T.C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü

MANYETİK ALAN TEDİRGİNLİKLERİNİN KORONAL DALGALAR ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

Khuraman AZIZOVA

Danışman: Prof. Dr. Ömer Lütfi DEĞİRMENCİ

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı
Astrofizik Yüksek Lisans Programı

İzmir
2022

Khuraman AZIZOVA tarafından yüksek lisans tezi olarak sunulan **"Manyetik Alan Tedirginliklerinin Koronal Dalgalar Üzerindeki Etkisi"** başlıklı EÜ Lisanüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmenliği ile EÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi' nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 05/09/2022 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri: **İmza**

Jüri Başkanı: Prof. Dr. Ahmet ERDEM

Raportör Üye: Prof. Dr. Ömer Lütfi DEĞİRMENCİ

Üye: Dr.Öğr. Üyesi Dicle ZENGİN ÇAMURDAN

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmenliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum **"Manyetik Alan Tedirginliklerinin Koronal Dalgalar Üzerindeki Etkisi"** başlıklı bu tezin kendi çalışmam olduğunu, 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 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.

05 / 09 / 2022

İmzası

Khuraman AZIZOVA

ÖZET

MANYETİK ALAN TEDİRGİNLİKLERİNİN KORONAL DALGALAR ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

AZIZOVA, Khuraman

Yüksek Lisans Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Ömer Lütfi DEĞİRMENCİ

Eylül 5, 31 sayfa

Bu tez çalışmasında Güneş' in korona tabakasındaki koronal dalgaların sönümlenmesinde manyetik alan tedirginliklerinin etkisi incelenmiştir. Güneş'in kuzey koronal deliğindeki yüksek sıcaklık MHD süreçleri ile açıklanmaya çalışılmıştır. Gözlemsel ve teorik olarak da bu anormal sıcaklığın MHD süreçleri ile ilgili olduğu ispatlanmıştır.

Biz bu araştırmada, MHD dalgalarını koronal tabaka üzerindeki etkilerini araştırdık. Bazı MHD dalga modlarının dağılma bağıntılarını inceleyip, korona tabakasının ısınmasına etkisini araştırdık. Bilim insanlarının koronayı MHD denklemlerini kullanarak nasıl modellediklerini ve bu çalışmaların sonunda ne gibi sonuçlar elde ettiklerini gösterdik.

Anahtar sözcükler: MHD, Güneş:Koronal Delikler, Korona, Koronal dalgalar.

ABSTRACT

EFFECT OF MAGNETİC FİELD FLUCTUATİONS ON CORONAL WAVES

AZIZOVA, Khuraman

MSc in Astronomy and Space Science

Supervisor: Prof. Dr. Omer Lutfi DEGİRMENCİ

SEPTEMBER 2022, 31 pages

In this thesis, the effect of magnetic field perturbations on coronal waves in the solar corona was investigated. The anomalous temperature in the North Polar Coronal Hole has been tried to be explained by the MHD processes. Observationally and theoretically, it has been proven that this abnormal temperature is related to MHD processes.

In this study, we studied the effects of magnetic field perturbations on the coronal layer. We examined the dispersion relations of some MHD wave modes and investigated their effect on the heating of the corona layer. We showed how scientists modeled the corona using the MHD equations and what results they got at the end of these studies.

Key words: MHD, Sun: Coronal Holes, Corona, Coronal waves.

ÖNSÖZ

Astrofizikte yıllardır araştırılan bir konuyu çalışmak, araştırmak benim için çok önemliydi. Bu alanda yapılan çalışmaları araştırdıkça yeni şeyler öğrenmek ve evrende bize en yakın olan yıldızın bile ne kadar farklılıklara sahip olduğunu görmek, bu farklılıkların denklemlerle nasıl ifade edildiğini bilmek bilimin ne kadar özel ve önemli olduğunu bana bir kez daha hatırlattı.

İZMİR

05 /09/ 2022

Khuraman AZİZOVA

İÇİNDEKİLER

Sayfa

İÇ KAPAK i

KABUL ONAY SAYFASI iii

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI v

ÖZET vii

ABSTRACT ix

ÖNSÖZ xi

İÇİNDEKİLER DİZİNİ xiii

ŞEKİLLER DİZİNİ xvi

KISALTMALAR DİZİNİ xviii

1. GİRİŞ 1

1.1.Kısa Tarihçe 1

1.2. Güneş' in İç Yapısı ve Atmosferi 3

2.KORONA VE KORONAL DELİKLER 5

3. MHD DALGALARI 6

3.1. Ses Dalgaları 7

3.2. Manyetik Dalgalar 8

3.3. Manyetikses Dalgaları 9

İÇİNDEKİLER (devam)

4.KUZEY KORONAL DELİK VE MODELLER 10

4.1. Motivasyon. 10

4.2. Temel MHD Denklemleri.....11

4.3. KKD modelleri 12

5. SONUÇ……....21

KAYNAKLAR DİZİNİ.....23

TEŞEKKÜR 26

ÖZGEÇMİŞ 27

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil Sayfa

Şekil 1. Çeşitli bölgelerin boyutlarını, sıcaklıklarını (K cinsinden) ve yoğunluklarını (kg m^{-3} cinsinden) gösteren Güneş'in genel yapısı. Güneş' in merkezinde olan çekirdek katmanından fotosfer katmanına kadar olan kısım Güneş' in iç yapısı, fotosferden koronaya kadar olan kısımlar ise Güneş' in atmosferi olarak değerlendirilir. Çeşitli bölgelerin kalınlıkları ölçeğe göre çizilmemiştir ve kromosfer ile korona arasındaki sınır, gölgeli bölge ile gösterildiği gibi, 2.5-15$\times 10^6$ m arasında oldukça değişkendir (Priest, 2014).. 3

Şekil 2. (a) $\delta v / v_A$ ve $M_A = v / v_A$ değerlerinin güneş merkezinden olan uzaklıkla değişimi (sürekli çizgi). $1.35 R_\odot$'deki proton ve Mg^{+9} iyonun etkin sıcaklıklarından elde edilen çalkantı hız limitleri ise kesikli çizgiler ile gösterilmiştir. (b) İyonların ısıl hızlarının limitlerini belirlemek için kullanılan genlikler ile elde edilen Mg^{+9}, O^{+5} ve protonun sıcaklıkları, T_e elektronların sıcaklığı gösterilmiştir. İyon sıcaklıkları $T_{eff}^i = \frac{m_i}{2k} \Delta\lambda^2 \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 = T_i + C\frac{m_i}{2k}\langle \delta v^2 \rangle$ denklemi kullanılarak hesaplanmıştır (Esser et al. 1998).. 13

Şekil 3. 21 ve 22 Mayıs 1996' da SOHO/SUMER tarafından görüntülenmiş O VI (1032 $\hat{A}$) ionlarının KKD' de gözlemlenmesi, uzamsal çöünürlülük yaklaşık 1" ($\approx 715 km$ Güneşte).Gösterilen alan 380" genişliğinde 285" yüksekliğindedir. Çizgilerin yoğunluğunu elde etmek için O VI ionunun (1032 $\hat{A}$) spektral profillerinin pikselleri, kaçak ışık ve düz alan düzeltmelerinden sonra toplanmıştır. Plumlar amprik olarak elde edilen bir radyal düzeltme işlevi uygulandıktan sonra doğrusal bir ölçekte gösterilir (G. Tomasch, MPAE tarafından görüntü işleme) (Wilhelm et al., 1998). 14

Şekil 4. NPCH'de O VI iyonlarının etkin sıcaklık değişimi. Burada PL–IPL'nin genişliği R ile değişir. Yatay ok x, (Wilhelm et al., 1998) olduğu gibi yay saniye cinsindendir (Devlen et.al., 2017). 16

Şekil 5. Artan Q değerleri ile DQCS (Dipole + Quadrupole + Current Sheet) modeli için manyetik alan konfigürasyonunun gelişimi. Q = 0 durumu DCS (Dipole + Current Sheet) modelidir. Q' nun Q = 1.5'e kadar artan değerleri ile dört kutuplu alanın etkisi giderek baskın hale gelir. Q = 1.5 özel bir duruma karşılık gelir. Bu durumda Güneş'in ekvator düzleminde akım tabakası boyuca ekvatordan sonsuz uzaklığa doğrudan bir bağlantı oluşur. Q > 1.5 durumunda Güneş'e yakın bir bölgede nötr bir nokta oluşur. Bu noktanın ötesinde ekvator düzleminin Güneşten daha uzak kısımlarında ayrık alan çizgileri konfigürasyonları vardır. Q > 1.5 durumunun fiziksel bir karşılığı yoktur (Banaszkiewicz et. al, 1998).

..... 18

Şekil 6. IPL ve PL bölgelerinde O VI ve H Lyman α iyonlarına ilişkin çizgi genişliğinin dağılımı. İyonların çizgi genişlikleri, çizgi profili yüksekliğinin $1/e$ değerindeki mikroskobik hız olarak tanımlanır (Zangrilli & Giordani, 2020)..... 18

Şekil 7. Gökyüzü düzleminde tek bir silindirik şekilli tek saçaklı model için IPL (üst sıra) ve PL (alt sıra) bölgelerindeki elektron sayı yoğunluğunun Güneş merkezinden olan uzaklıkla değişimi. Kırmızı çizgiler karşılaştırma için çizilmiş olup, IPL bölgesine ilişkin tüm verilere bir güç yasasının $\left(n_e(r) = 1\times10^5 \times \left(\frac{435.98}{r^{7.31}} + \frac{2.50}{r^{2.22}}\right)\right)$ uygulanması ile elde edilen elektron yoğunluğu profilini göstermektedir (Zangrilli & Giordani, 2020). 19

KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltmalar	Açıklama
MHD	Manyetohidrodinamik
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory
TRACE	Transition Region And Coronal Explorer
UVCS	Ultraviolet Coronagraph Spectrometer
NPCH	North Polar Coronal Hole
KKD	Kuzey Koronal Delik
DB	Dağılma Bağıntısı
PL	Plume Lane
IPL	Inter Plume Lane
WKB	Wentzel- Kramers-Brillain
DCS	Dipole Current Sheet
DQCS	Dipole Quadrupole Current Sheet
LASCO	Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment
EIT	The Extreme Ultraviolet Imaging Telescope
AC	Alternating Current
DC	Direct Current

FRF Faraday Rotation Fluctuation

1. GİRİŞ

1.1. Kısa Tarihçe

Antik zamanlardan beri Güneş bize en yakın yıldız olduğu için merak uyandırmıştır. M.Ö 2000 yılında Güneş tutulmaları Çin ve Yunan halkları tarafından kaydedildi. Somoslu Aristarkus, M.Ö 280 yılında dünyanın Güneş etrafında döndüğünü belirtmiş ve Güneş'in uzaklığını 5 milyon mil (1 mil = 1.609344km) olarak tahmin etmiştir.

Bilime büyük katkısı bulunmuş bilim insanlarından biri olan Copernicus, 1530 yılında bilinen 6 gezegenin Güneş'in etrafında eş merkezli çember yörüngelerde döndüğünü öne sürdü. Önemli gelişmelerden bir diğeri de 1851 yılında bir tutulma sırasında korona tabakasının Güneş'in etrafında gözle görülebilen soluk bir hale olarak ilk kez fotoğraflanmasıdır.

Diğer taraftan Grotorian 1939, Edlen 1943 yılında koronada salma çizgilerine sıcak korona tabakasındaki ($>10^6$ K) iyonlaşmış elementlerin neden olduğunu gösterdi. 20. yüzyılın ikinci yarısından başlayarak bu konu üzerinde daha çok çalışılmaya başlanmıştır. Örneğin 1951 yılında manyetik plazma içeren laboratuvar deneyleri başladı. Hedefleri $>10^6$ K sıcaklıktaki plazma elde etmekti.

1956 yılında ise Cowling manyetohidrodinamiğin (MHD) temel teorisini özetledi. Ulrich 1970'de ses dalgalarının koronayı ısıtabiliceğini öne sürdü, ayrıca ω dalga frekansı ile k dalga sayı vektörü arasındaki ilişkiyi de önerdi. Lakin Athay ve White 1978 yılındaki çalışmalarında ses dalgalarının enerji akı yoğunluğunun düşük olduğunu ve bu dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeklerinin kısa olması nedeniyle koronayı ısıtamayacağını gösterdiler. Nihayet 1980 yılında MHD denklemleri ile dalgalar, kararsızlıklar ve manyetik yeniden birleşme teorisinde önemli gelişmeler elde edildi (Priest, 2014).

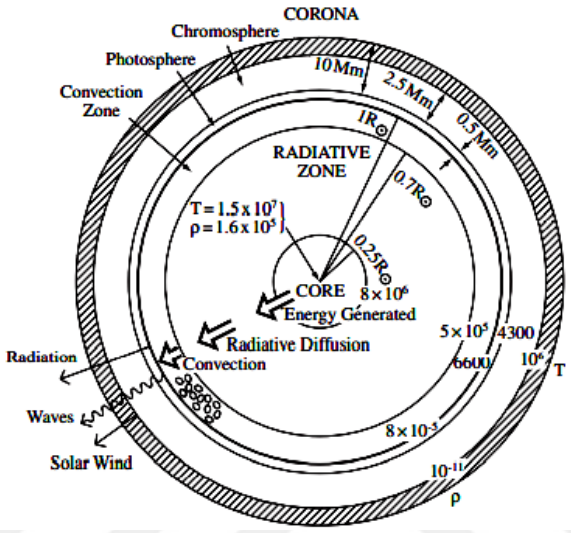
Güneş korona tabakasının MHD dalgaları ile ısıtılması fikri yarım yüzyıldan fazla bir süredir var. MHD dalgalarının korona tabakasındaki varlığı gözlemsel olarak ispatlanana kadarki sürede de araştımacılar MHD üzerine çalışıp teoriler geliştirdiler. 1984 yılında Hollweg kendi makalesinde MHD dalgalarını incelemiştir (Doorsselaere et al, 2020).

Artık, bu konu bilim insanları tarafından daha çok ilgi görmeye başladı ve 1998 yılına geldiğimizde TRACE teleskopu sayesinde koronanın yüksek çözünürlüklü fotoğrafları elde edildi. Bu teleskopların verileri sayesinde MHD dalgalarının koronadaki varlığı da ispatlandı (Priest, 2014).

Bu büyük gelişmenin ardından, daha sonraki yıllarda korona tabakasının MHD dalgaları ile ısıtılma sürecine dair teorik ve numerik modeller geliştirildi (Doorsselaere et al, 2020).

1.2. Güneş'in İç Yapısı ve Atmosferi

Bize en yakın yıldız Güneş olmasına rağmen Güneş'in iç yapısını doğrudan göremiyoruz. Bu büyük kütleli plazma yumağının iç yapısı helyosismoloji bilim dalı aracılığıyla modellenir. Güneş'in atmosferi homojen olmayan ve zamana bağlı değişim gösteren bir yapıya sahip plazmadan ibarettir.



Şekil 1. Çeşitli bölgelerin boyutlarını, sıcaklıklarını (K cinsinden) ve yoğunluklarını (kg m^{-3} cinsinden) gösteren Güneş'in genel yapısı. Güneş' in merkezinde olan çekirdek katmanından fotosfer katmanına kadar olan kısım Güneş' in iç yapısı, fotosferden koronaya kadar olan kısımlar ise Güneş' in atmosferi olarak değerlendirilir. Çeşitli bölgelerin kalınlıkları ölçeğe göre çizilmemiştir ve kromosfer ile korona arasındaki sınır, gölgeli bölge ile gösterildiği gibi, 2.5-15$\times 10^6$ m arasında oldukça değişkendir (Priest, 2014).

Şekil 1 den de görüldüğü üzere Güneş' in iç yapısının katmanlarına dikkat edersek, ilk önce merkezde nükleer enerjiyi üreten devasa bir reaktörü - çekirdek katmanını görürüz. Çekirdekte üretilen bu enerji ışınımsal (radiative) katman boyunca ışınımsal diffuzyon yolu ile dışarı doğru taşır. Buna karşılık bir sonraki katman olan konvektiv bölgede, enerji konveksiyon yolu ile dış katmana doğru taşınır.

İçten dışa doğru Güneş'in atmosferinin katmanlarını sayarsak ilk katman fotosferdir (ışık küre). Bu katman son derece ince bir plazma tabakasına sahip olmasına rağmen diğer katmanlara göre daha yoğun ve opaktır.

Fotosfer'in üzerinde ise daha şeffaf katman olan kromosfer (renk küre) bulunur. Kromosfer yakın kızılötesi süreklilikte optik olarak incedir, güçlü tayf çizgilerinde ise optik olarak kalın katmandır.

Fotosfer ve kromosferin üst kısmında ise atmosferin en üst tabakası olan korona (taç küre) bulunur. Korona ancak güneş tutulması sırasında görülebilir. Tutulma olmadığı zamanlarda koronograf aleti kullanılarak da görüntülenebilir.

VAL modeli (Vernazza et.al 1981, Avrett & Loeser 2008) fotosfer ve kromosfer için kullanışlı bir modeldir. Model, termodinamik özelliklerin bu katmanlar için farklı yüksekliklerde farklılıklar gösterdiğini ve katmanların statik olduğunu varsayar. Yoğunluk ve basınç fotosfer boyunca düşer. H (hidrojen) kısmen iyonize olur, bununla beraber Mg (magneziyum), Fe (demir), Si (silisiyum) gibi metaller de iyonize olur. Bu nedenle enerji taşınımı etkilenir.

2. KORONA VE KORONAL DELİKLER

Korona (taç küre) kromosferin üzerinden Güneş rüzgarına doğru uzanan katmandır. Başka bir deyişle Güneş'in en üst kısmıdır. Bu katman, radyo dalgaları ve birkaç tayf çizgisi dışında tüm elektromanyetik tayfta optik olarak incedir. Korona ısı iletimi, ışınım ve kütle çıkışı nedeniyle büyük enerji kayıplarına maruz kalır ve toplamda bu değer yaklaşık 10^{21} W'dır, bu da Güneş ışınımının yalnızca 0.001'lik kısmıdır. Korona plazması yoğun ve sıcaktır (Priest, 2014).

Koronal delikler onları çevreleyen koronadan daha soğuk ve daha az yoğun olan açık manyetik alanlı bölgelerdir. Bunlar hızlı Güneş rüzgarının kaynak bölgeleri olarak tanımlanmıştır. Koronal deliklerde uzaktan algılama ile hızlı Güneş rüzgârı akışları gözlenen kısımlarda MHD dalga aktivesi tespit edilmiştir. Manyetik alan korona katmanında çok güçlüdür. Manyetik alan çizgileri koronanın iç kısımlarında kapalı haldeyken, dışa doğru ise açıktır ve akan güneş rüzgarı sebebi ile radyal olarak gerilmiştir (Priest, 2014).

Doksanlı yılların sonlarında SOHO ve TRACE gibi yüksek çözünürlüklü teleskopların verileri bize Güneş koronasındaki farklı MHD dalgalarının varlığını gösterdi. Günümüz teleskopları, Güneş koronasında MHD dalgalarının korona katmanının her yerinde varlığını tespit etti (Banerjee et. al, 2021). Bundan dolayı, bilim insanları Güneş'in korona bölgesinde olan tüm bilinmezlikleri MHD teorisiyle çözmeye çalışıyorlar.

2.1. Korona'nın Isıtılma Mekanizmaları

Korona'nın ısıtılma mekanizmaları Hidrodinamik ve Manyetik mekanizma olarak sınıflandırılmaktadır. Her iki mekanizma da kendi içlerinde alt sınıflara ayrılmaktadır.

Her ikisi de dalga mekanizması olan iki hidrodinamik alt sınıf vardır. Bunlardan birincisi ses dalgalarından kaynaklanan ısıtma mekanizmasıdır. $P_A > P$ koşulunu sağlayan ses dalgalarının koronanın ısıtılmasından sorumlu olacağı düşünülmektedir. Burada $P = 4\pi c_s / (\gamma g)$ ses dalgasının dönemi, c_s ses hızı, g gravitasyon sabiti, γ özgül ısıların oranı ve P_A ise ses dalgalarının kesme dönemidir. Söz konusu dalgalar, atmosferin dış kısımlarına doğru serbestçe yayılırlar ve bu sırada atmosferdeki büyük yoğunluk gradyenti nedeniyle ve dalga enerjisi akı korunumunun bir sonucu olarak şok dalgalarına dönüşürler. İkinci alt sınıf ise titreşimli dalgaların ısıtmasına dayanan hidrodinamik mekanizmadır. $P > P_A$ şartını sağlayan dalgaların koronanın ıstılmasından sorumlu olacağı düşünülmektedir. Söz konusu dalgalar yıldız içerisinde γ mekanizması tarafından üretilirler. Zonklama yapan yıldızın iç kısmı büzüştüğünde üst katmanların opaklığı (adyabatik sıcaklık ve basınç artışından dolayı) artar. Bu opaklık artışı daha üst katmanlara ışınımsal absorpsiyon yoluyla büyük bir ısı akışına yol açar. Aşırı ısınma daha sonra hızlı bir genleşme üreterek titreşimi yönlendirir. Titreşimli dalgalar yolu ile üretilen şok dalgaları yıldızın atmosferine yayılır (Ulmschneider & Musielak, 2003).

MHD dalgalarının varlığı korona katmanında gözlemsel olarak ispatlandığı için koronanın ısıtılması problemine çözüm olarak önerilir. Başlıca iki temel mekanizma vardır:

Birincisi, gürültülü konveksiyon bölgesinde üretilen, dışa doğru yayılan ve daha sonra enerjilerini boşaltan manyetik dalgalardır. İkincisi, genel bir mekanizma olan sayısız akım tabakasındaki manyetik yeniden birleşme sürecidir. Yeniden birleşmenin olası sonuçlarına ilişkin bir çok tespit dahil olmak üzere koronadaki Alfven dalgaları ve farklı tür dalgalar hakkında bir çok çalışma yapılmıştır (Priest, 2014). Birinci mekanizma (AC-Alternating Current) esasen ses dalgaları gibi yavaş mod MHD

dalgalarıdır. Bu mekanizmada enine ve burulma Alfven dalgaları ile ısıtma için çeşitli dağılıma süreçleri mevcuttur. Manyetik yeniden birleşme mekanizması (DC- Direct Current) için ise mevcut levhaların var olduğu düşünülen iki farklı durum ele alınır. Birincisi, yavaş haraketle yanlardan sıkıştırılan ve zıt yönlü alanların yeniden bağlandığı bir akım levhası geliştiren bir sistemdir (Priest, 1992). Alternatif olarak, yavaş taban noktası haraketleri ile oluşmuş koronal halkalardan ibaret karışık ve örgülü bir ağdan oluşan bir sistem önerilmiştir. Başlangıçta alan minimum enerji konfigürasyonundadır. İlmeklerin her iki tabanındaki yavaş taban noktası haraketleri ilmekleri daha karmaşık bir hale getirir. Bu sayede manyetik enerji oluşur. Böylece sistem minimum enerji konfigürasyonuna geri dönmeye çalışır. Ağın bir çok yerinde zıt yönlü alanlar meydana gelir ki, bu da yerel akım tabakalarına yol açar. Bu tabakalar yeniden bağlanarak manyetik alan enerjisini serbest bırakır. Enerji hem doğrudan, hem de dalga ve türbülans oluşumu yolu ile dağıtılır. Yeniden bağlantının aynı şekilde küçük ölçekli bölgelerde gerçekleştiğine de dikkat etmek gerekir (Ulmschneider, 1998).

3. MHD DALGALARI

Gaz veya plazma ortamı düşünelim. Belli bir kuvvet etkisiyle bu ortamı tedirginliğe uğratalım. Bu ortamda gaz veya plazmayı eski denge durumuna döndürmek isteyen onarıcı kuvvetler olacaktır. Örneğin, ses dalgaları onarıcı kuvvet olan basınç kuvveti nedeniyle ortaya çıkar; bu yüzden yerel bir sıkıştırma ya da basıncı düşürme işlemi, ortamı başlangıç denge durumuna döndürmeye çalışan harekete zıt yönde bir basınç grandyenti üretir. Dalgaların ana rolü enerjiyi kaynaktan uzağa taşımaktır (Priest, 2014).

Aynı mantıkla, güneş plazması içinde farklı onarıcı kuvvetlerin ortaya çıkardığı dalga modları vardır. Güneş plazmasının dinamik olması özelliğini de göz önünde bulundurarak, bu plazmanın her türlü dalga üretebileceğini unutmayalım. Fotosferde üretilen dalgalar dış katmanlara doğru yayılır, enerjilerini kromosfere ve koronaya doğru ilerlerken harcarlar. Koronadaki yüksek sıcaklıklar bu süreçlerle açıklanır.

MHD dalgalarının grup hızı ve evre hızı kavramları çok önemlidir. $\mathbf{v}_{eh} = (\omega/k)\hat{\boldsymbol{k}}$ hızına dalganın evre hızı denir. $\mathbf{v}_{eh}$ terimi bize tek bir dalganın, dalganın $\hat{\boldsymbol{k}}$ yayılma yönündeki hızını verir. Burada ω dalganın frekansı, k dalga sayısını gösteriyor.

Dalgaları yalnızca tek tek değil çok sayıda dalgalardan oluşan dalga paketi veya grubu halinde düşünmeliyiz. Bu dalga paketinin yayılma hızının (yani, grup hızı) kartezyan konsayılarda bileşenleri aşağıdaki gibidir:

$$v_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \quad v_{gy} = \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \quad v_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \tag{3.1}$$

Grup hızı yön ve büyüklük bakımından evre hızından farklıdır. Bir dalganın enerjisi, o dalganın grup hızı ile taşınır. ω ile k arasındaki ilişki doğrusal ise dalganın evre hızı ile grup hızı birbirine eşit olur ve ortam ilgili dalga moduna dağıtıcı (dispersive) olmaz (Pekünlü, 1996).

Denge durumunun tedirgin edilmesiyle yapılacak çözümlerde tüm niceliklerin (yoğunluk, hız, manyetik alan gibi) uzay ve zaman değişiminin $\exp\left[i(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r} - \omega t)\right]$ biçiminde olduğu varsayılır ve bu tedirginliklerin eksponansiyel büyümesine bakılır.

Amaç, ω frekansını k dalga sayısı vektörü cinsinden veren dağılma bağıntısını (DB, dispersion relation) bulmaktır. Bununla hangi dalga modlarının ortaya çıktığını belirleyebiliriz.

Bazı dalga modlarını inceleyelim:

3.1 Ses Dalgaları

Tedirgin plazmada ortaya çıkan ve onarıcı kuvveti yalnızca basınç gradiyenti olan dalga ses dalgasıdır. Dağılma bağıntısı şöyle verilir:

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 \tag{3.2}$$

DB'nin doğrusal olması nedeniyle ses dalgaları her yöne eşit dağılır. Ses dalgalarının fotosferdeki hızı (c_s) yaklaşık 10 km s^{-1} iken korona katmanında ise bu değer ~200 km s^{-1} civarındadır. Ses dalgaları boyuna (longitudinal) dalgalardır, bu da tedirginlik hızı ile **k** vektörlerinin aynı yönlü olduğunu söyler. Ses dalgalarının genliği yeterince büyük olursa o zaman, şok dalgasına dönüşürler.

3.2 Manyetik Dalgalar

Manyetik dalgalar, manyetik gerilme ve manyetik basınç kuvvetlerinin toplamı olan Lorentz kuvvetinin sonucu olarak ortaya çıkan dalgalardır. Manyetik gerilme kuvvetinin genliği B^2/μ, manyetik basıncın genliği ise $B^2/2\mu$ dür. Burada B denge durumundaki manyetik alan yeğinliği, μ ise manyetik momenttir. Bu dalgaların hızı Alfven hızı $\left(v_A^2 = \frac{B^2}{\mu\rho} \right)$ ile verilir, bu yüzden bu dalgalara Alfven dalgası da denir.

Dağılma bağıntısı ise şöyledir:

$$\omega^2 = k^2 v_A^2 \tag{3.3}$$

Manyetik alana dik yönde yayılan dalgalar manyetik basınç üretir. Manyetik gerilme ise sıkıştırmalı Alfven dalgalarını üretir.

Alfven Kesme Dalgaları

Eğer plazma ortamında ortaya çıkan tedirginliğin sıkıştırılamaz olduğunu varsayarsak, o zaman, ortaya Alfven kesme dalgaları çıkar. Bu tür dalgaların dağılma bağıntısı şöyledir:

$$\omega = k v_A \cos\theta_B \tag{3.4}$$

Alfven kesme dalgalarını plazma ortamında basınç ve yoğunluk değişimlerine neden olmuyor.

$v_A \cos\theta_B$ ifadesi ile bu dalgaların evre hızı hesaplanır ve manyetik alan boyunca (θ_B) yayılan dalgalar için bu hız Alfven hızına eşittir. Bu dalgalar manyetik alana dik yönde ($\theta_B = \frac{\pi}{2}$) yayılma özelliğine sahip değiller. Ayrıca manyetik alan boyunca yayılan bu dalgaların hızları diğer yönlere doğru yayılan dalgaların hızlarından daha büyük oldukları bilinmektedir.

Sıkıştırmalı Alfven Dalgaları

Sıkıştırmalı Alfven dalgaları aşağıdaki gibi dağılma bağıntısına sahiptir:

$$\omega = kv_A \tag{3.5}$$

Bu dalgaların enerjisi isotropik (yönbağımsız) şekilde dağılmaktadır.

3.3 Manyetikses Dalgaları

Manyetikses dalgaları basınç gradyenti ile manyetik kuvvetlerin önemli olduğu bir plazmada ortaya çıkarlar. Dağılma bağıntısı şöyle verilir:

$$\omega^4 - \omega^2 k^2 \left(c_s^2 + v_A^2\right) + k^4 c_s^2 v_A^2 = 0 \tag{3.6}$$

Buna göre yüksek ve düşük frekanslı olan iki dalga modu vardır: Yüksek frekanslı olan hızlı manyetikses dalgası ile düşük frekanslı olan yavaş manyetikses dalgası. Alfven hızı değeri, bu iki dalga modunun evre hızları arasında kalır. Bu dalgalardan biri özünde manyetik alanın değişime uğrattığı ses dalgaları iken, diğeri de plazma basınıcının değişime uğrattığı Alfven dalgalarıdır.

4. KUZEY KORONAL DELİK VE MODELLEME

4.1. Motivasyon

Bu tez araştırmasının amacı bilimsel çalışmalarda KKD (Kuzey Koronal Delik)'de PL-IPL (Plume-InterPlume) arasındaki farklılıkları ve farklı terimleri gözönünde bulundurarak MHD denklemlerinin çözülmesi yolu ile MHD dalgalarının yayılma, sönümleme ve enerjilerini ortama aktarma süreçlerini araştırmak ve bu süreçlerin sonucuna göre bilim insanlarının gözlemsel ve teorik verilere dayanarak öne sürdükleri KKD modellerini incelemektir.

Alfven dalgaları Güneş atmosferi boyunca büyük miktarda enerji taşıma yetenekleri nedeniyle koronal ısıtmaya en güçlü adaydır. Buna dayanarak bir çok bilim insanı modellemeler yapmışlardır (Chandran & Hollweg, 2009; Shoda et.al, 2019; Doorsselaere et.al, 2020). Örnek olarak, korona tabakasının üç akışkan 3D modelinde düşük frekanslı Alfven dalgarının ve gelişmiş dağılma katsayılarının elektron ve proton ısıtması gösteriliyor (Ofman, 2005). Bunun gibi bir çok ısısal süreçleri araştıran modeller mevcuttur (Banerjee et.al, 2020).

Ayrıca, bu MHD dalga modu (Alfven dalgaları) Güneş rüzgarının hızlanmasından da sorumlu olarak görülüyor (Ofman, 2010). Alfven dalgalarının koronanın ısıtılmasında baskın bir rol oynaması için verimli bir yayılma mekanizmasına ihtiyaç vardır (Doorsselaere et al, 2020).

Güneş'in korona katmanının ısıtılması için MHD dalgalarının sönümlenme uzunluk ölçeklerinin 1-2.6 $R_{\odot}$ aralığında, enerji akı yoğunluklarının $1-2\times10^{5}$ erg cm^{-2} s^{-1} aralığında olmalıdır. Hızlı güneş rüzgarı ivmelenmesi için de güneşin merkezinden 2.3 $R_{\odot}$ mesafenin ötesinde ekstra bir ivmelenme olması gerektiği gözlemler sonucunda artık anlaşılmıştır (Withbore 1988, Strachan et al., 2012).

MHD denklemlerinin lineer yaklaşım altındaki çözümlerinde tedirgin edilmiş niceliklerin birbiriyle çarpımları ihmal edilir. Devlen et.al. (2017) gözlenen tedirgin edilmiş MgX iyon hızlarının oldukça yüksek (95-140 km s^{-1}) ve OVI ile MgX iyonlarının ısıl olmayan hızlarının birbirine çok yakın (Esser et.al, 1998) olması

nedeniyle $\mathbf{v}_1^2$ terimlerini ihmal etmeyerek yarı-lineer yaklaşım altında MHD denklemlerini çözmüşlerdir. Sonuçlara uygun, hangi MHD dalga modlarının korona tabakasını ısıtabileceklerini göstermişlerdir.

Efimov et.al, (1996) çalışmasında B_1/B_0 teriminin oldukça önemli olduğunu vurgulamıştır. Bu terimin değeri Bird et. al, (1992) çalışmasında 0.1 olarak hesaplanmıştır. Efimov et. al, (1996) bu değeri, Faraday dönme dalgalanmalarını (FRF-Faraday Rotation Fluctuation) dikkate alarak 0.3 olarak elde etmiştir. Faraday dönmesi enine bir elektromanyetik dalganın manyetik bir ortam boyunca manyetizasyon yönünnde yayılırken, dalganın polarizasyon düzleminin dönüşüdür. Korona boyunca gözlemler sonucu 5-6 $R_\odot$ uzaklığında bu değer 0.25-0.50 aralığındadır (Spangler & Mancuso, 2000). 7 Ocak 1983 tarihinde yapılan gözlemler sonucunda elde edilen bulgulara göre FRF, manyetik alan tedirginlikleriyle ilişkilidir (Efimov et. al, 1996). Manyetik alan tedirginliklerinin değerinin Helious uydusunun gözlemlerinden $B_1/B_0 = 0.64 - 0.87$ olduğu belirlenmiştir (Marsch & Tu, 1997).

4.2. Temel MHD Denklemleri

MHD süreçlerini aşağıdaki temel eşitlikler aracılığı ile çözmeye çalışıyoruz. Bunlar kütle, momentum ve enerjinin korunumu denklemleri ile manyetik indüksiyon denklemidir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{4.1}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \left(\mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla P + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} \tag{4.2}$$

$$\frac{DP}{Dt} - \gamma \frac{P}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -(\gamma - 1) \nabla \cdot \boldsymbol{q} \tag{4.3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{4.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{4.5}$$

Burada ρ kütle yoğunluğu, $\mathbf{v}$ akışkan hızı, P skaler basınç, $\mathbf{B}$ manyetik alan yeğinliği, γ adyabatik üsttür (koronal plazma için 5/3 olarak alınır) ve $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ Lagrange türevidir. $\mathbf{q} = -\kappa_{\|} \nabla_{\|} T - \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T$ ısı akısı, $\nabla_{\|} = \mathbf{b}\left(\mathbf{b} \cdot \nabla \right)$, $\nabla_{\perp} = \nabla - \nabla_{\|}$, $\mathbf{b} = \mathbf{B} / B$ manyetik alan boyunca birim vektördür.

Tipik korona koşullarında manyetik alanın dikine ısı yayılma katsayısı $\kappa_{\perp} \ll \kappa_{\|}$ olarak varsayılır, paralel ısı yayılma katsayısı $10^{10} \le \kappa_{\|} \le 10^{12}$ olarak varsayılır (Hoven & Mok, 1984).

MHD denklemlerini çözerken, ilk önce bu denklemlerdeki terimleri standart Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) analizi yapmak için tedirginliğe uğratılır. Tüm değişkenler, bir denge değeri ("0" alt indisi ile gösterilir) ve küçük bir tedirginlik

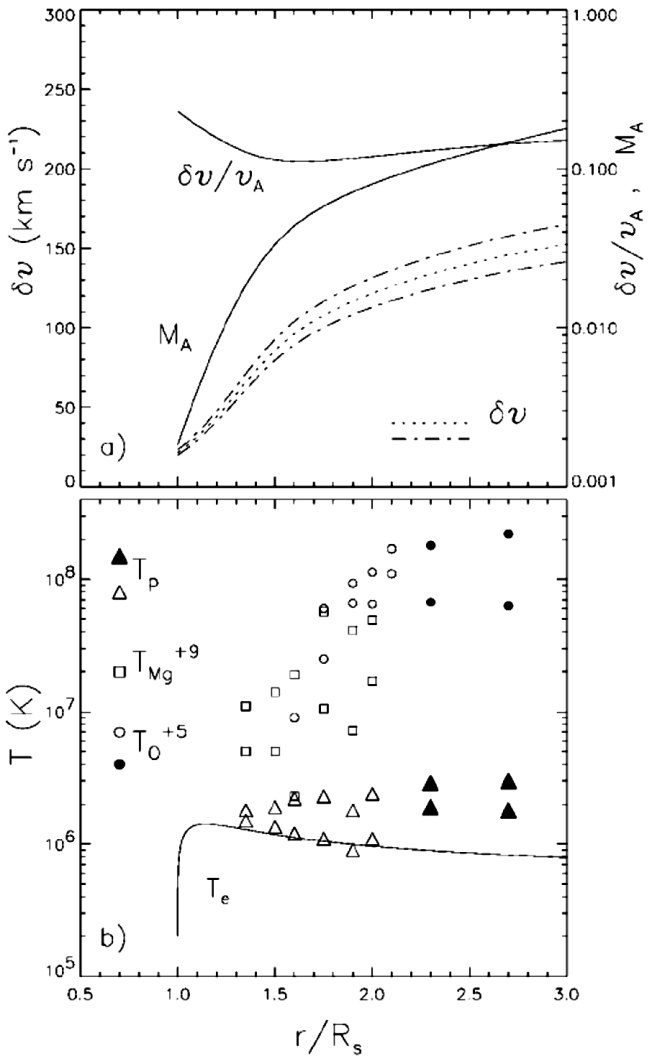
niceliği ("1" alt indisi ile gösterilir) toplamı ile gösterilir: $\rho = \rho_0 + \rho_1,\ \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1, \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$

Denge durumunun tedirgin edilmesiyle yapılacak çözümlerde tüm niceliklerin (yoğunluk, hız, manyetik alan gibi) uzay ve zaman değişiminin $\exp\left[i\left(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r} - \omega t\right)\right]$ biçiminde olduğu varsayılır ve bu tedirginliklerin eksponansiyel büyümesine bakılır. Böylelikle, elde edilen denklemlerde $\frac{\partial}{\partial t} \to -i\omega,\ \nabla \to ik$ gibi değişiklikler yapılır.

4.3. KKD Modelleri

Koronal delikler Güneş atmosferinin en düşük yoğunluklu plazma bileşenidir ve hızla genişleyen manyetik alanlarla ve yüksek hızlı güneş rüzgarı ile ilişkilidir. Genişlemiş koronanın tayfsal ve polarimetrik gözlemleri birkaç on yıllık geçmişe sahiptir. Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) nin üzerindeki tayfçeker, The Ultraviolet Coronograph Spectrometer (UVCS), süpriz şekilde koronal deliklerdeki protonlar, elektronlar ve pozitif iyonlar için sıcaklıklar, dış akış hızları ve hız dağılımlarında yön bağımlılıklar olduğunu göstermiştir (Cranmer, 2002).

Parçacıkların temel ivmelenme bölgesinde (Güneş merkezinden 1.5-10 $R_\odot$ arası) plazma parametrelerini belirlemenin önemi bu ivmelenmeden sorumlu olan işlemi tanımlamak için oldukça önemlidir. Hız dağılımları yoğunluk, akış hızı, sıcaklık, ısı akısı gibi makroskopik plazma özellikleri hakkında bilgi içerir (Cranmer, 2002).



Şekil 2. (a) $\delta v / v_A$ ve $M_A = v / v_A$ değerlerinin güneş merkezinden olan uzaklıkla değişimi (sürekli çizgi). $1.35 R_\odot$'deki proton ve Mg^{+9} iyonun etkin sıcaklıklarından elde edilen çalkantı hız limitleri ise kesikli çizgiler ile gösterilmiştir. (b) İyonların ısıl hızlarının limitlerini belirlemek için kullanılan genlikler ile elde edilen Mg^{+9}, O^{+5} ve protonun sıcaklıkları, T_e elektronların sıcaklığı gösterilmiştir. İyon sıcaklıkları $T_{eff}^{i} = \frac{m_i}{2k}\Delta\lambda^2\left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 = T_i + C\frac{m_i}{2k}\langle \delta v^2 \rangle$ denklemi kullanılarak hesaplanmıştır (Esser et al. 1998).

Şekil 2 (a)'da koronal delik koşullarında δv çalkantı hızı, v akışkanın hızı ve v_A Alfven hızı olmak üzere $\delta v / v_A$ ve $M_A = v / v_A$ değerlerinin güneş merkezinden uzaklığıyla değişimi sürekli çizgi ile gösterilmiştir. Özellikle parçacıkların etkin sıcaklıklarındaki ısısal olmayan katkıyı ifade eden çalkantı hızının $\delta v / v_A$ değerinin güneş tacının iç kısımlarında oldukça küçük olduğu görülmektedir. Şekildeki noktalı

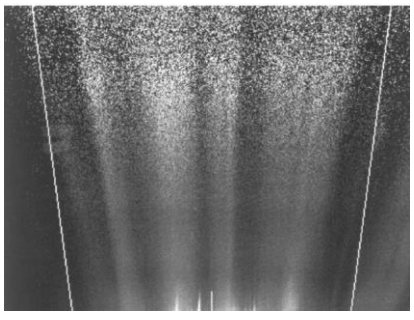
çizgi $1.2R_{\odot}$ için Tu & Marsh (1997) tarafından elde edilen değerleri göstermektedir (Esser et al, 1998).

Şekil 2 (b)' de protonun sıcaklığı $2R_{\odot}$ mesafesine kadar $10^6 \le T_p \le 2.4\times10^6$ aralığındadır, mesafe arttıkça bu değerler $1.8\times10^6 \le T_p \le 3\times10^6$ aralığına yükselmektedir. Aynı zamanda protonun sıcaklığındaki alt sınırların elektron sıcaklığı ile oldukça yakın oldukları görülmektedir. Maksimum T_e/T_p oranı ise $1.35\,R_{\odot}$ için 1.4, $1.9\,R_{\odot}$ mesafesi için ise yaklaşık 2' ye eşittir. Ek olarak, $2.3\,R_{\odot}$ ve $2.7\,R_{\odot}$ mesafelerinde ise bu oran sırasıyla 3.3 ve 3.7 sayılarına eşittir (Esser et al., 1999).

KKD sıcaklığı, termal (ısıl) ve termal olmayan sıcaklığın toplamı olarak verirlir:

$$T_{eff} = T_i + \left(m_i / 2k\right)\xi^2 \tag{4.6}$$

Burada T_i iyon sıcaklığı, m_i iyonun kütlesi, k Boltzmann sabiti ve ξ bakış doğrultusu boyunca olan Gausiyen dağılım gösteren çalkantılı hız alanının en olası hızı olup, hız vektörüne termal olmayan katkıyı ifade eder$\left(\xi^2 = \left\langle \delta v^2 \right\rangle / 2\right)$ (Wilhelm et. al. 1998).



Şekil 3. 21 ve 22 Mayıs 1996' da SOHO/SUMER tarafından görüntülenmiş O VI (1032 $\hat{A}$) ionlarının KKD' de gözlemlenmesi, uzamsal çöünürlülük yaklaşık 1" ($\approx 715 km$ Güneşte).Gösterilen alan 380" genişliğinde 285" yüksekliğindedir. Çizgilerin yoğunluğunu elde etmek için O VI ionunun (1032 $\hat{A}$) spektral profillerinin pikselleri, kaçak ışık ve düz alan düzeltmelerinden sonra toplanmıştır. Plumlar amprik olarak elde edilen bir radyal düzeltme işlevi uygulandıktan sonra doğrusal bir ölçekte gösterilir (G. Tomasch, MPAE tarafından görüntü işleme) (Wilhelm et al., 1998).

Şekil 3'de KKD'nin Plume (PL) ve Interplume (IPL) olarak isimlendirdirilen bölgelerden oluştuğunu görebiliriz. Parlak olan P bölgeleri, IPL bölgelerine göre daha yüksek yoğunluklu, ancak daha soğuk olan bölgelerdir.

KKD'deki manyetik alan aşağıdaki formül ile verilir:

$$B = 1.5\left(f_{\max} - 1\right)R^{-3.5} + 1.5R^{-2}G \tag{4.7}$$

$f_{\max} = 9$ olarak kabul edilir, $R = r / R_{\odot}$ güneş merkezli uzaklıktır (Hollweg 1999).

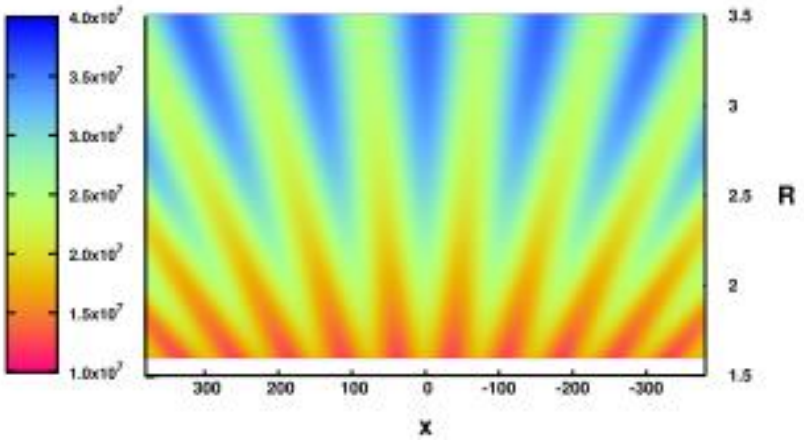
Devlen et.al. (2017) KKD'nin plume ve interplume yapısını modellediler (Şekil 4). Proton sayı yoğunluğu PL bölgesinde IPL bölgesine nazaran %10 daha yoğun iken etkin sıcaklık IPL bölgesinde PL bölgesine nazaran %30 daha yüksektir (Wilhelm et al, 1998).

Bu farkları dikkate alan parçacık sayı yoğunluğu ve sıcaklık formülleri aşağıdaki gibi ifade edilmiştir (Devlen et. al, 2017):

$$N_p^P\left(R,x\right) = N_p^{IPL}\left(R\right)\left[1 + 0.1\sin^2\left(2\pi x / 92.16R\right)\right], \tag{4.8}$$

$$T_{eff}^P\left(R,x\right) = T_{eff}^{IPL}\left(R\right)\left[1 - 0.3\sin^2\left(2\pi x / 92.16R\right)\right]. \tag{4.9}$$

Burada; N_p^P, PL bölgesindeki proton sayı yoğunluğunu, N_p^{IPL}, IPL bölgesindeki proton sayı yoğunluğunu, T_{eff}^P ve T_{eff}^{IPL} terimleri ise uygun olarak PL ve IPL bölgesindeki etkin sıcaklıkları göstermektedir.



Şekil 4. NPCH'de O VI iyonlarının etkin sıcaklık değişimi. Burada PL–IPL'nin genişliği R ile değişir. Yatay ok x, (Wilhelm et al., 1998) olduğu gibi yay saniye cinsindendir (Devlen et.al., 2017).

Doyle et.al. (1999), elektron sayı yoğunluğu için deneysel olarak elde ettikleri aşağıdaki bağıntıyı vermişlerdir:

$$N_e = \frac{10^8}{R^8} + \frac{2.5 \cdot 10^3}{R^4} + \frac{2.9 \cdot 10^5}{R^2}. \qquad (4.10)$$

Literatürde KKD yarı-nötr olarak varsayılır, bu yüzden $N_p = N_e$ alınır. OVI iyonlarının etkin sıcaklığı (Devlen ve Pekünlü, 2010) tarafından aşağıdaki gibi verilmektedir:

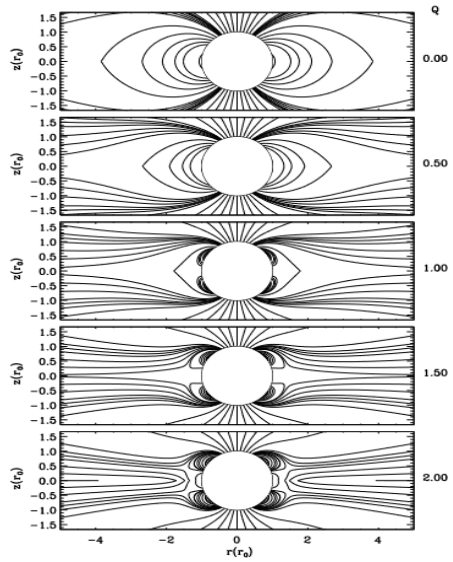
$$T_{eff} = -7.94 \cdot 10^7 R^2 + 4.9487 \cdot 10^8 R^5 - 5.7625 \cdot 10^8. \qquad (4.11)$$

Esser et. al. (1998) OVI ve MgX iyonları için ξ değerlerinin birbirine oldukça yakın olduğunu belirtmişlerdir (Şekil 2). Bunu dikkate alan Devlen ve Pekünlü (2010) araştırmasında OVI iyonlarının ısıl olmayan sıcaklığını aşağıdaki gibi göstermişlerdir:

$$T_{eff}^{\xi} = -4 \times 10^6 R^2 + 3 \times 10^7 R - 2 \times 10^7. \qquad (4.12)$$

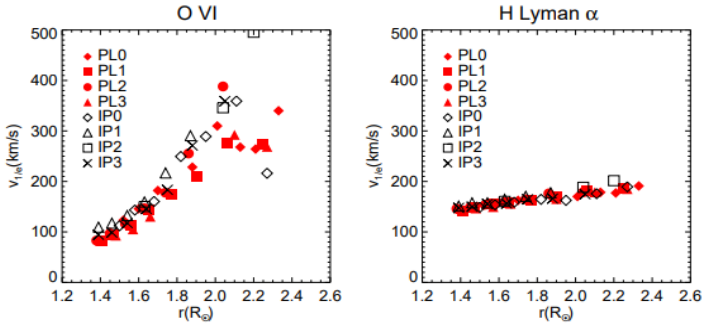
Devlen et. al (2017) tedirginlik hızı, vizkozite ve ısı iletimi terimlerini içeren MHD denklemlerini kullanarak yarı-lineer çözüm yapmışlar ve çıkan sonuçlar ile MHD dalgalarının varsayılan koşullarda koronayı ısıtıp ısıtamayacağını hesaplamışlardır. Taşınım katsayılarının değerlerine bağlı olarak ortaya çıkan dalgaların OVI iyonlarının gözlenen tercihli ısıtılma ve ivmelendirilmesinde önemli bir rol oynadığını ve hızlı güneş rüzgarı içinde önemli bir ivmelenme getireceğinin sonucuna ulaşmışlardır.

Zangrilli & Giordani (2020) çalışmalarında LASCO, UVCS, EIT görüş alanı boyunca PL bölgesinin profilini yeniden oluşturmak için Banaszkiewicz et. al (1998) tarafından önerilen manyetik alan modelini benimsemişlerdir. Bu model ekvator düzleminde bir azimut akımı levhasına sahip olan bir dört kutuplu ile bir dipolün eksensel simetrik kombinasyonundan oluşur. Bu modelde manyetik alan çizgilerinin topolojisini kontrol eden Q parametresini değiştirerek farklı manyetik alan geometrileri elde edilir. Q=0 durumu (DCS (Dipole + Current Sheet)) bir saf dipol ile bir akım levhasınının kombinasyonuna, Q>0 durumu (DQCS (The Dipole + Quadrupole + Current Sheet)) ise dipol, akım levhası ve dört kutupludan oluşan kombinasyona karşılık gelir. Bu kombinasyonda artan Q değeri ile birlikte dört kutuplunun katkısı da artar (Zangrilli & Giordani, 2020). Modelin şematik gösterimi şekil 5'te verilmiştir. Şekil 5'te *z*, *r* ve ρ değerleri manyetik alanın silindirik kutupsal koordinatlarıdır: $z^2 + \rho^2 = r^2$ (Banaszkiewicz et. al, 1998).



Şekil 5. Artan Q değerleri ile DQCS (Dipole + Quadrupole + Current Sheet) modeli için manyetik alan konfigürasyonunun gelişimi. Q = 0 durumu DCS (Dipole + Current Sheet) modelidir. Q' nun Q = 1.5'e kadar artan değerleri ile dört kutuplu alanın etkisi giderek baskın hale gelir. Q = 1.5 özel bir duruma karşılık gelir. Bu durumda Güneş'in ekvator düzleminde akım tabakası boyuca ekvatordan sonsuz uzaklığa doğrudan bir bağlantı oluşur. Q > 1.5 durumunda Güneş'e yakın bir bölgede nötr bir nokta oluşur. Bu noktanın ötesinde ekvator düzleminin Güneşten daha uzak kısımlarında ayrık alan çizgileri konfigürasyonları vardır. Q > 1.5 durumunun fiziksel bir karşılığı yoktur (Banaszkiewicz et. al, 1998).

Zangrilli & Giordani (2020), PL ve IPL bölgelerindeki OVI ve H Lyman α iyonlarının hız dağılımlarını Şekil 6'da verildiği gibi grafik olarak karşılaştırmış ve modellerinde koronal deliklerde element bolluklarını araştırmışlardır.

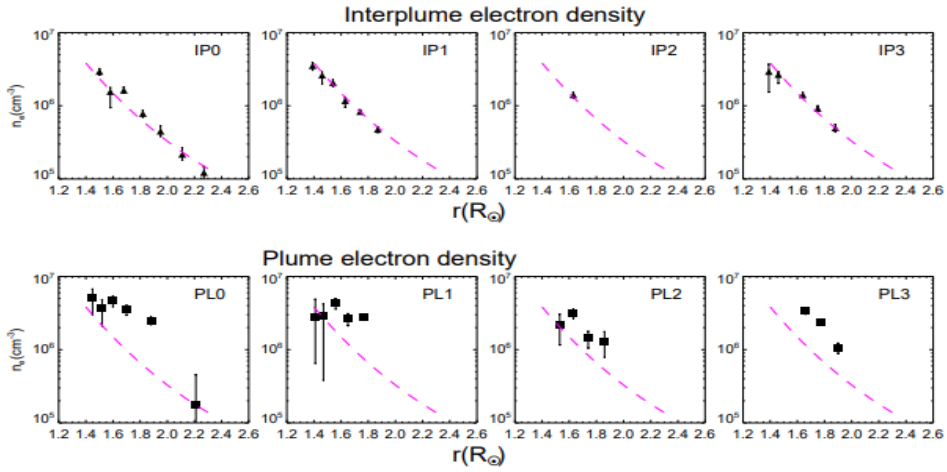


Şekil 6. IPL ve PL bölgelerinde O VI ve H Lyman α iyonlarına ilişkin çizgi genişliğinin dağılımı. İyonların çizgi genişlikleri, çizgi profili yüksekliğinin $1/e$ değerindeki mikroskobik hız olarak tanımlanır (Zangrilli & Giordani, 2020).

Şekil 6' da O VI iyonu gözlmelerinden PL ve IPL çizgi genişlikleri arasında net bir ayrım görebiliriz. Çizgi genişlikleri PL kısımlarında, IPL bölgesine nazaran daha dardır. Bu da PL bölgesinin, IPL bölgesine nazaran daha düşük sıcaklıklara sahip olduğu anlamına gelir. O VI iyonu için PL ve IPL bölgelerinde gözlenen bu ayrım, H Lyman α iyonu için söz konusu değildir (Zangrilli & Giordani, 2020).

Özellikle Hassler et. al (1997) çalışmasında, Güneş merkezinden 1.1-1.3 $R_{\odot}$ den daha uzak kısımlarda PL bölgesindeki kinetik sıcaklıkların IPL bölgesine nazaran daha düşük olabilmesine rağmen, koronal tabana yakın kısımlarda ise PL bölgesinin sıcaklığının, IPL bölgesinin sıcaklığından daha yüksek olduğunu ortaya koymuşlardır.

Ek olarak, Zangrilli & Giordano (2020), IPL ve PL bölgelerinde elektron sayı yoğunluğunu hesaplamış ve grafikle belirtmişlerdir. Şekil 7'de kırmızı çizgi ile verilerin hepsinin bir güç yasasına uydurulması ile karşılaştırılması için çizilmiştir. PL bölgesinde bu değerlerin çoğu kısmı kırmızı kesik çizginin üzerinde iken, IPL bölgesinde ise verilerin hemen hemen hepsi bu kesik çizginin üzerinde yer almaktadır.



Şekil 7. Gökyüzü düzleminde tek bir silindirik şekilli tek saçaklı model için IPL (üst sıra) ve PL (alt sıra) bölgelerindeki elektron sayı yoğunluğunun Güneş merkezinden olan uzaklıkla değişimi. Kırmızı çizgiler karşılaştırma için çizilmiş olup, IPL bölgesine ilişkin tüm verilere bir güç yasasının $\left(n_e(r)=1\times10^5\times\left(\frac{435.98}{r^{7.31}}+\frac{2.50}{r^{2.22}}\right)\right)$ uygulanması ile elde edilen elektron yoğunluğu profilini göstermektedir (Zangrilli & Giordani, 2020).

Şekil 6 ve şekil 7'den de görüldüğü gibi, Zangrilli & Giordani (2020) modellerinde IPL ve PL bölgelerini kendi içlerinde IPL0, IPL1, IPL2, IPL3 ve PL0, PL1, PL2, PL3 şeklinde dörder alt bölgeye ayırmış ve her bir alt bölge için hız ve yoğunluk gibi niceliklerin sınırlarını belirlemişlerdir. Bu amaçla UVCS görüş alanındaki gözlemsel verileri kullanmışlardır.

Zangrilli & Giordani (2020)'nin araştırmalarının amacı bu konudaki çalışmalarda PL bölgesinin dinamik yapı olarak kabul edilip edilemeyeceği konusunda katkı sağlamaktır. Sonuç olarak onlar, PL bölgesinin IPL bölgesinden önemli ölçüde yoğun olduğunu belirtmişlerdir. Diğer taraftan bu çalışmada, (dışa doğru) akım hızlarından elde edilen sonuçlara göre, en azından, Güneş merkezinden $1.6\,R_{\odot}$ den daha büyük uzaklıklarda PL bölgesinin statik olmadığı, diğer bir değişle dinamik karaktere sahip olduğu gösterilmiştir.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Tez kapsamında uzun zamandır üzerinde çalışılan koronanın ısınması konusu hakkında bilim insanlarının söz konusu problemi MHD teorisi ile nasıl çözmeye çalıştıklarını, ısınma problemine nasıl yaklaştıklarını, hangi sonuçları aldıklarını ve ısınma süreçleri ile ilgili modellerini ele aldık. Koronal ısınma probleminin çözümünde MHD denklemlerini kullanan hem gözlemsel, hem de teorik hesaplamalara dayalı çalışmaların ve modellemelerin sayısında son on yıl içerisinde önemli artış olmuştur.

Teorik modellerin çoğu esas olarak, temel MHD denklemlerinin tedirginlik varsayımları altında çözümüne dayanır. MHD denklemleri çözülürken, öncelikle bu denklemlerdeki terimler, standart Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) analizi yapmak için, tedirginliğe uğratılır. Tüm değişkenler, bir denge değeri ("0" alt simgesi ile gösterilir) ile küçük bir tedirginlik niceliğinin ("1" alt simgesi ile gösterilir) toplamı şeklinde ifade edilir. Örneğin tedirginliğe uğratılmış yoğunluk, hız ve manyetik alan yeğinliği terimleri şu şekilde yazılır; $\rho = \rho_0 + \rho_1,\ \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1, \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$.

Denge durumunun tedirgin edilmesiyle yapılacak çözümlerde tüm niceliklerin (yoğunluk, hız, manyetik alan gibi) uzay ve zaman değişiminin $\exp\left[i\left(\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r} - \omega t\right)\right]$ şeklinde exponansiyel bir fonksiyon ile ifade edileceği varsayılır.

Teorik olarak hesaplandığında " Ne kadar mekanik enerjiye ihtiyacımız var?" sorusuna Withbore & Noyes (1977) çalışmasında Güneş'in sakin bölgeleri için bu miktarın 4×10^6 erg cm^{-2} s^{-1}, aktiv bölgeler için ise 3×10^7 erg cm^{-2} s^{-1} olduğunu söylemişler. Deneysel sonuçlara göre ise ses dalgaları için bu miktar 1.7×10^8 erg cm^{-2} s^{-1} gibidir (Ulmshneider et.al, 1996). Manyetik dalgalar için ise bu sayı boyuna tüp dalgaları için 1×10^7 erg cm^{-2} s^{-1} (Ulmshneider et.al, 2001), enine tüp dalgaları için ise 3×10^8 erg cm^{-2} s^{-1} dir (Ulmshneider et.al, 1998).

Withbroe (1988) koronanın ısıtılabilmesi için MHD dalgalarının sönümlenme uzunluk ölçeğinin $1-2R_\odot$ civarında olması gerektiğini, Strachan et.al.(2012) ise hızlı güneş rüzgarlarının yeterince ivmelenebilmesi için söz konusu dalgaların sönümlenme

uzunluk ölçeğinin $2.3R_{\odot}$'den büyük olması gerektiğini vurgulamışlardır. Mevcut çalışmalar ışığında Güneş'in korona katmanının ısıtılmasının 1-2.6 $R_{\odot}$ aralığında gerçekleştiğini, bu ısıtmadan enerji akı yoğunlukları $1-2\times10^{5}$ erg cm^{-2} s^{-1} olan dalgaların sorumlu olduğunu ve hızlı güneş rüzgarı ivmelenmesi için de $2.3\,R_{\odot}$ uzaklığının ötesinde ekstra bir ivmelenme olması gerektiğini biliyoruz (Withbore 1988, Strachan et al., 2012).

Teorik ve deneysel sonuçların farlılıklarının nedeni için, üretilen enerjinin büyük bir kısmının muhtemelen doğrudan dağılamayacağı ve bir kısmının Güneş'in iç kısmına geri döneceği önerilmektedir (Ulmshneider et.al, 2003).

Korona tabakasının ısıtılmasından sorumlu temel iki mekanizmanın olduğunu ikinci bölümde belirttik. Modellemede hesaplamalar çoğunlukla bu iki mekanizmayı ayrı ayrı ele alarak ve viskozite, manyetik alan, ısı iletimi gibi terimlerin etkisini de dikkate alarak yapılır.

Modellemelerde araştırmacıların farklı manyetik alan modellerini dikkate alarak PL ve IPL bölgeleri için ayrı ayrı hesaplamalar yapmaktadırlar. Örneğin, Devlen et. al (2017), Zangrilli & Giordano (2020) araştırmalarında PL ve IPL bölgeleri arasındaki farkları göz önünde bulundurarak, her iki bölge için sıcaklık ve yoğunluk dağılımlarını hesaplamışlardır. Proton sayı yoğunluğu PL bölgesinde IPL bölgesine nazaran %10 daha yüksek iken etkin sıcaklık IPL bölgesinde PL bölgesine nazaran %30 daha yüksektir (Wilhelm et al, 1998).

Manyetik alan tedirginlik değerlerinin öneminden ve bu değerleri belirlemek üzerine yapılmış çalışmalardan yukarıdaki bölümlerde bahsettik. Bu değerlerin FRF ile ilişkisi çalışmalar sonucunda ortaya koyulmuştur (Efimov et.al, 1996). Alfven dalgalarının koronal tabanda dağılması oldukça zordur, bu da lineer olmayan faktör B_1/B_0 değerinin radyal mesafe boyunca istikrarlı bir şekilde artması anlamına geliyor (Jacques,1977). Efimov et. al (1996) çalışmasında manyetik alan tedirginlik değerini $B_1/B_0 = 0.1-0.4$ aralığında bulmuştur. Buna karşılık, Marsch & Tu (1997) çalışmasında bu değerin $B_1/B_0 = 0.64-0.87$ şeklinde hesaplamışlardır. Korona

boyunca gözlemler sonucu 5-6 $R_{\odot}$ uzaklığında bu değer 0.25-0.50 aralığındadır (Spangler & Mancuso, 2000).

Bütün bu çalışmalara rağmen MHD dalgalarının hızlanması ve korona tabakasının ısınmasındaki rolü hala tam olarak anlaşılabilmiş değildir. PL ve IPL bölgelerinin ve bu bölgelerde manyetik alan özelliklerinin daha derinden araştırılmaya ve koronal delikler için de daha gelişmiş modellere ihtiyaç vardır. Bu problemin çözülmesi süreci bazı yeni ilginç problemleri önümüze getirmekten başka yeni ufuklar, fikirler ve fiziksel kanunlar ortaya çıkarabilir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Athay, R. Grant; **White, O. R**. "Chromospheric and coronal heating by sound waves". *The Astrophysical Journal*, 226: 1135-1139, (1978)

Avrett, Eugene H. and **Rudolf Loeser.** "Models of the solar chromosphere and transition region from SUMER and HRTS observations: formation of the extreme-ultraviolet spectrum of hydrogen, carbon, and oxygen." *The Astrophysical Journal Supplement Series* 175.1: 229, (2008).

Banaszkiewicz, M., Axford, W. I., & McKenzie, J. F. "An analytic solar magnetic field model". *Astronomy and Astrophysics*, *337*, 940-944, (1998).

Banerjee, D. , et al. "Magnetohydrodynamic waves in open coronal structures." *Space Science Reviews* 217.7: 1-37 (2021).

Bird, M. K., Volland, H., Efimov, A. I., Levy, G. S., Seidel, B. L., & Stelzried, C. T. Coronal Alfven waves detected by radio sounding during the solar occultations of the Helios Spacecraft. In *Solar Wind Seven* (pp. 147-150), Pergamon, (1992).

Cranmer, Steven R. "Coronal holes and the high-speed solar wind." *Space Science Reviews* 101.3 :229-294 (2002).

Cowling, T. G. "The dissipation of magnetic energy in an ionized gas". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *116*(1), 114-124, (1956).

Chandran, B. D, & Hollweg, J. V. Alfvén wave reflection and turbulent heating in the solar wind from 1 solar radius to 1 AU: an analytical treatment. *The Astrophysical Journal*, *707*(2), 1659, (2009).

Devlen, E. , Pekünlü, E. R. "MHD waves in the solar north polar coronal hole". *Astronomische Nachrichten*, 331.7: 716-724 (2010).

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

Doyle J. G., Teriaca L., Banerjee D., "Coronal Hole Diagnostics out to 8 Rsun", *Astronomy & Astrophysics*, 349, 956 (1999).

Esser, R., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Habbal, S. R., Edgar, R. J., Raymond, J. C., ... & Guhathakurta, M. "Plasma properties in coronal holes derived from measurements of minor ion spectral lines and polarized white light intensity". *The Astrophysical Journal*, *510*(1), L63(1998).

Edlén, B. "Die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona. Mit 6 Abbildungen". *Zeitschrift fur Astrophysik*, *22*, 30, (1943).

Efimov, A. I., Bird, M. K., Andreev, V. E., & Samoznaev, L. N. On the detection of Alfvén waves in circumsolar plasma by radio sounding using linearly polarized signals. *Astronomy Letters*, *22*, 785-790, (1996).

Grotrian, W. "Sonne und Ionosphäre". *Naturwissenschaften*, *27*(33), 555-563, (1939).

Hassler, D. M., Wilhelm, K., Lemaire, P., & Schühle, U., "Observations of polar plumes with the SUMER instrument on SOHO". In *The First Results from SOHO* (pp. 375-391). Springer, Dordrecht, (1997)..

Hollweg J. V., "Cyclotron Resonance in Coronal Holes", *Geophys. Research* 104, 24781 (1999)

Marsch, E. and **Tu, C. Y.** "Solar wind and chromospheric network" *Solar Physics*, 176, 87–106 (1997).

Par

Pekünlü, **R. ,** Plazma Astrofiziği**,** Bornova**,** İzmir, (1996)

Priest,E., "Solar coronal magnetic structure" In ESA, Study of the Solar-Terrestrial System p 13-19 (SEE N93-31674 12-90),(1992).

Prıest, E. ,"Magnetohydrodynamics of the Sun*"*. Cambridge University Press, 2014.

Ofman, L. "Three dimensional MHD models of active region loops". *Advances in Space Research*, *36*(8), 1572-1578, (2005).

Ofman, L. "Wave modeling of the solar wind". *Living Reviews in Solar Physics*, *7*(1), 1-48, (2010).

Shoda, M., Suzuki, T. K., Asgari-Targhi, M., & Yokoyama, T. Three-dimensional simulation of the fast solar wind driven by compressible magnetohydrodynamic turbulence. *The Astrophysical Journal Letters*, *880*(1), L2, (2019).

Spangler, S. R., & Mancuso, S. Radio astronomical constraints on coronal heating by high-frequency Alfvén waves. *The Astrophysical Journal*, *530*(1), 491, (2000).

Strachan, L. A. , Panasyuk, V. , J. L. Kohl, and **Lamy, P.** "The Evolution of Plasma Parameters on a Coronal Source Surface at 2.3 R during Solar Minimum" *The Astrophysical Journal*, 745, 51 (2012).

Ulmschneider, P., Theurer, J., & Musielak, Z. E. Acoustic wave energy fluxes for late-type stars. *Astronomy and Astrophysics*, *315*, 212-221, (1996).

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

Ulmschneider, P., Fawzy, D., Musielak, Z. E., & Stępień, K. Wave Heating and Range of Stellar Activity in Late-Type Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, *559*(2), L167, (2001).

Ulmschneider, P., & Musielak, Z. Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating (Invited review). *Current theoretical models and future high resolution solar observations: preparing for ATST*, *286*, 363, (2003).

Ulrich, R. K. "The five-minute oscillations on the solar surface". *The Astrophysical Journal*, *162*, 993, (1970).

Van Hoven, G., Mok, Y. "The thermal instability in a sheared magnetic field-Filament condensation with anisotropic heat conduction". *The Astrophysical Journal*, 282: 267-273, (1984).

Van Doorsselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., Magyar, N., Vasheghani Farahani, S., Tian, H., ... & Pascoe, D. "Coronal heating by MHD waves". *Space Science Reviews*, *216*(8), 1-40, (2020).

Vernazza, J. E. , Avrett, E. H. , and **Loeser, R.** "Structure of the solar chromosphere. III-Models of the EUV brightness components of the quiet-sun." *The Astrophysical Journal Supplement Series*, *45*, 635-725 (1981).

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

Withbroe, G. L. "The temperature structure, mass, and energy flow in the corona and inner solar wind," ". *The Astrophysical Journal*, 325, 442 (1988).

Withbroe, G. L and Noyes, R.W. *Astronomy & Astrophysics* , 151,363 (1967)

Zangrilli, L. , and S. M. Giordano. "Contribution of polar plumes to fast solar wind." *Astronomy & Astrophysics* 643 (2020)

TEŞEKKÜR

Tezimde ve bütün sınav süreçlerim boyunca bana yardımcı olan, değerli danışman hocam Prof.Dr. Ömer Lütfi DEĞİRMENCİ' ye çok teşekkür ederim.

Çukurova Üniversitesi'nde bana her zaman destek olan, bilgi ve tecrübeleri ile bana yol gösteren, hatta Çukurova Üniversitesi'nden Ege Üniversitesi'ne yatay geçiş döneminden sonraki dönemlerde de bana destek olan saygıdeğer hocalarım Prof. Dr. Aysun AKYÜZ'e, Prof. Dr. Nazım AKSEKER'e ve her zaman bana yol gösteren, motive eden, bilgisini, desteğini benden esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Bekir Yiğit YILDIZ'a çok teşekkür ederim. Ayrıca Çukurova Üniversitesi UZAYMER ekibine teşekkür ederim.

Okul hayatım, çalışmalarım ve çalışma hayatım boyunca benden desteklerini esirgemeyen, her zaman uzakta olsalar da yanıbaşımda gibi hissettiren canım aileme çok teşekkür ederim. Zor zamanlarımda benimle olan ve savunmamı sabırsızlıkla bekleyen annem ve bizim için gece gündüz çalışan biricik babama teşekkür ederim.

Yüksek Lisans hayatım boyunca Türkiyede kazandığım her zaman bana destek olan dostlarıma, özellikle, Çukurova Üniversitesinden Zühal KURT ve Melike ÖZDOĞAN ELA' ya ve onların değerli ailelerine ve beni her zaman motive eden çok değerli arkadaşım Çağdaş BAYRAKTAR'a teşekkür ederim. Beni İzmir'de hiç bir zaman yalnız bırakmayan, ailemden ayrı olduğumu hissettirmeyen, hep yanımda olan Seda ARKADAŞ'a ve Onur ARKADAŞ'a minnettarım.

Bütün bu dönemler boyunca beni her zaman en iyi şekilde anlayan, her durumda yanımda olan, beni her zaman motive eden, kendi eğitim hayatındaki tecrübelerini benden esirgemeyen canım sevgilim Yüksek Mühendis Serdar SAYIN' a minnettarım.

Khuraman AZIZOVA

ÖZGEÇMİŞ

Ben, Khuraman Azizova. İlk okul, ortaokul ve lise eğitimimi Azerbaycan' ın Mingeçevir şehrinde tamamladım. Lisans eğitimimi Matematik üzerine Sumgayıt Devlet Üniversitesi'nde aldım. Lisans eğitiminden sonra dört yıla yakın bir sure için Azerbaycanda Matematik öğretmeni olarak çeşitli eğitim kurumlarında çalıştım ve bu süre içinde Matematik alanında Diferansiyel Denklemler Anabilim Dalı üzerine aynı üniversitede 2 yıl Yüksek Lisans eğitimi aldım. Daha sonra Astrofizik alanında çalışmak isteğimden dolayı, Türkiye'deki sınavlara girerek Çukurova Üniversitesi Fizik bölümü, Astronomi ve Astrofizik Anabilim Dalı'nda YL eğitimine kabul aldım. Yüksek Lisans eğitimimin birinci yılını Çukurova Üniversitesi UZAYMER gözlemevinde tamamladım. Burada gözlem ağırlıklı olarak çalıştım. Daha sonra 2020 yılında Ege Üniversitesi' ne yatay geçiş yaptım.