

Güneştacı Deliğinin Manyetik Ses Dalgalarıyla Isıtılması

Mehmet Mustafa Keskin¹, Esat Rennan Pekünlü¹

¹Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Fen Fakültesi, 38039, Kayseri
mmk@astronomy.sci.ege.edu.tr, rpekunlu@astronomy.sci.ege.edu.tr,

Özet: Güneş etkinliğinin minimumu esnasında, bir Güneştacı deliğinde SOHO (Solar Heliospheric Observatory) üzerinde UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) ile gözlenen O VI (λ 1032 ve 1037) ve H I Ly α (λ 1216) çizgi kesitlerinin çözümlemesi, Oksijen iyonlarının hız dağılımında büyük bir yönbağımlılığının varlığını göstermektedir. Var olan çözümlemelerin sonuçları göstermektedir ki, Oksijen iyonları güneş atmosferinin ilk güneş yarıçapında protonlardan çok daha etkin olarak ısıtılmaktadırlar ve protonlar da elektronlardan çok daha etkin bir şekilde ısıtılmaktadırlar. Güneştacında bulunan iyonların yönbağımlı ısıtılması ve iyonlar arasında sadece belli başlı seçilmiş iyonların (O VI, MG X, Si VIII vs) ısıtılması, optik ince ışınım ve *Geçiş Bölgesine* (Transition Region) ısısal iletkenlik yoluyla kaybedilen erkenin sürekli olarak nasıl sağlandığı sorusuna MHD dalgalarıyla zoruna titreşimin neden olduğuna işaret etmektedir. Bu çalışmada, manyetik ses dalgaların O VI iyonunu zoruna titreşim süreciyle ısıtması incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: MHD: Manyetik ses dalgaları – Güneş : güneştacı – Güneş : genel.

Abstract : The heating of protons and minor ions in the solar corona has been a major issue for a long time. The solar coronal plasma has a temperature within the range of 1-5 x 10⁶ K. In this range plasma is bound to lose energy through optically thin emission and thermal conduction to transition region. On the other hand, there must be sources of steady heat to replace the energy lost and maintain the coronal temperatures.

Key words: MHD: Magnetosic waves – Sun : Corona – Sun : General

1. Giriş

Güneş fiziğinde uzun zamandır çözüm bekleyen problemlerden biri de güneştacı ısıtma mekanizmasıdır. Güneş'in yüksek sıcaklıklı güneştacını beslemek için, ısısal olmayan erke atmosferin üst tabakalarına taşınmalı ve burada ısı olarak saçılmalıdır. [Wheatland 1997]

Güneştacı güneş maksimumu ve minimumunda birbirinden farklı özellikler sergiler, sakin etkin bölgeler (**Q**uiet **A**ctive **R**egion), flare yapan bölgeler, eşlek güneştacı deliği, uçlak güneştacı deliği, vb. Buna bağlı olarak da ortamın fiziksel parametreleri parçacık sayı yoğunluğu (N), sıcaklık (T), manyetik alan yeğlinliği (B) de bir bölgeden diğerine değişmektedir. Ancak tüm bölgeler için ortak olan sorun ısısal iletkenlik ve optik ince ışınım yoluyla yitirilen erkenin nasıl sağlandığı sorunudur. 1-2 R_☉ uzaklıklarında Güneştacının ortalama sıcaklığı 10⁶ K düzeyindedir. Bu denli sıcak güneştacı plazması optik ışınım ve geçiş bölgesine ısısal iletkenlik yoluyla erke yitirecektir. Güneştacı plazmasının sıcaklıklarını gözlenen düzeylerde kalabilmesi için yitirilen erkenin *sürekli* olarak yeniden sağlanması, diğer bir deyişle

Güneştacının sürekli olarak ısıtılması gerekmektedir.

Güneştacını sürekli ısıtan süreçleri hidrodinamik ve manyetik süreçler olarak ikiye ayırabiliriz. Manyetik süreçler MHD dalgaları ve manyetik alanın yeniden birleşmesi bağlamında incelenir. Bu çalışmada Güneştacı tabanında üretildiğini ve manyetik alana dik yönde yayıldığını varsaydığımız manyetik ses (MS) dalgalarının erkelerini zoruna titreşimsel soğurma yoluyla çevreye ısı erkesi olarak saçma sorunu incelenmiştir. Çalışmada söz konusu dalgaların nasıl üretildiği kapsam dışı bırakılmış ve Güneştacı plazmasını oluşturan iyonlardan sadece O VI iyonu için ısıtılma süreci incelenmiştir.

2. Güneştacı Deliği ve Güneş Rüzgarı Plazması

SOHO/UVCS verileri O⁵⁺ iyonunun güneştacı deliğinde ölçülen sıcaklığın yön bağımlı olduğunu saptamıştır. O⁵⁺ iyonunun manyetik alana dik yöndeki sıcaklığı (T_⊥), koşut yöndeki sıcaklığından (T_∥) daha büyüktür. UVCS her iki sıcaklığında güneşten olan uzaklığını elde etmiş ve T_∥ sıcaklığının R=r/R_☉ ile çok az ancak T_⊥ sıcaklığının R ile hızla arttığını belirlemiştir.

Poster tam metni için : Mehmet Mustafa KESKİN
e-mektup: mmk@astronomy.sci.ege.edu.tr

Son SOHO/UVCS verileri, O^{5+} iyonu örneğinde olduğu gibi, büyük sıcaklık yönbağımlılığı ($T_{\perp} \sim 10^2 T_{\parallel}$) saptamış ve bu iyonun iç güneştacında $\sim 10^8$ K gibi çok yüksek sıcaklıklara eriştiğini göstermiştir. SOHO/UVCS verileri güneştacı deliğindeki diğer iyonlar için de benzer sıcaklık yönbağımlılıkları saptamıştır. Bu veriler, güneştacı plazmasının da iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci ile ısıtılabilirliği düşüncesine esin kaynağı olmuştur. Yine SOHO/UVCS'nin elde ettiği O^{5+} ve Mg^{9+} çizgilerine ilişkin verilerden, uçlak güneştacı deliği plazmasının $1,5 R_{\odot}$ 'de çarpışmalı plazmadan çarpışmasız plazma özelliğine geçtiğini saptamışlardır. Bu sonuç bize güneştacı deliğinin $1,5 R_{\odot}$ 'de plazma taşınım süreçlerinin klasik Coulomb kuramıyla açıklanamayacağını söyler. Öte yandan manyetik alanındaki plazmayı betimleyen $\beta = N_e T_e / (B^2 / 2\mu_0)$ parametresi (Melrose 1989) güneştacı deliğinde $\sim 10^{-2}$ gibi çok düşük bir değere sahiptir. Bütün bu bilgileri değerlendirdiğimizde (sıcaklık yön bağımlılığı, düşük beta durumu, etkin sıcaklık (T_{eff}) ile iyon sıcaklığı arasındaki fark, çarpışmalı plazmadan çarpışmasız plazmaya geçiş ve bunun yanı sıra sadece yeğlenmiş iyonların ısıtılması) gözlenen olağanüstü büyük çizgi genişliklerinin nedeni olarak *iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci* en makul çözümü sunmaktadır. Zoruna titreşimsel soğurma, güneştacı plazmasını ısıtmaya aday bir süreçtir[III]. Bu çalışmada amacımız, Güneştacı tabanında üretildiğini ve manyetik alan çizgilerine koşut yönde yayıldığını varsaydığımız MS dalgalarının iyon-cyclotron zoruna titreşim süreciyle O^{5+} iyonlarının ısıtılmasını incelemek olacaktır. Bu amaçla çalışmamız boyunca öncelikle temel MHD eşitliklerini kullanarak Güneştacı deliğinde yayılan MS dalgalarının dağılma bağıntısını (dispersion relation) elde edeceğiz. Daha sonra güneşten uzaklıkla değişen plazma parametrelerini ($B(r)$, $T(r)$, $v_{\text{ex}}(r)$, $N_{OVI} \dots$) kullanarak dalga sayısının sayısal değerini bulup $\text{inv}(k_i)$ nın diğer bir deyişle sönümlenme ölçek uzunluğunun değerine ve değişimine bakacağız.

3. Uçlak güneştacı deliğinin manyetik ve plazma özellikleri

Bu çalışmada, MS dalgalarının güneştacı deliğindeki yayılma özellikleri ve güneştacı deliği plazmasını oluşturan iyonlarla zoruna titreşim süreci özellikleri incelenecektir. Bu yüzden, elektron sayı yoğunluğu, manyetik alan yeğliliği, sıcaklık, söz konusu iyonun ve/veya iyonların çizgi genişliklerinden elde edilen hız değerleri gibi plazma parametrelerinin güneşten uzaklıkla değişimlerine ilişkin bilgi sahibi olmalıyız. Manyetik alanın güneşten uzaklıkla değişimini

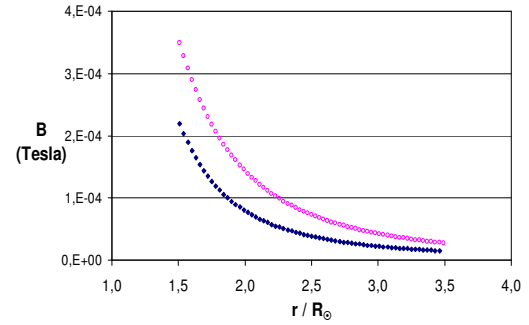
veren iki ayrı model bulunmaktadır. Hollweg (1999a, b) bu değişimi

$$B = 1.5(f_{\text{max}} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2} \text{ Gauss} \quad [\text{I}]$$

şeklinde vermektedir. Burada Hollweg f_{max} değerini 9 olarak almaktadır. Aynı değişimi Banaszekiewicz ve ark. (1998) DQCS (Dipole+Quadropole+Current Sheet) olarak adlandırılan ve bir çiftuçay, bir dörtuçay ve bir akım tabakasından oluşan bir yapı ile aşağıdaki gibi vermektedirler:

$$\frac{B}{M} = \frac{2}{r^3} + \frac{3Q}{r^5} + \frac{K}{a_1(r+a_1)^2} \text{ Gauss} \quad [\text{II}]$$

Burada Güneştacı deliğinin sınırındaki son kapalı çizginin 60° enleminde kesebilmesi ve 1 AB uzaklıklarında manyetik alanın dik bileşeninin $B(r) \sim 3,1$ nT değerlerine sahip olabilmesi için $K=1,0$; $M=1,789$ ve $a_1=1,538$; $Q=1,5$ seçilmelidir. Bu iki modelin kıyaslaması Şekil 1'de görülebilir. Bu çalışmada Hollweg'in manyetik alan modeli esas alınıp hesaplamalara katılmıştır.



Şekil 5. Hollweg (çember) ve Banaszekiewicz (karo) modellerinin kıyaslaması.

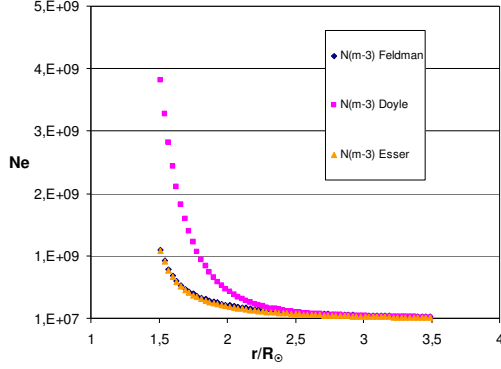
Aynı şekilde bilinmesi gereken plazma parametrelerinden biri olan elektron sayı yoğunluğuna ilişkin üç ayrı model bulunmaktadır. Bunlar Doyle, Feldman ve Esser tarafından sırasıyla,

$$N_e = \frac{1 \times 10^8}{R^8} + \frac{2,5 \times 10^3}{R^4} + \frac{2,9 \times 10^5}{R^2} \text{ cm}^{-3} \quad [\text{III}]$$

$$N_e = \frac{3,2 \times 10^8}{R^{15,6}} + \frac{2,5 \times 10^6}{R^{3,76}} + \frac{1,4 \times 10^5}{R^2} \text{ cm}^{-3} \quad [\text{IV}]$$

$$N_e = \frac{3,7 \times 10^8}{R^{16,86}} + \frac{1,0 \times 10^7}{R^{9,64}} + \frac{2,4 \times 10^6}{R^{3,76}} \text{ cm}^{-3} \quad [\text{V}]$$

şeklinde verilmektedir. Yine bu üç farklı modelin bir karşılaştırması için Şekil 2'ye bakılabilir. Biz bu çalışmada Hollweg tarafından da kullanılan Feldman'ın verdiği eşitliği kullandık.



Şekil 6. Elektron sayı yoğunluğunun üç ayrı modele göre değişimi. Özellikle Esser ve Feldman'ın modelleri aynı eğilimi göstermektedir.

Güneştacı deliğinde O VI iyonunun tayf çizgi kesitlerinden elde edilen dikine hız değerlerinin uzaklıkla değişiminin analitik ifadesi Doyle ve ark. (1999) nın yaptığı çalışmada bulunan Şekil 3 ten grafik okuma yoluyla elde edilirdi. Söz konusu grafik üç ayrı parçaya bölünüp herbir parçaya en iyi uyan eğrinin denklemi kullanıldı. Doyle ve ark. tarafından verilen bu grafik SOHO/UVCS gözlemlerinden elde edilen veriler kullanılarak oluşturulmuştur. Bilindiği gibi, çizgi kesitlerinden türetilen sıcaklığa etkin veya kinetik sıcaklık denir;

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_i}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{eff}}{m_i}} \quad [VI]$$

Burada $\Delta\lambda_D$ özekselsel dalgaboyu değeri λ_i olan çizginin Doppler genişliği; c ışık hızı; k_B Boltzmann sabiti ve m_i de fotonu salan iyonun kütesidir. İyon sıcaklığıyla etkin sıcaklık arasındaki ilişki

$$T_{eff} = \frac{m_i}{2k_B} v_{1/e}^2 = T_i + \frac{m_i}{2k_B} \xi^2 \quad [VII]$$

bağıntısıyla verilir (Wilhem ve ark., 1998). Bu bağıntıda, $v_{1/e}$ iyonun bakış doğrultusundaki en olası hızı ve ξ de, yönbağımsız, Gauss dağılımı gösterdiği varsayılan çalkantılı hız uzayının en olası hızıdır. O^{5+} iyonu için $3 R_\odot$ uzaklığında $T_{\perp eff}^{O^{5+}} \approx 2 \times 10^8$ K bulunmuştur (Cranmer ve ark., 1999). Gözlemler açıkça göstermektedir ki T_{eff} etkin veya kinetik sıcaklığı, T_i iyon sıcaklığının en

az yüz katıdır (Antonucci ve ark.). Bakış doğrultusuna dik yöndeki sıcaklıklara (hızlara) katkı, ısısal olmayan süreçlerden gelebilir.

4. Temel MHD Eşitlikleri

Plazma ortamının özelliklerinden sonra MHD dalgalarının yayılmasını betimleyen temel eşitliklere değinelim. Bu eşitlikler sırasıyla kütle, momentum ve erkinin korunumu eşitlikleri, manyetik indüksiyon eşitliği ve manyetik indüksiyonun korunumu eşitlikleridir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad [VIII]$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \rho \mathbf{g} \left[\frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{v} \right] \quad [IX]$$

$$\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = (\gamma - 1) \nabla \cdot \mathbf{q} \quad [X]$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad [XI]$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad [XII]$$

Bu eşitliklerde kullanılan simgelerin anlamları şöyledir; ρ , kütle yoğunluğu; \mathbf{v} , plazmanın ortalama hızı; \mathbf{B} , manyetik indüksiyon; μ manyetik geçirgenlik; \mathbf{v} , kinematik viskozite katsayısıdır. Tam iyonlaşmış hidrojen plazması için ρv değerini Spitzer (1962) aşağıdaki gibi vermiştir.

$$\rho v = 2.21 \times 10^{-16} \frac{T^{5/2}}{\ln \Lambda} \text{ kg.m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \dots \dots \dots [XIII]$$

Burada, güneştacı koşullarında $\ln \Lambda \approx 19,3$ değerini alan Coulomb logaritmasıdır. Ve son olarak,

$$\frac{D^*}{Dt} \equiv \frac{\partial^*}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla^* \dots \dots \dots [XIV]$$

konvektif türevidir. Bu çalışmada Coriolis ve Çekim kuvvetlerinin önemsiz olduğu varsayılmış ve devinim eşitliğine alınmamışlardır.

Temel MHD eşitliklerini kullanarak denge durumunun tedirgin edildiği varsayarak doğrusallaştırma yapıp MS dalgaları için çözüm arayacak olursak aşağıdaki dağılma bağıntısını elde ederiz.

$$k^4 \left[V_A^2 \left(\frac{i}{\rho_0} 0.6 \frac{K_{\perp} \nabla_{\perp} T}{|V_A|} + 1.6c_s^2 - \frac{4}{3} i \omega \frac{\rho v}{\rho_0} \right) \right] +$$

$$k^2 \left[\omega^2 \left(\frac{4}{3} i \omega \frac{\rho v}{\rho_0} - 1.6c_s^2 - \frac{i}{\rho_0} 0.6 \frac{K_{\perp} \nabla_{\perp} T}{|V_A|} \right) \right] +$$

$$\omega^4 = 0 \quad [XV]$$

Kısalık amacıyla a ve Ω dönüşümleri yapar ve denklemleri çözersek hızlı MS dalgaları için aşağıdaki dağılıma bağıntısını elde ederiz:

$$\Omega = \frac{0,6}{\rho_0} \frac{K_{\perp} \nabla_{\perp} T}{V_A} - \frac{4}{3} \omega \frac{\rho v}{\rho_0} \quad [XVI]$$

$$a = V_A^2 + 1,6c_s^2 \quad [XVII]$$

$$k^2 (a^2 + \Omega^2) = \omega^2 (a - i\Omega) \quad [XVIII]$$

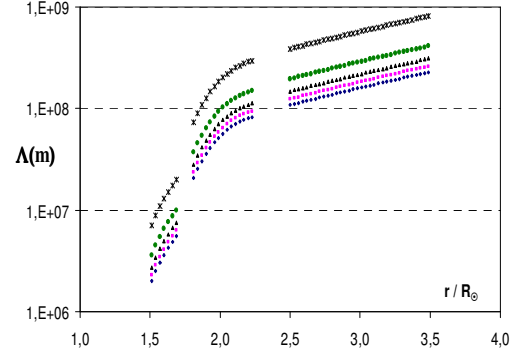
Bu eşitlikten dalga vektörünün sanal kısmının tersini ($1/k_i$, hızlı MS dalgasının sönme ölçek uzunluğunu verir) aşağıdaki gibi elde ederiz:

$$\Lambda_s^h = \frac{1}{k_i} = \frac{\sqrt{2}(a^2 + \Omega^2)^{1/2}}{\omega \left[(a^2 + \Omega^2)^{1/2} - a \right]^{1/2}} \quad [XIV]$$

Bu son eşitliği plazma niceliklerini kullanarak değerini hesaplırsak $1.5 - 3 R_{\odot}$ aralığında aşağıdaki grafiklerde görülen sonuçları elde ederiz. Son olarak manyetik alan çizgileri etrafında dairesel yörüngeler üzerinde hareket eden iyonların cyclotron frekanslarını belirleyen eşitlikte şöyle verilmektedir;

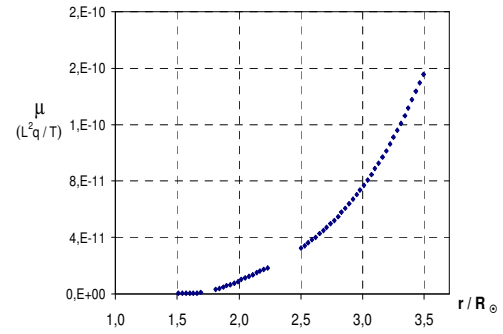
$$\omega_{ci} = \frac{ZeB}{M} \quad [XX]$$

Bu eşitliğin yardımıyla iyonlarla rezonansa girmesini beklediğimiz MS dalgalarının frekans aralığını $1,5 - 3,5 R_{\odot}$ aralığında belirleyebilir ve bu frekanslarda yayılan dalgalar için sönümlenme ölçek uzunluğunu hesaplayabiliriz. Sönümlenme ölçek uzunluğu bize dalganın hangi yükseklikte erkesinin e^{-1} katına düşeceğini göstermektedir.



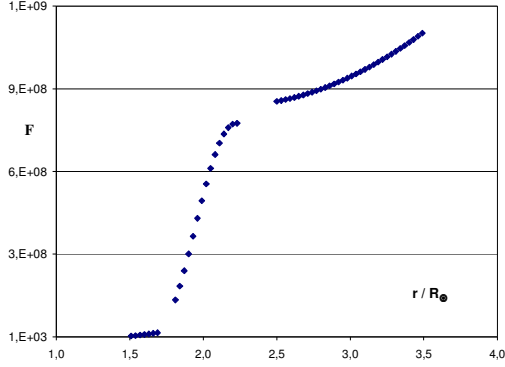
Şekil 7. Sönümlenme ölçek uzunluğu 33,5, 25,8, 18,0, 10,0 ve 2,6 kHz frekansında yayılan MS dalgaları için çizilmiştir.

Öte yandan yine söz konusu aralıkta I. adyabatik değişmez olan manyetik momentin $[\mu = (1/2) m_i v_{\perp}^2 / B]$ değişimine baktığımızda Şekil 4'te görüldüğü üzere güneşten uzaklaştıkça bir artış göstermektedir. Benzer şekilde Marsch'ın (1991) Şekil 8.25'de sunduğu alfa parçacıklarının R ile artan manyetik moment değerleri iyonları dik yönde ısıtan kaynağın iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci olabileceğine işaret etmektedir.



Şekil 8 Manyetik Momentin değişmezliği, iyonların uzayda değişen manyetik alana karşılık dikine hızlarının da koşut yönde değişmesiyle uzayda ya hiç değişmez ya da çok az değişir. Buna karşılık güneştacında manyetik momentin büyük oranda değiştiğini görmekteyiz.

Son olarak MS dalgalarının erke akı yoğunluğunu incelediğimizde (bak. Şekil 5.) $1.5 R_{\odot}$ 'de 10^6 düzeylerinden $3.5 R_{\odot}$ 'de 10^9 düzeylerine ulaşmaktadır. Aynı parametreyi Doyle ve ark. Güneştacı tabanında Alfvén dalgaları için 3.1×10^5 erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ olarak saptamışlardır.



Şekil 9. MS dalgalarının erke akı yoğunluğunun güneşten uzaklıkla değişimi.

5. Sonuç

Güneştacının sürekli ısıtılma sorununun çözümü için hem geçmişte hem de günümüzde ayrıntılı ve kapsamlı çalışmalar yapılmasına karşın henüz tatmin edici bir yanıt bulunamamıştır. Biz bu çalışmada manyetik alana koşut yönde yayılan MS dalgalarının güneştacını oluşturan iyonlardan O VI ile zoruna titreşimi incelenmiştir. Manyetik alana koşut yönde yayılan MS dalgaları güneştacında

bulunan iyonları ısıtma konusunda iyi bir aday gözükmektedir.

6. Kaynaklar

- Antonucci, E ve ark. 2000, So.Phys., 197:115-134
Banaszkiewicz, M. ve ark., A&A,337:940-944
Banerjee, D ve ark., A&A, 339: 208-214
Czechowski A.ve ark. 1998, A&A, 335, 303-308
Doyle, J.G. ve ark., A&A, 349, 956-960, (1999)
Esser, R. Ve ark. ApJ, 510:L63-L67, 1999
Feldman, W. C. ve ark. JGR, 102, 26, 905, 1997
Hollweg, J.V. 1999a, JGR, 104 No. A11 : 24781-24791
Hollweg, J.V. 1999b, JGR, 104 No. A1 : 24793-24805
Hollweg, J.V. 1999c, JGR, 104 No. 1 : 505-520
Marsch, E. 1991, Phys.Inner Helios., vol.2,eds. Schween R., E.Marsch, Springer, Berlin
Pekünlü E.R ve ark. MNRAS, 326, 675-685 (2001)
Priest E.R., Solar Magnetohydrodynamics, D.Riedel Publishing Company, 1982
Spitzer L.Jr., Physics of Fully Ionized Gases Sec.Edi. Interscience Publisher 1962
Wilhem, K. ve ark. ApJ, 500:1023-1038 (1998)
Wheatland M.S. ve ark.1997ApJ 482:510-518