right)^{-2} = V_\phi^{-2} \left(1 + \frac{2V}{V_\phi} + \frac{3V^2}{V_\phi^2} + \frac{4V^3}{V_\phi^3} + \dots \right) \quad (5.39)$$

Tek terimler ortalama alındığında kaybolmaktadır ve elimizde;

$$\overline{(V - V_0)^{-2}} \approx V_0^{-2} \left(1 + \frac{3\overline{V^2}}{V_0^2} \right) \quad (5.40)$$

kalmaktadır.

$\widehat{f}_0$ Maxwellian olmasına izin vererek $\overline{V^2}$ ifadesi geliştirilmiştir, burada V ifadesi V_x ifadesinin kısaltması olarak kullanılmaktadır.

$$\frac{1}{2} m \overline{V_x^2} = \frac{1}{2} K T_\varepsilon \quad (5.41)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

$$1 = \frac{w_p^2}{k^2} \frac{k}{w^2} \left(1 + \frac{3k^2}{w^2} \frac{K T_\varepsilon}{m} \right) \quad (5.42)$$

$$w^2 = w_p^2 + \frac{w_p^2}{w^2} \frac{3K T_\varepsilon k^2}{m} \quad (5.43)$$

Termal düzeltme küçük ise 2. terimde w^2 ifadesini w_p^2 ile yer değiştirilebilmektedir. Sonrasında ise;

$$w^2 = w_p^2 + \frac{3K T_\varepsilon k^2}{m} \quad (5.44)$$

elde edilmektedir [13].

(5.36) integralindeki imajiner terimi tekrar yazarak. Bu küçük terimi geliştirmede, w 'nın reel kısım termal düzeltmesinin ihmalı yeterince doğru olmaktadır. Burada tekrar varsayım yapılmaktadır. Bu varsayım $w^2 \approx w_p^2$ şeklindedir. Daha sonra denklem (5.40) ve (5.39) dan, (5.36) denklemindeki integralin temel değeri görülebilmektedir ve bu yaklaşık olarak k^2/w^2 olmaktadır. (5.36) denklemi;

$$1 = \frac{w_p^2}{w^2} + i\pi \frac{w_p^2}{k^2} \frac{\partial \widehat{f}_0}{\partial V} \Big|_{V=V_0} \quad (5.45)$$

$$w^2 \left(1 - i\pi \frac{w_p^2}{k^2} \left[\frac{\partial \widehat{f}_0}{\partial V} \right]_{V=V_0} \right) = w_p^2 \quad (5.46)$$

olmaktadır.

İmajiner kısmın küçük davranması ile Taylor seri açılımı sonucu karekökü alınarak;

$$w = w_p \left(1 + \frac{i\pi w_p^2}{2 k^2} \left[\frac{\partial \widehat{f}_0}{\partial V} \right]_{V=V_0} \right) \quad (5.47)$$

elde edilmektedir [13].

$\widehat{f}_0$ eğer tek boyutlu Maxwellian ise;

$$\frac{\partial \widehat{f}_0}{\partial V} = (\pi V_{th}^2)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{-2V}{V_{th}^2} \right) \exp\left(\frac{-V^2}{V_{th}^2}\right) = -\frac{2V}{\sqrt{\pi} V_{th}^3} \exp\left(\frac{-V^2}{V_{th}^2}\right) \quad (5.48)$$

dir [13].

Katsayıda V_0 ifadesi w/k ifadesine yakınsana bilmektedir fakat eksponansiyel ifade de ise (5.44) denkleminde termal düzeltme tutulmak durumundadır. Sönümlenme böylece;

$$\begin{aligned} Im(w) &= -\frac{\pi w_p^2}{2 k^2} \frac{2w_p}{k\sqrt{\pi} V_{th}^3} \exp\left(\frac{-w^2}{k^2 V_{th}^2}\right) \\ &= -\sqrt{\pi} \left(\frac{w_p}{kV_{th}}\right)^3 \exp\left(\frac{-w_p^2}{k^2 V_{th}^2}\right) \exp\left(-\frac{3}{2}\right) \end{aligned} \quad (5.49)$$

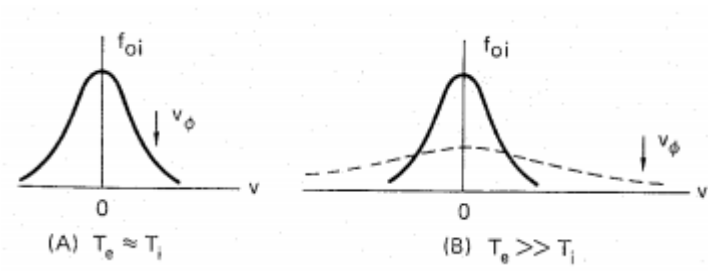
$$Im\left(\frac{w}{w_p}\right) = -0.22\sqrt{\pi} \left(\frac{w_p}{kV_{th}}\right)^3 \exp\left(\frac{-1}{2k^2 \lambda_D^2}\right) \quad (5.50)$$

$Im(w)$ negatif olduğu için plazma dalgasının çarpışmasız sönümü vardır bu Landau sönümlenmesi olarak adlandırılmaktadır [13].

5.2.1 İyon Landau Sönümlenmesi

Elektronlar rezonansı mümkün olan, tek parçacık değildir. Eğer dalga, iyonların termal hızına uygun, yeterince yavaş faz hızına sahipse, iyon Landau sönümlenmesi meydana gelmektedir. İyon akustik dalgası iyon Landau sönümlenmesinden oldukça etkilenebilir. İyon dalgaları için dispersiyon ilişkisi Chen tarafından aşağıda (5.51) denkleminde olduğu şekilde belirtilmiştir;

$$\left(\frac{w}{k}\right) = V_s = \left(\frac{KT_e + \gamma_i KT_i}{M}\right)^{1/2} \quad (5.51)$$



Şekil 5.3 İyon-Landau sönümü

Şekil 5.3'den görüleceği gibi $T_i \gg T_e$ ise, faz hızı $f_{oi}(V)$ negatif eğime sahip olduğu bölgeye doğru uzanmaktadır. Sonuç olarak $T_i \gg T_e$ iyon dalgaları oldukça iyon Landau sönümüne uğramaktadır. İyon dalgaları yalnızca $T_e \gg T_i$ durumunda gözlemlenebilmektedir, bu nedenle faz hızı, iyon hız dağılımının sınırlarınca düzgün uzanmaktadır [13].

5.2.2 Plazma Dispersiyon Fonksiyonu

Kinetik teorinin standart terminolojisinin açıklanmasından faydalanılarak; manyetik alan varlığında iyon akustik dalgalarının iyon Landau sönümlenmesi hesaplanabilmektedir. Elektronlar ve iyonlar Vlasov denklemi ile tutarlı hareket etmektedir ve eşitlik (5.30) formunda pertürbasyona sahiptirler bu pertürbasyon düzlem dalganın x yönünde olduğu pertürbasyonu ifade etmektedir [13].

(3.15) Vlasov denklemi ile ifade etmek istersek;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (5.52)$$

ve

$f \propto \exp[i(kx - \omega t)]$, (5.27) ile f_1 'in çözümü (5.29) denklemi ile verilmiştir.

Uygun düzenlemeler yapılarak;

$$f_1 = -\frac{iq_j \vec{E}}{m_j} \frac{\partial f_{oi} / \partial v_j}{\omega - kv_j} \quad (5.53)$$

denklemi elde edilir.

$\vec{E}$ ve V_j , ifadeleri $\vec{E}_x$ ve $\vec{V}_{xj}$ ifadelerinin yerine temsil edilmektedir. Alt indis j türleri temsil etmektedir. q_j yük, m_j kütle ve V_j parçacık hızına sahiptir. Yoğunluk pertürbasyonu ise;

$$n_{1j} = \int_{-\infty}^{\infty} f_{1j}(V_j) dV_j = -\frac{iq_j \vec{E}}{m_j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_{0j} / \partial V_j}{w - kV_j} dV_j \quad (5.54)$$

Burada bir varsayım ile yaklaşılmaktadır; bu ise denge dağılım f_{0j} tek boyutlu Maxwellian olarak kabul edilmektedir [13].

$$f_{0j} = \frac{n_{0j}}{V_{thj} \pi^{1/2}} e^{-V_j^2 / V_{thj}^2}, V_{thj} = (2KT_j / m_j)^{1/2} \quad (5.55)$$

$S = V_j / V_{thj}$ integrasyon değişkeni ile;

$$n_{1j} = \frac{iq_j \vec{E} n_{0j}}{km_j V_{thj}^2} \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(d/ds)(e^{-s^2})}{s - \zeta} ds, \zeta = \frac{w}{kV_{thj}} \quad (5.56)$$

Bu eşitlikler ışığında Plazma Dispersiyon Fonksiyonu;

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s - \zeta} ds, \text{Im}\{\zeta\} > 0 \quad (5.57)$$

dir [13]. Bu integral bir yol (contour) integralidir, alçak yarım düzlem için analitik devamlılığı $\text{Im}\{\zeta\} < 0$ ise kullanılmaktadır. $Z(\zeta)$ kompleks argümanların (w ve k genellikle imajiner kısma sahip olduğundan) kompleks fonksiyondur. Bu durumda $Z(\zeta)$ asimptotik formül ile yakınsayamaz, bu nedenle Fried ve Conte tablosu ya da bilgisayar alt programı kullanılır [13].

n_{1j} yoğunluk pertürbasyonu $Z(\zeta)$ cinsinden ifade etmek için ζ terimine göre türevi alınmıştır.

$$Z(\zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s - \zeta} ds \text{ elde edilir. İntegrasyonun kısımlara ayrılması ile;}$$

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left[\frac{-e^{-s^2}}{s - \zeta} \right]_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(d/ds)(e^{-s^2})}{s - \zeta} ds,$$

Eşitliğin sağ tarafındaki birinci terim dağılım fonksiyonu olduğu için kaybolur.

Denklem (5.56)

$$n_{1j} = \frac{iq_j \vec{E} n_{0j}}{km_j V_{thj}^2} Z(\zeta) \quad (5.58)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

Poisson denklemi yardımı ile;

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = ik_0 \epsilon_0 \vec{E} = \sum_j q_j n_{1j} \quad (5.59)$$

Son iki denklemi birleştirerek ve elektron teriminin filtreleneceği yardımı ile tanımlanırsa;

$$\Omega_{pj} = (n_{0j} Z_j^2 e^2 / \epsilon_0 M_j)^{1/2} \quad (5.60)$$

dispersiyon ilişkisi elde edilmektedir.

$$k^2 = \frac{w_p^2}{w_{the}^2} Z(\zeta_e) + \sum_j \frac{\Omega_{pj}^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_j) \quad (5.61)$$

Burada w_p , plazma frekansı, w_{the} , elektron plazma frekansı, $Z(\zeta_e)$ ζ_e terimine göre türevi alınmış hali, Ω_{pj} j alt indisi türleri belirtmek üzere siklotron frekansını V_{thj} , türlerin hızlarını belirtmektedir.

Elektron plazma dalgaları $\Omega_{pj} = 0$ alınarak elde edilebilmektedir.

$$k_D^2 = 2 w_p^2 / V_{the}^2 = \lambda_D^{-2} \quad (5.62)$$

Daha sonrasında $k^2 / k_D^2 = \frac{1}{2} Z(\zeta_e)$ oranı f_{0e} , Maxwellian olduğunda eşitlik (5.34) tutarlılık göstermektedir [13].

5.2.3 İyon Dalgaları ve Sönümleri

İyon dalgalarını elde etmek için (5.61) denklemine dönmemiz gerekmektedir.

$$k^2 = \frac{w_p^2}{w_{the}^2} Z(\zeta_e) + \sum_j \frac{\Omega_{pj}^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_j), \text{ burada faz hızı } w/k, V_{the} \text{ 'den çok daha küçüktür.}$$

Bu nedenle ζ_e küçüktür ve $Z(\zeta_e)$ kuvvet serisinde genişletilebilmektedir.

$$Z(\zeta_s) = i\sqrt{\pi}e^{-\zeta_s^2} - 2\zeta_s \left(1 - \frac{2}{3}\zeta_s^2 + \dots\right) \quad (5.63)$$

İmajiner terim reel s eksenini yanında uzanan noktadaki rezidüden gelmektedir ve elektron Landau sönümünü temsil etmektedir. $\zeta_s \ll 1$ için (5.63) eşitliğinin ζ terimine göre türevi

$$Z(\zeta_s) = -2i\sqrt{\pi}\zeta_s e^{-\zeta_s^2} - 2 + \dots \cong -2 \quad (5.64)$$

denklemini elde edilmektedir.

$$(5.36) \text{ eşitliği } 1 = \frac{w_p^2}{k^2} \left[P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_0 / \partial V}{V - w/k} dV + i\pi \frac{\partial f_0}{\partial V} \Big|_{V=w/k} \right]$$

$$(5.60) \text{ denkleminin eldesi; } Z(\zeta_s) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(d/ds)(e^{-s^2})}{s - \zeta} ds, \quad n_{1j} = \frac{iq_j \vec{E} n_{0j}}{km_j V_{thj}^2} Z(\zeta_s),$$

Poisson Denklemi; $\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = ik_0 \epsilon_0 \vec{E} = \sum_j q_j n_{1j}$; n_{1j} yerine koyulduğunda ve elektron bu denklemden çıkarıldıktan sonra yazıldığında;

$$ik \epsilon_0 \vec{E} = q_j n_{1j} \rightarrow ik \epsilon_0 \vec{E} = e \frac{ie \vec{E} n_{0e}}{km_e V_{the}^2} Z(\zeta_s), \quad k^2 = \frac{e^2 n_{0e}}{\epsilon_0 m_e V_{the}^2} Z(\zeta_s), \text{ burada}$$

$$\frac{e^2 n_{0e}}{\epsilon_0 m_e} = w_{pe}^2 \text{ dir. Böylece; } k^2 = \frac{w_{pe}^2}{V_{the}^2} Z(\zeta_s), \text{ elektron için elde edilmiş olmaktadır. (5.61)}$$

denkleminin devam edecek olursak;

$$k \epsilon_0 = \frac{q_j^2 n_{0j}}{km_j V_{thj}^2} Z(\zeta_s) \rightarrow k^2 V_{thj}^2 = \frac{q_j^2 n_{0j}}{m_j \epsilon_0} = \Omega_p^2, \text{ olmaktadır.}$$

Bu kısımdan gelen ifade ise; $k^2 = \frac{\Omega_p^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_s)$, olmaktadır. Tamamı için yazılacak olursa;

$$k^2 = \frac{w_{pe}^2}{V_{the}^2} Z(\zeta_s) + \sum_j \frac{\Omega_{pj}^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_j), \text{ elde edilmektedir. Elektron Landau sönümü genellikle}$$

iyon dalgalarında ihmal edilebilmektedir, bunun nedeni ise $f_s(V)$ 'nin eğimi pik noktası yakınında küçüktür. Denklem (5.64)'de $Z(\zeta_s)$, -2 ile yer değiştirdiğinde iyon dalgası dispersiyon ilişkisini verir.

$$\lambda_D^2 = \sum_j \frac{\Omega_{pj}^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_j) = 1 + k^2 \lambda_D^2 \cong 1 \quad (5.64)$$

(5.61) denklemi; $k^2 = \frac{w_p^2}{w_{th\epsilon}^2}(-2) + \sum_j \frac{\Omega_{pj}^2}{V_{thj}^2} Z(\zeta_j)$, halini almaktadır. Tek iyon türü durumu için özelleştirmek istersek $n_{0\epsilon} = Z_i n_{0i}$ katsayısı (5.65) denkleminde yer aldığından;

$\lambda_D^2 \frac{\Omega_p^2}{V_{thi}^2} = \frac{\epsilon_0 K T_\epsilon n_{0i} Z^2 \epsilon^2}{n_{0\epsilon} \epsilon^2} \frac{M}{\epsilon_0 M} \frac{1}{2 K T_i} = \frac{1}{2} \frac{Z T_\epsilon}{T_i}$ elde edilmektedir. $k^2 \lambda_D^2 \ll 1$, için dispersiyon ilişkisi

$$Z\left(\frac{w}{k V_{thi}}\right) = \frac{2 T_i}{Z T_\epsilon} \quad (5.66)$$

elde edilmektedir.

Bu denklemin çözümü basit değildir. Zamanda sönüm olgusunu çalışabilmek için k 'yı reel w 'yı imajiner olarak alındığı varsayılmaktadır [13]. Daha sonra w 'nın imajiner ve reel kısmı düzenlenmiş olmalıdır. Böylece $Im(\hat{Z}) = 0$ ve $Re(\hat{Z}) = 2 T_i / T_\epsilon$ elde edilmiş olur. Genel, birden fazla w kökü vardır ve hepsi de tutarlılık göstermektedir ve hepsi $Im(w) < 0$ sahiptir. Bu köklerden baskın ve en az sönümlü olanı, küçük $|Im w|$ değerine sahip olanıdır. Uzayda sönümlenme genellikle w 'nın reel k 'nın kompleks alındığı durumdaki gibi davranmaktadır. Daha sonra tekrar k 'nın kökleri $Im(k) > 0$ ile serisi alınır bu uzaysal sönümlenmeyi ifade etmektedir. Buna rağmen baskın kök, kompleks w durumundaki ζ_i teriminin aynı değerine denk gelmemektedir. Analitik sonuç elde etmek için, limiti $\zeta_i \gg 1$ olarak ele alınmaktadır. Bu da geniş sıcaklık oranı $\theta = \frac{2 T_\epsilon}{T_i}$ eşitliğine denk gelmektedir. $Z(\zeta_j)$, için asimptotik tanım;

$$Z(\zeta_i) = -2i\sqrt{\pi}\zeta_i e^{-\zeta_i^2} + \zeta_i^{-2} + \frac{3}{2}\zeta_i^{-4} + \dots \quad (5.67)$$

Eğer sönüm küçük ise, birinci yaklaşımda Landau terimini ihmal edebiliriz. Böylece denklem (5.67) ;

$$\frac{1}{\zeta_i^2} \left(1 + \frac{3}{2}\right) = \frac{2}{\theta}$$

olur.

θ , geniş açılı varsayıldığı için ζ_i^2 değeri geniştir ve ikinci terimde ζ_i^2 terimini $\theta/2$ terimi ile yakınsayabiliriz.

Böylece

$$\frac{1}{\zeta_i^2} \left(1 + \frac{3}{\theta} \right) = \frac{2}{\theta}$$

$$\zeta_i^2 = \frac{3}{2} + \frac{\theta}{2} \quad (5.68)$$

Ya da

$$\frac{w^2}{k^2} = \frac{2KT_i}{M} \left(\frac{3}{2} + \frac{ZT_e}{2T_i} \right) = \frac{ZKT_e + 3KT_i}{M} \quad (5.69)$$

Denklem (5.67) ve (5.68) denklem (5.66) içine yerleştirildiğinde Landau terimini sağlamaktadır.

$$\frac{1}{\zeta_i^2} \left(1 + \frac{3}{\theta} \right) - 2i\sqrt{\pi}\zeta_i e^{-\zeta_i^2} = \frac{2}{\theta}$$

$$\frac{1}{\zeta_i^2} \left(1 + \frac{3}{\theta} \right) = \frac{2}{\theta} \left(1 + i\sqrt{\pi}\theta\zeta_i e^{-\zeta_i^2} \right)$$

$$\zeta_i^2 = \left(\frac{3 + \theta}{2} \right)^{1/2} \left(1 + i\sqrt{\pi}\theta\zeta_i e^{-\zeta_i^2} \right)^{-1}$$

Karekökü genişletirsek;

$$\zeta_i \approx \left(\frac{3 + \theta}{2} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{2} i\sqrt{\pi}\theta\zeta_i e^{-\zeta_i^2} \right) \quad (5.70)$$

Yaklaşık sönümlenme oranı imajiner terimde denklem (5.68) kullanılarak bulunur.

$$-\frac{Im\zeta_i}{Re\zeta_i} = \frac{Imw}{Rew} = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \theta(\theta + 3)^{1/2} e^{-(\theta+3)^{1/2}} \quad (5.71)$$

$\theta = ZT_e/T_i$ ve Rew denklem (5.69) ile verilmiştir.

5.3 Hidromanyetik dalgalar

Alfven dalgaları $\vec{B}_0$ manyetik alanı boyunca $\vec{k}$ dalga vektörüne sahiptir. $\vec{E}_1$ ve $\vec{J}_1$, $\vec{B}_0$ 'a diktir ve $\vec{B}_1$ ve $\vec{V}_1$ hem $\vec{B}_0$ 'a hem de $\vec{E}_1$ 'e diktir [13].

Temel Maxwell denklemleri ile;

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}_1) + k^2 \vec{E}_1 = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}_1 + \frac{i\omega}{\epsilon_0 c^2} \vec{J}_1 \quad (5.72)$$

$\vec{k} = k\hat{z}$ ve $\vec{E} = E_1\hat{x}$ varsayımı nedeni ile, denklemin çözülmesi zor olan bileşeni x bileşenidir.

Burada dalga denklemi kullanılması nedeni ile;

$$\vec{E} = E e^{i(kx - \omega t)} \quad (5.73)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \quad (5.74)$$

$$c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B}_1 = \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \quad (5.75)$$

Vakumda $j=0$ ve $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$ dir. (5.75) denkleminin rotasyoneli alınıp (5.74) denkleminde zamana göre türevi yerine konulduğunda.

$$c^2 \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) = \nabla \times \dot{\vec{E}}_1 = -\ddot{\vec{B}}_1 \quad (5.76)$$

elde edilir.

Tekrar düzlem dalga varsayımı ile $e^{i(kx - \omega t)}$ ya da $\exp[i(kx - \omega t)]$ kullanılarak;

$$\omega^2 \vec{B}_1 = -c^2 \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{B}_1) = -c^2 [\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{B}_1) - k^2 \vec{B}_1] \quad (5.77)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{B}_1 = -i\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1 = 0, \text{ olduğu için } \omega^2 = c^2 k^2 \text{ sonucu bulunur.} \quad (5.78)$$

$\vec{B}_0 = 0$ durumundaki plazmada (5.75) denkleminde J_1/ϵ_0 eklenmelidir. Birinci dereceden yüklü parçacık hareketine göre doğan akımları hesaba katmak için J_1/ϵ_0 terimine ihtiyaç vardır.

$$c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B}_1 = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial J_z}{\partial t} + \vec{E}_1 \quad (5.79)$$

(5.78) denkleminin zamana göre türevi;

$$c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B}_1 = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial J_z}{\partial t} + \vec{E}_1 \quad (5.80)$$

(5.73) denkleminin rotasyonelini alırsak;

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}_1) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}_1 = -\vec{\nabla} \times \vec{B}_1 \quad (5.81)$$

$\vec{\nabla} \times \vec{B}_1$ elimine edip $\exp[i(kx - \omega t)]$ kullandığımızda;

$$-\vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{E}_1) + k^2 \vec{E}_1 = \frac{i\omega}{\epsilon_0 c^2} \vec{J}_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}_1 \quad (5.82)$$

(5.72) denkleminde devam edersek; $\vec{J}_1$ akımı elektronlardan ve iyonlardan gelen katkıya sahiptir. Bunun nedeni de alçak frekansta çalışıyor oluşumuzdan ileri gelmektedir.

(5.72) denkleminin x bileşeni

$$\epsilon_0 (\omega^2 - k^2) E_1 = -i\omega n_0 e (V_{ix} - V_{ex}) \quad (5.83)$$

halini alır.

Bu dalgalar için termal hareketler önemli değildir.

$$V_{ix} = \frac{ie}{M\omega} (\Omega_c^2)^{-1} \vec{E}_1$$

$$V_{iy} = \frac{e}{M\omega} \frac{\Omega_c}{\omega} \left(1 - \frac{\Omega_c^2}{\omega^2} \right) \vec{E}_1 \quad (5.84)$$

Elektron hareket denklemi için karşılaştırmalı çözümü $M \rightarrow m$, $e \rightarrow -e$, $\Omega_c \rightarrow -\omega_c$ yerlerine konularak ve limit $\omega_c^2 \gg \omega^2$ alınarak bulunur.

$$V_{ex} = \frac{ie}{m\omega} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \vec{E}_1 \rightarrow 0$$

$$V_{ey} = -\frac{e}{m} \frac{\omega_c}{\omega^2} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \vec{E}_1 = -\frac{\vec{E}_1}{\vec{B}} \quad (5.85)$$

Bu limitte, elektronların Larmor dönme yarıçapı ihmal edilir. Elektron y yönünde $\vec{E} \times \vec{B}$ sürüklenmesine sahiptir. (5.85), (5.83) denkleminde yerleştirildiğinde,

$$\epsilon_0 (w^2 - c^2 k^2) \vec{E}_1 = -i w n_0 e \frac{ie}{M w} \left(1 - \frac{\Omega_c^2}{w^2}\right)^{-1} \vec{E}_1 \quad (5.86)$$

Ω_p iyon plazma frekansının tanımı kullanılarak

$$w^2 = k^2 \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 M k^2} = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 M} \Omega_p^2 \quad (5.87)$$

$$w^2 - c^2 k^2 = \Omega_p^2 \left(1 - \frac{\Omega_c^2}{w^2}\right)^{-1} \quad (5.88)$$

elde edilir.

Bir sonraki varsayımımız $w^2 \ll \Omega_c^2$ kullanarak, hidromanyetik dalgalar iyon siklotron rezonansının oldukça altındadır.

Bu limitte (5.88) denklemi

$$\begin{aligned} w^2 - c^2 k^2 &= -w^2 \frac{\Omega_p^2}{\Omega_c^2} \\ &= -w^2 \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 M} \frac{M^2}{e^2 B_0^2} \\ &= -w^2 \frac{\rho}{\epsilon_0 B_0^2} \end{aligned}$$

$$\frac{w^2}{k^2} = \frac{c^2}{1 + (\rho / \epsilon_0 B_0^2)} = \frac{c^2}{1 + (\rho \mu_0 / B_0^2) c^2} \quad (5.89)$$

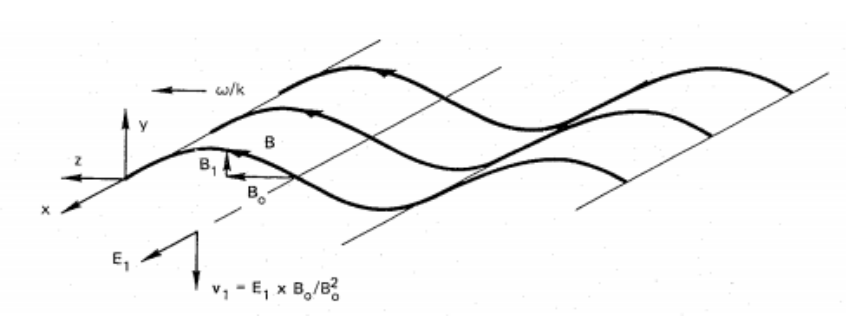
Burada ρ (n_{0M}) kütle yoğunluğudur. Bu sonuç paydanın alçak frekans dik hareketi için göreceli dielektrik sabit olması nedeni ile şaşırtıcı değildir. Denklem (6.92) dielektrik ortamda elektromanyetik dalga için basitçe faz hızını verir.

$$\frac{\omega}{k} = V_\phi = \frac{B_0}{(\rho\mu_0)^{1/2}} \quad (5.90)$$

olarak yazılabilir [13].

Bu hidromanyetik dalga V_A sabit hızında $\vec{B}_0$ manyetik alanı boyunca ilerler ve Alfven hızı olarak adlandırılmaktadır.

$$V_A \equiv B/(\rho\mu_0)^{1/2} \quad (5.91)$$



Şekil 5.4 Alfven dalgalanması [13]

Alfven dalgasının fiziksel anlamına bakacak olursak; Elektromanyetik alan dalgalandıran manyetik alan ile birlikte $\vec{B}_1$;

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}_1 &= -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \\ \vec{E}_x &= (\omega/k) \vec{B}_y \end{aligned} \quad (5.92)$$

olarak verilmektedir.

Şekil 5.4 de gösterildiği gibi küçük bileşen $\vec{B}_y$ $\vec{B}_0$ 'a eklendiği zaman sinüzoidal dalgalandırma kuvvet çizgilerini vermektedir. $\vec{B}_y$ pozitif y yönündedir bu nedenle (5.91) eşitliğine göre eğer (ω/k) z yönünde ise $\vec{E}_x$ pozitif x yönündedir. Elektrik alan $\vec{E}_x$,

plazmayı negatif y yönünde $\vec{E}_1 \times \vec{B}_0$ ile sürüklemektedir. Çünkü limit olarak $w^2 \ll \Omega_c^2$ alınmaktadır, iyonlar ve elektronlar eşitlik (5.84) ve (5.85)'e göre aynı sürüklenme hızı V_y 'ye sahiptir. Böylece plazma ya da akışkan y doğrutusunda aşağı ve yukarı doğru hareket etmektedir. Bu hızın büyüklüğü $|E_x/B_0|$ ile ifade edilmektedir. Bunun nedeni ise alandaki dalgalanmada faz hızı (w/k) üzerinde hareket ederken çizgi kuvveti şekilde de gösterildiği gibi aşağı yönde hareket ediyor olmasından kaynaklanmaktadır. Kuvvet çizgilerinin aşağı yönlü hızı $(w/k)|E_x/B_0|$ ile ifade edilmektedir. Eşitlik (5.92)'e göre akışkan hızı $|E_x/B_0|$ ifadesine eşittir. Böylece parçacıklar alan çizgilerine hapsolmuşlar ise akışkan ve alan çizgileri birlikte salınırlar [13].

BÖLÜM 6

ALFVEN DALGALARI

Alfven dalgaları üç temel MHD dalga çeşidinden bir tanesidir [14,15]. Bu üç temel dalga çeşidi hızlı, orta ya da Alfven ve yavaş mod olarak adlandırılmaktadır. Alfven dalga çalışmaları, Güneş koronasından iyonosfer bölgesine kadar uzanan geniş bir yelpazeyi kapsamaktadır. Ayrıca astrofiziksel plazmada ve jeofiziksel çalışmalarda önemli yer tutmaktadır. Tez çalışmasının kapsamı gereği Alfven dalgalarının Dünya manyetosferindeki ve özellikle Dünya manyetosferinin merkez plazma tabakasına ağırlık verilmiştir [15].

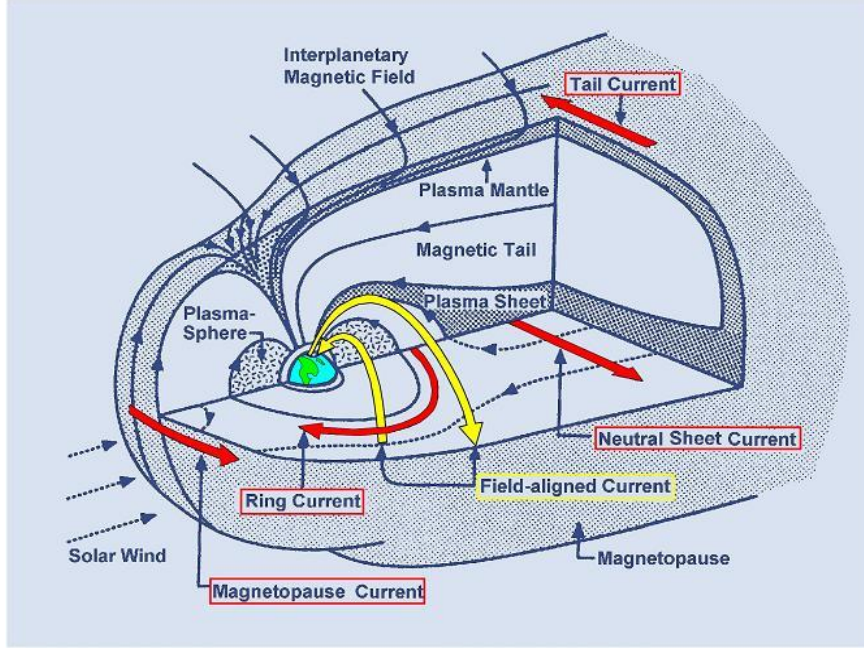
6.1 Alfven Dalgalarının Rolü

Alfven dalgaları ve Dünya manyetosferinde Alfven dalgalarının rolü üzerinde literatürde önemli çalışmalar yapılmıştır. Andreas Keeling tarafından yapılan Dünya Manyetokuyruk Dinamiğinde Alfven Dalgalarının Rolünün araştırıldığı review çalışması da bu kaynaklar arasındadır [15]. Keeling'in bu kaynağı ve kaynaktaki referanslardan faydalanarak Alfven Dalgalarının dünya manyetosferinin dinamiği üzerindeki önemi aşağıda kısaca özetlenmektedir.

6.1.1 Manyetosfer-İyonosfer Birleşimi

Dünya'nın manyetik alan çizgileri, dış manyetosfer ile iyonosferi birleştirmektedir. Bu iki bölgede manyetik alan çizgileri boyunca akan akımlar, dik akımlar tarafından kapatılmaktadır (Şekil 6.1). Bu ise auroral akım çevriminin kapanması sağlanmaktadır. Alfven dalgaları bu alan yönelimli akımların başlıca taşıyıcılarıdır. Birbirinden çokça

farklı bu iki bölgenin birleşimi biri çarpışmalı ve diğeri çarpışmasız olmak üzere, yeni bir bölge oluşturmaktadır ve bu bölgeye auroral ivmelenme bölgesi denmektedir [15].



Şekil 6.1 Dünya manyetosferi ve barındırdığı akımlar ve yönleri

6.1.2 Enerji Taşıyıcısı

Manyetik alan çizgileri boyunca, Alfven dalgaları bir bölgeden diğerine enerji taşımaktadır. Yapılan çalışmalar, substorm genişlemesi olduğu zamanda depolanmış manyetik alan enerjisinin enerji salışı sırasında manyetokuruk bölgesinden auroral ivmelenme bölgesine doğru enerji taşınımı için, Alfven dalgalarının önemli bir mekanizma görevini gördüğünü ortaya koymaktadır [15].

6.1.3 Paralel Elektrik Alan

Geniş ölçekli ve dik dalga uzunluklu Alfven dalgaları, elektron eylemsizlik uzunluğundan ve iyon akustik dönme yarıçapından çok daha geniştir ve bu dalgalar için ilk yaklaşım Ohm yasasından elde edilmiştir. Bu nedenle ortam manyetik alanına paralel, göze çarpan bir elektrik alan içermemektedir. Buna rağmen küçük ölçekli,

kinetik Alfven dalgalarına dalganın bulunduğu plazma ortamı ile etkileşmesine neden olan paralel elektrik alan eşlik etmektedir [15].

6.1.4 Parçacık Hızlandırıcı

Hasegawa [17], manyetosferden fırlatılan Alfven dalgalarının auroral elektronları ivmelendirebileceğini öne sürmüştür ve bugün bu varsayım için örnek kanıtlar bulunmaktadır. Ayrıca Alfven dalgalarının enine ivmelenen iyonların önderliğinde iyonosferden kendini çıkartabildiği düşünülmektedir [15 ve referansları].

6.1.5 Enerji Yutağı

Alfven dalgaları manyetosferdeki diğer enerji formlarından farklı olarak bir çeşit enerji yutağıdır ve bu nedenle fazla yüklenme veya stres salınımına yardımcı olmaktadır. Alfven dalgasının bu rolü Alfven dalgalarının oluşum mekanizması ile çok yakından ilişkilidir. Alfven dalgaları oluşum için belirlenmiş en iyi mekanizmalardan biri Alfven dalgalarının sıkıştırılabilir dalgalar ile mod çiftlenimi yapmasıdır. Doğrudan gözlemler tekrar bağlanma (reconnection) sırasında enerji salınımının Alfven dalgası yarattığını belirtmektedir [15].

6.1.6 Alan Yönelimli Akımlar (FAC)

Alfven dalgaları alan yönelimli akımları taşımaktadır ve yarı statik, alan yönelimli akımların oluşması için önem taşımaktadır. Manyetosferin bazı bölgelerindeki dirençlik ve yayılımdaki ani değişimler Alfvenik yapıda akım cephesi fırlatmaktadır. Bu cephe iyonosferde olduğu gibi potansiyel sınır ve kaynak arasında ileri ve geri yayılmaktadır ve böylece zamanda durağan akım oluşturulmaktadır [15].

6.1.7 Auroral Ark

Auroral ark yapısının oluşmasındaki mümkün senaryolardan biri de Alfven dalgası ve aurora arasındaki ilişkiden kaynaklanmaktadır. Bunun örneği ise alan çizgi rezonans (Field Line Resonance) izleri, optiksel auroral değişimidir [15].

6.1.8 Alan Çizgi Rezonansı

Alan çizgi rezonansı terimini açıklamak için iki yol bulunmaktadır. Birincisi hızlı mod ve kesik (shear) mod Alfven dalgalarının Alfven hızındaki gradyenleri manyetik alana dik olduğu andaki birleşim işlemidir. İkincisi ise durağan Alfven dalgalarının belirli bir manyetik alan çizgisinin öz frekanslarında iki yansıtıcı sınır arasında yaptığı salınımı ifade etmektedir. Hata payı olmayan birçok kanıt alan çizgi rezonansının varlığını belirtmektedir. Alan çizgi rezonansı substorm ile birden fazla şekilde birliktelik göstermektedir, buna örnek olarak ise aurora'nın ışık dalgalanmalarının kontrol edilebilir olması gösterilebilir. Alan çizgi rezonansı substorm başlangıcında başlamaktadır ve substorm oluşumunda rol oynayabilmektedir [15].

6.1.9 ULF (Çok Alçak Frekans) Atımları

Çok alçak frekans atımları dalga olgusunun geniş kısmını kapsamaktadır. İlk olarak Dungey [18] tarafından oluşturulmuştur. Bazı ULF dalgaları Alfven dalgaları tarafından oluşturulmaktadır. Manyetosferik olgu olarak ULF atımları uygulamaları oldukça çoktur [15 ve referansları].

6.1.10 Substorm Dinamikleri

Manyetosferik substorm sırasında Alfven dalga aktivitesi uzay gözlemi ve yer gözlemi olarak rapor edilmektedir. Substorm enerji transportu, parçacıkların ivmelenmesi ve alan yönelimli akımların oluşumu ve aurora oluşumunu içeren, oldukça dinamik bir periyodu ifade etmektedir. Tüm bu işleyişler Alfven dalgası ile ilişkilidir [15].

6.1.11 Enerji Basamağı, Türbülans ve Dirençlik

Dalga enerjisinin kaybı için enerjinin geniş ölçeklerden küçük ölçeklere transferi önemlidir. Bu işlem Alfven dalgası üzerinde operasyoneldir ve dirençlik anormalliklerine, dalga türbülansına neden olabilmektedir. Dirençlik anormalligi manyetosfer iyonosfer birlikteliğinde ve tekrar bağlanmada (reconnection) önemli rol oynamaktadır [15].

6.1.12 Tekrar Bağlanma

Kinetik Alfven dalgaları orta dereceli tekrar bağlanma olarak önerilmektedir. Son zamanlarda çalışılan Alfven dalgaları tekrar bağlanma bölgesinde gözlemlenmektedir ve küçük ölçekteki Alfven dalgaları tekrar bağlanma işlemi için enerji yutağı olmaktadır [15].

6.1.13 Astrofiziksel ve Jeofiziksel Uygulamalar

Alfven dalga uygulamaları manyetosferin ötesindedir. Alfven dalgaları diğer gezegenlerin manyetosferinde de gözlemlenmektedir. Alfven dalgalarının önemli rollerinden birisi de, Güneş rüzgarı, Güneş parlaması, Güneş koronası ve Dünya'nın çekirdeği ile alakalı problemlere çözüm bulmasıdır [15 ve referansları].

6.2 Alfven Dalgalarının Uzay Tabanlı Belirlenmesi

İlk yaklaşım olarak manyetik alan boyunca yayılan shear Alfven dalgaları toplam manyetik alanı değiştirmemektedir. Bu nedenle, uzayda elektrik alan ölçümleri henüz kullanılabilir olmadan önce, iyon jiro frekansı altındaki ortam manyetik alanına dik olan manyetik dalgalanmalar ve toplam manyetik alanın herhangi bir değişim göstermediği bu yapı Alfven dalgası olarak yorumlanmıştır. Metot, alan yönelimli akımların içinden geçen sistemde hızlı hareket eden uydular tarafından farklılıkların belirlenmesine olanak verememiştir.

Alfven dalgalarının belirlenmesinde en çok kabul gören yöntem iki dik pertürbasyon alanı olan δE ve δB arasındaki oran ile ilişkilidir. Bu oran Alfven hızı V_A ile ilişkilidir. Ek olarak, yöntem iyon siklotron frekansı altında dalga frekansı gerektirmektedir. Küçük ölçekli dalgalar için oran, iyon jiro yarıçapı gibi parametreler içermektedir ve modifiye edilmektedir. Bu parametreler $\delta E/\delta B$ oranını bölgesel Alfven hızından daha büyük hale getirmektedir. Standing Alfven dalgası durumunda $\delta E/\delta B$ oranı Alfven hızına eşit olmamaktadır fakat E ve B alanlarının düğümsel yapısı nedeni ile modifiye edilebilmektedir. Bu durumda monokromatik Alfven dalgalarının birbiri ile ilişkili pertürbe iki alanı 90° faz kaymasında Alfven dalga iz sonuçları oldukça ikna edici olmaktadır. [15 ve referansları]. Standing Alfven dalgası, manyetosferdeki iki tür polarizasyonu tanımlamaktadır. Toroidal Alfven salınımında distürbe manyetik alan ve

plazma azimutal olarak dalgalanmakta iken, elektrik alan manyetik kabuk boyunca radyal olarak dalgalanmaktadır. Poloidal salınım için ise; durum tam tersidir manyetik alan ve plazma radyal olarak dalgalanırken, elektrik alan azimutal olarak dalgalanmaktadır. Her iki jeomanyetik alan, hem güney hem de kuzey yarım kürede Dünya iyonosferini geçmektedir. Bu alan çizgileri boyunca yayılan Alfven salınımları manyetik olarak eşlenik iyonosferde standing formundadır [19].

Standing Alfven dalgası birden fazla üst üste binmiş frekans bileşeni barındırabilir. Dubinin vd. [20] göstermektedir ki; bu tür bir durumda dalga alanları δE ve δB Hilbert dönüşümü üzerinden birbirleri ile ilişkilendirilmektedir [15 ve referansları]. Bu dönüşüm kaymaları tüm frekanslarda 90° üzerinden ve genlikleri değişmeden yapılmaktadır.

Hareket halindeki Alfven dalgaları için, pertürbe manyetik alan ve akışkan hızı $V = \pm \delta B / \sqrt{\mu_0}$ ile ilişkilidir. Bu nedenle eğer elektrik alan ölçümleri mevcut olmaz ise $\delta \vec{B}$ ve $\vec{V}$ karşılaştırılabilir olmaktadır. $\vec{V}$ değerinin bilinmesi elektrik alanın hesaplanmasına “frozen-in” koşulu üzerinden olanak vermektedir, $\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B}_0$.

Türbülans dalga alanlarında yukarıda bahsedilen teknikler uygun görünmemektedir. Ölçülen ve teorik dalga dispersiyon eğrilerinin karşılaştırılması Alfven dalgalarının varlığındaki çıkarımla yapılabilmektedir.

Alfven dalgalarının çeşitli uzaysal ve zamansal ölçekler ile iyonosferin ya da paralel elektrik alanlar ile etkileşimi δE ve δB arasında 90° den daha karmaşık faz ilişkilerine sebep olabilmektedir; E/B oranı tahmin edilemeyen yollar ile etkilenmektedir. Daha da ötesinde Alfven dalgaları üretim bölgesi ve etkileşim bölgesinin her ikisi ile yürütülen dinamik değişimler altına girmektedir. Alfven dalgalarının bu tür zamansal gelişimi için en iyi belirleme yöntemi nümerik yöntemler olmaktadır. Model benzetim sonuçları ile gözlemlenen sonuçlar bu nedenle Alfven dalgalarının belirlenmesinde dolaylı belirleme yöntemi olarak kullanılmaktadır.

Günümüzde Alfven dalgalarının elektronları ivmelendirdiği özellikle auroral bölgede net olarak anlaşılmaktadır. Örneğin dalga ivmelenmeli elektronlar, statik alan yönelimli potansiyel tarafından ivmelendirilenlerden farklı izler taşımaktadır. Bu nedenle dolaylı belirleme yöntemi olarak bu dalga ivmelenmeli elektronların eşzamanlı varlığı ve

türbülans dalga alanları, Alfven dalgalarının pertürbe alanları olarak belirlenmektedir. E/B oranı ile Alfven dalgalarının belirlenmesinde uzayda yapılan yani uzay plazması ile direk etkileşimde bulunabilen araçlar tarafından algılanarak yapılması yer gözlemlerine göre daha doğru sonuçlar vermektedir. Bu nedenle diğer teknikler yeryüzü merkezli manyetometre ve radar verisi kullanılarak geliştirilmektedir.

Yeryüzü tabanlı manyetometreler hızlı ve yavaş Alfven mod dalgalarının belirlenmesine ayrımının yapılmasına uygun değildir. Bu belirlenemeyişin temel nedeni Alfven dalgasının pertürbe manyetik alanı iyonosferden yere doğru dalga hareketi olarak 90° rotasyon altına girmesidir. Bunun nedeni ise mod dalganın rotasyona maruz kalmamasıdır ve hem Alfven dalga modu hem de hızlı dalga modu aynı manyetik alan polarizasyonuna sahiptir. Buna rağmen alan yönelimli rezonans durumunda dalgadaki polarizasyon ve genlik, enlemsel değişimlerin analiz edilmesi ile belirlenebilmektedir, çünkü alan çizgi rezonansı için faz tersine dönüş bölgesinde genlik maksimumdur.

Yukarıdaki tekniğe benzer olarak alan çizgi rezonansı ile ilişkili elektrik alan manyetik alanda olduğu gibi aynı polarizasyon ve genliği göstermektedir. Bu olgu kuzey güney bileşenlerindeki iyonosferik elektrik alanların radar ölçümleri tarafından doğrulanmaktadır.

Alfven dalgaları iyonosferde plazma düzensizliklerinin yoğunluklarını düzenlemekte ve arttırmaktadır. Düzensizlikler geri saçılım radarları ile ölçülebilmekte ve bu nedenle Alfven dalgalarının belirlenmesinde kullanılabilir [15].

6.3 Alfvenik Poynting Akısının Hesaplanması

Alfven dalgaları ile ilişkili önemli bir nicelik Poynting akısıdır [15]. Poynting akısı dalga enerjisini taşımaktadır ve enerji kaybı işlemi sırasında parçacık enerjisine dönüştürülebilmektedir. Poynting akısı ayrıca enerji akış yönünü belirtmektedir ki bu yön belirleme yalnızca $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ ölçülmesi ile mümkün olmamaktadır. Poynting vektörü $\vec{S}$ hesaplanmasında ilgili alanlara gereksinim vardır, bunlar pertürbe elektrik alan ve pertürbe manyetik alandır $\delta\vec{E}$ ve $\delta\vec{B}$.

$\vec{S} = 1/\mu_0 \delta\vec{E} \times \delta\vec{B}$, kabaca anlatılmak istendiğinde Poynting akısının yalnızca hacim üzerinden integrali Poynting akısının oluşumu ve enerji kaybı açısından fiziksel olarak

önem taşımaktadır. Poynting akısının özel bir bölgede varlığı bu akının ne enerji kaybedeceğini ne de dolanımında olacağını söylememektedir.

Manyetosfer özelinde ele alındığı zaman ölçülen manyetik alan $\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}$ burada $\vec{B}_0$ ortam manyetik alanı ve $\delta\vec{B}$ pertürbe manyetik alanı ifade etmektedir. Elektrik ve manyetik alan için iki kaynak tanımlanabilmektedir, Alfven dalgaları ve yarı statik alan yönelimli akımlar ki bunlar iyonosphere ya da uyduların altındaki irtifalara yakındır. Her iki kaynaktan manyetik alan boyunca yayılan Poynting akısı ile ilişkili ve aynı polarizasyona sahip elektrik ve manyetik alan pertürbasyonlarına sahiptir. Ek olarak Alfven dalgası ile ilişkili Poynting akısının iki katkısı vardır. Birincisi ortam manyetik alanına dik akınıdır ki bu akım $\delta\vec{E} \times \vec{B}_0$ ile orantılı ve birçok dalga periyodu üzerinden ortalaması alındığında sıfır olan iletim taşınımını belirtmektedir. Tamamıyla pertürbe elektrik alan $\delta\vec{E}$ ve pertürbe manyetik alana $\delta\vec{B}$ bağlı olarak, ortam manyetik alanı boyunca enerjinin taşınımının hesaba katıldığı katkı olmaktadır. Statik alanlar durumunda ise yine benzerlik göstermektedir, yalnızca $\delta\vec{E}$ ve $\delta\vec{B}$ katkısı Poynting akısına fiziksel olarak anlamlı katkıda bulunmaktadır. $\delta\vec{E} \times \vec{B}_0$ niceliği enerji akışı ve enerjinin kaybolması ele alındığı zaman herhangi bir kullanışlı bilgi içermemektedir. Bu nedenle $\vec{B}_0$ filtrelenmesi uygundur. Hem Alfven dalgalarında hem de yarı statik alan yapısı eş zamanlı olarak sunulabilmektedir. Bazen her iki taraftan gelen katkının ayrılması zor olmaktadır. Problemin fiziksel kavrayışında, iki sinyalin Alfvenik ve yarı statik yapısı arasında ayrılmasına ihtiyaç duyulmaktadır, ya da birine farklı frekans bantlarını filtrelemek için tekrarlama uygulamasına ihtiyaç duyulmaktadır. Farklı frekans bantları için Alfven kıstaslarına uyup uymadığı her bir adımda kontrol edilmelidir. Buradaki Alfvenik kelimesinin nitelendirdiği ise sıkıştırılamayan manyetik alan ve hız bileşenlerinin ortam manyetik alanı ile dik olduğu durumdur [15,21] .

6.4 Merkez Plazma Tabakasında Alfven Dalgaları

Merkez plazma tabakası, plazma tabaka sınır katmanı ve alçak enlem sınır katmanı ile sınırlandırılmış sıcak plazma içeren ve tersine dönme bölgesi ve akım tabakası tarafında yer almaktadır. Merkez plazma tabakası birçok fiziksel olgunun gerçekleştiği bölge olarak bilinmektedir, bunlar patlamalı kitle akışı (bursty bulk flow), çırpma hareketi (flapping motion), substorm akım sıkışma başlaması, hızlı akışın frenlenmesi,

düzensizlikler nedeniyle oluşan enine kuyruk akım bozulmaları, adyabatik ve adyabatik olmayan ısınmalar, sıçrama yapan iyon kümeleri gibi olaylar meydana gelmektedir. Merkez plazma tabakası ayrıca MHD dalgaları ile ilişkilendirilmektedir bu dalgalar hem hızlı hem de yavaş Alfven modunun her ikisini de içermektedir. Bu dalgaların frekans aralığı Pc5 ($1 - 7 \text{ mHz}$) den Pi1 ($22 \text{ mHz} - 1 \text{ Hz}$) atım aralığına değişmektedir. Merkez plazma tabakasında alan çizgi rezonansı, manyetokuyruk dinamiklerinde önemli rol oynamaktadır. Alan çizgi rezonansları Pc5 frekans aralığı ve Pi2 frekans aralığı içinde bölünebilmektedir bu Pi2 ve substorm başlangıcı ile uyum içindedir. Merkez plazma tabakasında Alfven dalgalarının çoğu alan çizgi rezonansı formunda görülmektedir [15].

6.5 Pc5 Atımları

Pc5 atımı temel olarak yüksek enlem fiziksel olgusudur. Yalnızca uzun periyodları ile değil ($150 - 600 \text{ s}$) aynı zamanda büyük genlikleri ile de karakterize edilirler. Genlikleri yüksek enlemlerde $\approx 40 - 100 \text{ nT}$, eğer yüksek bir aktivite söz konusu ise $400 - 600 \text{ nT}$ ulaşabilmektedir. Pc5 genellikle $60 - 75^\circ$ enlemlerinde gözlemlenmektedir. Maksimum genlik enlemi artan frekans ile azalmaktadır. Bütün frekanslar için ilişkili genlik maksimum yakınında faz π ile değişir ki bu da alan yönelimli rezonansın özelliğidir. Salınımlar sıklıkla sabah ve öğle saatlerinde meydana gelmektedir. Güçlü jeomanyetik aktivite için $K_p \geq 5$ Pc5 salınıminin oluşumu 06:00-18:00 bölgesel saat aralığında oluşmaktadır. Pc5 yoğunluk maksimumunun enlemi artan K_p indeksi ile azalır ve ana periyodu, 70° den 60° enlemine maksimumu değiştirildiğinde 500s den 300s düşmektedir. Bu tip jeomanyetik enlem ile periyodun birleşimi, Pc5 atımlarının manyetosferik düzensizliğin artması olarak Dünya'ya en yakın olduğu alan çizgilerinde belirmesini ifade etmektedir [4,15].

6.6 Pi2 Atımları

Pi tipinin düzensiz atımları manyetosferik substorm ile yakından ilişkilidir. Bu tip atımlar süresi 5-10 dakika ve periyodu 60-100s olan salınım sönümlenmesinin karakteristik şekline sahiptir. Pi2 atımının en önemli özelliği bu salınımların başlangıcının substorm patlayıcı fazında olmasıdır. Ani Pi2 sıçraması patlayıcı fazın

başlangıcı için bir tür sinyali belirtmektedir. Pi2 atımının frekansı substrom gelişimi sırasında gözlemlenebilmektedir. Işın tipli auroraların görünümü, bu salınımların periyod oluşumlarının karakteristiği ile belirtilmektedir ki bu da elektron akışının girişin doğrulamaktadır. Auroraların parlaklığının artması salınımların genliğinin artması anlamına gelmektedir [4,15].

6.7 Kinetik Alfven Dalgaları

Alfven dalga modu, iyi bilinen üç ideal manyetohidradinamik dalga modlarından bir tanesidir. Astrofiziksel ve uzay plazmasında enerji dönüşümü ve taşınımı olgularında Alfven dalga modu önem taşımaktadır. Buna rağmen geniş ölçekli Alfven dalgaları homejen plazmada hareket ederken enerjisini efektif olarak ortam ile değiştirememektedir. Bunun nedeni ise bölgesel ortamdaki parçacıkların mikroskobik kinetik ölçekleri ile dalga ölçeği arasındaki eşleşmenin olmamasından kaynaklanmaktadır. Kinetik Alfven dalgaları, parçacıkların mikroskobik kinetik ölçekleri ile karşılaştırılabilir kısa dik dalga boyuna sahip dispersif Alfven dalgalarıdır. Bu elektron eylemsizlik uzunluğu λ_e ve iyon dönme yarıçapında ρ_i olduğu gibidir fakat iyon siklotron frekansı altında olan alçak frekansları nedeniyle iyon eylemsizlik uzunluğuna göre daha geniş paralel dalga uzunluğuna sahiptirler. Bölgenin uzaysal yükünün varlığına göre küçük ölçeklerde elektron ve iyonların farklı hareketleri nedeniyle kinetik Alfven dalgaları ortam manyetik alanına $\vec{B}_0$ paralel sıfırdan farklı bir elektrik alana sahiptir. Bunun anlamı plazma parçacıklarının ivmelenmesine ve ısınmasına önemli derecede katkıda bulunabileceğidir [22,23]. Shear (kesme) Alfven dalgalarının dispersiyonu manyetik alan dalga uzunluğu dik iken, elektron eylemsizlik uzunluğu $(c/w_{pe} \equiv V_A/\Omega_e)$ ya da proton ses “sound” Larmor yarıçapı $(\rho_s = c_s/\Omega_p)$ ile karşılaştırılabilir olduğunda modifiye olmaktadır. Burada w_{pe} , elektron plazma frekansı Ω_e , elektron siklotron frekansıdır. V_A ve c sırasıyla Alfven hızı ve ışık hızını ifade etmektedir. Bahsedilen durumlarda dalgalar hem eylemsiz (inertial) hem de kinetik Alfven dalgaları olarak sınıflandırılmaktadırlar. Bu sınıflandırma hangi tür dispersiyon ilişkisinin olduğuna göre değişmektedir. Yani sonlu elektron eylemsizliği ya da sonlu Larmor ses yarıçapına göre değişmektedir. Her iki modda da ele alınması gereken manyetik alana paralel eşlik eden elektrik alan bulunmaktadır. Eylemsiz

(inertial) Alfven dalgaları (EAD) için ve Kinetik Alfven Dalgaları (KAD) için küçük ölçekli auroral ark fiziğinde önemli yer tuttuğuna inanılmaktadır. Bölgeselleşmeleri ve geniş genlik özellikleri nedeniyle bu dalgalar Tek (solitary) Kinetik Alfven dalgaları olarak nitelendirilmişlerdir [23].

Manyetohidrodinamik dalgalar iyon sonlu Larmor yarıçapı etkisi üzerinden Kinetik Alfven dalgalarına dönüştürülebilmektedirler. Kinetik Alfven dalgalarına sıkıştırılmalı manyetik alan ve paralel elektrik alan eşlik etmektedir. Daha önce yapılan çalışmalar plazma yoğunluğu ve manyetik alan gradyenlerinin yüksek β beta plazmada Kinetik Alfven dalga oluşumu için iki büyük etken olduğunu göstermektedirler. Sıkıştırılmalı manyetik alan Kinetik Alfven dalgalarının bir diğer özelliğidir [24].

6.8 Plazma Tabakası Sınır Katmanında Alfven Dalgaları

Plazma tabakası sınır katmanı (PTSK) plazma tabakasının dış kısmı ile tabakanın alçak ve yüksek irtifalarının sonlandığı noktada form kazanmaktadır. PTSK lob arayüzü manyetokuyruktaki açık ve kapalı alan çizgileri arasında kalan bölümdür. PTSK auroral substorm fiziği için çok önem arz eden bir bölgedir. PTSK içinden enerji taşınımının çeşitli formlarının aurora oluşumu ile ilişkili olduğu gösterilmektedir. Enerji iletiminde, kinetik enerjinin iyon ışınları tarafından ve elektromanyetik enerjinin yarı statik alan yönelimli akımlar tarafından iletildiği öne sürülmekteydi fakat son zamanlarda bu fikir revize edilerek PTSK içindeki geniş genlikli Alfven dalgalarının önemli derecede Poynting Akısını auroral ivmelenme bölgesine taşıdığı rapor edilmiştir [15].

BÖLÜM 7

HİDROMANYETİK KARARSIZLIKLAR

Bu bölümde hız uzayındaki kararsızlıklar çok alçak frekanslar $\omega \ll \omega_{ci}$ ve çok uzun dalga boyları $\lambda \gg V_{Ti}/\omega_{ci}$ için ele alınmaktadır. Burada ω_{ci} iyon siklotron frekansı, V_{Ti} iyon termal hızı, λ dalga boyunu belirtmektedir. Bu düzen içerisindeki kararsızlıklara hidromanyetik kararsızlıklar denmektedir. Bu kararsızlık yüksek beta plazmada meydana gelmektedir ve anizotropik basınç nedeniyle olmaktadır [25].

7.1 Ayna (Mirror) Kararsızlığı

Kararsızlık beta β (plazma basıncının manyetik basınca oranı) plazma geniş olduğu zaman meydana gelmektedir. Plazma basıncının dik bileşeninin manyetik basınca $\beta_{\perp}$ oranının birden büyük olmasını gerektirmektedir. Kararsızlık için gerekli anizotropi β parametresine ters orantılı olarak bağlıdır [26]. Yüksek beta β plazma, basınç anizotropisi ($\beta_{\perp} > \beta_{\parallel}$) ile kararsız hale gelebilmektedir [27].

7.2 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı

Jeofizikteki en önemli kararsızlıklardan biri de Kelvin Helmholtz (KH) kararsızlığıdır. İnce sınır tabakası boyunca geniş kesme (shear) akışları varlığında meydana gelmektedirler. KH kararsızlığı uzayın birçok bölgesinde bulunabilmektedir; Güneş koronası, iyonosfer ve astrofiziksel nesneler. KH kararsızlığının en çok bilinen uygulaması Dünya'nın manyetosferik sınırındaki yüzey dalgalarıdır. Manyetosferik sınır KH kararsızlık oluşumu için iyi bir adaydır. Bunun nedeni ise güneş rüzgarı tarafındaki yüksek hız ve sınırın manyetosferik tarafındaki durgun akıştır [28].

7.3 Sıcaklık Anizotropisi: Firehose Kararsızlığı

Alfven dalgalarını da içeren hidrodinamik kararsızlıklara verilebilecek örneklerden bir tanesidir. Parçacık basınç anizotropisi ya da sıcaklıkların manyetik alana paralel ve dik olması nedeniyle meydana gelmektedir [14]. Basınç ya da sıcaklık anizotropisi güçlü manyetik alan içinde çarpışmasız plazmanın yapısal karakteristiğidir. Bu yapı Güneş, güneş rüzgarı ve gezegensel manyetosferde gelişebilmektedir. Örnek olarak ise; $p_{\perp} > p_{\parallel}$ ve $p_{\parallel} > p_{\perp}$ durumlarının jirotropik basıncı büyüme eğilimindedir. Bahsedilen durumlar verilen sıraya göre manyetokılıf (magnetosheat) ve manyetokuyruk bölgelerini belirtmektedir. MHD teorisinde homojen manyetize plazmada $p_{\perp} > p_{\parallel}$ ve $p_{\parallel} > p_{\perp}$ yeterince geniş basınç anizotropileri sırasıyla ayna (mirror) ve firehose kararsızlıklarına neden olmaktadır [29].

SONUÇ VE ÖNERİLER

Tezin uygulamalar kısmında Dünya manyetosferinin özellikle merkez plazma tabakasındaki alçak frekans yapılarının gözlemlerine ve analizine yer verilmiştir. Alçak frekans yapısı olarak gözlemlenmesi yapılan fiziksel olgular ise Kinetik Alfven Dalgaları ve ayna (mirror) mod düzensizliktir. Her iki fiziksel olgu için de eş zamanlı olarak manyetik alan bileşenleri, yoğunluk, plazma beta parametresi gibi temel faktörlerin analizinin yanı sıra ayna mod yapının gözlemlenmesinde önemli parametrelerden olan ve düzensizlikte önemli rol oynayan iyon anizotropisi dolayısıyla sıcaklık gözlemleri önemli yer tutmaktadır. Daha önce merkez plazma tabakası ya da benzer plazma özelliklerine sahip bölgelerde yapılan çalışmalar ışığında parametre analizleri yapılmıştır. Bu bölgede temel iki yapı olan KAD ve ayna yapısı veya düzensizliğinin eş zamanlı olarak gözlemlenmesi gelecek çalışmalar için önem taşımaktadır.

8.1 Kullanılan Araçlar ve THEMIS Görevi

THEMIS (The Time History of Events and Macroscale Interactions During Substorms) verileri manyetosferi anlamamıza önemli katkıda bulunmaktadır. THEMIS uydu sistemi atmosferdeki aurora oluşumları hakkında bilgi sağlamak amacıyla kullanılmaktadır. Aurora sebeplerinin anlaşılması, araştırmacılar için Dünya manyetosferinin nasıl işlediği ve Dünya Güneş bağlantısı hakkında önemli veriler sağlamaktadır [30]. THEMIS'in görevi, şiddetli fırtınaların Dünya manyetosferinde başlattığı olayların, yere yakın uzay içindeki gizemlerini çözmektir. Uzay havasının anlaşılması ve tahmini, uzay aracı ve astronotların faaliyet ortamının tarifi ve güvenliğinin sağlanması için önemlidir.

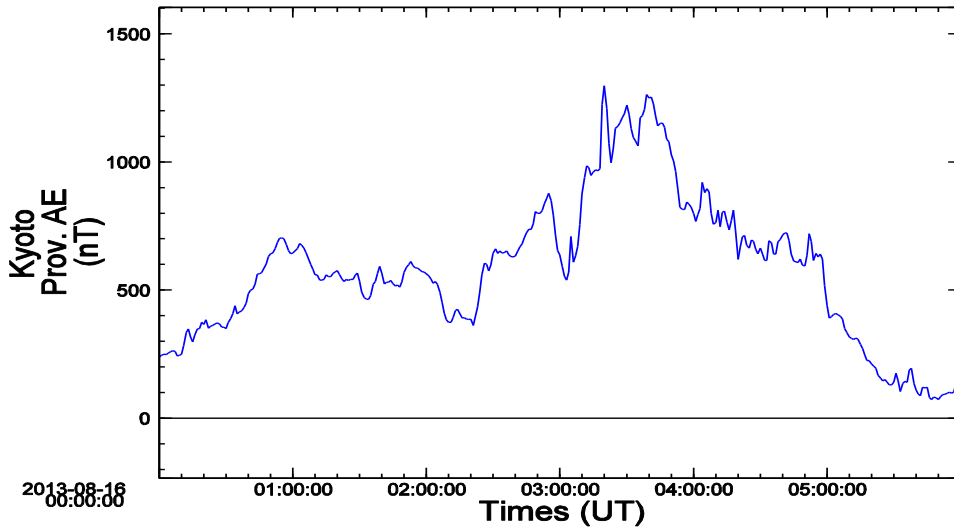
Substormlar, yoğun uzay fırtınalarına eşlik ederek iletişimi bozabilmektedir. THEMIS verileri, çeşitli ve yoğun uzay fırtınalarının nedenlerinin, enerjinin hangi yollarla taşındığı, çeşitleri, enerji dönüşümleri gibi fiziksel olayların çözümlenebilmesi açısından önem taşımaktadır.

Themis uzay aracı ile kullanılacak veriler uygulama kısmında önemli yer tutmaktadır. Manyetosferin merkez plazma tabaka bölgesinin incelenmesinde plazma nicelikleri THEMIS uzay aracı üstündeki ESA, FGM, MOM, SST aletleri ile data kullanımı ve analizi ile yapılmıştır. ESA (Electrostatic Analyzer) enerji aralığı 5 eV mertebesinden 25 keV mertebesine çıkan iyon ve elektron dağılım fonksiyonlarını sağlamaktadır. FGM (Flux Gate Magnetometer) yüksek çözünürlüklü (128 Hz) DC manyetik alan verisi sağlamaktadır. SST (Solid State Telescope) yüksek enerjili, 25 keV mertebesinden 1 MeV mertebesine kadar iyon ve elektron akışlarını sağlamaktadır. MOM aracı ise SST ve ESA parametrelerinin birleşimini vermektedir. Plazma parametrelerinin yanında dalga yapısının elektrik alanı ve manyetik alanı sırasıyla EFI (Electric Field Instrument) ve SCM (Search Coil Magnetometer) araçları ile sağlanmaktadır. EFI, dalga yapısının 3 eksenli elektrik alan verisini sağlamaktadır, çözünürlüğü parçacık patlaması modunda 128 Hz ve dalga patlaması modunda 8192 Hz mertebelerindedir. SCM ise EFI ile aynı çözünürlükte manyetik alan dalga yapısı verileri sağlamaktadır [31]. FIT modülü ile FGM ve EFI dataları ile elde edilmiş olan verilerin dalgalanma ya da istenilen aralıktaki ortalama değerlerini vermektedir. DFB aracı ile elektrik alan aracı (EFI) ve manyetik alan aracı (SCM) için spektral işlem yapmaktadır. Görülmek istenen dalga aktivitesi için altı farklı frekans ölçeğinde frekans değerler vermektedir. Bu seçim aranan dalga aktivitesine göre yapılmaktadır. SPEDAS (Space Physics Environment Data Analysis Software) GUI sanal makinesi ara yüzü ile yukarıda bahsedilen araçlar ile plazma verileri grafiksel olarak elde edilebilmektedir. Ayrıca ara yüzde bulunan veri işleme, hesaplama seçenekleri ile veriler işlenip hesaplama yapılabilir.

8.2 Manyetosfer Aktivitesi-Substorm

Tezin uygulama kısmında özellikle alçak frekans yapılarının sıkça karşılaşıldığı manyetosferik olaylardan biri olarak substorm ele alınmıştır. 16 Ağustos 2013 tarihinde evrensel zaman diliminde gece yarısı substorm göstergesi olarak kullanılan AE indeksinde 1000 nT ya yaklaşan ve geçen güçlü bir aktivite gözlemlenmiştir. Bu

aktivitenin yani substorm'un başlangıç ve genişleme fazı önem arz etmektedir. Gözlemler substorm aktivitesinin başlangıç ve genişleme fazını kapsamaktadır. Şekil 8.1'de 16 Ağustos 2013 tarihine ait altı saatlik AE indeksinin zaman dilimi gösterilmektedir. Kuvvetli substorm olayı gece yarısı $\sim$ 02.20-05.30 UT saatleri arasında meydana gelmiştir. Substorm başlangıcı $\sim$ 02.20 UT ve genişleme fazı $\sim$ 02.58-03.10 UT arası olarak tespit edilmiştir. Alçak frekans yapısının incelenmesinde bu saatler dikkate alınmıştır. AE indeks grafiği World Data Center for Geomagnetism Kyoto sitesinden elde edilmiş ve SPEDAS ile çizdirilmiştir.



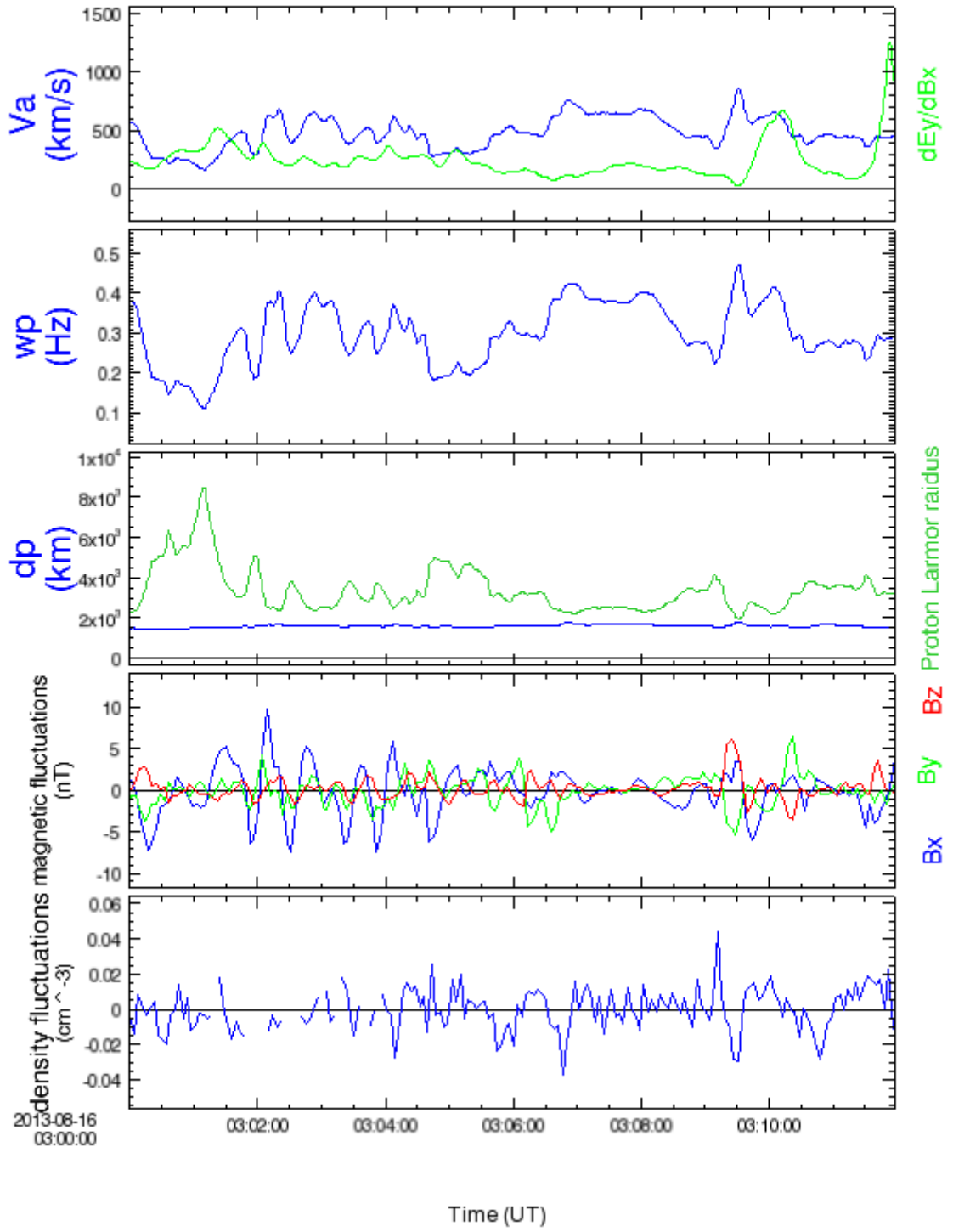
Şekil 8.1 16 Ağustos 2013 tarihinde 00:00-06:00 (UT) arasında AE indeks değişimi

8.3 Alçak Frekans Yapılarının Gözlemi

Alçak frekans gözlemlerinin yapıldığı bölge için THEMIS-E uzay aracı verileri kullanılmıştır. THEMIS-E uzay aracı Dünya'ya yakın merkez plazma tabakasında ekvatorial düzleme oldukça yakındır. Koordinatları ise Geocentric Solar Magnetospheric (GSM) $X_{RE} = 11.595$, $Y_{RE} = 0.495$, $Z_{RE} = 1.153$. Bu koordinat sisteminin özelliği ise X eksen güneşe doğru, Z eksen ise X eksen düzlemine dik doğrultuda Dünya manyetosferik dipol ekseninin izdüşümündedir. Jeomanyetik alanın yönü manyetosfere oldukça yakın olması nedeniyle gezegenler arası manyetik alan bileşenleri için en kullanışlı koordinat sistemi olarak kabul edilmektedir [32]. Tez çalışmasında üzerinde önemle durulan ve alçak frekans yapılarından olan Kinetik Alfven dalgaları, dağıtıcı özelliğe sahiptir. MHD Alfven dalgalarının tersine KAD eşlik eden paralel bir elektrik

alan vardır ve MHD Alfven dalgasının yapısı olan “frozen-in” durumunu kırmaktadır [33]. MHD Alfven dalgaları sonlu iyon Larmor yarıçapı etkisi üzerinden KAD yapısına dönüşmektedir [24].

Merkez plazma tabakası sahip olduğu plazma yapısı nedeniyle KAD gözlemleri için uygun ortamı barındırmaktadır. Özellikle plazma beta β ($\beta = 2\mu_0 nT/B^2$) değeri ortamın özelliklerinin anlaşılması açısından öneme sahiptir. Manyetopoz ve merkez plazma tabakası yüksek β plazma içermektedir $\beta \sim (1 - 100)$ [24]. Bu özellik de bize ortamın dispersif yapısı hakkında fikir verebilmektedir. Şekil 8.2’de Kinetik Alfven dalgası ile ilişkili parametrelerin gözlemleri sunulmaktadır.



Şekil 8.2 16 Ağustos 2013 tarihinde 02:58:00-03:12:00 (UT) arasında üst panelden aşağı panele doğru, aynı panel içinde E_y/B_x oranı yeşil çizgi ile belirtilirken, bölgesel Alfvén hızı V_a (mavi) ile belirtilmektedir. Proton siklotron frekansı, proton eylemsizlik yarıçapı

(mavi) ve proton Larmor yarıçapı (yeşil) , manyetik dalgalanmalar (B_x, B_y, B_z) ve yoğunluk dalgalanmaları gösterilmektedir.

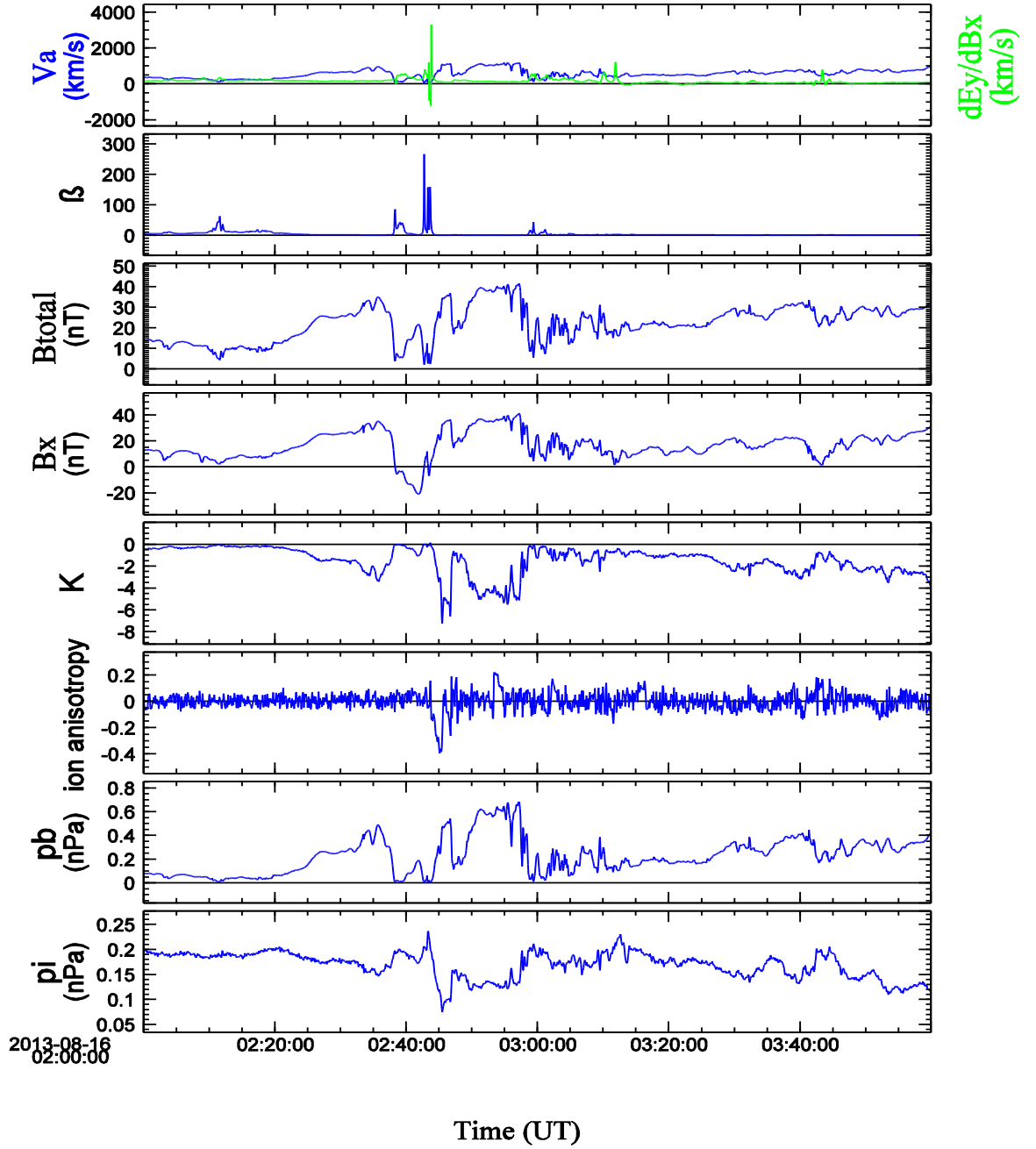
Şekil 8.2 'de üst panelden aşağı panele doğru, aynı panel içinde E_y/B_x oranı yeşil çizgi ile belirtilirken, bölgesel Alfven hızı V_a ile belirtilmektedir. Proton siklotron frekansı, proton eylemsizlik yarıçapı (mavi) ve proton Larmor yarıçapı (yeşil) , manyetik dalgalanmalar (B_x, B_y, B_z) ve yoğunluk dalgalanmaları sırası ile belirtilmektedir.

Şekil 8.2'deki üstten ilk panelde Kinetik Alfven dalgalarının ayırıcı özelliği olan E_y/B_x oranının bölgesel Alfven hızına hemen hemen eşit olduğu yani bu iki parametrenin birbirine oranı hemen hemen birim olduğu zamanlar gösterilmektedir. Yeşil ve mavi çizgilerin kesiştiği zamanlar bu birimi göstermektedir. Diğer panellerde ise alçak frekans yapısı olarak Kinetik Alfven dalgalarının destekleyici özellikleri aşağıdaki panellerde yer almaktadır. Hasegawa ve Mima'nın yaptıkları çalışmalar ışığında, Kinetik Alfven dalgaları manyetik alana paralel yönde MHD dalgasının ölçek uzunluğuna sahipken, iyon siklotron frekansı altındaki frekansları nedeniyle iyon dönme yarıçapı ölçeğine sahiptir. İkinci ve üçüncü paneller bu çalışma ile uyum göstermektedir [34]. Ayrıca manyetik alan ve yoğunluğun alçak frekans dalgalanmaları Kinetik Alfven dalga yapısı ile uyum göstermektedir [24].

Tezin uygulama kısmındaki ikinci alçak frekans yapısı ayna mod yapısı ya da ayna kararsızlığıdır. Bu kararsızlığın ve yapının araştırılmasında substorm olayı Kinetik Alfven dalgalarında olduğu gibi önemli yer tutmaktadır. Yine yüksek β plazma bu alçak frekans yapıda önemini korumaktadır. Kinetik Alfven dalgalarındakine ek olarak, β plazma'nın dik ve paralel bileşenlerinin hesaba katılması gerekmektedir. Ayna yapısı ve ayna kararsızlığı ile ilgili Hasegawa soğuk bi-Maxwellian akışkan yaklaşımında ayna kararsızlık koşulunu ($1 + \beta_{\perp} [1 - T_{\perp}/T_{\parallel}] < 0$) ile tanımlamıştır. Bu kararsızlık koşulu halen soğuk elektron eşliğini doğru vermektedir. Ayna kararsızlığı ile ilgili iki farklı düşünce vardır; Pantellini ve Schwartz ayna kararsızlığının ortam manyetik alanına paralel, proton sıcaklığı ve elektron sıcaklığı arasındaki ilişki ile değiştiğini öne sürerken, Pokhotelov izotropik elektron dağılımı durumunda sonlu elektron sıcaklığının önemsiz olduğunu bulmuştur [35,36,37]. Araştırmamızda ayna kararsızlığının belirlenmesinde uyguladığımız yöntem ise Hasegawa'nın denkleminin düzenlenmiş halidir; $K = T_{\perp}/T_{\parallel} - 1 - 1/\beta_{\perp}$, K parametresi pozitif olduğu zaman ayna kararsızlık

koşulunun sağlandığını ifade etmektedir [37]. K parametresinin yanı sıra bir diğer önemli özellik ise manyetik tepeler ve çukurlardır. Güneş tarafındaki manyetokılıf bölgesinde yapılan çalışmada, manyetik alan durumunun yükselmesi durumunda lineer olmayan salınımın sonucu olarak efektif β azalmaktadır. Tam tersi olarak eğer manyetik çukur plazmada hakim ise, yapı azalacaktır ve eğer manyetik alan çukuru yeterince derin ise plazmayı kararsızlığa sürükleyecek şekilde β artabilmektedir [38]. Ek olarak yakın Dünya plazmasında yapılan çalışmada manyetik alan değişimleri ve yoğunluk varyasyonları arasındaki ters korelasyon ayna mod yapısını göstermesinin yanında manyetik alan gücündeki geniş azalma plazma beta değerinde azalmaya neden olarak uç ayna kararsızlık sınır değerine ulaşmasına yol açmaktadır. Ayrıca iyon anizotropisinin, ayna kararsızlığını yürüten mümkün mekanizmalardan bir tanesi olduğu belirtilmektedir [37].

Şekil 8.3’de üst panelden aşağıya doğru, ilk panelde E_y/B_x oranının bölgesel Alfven hızına eşitliği (çakıştığı bölgeler) gösterilmiştir. Sonra sırasıyla plazma beta, toplam manyetik alan, baskın manyetik alan bileşeni B_x , K parametresi, iyon anizotropisi, manyetik basınç ve iyon kinetik basıncı gösterilmektedir.



Şekil 8.3 16.08.2013 tarihinde 02:00:00-04:00:00(UT) arasında üst panelden aşağıya doğru sırasıyla; ilk panelde V_a Alfven hızı(mavi) ve dE_y/dB_x (yeşil), plazma beta , B_{total} , B_x , K parametresi, iyon anizotropisi, pb, pi değişimleri gösterilmektedir.

Şekil 8.3'den görülebileceği gibi plazma beta parametresi yüksek beta plazma aralığında görülmektedir. Bunun yanı sıra total manyetik alan, manyetik alanın baskın bileşeni B_x ve K parametresi arasındaki ters ilişki görülmektedir. Bu ilişki yaklaşık olarak 02.40 UT'de B_x ve B_{total} manyetik çukur formu kazanırken K parametresi bu iki

bileşenin tam tersine yönelim göstermektedir. Aynı durum yaklaşık olarak 03.00 UT’de de göze çarpmaktadır.

$K = T_{\perp}/T_{\parallel} - 1 - 1/\beta_{\perp}$ modifiye denklemi doğrultusunda ve en önemli plazma parametrelerinden biri olan $\beta_{\perp}$ değeri manyetik alanın çukur formu kazanırken ki azalışı nedeniyle, ayna mod düzensizlik koşulu olan pozitif değerlere doğru çıkış göstermektedir.

Yine aynı şekilde manyetik alan basıncı ve iyon kinetik basıncı arasında ters ilişki vardır. Durumlar ayna mod yapı ile tutarlılık göstermektedir [37, ve referansları]. Manyetik alanın efektif olarak azaldığı zamanlarda K parametresi neredeyse sıfıra yani ayna kararsızlığı koşul değerine yaklaşmaktadır. Yüksek plazma beta değeri manyetik çukurun olduğu zamanlarda etrafındaki plazmaya göre oldukça büyüktür. Ayna kararsızlığı için olası yürütücü mekanizmalardan olan iyon anizotropisi manyetik çukurun olduğu zamanlarda görülebilir durumdadır. Bu gözlemler Y.S. Ge vd. ile M.A.Balikhin ve arkadaşlarının çalışmaları ile uyum göstermektedir [37,38].

Şekil 8.3’te üst panelde Kinetik Alfven dalga gözlemine yer verilmesinin nedeni, ayna kararsızlığı ve yapısı ile eş zamanlı gözleminin yapılması ve gelecek çalışmalar için değerlendirilebilir olmasıdır.

8.4 Tartışma

Tez çalışmasında, Dünya’nın manyetosfer plazmasının önemli özellikleri, plazma dalgalarına vurgu yapılarak ve temel denklemler olan Maxwell-Boltzmann-Vlasov denklemleri ile ilişkisi ortaya konulmaktadır. Manyetosfer plazmasındaki dalga yapısının özümsebilmesi açısından bu denklemler önemli yer tutmaktadır. Çalışmada üstünde sıkça durulan ve uygulamada da yer alan Alfven dalga yapısı manyetohidrodinamik (MHD) dalgadır. Bu nedenle temel MHD denklemlerin anlaşılması ve bu dalga yapısının nasıl olduğunun anlaşılması açısından önemlidir. Maxwell- Boltzmann- Vlasov denklemleri hem birbirleri ile bağlantılı hem de MHD denklemlerinin anlaşılmasında önem taşımaktadır.

Uygulamada manyetosferik plazmanın çalışmasının yapıldığı bölge, Dünya’ya yakın konumdaki merkez plazma tabakasıdır. Seçilen tarihler ise manyetosferik dinamiklerde öneme sahip olan substorm olaylarıdır. Uygulamada gözlemi yapılmış olan alçak

frekans yapı için substorm olayları önemli bir fırsat vermektedir. Bu nedenle, ayna mod kararsızlık ve kinetik Alfven dalga yapısı substorm olayı sırasında gözlemlenmiştir. Ayrıca plazma yoğunluğu, sıcaklığı, manyetik alanı, plazma basıncı ve manyetik basınç plazmanın davranışlarının anlaşılması açısından önem taşımaktadır.

Tezin teorik kısmı ile gözlemsel yani uygulama kısmı birbirinden bağımsız düşünülmemelidir. Gözlemsel veillerin elde edilişinde teorik kısımda bulunan denklemler direk uygulanmamış olsa bile temelinde yatan ve geliştirmeye açık olan tarafı bu iki kısmın birlikte değerlendirilmesi ile daha iyi modellemelere olanak sağlayacaktır. Plazmanın genel davranışı açısından, Maxwell-Boltzmann-Vlasov denklemleri, daha sonra manyetohidrodinamik yapıya sahip Alfven dalgasını araç olarak kullanmamız nedeni ile MHD denklemleri ve son olarak KAD ile dalğanın kinetik teorisi denklemleri yapılmış olan gözlemlerin altında yatan önemli teorik bilgilerdir. SPEDAS programı ile yapılan analizler temel plazma parametreleri, dalga gözlemlerini yapabilmekle beraber, enerji taşınımı belirten Poynting akısı hesaplamasının yapılmasına olanak vermemektedir. Analizi yapılan parametreler Dünya'ya yakın merkez plazma tabakasında hem literatüre uyumlu sonuçlar vermektedir hem de yüksek beta plazmada alçak frekans yapının varlığı ile plazma tabakasının dinamiklerinin anlaşılması açısından önem taşımaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Space Weather Prediction Center National oceanic and Atmospheric Administration, Earth's Magnetosphere, <http://www.swpc.noaa.gov/phenomena/earths-magnetosphere>, 11 Mayıs 2015
- [2] Piel, A., (2010). Plasma Physics, An Introducton to Laboratory, Space and Fusion Plasmas, Springer., Kiel
- [3] Khazanov, G.V.,(2011)., Kinetic Theory of the Inner Magnetospheric Plasma., Astrophysical and Space Science Library 372., Springer
- [4] Alperovich, L.S ve Fedorov, E. N., (2007). Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere and the Ionosphere., Astrophysics and Space Science Library., Springer
- [5] Akasofu S.-I., (1978). Magnetospheric Substorms, <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/EO059i002p00068/abstract>, 30 Nisan 2015
- [6] Hsu T.-S. ve McPherron. R.L.,(1998). “The Main Onset of a Magnetospheric Substorm”, In Proceedings of Fourth International Conference on Substorms (ICS-4), edited by S. Kokubun, and Y. Kamide, 79–82, Terra Sci., Tokyo
- [7] Perraut S., Le Contel O., Roux A., Parks G., Chua D., Hoshino M., Mukai T ve Nagai T., (2003). “Substorm expansion phase: Observations from Geotail, Polar, and IMAGE network”, J. Geophys. Res., 108, (A4):1159
- [8] Partamies N., Juusola L., Tanskanen E., Kauristie K., Weygand M. Ve Ogawa Y., (2011). “Substorms during different storm phases”, Ann. Geophys., 29:2031–2043
- [9] Schwartz, S J., Owen, C., ve Burgess, D., (2004). “Astrophysical Plasmas”., Astronomy Unit, Queen Mary, University of London., London E1 4NS, U.K
- [10] İnan, S. Ü. ve Golkowski, M.,(2011). “Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists”., Cambridge University Press, Birinci Baskı
- [11] Schwartz, S.J., Owen, C.J., ve Burgess, D., (2004). “Astrophysical Plasmas”., Astronomy Unit., Queen Mary., University of London.

- [12] Knizhnik, K., Derivation of the Plasma Debye Length, http://www.pha.jhu.edu/~kknizhni/Plasma/Derivation_of_Debye_Length.pdf, 30 Nisan 2015
- [13] Chen, F.F., (1984). Introduction to plasma Physics and Controlled Fusion, Birinci Baskı
- [14] Cramer, N.F., (2001). The Physics of Alfvén Waves, WILEY-VCH, Verlag Berlin, Birinci Baskı
- [15] Keiling, A., (2009). "Alfvén waves and their roles in the dynamics of the Earth's Magnetotail: A review", Space Science Reviews, vol.142, issue. 1-4, pp.73-156, February
- [16] Lapenta, L., (2011), Magnetospheric Current System, Coupling of magnetospheric and ionospheric currents, <http://perswww.kuleuven.be/~u0052182/weather/les2/node6.html>, 25 Nisan 2015
- [17] Hasegawa, A., (1976) "Particle acceleration by MHD surface wave and formation of Aurora", J. Geophys. Res. 81:5083–5090
- [18] Dungey, J.W., (1955) "Electrodynamics of the outer atmosphere, in Proceedings of the Ionosphere", Phys. Soc. Of London, London, 255.
- [19] Kozlov, D.A., Leonovich, A.S., ve Cao, J. B., (2006). "The structure of standing Alfvén waves in a dipole magnetosphere with moving plasma", Annales Geophysicae, 24:263-274
- [20] Dubinin, E.M., Israelevich, P.L., Nikolaeva, N.S., (1990). "Auroral electromagnetic disturbances at an altitude of 900 km: The relationship between the electric and magnetic field variations", Planet. Space. Sci. 38, (97)
- [21] Cargill, P.J., Spicer, D.S ve Zalesak, S.T., (1997). "Magnetohydrodynamic Simulations of Pulse Propagation in Alfvénic Solar Magnetic Flux Tubes: Two-Dimensional Slab Geometries", The Astrophysical Journal, 488:854-866.
- [22] Chen, L., Wu, D.J ve Hua Y.P., (2011). "Kinetic Alfvén wave instability driven by a field-aligned current in high- β plasmas", Physical Review, (E84) 046406
- [23] Dubinin, E., Sauer K ve McKenzie, J.F., (2005). "Nonlinear inertial and kinetic Alfvén waves", Journal of Geophysical Research, 110.
- [24] Duan, S. P., Liu, Z.X. ve Angelopoulos, V., (2012). "Observations of kinetic Alfvén waves by THEMIS near a substorm onset", Basic Plasma Processes in Solar-Terrestrial Activities, 57, (12): 1429-1435
- [25] Hasegawa, A., (1975) "Plasma Instabilities and Nonlinear Effects", Physics and Chemistry in Space Series., SV.8., Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [26] Soutfwood, D.J., and Kivelson M.G., (1993). "Mirror Instability: 1. Physical Mechanism of Linear Instability", Journal of Geophysical Research, 98:9181-9187.

- [27] Hasegawa, A., (1969) "Drift Mirror Instability in the Magnetosphere", *The Physics of Fluids*, 12 (12): 2642-2650.
- [28] Xuanye, M., (2012). "Kelvin Helmholtz instability and magnetic reconnection at Earth's magnetospheric boundary", Phd Thesis, December., http://how.gi.alaska.edu/test/X.Ma_thesis.pdf
- [29] Wang, B. –J ve Hau, L. –N., (2003). "MHD aspects of fire-hose type instabilities", *Journal of Geophysical Research*, 108:A12
- [30] Zell, H., (2014), THEMIS, THEMIS mission, http://www.nasa.gov/mission_pages/themis/main/index.html#.VB8vctJdVJP, 10 Ekim 2014
- [31] Zhou, M., Ashour-Abdalla, M., Deng, X., Shriver D., El-Alaoui, M ve Pnag, Y., (2009). "THEMIS observation of multiple dipolarization fronts and associated wave characteristic in the near-Earth magnetotail", *Geophysical Research Letters*, 36: 20
- [32] Hapgood, M., (1997), Geocentric System, Geocentric Solar Magnetospheric, http://www.mssl.ucl.ac.uk/grid/iau/extra/local_copy/SP_coords/geo_sys.htm, 25 Nisan 2015
- [33] Hollweg, J.V., (1999) "Kinetic Alfvén wave revisited", *Journal of Geophysical Research*, 104(14):11-14.
- [34] Hasegawa, A., ve Mima, K., (1978). "Anomalous transport produced by kinetic Alfvén wave turbulence", *Journal of Geophysical Research, Space Physics*, (83): 1117-1123.
- [35] Pantellini, F.G. ve Schwartz, S.J., (1995). "Electron-temperature effects in the linear proton mirror instability", *Journal of Geophys. Research*, (100):3539-3549
- [36] Pokhotelov, O. A., Onishchenko, O. G., Balikhin, M. A., Treumann, R. A. Ve Pavlenko, V. P., (2001) "Drift Mirror instability in space plasmas: 2 Nonzero electron temperature effects", *J. Geophys. Res*, 106 (13): 237- 246.
- [37] Ge, Y.S., McFadden, J. P., Raeder, J., Angelopoulos, V., Larson, D. ve Constantinescu, O. D., (2011). "Case studies of mirror-mode structure observed by THEMIS in the near-Earth tail during substorm", *Journal of Geophysical Research*, 116.
- [38] Balikhin, M.A., Sagdeev, R. Z., Walker, S. N., Pokhotelov, O. A., Sibeck, D. G., Beloff, N. ve Dudnikova, G., (2009). "THEMIS observations of mirror structures: Magnetic holes and instability threshold", *Geophys. Res. Lett*, 36 (L03105)

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Sinan GÜYER
Doğum Tarihi ve Yeri : 23.07.1988 NİĞDE-Bor
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : sinanguyer@gmail.com, s.guyer@iku.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2012
Lise	Fen	Mehmet Akif Ersoy Yabancı Dil Ağırlıklı Lise	2006

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2015	T.C. Kültür Üniveristesi- GEOMER	Araştırmacı
2014	Hava Harp Okulu Fen Bilimleri Enstitüsü	Öğretim Görevlisi
2012-2013	Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü	Asistan Öğrenci

YAYINLARI

Makale

1. Güyer, S., Can. Z., “Observation of Kinetic Alfven Waves and Mirror Mode Structure by THEMIS in Central Plasma Sheet”, IEEE, Basımda
2. Güyer, S., Can. Z., (2013). “Solar Flare Effects on the Ionosphere”, IEEE, 729-733
3. Ünver O., Güyer S., Uzel T., Can Z., (2013). “The Ionospheric Refractivity Effects on the GPS Signals”

Bildiri

1. Güyer, S., Can. Z., (2015). “Observation of Kinetic Alfven Waves and Mirror Mode Structure by THEMIS in Central Plasma Sheet”, IEEE, International Conference Series on Recent Advances in Space Technologies-RAST, 7th International Conference on Recent Advances in Space Technologies Space Sciences and Space Weather-RAST 2015, 16-19 Haziran 2015 İstanbul
2. Güyer, S., Can. Z., (2013). “Solar Flare Effects on the Ionosphere” IEEE, International Conference Series on Recent Advances in Space Technologies-RAST, 5th International Conference on Recent Advances in Space Technologies Space Sciences and Space Weather-RAST 2013, 12-14 Haziran 2013 İstanbul
3. Ünver O., Güyer S., Can Z., Uzel T., (2013). “The Ionospheric Refractivity Effects on the GPS Signals”., International Conference Series on Recent Advances in Space Technologies-RAST, 6th International Conference on Recent Advances in Space Technologies Space Sciences and Space Weather-RAST 2013, 12-14 Haziran 2013 İstanbul
4. Güyer, S., Z. Can., (2012). “Influences of Solar Activity on the Ionospheric Total Electron Content”, Turkish Physical Society 29th International Physics Congress, 5-8 Eylül 2012 Bodrum

ÖDÜLLERİ

1. TÜBİTAK 2210-C Öncelikli Alanlara Yönelik Yurtiçi Yüksek Lisans Bursu,
2013 2. Dönem
Tez Alanı: Uzay Bilimleri
2. International Workshop on Science Applications of GNSS in Developing
Center of

Theoretical Physics (ICTP)	Countries, 11-27 April, Italy, 2012. Tam Burslu
3. International Center of Theoretical Physics (ICTP)	Seminar on Development and Use of the Ionospheric NeQuick Model, 30 April-1 May, Italy, 2012. Tam Burslu