

# Güneştacının İyon-Cyclotron Dalgalarıyla Isıtılması

Suzan Doğan\* ve E. Rennan Pekünlü

Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İzmir

**Özet** Bu çalışmada, Kuzey Güneştacı deliğinin (KGD) *Plume/Interplume Lane* (PIPL) yapısının iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecine olan etkisi kinetik kuram bağlamında incelendi. Vlasov eşitliği'nin O VI iyonları için çözümü yapılarak iyon-cyclotron dalgalarının dağılıma bağıntıları elde edildi. Sonuçlar, iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinin *plumelerarası* bölgelerde daha etkin olduğunu göstermektedir. Bu sonuç, hızlı güneş rüzgarının kaynağının *plumelerarası* şeritler olduğunu gösteren gözlemlerle uyum içindedir.

## 1 Giriş

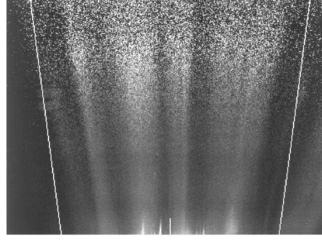
SOHO/UVCS verileri, güneştacı ısıtılma sürecinde bazı parçacık türlerinin (örn. O VI iyonu) "yeğlenmiş" olarak ısıtıldığını göstermiştir. Ayrıca her bir parçacık için dikine sıcaklığın paralel yöndeki sıcaklıktan daima daha büyük olduğu saptanmıştır. Örn. O VI iyonu için  $T_{\perp} \sim 100T_{\parallel}$  bulunmuştur (Kohl ve ark. 1997; Cranmer ve ark. 2008). Güneştacında O VI iyonunun diğer parçacıklar yanında yeğlenmişliğinden ve sıcaklık yönbağımlıklarından iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci sorumlu tutulmaktadır. Buna göre manyetik alan çizgileri boyunca yayılan iyon-cyclotron dalgaları erkelerini, manyetik alan çizgileri etrafında devinen iyonlara aktararak onları ısıtır/ivmelendirir.

SOHO/SUMER uydusundan alınan görüntüler KGD'deki *plume* ve *plumelerarası* bölgeleri açıkça göstermektedir (Wilhelm ve ark. 1998) (bkz. Şekil 1). O VI iyonlarının Güneşten dışarıya doğru olan hızları *plumelerarası* bölgede *plume* bölgesiyle karşılaştırıldığında daha yüksek çıkmaktadır. Bu gözlemler, hızlı Güneş rüzgarının kaynağının *plumelerarası* bölgeler olduğunu göstermiştir (Wilhelm ve ark. 1998; Hollweg 1999a, 1999b, 1999c). Bu çalışmanın amacı KGD'nin PIPL yapısının iyon-cyclotron dalgalarının yayılma özellikleri üzerindeki etkisini incelemektir. İyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinin verimliliğinin *plume* ve *plumelerarası* şeritlerdeki değişimini görebilmek amacıyla, plazma parametrelerinin manyetik alana hem dik hem de paralel doğrultudaki değişimleri hesaba katılmıştır.

## 2 Model

Problemin kinetik kuramda incelenmesi Vlasov eşitliğinin çözümünü gerektirir. Burada O VI iyonlarının iki kuvvete maruz kaldıklarını kabul ediyoruz, a) Lorentz

\* suzan.dogan@mail.ege.edu.tr



**Şekil 1.** Kuzey güneştacı deliğindeki *plume* (parlak bölgeler) ve *plumelerarası* (karanlık bölgeler) şeritlerin SOHO/SUMER ile elde edilen görüntüsü (Wilhelm ve ark. 1998).

kuvveti b) basınç gradyenti kökenli kuvvet. Bu koşullarda doğrusalbenzeri Vlasov eşitliği aşağıdaki gibi verilir:

$$\begin{aligned} \frac{df_1}{dt} = \frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{R}} + \frac{q_i}{m_i} [\mathbf{E}_1 + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0)] \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} = & \left[ -\frac{q_i}{m_i} [\mathbf{E}_1 + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_1)] \right. \\ & \left. + \frac{k_B}{n_0 m_i} \left( T_{\text{eff}}^{\xi} \frac{\partial n_0}{\partial \mathbf{R}} + T_{\text{eff}}^{\xi} \frac{\partial n_0}{\partial \mathbf{X}} + n_0 \frac{\partial T_{\text{eff}}^{\xi}}{\partial \mathbf{R}} + n_0 \frac{\partial T_{\text{eff}}^{\xi}}{\partial \mathbf{X}} \right) \right] \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \end{aligned} \quad (1)$$

Burada  $f_0$  ve  $f_1$  hız dağılım işlevlerinin denge ve tedirginlik durumunu,  $E_1$  ve  $B_1$  dalganın elektrik ve manyetik alanını simgelemektedir. Hız dağılım işlevinin bi-maxwellian olduğunu kabul ediyoruz:

$$f_0 = n_i \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} \pi^{-3/2} \exp \left[ - \left( \alpha_{\perp}^2 v_{\perp}^2 + \alpha_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2 \right) \right] \quad (2)$$

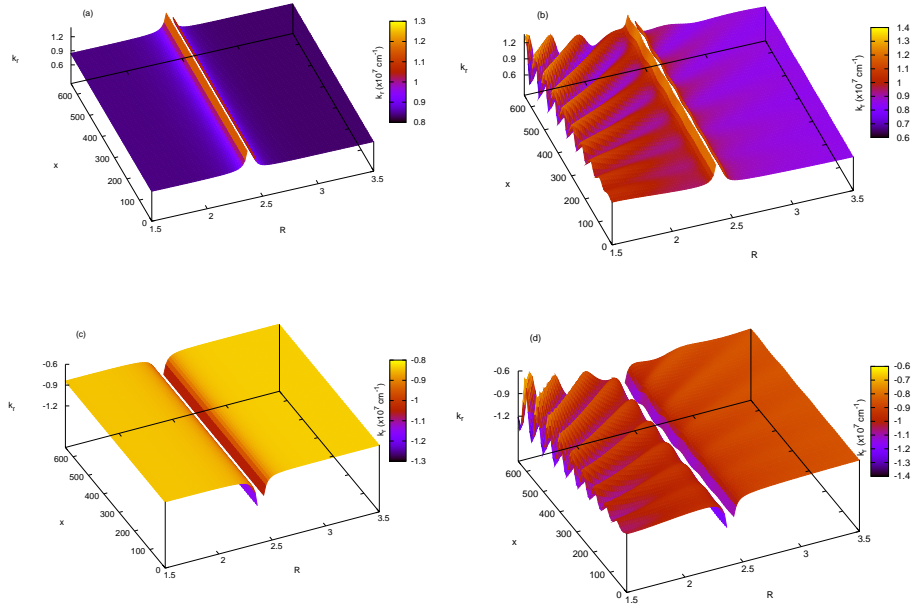
Burada  $\alpha_{\parallel}$  ve  $\alpha_{\perp}$  dış manyetik alana paralel ve dik yöndeki en olası hızların tersidir. Vlasov eşitliğinin analitik çözümünde artık katkısının ihmal edilmesiyle, iyon-cyclotron dalgalarının dağılıma bağıntısı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$k^2 \left[ c^2 - \frac{i\omega_p^2}{2\alpha_{\parallel}^2 (\omega - \omega_c)^2} \Pi \right] - \frac{i\omega_p^2 k}{\sqrt{\pi} \alpha_{\parallel} (\omega - \omega_c)} \Pi - \frac{i\omega_p^2 \omega}{(\omega - \omega_c)} - \omega^2 + \frac{\pi^2 \omega q_i L}{E_x v_A} \nabla p_1^r = 0 \quad (3)$$

(3) nolu bağıntıda  $k$  dalgasayısı,  $\omega_p$  plazma frekansı,  $\omega_c$  iyon-cyclotron frekansdır. Kısaltma amacıyla,  $[\omega/(\omega - \omega_c)] + (T_{\perp}/T_{\parallel}) - 1$  terimi  $\Pi$  ile gösterilmiştir ve basınç gradyentinin tedirginlik biçimi aşağıdaki gibidir:

$$\nabla p_1^r = \frac{k_B}{m_i} \left[ \left( T_{\text{eff}}^\xi \frac{\partial n_0}{\partial R} + n_0 \frac{\partial T_{\text{eff}}^\xi}{\partial R} \right) \left( \frac{T_\perp}{T_\parallel} \right)^{1/2} + 2 \left( T_{\text{eff}}^\xi \frac{\partial n_0}{\partial x} + n_0 \frac{\partial T_{\text{eff}}^\xi}{\partial x} \right) \right] \quad (4)$$

(3) nolu eşitliğin çözümleri Şekil 2’de verilmiştir. Çözümler  $R=2.38$ ’de kırılma indisinin sonsuza gittiğini yani dalgaların rezonansa gelip erkelerini O VI iyonlarına aktardıklarını göstermektedir. Vlasov eşitliğinde basınç gradyenti terimi hesaba katıldığında dalgasının  $x$  eksenine boyunca tepeler ve çukurlar yaptığı görülmektedir. Bu çözümler KGD’nin PIPL yapısının hesaba katıldığı çözümlerdir. Çukurlar *plume* bölgelerine, tepeler ise *plumelerarası* bölgelere karşılık gelmektedir. *Plumelerarası* bölgelerde dalgasının daha büyük değerlere ulaşmaktadır. Bu durum *plumelerarası* bölgelerde dalgaların O VI iyonlarıyla rezonansa girmeye daha yatkın olduğunu göstermektedir.



**Şekil 2.** (3) nolu eşitlik ile verilen dağılıma bağıntısının köklerinin  $R$  ve  $x$  boyunca evrimi. Burada  $R (=r/R_\odot)$  radyal yönde,  $x$  ise  $R$ 'ye dik yöndeki uzaklıklardır. (a) İleri dalganın basınç gradyenti terimi hesaba katılmadığı durumdaki davranışı; (b) İleri dalganın basınç gradyenti hesaba katıldığı durumdaki davranışı; (c) Geri dalganın basınç gradyenti terimi hesaba katılmadığı durumdaki davranışı; (d) Geri dalganın basınç gradyenti hesaba katıldığı durumdaki davranışı. Grafikler 2500 rad/s frekans değeri için çizilmiştir.

KGD'nin PIPL yapısının hesaba katılması dalgasayılarında dikkate değer bir değişime yol açmaktadır. Çalışmamızda KGD deki O VI sayı yoğunluğu için Vocks'un (2002) modelinde kullandığı  $N_{OVI}/N_p = 10^{-3}$  oranını kullandığımızda  $k_{\nabla p}/k$  oranı 1.5 - 3.5 R aralığında en az 0.2 en çok 16.8 değerini alıyor. Burada  $k_{\nabla p}$ , dağılma bağıntısında PIPL yapıdaki uzaysal değişimleri,  $\nabla T_{eff}^{\xi}(R, x)$ ,  $\nabla n(R, x)$ , dikkate aldığımızda elde ettiğimiz dalga sayılarını simgeliyor. Cranmer ve ark. (2008) gözlediği  $N_{OVI}/N_p = 1.52 \times 10^{-6}$  oranını kullandığımızda  $k_{\nabla p}/k$  oranı en az 0.7 en çok 1.6 oluyor. Bu çalışmada  $N_{OVI}/N_p = 10^{-3}$  oranıyla elde edilen sonuçlar sunulmuştur.

### 3 Sonuç

KGD'de yayılan iyon-cyclotron dalgalarının frekansının O VI iyonlarının cyclotron frekansına eşit olduğu durumda ( $\omega = \omega_c$ ) dalgalar iyonlar ile rezonansa gelerek erkelerini onlara aktarmaktadır. KGD nin PIPL yapısının hesaba katılması dalgasayılarında dikkate değer bir değişime yol açmaktadır. Çözümler *plumelerarası* bölgelerde dalgasayılarının *plume* bölgelerine göre iki kat daha büyük olduğunu göstermektedir. Bu sonuç, dalgaların *plumelerarası* bölgelerde O VI iyonlarıyla rezonansa girmeye daha yatkın olduğunu, dolayısıyla *plumelerarası* şeritlerde ısıtılma sürecinin daha etkin bir biçimde çalıştığını gösterir. Bu sonuç, hızlı güneş rüzgarının kaynağının *plumelerarası* şeritler olduğuna işaret eden gözlemlerle de uyum içerisindedir.

Bu çalışma Türkiye Bilimler Akademisi (TÜBA) tarafından desteklenmektedir.

### Kaynaklar

- Cranmer, S. R., A. V. Panasyuk, and J. L. Kohl, (2008), Improved Constraints on the Preferential Heating and Acceleration of Oxygen Ions in the Extended Solar Corona, ApJ, 678, 1480
- Hollweg, J. V. (1999a), Cyclotron resonance in coronal holes: 1. Heating and acceleration of protons, O5+, and Mg 9+, JGR, 104, 24781
- Hollweg, J. V. (1999b), Cyclotron resonance in coronal holes: 2. A two-proton description, JGR, 104, 24793
- Hollweg, J. V. (1999c), Potential wells, the cyclotron resonance, and ion heating in coronal holes, JGR, 104, 505
- Kohl, J. L., G. Noci, E. Antonucci et al. (1997), First Results from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer, SoPh, 175, 613
- Vocks, C. (2002), A Kinetic Model for Ions in the Solar Corona Including Wave-Particle Interactions and Coulomb Collisions, ApJ, 568, 1017
- Wilhelm, K., E. Marsch, B. N. Dwivedi et al. (1998), The Solar Corona above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO, ApJ, 500, 1023