

GÜNEŞ KORONASINDA ŞOK DALGALARI- PARALEL ve DİK ISI İLETİMİNİN KORONADAKİ ÖNEMİ ve TEK-AKIŞKANLI ile İKİ-AKIŞKANLI YAPININ KARŞILAŞTIRILMASI

Ümit Deniz GÖKER

*Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100, Bornova,
İzmir
e-posta: udenizg@gmail.com*

Özet

Manyetik yeniden birleşme güneş flareleri, koronal ısıtma ve jeomanyetik altfırtınalarda önemli bir rol oynamaktadır. Çok sayıda farklı manyetohidrodinamik (MHD) süreksizlikler manyetik yeniden birleşme ile üretilebilmektedir. Isı iletimi, manyetik yeniden birleşmenin inflow bölgesindeki sıcaklık ve basıncı (ve yoğunluğu) önemli ölçüde değiştirebilmektedir. Geçmiş çalışmalarda, manyetik alana paralel durumdaki ısı iletiminin, dik ısı iletiminden çok daha önemli olduğu düşünülüyordu fakat SOHO gözlemleri dik ısı iletiminin de manyetik yeniden birleşme bölgesinde önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. Bizim çalışmamızda, elektronların baskın olduğu ısı iletiminin hem paralel hem de dik yöndeki etkileri biraraya getirilerek yavaş şok yapısı için çözüm yapılmıştır. Buna ilaveten, şokların yapısının değişmesinde önemli bir etkiye sahip viskozite parametresi de denklemlerimize katılmıştır. Viskozite parametresi hesaplanırken tek-akışkanlı (elektron) ve iki-akışkanlı (elektron-iyon) olmak üzere farklı ortamlardaki değişimi gözönüne alınmıştır. Tüm bu çalışmaların sonucu bize iki-akışkanlı yapının iyonların etkisinin bir sonucu olarak belirgin bir şekilde tek-akışkanlı yapıdan ayrıldığını ve dik ısı iletiminin manyetik yeniden birleşme bölgesinde ne kadar önemli olduğunu göstermiştir.

Anahtar Kelimeler: Şok Dalgaları – Manyetik Yeniden Birleşme – Isı iletimi – Viskozite

Abstract

Magnetic reconnection plays an important role in solar flares, coronal heating and geomagnetic substorms. Several different types of magnetohydrodynamic (MHD) discontinuities can be produced by magnetic reconnection. Heat conduction can significantly modify the temperature and pressure (and density) in the inflow region of magnetic reconnection. In past studies, the heat conductivity parallel to the magnetic field was more important than the perpendicular conductivity but SOHO observations have shown that perpendicular heat conduction plays an important role in a magnetic reconnection region. In our study, the effects of parallel and perpendicular heat conductivity together, where the electrons dominate on the slow shock structure were calculated. In addition to this we add the viscosity parameter, which will significantly modify the shock structure, into our equations. When calculating the viscosity parameter, we took into account the variation of viscosity for different mediums; one-fluid (electrons) and two-fluid (electrons-ions). From all these calculations it was found that the two-fluid structure is efficiently separated from the one-fluid structure depends on the effects of ions and how important the perpendicular heat conduction is in magnetic reconnection region.

Keywords: *Shock Waves – Magnetic Reconnection – Heat Conduction – Viscosity*

1. Giriş

Viskozite ve ısı iletimi manyetohidrodinamik (MHD) dalgalar için iki önemli etkidir. Bu iki önemli etkiye ek olarak, Joule ısıtma süreci Güneş koronası için önemli olmaktadır, fakat koronal durumda viskozite ve ısı iletimiyle karşılaştırıldığında önemsiz denecek kadar az bir etkiye sahip olan ohmik ısıtma süreci çözümlerimizde hesaba katılmayacaktır. Özellikle iki-akışkanlı modelde göreceğimiz gibi, iyonlar viskozite parametresinde baskın durumda iken, elektronlar ısı iletiminde daha etkin bir değişikliğe neden olacaktır. Koronada, viskoz stres tensor çok büyük oranda anizotropiktir ve sıkıştırma viskozitesi, shear (kesme) viskozitesine göre daha baskın olmaktadır. Isı iletimi, manyetik yeniden birleşmenin '*inflow*' bölgesindeki sıcaklık

ve basıncı önemli oranda değiştirecektir. Doğrusal olmayan kararsızlık, büyük oranda, paralel ve dik ısı iletimi arasında kurulan denge ile hesaplanabilecektir. Kuvvetin, parçacıkların sürekli hızlandırılmalarını sağlaması için manyetik alana paralel ve dik yönde değişim göstermesi gerekmektedir. Paralel kuvvet, parçacığı gyro hareket ile herhangi bir engelleme olmaksızın sadece manyetik alan doğrultusunda hızlandırırken; dik kuvvet, bununla beraber, hem manyetik alan \mathbf{B} hem de dik kuvvet yönünde \mathbf{F}_\perp sürüklenmiş yüklü bir parçacık üretecektir (Zel'dovich ve Raizer, 1967).

Her iki gaza ait sıcaklıkların denge durumuna ulaşma süreci, elektron ve iyonlar arasındaki büyük kütle farkından dolayı çok yavaş bir şekilde olacaktır. Plazmanın şok cephesi kalınlığı ise rahatlama prosesi ile hesaplanabilmektedir. Coulomb çarpışmaları, 1 AB. den daha küçük ölçeklerde ısısal hızlarda azalma (thermalization) veya dağılma (dissipation) üretiminde ihmal edilebilir düzeyde bir etkiye sahip olacaktır. Bu şoklar tarafından ısıtılan tersine çevrilemez plazma, plazma kararsızlıkları tarafından harekete geçirilen dalga-parçacık etkileşimlerinden ortaya çıkacaktır. Bu şoklar, *çarpışmasız şoklar* olarak adlandırılır (Lieberman ve Velikovich, 1986).

2. Model

2.1. Yavaş Şokların Oluşumu

Her bir yavaş şok, manyetik alanın normalinin öncülüğünde oluşmaya başlayan akım tabakasının evrimi boyunca şekillenecektir. Yavaş şoklar iki kısma ayrılır: Eşsılı (isothermal) ana şok ve şok önu (foreshock). Plazma yoğunluğu, hızı ve manyetik alanındaki önemli sıçramalar ana şok boyunca meydana gelir, ve şok önünde yavaşça artan bir sıcaklık değişimi daha baskın olacaktır ve downstream den upstream bölgesine doğru olan ısı akışına bağlı olarak şekillenecektir (Tsai ve diğ, 2002).

Çözümlerimizi yaparken kartezyen koordinatları kullanılmıştır ve $t > 0$ için, her bir yavaş şok $\pm z$ yönünde ilerleyecektir. Şok dalgası, tedirgin edilmemiş gaz boyunca supersonik hızla ilerleyecektir; subsonik hıza ulaşması ise bunun gerisindeki sıkıştırılabilir gazda olacaktır (süreksizlik kararlı kalmaktadır) (Draine ve McKee, 1993). Dağılma mekanizması (entropi ve ısı iletimi), sadece geçiş

bölgesindeki akış değişenlerinin gradiyentlerine ait değerleri ölçecektir fakat başlangıç ve bitiş aralığındaki sıçramaları etkilemeyecektir. Burada meydana gelecek değişimler sadece korunum kanunlarıyla hesaplanabilecektir. Dağılıma proseslerinin (viskozite ve ısı iletimi) entropiyi arttıracığı da unutulmamalıdır (Tsai ve ark., 2002).

2.2. Tek-akışkanlı Şoklar İçin Genel Korunum Denklemleri

Hem tek-akışkanlı hem de iki-akışkanlı (ya da çok-akışkanlı) şokların uygulamalarını yaparken, elde edeceğimiz sıçrama koşullarında kullanacağımız denklemler aşağıda verildiği gibi olacaktır. Bu farklı türdeki şoklar arasındaki ayırımı yapan, denklemlere eklenmiş olan viskozite, ısı iletimi, toplam elektrik alan ve momentum transferi prosesleridir. Bu şekilde geniş alanlarda ($\omega_{c\alpha} \tau_{\alpha} \gg 1$, $\alpha = e, i$) yaptığımız çözümlerin $\omega_{ce} \tau_e = 1.6 \times 10^{12}$ ve $\omega_{ci} \tau_i = 1.4 \times 10^{10}$ olarak bulduğumuz varsayımlarını sağlaması gerekmektedir (Bu bize çalıştığımız ortamın 'manyetize' olduğunu gösterir). Burada, ω_{ce} ve ω_{ci} sırasıyla elektron ve iyon gyrofrensanslarıdır. Denklemlerimizde kullandığımız tüm nicelikler Gaussian (cgs) birimleridir, sadece (T , T_e ve T_i) değerleri eV (*NRL formulas*) olarak kullanılmıştır ve iyon kütlesi (m_i), proton kütlesi biriminde yazılmıştır $\mu = m_i / m_p$; k_B Boltzmann sabiti, γ adiabatik index, $\ln \Lambda$ ($=\lambda$) Coulomb logaritmasıdır. Tek akışkanlı şokları incelerken iyon ve elektron sıcaklığı birbirine eşit alınmalıdır $T_e = T_i$. Bir boyutlu normalize edilmiş manyetohidrodinamik (MHD) denklemlerimiz sırasıyla süreklilik denklemi, momentum korunum denklemi, Faraday denklemi, enerji korunum denklemi ve durum denklemidir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} + \Pi_{jk} \right] \quad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (2.2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} + \Pi_{jk} \right) \mathbf{V} - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] + \nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla T) \quad (2.2.4)$$

$$P = \rho RT \quad (2.2.5)$$

Burada $\varepsilon = \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right)$ toplam enerjidir. Momentum ve enerji denkleminde kinematik viskozite terimini Π_{jk} ekledik (*Braginskii, 1965*) ve $\hat{\mathbf{I}}$ birim vektördür (*Seshadri, 1973*), (2.3.2) denkleminde paralel ve (2.3.3), (2.3.5) denklemlerinde dik viskozite katsayıları kullanılmıştır. 1D simülasyonumuzu yaparken şok ilerleme yönünü $\pm z$ olarak aldık ve manyetik alanın şok normali boyunca değişimi $B_z = 0$ olmaktadır. Güneş koronasında, 'kesme (shear)' viskozitesi ihmal edilirken, 'bulk veya kinematik' viskozite değeri önemli olacaktır. Çünkü kinematik viskozite sıkıştırılabilirlik ile ilgilidir ve yavaş şoklarda hızın diverjansına bağlı olarak değişecektir.

$\mathbf{V}_t = (V_x, V_y)$ ve $\mathbf{B}_t = (B_x, B_y)$ sırasıyla, şok yönüne dik yöndeki bileşenler olan hız ve manyetik alanı göstermektedir. $\rho(z, t)$, $V(z, t)$, $P(z, t)$, $B(z, t)$ değişenleri konum ve zamanın fonksiyonu ve $T = f(P, \rho)$ sıcaklığı basınç ve yoğunluğun fonksiyonudur. Enerji denklemindeki manyetize olmuş plazmalar için ısı akısı vektörü $\nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla (kT)) = \nabla \cdot (\mathbf{q})$ ve \mathbf{K} ısısal iletim tensörüdür, $\mathbf{K} = K_{//} \mathbf{b}\mathbf{b} + K_{\perp} (\hat{\mathbf{I}} - \mathbf{b}\mathbf{b})$. Burada, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|B|$ manyetik alan boyunca birim vektördür. Paralel ve dik elektron ısısal iletim katsayıları ise *Braginskii (1965)*'den alınmış, NRL plazma formülleri ile geliştirilerek $\kappa_{//}^e$ ve κ_{\perp}^e parametreleri hesaplanmıştır.

2.3. Sıçrama Koşulları

Korunum denklemlerimizden ilk olarak ilgilenmemiz gereken tüm parametlerin çok büyük gradientlerde olduğu ince bir tabaka

boyunca meydana gelen süreksizliktir ve tabakanın kalınlığı $z_2 - z_1$ sıfıra gidecektir. Bu sayede süreksizliğin her iki tarafındaki farklı akılar arasındaki farkı elde etmiş olacağız, bu bize 'sıçrama koşulları' nı verecektir (Zel'dovich ve Raizer, 1967). Viskozite ve ısı iletimi terimleri, böyle büyük değişimlerin görüldüğü şok cephesi boyunca sıfıra gittikleri kabul edilerek çözüm yapılmıştır. Sıçrama koşulları bize viskozite, ısı iletimi ya da MHD eşitliklerine eklediğimiz diğer fiziksel parametreler hakkında bilgi vermez. Fakat unutulmamalıdır ki; şok bölgesinde her değişken için de upstream'den downstream'e doğru sürekli bir fonksiyon vardır. Sadece o bölgedeki şok yapısı ile ilgili bilgi elde edebiliriz.

$$[\rho V_z] = 0 \quad (2.3.1)$$

$$\left[\rho V_z^2 + P + \frac{B^2}{2} + 1.73 \times 10^{-12} T^{5/2} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] = 0 \quad (2.3.2)$$

$$\left[\rho V_z \mathbf{V}_t - B_z \mathbf{B}_t + 6.72 \times 10^{-14} B^{-2} T^{-1/2} \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \mathbf{i} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \mathbf{j} \right) \right] = 0 \quad (2.3.3)$$

$$[V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t] = 0 \quad (2.3.4)$$

$$\left[\left(\varepsilon + P + \frac{B^2}{2} \right) V_z - (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_z + \left[8.34 \times 10^{15} T^{5/2} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial (k_B T)}{\partial z} \right. \right. \quad (2.3.5)$$

$$\left. + 1.73 \times 10^{14} B^{-2} T^{-1/2} \left[\frac{\partial (k_B T)}{\partial z} - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial (k_B T)}{\partial z} \right] \right] + 6.72 \times 10^{-14} B^{-2} T^{-1/2} \left(V_x \frac{\partial V_x}{\partial z} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) = 0$$

$$[T] = 0 \quad (2.3.6)$$

$$[B_z] = 0 \quad (2.3.7)$$

2.4. Sıçrama Koşullarının Nümerik Çözümü

Tablo 1. Koda Girilen Sabitler

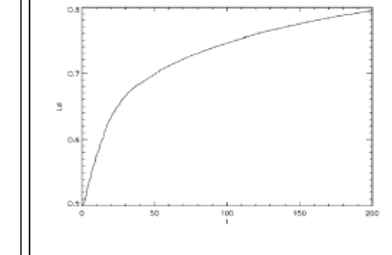
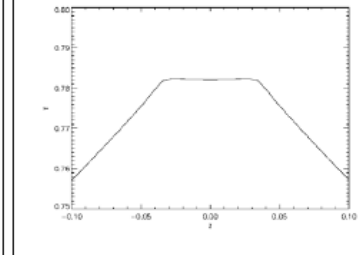
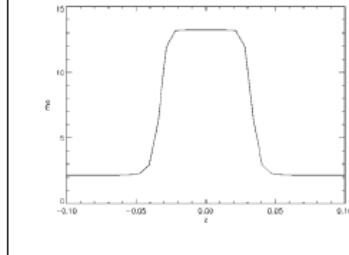
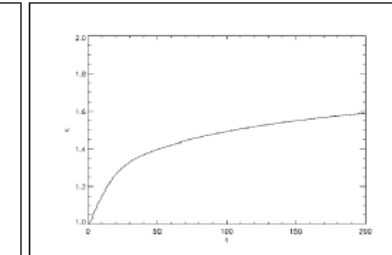
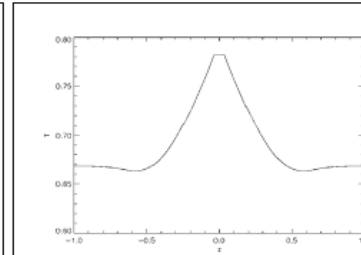
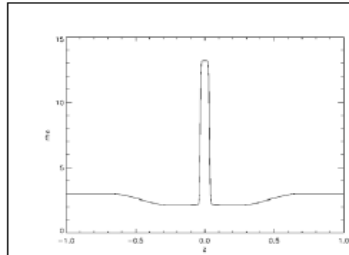
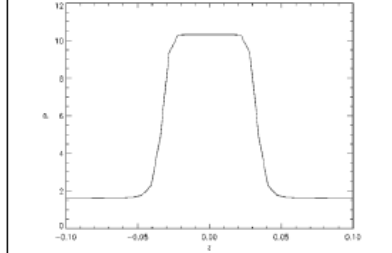
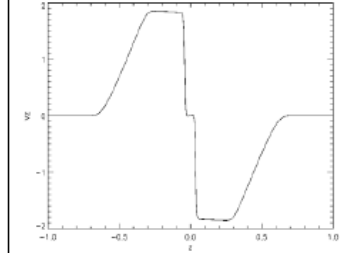
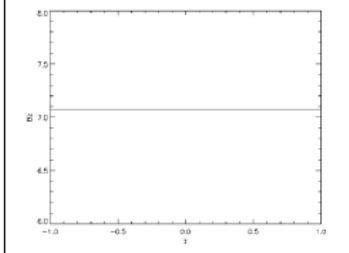
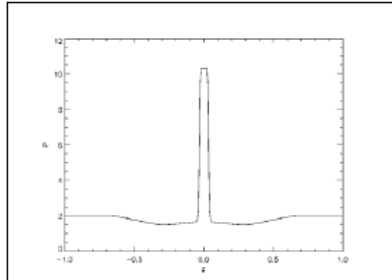
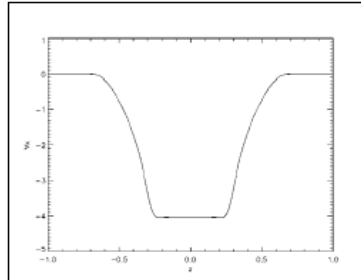
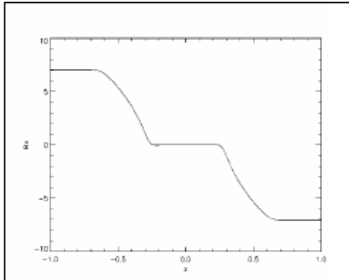
Parametre	Değer
B_sonsuz	10.0
Delta	0.025
Theta	pi / 4.0
Beta	0.04
Kappa	9.0
Gamma	5.0 / 3.0
Braginskii viskozitesi	0.0019238632 * nx / length_x
{x,y,z} uzunluğu	15.0
Şok doğrusal viskozite	0.0
Şok karesel viskozite	0.0
n_adım sayısı	100000
t_son	0.2
d_sıçraması	0.001

Tablo 2. Nümerik Koda İlişkin Varsayımlar

Varsayımlar	Parametreler
Normalizasyon değerleri *	$B = B' / B'_0 $ $\rho = \rho' / \rho'_0$ $V = V' / V'_0$ $P = 4\pi P' (B'_0 B'_z)$ $V'_0 = B'_0 / (4\pi \rho'_0)^{1/2}$ $z = L'_0 / x'_0 \quad \text{if } x'_0 = (2L'_0)$ $x = x' / x'_0$ $t = t' / t_0$
Başlangıç Koşulları	$V_{x0} = V_{z0} = 0$ $B_z = \text{sabit}$ $T (\text{sıcaklık}) = \text{sabit}$ $B(x) = B_x \cos\theta$ $B(z) = -B_x \sin\theta \tan(z/\delta)$ $\rho = P / \varepsilon (\gamma - 1)$ $P = \beta \cdot B^2 / 2 = \beta \cdot (B_x^2 + B_z^2) / 2$
Sınır Koşulları	$\text{For } z = 1, \partial V_x / \partial z = \partial V_z / \partial z = 0$ $\text{For } z = 0, \partial B_x / \partial z = V_x = 0$ $\text{Along } z = 0, E = 0$

* Burada B, V, P ve ρ boyutsuz değişkenlerdir.

Sıçrama koşullarının nümerik simülasyonu için Lagrangian Remap Code (LareXd) kullanılmıştır. Bu kod, Tony Arber ve ark. tarafından geliştirilmiş bir koddur. Özelliği MHD denklemlerini Lagrangian formda yazmasıdır, her bir hesaplamada bir Lagrangian adımı alır. Tüm grid noktaları, bölgesel akış hızıyla birlikte hareket etmektedir. Lagrangian adımlarında şoklar, viskozite kullanıldığında düzeltilmesi gerekir. Remap adımları fizik içermemektedir, sonuçları sadece matematiksel formda verir. Aşağıda bu kod ile hesaplanmış sıçrama koşulları verilmiştir:



Burada ısısal iletkenlik vektörü \mathbf{K} , sıcaklığın $T^{5/2}$ ile orantılı olarak değişirken; yayılım genişliği $L_d \sim \sqrt{Kt}$ ile orantılı olarak β_∞ ile birlikte artacaktır. Burada sisteme girilen Güneş koronasına ait sabitler $L_0 = 5 \times 10^8$ cm, $B_0 = 10$ G, $n_0 = 2 \times 10^9$ cm⁻³, $\ln \Lambda = 20$ ve elektronlar için sıcaklık $T = 2 \times 10^6$ K = 172 eV. *Bu kodun avantajları*; bu kodda, kütle, momentum, ısısal enerji ve çoğu durumlarda kinetik enerji

sürekliliği otomatik olarak hesaplanmaktadır. Remap adımı, iletim denklemi $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Güneş koronasına ait farklı problemle kolaylıkla adapte olabilmektedir. Şokları kolaylıkla yakalarken, bölgesel sıcaklığı bulur ve ek fiziksel nicelikler (viskozite, radyasyon, ısıl iletim, çekim, özdirenç vs.) eklenebilir. Sonuç olarak '*Eğik Şoklar*' için yukarıdaki korunum denklemlerini kullanarak bir genel denklem elde ederiz:

$$\gamma = 5/3 \text{ (isotropik ortam için)}^* ;$$

$$\boxed{r^3 [5\beta_1 \cos^4 \Theta_1 + 2M_{A1}^2 \cos^2 \Theta_1] + r^2 [-10\beta_1 M_{A1}^2 \cos^2 \Theta_1 - 5M_{A1}^4 \cos^2 \Theta_1 + M_{A1}^4 - 8M_{A1}^2 \cos^2 \Theta_1] + r [5\beta_1 M_{A1}^4 + 2M_{A1}^6 + 1 M_{A1}^4 \cos^2 \Theta_1 + 5M_{A1}^4] - 8M_{A1}^6 = 0}$$

$$\gamma = 1 \text{ (isothermal ortam için);}$$

$$\boxed{r^3 [-\beta_1 \cos^4 \Theta_1] + r^2 [M_{A1}^2 [2\cos^2 \Theta_1 (1 + \beta_1) - M_{A1}^2 \sin^2 \Theta_1]] + r [-M_{A1}^4 (1 + \beta_1 + 3\cos^2 \Theta_1)] + 2M_{A1}^6 = 0}$$

Burada, $r = \rho_2 / \rho_1$, $\beta_1 = P_1 / (B_1^2 / 2) = 2C_{S1}^2 / \gamma V_{A1}^2$ ve $M_{A1} = V_{z1} / V_{A1} = V_{z1} \rho_1^{1/2} / B_1$ olarak kullanılmıştır.

2.5. İki-akışkanlı Şoklar İçin Genel Korunum Denklemleri

Şok dalgasındaki plazma esas itibariyle iki-sıcaklıklı ortamdır ($T_e \neq T_i$) ve bu iki akışkanlı yapılar başlıca plazmanın kutuplaşması ile ortaya çıkmaktadır. Burada elektron (hafif gaz) ve iyon (ağır gaz) sayı yoğunluğu arasındaki yaklaşım $n_e = Zn_i$ olacaktır. Burada iyon yük sayısı $Z=1$ alınmıştır ve böylece $n_e \approx n_i$ olacaktır. Bunun sebebi şudur, bu tür farklı parçacıkları içeren çarpışmasız plazmalarda tam olarak nötr durumu kabul edemiyoruz ve bu nedenle çalışmalarımızı yarı-nötral (quasi-neutrality) durum için yapmamız gerekiyor. Burada, parçacıkların sayı yoğunluğu $n = 3.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, toplam plazma kütle yoğunluğu $\rho = m_e n_e + m_i n_i$ ve toplam ısıl basınç $P = n_e k_B T_e + n_i k_B T_i$ dir fakat bu toplam basınç ($P_{\text{plasma}} + P_{\text{manyetik}}$) ile karıştırılmamalıdır.

$$\frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{V}_\beta) , \quad \beta = e, i \quad (2.5.1)$$

$$\frac{\partial (\rho_\beta \mathbf{V}_\beta)}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\rho_\beta \mathbf{V}_\beta \mathbf{V}_\beta + \left(P_\beta + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{i}} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} + \Pi_{jk}^\beta \right] - en_\beta \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_\beta \times \mathbf{B} \right) + R_\beta \quad (2.5.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_\beta \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_\beta V_\beta^2}{2} + \frac{P_\beta}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho_\beta V_\beta^2}{2} + \frac{\gamma P_\beta}{\gamma-1} + \Pi_{jk}^\beta \right) \mathbf{V}_\beta - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{V}_\beta \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] + \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla T_\beta) + en_\beta \mathbf{V}_\beta \cdot \mathbf{E} + \mathbf{V}_\beta \cdot \mathbf{R}_\beta + Q_\beta \quad (2.5.4)$$

$$P = \rho RT \quad (2.5.5)$$

Akım tabakasında $\mathbf{E} = 0$ olacaktır ve akım yoğunluğu değeri $\mathbf{j} = \frac{\sigma}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ olacaktır; yine (2.5.2) denklemindeki toplam manyetik alan değeri iyonlar için pozitif işaretli olurken, sürtünme kuvveti R_α negatif işaretli olacaktır. Bizim denklemlerimiz, (Yemin ve Xiwei, 2003) tarafından verilen denklemler ile birleştirilerek yukarıdaki MHD denklemlerine ulaşılmıştır. Burada,

$$R_e = -R_i = -\alpha_0 n_e q_\beta \left[\hat{\mathbf{b}} \left(\frac{J_{||}}{\sigma_{||}} \right) + \frac{J_\perp}{\sigma_\perp} \right] \quad (\text{Callen, 2003; Yemin ve Xiwei, 2003}),$$

α_0 boyutsuz parametresi iyonun Z yük numarasının bir fonksiyonudur. $Z = 1$ için, $\alpha_0 = 0.5129$ ve $Z = 2$ için, $\alpha_0 = 0.4408$

olacaktır. $q_e = -e$ ve $q_i = Z_i e$; $\sigma_{||} = 1.96 \frac{ne^2 \tau_e}{m_e}$ ve $\sigma_\perp = 0.51 \sigma_{||}$ (σ ,

plasma elektrik iletkenliğidir). $Q_i = \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i)$ ve

$Q_e = -R_e (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) - Q_i$ dir ve ısı iletimi elektronlar ile iyonlar arasındaki çarpışmalarla üretilmektedir (Callen, 2003; Yemin ve Xiwei, 2003). (2.5.3) denklemindeki η terimi, manyetik yayılma katsayısıdır.

2.6. Tartışma

Manyetik alanın varlığı durumunda, stress tensör genellikle anisotropiktir. Bu durum, basınç ve sıcaklıkların paralel ve dik bileşenlerinin eşit olmamasına neden olmaktadır. Çarpışmasız plazmada, iyonlar cyclotron tetikleyicisi ile titreşimine başlayacak ve bu da iyonların yüksek dik hızlara V_{\perp} sahip olmasını sağlayacaktır; bu etki hız dağılımlarında yüksek dik sıcaklıklara karşılık gelmektedir (Lieberman ve Velikovich, 1986). Viskozite terimi sayesinde, paralel ve dik yöndeki momentum taşınım hızını belirleyebiliriz. Viskozite, şok dalgaları gibi büyük gradiyentlere sahip ($L \approx \lambda_d$) süpersonik akışkanlarda ($V \gg C_s$) çok etkili olmaktadır (Zeldovich ve Raizer, 1967), çünkü viskozite gerçek şok oluşumunu engelleyecek ve belirgin bozulmalara neden olacaktır.

2.7. Sonuç

Şok dalgalarının yapısını bulmak oldukça zor bir problemdir. Genellikle şok yapısını veren bölge bir boyutta şok tabakasına dönüşür. Bu tabakanın kalınlığı da modellemeyi belli eder. Viskozite ile birlikte manyetik alana paralel ve dik yöndeki ısı iletiminin varlığında yavaş şokların yapısı, MHD denklemlerinden çözülmüştür. Buna göre, sıcaklık şok önü (foreshock) boyunca downstream'den başlangıç upstream'e doğru yavaş bir şekilde artacaktır. Modelimizde yoğunluk, basınç, B_x ve V_x değerleri de büyük sıçramalar göstermişlerdir. Yoğunluk ve basınç profilleri, şok dalgasının başlangıç ve bitiş sınırlarında "cut-off benzeri" bir yapı göstermiştir. Bu yapıya neden olan etkinin viskozite olduğunu düşünmekteyiz. Şok önündeki ısısal iletim değeri K , t zamanı ile orantılıdır, ve L_d genişliği de zamanla birlikte doğrusal olarak artacaktır. Ek parametrelerin denkleme girmesiyle en belirgin değişikliği basınç ve yoğunluk değerlerinde, ve durum denkleminde dolayı bunlara bağlı T sıcaklığında görürüz. Çünkü, bunları ilave ettiğimizde artık şok sıçrama koşulları geçerli olmayacaktır. Bu nedenle öncelikle, bu etkilerin olmadığı sadece Braginskii viskozitesinin eklendiği bir modelleme yaptık. Ama sadece bu sabitin bile şok yapısında nasıl bir

bozulma meydana getirdiği görülmüştür. Fakat gene de unutulmamalıdır ki; şok bölgesinde her değişken için, upstream'den downstream'e doğru sürekli bir fonksiyon vardır.

2.8. Kaynaklar

Arber, T., Brady, C. ve Haynes, M., 2007, '*LareXd User Guide*', Centre for Fusion, Space and Astrophysics, University of Warwick.

Braginskii, S.I., 1965, '*in Reviews of Plasma Physics*', edited by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), Vol.I

Callen, J.D., 2003, '*Fundamentals of Plasma Physics*', Lecture Notes, University of Wisconsin, Madison.

Draine, B.T. ve Mc.Kee, C.F., 1993, 'Theory of Interstellar Shocks', *ARA&A*, 31, 373-432.

Huba, J.D., 2002 Revised, '*NRL Plasma Formulary*', Beam Physics Branch, Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375.

Lieberman, M.A. ve Velikovich, A.L., 1986, '*Physics of Shock Waves in Gases and Plasmas*', Springer-Verlag New York Inc., New York, NY.

Seshadri, S.R., 1973, '*Fundamentals of Plasma Physics*', American Elsevier Pub.Co., Inc., NY

Tsai, C.L., Tsai, R.H., Wu, B.H. ve Lee, L.C., 2002, 'Structure of Slow Shocks in a Magnetized Plasma with Heat Conduction', *Physics of Plasmas*, 9, 4, 1185-1191.

Yemin, Hu ve Xiwei, Hu, 'The Properties and Structure of a Plasma Non-neutral Shock', 2003, *Physics of Plasmas*, 10, 7, 2704-2711.

Zel'dovich, Ya. B. ve Raizer, Yu. P., 1967, '*Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol-I*', Academic Press, 1966; Dover, NY.