

KUZEY GÜNEŞTACI DELİĞİNİN ISITILMASI

E. Rennan PEKÜNLÜ¹ ve Ebru DEVLEN²

¹ Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İzmir

² Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İzmir

Özet Bu çalışmada Güneş'in Kuzey Güneştacı deliğini ısıtan süreçlerden birisi ve en baskın olduğu savunulan MHD dalgalarıyla parçacıkların etkileşimini akışkanlar dinamiği bağlamında inceledik. Akışkanlar dinamiği bağlamında yaptığımız çözümler MHD dalgalarının plume ve plumelerarası bölgelerde farklı davrandığını, dalga sönmesinin ortamın kırılma indisiiyle tanı kazanabileceğine işaret ediyor.

1 Giriş

Kuzey Güneştacı deliğine (KGD - North Polar Coronal Hole) ilişkin UVCS/SoHO gözlemleri bu bölgenin çarpışmasız plazma ortamı olduğunu göstermiştir (Cranmer ve ark. 1999; Kohl ve ark. 1999). Bu bilgiye, Mg IX ve O VI tayf çizgileri üzerine yapılan ölçümlerin $1.75 - 2.1 R_{\odot}$ uzaklıklarda iyon sıcaklıklarının birbirinden farklı olduğu gerçeğiyle ulaşılmıştır (Doyle ve ark. 1999). KGD, radyal yönde uzanan *plume* ve *plumelerarası* bölgelerden (PIPL) oluşmuştur (bkz. Wilhelm ve ark. 1998, Şekil 1). PIPL yapısı bazı yazarların araştırmalarında dikkate alınmıştır (bkz. Ofman ve ark. 2000). Renkkürenin üst katmanlarında ve güneştacında viskozite, elektriksel direnç ve ısıl iletkenlik PIPL yapısı nedeniyle yönbağımlı özellikler sergiler. Ruderman ve ark.(2000) böylesi bir ortamda manyetik alan çizgileri boyunca yayılan yavaş dalgaların sönme özelliklerini araştırdılar.

KGD gibi bir plazma ortamında parçacık sayı yoğunlukları ve etkin sıcaklıklar hem radyal yönde hem de gözlemcinin bakış doğrultusu ve radyal yönde dik olan doğrultuda uzaysal değişime sahiptir. Ayrıca, KGD manyetik alanı da radyal doğrultuda uzaysal değişime sahiptir. Kısacası, KGD ortamında yayılan MHD dalgalarının yayılma özellikleri yenilikler sergiler. Kohl ve arkadaşları (2006) KGD plazma parametrelerinin güneş minimumu (1996-1997) civarında yaklaşık bir veya iki yıl gibi bir süreyle sabit olduğunu göstermişlerdir. Sıcaklık ve parçacık sayı yoğunluğunun bu denli uzun süreyle sabit kalması PIPL yapısını 2 boyutlu modelleme şansımız arttırdı (bkz. Şekil 1).

2 KGD Plazma Özellikleri

2.1 O VI iyon sıcaklıkları

KGD çarpışmasız ve düşük β plazması olduğu için iyon sıcaklıklarında yönbağımlılık gözlenir. Gerçekten de O VI $\lambda 1032$ çizgi yeğinliği hem radyal yönde hem de

x- yönünde değişim gösterir (bkz. Kohl ve ark. 1997). Bu yazarların çalışmasındaki Şekil 16 *plumlerarası* bölgeden elde edilen tayf çizgi genişliklerinin *plume* bölgelerinden elde edilen çizgi genişliklerinden daha büyük olduğu görülüyor. 3.0R uzaklığındaki O VI iyonlarının manyetik alana dik yöndeki etkin sıcaklıkları $T_{\perp eff} = 10^8$ K olarak ölçülmüştür (Cranmer ve ark. 1999). O VI iyonlarının 1.5–3.0 R bölgesindeki etkin sıcaklık kesiti Antonucci ve ark. (2000) çalışmasında bulunabilir. İyon sıcaklığıyla etkin sıcaklık arasındaki ilişki aşağıda 1 no. lu eşitlikte verilmiştir:

$$T_{eff} = (m_i/2k_B)v_{1/e}^2 = T_i + (m_i/2k)\xi^2 K \quad (1)$$

(1) numaralı bağıntıda T_i iyon sıcaklığı, m_i iyon kütlesi, k_B Boltzmann sabiti, $v_{1/e}$ iyonun bakış doğrultusundaki hızı, ξ yönbağımsız, Gauss dağılımı gösteren çalkantılı hız alanının en olası hızıdır (Wilhelm ve ark. 1998). ξ ile $\langle \delta v^2 \rangle$ dalga genliği arasındaki ilişki, $\xi^2 = (1/2)\langle \delta v^2 \rangle$ ile verilir (Esser ve ark. 1999). Alfvén-benzeri dalgalar için 2 çarpanı, hem dalga uçuşması (polarization) hem de dalgaların yayılma yönünün bakış açımızla yaptığı açığı dikkate alır.

O VI çizgi genişliğinin 1.5 R–3.5 R aralığındaki gözlemsel değerlerden T_{eff} için en iyi uyum sağlayan polinomu elde ettik:

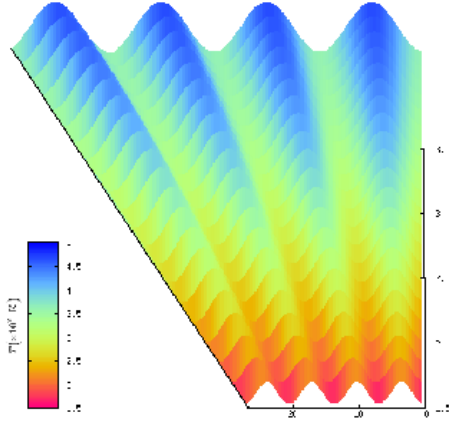
$$T_{eff}(R) = -7.941 \times 10^7 R^2 + 4.9487 \times 10^8 R - 5.7625 \times 10^8 \quad (2)$$

Biz bu konunun yazınında O VI iyonunun sıcaklık kesitini çok çaba harcamamıza karşın bulamadık. Esser ve ark (1999) Mg X ve O VI iyon sıcaklıklarının birbirine oldukça yakın olduğunu göstermişlerdir. Bu yüzden δv_{OVI} yerine δv_{MgX} kesitini kullandık ve etkin sıcaklığa ısısal olmayan süreçlerden gelen katkıyı T_{eff}^{ξ} ile gösterdik:

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

KGD deki O VI sıcaklığımı iki boyutlu olarak modelledik. Wilhelm ve ark (1998) plumlerarası bölgedeki O VI etkin sıcaklığın plume bölgesindeki %30 denli daha fazla olduğunu bildirmiştir. x-yönündeki sıcaklık gradyentinin ölçek uzunluğunu Wilhelm ve ark (1998) çalışmasındaki Şekil 1 den türettik. Adı geçen yazarlar KGD deki PIPL yapının genişliğini 380'' olarak vermişlerdir. Güneş uzaklığında 1'' \simeq 715 km. Şekilde dört tane plume dört tane de plumelerarası bölge görülüyor. Bu bölgelerin genişliği birbirine eşit olmasa da eşite yakın görünüyor. Bu nedenle bölgeyi sekiz eşit genişliğe ayırdık. Bu durumda plume ve plumelerarası ortalama genişlik 33962.5 km oluyor. Bu değeri 1.03 R de, x-yönündeki etkin sıcaklığın ve O VI sayı yoğunluğunun uzaysal değişiminin ölçek uzunluğu olarak aldık. $R = 1.034 - 1.32$ aralığında plume bölgelerinin genişliğinin 2 çarpanı denli arttığı bildiriliyor (Wilhelm ve ark. 1998). Bu gözlemsel gerçekten yola çıkarak KGD deki O VI etkin sıcaklığımı (R, x) uzayında modelledik (bkz. Şekil 1).

KGD sıcaklık dağılımının iki boyutlu analitik betimlemesi de (4) eşitliğiyle verilir:



Şekil 1. O VI iyonlarının bakış doğrultumuza dik yöndeki kinetik sıcaklık değişimleri. Tepe bölgeler plumlararası şeritlere, çukur bölgeler de plume bölgelerine karşılık gelir. PIPL genişlikleri radyal yönde değişim gösterir. Bu model, Wilhelm ve ark. (1998) makalesinden ölçülere sadık kalınarak oluşturulmuştur (Devlen ve Pekünlü 2010).

$$T_{eff}(x, R) = T_{eff}(R) + 0.3T_{eff}(R) \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad (4)$$

burada $\lambda = 92.16R$, x hem radyal hem de bakış doğrultusuna dik olan doğrultudur. Böylece, etkin sıcaklığın ısısal olmayan kısmına ilişkin uzaysal değişim aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\nabla T_{eff}(x, R) = \frac{\partial T_{eff}^{\xi}}{\partial x} \hat{\mathbf{x}} + \frac{\partial T_{eff}^{\xi}}{\partial R} \hat{\mathbf{R}}. \quad (5)$$

2.2 KGD de O VI sayı yoğunluğu ve manyetik alan

Kuzey ve Güney Güneştacı deliği elektron sayı yoğunlukları Fisher ve Guhat-hakurta (1995) tarafından verilir. Bu yazarların verdiği değerler plume bölgeleri değerleriyse elektron sayı yoğunluğunun radyal yöndeki değişimi aşağıdaki polinom ile temsil edilebilir:

$$N_e^{PL}(R) = 10^7 R^{-4.7147}. \quad (6)$$

Kuzey Güneştacı deliği elektriksel açıdan nötre yakın (quasineutral) olarak alınır. “e” ve “p” alt indisleri sırasıyla elektron ve protonu simgelemek üzere, $N_e \approx N_p \approx N$ (Marsch 1999; Endeve ve Leer 2001; Voitenko ve Goosens 2002). Son zamanlarda yapılan bir çalışmada Cranmer ve ark. (2008) Kuzey Güneştacı deliğinde O VI sayı yoğunluğunun üst ve alt sınırları sırasıyla, $N_{OVI} = 2.4 \times 10^{-6} N_p$ ve $N_{OVI} = 8 \times 10^{-7} N_p$ olarak verdiler. Çalışmamızda en yüksek

ve en düşük sayı yoğunluklarıyla çözüm yapıp dalga yayılma özelliklerini nasıl etkilediğini inceleyeceğiz.

Bu konunun önemini Cranmer ve ark. (1999) ve Tu ve Marsch (1999) şöyle betimlemiştir: Sayı yoğunluğu düşük olan iyon türleri İyon Cyotron dalgalarını daha etkin bir biçimde sönmeye uğratar. Plume bölgelerinin elektron sayı yoğunluğu plumelerarası bölgelerinkinden %10 daha fazladır (Kohl ve ark. 1997). Gözlemsel veriler $N_e = N_p$ olduğuna işaret ediyor. Bu veriler ışığında protonların (R, x) uzayındaki dağılımını (7) eşitliğiyle veririz:

$$N_p(R, x) = N_p^{PL}(R)(1 - 0.1 \sin^2(2\pi x/92.16R)) \quad (7)$$

KGD de manyetik alanın radyal yöndeki değişimini Hollweg (1999) aşağıdaki (8) bağıntısıyla veriyor:

$$B = 1.5(f_{max} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2} \quad (8)$$

burada $f_{max} = 9$. Bu model 1.0 – 10.0 R aralığında geçerli olduğu için bizim ilgi alanımız olan 1.5–3.5 R için iyon cyclotron frekansını ($\omega_{ci} = q_i B/m_i c$) hesaplarken kullanacağız. Bu alanın yazımında KGD de manyetik alanın x – yönünde değişimine ilişkin bir bilgiyle karşılaşmadığımız için (8) numaralı bağıntının hem *plume* hem de *plumelerarası* bölgede geçerli olduğunu varsayacağız.

3 KGDde MHD Dalgaları

Bu çalışmada erke yitiklerinin açığa çıktığı dirençli (resistive) plazma ortamında MHD dalgalarının yayılma özelliklerini araştırdık. Önceki çalışmalar manyetik alan koşut ısı iletkenliğini dikkate almış, dik yöndeki ısı iletkenliğini boşlamıştır. Biz bu çalışmada manyetik alanda ısı iletkenliğini klasik olmayan bağlamda inceledik. Manyetik alanda ivmelenen iyonlar manyetik alana dik yönde plazma dalgaları üretir ve bu dalgalar kaynaktan uzaktaki iyonlar tarafından soğurur. Bizi bu çalışmaya yöneltten etmen Dubin ve O'Neill'in (1997) çalışması olmuştur. Adı geçen yazarlar elektriksel nötrlüğü olmayan manyetize plazmada iki koşulun sağlanması durumunda manyetik alana dik yönde ısı iletkenliğinin gerçekleşeceğini göstermişlerdir. Bu koşullar, $r_c/\lambda_D \ll 1$ ve $L_T \geq 100\lambda_D$ olarak verilir. Burada r_c OVI iyonlarının Larmor yarıçapı, λ_D Debye uzunluğu ve L_T de sıcaklık gradyentinin manyetik alana dik yöndeki ölçek uzunluğudur. UVCS/SoHO gözlemleri her iki koşulun da KGDde sağlandığını göstermiştir. Eğer $r_c/\lambda_D \ll 1$ ve $L_T \geq 100\lambda_D$ koşulları sağlanıyorsa, Dubin ve O'Neill (1997) ısı iletkenliğinin klasik Coulomb çarpışmaları bağlamında incelenemeyeceğini savunuyorlar. Bu yüzden, klasik olmayan bağlamda manyetik alana koşut ve dik yöndeki ısı iletkenliğini de dikkate alarak manyetik dalgalarının KGDde yayılma özelliklerini inceledik. Dalgaların sönmeye ölçek uzunlukları ve dalgasayısının değişim desenine bakarak yayılan dalgaların yansımaya mı yoksa zoruna titreşime mi uğradıklarını söyleyebiliriz (Chen 1974).

3.1 Elektriksel Nötrlüğü Olmayan KGD

Eğer KGD elektriksel olarak nötr olmayan bir plazma ortamı olarak alınabilirse, diğer bir deyişle, elektronlar ve diğer iyon türleri nötr benzeri (quasi neutral) ardalanı oluştururken O VI iyonları büyük hızlarla bu ortamda devinirse, yukarıda sıralanan iki ölçütteki Debye uzunluğunun O VI iyonlarına ait olduğu varsayımı yapılabilir. Ancak, KGD plazmasının elektriksel olarak nötr olmadığı savunulabilir mi?

Bunun için bir bileşenli plazma tanımıyla başlayalım (OCP). OCP, elektriksel olarak nötr ardalan plazma ortamında özgürce devinen N sayıdaki elektrik yüklü parçacık topluluğu demektir (Dubin ve O’Neill 1999; Marler ve Stoneking 2007). Dubin ve O’Neill OCP ile nötr olmayan plazma benzerliğine dikkat çekmiştir. Biz de nötr benzeri ve O VI iyonlarıyla karşılaştırıldığında “devinimsiz” (immobile) sayılabilecek KGD plazmasını *nötr benzeri* OCP olarak varsaydık.

KGD çarpışmasız plazma ortamıdır. Bunun anlamı, parçacıklar arasında Coulomb etkileşimi yoktur. Diğer yandan dalgalarca ısıtılmada O VI iyonları yeğlenmiştir. Hollmann, Anderegg ve Driscoll (2000) dalgaların aracı olduğu ve plazma boyutlarınca gerçekleşen çarpışmalar olabilir. Bu tür çarpışmalara, $r_c \ll \lambda_D$ koşuluyla “uzun erimli” (long range) çarpışmalar denir. Fiziksel boyutu Debye uzunluğundan çok büyük olan ($\Gamma \geq \lambda_D$) KGDde dalga salınması ve soğurulması yoluyla erke taşınımı olasıdır. Dalgalarla ısı iletkenliğinin baskın olduğu koşullar bunlardır (Driscoll ve ark. 2002; Dubin ve O’Neill 1997).

“Uzun erim” savına bir destek de Driscoll ve ark. (2002) gelir. Yazarlara göre, eğer, $\omega_{ip} \ll \omega_{ic}$ koşulu sağlanıyorsa (düşük yoğunluk, yüksek manyetik alan yeğliliği) “uzun erim” ısı iletkenliği çarpışmalarla olan ısı iletkenliğinden 10^3 kat daha fazladır. Cranmer, Panasyuk ve Kohl (2008) KGDdeki O VI iyon bolluğunun alt ve üst sınırını 8×10^{-7} ve 2.4×10^{-6} olarak veriyor. Bu son zamanlarda yapılan gözlemler ışığında KGDde $\omega_{ip}/\omega_{ic} = 0.137\mu^{1/2}n_{OVI}^{1/2}B^{-1}$ (Huba 2000) ‘bir’den çok küçüktür (bkz. Çizelge 1).

Çizelge 1. O VI iyonları için KGD parametreleri.

$N_{OVI} = 2.4 \times 10^{-6} N_p$				$N_{OVI} = 8 \times 10^{-7} N_p$			
$R(r/R_\odot)$	r_c/λ_D	L_T/λ_D	ω_{pi}/ω_{ci}	$R(r/R_\odot)$	r_c/λ_D	L_T/λ_D	ω_{pi}/ω_{ci}
1.6	0.061	7.98×10^4	0.307	1.6	0.035	4.60×10^4	0.177
1.7	0.064	6.91×10^4	0.323	1.7	0.037	3.99×10^4	0.187
2.0	0.073	4.71×10^4	0.367	2.0	0.042	2.72×10^4	0.212
2.5	0.086	2.79×10^4	0.429	2.5	0.049	1.61×10^4	0.248
3.0	0.095	1.81×10^4	0.479	3.0	0.055	1.05×10^4	0.276

$r_c \ll \lambda_D$ koşulunun sağlandığını görmek için O VI iyonlarının Larmor yarıçapını bir kez daha anımsayalım:

$$r_c^{OVI} = \frac{v_{T_i}}{\omega_{ci}} = 1.02 \times 10^2 \mu^{1/2} Z^{-1} T_i \quad (9)$$

burada $Z = 5$ O VI iyonlarının elektrik yükü, B manyetik alan yeğinliğidir (Huba 2000). İyon kütlesi m_i proton kütlesi cinsinden $\mu = m_i/m_p$ alınmıştır. T_i Doyle ve ark. (1999) çalışmasından alınmıştır. Debye uzunluğu (10) eşitliğiyle verilir (Huba 2000):

$$\lambda_D = 7.43 \times 10^2 T_i^{1/2} Z N_i^{-1/2} \quad (10)$$

burada T_i eV birimindedir.

3.2 KGDde Manyetik Dalgaları

Dubin ve O'Neill'in (1997) savı ışığında, manyetik alana dik yönde ısı iletkenliğinin dalgalardan parçacıklara aktarılan erkeyle olduğunu varsayıyoruz. Dalgaların hızlı bir biçimde sönmesi ve güneştacı deliğini ısıtması için Alfvén dalgalarının manyetik dalgaları niteliğinde olması gerekiyor (Hood 1999). Plazmada dalgaların yayılması ve erkelerini ortama ısı erkesi olarak aktarması araştırmalarında kullanılan temel eşitliklerin doğrusallaştırılmış biçimleri aşağıdadır:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (11)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla P_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu} \quad (12)$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) P_0 - c_s^2 \left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 \right] = -5/3 \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (15)$$

(12) eşitliğinin zamana göre türevini alır, $(\partial \rho_1 / \partial t)$, $(\partial P_1 / \partial t)$ ve $(\partial \mathbf{B}_1 / \partial t)$ niceliklerinin denklemlerini (11), (13) ve (15) eşitliklerinden alırsak, (11) - (15) eşitlikler dizgesi bir tek diferansiyel eşitliğe indirgenir,

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{v}_1}{\partial t^2} = \nabla \left\{ (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) P_0 + c_s^2 \left[\rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) \right] + 0.6 \nabla \cdot \mathbf{q} \right\} + [\nabla \times \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0)] \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu}. \quad (16)$$

Düzlem dalga çözümü yapacağız, tüm tedirginlik niceliklerinin uzay ve zaman değişiminin $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ biçiminde varsayacağımız için $\partial / \partial t \rightarrow -i\omega$ ve $\partial / \partial \mathbf{r} \rightarrow ik$ yazacağız. Bu durumda $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{q})$ terimi dalgasayısı cinsinden yazılabilir:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{q}) = -\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}) = -\mathbf{k} \left(-H_{\parallel} \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{B}} - H_{\perp} \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{v}}_1 \right). \quad (17)$$

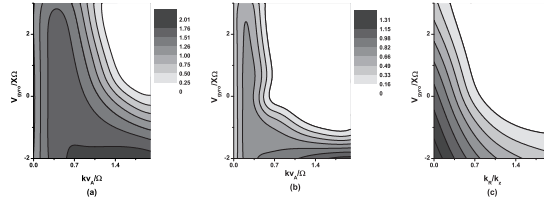
Burada $H_{\parallel} = \kappa_{\parallel waves}^j \nabla_{\parallel} T$ ve $H_{\perp} = \kappa_{\perp waves}^j \nabla_{\perp} T$ ile verilir. Şimdi (16) eşitliğinde $X = (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{k})$ ve $Y = (\mathbf{v}_1 \cdot \hat{\mathbf{B}})$ değişken dönüşümü yapalım. Eğer $\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{k} = 0$ and $\mathbf{v}_1 \cdot \hat{\mathbf{B}} = 0$ ise X ve Y de eşleşmiş iki tane denklem elde ederiz ve bu değişkenlerin ortadan kaldırılmasıyla manyetik keser dalgalarının dağılma bağıntısına ulaşırız (Priest 1984). \mathbf{v}_1 tedirginlik hızını, diğer bir deyişle hızın ısısal olmayan kısmını $\mathbf{v}_1 = \hat{\mathbf{v}}_1 \xi$ veya $\hat{\mathbf{v}}_1 = \mathbf{v}_1 / \xi$ olarak tanımlayabiliriz. ξ Eser ve ark. (1999) tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\xi = 0.2 \times 10^7 R^3 - 10^7 R^2 + 4 \times 10^7 R - 3 \times 10^7. \quad (18)$$

Bu değişiklikleri yapıp (16) eşitliğini \mathbf{k} ve $\hat{\mathbf{B}}$ ile ayrı ayrı skaler çarpımını alalım. Dalgaların manyetik alana koşut yayıldığı varsayımını yaparsak manyetik keser dalgalarının dağılma bağıntılarını elde ederiz:

$$\left[\omega^2 - k^2 V_A^2 \right]^3 \left\{ \begin{aligned} &k^4 \left[+ (1.6)^2 c_s^4 \xi^2 + a^2 (H_{\perp}^2 - H_{\parallel}^2) - 3.2 c_s^2 a H_{\perp} \xi \right] \\ &+ k^2 \left[-3.2 \omega^2 \xi^2 c_s^2 + 2 \omega^2 \xi a H_{\perp} \right] + \omega^4 \xi^2 \end{aligned} \right\} = 0 \quad (19)$$

burada $a = 0.6 / \rho_0$. (19) eşitliğinin çözümünü veren dağılma bağıntısının çizgesi Şekil 2 de görülmüyor. Çıkmışlar plumeler arası bölgelerde oluyor. (19) eşitliğinin çözümü üç dalga biçiminin varlığına işaret ediyor. Dalgalardan bir tanesi evanescent veya yayılmayan durgun dalga olarak tanı kazandı ($k_r = 0$). Diğer iki dalgadan birisi yayılan ancak erkesini ortama aktarmayan Alfvén dalgası diğeri ise yayılan ve erkesini ortama ısı erkesi olarak aktaran dalgadır. (R, x) uzayında ki ler, dalgaların sönme ölçek uzunluklarını simgeler.



Şekil 2. Çözümde $N_{OVI} = 8 \times 10^{-7} N_p$, $V_g = 0.1 V_A$ ve $\omega = 8000$ Hz değerleri kullanılarak çizilmiştir.

4 Sonuç

GDde manyetik alana dik yönde ısı iletkenliği bugüne dek yapılan çalışmalarda dikkate alınmamıştır. Biz bu çalışmada bu etkiyi de hesaplamalarımıza kattık

ve dağılma bağıntısını çözdük. (R, x) uzayında ki lerdeki çıkıntılar durgun manyetik dalgalarının ilgili bölgede şiddetle söndüğüne işaret ediyor. Önemli bir özellik, plumelerarası bölgede ortaya çıkan dalgaların plume bölgelerine sızma eğilimi göstermesidir. Ofman ve ark. (2000) çalışmasında plume bölgelerinde yayılan yavaş manyetik dalgalarını incelediler. $1.0 - 2.2R$ bölgesinde ısınma oranının oldukça kaotik olduğunu gösterdiler. Yazarların çalışmasındaki Şekil 13, bizim Şekil 2 gibi çıkıntılar, çukurlar sergilemiştir. Çalışmamızın sonuçlarına ilişkin diğer şekiller ve ayrıntılı bilgiler Devlen ve Pekünlü (2010) makalesinde bulunabilir.

Kaynaklar

- Antonucci E., Dodero M. A., Giordano S.: 2000, *Solar Phys.* 197, 115.
Chen F.F.: 1974, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, NY, p.11.
Cranmer S.R., Field G.B., Kohl J.L.: 1999, *Space Sci. Rev.* 87, 149.
Cranmer S.R., Panasyuk A. V., Kohl J. L.: 2008, *ApJ* 532, 1197.
Devlen E., Pekünlü E. R.: 2010, *AN* 331, 716.
Doyle J.G., Teriaca, L. & Banerjee, D.: 1999, *A&A*, 349, 956..
Driscoll C. F., ve ark.: 2002, *Phys. Plasmas*. 9, 1905.
Dubin, D.H.E. & O'Neill, T.M.: 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 3868.
Dubin, D.H.E. & O'Neill, T.M.: 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 87.
Endeve E., Leer E.: 2001, *Solar Phys.* 200, 235.
Esser R., ve ark.: 1999, *ApJ* 510, L63.
Fisher R., Guhathakurta M.: 1995, *ApJ* 447, L139.
Hollmann E. M., Anderegg F., Driscoll C. F.: 2000, *Phys. Plasmas* 7, 1767.
Hollweg J.V.: 1999, *J. Geophys. Res.* 104, 24781.
Hood A.W.: 1999, *Space Sci. Rev.* 87, 79.
Huba J.D.: 2000, *NRL Plasma Formulary*, Revised ed. Washington DC.
Kohl J.L., ve ark.: 1997, *Solar Phys.* 175, 613.
Kohl J.L., Esser R., Cranmer S.R., Fineschi S., Gardner L.D., Panasyuk A.V., Strachan L., Suleiman R.M., Frazin R.A., Noci G.: 1999, *ApJ* 510, L59.
Kohl, J.L., Noci, G., Cranmer, S.R. & Raymond, J.C.: 2006, *A&Arv.*, 13, 31.
Marler J. P., Stoneking M. R.: 2007, *J. Phys.* 71, 012003.
Marsch E.: 1999, *Space Sci. Rev.*, 87, 1.
Ofman L., Nakariakov V.M. and Sehgal N.: 2000, *ApJ* 533, 1071.
Priest E.R.: 1984, *Solar Magnetohydrodynamics*, Dordrecht D. Reidel Pub. Co.
Ruderman M.S., ve ark.: 2000, *A&A*, 354, 261.
Tu, C.-Y. & Marsch, E.: 1999, *AIP Conference Series*, 471, 373.
Voitenko Y., Goosens M.: 2002, *Solar Phys.* 206, 285.
Wilhelm K., Marsch E., Dwivedi B.N., Hassler D.M., Lemaire P., Gabriel A.H., Huber M.C.E.: 1998, *ApJ* 500, 1023.