

# GÜNEŞTACI PLAZMASINDA MANYETİK ALANA DİK YÖNDE ISI İLETKENLİĞİ

E. R. PEKÜNLÜ<sup>1</sup>, Ebru DEVLEN<sup>1</sup>, Belinda KALOMENİ<sup>2</sup>,  
Kadri YAKUT<sup>1</sup>, M. Mustafa KESKİN<sup>1</sup>

## Özet

Bu çalışmada güneştacını ısıtan süreçlerden biri olan iyon cyclotron rezonans sürecini inceledik. Dalgaların yayılmasında etkili olduğu bilinen viskozite, basınç gradyenti, manyetik alana koşut ve dik yöndeki ısı iletkenliklerini dikkate aldık. Manyetik dalgalardan, kuzey güneştacı deliği bölgesinde sönümlenmeye uğruyor ve mekanik enerjilerini çevreye ısı erkesi olarak saçıyor. Çarpışmasız plazma olduğu saptanan güneştacı deliğinde ısı iletkenliğinin klasik Coulomb kuramında olduğu gibi çarpışmalarla değil, iyon-cyclotron süreciyle ivmelenen iyonların saldırdığı plazma dalgalarıyla gerçekleşebileceğini gösterdik.

**Anahtar Sözcükler:** Güneştacı deliği, iyon-cyclotron rezonans, ısı iletkenliği, MHD dalgaları.

## Abstract

In this study we investigated one of the heating mechanism, the ion-cyclotron resonance process, relevant to the solar coronal hole. We considered that the wave propagation is affected by the viscosity, pressure gradient and the heat conduction both parallel and perpendicular to the magnetic field. Magnetosonic waves are damped and dissipate their mechanical energy as heat in the medium. We show that in the collisionless plasma of the coronal hole, the heat perpendicular to the magnetic field can be conducted not by the collisions as is done in classical Coulomb approximation, but through the plasma waves emitted by the accelerated ions.

**Key words:** Solar coronal hole, ion-cyclotron resonance, heat conduction, MHD waves.

## 1. Giriş

Önceki çalışmamızda güneştacı ilmiklerinin manyetik dalgalanıyla ısıtılması sorununu incelemiştik [1]. Adı geçen çalışmada manyetik alana koşut yöndeki ısı iletkenliğini dikkate almış ancak dik yöndeki ısı iletkenliğini, koşut yöndekinden çok küçük olduğunu ( $\kappa_{\perp} / \kappa_{\parallel} \approx 10^{-10}$ ) savunan hipoteze “yenik” düşüp boşlamıştık [2]. UVCS/SOHO ölçümleri kuzey güneştacı deliğinde yan yana yer alan ve “plume/plumlerarası şerit” (plume/interplume lanes) adı verilen ince yapıların varlığını saptadı [3]. UVCS/SOHO kuzey güneştacı deliğindeki plazma parçacık hızlarının bakış doğrultusuna koşut bileşenini ölçtü. Bu hızlar, parçacıkların manyetik alana dik yöndeki sıcaklıklarını belirledi [4].

<sup>1</sup> Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, 35100 İzmir  
Tel: 0232 – 3884000, Faks: 2323881036, e-posta: rennan.pekunlu@ege.edu.tr

<sup>2</sup> İYTE, Gülbahçeköyü, Urla, İzmir

Tel: 0232 7506000, Faks: 2327506015, e-posta: belinda@mail.ege.edu.tr

UVCS/SOHO algacının elektron, hidrojen ve bir dizi iyonların hız dağılımlarının ve güneş rüzgarındaki hızlarının ısısal dağılımdan oldukça fazla saptığını gösterdi.  $O^{5+}$  iyonunun 2.1 R den ( $R = r/R_{\odot}$ ) daha büyük uzaklıklardaki bakış doğrultusu hızının  $H^0$  inkinden çok büyük ve ayrıca,  $O^{5+}$  iyonunun hızının bakış doğrultusundaki bileşeninin koşut yöndekinden çok daha fazla olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar,  $O^{5+}$  iyonunun hız dağılımının yüksek frekanslı ( $80 \text{ Hz} < \omega < 1300 \text{ Hz}$ ) MHD dalgalarıyla rezonansa gelmesi sonucunda üretildiğine işaret etmektedir [5] [6].

Kohl ve ark. [6]  $O^{5+}$  1032 Å ve H I Ly $\alpha$  çizgi yeğliliklerinin güneştacı deliğinde manyetik alana dik yönde değiştiğini, ve çizgi yeğliliklerinin “plume” bölgelerde maksimuma ulaştığını göstermişlerdir. Kohl ve ark. [6] çalışmasında  $O^{5+}$  1032 Å çizgisinin “plume” ve “plumlararası şerit” deki çizgi genişlikleri Şekil 16 da gösterilmiştir. Bu şekil, karanlık “plumlararası şerit” den elde edilen çizgilerin “plumlar”den elde edilen çizgilerden daha geniş olduğunu gösteriyor. Bu veriler, “plumlararası şeritler”de etkin sıcaklığın,  $T_{\text{eff}} = T_i + (m_i/2k)\xi^2$ , “plume”lerdekenden daha fazla olduğuna işaret eder, burada  $m_i$  foton üreten iyonun kütlesi,  $k$  Boltzmann sabiti,  $\xi$  gauss dağılımı gösteren, yönbağımsız çalkantılı hız alanıdır [3]. Bu sonuç, manyetik alana dik yöndeki ısıtma sürecinin “plumlararası şeritler”de daha etkin olduğunu göstermiştir. Elektron, proton ve özellikle de düşük sayı yoğunluklu iyonların güneştacı deliğinde manyetik alana dik yöndeki ısıtılmalarının iyon-cyclotron rezonans süreciyle olduğuna inanılıyor. “Plumlararası şeritler” iyon-cyclotron rezonans sürecinin yeğlin olarak işlediği bölgelerdir [3] [4] [6] [7] [8] [9] [10].

Önceki çalışmalar, kuzey güneştacı deliğindeki ince yapıların varlığında MHD dalga yayılması ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçması sorununu dikkate almamıştır. UVCS/SOHO verileri ışığında, manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinin boşlanamayacağı anlaşılmıştır.

Bu çalışmamızın 2. Bölüm’ünde, manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinin koşut yöndeki iletkenlikle ne denli boy ölçüşebileceğine bakacağız. 3. Bölüm’de kuzey güneştacı deliğinde manyetik dalgalarının yayılma özelliğini inceleyeceğiz. Son olarak, 4. Bölüm’de çalışmamızın sonuçlarını tartışacağız. Bu çalışmada gaussian cgs birimlerini kullandık.

## 2. Kuzey Güneştacı Deliğinde Dikine Isı İletkenliğinin Önemi.

UVCS/SOHO, Mg X ve  $O^{5+}$  çizgi gözlemleri bu bölgedeki plazmanın, 1.75 R - 2.1 R den başlamak üzere “çarpışmalı” plazma özelliğinden “çarpışmasız” plazma özelliğine geçtiğini göstermiştir [11]. H I ve  $O^{5+}$  üzerine yaptıkları modelde de Cranmer, Field ve Kohl [12] güneştacı deliğinde plazmanın “çarpışmasız” özellik sergileyeceğini öngördü. Doyle, Teriaca, & Banerjee[11] çarpışmalı/çarpışmasız plazma alt sınırının 1.5 R olacağını hesapladılar.

Gözlemlerden türetilen bu sonuçlar, kuzey güneştacı deliğinde, 1.5 R ötesinde plazma taşınım süreçlerinin klasik Coulomb kuramıyla açıklanamayacağına işaret eder. UVCS/SOHO ölçümleri 21 Mayıs 1996 da, Güneş minimumunda, elektronlarla  $O^{5+}$  iyonları arasındaki sıcaklık farkının 1.6 R de 100 kata ulaştığını ve uzaklıkla farkın arttığını göstermiştir [9].  $O^{5+}$  iyonlarının “plum” ve “plumlararası şeritler”deki çizgi genişlikleri farklı olduğundan, kuzey güneştacı deliğinde manyetik alana dik yönde sıcaklık gradyentinin varlığı açıktır. Klasik ısısal iletkenlik katsayısı,  $\kappa = (8/3)\sqrt{\pi}n v_c r_c^2 \ln(r_c/b)$  kuzey güneştacı deliği gibi çarpışmasız plazmada geçerli değildir; burada  $r_c^{O^{5+}} = v_{T_i} / \omega_{ci} = 1.02 \times 10^2 \mu^{1/2} Z^{-1} T_i^{1/2} B^{-1} \text{ cm}$   $O^{5+}$  iyonlarının Larmor yarıçapı;  $\mu = (m_i/m_p)$ ;  $v_c = n\bar{v}b^2$  büyük açılarla saçılma frekansı;  $b = e^2/T$  ikili çarpışmalarda çarpma parametresidir.  $r_c \ll \lambda_D$  koşulunun gerçekleştiği plazma

ortamında manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinin çarpışmalarla gerçekleşemeyeceğini Dubin & O’Neil [13] göstermişlerdir, burada  $\lambda_D$  Debye uzunluğudur.

$r_c \ll \lambda_D$  koşulunun kuzey güneştacı deliğinde sağlandığını görmek için  $O^{5+}$  iyonlarının Larmor yarıçapı ve Debye uzunluğunu bir kez daha anımsayalım:  $Z = 6$   $O^{5+}$  iyonlarının elektrik yükü,  $T_i$  ve  $B$   $O^{5+}$  iyonlarının sıcaklığı ve ortamın manyetik alan yeğinliğidir,  $\lambda_D = (kT / 4\pi n e^2)^{1/2} = 7.43 \times 10^2 T^{1/2} n^{-1/2} cm$  Debye uzunluğudur. Diğer yandan, Hollweg [14] [15] Feldman ve ark’ın [16] ölçümleri olan elektron sayı yoğunluğunu aşağıdaki gibi verir:

$$N_e = \frac{3.2 \times 10^8}{R^{15.6}} + \frac{2.5 \times 10^6}{R^{3.76}} + \frac{1.4 \times 10^5}{R^2} cm^{-3} \quad (1)$$

Güneştacı plazması elektriksel olarak “yarı-nötr”,  $N_e \approx N_i \approx N$  alınır [4] [17] [18], ancak Chen [19] plazmadaki ilginç elektromanyetik kuvvetlerin ortadan kalkmaması için “çok da nötr alınmaması” konusunda uyarı yapıyor.

Güneş’in “geçiş bölgesi”nden renkküre ve güneştacına uzanan bölgesinde  $O^{5+}$  iyonlarının parçacık sayı yoğunluğu Vocks [10] ve Wilhelm ve ark. [3]  $N_{O^{5+}} = 10^{-3} N_p$  olarak ve Raymond ve ark. [20] da  $N_{O^{5+}} = 6.8 \times 10^{-5} N_p$  olarak alıyor. Cranmer [21] parçacık sayı yoğunluğu koşulunu sağlayan iyonların rezonant dalgaların genliklerini önemli ölçüde azaltacağına işaret ediyor. Değişik kaynaklarda değişik değerler alan  $O^{5+}$  iyonlarının parçacık sayı yoğunluğunu biz de ilgili kaynaklardan alacak ve sonuçları karşılaştıracacağız.

Güneştacı deliği manyetik alanı için Hollweg [14] modelini kullanacağız:

$$B = 1.5(f_{\max} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2}G \quad (2)$$

Bu bağıntıda  $f_{\max} = 9$  alınmıştır.

Elektronlar  $O^{5+}$  iyonlarından daha devingen olduğu için Debye uzunluğunda elektron sıcaklıklarını kullandık. Çünkü elektriksel koruma (Shielding) aşamasında fazla (surplus) veya eksik (deficit) negatif yük devingen elektronlarca sağlanır [19]. Yukarıdaki paragraflarda sıraladığımız bilgiler ışığında  $r_c / \lambda_D \ll 1$  koşulunun ne denli sağlandığına bakabiliriz. Kuzey güneştacı deliğinde plazmanın “çarpışmasız” olarak betimlenebilmesi için bu oranın birden çok küçük olması gerekir. Yaptığımız hesaplamalar,  $r_c / \lambda_D$  oranının  $R = 1.6$  da 0.62;  $R = 2.0$  de 0.2;  $R = 2.5$  da 0.09 ve  $R = 3.0$  de 0.04 olduğunu gösteriyor. UVCS/SOHO verileri  $R = 3.0$  dan sonra kesiliyor. O nedenle biz de hesaplamalarımızı bu uzaklığa dek yapıyoruz. Bu hesaplamalardan sonra, kuzey güneştacı deliğinin  $R = 1.6$  dan sonra  $r_c \ll \lambda_D$  koşulunu sağladığını söyleyebiliriz.

Şimdi, kuzey güneştacı deliğinde ısının manyetik alana dik yönde nasıl iletildiğine değinebiliriz. Isı iletkenliği yalnızca ikili çarpışmalar bağlamında ele alınmamalıdır. Dubin & O’Neil [13],  $r_c \ll \lambda_D$  koşulunun sağlandığı plazmada elektrik yüklü parçacıkların iyon cyclotron dalgalarıyla rezonansa gelmeleri sonucunda saldıkları plazma dalgalarının uzak bölgelere dek yayılacağını ve erkelerini o bölgelerde ortama aktaracağını savunuyor. Bu plazma dalgaları bir başka parçacık tarafından bir başka bölgede soğurulabilir. Dubin & O’Neil [13] e göre manyetik alana dik yönde ısı iletkenliğinin öztündeki süreç budur. Bağıntılarını türetirken ışınım taşınımı denklemlerinde ayrıntılı denge (detailed balance) varsayımını kullanıyorlar: dalganın uyarılma oranı sönme oranına eşittir; dalga, manyetik alana dik yöndeki sıcaklık gradyenti ölçek uzunluğu mesafelerinde soğurulur.

UVCS/SOHO verileri güneştacı deliğinde iyonların ivmelendiğini açıkça göstermiştir. Eğer iyon-cyclotron rezonans süreci işlerlikteyse, iyonlar dalgalardan kazandıkları erkeyi manyetik alana dik yönde O (ordinary) ve X (Extraordinary) salacaklardır. Manyetik alana dik

yönde yayılan bu dalgalar da bir başka yöredeki iyonlar tarafından Dubin & O'Neil [13] önerisi doğrultusunda soğurulacaktır.

Eğer  $\lambda_D \ll L_T$  ise, manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenlik katsayısı [13],

$$\kappa_{waves}^j \approx (0.2)^3 n v_c \lambda_D L_T \quad (3)$$

burada  $L_T$  manyetik alana dik yöndeki sıcaklık gradyenti ölçek uzunluğudur.  $\kappa_j^{waves}$  bağıntısındaki  $v_c$  çarpışma frekansı olarak değil, sönmeye uğramış olan dalgaların uyarılma oranıyla bu dalgalardeki erke yoğunluğu oranı çarpımıdır. Bu nedenle,  $v_c$  uyarılma oranı sönmeye oranına eşittir, yani,  $\kappa_j^{waves}$  bağıntısında  $v_c$  yerine  $\gamma = V_g L_T^{-1} = (\partial\omega/\partial k) L_T^{-1}$  bağıntısı kullanılmalıdır; burada  $V_g = \partial\omega/\partial k$  grup hızıdır ve genliği Alfven hızı düzeyindedir,  $V_g \approx V_A$  [21].

$r_c / \lambda_D \ll 1$  koşulunun sağlandığı plazma ortamında manyetik alan yeğlinliği dik yöndeki ısı iletkenliğinden sorumlu değildir.  $L_T \geq \lambda_D$  koşulunun sağlandığı durumda manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinden soğurulan plazma dalgaları sorumlu tutulur [13].

İyon-cyclotron dalgalarının genliğine ilişkin bilgiler ısısal olmayan hızdan,  $\xi$ , türetilir. Dalga genliğiyle,  $\langle \delta v^2 \rangle$ , ısısal olmayan hız,  $\xi$ , arasındaki ilişkiyi Banerjee ve ark. [22]  $\xi^2 = (1/2) \langle \delta v^2 \rangle$  olarak verirler. Gözlemler, güneş diskinden  $120''$  denli uzakta dalga genliğini  $\langle \delta v^2 \rangle = 2 \times (43.9 \text{ km s}^{-1})^2$  olarak saptamıştır. Alfven ve iyon-cyclotron dalgalarının akı yoğunluğu  $F_w = \sqrt{\rho/4\pi} \langle \delta v^2 \rangle B$  bağıntısıyla verilir. Banerjee ve ark. [22] elektron sayı yoğunluğunu  $N_e = 4.8 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$  ve manyetik alan yeğlinliğini  $B = 5$  gauss olarak  $r = 1.25 R$  de dalga erke akı yoğunluğunu  $F_w = 4.9 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  olarak saptadılar. Bu değer, güneştaçı plazmasının optik ince ışınım ve geçiş bölgesine ısısal iletkenlikle yitirilen erkeyi yeniden sağlamaya yeterlidir. İyon-cyclotron dalgalarının güç tayfı (power spectrum) bilinmiyor. Bu dalgalar ya dolaysız olarak ya da yüksek frekanslardan düşük frekanslara doğru çalkantılı sağanakla (turbulent cascade) üretilir [23].

$\mathbf{q}_i$  vektör ısı akısı özgün hızlardaki (peculiar velocity) yönbağımlılığın bir ölçüsüdür, ve  $\mathbf{q} = (N/2)m \langle \mathbf{w} w^2 \rangle$  olarak tanımlıdır;  $\mathbf{u} = \mathbf{v} + \mathbf{w}$  ve  $\mathbf{w} = \mathbf{u} - \langle \mathbf{u} \rangle$  [24].

İyon ısı akısı,

$$\mathbf{q}_i = -\kappa_{\parallel}^i \nabla_{\parallel} (kT_i) \hat{\mathbf{B}} - \kappa_{\perp}^i \nabla_{\perp} (kT_i) \hat{\mathbf{v}}_1 + \kappa_{\Lambda}^i \hat{\mathbf{B}} \times \nabla_{\perp} (kT_i) \hat{\mathbf{v}}_1 \quad (4)$$

olarak tanımlanır [25].  $\hat{\mathbf{B}}$  manyetik alan yönünün birim vektörü;  $\hat{\mathbf{v}}_1$  tedirginlik yönündeki hızın birim vektörü. Alfven dalgaları için bu yön manyetik alana dik olan yöndür. Ancak basınç gradyenti ve ısı akısının da dikkate alınmasıyla bu yön “kesin” olarak dik yön olmaktan çıkar! İyon ısısal iletkenlik katsayıları,  $\kappa_{\parallel}^i = 3.9nkT_i\tau_i/m_i$ ,  $\kappa_{\perp}^i = 2nkT_i/m_i\omega_{ci}^2\tau_i$  ve  $\kappa_{\Lambda}^i = 5nkT_i/2m_i\omega_{ci}$  olarak tanımlıdır.

Şimdi (3) numaralı eşitliğe dönecek olursak, bu eşitliği modelimizde kullanabilmemiz için manyetik alan dik yöndeki sıcaklık gradyentini ve bu gradyentin ölçek uzunluğunu,  $L_T$ , bulmamız gerekiyor. Wilhelm ve ark. [3] çalışmasındaki Şekil 1, kuzey güneştaçı deliğindeki “plume” ve “plumlararası şeritler”in görüntüsünü veriyor. Yazarların verdiği bilgiye göre, güneştaçı deliği görüntüsünün genişliği  $380''$  denlidir. Güneş'te  $1'' \approx 715 \text{ km}$  dir. 21-22 Mayıs

1996 tarihlerinde kuzey güneştaçı deliğinin  $O^{5+}$  iyonu ile elde edilmiş olan bu görüntüde “plume” ve “plumlerarası şerit”lerin toplam sayısı 9 dur. “Plume” ve “şeritler”in genişliği birbirine eşit değil; ancak kaba bir değerlendirmeyle bu genişlikleri eşit alır ve 380" yi dokuza bölersek, bu yapıların ortalama genişliğini 30030 km olarak buluruz. Bu değer, manyetik alan dik yöndeki sıcaklık gradyenti ölçek uzunluğu,  $L_T$ , olarak alınabilir. Açık ki  $L_T \geq 100\lambda_D$  koşulu üzerinde çalıştığımız güneştaçı deliğinin tüm bölgelerinde geçerlidir. Bu bağlamda son olarak şunu söyleyebiliriz: Hollweg [14], değişik kesitlere sahip manyetik akı tüplerinin dalga gücü farklı dalgalarca ısıtılacağını savunmuştur. Bu öngörüye dayanarak biz  $L_T$  ölçek uzunluğunu modelimizin özgür parametrelerinden biri olarak alacağız.

MHD dalgaları mekanik erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçtığında, bu erke elektronlardan çok iyonlara gider [3] [6] [26]. Bu gerçeği gözönünde tutarak ısı akısı diverjansını Priest [27] gibi yazabiliriz:

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot \left( -\kappa_{// \text{waves}}^j \nabla_{//} T \hat{\mathbf{B}} - \kappa_{\perp \text{waves}}^j \nabla_{\perp} T \hat{\mathbf{v}}_1 \right) \quad (5)$$

buradaki alt indisler “//” ve “ $\perp$ ” manyetik alan koşut ve dik yönler işaret eder. Üçüncü yön, gözlemcinin bakış doğrultusudur. Bu doğrultuda gözlem verileri olmadığı için üçüncü yönde sıcaklık gradyentinin olmadığını, plazmanın eşisiz olduğunu varsayacağız.

Kuzey güneştaçı deliğinde manyetik basınç plazma basıncından daha baskındır, bu nedenle manyetik dalgaları “Alfven-benzeri” manyetik dalgaları olarak anılır. Bu dalgalar için tedirginlik hız vektörünün manyetik alana tam dik değil “hemen hemen” dik olduğunu varsayabiliriz. Bir sonraki bölümde değineceğiz, dalgaların dağılma bağıntısı  $X = (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{k})$ ;  $Y = (\mathbf{v}_1 \cdot \hat{\mathbf{B}})$  terimlerini içerecek. Buradan açıkça görüldüğü ki, tedirginlik hızının manyetik alana tam olarak dik olması durumunda yöntem geçerliliğini yitirir. Eğer X ve Y sıfırdan farklı değerler alırsa, eşleşmiş diferansiyel denklemler elde eder ve buradan da dalgaların dağılma bağıntısına geçebiliriz [27].

Manyetik alana koşut yöndeki sıcaklık gradyenti aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$\nabla_{//} T = \nabla_{//} (T_{\perp} + T_{//}) = \nabla_{//} (T_{\perp}^i + T_{\perp}^e + T_{//}^e + T_{//}^i) \quad (6)$$

Burada  $\nabla_{//}$  ve  $\nabla_{\perp}$  manyetik alana koşut ve dik yöndeki gradyentleri;  $T_{\perp}$  ve  $T_{//}$  de  $O^{5+}$  iyonlarının çizgi kesitlerinden türetilen sıcaklıkların manyetik alana dik ve koşut bileşenlerini simgeler. “i” ve “e” üst indisleri de “iyon” ve “elektron” a gönderi yapar. Ancak iyon sıcaklıkları elektronlarınkinden çok büyük olduğundan  $T_{\perp}^e$  ve  $T_{//}^e$  boşlanacaktır. Benzer biçimde manyetik alana dik yöndeki sıcaklık gradyenti de,

$$\nabla_{\perp} T = \nabla_{\perp} (T_{\perp}^i + T_{\perp}^e) \quad (7)$$

olarak yazılır. Anımsanacağı gibi,  $T_{\text{eff}} = T_i + (m_i / 2k) \xi^2$  olarak tanımlıdır. Esser ve ark. [28]  $O^{5+}$  ve  $Mg^{9+}$  iyon sıcaklıklarının birbirine çok yakın olduğunu bildiriyor.  $Mg^{9+}$  için verdikleri  $\delta v$  tedirginlik hızından ( $\xi^2$ ) türetilen ısısal olmayan  $T_{\perp}$  sıcaklık kesiti aşağıdaki polinom işlevle verilir:

$$T_{\perp} = -4 \times 10^6 \left( \frac{r}{R_{\odot}} \right)^2 + 3 \times 10^7 \left( \frac{r}{R_{\odot}} \right) - 2 \times 10^7 \quad (8)$$



### 3. Kuzey Güneştacı Deliğinde Manyetik Ses Dalgaları.

Bu çalışmada, kuzey güneştacı deliğinde yayılan manyetik çalkantıların erkelerini plazma parçacıklarına aktararak plazmayı nasıl ısıttığını araştıracağız. Ancak sözü edilen manyetik çalkantıların nerede nasıl üretildiğine değinmeyeceğiz. Güneştacı deliği MHD yazınında bu dalgaların, (a) güneştacı tabanında üretildiği ve sönmeye uğradıkları bölgeye dek yayıldıkları, ve (b) yerel olarak üretildikleri ve yerele yakın bir bölgede söndükleri varsayılır [21].

Bizim bu çalışmadaki başlıca amacımız,  $O^{5+}$  iyonlarının 3R ye dek olan uzaklıklarda MHD dalgalarına nasıl yanıt verdiklerini anlamak olacaktır. Gözlemler güneştacı deliğinin “çarpışmasız” olduğunu göstermiş olmasına karşın, bazı araştırmacılar dalgaların 2-3 R altındaki bölgelerde viskozite, ısıl iletkenlik ve Ohmic saçılma yoluyla gerçekleşen Coulomb çarpışmalarıyla söneceğini savunur [21]. Bu önerileri de dikkate alarak, viskozite ve ısı iletkenliği varlığında MHD dalgalarının kuzey güneştacı deliğindeki yayılma özelliklerini inceleyeceğiz.

Dalga devinimini ve erkelerini plazmaya ısı erkesi olarak saçma sorununu inceleyen temel eşitlikler, kütle, momentum, erke, manyetik akının korunumu ve manyetik indüksiyon eşitlikleridir. Bu eşitlikler aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (12)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} + \rho \nu \left[ \frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{v} \right] \quad (13)$$

$$\frac{Dp}{Dt} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -(\gamma - 1) \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (16)$$

Eşitliklerdeki simgeler,  $\rho$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $p$ ,  $\rho\nu$ ,  $\gamma$ , sırasıyla, kütle yoğunluğu, hız, basınç, kinematik viskozite katsayısı ve adyabatik indeksdir. (12) – (16) eşitlikler dizgesinden elde edilen yarı-doğrusal eşitlikler,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (17)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_0 (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 = -\nabla p_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu} + \rho \nu \left[ \frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}_1) \right] \quad (18)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) p_0 - c_s^2 \left[ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 \right] = -0.6 \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (20)$$

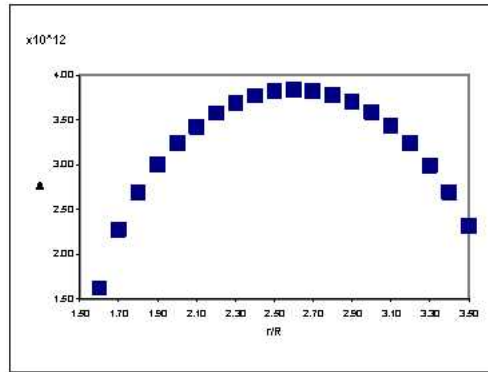
$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (21)$$

Sorunumuz dalga devinimini incelemek olduğu için, (17) – (21) eşitliklerini devinim eşitliği olarak bilinen (16) eşitliğinde buluşturmak olacaktır. Dağılma bağıntısında düzlem dalga varsayımı kullanacağız, yani, tüm tedirginlik niceliklerinin uzay-zaman değişimlerinin,  $\exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  biçiminde olduğu varsayılacak. Uzun ancak son derece basit cebirsel işlemlerden sonra dalgaların dağılma bağıntısını Ek’teki gibi elde ettik.

Dağılma bağıntısının genel çözümünü elde etmeden önce, bir dizi varsayımlarla “özel” çözümlere bakalım. Kuzey güneştacı deliği plazmasının “çarpışmasız” olduğuna ilişkin UVCS/SOHO verilerine değinmiştik. Bu durumda, viskozitenin boşlanabileceğini varsayabiliriz. İkinci olarak, aynı bölgede manyetik basınç plazma basıncından baskın olduğu için  $c_s^2 \ll V_A^2$  varsayımıyla basınç gradyenti etkisini de boşlayabiliriz. Geleneksel varsayım, manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliği de boşlanırsa genel dağılma bağıntısı aşağıdaki biçimine indirgenir:

$$(\omega^2 - k^2 V_A^2)^3 (\omega^4 V_A^2 - \alpha^2 H_{ij}^2 k^4) = 0 \quad (22)$$

(22) numaralı bağıntıda birinci çarpan Alfvén dalgalarının dağılma bağıntısıdır. Alfvén dalgaları sönmeden yayılır. İkinci çarpan, biri sönmeye uğrayan iki dalga biçiminin varlığına işaret eder. Sönen biçimin ( $M_{ij}$ ) Güneş’ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti Şekil 2 de gösterilmiştir.



Şekil 2.  $M_{ij}$  biçiminin Güneş’ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti. Açıklama için metne bakınız.

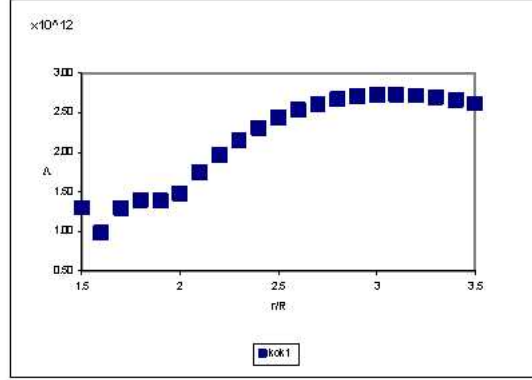
Bu sonuç önceki çalışmamızda elde ettiğimiz sonuçla tutarlı görünüyor [1]. Sönme ölçek uzunluğunun ( $\Lambda=1/k_i$ ) düzenli olarak artması dalgaların yansıma noktasına yaklaştıkça kınımına uğrayacağı gerçeğini yansıtır. Ancak,  $R \sim 2.5$  civarında sönme ölçek uzunluğunda düzenli bir azalış başlıyor. Bu azalış, dalgaların ortamdaki iyonlarla daha güçlü rezonansa girmeye başladığının işaretidir. İyonlarla rezonansa giren dalgalar mekanik erkelerini plazma ortamına ısı erkesi olarak saçarlar.

İkinci “özel” çözüm olarak, manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinin dalganın yayılmasında önemli rol oynadığını varsayalım. Bu durumda genel dağılma bağıntısı aşağıdaki duruma indirgenir:



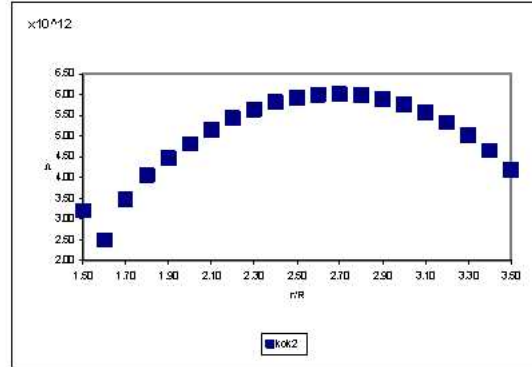
$$\left(\omega^2 - k^2 V_A^2\right)^3 \left[\omega^4 V_A^2 + 2aH_{\perp} V_A \omega^2 k^2 + a^2 k^4 (H_{\perp}^2 - H_{\parallel}^2)\right] = 0 \quad (23)$$

(23) numaralı bağıntıdaki 1. çarpana ilişkin yukarıda söylediklerimizi usumuzda tutarak ikinci çarpanın çözümüne geçelim. Bu durumda dalga genliği sönen iki biçem ortaya çıkar ( $M_{\perp D}^H$  ve  $M_{\perp D}^Y$ ). Bu biçemlerin sönmeye ölçek uzunlukları sırasıyla Şekil 3 ve Şekil 4 de verilmiştir. Şekil 3 ile betimlenen biçem,  $M_{\perp D}^H$ ,  $R \sim 1.5 - 1.6$  aralığında hızlı bir



Şekil 3.  $M_{\perp D}^H$  biçeminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönmeye ölçek uzunluğunun kesiti.

Açıklama için metne bakınız.



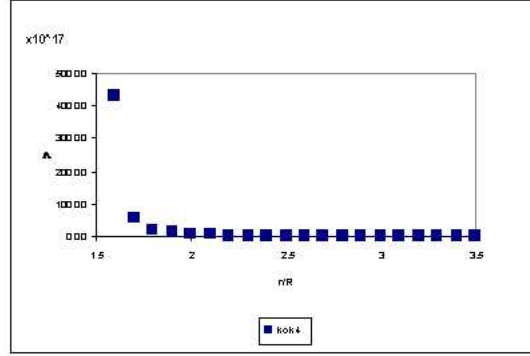
Şekil 4.  $M_{\perp D}^Y$  biçeminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönmeye ölçek uzunluğunun kesiti.

Açıklama için metne bakınız.

sönmeye uğradıktan sonra, büyük bir olasılıkla güçlü bir rezonans sonrasında, daha ılımlı olarak sönmelerini sürdürüyor, dışarı doğru yayılırken kırınımına uğruyor ve  $R \sim 2.9$  dan sonra yine artan oranlarla sönmeye devam ediyor. İkinci biçem,  $M_{\perp D}^Y$ , de  $R \sim 1.5 - 1.6$  aralığında birinci biçem gibi davranıyor, yani güçlü bir rezonansa uğruyor, ancak sönmeye ölçek uzunluğu birinciden daha uzun olduğu için güneştacının dış bölgelerine dek yayılma ve erkesini oralara boşaltma eğiliminde.

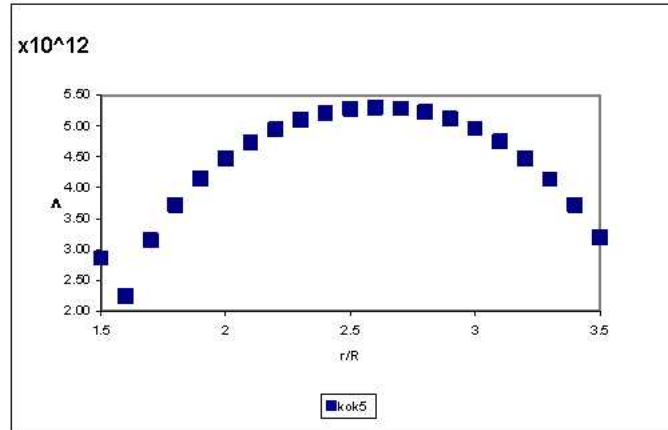
Son olarak genel çözüme bakalım. Ek'te sunduğumuz dağılıma bağıntısının genel çözümünde toplam 5 dalga biçemi var. Bunlardan üçü sönmeye uğramayan Alfvén dalgaları diğer iki kökse sönmeye gösteren dalga biçemlerini,  $M_G^H$  ve  $M_G^Y$ , simgeler. Bu çözümde, viskoziteyi, plazma basınç gradyentini manyetik alana koşut ve dik yöndeki ısı iletkenliklerini dikkate aldık. Ayrıca, dalgaların “plumlararası şeritler”de ve “plumlar”de nasıl yayılacaklarını da göstermeye çalıştık.

Şekil 5 ve Şekil 6, “plumlerarası şerit”te yayılan, sırasıyla,  $M_{G,PAŞ}^Y$  ve  $M_{G,PAŞ}^H$  dalgaların sönme ölçek uzunluklarını gösteriyor. Dikkat edilirse,  $M_{G,PAŞ}^Y$  dalgalarının sönme ölçek uzunlukları başlangıçta çok büyük, ancak  $R \sim 1.5 - 2.0$  aralığında çok hızlı bir sönmeye uğradıkları açık! Bu biçem ya çok güçlü bir rezonans geçiriyor, veya MHD dalga yazınında savunulduğu gibi “sahte biçem” (Yayılmayan biçem) olarak adlandırılır.



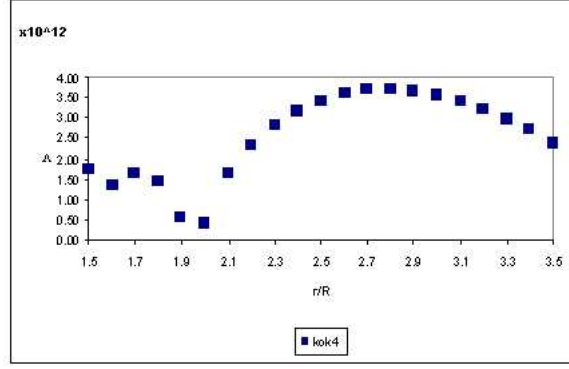
Şekil 5.  $M_{G,PAŞ}^Y$  biçeminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti. Açıklama için metne bakınız.

Diğer biçem,  $M_{G,PAŞ}^H$  (Şekil 6) Şekil 4 de verilen  $M_{\perp D}^Y$  biçemi gibi davranıyor.



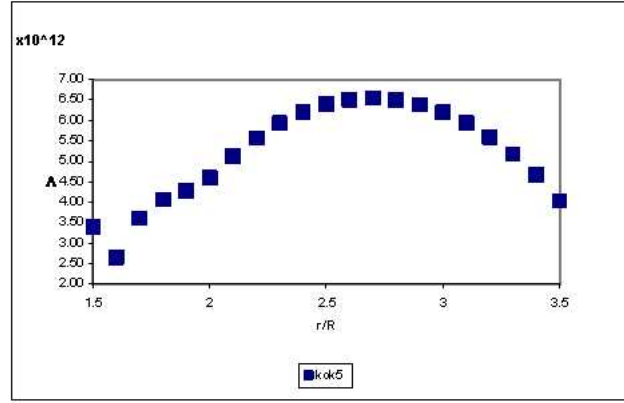
Şekil 6.  $M_{G,PAŞ}^H$  biçeminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti. Açıklama için metne bakınız.

“Plumler”de yayılmaya başlayan birinci biçem,  $M_{G,P}^H$  (Şekil 7) ,  $R \sim 1.5 - 2.0$  aralığında hızlı bir sönmeye uğradıktan sonra, büyük bir olasılıkla güçlü bir rezonans sonrasında, daha ılımlı olarak sönmesini sürdürüyor; dışarı doğru yayılırken kırınımına uğruyor ve  $R \sim 2.7$  den sonra yine giderek artan oranlarda rezonansa uğruyor.



Şekil 7.  $M_{G,P}^H$  biçiminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti. Açıklama için metne bakınız.

Diğer biçim,  $M_{G,P}^Y$  (Şekil 8), Şekil 6 da verilen  $M_{\perp,D}^Y$  biçemi gibi davranıyor.



Şekil 8.  $M_{G,P}^Y$  biçiminin Güneş'ten olan uzaklığa karşı sönme ölçek uzunluğunun kesiti. Açıklama için metne bakınız.

Son olarak, “plume”/ “plumlerarsı şerit” sınırına  $45^\circ$  açıyla yayılan dalgaların yayılma özelliğine baktık.  $M_{G,45}^H$  in davranışı  $M_{\perp,D}^H$  biçemi gibidir.  $M_{G,45}^Y$  dalga biçemi de  $M_{\perp,D}^Y$  gibi davranır.

#### 4. Sonuç.

Bu çalışmada güneştacı deliğindeki iyonların, özellikle  $O^{5+}$  iyonlarının 3R ye dek olan uzaklıklarda MHD dalgalarına nasıl yanıt verdiklerini anlamaya çalıştık. Kuzey güneştacı deliğinin UVCS/SOHO gözlemleri sonucunda “çarpışmasız” olduğunun anlaşılmasından sonra klasik Coulomb çarpışmalarıyla ısı iletkenliğinin sağlanamayacağı anlaşılmıştır. Ancak, Dubin ve O’Neil [13] önerisi doğrultusunda, yani, plazmada,  $r_c / \lambda_D \ll 1$  ve  $L_T \geq \lambda_D$  koşullarının sağlandığı durumda manyetik alana dik yöndeki ısı iletkenliğinden, ivmelenen iyonların saldıdığı ve başka yörede diğer iyonlarca soğurulan plazma dalgaları sorumlu tutulur. Kuzey güneştacı deliğinde yukarıda saydığımız her iki koşul da geçerlidir. Yaptığımız çözümler, viskozite, basınç gradyenti, manyetik alana koşut ve dik yöndeki ısı iletkenliklerinin varlığında manyetikses dalgalarının sönmeye uğrayan her iki biçiminin de güneştacının ısıtılmasına katkıda bulunacağını gösterdik.

### EK – Manyetikses Dalgalarının Dağılıma Bağintısı

$$\begin{aligned}
 & k^{10} \left[ -a^2 H_{\parallel}^2 A_{10} - 1.6c_s^2 B_{10} - a \frac{H_{\perp}}{V_A} C_{10} - a^2 \frac{H_{\perp}^2}{V_A^2} D_{10} - (1.6)^2 c_s^4 D_{10} + F_{10} \right] \\
 & + k^8 \left[ 1.6c_s^2 A_8 + a \frac{H_{\perp}}{V_A} B_8 + (1.6)^2 c_s^4 C_8 + a^2 \frac{H_{\perp}^2}{V_A^2} C_8 - a^2 H_{\parallel}^2 E_8 + F_8 \right] \\
 & + k^6 \left[ 1.6c_s^2 A_6 + a \frac{H_{\perp}}{V_A} B_6 + (1.6)^2 c_s^4 C_6 + a^2 \frac{H_{\perp}^2}{V_A^2} C_6 - a^2 H_{\parallel}^2 E_6 + F_6 \right] \\
 & + k^4 \left[ 1.6c_s^2 A_4 + a \frac{H_{\perp}}{V_A} B_4 + (1.6)^2 c_s^4 \omega^6 V_A^2 + a^2 \frac{H_{\perp}^2}{V_A^2} - a^2 H_{\parallel}^2 \omega^6 + C_4 \right] \\
 & k^2 \left[ 5.6i\omega\lambda V_A^2 - 3\omega^8 V_A^4 - 3.2\omega^8 V_A^2 c_s^2 + 2\omega^8 V_A a H_{\perp} \right] \\
 & + \omega^{10} V_A^2 = 0 \tag{E1}
 \end{aligned}$$

Yukarıdaki bağıntıda,  $a = 0.6/\rho_0$ ;  $\lambda = \rho v/\rho_0$ ;  $H_{\parallel} = \kappa_{\parallel waves}^j \nabla_{\parallel} T$ ;  $H_{\perp} = \kappa_{\perp waves}^j \nabla_{\perp} T$ ;  $V_A$  Alfven hızı,  $c_s$  ses hızı ve  $\omega$  dalga frekansıdır.  $A_i$ ,  $B_i$ , vb.  $i = 2, 4, 6, 8, 10$  katsayıları da aşağıda verilmiştir.

$$A_{10} = 3V_A^4 i\omega\lambda + 3V_A^2 \omega^2 \lambda^2 - \omega^2 \lambda^2 i\omega\lambda - V_A^6 \tag{E2}$$

$$\begin{aligned}
 B_{10} = & -7.8V_A^6 \omega^2 \lambda^2 + 7.8i\omega\lambda V_A^4 \omega^2 \lambda^2 - 2.6V_A^8 i\omega\lambda + 2.6V_A^2 \omega^4 \lambda^4 \\
 & + 2aH_{\perp} V_A (3V_A^4 i\omega\lambda + 3V_A^2 \omega^2 \lambda^2 - V_A^6 - \omega^2 \lambda^2 i\omega\lambda) \tag{E3}
 \end{aligned}$$

$$C_{10} = 4V_A^6 \omega^2 \lambda^2 - 7.8i\omega\lambda V_A^4 \omega^2 \lambda^2 + 2.6V_A^8 i\omega\lambda + 3.8V_A^6 \omega^2 \lambda^2 - 2.6V_A^2 \omega^4 \lambda^4 \tag{E4}$$

$$D_{10} = -3V_A^4 \omega^2 \lambda^2 - 3V_A^6 i\omega\lambda + V_A^8 + V_A^2 \omega^2 \lambda^2 i\omega\lambda \tag{E5}$$

$$F_{10} = 1.69V_A^8 \omega^2 \lambda^2 - 5.07V_A^6 \omega^2 \lambda^2 i\omega\lambda - 5.07\omega^4 \lambda^4 V_A^4 + 1.69\omega^4 \lambda^4 V_A^2 i\omega\lambda \tag{E6}$$

$$\begin{aligned}
 A_8 = & -21.6V_A^4 \omega^4 \lambda^2 + 9.8i\omega\lambda V_A^2 \omega^4 \lambda^2 - 13.8\omega^2 V_A^6 i\omega\lambda + 2V_A^8 \omega^2 \\
 & + 6a\omega^2 V_A H_{\perp} (\lambda^2 + 2V_A^2 i\omega\lambda - V_A^4) \tag{E7}
 \end{aligned}$$

$$B_8 = 21.6V_A^4 \omega^4 \lambda^2 - 9.8i\omega\lambda V_A^2 \omega^4 \lambda^2 + 13.8\omega^2 V_A^6 i\omega\lambda - 2V_A^8 \omega^2 \tag{E8}$$

$$C_8 = -3V_A^2 \omega^4 \lambda^2 - 6\omega^2 V_A^4 i\omega\lambda + 3\omega^2 V_A^6 \tag{E9}$$

$$E_8 = -6\omega^2 V_A^2 i\omega\lambda - 3\omega^4 \lambda^2 + 3\omega^2 V_A^4 \tag{E10}$$

$$F_8 = -12.87V_A^6 \omega^4 \lambda^2 + 17.94i\omega\lambda V_A^4 \omega^4 \lambda^2 + 7.67V_A^2 \omega^6 \lambda^4 - 2.6V_A^8 \omega^2 i\omega\lambda \tag{E11}$$

$$A_6 = 19.8\omega^4 V_A^4 i\omega\lambda + 13.8\omega^6 \lambda^2 V_A^2 - 6aH_{\perp} V_A \omega^4 i\omega\lambda - 6V_A^6 \omega^4 + 6aH_{\perp} \omega^4 V_A^3 \tag{E12}$$

$$B_6 = -19.8\omega^4 V_A^4 i\omega\lambda - 13.8\omega^6 \lambda^2 V_A^2 + 6V_A^6 \omega^4 \tag{E13}$$

$$C_6 = 3\omega^4 i\omega\lambda V_A^2 - 3V_A^4 \omega^4 \tag{E14}$$

$$E_6 = -3\omega^4 V_A^2 + 3\omega^4 i\omega\lambda \tag{E15}$$

$$F_6 = 23.67\omega^6 V_A^4 \lambda^2 + 10.8V_A^6 \omega^4 i\omega\lambda - 13.87i\omega\lambda \omega^6 \lambda^2 V_A^2 - V_A^8 \omega^4 \tag{E16}$$

$$A_4 = -8.6\omega^6 i\omega\lambda V_A^2 + 6V_A^4 \omega^6 - 2aH_{\perp} \omega^6 V_A \tag{E17}$$

$$B_4 = 8.6\omega^6 i\omega\lambda V_A^2 - 6V_A^4 \omega^6 \quad (\text{E18})$$

$$C_4 = -12.49\omega^8 \lambda^2 V_A^2 - 13.8\omega^6 V_A^4 i\omega\lambda + 3V_A^6 \omega^6 \quad (\text{E19})$$

### Kaynaklar

- [1] Pekünlü, E.R., Çakırlı, Ö. & Özetken, E., 2001, "Alfven waves in the inner polar coronal hole" *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 326, 675.
- [2] Falconer, D.A. & Davila, J.M., 2001, "Huge Coronal Structure and Heating Constraints Determined from SERTS Observations", *ApJ*, 547, 1109.
- [3] Wilhelm, K. ve ark., 1998, "The Solar Corona above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO", *ApJ*, 500, 1023.
- [4] Marsch, E., 1999, "Solar Wind Models from the Sun to 1 AU: Constraints by in Situ and Remote Sensing Measurements", *Space Sci. Rev.*, 87, 1.
- [5] Kohl, J.L. ve ark., 1999, "EUV Spectral Line Profiles in Polar Coronal Holes from 1.3 to 3.0  $R_{\odot}$ ", *ApJ*, 510, L59-L62.
- [6] Kohl, J.L. ve ark., 1997, "First Results from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer", *Solar Physics*, 175, 613.
- [7] Mckenzie J.F., Banaszkievics, M. and Axford, W.I., 1995, "Acceleration of the high speed solar wind." *A&A*, 303, L45.
- [8] Hollweg, J.V., 1999c, "Potential wells, the cyclotron resonance, and ion heating in coronal holes", *JGR*, 104, No.1, 505-520.
- [9] Antonucci, E., Doderio, M.A. and Giordano, S., 2000, "Fast Solar Wind Velocity in a Polar Coronal Hole during Solar Minimum", *Solar Physics*, 197, 115.
- [10] Vocks, C., 2002, "A Kinetic Model for Ions in the Solar Corona Including Wave-Particle Interactions and Coulomb Collision", *ApJ*, 568, 1017-1029.
- [11] Doyle, J.G., Teriaca, L., and Banerjee, D., 1999, "Coronal hole diagnostics out to  $8R_{\text{sun}}$ ", *A&A*, 349, 956.
- [12] Cranmer, S.R., Field, G.B. & Kohl, J.L., 1999, "Spectroscopic Constraints on Models of Ion-cyclotron Resonance Heating in the Polar Solar Corona", *Space Sci. Rev.*, 87, 149.
- [13] Dubin, D.H.E. & O'Neil, T.M., 1997, "Cross-Magnetic-Field Heat Conduction in Non-neutral Plasmas", *Phys. Rev. Lett.*, 78, No.20, 3868.
- [14] Hollweg, J.V., *JGR*, 1999a, "Cyclotron resonance in coronal holes," *JGR*, 104, No. A11, 24781
- [15] Hollweg, J.V., *JGR*, 1999b, "Cyclotron resonance in coronal holes: 2. A two-proton description", *JGR*, 104, No. A1, 24793.
- [16] Feldman, W.C. ve ark., 1997, "Experimental constraints on pulsed and steady state models of the solar wind near the Sun", *JGR*, 102, 26905.
- [17] Endeve, E. & Leer, E., 2001, "Coronal heating and solar wind acceleration; gyrotropic electron-proton solar wind", *Solar Physics*, 200, 235.
- [18] Voitenko, Y. & Goossens, M., 2002, "Excitation of high-frequency Alfvén waves by plasma outflows from coronal reconnection events", *Solar Physics*, 206, 285.
- [19] Chen, F.F., 1974, "Introduction to Plasma Physics", NY, Plenum Press, p. 11.
- [20] Raymond, J.C. ve ark., 1997, "Composition of Coronal Streamers from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer", *Solar Physics*, 175, 645.
- [21] Cranmer, S.R., 2002, "Coronal Holes and the High-Speed Solar Wind", *Space Sci. Rev.*, 101:229-294.
- [22] Banerjee, D., Teriaca, L., Doyle, J. G., Wilhelm, K., 1998, "Broadening of SI VIII lines observed in the solar polar coronal holes", *A &A*, 339, 208.
- [23] Axford, W.I., ve ark., 1999, "Acceleration of the High Speed Solar Wind in Coronal Holes", *Space Sci. Rev.*, 87, 25-41.
- [24] Seshadri, S.R., 1973, "Fundamentals of Plasma Physics", NY, American Elsevier Pub. Co. Inc., p. 41.
- [25] Huba, J.D., 2000, "Plasma Formulary", Washington, DC 20375, NRL, p.37.
- [26] Braginskii, S.I., 1965, Transport processes in Plasma in "Review of Plasma Physics", ed. M.A. Leontovich, NY, Consultant Bureau, p. 275.
- [27] Priest, E.R., 1984, "Solar Magnetohydrodynamics", Dordrecht, D. Reidel Pub. Co. p. 86, 168.
- [28] Esser, R. ve ark., 1999, "Plasma Properties in Coronal Holes Derived from Measurements of Minor Ion Spectral Lines and Polarized White Light Intensity", *ApJ*, 510: L63-L67.
- [29] Bekefi, G., 1966, "Radiation Processes in Plasmas", N.Y., John Wiley and Sons Inc., p. 200.

