T.C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü

GÜNEŞTACININ ISITILMA MEKANİZMALARI

Yüksek Lisans Tezi

Ebru BAŞ

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

İzmir
2022

T.C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü

GÜNEŞTACININ ISITILMA MEKANİZMALARI

Ebru BAŞ

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Dicle Zengin ÇAMURDAN

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı
Astrofizik Yüksek Lisans Programı

İzmir
2022

Ebru BAŞ tarafından Yüksek Lisans tezi olarak sunulan "**Güneştacının Isıtılma Mekanizmaları**" başlıklı bu çalışma EÜ Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile EÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi'nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve **24/06/2022** tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:		**İmza**
Jüri Başkanı	**: .....**	**.....**
Raportör Üye	**: .....**	**.....**
Üye	**: .....**	**.....**

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

EÜ Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum "**Güneştacının Isıtılma Mekanizmaları**" başlıklı bu tezin kendi çalışmam olduğunu, sunduğum tüm sonuç, doküman, bilgi ve belgeleri bizzat ve bu tez çalışması kapsamında elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara atıf yaptığımı ve bunları kaynaklar listesinde usulüne uygun olarak verdiğimi, tez çalışması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını, bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya diğer bir üniversitede başka bir tez çalışması içinde sunmadığımı, bu tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda bilimsel etik kurallarına uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul edeceğimi beyan ederim.

24 / 06 / 2022

İmzası

Ebru BAŞ

ÖZET

GÜNEŞTACININ ISITILMA MEKANİZMALARI

BAŞ, Ebru

Yüksek Lisans Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Dicle ZENGİN ÇAMURDAN

Haziran 2022, 83 sayfa

Bu tezde, literatürdeki Güneştacının ısıtılma mekanizmaları incelenerek hem güneştacının ısıtılma sorunun altında yatan temel fiziksel problemler hem de Güneş rüzgarının kaynağı olan bu bölgenin, Güneş rüzgarını ivmelenmesine katkısı incelenmiştir.

Güneş'in, Kuzey Güneştacı Deliğindeki (North Polar Coronal Hole - NPCH) gözlemler bu bölgenin yüksek sıcaklık değerlerine ($1.0 \times 10^6 - 10^8$ K) sahip olduğunu göstermektedir. Bu sıcaklıktaki güneştacı plazması, optikçe ince ışınım ve geçiş bölgesinin aşağısına ısısal iletkenlik yolu ile enerji kaybetmektedir. Güneştacındaki bu yitik enerjinin nasıl yerine konulacağı ve böylece gözlenen sıcaklık değerlerinin nasıl sürdürüldüğü sorununa henüz tam olarak bir yanıt verilememiştir.

Güneştacının ısıtılma sorunu için temelde iki model önerilmektedir; dalga teorisi ve mikroflare/nanoflare teorisi. Bu çalışmada Güneştacının ısıtılmasında dalga teorisi kapsamında yer alan sıcaklığa ısısal olmayan katkının iyon-cyclotron rezonans sürecinden geldiği varsayımı ile MHD (Manyetohidrodinamik) dalgalarının yayılma ve sönümlenme özellikleri, ortaya çıkan dalga modları ve sönümlenme uzunluk ölçekleri ile bu dalgaların enerji akı yoğunlukları hesaplanmıştır.

Anahtar sözcükler: Güneş, Güneştacı, Manyetohidrodinamik, Güneş rüzgarı.

ABSTRACT

HEATING MECHANISM OF SOLAR CORONA

BAŞ, Ebru

MSc in E.U., Department of Astronomy and Space Science

Supervisor: Asst. Prof. Dicle ZENGİN ÇAMURDAN

June 2022, 83 pages

In this thesis, the heating mechanisms of the solar corona in the literature were examined, and both the basic physical problems underlying the heating problem of the solar corona and the contribution of this region, which is the source of the solar wind, to the acceleration of the solar wind were examined.

Observations in the North Polar Coronal Hole (NPCH) show that this region has high temperatures ($1.0 \times 10^6 - 10^8$ K). This high temperature plasma is bound to lose energy to the transition region below through heat conduction and optically thin emission. The problem of how to replace this lost energy in the solar corona and thus maintain the observed temperature values has not yet been fully answered.

Basically, two models are proposed for the heating problem of the corona; wave theory and microflare/nanoflare theory. In this study, the propagation and damping properties of MHD (Magnetohydrodynamic) waves were investigated with the assumption that the non-thermal contribution to the temperature, which is included in the wave theory in the heating of the solar corona, comes from the ion-cyclotron resonance process. The resulting wave modes are studied. For the waves whose existence was confirmed by satellite observations, the damping length scales and the energy flux densities of these waves were calculated.

Keywords: Sun, Solar Corona, MHD, Magnetohydrodynamics, Solar wind.

ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimime başladığımda aklımda henüz bir konu belirlememiştim. Danışmanım ile yaptığımız fikir alışverişlerinden sonra, güneştacının ısıtlma sorunu üzerine çalışmaya karar verdim. Ülkemizde fazla çalışılmayan bu konuyu araştırırken ne kadar zorlansamda güneştacı plazması hakkında öğrendiğim her yeni bilgi beni her seferinde heyecanlandırdı. Tezime başladıktan kısa bir süre sonra çıkan Covid-19 salgını ile birlikte motivasyonumu kaybetme noktasına geldim. Ancak bu süreçte beni destekleyen ve birçok aşamada değerli yorumları ile katkıda bulunan Tez Danışman Hocam Dr. Öğr Üyesi Dicle ZENGİN ÇAMURDAN ve yardımlarını esirgemeyerek bana değerli zamanını ayıran Doç. Dr. Ebru DEVLEN hocam sayesinde geldiğim noktada çok şey öğrenmiş ve olgunlaşmış hissediyorum.

İZMİR

24/06/2022

Ebru BAŞ

İÇİNDEKİLER

Sayfa

İÇ KAPAK ..... …iii

KABUL ONAY SAYFASI ..... …v

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI vii

ÖZET ix

ABSTRACT xi

ÖNSÖZ xiii

İÇİNDEKİLER DİZİNİ xv

ŞEKİLLER DİZİNİ xvii

ÇİZELGELER DİZİNİ xxi

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ xxiii

1. GİRİŞ 1

2. GÜNEŞTACININ ISITILMA SORUNU 2

3. GÜNEŞTACININ ISITILMA MEKANİZMALARI 3

3.1 Hidrodinamik Isıtılma Mekanizmaları 5

3.2 Manyetik Isıtılma Mekanizmaları 7

3.2.1 DC (Doğru Akım) Isıtılması 7

İÇİNDEKİLER (devam)

Sayfa

3.2.2 AC (Alternatif Akım) Isıtılması 17

4. KUZEY UÇLAK GÜNEŞTACI DELİĞİ (NPCH) PLAZMASI 22

4.1 Kuzey Uçlak Güneştacı Deliği Plazmasına İlişkin Gözlemler 22

4.2 MHD Yaklaşımı 26

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA 29

KAYNAKLAR DİZİNİ 43

TEŞEKKÜR 53

ÖZGEÇMİŞ 54

EKLER .....

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil Sayfa

2.1. Güneş atmosferinden olan yükseklikle logaritmik olarak elektron sıcaklığı ve yoğunluğunun değişimi (Walsh, 2003) 2

3.1a $P = 45$ s dönemli ve başlangıç enerji akısı $F_M = 2 \times 10^8$ erg cm^{-2} s^{-1} olan tek renkli, ışınımsal olarak sönümlü ses dalgası.....6

3.1b Aynı başlangıç enerjisiyle yayılan ses dalgasının tayfı (Ulmschneider, 1998) 6

3.2 Yoğun bir ışınım alanında hızlanan bir gaz kabarcığı için ışınımsal kararsızlık (Ulmschneider, 1998) 6

3.3 Manyetik yeniden birleşme ve güneş flare diyagramının resimli bir modeli. (Holman, 2012).....9

3.4a ± 30 G'de doymuş 70×70 Mm² alana sahip bir SDO/HMI manyetogramı 11

3.4b SOHO/MDI manyetogramı. Süper granül hücrelerinin sınırları sarı ile işaretlenmiştir ve oklar süper granüler akış modelini gösterir (Meyer, 2012) 11

4.1 MHD dalgalarının neden olduğu çizgi genişlemesine ilişkin gözlemsel sonuçlar (Hassler et al., 1990) 22

4.2 1996 da SOHO/SUMER ile OVI (1032 Å) da alınan görüntüde, kuzey uçlak güneştacı deliğindeki plume (parlak bölgeler) ve interplume karanlık şeritler olduğu görülmektedir (Wilhelm et al., 1998).....23

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

Şekil Sayfa

4.3a Denklem (4.17) ile verilen dördüncü mertebeden dağılma bağıntısından elde edilen 1. ve 2. köklerin sanal kısımları 28

4.3b Denklem (4.17) ile verilen dördüncü mertebeden dağılma bağıntısından elde edilen 3. ve 4. köklerin sanal kısımları 28

5.1 R ve x'in bir fonksiyonu olarak NPCH'deki OVI iyonlarının etkin sıcaklığının ısısal olmayan kısmı. Dalga tepeleri, daha sıcak olan interplume'lara, iki dalga sırtı arasındaki çukurlar ise daha soğuk olan plume'lara karşılık gelir. PIPL'nin genişliği R ile değişir. Yatay eksen x, Wilhelm et al. (1998)'de olduğu gibi yay saniyesi birimindedir. (Devlen ve Pekünlü 2010) 30

5.2a Bir plume içinde yayılan Alfven dalgaları için viskozite ve frekansın logaritmasına karşı Güneş yarıçapı cinsinden sönümleme uzunluk ölçeklerinin eşyükselti eğrileri 32

5.2b Bir plume içinde yayılan Alfven dalgaları için viskozite ve frekansın logaritmasına karşı enerji akı yoğunluklarının logaritmaları 32

5.3 $P = 0.0001 - 0.01$ s aralığında döneme sahip dalgalar için $1 - 1.5$ R aralığındaki sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ logaritmik değişimi 33

5.4a $P = 0.0001 - 0.01$ s dönemli dalgalar için, $l = \lambda/\Lambda_p$ 'nin normalize edilmiş radyal uzaklık $R = r/R_\odot$'ye göre değişimi 34

5.4b $P = 6, 60, 600$ s dönemli dalgalar için, $l = \lambda/\Lambda_p$ 'nin normalize edilmiş radyal uzaklık $R = r/R_\odot$'ye göre değişimi 35

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

Şekil Sayfa

5.5a $P = 6, 60, 600$ s dönemli dalgalar için, $1.5 - 4.5$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi 37

5.5b $P = 6, 60, 600$ s dönemli dalgalar için, normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi 37

5.6a $P = 6, 60, 600$ s dönemli dalgalar için, $1 - 1.5$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi 38

5.6b $P = 6, 60, 600$ s dönemli dalgalar için, normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi 38

5.7a $P = 0.0001 - 0.01$ s dönemli dalgalar için, $1.65 - 3.50$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi 39

5.7b $P = 0.0001 - 0.01$ s dönemli dalgalar için, normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi 39

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge Sayfa

3.1 Güneştacı ve kromosfer için önerilen mekanik ısıtılma mekanizmaları (Ulmschneider, 1998) 4

3.2 MHD koronal ısıtılma teorileri: Poynting akısına göre verimlilik ölçeklemeleri (Cranmer and Winebarger, 2019). 19

4.1 $1.05 - 1.35\ \mathrm{R}_{\odot}$, $1.65 - 3.5\ \mathrm{R}_{\odot}$ aralıkları ve $P = 6 - 600$ s , $P = 0.001 - 0.01$ s dönem aralıkları için hesaplanan evre hızları..... 29

5.1 O VI iyonlarının interplume ve plume için, etkin sıcaklığı (T_{eff}), iyon sıcaklığı (T_i) ve etkin sıcaklığının ısısal olmayan kısmı (T_{eff}^{ξ}) radyal mesafenin (R) bir fonksiyonu olarak listelenmiştir. 31

5.2 R radyal yönü boyunca bir plume ($x = 40$ arcsec) içinde yayılan $P = 6, 60, 600$ s dönemli Alfven dalgalarının sönümlenme uzunluk ölçeklerinin (L) ve enerji akı yoğunluklarının (F) değişimi. 36

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$R_{\odot}$	Güneş yarıçapı
c_s	Ses hızı
g	Çekim ivmesi
γ	Özgül ısıların oranı
V_A	Alfvén hızı
P_A	Ses kesme dönemi
τ_A	Manyetik ilmiklerin karakteristik zaman ölçeği (Alfvén seyahat süresi)
τ_{ph}	Fotosferik sürüklenme zaman ölçeği
B_v	Manyetik alanın dikey bileşeni
$\mathbf{B_h}$	Manyetik alanın yatay bileşeni
$\mathbf{V_h}$	Ayakucu noktasının yatay hızı
α	Güç yasası katsayısı
L	Manyetik ilmik uzunluğu
$\lambda_{\perp}$	Ayakucu noktalarındaki sürüklenmenin yatay yöndeki uzunluğu
$v_{\perp}$	Ayakucu noktalarındaki sürüklenmenin yatay yöndeki hızı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

Simgeler	Açıklama
Q	Koronal ısıtma oranı
ε	Verimlilik faktörü
ν_p	Proton kinematik viskozitesi
Re	Reynolds sayısı
$T_\perp$	Manyetik alana dik yöndeki kinetik sıcaklık
$T_\parallel$	Manyetik alana paralel yöndeki kinetik sıcaklık
N_e	Elektron sayı yoğunluğu
N_p^{PL}	Plume koşullarında protonların sayısal yoğunluğu
T_{eff}	Etkin sıcaklık
T_{eff}^{ξ}	Isısal olmayan süreçlerin etkin sıcaklığa ısısal katkısı
ξ	Çalkantı hızı
T_i	İyon sıcaklığı
m_i	İyon kütlesi
k_B	Boltzmann sabiti
$v_{1/e}$	Bakış doğrultusundaki en olası hız

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

Simgeler	Açıklama
R	Güneş yarıçapı cinsinden boyutsuz uzaklık
η	Manyetik yayılma gücü
ρ	Yoğunluk
$\ln \Lambda$	Coulomb logaritması
$\mathbf{k}$	Dalga sayısı vektörü
F	Enerji akı yoğunluğu
$\langle \delta v^2 \rangle$	Çalkantı hareketinin genliği
$\partial \omega / \partial k$	Dalganın grup hızı
κ_ν	Çizgisel opaklık
ν	Frekans

Kısaltmalar

MHD	Manyetohidrodinamik
AC	Alternatif Akım
DC	Doğru Akım
CME	Koronal Kütle Atımı
MK	Milyon Kelvin

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

Kısaltmalar

PIPL	Plume Interplume Lane
PL	Plume
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory
UVCS	UltraViolet Coronograph Spectrometer
SDO	Solar Dynamics Observatory
AIA	The Atmospheric Imaging Assembly
HMI	Helioseismic and Magnetic Imager
SMM/HXRBS	The Solar Maximum Mission's Hard X-ray Burst Spectrometer
Yohkoh/SXT	Yohkoh Soft X-Ray Telescope
EIT	Extreme-ultraviolet Imaging Telescope
TRACE	Transition Region and Coronal Explorer
SUMER	Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation

1. GİRİŞ

Güneştacının ısıtılma sorunu, Güneş fiziğinin hala yoğun bir şekilde incelenen ve oldukça tartışmalarla dolu bir alanıdır. Olası ısıtma mekanizmalarının modellenmesi konusunda oldukça ilerlemeler olsa da hangi sürecin ısıtılmada daha büyük katkısının olduğu tam olarak belirlenememiştir. Bunun nedeni Güneştacı katmanının diğer atmosfer katmanlarından enerjik süreçler açısından tam olarak izole olmayıp geçiş bölgesi aracılığıyla kromosfer ve güneştacı katmanları arasında enerji ve madde geçişinin olması nedeniyle güneş atmosfer yapısını oluşturan katmanların yapılarının birbiri ile ilişkili olmasıdır. Güneş'in genel olarak yapısına bakarak atmosfer katmanlarını ve özelliklerini inceleyelim.

Güneş'in iç yapısı fiziksel özelliklerine göre farklı bölgelere ayrılmaktadır. Bu bölgeler; en içte çekirdek olmak üzere sırasıyla, ışınım (radyatif) katmanı, konvektif katman ve bunların üzerinde ise Güneş'in atmosfer katmanlarını oluşturan fotosfer (ışıkküre), kromosfer (renkküre) ve korona (taçküre) yeralmaktadır. Güneş çekirdeği Güneş'in merkezinden yaklaşık $0.2\,R_{\odot}$ Güneş yarıçapına kadar uzanır ve sıcaklığı yaklaşık 15 milyon Kelvin mertebesindedir. Bu sıcaklık nükleer tepkimelerin gerçekleşmesi için elverişlidir. Merkezde gerçekleşen nükleer tepkimeler sonucunda açığa çıkan yüksek enerjili fotonlar (kozmik ışınlar, gama ışınları ve X-ışınları) Güneş plazması tarafından soğurulup rastgele yönlerde tekrar salınır. Işınım katmanı $0.2 - 0.7\,R_{\odot}$ arasındaki bölgedir ve sıcaklık, katman boyunca yaklaşık 5 milyon K dereceden 2 milyon K mertebesine düşer. Bu katmanda enerji aktarımı ışınım yoluyla gerçekleşir. Çekirdekte üretilen enerjiyi taşıyan fotonlar, bu bölgede bulunan parçacıklarla etkileşerek enerjinin üst katmanlara iletilmesini sağlarlar. Konvektif katman, Güneş fotosferinin $200.000\,km$ altına kadar uzanır. Bu katmanın ortalama 2 milyon K sıcaklığı ortamdaki ağır iyonların ışıma yapması için yeterli olmadığından, enerji taşınımı bu katmanda madde hareketleri ile gerçekleşir[1].

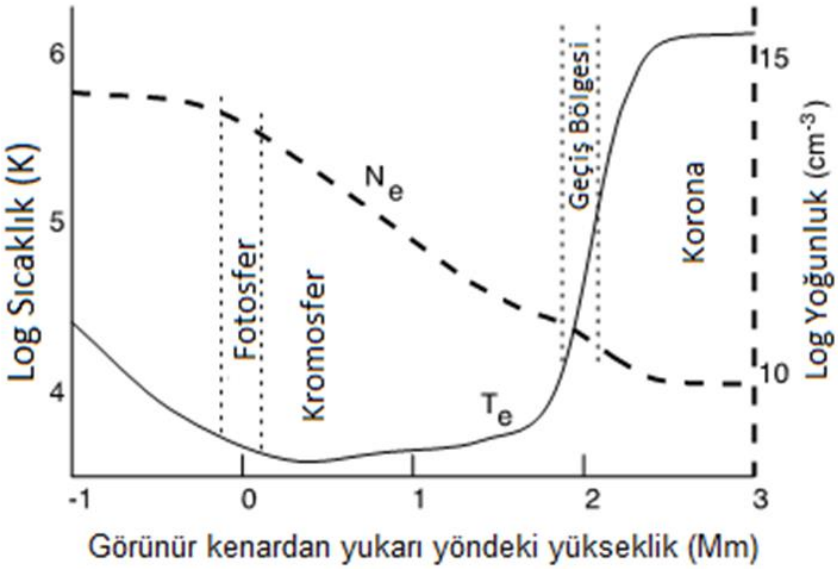
Fotosfer, Güneş'in görünür yüzeyidir. Sıcaklığı $6000\,K$ dolayındadır. Fotosfer de manyetik alanla ilişkili olarak 'Güneş lekeleri' olarak adlandırılan çevrelerine göre daha soğuk ve karanlık bölgelerin çevrimsel olarak oluştuğu görülür. Lekeler manyetik alan şiddetinin yüksek olduğu bölgelerdir ve sıcaklık $3700\,K$'e kadar düşer. Kromosfer, fotosferin üzerinde yer alır ve bu bölgede sıcaklık $6000\,K$'den $10.000\,K$'e kadar yükselir. Kromosfer ile güneştacı, yaklaşık $100\,km$ kalınlığında geçiş bölgesi olarak adlandırılan bir bölge ile ayrılırlar. Bu

[1] Buradaki bilgiler "gozlemevi.ege.edu.tr" web sitesinden derlenerek alınmıştır.

bölge boyunca sıcaklık aniden 10^6 K dereceye yükselir. Keskin dış sınırları bulunmayan güneştacı Güneş'in en dıştaki atmosfer katmanıdır. "Güneş rüzgarları" adı verilen sıcak plazma bu katmandan gezegenler arası uzaya doğru genişleyerek dış uzaya savrulmaktadır.

2. GÜNEŞTACININ ISITILMA SORUNU

Güneş'in çekirdeğinde sürekli yoğun nükleer tepkimelerle üretilen enerji üst katmanlara taşınır. Bu yüzden, Güneş'in sıcaklığının, radyal doğrultuda dışarı doğru gidildikçe azalması gerekir yani Güneş'in merkezinden en uzak konumda bulunan ve aynı zamanda Güneş'in en dış katmanı olan güneştacı katmanının en soğuk katman olması gerekir. Ancak durum böyle değildir ve sıcaklık fotosferden sonra artmaya başlar.



Şekil 2.1. Güneş atmosferinden olan yükseklikle logaritmik olarak elektron sıcaklığı ve yoğunluğunun değişimi (Walsh, 2003).

Şekil 2.1'de Güneş atmosferinden olan yükseklikle logaritmik olarak elektron sıcaklığı ve yoğunluğunun değişimi görülmektedir. Fotosferin sıcaklığı 5780 K dir. Eğer dışa doğru dik olarak hareket edilirse fotosferin 500 km üzerinde minimum sıcaklığa ulaşılır. Sonra sıcaklık bütün kromosfer boyunca tekrar ancak daha yavaş bir şekilde yükselir. Sıcaklık kesitinin en keskin değişimi geçiş bölgesidir. Koronada sıcaklık yükselmesi devam eder ama göreli olarak daha az bir gradyent ile devam eder ve en üst koronada $1 - 5 \times 10^6$ K'e ulaşır.

Güneştacı plazmasının enerjisinin büyük bir kısmı yüksek sıcaklığı nedeniyle moröte ve X-ışınları bölgesinde salınır. Güneşin X-ışın görüntüsüne parlak ilmik yapıları hakimdir. İlmikler, güneştacının temel yapı taşıdır. Sıcak, yoğun, manyetik olarak sınırlı plazmanın bölgeleri olan manyetik alan çizgilerini ana hatlarıyla çizdiklerine inanılmaktadır. Güneştacının sıcak ve yoğun kısmı (etkin bölge) güçlü manyetik alanlar ve güneş lekeleri üzerindedir. Etkin bölgelere sahip olmayan arka alan güneştacı (sakin bölge), daha az parlaktır, ancak Güneş yüzeyine tutturulmuş alan çizgilerinin her iki ayakucu noktası ile ilmik benzeri şekillerden oluştuğuna inanılmaktadır. Koronal delikler olarak adlandırılan daha koyu bölgeler, manyetik alan çizgileri ve güneş rüzgarı nedeniyle gezegenler arası boşluğa sürüklenen güneşin sakin bölgeleridir.

Güneştacının ısıtılma problemi ilk olarak, 1869 yılındaki tam güneş tutulması sırasında gözlemlenen salma çizgilerinin, "koronyum" adı verilen yeni bir elementden kaynaklanmadığını, ve yüksek oranda iyonlaşmış demir elementinin (Fe^{13+}) sonucu olduğunu keşfeden Grotrian ve Edlen'in çalışmasının ardından ortaya çıkmıştır. 1939 yılında bu durumun keşfinden beri "Güneştacının Isıtılma Sorunu" Güneş üzerine yoğunlaşan astrofizikçileri ciddi miktarda meraklandırmaktadır. Grotrian (1939) ve Edlen (1942), güneşin korona tayfında gözlemlenen garip tayfsal çizgilerin, çok yüksek iyonlaşma aşamalarında demir (Fe), kalsiyum (Ca) ve nikel (Ni) gibi elementler tarafından yayıldığını keşfettiler. Böylece, güneştacı plazmasının 1 milyon K dereceden fazla sıcaklıkla son derece sıcak olduğu sonucuna vardılar. Bu tür iyonlaşma için gereken yüksek sıcaklıklar o zamandan beri Güneş üzerine çalışan astrofizikçileri şaşırttı. Artık güneştacında çalışan birçok farklı ısıtma mekanizmasının olduğu bilinmektedir ve bu alanda yapılan çalışmaların asıl amacı hem genel hem de özel durumlarda hangisinin baskın olduğunu belirlemektir.

3. GÜNEŞTACININ ISITILMA MEKANİZMALARI

Güneştacının nasıl ısıtıldığı ile ilgili problemi çözmek için bugüne kadar bir çok kuram ve teori geliştirilmiştir; ancak tüm detaylarıyla bu sorunu açıklayabilen bir teori henüz geliştirilememiştir. Literatürde güneştacını ısıtmak için yeterli enerji üretebilen farklı türde bir çok mekanizma önerilmiştir. Bu mekanizmalar çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Güneştacı ve kromosfer için önerilen mekanik ısıtılma mekanizmaları (Ulmschneider, 1998).

Enerji Taşıyıcı	**Enerji Dağıtma Mekanizması**
Hidrodinamik Isıtılma Mekanizmaları	
Ses Dalgaları	Şok Saçılması
Zonklama Dalgaları	Şok Saçılması
Manyetik Isıtılma Mekanizmaları	
1. Doğru Akım (DC) Mekanizmaları	
Akım Tabakaları	Yeniden Birleşme (Çalkantı Isınması, Dalga Isınması)
2. Alternatif Akım (AC) ya da Dalga Mekanizmaları	
Yavaş Mod MHD Dalgaları Boylamsal MHD Tüp Dalgaları	Şok Saçılması
Hızlı Mod MHD Dalgaları	Landau Sönümlenmesi
Alfvén Dalgaları (Enine, Burulma)	Mod Eşleşmesi Rezonans Isınması Sıkıştırmalı Viskoz Isınması Çalkantı Isınması Landau Sönümlenmesi
Manyetikses Yüzey Dalgaları	Mod Eşleşmesi Evre Karışımı Rezonans Soğurması

Güneş koronasındaki sıcaklık artışı anlık bir durum olmayıp süreklilik gösterir. Çizelge 3.1, sürekli ısıtılma için önerilen mekanik ısıtılma mekanizmalarının bir özetini vermektedir. Burada sürekli olma durumu, büyük flare olayları gibi ara sıra meydana gelen enerji çıkışlarının ele alınmadığı, ancak kromosferik ve koronal kayıpları dengelemek için enerji sağlayan kalıcı mekanizmalar üzerinde yoğunlaşıldığı anlamına gelir. Bir ısıtılma mekanizması, mekanik enerji taşıyıcısının üretimi, enerjinin taşınması ve enerjinin dağıtımı olmak üzere üç işlemden oluşur (Ulmschneider, 1998).

Tüm mekanik enerji taşıyıcıları enerjilerini yıldız çekirdeğindeki nükleer süreçlerden alır. Geç tipteki yıldızlarda, bu enerji, yüzey konveksiyon bölgesinde mekanik enerjinin meydana geldiği yıldız yüzeyine ışıma ve konveksiyon şeklinde taşınır. Mekanik enerji üretimi, o bölgenin üst sınırına yakın en küçük yoğunluğa

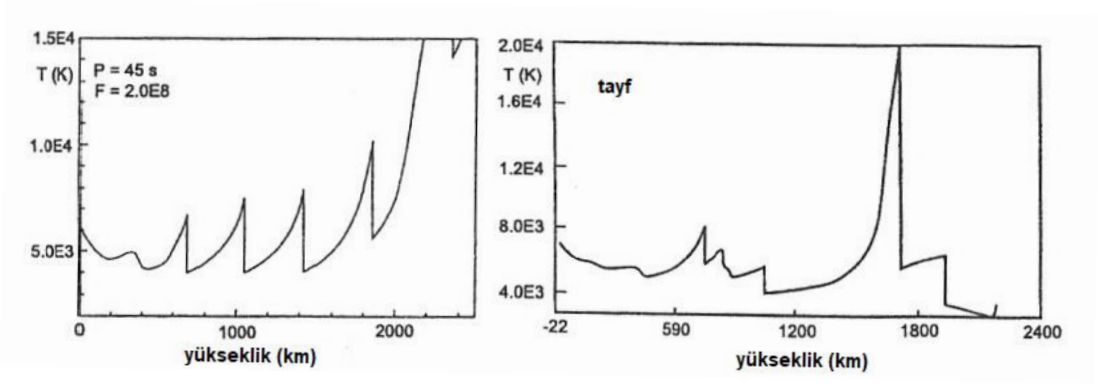
sahip bölgelerde en büyük olan konveksiyon bölgesinin gaz hareketlerinden kaynaklanır. Bu nedenle mekanik enerji taşıyıcıları, özellikle dalgalar, dar bir yüzey katmanında üretilir. Çizelge 3.1, hidrodinamik ve manyetik mekanizmalar olarak sınıflandırılabilen çeşitli enerji taşıyıcılarını göstermektedir.

3.1 Hidrodinamik Isıtılma Mekanizmaları

Yıldızların güneştacı ve kromosfer katmanlarının ısıtılmasına ilişkin Çizelge 3.1'de görülen mekanizmalar içersinde yer alan hidrodinamik mekanizmalar Ulmschneider (1998) tarafından tartışılmıştır. Ulmschneider çalışmasında bu katmanların ısıtılma mekanizmalarını temel olarak hidrodinamik ve manyetik ısıtma mekanizmaları olarak ikiye ayırmış olup bunların her birini de, değişim frekansına göre daha da alt bölümlere ayırmıştır. Konveksiyon bölgesindeki çalkantılar tarafından üretilen hızlı değişimler hem ses dalgalarını hem de MHD dalgalarını (AC mekanizmaları) üretirken, daha yavaş olan değişimler zonklama dalgalarına ve akım tabakalarındaki gerilmiş (stressed) alanlara (DC mekanizmaları) yol açmaktadır. Şimdi hidrodinamik ısıtılma mekanizmalarını inceleyelim.

Çizelge 3.1'de görüldüğü gibi, iki tür hidrodinamik mekanizma vardır, ses dalgaları ve zonklama dalgaları. Her ikisi de ses kesme frekansı temelinde alt bölümlere ayrılabilen dalga mekanizmalarıdır. Ses dalgaları, ses kesme (shearing) döneminden daha kısa dönemlere sahiptir: $P < P_A$. Ses kesme dönemi $P_A = 4\pi c_s/\gamma g$ (c_s ses hızı, g çekim ivmesi, $\gamma = 5/3$ özgül ısıların oranı) olarak verilir (Ulmschneider, 1998). Ses dalgaları, dış yıldız atmosferlerine serbestçe yayılır ve büyük yoğunluk gradyenti dalga enerjisi akısının korunmasının bir sonucu olarak dışa doğru yayılırken şoklara doğru yükselir. Şok ısıtılması, mekanik enerji dağıtımı açısından çok verimli bir yoldur. Zonklama dalgaları $P > P_A$ dönemlerine sahiptir. Güneş için tipik ses kesme dönemi değeri, $P_A \approx 190$ s dir ($g = 2.74 \times 10^4$ cm/s^2, $c_s = 7$ km/s).

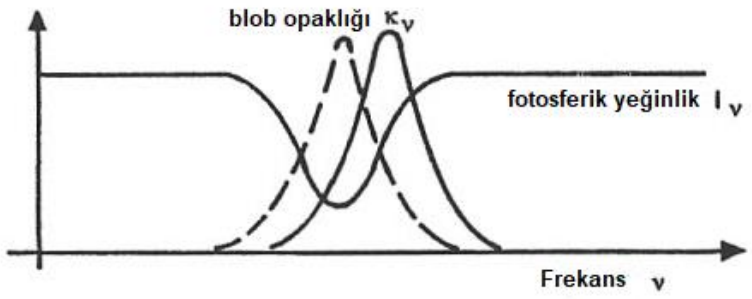
F'den M'ye kadar tayf türündeki geç tipteki yıldızlar için, ses dalgaları, yıldız konveksiyon bölgelerinin üst sınırına yakın çalkantılı hız değişimleri tarafından üretilir. Yıldızın dış katmanlarındaki dik yoğunluk gradyentinden aşağı doğru yayılan ses dalgaları, dalga enerjisi korunumu nedeniyle genlik büyümesine maruz kalır. Bu genlik artışı, güçlü ışınım sönümlemesine rağmen gerçekleşir. Büyük genlikli dalgaların dalga tepeleri, dalgaların çukurlarından daha hızlı hareket ederken, dalgaların enerjilerini dağıttığı şoklar oluşur.



(a) **(b)**

Şekil 3.1. (a) $P = 45$ s dönemli ve başlangıç enerji akısı $F_M = 2 \times 10^8$ erg cm^{-2} s^{-1} olan tek renkli, ışınımsal olarak sönümlü ses dalgası. **(b)** aynı başlangıç enerjisiyle yayılan ses dalgasının tayfı (Ulmschneider, 1998).

Şekil 3.1 (sol), $P = 45$ s dönemine ve $F_M = 2 \times 10^8$ erg cm^{-2} s^{-1} başlangıç enerji akısına sahip tek renkli, ışınımsal olarak sönümlü ses dalgası için bir hesaplamayı göstermektedir. Dalganın çok küçük genlikten, testere dişi görünümlü şokların oluştuğu ve sınırlayıcı bir güce ulaştığı bir noktaya kadar büyüdüğü görülmektedir. Belirli bir yıldız için bu sınırlayıcı güç yalnızca dalga dönemine bağlıdır (daha büyük dönemler daha güçlü şoklar üretir. Şekil 3.1 (sağ) de bir ses dalgasına ilişkin hesaplamanın sonucu gösterilmektedir. Burada dalga enerjisi de benzer şekilde şoklar tarafından dağıtılır.



Şekil 3.2. Yoğun bir ışınım alanında hızlanan bir gaz kabarcığı için ışınımsal kararsızlık (Ulmschneider, 1998).

Yüzey konveksiyon bölgelerinin bulunmadığı, tayf türü O'dan A'ya kadar olan erken tip yıldızların yoğun ışınımsal alanları akustik bozulmalar yaratmaktadır. Bu mekanizma Şekil 3.2'deki gibi çalışır. Erken tip bir yıldızın dış atmosferinde bir gaz kabarcığı düşünün. Durgun haldeki kabarcığın içindeki gazın çizgi opaklığı κ_ν, ν frekansının bir fonksiyonu olarak Şekil 3.2'de kesik çizgilerle gösterilmiştir. Ayrıca κ_ν'nin büyük olduğu yerde soğurma çizgisine sahip olan fotosferik yıldız ışınım

alanının ışınım yoğunluğu (I_ν) da gösterilmiştir. Raslantısal bir şekilde, gaz kabarcığı hafif dışa doğru bir hız kazanırsa, o zaman çizgisel opaklığı κ_ν daha kısa dalgaboylarına doğru Doppler kayması gerçekleşir ve yıldız soğurma çizgisinin mor tarafından gelen fotonlar, kabarcık içinde soğurulur, momentum kazandırır ve kabarcığı daha da hızlandırır. Bu, bir çizgi opaklığı κ_ν'nin, fotosferik soğurma çizgisi bölgesinin dışına daha da fazla kaymasına neden olur. Bu sürece ışınımsal kararsızlık adı verilir ve X-ışını yayan şok sonrası bölgeler ve yoğun yerel ısınma ile güçlü şokların oluşmasına yol açan gaz kabarcıklarının güçlü bir şekilde hızlanmasına neden olur.

Geri tayf türünden yıldızların manyetik olmayan kromosferik bölgelerinin, ses dalgalarının şok yayılımı tarafından ısıtıldığı görünmektedir. Manyetik alanı zayıf olan veya hiç olmayan yavaş dönen yıldızlar için, ses dalgaları baskın kromosferik ısıtma mekanizmasıdır. F tayf türü yıldızları ve devler dışında, hızlı dönen geç-tür yıldızların kromosferik ısınmasına manyetik ısıtma hakimdir. Bu ısıtılma, büyük olasılıkla alt kromosferde geçiş katmanına kadar olan ses benzeri boylamsal MHD tüp dalgaları ve geçiş katmanı ve koronadaki Alfven dalgaları tarafından gerçekleştirilir. Ancak bu daha yüksek katmanlar ve koronada DC mekanizmalarıyla (mikroflarelar) verimli bir şekilde ısıtılır. Bu mikroflarelar hem dalganın yayılması hem de dalga üretiminden sorumludur (Ulmschneider, 1998).

3.2 Manyetik Isıtılma Mekanizmaları

Manyetik ısınma süreçleri kendi içerisinde Alternatif Akım (AC) ve Doğru Akım (DC) mekanizmaları olarak iki alt gruplara ayrılır. Manyetik ısıtma mekanizmaları, fotosferik seviyede koronal ilmikleri sürükleyen konvektif hareketlerin zaman ölçeği τ_{ph} ile bir manyetik alan çizgisi içersindeki Alfvén hızının katetme süresi (Alfvén seyahat süresi) olan manyetik ilmiklerin karakteristik zaman ölçeği τ_A arasındaki orana göre AC ve DC mekanizmalarına ayrılmaktadır (Sakurai, 2017).

3.2.1. DC (Doğru Akım) ısıtılması

Eğer $\tau_{ph} \gg \tau_A$ ise, koronal alan her zaman yaklaşık olarak dengededir, ayakucu noktalarının konumları ile sınırlıdır; alan kesildiği veya büküldüğü için ısıyı dağıtabilen ve serbest bırakabilen DC akımları üretilir. Yani DC'de koronal manyetik alanların ayakucu noktalarındaki rastgele hareketlerin zaman ölçeği koronal ilmikte Alfvén dalgasının hareketinden daha büyük bir zaman ölçeğinde gerçekleşdiğinde koronal ilmik kendini değişen koşullara ayarlayabilir dolayısıyla da manyetik stresin dağılması doğru akım süreçleri ile gerçekleşmiş olur. Güneş ve yıldızlarda kromosfer

ve/veya koronanın ısıtılmasından sorumlu tutulan süreçlerden birisi, Doğru Akım (DC) sürecidir. Bu süreçte özgür enerji taşıyıcısı, akım tabakalarıdır. Akım tabakaları, birbirine ters yönde yönelmiş olan manyetik alan kuvvet çizgilerinin arakesitinde oluşan iki boyutlu bölgelerdir. Bu tabakalarda manyetik alan kuvvet çizgileri yeniden birleşerek manyetik alanın "potansiyel olmayan bölümünde" birikmiş olan özgür enerjiyi çevreye ısı enerjisi biçiminde saçar.

Ayakucu noktası hareketleri, koronal manyetik alan üzerinde iş yapar ve tabandaki Poynting akısı tarafından verilen bir oranda serbest enerjisini artırır:

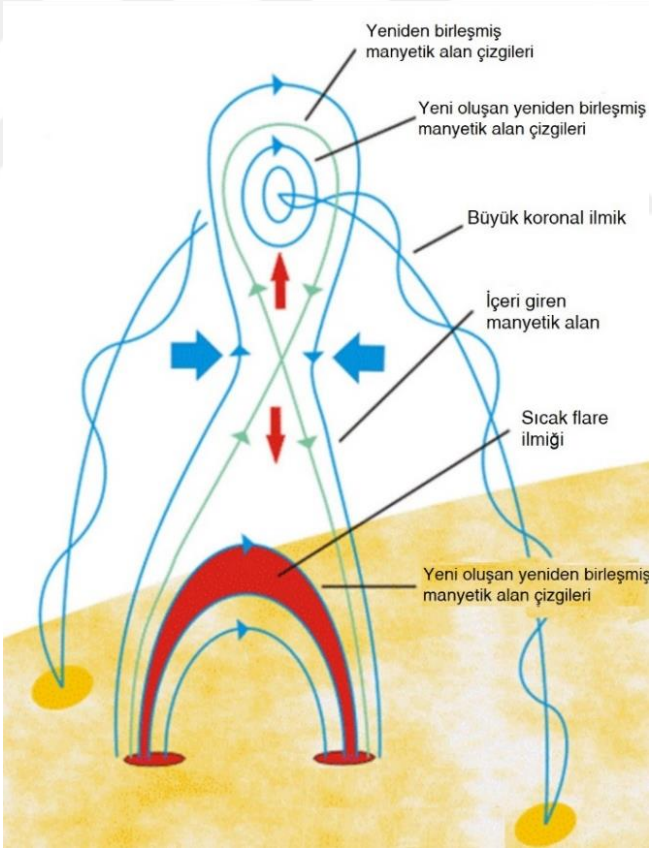
$$F = -\frac{1}{4\pi} B_v \, \mathbf{B_h} \cdot \mathbf{V_h}$$

buradaki B_v ve $\mathbf{B_h}$, manyetik alanın dikey ve yatay bileşenleridir ve $\mathbf{V_h}$, (yatay) ayakucu noktası hızıdır. Fotosferdeki manyetik akı tüpleri, çalkantılı konveksiyon ile yer değiştirir ve yüzeyde 1.0×10^5 cm s^{-1} mertebesinde karakteristik bir $\mathbf{V_h}$ hızıyla dolaştığı gözlenmiştir (Muller ve ark, 1994; Berger ve Title, 1996). Tüplerin hemen yukarıdaki koronal tabanda benzer hızlarda hareket ettiğini varsayılmaktadır. Yukarıdaki eşitlikte bu değerleri kullanarak ve $\mathbf{B_h} \sim B_v$ olduğunu varsayarak, korona içine Poynting akısının hem sakin Güneş hem de etkin bölgelerin gözlemlenen enerji kayıplarını açıklamak için yeterli olduğu görülmektedir. DC ısıtılmasının bir enerji kaynağı açısından uygun olduğuna şüphe yoktur. Manyetik gerilme enerjisinin ısıya nasıl dönüştürüldüğünü anlamak çok daha büyük bir zorluktur (Klimchuk, 2005).

3.2.1.1. <u>Manyetik yeniden birleşme</u>

Manyetik yeniden birleşme, bir plazmadaki karşıt yöndeki manyetik alan çizgilerinin kopması ve yeniden birleşmesi anlamına gelir. Bu süreçte manyetik alan enerjisi plazma kinetik enerjisine ve ısısal enerjiye dönüştürülür. Yeniden birleşme, güneş sistemimizdeki birçok muhteşem olayın merkezinde yer alır. Örneğin, güneş lekelerinin yakınında meydana gelen güneş patlamalarının, manyetik yeniden birleşmeyle güçlendirildiği düşünülmektedir. Flarelar dahil güneş manyetik aktivitesi, yüksek enerji yüklü parçacıkları uzaya fırlatabilir. Parçacıklar Dünya'ya ulaştığında, güç şebekelerini ve iletişim sistemlerini bozabilir ve uzay aracı ve uyduları tehdit edebilir. Bununla ilgili bir olgu da, Dünya'nın kutup bölgelerinin yakınında ve diğer mıknatıslanmış gezegenlerde görülen auroradır. Dünyanın kendi manyetik alanı, güneşten gelen güneş rüzgarı tarafından sürekli olarak bozulur.

Plazma fiziğinde, manyetik alan çizgilerinin sonsuz iletken bir plazmaya "donmuş (frozen-in)" olduğu iyi bilinmektedir. Yüklü plazma parçacıkları manyetik alan çizgileri etrafındaki dairesel yörüngelerle sınırlı olduğundan, bu, sonsuz iletken plazmaların alan çizgileri boyunca dağılmayacağı ve karışmayacağı anlamına gelir. Tersine, iki farklı alan çizgisi, araya giren plazmaya nüfuz edemedikleri için ayrı kalacaktır. Çoğu durumda, güneş ve manyetosferik plazmalar, her ikisi de çok iletken oldukları için böyle bir teori ile çok doğru bir şekilde tanımlanabilir. Bununla birlikte, teorinin doğrudan uygulanması, plazmaların karışmasına izin verilmeyeceğinden, püskürtülen güneş plazmasının manyetosfere nüfuz etme olasılığını ortadan kaldıracaktır. Yine de, gözlemlere ve bilinen teknolojik aksamalara dayanarak, bunların karıştırılması gerektiğini biliyoruz, ama nasıl? Cevap, karşıt yöndeki manyetik alan çizgilerini taşıyan plazmalar bir araya getirildiğinde, güçlü bir akım tabakasının oluşması gerçeğinde yatmaktadır; küçük bir hacimde kaybolacak kadar küçük bir özdirenç miktarının bile önemli hale gelebildiği durumlarda, plazma difüzyonuna ve dolayısıyla manyetik yeniden birleşmenin oluşmasına izin verir.



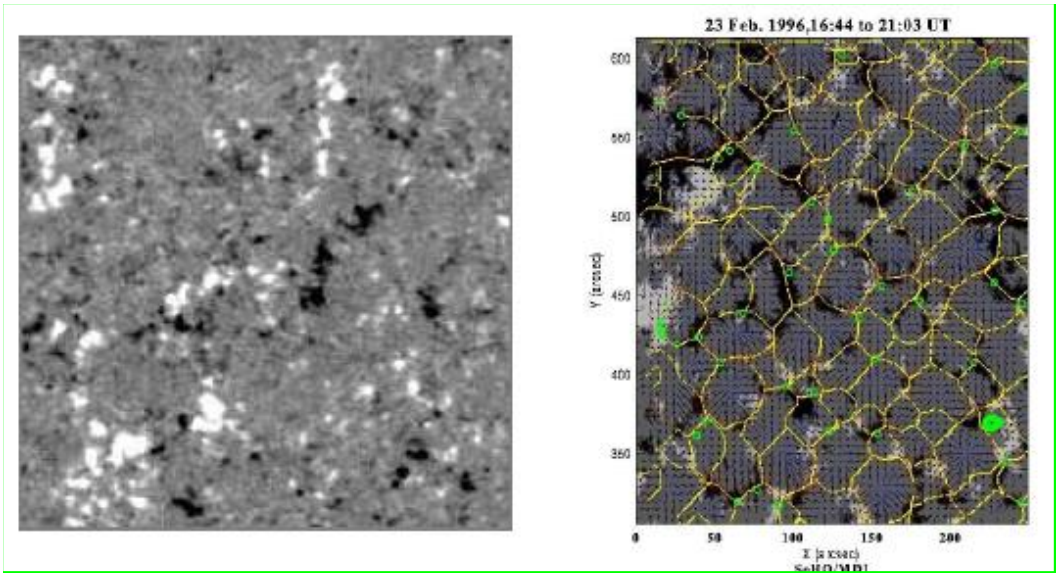
Şekil 3.3. Manyetik yeniden birleşme ve güneş flare diyagramının resimli bir modeli (Holman, 2012).

Şekil 3.3'de manyetik yeniden birleşme ve güneş flare diyagramının resimli bir modeli görülmektedir. Manyetik alan çizgileri mavi sürekli çizgiyle gösterilmiştir. Yeniden birleşme sonucunda birbirine ters yönelmiş manyetik alan çizgileri yeşille gösterilmiştir. Manyetik alan çizgilerinin kopması sonucunda ortaya çıkan madde kırmızı oklarla gösterilen yönlerde açığa çıkmaktadır. Sarıyla belirtilen kısımlar güneş yüzeyi olup mavi çizgilerin güneş yüzeyine değdiği kısımlar ayakucu noktalarını temsil etmektedir. Kırmızıyla belirtilen kısımlar ise manyetik alana donmuş vaziyette bulunan plazma yükünü göstermektedir.

Gözlemler, normal Güneştacı sıcaklığının yaklaşık 1-5 milyon Kelvin arasında değiştiğini ortaya çıkarmıştır (Rekowski et al., 2006). Güneş patlamaları ve koronal kütle atımları (CME'ler) gibi büyük ölçekli koronal olaylar, tüm koronayı ısıtamaz çünkü bu olaylar korona boyunca yeterince yaygın değildir, sayıca çok azdır ve manyetik alan çizgileri boyunca termal iletim etkili bir şekilde ihmal edilebilir. Dahası, korona, güneş patlamalarının veya CME'lerin olmadığı haftalarda yani sakin Güneş evresinde bir milyon kelvin'in üzerinde bir sıcaklığı sürdürebilir (Rekowski et al., 2006).

$1-2$ MK sıcaklığındaki koronal (sakin) plazma, bir güneş flare durumunda $10-20$ MK'ye kadar ısıtılır (Sakurai, 2017). Güneş flare olayı, çoğunlukla güneş lekelerinin yakınında, gelişigüzel meydana gelen bir patlamadır. Flareların enerji kaynağının güneş lekelerinin yakınındaki manyetik alan olduğuna inanılmaktadır; ters yönlere yaklaşan alan çizgileri olan stresli manyetik alan, manyetik enerjiyi patlayıcı bir şekilde serbest bırakır. Manyetik yeniden birleşme adı verilen bu süreç sadece plazmayı ısıtmakla kalmaz, aynı zamanda plazma bulutlarını gezegenler arası boşluğa fırlatır.

Güneş Dinamiği Gözlemevi (SDO) üzerindeki Atmosferik Görüntüleme Düzeneği (AIA) ve Helioseismic ve Manyetik Görüntüleyici (HMI) tarafından alınan Güneş'in X-ışın, uzakmoröte ve moröte görüntüleri, güzel, ince ayrıntılı ilmik yapıları ve ayrışmamış ilmiklerin bir kümesinden oluşması muhtemel olan daha yaygın salmaları gösterir. Ayrışan ilmikler ya fotosferde görülen zıt kutuplu manyetik alanın bölgelerini birbirine bağlar ya da bir fotosferik manyetik özelliğe tutturulmuş genişletilmiş açık yapılardır. Genel bir kural olarak, ilmekler ne kadar sıcak olursa, ilişkili oldukları manyetik alan bölgeleri o kadar güçlüdür (Fisher ve ark., 1998).



(a) **(b)**

Şekil 3.4. (a) ± 30 G'de doymuş 70×70 Mm^2 alana sahip bir SDO/HMI manyetogramı. **(b)** SOHO/MDI manyetogramı. Süper granül hücrelerinin sınırları sarı ile işaretlenmiştir ve oklar süper granüler akış modelini gösterir (Meyer, 2012).

Yüksek uzaysal çözünürlüğe sahip gözlemler Güneş'in yüzeyinin yoğunlaşmış zayıf manyetik alanlarla kaplı olduğunu göstermektedir. Bu manyetik yoğunlaşmaların, elektrik akımları taşıyan özgün manyetik akı tüplerinin ayak noktaları olduğuna inanılmaktadır. "Manyetik halı" olarak adlandırılan bu yapıların son gözlemleri çok dinamik bir evrimsel süreç geçirdiğini göstermektedir: fotosferik manyetik alanlar sürekli hareket eder, birbirleriyle etkileşime girer, çok kısa sürede dağılır ve yeniden ortaya çıkar (Meyer, 2012). Manyetik halı, sakin Güneş'in küçük ölçekli fotosferik manyetik alanına verilen terimdir. Sürekli evrim geçiren ve rastgele yönlendirilmiş pozitif ve negatif manyetik akı özelliklerinin bir karışımından oluşur (Meyer, 2012). Manyetik halının gözlemleri, manyetik halı içindeki tüm akıların yer değiştirmesi için geçen sürenin sadece birkaç saat olduğu, oldukça dinamik olduğunu göstermektedir. Manyetik halı, Güneş'in altında yatan konveksiyon ve küçük ölçekli manyetik özelliklerin birbirleriyle etkileşimi nedeniyle sürekli olarak evrim geçirir. Bundan dolayı, manyetik halının küçük ölçekli koronal alanının da oldukça dinamik ve karmaşık olması beklenmektedir. Güneş manyetik halısının bir örneği, SDO/HMI tarafından alınan bir manyetogramı gösteren Şekil 3.4 (sol)'da görülebilir. Manyetogram 70×70 Mm^2'dir, bu nedenle genişliği Güneş'in çapından $(1392\ \text{Mm})^2$ yaklaşık yirmi kat daha küçüktür (Meyer, 2012). Birbirine ters yönelmiş manyetik alan çizgileri arasındaki manyetik yeniden birleşme, alanın topolojisini değiştirebilir ve manyetik enerjiyi salabilir. Yeniden birleşme işlemi, elektrik

[2] Megametre, $1Mm = 10^6 m$

enerjisini ısıya dönüştürecek elektrik akımlarının dağılmasına da neden olacaktır. Bu, manyetik halı olarak adlandırılan yapının koronal ısıtmaya nasıl dahil olabileceğine dair genel bir düşüncedir. Bu düşünce manyetik alanların ve X-ışın koronasının yüksek çözünürlüklü gözlemlerine ve elektrik akımı dağılımı, mikroflarelar ve manyetik akı oluşumu yoluyla mevcut koronal ısıtılmanın kuramsal mekanizmalarına dayanmaktadır. Bununla birlikte, "manyetik halı" nın nihayetinde koronal ısıtılma problemini çözdüğünü belirtmek için henüz çok erkendir, çünkü sürecin sayısal bir modeli henüz önerilmemiştir.

Manyetik alanın yapısı koronal görüntülerde vurgulanır çünkü ısı, manyetik alan çizgileri boyunca verimli bir şekilde yayılır, ancak bunlar arasında taşıma büyük ölçüde engellenir (koronadaki ısısal iletim, manyetik alan çizgileri boyunca onların aralarında olduğundan daha güçlüdür (Priest, 1982)). Tüm bu faktörler manyetik alanın güneş korona ısıtmasında önemli bir rol oynadığını göstermektedir.

Sakin Güneş koronasındaki küçük ölçekli olaylar (parlak noktalar, mikroflarelar ve nanoflarelar gibi) neredeyse tüm ısıyı sağlaması muhtemeldir (örn. Parnell and Jupp 2000; Parnell and Galsgaard 2004; Mackay et al. 2000). Küçük ölçekli koronal manyetik alanın, çoklu birleşmelere sahip zıt polaritenin fotosferik manyetik kısımlarla karmaşık bir yapıya sahip olduğu göz önüne alındığı bu durum farklı araştırmacılar tarafından incelenmiştir (Beveridge, Priest and Brown 2002; Close et al. 2004). Bu manyetik kaynaklar sürekli hareket halindedir ve yeni oluşan akılar sık sık ortaya çıkmaktadır ve eski akı boşalmaktadır. Sonuç olarak, bu durum, Güneş sakin olduğunda bile, tüm korona boyunca sürekli olarak yaygın manyetik yeniden birleşmeye ve ardından yerel ısınmaya yol açmalıdır. Bu bağlamda yeniden birleşme süreçlerini incelemek için geçtiğimiz on yılda birkaç iki ve üç boyutlu teorik model geliştirilmiştir (Parnell, Priest and Golub 1994; Parnell, Priest and Titov 1994; Priest, Parnell and Martin 1994).

Fotosferde ortaya çıkan yeni akının ($\geq 10^{19}$ Mx)[3] Parnell and Moortel (2012) bir sonucu, yeni akı özelliklerini mevcut olanlara bağlayan yeni koronal ilmiklerin oluşmasıdır. Bu yeni ilmiklerin oluşabilmesinin tek yolu manyetik alanın küresel olarak yeniden yapılandırılmasını sağlayan manyetik yeniden birleşmedir (Priest and Forbes, 2000). Akının fotosferden taşınması da manyetik yeniden birleşme ile ilişkilidir, çünkü daha önce birleşmemiş manyetik özellik çiftleri bozulmadan önce birleşmelidir. Her iki durumda da, akının ortaya çıkması veya bozulmasıyla

[3] Mx, maxwell, manyetik yoğunluğun bir gauss olduğu bir bölgede bir cm^2'lik bir alanı dikey olarak kesen akıya eşit olan cgs sistemindeki bir manyetik akı birimidir.

yönlendirilen yeniden birleşme, sadece yeni ilmiklerin oluşumu ve ısınmasıyla değil, aynı zamanda plazmanın yığın (bulk) ivmelenmesi, parçacık ivmelenmesi ve kütlenin kromosfere ya da koronaya kaldırılmasıyla (lifting) da ilişkili olabilir (Rekowski and Hood, 2008; Martinez-Sykora et al., 2009). Yeniden birleşme yeri ve hızına ve ayrıca yukarı taşınan plazma miktarına bağlı olarak, bu tür işlemler sıcak koronal ilmiklerden soğuk yoğun kromosferik ilmiklere kadar değişebilen ilmiklerle sonuçlanabilir.

Bununla birlikte, ortaya çıkma ve bozulma süreçleri, yeniden birleşmenin gerçekleşmesi için gerekli değildir. Sadece manyetik ayak noktalarının hareketi de yeniden birleşmeye yol açabilir (Longcope, 1998; Aulanier et al., 2006; De Moortel and Galsgaard, 2006). Close et al. (2004), sakin Güneş SOHO/Michelson Doppler Görüntüleyici (MDI) yüksek çözünürlüklü manyetogramlarda gözlemlenen manyetik özellikleri tanımlamak ve izlemek için bir manyetik özellik izleme algoritması kullanmıştır. Daha sonra güneş atmosferideki manyetik alanı belirlemişlerdir ve fotosferik manyetik alan geliştikçe özellikler arasındaki manyetik bağlantılardaki değişiklikleri ölçmüşlerdir. Çalışmaları, koronadaki tüm akının MDI tarafından gözlemlendiği gibi fotosferik akının geri dönüşüm süresinden en az 10 kat daha hızlı bir şekilde yaklaşık 1.4 saat içinde geri dönüştürüldüğünü (tüm manyetik alan birleşmeleri kesildiğini ve yeniden bağlandığını) öne sürmektedir (Hagenaar, 2001). Ayrıca, fotosferdeki akı ağırlıklı olarak küçük ölçekli manyetik özellikler içinde bulunduğundan, manyetik alanın yapısındaki karmaşıklık hızla düşer ve akının yüzde 50'den fazlası 2.5 Mm'nin altında kalır ve sadece %10'u 2.5 Mm'nin üzerine çıkar (Parnell and Moortel, 2012). Bu sonuçlar, ilmikler arasındaki manyetik etkileşimlerin (yeniden birleşmelerin) çoğunun, bu yüksekliklerin altında, büyük olasılıkla kromosferde gerçekleşeceğini göstermektedir.

Çalkantılı konveksiyonun koronal akı tüplerinin ayak noktalarını sürüklediği önermesi bizi koronal ısıtılma hakkında önemli sonuçlara götürür. Bu sonuçlar yalnızca manyetik alanın evrimine dayanmaktadır ve plazma yanıtına veya ısıtmanın gözlemlenen koronal yoğunlukları, sıcaklıkları vb. üretmesi gerekliliğine dayanmamaktadır. İlk sonuç, manyetik halı olarak adlandırılan yapının üzerindeki koronada önemli yüksekliklerde manyetik yeniden birleşmenin meydana gelmesi gerektiğidir. Yeniden birleşme burada geniş anlamda ikincil kararsızlık dahil olmak üzere alanın bağlantısını değiştiren herhangi bir süreç olarak tanımlanır. Rastgele ayakucu noktası hareketleri, manyetik alanın dolaşıklığını artıracak şekilde hareket ettiğinden, başka bir süreç onu azaltmak için harekete geçmelidir. Aksi takdirde,

dolaşıklık sonsuza kadar artacak, manyetik gerilimler anlamsız seviyelere yükselecek ve koronal ilmikler gibi tutarlı yapılar olmayacaktır.

Yeniden birleşme, manyetik alanı çözebilecek / dolaşıklığını giderebilecek tek süreçtir. Dolaşan akı tüplerini çözer. Önemli bir nokta, yeniden bağlanan akı tüplerinin her ikisinin de manyetik halı yapısının üzerine uzanması gerektiğidir (yaklaşık cm'nin üzerinde; Close et al., 2003). Uzun bir koronal akı tüpü ile kısa bir manyetik halı ilmiği arasındaki yeniden birleşme, aslında koronal dolaşıklığı artırır (Schrijver et al., 1998). Böyle bir yeniden birleşme, uzun tüpün ayak noktasının kısa ilmiğin bir ucundan diğerine kesintili bir şekilde atlamasına neden olur. Manyetik halı alanları düzensiz olduğundan, bu, çalkantılı konveksiyon rastgele bir yol üretir. Manyetik halı alanlarını içeren yeniden birleşme, kromosferde, düşük yüksekliklerde soğuk ilmiklerde ve ılık ve sıcak ilmiklerin alt kısımlarında önemli bir ısıtma kaynağı olabilir, ancak daha yüksek uzunluklarda yeniden birleşme, koronayı ısıtmada baskın olmasa da önemli bir rol oynamalıdır. Bu ifade, özellikle küçük ölçekli karmaşık kutuplanma alanının olduğu ve manyetik halının büyük ölçüde azaldığı etkin bölgeler için geçerlidir (Klimchuk, 2005).

Bir diğer önemli sonuç da, manyetik alan çizgilerini serbest bırakan yeniden birleşme sürecinin, büyük olasıkla önemli miktarda direnç kaybının gerçekleşmesidir. Klimchuk (2005) bunun nedeni olarak, ayak noktasının karıştırılmasının, karışma ile birlikte alanın sarmallığını arttırması olduğunu öne sürmektedir. Taylor'un (1974) hipotezine göre, esasen ideal olan (dirençli olmayan) süreçler karışıklığı ortadan kaldırabilir, ancak sarmallığı ortadan kaldırmaz. Petschek'e (1964) göre önermiş olduğu yeniden birleşme modeliyle, iki birbirine dolanmış akı tüpü yeniden bağlandığında, bunların birbirine birleşmesinin karşılıklı sarmallığı, iç bükülmenin kendi kendine sarmallığına dönüştürülür (Klimchuk, 2005). Bu bükülme sarmallığı eninde sonunda ortadan kaldırılmalıdır. Temelde , zıt bükümlü iki tüp etkileşime girebilir ve dolanıklığı ortadan kalkar. Bununla birlikte, zıt kıvrımlı ve benzer polariteye sahip tüpler etkileşime meyilli değildir. Sarmallık, akı tüpünün batması veya ortaya çıkmasıyla koronadan da çıkarılabilir. Rastgele biçimde ayak noktasının karıştırılmasıyla ortaya çıkan sarmallığın çoğunun, önemli ölçüde dirençli dağılmayı içeren bir süreçle ortadan kaldırılması mümkündür (Berger, 1984). Taylor'ın hipotezi bu durumda geçerli değildir. İkincil kararsızlık bu bağlamda özellikle ilgi çekicidir, çünkü kararsızlık oldukça çalkantılı bir duruma geçtiğinde güçlü direnç dağılımının meydana gelmesi beklenir.

Koronada, etkin bölgelerdeki ışıımsal ve iletken kayıplar 10^7 erg cm^{-2} s^{-1} ve sakin Güneş'te 3×10^5 erg cm^{-2} s^{-1} 'dir, kromosferde ise etkin bölgelerde 2×10^7 erg cm^{-2} s^{-1} ve sakin Güneş 4×10^6 erg cm^{-2} s^{-1} kadardır (Withbroe and Noyes, 1977). Bu enerjinin kaynağı plazmanın, fotosferde ve altında konvektif olarak çalkalanmasıdır. Bu hareketler, Güneş'in yüzeyine yayılan her yerde birden bulunan manyetik alanların ayak noktalarını sürekli olarak bu hareketlerin zaman ölçeğiyle, uçtan uca Alfvén dalgalarının seyahat süresine göre hareket ettirerek iki temel ısıtma mekanizmasından birine yol açar. Yavaş hareketler (uzun zaman ölçekli) alanın yarı statik gerilmesine neden olurken, hızlı hareketler (kısa zaman ölçekli) dalga üretir. Tipik olarak kendilerini akım tabakaları şeklinde gösteren manyetik gerilmelerin yayılması, DC ısıtılma olarak bilinen manyetik yeniden birleşmeye yol açar ve dalgaların yayılması AC ısıtılma olarak adlandırılır. Her iki durumda da, gerçek dağılma, kinetik ölçeklerde gerçekleşecektir, çünkü Lundquist sayısı (ohmik dağılma süresinin Alfvén geçiş süresine oranı) çok büyüktür. Öte yandan, manyetik alanın fotosferik hareketi ve karmaşık geometrisi / topolojisi küresel olarak belirlenir. Şaşırtıcı olmayan bir şekilde, koronal ısıtma modelleri tarafından ele alınması gereken bu devasa ölçek aralığı hem teorisyenler hem de gözlemciler için bir sorun oluşturmaktadır. Mevcut paralel bilgisayarlar, tüm ölçeklerde iyi çözümlenmiş modellere izin vermek için ne belleğe ne de güce sahiptir ve mevcut görüntüleme teleskopları ne gerekli uzaysal ve zamansal çözünürlüğe ne de kinetik ölçekte herhangi bir şeyi görme hassasiyetine sahiptir. Ek olarak, yoğun iç ve seyrek dış atmosfer arasındaki bağlantı şeklinde zorluklar ortaya çıkar ve açık manyetik alan bölgeleri için mekanizmalar, güneş rüzgarı nedeniyle kütle akı kaybını da hesaba katılmasını gerektirir. Tüm bu zorluklarla birlikte, bugüne kadar araştırmacıların güneş ısıtılma problemini doğru bir şekilde açıklayamamış olmaları şaşırtıcı değildir. Bununla birlikte, koronanın ısıtılma süreçleri üzerine bilgilerimiz önemli ölçüde ilerlemiştir.

3.2.1.2. Nanoflare'lar

Temelleri neredeyse 40 yıl önce önerilen önemli bir ısıtma mekanizması olan bu mekanizma, çok sayıda küçük ölçekli akım tabakasının dağıtılmasıdır (Parker, 1972; Levine, 1974). Parker (1972), manyetik ayakucu noktalarının yavaş konvektif hareketlerinin, manyetik alanın örülmesine (braiding) yol açabileceğini, sürekli olarak dağıtılacak ve yeniden oluşturulacak ve ohmik dağılma yoluyla doğrudan ısıtma sağlayacak küçük akım tabakaları oluşturabileceğini varsaymıştır. Bu kavram, farklı manyetik ilmikler arasında bir örgü veya tek bir ilmik içinde manyetik alanın kendi kendine örülmesi olarak düşünülebilir. Her iki durumda da, manyetik

ilmiklerin birbirlerini sarması (wrap) gerekmez, ancak basit kesme hareketleri mevcut tabakaları üretmek için yeterlidir.

Lin et al. (1984), $10^{24} - 10^{27}$ erg arasında enerjileri olan birçok küçük, sert X-ışını artışının roket kaynaklı gözlemleriyle keşfinden sonra, Parker (1988), enerjileri büyük flarelardan dokuz kat daha az olan küçük flarelardan oluşan bir oluşumun (nanoflareların), yeterli sayıda meydana gelmesi durumunda koronayı ısıtabileceğini söyledi. Bu Parker'ın örgü veya **nanoflare teorisi** olarak bilinir.

Gerçekte, değişen katsayılarda frekansın güç yasası dağılımını uyumlu şekilde Güneş atmosferinde çok çeşitli olaylar (boyutlar ve enerjiler) gözlenmiştir. Hudson (1991), enerjilerin bir güç yasası dağılımını içerdiğini gözönüne almıştır. Ayrıca Hudson (1991), enerjilerin güç yasası dağılım katsayısının, küçük ölçekli veya büyük ölçekli flareların daha fazla ısı sağlayıp sağlamadığını belirlemede kritik olduğuna işaret etmiştir. Eğer güç yasası katsayısı $\alpha > -2$ ise, büyük flarelar, $\alpha < -2$ ise küçük flarelar koronanın ısıtılmasında baskındır. Bununla birlikte, eğim yeterince dik olsa bile, nanoflarelar sadece yeterli enerji üretmek için yeterli sayıda olması şartıyla koronayı ısıtabilir.

Güneş Maksimum Görev / Sert X-ışını Patlama Tayfölçeri (HXRBS/SMM), Yohkoh / Yumuşak X-ışını Teleskopu (Yohkoh/SXT), SOHO / EIT ve TRACE uyduları kullanılarak, flareların, mikroflareların ve/veya nanoflareların dağılımı birçok kişi tarafından belirlendi (Crosby, 1993; Shimizu, 1995; Krucker and Benz, 1998; Parnell and Jupp, 2000; Aschwanden, 2000; Benz and Krucker, 2002; Aschwanden and Parnell, 2002). Olay enerjilerinin dağılımı için güç yasası indisleri $-2.7 < \alpha < -1.5$ arasında değişmekte ve nanoflareların bir ısıtma mekanizması olarak geçerliliğini tamamen açık bırakmaktadır.

Parnell (2004), flareları tespit etmek, enerjilerini belirlemek ve güç yasasının ortaya çıkan eğimini hesaplamak için farklı, ancak makul varsayımlar yapmanın etkilerini inceledi. Yaklaşım, TRACE uydusu tarafından alınan sakin Güneş ve etkin Güneş'ten sadece iki veri kümesinin kullanılmasını içeriyordu. Sonuçta Parnell (2004), analizlerinde başkaları tarafından kullanılan olası parametrelerin farklı setlerini göz önünde bulundurarak, güç yasası katsayısının 1200 farklı tahminini belirlemiştir. Her iki veri kümesi için (sakin Güneş ve etkin bölge), α değeri -1.9 ortalamayla $-2.5 < \alpha < -1.6$ aralığındadır. Bu sonuçlardan çıkarılabilecek en mantıklı sonuç, doğrudan algılama yöntemini kullanarak tek bir nanoflare/flare enerjilerinin dağılımını doğru bir şekilde belirleyememesidir. Bunun yerine,

nanoflare topluluklarını tespit etmeye çalışan, nanoflareların koronayı ısıttığını destekleyen ancak kesin bir gözlemsel kanıt sağlamayan alternatif yöntemler (Sakamoto et al., 2008; Terzo et al., 2011) araştırılmıştır. Bu nedenle, nanoflare tarafından ısıtılma hala hem koronal ilmikler hem de sakin Güneş ardalanı için en umut verici koronal ısıtma mekanizmalarından biri olarak kabul edilmektedir.

Teorik olarak, basitleştirilmiş modellerin gözlemlerle karşılaştırma için yeterli olmadığı açıktır. Plazmanın Güneş atmosferindeki tepkisi çok karmaşıktır ve salma çizgilerini yorumlamak da basit değildir. Fiziksel olarak gerçekçi etkileri olan teorik deneylerin ileriye yönelik modellenmesi önemlidir, ancak bu sonuçların analizi, hangilerinin önemli etkileri olduğunu ve tamamlanmasının zaman alacağını belirlemek için büyük bir dikkatle yapılmalıdır. Bu süre içinde, koronayı hangi mekanizmaların ısıttığı tartışması devam edecektir.

3.2.2. AC (Alternatif Akım) ısıtılması

Bir ilmikteki Alfvén hızı V_A ($V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$), B manyetik alan yeğinliği, ρ yoğunluk ve L ilmiğin uzunluğu olmak üzere, $\tau_A = L/V_A$ olarak verilir. Eğer $\tau_{ph} \gg \tau_A$ ise, ayakucu noktaları hareketleri, sönümlenebilen ve böylece ısıtma sağlayan MHD dalgalarını koronanın içine fırlatır; bu durumda akımlar AC olarak görülebilir. Diğer bir deyişle AC süreçleri, eğer fotosferik hareketlerin değişim zaman ölçeği, koronal ilmiklerin kendini bu değişimlere ayarlama zaman ölçeğinden daha hızlı gerçekleşiyorsa (Alfvén dalgalarının sönümlenme ve yayılması sonucunda), dalgaların yayılması ile gerçekleşen ısınma AC ısınması olarak adlandırılmaktadır. Alt katmanlardaki çalkantılı konveksiyon, yukarı doğru yayılan büyük bir dalga akışı da üretir. AC süreçlerinde enerji, koronada dalgaların yayılması ve sönümlenmesi ile gerçekleşir. Genel olarak güneş yüzeyindeki çalkantılı konvektif hareketler güneşin üst atmosfer katmanlarına doğru yayılan bu dalgalar Alfvén ve hızlı ve yavaş manyetikses dalgalarıdır. Mod eşleşmesi ve diğer süreçler, farklı dalga türleri arasında enerji aktarır, bu nedenle dalgaların karışımı, atmosferdeki yüksekliğin bir fonksiyonu olarak değişir (Stein and Nordlund, 1991; Bogdan et al., 2003).

Teorik ve gözlemsel tahminler, konveksiyon bölgesinin üstünde 10^7 erg cm^{-2} s^{-1}'lik enerji akılarını önermektedir (Narain and Ulmschneider, 1996). Bu büyüklükteki enerji akışları, koronayı ısıtmak için fazlasıyla yeterlidir. Alfvén dalgaları manyetik alan doğrultusunda ilerlerken derken, yavaş ve hızlı manyetik ses dalgaları manyetik alanın bir tarafından diğer tarafına doğru da ilerleyebilir. Manyetik ses dalgalarının hızı hem plazma koşullarına hem de yayılmanın doğrultusuna bağlıdır, dolayısıyla da bu dalgalar çoğunlukla basınç ve

yoğunluk değişiminin büyük olduğu geçiş bölgesinde yansıtılırlar. Ses ve yavaş mod dalgaları şok oluşturur ve güçlü bir şekilde sönümlenirken, hızlı mod dalgaları güçlü bir şekilde kırılır ve yansıtılır (Narain and Ulmschneider, 1996). Alfvén benzeri burulma ve bükülme gösteren tüp dalgaları da dahil olmak üzere Alfvén dalgaları, korona içine en iyi şekilde nüfuz edebilir. Enine oldukları için şok oluşturmazlar ve enerjileri manyetik alan boyunca kırılmak yerine yönlendirilir. Bu dalgalar için enerji akışı tahminleri bu nedenle özellikle önemlidir. Ulrich (1996), Alfvén dalgaları için doğru evre ilişkisi ile manyetik ve hız dalgalanmalarını gözlemlemiş ve güçlü manyetik alan bölgelerinde 10^7 erg cm^{-2} s^{-1}'lik bir akı sonucunu çıkarmıştır. Bu nedenle koronanın ısıtılmasında en iyi aday Alfvén dalgalarıdır. Muller et al. (1994), fotosferik akı tüplerinin granüler hareketlerle gözlemlenen "titreme" den sakin Güneş için benzer bir enerji akışı sonucuna ulaştılar. Sakin Güneş'i ısıtmak için bu akının sadece küçük bir kısmının koronaya ulaşması gerekir.

3.2.2.1. <u>Manyetohidrodinamik (MHD) dalgalar</u>

Çizelge 3.2'de mevcut Poynting akısını ısı olarak dağıtmak için önerilen mekanizmaların çoğu özetlenmiştir. Tarihsel olarak, iki önemli zaman ölçeğinin göreli değerlerine bağlı olan iki büyük düşünce olduğu görülmüştür. Birincisi, Alfvén seyahat süresi τ_A, koronal manyetik alan boyunca önemli bir mesafe katetmek için doğrusal bir tedirginliğin ne kadar sürdüğünü açıklar. Yani bir manyetik alan çizgisi içersindeki Alfvén hızının katetme süresidir ve $\tau_A = L/V_A$ şeklinde ifade edilir. Burada L ilmik uzunluğu (kapalı manyetik alanlar için) veya temsili bir Güneş rüzgarının ölçek yüksekliğidir (açık manyetik alanlar için). Yani L, kapalı manyetik alan çizgileri söz konusu olduğunda, manyetik alan ilmiğinin uzunluğu olarak alınırken, açık manyetik alan çizgileri söz konusu olduğunda Güneş rüzgarının orada ilerlemesi için öngörülen ölçek yüksekliği olarak alınır. İkinci olarak, fotosferik sürüklenme zaman ölçeği τ_{ph}, ayakucu noktalarındaki büyük değişimler yaratan granüler hareketlerin karakteristik zaman ölçeğidir. $\tau_{ph} = \lambda_\perp / v_\perp$ şeklinde ifade edilir, burada $\lambda_\perp$ ayakucu noktalarındaki sürüklenmenin yatay yöndeki uzunluğu ve $v_\perp$ ayakucu noktalarındaki sürüklenmenin yatay yöndeki hızıdır (Cranmer and Winebarger, 2019).

Yukarıdaki tanımlar göz önüne alındığında, MHD koronal ısıtma oranı Q, makroskopik ölçek uzunluğu L üzerine yayılan dikey Poynting akısı cinsinden, henüz belirlenmemiş bir verimlilik faktörü ile çarpılarak parametrelendirilebilir:

$$Q = \varepsilon \rho {V_A}^2 v_\perp / L$$

Çizelge 3.2. MHD koronal ısıtılma teorileri: Poynting akısına göre verimlilik ölçeklemeleri (Cranmer and Winebarger, 2019).

Model tanımı	Verimlilik (ε)	Örnek Referans
Dalga Dağılımı (AC) Modelleri		
Alfvén-dalga çarpışma sönümlenmesi	$\Lambda^{1}\Theta^{2}\,\mathrm{Re}^{-1}$	Osterbrock (1961)
Rezonans soğurması	$\Lambda^{1}\Theta^{1}$	Ruderman et al. (1997)
Evre karışımı	$\Lambda^{1}\Theta^{4/3}\,\mathrm{Re}^{-1/3}$	Roberts (2000)
Yüzey-dalga sönümlemesi	$\Lambda^{1/2}\Theta^{3/2}\left(\Sigma/\mathrm{Re}\right)^{1/2}$	Hollweg (1985)
Hızlı mod şok zinciri	$\Lambda^{2}\Theta^{3}$	Hollweg (1985)
Switch-on MHD şok treni	$\Lambda^{3}\Theta^{4}$	Hollweg (1985)
Çalkantı Modelleri		
Kolmogorov-Obukhov çağlayanı	$\Lambda^{1}\Theta^{2}$	Hollweg (1986)
Iroshnikov-Kraichnan çağlayanı	$\Lambda^{2}\Theta^{3}$	Chae et al. (2002)
Hibrit üçlü korelasyon çağlayanı	$\Lambda^{1}\Theta^{3}\left(1+\Theta\right)^{-1}$	Zhou & Matthaeus (1990)
Yansıma-güdümlü çağlayanı	$\Lambda^{1}\Theta^{2}\left(f_{+}^{2}f_{-}+f_{-}^{2}f_{+}\right)$	Hossain et al. (1995)
2D sınır-güdümlü çağlayanı	$\Lambda^{2/3}\Theta^{1/3}$	Heyvaerts & Priest (1992)
Çizgi-bağlı azaltılmış MHD çağlayanı	$\Lambda^{1}\Theta^{1/2}$	Dmitruk & G´omez (1999)
Ayakucu noktası Gerilim (DC) Modelleri		
Akım tabakası rastgele hareket	Λ^{1}	Sturrock & Uchida (1981)
Akım tabakası kesme	$\Lambda^{1}\left(1+\Theta^{2}\right)^{1/2}\left(1+\Lambda^{2}\right)^{-1/2}$	Galsgaard & Nordlund (1996)
Şeritlenmiş süreksizlik	$\Lambda^{2}\Theta^{1}$	Parker (1983)
Akı iptali	$\Lambda^{1}\Theta^{1}\left(\phi^{8/3}-\phi^{4/3}\right)$	Priest et al. (2018)
Taylor Gevşeme Modelleri		
Yırtılma-biçimli yeniden birleşme	$\Lambda^{1}\Theta^{1}\left(1-\alpha L\right)^{-5/2}$	Browning & Priest (1986)
Hiperdifüzyonlu yeniden birleşme	$\Lambda^{1}\Theta^{-1}\left(\alpha L\right)^{2}$	van Ballegooijen & Cranmer (2008)
İdeal olmayan / kayan yeniden birleşme	$\Theta^{-1}\left(\alpha L\right)^{1}$	Yang et al. (2018)

Çizelge 3.2, verimlilik faktörü ε'nin aşağıdaki gibi birimsiz oranlara nasıl bağlı olduğuna dair bir örnekleme sunmaktadır.

$$\Lambda = \lambda_{\perp}/L\,, \qquad \Theta = \tau_A/\tau_{ph}$$

Yavaş gelişen yarı-statik dengelerin (yani doğru akım veya DC teorileri) geleneksel sınırı $\Theta \ll 1$'e karşılık gelir. Dalgalar ve diğer yayılan dalgalanmaları (yani, alternatif akım veya AC teorileri) üreten hızlı ayakucu noktası dinamiğinin sınırı $\Theta \gg 1$'e karşılık gelir (AC: alternatif akım $\tau_A \gg \tau_{ph}$, DC: doğru akım $\tau_A \ll \tau_{ph}$) (Cranmer and Winebarger, 2019).

Cranmer ve Winebarger (2019), çizelge 3.2'de önerilen modellerin dört sınıfını aşağıdaki alt bölümlerde daha ayrıntılı olarak açıklamaktadır, ancak ilk olarak bazı parametreler için temsili değerler vermek faydalı olacaktır. Fotosferik bulgurlanma (granulation) için, $\lambda_{\perp}$ muhtemelen 0.1 Mm ile 1 Mm arasında değişir ve tipik koronal ilmikler için $L \approx 5 - 500$ Mmdir. Bu nedenle, neredeyse tüm koronal bölgeler $\Lambda \ll 1$ gösterme eğilimindedir. Zaman ölçekleri için değerler daha çok duruma bağlıdır. τ_{ph} için $5 - 10$ dakikalık tipik bir granül ömrü kullanılabilir, ancak intergranüler akı tüpleri içindeki küçük iç hareketler 1 dakika veya daha kısa süre boyunca tutarlı kalabilir (Ballegooijen et al., 2011). Alfvén seyahat süresi τ_A , ilmiğin yalnızca koronal kısmı dikkate alınırsa 10 saniye kadar küçük olabilir, ancak ayakucu noktalarında her iki kromosferden geçen seyahat süresi de sayılırsa 10 dakikadan uzun olabilir (Ballegooijen et. al., 2014). Bazı teorilerde, temel sürükleyici nicelik $v_{\perp}$ dir ve bu, fotosferde mi (~ 1 km s^{-1}) veya üst kromosferde mi ($20 - 40$ km s^{-1}) değerlendirilmesine bağlı olarak bir büyüklük sırasından daha fazla değişir.

Dalga Dağılımı (AC) Modelleri: Koronal ısıtılma için dalgalar genellikle önemlidir, çünkü enerjinin fotosferde üretilmesi ve daha sonra ısıya dönüşümünün gerçekleşebileceği koronaya (minimum kayıpla) iletilmesi için bir yol sağlarlar. MHD Alfvén dalgası, kromosferdeki en az sönümlü salınım modudur ve Güneş atmosferinde her yerde gözlemlenir (Tomczyk et al., 2007; Jess et al., 2015). Bununla birlikte, farklı tipte enine ve sıkıştırılamaz dalgaları ayırt etmek için daha özel bir isimlendirmenin kullanılıp kullanılmayacağına dair devam eden tartışmalar vardır (Mathioudakis et al., 2013).

Çalkantı Modelleri: Pek çok uzay plazma ortamında, büyükten küçüğe doğru kendiliğinden ve rastgele bir enerji çağlayanı gelişimi için koşullar sağlanır. Bu tür doğrusal olmayan çalkantılı çağlayan (cascade), halihazırda fotosferde (Petrovay,

2001) ve kromosferde (Reardon et al., 2008) mevcut olabilir ve Güneş rüzgarında kesinlikle mevcuttur ve güçlüdür. Dengesiz çalkantı için (yani, eşit olmayan güçteki Alfvén-dalga paketlerinin çarpışması nedeniyle), ısıtma oranı $f_{\pm} = Z_{\pm}/\sqrt{Z_{+}^{2} + Z_{-}^{2}}$ 'ye bağlıdır; burada $Z_{\pm}$, Z_{-} karşıt yayılım dalgalanmalarının genliklerini belirten Elsasser (1950) değişkenleridir. Kapalı ilmiklerde, iki ayakucu noktasından farklı sürüklenme seviyeleri nedeniyle eşit olmayan f_{+} ve f_{-} değerleri oluşabilir. Açık alan bölgelerinde, dalgalar öncelikle yüzeyden yukarı doğru yayılır, ancak dalga boylarının radyal yoğunluk gradyentleri ile aynı büyüklükte olması nedeniyle kısmi yansıma meydana gelebilir (Cranmer and Winebarger, 2019).

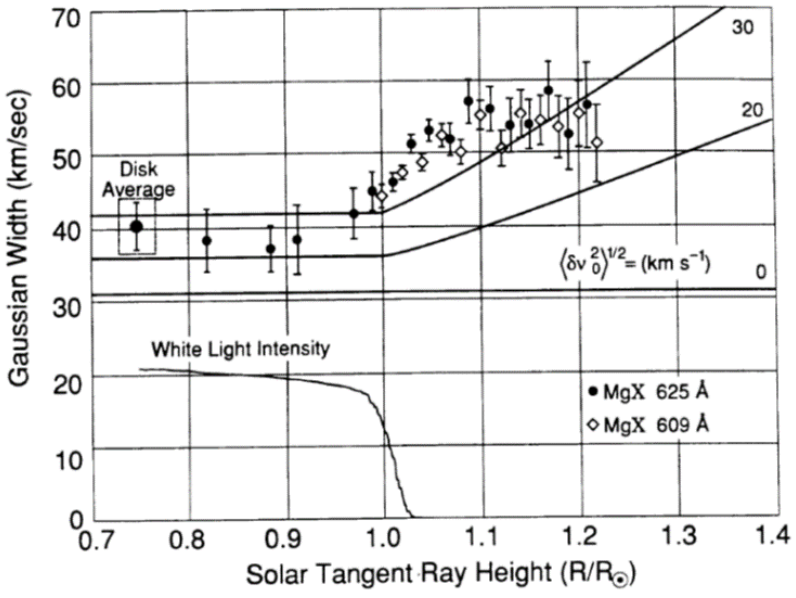
Ayakucu Noktası Gerilim (DC) Modelleri: Parker (1972), $\Theta \ll 1$ sınırında, koronadaki manyetik alanın yavaş ayakucu noktası hareketleri ile karıştığını, örüldüğünü ve manyetik enerjinin birçok küçük ölçekli manyetik yeniden birleşme olayıyla dağıtıldığını öne sürmüştür. Bu, Çizelge 3.2'de verilen DC akım katmanı rastgele-yol ölçekleme ilişkisinin arkasındaki fikirdir ve aynı zamanda kesintili nanoflarelara da yol açar. Son zamanlarda, Priest et al., (2018), büyük ölçekli ısıtmaya güç sağlamaya yardımcı olmak için kromosferik ayakucu noktalarında ek manyetik yeniden birleşmenin varlığına dayanan farklı bir DC tipi model önermiştir. Çizelge 3.2'de, birimsiz nicelik $\phi = [F/\pi\lambda_{\perp}^{2}B)]^{1/2}$ ile ifade edilir. Burada F, ilmiğin tabanında manyetik yeniden birleşmeye uğrayan manyetik akıdır ve B, manyetik alan kuvvetidir. Bu nedenle ϕ, akı iptali (cancellation) için etkili bir yatay uzunluk ölçeğinin standart ayakucu noktası sürüklenme uzunluğuna $\lambda_{\perp}$ oranıdır.

Taylor Gevşeme Modelleri: Çoğu DC tipi model, nanoflarlar enerjiyi ısı olarak serbest bırakmadan önce, potansiyel olmayan manyetik enerjinin fazla birikme şansı olmadığı istatistiksel bir sabit durum varsayar. Bununla birlikte, Güneş bazen etkin bölgelerin filamentlerinde ve akı sicimlerinde bükülmüş alan çizgileri üretir. Bu bölgelerdeki manyetik bükülme, bilinen bir enerji rezervuarı olarak düşünülebilir ve genellikle bükülme parametresi α (yani,$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha\mathbf{B}$) ile tanımlanır. Taylor (1974), rezervuardan enerji çekilme oranının manyetik sarmallığı koruma gereksinimi ile sınırlandırıldığını belirlemiştir. Çizelge 3.2'de verilen verimlilik ölçeklendirmeleri, Taylor'ın sarmallık kısıtlamasına göre enerji çıkarıldığında artan bükülmeyle birlikte ısıtma hızının tipik olarak nasıl arttığını göstermektedir. α, bir nicelik olmasına rağmen bükümün tutarlılığını gösterir ve boyutsuz bir büküm sayısı αL olarak ifade edilir.

4. KUZEY UÇLAK GÜNEŞTACI DELİĞİ PLAZMASI

4.1. Kuzey Uçlak Güneştacı Deliği Plazmasına İlişkin Gözlemler

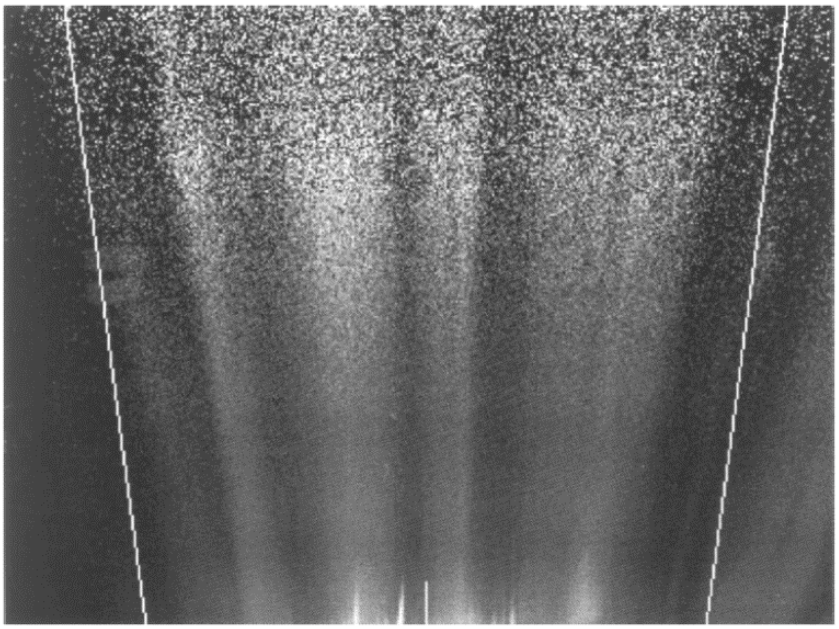
Bu çalışmada, güneştacının ısıtılmasında, dalga teorisi kapsamında yer alan, sıcaklığa ısısal olmayan katkının, iyon-cyclotron rezonans sürecinden geldiği varsayımı ile, MHD dalgalarının yayılma ve sönümlenme özellikleri incelenmesi hedeflenmiştir. Bu nedenle Güneştacı deliği ile ilişkili gözlemsel sonuçlara biraz bakalım. Bilindiği gibi Güneştacı, Güneş maksimumu ve minimumunda birbirinden farklı özellikler sergilemektedir. Örneğin etkin olmayan bölgeler, flare yapan etkin bölgeler, eşlek güneştacı deliği, uçlak güneştacı deliği, vb. Buna bağlı olarak da ortamın fiziksel parametreleri, yani parçacık sayı yoğunluğu, sıcaklık, manyetik alan yeğinliği de bir bölgeden diğerine değişmektedir. Ancak tüm bölgeler için ortak sorun, ısısal iletkenlik ve optikce ince ışınım yoluyla yitirilen enerjinin yeniden nasıl sağlandığı sorunudur. Enerji, büyük ölçekli süreçlerin yanısıra, viskozite, elektriksel direnç, ısısal iletkenlik, zoruna titreşim gibi küçük ölçekli süreçlerle de bir bölgeden bir başka bölgeye aktarılır. Küçük ölçekli süreçler, dalganın düzenli deviniminde depolanmış olan mekanik enerjiyi, parçacıkların düzensiz ısısal enerjisine dönüştürür. MHD dalgalarının güneştacını ısıtma ve güneş rüzgarını ivmelendirmedeki rolü bu bölgeden alınan salma çizgilerinin genişlikleri incelenerek anlaşılabilir.



Şekil 4.1. MHD dalgalarının neden olduğu çizgi genişlemesine ilişkin gözlemsel sonuçlar (Hassler et al., 1990).

Hassler et al. (1990) tarafından Mgx iyonları için yüksek sıcaklıklarda oluşan koronal çizgiler, Güneş kenarından yarıçap doğrultusu boyunca koronaya doğru ($> 1.1\ R_{\odot}$) yapılan gözlemlerden elde edilmiştir. Hassler et al. (1990) uzakmoröte salma çizgisiyle yaptıkları çalışmada, donukluk, sistematik akışkan etkileri, ısısal Doppler genişlemesi ve MHD dalgalarının çizgi genişlemesi üzerine olan etkilerini hesapladılar. Bu nedenle, koronal salma çizgilerinin, ısısal olmayan genişlemelerinden, MHD dalgalarının sorumlu olabileceği sonucuna vardılar. SMM uydusu verileri ışığında Saba and Strong (1991) da benzer bir sonuca ulaşmıştır.

SOHO/UVCS'nin Mgx ve Ovı çizgilerine ilişkin verilerinden, uçlak güneştacı deliği plazmasının $1.75 - 2.1\ R_{\odot}$ aralığında çarpışmalı plazmadan çarpışmasız plazma özelliğine geçtiği saptanmıştır. Cranmer et al. (1999) Hı ve Ovı dağılımlarına ilişkin deneysel modeli de çarpışmasız plazmadan çarpışmalı plazmaya geçişi öngörmüştür. Doyle et al. (1999) SOHO/UVCS ve SUMER veritabanlarını kullanarak çarpışmalı/çarpışmasız plazma sınırını $1.5\ R_{\odot}$ olarak saptamışlardır. Buradan çıkan sonuç şudur: güneştacı deliğinin $1.5\ R_{\odot}$ uzaklığının ötesinde, plazma taşınım süreçleri klasik Coulomb kuramıyla açıklanamaz. $2.0\ R_{\odot}$ ötesinde gözlenen olağanüstü büyük çizgi genişliklerinin nedeni iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci olabilir.



Şekil 4.2. 1996'da SOHO/SUMER ile Ovı (1032 Å) da alınan görüntüde, kuzey uçlak güneştacı deliğindeki plume (parlak bölgeler) ve interplume (karanlık) olarak adlandırılan şeritler olduğu görülmektedir (Wilhelm et al., 1998).

Wilhelm (1998) çalışmasında kuzey uçlak güneştacı deliğinin yapısının parlak, soğuk ve yüksek yoğunluklu "plume" ve sönük, sıcak ve düşük yoğunluklu "interplume"lardan (plumelerarası şeritler) oluştuğunu belirlemiştir. SOHO/UVCS verileri OVI iyonunun güneştacı deliğinde ölçülen sıcaklığının yönbağımlı olduğunu belirlemiştir (Kohl et al., 1997; Cranmer et al., 2008). Bu durumda OVI iyonunun manyetik alana dik yöndeki kinetik sıcaklığı, $T_{\perp}$, paralel yöndeki sıcaklığından, $T_{\parallel}$ daha büyüktür. UVCS verileri, güneştacı deliğindeki diğer ender iyonlar (He^{++}, SiVIII, MgX, vb.) için de benzer sıcaklık yönbağımlılıkları saptamıştır. Bu iki ayrı bölgeden elde edilen OVI çizgilerinin genişliği, "interplume"larda daha geniştir. Bu durum, OVI iyonlarının dik yönde ısıtılmalarının interplumelarda daha etkin olduğuna işaret eder. Bu veriler de güneştacı plazmasının iyon-cyclotron zoruna titreşim süreciyle ısıtılabileceğini işaret etmektedir.

Wilhelm et al. (2011) iki Güneş minimumunu kapsayan yıllar boyunca bir çok plume ve interplume bölgesindeki gözlem verilerini hesaba kattığında, Güneştacı deliğinin genel olarak kararlı olduğunu belirtmiştir. Doyle et al. (1999) tarafından verilen matematiksel ilişkinin, plume ve interplume bölgesindeki elektron sayı yoğunluk değişimi verileri ile uyumlu olduğu görüldüğünden elektron sayı yoğunluğunun değişimi için çalışmamızda,

$$N_e = \frac{10^8}{R^8} + \frac{2.5 \times 10^3}{R^4} + \frac{2.9 \times 10^5}{R^2} \,\mathrm{cm}^{-3} \qquad (4.1)$$

bağıntısı kullanılmıştır. Bununla birlikte Güneştacı deliği plazmasının elektriksel olarak nötre yakın olduğunu işaret eden çalışmalar bulunmaktadır (Endeve and Leer 2001; Voitenko and Goossens 2002). Nötrlük, $N_e \approx N_p \approx N$ (burada "e ve "p" alt indisleri sırasıyla elektron ve protonu sembolize etmektedir). Kohl et al. (1997) plume bölgelerinin interplume bölgelerinden daha yoğun olduğunu göstermiştir.

Bu çalışmada $N_e = N_p$ alınarak plume koşullarında proton sayı yoğunluğunun (R, x) uzayındaki dağılımı için Devlen ve Pekünlü (2017) tarafından verilen

$$N_p^{PL}(R, x) = N_p^{IPL}(R)(1 + 0.1 \sin^2(2\pi x/92.16R)) \qquad (4.2)$$

bağıntısı kullanılmıştır. Buradaki 'PL' ve 'IPL' üst simgeleri sırasıyla plume ve interplume şeritlerini temsil eder. Bu bağıntıda R, $r/R_{\odot}$ biriminde olup güneştacı tabanından olan yükseklik, x ise gözlemcinin bakış doğrultusu ve manyetik alana dik yönde ölçülen yay saniyesi cinsinden uzaklıktır.

Güneş'in kuzey uçlak deliğindeki manyetik alan için Hollweg (1999) tarafından verilen

$$B = 1.5\,(f_{max} - 1)\,R^{-3.5} + 1.5R^{-2}\ \mathrm{G} \tag{4.3}$$

bağıntısı kullanılmıştır. Burada $f_{max} = 9$ olarak alınmıştır.

Kuzey uçlak güneştacı deliğindeki plazmanın sıcaklık dağılımına ilişkin gözlemsel veri olmamasından dolayı bakış doğrultusu boyunca sıcaklığın eşısısal olduğu varsayılır. Ancak Kohl (1997) çalışmasında, OVI çizgi yeğinliğinin hem radyal hem de x yönünde değişim gösterdiğini belirlemiştir. Wilhelm et al. (1998) çalışmasında iyon sıcaklığıyla etkin sıcaklık arasındaki ilişkiyi,

$$T_{eff} = \frac{m_i}{2k_B} v_{1/e}^2 = T_i + \frac{m_i}{2k_B}\xi^2 \tag{4.4}$$

şekinde vermiştir. Bu bağıntıda T_i iyon sıcaklığı; m_i iyon kütlesi; k_B Boltzmann sabiti; $v_{1/e}$ iyonun bakış doğrultusundaki en olası hızı ve ξ bakış doğrultusu boyunca MHD dalgalarıyla ilgili olduğu düşünülen ısısal olmayan bileşeni gösterir. Dalga genliği ile ξ arasındaki ilişki Esser et al. (1999) tarafından $\xi^2 = (1/2)\langle \delta v^2 \rangle$ şeklinde verilmiştir. OVI iyonlarının etkin sıcaklık değeri için, Devlen and Pekünlü (2010) çalışmasında verilen

$$T_{eff}(R) = -7.941 \times 10^7 R^2 + 4.9487 \times 10^8 R - 5.7625 \times 10^8 \tag{4.5}$$

polinom eşitliği kullanılmıştır. OVI iyonlarının etkin sıcaklığın ısısal olmayan kısmı için, Esser et al. (1999) çalışmasındaki δv ve MgX verilerini kullanarak, Devlen and Pekünlü (2010) çalışmasında türettikleri aşağıdaki

$$T_{eff}^{\xi} = -4 \times 10^6 R^2 + 3 \times 10^7 R - 2 \times 10^7 \tag{4.6}$$

polinom kullanılmıştır. Wilhelm et al. (1998), interplume'ların OVI iyon etkin sıcaklığının, plume'lardan yaklaşık %30 daha yüksek olduğunu bildirmiştir. IPL yapı gözününe alınarak T_{eff}'in (R, x) yönündeki değişimi ise,

$$T_{eff}^{PL}(R, x) = T_{eff}^{IPL}(R)(1 - 0.3\sin^2(2\pi x/92.16R)) \tag{4.7}$$

şeklinde alınmıştır (Devlen et al. 2017).

4.2. MHD Yaklaşımı

Pekünlü et al. (2002) sıkıştırılamaz, viskoz güneştacı plazmasınada güneştacında açık manyetik alan çizgileri boyunca yayılan Alfven dalgalarının yayılmasını incelemiştir. Bu çalışmamızda öncelikle Pekünlü et al. (2002) çalışmasından motivasyon alındığını belirtmemiz gerekir. Ancak bu tez çalışmasında Pekünlü et al. (2002) çalışmasında kullanılan radyal uzaklık ve dönem aralığından farklı olarak daha büyük radyal uzaklıklar ve daha yüksek dönemli Alfven dalgalarının yayılımı ve ayrıca UVCS/SOHO gözlemlerinin ortaya koyduğu plume ve interplume yapısının göz önüne alınması hedeflenmiştir. Sıkıştırılamaz bir plazmada ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) dalganın yayılması ve enerji aktarımının incelenmesi için temel esitlikler sırasıyla momentum korunumu, manyetik indüksiyon ve manyetik akı korunumu eşitlikleridir (Priest 1984):

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \rho\nu \left[\frac{4}{3}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{v}\right] \tag{4.8}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \tag{4.9}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{4.10}$$

Bu bağıntılarda ρ yoğunluk, $\mathbf{v}$ hız, $\mathbf{B}$ manyetik alan, μ manyetik geçirgenlik ve $\eta = 5.2 \times 10^{11} T^{-3/2} \ln \Lambda \ cm^2 \ s^{-1}$ manyetik difüzyondur. İzotropik durumda kinematik viskozite katsayısı şu şekilde verilir:

$$\rho\nu = 2.21 \times 10^{-15} T^{5/2} / \ln \Lambda \ \mathrm{g} \ cm^{-1} \ s^{-1} \tag{4.11}$$

burada $\ln \Lambda = 22.0$ Coulomb logaritmasıdır (Spitzer 1962). $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ Lagrange türevidir.

Tezin bundan sonraki aşamalarında denge durumundaki güneştacında açık manyetik alan çizgileri boyunca yayılan sıkıştırılamaz, viskoz güneştacı plazmasına standart WKB (Wentzel – Kramers – Brillouin) tedirginlik analizi uygulanmış ve tedirginliğin üstel olarak büyüyüp büyüyemeyeceği incelenmiştir. Bu incelemede, MHD denklemlerindeki tüm değişkenler, denge ("0" alt simgesi ile gösterilir) ve küçük tedirgin edilmiş nicelik ("1" alt simgesi ile gösterilir) toplamları ile temsil edilir, örn. $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $\mathbf{B} = \mathbf{B_0} + \mathbf{B_1}$ vb.

Temel eşitliklerden türetilen doğrusallaştırılmış eşitlikler:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v_1}}{\partial t} = \frac{1}{\mu}(\mathbf{B_0} \cdot \nabla)\mathbf{B_1} + \rho_0 \nu \, \nabla^2 \mathbf{v_1} \tag{4.12}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B_1}}{\partial t} = (\mathbf{B_0} \cdot \nabla)\mathbf{v_1} + \eta \nabla^2 \mathbf{B_1} \tag{4.13}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B_1} = 0 \tag{4.14}$$

Doğrusal yaklaşımda, tedirgin edilmiş değerlerin, denge değerleri ile karşılaştırıldığında genellikle ihmal edilebilir olduğu varsayılır, yani örneğin $\rho_1 \cdot \rho_1 = 0$ olduğu kabul edilmiştir. Çözümde basınç, yoğunluk, hız gibi hidrodinamik niceliklerle, akım yoğunluğu ve manyetik alan gibi elektromanyetik niceliklerin uzay ve zaman değişiminin, exponansiyel $\left(e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}\right)$ biçiminde olduğu varsayılmıştır, yani $\partial/\partial t = -i\omega$ ve $\nabla = i\mathbf{k}$. Çözümlemenin amacı, ω dalga frekansını $\mathbf{k}$ dalga sayısı vektörü cinsinden veren dağılma bağıntısını bulmaktır. Dağılma bağıntısı Kuzey Uçlak Güneştacı Deliği'nde ortaya çıkacak dalga modları hakkında bilgi verecektir.

Doğrusallaştırılmış eşitliklerin $\widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}$ ile skaler çarpımı yapıldığında;

$$\rho_0(i\omega)\left(\mathbf{v_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) + \frac{1}{\mu} i(\mathbf{B_0} \cdot \mathbf{k})\left(\mathbf{B_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) - \rho_0 \nu \, \mathrm{k}^2\left(\mathbf{v_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) = 0 \tag{4.15}$$

$$i\omega\left(\mathbf{B_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) + i(\mathbf{B_0} \cdot \mathbf{k})\left(\mathbf{v_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) - \eta \mathrm{k}^2\left(\mathbf{B_1} \cdot \widehat{\mathbf{B}}_\mathbf{0}\right) = 0 \tag{4.16}$$

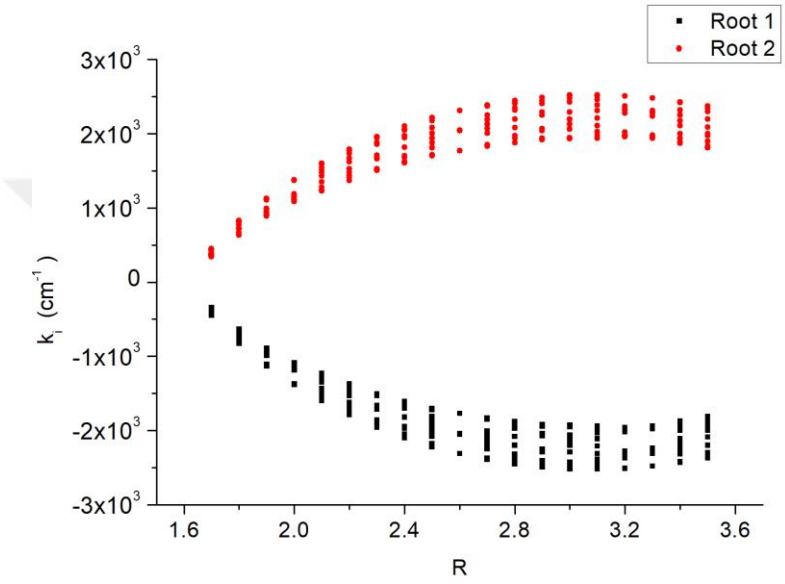
eşitlikleri elde edilmiştir. Bu eşitliklerden aşağıdaki *dağılma bağıntısı* elde edilmiştir:

$$\eta \nu k^4 + \left(V_A^2 - i\omega(\nu + \eta)\right)k^2 - \omega^2 = 0 \tag{4.17}$$

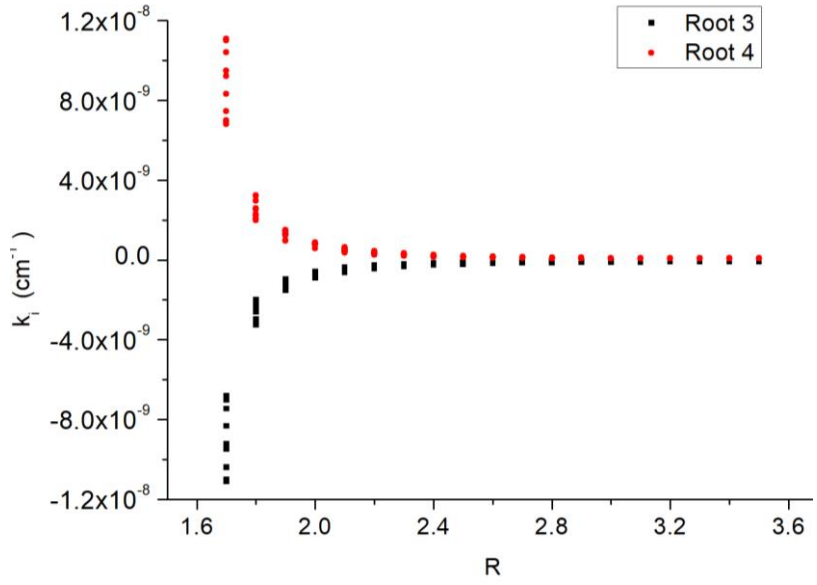
burada $V_A = B_0/\sqrt{\mu\rho_0}$ Alfvén hızıdır.

Çalışmamızda öncelikle Pekünlü et al. (2002) çalışmasıyla karşılaştırma yapmayı hedefledik. Motivasyonumuzu sağlayan benzer sıkıştırılamaz plazma için aynı MHD denklemlerini kullanarak Pekünlü et al. (2002) çalışmasına elde edilene benzer bir dağılma bağıntısı bulduk. Ancak bizim amacımız Pekünlü et al. (2002) çalışmasında kullanılan radyal uzaklık ve dönem aralığına ek olarak daha büyük radyal uzaklıklar ve daha yüksek dönem değerlerini hesaplamaktı. İlk olarak 4. dereceden dağılma bağıntısının çözümünden, dört ayrı kök yerine aynı değerin

negatif ve pozitif değeri olan iki farklı karmaşık kök (k dalga sayısı) elde edilmiştir. k değerinin sanal kısmının tersini alarak dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeğini elde ettik. Şekil 4.3.(b)'de denklem (4.17) ile verilen dağılma bağıntısından elde edilen 3. ve 4. köklerin sanal kısımları çizdirilmiştir. Şekilde 3. ve 4. köklerin negatif ve pozitif olarak aynı değere sahip olduğu görülmektedir. Aynı şekilde, Şekil 4.3.(a)'da 1. ve 2. köklerde negatif ve pozitif olarak aynı değerdedir. Ancak bu çalışmada Şekil 4.3(a) ve Şekil 4.3(b) de görüldüğü gibi yalnızca 3. ve 4. Kökler korona boyunca yayılabilecek uzunluk ölçeğine sahiptir.



Şekil 4.3. (a) Denklem (4.17) ile verilen dördüncü mertebeden dağılma bağıntısından elde edilen 1. ve 2. köklerin sanal kısımları çizdirilmiştir.



Şekil 4.3. (b) Denklem (4.17) ile verilen dördüncü mertebeden dağılma bağıntısından elde edilen 3. ve 4. köklerin sanal kısımları çizdirilmiştir.

Bulduğumuz dağılma bağıntısının kökleri, farklı evre hızlarına sahip iki dalga modu verir. Daha yavaş evre hızına sahip Alfvén dalgası (1. ve 2. kökler) hızla sönümlenir dolayısıyla koronal plazmada yayılamaz. Daha yüksek evre hızına sahip Alfvén dalgası manyetik alan çizgileri boyunca yayılabilir (Pekünlü et al., 2002). Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi $1.65 - 3.5\ \mathrm{R}_{\odot}$ aralığı ve $P = 6\mathrm{s}$ dönemi için 1. ve 2. köklerden elde edilen (sönümlenme uzunluk ölçeği küçük) dalgaların evre hızının büyük olduğu görülmektedir ancak bu dalgaların koronada yayılamadığı görülmektedir. $1.05 - 1.35\ \mathrm{R}_{\odot}$ ve $P = 0.001\mathrm{s}$ için (sönümlenme uzunluk ölçeği küçük) 1. ve 2. köklerden elde edilen evre hızları da küçüktür. Ancak bu kökler koronada yayılamayacak sönümlenme uzunluk ölçeklerine sahip olmalarından dolayı kullanılmamıştır.

Çizelge 4.1. $1.05 - 1.35\ \mathrm{R}_{\odot}$, $1.65 - 3.5\ \mathrm{R}_{\odot}$ aralıkları ve $P = 6 - 600$ s , $P = 0.001 - 0.01$ s dönem aralıkları için 1. ve 2. kök için hesaplanan evre hızları.

R ($\mathbf{R}_{\odot}$)	***P* (s)**	**Evre hızı (cm/s)**
$1.05 - 1.35$	0.01	$5.8 \times 10^{-1} - 5.8 \times 10^{3}$
$1.05 - 1.35$	0.0001	$6.1 \times 10^{1} - 6.5 \times 10^{4}$
$1.65 - 3.5$	6	$2.3 \times 10^{9} - 8.9 \times 10^{11}$
$1.65 - 3.5$	600	$1.9 \times 10^{9} - 8.9 \times 10^{10}$

Bir dalganın mekanik enerji akı yoğunluğu şu şekilde verilir (Priest 1984),

$$F = \rho \langle \delta v^2 \rangle \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{4.18}$$

burada $\partial\omega/\partial k$ dalganın grup hızıdır ve $\langle \delta v^2 \rangle = 2\xi^2$ küçük ölçekli çözülmemiş çalkantı hareketleriyle ilgili olan ısısal olmayan hızdır. Esser et al. (1999) tarafından verilen polinom fonksiyonu ile O VI iyonlarının ısısal olmayan hızlarını Devlen ve Pekünlü (2010) şu şekilde ifade etmişlerdir:

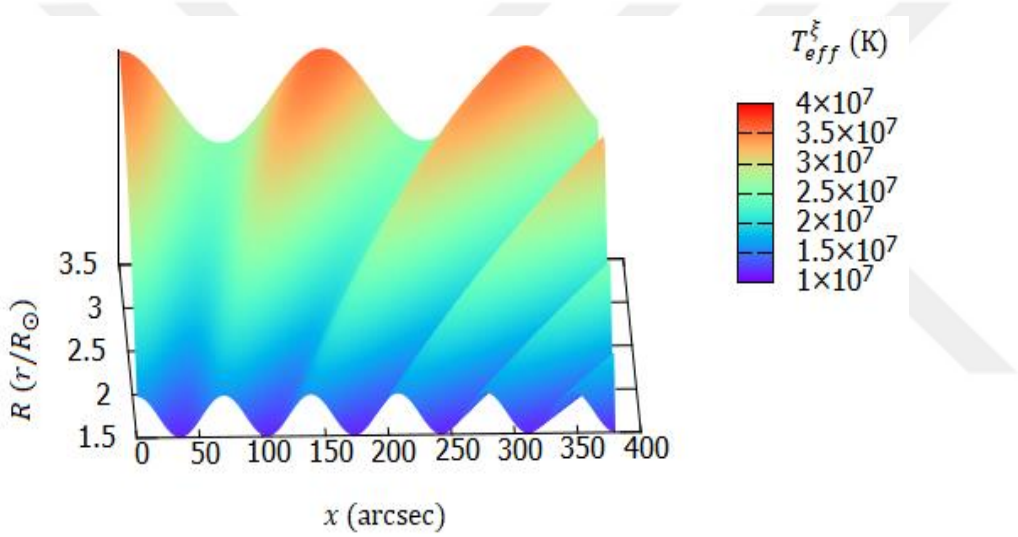
$$\xi = 0.2 \times 10^{7} R^3 - 10^{7} R^2 + 4 \times 10^{7} R - 3 \times 10^{7} \tag{4.19}$$

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Sıkıştırılamaz bir plazma için MHD yaklaşımını kullanarak (4.8) – (4.10) eşitliklerinden denklem (4.17)'deki dağılma bağıntısını elde ettik. Dağılma

bağıntısının çözümü yapılmıştır. Wilhelm (1998) çalışmasında kuzey uçlak güneştacı deliğinde gözlemsel olarak belirlenen plume ve interplume yapılarını belirlemek için Devlen ve ark. (2017) çalışmasındaki elektron sayı yoğunluğu, sıcaklık ve manyetik alan ifadelerini kullanarak bu değişimleri yeniden elde ettik. Elde ettiğimiz sıcaklık değişimleri Şekil 5.1'de plume ve interplume yapıları şeklinde görülmektedir. Daha sonra WKB koşulunun karşılandığı $628\ \mathrm{s} > P > 6.28\ \mathrm{s}$ dönem aralığına karşılık gelen $10^{-2} - 1\ \mathrm{rad\ s^{-1}}$'lik bir dalga açısal frekans aralığı seçtik ve $10^{16} - 10^{23}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}}$ viskozite aralığı için değişimleri inceledik.

SOHO/UVCS verilerinin ortaya çıkardığı, kuzey uçlak Güneştacı deliğindeki plume ve interplume yapılarını Çizelge 5.1'de elde ettiğimiz sıcaklık sonuçlarını kullanarak Şekil 5.1'de net bir şekilde görüyoruz.



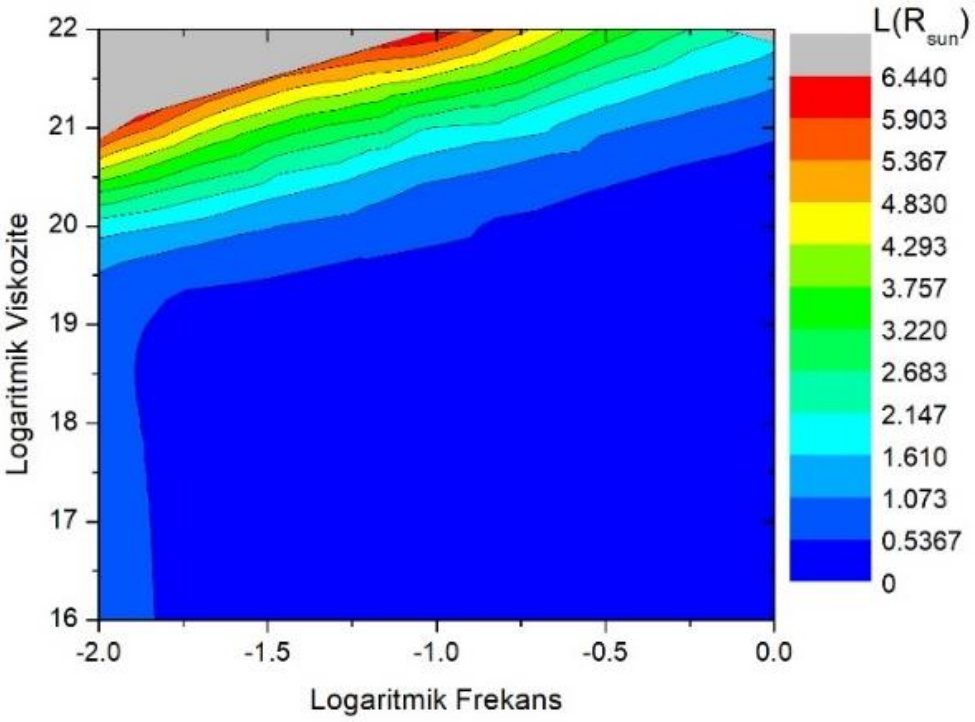
Şekil 5.1. R ve x'in bir fonksiyonu olarak NPCH'deki O VI iyonlarının etkin sıcaklığının ısısal olmayan kısmı. Dalga tepeleri, daha sıcak olan interplume'lara, iki dalga sırtı arasındaki çukurlar ise daha soğuk olan plume'lara karşılık gelir. PIPL'nin genişliği R ile değişir. Yatay eksen x, Wilhelm et al. (1998)'de olduğu gibi yay saniyesi birimindendir. Şekil Devlen ve Pekünlü (2010) çalışmasından, E. Devlen'in izni ile yeniden üretilmiştir.

UVCS gözlemleri $1.4 - 2.6\ \mathrm{R_\odot}$ aralığının, güneştacını ısıtmada ve Güneş rüzgarını ivmelendirmede etkili olduğunu göstermiştir (Fisher and Guhathakurta, 1995). Bu nedenle öncelikle elde edilen dağılma bağıntısı kullanılarak belirli bir frekans ($10^{-2} - 1\ \mathrm{rad\ s^{-1}}$) ve viskozite aralığı ($10^{16} - 10^{23}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}}$) için, $R = 1.7\ \mathrm{R_\odot}$ referans yarıçapındaki bir plume boyunca bir Alfven dalgasının, (a) Güneş yarıçapı cinsinden sönümleme uzunluk ölçeğinin ve (b) enerji akı yoğunluğunun nasıl değiştiği incelenmiş ve Şekil 5.2'de gösterilmiştir. Viskozitenin artan frekansla birlikte lineer olarak arttığı görülmektedir. Viskozitenin $10^{16} - 10^{20}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}}$ olduğu aralıkta dalgaların sönümlenme uzunluk ölçekleri $R = 1.5\ \mathrm{R_\odot}$ küçüktür bu

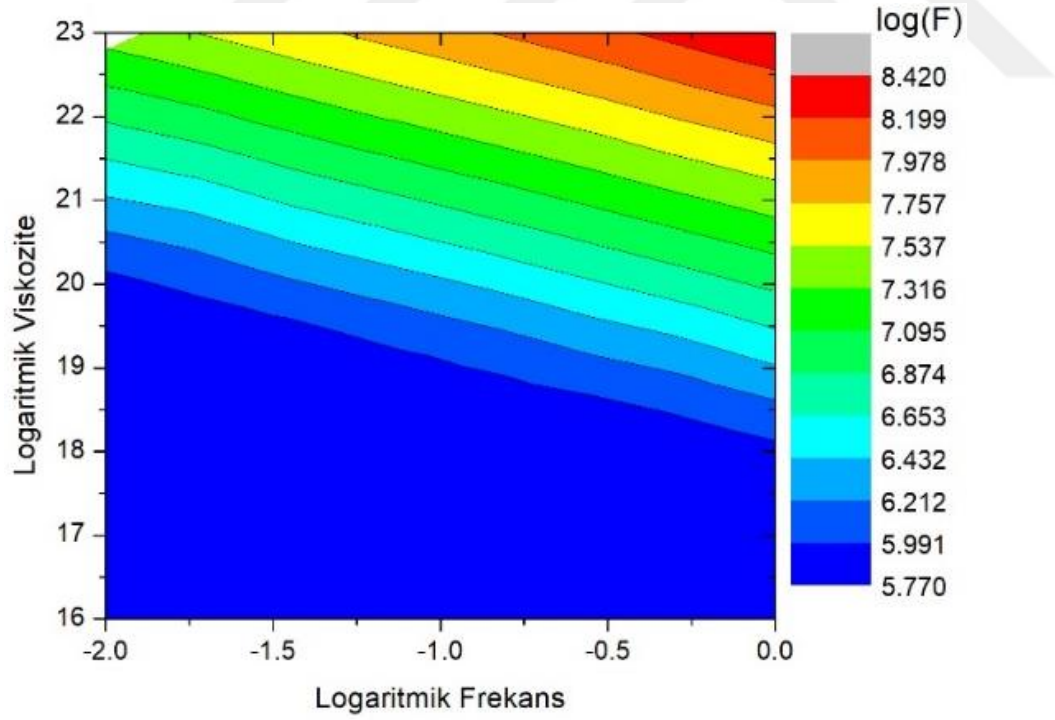
da dalganın daha büyük uzaklıklara henüz yayılmadan hemen sönümlendiği anlamına gelir. Ancak bu dalgaların enerjisi sönümlendikleri uzaklığı ısıtmak için yeterli görünmektedir ($\sim 10^6$ erg cm^{-2} s^{-1}) (bkz. Şekil 5.2. (b)). Koronanın ısıtılmasına katkı sağlayan dalgalar için daha büyük viskozite değerlerine ihtiyaç olduğunu görülmektedir. $10^{20} - 10^{21.5}$ cm^2 s^{-1} aralığında viskozite değerine sahip küçük frekanslı dalgalar $2 - 3$ R$_\odot$ aralığında sönümlenmektedir ve bu dalgaların enerji akı yoğunlukları ($10^6 - 10^7$ erg cm^{-2} s^{-1}) koronanın ısıtılması için uygun bir aralıktadır. 10^{21} cm^2 s^{-1} üzerinde viskozite değerine sahip küçük frekanslı dalgaların hem sönümlenme uzaklığının hem de enerji akı yoğunluğunun çok büyük olduğu görülmektedir, bunlar belki de Güneş rüzgarının ivmelenmesine katkı sağlayabilir. Daha ayrıntılı olarak örneğin, viskozite değerinin yaklaşık 10^{21} cm^2 s^{-1} olduğunda ve dalganın dönemini yaklaşık 60 s ise (logaritmik frekans -1.0 s^{-1}) dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeği ~ 2 R$_\odot$'dir. Bu dalgaların sönümlenme uzunluk ölçekleri için dalganın enerji akı yoğunluğu yaklaşık $10^6 - 10^7$ erg cm^{-2} s^{-1} olduğu görülmektedir. Frekans sabit bir değere alındığında, artan viskozite ile birlikte dalganın enerji akı yoğunluğunun arttığı görülmektedir. Bu dalgaların sönümleme uzunluk ölçekleri ve enerji akı yoğunlukları, hem plume'lar hem de interplume'lar için benzer sonuçlar vermektedir.

Çizelge 5.1. O VI iyonlarının interplume ve plume için, etkin sıcaklığı (T_{eff}), iyon sıcaklığı (T_i) ve etkin sıcaklığın ısısal olmayan kısmı (T_{eff}^{ξ}) radyal mesafenin (R) bir fonksiyonu olarak listelenmiştir.

	INTERPLUME			**PLUME**		
$\boldsymbol{R}$ ($\boldsymbol{r/R_\odot}$)	$\boldsymbol{T_{eff}}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)	$\boldsymbol{T_i}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)	$\boldsymbol{T_{eff}^{\xi}}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)	$\boldsymbol{T_{eff}}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)	$\boldsymbol{T_i}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)	$\boldsymbol{T_{eff}^{\xi}}$ ($\times \mathbf{10^7}$ **K**)
1.7	3.55	1.61	1.94	2.49	1.13	1.36
1.8	5.72	3.62	2.10	4.01	2.54	1.47
2.0	9.58	7.18	2.40	6.83	5.12	1.71
2.2	12.81	10.15	2.66	9.37	7.43	1.95
2.4	15.40	12.51	2.90	11.60	9.42	2.18
2.6	17.36	14.26	3.10	13.45	11.05	2.40
2.8	18.68	15.42	3.26	14.85	12.25	2.59
3.0	19.37	15.97	3.40	15.75	12.99	2.77
3.2	19.42	15.91	3.50	16.12	13.21	2.91
3.4	18.83	15.26	3.58	15.91	12.89	3.02
3.5	18.30	14.70	3.60	15.59	12.52	3.07

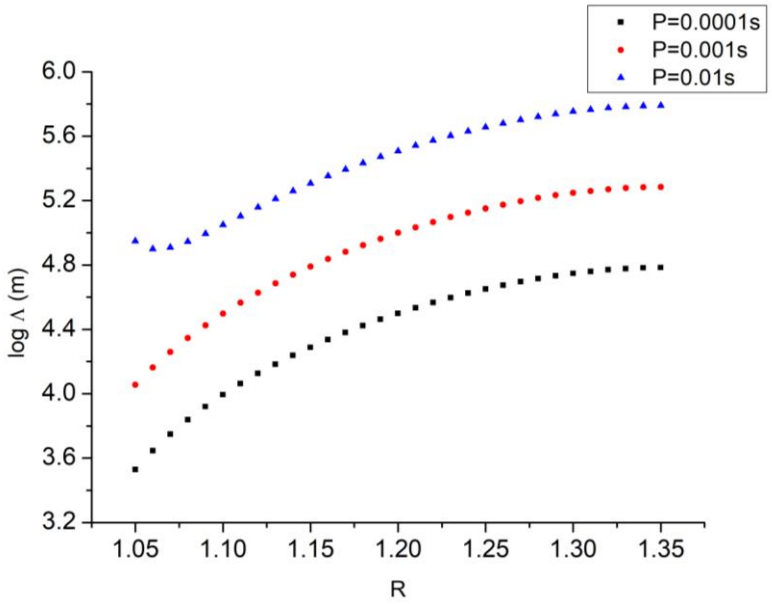


Şekil 5.2. (a) Bir plume içinde yayılan Alfven dalgaları için viskozite ve frekansın logaritmasına karşı Güneş yarıçapı cinsinden sönümleme uzunluk ölçeklerinin eşyükselti eğrilerinin değişimi.



Şekil 5.2. (b) Bir plume içinde yayılan Alfven dalgaları için viskozite ve frekansın logaritmasına karşı enerji akı yoğunluklarının logaritmaları çizilmiştir.

Güneş koronasının ısıtılma mekanizmalarını incelerken, iyon-cyclotron dalgalarının viskoz ve sıkıştırılmaz bir koronal plazma boyunca yayılmalarında plume ve interplume yapısının etkisini incelemeyi hedefledik. Temel motivasyonumuzu sağlayan Pekünlü et al. (2002) çalışmasında benzer bir plazmanın plume ve interplume yapısı gözönüne alınmadan korona yayılma süreçleri incelenmiştir. Dolayısıyla bu tez çalışmasında kullanılan MHD denklemleri kullanılarak elde edilen dağılma bağıntısı aynı olmalıdır. MgX ve OVI iyonlarınn SOHO/UVCS verisi NPCH plazmasının $1.75 - 2.1\ R_{\odot}$ radyal uzaklığının ötesinde çarpışmasız plazma olduğunu göstermektir (Doyle, Teriaca and Banerjee, 1999). Bu nedenle Pekünlü et al. (2002) çalışmasından farklı olarak MHD bağlamındaki çözümleme, $1.65 - 3.5\ R_{\odot}$ aralığında ve dalga frekansının $10^{-2} - 1\ \mathrm{rad\ s^{-1}}$ ($628\ \mathrm{s} > P > 6.28\ \mathrm{s}$) aralığı için plume ve interplume yapısının etkisini de gözönüne alarak incelenmiştir. Dağılma bağıntısının çözümü MATLAB (R20021a) ve Maple (2015.0) gibi iki farklı matematik programı kullanılarak yapılmıştır. Hesaplamaların Pekünlü et al. (2002) çalışması ile uyumlu olup olmadığını kontrol etmek amacıyla Pekünlü et al. (2002) çalışmasında kullanılan frekanslar ve radyal uzaklık için çözümler yeniden elde edilmiş ve Şekil 5.3'de gösterilmiştir.

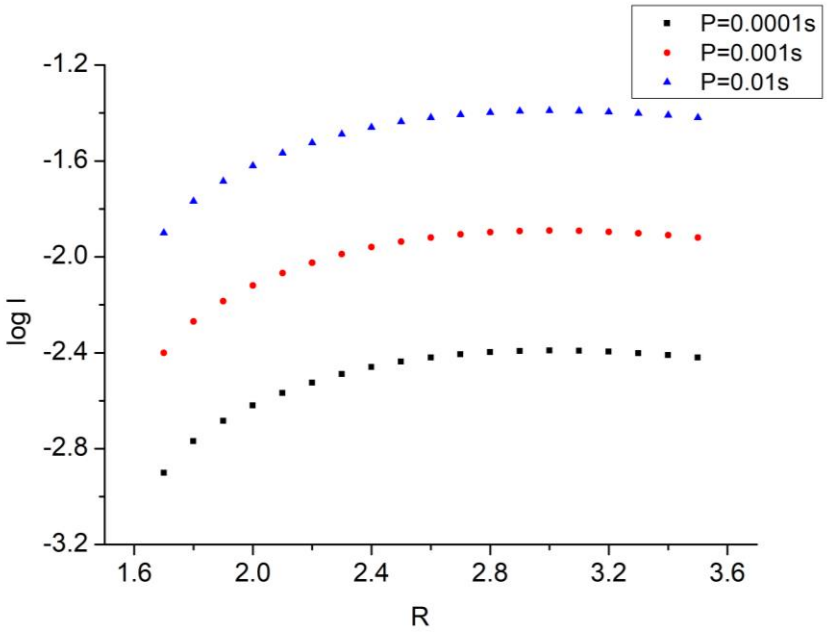


Şekil 5.3. $P = 0.0001 - 0.01$ s aralığında döneme sahip dalgalar için 1..05 − 1.35 R aralığındaki sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ logaritmik değişimi, burada k_i dalga vektörü **k**'nın normalize edilmiş radyal uzaklığı $R = r/R_{\odot}$'ye göre sanal kısmının tersidir.

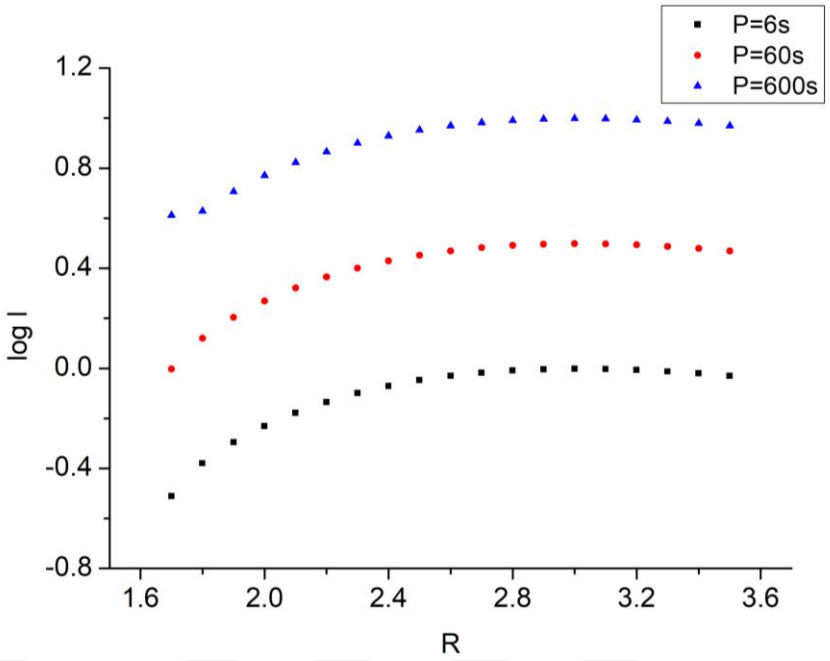
Şekil 5.3, $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için $1.05 - 1.35$ R radyal uzaklığı boyunca sönümlenme uzunluk ölçeğinin değişimini göstermektedir. Şekilde dalganın sönümlenme uzunluk ölçeğinin lineer olarak arttığı görülmektedir.

Dalganın dönemi ne kadar yüksekse, sönümlenme uzunluk ölçeğinin de o kadar büyük olduğu görülmektedir. Pekünlü ve ark. (2002) çalışmasındaki Şekil 2.(b) ile karşılaştırıldığında, bir farklılık olduğu görülmüştür. Çalışmalarında Şekil 2.(b) grafiğinde dönemler ters olarak gösterilmişti yani üstteki eğri büyük alttaki eğri küçük dönemli dalgaların değişimi olarak gösterilmiştir. Bu durumu aynı çalışmada Tablo 1. de verilen $\log \lambda$ ve $\log \Lambda$ değerleri ile karşılaştırarak teyit edebiliriz. Tabloda bu iki değerin birbirine çok yakın olduğu görülüyor, bu nedenle Şekil 2.(a) ve 2(b)'nin benzer olması beklenirken (b)'nin ters olduğu anlaşılmaktadır. Ancak bu durumun Pekünlü et. al. (2002) çalışmasında verilen sonuçlarda herhangi bir değişikliğe ya da farklılığa yol açmadığı görülmüştür.

(4.17) nolu eşitlikte verilen dağılma bağıntısının çözümünden elde edilen dalgaların dalgaboyu yerel koşullarda geçelidir (Pekünlü et. al. 2002). Bu dalgaboyu yerel basınç ölçekliği ile karşılaştırıldığında, yavaşça değişen ortam koşullarında $\lambda/\Lambda_p \ll 1$ koşulu sağlandığında çözüm için kullanılan ve yavaşça değişen katsayılar için elde edilen diferansiyel denklemler için WKB yaklaşımının geçerli olduğunu göstermektedir (Priest, 1984). Pekünlü et. al. 2002 çalışmasında kullanılan $1.05 - 1.35\ R$ için bu koşul incelenmiş ve WKB yaklaşımının bu radyal uzaklık aralığında kullanılabileceği gösterilmiştir. Bu tez çalışmasında gözönüne alınan $1.65 - 3.5\ R$ radyal uzaklık aralığı için benzer şekilde WKB yaklaşımının geçerliliği için $\lambda/\Lambda_p \ll 1$ koşulunu sağlayıp sağlamadığı incelenmiştir.



Şekil 5.4.(a) $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için, $l = \lambda/\Lambda_p$ 'nin normalize edilmiş radyal uzaklık $R = r/R_\odot$'ye göre değişimi, burada λ dalgaboyu ve Λ_p basınç ölçek yüksekliiğidir.



Şekil 5.4.(b) $P = 6,\ 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için, $l = \lambda/\Lambda_p$ 'nin normalize edilmiş radyal uzaklık $R = r/R_\odot$'ye göre değişimi, burada λ dalgaboyu ve Λ_p basınç ölçek yüksekliiğidir.

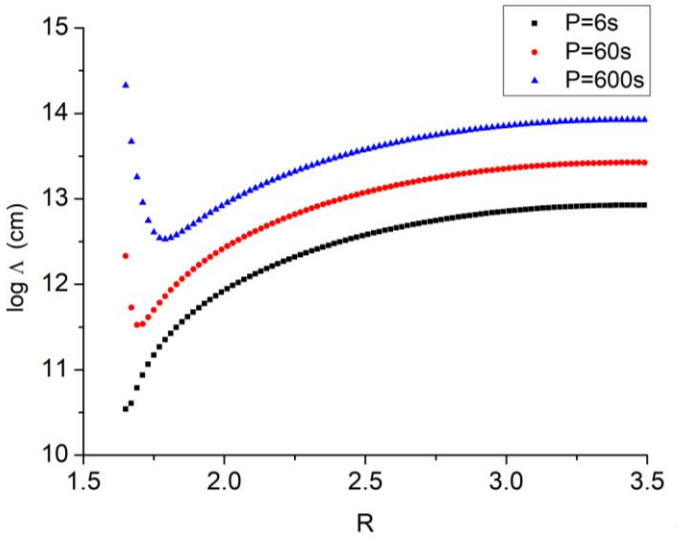
$1.65 - 3.5$ R radyal aralığı için 'yavaşça değişen ortam' (slowly varying medium) yaklaşımının geçerliliğini kontrol etmek için λ dalgaboyu değeri yerel basınç ölçek yükseklik değeri Λ_p ile karşılaştırılır. Dalgaboyu $\lambda = 2\pi/k_r$ olup burada k_r dalga vektörü **k**'nın normalize edilmiş radyal uzaklığı $R = r/R_\odot$'e göre reel kısmının tersidir. Bu çalışmada Pekünlü ve ark. (2002) çalışmasından farklı olarak incelenen $1.65 - 3.50$ R aralığı için Şekil 5.4.(a) $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için Güneş'ten olan radyal uzaklığa karşı $l = \lambda/\Lambda_p$ değerlerini göstermektedir. "Yavaşça değişen ortam" kriterinin, yani $\lambda/\Lambda_p \ll 1$'in sağlandığı şekilde görünmektedir. Şekil 5.4.(b) $P = 6,\ 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için Güneş'ten olan radyal uzaklığa karşı $l = \lambda/\Lambda_p$ değerlerini göstermektedir. Ancak büyük dönemli dalgalar için ($P > 10\ s$) bu kriterin sağlanmadığı görünmektedir.

Çizelge 5.2. R radyal yönü boyunca bir plume ($x = 40$ arcsec) içinde yayılan $P = 6, 60, 600$ s dönemli Alfven dalgalarının sönümlenme uzunluk ölçeklerinin (L) ve enerji akı yoğunluklarının (F) değişimi.

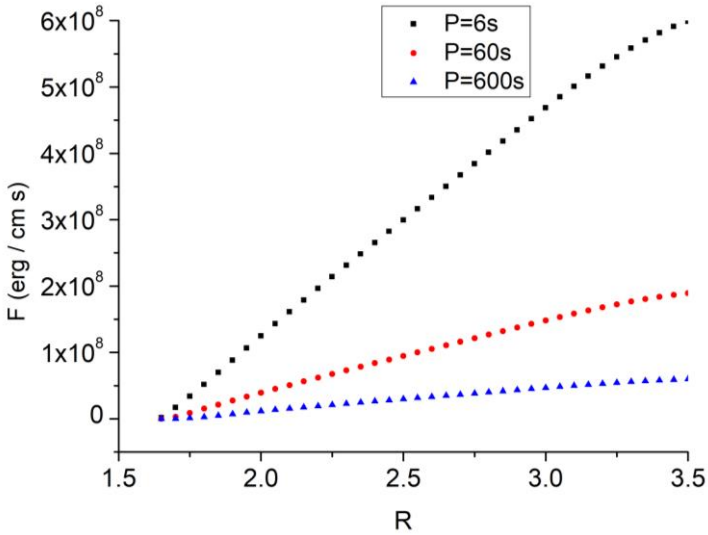
$P\ (s)$	$R\ (r/R_\odot)$	$L = 1/k_i\ (R_\odot)$	$F\ (erg\ cm^{-2}\ s^{-1})$
6	1.6	0.1983	1.01×10^7
	1.8	0.1983	6.79×10^6
	2.0	0.1983	4.70×10^6
	2.2	0.1982	3.45×10^6
	2.4	0.1982	2.72×10^6
	2.6	0.1982	2.31×10^6
	2.8	0.1983	2.10×10^6
	3.0	0.1983	2.01×10^6
60	1.6	0.6207	3.20×10^6
	1.8	0.6196	2.15×10^6
	2.0	0.6186	1.49×10^6
	2.2	0.6180	1.09×10^6
	2.4	0.6179	8.61×10^5
	2.6	0.6182	7.31×10^5
	2.8	0.6188	6.63×10^5
	3.0	0.6197	6.37×10^5
600	1.6	1.8142	1.04×10^6
	1.8	1.7977	7.05×10^5
	2.0	1.7855	4.93×10^5
	2.2	1.7785	3.64×10^5
	2.4	1.7768	2.87×10^5
	2.6	1.7802	2.43×10^5
	2.8	1.7883	2.19×10^5
	3.0	1.8003	2.09×10^5

Şekil 5.5 (a) ve (b) de belirli bir viskozite ($10^{16} - 10^{23}$ cm^2 s^{-1}) ve dönem ($P = 6, 60, 600$ s) aralığı boyunca yayılan dalgaların sönümlenme uzunluk ölçekleri ve enerjilerinin değişimi incelenmiştir. Ayrıca hem Pekünlü et al. (2002) sonuçları ile karşılaştırmak hem de onlardan farklı olarak daha büyük radyal uzaklıklarda incelemek amacıyla dalgaların sönümlendiği aralığı $1.05 - 1.35$ R ve $1.65 - 3.50$ R radyal uzaklığı olmak üzere iki ayrı kısımda ele alarak, $6 < P < 600$ s aralığındaki ω değerleri için sıkıştırılamaz MHD bağlamında iyon-siklotron dalgalarının yayılma özellikleri incelenmiştir. Şekil 5.5.(a), P=6, 60 ve 600 s dönemli

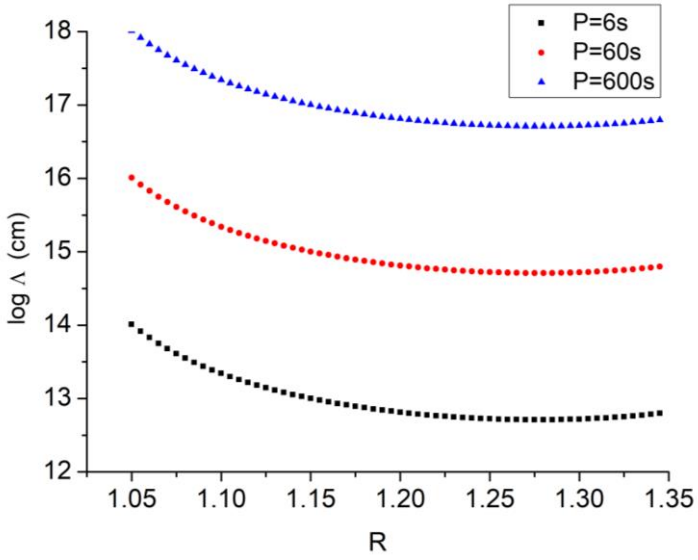
dalgalar için $1.65 - 3.50$ R radyal uzaklığı boyunca sönümlenme uzunluk ölçeğinin değişimini göstermektedir. Dalganın dönemi arttıkça sönümlenme uzunluk ölçeğinin de arttığı görülmektedir. Şekil 5.5.(b), Güneş'ten olan radyal uzaklığın bir fonksiyonu olarak bu dalgaların enerji akı yoğunluğunun değişimini göstermektedir. Dalganın dönemi arttıkça, enerji akı yoğunluğunun azaldığı görülmektedir. Şekil 5.5.(a)'da görüldüğü gibi, yüksek dönemli dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeği daha büyük değerlere sahiptir ($> 5\ R_{\odot}$) ve bu dalgaların koronayı ısıtmak yerine Güneş rüzgarını hızlandırmaya katkıda bulunmak için yeterli enerjiye sahip olduğu görülmektedir.



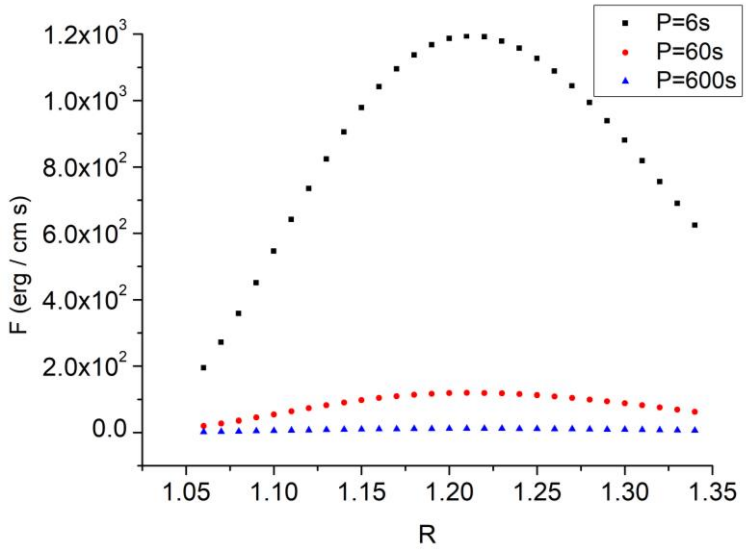
Şekil 5.5. (a) $P = 6, 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için $1.65 - 3.5$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi, burada k_i dalga vektörü **k**'nın normalize edilmiş radyal uzaklığı $R = r/R_{\odot}$'ye göre sanal kısmının tersidir.



Şekil 5.5. (b) $P = 6, 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi.



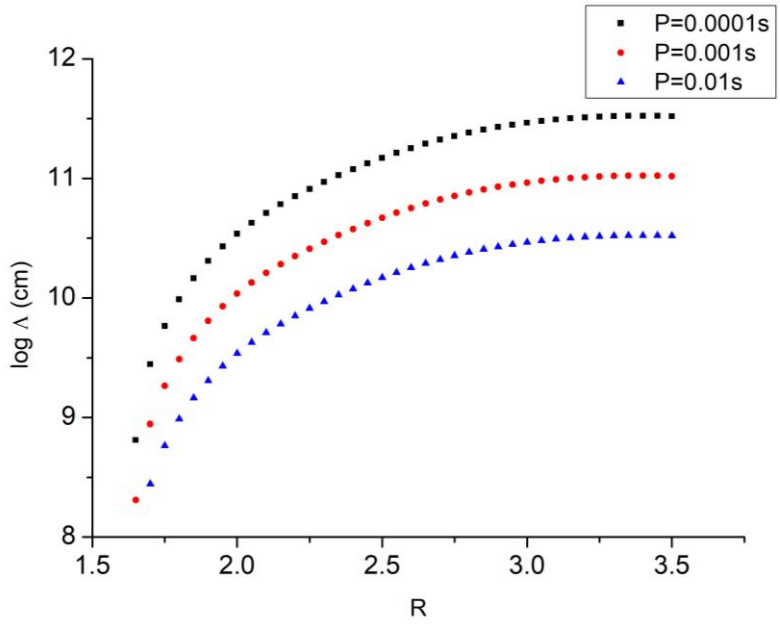
Şekil 5.6. (a) $P = 6, 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için $1.05 - 1.35$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi, burada k_i dalga vektörü **k**'nın normalize edilmiş radyal uzaklığı $R = r/R_\odot$'ye göre sanal kısmının tersidir.



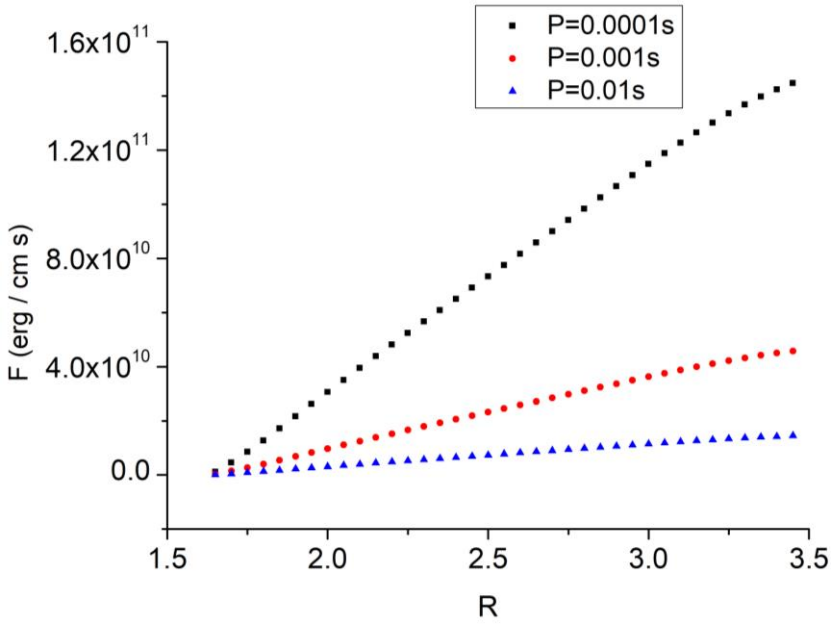
Şekil 5.6. (b) $P = 6, 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi.

Şekil 5.6 (a), $P = 6, 60\ ve\ 600$ s dönemli dalgalar için $1.05 - 1.35$ R radyal uzaklığı boyunca sönümlenme uzunluk ölçeğinin değişimini göstermektedir. Şekilde dalganın sönümlenme uzunluk ölçeğinin artan R değeri ile birlikte azaldığı görülmektedir. Şekil 5.5 (a)'ya benzer şekilde, dalganın dönemi ne kadar yüksekse, sönümlenme uzunluk ölçeğinin de o kadar büyük olduğu görünmektedir. Şekil 5.6 (b)'de enerji akı yoğunluğu 1.05'ten 1.2 aralığında artıyor, daha sonra azalmaya başlıyor. Dalganın dönemi ne kadar yüksekse, enerji akı yoğunluğunun o kadar küçük olduğu görülebilir. $P = 60$ s ve $P = 600$ s dönemlerine sahip dalgaların

sönümlenme uzunluk ölçekleri, koronanın ısınması için çok büyük mesafelerde sönümlenir. $P = 6$ s dönemli dalgaların gerekli sönümlenme uzunluk ölçeğine sahip olduğu görülmektedir, ancak bu dalgaların da 10^3 erg cm^{-1} s^{-1}'den az enerjiye sahip olduğu için koronayı ısıtmak için yeterli enerjileri olmadığı elde edilmiştir.



Şekil 5.7. (a) $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için $1.65 - 3.50$ R aralığında sönümlenme uzunluk ölçeğinin $\Lambda = 2\pi/k_i$ değişimi, burada k_i dalga vektörü **k**'nın normalize edilmiş radyal uzaklığı $R = r/R_\odot$'ye göre sanal kısmının tersidir.



Şekil 5.7. (b) $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için normalize edilmiş radyal uzaklığa göre dalganın enerji akı yoğunluğunun değişimi.

Şekil 5.7 (a), $P = 0.0001,\ 0.001\ ve\ 0.01$ s dönemli dalgalar için $1.65 - 3.5$ R radyal uzaklığı boyunca sönümlenme uzunluk ölçeğinin değişimini göstermektedir. Şekilde dalganın sönümlenme uzunluk ölçeğinin artan R değeri ile birlikte arttığı görülmektedir. Şekilde dalganın dönemi ne kadar yüksekse, sönümlenme uzunluk ölçeğinin de o kadar küçük olduğu görünmektedir. Şekil 5.7.(b), Güneş'ten olan radyal uzaklığın bir fonksiyonu olarak bu dalgaların enerji akı yoğunluğunun değişimini göstermektedir. Dalganın dönemi ne kadar yüksekse, enerji akı yoğunluğunun o kadar küçük olduğu görülebilir. $1.65 - 3.5\ R_{\odot}$ arasında, enerji akı yoğunluğunun arttığı görülmektedir.

Güneştacının ısıtılma sorunu için temelde iki model önerilmektedir; dalga teorisi ve mikroflare/nanoflare teorisi. Manyetik ayakucu noktalarının yavaş konvektif hareketlerinin, manyetik alanın örülmesine yol açtığı, sürekli olarak dağıtılacak ve yeniden oluşturulacak ve ohmik dağılma yoluyla doğrudan ısıtma sağlayacak küçük akım tabakalarını oluşturabileceği düşünülmüştür. Parker (1988), enerjileri büyük flarelardan dokuz kat daha az olan küçük flarelardan oluşan bir oluşumun (nanoflareların), yeterli sayıda meydana gelmesi durumunda koronayı ısıtabileceğini söylemiştir. Bu nedenle, nanoflare tarafından ısıtılma hala hem koronal ilmikler hem de sakin Güneş ardalanı için en umut verici koronal ısıtma mekanizmalarından biri olarak kabul edilmektedir.

Dalgalarla ısıtılmaya baktığımızda, ilk olarak güneştacını ısıtan etmen için ses dalgaları düşünülmüş, ancak ses dalgalarının enerji akı yoğunluğunun düşük olması ve bu dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeklerinin kısa olması nedeniyle bu dalgalar yitik enerjiyi yeniden sağlayan adaylar arasından çıkarılmıştır. Ancak ses dalgaları, kromosferik ısınmaya katkıda bulunabilir (Ulmschneider 1998). Uydu gözlemleri NPCH'deki iyonların, proton ve elektronlara göre daha yüksek hızlara sahip olduğunu ve bunların tercihli olarak ısıtıldıklarını; MHD dalgaların varlığını göstermiştir. Bu gözlemler güneştacının ısıtılmasının $1 - 2.3\ R_{\odot}$ uzaklığı içinde olması, ayrıca güneş rüzgarının hız gözlemlerinden $2.3\ R_{\odot}$'ten daha büyük uzaklıklarda hızlı güneş rüzgarı için ekstra bir ivmelenme kaynağı olması gerektiğini ortaya çıkarmıştır (Withbroe, 1988; Strachan et al., 2012).

Çalışmamızda güneştacının ısıtılmasında dalga teorisi kapsamında yer alan sıcaklığa ısısal olmayan katkının iyon-cyclotron rezonans sürecinden geldiği varsayımı ile MHD dalgalarının yayılma ve sönümlenme özelliklerini inceledik. Ortaya çıkan dalga modları ve bu dalgaların sönümlenme uzunluk ölçekleri ile enerji akı yoğunluklarını hesapladık. Bir Alfven dalgasının $R = 1.7\ \mathrm{R}_{\odot}$ yarıçapındaki bir

plume boyunca farklı frekans ve viskozite değelerine göre değişimi incelendiğinde belirli bir viskozite aralığında $(10^{20} - 10^{21.5}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}})$ küçük frekanslı dalgaların (< 0.1), $2 - 3\ \mathrm{R_\odot}$ aralığında sönümlenebildiği ve bu dalgaların koronayı ısıtmak için gerekli enerjiye sahip olduğu belirlenmiştir. Bu dalgaların sönümleme uzunluk ölçekleri ve enerji akı yoğunlukları, hem plume'lar hem de interplume'lar için benzer sonuçlar vermektedir.

$1.65 - 4.50\ \mathrm{R}$ radyal uzaklığı kapsayan büyük dönemli dalgaların $(6 < P < 600\ \mathrm{s}$ aralığında) sıkıştırılamaz plazma varsayımında MHD bağlamındaki çözümünde iyon-siklotron dalgalarının yayılma özelliklerini araştırdığımızda, bu dalgaların koronayı ısıtmak yerine Güneş rüzgarını ivmelendirmeye katkıda bulunmak için yeterli enerjiye sahip olduğunu bulduk. Ancak her nekadar $P < 600\ \mathrm{s}$ dönemli dalgalar koronada gözlenmiş olsada $P > 10\ \mathrm{s}$ dönemli dalgaların incelemiş oldoğumuz R aralığında "Yavaşça değişen ortam" kriterini sağlamamasından dolayı elde edilen sonuçların bu bağlamda yeniden değerlendirilmesi gerekmektedir.

$1.05 - 1.35\ \mathrm{R}$ ve $1.65 - 4.50\ \mathrm{R}$ radyal uzaklığı kapsayan büyük dönemli dalgaların $(6 < P < 600\ \mathrm{s}$ aralığında) sıkıştırılamaz plazma varsayımında MHD bağlamındaki çözümünde iyon-siklotron dalgalarının yayılma özelliklerini araştırdığımızda, bu dalgaların koronayı ısıtmak için yeterli enerjiye sahip olmadığını bulduk.

$1.65 - 4.50\ \mathrm{R}$ radyal uzaklığı kapsayan küçük dönemli dalgaların $(0.01 < P < 0.0001\ \mathrm{s}$ aralığında) sıkıştırılamaz plazma varsayımında MHD bağlamındaki çözümünde iyon-siklotron dalgalarının yayılma özelliklerini araştırdığımızda, bu dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeği değerleri $1.4 - 2.6\mathrm{R_\odot}$ aralığından daha yüksek olduğu için yani daha uzak mesafelerde sönümlendikleri için koronayı ısıtmaya katkıda bulunmadıklarını gördük. Ancak bu dalgaların Güneş rüzgarını ivmelendirmeye katkıda bulunmak için yeterli enerjiye $(> 4 - 5 \times 10^5\ \mathrm{erg\ cm^{-1}\ s^{-1}})$ sahip olduğunu bulduk.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Aschwanden, M. J., Tarbell, T. D., Nightingale, R. W., Schrijver, C. J., 2000, Title, A., Kankelborg, C. C., Martens, P. & Warren, H. P. 2000 Time Variability of the Quiet Sun Observed with TRACE. II. Physical Parameters, Temperature Evolution, and Energetics of Extreme-Ultraviolet Nanoflares, *The Astrophysical Journal*, 535, 1047-1065.

Aschwanden, M. J. Parnell, C. E., 2002, Nanoflare Statistics from First Principles: Fractal Geometry and Temperature Synthesis, *The Astrophysical Journal*, 572, 1048-1071.

Aulanier, G., Pariat, E., Demoulin, P. Devore, C. R., 2006, Slip-Running Reconnection in Quasi-Separatrix Layers, *Solar Physics*, 238, 347-376.

Benz, A. O. Krucker, S. 2002, Energy Distribution of Microevents in the Quiet Solar Corona, *The Astrophysical Journal*, 568, 413-421.

Berger, M.A., 1984, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics 30, 79.

Berger, T. E., Title, A. M., 1996, On the dynamics of small-scale solar magnetic elements, *The Astrophysical Journal*, 463, 365p.

Beveridge, C., Priest, E. R., Brown, D. S., 2002, Magnetic topologies due to two bipolar regions, *Solar Physics*, 209(2), 333-347.

Bogdan, T.J., Carlsson, M., Hansteen, V.H., McMurry, A., Rosenthal, C.S., Johnson, M. et al., 2003, *The Astrophysical Journal*, 599, 626.

Bruno, R., & Carbone, V., 2013, The solar wind as a turbulence laboratory, Living Reviews in *Solar Physics*, 10(1), 1-208.

Browning, P. K., Priest, E. R., 1986, Heating of coronal arcades by magnetic tearing turbulence, using the Taylor-Heyvaerts hypothesis, *Astronomy and Astrophysics*, 159, 129-141.

Chandran, B. D., Perez, J. C., Verscharen, D., Klein, K. G., Mallet, A., 2015, On the conservation of cross helicity and wave action in solar-wind models with non-WKB Alfvén wave reflection, *The Astrophysical Journal*, 811(1), 50.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Close, R. M., Parnell, C. E., Mackay, D. H., Priest, E. R., 2003, Statistical flux tube properties of 3D magnetic carpet fields, *Solar Physics*, 212(2), 251-275.

Close, R. M., Parnell, C. E., Longcope, D. W. Priest, E. R., 2004, Recycling of the Solar Corona's Magnetic Field, *The Astrophysical Journal Letters*, 612, L81-L84.

Cranmer, S. R., & Winebarger, A. R., 2019, The properties of the solar corona and its connection to the solar wind, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 157-187.

Cranmer, S. R., 2014, Ensemble simulations of proton heating in the solar wind via turbulence and ion cyclotron resonance, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 213(1), 16.

Cranmer, S. R., Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Suleiman, R. M., 1999, An empirical model of a polar coronal hole at solar minimum, *The Astrophysical Journal*, 511(1), 481.

Crosby, N. B., Aschwanden, M. J., Dennis, B. R., 1993, Frequency distributions and correlations of solar X-ray flare parameters, *Solar Physics*, 143(2), 275-299.

Daughton, W., & Roytershteyn, V., 2012, Emerging parameter space map of magnetic reconnection in collisional and kinetic regimes, *Space science reviews*, 172(1), 271-282.

De Moortel, I., & Galsgaard, K., 2006, Numerical modelling of 3D reconnection-II. Comparison between rotational and spinning footpoint motions, *Astronomy and Astrophysics*, 459(2), 627-639.

Devlen, E., Pekünlü, E. R., 2010, MHD waves in the solar north polar coronal hole, *Astronomische Nachrichten*, 331(7), 716-724.

Devlen, E., Zengin Çamurdan, D., Yardımcı, M., Pekünlü, E. R., 2017, A new model for heating of the Solar North Polar Coronal Hole, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467(1), 133-144.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Dmitruk, P., & Gómez, D. O., 1999, Scaling law for the heating of solar coronal loops, *The Astrophysical Journal Letters*, 527(1), L63.

Doyle, J. G., Teriaca, L., Banerjee, D., 1999, Coronal hole diagnostics out to 8Rsun, *Astronomy and Astrophysics*, 349, 956-960.

Drake, J. F., Swisdak, M., Phan, T. D., Cassak, P. A., Shay, M. A., Lepri, S. T., Zurbuchen, T. H., 2009, Ion heating resulting from pickup in magnetic reconnection exhausts, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A5).

Edlén, B., 1942, Die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona. Mit 6 Abbildungen, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 22, 30.

Elsasser, W. M., 1950, The hydromagnetic equations, *Physical Review*, 79(1), 183.

Endeve, E., Leer, E., 2001, Coronal heating and solar wind acceleration; gyrotropic electron-proton solar wind, *Solar Physics*, 200(1), 235-250.

Esser, R., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Habbal, S. R., Edgar, R. J., Raymond, J. C., Guhathakurta, M., 1999, Plasma properties in coronal holes derived from measurements of minor ion spectral lines and polarized white light intensity, *The Astrophysical Journal Letters*, 510(1), L63.

Fisher, G. H., Longcope, D. W., Metcalf, T. R., Pevtsov, A. A., 1998, Coronal heating in active regions as a function of global magnetic variables, *The Astrophysical Journal*, 508(2), 885.

Goldreich, P., Sridhar, S., 1995, Toward a theory of interstellar turbulence. 2: Strong alfvenic turbulence, *The Astrophysical Journal*, 438, 763-775.

Grotrian, W., 1939, Zur frage der deutung der linien im spektrum der sonnenkorona, *Naturwissenschaften*, 27(13), 214-214.

Hagenaar, H. J., 2001, Ephemeral regions on a sequence of full-disk Michelson Doppler Imager magnetograms, *The Astrophysical Journal*, 555(1), 448.

Halberstadt, G., Goedbloed, J. P., 1995, Alfven wave heating of coronal loops: photospheric excitation, *Astronomy and Astrophysics*, 301, 559.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Hassler, D. M., Rottman, G. J., Shoub, E. C., Holzer, T. E., 1990, Line broadening of MG X 609 and 625 A coronal emission lines observed above the solar limb, *The Astrophysical Journal*, 348, L77-L80.

Hendrix, D. L., Van Hoven, G., Mikic, Z., Schnack, D. D., 1996, The viability of ohmic dissipation as a coronal heating source, *The Astrophysical Journal*, 470, 1192.

Hollweg, J. V., 1999, Kinetic Alfvén wave revisited, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 104(A7), 14811-14819.

Hood, A. W., & Priest, E. R., 1979, Kink instability of solar coronal loops as the cause of solar flares, *Solar Physics*, 64(2), 303-321.

Hudson, H. S., 1991, Solar flares, microflares, nanoflares, and coronal heating, *Solar Physics*, 133(2), 357-369.

Jess, D. B., Morton, R. J., Verth, G., Fedun, V., Grant, S. D. T., Giagkiozis, I., 2015, Multiwavelength studies of MHD waves in the solar chromosphere, *Space Science Reviews*, 190(1), 103-161.

Klimchuk, J. A., 2006, On solving the coronal heating problem, *Solar Physics*, 234(1), 41-77.

Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Gardner, L. D., Smith, P. L., 1997, First results from the SOHO ultraviolet coronagraph spectrometer, In The First Results from SOHO, *Springer, Dordrecht*, 613-644p.

Krucker, S., Benz, A. O., 1998, Energy distribution of heating processes in the quiet solar corona, *The Astrophysical Journal Letters*, 501(2), L213.

Levine, R. H., 1974, A new theory of coronal heating, *The Astrophysical Journal*, 190, 457-466.

Lin, R., Schwartz, R. A., Kane, S. R., Pelling, R. M., Hurley, K. C., 1984, Solar hard X-ray microflares, *The Astrophysical Journal*, 283, 421-425.

Longcope, D. W., 1998, A model for current sheets and reconnection in X-ray bright points, *The Astrophysical Journal*, 507(1), 433.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Hassler, D. M., Rottman, G. J., Shoub, E. C., Holzer, T. E., 1990, Line broadening of MG X 609 and 625 A coronal emission lines observed above the solar limb, *The Astrophysical Journal*, 348, L77-L80.

Mackay, D. H., van Ballegooijen, A. A., Priest, E. R., 2000, Mean field model for the formation of filament channels on the sun, *The Astrophysical Journal*, 539, 983–994.

Marsch, E., 2006, Kinetic physics of the solar corona and solar wind, Living Reviews in *Solar Physics*, 3(1), 1-100.

Martínez-Sykora, J., Hansteen, V., Carlsson, M., 2009, Twisted flux tube emergence from the convection zone to the corona. II. Later states, *The Astrophysical Journal*, 702(1), 129.

Mathioudakis, M., Jess, D. B., Erdelyi, R., 2013, Alfvén waves in the solar atmosphere, *Space Science Reviews*, 175(1-4), 1-27.

Matthaeus, W. H., Zank, G. P., Oughton, S., Mullan, D. J., Dmitruk, P., 1999, Coronal heating by magnetohydrodynamic turbulence driven by reflected low-frequency waves, *The Astrophysical Journal Letters*, 523(1), L93.

Meyer, K. A., 2012, A non-linear force-free field model for the solar magnetic carpet (Doctoral dissertation, University of St Andrews).

Milano, L. J., Gómez, D. O., Martens, P. C., 1997, Solar coronal heating: AC versus DC, *The Astrophysical Journal*, 490(1), 442.

Montes-Solís, M., Arregui, I., 2017, Comparison of Damping Mechanisms for Transverse Waves in Solar Coronal Loops, *The Astrophysical Journal*, 846(2), 89.

Muller, R., 1994, Solar Surface Magnetism. NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C: Mathematical and Physical Sciences, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop, held Soesterberg, the Netherlands, November 1-5, 1993, Edited by Robert J. Rutten and Carolus J. Schrijver. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1994., p.55.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Narain, U., Ulmschneider, P., 1996, Chromospheric and coronal heating mechanisms II, *Space Science Reviews*, 75(3), 453-509.

Ng, C. S., Lin, L., Bhattacharjee, A., 2012, High-Lundquist number scaling in three-dimensional simulations of Parker's model of coronal heating, *The Astrophysical Journal*, 747(2), 109.

Parashar, T. N., Salem, C., Wicks, R. T., Karimabadi, H., Gary, S. P., Matthaeus, W. H., 2015, Turbulent dissipation challenge: a community-driven effort, *Journal of Plasma Physics*, 81(5).

Parker, E. N., 1972, Topological dissipation and the small-scale fields in turbulent gases, *The Astrophysical Journal*, 174, 499.

Parker, E. N., 1988, Nanoflares and the solar X-ray corona, *The Astrophysical Journal*, 330, 474-479.

Parker, E. N., 1983, Magnetic neutral sheets in evolving fields-part two-formation of the solar corona, *The Astrophysical Journal*, 264, 642.

Parnell, C. E., Jupp, P. E., 2000, Statistical analysis of the energy distribution of nanoflares in the quiet Sun, *The Astrophysical Journal*, 529(1), 554.

Parnell, C. E., Galsgaard, K., 2004, Elementary heating events - magnetic interactions between two flux sources. II. Rates of flux reconnection, *Astronomy and Astrophysics*, 428, 595–612.

Parnell, C. E., Priest, E. R. Golub, L., 1994, The three-dimensional structures of X-ray bright points, *Solar Physics*, 151, 57-74.

Parnell, C. E., Priest, E. R., Titov, V. S., 1994, A model for X-ray bright points due to unequal cancelling flux sources, *Solar Physics*, 153(1), 217-235.

Parnell, C. E., De Moortel, I., 2012, A contemporary view of coronal heating, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 370, 3217-3240.

Parnell, C. E., 2004, The role of dynamic brightenings in coronal heating. In SOHO 15 Coronal Heating, 575, p227.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Petschek, H. E., 1964, Magnetic field annihilation, *NASA Special Publication*, 50, 425.

Pekünlü, E. R., Bozkurt, Z., Afsar, M. E., Soydugan, E., Soydugan, F. 2002, Alfvén waves in the inner polar coronal hole, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 336(4), 1195-1200.

Petrovay, K., 2001, Turbulence in the solar photosphere, *Space Science Reviews*, 95(1), 9-24.

Priest, E. R., Parnell, C. E. Martin, S. F., 1994, A converging flux model of an X-ray bright point and an associated canceling magnetic feature, *The Astrophysical Journal*, 427, 459-474.

Priest, E. R., 1982, Solar Magnetohydrodynamics. Dordrecht, Holland, Boston, D. Reidel Pub. Co., Hingham.

Priest, E. R., Chitta, L. P., Syntelis, P, 2018, A cancellation nanoflare model for solar chromospheric and coronal heating, T*he Astrophysical Journal Letters*, 862(2), L24.

Rappazzo, A. F., Velli, M., Einaudi, G., Dahlburg, R. B., 2008, Nonlinear dynamics of the Parker scenario for coronal heating, *The Astrophysical Journal*, 677(2), 1348.

Rappazzo, A. F., Dahlburg, R. B., Einaudi, G., Velli, M., 2018, Subresolution activity in solar and stellar coronae from magnetic field line tangling, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478(2), 2257-2266.

Reardon, K. P., Lepreti, F., Carbone, V., Vecchio, A., 2008, Evidence of shock-driven turbulence in the solar chromosphere, *The Astrophysical Journal Letters*, 683(2), L207.

Von Rekowski, B., Hood, A. W., 2008, Solar coronal heating by magnetic cancellation–III. Thermodynamics, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 384(3), 972-986.

Saba, J. L., Strong, K. T., 1991, Coronal dynamics of a quiescent active region, *The Astrophysical Journal*, 375, 789-799.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Sakamoto, Y., Tsuneta, S. Vekstein, G., 2008, Observational Appearance of Nanoflares with SXT and TRACE, *The Astrophysical Journal*, 689, 1421-1432.

Sakurai, T., 2017, Heating mechanisms of the solar corona, *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 93(2), 87-97.

Shimizu, T., 1995, Energetics and Occurrence Rate of Active-Region Transient Brightenings and Implications for the Heating of the Active-Region Corona. *Pub. Astron. Soc. Japan*, 47, 251{263.

Spitzer Jr, L., 1962, Physics of Fully Ionized Gases, New York: Inter.

Stein, R.F. and Nordlund, Å., 1991, in P. Ulmschneider, E. R. Priest, and R. Rosner (eds.), Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating, *Springer-Verlag*, Berlin, 386.

Taylor, J. B., 1974, Relaxation of toroidal plasma and generation of reverse magnetic fields, *Physical Review Letters*, 33(19), 1139.

Terzo, S., Reale, F., Miceli, M., Klimchuk, J. A., Kano, R., Tsuneta, S., 2011, Widespread nanoflare variability detected with Hinode/X-ray telescope in a solar active region, *The Astrophysical Journal*, 736(2), 111.

Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., Judge, P. G., Schad, T., Seeley, D. H., Edmondson, J., 2007, Alfvén waves in the solar corona, *Science*, 317(5842), 1192-1196.

Treumann, R. A., Baumjohann, W., 2015, Spontaneous magnetic reconnection, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 23(1), 1-91.

Ulmschneider, P., 1998, Heating of chromospheres and coronae. In Space Solar Physics, *Springer*, Berlin, Heidelberg, 77-106.

Van Ballegooijen, A. A., Asgari-Targhi, M., Cranmer, S. R., DeLuca, E. E., 2011, Heating of the solar chromosphere and corona by Alfvén wave turbulence, *The Astrophysical Journal*, 736(1), 3.

Van Ballegooijen, A. A., Cranmer, S. R., 2008, Hyperdiffusion as a mechanism for solar coronal heating. *The Astrophysical Journal*, 682(1), 644.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Van Ballegooijen, A. A., 1986, Cascade of magnetic energy as a mechanism of coronal heating, *The Astrophysical Journal*, 311, 1001-1014.

Velli, M., Grappin, R., Mangeney, A., 1991, Waves from the sun?, *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 62(1-4), 101-121.

Velli, M., Pucci, F., Rappazzo, F., Tenerani, A., 2015, Models of coronal heating, turbulence and fast reconnection, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 373(2042), 20140262.

Voitenko, Y., Goossens, M., 2002, Excitation of high-frequency Alfvén waves by plasma outflows from coronal reconnection events, *Solar Physics*, 206(2), 285-313.

Walsh, R. W., Ireland, J., 2003, The heating of the solar corona, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 12(1), 1-41.

Wilhelm, K., Marsch, E., Dwivedi, B. N., Hassler, D. M., Lemaire, P., Gabriel, A. H., Huber, M. C., 1998, The solar corona above polar coronal holes as seen by SUMER on SOHO, *The Astrophysical Journal*, 500(2), 1023.

Withbroe, G. L., Noyes, R. W., 1977, Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 15(1), 363-387.

Xie, H., Madjarska, M. S., Li, B., Huang, Z., Xia, L., Wiegelmann, T., Mou, C., 2017, The plasma parameters and geometry of cool and warm active region loops, *The Astrophysical Journal*, 842(1), 38.

Yang, K. E., Longcope, D. W., Ding, M. D., Guo, Y., 2018, Observationally quantified reconnection providing a viable mechanism for active region coronal heating, *Nature communications*, 9(1), 1-8.

TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince bilgisini ve görüşlerini esirgemeyerek bana destek olan danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Dicle ZENGİN ÇAMURDAN'a sonsuz teşekkür ederim. Yüksek lisans eğitimim boyunca değerli katkılarından yararlandığım kıymetli hocam Doç. Dr. Ebru DEVLEN'e teşekkür ederim. Eğitim hayatım boyunca bana her zaman destek olan annem ve babama çok teşekkür ederim.

.... / .... / 2022

İmzası

Ebru BAŞ

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Ebru BAŞ

Eğitim:

2019-… Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Astrofizik Anabilim Dalı (Tezli Yüksek Lisans).

2012-2017 Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü (Lisans).

2008-2012 Şirinyer Lisesi.

Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitaplarında basılan bildiriler:

BAŞ, E. and ZENGİN ÇAMURDAN, D., 2021, *A Study About Heating Solar Coronal Hole Plasma*, Turkish Physical Society 37th International Physics Congress (TPS37), Vol.03, No.06, pp.90-96.

Araştırma Projeleri:

Bursiyer Araştırmacı, *Güneş Tacının Isıtılması ve Güneş Rüzgarının İvmelendirilmesinde MHD Dalgalarının Rolü*, TÜBİTAK, Proje No: 119F030.

Seminerler:

E. Baş, Güneş Koronasının Isıtılma Problemi, Ege Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 22 Ocak 2021.

Sertifika Programları:

Lisans Öğrencileri Yaz Programı (LOYP), TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi, ANTALYA, 17-21 Temmuz 2017.

Öğretmenler ve Öğrenciler için Temel Fizik Yaz Okulu, Boğaziçi Üniversitesi Feza Gürsey Fizik ve Matemetik Uygulama ve Araştırma Merkezi, 16-28 Ağustos 2021.

Toplanma Disklerinin Doğası, Çevrimiçi Çalıştay, Ege Üniversitesi Gözlemevi Uygulama ve Araştırma Merkezi, 26 Şubat 2021.

The Latest Shows From Neutron Stars, Çevrimiçi Çalıştay, Ege Üniversitesi Gözlemevi Uygulama ve Araştırma Merkezi, 26 Mart\2 Nisan 2021.

Astrofizikte Örten Çift Yıldızlar, Çevrimiçi Çalıştay, Ege Üniversitesi Gözlemevi Uygulama ve Araştırma Merkezi, 28 Mayıs 2021.

Astrofizikte Güncel Lisansüstü Çalışmalar, Çevrimiçi Çalıştay, Ege Üniversitesi Gözlemevi Uygulama ve Araştırma Merkezi, 22 Ekim 2021.