

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(DOKTORA TEZİ)

GÜNEŞ'TEKİ ŞOK DALGALARI

Ümit Deniz GÖKER

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Esat Rennan PEKÜNLÜ

İkinci Danışmanı: Prof. Dr. Can Fuat DELALE

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu: 402.01.01

Sunuş Tarihi: 13.09.2010

BORNOVA – İZMİR

2010

Ümit Deniz GÖKER tarafından DOKTORA tezi olarak sunulan “**Güneş’teki Şok Dalgaları**” başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi’nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 13.09.2010 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği / oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri

İmza

Jüri Başkanı :

.....

Raportör Üye :

.....

Üye :

.....

Üye :

.....

Üye :

.....

ÖZET**GÜNEŞ'TEKİ ŞOK DALGALARI**

GÖKER, Ümit Deniz

Doktora Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü

Tez Yöneticisi: Prof. Dr. Esat Rennan PEKÜNLÜ

Eylül 2010, 129 Sayfa

Bu tezde, bir Güneş korona manyetik halkasının (loop) akım tabakasında oluşan şok dalgaları ve bunların manyetik yeniden birleşmeye etkisi incelenmiştir. Bu inceleme yapılırken LareXd (Arber et al., 2007) nümerik simülasyon kodu kullanılmıştır. Kodda temel manyetohidrodinamik denklemlere eklenen ilave parametreler bir-akışkanlı ortam için viskozite kuvveti ve ısı akısı terimidir; iki-akışkanlı ortam içinse bunlara ilaveten Ohm kanunu, akış elementi kesri ve ısı iletimi terimleri eklenmiştir. Sıcaklık, yoğunluk, basınç, hız ve manyetik alan sıçrama koşulları hesaplanarak, bir-akışkanlı ve iki-akışkanlı ortam için bozucu etkilerin şok yapısını nasıl değiştirdiği analiz edilmiştir.

Yapmış olduğumuz analizler sonucunda, ortama herhangi bir bozucu etki (viskozite, ısı akısı, Ohm kanunu, akış kesri elementi ve ısı iletimi) eklendiğinde aynı koşullar altında yine şok dalgalarının meydana geleceği ancak bu defa süresiz değil sürekli çözümler oluşacağı sonucuna varılmıştır. Bu sürekli yapılar, şok profillerinde kendilerini küçük titreşimler olarak göstereceklerdir.

Akım tabakasında görülen şok dalgaları ile ilgili yaptığımız sayısal uygulamaların sonuçları, özellikle iki-akışkanlı ortam için, yeni bir bakış açısı ortaya koymuştur.

Anahtar Sözcükler: Güneş koronası, akım tabakası, şok dalgaları, viskozite, ısı akısı, bozucu etkiler.

ABSTRACT**SHOCK WAVES in the SUN**

GÖKER, Ümit Deniz

PhD in Astronomy

Supervisor: Prof. Dr. Esat Rennan PEKÜNLÜ

September 2010, 129 Pages

A numerical simulation is performed to investigate the shock wave formation in a current sheet of a solar coronal magnetic loop and its effect on the magnetic reconnection. The modified LareXd code is used, in which the viscosity force and heat flux term for one-fluid medium, and Ohm's law, friction of the fluid element and heat transfer term for a two-fluid medium in addition to previous effects are included into basic magnetohydrodynamic equations. The jump conditions for temperature, the density, the pressure, the velocity and magnetic field has been analysed and how dissipative effects change the shock profiles for one-fluid and two-fluid media are investigated.

From our analysis results, any dissipative effects (viscosity, heat flow, Ohm's law, friction of flow element and heat transfer) is added to the medium will change the shock wave structure. The shock waves will occur in the same circumstances, but continuous structures will be appeared rather than discontinuity. The continuous structures are shown themselves with small oscillations in shock profiles is concluded.

The numerical results, especially for two-fluid medium, has revealed a new perspective about the current sheet.

Keywords: Solar corona, current sheet, shock waves, viscosity, heat flux, dissipative effects.

TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu tez çalışması boyunca Ege Üniversitesi'nden tez danışmanım Prof. Dr. Esat Rennan Pekünlü hocama, İstanbul Teknik Üniversitesi'nden ikinci tez danışmanım Prof. Dr. Can Fuat Delale hocama, Boğaziçi Üniversitesi Kandilli Rasathanesi'nden Prof. Dr. Atila Özgüç hocama, İstanbul Üniversitesi'nden Yar. Doç. Dr. Hulusi Gülseçen hocama tezim boyunca bana her türlü yardımı esirgemedikleri için diğer tüm hocalarıma çok teşekkür ediyorum. Ayrıca makalelerimin yazımında, bana çok önemli önerilerde bulunan North Carolina Üniversitesi'nden Asst. Prof. Abebe Kebede hocaya ve beni yalnız bırakmayan tüm *can dostlarıma* teşekkür ediyorum.

Doktora eğitimimin bir parçasında, 105M035 no'lu TÜBİTAK proje bursuyla İstanbul Teknik Üniversitesi, Uçak ve Uzay Bilimleri Bölümü'nde Prof. Dr. Can Fuat Delale ile çalışmalarım sırasında bana maddi destek sağlayan Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu'na (TÜBİTAK) teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Çözümlerimi yaparken çalıştığım kodda bana yardımcı olan Çukurova Üniversitesi Öğr. Gör. Dr. Nazım Aksaker, Yeditepe Üniversitesi Araş. Gör. Erhan Yıldırım ve İstanbul Teknik Üniversitesi'nden Prof. Dr. Ata Mugan hocama çok teşekkür ederim. Ayrıca bu kodu kullanmama izin veren ve orada kaldığım süre boyunca çalışmamda bana yardımcı olan St. Andrews Üniversitesi hocalarından Prof. Dr. Alan Hood ve çalışma arkadaşlarına ayrıca teşekkürlerimi belirtmek isterim. Sayfa düzeninde bana yardım eden Yeditepe Üniversite'nden Araş. Gör. Tolgahan Yılmaz'a ve hayatımdaki tüm arkadaşlarıma bana destek oldukları için çok teşekkür ederim. Tez izleme komiteme katılan tüm hocalarıma (Prof. Dr. Osman Demircan, Prof. Dr. Atila Özgüç, Yar. Doç. Dr. Hulusi Gülseçen, Prof. Dr. E.Rennan Pekünlü, Prof. Dr. Zeynel Tunca) bana zaman ayırdıkları için de çok teşekkür ediyorum.

En büyük teşekkürü de bana yıllarca emek veren annem Nuriye Ülker Göker ve babam Ahmet Yalçın Göker'e göndermek istiyorum. Ayrıca her zaman varlığı ile bana güç veren büyük amcam ve değerli bilim adamı Prof. Dr. Yavuz Nutku'ya da her şey için teşekkür etmek istiyorum.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	v
ABSTRACT.....	vii
TEŞEKKÜR.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xvii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xxi
1. GİRİŞ.....	1
2. GÜNEŞ.....	3
2.1.GÜNEŞ'İN FARKLI TABAKALARINA AİT GENEL ÖZELLİKLER.....	4
2.1.1.Fotosfer (Işıkküre).....	4
2.1.2. Kromosfer (Renkküre).....	5
2.1.3. Geçiş Bölgesi.....	6
2.1.4. Korona (Taç).....	6
2.2. GÜNEŞ ETKİNLİĞİ.....	7
2.2.1. Güneş Lekeleri ve Güneş Çevrimi.....	7
2.2.2. Güneş'in Diferansiyel Dönmesi.....	8
2.2.3. Etkin Bölgeler.....	9
3. ASTROFİZİKSEL ŞOK DALGALARI.....	14
3.1. Astrofiziksel Şok Dalgalarının Genel Özellikleri.....	14
3.2.Astrofiziksel Şok Dalgalarının Türleri (Akışkanlık Durumuna göre).....	19
3.2.1. Tek Akışkanlı Şoklar.....	19
3.2.2. Çok Akışkanlı Şoklar	33
3.3. Astrofiziksel Şok Dalgaları Nerelerde Görülür ve Nasıl Oluşur?.....	35
3.3.1. Astrofiziksel Şok Dalgalarının Görüldüğü Yerler.....	35
3.3.2. Astrofiziksel Şok Dalgaları Nerelerde ve Nasıl Oluşur.....	36

İÇİNDEKİLER (devam)

4. GÜNEŞ KAYNAKLI ŞOK DALGALARI.....	37
4.1. Şok Dalgalarının Güneş Bağlamında Görüldüğü Yerler.....	38
4.2. Güneş Flare’lerinde Şok Dalgaları ile İvmelenme.....	39
4.3. İyon Akustik Dalgalar.....	40
4.4. Whistler-Mode Dalgaları.....	40
4.5. Dünya’nın Bow Şoku.....	41
5. GÜNEŞ KORONASI, AKIM TABAKASI ve MANYETİK YENİDEN BİRLEŞME BÖLGESİNİN FİZİĞİ, ve AKIM TABAKASINDA GÖRÜLEN ŞOK DALGALARININ KURAMI.....	42
5.1. Bir-akışkanlı Ortam İçin Kartezyen Koordinat Sisteminde Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesindeki Şoklara İlişkin Yeni Bulgular.....	48
5.1.1 Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Hiçbir Bozucu Etki Olmadığında Plazmanın Durumu.....	51
5.1.2. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel Isı İletimi ve Viskozite Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu.....	65
5.1.3. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel ve Dik Isı İletimi ile Viskozite Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu.....	76
5.1.4. Başlangıç ve Sınır Koşulları.....	80
5.2. İki-akışkanlı Ortam İçin Kartezyen Koordinat Sisteminde Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesindeki Şoklara İlişkin Yeni Bulgular.....	86
5.2.1. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel ve Dik Isı İletimi, Viskozite, Lorentz Kuvveti ve Akış Kesri Elementi Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu.....	87

5.2.2. İki-Akışkanlı Durum için Sıçrama Koşulları.....	107
5.2.3. Başlangıç ve Sınır Koşulları.....	109
6. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	113
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	118
ÖZGEÇMİŞ.....	123

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Güneş etkinliğinin farklı tabakalardaki görünümü.....	13
3.1 Bir şok cephesinin oluşumu.....	16
3.2 Sıcaklık T , yoğunluk ρ ve hız v (şok cephesine göre görelidir) değerlerinin gösterildiği kuvvetli şok dalgasının (tek akışkanlı) şematik yapısı.....	16
3.3 Dik Şokların Yayılımı.....	22
3.4 Hızlı Şokların Yayılımı.....	25
3.5 Switch-on Şokların Yayılımı.....	25
3.6 Yavaş Şokların Yayılımı.....	26
3.7 Switch-off Şokların Yayılımı.....	26
3.8 Alfven Şokun Yayılımı.....	27
3.9 Eğik Şokların Yayılımı.....	28
3.10 Şok cephesine göre görelili olarak nötr ve iyonize akışkanların hızlarının iki akışkanlı şok dalgalarında gösterimi.....	34
5.1 Güneş atmosferinin manyetik yapısının şematik gösterimi.....	42
5.2a Sweet-Parker yeniden birleşme modelinin geometrisi.....	46
5.2b Petschek yeniden birleşme modelinin geometrisi.....	47
5.3 Yayılım bölgesinde çarpışacak ve zıt yönde (y-yöneliminde) dışarıya doğru madde akacak (outflow) şekilde iki farklı zıt yönelmiş içeriye madde akışını (x-yöneliminde) gösteren manyetik yeniden birleşme olayının iki-boyutlu (2D) modellemesidir.....	47

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

5.4	Dışarı madde atım bölgesindeki yavaş ve hızlı şokların, yukarı doğru yönelmiş plazmoid ve yumuşak X-ışınında görülen parlak flare looplarının gösterildiği iki-boyutlu X-türü yeniden birleşme modeli.....	49
5.5	Viskozite ve ısı akısı parametreleri olmadan $t=100$ sn.de B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri.....	83
5.6	Viskozitenin ve paralel ısı iletimi etkisinde, $t = 100$ sn. deki B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri.....	84
5.7	Viskozite ve paralel ve dik ısı iletimi etkisinde $t = 100$ sn. deki B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri.....	85
5.8	Nümerik modellememizin geometrisini veren grafik.....	88
5.9	İki-akışkanlı durum için B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T 'ye ait sıçrama koşullarının $t = 100$ sn. deki uzaysal profilleri (elektronlar).....	111
5.10	İki-akışkanlı durum için B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T 'ye ait sıçrama koşullarının $t = 100$ sn. uzaysal profiller (iyon)...	112

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
3.1 Tek Akışkanlı Şoklar.....	32
5.1 Hiçbir Bozucu Etkinin Olmadığı Durum İçin MHD Denklemler.....	63
5.2 Hiçbir Bozucu Etkinin Olmadığı Durum İçin Sıçrama Koşulları.....	64
5.3 Paralel Isı İletimi ve Viskozitenin Olduğu Durum İçin MHD Denklemler.....	74
5.4 Paralel Isı İletimi ve Viskozitenin Olduğu Durumda Sıçrama Koşulları.....	76
5.5 Paralel ve Dik Isı İletimi ve Viskozitenin Olduğu Durumda Sıçrama Koşulları.....	79
5.6 Bir-akışkanlı durum için başlangıç koşulları.....	81
5.7 Normalizasyon değerleri ve sınır koşulları.....	81
5.8 Akım tabakasının boyutları.....	102
5.9 İki-akışkanlı Durum İçin MHD Denklemler.....	106
5.10 İki-akışkanlı Durum İçin Sıçrama Koşulları (elektronlar).....	107
5.11 İki-akışkanlı Durum İçin Sıçrama Koşulları (iyonlar).....	108
5.12 İki-akışkanlı Durum için Başlangıç koşulları.....	109
5.13 Normalizasyon Değerleri ve Sınır Koşulları.....	110

1. GİRİŞ

Güneş'in bize en yakın yıldız olması nedeniyle, yüzey katmanlarındaki olaylar ve bu katmanların özellikleri, diğer yıldızlara oranla daha ayrıntılı olarak gözlenebilmektedir. Güneş hem tipik bir yıldız, hem de geniş bir açısal çapa sahip olan *tek* yıldız olduğundan dolayı, diğer yıldızları incelemede fiziksel bir temel oluşturur. Güneş, aynı zamanda diğer yıldızlarda göremediğimiz tersine, yüzeyindeki ince ayrıntıları gözleyebilme olanağı sağlayan yüksek uzaysal çözünürlük elde edebildiğimiz *tek* yıldızdır. Böylece, diğer yıldızlarda da olup inceleme olanağı bulamadığımız birçok yapı ve işlemi doğrudan gözleyebilme şansımız olabilmektedir. Güneş'in renkküresi (kromosfer) ve tacı (korona) bu tür yapılardır. Ayrıntılarıyla yalnız Güneş'te inceleyebildiğimiz diğer olaylar güneş etkinliğini oluşturur (Özdemir vd., 2005).

Tayfsal çalışmalar da dahil olmak üzere birçok gözlem yöntemiyle şoklara ilişkin bilgilere ulaşabiliyoruz. Hubble Uzay Teleskobu, VLA Radyo teleskoplar dizisi, ASCA vb. X-ışın uydularıyla gözlenen şok dalgaları farklı gök cisimlerinin ve çevrelerinin fiziksel koşullarına, ısısal ve ısısal olmayan ışıma süreçlerine ışık tutarken; bize en yakın yıldız olan Güneş'ten kaynaklanan şok dalgalarının da Helios I, Helios II, SOHO vb. uyduların gözlemsel sonuçlarıyla fiziksel yapılarını ayrıntılı olarak anlama şansımız olmuştur.

Güneş, bize yakınlığı dikkate alındığında burada oluşacak herhangi bir şok yapısı incelenirken, aynen bir laboratuvar ortamı gibi davranacaktır. Bu sayede, Güneş'in yarattığı şokların uydular ve Dünya üzerine olan etkilerinin incelenmesinin, astronomi ile birlikte mühendislik bağlamında da gözardı edilemeyecek bir etkisi olacaktır. Bu gözlemsel çalışmalar, kuramsal modellerle desteklenmelidir. Bu kuramsal çalışmaların sayısal çözümleri, Monte-Carlo, Lax-Wendroff, Runge-Kutta vb. kodlarla yapılmaktadır. Tüm bu çözümlerde Rankine-Hugoniot (Whitham, 1999) sıçrama koşullarının sağlanması dikkate alınacaktır.

Bu tezde, Güneş koronasına ait çok özel ama bir o kadar da karmaşık yapıya sahip akım tabakasındaki şok dalgalarının oluşumu incelenmiştir. Akım tabakasının, kimyasal kompozisyonuna, bu bölgedeki şokun akışkanlar dinamiğine göre biçimine, manyetik alanın varlığına, ortamın plazma özelliklerine ve kararsızlıklara bağlı olarak şok dalgalarının yapısına bakılarak, Lagrangian Remap Kod (LareXd) (Arber et al., 2007) sayısal çözüm yöntemi ile şokların hareketi incelenmiş ve yeni bir kuramsal model oluşturulmuştur. Sadece bir-akışkanlı ortam için değil, iki-akışkanlı ortamda da şokların nasıl değişim gösterdiği ortaya konmuştur. Bu kuramsal sonuçların gözlemlerle karşılaştırılması ve farklı sayısal çözüm yöntemlerinin geliştirilmesi gelecekteki hedefimiz olacaktır.

2. GÜNEŞ

Güneş yüzeyinin ve atmosfer tabakalarının kimyasal yapısının incelenmesi bundan 100 yıl kadar önce tayf bilim ile başlamıştır. Güneş lekeleri 1600'lü yıllarda, kromosfer ve korona çalışmaları ile birlikte flare olayları da 1700'lerin başlarında araştırılmaya başlanmıştır (Karaali, 1985). Güneş flarelerinin fotografik kayıtları ilk kez 1851'deki Güneş tutulması sırasında alınmaya başlamıştır. 1950'den itibaren, Güneş'in iç yapısı ve nükleer enerji kaynağı, kromosfer ve korona sıcaklığı ve Güneş manyetik alanları incelenmeye başlanmıştır (Aschwanden, 2005).

Güneş'in merkez bölgesinde, nükleer reaksiyonlarla hidrojenin helyuma dönüşerek ürettiği enerji salınımı soğularak yüzey katmanı olan fotosfere kadar ulaşır. Güneş atmosferinin altında çok büyük gaz kabarcıklarının meydana geldiği bölge "konvektif bölge" olarak isimlendirilir. Fotosferde görülen ve bulgurlanma (granülasyon) adı verilen olay, kaynayan kabarcıkların üst yüzeylerinin görüntüsüdür (Priest, 1982). Güneş'in konvektif bölgesindeki manyetik alanlar ortamdaki çalkantılarla çarpışarak, fotosferde Güneş lekeleri olarak adlandırılan ve siyah görünen noktaları oluştururlar (Karaali, 1985). Kuvvetli manyetik alanlardan dolayı, fotosferin sıcaklığı 6000 K iken, güneş lekelerinin sıcaklığı 4000 K olmaktadır (Priest, 1982).

Kromosfer ve onun üzerinde yer alan korona, Güneş'in dış atmosfer katmanlarıdır. Güneş lekelerine ait manyetik alanları birleştiren kuvvet çizgileri, kromosferde ve alt korona da Güneş patlamaları (flare) olarak görülür. Bunlar Güneş'in yüzeyinden onbinlerce kilometre kadar yükseklerle çıkabilirler (Karaali, 1985). Alt koronanın üstünde ise tutulma sırasında uzun kuyruklu akıntılar şeklinde görülen ve Güneş'in kenarından yaklaşık yarım Güneş yarıçapı uzaklığında bulunan üst korona yer almaktadır. Üst koronanın sıcaklığı bir milyon dereceden fazladır ve yapısında elektronlar, protonlar ve bir miktar ağır

atom çekirdeklerinden oluşmaktadır (Priest, 1982). Bu sıcak, yüklü parçacıkların makro hareketini sağlayan iki kuvvet vardır; (1) Güneş'in manyetik alanları, (2) Güneş rüzgarının dışlayıcı kuvvetidir. Güneş rüzgarının yüksek sıcaklığı, Güneş'teki elektronlarla iyonları, Güneş'in çekim alanından uzağa taşır ve güneş koronasından tamamen iyonize gaz şeklinde süpersonik atılımlar yapar. Koronada flareler ve süper flareler gibi fırlatılan Güneş maddeleri, 500 kms^{-1} lik hızlarla dışa doğru hareket etmektedirler (Karaali, 1985). Güneş rüzgarı, protonlar, elektronlar ve çok az miktar ağır parçacıklar ile α -parçacıklarını içerir (Priest, 1982).

Güneş'ten atılan korona maddesi, Dünya'ya kadar ulaşır, hatta bundan öteye bile geçebilir. Dünya'nın etrafındaki manyetik alan (manyetosfer), Güneş tarafından fırlatılan yüklü parçacıkları yakalar. Yüklü parçacıkların, Dünya'nın kutuplarından atmosfere doğrudan doğruya girmesi, kutup ışıklarının (Aurora) oluşmasına ve yer manyetiğine ait fırtınaların meydana gelmesine sebep olmaktadır. Dünya etrafında iki ışınım kuşağının bulunduğu, Van Allen tarafından 1958 yılında keşfedilmiştir ve bu yapılara "Van-Allen Işınım Kuşakları" adı verilmiştir (Schwenn and Marsch, 1991). Bundan başka, flarelerin ürettiği *şok dalgalarının* varlığı da unutulmamalıdır.

2.1. Güneş'in Farklı Tabakalarına Ait Genel Özellikler

2.1.1. Fotosfer (Işıkküre)

Güneş'in yüzeyinde görülen en belirgin yapılar güneş lekeleri ve Güneş bulgurlanması dediğimiz ağ yapılarıdır. Bu yapılar, içlerinde parlak benekler olan bir koyu yapılar ağına benzer ve etkin sıcaklıkları yaklaşık 5800 K dolayındadır (Priest, 1982). Bulgurlanmanın kara ve parlak bölgeleri arasındaki sıcaklık farkı yaklaşık 200-400 K'dir. Güneş lekeleri, güneş yüzeyinde görülen en soğuk bölgelerdir ve sıcaklıkları 3700-4500 K dolayındadır (Pekünlü, 2000). Yatay

durumda bulunan eş-ısıllı manyetik akı tüpü çevresine göre daha hafif olduğundan dolayı manyetik kaldırma kuvvetinin etkisiyle yükselecektir. Yükselen bu akı tüpünde bulunan manyetik alan da kararsız duruma geçecektir. Parker, manyetik akı tüplerinin oluştuktan sonra manyetik kaldırma kuvveti yardımıyla Güneş'in yüzeyine dek yükseleceklerini ve yüzeyle keşisen akı tüplerinin fotosferde güneş lekelerini oluşturacağını önermiştir (Parker, 1955).

2.1.2 Kromosfer (Renkküre)

Güneş'in dış katmanlarının en derin bölgeleri, güneş tutulması sırasında güneş diskinin tamamen örtüldüğü ikinci teğetten sonra görülebilir. Bu katman renkli, kırmızımsı görüldüğünden ona kromosfer (renkküre) denir. Yüksek dereceden iyonlaşmış parçacıkların çizgilerinin görünür duruma gelmesi, daha yüksek kromosfer katmanlarında artan sıcaklıkları gösterir (Özdemir vd., 2005).

Manyetik akı tüpü yükselirken boyuna bir gerilmeye uğradığından alan yeğlinliği artma eğilimi gösterirken; aynı zamanda Güneş yüzeyine dik yönde bir genişlemeye uğradığından aynı alan yeğlinliği azalma eğilimi gösterir. Eğer alan yeğlinliği, aynı yükseklikte bulunan komşu alan yeğlinliğinden daha büyükse "Parker kararsızlığı" ortaya çıkar. Lenz yasasına göre, manyetik alandaki bu değişime karşı çıkacak yönde elektrik akımı oluşur ve akımların Ohm'lik kaybı gazı ısıtır (Özdemir vd., 2005). Büyük flare durumlarında görülen bu olaylar sırasında, elektronlar ve protonlar gibi yüklü parçacıklar manyetik ilmiklerden (loop) aşağıya, kromosfere doğru inerek, kromosferi ısıtır. Bu esnada, diğer parçacıklar da dışarıya doğru ivmelenenlerdir (Priest, 1982).

2.1.3. Geçiş Bölgesi

Sıcaklığı 2×10^4 °K ile 10^6 °K arasında olan ve kromosfer ile korona arasında bulunan bölgeye geçiş bölgesi denir. Geçiş katmanının tayfında az ya da çok yüksek mertebeden iyonlaşmış parçacıkların çizgilerini görürüz (Özdemir vd., 2005).

2.1.4. Korona (Taç)

Güneş tutulması sırasında ikinci teğetten sonra yaklaşık 20 saniye kadar kromosfer tayfının görünmesinin ardından, fotosfer ve kromosferin tümü ay tarafından örtülür ve yalnızca korona (Güneş tacı) görünür durumda kalır. Güneş koronasının fotoğrafları, Güneş diski üzerinde görülen güneş lekelerinin sayılarına bağlı olarak farklılıklar gösterecektir. Güneş lekesi maksimumdayken korona geniş ve daireseldir; leke minimumu sırasında ise lekelerin en çok bulunduğu ekvator bölgesinde uzamış olarak görünür (Özdemir vd., 2005). Ekvator bölgelerinde manyetik alan çizgileri ilmikler gösterirken, kutup bölgelerinde manyetik alan çizgileri dışarıya doğru yönelmiştir ve alan çizgileri açık görünür. Güneş maddesi, bu açık alanlardan, kapalı alan çizgili ilmik bölgelerine oranla çok daha kolay kaçabilir. Büyük leke gruplarının olduğu bölgelerde X-ışın salmaları genellikle daha fazladır. Güneş yüzeyinde X-ışın salmasının zayıf olduğu soğuk ve düşük yoğunluklu olan bölgeler koronal delikler olarak adlandırılırlar (Kuperus et al., 1981).

2.2. Güneş'in Etkinliği

2.2.1. Güneş Lekeleri ve Güneş Çevrimi

Güneş lekelerindeki yapıyı manyetik alan belirler. İlk kez 1908 yılında Hale, güneş lekelerindeki manyetik alanları ölçmek için Zeeman etkisini kullanmıştır. Zeeman etkisini kullanarak manyetik alanların kutuplaşması incelendiğinde birbirine çok yakın iki lekenin zıt kutuplu olduğu görülür. Bir çevrim içerisinde bir yarımkürede öndeki lekeler (güneşin dönmesine göre önde) kuzey kutuplu, arkadakiler ise hep güney kutupludur. Öteki yarımküre için de bunun tam tersi geçerlidir. Bir sonraki Güneş çevriminde kutuplar tersine döner. Güneş manyetik alanı, yavaş ve düzensiz değişmekte ve yaklaşık her 11 yılda bir tersine dönmektedir. Güneş lekelerinin her biri yaklaşık olarak bir ay kadar yaşar ve yeni bir leke doğarken kaybolur. Güneş lekelerinin sayısı ve yeri zamanla değişir. Kelebek diyagramı, güneşteki lekelerin konumunu zamanın fonksiyonu olarak gösteren bir diyagramdır. Yeni bir çevrimde görülen ilk bir kaç leke yaklaşık 40 derecelik yüksek enlemlerde belirir, sonraki yeni lekeler ekvatora yakın doğarlar. Manyetik kutup değişmelerini de göz önüne alırsak güneş çevrimi aslında yaklaşık 22 yıldır. Güneş lekelerindeki manyetik alan değeri yaklaşık 1000 Gauss'tur ve bu yapıları tayfta biraz genişlemiş çizgiler olarak görürüz. (İbanoğlu, 1996).

Güneş lekelerinin oluşumu hakkında iki önemli öngörü bulunmaktadır. Biermann, Güneş lekelerinin oluşumunda konveksiyonu esas almıştır ve bu durumda lekeler yalnız konveksiyon bölgesi olan yıldızlarda görülecektir (Biermann, 1941). Parker ise manyetik alanın da etkin bir fiziksel parametre olacağını düşünmüştür ve konveksiyon bölgeleri olmayan yıldızlarda da koyu lekelerin oluşabileceğini önermiştir (Parker, 1974).

Güneş lekesi umbrasında dakikalar mertebesinde titreşimler gözlenirken, dalga benzeri bir yapı olarak penumbra dalgalarını da tanımlayabiliriz. Nye ve Thomas tarafından penumbra dalgaları için önerilen model, fotosferde tuzaklanmış, kromosferde ani ortaya çıkıp kaybolan dalgalar ve çekim alanınca değişikliğe uğratılmış olan manyetikakustik dalgalardır. Tuzaklanmanın nedeni olarak da, katmanın alt bölgesinde ses hızının, üst bölgesinde ise Alfven hızının artması olarak gösterilmiştir (Nye and Thomas, 1974; 1976).

2.2.2. Güneş'in Diferansiyel Dönmesi

F5 tayf türünden daha soğuk yıldızlarda dönme birdenbire azalır. Bu yıldızların dönme hızlarını, güneşte gözleendiği gibi, yıldız lekelerinin sebep olduğu ışık eğrilerinden ölçebiliriz. Leke bölgesi yıldızın arka yüzeyinde kaldığında yıldız ışığı azalır; yarım dönmeden sonra leke öteki kenardan görülmeye başladığında ışınım yine kuvvetlenir. Sonunda leke sönümlenip ortadan kaybolduğunda leke bölgesindeki ışınım normale döner, ancak, yıldızın başka bir bölgesinde başka bir etkin leke grubu olabilir ki bunların etkileri gözlenebilir. Lekeler yıldız diski üzerinde farklı konumlar da olabilir. Dolayısıyla ilk lekenin dönmesiyle ikinci lekeninki arasında bir evre kayması olacaktır. İşte bu, tam dönemli bir davranıştan sapmalara neden olur. Buna Güneş'in diferansiyel dönmesi denir. Disk boyunca güneş lekesinin hızı ölçülerek güneşin dönme hızı bulunabilir. Güneş ekvatoru, yüksek enlemlerden daha hızlı dönmektedir. Bu diferansiyel dönmeden dolayı manyetik alan kuvvet çizgileri bükülür. Kuzey ve güney yarımkürelerde kuvvet çizgilerinin yönü tersine çevrilir. Kuzey ve güney yarımkürelerde çizgiler boyunca alan doğrultuları zıt olduğundan leke çiftinin kuzey, güney kutupları da tersine döner. Bir sonraki güneş çevriminde güneşin manyetik alanı tersine dönecek ve kuzey ve güney yarımkürelerde zıt olmak üzere kutuplar da tersine çevrilecektir. Güneş'in ortalama dönme dönemi 26 gün dolayında olup aynı yörünge dönemine hemen hemen eşittir (İbanoğlu, 1996).

2.2.3. Etkin Bölgeler

2.2.3.1. İki Kutuplu Manyetik Bölgeler ve Plaj Bölgeleri

Güneş lekeleri artarken, Güneş etkinliği de artacaktır. Her Güneş lekesi grubuna, çok büyük bir etkin bölge eşlik eder. Güneş'teki manyetik etkinlik bu geniş etkin bölgelerde yoğunlaşmıştır ve bu bölgelerdeki iki-kutuplu manyetik bölgelerin manyetik alan yapısı manyetograflarla ölçülmektedir. Manyetik alan değeri, Güneş lekelerinde 0.1 Tesla olmaktadır. Etkin bölgeler, fotosferde, fotosferik faküla olarak ortaya çıkarken; kromosferde plaj bölgeleri olarak görülürler. Plaj bölgeleri etraflarını çevreleyen kromosferden daha sıcak ve daha yoğun olan bölgelerdir ve aktif bölgelerdeki manyetik alanlar nedeniyle oluşurlar (Priest, 1982).

Güneş'in aktif olduğu zamanlarda, koronadan büyük kütle atımları görülecektir. Bu çok büyük yapılar milyonlarca ton Güneş maddesi içerir ve dışa doğru çok hızlı bir şekilde hareket ederler. Koronal kütle atımları, Güneş sistemi içindeki en enerjik olaylardan biridir (Priest, 1982).

2.2.3.2. Prominensler ve Diğer Oluşumlar

Prominensler, Güneş diski üzerine izdüşümleri düştüğünde, uzun karanlık filamentler olarak görülürler. Bu yapılar, kromosfer üzerinde onbinlerce kilometrelik koronal bölgeleri kaplayan kromosferik gaz akıntılarıdır. Prominenslerin iki türü vardır: Sakin ve etkin prominensler. Sakin prominensler haftalarca sürer ve koronadan yavaş yavaş kromosfer içine inen gazlardan kaynaklanmaktadır ve bir iki kutuplu manyetik bölgenin iki kutbunu ayıran nötr çizgi boyunca uzanırlar. Etkin prominenslerin çoğu sadece birkaç saat yaşar. Manyetik ilmikler şeklindeki prominensler, en etkinleri arasındadır; bunlar Güneş flare'leriyle ilgili olup varlıklarını yalnızca bir saat kadar sürdürürler ve bu zaman

süresince gaz iki kutuplu manyetik bölgenin kutuplarını birleştiren manyetik alan çizgileri boyunca akar. Ayrıca flare'ler bazı durumlarda sakin prominensleri de bölerek, fışkırmalarına ve korona'dan yüksek hızlarla fırlatılmalarına neden olurlar (İbanoğlu, 1996).

Flare öncesi filament hemen hemen her durumda ortaya çıkar. Manyetik etkin bölge yaşlandıkça filamentin yeğlinliği de azalır. Bu durumda, lekeler ortadan kaybolur ve bölgenin kapladığı alan genişler. Yaşlanan bölgelerdeki filamentler de genişler ve leke bölgesinin alanından daha geniş bir alan kaplarlar. Bazı durumlarda, filamentin yakınındaki manyetik alan koronaya doğru fırlatılır ve oradan da güneş rüzgarı yardımıyla gezegenlerarası ortama kaçar. Flare olayları sırasında gözlenen bu patlamalı filament fışkırmalarına “*flare spreyleri* veya *fışkıran filament (eruptive filament)*” denir (Priest, 1982).

2.2.3.3. Güneş Patlamaları (Flare)

Akım tabakasında ortaya çıkan özgür manyetik enerjinin boşalması, akı tüplerinin açılarak tuzakladıkları maddeyi fışkırtmalarına ve böylece çok yüksek enerjili parçacıkların üretilmesine neden olur. Bazı flare olaylarında filament fışkırması gözlenmez; filament, flare olayının geliştiği iki-kutuplu manyetik alan dizgelerinde asılı kalır. RS CVn türü yıldızlar ve kromosferi etkin olan yıldızlar da bu tür flare yapısı sergilemektedirler (Pekünlü, 2000).

Bu enerjinin boşalması sırasında ortaya çıkan güçlü elektrik alanlar plazma parçacıklarını alt relativistik hızlara ivmelendirirler. Diğer yandan, manyetik enerjinin hızla boşalması plazmada şok dalgaları ve çalkantı (turbulent) yaratır. Elektrik yüklü parçacıklar manyetize olmuş bulutlar arasında yansıyıp dururken ivmelenirler. Bu olaya “Fermi ivmelenme süreci” denir. Oluşan bu şok ve çalkantı durumları da plazma parçacıklarını ivmelendirir (Priest, 1982).

Flare'lerin büyüklüğü 10^4 kilometreden, 3×10^5 kilometreye kadar değişir. Genelde flare ne kadar büyükse o kadar güçlü ve hareketlidir, ve o kadar da uzun yaşar. Güneş çevriminin maksimumunda küçük flare'lerin ortaya çıkma sıklığı saatler, büyük flare'lerinki ise aylar mertebesinde. Minimumda ise hemen hemen hiç flare görülmez. Flare salma çizgisi 5 dakika içinde maksimum parlaklığa erişir, yaklaşık 20 dakikada da parlaklığı düşer (en büyük flare için 3 saat) (Özdemir vd., 2005).

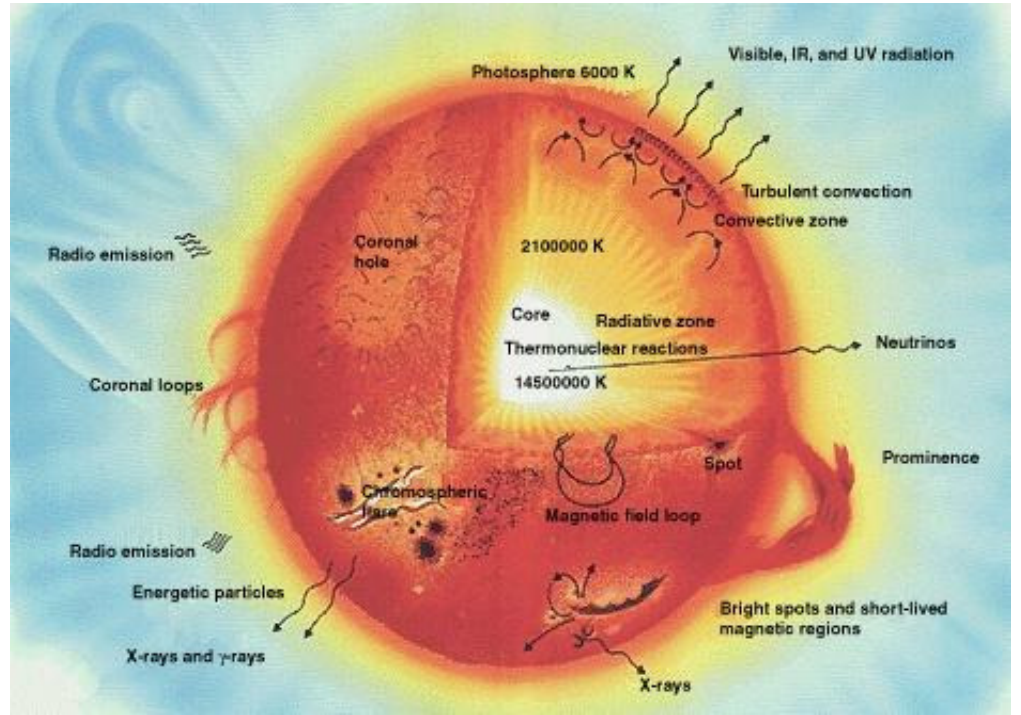
Flare olayı 4 belirgin evre sergilemektedir: (a) flare öncesi; (b) atmalı evre; (c) flaş; ve (d) flare ana evresi. Manyetik etkin bölgelerde manyetik akı ilmikleri oluşmaya başlar. Manyetik ilmiklerin potansiyel olmayan bölgelerinde özgür manyetik enerji depolanmaya başlamaktadır. Koronanın içinden geçen manyetik ilmikler iki kutuplu aktif bölgenin iki kısmını birleştirirler. Manyetik yeniden birleşme sonucunda özgür manyetik enerji boşalmaya başlayacaktır ve boşalan enerjinin elektronları da $\geq 10-600$ keV enerjilere ivmeleneceklerdir. İvmelenen parçacıklar, manyetik akı ilmiklerinden aşağıya kromosfere doğru hareket ederler. Bununla birlikte, bir kısım parçacık manyetik akı tüpünün ayakucu noktalarından yansıyıp geriye koronaya dönecektir. Yeni manyetik akı tüplerinin yüzeye çıkmasıyla yeni ilmiklerle birlikte birinci çevrim sona erecektir. Güneş flare olayları tekdüze değildir. Sert X-ışın verileri, flarelerin en az üç değişik türde olduğuna işaret etmektedir: A, B, C türleri olarak adlandırılan flareler zamansal, uzaysal ve tayfsal özelliklerine göre sınıflandırılırlar. Bu nedenle, tek bir evrensel flare modelini oluşturmak gerçekten güçtür (Pekünlü, 2000).

Flare parçacık ivmelenme sürecini düşünürken önce şunu unutmamalıyız, güneş flare olayları, manyetik yeniden birleşme sonucunda ortaya çıkan özgür manyetik enerji ile ilgilidir. Bu tür manyetik değişiklikler geçici olarak devasa boyutlarda elektrik alanlar üretmelidir. Bu elektrik alanlar iyon ve elektronları dolaysız olarak ivmelendirir (Pekünlü, 2000). 3 tür ivmelenme süreci vardır. Bunlar; (1) Düzensiz (Stochastic) ivmelenme: Flare sonrası plazma da çalkantı meydana gelir ve bu da parçacıkların enerjilerinin düzensiz bir biçimde artmasına

ve azalmasına neden olur (düzensiz Fermi ivmelenme süreci); (2) Elektrik alan içinde ivmelenme: dolaysız elektrik alanlar, nötr akım tabakasında, manyetik yeniden birleşmenin gerçekleştiği nötr nokta yakınlarında manyetik alana dik olarak ortaya çıkar. Parçacıklar manyetik alana paralel olan elektrik alan içinde de ivmelenebilirler. Elektrik alanlar çok hızlı bir biçimde iyon üretebileceği gibi relativistik elektronları da ivmelendirebilir (Pekünlü, 2000); (3) Şok dalgalarıyla ivmelenme: Bu durum, Bölüm 4.2’de detaylı olarak anlatılmıştır.

2.2.3.4. Güneş Rüzgarları

Güneş rüzgarı, ilk kez, Biermann tarafından 1941 yılında tanımlanmıştır. Güneş’ten dışarıya doğru yarıçap doğrultusunda hareket eden yüksek hızlı parçacıklara *Güneş rüzgarları* denir. Aynı zamanda onların kendileriyle birlikte manyetik alanlar taşıdıkları da bulunmuştur. Yerin iyonosferinde Van Allen ışıınım kuşaklarını oluşturanlar da onlardır. Koronal delik denen bölgeden çıkan parçacıkların hızları 700 km/sn değerine ulaşırken, sakin güneş yüzeyinden çıkan parçacıkların hızları 200 ile 300 km/sn dolayındadır. Kapalı manyetik alan çizgili yüzey bölgelerinde güneş rüzgarı manyetik kuvvetlerle etkileşmektedir. İyonlaşan madde, kuvvet manyetik alan çizgileri boyunca hareket edemez (yükü parçacıklar kuvvet çizgileri çevresinde spiraller çizer). O halde, güneş rüzgarı soğuması kapalı kuvvet çizgilerinin bulunduğu bölgelerde fazla etkin değildir, bu bölgelerdeki sıcaklıklar yüksek kalır. Açık alan çizgili bölgelerde ise rüzgarla soğuma daha etkindir ve yıldız yüzeyinin bu bölgelerinde sıcaklığın daha düşük olması beklenir. Bu da koronal deliklerin varlığını açıklamaktadır (Pekünlü, 2000). Şekil 2.1’de güneş etkinliğinin farklı tabakalardaki görünümü temsil edilmektedir.



Şekil 2.1. Güneş etkinliğinin farklı tabakalardaki görünümü

(http://image.gsfc.nasa.gov/docs/science/known_12/sun_parts.html)

3. ASTROFİZİKSEL ŞOK DALGALARI

Astrofiziksel şoklar, evrimleşmiş yıldızların yoğun iç bölgelerinden düşük yoğunluklu galaksilerarası ortama kadar çok geniş aralıkta çok büyük değişimler sonucu ortaya çıkmaktadırlar ve plazmanın dinamiğini belirlerler. Tüm bu astrofiziksel durumlarda, ortamdaki ses hızı ona doğru ilerleyen gazın hızından çok daha büyük olmaktadır, özellikle ışımsal soğuma etkinse. Bu durumda, ortam, açığa çıkan enerjiye cevap veremeyecektir. Bunun yerine süreksizliğe yakın bir durum ortaya çıkar ve bu durum *şok* olarak adlandırılır. Şok, ortamdaki gazı birdenbire hızlandırır, ısıtır ve sıkıştırır (Draine and Mc Kee, 1993).

Bir gaz veya plazma ortamında, belli bir kuvvetin etkisiyle üretilen basınç gradiyentini ortadan kaldırarak gaz veya plazmayı başlangıçtaki denge durumuna döndürmek isteyen onarıcı kuvvetler olacaktır. İşte ses dalgalarının yayılmasını sağlayan kuvvetler bu onarıcı kuvvetlerdir. Eğer ortam tekdüze ise, yani madde eşdağılım gösteriyor ve hız uzayı da yönbağımsız (isotropic) ise, üretilen ses dalgaları her yöne C_s hızıyla yayılır. Ancak, genlikleri çoğu kez düşük olduğundan, ses dalgaları çevrelerindeki gaz veya plazmayı çok fazla tedirgin edemezler. Eğer ses dalgalarının genliği yeterince büyükse şok dalgalarına dönüşebilirler (Priest, 1982). Şok dalgalarında, süreksizlik sıçramalarındaki çözümler Rankine-Hugoniot (Whitham, 1999) ilişkileriyle belirlenir ve sonuçlar nümerik simülasyon yöntemleriyle analiz edilir.

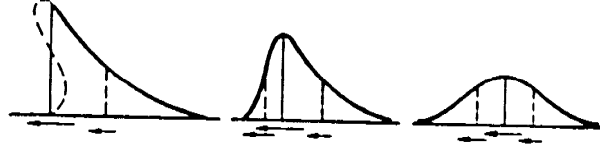
3.1 Astrofiziksel Şok Dalgalarının Genel Özellikleri

Şoklar, boyuna mekanik dalgalarıdır (eğer mekanik dalgayı taşıyan parçacıkların ileri geri hareketleri dalganın yayılma yönü ile aynı ise bu dalgalara boyuna dalgalar denir) ve ses dalgaları $C_{s1} = \left(\frac{\gamma P_1}{\rho_1} \right)^{1/2}$ ile karakterize edilirler

(Priest, 1982). Şok dalgalarının genel özellikleri “*tersine çevrilemez ve sıkıştırılabilir*” olmalarıdır. Tersine çevrilemez olma durumu, ısı içerisinde harcanan kinetik enerji kurallarına göre ortaya çıkan entropiden kaynaklanır (Draine and Mc Kee, 1993). Sıkıştırılma durumunda ise $\nabla \cdot \mathbf{V} < 0$ olacaktır; aksi taktirde, eğer $\nabla \cdot \mathbf{V} > 0$ ise dalga yayılacaktır. Şok dalgasının hızı, yerel ses hızından çok büyükse kuvvetli şok dalgası ve yerel ses hızından çok büyük değilse zayıf şok dalgası olarak adlandırılır (Priest, 1982).

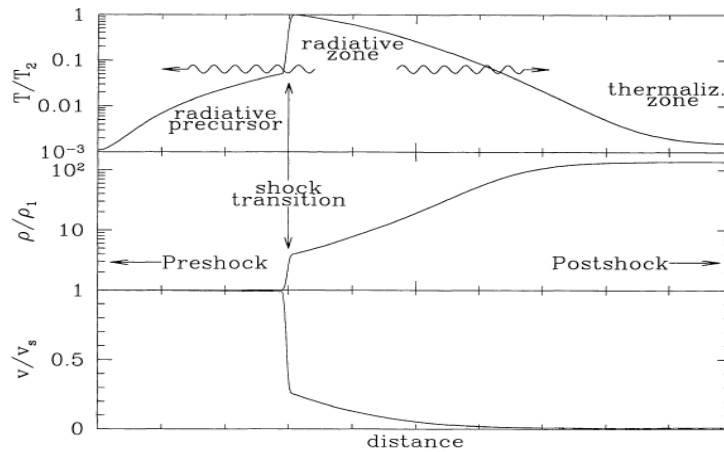
Şok olayı, yoğunluk, basınç ve sıcaklıkları farklı iki ortamın çarpıştığı yerde oluşur. Ortamdan şok dalgası geçtiğinde ortamdaki düzenli hareketler, parçacık çarpışmaları sonucunda düzensiz ısısal hareketlere dönüşür ve gaz sıkışıp ısınır. Dalganın mekanik enerjisi, şok dalga cephesi içinde ısıya dönüşerek çevreye saçılır. Şok dalgalarının cephesi son derece ince bir geçiş bölgesidir. Bir şok cephesinin kalınlığı, parçacıklarının ortalama özgür yollarının birkaç katı kadardır. Çarpışmalar şok cephesinin (shock front) arkasında yeni bir tekdüze ortam oluştururlar (Kirk et al., 1994). Durgun durumdaki bir gözlemciye göre şok cephesi önündeki madde süpersonik hızlarla, şok gerisindeki madde de subsonik hızlarla hareket etmektedir. Şok dalgalarının yayıldığı bir ortamda, manyetik alanın, şok cephesine hem paralel ve hem de dik yönde bileşenleri bulunur (Priest, 1982).

Eğer gaz basıncı P_1 ve yoğunluk ρ_1 tek düze değilse yani dalganın genliği yeteri kadar büyükse dalga hareketini tanımlayan eşitliklerdeki doğrusal olmayan (nonlinear) terimler önem kazanır. Dalganın tepe noktası (crest), dalganın çukur noktasından (trough) daha hızlı devinir. Sonunda dalga cephesi keskinleşir, tepe noktası öndeki çukur noktasını yakalar ve sonunda da basınç, yoğunluk, sıcaklık ve hız gradientlerinde o kadar büyük değerlere ulaşılır ki, dalganın mekanik enerjisi çevreye viskozite ve ısısal iletkenlik yoluyla saçılır (Priest, 1982). Bir şok dalga cephesinin oluşumu Şekil 3.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Bir şok cephesinin oluşumu (Priest, 1982).

Şokları ideal sınır değeri olan kararlı durumda (steady-state) aldığımızda, ilgileneceğimiz akışkanın hızını sabit $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$ kabul etmemiz ve daha da basitleştirmek için, akışkanı düzlem-paralel olarak $\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial y} = 0$ idealize etmemiz gerekmektedir (şokun ilerleme yönü z olarak alınmıştır). Bu şekildeki bir akışkanın dinamik yapısı Şekil 3.2’de gösterilmektedir. Buna göre şoklar, dört farklı bölgeye bölünebilir, fakat bu bölgeler arasında ayırım yapmak her zaman kolay değildir (Zeldovich and Raizer, 1966).



Şekil 3.2. Sıcaklık T , yoğunluk ρ ve hız v (şok cephesine göre görelidir) değerlerinin gösterildiği kuvvetli şok dalgasının (tek akışkanlı) şematik yapısı. Burada ρ_1 , şok öncesi yoğunluk ve T_2 , şok geçişinin hemen gerisindeki sıcaklıktır (Draine and Mc Kee, 1993).

- (1) Öncü (precursor), ışıınım ve/veya hızlı parçacıkların ısındığı ve şok boyunca gazın iyonize hale geldiği bölgedir.
- (2) Şok cephesi (shock front), gazın hızlandığı, ısındığı ve çarpışmalı ve/veya çarpışmasız süreçler boyunca sıkıştırıldığı bölgedir.
- (3) Şok sonrası sakinleşme tabakası (post-shock relaxation layer), bu bölgede, çarpışmayla uyarma, iyonizasyon, tekrar birleşme, ayrışma ve moleküler oluşum gibi çarpışma süreçleri gazın kimyasal durumunu değiştirmektedir ve gazı ışıınımsal hale getirmektedir.
- (4) Isınma tabakası (thermalization layer), şoka uğramış gazdan gelen ışıınım şok gerisine doğru soğurulur ve yarı-karacisim ışıınımı olarak tekrar yayınlanır (Draine and Mc Kee, 1993).

Fakat ışıınımsal şoklarda ise şu şekilde bir ayırım bulunmaktadır:

- (1) İşınımsal bölge, sıcak şok sonrası gaz, şok geçiş bölgesinden kolaylıkla geçiş yapabiliyorsa enerjisini yayınlayacaktır. Şok sonrası bölgesindeki basınç yaklaşık olarak sabit kabul edildiğinde, ortamda bir soğurma meydana geliyorsa, şok sıkıştırılabilir bir yapıya sahip olacaktır. Büyük miktarda kayıpların meydana geldiği bu bölgeye işınımsal bölge denilmektedir.
- (2) İşınımsal öncü, şoka uğramış gaza doğru yayılan (artan) bu işınımsal enerji, işınımsal öncü olmaktan sorumludur.
- (3) Isınma bölgesi (thermalization zone), şok gerisine doğru yayılmış fotonların küçük bir kısmı, çok daha gerilerdeki gaz tarafından soğurulacaktır (belki de toz), ve soğuma ile ısınma arasında yarı-denge durumuna ulaşıncaya kadar ısınma bölgesi bu gazı ısıtmaya katkıda bulunacaktır (Dalgarno and Layzer, 1987).

Şok dalgalarının bulunduğu ortamlar 1 ve 2 alt indisleriyle tanımlanır. Henüz tedirgin edilmemiş olan ve şok dalga cephesi önünde yer alan ortam “1” alt indisi ile şok cephesinin arkasında kalan ve şoka uğramış ortam da “2” alt indisiyle gösterilir. Şok dalgalarına ait çok sayıda önemli özellik şok cephesinin

ötesindeki korunum kanunlarının uygulanmasıyla ortaya çıkabilecektir (Priest, 1982; Kirk et al., 1994). Sıçrama durumlarına ait sonuçlar bize şok boyunca aldığı değerlere ve şok hızına ait değerlere bağlı olarak şok gerisindeki yoğunluk, sıcaklık ve manyetik alan gibi niceliklerin bulunmasına olanak sağlar. Sıçrama koşullarının büyük bir kısmı, şok sonrası dinlenme tabakasındaki durumlara göre değişmeden kalabilmektedir ve bu da dinlenme tabakasına ait yapının en iyi şekilde ölçülmesini sağlar. Fiziksel olarak anlamlı sonuçlar çıkarmak amacıyla gerekli olduğu durumlarda bu bağıntılara ek olarak entropi koşulu da eklenebilir (Dalgarno and Layzer, 1987).

Entropi koşulu şok gerisinde entropinin artacağını söylemektedir. Manyetik şoklarda entropi koşulu yetersiz kalır. Eğer yoğunluk ve sıcaklık, $P_2 = P_1$ durumunu koruyacak şekilde süreksizlik gösterirlerse, yoğunluk ve sıcaklıkları farklı olan plazmalar arasında bir sınır meydana gelecektir. Bu sınıra, entropi süreksizliği adı verilmektedir. Bazı durumlarda ise entropi artmaz tam tersine azalır. Böylesi ortamlarda, entropi koşulu yerine, evrimsel koşul devreye girer. Bu koşul, dalga cephesine girmeye çalışan tedirginliğin küçük ve özgün bir tedirginlik olmasını sağlar. Evrimsel koşul yardımıyla, hızlar arasındaki ilişkiler türetilir (Kirk et al., 1994).

Bu türden iyonlaşmış veya iletken bir gazın ortaya çıkardığı diğer bir etki de elektriksel iletkenliğin neden olduğu *Ohm ısıtması* denen enerji saçıcı süreçtir. Priest (1982)'e göre, bu süreç şokun yapısını karmaşılaştırır ancak sıçrama koşullarını etkilemez, fakat bizim simulasyon sonuçlarında görüldüğü gibi, Ohm ısıtmasının eklenmesi şok profilinde küçük titreşimlere neden olacaktır.

Manyetik alandaki değişimler çoğu zaman elektrik akımları doğurur. Elektrik akımları öz dirençli bir ortamda ilerliyorsa o ortamı ısıtacaklardır. Bu ısıya, Joule ısısı adı verilir (Priest, 1982).

Düşük yoğunluklu kromosfer ve geçiş bölgesinde çarpışmalar çok azdır ve pek fazla Joule ısısı üretilemez, çünkü kromosferdeki yıldız maddesi tamamen serbest elektron bulundurduğundan çok iyi bir iletkenidir. Alfven ve Alfven dalgalarına benzeyen manyetohidrodinamik (MHD) dalgaların enerji kaybı küçüktür ve sönümleme uzunlukları büyüktür. Bu nedenle, bu dalgaların korona da ortaya çıkması çok daha belirgindir ve bu bölgede Joule ısısı üretilir (Priest, 1982).

3.2 Astrofiziksel Şok Dalgalarının Türleri (Akışkanlık Durumuna Göre)

3.2.1. Tek Akışkanlı Şoklar

3.2.1.1. Hidrodinamik Şoklar (Manyetik Alanın Olmadığı Durum)

Dönme ve çekim alanı etkileri sözkonusudur. Alfven Mach sayısı, ($M_A = V_s / V_{Al}$), aralığı $1 < M_A < \infty$ olmaktadır. Burada, V_{Al} , şoka uğramamış plazmadaki Alfven hızını göstermektedir. Hareket halindeki bir kütlenin hızının kütlenin bulunduğu şartlardaki ses hızına oranına Mach sayısı, Alfven hızına oranına ise Alfven Mach sayısı denir. Yayılma hızı da $V_1 > C_{s1}$ ve $V_2 \leq C_{s2}$ şeklindedir. Hidrodinamik şoklarda, şok dalgası geçtiği ortamdaki gazı yavaşlatır ve mekanik enerjisini ısı enerjisine dönüştürerek gazı ısıtır (Kirk et al., 1994).

Korunum Eşitliklerinin Hidrodinamik Şoklarda Uygulanması

Kütlenin korunumu: $\rho_2 V_2 = \rho_1 V_1$

Burada, ρV ; birim alandan, birim zamanda geçen kütle miktarını göstermektedir.

Bu tür şoklarda; $V_2 \leq C_{s2}$, $P_2 \geq P_1$, $\rho_2 \geq \rho_1$, $V_2 \leq V_1$ ve $T_2 \geq T_1$ olacaktır.

Momentumun korunumu: $P_2 + \rho_2 V_2^2 = P_1 + \rho_1 V_1^2$

Burada, $(\rho \mathbf{V}) \mathbf{V}$; birim yüzey alanının bir yanından diğer yanına taşınan momentum oranıdır ve P aynı alan üzerine etki eden kuvvettir.

Enerjinin korunumu:

$$P_2 V_2 + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 \right) V_2 = P_1 V_1 + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 \right) V_1$$

Burada, $e = \frac{P}{(\gamma-1)\rho}$ ve $\left(\rho e + \frac{\rho V^2}{2} \right) V$; iç (iç enerji, sistemin sahip olduğu toplam enerjidir ve sistemi oluşturan moleküllerin kinetik ve potansiyel enerjilerinden meydana gelir) ve kinetik enerjinin taşınım oranını simgeler. Aynı şekilde PV niceliği gaz basıncının yaptığı iş oranıdır.

$$P_2 V_2 + \left(\rho_2 \frac{P_2}{(\gamma-1)\rho_2} + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 \right) V_2 = P_1 V_1 + \left(\rho_1 \frac{P_1}{(\gamma-1)\rho_1} + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 \right) V_1$$

$$\frac{(\gamma-1)P_2\rho_2V_2 + P_2\rho_2V_2 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_2^2V_2^2V_2}{(\gamma-1)\rho_2} = \frac{(\gamma-1)P_1\rho_1V_1 + P_1\rho_1V_1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_1^2V_1^2V_1}{(\gamma-1)\rho_1}$$

yukarıdaki paydada yer alan ρ_1 ve ρ_2 terimlerini sadeleştirirsek

$$\frac{\gamma P_2 V_2 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_2 V_2^3}{(\gamma-1)} = \frac{\gamma P_1 V_1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_1 V_1^3}{(\gamma-1)}$$

Şimdi her iki tarafı $1/V_1$ ve $1/V_2$ ile bölelim;

$$\frac{\gamma P_2 V_2 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_2 V_2^3}{(\gamma-1)} \left(\frac{1}{V_1} \right) = \frac{\gamma P_1 V_1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_1 V_1^3}{(\gamma-1)} \left(\frac{1}{V_2} \right)$$

kütlenin korunumu $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$ yasası gereği;

$$\frac{\rho_1 \left(\gamma P_2 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_2 V_2^2 \right)}{(\gamma-1)} = \frac{\rho_2 \left(\gamma P_1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_1 V_1^2 \right)}{(\gamma-1)}$$

ifadesi elde edilecektir. Buradan,

$$\frac{\left(\gamma P_2 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_2 V_2^2 \right)}{(\gamma-1)\rho_2} = \frac{\left(\gamma P_1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\rho_1 V_1^2 \right)}{(\gamma-1)\rho_1}$$

ve gereken sadeleştirmeleri yaparsak;

$$\boxed{\frac{\gamma P_2}{(\gamma-1)\rho_2} + \frac{1}{2}V_2^2 = \frac{\gamma P_1}{(\gamma-1)\rho_1} + \frac{1}{2}V_1^2}$$

elde edilecektir. Bu ifadeyi kendi denklemlerimizi hesaplarken de kullanacağız.

Bu nedenle, bu çıkarım bizim için çok önemlidir.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2}, \quad (1 < M_1 < \infty) \quad \text{ve} \quad 1 \leq \frac{\rho_2}{\rho_1} \leq \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad \text{yoğunluk sıçraması olarak}$$

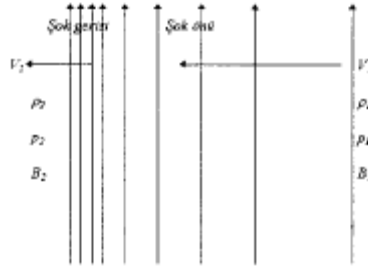
adlandırılır. $\gamma = 5/3$ olursa, $1 \leq \frac{\rho_2}{\rho_1} \leq 4$ değerine ulaşılır. Bu demektir ki, $\gamma = 5/3$

sahip bir atomlu gazda yoğunluk sıçraması yalnızca 4 olur (Priest, 1982).

3.2.1.2. Manyetik Alanın Varlığı Durumunda

3.2.1.2.1. Dik (Perpendicular) Şoklar ($\theta_1 = \pi/2$)

B , manyetik alan ve θ_1 , şok normali arasındaki şokun karakterini belirleyen açı olmak üzere, hidrodinamik şoklardan çok daha karmaşık bir yapıyla karşılaşırız.



Şekil 3.3. Dik Şokların Yayılımı (Priest, 1982).

Eğer şokun hızı $(C_{s1}^2 + V_{A1}^2)^{1/2}$ den daha büyük değerler alırsa, bu dalga türüne bazı durumlarda dik şok adı verilir. En basit manyetik şok dalgaları dik şoklardır. Bu durumda, hem şok dalgasının hem de plazmanın hızı manyetik alana dik yöndedir. Manyetik alanın kendisi de şok cephesine paralel ($B_2 < B_1$) kalmaktadır (Şekil 3.3). $\theta_1 \geq 45^\circ$ - 50° ise şok yarı-dik olarak adlandırılır, aksi durumda ise yarı-paralel olacaktır. Dönme ve çekim alanı etkileri burada yoktur. Sıkıştırılma değeri $X \geq 1$ olacaktır. Hidrodinamik şoklardaki gaz basıncı yerine, burada toplam basınç (Plazma+Manyetik) etkili olacaktır (Kirk et al., 1994).

Korunum Eşitliklerinin Dik Şoklarda Uygulanması

Kütle korunumu: $\rho_2 V_2 = \rho_1 V_1$

Momentum korunumu: $P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu} + \rho_2 V_2^2 = P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} + \rho_1 V_1^2$

Enerji korunumu: $\left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu} \right) V_2 + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu} \right) V_2$
 $= \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} \right) V_1 + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu} \right) V_1$

Burada, $\left(\frac{B^2}{2\mu} \right) V$, manyetik enerjinin taşınımını simgeler.

Manyetik indüksiyon eşitliği: $B_2 V_2 = B_1 V_1$

Sabit hızla hareket eden madde akımı için $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ 'dir, bu eşitlik elektrik alanın teğet bileşeninin şok cephesi boyunca sürekli olduğunu gösterir. Ancak, manyetik alan şokun her iki yanında da plazmaya donmuş durumdaysa, toplam elektrik alan sıfır olacaktır. $M_1 \equiv \frac{V_1}{C_{s1}}$ (şok cephesi önündeki Mach sayısı) ve

$V_{A1} = \frac{B_1}{(\pi \rho_1)^{1/2}}$ (şoka uğramamış plazmadaki Alfven hızı) eşitliklerinden plazma-

beta parametresi β bulunabilir ve bu parametre $\beta_1 \equiv \frac{2C_{s1}^2}{\mathcal{N}_{A1}^2}$ şeklinde gösterilir

(Priest, 1982). $V_1^2 \geq C_{s1}^2 + V_{A1}^2$ ifadesi şok dalga hızının, ses ve Alfven hızları cinsinden yazılımını gösterir. Bu ifade aynı zamanda manyetik akustik dalgaların

hızını gösterir. Manyetik sıkışma değeri, $1 < \frac{B_2}{B_1} < \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ ve $\gamma = 5/3$ için

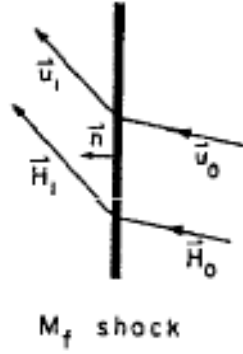
$$1 < \frac{B_2}{B_1} < 4 \text{ olacaktır (Priest, 1982).}$$

3.2.1.2.2. Paralel Şoklar ($\theta_1 = 0$)

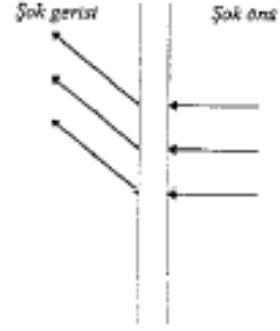
Dik şoklardan farklı olarak burada manyetik alanın dikine bileşeni sıfıra eşittir. $V_{A1} < C_{s1}$ ise, manyetohidrodinamik şok daima hızlı şoktur. Eğer, $C_{s1} < V_{A1}$ ise şok hızına bağlı olarak manyetohidrodinamik çözüm yavaş, ara veya hızlı şok olabilir. Dönme ve çekim alanı etkilerinin boşlanabildiği bir ortamda üç tür dalga biçimi vardır ve bu dalgalar evre hızlarına göre yavaş, ara ve hızlı dalgalar olarak adlandırılırlar. Dalga genliğinin büyük olduğu durumlarda ara dalga biçimi (Alfven dalgası) dalga cephesi keskinleşmeden yayılır. Ancak yavaş ve hızlı manyetik akustik dalgaların dalga cephesi keskinleşir ve bu dalgalar sırasıyla yavaş ve hızlı manyetikakustik şok dalgalarını oluştururlar. Paralel şoklar için ikinci bir çözüm daha vardır ve bu da “switch-on ve switch-off” şoklar olacaktır (Priest, 1982).

3.2.1.2.2.1. Hızlı Şok ve Switch-on Şok

Manyetik alana dik yönde yayılma sözkonusu olduğunda yavaş manyetik akustik dalgalar ortadan kalkar. Manyetik alana dik yönde yayılan bu tür şok dalgasına “hızlı şok” denir ve Şekil 3.4’te gösterilmiştir (Priest, 1982).



Şekil 3.4. Hızlı Şokların Yayılımı (Bazer ve Ericson, 1958).



Şekil 3.5. Switch-on Şokların Yayılımı (Priest, 1982).

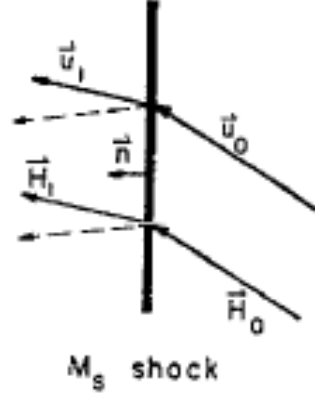
Yavaş ve hızlı şoklarda “X” ile gösterilen sıkıştırma oranı “1” den büyüktür. Hızlı şoklarda $B_2 > B_1$ durumu geçerli olmaktadır. Bu durumda, şok dalga cephesi manyetik alanı dalga normalinden uzaklaşacak biçimde kırar ve yeğinliğini artırır. Hızlı şoklarda, $V_1^2 \geq X V_{A1}^2 (> V_{A1}^2)$ ve $B_2 > B_1$ ve $V_{2x} > V_{1x}$ olacaktır (Priest, 1982).

Şok cephesi ilerisindeki manyetik alanın yönü, şok cephesi normaliyle aynı yönlüdür. Bu durumda, şok dalgası Alfven hızıyla yayılır. Şokun böylesi bir alandan geçmesiyle birlikte manyetik alanın teğet bileşeni ($B_{2z} = B_1$) ortaya çıkar. Bu tür hızlı şoklara da switch-on şoklar (Şekil 3.5) denilmektedir (Priest, 1982).

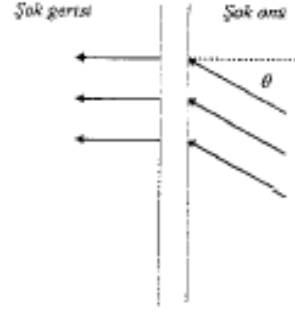
3.2.1.2.2.2. Yavaş Şok → Switch-off Şok

Yavaş şok dalgası geçtiği bölgedeki manyetik alan yeğinliğini azaltıp manyetik alan yönünün dalga normali yönüne doğru dönmesine neden olur. Şoka uğramış olan gazın manyetik alanı B_2 , şoka uğramamış olan gazın manyetik alanından B_1 küçük olacaktır, bu durum yavaş şoklar için en temel özelliktir. Yavaş şokların yayıldığı ortamdaki manyetik alan çizgileri şok normaline doğru

kırılır ve şok cephesinin geçtiği yerlerde manyetik alan yoğunluğu azalır (Şekil 3.6). $V_1^2 \leq V_{A1}^2$ ($< X V_{A1}^2$) ve $B_2 < B_1$ ve $V_{2x} < V_{1x}$ olacaktır (Priest, 1982).



Şekil 3.6. Yavaş Şokların Yayılımı (Bazer ve Ericson, 1958).



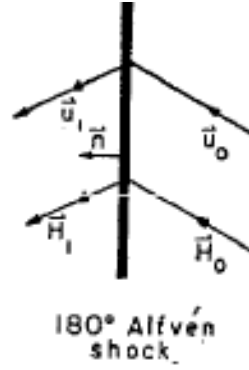
Şekil 3.7. Switch-off Şokların Yayılımı (Priest, 1982)

Bazı durumlarda şok cephesi gerisindeki manyetik alan, şok cephesi normaliyle aynı doğrultuya gelir. Bu durumda, manyetik alanın teğet bileşeni ortadan kalkar. Bu tür şoklara switch-off şoklar denilmektedir (Şekil 3.7). Yavaş şoklarda dönme ve çekim alanı etkileri yoktur (Priest, 1982).

3.2.1.2.2.3. Ara Şok (Alfven Şoku)

Ara dalga, manyetik alanın teğet bileşenini söndürür. Dalga cephesi içinde ise manyetik alan dalga cephesi düzleminden dışarıya doğru döner ancak manyetik alan yoğunluğu sabit kalır ($B_{2x} = -B_{1x}$ ve $B_{2z} = B_{1z}$). Bu dalga, sonlu genliğe sahip Alfven dalgasıdır (Şekil 3.8). Ara dalga, basınç ve yoğunlukta herhangi bir değişikliğe neden olmadığından şok dalgası olarak sınıflandırılmaz.

Şoka uğramamış dalga cephesi Alfven hızıyla yayılırsa, $V_1 = V_{A1}$ eşitliği elde edilecektir ve sıkıştırma oranı $X=1$ olacaktır (Priest, 1982).

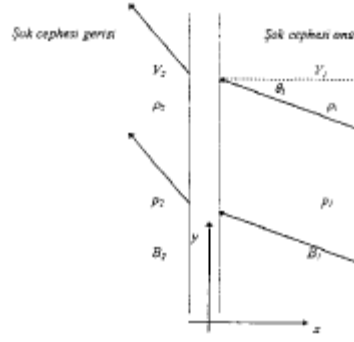


Şekil 3.8. Alfven Şokun Yayılımı (Bazer ve Ericson, 1958).

Uzay plazma ortamlarında elektriksel akımların ve/veya manyetik alan yegınlıklarının değışimine ilişkin bilgiyi Alfven dalgaları taşımaktadır. Termonükleer plazmanın ısıtılması için kullanılabilecek adaylardan birisi Alfven dalgalarıdır (Gekelman, 1999). Alfven dalgaları genel olarak iyon cyclotron frekansının üzerinde veya daha düşük frekanslarda ortaya çıkıp dalga parçacık etkileşimiyle sönümlenmeye uğramaktadırlar (Pekünlü, 2000).

3.2.1.2.3. Eğik (Oblique) Şoklar ($0 < \theta_1 < \pi/2$)

Eğik şoklar yavaş ve hızlı şoklardan çok daha büyük hızlarla yayılırlar. Dönme ve çekim alanı etkileri burada da sözkonusudur. Eğik şokların, manyetik alanın yayılma doğrultusuna hem dik ve hem de paralel yönde ($B_{2z} = B_{1z}$) bileşenleri bulunmaktadır. Mach değeri aralığı $1 < M_A \leq 2$ dir. $X > 1$ değeri ise sıkıştırılabilme özelliğidir (Priest, 1982), eğik şokların yapısı Şekil 3.9’da gösterilmiştir.



Şekil 3.9. Eğik Şokların Yayılımı (Priest, 1982).

Korunum Eşitliklerinin Eğik Şoklarda Uygulanması:

Kütle korunumu: $\rho_2 V_{2z} = \rho_1 V_{1z}$

Momentum Korunumu (Z-bileşeninin):

$$P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu} - \frac{B_{2z}^2}{\mu} + \rho_2 V_{2z}^2 = P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} - \frac{B_{1z}^2}{\mu} + \rho_1 V_{1z}^2$$

$$\text{(X-bileşeninin): } \rho_2 V_{2x} V_{2z} - \frac{B_{2z} B_{2x}}{\mu} = \rho_1 V_{1x} V_{1z} - \frac{B_{1z} B_{1x}}{\mu}$$

$\rho V_x V_z$, şok cephesinin birim yüzey alanının bir yanından diğer yanına taşınan momentumun X-bileşeninin ρV_x taşınım oranıdır. $\frac{B_z^2}{\mu}$ terimi, şok yayılım düzlemine dik yöndeki $\frac{B_z B}{\mu}$ gerilme kuvvetinin Z-bileşenini simgeler. $\frac{B_z B_x}{\mu}$ terimi de aynı kuvvetin X-bileşenini simgeler (Priest, 1982).

Enerjinin Korunumu:

$$\begin{aligned} & \left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu} \right) V_{2z} - \frac{B_{2z} (\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{V}_2)}{\mu} + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu} \right) V_{2z} \\ & = \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} \right) V_{1z} - \frac{B_{1z} (\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{V}_1)}{\mu} + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu} \right) V_{1z} \end{aligned}$$

$\left(P + \frac{B^2}{2\mu} \right) V_z$, toplam basıncın (plazma+manyetik) yaptığı iş oranıdır. $\left(\rho e + \frac{\rho V^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu} \right) V_z$ terimi, dalga cephesinin bir yanından diğer yanına aktarılan enerji (iç + kinetik + manyetik) oranını simgeler. $\frac{B_z (\mathbf{B} \cdot \mathbf{V})}{\mu}$ terimi manyetik gerilmenin yaptığı iştir (Priest, 1982).

Manyetik İndüksiyon Eşitliği: $V_{2z} B_{2x} - V_{2x} B_{2z} = V_{1z} B_{1x} - V_{1x} B_{1z}$

eşitliği, elektrik alanın teğet bileşeninin sürekli olduğu, toplam elektrik alanın $(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B})$ şok cephesi dışında sıfır olduğu ve dolayısıyla enerji saçılmasının boşlanabilecek kadar az olduğu gerçeğinden çıkar. $B_{2z} = B_{1z}$ eşitliğiyle verilen manyetik akının paralel yöndeki bileşeninin (B_z) korunumu $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ yasasının bir sonucudur (Priest, 1982).

3.2.1.2.4. Çarpışmasız (Collisionless) Şoklar

İyonlaşmış bir gazda, şok cephesi kalınlığının, çarpışma ortalama serbest yolundan daha küçük olduğu durumlarda ortaya çıkan şoklara “Çarpışmasız şoklar” adı verilir. MHD yaklaşımı bu tür şokların yapısını betimlemede yetersiz kalır. Çarpışmasız şoklarda düzenli enerjiyi düzensiz hareketlerin ısısal enerjisine

çeviren etmen çarpışmalar değil, ya plazma titreşimleri (bunlar giderek söner) ya da küçük ölçekli plazma kararsızlıklarıdır. Bu kararsızlıklar, plazmada çalkantılı bir durum üretir. Çarpışmasız şokun kalınlığı, tipik bir plazma ölçek uzunluğu (örneğin iyon Larmor yarıçapı veya iyon ve elektron Larmor yarıçaplarının geometrik ortalaması) denlidir. Alfven Mach sayısının aralık değeri ise çarpışmasız plazmalarda çok geniştir, $23 \text{ (gezegenlerarası)} < M_A < 10^2 \text{ (yıldızlararası)}$ (Draine and Mc Kee, 1993; Kirk et al., 1994).

3.2.1.2.5. Bow Şok (Yay Şok)

Dünya manyetopozunda, Güneş rüzgarıyla gelen yüklü parçacıklar ile Dünya'nın manyetik küresi bir şok oluşumuyla etkileşmektedir. Bu etkileşim sonucunda yoğunluk ve sıcaklıkta çok büyük değişiklikler oluşacaktır. Bu türdeki şoklara “Yay şok” adı verilmektedir. Dönem ve çekim alanı etkileri burada sözkonusudur. Manyetik alanın yönü ise değişkendir ve Mach sayısı değeri ~ 20 (dış gezegenlerde)'dir (Draine and Mc Kee, 1993; Kirk et al., 1994).

3.2.1.2.6. Radatif Şoklar (Işınımsal Şoklar)

Şok dalgası yayılacak kadar yeterli bir uzunluğa sahipse, ışıınımsal kayıplar, ilk kez şoka uğramış materyalin şok sonrası sıcaklığının başlangıç değerinden çok küçük bir kısmının soğurulmasına neden olur ki bu şoklar, “Işınımsal şoklar” adını alır. Şoklar, gazı ısıtarak ışıınımsal hale getirir. Işınımsal şoklar, iyonizasyon, foto-iyonizasyon, yük değişimi, ışıınımsal ya da ayrışmalı çarpışma ve çarpışmalı iyonizasyon gibi durumlardan etkilenir (Draine and Mc Kee, 1993).

Işınımsal şokları karakterize eden kolon yoğunluğu $N=n_0V_s t$ ile gösterilir. Burada n_0 , H çekirdeğinin şok öncesi sayı yoğunluğu, V_s , ses hızı ve t , gazın şok cephesine girdiği andaki zamandır. Kritik kolon yoğunluğu ise şok sonrası dinlenme kolon yoğunluğu (N_{cool}) ile karakterize edilir. Burada, görelî enerjinin yarısı şoka uğrayacaktır ve şoka uğramış olan bu gazdan dışarıya ışıınım salınır. Buna göre, buradaki şokları iki durumda inceleyebiliriz (Draine and Mc Kee, 1993):

Işınımsal Şok:

$$60 \leq V_s \leq 150 \text{ kms}^{-1} \text{ ise } M_A \gg 1 \rightarrow N_{rad} = 10^{17.5} V_{s7}^4 \text{ cm}^{-2} \text{ ve } N > N_{cool}$$

Işınımsal Olmayan Şok:

$$80 \leq V_s \leq 140 \text{ kms}^{-1} \text{ ise } M_A \approx 10 \rightarrow N = 10^{18.5} V_{s7}^2 \text{ cm}^{-2} \text{ ve } N < N_{cool}$$

$N > N_{cool}$: bu durum şokların ışıınım durumu ile ilişkilidir. Işınımsal şoklar, kolon yoğunluğundan küçük ya da büyük olan N_{cool} değerine bağlı olarak sabit ya da değişken olacaktır. Örneğin; ani bir hızla gelen dalganın hızı 200 kms^{-1} nin altına düştüğü durumda süpernova kalıntıları ışıınımsal hale gelir ve bu durumda $N_{cool} \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ dir (Dalgarno and Layzer, 1987).

$N < N_{cool}$: şokun ışıınımsal olmayan durumunu gösterir. Burada ışıınımsal şoklar, plazmanın dinamiği etkileyecek kadar kuvvetli değildir ve çok iyi belirlenebilen bir şok sonrası dinlenme tabakası yoktur. Örneğin; genç süpernova kalıntılarında (SNRs) olduğu gibi (Dalgarno and Layzer, 1987).

Tablo 3.1. Tek Akışkanlı Şoklar

<u>Tek Akışkanlı Şoklar</u>						
Şok Türleri	Dönme ve Çekim Alanı Etkileri	Manyetik Alanın Yönü	Manyetik Alanın Durumu	Sıkıştırılabilirlik Özelliği	Yayılma Hızı	Mach Sayısı
<i>Hidrodinamik Şoklar</i>	Var	-	-	-	$v_1 > C_{s1}$ $v_2 \leq C_{s2}$	$1 < M_A < \infty$
<i>Dik Şoklar</i> ($\theta_1 = \pi/2$)	Yok	Yayılma doğrultusuna dik	$1 < \frac{B_2}{B_1} < 4$	$X \geq 1$	$> (C_{s1}^2 + v_{A1}^2)^{1/2}$	-
<i>Paralel Şoklar</i> ($\theta_1 = 0$) <i>Hız Şok</i>	Yok	Yayılma doğrultusuna dik	$B_2 > B_1$	$X > 1$	$v_1^2 \geq v_{A1}^2 (> v_{A1}^2)$	-
<i>Switch-on Şok</i>	Yok	Yayılma doğrultusunda	$B_{2x} = B_1$	$X > 1$	$v_1 > v_{A1} > C_{s1}$	-
<i>Yavaş Şok</i>	Yok	Yayılma doğrultusunda	$B_2 < B_1$	$X > 1$ ($P_2 > P_1$)	$v_1^2 \leq v_{A1}^2 (< X v_{A1}^2)$	-
<i>Switch-off Şok</i>	Yok	Yayılma doğrultusuna dik	$B_{2y} = 0$ $B_{1y} \neq 0$	$X \neq 1$	$v_1 = v_{1x}$	-
<i>Ara (Alfvén) Şok</i>	Yok	Şok cephesi normalı yönünde	$B_{2y} = -B_{1y}$ $B_{2x} = B_{1x}$	Sıkıştırılamaz $X = 1$	$v_1 = v_{A1}$	-
<i>Eğik Şok</i> ($0 < \theta_1 < \pi/2$)	Var	Yayılma doğrultusuna dik ve paralel bileşeni var	$B_{1x} = B_{2x}$	$X > 1$	-	$1 < M_A \leq 2$
<i>Çarpışmaz Şoklar</i>	Var	Değişken	Değişken	-	-	$23 < M_A < 10^2$
<i>Bow Şok</i>	Var	Değişken	Değişken	$X > 1$ ($P_2 > P_1$)	-	$M_A \sim 20$

3.2.2. Çok Akışkanlı Şoklar

3.2.2.1. Zayıf İyonize Gazdaki Çok Akışkanlı Şoklar

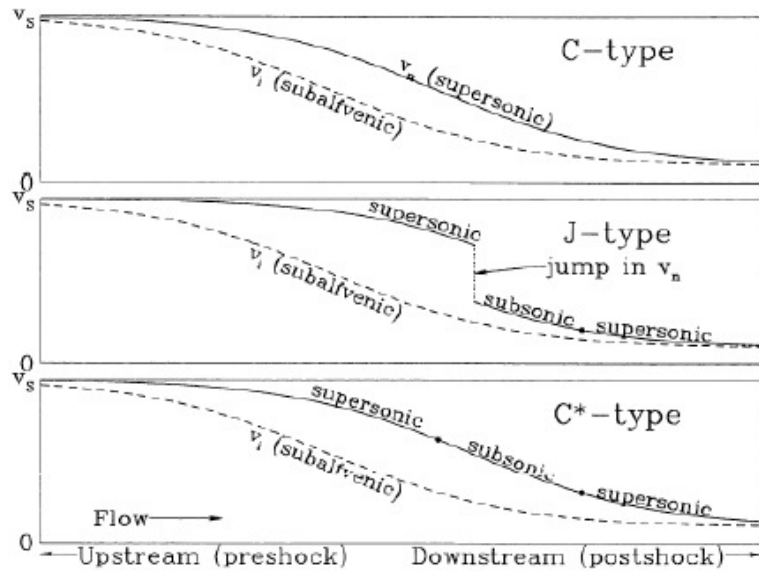
Bu türden akışkanlarda yer alan şoklar, J-türü, C-türü ve C^{*}-türü olarak isimlendirilmektedirler. İyonizasyonun çok yüksek derecelerde olduğu $X_e = \frac{n_e}{n} \geq 10^{-5}$ (n_e : elektron sayı yoğunluğu) iyonize veya nötr atomik gazda ya da moleküler gazdaki ışımsal şoklarda, gazın hemen ısındığı veya hızlandığı şok cephesi ile ışımanın yayıldığı şok sonrası dinlenme tabakası arasında belirgin bir ayırım vardır. Bu türden şoklara “J-şoklar” denir. Bu tür plazma ortamlarındaki hidrodinamik değişimlerde şok cephesi boyunca olan sıçrama, ışıma uzunluğu ile karşılaştırıldığında daha kısa olma eğilimindedir (Dalgarno and Layzer, 1987).

Diğer taraftan çok zayıf iyonize olmuş manyetize moleküler gazdaki şoklar tamamen farklı bir yapıya sahiptir. Gazın baskın, nötr bileşeni yüklü parçacıkların çarpışmasından dolayı hızlandırılmış ve ısıtılmıştır. Bu yüklü parçacıklar, sıkıştırılmış manyetik alan tarafından nötr bileşenlere doğru hareket ettirileceklerdir. Hızlandırılma ve nötr ısınma, ışıma uzunluğu ile karşılaştırılabilir bir uzunluk ölçeği olarak karşımıza çıkacaktır. Böylece hidrodinamik nicelikler şok boyunca sürekli olarak değişecektir, bu türdeki her bir şoka “C- şoklar” denir (Dalgarno and Layzer, 1987).

Eğer nötr akışkan soğuk kalıyorsa, buna göre nötr akışkanın kendisi de her yerde süpersonik olarak kalabilmektedir. Bu durumda, akışkanın süpersonik olduğu yerde ne nötr akışkan ne de iyon akışkanı “kritik noktalara” sahip olacaklardır. Tüm akış değişimlerinin sürekli olduğu durumdaki her türlü şok “C^{*}-türü” olarak tanımlanır. Bununla beraber, iyon-nötr çarpışmalar tarafından ısıtılma, nötr gaz sıcaklığını (yerel ses hızını da) artırır. Nötr akışkanın subsonik

hale dönüşmesi durumu çok önemlidir, buna göre iki olasılık söz konusudur: (1) nötr akışkan, çarpışmalı alt şok anlamına gelen süpersonik $\rightarrow$ subsonik geçişini yapabilmektedir. Bu türdeki her şok “J-türü” olarak tanımlanır ve nötr hidrodinamik değişenlerde sıçramalar görülecektir; (2) bazı koşullar altında, nötr akışkanın rahat bir şekilde süpersonik $\rightarrow$ subsonik geçişi mümkün olabilecektir. Bu türdeki her bir şok da “C-türü” olarak tanımlanır. C-türü şoklarda Mach sayısı $M > 6-12$ iken, J-türü şoklarda $M > 10$ olmaktadır (Draine and Mc Kee, 1993).

Işınımsal C-şoklarda, şok cephesi ve şok sonrası dinlenme tabakası arasında bir fark yoktur. Işınımsal olmayan moleküler C-şokları, şokun sadece zayıf olduğu durumda meydana gelecektir. Bununla birlikte, C-türü şoklar, C-türü öncülere sahip J-şokları ya da gömülmüş sıçramalara sahip C-şokları şeklinde de görülebilmektedirler (Axford, 1981). C-türü öncülerin çarpışmasız ve sadece yüksek iyonize gazda ortaya çıktıkları durum ile zayıf iyonize moleküler gazdaki ışınımsal C-türü şoklar tamamen birbirinden farklıdır (Draine and Mc Kee, 1993).



Şekil 3.10. Şok cephesine göre göreceli olarak nötr ve iyonize akışkanlara ait hızların, iki-akışkanlı şok dalgalarında gösterimi (Draine and Mc Kee, 1993).

3.2.2.2 İyonize Gazdaki Çok Akışkanlı Şoklar

Eğer gaz kısmen iyonize ise çok akışkanlı şoklar, yukarıda belirtilen C-türü şoklardan biraz daha farklı ortaya çıkacaktır. Bu durumda şok, iyonize ve nötr ortamın her ikisinde de süpersonik olacaktır. İyonize gaz sadece çarpışmasız şoka uğrayarak çok kısa bir mesafede iyonları ve elektronları ısıtıp hızlandıracaktır, fakat nötr parçacıklar, ancak çarpışmalar sayesinde şoka uğramış plazmayla etkileşebilirler (Draine and Mc Kee, 1993).

3.3. Astrofiziksel Şok Dalgaları Nerelerde Görülür ve Nasıl Oluşur?

3.3.1. Astrofiziksel Şok Dalgalarının Görüldüğü Yerler

1. Güneş
2. Kuyruklu yıldız kaynaklı şoklar (Halley Kuyruklu Yıldızı, Giacobini- Zinner Kuyruklu Yıldızı gibi).
3. T Tauri yıldızları, Herbig- Haro cisimleri, Genişlemiş HII bölgeleri.
4. Gezegenimsi bulutsular, Aktif gökada çekirdeği, Extra-galaktik radyo jetleri.
5. Süpernovalar, Gökada kozmik ışınları.
6. Sıkışık cisimlerin atmosferleri, Pulsarlar.
7. Zonklayan yıldızlar (Sefidler, RR Lyr, W Vir, RV Tau, Mira).

3.3.2. Astrofiziksel Şok Dalgaları Nerelerde ve Nasıl Oluşur?

Astrofiziksel şoklar, çok enerjik parçacıkların yer aldığı yapıların içerisinde görülürler ve çoğu zaman astrofiziksel koşullardaki plazmanın dinamiğini belirlerler. Ayrıca, yüksek enerjili kozmik ışınların ivmelenmesini sağlarlar ve plazmayı ısıtarak ışıınım yapmasına neden olurlar (Dalgarno and Layzer, 1987).

Yıldızlar doğdukları andan itibaren yüksek hızlı rüzgarlarla yıldızlararası ortama madde fırlatırlar. Enerjinin yıldızlardan yıldızlararası ortama taşınmasından ve çekimsel olarak kararsız bölgelerin yakınından geçerken gazın sıkıştırılarak yıldız oluşturulmasından şok dalgaları sorumludur. Şok dalgaları, proto yıldızların (yıldız öncesi cisimlerin) çevresindeki gazı uzaklaştırarak yıldızın daha fazla kütle kazanmasını engeller (Dalgarno and Layzer, 1987).

Büyük kütleli yıldızlar, öldüklerinde supernova olarak patlarlar. Aktif galaksilerin gözlemleri, çok hızlı genişleyen radyo kaynaklarını ve onu kuşatan yıldızlararası ortama doğru ani bir şekilde yayılan jetlerin varlığını ortaya koymuştur. En geniş ölçekte, evrenin çok yoğun bölgelerinde yüksek hızlarda ortaya çıkan maddenin kaynağı gravitasyonel çekim iken düşük yoğunluklu bölgeler ancak kendini kuşatan bölge kadarlık yüksek hızlara genişleyebilmektedirler (Dalgarno and Layzer, 1987). Tüm bu oluşumlara neden olan etki ise şok dalgaları olarak gösterilebilir.

4. GÜNEŞ KAYNAKLI ŞOK DALGALARI

Güneş atmosferindeki plazma dinamik olduğundan her türlü dalgayı üretebilir. Güneş atmosferini oluşturan plazmada, değişik türden onarıcı kuvvetlerin ortaya çıkardığı dört özgün dalga biçimi vardır. Manyetik gerilme ve Coriolis kuvvetleri sırasıyla Alfven dalgaları ve eylemsiz (inertal) dalgaları üretirler. Manyetik basınç, plazma basıncı ve çekim kuvvetleri de sırasıyla, sıkıştırılmalı Alfven Dalgaları, ses dalgaları ve çekim dalgalarını üretirler. Çekim kuvvetinin boşlanabileceği durumlarda bu dalgalar manyetikakustik dalgalar; manyetik alanın zayıf olduğu durumlarda ise akustik çekim dalgaları olarak adlandırılırlar. Güneş lekelerine ilişkin filmlerde umbra'dan dışarıya doğru hızla yayılan penumbra dalgalarını görüyoruz. Bunlar, hızlı manyetikakustik çekim dalgaları olabilirler. Diğer yandan, büyük bir flare olayından sonra, flare'in olduğu bölgeden başlayıp tüm güneş diskini boydan boya geçen Moreton dalgalarını görürüz. Moreton dalgaları da, hızlı manyetikakustik dalgalardır. Dahası, Güneş lekeleri dışındaki tüm fotosfer ve kromosfer, dönemleri yaklaşık 300 saniye olan küçük ölçekli dalga hareket sergiler (5 dakikalık titreşimler). Bunların durgun akustik dalgalar olduğu sanılmaktadır. Dalga yayılmasına neden olabilecek diğer bir etki de Güneş atmosferinin dış katmanlarının ısıtılmasıdır. Bulgurlanmalar, 5 dakikalık titreşimler ve süper bulgurlanmalar, fotosferin sürekli hareket içinde olduğunu göstermektedir. Bu nedenle, fotosferi, dalgaların üretildiği bölge olarak görebiliriz. Fotosferde üretilen akustik ses dalgaları daha sonra Güneş atmosferinin dış katmanlarına doğru yayılır ve enerjilerini kromosfer ve/veya koronaya boşaltırlar. Kromosfer ve koronanın yüksek sıcaklıkları bu süreçlerle açıklanmaktadır. Bu akustik ses dalgaları zamanla enerjilerini kaybetmiyorlarsa, azalan yoğunluktan dolayı hızları da artmalıdır. Bu da onların şok dalgalarına kadar çıkabileceği anlamına gelir. Akustik dalgalar, fazla enerji kaybetmeyip şok dalgalarına dönüşünce hızla sönümlenirler, çünkü bu dalgalar çevrelerine çok miktarda enerji aktarırlar. Bu sayede çevreye enerji girer ve ortam ısınır. Manyetik alanların varlığı durumunda bu ses dalgaları ve şok dalgaları değişerek çeşitli türlerden manyetohidrodinamik (MHD) dalgalarına dönüşebilirler (Pekünlü, 2000).

4.1. Şok Dalgalarının Güneş Bağlamında Görüldüğü Yerler

Düşük yoğunluklu bölgelere doğru yayılan akustik dalgaların dalga cephesi giderek keskinleşir ve şok dalgalarına dönüşebilir. Çekim alanı, plazma basıncının Güneş'in merkezine doğru artmasına neden olur. Diğer yandan manyetik alan ve onunla ilişkili olan Lorentz kuvveti, plazma basıncının manyetik alana dik yönde ve manyetik akının azalan yönüne doğru artmasını neden olur. Manyetik alanla etkileşen akımlar Lorentz kuvvetinin ortaya çıkmasını ve Lorentz kuvveti de parçacıkların ivmelenmesini sağlar (Priest, 1982). Tüm bu anlatılanları destekleyecek olan kuramsal sonuçlar, tek-akışkanlı durum için Bölüm 5.1'de ve iki-akışkanlı durum için Bölüm 5.2'de verilmiştir.

Plazmadaki dalgalar hem elektromanyetik hem de hidrodinamiktir. Bu dalga türlerinden hangisinin diğerlerine baskın çıkacağı, ortamın parametre uzayının özgün koşullarıyla belirlenir. Bu dalga türleri: (1) Elektrostatik ve elektroakustik dalgalar; (2) Manyetohidrodinamik (MHD) ve sonik dalgalar; (3) Elektromanyetik ve Alfven dalgalarıdır (Pekünlü, 2000). Şok dalgalarının Güneş bağlamında görüldüğü yerler ise şunlardır:

1. Manyetik yeniden birleşme (Magnetic Reconnection): Birbirinden farklı iki manyetik akı tüpü birbirine doğru yaklaşır ve birleşmeleri sırasında manyetik şok dalgaları üretilir.
2. Prominens fışkırması.
3. Güneş flareleri.
4. Küçük fışkirmalar (surges), ağlar (spicules) ve bulgurlanma (granulation).
5. Güneş atmosferi: Fotosferden kromosfere doğru yayılan ses dalgalarının genliği giderek büyür ve sonunda şok dalgalarına dönüşür. Bunun sonucunda da manyetik enerjilerini, ısı enerjisi olarak kromosfere saçarlar (Priest, 1982).
6. Bow şok: Dünya manyetosferi ile yüklü parçacıkları etkileşimi
7. Kuzey ışıkları (Aurora) ($\phi \geq 50$)

4.2. Güneş Flare'lerinde Şok Dalgalarıyla İvmelenme

Güneş flare olaylarında üretilen şok dalgaları, güneş tacına doğru yaklaşık $500-2000 \text{ kms}^{-1}$ gibi hızlarla ve kromosferde yüzeye yatay olarak, Moreton dalgaları biçiminde yayılırlar. Flare şoklarının gezegenlerarası ortamda parçacıkları ivmelendirdiği gözlenmiştir. Flare şoku, enerjilerine bakmaksızın parçacıkları koronadan dışarıya doğru açık manyetik alan çizgileri boyunca taşır. İki tür şok ivmelenme süreci vardır (Pekünlü, 2000):

1. İvmelenen parçacıkların saçılmaya uğramadığı durum. Bu durumda, şok dalgasıyla bir kez karşılaşan parçacıklar enerji kazanarak ivmelenirler.
2. Sızmalı (diffuse) ivmelenme olarak adlandırılan süreçte parçacıklar birbirine doğru yaklaşmakta olan manyetize plazma yumakları arasında saçılmaya uğrayarak ivmelenirler.

Saçılmadan bağımsız birinci tür ivmelenmede, eğer şok dalga cephesi dış manyetik alana dik yöndeysen, parçacık enerjisi ivmelenmeden önceki enerjisinin on katı değere çıkabilir. Ancak bu durumda, yalnızca hızları şok dalga hızından büyük olan parçacıklar yansıyacaktır. Eğer bir flare manyetik akı ilmeğinde ortaya çıkan ve birbirine doğru devinen şok dalgaları arasına sıkışmış parçacıklar varsa bunlar yüksek hızlara ivmelenecektir. Sızmalı ivmelenme süreci aslında, Fermi ivmelenme sürecidir. Parçacığın üzerinden geçen her şok dalgası parçacığın enerji kazanmasına neden olur, çünkü parçacık enerjisini şok dalga cephesindeki sıkıştırmadan almaktadır. Güneş flare patlamaları, iki farklı yüzey alanına toplanmış olan manyetik alan enerjisinin bir sonucudur ki bunlar manyetik yeniden birleşmenin gerçekleştiği yerlerdir. Enerjik parçacıklar ve şoklar, korona da üretilir ve bu şokların ilerlemesini sağlayan çok büyük enerjilere sahip hızlandırılmış iyonlar ve elektronlardır. Yüklü enerjik parçacık olayları, ani olan flareler (süresi $\leq 1^{\text{saat}}$) ve yavaş olan flareler (süresi $> 1^{\text{saat}}$) olarak sınıflandırılırlar (Pekünlü, 2000).

4.3. İyon Akustik Dalgalar

Kinetik dalga modlarının en önemlileri, ion-sinklotron, ion-akustik ve whistler-mode dalgalarıdır. Bunlar yüksek frekanslara sahip yavaş/hızlı manyetik-akustik dalgalarıdır. Güneş rüzgarındaki elektrostatik gürültünün ölçümü Helios uydusu ile yapılmaktadır. Bu ölçümlerde, proton ve elektron plazma frekansları arasında düzensiz salmalar gösteren bir band kullanılmıştır ($f_p^+; f_p^-$); çünkü bunların frekans aralıkları kolay anlaşılır bir yapıya sahip değildir ve bu salmalar Güneş rüzgarının hareketi boyunca $f_p^+ < f < f_p^-$ frekans aralığında Doppler kayması gösteren iyon akustik dalgalardan kaynaklanır. Gürültü sürekli değildir fakat birkaç saatten birkaç güne kadar değişen aralıklarla periyodik olarak tekrarlanır. İyon akustik aktivite dönem değerinin artışı genellikle ayda birkaç kez olur ve frekansı yüksektir. İyon akustik dalga aktivitesindeki bu dönem artışı, yüksek hızlı güneş rüzgarı atımları boyunca tekrarlanmaktadır ve gezegenlerarası şoklarla ilişkilendirilmektedir. Azalan dikine hızla birlikte, gürültünün şiddeti ve frekansı yükselecektir (Schwenn and Marsch, 1991).

4.4. Whistler-Mode Dalgaları

Whistler-mode dalgaları, güneş rüzgarındaki elektron sıcaklık akısının düzenlenmesinden sorumludur. Güneş rüzgarının sürekli kısmıdır. 102 Hz.'den büyük frekanslara sahiplerdir. Whistler-mode şiddetindeki artış, aynı iyon akustik dalgalarda olduğu gibi, güneşe yaklaştıkça meydana gelmektedir. Bu artış, gezegenlerarası şoklarla ilişkilendirilmiştir. Whistler-mode gürültüsündeki kısa patlamalar, güneş rüzgarındaki süreksizliğe de neden olan fiziksel etmenlerden kaynaklanmaktadır. Bu gürültü, süreksizliklerle ilişkilendirilen akım tabakasındaki kararsızlıklar tarafından üretilmektedir. Whistler-mode dalgalarının normal sinklotron rezonans etkileşimi elektronlarla olmaktadır, diğer bir etkileşim ise iyonlarla titreşim (rezonans) haline geçmesiyle mümkün olacaktır. Sinklotron etkileşimi akım ve elektron sıcaklık akısı içerir. Bu durumda, elektron anisotropisi

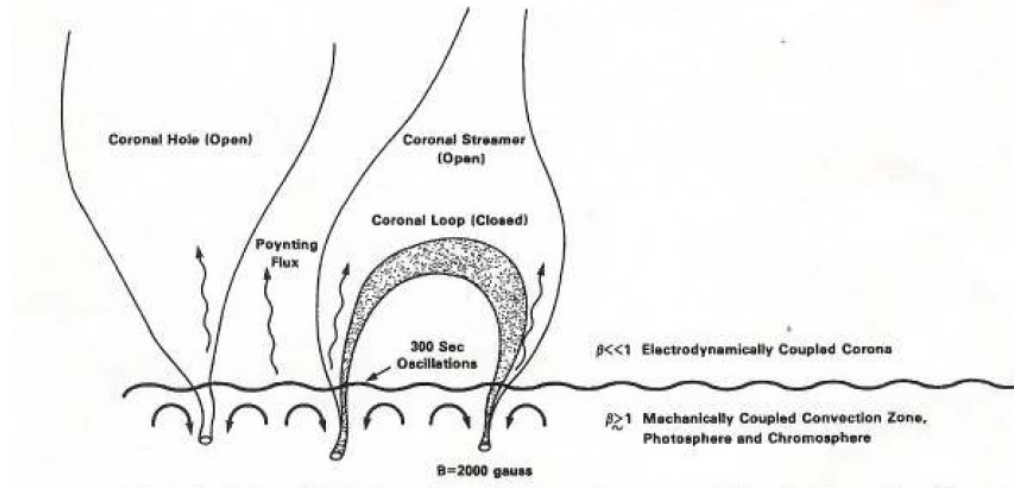
$T_{\perp} > T_{\parallel}$ olur ve serbest enerji kaynağı, whistler-mode gürültüsü üretir. Eğer manyetik alan boyunca ilerleyen parçacık hızının bileşeni, evre hızının paralel bileşenini aşarsa, bu dalgalar, iyonlarla rezonans hale gelecektir (Schwenn and Marsch, 1991).

4.5. Dünya'nın Bow Şoku

Koronal kütle atılımları sonucunda, gezegenlerarası ortama doğru ilerleyen enerjik parçacıklar, Dünya'nın kutuplarından atmosferine doğru girmeden önce, Dünya manyetosferinin etrafında bow türü bir şok oluşturacaktır. Bow şok bölgesindeki akıntının yukarısı (upstream), manyetik dalga aktivitesiyle ilişkili olarak yüklü parçacıkları içermektedir. Farklı geometrik şokların karışımları (yarı-dik durumdan yarı-paralel duruma), az da olsa farklı parçacık ve manyetik alan davranışı sergilemektedir (Jones and Ellison, 1991). Dünya'nın kutuplarından atmosferine doğru giren bu yüklü parçacıklar, kutup ışıklarının oluşmasına ve yer manyetiğine ait fırtınaların meydana gelmesine sebep olmaktadır. Güneş rüzgarının şiddeti ve içerdiği parçacık sayısı, önemli derecede koronanın sıcaklığına bağlıdır (Schwenn and Marsch, 1991).

5. GÜNEŞ KORONASI, AKIM TABAKASI ve MANYETİK YENİDEN BİRLEŞME BÖLGESİNİN FİZİĞİ, ve AKIM TABAKASINDA GÖRÜLEN ŞOK DALGALARININ KURAMI

Korona, esas olarak 2 tür radyasyon (ışınım) yapısı içermektedir; bunlar ya manyetik yapılarla ilişkili ya da bu yapılara bir şekilde bağlantılı olmaktadır: (1) açık yapılar, koronal delik olarak adlandırılırlar ve yüksek hızlı Güneş rüzgarı akıntıları olarak görülürler. Bu yapıların yumuşak X-ışınlarında çok dar salma verdikleri ölçülmüştür; (2) kapalı yapılar (loop), onu kuşatan koronadan çok daha fazla enerji ışıması yapmaktadırlar. Kapalı yapılar kuvvetli bir biçimde aktif bölgelerde yoğunlaşmışlardır, fakat birbirine bağlı bu yapılar aktivitenin birkaç merkezi arasında da bulunabilirler (Kuperus et al., 1981), bu yapılar Şekil 5.1'de gösterilmiştir.



Şekil 5.1: Güneş atmosferinin manyetik yapısının şematik gösterimi. Daha iç kısımlardaki atmosfer ($\beta \gg 1$), konvektif ve çalkantılı (turbulent) hareketler, ve 300 saniyelik titreşimlerle mekanik olarak bağlı durumdadır. Korona ise ($\beta \ll 1$), elektrodinamik olarak daha düşük atmosferik hız alanı ile bağlı durumdadır. Alt korona tabakalarında mekanik enerji akısı ve korona da ise Poynting akısı enerji aktarımından sorumludur (Kuperus et al., 1981).

Manyetik yeniden birleşme, pozitif ve negatif manyetik kutupları birbirine bağlayan manyetik alan kuvvet çizgilerini yeniden biçimlendirerek manyetik alanın yapısını değiştirir. Korona manyetik alan kuvvet çizgilerinin temel özelliği, ya geriye Güneş yüzeyine bağlanmaları (kapalı kuvvet çizgileri) veya gezegenlerarası uzaya açılmalarıdır (açık kuvvet çizgileri). Kapalı kuvvet çizgileri, konveksiyon bölgesinden fotosfere, oradan kromosfere, geçiş bölgesine ve koronaya yükselen manyetik akı tüplerinin oluşturduğu çift kutuplu (dipol) manyetik alan kuvvet çizgileridir. Açık kuvvet çizgileriye, bölgesel çift kutuplu kuvvet çizgilerinin manyetik yeniden birleşme süreci sonunda parçalanıp açılmasıyla oluşur (Aschwanden, 2002).

Güneş koronasının ısıtılmasındaki temel mekanizmalardan biri, Güneş atmosferinin alt tabakalarında üretilen değişik moddaki dalgalardır (Mamedov et al., 2008). Koronal ısıtmanın diğer bir adayı ise, şok dalgalarının üretiminde de önemli bir etkiye sahip olacak olan bükümlü Alfven dalgalarıdır (Ruderman, 1999; Narain et al., 2001). Akım tabakaları, Güneş flare olayında, manyetik yeniden birleşmede ve prominens oluşumunda önemli rol oynamaktadırlar. Buna ek olarak, akı tüpünün yüzeyindeki güneş lekesinde ve açık/kapalı alanlar arasındaki sınırda yer alan helmet akıntılarının kenarında da akım tabakaları etkili olabilmektedir (Priest, 1982).

Koronanın sıcaklığı, Güneş flareleri oluşurken çok yüksek sıcaklıklara ulaşabilir ($10^7 - 10^8$ K). Joule ısıtması ve manyetik yeniden birleşmenin sonucunda üretilen yüklü manyetik enerjinin ısı ve yüksek enerjik parçacıklara dönüşmesi, flare oluşumunun temel yöntemi olarak kabul edilmektedir. Burada öyle büyük bir manyetik alan değerinden bahsediyoruz ki, elektrik alanlarının etkisi önemsenmeyecek kadar az olacaktır (Kuperus et.al., 1981).

Manyetik yeniden birleşme, yeniden birleşmiş halkanın (loop) yukarısındaki dar bir bölge olan nötr akım tabakasında ya da X-türü nötr noktada olur (Tsuneta, 1997). Manyetik alan plazma akışkanıyla taşınmak yerine hemen hemen durgun olarak betimleyebileceğimiz plazmada difüzyon (yayılım) süreciyle bir noktadan diğerine taşınır. Bu nedenle, bu bölgeye *difüzyon bölgesi* denir (Priest, 1982). Yayılım noktasından itibaren oluşmaya başlayan sürekli yavaş şoklar, manyetik enerjiyi, plazma ısı ve kinetik enerjilerine çevirmede önemli bir rol oynamaktadırlar. Şok sönmüleme (switch-off) durumuna döndüğünde, akıntı üstü (upstream) kısmındaki manyetik alanın normal bileşeni sıfır olacaktır (Tsuneta, 1997). Manyetik yeniden birleşmeyi şu şekilde de tanımlayabiliriz; yeniden birleşmiş manyetik alan çizgileri, elektron ve iyon ısı ve kinetik enerjilerini arttıracaktır ve dışarıya doğru bir atılım (outflow) üretiminden sorumlu olacaklardır (Ono et al., 1996).

Akım tabakasında, çarpışmalararası ortalama serbest yol, sistemin boyutlarından çok daha büyük olduğundan dolayı, ortam çarpışmasız olarak kabul edilmiştir fakat Coulomb çarpışmalarının etkisinden dolayı uzun bir süre böyle çarpışmasız kalamayacaktır (Ono et al., 1996). Yüksek enerjili parçacıklar, enerjilerini, ısı ve kinetik enerjiye dönüştürürler ve akım tabakasındaki yayılım bölgesi Aschwanden (2002)'de belirttiği gibi yarı-çarpışmalı olarak kabul edilebilir. Manyetik alan yönüne paralel ve dik yöndeki sıcaklıklar ve basınçlar eşit değildir, çünkü çarpışmasız plazmada elektronlar ve iyonlar farklı sıcaklıklara sahiptirler (Cai and Lee, 1997).

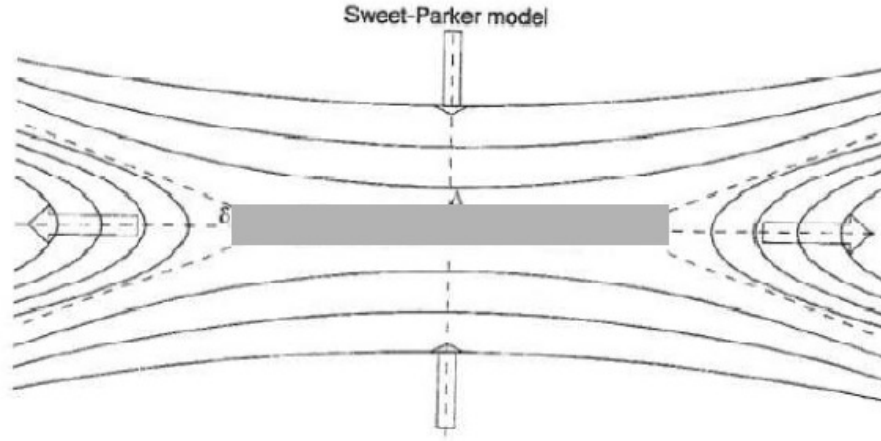
MHD yavaş-moddaki şoklar ilk kez Petschek (1964) tarafından manyetik yeniden birleşme kuramı içerisinde tanımlanmıştır. Böylesi bir plazmada yavaş şok, bir genişlemiş ön şok (foreshock), bir eş-ısıllı alt şok (subshock) ve bir alt akış (downstream) radyatif soğuma bölgesi olmak üzere 3 kısma ayrılmaktadır (Xu and Forbes, 1992). Biz de hesaplamalarımızı yaparken, bu tür yavaş-moddaki MHD denklemlerini kullandık. Bu türden şoklar, kuvvetli manyetik alanlar içerisindeki yeniden birleşme ile ortaya çıkan sönmüleme (switch-off) tarzı

şoklarla ilişkilendirilmişlerdir (Xu and Forbes, 1992). Yavaş-moddaki MHD şoklar, içeriye doğru olan akıntılar (inflow) ve dışarıya doğru olan akıntılar (outflow) arasındaki sınırda biçimlenmektedirler ve bu tür şoklarda, plazma, şok ısıtması ile ısıtılacaktır (Yokoyama and Shibata, 2001). İçeriye ve dışarıya doğru akacak olan bu yavaş şokların her biri yayılım bölgesinden dışarıya doğru uzaklaştırılacaktır. Akım tabakasının merkezindeki bu bölge yavaş şokların üretildiği esas yerdir (Priest, 1982).

Bu çalışmada dikkate aldığımız akım tabakasının yüksekliği, L , yaklaşık $1 R_{\odot}$ 'den başlar ve yavaş şokların durgun akışkanlarda durağan dalga olarak ilerlemeye başlamasından önceki $1.06 R_{\odot}$ 'de de bitecektir. Çözümlerimizde Petschek türü yeniden birleşme modelini kullandık ve yayılım bölgesinin içerisindeki ortamı, Güneş koronasını ideal olmayan bir plazma olarak düşünerek, yarı-nötr olarak hesaplamalarımıza aldık. Buna ek olarak, akım tabakası tam olarak çevresinden izole edilememektedir ve onu kuşatan manyetik alanla çok yakın (homojen) bir biçimde etkileşmektedir (Priest, 1982). Denklemlerimizi hesaplamadan önce, neden Petschek modelini kullandığımızı ve Sweet-Parker modelini tercih etmediğimizi belirtmemiz gerekmektedir. Bunu anlamak için de, iki modelin birbirinden farkının gösterilmesi şarttır;

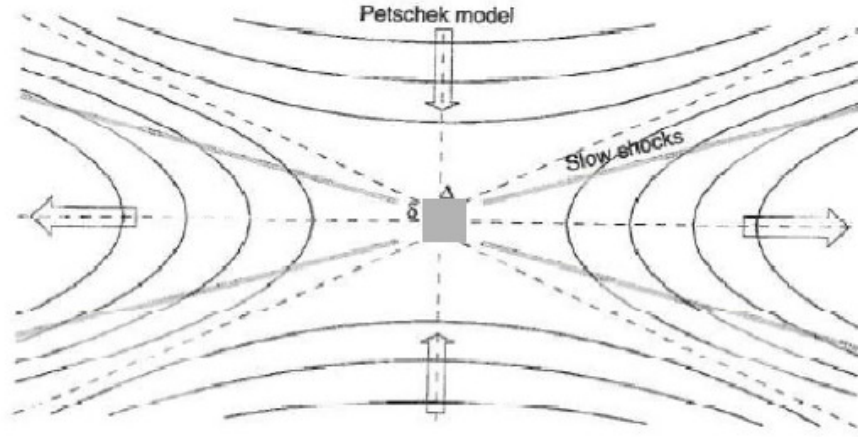
1) Sweet-Parker yeniden birleşme modeli (Sweet, 1958; Parker, 1963):

Bu modelde, yayılım bölgesi, bu bölgeye ait genişlikten çok daha uzun olacaktır ($\Delta \gg \delta$). Bu yüzden, Sweet-Parker yeniden birleşme hızı, Güneş flare olaylarındaki manyetik yayılımı açıklamada çok yavaş kalmaktadır (Aschwanden, 2005). Bu modelin geometrisi Şekil 5.2a'da gösterilmiştir.



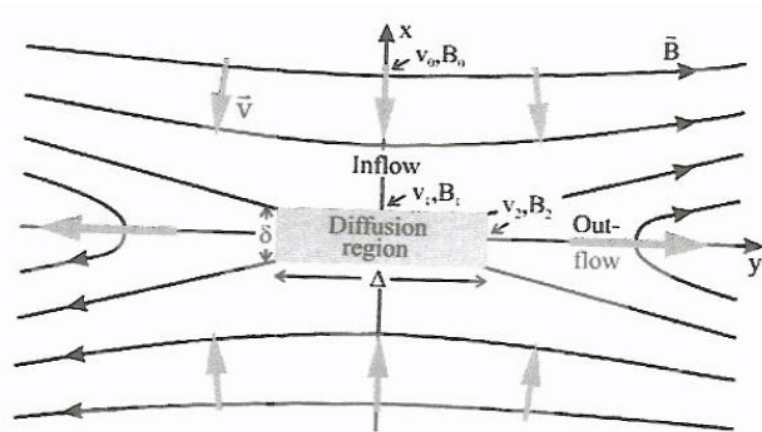
Şekil 5.2a. Sweet-Parker yeniden birleşme modelinin geometrisi. Yayılım bölgesinin geometrisi (gri kutu ile ifade edilmiştir), bu modelde uzun ince bir tabaka şeklindedir ($\Delta \gg \delta$) (Aschwanden, 2005).

2) Petschek yeniden birleşme modeli (Petschek, 1964): Bu model, çok daha hızlı bir yeniden birleşme modelidir. Yayılım bölgesinin ölçütleri çok yoğun bir bölgeye indirgenmiştir ve bölgeye ait genişlik ile uzunluk eşit kabul edilmiştir ($\Delta \sim \delta$). Bu nedenle, çözümlemelerimizde Petschek modelini kullanmayı uygun bulduk, çünkü bu modelde akım tabakasının uzunluğu çok daha kısadır, yayılım bölgesi boyunca ilerleme zamanı da kısadır ve yeniden birleşme süreci çok daha kısa olacaktır (Aschwanden, 2005). Bu modelin geometrisi Şekil 5.2b’da gösterilmiştir. Şoklarda görülen sıçrama koşulları ani gerçekleşen olaylar olduğuna göre, bu çözümlemelere en kısa ve en doğru yanıtı verecek model Petschek modelidir.



Şekil 5.2b. Petschek yeniden birleşme modelinin geometrisi. Petschek modelinde, yayılım bölgesi çok daha yoğundur ($\Delta \approx \delta$). Bu model de, aynı zamanda dışarı çıkan maddenin olduğu bölgedeki (outflow region) yavaş-modda MHD şokları da hesaba katılmaktadır (Aschwanden, 2005).

Akım tabakasındaki içeri doğru (inflow) ve dışarı doğru (outflow) akış hareketlerini göstermek için aşağıdaki Şekil 5.3'ü koymak uygun olacaktır.



Şekil 5.3. Yayılım bölgesinde çarpışacak ve birbirine zıt yönde (y-yöneliminde) dışarıya doğru madde akacak (outflow) şekilde iki farklı içeriye doğru zıt yönelmiş madde akışını (x-yöneliminde) gösteren manyetik yeniden birleşme olayının iki-boyutlu (2D) modellenmesidir. Plazma-beta parametresi $\beta > 1$ olan merkez bölgesi, yayılım bölgesi (gri kutu) olarak adlandırılır (Aschwanden, 2005).

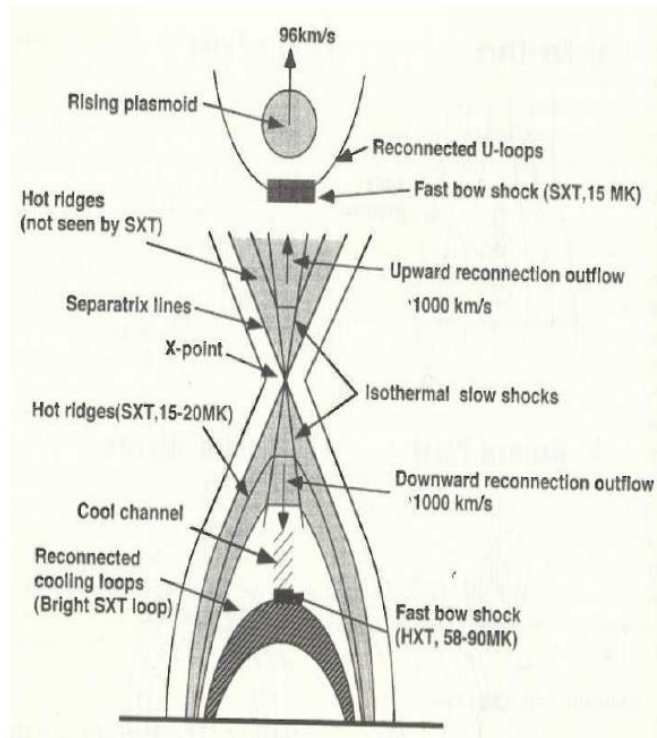
5.1. Bir-akışkanlı Ortam İçin Kartezyen Koordinat Sisteminde Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesindeki Şoklara İlişkin Yeni Bulgular

Bir akışkanın $\frac{\partial}{\partial t}$ (herhangi bir nicelik) = 0 durumu durgun-durum (steady-

state) olarak adlandırılır. Herhangi bir noktada ilerleme yönüne göre tanjantın değişimi, *o noktadaki* hızın yönünü verecektir. Durgun durumdaki bir akışkanda, ilerleme yönü (streamline) zamanla değişmeyecek ve akış parçacığının yönünde hareket edecektir. Fakat, bu durum durgun olmayan (non-steady) akışkanlarda geçerli değildir. Böyle bir durumda herhangi bir noktada ilerleme yönüne göre tanjantın değişimi, *verilen bir t zamanında* farklı uzaysal konumlardaki akış parçacıklarına ait hızın yönünü verecektir, oysaki parçacıkların gerçek yönünün tanjanta göre değişimi farklı zamanlardaki hızları vermektedir. İdeal bir akışkanın durgun durumdaki akışında, hem $(\partial s / \partial t)$, hem de (ds / dt) ihmal edilebilir. Burada s, herhangi bir fiziksel niceliği gösterir ve her bir ilerleme yönü boyunca bu değer sabit kalacaktır (Padmanabhan, 2000). Bizim denklemlerimizde kullandığımız varsayım da bu olacaktır.

Sıkıştırılabilir akışkan, küçük-genlikteki titreşimleri destekleyebilmektedir ve bunlar genellikle ses dalgaları olarak adlandırılırlar. Ses yayılımını kontrol eden denklemleri elde etmek için, akış denklemini daha önceden bilinen çözümler civarında lineerize etmemiz gerekmektedir. Bu çözümlere örnek olarak, akışkanı hareketsiz durumundaki yani başlangıç anındaki ρ_0 yoğunluğu ve P_0 basıncı ile birlikte ($V_0 = 0$) ile karakterize edebiliriz. Şokun bozucu (dissipative) etkilerini ihmal ettiğimiz durumda, çalıştığımız akışkana ideal bir akışkan gözü ile bakabiliriz. Bu durumda, meydana gelecek titreşimler de çok küçük olacaktırlar. Ayrıca, ortaya çıkan hızda küçük olacak ve Euler denklemindeki hızın ikinci dereceden terimi de ihmal edilebilecektir. İdeal bir akışkanda tüm hareket, en küçük mertebedeki yaklaşıma göre adiabatik (ısı alışverişi olmayan) olarak alınabilir ve türevler için sabit bir entropiden bahsedebiliriz (Padmanabhan, 2000).

Şok dalgalarının yapısını bulmak oldukça zor bir problemdir, genellikle şok yapısını veren bölge bir boyutta şok tabakasına dönüşür. Bu tabakanın kalınlığı modellemeyi belli eder. Bu kalınlık genelde birkaç ortalama serbest yol uzunluğuna eşit olduğundan, doğrusal kinetik yasalar düşer ve Boltzmann tipi kinetik denklemleri çözmek gerekir. Herhangi bir iletim katsayısı eklediğimizde ise şokları yapılanmış şoklar olarak çözmemiz gerekecektir.



Şekil 5.4. Dışarıya doğru madde atım bölgesindeki yavaş ve hızlı şokların, yukarı doğru yönelmiş plazmoid ve yumuşak X-ışınında görülen parlak flare looplarının gösterildiği iki-boyutlu X-türü yeniden birleşme modeli (Aschwanden, 2005).

İki farklı yönde yönelmiş olan manyetik alanlar nötr tabakaya doğru birbirlerine itileceklerdir. Yayılım bölgesine doğru artan bir manyetik çökme olacak ve buradaki yeniden birleşmiş çizgiler birbirine çok daha yaklaşacaklardır. Akım tabakasının X-nötr noktasında bu çökme maksimuma ulaşır ve çarpışmasız

plazma, bu çok küçük bölge içerisinde yarı-çarpışmalı hale dönüşecektir. MHD denge durumu kaybolmaya başladığı andan itibaren, akım oluşmaya başlayacaktır. Bu tür bir yeniden birleşme modeli Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Bu çökme durumu, basınç ve yoğunluğun artışına bağlıdır, fakat hız da bir azalma olacaktır. Çökme sırasında, parçacıklar hızlandırılır ve onu kuşatan ortamdaki Coulomb çarpışmalarıyla ısıtılır.

Yayılm bölgesinin içinde, parçacıklar çok hızlı hareket ederler fakat başlangıç ve bitiş sınır durumlarında hareketleri yavaştır. Plazmalar ısındığında, elektronlar ve iyonlar çok hızlı bir şekilde düşük çarpışmalı durumda gelebilirler ve çarpışma süreleri uzar. Akım tabakasında, akım yoğunluğu ve/veya öz direnç öyle büyük bir değere ulaşır ki, $\eta \nabla \times \mathbf{B}$ artık küçük kalmaz. Bir kere akım tabakası oluştuktan sonra, Ohmik ısıtma önemli hale gelecektir (Strauss and Otani, 1988).

Akım tabakasındaki Ohmik dağılım, manyetik enerjiyi elektron ve iyonların ısısal enerjilerine dönüştüren temel olaydır (Ono et al., 1996). Ohmik dağılım hesaplanırken kullanılan manyetik vektör potansiyel, $\mathbf{A}$, curl değeri manyetik alan olan üç-boyutlu vektör alanıdır ve yönü, akım yönüne paraleldir.

Akım tabakasının evrimi boyunca şekillenen yavaş şokların her biri manyetik alanın normalinin varlığı durumunda oluşacaktır ve iletim zaman ölçeği, Alfven zaman ölçeği ile karşılaştırılabilir düzeydedir (Tsai et al, 2002). Yavaş şoklar iki kısma ayrılmıştır. Eş-ısıllı temel şok (isothermal main shock) ve ön şok (foreshock).

5.1.1 Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Hiçbir Bozucu Etki Olmadığında Plazmanın Durumu

Bundan sonraki bölümlerde tanımlamalarımızı yaparken şu iki önemli noktayı unutmamamız gerekmektedir: Ön şokun üst akıntısı (upstream of the foreshock) olarak bahsettiğimiz tanım, şoka uğramadan önceki durumu anlatmaktadır. Alt şokun alt akıntısı (downstream of the subshock) tanımı ise şoka uğradıktan sonraki durumu ifade etmektedir. Akım tabakasının dışındaki bölge, etkin bir şekilde plazmaya donmuş durumdadır ve bu koşullarda manyetik Reynolds sayısı birden büyük olacaktır. Şok yapısındaki upstream ve downstream koşulları şok bölgesinin sınır koşullarını belirler. Şok bölgesindeki her değişken için upstream'den downstream'e doğru sürekli bir fonksiyon vardır. Upstream'de ortam düşük entropiye sahiptir ve buradaki akış hızı süpersoniktir.

Bir-boyutlu simülasyon da, şok $\pm z$ yönünde ilerleyecektir ve manyetik alanın normal, B_z , sabit kalacaktır. Hiçbir bozucu etkinin olmadığı durumda, bir-boyutta normalize edilmiş, kütle korunumu, momentum denklemi, manyetik indüksiyon eşitliği ve enerji denklemini içeren MHD denklemleri aşağıda çözümleri ile verilmektedir;

5.1.1.1. Manyetohidrodinamik Denklemler

Hesaplamalarımızda Kartezyen geometriyi ve denklemlerimizde MKS ölçü sistemini kullandık. Çözümlerimizi basitleştirmek için fiziksel değişkenlerin y-koordinatına bağlılığını ihmal ettik. Bununla beraber, vektör niceliklerinin x ve z bileşenleri hesaba katılmıştır. Yavaş şoklar xz-düzlemi üzerinde şekillenecektir ve z-bileşeni şokun yayılım yönünü göstermektedir. $t > 0$ için, her bir yavaş şok, akım tabakası boyunca şekillenecektir. Manyetik yeniden birleşmenin dışarıya atılım bölgesinde (outflow) yer alan yavaş şoklar 2 kısma ayrılmıştır: eş-

ısılı temel şok (isothermal main shock) ve ön şok (foreshock). Plazma yoğunluğu, hız ve manyetik yeniden birleşmedeki önemli sıçramalar temel şok boyunca olacaktır. Ön şok, keskin olmayan sıcaklık değişimiyle belirlenmektedir ve alt akıntıdan (downstream) üst-akıntıya (upstream) doğru olan ısı akışıyla şekillenecektir (Tsai et al., 2002).

MHD denklemlerimizi uygularken, iki-boyutlu (2D) yeniden birleşme düzeneğindeki yavaş şokların yapısını, Reimann problemi olarak da isimlendirilen bir-boyutlu (1D) başlangıç değer problemine (Tsai et al., 2002) indirgeyerek hesaplamalarımızı yaptık, çünkü bizim simülasyon yaparken kullandığımız Lagrangian Remap kod (LareXd) da, bir-boyuttaki Riemann kesinliğine çok yakın sonuçlar vermektedir (Arber et al., 2007).

1. Kütlenin Korunumu:
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -[\mathbf{V} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{V}] = -\left[V_z \hat{\mathbf{k}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) + \rho \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \\ &= -\left[V_z \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \rho \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \\ &\quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) \end{aligned} \quad (2)$$

2. Momentumun Korunumu (sadece şok yönü boyunca olan değişim):

$$\underbrace{\frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t}}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\rho \mathbf{V} \mathbf{V}}_{(2)} + \underbrace{\left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}}}_{(3)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B}}_{(4)} \right] \quad (3)$$

$$(1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} \mathbf{V}_z \hat{\mathbf{k}} + \rho \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial t} \hat{\mathbf{k}} = \frac{\partial (\rho \mathbf{V}_z)}{\partial t} \hat{\mathbf{k}}$$

$$(2) \quad \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho V_x \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho V_y \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z \mathbf{V}) \right]$$

$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V})$ matematiksel eşitliğini çözümlerken kullanacağımız yöntem, Seshadri (1973)'den alınmıştır. Sadece z yönünde değişim olduğu için ona göre çözümlerimizi yapacağız. Burada, ρ , P , $\mathbf{V}$ ve $\mathbf{B}$ değerleri sırasıyla, kütle yoğunluğu, basınç, akış hızı ve manyetik alanı belirtmektedir.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) &= \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho V_x \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho V_y \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z \mathbf{V}) \right] = \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z \mathbf{V}) \\ &= \rho V_z \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} + \mathbf{V} \frac{\partial (\rho V_z)}{\partial z} = \rho V_z \left(\frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} + V_z \frac{\partial (\rho V_z)}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \\ &= V_z^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + 2 \rho V_z \left(\frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} \end{aligned}$$

$$(3) \quad \nabla \cdot \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}}$$

Burada $\hat{\mathbf{I}}$ birim tensördür ve açılımı $\hat{\mathbf{I}} = \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}} = 1$ dir. Bu açılım Seshandri (1973)'ten alınmıştır.

$$\nabla \cdot \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y} \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{k}}$$

$\frac{B^2}{8\pi}$ değeri astrofizik koşullarda $\frac{B^2}{2\mu_0}$ olacaktır. Çalıştığımız MKS sistemi için, $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (H / m)$ boş uzaydaki geçirgenlik katsayısıdır (permeability) (Huba, 2002).

(4) z-yönündeki değişim için dikine manyetik alanı veren $\frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi}$ değeri dikkate alınmayacaktır.

Bu durumda momentum korunumu denklemimiz;

$$\boxed{\frac{\partial(\rho V_z)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho V_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} \right)} \quad (4)$$

halini alır.

3. Momentumun Korunumu (şoka dik yöndeki değişim):

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t}}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\rho \mathbf{V} \mathbf{V}}_{(2)} + \underbrace{\left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}}}_{(3)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B}}_{(4)} \right]$$

Burada, $\mathbf{V}_t = (V_x, V_y)$ ve $\mathbf{B}_t = (B_x, B_y)$

V_x, V_y ve B_x, B_y değerleri sırasıyla hız ve manyetik alanın dikine bileşenlerini göstermektedir.

$$(1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} V_x \hat{\mathbf{i}} + \rho \frac{\partial V_x}{\partial t} \hat{\mathbf{i}} = \frac{\partial(\rho V_t)}{\partial t}$$

çözümlerimizde $\hat{\mathbf{j}}$ yönündeki değişimi incelemeyeceğiz

$$\begin{aligned}
 (2) \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) &= \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z \mathbf{V}) = \frac{\partial \rho}{\partial z} V_z \mathbf{V} + \rho \frac{\partial V_z}{\partial z} \mathbf{V} + \rho V_z \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \\
 &= \frac{\partial \rho}{\partial z} V_z V_x \hat{\mathbf{i}} + \rho \frac{\partial V_z}{\partial z} V_x \hat{\mathbf{i}} + \rho V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} = \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z V_t)
 \end{aligned}$$

$$(3) \text{ Burada } \left(P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \hat{\mathbf{i}} \text{ ihmal edilmektedir.}$$

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \text{ olduğundan dolayı } \mathbf{B} = \mathbf{b}B \Rightarrow \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \mathbf{b}bB^2$$

$$(4) \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right) = \frac{1}{\mu_0} \left[B_z \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} + \mathbf{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} \right] = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} (B_z \mathbf{B}_t)$$

$$\boxed{\frac{\partial (\rho \mathbf{V}_t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} \right)} \quad (5)$$

$$4. \text{ Manyetik İndüksiyon Eşitliği: } \boxed{\underbrace{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}}_{(1)} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})}_{(2)} + \underbrace{\eta \nabla^2 \mathbf{B}}_{(3)}} \quad (6)$$

Manyetik indüklemeye (magnetic induction) denklemine, hem konvektif ve hem de yayılmış (diffusive) terimleri ekledik. Bu durum bize konveksiyon ve yayılma bölgesi arasındaki manyetik alanın davranışını anlamamızı sağlayacaktır.

$$(1) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_y}{\partial t} \hat{\mathbf{j}}$$

$$(2) \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \mathbf{V} (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B} (\nabla \cdot \mathbf{V}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}$$

$$\begin{aligned}
&= \left[\left(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} - \left(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial V_z}{\partial z} + B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right. \\
&\quad \left. + B_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \\
&= \left[\left(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_z \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} - \left(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_z \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial V_z}{\partial z} + B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \\
&= \left[V_x \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - B_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right] = \frac{\partial}{\partial z} (V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t)
\end{aligned}$$

$$(3) \quad \bar{\eta} \nabla^2 \mathbf{B} = \nabla \times (\bar{\eta} \nabla \times \mathbf{B}) = \bar{\eta} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})$$

$$\begin{aligned}
&= \bar{\eta} \nabla \times \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] = \bar{\eta} \left(\frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \times \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \\
&= -\bar{\eta} \frac{\partial^2 \mathbf{B}_t}{\partial z^2} \hat{\mathbf{i}} = -\bar{\eta} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} \hat{\mathbf{i}}
\end{aligned}$$

$$\mathbf{B} = B_0(z, t) \hat{\mathbf{i}}$$

Burada $\bar{\eta}$ değeri, manyetik yayılma katsayısıdır (magnetic diffusivity) ve (Ohm/m) ile ifade edilir (Huba, 2002).

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t + \bar{\eta} \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)} \quad (7)$$

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \approx \begin{cases} \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), & 1R < L \leq 1.045 R \quad \text{ve} \quad 1.046R \leq L < 1.06 R \\ \bar{\eta} \nabla^2 \mathbf{B}, & 1.045 R \leq L \leq 1.046 R \end{cases}}$$

5. Enerji Korunumu:

Ortamin sıcaklığının hesaplanmasında enerji denklemi kullanılacaktır. Güneş'in akım tabakasında, akım tabakasından dışarıya plazma akışı ve ısı iletimi ile oluşacak enerji aktarımı ikinci planda rol oynamaktadır. Burada etkin olan temel fiziksel etkenler, tabaka içerisinde içeriye doğru olan (inflow) manyetik enerji akışı ve tabakadaki ışıınımsal soğumadır (Syrovatskii, 1976). Bu ışıınımsal kayıplar Joule ısıtmasını dengeleyemez ve tabakadaki sıcaklık hızlı bir şekilde artmaya başlar. Akım tabakasının böyle hızlı bir şekilde ısınması, elektron sıcaklığında azalmaya, iyon akustik ya da Buneman plazma kararsızlığının ortaya çıkmasına ve plazmanın çalkantılı duruma geçmesine neden olur (Syrovatskii, 1976). Bu durumda, artık akım tabakası homojen olarak kabul edilemez.

Plazma ısısal olarak izole edildiğinde, onu kuşatan ortam ile herhangi bir ısı alışverişi olmayacaktır. Bu termodinamik durum adiabatik olarak adlandırılır ve bu şartlar altında, entropi de sabit kalacaktır. Akım tabakasının dışındaki bölge etkin bir şekilde plazmaya donmuştur.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right)}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}}_{(2)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{(3)} \right] \quad (8)$$

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial t}$$

$$\varepsilon^* = \frac{\rho V^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{P}{\gamma-1}$$

eşitliği iç enerjiyi göstermektedir.

$$(2) \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right) \mathbf{V}$$

ifadesini sabit kabul edip buna Φ dersek;

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\phi \mathbf{V}) &= [\mathbf{V} \cdot \nabla \phi + \phi (\nabla \cdot \mathbf{V})] = \left[V_z \hat{\mathbf{k}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} + \phi \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \\ &= \left[V_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right) + \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \end{aligned}$$

Burada $\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right)$ ifadesi enerjinin hidrodinamik biçime indirgenmiş değeridir. Burada γ için kullanacağımız sabit değer $\gamma=5/3$ olacaktır ve bu değer adyabatik indeks olarak tanımlanır (Huba, 2002). Hesaplamalarımızı yaparken Priest (1982) tarafından eğik şoklar için öngörülen enerji korunumundan yola çıktık ve $\left(\varepsilon^* + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right)$ değeri için bir sonuç elde ettik. Çözümümüz şu şekildedir.

$$\begin{aligned} &\left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} - \frac{B_{2z} (\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{V}_2)}{\mu_0} + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} \\ &= \underbrace{\left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z}}_{\text{toplam basıncın yapılan işe oranı}} - \underbrace{\frac{B_{1z} (\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{V}_1)}{\mu_0}}_{\text{manyetik gerilmenin yaptığı iş}} + \underbrace{\left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z}}_{\text{dalga cephesinin, bir yanından diğer yanına aktatılan enerji (iç enerji + kinetik enerji + manyetik erke) oranı}} \end{aligned}$$

$$B_{2z} = B_{1z} \text{ (eğik şoklara ait özellikten ötürü)}$$

Bu bize manyetik alanın paralel bileşeninin B_z sabit kaldığını göstermektedir ama dikine bileşen sonuçlarımızı önemli bir ölçüde etkileyecektir.

$$\begin{aligned}
& \left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} \\
&= \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z} + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z}
\end{aligned}$$

Bu durumda,

$$\mathbf{E}_2 = -\mathbf{V}_2 \times \mathbf{B}_2 \quad \text{ve} \quad \mathbf{E}_1 = -\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_1$$

olacaktır. Elde edilecek skaler çarpım, sinüs fonksiyonu açısından bulunan değerlerdir.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_2 &= -\mathbf{V}_2 \cdot \mathbf{B}_2 \sin 90^\circ \\ \mathbf{E}_1 &= -\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{B}_1 \sin 90^\circ \end{aligned} \right\} \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_1 \Rightarrow \mathbf{V}_2 \cdot \mathbf{B}_2 = \mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{B}_1$$

$$e = \frac{P}{(\gamma-1)\rho} \Bigg\} \text{iç enerji}$$

$$\begin{aligned}
& \left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} + \left(\rho_2 \frac{P_2}{(\gamma-1)\rho_2} + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} \\
&= \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z} + \left(\rho_1 \frac{P_1}{(\gamma-1)\rho_1} + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} + \left(\frac{P_2}{(\gamma-1)} + \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) V_{2z} \\
&= \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z} + \left(\frac{P_1}{(\gamma-1)} + \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) V_{1z}
\end{aligned}$$

$$\left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} + \underbrace{\frac{P_2}{(\gamma-1)} + \frac{1}{2}\rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}}_{\varepsilon_2} \right) V_{2z} = \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} + \underbrace{\frac{P_1}{(\gamma-1)} + \frac{1}{2}\rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0}}_{\varepsilon_1} \right) V_{1z}$$

$|\mathbf{V} \times \mathbf{B}|$ genliğinin sürekliliğini simgeleyen, $V_{2z}B_{2x} - V_{2x}B_{2z} = V_{1z}B_{1x} - V_{1x}B_{1z}$ eşitliği elektrik alanın teğet bileşeninin sürekli olduğu, toplam elektrik alanın $(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B})$ şok cephesi dışında sıfır olduğu dolayısıyla enerji saçılmasının boşlanabilecek denli az olduğu gerçeğinden çıkar.

$$\left(P_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} + \varepsilon_2 \right) V_{2z} = \left(P_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} + \varepsilon_1 \right) V_{1z}$$

$$\left(\frac{\rho_2 V_2^2}{2} + \frac{\gamma P_2}{(\gamma-1)} \right) V_{2z} = \left(\frac{\rho_1 V_1^2}{2} + \frac{\gamma P_1}{(\gamma-1)} \right) V_{1z}$$

$$\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{(\gamma-1)} \right) \mathbf{V} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\varepsilon + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \right] V_z$$

$$\begin{aligned} (3) \quad \nabla \cdot \left[\frac{1}{4\pi} \underbrace{(\mathbf{V} \times \mathbf{B})}_{\mathbf{A}} \times \mathbf{B} \right] &= \nabla \cdot \left[\frac{1}{4\pi} (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \right] = \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B}(\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A}(\nabla \times \mathbf{B})] \\ &= \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B}(\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})) - (\mathbf{V} \times \mathbf{B})(\nabla \times \mathbf{B})] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{B} \left[\mathbf{V}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{V}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right] - (\mathbf{V} \times \mathbf{B})(\nabla \times \mathbf{B}) \right] \\
&= \frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{B} \left[\mathbf{V} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - \mathbf{B} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{i}} \left(B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{j}} \left(B_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{k}} \left(B_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \hat{\mathbf{i}} \left(V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{j}} \left(V_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{k}} \left(V_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \right] - (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \right]
\end{aligned}$$

Burada x 'in, z yönündeki değişimi sözkonusu olduğundan z 'ye bağlı değişimi almayıp sadece dik bileşenlere bağlı değişkenler için çözüm yapacağız.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \left[\frac{1}{4\pi} (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \right] &= \frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{B} \left[(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}}) \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - (B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}}) \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \hat{\mathbf{i}} \left(B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{j}} \left(B_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{k}} \left(B_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{i}} \left(V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \hat{\mathbf{j}} \left(V_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{k}} \left(V_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \right] - (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \right] \\
&= \frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{B} \left[\left(\frac{\partial B_z}{\partial z} V_x \hat{\mathbf{i}} \right) + \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} V_y \hat{\mathbf{j}} \right) - \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} B_x \hat{\mathbf{i}} \right) - \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} B_y \hat{\mathbf{j}} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \hat{\mathbf{i}} \left(B_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{j}} \left(B_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{k}} \left(B_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{i}} \left(V_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \hat{\mathbf{j}} \left(V_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{k}} \left(V_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \right] - (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4\pi} \left[(\mathbf{B}_x \hat{\mathbf{i}} + \mathbf{B}_y \hat{\mathbf{j}}) \left[\left(\frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} \mathbf{V}_x \hat{\mathbf{i}} \right) + \left(\frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} \mathbf{V}_y \hat{\mathbf{j}} \right) - \left(\frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \mathbf{B}_x \hat{\mathbf{i}} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \left(\frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \mathbf{B}_y \hat{\mathbf{j}} \right) + \hat{\mathbf{i}} \left(\mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{j}} \left(\mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_y}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{k}} \left(\mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{i}} \left(\mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \hat{\mathbf{j}} \left(\mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{k}} \left(\mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} \right) \right] - (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \left[-\frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} \mathbf{V}_x \mathbf{B}_x + \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} \mathbf{V}_y \mathbf{B}_y - \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \mathbf{B}_x^2 - \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \mathbf{B}_y^2 + \mathbf{B}_x \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_x}{\partial z} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \mathbf{B}_y \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_y}{\partial z} - \mathbf{B}_x \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} - \mathbf{B}_y \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \right) - (\mathbf{V}_x \mathbf{B}_y \hat{\mathbf{k}} - \mathbf{V}_y \mathbf{B}_x \hat{\mathbf{k}} - \mathbf{V}_z \mathbf{B}_z \hat{\mathbf{i}} + \mathbf{V}_z \mathbf{B}_x \hat{\mathbf{j}} - \mathbf{V}_z \mathbf{B}_y \hat{\mathbf{i}}) \left[-\frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{B}_x \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_x \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_x}{\partial z} + \mathbf{B}_y \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_y \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_y}{\partial z} + \mathbf{B}_z \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} \right. \\
&\quad \left. + \mathbf{B}_z \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \right) - \left(\mathbf{B}_x^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_y^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} \right) - \left(2\mathbf{B}_x \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} + 2\mathbf{B}_y \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} \right)
\end{aligned}$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{B}_x^2 + \mathbf{B}_y^2 + \mathbf{B}_z^2) \mathbf{V}_z}_{\text{enerjinin korunumunu gösterir}} = \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{B}_x^2) \mathbf{V}_z + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{B}_y^2) \mathbf{V}_z + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{B}_z^2) \mathbf{V}_z$$

$$+ \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} (\mathbf{B}_x^2) + \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} (\mathbf{B}_y^2) + \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} (\mathbf{B}_z^2) = 0$$

$$\boxed{2\mathbf{B}_x \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} + 2\mathbf{B}_y \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} + \mathbf{B}_x^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_y^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} = -2\mathbf{B}_z \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} - \mathbf{B}_z^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z}}$$

Bunu denklemde yerine yerleřtirirsek;

$$\nabla \cdot \left[\frac{1}{4\pi} (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \right] = \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{B}_x \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_x \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_x}{\partial z} + \mathbf{B}_y \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} + \mathbf{B}_y \mathbf{B}_z \frac{\partial \mathbf{V}_y}{\partial z} \right. \\ \left. + \mathbf{B}_z \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} + \mathbf{B}_z \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{B}_y}{\partial z} + \mathbf{B}_z^2 \frac{\partial \mathbf{V}_z}{\partial z} + \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{B}_z^2}{\partial z} \right) = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}_z \right]$$

Isı iletimi olmaksızın enerji denklemi şu şekilde yazılmaktadır ve tüm bu MHD denklemler Tablo 5.1’de gösterilmiştir.

$$\boxed{\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E} + P + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{V}_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}_z \right]} \quad (9)$$

Tablo 5.1. Hiçbir bozucu etkinin olmadığı durum için MHD denklemler

Kütlein Korunumu:	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\rho \mathbf{V}_z)$
Momentumun Korunumu (şoka paralel yönde):	$\frac{\partial (\rho \mathbf{V}_z)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \mathbf{V}_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} \right)$
Momentumun Korunumu (şoka dik yönde):	$\frac{\partial (\rho \mathbf{V}_t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \mathbf{V}_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} \right)$
Manyetik İndüksiyon Eşitliği:	$\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\mathbf{V}_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t + \bar{\eta} \frac{\partial \mathbf{B}_x}{\partial z} \right)$
Enerji Korunumu:	$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E} + P + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{V}_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}_z \right]$

5.1.1.2. Sıçrama Koşulları

Yukarıda elde ettiğimiz korunum denklemlerini, sıçrama koşullarını hesaplayabilmek için, başlangıç akım tabakasının yer aldığı sıfır noktasından itibaren şok genişleme yüksekliği boyunca integre edeceğiz. Sınır değeri olarak akım tabakasının uzunluğunu aldık. Bu durumda, şok tabakasının kalınlığı $z_2 - z_1 \rightarrow 0$ sıfıra gidecektir ve zamana bağlı korunum kanunlarının integralleri $z_2 - z_1 \rightarrow 0$ ile orantılı olacaktır. Burada z_1 , temel şokun yukarı akıntısındaki (upstream) niceliğini belirler ve z_2 'de uzak alt akıntıdaki (upstream) niceliğini gösterir. Bu integraller, süreksizliğin her iki yanındaki farklı akıntılar arasındaki farkı veren genişleme uzunluğuna bağlıdır ve bu bize sıçrama koşullarını verecektir, bu sıçrama koşulları Tablo 5.2'de gösterilmiştir.

Tablo 5.2. Hiçbir bozucu etkinin olmadığı durum için Sıçrama Koşulları

$[\rho V_z] = 0$	(10)
$\left[\rho V_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} \right] = 0$	(11)
$\left[\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} \right] = 0$	(12)
$\left[V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t + \bar{\eta} (B_x)_z' \right] = 0$	(13)
$\left[\left(\frac{\rho (V_x^2 + V_z^2)}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{B_x^2}{\mu_0} \right) V_z - \frac{B_z (B_x \cdot V_x)}{\mu_0} \right] = 0$	(14)

Burada, $(B'_x)_z$ değeri, şok genişleme uzunluğu boyunca manyetik alanın türevini göstermektedir. Manyetik indüksiyon denkleminde, dik yöndeki manyetik alanın türevi değişir ve bu durum başlangıç yayılım bölgesindeki sıçramaları etkiler. Bu aynı zamanda, manyetik enerjinin nasıl ısı ve kinetik enerjilere aktarıldığını gösterir. Bununla birlikte, temel şok boyunca sürekli bir sıcaklığın var olması durumunda şu iki durumun da belirtilmesi gerekir, çünkü bu durumda ısı akısı terimlerini hesaba katmıyoruz demektir. Hiçbir bozucu etkinin katılmadığı bu durumda elde edilen sıçrama koşulları Şekil 5.5'te verilmiştir.

$$[B_z] = 0 \quad (15a)$$

$$[T] = 0 \quad (15b)$$

5.1.2. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel Isı İletimi ve Viskozite Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu

5.1.2.1. Manyetohidrodinamik Denklemler

Önceki çalışmalarda (ör. Priest, 1982; Tsai et al., 2002), manyetik alana paralel yöndeki ısı iletiminin dik ısı iletiminden çok daha büyük olduğu ifade edilmiştir; diğer taraftan yakın zamandaki SOHO gözlemleri manyetik yeniden birleşme bölgesinde dik ısı iletkenliğinin de önemli bir rol oynadığını göstermiştir. Viskozite ve ısı akısı etkisi altındaki MHD denklemlerini oluşturabilmek için, öncelikle hiçbir etkinin olmadığı durumdaki enerji denkleminde (Denklemler 8) ısı akısı terimini koyduk ve Denklem (17)'yi elde ettik;

sonra da momentum (Denklem 3) ve enerji denklemlerine (Denklem 8) viskozite parametresini yerleştirerek ve Denklem (19), (20) ve (22)'yi elde ettik.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right)}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}}_{(2)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{(3)} + \underbrace{\mathbf{Q}^T}_{(4)} \right] \quad (16)$$

Yayılm bölgesinde azalan manyetik alan, dik ısı iletiminin artmasına neden olacaktır.

$$\nabla \cdot \left(\underbrace{\kappa \cdot \nabla T}_{-\dot{Q}} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{Q}^T \quad \text{ve} \quad \nabla T = \frac{\partial T}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial T}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{Q}^T = -\nabla \cdot (\kappa_{//} \nabla_{//} T \hat{\mathbf{k}} + \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T \hat{\mathbf{i}})$$

$$\kappa = \kappa_{//} \hat{\mathbf{b}} \hat{\mathbf{b}} + \kappa_{\perp} (\hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{b}} \hat{\mathbf{b}})$$

terimi manyetize plazmalar için ısı akısını (heat flux) gösterir. Değeri hem dik hem de paralel yöndeki ısı akılarının toplamına eşittir. Burada, κ , ısı iletim tensörüdür (heat conduction tensor). $\kappa_{//}$ ve $\kappa_{\perp}$ sırasıyla, elektronlar için ısı iletim teriminin paralel ve dik katsayılarını belirtmektedir. Bu değerler Bragiński (1965) ve Huba (2002)'den alınmış ve tarafımızdan bazı hesaplamalar yapılarak (23) ve (24)'teki sonuçlar elde edilmiştir. Biz sadece ilk yaklaşım olarak paralel yöndeki ısı akısı terimini alıyoruz.

$$\kappa \cdot \nabla T = \kappa_{//} \hat{\mathbf{b}} \hat{\mathbf{b}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) = \kappa_{//} \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{B^2} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) = \underbrace{\left(\frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right)}_{\theta = \text{sabit}} \mathbf{B} \mathbf{B}$$

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (\text{manyetik alanın birim vektörüdür})$$

$\mathbf{B}$ manyetik alan profilini ise Tsai et al. (2002) tarafından verilen formülü kullanarak aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\mathbf{B}(z) = -\left(B_x\right)_{\max} \sin \theta_1 \tanh(z / \delta) \hat{\mathbf{x}} + \left(B_z\right)_{\max} \cos \theta_1 \hat{\mathbf{z}}$$

burada $(B_x)_{\max}$ değeri, akım tabakasından en uzaktaki manyetik alanı ve z , şok dalgasının genişleme uzunluğunu göstermektedir. z -yönünde gösterilen $\delta \approx 8.5 \times 10^5$ m. ise başlangıç akım tabakasının genişliğidir. $z = 2R$ ise akım tabakasının maksimum genişliğidir.

$$\nabla \cdot (\theta \mathbf{B} \mathbf{B}) = \theta (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{B} (\nabla \cdot \theta \mathbf{B})$$

Bu çözüm yine Seshadri (1973) tarafından verilen vektörel ilişkiyi kullanarak yapılmıştır.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\theta \mathbf{B} \mathbf{B}) &= \left[\frac{\partial}{\partial x} (\theta B_x \mathbf{B}) + \frac{\partial}{\partial y} (\theta B_y \mathbf{B}) + \frac{\partial}{\partial z} (\theta B_z \mathbf{B}) \right] = \left[\theta B_z \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} + \mathbf{B} \frac{\partial (\theta B_z)}{\partial z} \right] \\ &= \left[\theta B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \theta B_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} + \theta B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + B_z B_x \frac{\partial \theta}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z B_y \frac{\partial \theta}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} + B_z B_z \frac{\partial \theta}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right. \\ &\quad \left. + \theta B_x \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \theta B_y \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} + \theta B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot (\theta \mathbf{B} \mathbf{B}) = \theta B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + \left[\frac{\partial \theta}{\partial z} B_z^2 \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \theta B_z \hat{\mathbf{k}} \right]$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\theta \mathbf{B} \mathbf{B}) &= \frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} B_z \hat{\mathbf{k}} \right) + \left[B_z^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \hat{\mathbf{k}} + B_z \left(\frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \\ &= \kappa_{//} \frac{B_z}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) + \left[B_z^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + B_z \left(\frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} \right] \\ &= \frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{\partial B_z^2}{\partial z} \right) + B_z^2 \frac{\kappa_{//}}{B^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \varepsilon^*}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\varepsilon^* + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) V_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_z \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (17)$$

Buradan da görüldüğü gibi, dağılım ya da ısıtma mekanizması, yukarı doğru olan akıntının (upstream) Alfven Mach sayısına, şok normaline ve bu akıntının manyetik alan ile arasındaki açığa θ_1 ve upstream plazma beta parametresine β_1 bağlıdır. Viskozite işin içine katıldığında kütlenin korunumu ve manyetik indüksiyon eşitliği değişmeyecek, ama momentum ve enerji korunumu değişecektir.

1. Momentumun Korunumu (şok yönü boyunca değişim):

$$\boxed{\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} + \Pi_{ij} \right]} \quad (18)$$

$$\Pi_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{V}$$

viskozite tensörüdür (Bragiinski, 1965) ve viskozite katsayıları hesaplanırken, sabit parametrelere kendi hesaplamalarımızdan elde edilen sonuçlar yerleştirilmiştir.

$$\delta_{ij} = 1 \text{ eğer } j = k$$

$$\delta_{ij} \neq 1 \text{ eğer } j \neq k$$

Şok yönünde olan momentum değişimi için paralel viskozite katsayısını ekleyeceğiz,

$$\Pi_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right)$$

$$\Pi_{xx} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \delta_{xx} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)$$

$$\Pi_{xy} = \frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} - \underbrace{\frac{2}{3} \delta_{xy} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)}_0 = \frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} = \Pi_{yx}$$

$$\Pi_{xz} = \frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} - \underbrace{\frac{2}{3} \delta_{xz} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)}_0 = \frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} = \Pi_{zx}$$

$$\Pi_{yy} = \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \delta_{yy} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)$$

$$\Pi_{yz} = \frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} - \underbrace{\frac{2}{3} \delta_{yz} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)}_0 = \frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} = \Pi_{zy}$$

$$\Pi_{zz} = \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \delta_{zz} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = \Pi_{zy}$$

$$S_{xx} = -\frac{\eta_0}{2} (\Pi_{xx} + \Pi_{yy}) - \frac{\eta_1}{2} (\Pi_{xx} - \Pi_{yy}) - \eta_3 \Pi_{xy}$$

$$S_{yy} = -\frac{\eta_0}{2} (\Pi_{xx} + \Pi_{yy}) + \frac{\eta_1}{2} (\Pi_{xx} - \Pi_{yy}) + \eta_3 \Pi_{xy}$$

$$S_{zz} = -\eta_0 \Pi_{zz}$$

$$S_{xy} = S_{yx} = -\eta_1 \Pi_{xy} + \frac{\eta_3}{2} (\Pi_{xx} - \Pi_{yy})$$

$$S_{xz} = S_{zx} = -\eta_2 \Pi_{xz} - \eta_4 \Pi_{yz}$$

$$S_{yz} = S_{zy} = -\eta_2 \Pi_{yz} + \eta_4 \Pi_{xz}$$

$$S_{xx} = -\frac{\eta_0}{2} \left[\left(2 \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \left(2 \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \\ - \frac{\eta_1}{2} \left[\left(2 \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \left(2 \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] - \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

$$S_{xx} = -\eta_0 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) - \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

$$S_{yy} = -\frac{\eta_0}{2} \left[\left(2 \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \left(2 \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \\ + \frac{\eta_1}{2} \left[\left(2 \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \left(2 \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

$$S_{yy} = -\eta_0 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = -\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{1}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right]$$

$$S_{xy} = S_{yx} = -\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right)$$

$$S_{xz} = S_{zx} = -\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right)$$

$$S_{yz} = S_{zy} = -\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right)$$

$$S_{zz} = -\eta_0 \left(2 \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{4\eta_0}{3} \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)$$

$$\boxed{(\nabla \cdot S) = \left[(\nabla \cdot S)_x + (\nabla \cdot S)_y + (\nabla \cdot S)_z \right]}$$

$$\begin{aligned} &= \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_0 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) - \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] \right. \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad + \left. \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) \right] \right] \hat{\mathbf{i}} \\ &\quad + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \right] \right. \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_0 \left(-\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad + \left. \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] \right] \hat{\mathbf{j}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) \right] \right. \\
& \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \hat{\mathbf{k}}
\end{aligned}$$

$$(\nabla \cdot \mathbf{S})_z = \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \frac{\partial V_x}{\partial z} - \eta_4 \frac{\partial V_y}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{i}} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta_2 \frac{\partial V_y}{\partial z} - \eta_4 \frac{\partial V_x}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{j}} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{k}}$$

$$\boxed{(\nabla \cdot \mathbf{S})_z = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{k}} \quad (\text{elektronlar için paralel viskozite katsayısı})}$$

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} (\rho V_z) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho V_z^2 + P + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right)} \quad (19)$$

2. Momentumun Korunumu (şoka dik yöndeki değişim):

Burada ise dik yöndeki bileşenler için dik viskozite değerini kullanacağız,

$$(\nabla \cdot \mathbf{S})_t = \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right) \right]$$

$$\boxed{(\nabla \cdot \mathbf{S})_t = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\eta_2^e \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right]}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}_t) = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} - \eta_2^e \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right]$$

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}_t) = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} - \eta_2^e \left(\frac{\partial \mathbf{V}_t}{\partial z} \right) \right]} \quad (20)$$

3. Enerji Denklemi:

$$\boxed{\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right)}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}}_{(2)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{(3)} \right.} \quad (21)$$

$$\left. \underbrace{-(\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T)}_{(4)} + \underbrace{\mathbf{V} \cdot \Pi_{ij}}_{(5)} \right]$$

Enerji denkleminde ise viskozite parametresinin hem paralel hem de dik yöndeki bileşenlerini kullanacağız,

$$(5) \quad \mathbf{V} \cdot (\nabla \cdot S) = \mathbf{V} \cdot \left[(\nabla \cdot S)_x + (\nabla \cdot S)_y + (\nabla \cdot S)_z \right]$$

$$= \mathbf{V} \cdot \left[\left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_0 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) - \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] \right. \right.$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) \right] \Big] \hat{\mathbf{i}}$$

$$+ \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \right] \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_0 \left(-\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \eta_1 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) + \eta_3 \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] \hat{\mathbf{j}} \\
& + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) \right] \right. \\
& \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[-\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_4 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \hat{\mathbf{k}} \Big] \\
& = \mathbf{V} \cdot \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{k}} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right] \right]
\end{aligned}$$

$$\boxed{\mathbf{V} \cdot \nabla S = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} V_x + \frac{\partial V_y}{\partial z} V_y \right) \right]}$$

$$\boxed{\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) V_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_z \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \eta_2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} V_x + \frac{\partial V_y}{\partial z} V_y \right) \right]} \quad (22)$$

Tablo 5.3. Paralel ısı iletimi ve viskozitenin olduğu durum için MHD denklemler

Kütlenin Korunumu:	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z)$
Momentumun Korunumu (şoka paralel yönde):	$\frac{\partial(\rho V_z)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho V_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right)$
Momentumun Korunumu (şoka dik yönde):	$\frac{\partial(\rho V_t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho V_z V_t - \frac{B_z B_t}{\mu_0} - \eta_2 \frac{\partial V_t}{\partial z} \right)$
Manyetik İndüksiyon Eşitliği:	$\frac{\partial B_t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(V_z B_t - B_z V_t + \bar{\eta} \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)$
Enerji Korunumu:	$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) V_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_z \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 (T_z)'_z + \frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \eta_2 \left(\frac{\partial V_t}{\partial z} \right) \right] \end{aligned}$

Sıçrama koşullarını yazmadan önce şu katsayıları hesaplamamız gerekmektedir,

$$\kappa_{//}^e = 3.2 \frac{n_e k_B^2 T_e \tau_e}{m_e} \quad (23)$$

$$\kappa_{\perp}^e = 4.7 \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \omega_{ce}^2 \tau_e} \quad (24)$$

$$\eta_0^e = 0.73 n_e k_B T_e \tau_e \quad (25)$$

$$\eta_2^e = 2.0 \frac{n_e k_B T_e}{\omega_{ce}^2 \tau_e} \quad (26)$$

$$\bar{\eta} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \quad (27)$$

Burada η_0^e ve η_2^e sırasıyla elektronlar için paralel ve dik ısı viskozite katsayılarıdır ve bu değerler Bragiinski (1965) ve Huba (2002) den alınmıştır. $k_B = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ (J / K)}$ Boltzmann sabiti ve $m_e = 9.1094 \times 10^{-31} \text{ (kg)}$ elektron kütesidir. Güneş koronasında, shear viskozitesi ihmal edilebilir fakat bulk (kinematik) viskozite değeri önemli olacaktır, çünkü kinematik viskozite sıkıştırılabilirliği etkileyecektir. $\omega_{ce} = eB / m_e c$ elektron dönme frekansı ve

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} n_e \lambda e^4} \text{ elektron çarpışma zamanıdır (Huba, 2002). Burada, } \lambda,$$

Coulomb logaritmasıdır ve Güneş koronası için yaklaşık 20'dir. n_e , elektronların sayı yoğunluğu; e , elementer yük; c ışık hızı; σ_0 plazma iletkenliğidir ve

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c} \text{ eşittir. Burada, } \nu_c \text{ çarpışma frekansdır.}$$

5.1.2.2. Sıçrama Koşulları

Hem paralel ısı iletimi hem de viskozite eklendiğinde sıçrama koşulları Tablo 5.4'te verildiği gibidir. Bu tabloda verilen, $(V_z)'_z$ ve $(V_x)'_z$ sırasıyla paralel ve dik viskozite terimleri için paralel ve dik hızların türevlerini belirtmektedir. Hızların türevlerini aldık, çünkü viskozite değeri çarpışmalara ve bir noktadan diğer bir noktaya ilerlerken etkileşimde bulunduğu dış kaynaklara bağlıdır. Hız gradientine ait viskozite ise direnç ile ilişkilendirilmiştir ve hız, şok boyunca korunacaktır. Bu durumda, Şekil 5.6'de gösterilmiştir.

Tablo 5.4. Paralel Isı İletimi ve Viskozitenin Olduğu Durumda Sıçrama Koşulları

$$[\rho V_z] = 0 \quad (28)$$

$$\left[\rho V_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0}{3} (V_z)'_z \right] = 0 \quad (29)$$

$$\left[\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} - \eta_2 (V_x)'_z \right] = 0 \quad (30)$$

$$\left[V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t + \bar{\eta} (B_x)'_z \right] = 0 \quad (31)$$

$$\left[\left(\frac{\rho (V_x^2 + V_z^2)}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{B_x^2}{\mu_0} \right) V_z - \frac{B_z (B_x V_x)}{\mu_0} - \kappa_{//} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 (T_z)'_z - \frac{4\eta_0}{3} V_z (V_z)'_z - \eta_2 V_x (\mathbf{V}_t)'_z \right] = 0 \quad (32)$$

5.1.3. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel ve Dik Isı İletimi ile Viskozite Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu

Bir-akışkanlı ortam için inceleyeceğimiz son durum paralel ve dik ısı iletim ile viskozite parametrelerinin eklendiği plazma durumudur. Bilindiği gibi ısıtma, çarpışmalara ve viskoz dağılım gibi dış etkenlere bağlıdır. Sıçramadaki sıcaklık sabit kalmaktadır ve sadece sıcaklığın $(T_{ez})'_z$ nin türevi değişecektir buna akı değişimi de diyebiliriz ve Denklem (33)'de bu gösterilmektedir. Dikine sıcaklık $T_{\perp}$, cross-field parçacık ısı hareketi ile ilişkilendirilirken (Tsai et al., 2002); $T_{//}$ sıcaklığı manyetik alan boyunca olan sıcaklığı belirtmektedir. Bu koşullar altında, ısı akısı ve viskozite bozucu etkilerini içeren yeni enerji denklemimiz aşağıda verilmiştir.

$\nabla \cdot \mathbf{q} = -\kappa_{//}^e \nabla_{//} (k_B T_e) - \kappa_{\perp}^e \nabla_{\perp} (k_B T_e)$ olmaktadır ve dik ısı iletimini bu eşitlikte yerine yerleştirdiğimizde;

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot \left[-\kappa_{//}^e \left[\mathbf{b} (\mathbf{b} \cdot \nabla (k_B T)) \right] - \kappa_{\perp}^e \left[\hat{\mathbf{I}} \cdot \nabla (k_B T) + \mathbf{b} (\mathbf{b} \cdot \nabla (k_B T)) \right] \right]$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = -\nabla \cdot \left[\kappa_{//}^e \mathbf{b} \mathbf{b} + \kappa_{\perp}^e (\hat{\mathbf{I}} - \mathbf{b} \mathbf{b}) \right] \cdot \nabla (k_B T) \quad \text{ve} \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\kappa_{//}^e \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}}_{\text{Paralel bileşen (poloidal ısı akısı)}} + \underbrace{\kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}}_{\text{Dik bileşen (toroidal ısı akısı)}} - \underbrace{\kappa_{\perp}^e \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}}_{\text{Dik bileşen (toroidal ısı akısı)}} \right]$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = -\nabla \cdot \left[\kappa_{//}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \underbrace{\kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}}_{(2)} - \underbrace{\kappa_{\perp}^e \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}}_{(3)} \right]$$

$$\begin{aligned} (2) \quad \nabla \cdot \left[-\kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] &= -\nabla \cdot \left[\kappa_{\perp}^e \left(\frac{\partial (k_B T)}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial (k_B T)}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial (k_B T)}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \hat{\mathbf{k}} \right] \\ &= -\frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

$$(3) \quad \kappa_{\perp}^e \frac{\mathbf{B}}{B^2} \left(\mathbf{B} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) = \nabla \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right)}_{\delta} \mathbf{B} \mathbf{B} \right]$$

$$= \nabla \cdot [\delta \mathbf{B} \mathbf{B}] = [\delta (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{B} (\nabla \cdot \delta \mathbf{B})]$$

$$\begin{aligned}
&= \left[\delta B_x \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} + \delta B_y \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} + \delta B_z \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} + \mathbf{B} \frac{\partial(\delta B_x)}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial(\delta B_y)}{\partial y} + \mathbf{B} \frac{\partial(\delta B_z)}{\partial z} \right] \\
&= \left[\delta \left[B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} + B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] + (B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) \left[\frac{\partial \delta}{\partial z} B_z + \frac{\partial B_z}{\partial z} \delta \right] \right] \\
&= \left[\frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} B_z \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial z} + B_z \hat{\mathbf{k}} \left[\left(B_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \right) + \left(\frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \right] \right] \\
&= \left[2 \frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} B_z \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial B_z}{\partial z} + B_z^2 \frac{\kappa_{\perp}^e}{B^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] \\
&= \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{\perp}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right) \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_{\perp}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{\perp}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} \right)
\end{aligned}$$

$$\boxed{\nabla \cdot \mathbf{q} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} - \kappa_{\perp}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} \right]}$$

$$\boxed{
\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) V_z - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_z \right] \\
&+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_{\perp}^e \frac{\partial T}{\partial z} \left(1 - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right) \right] + \left[\frac{4\eta_0}{3} V_z (V_z)'_z + \eta_2 V_x (\mathbf{V}_t)'_z \right]
\end{aligned}
} \quad (33)$$

Tablo 5.5. Paralel ve Dik ısı iletimi ile Viskozitenin Olduğu Durumda Sıçrama Koşulları

$$[\rho V_z] = 0 \quad (34)$$

$$\left[\rho V_z^2 + P + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0}{3} (V_z)'_z \right] = 0 \quad (35)$$

$$\left[\rho V_z \mathbf{V}_t - \frac{B_z \mathbf{B}_t}{\mu_0} - \eta_2 (V_x)'_z \right] = 0 \quad (36)$$

$$\left[V_z \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_t + \bar{\eta} (B_x)'_z \right] = 0 \quad (37)$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\rho (V_x^2 + V_z^2)}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{B_x^2}{\mu_0} \right) V_z - \frac{B_z (B_x V_x)}{\mu_0} \right. \\ & \left. - \left[\kappa_{//} \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 + \kappa \left(1 - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right) \right] (T_z)'_z \right. \\ & \left. - \frac{4\eta_0}{3} V_z (V_z)'_z - \eta_2 V_x (\mathbf{V}_t)'_z \right] = 0 \end{aligned} \quad (38)$$

Manyetik yeniden birleşme bölgesinde, paralel ve dik ısı iletimi ile viskozite parametreleri eklendiğinde meydana gelecek sıçrama koşullarına ait nümerik simulasyon Şekil 5.7’de gösterilmiştir. Denklemler (10)-(13); (15a), (15b), (29) ve (30)’da verilen üst akıntı (upstream) değerlerini kullanarak, ρ , $\mathbf{V}$, $\mathbf{B}$, P ve T için alt akıntı (downstream) değerleri elde edilmiştir. (14), (32) ve (38) enerji denklemleri ise temel şok boyunca ısı akısındaki sıçramayı ölçmektedir. Buradan yola çıkarak farklı fiziksel durumlar için, temel şok boyunca meydana gelecek sıçrama koşulları Şekil (5.5), (5.6) ve (5.7)’de gösterilmiştir.

5.1.4. Başlangıç ve Sınır Koşulları

Simülasyonlarımızı yaparken Arber et al. (2007) tarafından geliştirilmiş LareXd kodunu kullandık. LareXd, MHD denklemlerini 1, 2 ve 3D olarak çözmek için geliştirilmiş olan Lagrangian Remap koddur. Bu kod, $(\rho, \epsilon, \mathbf{V})$ değişkenlerinin aynı grid bölgesinde tanımlanmadığı kademeli gridleri kullanır; $\mathbf{V}$, hücre sınırlarının hızı ve ρ , hücre merkezindeki ortalama hücre yoğunluğu olarak tanımlanır ve denetim bölgesi (checkbox) kararsızlığını engellemek ve korunum kanunlarını sonlu fark şemasında oluşturabilmek için uzay ve zamanda ikinci dereceden kesinliler elde edilmektedir (Arber et al., 2007).

Şok viskozitesini ve gradiyent sınırlarını kullanmak, kodu, şok çözümleri için ideal bir hale getirir. Doğrusal olmayan MHD denklemlerini, kullanıcı kontrollü viskozite ve direnç değerlerini kullanarak çözer. Gerekli durumlarda, çekim, Hall denklemi ve kısmi iyonize hidrojen denklemi vs. de hesaplamaların içine dahil edilebilir. Orijinal griddeki remap adımlarını takip ederek, her bir zaman adımını Lagrangian adımı olarak ayırır. Bu işlem, tüm fiziksel değerlerin bulunduğu tek bir Lagrangian adımına, daha farklı fiziksel niceliklerin eklenmesine de izin vermektedir. LareXd kodu, MHD denklemlerinin normalize edilmiş haliyle işlem yapar. Lagrangian adımı kütle korunumunu kullanır. Manyetik alan hücre yüzeylerinde tanımlanır ve $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ eşitliğini koruyacak biçimde sürekli güncellenir. Yoğunluk, Lagrangian koordinatlarını kullanarak tekrar tekrar hesaplanır fakat enerji ve hız kütle koordinatlarını kullanır. Manyetik vektör potansiyel sadece Lare 2D kodda tanımlıdır ve burada manyetik vektör potansiyelinin, $\mathbf{A}$, x-bileşeni hesaplanır (Arber et al., 2007). Modelimizdeki başlangıç koşulları Tablo 5.6'da gösterilmektedir. Çözümlerde kullandığımız açı $\theta_1 \geq 70^\circ$, çünkü amacımız şoktaki kuvvetli sıkıştırılmayı görebilmektir. Normalizasyon değerleri ve sınır koşulları da Tablo 5.7'de gösterilmiştir.

Tablo 5.6. Bir-akışkanlı Durum İçin Başlangıç Koşulları

Başlangıç Parametreleri	MKS sisteminde
Elektronların sayı yoğunluğu: n_0 (e)	$2 \times 10^{15} \text{ (m}^{-3}\text{)}$
Başlangıçtaki manyetik alan: B_0	0.000263 (T)
Başlangıçtaki yoğunluk: ρ_0 (e) = $n_e \cdot m_e$	$1.8 \times 10^{-15} \text{ (kgm}^{-3}\text{)}$
Başlangıçtaki basınç: P_0 (e) = $n_e \cdot k_B \cdot T_0$ (e)	$0.055 \text{ (kgm}^{-1}\text{s}^{-2}\text{)}$
Başlangıç sıcaklığı: T_0 (e)	$172 \text{ eV (} 2 \times 10^6 \text{ K)}$
Başlangıçtaki hız: V_0	$7.14 \times 10^6 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$
Upstream açısı: θ_1	$\theta_1 \geq 70^\circ$

Tablo 5.7. Normalizasyon Değerleri ve Sınır Koşulları

Normalizasyon Değerleri	$B_0 = (4\pi P_0)^{1/2}, t_0 = L_0 / V_0,$ $V_0 = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}, T_0 = m P_0 / (k_B \rho_0), \quad \eta' = \eta_0 / \eta$ $x' = L_0 / R, \quad B' = B_0 / B, \quad V' = V_0 / V_A, \quad \rho' = \rho_0 / \rho,$ $P' = P_0 / P, z' = z_0 / 2R, \quad t' = t_0 / t_A, \quad \bar{\eta}' = \bar{\eta}_0 / \bar{\eta},$
Sınır Koşulları	$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad B_z = \text{sabit}$

Yukarıdaki tablolarda yer alan değişkenler sırasıyla uzunluk, manyetik alan, hız, kütle yoğunluğu, basınç, genişlik, zaman, manyetik yayılım katsayısı ve viskozite değerleri için boyutsuz değişkenler $x', B', V', \rho', P', z', t', \bar{\eta}'$ ve η ; başlangıç değerleri $L_0, B_0, V_0, \rho_0, P_0, z_0, t_0, \bar{\eta}_0$ ve η_0 ve boyutlu değerler $R_\odot, B, V_A, \rho, P, 2R_\odot, t_A, \bar{\eta}$ ve η olmaktadır. Burada $t = R_\odot / V_A$ Alfven zamanıdır

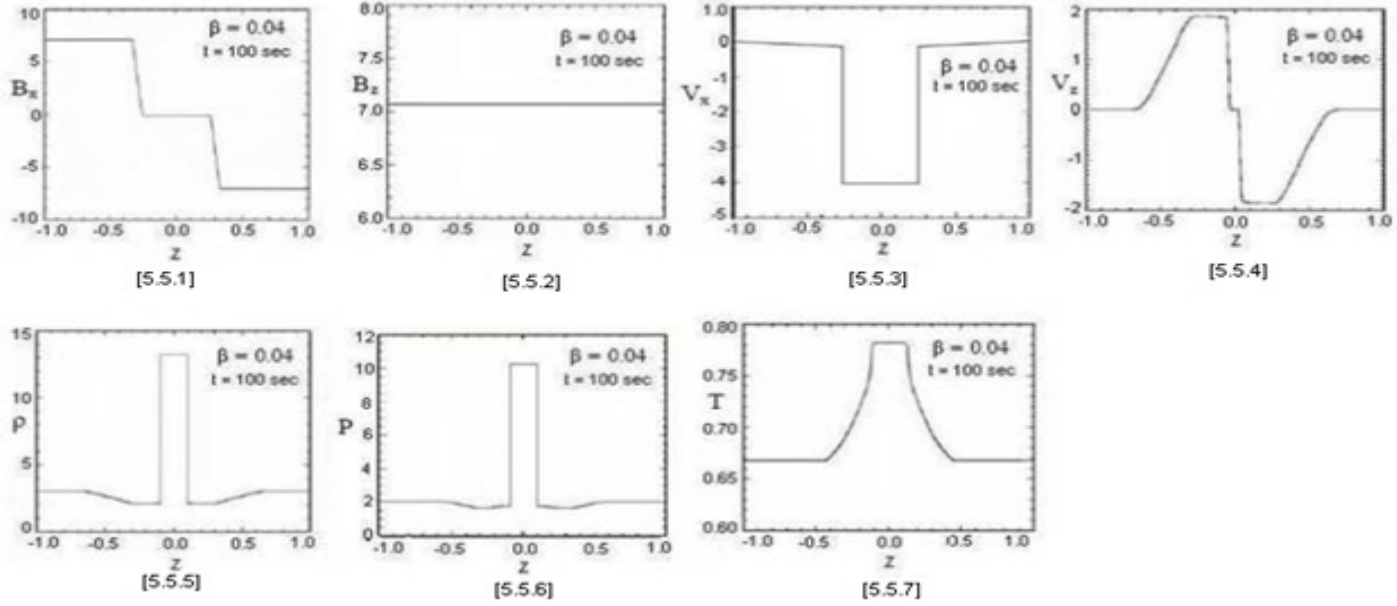
ve $V_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}}$ Alfven hızıdır. $t > 0$ için, her bir yavaş şok $\pm z$ yönünde

ilerleyecektir. Simulasyon zamanı $t = 100$ saniyedir. Paralel manyetik alan, $B_z=0$, şok boyunca sabittir. Sınır değerinde, simulasyon yapılan bölgenin merkezinde yer alan başlangıç akım tabakası için, $z = 0$ olacaktır ve başlangıç hızının paralel bileşeni ile dik-yönelimindeki manyetik alanın uzaysal türevi de

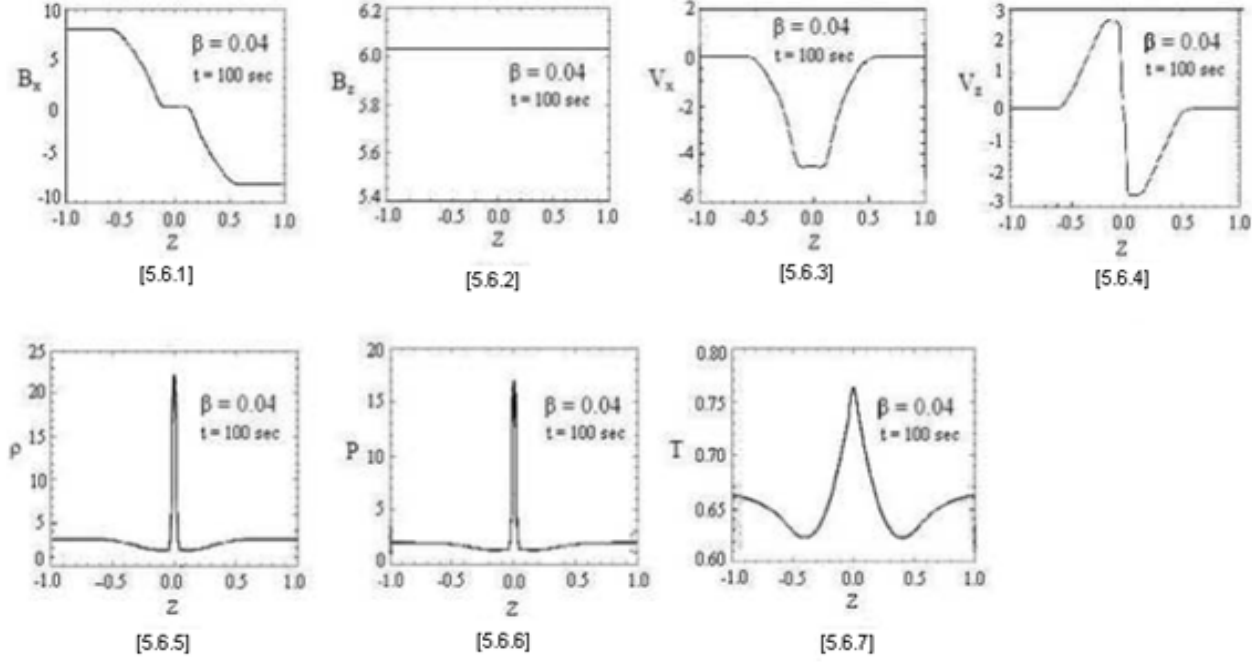
sıfır olacaktır. Simulasyon yapılan bölgenin son sınırında (maksimum değer) yer alan akım tabakasının son değeri için, $z = 1$ olacaktır ve paralel ile dik yönelim boyunca olan hız türevleri gözlenemeyecektir.

Şekil (5.5) – (5.7)’de görüleceği gibi, bir-akışkanlı yaklaşım gerçek şok yapısını tanımlamada yeterli değildir, bununla birlikte, iki-akışkanlı model bizim beklentimizi karşılayabilecektir. Bunun nedeni, tek bir plazma akışında, akış elementi nötr olarak tanımlanır, böylece nötr olmayan şok yapısındaki akım yoğunluğu ve Ohm kanunu gibi yapılar tanımlanamamaktadır, özellikle bu durum şok cephesinde (upstream ve downstream arasındaki ara birim) etkin bir biçimde gözüktür. Buna ilaveten, çalıştığımız ortamı yarı-nötr olarak kabul ettik ve iki-akışkan, bu tür bir varsayım için çok daha geçerli ve uygulanabilir sonuçlar verecektir.

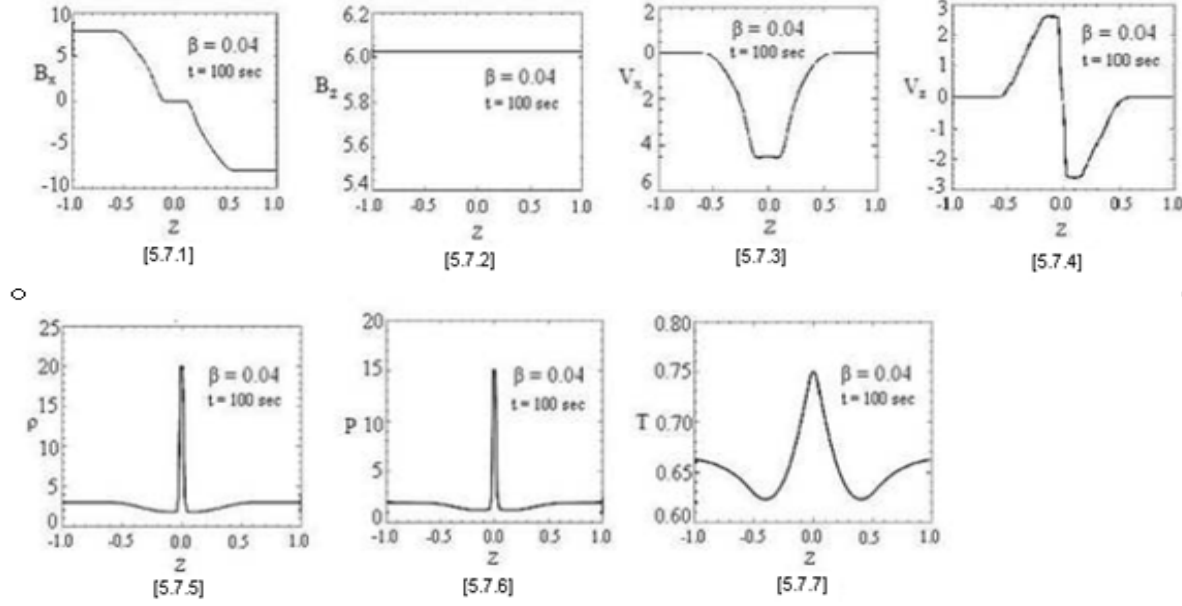
Şekil (5.5)’te elde ettiğimiz sonuçlar Tsai et al., (2002) çalışmasında verilen simülasyon sonuçları ile uyushmaktadır. Bu sonuçları elde ettikten sonra, *temel* MHD denklemlerin parametrelerinde bir değişiklik yapmadan, aynı koşullar altında kendi türettiğimiz viskozite ve ısı akısı terimlerini eklediğimizde Şekil (5.6) ve Şekil (5.7)’deki gibi yeni ve özgün MHD denklemlerini elde ettik. Elde ettiğimiz sıçrama koşullarına ait bu türden sonuçlara henüz literatürde rastlanmamıştır.



Şekil 5.5. Viskozite ve ısı akısı parametreleri olmadan $t = 100$ saniyede B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri. Burada, başlangıç parametreleri $\beta=0.04$ ve $\theta_1=80^\circ$ dir. Şekillerden, [5.5.1] dikine manyetik alan, [5.5.2] paralel manyetik alan, [5.5.3] dikine hız, [5.5.4] paralel hız, [5.5.5] yoğunluk, [5.5.6] basınç ve [5.5.7] sıcaklıktır. Z burada şok genişleme hızının normalize edilmiş değerini gösterirken, X akım tabakası boyunca sıçrama koşullarının normalize edilmiş değerini gösterir (Goker, 2008).



Şekil 5.6. Viskozite ve paralel ısı akısı parametreleri etkisinde, $t = 100$ saniyedeki B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri. Burada, başlangıç parametreleri $\beta=0.04$ ve $\theta_1=80^\circ$. Şekillerden, [5.6.1] dikine manyetik alan, [5.6.2] paralel manyetik alan, [5.6.3] dikine hız, [5.6.4] paralel hız, [5.6.5] yoğunluk, [5.6.6] basınç ve [5.6.7] sıcaklıktır. Z burada şok genişleme hızının normalize edilmiş değerini gösterirken, X akım tabakası boyunca sıçrama koşullarının normalize edilmiş değerini gösterir.



Şekil 5.7. Viskozite ve paralel ve dik ısı akısı parametreleri etkisinde, $t = 100$ saniyedeki B_x , B_z , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri. Burada, başlangıç parametreleri $\beta=0.04$ ve $\theta_1=80^\circ$. Şekillerden, [5.7.1] dikine manyetik alan, [5.7.2] paralel manyetik alan, [5.7.3] dikine hız, [5.7.4] paralel hız, [5.7.5] yoğunluk, [5.7.6] basınç ve [5.7.7] sıcaklıktır. Z burada şok genişleme hızının normalize edilmiş değerini gösterirken, X akım tabakası boyunca sıçrama koşullarının normalize edilmiş değerini gösterir.

5.2. İki-akışkanlı Ortam İçin Kartezyen Koordinat Sisteminde Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesindeki Şoklara İlişkin Yeni Bulgular

İki-akışkanlı ortam için plazmayı yarı-nötr (quasi-neutral) olarak kabul edeceğiz. Bu durumda, çalıştığımız ortam elektriksel nötrlüğe gider ve net $E=0$ olur. Bu yaklaşımı yapmamızın nedeni, koronanın ideal plazma olmamasıdır. Ayrıca, yarı-nötr durumda parçacık sayı yoğunluğu değişimi $n_e = n_p + Zn_i$ şeklinde alınmalıdır. Protonları, iki-akışkanlı durumda hesaba katmadığımızdan parçacık sayı yoğunluğu değişimi elektronlar ve iyonlar için $n_e \cong Zn_i$ şeklinde olacaktır. İki-akışkanlı modelde kullandığımız Ohmik dağılım, manyetik enerjiyi ısı enerjisine dönüştüren fiziksel parametredir. Şoklar sıkıştırılabilir bir özelliğe sahiptir ve çalıştığımız akım tabakasındaki sıkıştırılabilir ortam için plazma beta parametresi $0.1 \leq \beta \leq 1.0$ arasındadır. Bu şekilde koronanın düşük-beta plazma değerlerinde, manyetik enerji yoğunluğu, ısısal enerji yoğunluğundan kabaca $10^2 - 10^3$ kat kez daha büyüktür. İyon gazının sıkıştırılması, genellikle viskoziteye bağlıdır. Şok sıkıştırılmasında da esas rol yine viskozitenindir, ve ısı iletimi daha az etkin olacaktır. Yoğunluk sıçraması bize viskozitenin varlığını gösteren önemli bir figürdür (Goker, 2010, *submitted in Solar Physics*). Viskozite ve ısısal iletkenliğin yanısıra bir de elektronların önce ısınıp sonra ısı enerjilerini iyonlara aktarma gibisinden bir süreç vardır ki, bu sorunun iki-akışkan modeli çerçevesinde incelenmesi gerekir (Priest, 1982; Kirk et al., 1994).

Akım tabakasındaki şok hızı sayesinde, koronal kütle atılımı (CME) sırasında ortaya çıkacak maddenin şiddetini de ayarlayabiliriz. Böylece şok hızı ve CME arasında bir bağlantı kurulabilir. Enerji, ısı haline dönüştüğü için CME sırasındaki enerji miktarını da bu şekilde hesaplayabiliriz.

5.2.1. Manyetik Yeniden Birleşme Bölgesinde Paralel ve Dik Isı İletimi, Viskozite, Lorentz Kuvveti ve Akış Kesri Elementi Parametreleri Eklendiğinde Plazmanın Durumu

Fiziksel olarak, şok dalgalarını veren denklemlere viskozite, iyon sürtünmesi, yayılım (difüzyon) katsayısı ya da ısısal iletkenlik katsayılarını kattığımızda, aynı koşullar altında yine şok dalgaları oluşacaktır ancak bu defa süreksiz değil sürekli çözümler söz konusu olacaktır. Yani düzgün bir sıçrama koşulu göremeyiz. Fakat şu da unutulmamalıdır, aslında tüm fiziksel değişkenlerin değişimi süreklidir, sıçrama dediğimiz olay, model denklemlerinden ya da denklem sistemlerinden ve onların karakterlerinden kaynaklanmaktadır. İletim olayları ihmal edildiğinde, bu olayların neden olabileceği sıkışma (sıcaklık, yoğunluk, iyon konsantrasyonu, basınç vs. değişkenlerde) bu bölgelerde çok yüksek gradientler oluşturur. Bu şekilde çok dar bir bölgede, gradientlerin yüksek olmaları nedeniyle değişkenlerde sürekli ancak büyük değişimlere neden olur. Bu dar bölgedeki değişimlere şok dalgası diyoruz. Bu bölgelerin kalınlığı sıfırlanırsa o zaman sıçrama koşulları oluşur.

Güneş koronal plazması ve akım tabakası esasen iki-akışkanlı bir ortamdır ($T_e \neq T_i$) ve hemen hemen manyetize ve çarpışmasız plazma ile ilişkilendirilmiştir. Buna karşılık, plazma çok uzun süre çarpışmasız kalamayacaktır ve yarı-nötr ortam, yayılım tabakası gibi, bazı bölgelerde etkin hale gelecektir. Tüm plazma tamamiyle iletken ve yayılım bölgesi gibi akım tabakasının çok küçük kısımlarında donmuş durumdadır. Bu tür bölgelerde, bazı ilave bozucu fiziksel niceliklerin varlığı elektriksel iletkenliğin azalmasına neden olacaktır (Mühlbachler et al., 2003). İki bileşenli plazmada iletim katsayıları elektronlar ve tek yüklü (single charged) iyonlardır. İki-akışkanlı durum için oluşturduğumuz geometri Şekil 5.8’de verilmiştir.

Bir-akışkanlı durumdan iki- akışkanlı denklemlerin üretilmesi şu şekilde yapılmıştır: momentum ve enerji denklemlerine Ohm kanunu ve akış kesri elementini ekledik, ve çarpışmalara bağlı ısı iletim terimini de enerji denklemine ekledik ve bunları kullanırken Yemin ve Xiwei (2003) yılı makalesini kullandık (Goker, 2008). Bu varsayımlar altında değiştirilmiş iki-akışkanlı yapı aşağıdaki verildiği gibidir.

5.2.1.1. İki-akışkanlı durum için Korunum Denklemleri

a) Kütlenin korunumu:
$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} &= -[\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla \rho_\alpha + \rho_\alpha \nabla \cdot \mathbf{V}_\alpha] = -\left[V_{\alpha z} \hat{\mathbf{k}} \left(\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) + \rho_\alpha \left(\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right) \right] \\ &= -\left[V_{\alpha z} \left(\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial z} \right) + \rho_\alpha \left(\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho_e V_{ez}) \quad (39)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho_i V_{iz}) \quad (40)$$

b) Momentumun Korunumu (sadece şok yönü boyunca olan değişim):

$$\boxed{\frac{\partial(\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha)}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha \mathbf{V}_\alpha}_{(2)} + \underbrace{\left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}\right) \hat{\mathbf{I}}}_{(3)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B}}_{(4)} + \underbrace{\Pi_{ij}^\alpha}_{(5)} \right]}_{(1)} + \underbrace{q_\alpha n_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B})}_{(6)} + \underbrace{\mathbf{R}_\alpha}_{(7)} \quad (41)$$

$$(1) \quad \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} V_{\alpha z} \hat{\mathbf{k}} + \rho_\alpha \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial t} \hat{\mathbf{k}} = \frac{\partial(\rho_\alpha V_{\alpha z})}{\partial t} \hat{\mathbf{k}}$$

$$(2) \quad \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_\alpha V_{\alpha x} \mathbf{V}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_\alpha V_{\alpha y} \mathbf{V}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z} \mathbf{V}_\alpha) \right]$$

$$\nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_\alpha V_{\alpha x} \mathbf{V}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_\alpha V_{\alpha y} \mathbf{V}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z} \mathbf{V}_\alpha) \right]$$

$$= \rho_\alpha V_{\alpha z} \frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial z} + \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial(\rho_\alpha V_{\alpha z})}{\partial z} = \rho_\alpha V_{\alpha z} \left(\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} + V_{\alpha z} \frac{\partial(\rho_\alpha V_{\alpha z})}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z} \mathbf{V}_\alpha) = V_{\alpha z}^2 \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + 2\rho_\alpha V_{\alpha z} \left(\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}}$$

$$(3) \quad \nabla \cdot \left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}}$$

$$\nabla \cdot \left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y} \left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(P_\alpha + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{k}}$$

(4) Z-yönündeki değişim için dikine manyetik alanı veren $\frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi}$ değeri dikkate alınmayacaktır.

$$(5) (\nabla \cdot \mathbf{S})_z = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right] \hat{\mathbf{k}}, \text{ elektronlar için paralel viskozite katsayısı}$$

Bu durumda momentum denklemimiz;

$$\boxed{\frac{\partial(\rho_e V_{ez})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_e V_{ez}^2 + P_e + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_{ez}}{\partial z} \right)}$$

$$\boxed{\frac{\partial(\rho_i V_{iz})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_i V_{iz}^2 + P_i + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^i}{3} \frac{\partial V_{iz}}{\partial z} \right)}$$

(6) $q_\alpha n_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B})$; elektronlar için $q_\alpha = q_e = -e$ ve iyonlarda $q_\alpha = q_i = Ze$ olacaktır. Burada α , elektron ve iyon parçacıklarını tanımlamaktadır. $\mathbf{F} = q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B})$ Lorentz kuvvet terimidir ve q_α Coulomb yüküdür ve birimi Coulomb'dur. Lorentz kuvvet teriminde elektrik alan $\mathbf{E}=0$ alınmıştır, çünkü Güneş koronasının dikine genişlemesinde kutuplaşmanın (polarisation) görülmediği varsayımını yapıyoruz. Bu durumda, Lorentz kuvveti Ohm kanunu durumuna dönüşecektir ve $\frac{\mathbf{J}}{\sigma} = (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B})$ ile tanımlanır. Akım tabakası, kalın bir plazma tabakası ile kuşatılmıştır, fakat plazmanın hızı, $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ kuvvetinin frenlenmesinden dolayı bu tabakanın içinde düşer, bu durum Podgorny and Podgorny (2005)'te belirtilmiştir (Goker, 2010, *submitted in Solar Physics*).

Burada, $\mathbf{J}$ akım yoğunluğudur (A/m^2). Akım yoğunluğu sırasıyla paralel ve dik yönelimler için $\mathbf{J}_{//} = J_{//} \hat{\mathbf{b}} = \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{J}}{B^2} \mathbf{B}$ ve $\mathbf{J}_{\perp} = \mathbf{J} - J_{//} \hat{\mathbf{b}} = -\hat{\mathbf{b}} \times (\hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{J})$ olacaktır (Bragiinski, 1965).

$$\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B} = \underbrace{-\nabla \phi}_{\mathbf{E}=0} - \underbrace{\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}}_{\mathbf{V} \times \mathbf{B}} + \mathbf{V}_\alpha \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{V}_\alpha \times (\nabla \times \mathbf{A})$$

$$\mathbf{V}_\alpha \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla (\mathbf{V} \cdot \mathbf{A}) - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A}$$

$$= \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{V}) + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A} + (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A}$$

$$= (\nabla \mathbf{A}) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A} + \nabla \cdot (\mathbf{A} \mathbf{V}) - (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A} - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{V}$$

$$[\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{A})] = \frac{[(\nabla \mathbf{A}) \cdot \mathbf{V} - 2(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A} + \nabla \cdot (\mathbf{A} \mathbf{V})]}{2}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \left[\left[\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial A_y}{\partial x} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_z}{\partial x} \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial A_x}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_y}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial A_z}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{k}} \right) - (V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) \right] \\ &\quad - 2 \left[\left(V_x \frac{\partial A_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{i}} + \left(V_x \frac{\partial A_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{j}} \right. \\ &\quad \left. + \left(V_x \frac{\partial A_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} \right] \\ &\quad + \left[(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) \left[\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{i}} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial y} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{j}} + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{k}} \right] \right] \\ &\quad - \left[(A_x \hat{\mathbf{i}} + A_y \hat{\mathbf{j}} + A_z \hat{\mathbf{k}}) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial A_z}{\partial z} (V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) - 2 \left(V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \right. \\
&\quad \left. + \left[(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) \left(-\frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right] - (A_x \hat{\mathbf{i}} + A_y \hat{\mathbf{j}} + A_z \hat{\mathbf{k}}) \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \\
&= \frac{1}{2} \left[V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - 2V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - A_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] = \frac{1}{2} \left[-V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - A_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \\
&= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_z V_z) \hat{\mathbf{k}}
\end{aligned}$$

Elektronlar için;
$$q_e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) = -en_e \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \hat{\mathbf{k}} \right) = \frac{en_e}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \hat{\mathbf{k}}$$

İyonlar için;
$$q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) = Zen_i \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \hat{\mathbf{k}} \right) = -\frac{Zen_i}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \hat{\mathbf{k}}$$

(7) $\mathbf{R}_\alpha = -\alpha_0 q_\alpha n_\alpha \left(\frac{\mathbf{J}_\parallel}{\sigma_\parallel} + \frac{\mathbf{J}_\perp}{\sigma_\perp} \right)$, manyetize olmuş plazmalar için akış elementinin

değeridir (Yemin and Xiwei, 2003) ve $\mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i$ (Callen, 2003). Burada;

$\mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \eta \mathbf{J} = \frac{1}{\sigma_0} \mathbf{J} \Rightarrow \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ ve $\mathbf{J} = q_\alpha n_\alpha (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$, akım yoğunludur ve

birimi (A/m²) dir. Tabakadaki toplam akım sabit kalmaktadır. Şok yönünde olan değişim için (paralel yöndeki) akım yoğunluğunu çözelim;

$$\mathbf{J}_{//} = J_{//} \hat{\mathbf{b}} = \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{J}}{B^2} \mathbf{B} = \frac{1}{B^2} \left[(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) \mathbf{J} \right] \cdot (B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}})$$

$$= \frac{1}{B^2} \left[\left(-\frac{B_z}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha z} V_{\alpha z}) \right) B_z \hat{\mathbf{k}} \right]$$

$$\boxed{\mathbf{J}_{//} = - \left(\frac{B_z^2}{2B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha z} V_{\alpha z}) \hat{\mathbf{k}}}$$

$$\mathbf{R}_e = -\alpha_0 q_e n_e \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} + \underbrace{\frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}}}_{\text{paralel değişim içinsıfırdır}} \right) = \alpha_0 e n_e \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} \right) = -\frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \hat{\mathbf{k}} \right]$$

$$\mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i \Rightarrow \mathbf{R}_i = -\alpha_0 Z e n_i \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} \right) = \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \hat{\mathbf{k}} \right]$$

Buna göre şok yayılım yönündeki momentum değişimi hem elektronlar hem de iyonlar için aşağıdaki gibidir;

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_e V_{ez})}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_e V_{ez}^2 + P_e + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^e}{3} \frac{\partial V_{ez}}{\partial z} - \frac{en_e}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \right] \right] \end{aligned}} \quad (42)$$

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_i V_{iz})}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_i V_{iz}^2 + P_i + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^i}{3} \frac{\partial V_{iz}}{\partial z} + \frac{Zen_i}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \right] \right] \end{aligned}} \quad (43)$$

c) Momentumun Korunumu (şoka dik yöndeki değişim):

Burada, $\mathbf{V}_t = (V_x, V_y)$ ve $\mathbf{B}_t = (B_x, B_y)$

$$(1) \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} V_{\alpha x} \hat{\mathbf{i}} + \rho_\alpha \frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial t} \hat{\mathbf{i}} = \frac{\partial (\rho_\alpha V_{\alpha t})}{\partial t}$$

çözümlerimizde $\hat{\mathbf{j}}$ yönündeki değişimi incelemeyeceğiz

$$\begin{aligned} (2) \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha \mathbf{V}_\alpha) &= \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z} \mathbf{V}_\alpha) = \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial z} V_{\alpha z} \mathbf{V}_\alpha + \rho_\alpha \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \mathbf{V}_\alpha + \rho_\alpha V_{\alpha z} \frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial z} \\ &= \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial z} V_{\alpha z} V_{\alpha x} \hat{\mathbf{i}} + \rho_\alpha \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} V_{\alpha x} \hat{\mathbf{i}} + \rho_\alpha V_{\alpha z} \frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} = \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z} \mathbf{V}_{\alpha t}) \end{aligned}$$

$$(3) \text{ Burada } \left(P_\alpha + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \hat{\mathbf{i}} \text{ ihmal edilmektedir.}$$

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \text{ olduğundan dolayı } \mathbf{B} = \mathbf{b}B \Rightarrow \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \mathbf{b}\mathbf{b}B^2$$

$$(4) \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right) = \frac{1}{\mu_0} \left[B_z \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} + \mathbf{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} \right] = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} (B_z \mathbf{B}_t)$$

$$(5) (\nabla \cdot \mathbf{S})_t = \frac{\partial}{\partial z} \left[-\eta_2^\alpha \left(\frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_{\alpha y}}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) + \eta_4^\alpha \left(\frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - \frac{\partial V_{\alpha y}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right) \right]$$

$$\boxed{(\nabla \cdot \mathbf{S})_t = -\frac{\partial}{\partial z} \left[\eta_2^\alpha \left(\frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial V_{\alpha y}}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right]}$$

(6) $q_\alpha n_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B})$; elektronlar için $q_\alpha = q_e = -e$ ve iyonlarda $q_\alpha = q_i = Ze$ olacaktır.

$$\begin{aligned}
[\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{A})] &= \frac{[(\nabla \mathbf{A}) \cdot \mathbf{V} - 2(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{A} + \nabla \cdot (\mathbf{A} \cdot \mathbf{V})]}{2} \\
&= \frac{1}{2} \left[\left[\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial A_y}{\partial x} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_z}{\partial x} \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial A_x}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_y}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) (V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) \right] - 2 \left[\left(V_x \frac{\partial A_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{i}} \right. \\
&\quad \left. + \left(V_x \frac{\partial A_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{j}} + \left(V_x \frac{\partial A_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{k}} \right] \\
&\quad + \left[(V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}} + V_z \hat{\mathbf{k}}) \left[\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{i}} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial y} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{j}} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{k}} \right] \right] - \left[(A_x \hat{\mathbf{i}} + A_y \hat{\mathbf{j}} + A_z \hat{\mathbf{k}}) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right] \right] \\
&= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial A_z}{\partial z} (V_x \hat{\mathbf{i}} + V_y \hat{\mathbf{j}}) - 2 \left(V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right. \\
&\quad \left. + \left(-V_x \frac{\partial A_y}{\partial z} + V_y \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) - \left(A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right) \right] \\
&= \frac{1}{2} \left[-V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + 2V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - \mathbf{A}_t \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \\
&= \frac{1}{2} \left[V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - \mathbf{A}_t \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{at} V_{az}) \hat{\mathbf{k}}
\end{aligned}$$

Elektronlar için;

$$q_e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) = -en_e \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez}) \right) = \frac{en_e}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez})$$

İyonlar için;

$$q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) = Zen_i \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz}) \right) = -\frac{Zen_i}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz})$$

$$(7) \mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i = -\alpha_0 q_\alpha n_\alpha \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} + \frac{\mathbf{J}_\perp}{\sigma_\perp} \right)$$

Şok yönüne dik yönde olan akım yoğunluğunu çözelim;

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_\perp &= -\frac{\mathbf{B}}{B} \times \left(\frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{J} \right) = -\frac{\mathbf{B}}{B^2} \times \left[(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) \times \mathbf{J} \right] \\ &= -\frac{\mathbf{B}}{B^2} \times \left[(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) \times \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{at} V_{az}) \right) \right] \\ &= \frac{\mathbf{B}}{2B^2} \times \left[(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) \times \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{at} V_{az}) \right] \\ &= \frac{\mathbf{B}}{2B^2} \times \left[B_x A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + B_x V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - B_y A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - B_y V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right. \\ &\quad \left. + B_z A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - B_z A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - B_z V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right] \\ &= \frac{(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}})}{2B^2} \times \left[B_x A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + B_x V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - B_y A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right. \\ &\quad \left. - B_y V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} + B_z A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - B_z A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - B_z V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right] \end{aligned}$$

$$= \frac{\left[-B_z^2 A_x \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - B_z^2 A_y \frac{\partial V_z}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} - B_z^2 V_z \frac{\partial A_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - B_z^2 V_z \frac{\partial A_y}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right]}{2B^2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez})$$

$$\boxed{\mathbf{J}_{\perp} = - \left(\frac{B_z^2}{2B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez})}$$

$$\mathbf{R}_e = -\alpha_0 q_e n_e \left(\underbrace{\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}}}_{\substack{\text{dik de\u0131işim} \\ \text{için sıfırdır}}} + \frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) = \alpha_0 e n_e \left(\frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) = -\frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez}) \right]$$

$$\mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i \Rightarrow \mathbf{R}_i = -\alpha_0 Z e n_i \left(\frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) = \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz}) \right]$$

Buna göre şok yayılım yönündeki momentum de\u0131işimi hem elektronlar hem de iyonlar için aşağıdaki gibidir;

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_e \mathbf{V}_{et})}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_e \mathbf{V}_{et} V_{ez} - \frac{\mathbf{B}_{et} B_{ez}}{\mu_0} - \eta_2^e \frac{\partial \mathbf{V}_{et}}{\partial z} - \frac{e n_e}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez}) \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez}) \right] \right] \end{aligned}} \quad (44)$$

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_i \mathbf{V}_{it})}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_i \mathbf{V}_{it} V_{iz} - \frac{\mathbf{B}_{it} B_{iz}}{\mu_0} - \eta_2^i \frac{\partial \mathbf{V}_{it}}{\partial z} + \frac{Z e n_i}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz}) \right. \\ & \left. - \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz}) \right] \right] \end{aligned}} \quad (45)$$

d) Manyetik İndüksiyon Eşitliği:
$$\underbrace{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}}_{(1)} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})}_{(2)} + \underbrace{\bar{\eta} \nabla^2 \mathbf{B}}_{(3)}$$

$$(1) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_y}{\partial t} \hat{\mathbf{j}}$$

$$(2) \nabla \times (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) = \mathbf{V}_\alpha (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B} (\nabla \cdot \mathbf{V}_\alpha) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V}_\alpha - (\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{B}$$

$$= \left[\left(V_{\alpha x} \hat{\mathbf{i}} + V_{\alpha y} \hat{\mathbf{j}} + V_{\alpha z} \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} - \left(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}} \right) \left[\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} + B_z \frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - V_{\alpha z} \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_{\alpha z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \right]$$

$$= \left[\left(V_{\alpha x} \hat{\mathbf{i}} + V_{\alpha z} \hat{\mathbf{k}} \right) \frac{\partial B_z}{\partial z} - \left(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_z \hat{\mathbf{k}} \right) \left[\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} + B_z \frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} - V_{\alpha z} \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + V_{\alpha z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right] \right]$$

$$= \left[V_{\alpha x} \frac{\partial B_z}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - B_x \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + B_z \frac{\partial V_{\alpha x}}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} - V_{\alpha z} \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} \right] = \frac{\partial}{\partial z} (V_{\alpha z} \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_{\alpha t})$$

$$(3) \bar{\eta} \nabla^2 \mathbf{B} = \nabla \times (\bar{\eta} \nabla \times \mathbf{B}) = \bar{\eta} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})$$

$$= \bar{\eta} \nabla \times \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right] = \bar{\eta} \left(\frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \times \left[-\frac{\partial B_y}{\partial z} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial B_x}{\partial z} \hat{\mathbf{j}} \right]$$

$$= -\bar{\eta} \frac{\partial^2 \mathbf{B}_t}{\partial z^2} \hat{\mathbf{i}} = -\bar{\eta} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} \hat{\mathbf{i}}$$

$\mathbf{B}$, manyetik alan değeri ise aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\mathbf{B} = B_0(z, t) \hat{\mathbf{i}}$$

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(V_{ez} \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_{et} + \bar{\eta} \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)} \quad (46)$$

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(V_{tz} \mathbf{B}_t - B_z \mathbf{V}_{it} + \bar{\eta} \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)} \quad (47)$$

Manyetik indüksiyon eşitliği, manyetik alanın uzay ve zaman evrimini veren bir eşitliktir.

e) Enerji Korunumu:

$$\boxed{\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_\alpha V_\alpha^2}{2} + \frac{P_\alpha}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right)}_{(1)} = -\nabla \cdot \left[\underbrace{\left(\frac{\rho_\alpha V_\alpha^2}{2} + \frac{\gamma P_\alpha}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}_\alpha}_{(2)} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{(3)} \right.} \quad (48)$$

$$\left. - \underbrace{(\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T)}_{(4)} + \underbrace{\mathbf{V}_\alpha \cdot \Pi_{ij}}_{(5)} \right] + \underbrace{q_\alpha n_\alpha \mathbf{V}_\alpha \cdot \mathbf{E}}_{(6)} + \underbrace{\mathbf{V}_\alpha \cdot \mathbf{R}_\alpha}_{(7)} + \underbrace{\mathbf{Q}_\alpha}_8$$

Denklem (48)'deki (1) – (5) fiziksel niceliklerinin çözümleri tek-akışkanlarda olduğu gibi yapılacaktır. Hem elektronlar ve hem de iyonlar için çözüm aynı olacaktır, sadece sabit katsayılar da farklılık olacaktır. Denklem (48)'deki (6), (7) ve (8) niceliklerini çözmeden önce denklemimizin şekli aşağıdaki gibidir;

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_e V_e^2}{2} + \frac{P_e}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho_e V_e^2}{2} + \frac{\gamma P_e}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}_e - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right.} \quad (49)$$

$$\left. - (\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T) + \mathbf{V}_e \cdot \Pi_{ij} \right]$$

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_i V_i^2}{2} + \frac{P_i}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho_i V_i^2}{2} + \frac{\gamma P_i}{\gamma-1} \right) \mathbf{V}_i - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - (\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T) + \mathbf{V}_i \cdot \Pi_{ij} \right]} \quad (50)$$

$\mathbf{Q}_\alpha^T$ terimi ısı akı yoğunluğunu verirken, $\mathbf{Q}_\alpha$ terimi ısı iletim terimi olarak adlandırılır (Yemin and Xiwei, 2003). Isı iletiminin ikinci terimi genel denklemden etkin olacaktır fakat sıçrama koşullarını etkilemeyecektir, çünkü tabakanın kalınlığı $z_2 - z_1 \rightarrow 0$ sıfıra gidecektir. Buradaki α_0 değeri boyutsuz bir parametredir ve iyonun Z değerinin fonksiyonudur, hidrojen için $\alpha_0 = 0.5129$ (Yemin and Xiwei, 2003). $\sigma_{||} = 1.96\sigma_\perp$ ve $\sigma_\perp = \frac{ne^2\tau_e}{m_e}$, burada σ plazmanın elektriksel iletkenliğidir (Yemin and Xiwei, 2003). m_e ve m_i sırasıyla elektron ve iyon kütleleridir. Moleküler ağırlık, $\tilde{\mu}(H) = m_i / m_p$, m_p protonun kütlesidir ve denklemlerimizde hidrojen için $\tilde{\mu}(H) = 0.6$ olarak kabul edilecektir, iyonun kütlesi $m_i = 1.0036 \times 10^{-27}$ kg ve n_i , iyonların sayı yoğunluğudur.

Manyetik alan $\mathbf{B}$ için genel bir skaler potansiyel değeri yoktur, fakat manyetik alan, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ vektör fonksiyonunun curl değeri olarak belirlenebilir. Bu $\mathbf{A}$ fonksiyonu, manyetik vektör potansiyel olarak adlandırılır. Vektör potansiyeli Ampere kanunu ile ilişkili olarak tanımlanır ve $\mathbf{I}$ ya da $\mathbf{J}$ terimlerinden belirlenmektedir, çünkü vektör potansiyelini hesaplamak herhangi bir noktadaki kaynağın manyetik alanını direk bir şekilde hesaplamaktan daha kolaydır. Akım tabakasına paralel yöndeki vektör potansiyeli;

$$\mathbf{A}_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^L \frac{\mathbf{J}_\alpha(\mathbf{r})}{r} d\tau$$

Manyetik vektör potansiyel için, $d\mathbf{r} = d\mathbf{a}.d\mathbf{l}$. Burada hesaplayacağımız, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ noktasındaki akım yoğunluğu $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ 'ye bağlı potansiyeli $\Phi(\mathbf{r})$ bulmaktır (Şekil 5.8). Simulasyon yapılan alan, boyutları $L \times R$ olan x - z düzlemindeki bir dikdörtgendir. Vektör potansiyel, akım yönüne paraleldir ve bu nedenle, akım tabakasının eksenlerine de paraleldir. Akım tabakasının boyutları Tablo 5.8'de verilmiştir.

Tablo 5.8. Akım Tabakasının Boyutları

Dimensions	Value (meter)
Akım tabakasının uzunluğu: L	1.7×10^7
Yayılım bölgesinin uzunluğu: Δ	$\sim 8.5 \times 10^5$
Akım tabakasının genişliği: $2R$	7×10^6
Yayılım bölgesinin genişliği: δ	$\sim 8.5 \times 10^5$
Looptan yayılım bölgesine kadar olan akım tabakasının uzunluğu: a	$\sim 8.08 \times 10^6$
Akım tabakasının kalınlığı: b	$\sim 0.2^*$

* S.I. Syrovatskii, 1976, SvAL, 2, 13.

$$\mathbf{A}_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^r \int_0^l \frac{\mathbf{J}_\alpha(\mathbf{r})}{r} d\mathbf{a}.d\mathbf{l}$$

$$\mathbf{A}_\alpha(\mathbf{r}) = \left[10^{-7} \frac{\mathbf{J}_\alpha(\mathbf{r})}{(R^2 + L^2)^{1/2}} \left[\left[2\pi(R^2 + L^2)^{1/2} \right] \left((R^2 + L^2)^{1/2} + L \right) \right] - \frac{\pi}{4} L^2 \right] \int_0^r d\mathbf{l}$$

$$\mathbf{A}_\alpha(\mathbf{r}) = \left[10^{-7} \frac{\mathbf{J}_\alpha(\mathbf{r})(2\pi R)}{(R^2 + L^2)^{1/2}} \left[2\pi(R^2 + L^2) + 2\pi L(R^2 + L^2)^{1/2} - \frac{\pi L^2}{4} \right] \right]$$

İki-akışkanlı ortam için, $J_{\alpha x}(r) = q_{\alpha} n_{\alpha} (V_{ex} - V_{ix})$ ve $J_{\alpha z}(r) = q_{\alpha} n_{\alpha} (V_{ez} - V_{iz})$ dik ve paralel bileşenlerin akım yoğunluklarıdır. $(V_e - V_i)$ elektronların iyonlara göre kayma hızını göstermektedir. Burada, η_0^i ve η_2^i iyonlar için paralel ve dik viskozite katsayılarıdır ve $\kappa_{//}^i$ ve $\kappa_{\perp}^i$ iyonlar için paralel ve dik ısı iletkenlik katsayılarıdır. Bu değerler, Braginski (1965) ve Huba (2002)'den alınmıştır ve kendi denklemlerimiz için bazı değişiklikler yapılmıştır. $\omega_{ci} = ZeB / m_i c$ iyon dönme frekansdır ve $\tau_i = \frac{3\sqrt{m_i} (k_B T_i)^{3/2}}{4\sqrt{\pi} n_i \lambda e^4}$ iyon çarpışma zamanıdır (Huba, 2002).

$$A_{\alpha x}(r) = \left[10^{-7} \frac{q_{\alpha} n_{\alpha} (V_{ex} - V_{ix}) (2\pi R)}{(R^2 + L^2)^{1/2}} \left[2\pi (R^2 + L^2) + 2\pi L (R^2 + L^2)^{1/2} - \frac{\pi L^2}{4} \right] \right]$$

$$A_{\alpha z}(r) = \left[10^{-7} \frac{q_{\alpha} n_{\alpha} (V_{ez} - V_{iz}) (2\pi R)}{(R^2 + L^2)^{1/2}} \left[2\pi (R^2 + L^2) + 2\pi L (R^2 + L^2)^{1/2} - \frac{\pi L^2}{4} \right] \right]$$

$\mathbf{A} = \begin{cases}$	$6.79 \times 10^4 (V_e - V_i)$	$, 6.96 \times 10^6 < L \leq 7.27 \times 10^6$	(konveksiyon bölgesi)
	$7.15 \times 10^3 (V_e - V_i)$	$, 7.27 \times 10^6 \leq L \leq 7.28 \times 10^6$	(yayılım bölgesi)
	$6.79 \times 10^4 (V_e - V_i)$	$, 7.28 \times 10^6 \leq L < 7.38 \times 10^6$	(konveksiyon bölgesi)

(6) $q_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{V}_{\alpha} \cdot \mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{E} = 0$ olduğundan dolayı $q_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{V}_{\alpha} \cdot \mathbf{E} = 0$.

(7) $\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{R}_e = (V_{ex} \hat{\mathbf{i}} + V_{ey} \hat{\mathbf{j}} + V_{ez} \hat{\mathbf{k}}) \left[-\alpha_0 q_e n_e \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} + \frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) \right]$

$$= (V_{ex} \hat{\mathbf{i}} + V_{ey} \hat{\mathbf{j}} + V_{ez} \hat{\mathbf{k}}) \left[-\frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{2B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}) \hat{\mathbf{k}} \right] - \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{2B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} V_{ez}) \right] \right]$$

$$\boxed{\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{R}_e = -\frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}^2) \right] - \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} \mathbf{V}_{et} V_{ez}) \right]}$$

$$\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{R}_i = (V_{ix} \hat{\mathbf{i}} + V_{iy} \hat{\mathbf{j}} + V_{iz} \hat{\mathbf{k}}) \left[-\alpha_0 q_i n_i \left(\frac{\mathbf{J}_{//}}{\sigma_{//}} + \frac{\mathbf{J}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right) \right]$$

$$= (V_{ix} \hat{\mathbf{i}} + V_{iy} \hat{\mathbf{j}} + V_{iz} \hat{\mathbf{k}}) \left[\frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}) \right] \hat{\mathbf{k}} + \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} V_{iz}) \right] \right]$$

$$\boxed{\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{R}_i = \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{iz} V_{iz}^2) \right] + \frac{\alpha_0 Z e n_i}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{it} \mathbf{V}_{it} V_{iz}) \right]}$$

$$(8) \quad \mathbf{Q}_e = -\mathbf{R}_e (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) - \mathbf{Q}_i$$

$$= \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez}^2) \right] + \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} \mathbf{V}_{et} V_{ez}) \right]$$

$$- \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{//}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (A_{ez} V_{ez} V_{iz}) \right] - \frac{\alpha_0 e n_e}{2\sigma_{\perp}} \left[\left(\frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_{et} \mathbf{V}_{et} V_{iz}) \right]$$

$$- \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i)$$

$$\mathbf{Q}_i = \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i)$$

Sıçrama koşullarını yazmadan önce aynen elektronlarda olduğu gibi temel manyetohidrodinamik denklemleri vermemiz (Tablo 5.9) ve simulasyonda kullanacağımız sabitleri iyonlar için belirtmemiz gerekmektedir. Elektronlar ve iyonlar için enerji denklemleri aşağıdaki gibidir, hemen altında da kullanılacak sabitleri görmekteyiz.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) V_{ez} - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_{ez} \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//}^e \left(\frac{B_{ez}}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_{\perp}^e \left[1 - \left(\frac{B_{ez}}{B} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0^e}{3} V_{ez} \left(\frac{\partial V_{ez}}{\partial z} \right) + \eta_2^e V_{ex} \frac{\partial \mathbf{V}_{et}}{\partial z} \right] \\
& - \frac{\alpha_0 e n_e}{2} \frac{B_{ez}^2}{B^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_{ez} V_{ez}^2}{\sigma_{//}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{A}_{et} V_{ez} \mathbf{V}_{et}}{\sigma_{\perp}} \right) \right] \\
& + \frac{\alpha_0 e n_e}{2} \frac{B_{ez}^2}{B^2} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_{ez} V_{ez}}{\sigma_{//}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{A}_{et} V_{ez}}{\sigma_{\perp}} \right) \right] - \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i) \quad (51)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) V_{iz} - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) B_{iz} \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{//}^i \left(\frac{B_{iz}}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_{\perp}^i \left[1 - \left(\frac{B_{iz}}{B} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{4\eta_0^i}{3} V_{iz} \left(\frac{\partial V_{iz}}{\partial z} \right) + \eta_2^i V_{ix} \frac{\partial \mathbf{V}_{it}}{\partial z} \right] \\
& + \frac{Z\alpha_0 e n_i}{2} \frac{B_{iz}^2}{B^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_{iz} V_{iz}^2}{\sigma_{//}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{A}_{it} V_{iz} \mathbf{V}_{it}}{\sigma_{\perp}} \right) \right] \quad (52)
\end{aligned}$$

$$\kappa_{//}^i = 3.9 \frac{n_i k_B^2 T_i \tau_i}{m_i} \quad (53)$$

$$\kappa_{\perp}^i = 2.0 \frac{n_i k_B^2 T_i}{m_i \omega_{ci}^2 \tau_i} \quad (54)$$

$$\eta_0^i = 0.96 n_i k_B T_i \tau_i \quad (55)$$

$$\eta_2^e = \frac{6 n_i k_B T_i}{5 \omega_{ci}^2 \tau_i} \quad (56)$$

Tablo 5.9. İki-akışkanlı Durum İçin MHD Denklemler

Kütlenin K.:	$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\rho_\alpha V_{\alpha z})$
Momentumun K.(şoka paralel yönde):	$\frac{\partial (\rho_\alpha V_{\alpha z})}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\rho_\alpha V_{\alpha z}^2 + P_\alpha + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^\alpha}{3} \frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + \frac{q_\alpha n_\alpha}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha z} V_{\alpha z}) + \frac{\alpha_0 q_\alpha n_\alpha}{2\sigma_{ }} \left(\left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha z} V_{\alpha z}) \right) \right]$
Momentumun K. (şoka dik yönde):	$\frac{\partial (\rho_\alpha V_{\alpha t})}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\rho_\alpha V_{\alpha z} V_{\alpha t} - \frac{B_z B_t}{\mu_0} - \eta_2^\alpha \frac{\partial V_{\alpha t}}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + \frac{q_\alpha n_\alpha}{2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha t} V_{\alpha z}) + \frac{\alpha_0 q_\alpha n_\alpha}{2\sigma_\perp} \left(\left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z} (A_{\alpha t} V_{\alpha z}) \right) \right]$
Manyetik ind. K.:	$\frac{\partial B_t}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(V_{\alpha z} B_t - B_z V_{\alpha t} + \bar{\eta} \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)$
Enerji K.:	$\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mathcal{E}^* + P_\alpha + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) V_{\alpha z} - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{V}_\alpha \cdot \mathbf{B}) B_z \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{ }^\alpha \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa_\perp^\alpha \left[1 - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial z} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{4\eta_0^\alpha}{3} V_{\alpha z} \left(\frac{\partial V_{\alpha z}}{\partial z} \right) + \eta_2^\alpha V_{\alpha x} \frac{\partial V_{\alpha t}}{\partial z} \right) \right] \\ + \mathbf{V}_\alpha \cdot \mathbf{R}_\alpha + \mathbf{Q}_\alpha$

5.2.2. İki-akışkanlı Durum İçin Sıçrama Koşulları

5.2.2.1. Elektronlar için Sıçrama Koşulları

Tablo 5.10. İki-akışkanlı Durum İçin Sıçrama Koşulları (elektronlar)

$$[\rho_e V_{ez}] = 0 \quad (57)$$

$$\left[\rho_e V_{ez}^2 + P_e + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^e}{3} (V_{ez})'_z - \frac{en_e}{2} (A_{ez} V_{ez}) + \left(\frac{\alpha_0 en_e}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) (A_{ez} V_{ez}) \right] = 0 \quad (58)$$

$$\left[\rho_e V_{ex} V_{ez} - \frac{B_x B_z}{\mu_0} - \eta_2^e (V_{ex})'_z - \frac{en_e}{2} (A_{ex} V_{ez}) + \left(\frac{\alpha_0 en_e}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) (A_{ex} V_{ez}) \right] = 0 \quad (59)$$

$$\left[V_{ez} B_x - B_z V_{ex} + \bar{\eta}_e (B_x)'_z \right] = 0 \quad (60)$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\gamma P_e}{\gamma - 1} + \frac{B_x^2}{\mu_0} + \frac{\rho_e (V_{ex}^2 + V_{ez}^2)}{2} \right) V_{ez} - \frac{B_z (B_x \cdot V_{ex})}{\mu_0} - \kappa_{//}^e \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 (T_{ez})'_z \right. \\ & - \kappa_{\perp}^e \left(1 - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right) (T_{ez})'_z - \frac{4(\eta_0^e)}{3} V_{ez} (V_{ez})'_z - \eta_2^e V_{ex} (V_{ex})'_z \\ & + \left(\frac{\alpha_0 en_e}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) [V_{ez} (A_{ez} V_{ez}) + V_{ex} (A_{ex} V_{ez})] \\ & \left. - \left(\frac{\alpha_0 en_e}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) [(V_{ez} - V_{iz})(A_{ez} V_{ez}) + (V_{ex} - V_{ix})(A_{ex} V_{ez})] \right] \end{aligned} \quad (61)$$

5.2.2.2. İyonlar için Sıçrama Koşulları

Tablo 5.11. İki-akışkanlı Durum İçin Sıçrama Koşulları (iyonlar)

$$[\rho_i V_{iz}] = 0 \quad (62)$$

$$\left[\rho_i V_{iz}^2 + P_i + \frac{B_x^2}{2\mu_0} - \frac{4\eta_0^i}{3} (V_{iz})'_z + \frac{Zen_i}{2} (A_{iz} V_{iz}) - \left(\frac{Z\alpha_0 en_i}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) (A_{iz} V_{iz}) \right] = 0 \quad (63)$$

$$\left[\rho_i V_{ix} V_{iz} - \frac{B_x B_z}{\mu_0} - \eta_2^i (V_{ix})'_z + \frac{Zen_i}{2} (A_{ix} V_{iz}) - \left(\frac{Z\alpha_0 en_i}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) (A_{ix} V_{iz}) \right] = 0 \quad (64)$$

$$\left[V_{iz} B_x - B_z V_{ix} + \bar{\eta}_i (B_x)'_z \right] = 0 \quad (65)$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\gamma P_i}{\gamma - 1} + \frac{B_x^2}{\mu_0} + \frac{\rho_i (V_{ix}^2 + V_{iz}^2)}{2} \right) V_{iz} - \frac{B_z (B_x V_{ix})}{\mu_0} - \kappa_{//}^i \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 (T_{iz})'_z \right. \\ & \left. - \kappa_{\perp}^i \left(1 - \left(\frac{B_z}{B} \right)^2 \right) (T_{iz})'_z - \frac{4(\eta_0^i)}{3} V_{iz} (V_{iz})'_z - \eta_2^i V_{ix} (V_{ix})'_z \right. \\ & \left. - \left(\frac{Z\alpha_0 en_i}{2} \frac{B_z^2}{B^2} \right) [V_{iz} (A_{iz} V_{iz}) + V_{ix} (A_{ix} V_{iz})] \right] \end{aligned} \quad (66)$$

5.2.3. Başlangıç ve Sınır Koşulları

Şok dalgalarının ilerleme hızı Alfven dalgasına $V_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}}$ bağlıdır ve

dışarı madde atım (outflow) hızı, içeri doğru akış Alfven hızı birimlerinde verilir. Yarı-nötr plazmadaki şok, manyetize olmuş plazmadaki plazma yönelim hızı, Alfven hızından daha büyük olduğunda meydana gelecektir (Yemin and Xiwei, 2003). Şok kalınlığı, sonsuza giden bir aralıktadır fakat bu aralık sıçrama koşullarında sifıra yaklaşır ve şok sıçraması zamanla sönümlenir.

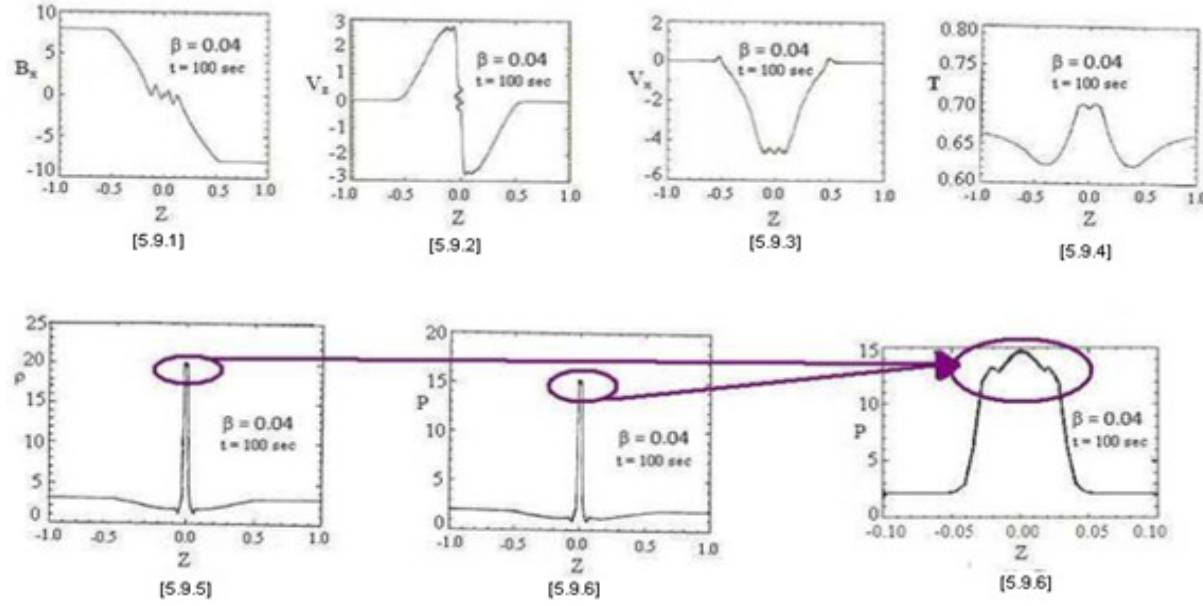
Aşağıdaki tabloda yer alan değişkenler sırasıyla uzunluk, manyetik alan, hız, kütle yoğunluğu, basınç, genişlik, zaman, manyetik yayılım katsayısı, akım yoğunluğu, manyetik vektör potansiyel ve viskozite değerleri için boyutsuz değişkenler $x', \mathbf{B}', \mathbf{V}', \rho', P', z', t', \bar{\eta}', j', A'$ ve η ; başlangıç değerleri $L_0, B_0, V_0, \rho_0, P_0, z_0, t_0, \bar{\eta}_0, j_0, A_0$ ve η_0 ve boyutlu değerler $R_\odot, B, V_A, \rho, P, 2R_\odot, t_A, \bar{\eta}, j, A$ ve η olmaktadır. İki-akışkanlı durum için sıçrama koşullarının nümerik çözümleri Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da verilmiştir. Burada $\beta = 0.04$ ve $\theta_1 = 80^\circ$ aynıdır. Bu durumlar, Tablo 5.12 ve Tablo 5.13'de gösterilmiştir.

Tablo 5.12. İki-akışkanlı Durum İçin Başlangıç Koşulları

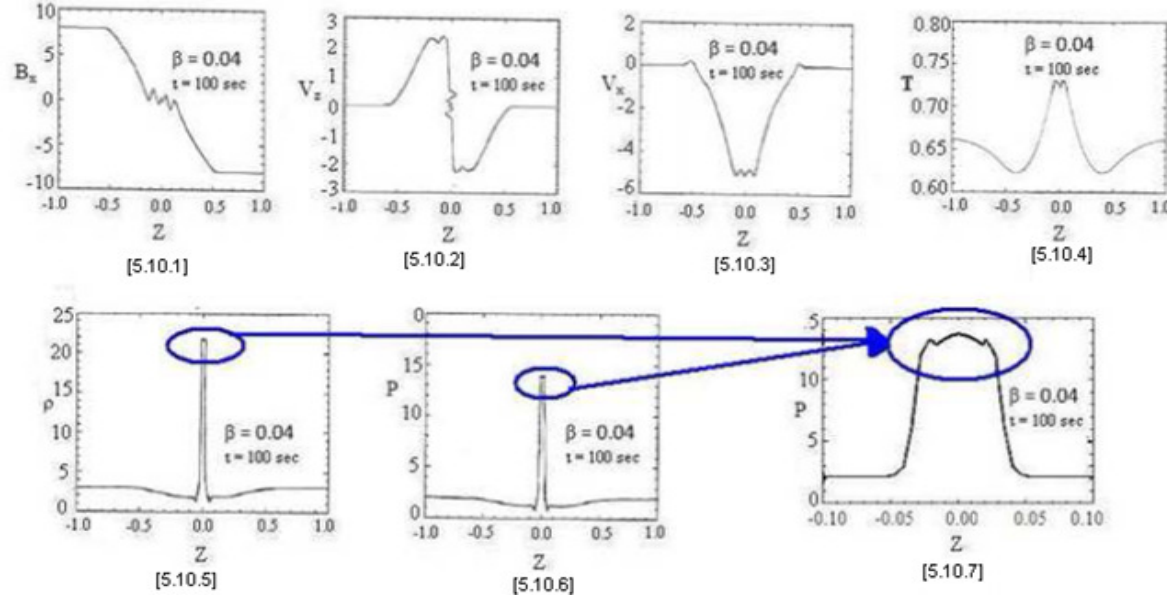
Başlangıç Parametreleri	Değer
Sayı yoğunluğu: $n_0(e) \approx Zn_0(i)$	$2 \times 10^{15} \text{ (m}^{-3}\text{)}$
Başlangıçtaki manyetik alan: B_0	0.000490 (T)
Elektron başlangıç yoğunluğu: $\rho_0(e) = n_e \cdot m_e$	$1.8 \times 10^{-15} \text{ (kgm}^{-3}\text{)}$
İyon başlangıç yoğunluğu: $\rho_0(i) = n_i \cdot m_i$	$2 \times 10^{-12} \text{ (kgm}^{-3}\text{)}$
Elektron başlangıç basıncı: $P_0(e) = n_e \cdot k_B \cdot T_0(e)$	0.055 (kgm ⁻¹ s ⁻²)
İyon başlangıçtaki basıncı: $P_0(i) = n_i \cdot k_B \cdot T_0(i)$	0.041 (kgm ⁻¹ s ⁻²)
Elektron başlangıç sıcaklığı: $T_0(e)$	172 eV (2×10^6 K)
İyon başlangıç sıcaklığı: $T_0(i)$	129 eV (1.5×10^6 K)
Elektron başlangıç hızı: $V_0(e)$	$7.14 \times 10^6 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$
İyon başlangıç hızı: $V_0(i)$	$1.86 \times 10^5 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$
Upstream açısı: θ_1	$\theta_1 \geq 70^\circ$

Tablo 5.13. Normalizasyon Değerleri ve Sınır Koşulları

Normalizasyon Değerleri	$B_0 = (4\pi P_0)^{1/2}, \quad t_0 = L_0 / V_0, \quad V_0 = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2},$ $T_0 = m_i P_0 / (k_B \rho_0), \quad j_0 = B_0 / (4\pi L_0), \quad \rho' = \rho_0 / \rho,$ $x' = L_0 / R, \quad B' = B_0 / B, \quad V' = V_0 / V_A, \quad P' = P_0 / P,$ $t' = t_0 / t_A, \quad \bar{\eta}' = \bar{\eta}_0 / \bar{\eta}, \quad j' = j_0 / j, \quad A' = A_0 / A,$ $z' = z_0 / 2R, \quad \eta' = \eta_0 / \eta$
Sınır Koşulları	$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0,$ $\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{\partial A_z}{\partial z} = 0, \quad B_z = \text{sabit}$



Şekil 5.9. Viskozite, ısı akısı, Ohm kanunu, akış elementi kesri ve ısı iletim parametreleri etkisinde, $t = 100$ saniyedeki B_x , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri. Burada, başlangıç parametreleri $\beta=0.04$ ve $\theta_1=80^\circ$. Şekillerden, [5.9.1] dikine manyetik alan, [5.9.2] paralel hız, [5.9.3] dikine hız, [5.9.4] sıcaklık, [5.9.5] yoğunluk ve [5.9.6] basınçtır. Z burada şok genişleme hızının normalize edilmiş değerini gösterirken, X akım tabakası boyunca sıçrama koşullarının normalize edilmiş değerini gösterir.



Şekil 5.10. Viskozite, ısı akısı, Ohm kanunu, akış elementi kesri ve ısı iletim parametreleri etkisinde, $t = 100$ saniyedeki B_x , V_x , V_z , ρ , P ve T sıçrama koşullarının uzaysal profilleri. Burada, başlangıç parametreleri $\beta=0.04$ ve $\theta_1=80^\circ$. Şekillerden, [5.10.1] dikine manyetik alan, [5.10.2] paralel hız, [5.10.3] dikine hız, [5.10.4] sıcaklık, [5.10.5] yoğunluk ve [5.10.6] basınçtır. Z burada şok genişleme hızının normalize edilmiş değerini gösterirken, X akım tabakası boyunca sıçrama koşullarının normalize edilmiş değerini gösterir.

6. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu tezde, manyetik yeniden birleşme bölgesinin akım tabakası bölgesindeki bir-boyutlu ve iki-boyutlu yapıya ait manyetohidrodinamik denklemlerin nümerik karşılaştırılması yapılmıştır. Yaptığımız çalışmanın önemi şudur; daha önceki birçok çalışmada (Priest, 1982; Tsai et al., 2002) öne sürülen düşünceler hep basınç dalgalarının etkin olduğu yani viskozite gibi (bir açıdan çekim dalgası gibi) etkilerin boşlanması gerektiği yönündedir. Bunun yanında, Yemin and Xiwei (2003) ve Callen (2003) gibi çalışmalarda viskozite de dahil olmak üzere birçok fiziksel etkinin akım tabakasında etkin olabileceği öne sürülmüştür. Biz de bu düşüncelerden yola çıkarak ve kendi geliştirdiğimiz kuramsal yöntem ile bozucu fiziksel etkilerin akım tabakasına olan etkilerini inceledik. Bu incelemeler sonucunda çok ilginç sonuçlarla karşılaştık. Bu sonuçlar, aşağıda maddeler halinde sıralanmıştır. Akım tabakasında yapmış olduğumuz bu analizler sayesinde, koronal kütle atılımları (CME) sırasında açığa çıkacak maddenin şiddetini hesaplayabiliriz. Böylece şok hızı ve CME arasında bir ilişki kurulabilir ve ısı haline dönüştüğü için CME sırasındaki enerji miktarını da hesaplayabiliriz. Bu kütle atılımları sırasında, şok dalgalarının hızlandırmasıyla Dünya'ya doğru gelecek yüklü parçacıkların şiddetini ve miktarını hesaplayabilir; böylece manyetosferde oluşacak yay şokların şiddetini de hesaplayabiliriz. Bu hesaplamalar sayesinde, Dünya üzerinde görülen kuzey ışıkları denen manyetik alan temelli fiziksel yapıların ve manyetik fırtınaların yapısını daha iyi anlayabiliriz.

Manyetik alana paralel ve dik yönde ısı iletiminin varlığındaki yavaş şokların yapısı viskozite parametresi ile birlikte bir-akışkan ve iki-akışkan için, MHD denklemlerini kullanarak çözülmüş ve LareXd kodda bazı değişiklikler yapılarak simulasyon yapılmıştır. Diğer bozucu etkiler olan, Ohm kanunu, akış elementinin kesri ve ısı iletimi terimleri iki-akışkanlı ortama eklenmiştir. Bir-akışkanlı ortamda, yaptığımız ilk varsayım, enerji denkleminde ısı iletiminin olmamasıdır. İkinci adımda ise, viskozite ve ısı akısı gibi diğer ek fiziksel etkiler hesaplanmıştır, fakat bu hesaplamalar sırasında ρ , $\mathbf{V}$ ve $\mathbf{B}$ değerlerini aynı kabul ettik. Son adım da ise, dik ısı akısı da işin içine katılarak simülasyon yapılmıştır.

Bölüm 5.2’de, Ohm kanunu, akış elementi kesri ve ısı iletim terimi diğer bozucu etkilerle birlikte iki-akışkanlı ortama eklenmiştir. Bu durumda, elde ettiğimiz şok profillerinde bir bozulma gözümüze çarpmaktadır. Bir-akışkanlı da olduğu gibi süreksizliği net bir şekilde görmek burada mümkün değildir. Bunun yerine sürekli bir durum ile karşılaşırız ve bu süreklilik şok profillerinde kendini titreşimler olarak gösterecektir. Şekil 5.9 ve Şekil 5.10’daki sıçrama profillerinde bu açık bir şekilde görülmektedir.

70° ye eşit ya da daha büyük açılarda çalışmamızın nedeni, böyle yüksek açılar için şok sıçramalarının daha belirgin olmasıdır, biz kendi çalışmamızda $\theta_1 = 80^\circ$ yi kullandık. Plazma-beta parametresi değerine baktığımızda da, $\beta=0.08$ için doğru sonuçlara ulaşamadık fakat $\beta=0.02$ değeri çok iyi sıçramalar elde etmemizi sağlamıştır. Buna rağmen, ani şok sıçrama değerine tam ve kesin olarak $\beta=0.04$ değerinde ulaştık. Sıcak plazmaları araştırıyorsak, ısı iletimi etkisini dikkate almak önemlidir çünkü bu değer Alfven zaman ölçeğiyle karşılaştırılabilir düzeydedir. Önşok boyunca ilerleyen sıcaklık, her iki ortam için de zaman

içerisinde kademeli olarak azalırken, ρ , P , B_x ve V_x için sıçramalar temel şok boyunca meydana gelecektir. Temel şok boyunca, sıcaklığın türevinde de değişiklikler görülecektir. Manyetik alan yönü boyunca olan ısı akısı, yeniden birleşmenin yapısını ve enerjinin serbest hızını değiştirebilmektedir. Daha önceki çalışmalarda sadece paralel ısı akısı hesaba katılırken, bizim çalışmada dik ısı akısı da hesaba katılmıştır. Özellikle iki-akışkanlı yapı için (iyonların varlığı durumunda) bu ısı akılarına ait etkiler çok daha önemli duruma gelecektir. Simulasyon çözümlerinden elde ettiğimiz sonuçları şu şekilde sıralayabiliriz;

(1) Temel şokun alt akıntısındaki dikine manyetik alan B_x yaklaşık sıfırdır, bu da sönmüş (switch-off) şoku göstermektedir (Şekil 5.5.1). Hiçbir bozucu etki olmaksızın, viskozite ve ısı akısı gibi, başlangıç akım tabakasından itibaren $|z| < 1$, sıçrama koşulları ve şok dalgalarının ilerlemesi açık bir şekilde görülebilir. Fakat, viskozite ve paralel ısı iletimini eklediğimizde, çok bariz bir sıçrama görmeyiz ama yavaş bir geçiş karşımız çıkar (Şekil 5.6.1). Dikine hız ısı iletimini eklemek, B_x için sonucu değiştirmeyecektir (Şekil 5.7.1), fakat iki-akışkanlıdaki gibi bozucu etkiler eklendiğinde, bir bozulma ile karşı karşıya kalacağız. Bu bozulma, sıçramada gözümüze çarpacaktır, fakat rahatlama tabakasından değil (Şekil 5.9.1) ve (Şekil 5.10.1).

(2) Temel şokun alt akıntısındaki V_x sıçraması düzgün bir şekilde artacaktır (Şekil 5.5.3), fakat viskozite ve ısı akısı eklendiğinde (Şekil 5.6.3) ve (Şekil 5.7.3)'te görüldüğü gibi kanatlardaki keskinlik ortadan kalkar ve şokun başlangıcından bitişine kadar kavisli bir geçiş meydana gelecektir. İki-akışkanlı durum için, temel sıçramada titreşimler görülür ve bozucu etkilerden dolayı kanatların her iki kısmında da küçük bir keskinlik göze çarpar (Şekil 5.9.3 ve Şekil 5.10.3). Hız

sıçraması, elektronlarda küçük değerlere düşer (Şekil 5.9.3) ve bu da elektronların iyonlardan çok daha küçük dışarı atış (outflow) hızlarına sahip olacak demektir. Paralel hız V_z , temel şok boyunca belirgin bir geçiş göstermektedir (Şekil 5.5.4) fakat viskozite ve ısı akısı etkisinden dolayı aynı keskinliği (Şekil 5.6.4) ve (Şekil 5.7.4) için göremeyiz. Bozucu etkiler iki-akışkanlı ortama eklendiği için, (Şekil 5.9.2) ve (Şekil 5.10.2) görüldüğü gibi düzgün çizgi titreşimlerle kesilecektir. İyonların şok genişleme uzunluğu, elektronlardan daha küçük olacaktır ve kanatlar da daha küçülecektir (Şekil 5.10.2). Bozulma, hız profillerinde kendini kanatlarda gösterecektir.

(3) Alt akıntı basıncını sabit tuttuğumuzda, temel şoktaki alt akıntıda görülen plazma yoğunluğu zamanla azalırken, alt akıntı sıcaklığı ise zamanla artacaktır. Viskozite ve paralel ısı iletiminin eklenmesi, yoğunluk ve basınçta dar bir sıçramanın olmasına neden olacaktır (Şekil 5.6.5) ve (Şekil 5.6.6) ve aynı etkiler (Şekil 5.7.5) ve (Şekil 5.7.6)'da da görülecektir. Fakat, buradaki asıl fark, dik ısı iletiminin sıçramanın tepe noktasında azaltıcı bir etkiye neden olmasıdır (Şekil 5.7.5) ve (Şekil 5.7.6). İki-akışkanlı ortam için, basınç ve sıcaklık profillerinin kanatlarında bir bozulma olacaktır ve bu piklerin genişletilmiş görüntüsü (Şekil 5.9.7) ve (Şekil 5.10.7)'de gösterilmiştir. Genişletilmiş şekillerden de görüldüğü gibi, gerçek şok oluşumu iki-akışkanlı ortam için mümkün değildir ve bozulma kaçınılmazdır. Basınç ve yoğunluk sıçramaları, iyonlar için, elektronlardan çok daha küçüktür fakat bozulma karakteristikleri her ikisinde de aynıdır.

(4) Isı iletimi, sıcaklığı ve manyetik yeniden birleşme bölgesinin içeriye doğru akış basıncını önemli ölçüde değiştirecektir. Isı iletkenliği esas olarak elektronlarla ilişkilidir, fakat iyonlar da iki-akışkanlı ortamda önemli bir etkiye

sahiptir. Temel şokun alt akıntısındaki sıcaklık artan κ_0 (boyutsuz paralel ısı iletkenliği terimi) değeri ile birlikte azalacaktır (Şekil 5.5.7) ve kanatlarda kuvvetli bir bozulma görülecektir (Şekil 5.6.7). Dikine ısı iletiminin eklenmesi sonuçları değiştirmeyecektir, sadece sıçrama pikinin yüksekliği azalacaktır (Şekil 5.7.7). Bu beklenen bir durumdur çünkü çok büyük κ_0 değeriyle birlikte çok büyük ısı akısı, hızlı bir şekilde alt akıntı bölgesini soğutacaktır. İki-akışkanlı ortam için, temel sıçramada titreşimler ve kanatlarda ise gerçek sıçrama profilinden sapma görülür. Bu durum, elektronlarda çok daha etkindir (Şekil 5.9.4) fakat iyonlar içinse sıçrama piki daha yüksektir (Şekil 5.10.4) çünkü dik ısı iletimi iyonlar için çok daha etkindir. Bunun yanında, paralel ısı iletimi elektronlar için çok daha önemli olmaktadır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Arber, T.D. and Haynes, M., 2006, Physics of Plasmas, 13(11), 112105.

Arber, T.D., Brady, C. and Haynes, M., 2007, Lare Xd User Guide, Centre for Fusion, Space and Astrophysics, University of Warwick, 29pp.

Aschwanden, M.J., 2002, Space Science Reviews, 101, 1.

Aschwanden, M.J., 2005, Physics of the Solar Corona, Springer-Praxis Books in Astronomy and Planetary Sciences Subject, 938pp.

Axford, W.I., 1981, NYASA, 375, 297

Bazer, J. and Ericson, W.B., 1959, Astrophys. Journal, 129, 758.

Biermann, L., 1941, Vierteljahrschr. Astr. Ges., 76, 194.

Bragiinski, S.I., 1965, Transport Processes in a Plasma, in: Reviews of Plasma Physics, ed. M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), 1, 205pp.

Cai, H.J. and Lee, L.C., 1997, Physics of Plasmas, 4, 509.

Callen, J. D., 2003, Fundamentals of Plasma Physics, Lecture Notes, University of Wisconsin, Madison, 335 pp.

Cargill, P.J. and Priest, E.R., 1982, Solar Physics, 76, 357.

Dalgarno, A. & Layzer, D., 1987, Astrophysical Shocks in Diffuse Gas, Cambridge Astrophysics Series, 453pp.

Draine, B.T. & Mc Kee, C. F., 1993, ARA&A, 31, 373

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Dzhalilov, N.S., Kuznetsov, V.D. and Staude, J.**, 2007, Sun and Geosphere, 2(2), 65.
- Esser, R., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Habbal, S.R., Edgar, R.J., Raymond, J.C., Kohl, J.L. and Guhathakurta, M.**, 1999, Astrophys. Journal, 510, L63.
- Gekelman, W.**, 1999, Journal of Geophys. Research, 104, 14417
- Goker, U.D.**, 2008, Sun and Geosphere, 3(1), 52.
- Goker, U.D.**, 2010, Magnetohydrodynamic Study of Shock Waves in a Current Sheet for Two-fluid medium (*paper is waiting for assessment in the Journal of Solar Physics – SOLA 1312*).
- Horiuchi, R. and Sato, T.**, 1997, Physics of Plasmas, 4(2), 277.
- Huba, J.D.:** 2002, NRL Plasma Formulary, Beam Physics Branch, Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, 65pp.
- İbanoğlu, C.**, 1996, Yıldız Astrofiziğine Giriş I (Derl.), Ege Üniversitesi Yayınları, 279s.
- Jones, F. and Ellison D. C.**, 1991, Space Science Reviews, 58, 259
- Karaali, S.**, 1985, Genel Astronomi Dersleri I (Derl.), İstanbul Üniversitesi Yayınları.
- Kirk, J.G., Melrose, D.B. and Priest, E.R.**, 1994, Plasma Astrophysics, Springer-Verlag, Berlin, 324pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Kuperus, M., Ionson, J.A. and Spicer, D.S., 1981, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 7.

Liberman, M.A. and Velikovich, A.L., 1986, Physics of Shock Waves in Gases and Plasmas, Springer-Verlag New York Inc., New York, N.Y., 385 pp.

Mamedov, S.G, Rustamov, A. and Djalilov, N.S., 2008, Azerbaijani Astronomical Journal, 2(1), 26.

Mühlbachler, S., Ivanova, V.V., Semenov, V.S., Biernat, H.K., Langmayr, D. and Vogl, D.F., 2003, Physics of Plasmas, 10(3), 655.

Narain, U., Agarwal, P., Sharma, R. K., Prasad, L., Dwivedi, B. N., 2001, Solar Physics, 199, 307.

Nye, A.H. and Thomas, J.H., 1974, Solar Physics, 38, 399

Nye, A.H. and Thomas, J.H., 1976, Astrophys. Journal, 204, 582.

Ono, Y., Yamada, M., Akao, T., Tajima, T., Matsumoto, R., 1996, Physical Review Letters, 76, 3328.

Özdemir, S., Gürol, B. ve Demircan, O., 2005, Astronomi ve Astrofizik (Derl.), Asil Yayın Dağıtım Ltd. Şti, 429s.

Padmanabhan, T., 2000, Theoretical Astrophysics, Volume I: Astrophysical Processes, Cambridge University Press, 600 pp.

Parker, E.N., 1955, Astrophys. Journal, 121, 491.

Parker, E.N., 1963, Astrophys. Journal Supp. Series, 8, 177.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Parker, E.N., 1974, Solar Physics, 36(2), 249.

Pekünlü, E.R., 2000, Görsel Bölge Dışı Gökbilim (Derl.), Ege Üniversitesi Yayınları.

Petschek, H.E., 1964, Magnetic Field Annihilation, in: The Physics of Solar Flares, edited by. Hess, W.N., NASA Spec. Publ., SP-50, 425 pp.

Podgorny, I.M. and Podgorny, A.I., 2005, Geophysical Research Abstracts, 7, 00689.

Priest, E.R., 1982, Solar Magnetohydrodynamics, Geophysics and Astrophysics Monographs, Kluwer Academic Publishers, 500pp.

Ruderman, M.S., 1999, ApJ, 521, 851.

Schwenn, R. and Marsch, E., 1991, Physics of the Inner Heliosphere, (Particles, Waves and Turbulence), 2, Springer-Verlag, New York, 1991, Solar Wind, Waves, Cosmic Rays,

Seshadri, S.R., 1973, Fundamental of Plasma Physics, American Elsevier Pub.Co., Inc., NY., 560pp.

Strauss, H.R. and Otani, N.F., 1988, Astrophys. Journal, 326, 418.

Sweet, P.A., 1958, Proc-1958-Lehnert, 123.

Syrovatskii, S.I., 1976, Soviet Astro. Letters, 2, 13.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Tsai, C.L., Tsai, R.H., Wu, B.H., Lee, L.C., 2002, Physics of Plasmas, 9(4), 1185

Tsuneta, S., 1997, Astrophys. Journal, 483, 507

Xu, P. and Forbes, T.G., 1992, Solar Physics, 139, 315.

Yemin, H. and Xiwei, H., 2003, Physics of Plasmas, 10(7), 2704.

Yokoyama, T. and Shibata, K., 2001, Astrophys. Journal, 549, 1160.

Whitham, G.B., 1999, Linear and Nonlinear Waves (Pure And Applied Mathematics), A Wiley Inter-science Series of Texts, Monographs and Tracts, 404pp.

Zeldovich Y. and Raizer, Y., 1966, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol I, New York: Academic Press, 888pp.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Ad-Soyad : Ümit Deniz GÖKER
Doğum Yeri ve Tarihi : May 2, 1976 / İstanbul, TURKEY
Telefon : GSM: (0555) 333 23 97
e-posta : umit.goker@yeditepe.edu.tr, udenizg@gmail.com

Eğitim

- 2004 – 2010** : (Doktora) Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı, İzmir
- Tez Konusu: `Güneş`teki Şok Dalgaları`
Danışman: Prof. Dr. Esat Rennan Pekünlü;
İkinci Danışman: Prof. Dr. Can Fuat Delale
- 2002 - 2004** : (Master) Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı, İzmir
- Tez Konusu: `Beyaz Cüce ve Kırmızı Cüce İçeren Çift Sistemler`
Danışman: Doç. Dr. Günay Taş
- 1996 - 2000** : (Lisans) İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İstanbul.
- Tez Konusu: `X-ışın Çiftleri`
Danışman: Prof. Dr. A. Talat Saygıç

Burslar ve Ödenekler

Eylül 2005 – Eylül 2006 : TUBITAK Proje Bursu (105M035)

Ağustos 14 – 25, 2006 : Grant from the IAU for XXVIth IAU General Assembly in Prague

Haziran 02 – 06, 2008 : Grant from the UN/ESA/NASA/JAXA/BAS for IVth UN/ESA/NASA/JAXA/BAS Workshop on the IHY 2007 in Sozopol

Projeler

Eylül 2005 – Eylül 2006 : TUBITAK No: 105M035 no'lu proje, İstanbul Teknik Üniversitesi, Uçak ve Uzay Bilimleri Bölümü, 'The Design of Turbopumps Using Liquified Fuel and Cavitation Optimization'

Mayıs 2006 – Mayıs 2009 : Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 'Astrofizik'te Şok Dalgaları'

Ortak Çalışmalar

Eylül 2005 – Eylül 2006 : Prof. Dr. Can Fuat Delale (İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul) on Model Equations for Shock Waves in Non-Dilute Bubly Liquids

Nisan 2007 – Haziran 2007 : Prof. Dr. Alan Hood (St. Andrews Üniversitesi, İskoçya) on Viscosity Effect in Magnetic Reconnection

Eylül 2007 – Şubat 2008 : Prof. Dr. Alan Hood (St. Andrews Üniversitesi, İskoçya) on Magnetic Reconnection and Polar Plume Models

May 2009 – Eylül 2010 : Dr. Marina Gigolashvili (Gürcistan Ulusal Astrofizik Gözlemevi ve Tiflis Üniversitesi) on the Structures of the Solar Cycles 21, 22 and 23.

Araştırma Konuları: Güneş ve Astrofiziksel Şok Dalgaları, Plasma Astrophysics, The Binary Systems Including Degenerate Stars

Bilgisayar Programları : LINUX, MIDAS Programming Language, FORTRAN, LATEX, C++

Diller : Türkçe ve İngilizce

Yayınlar (Yayınlanmış Olanlar)

- **Göker, U.D.**, 'The Importance of Heat Conduction and Viscosity in Solar Corona and Comparison of Magnetohydrodynamic Equations of One-Fluid and Two-Fluid Structure in Current Sheet', Sun and Geosphere, 3 (1), 52 (2008).
- Tas, G., Sipahi, E., Dal, H.A., **Göker, U.D.**, Tıtrak, E., Yigen, S., Özdagcan, O., Topcu, A.T., Gungor, C., Çelik, S., Evren, S., 'Times of Minima for Some Eclipsing Binaries', IAU Inform. Bull. Var. Stars, 5548 (2004).

Yayınlar (Gönderilmiş Olanlar)

- **Goker, U.D.**, 'Magnetohydrodynamic Study of Shock Waves in a Current Sheet for Two-Fluid Medium' (*paper in waiting for assessment in the Journal of Solar Physics*)
- Gigolashvili M.Sh., Kapanadze N.G., and **Goker U.D.**, 'Some unusual behavior of spectral irradiance during descending phase of solar cycle 23 and possible reasons of it' (*paper in waiting for assessment in the Journal of Solar Physics*)

Uluslararası Konferans Yayınları

- **Goker, U.D.**, Pekunlu, E.R., 'Slow Shocks in a Current Sheet with Multi-Fluid Plasma', XVIth International Young Scientists Conference of Astronomy and Space Physics Proceedings, Kyiv, Ukrania (2009)
- **Goker, U.D.**, 'Shock Waves in Solar Corona – The Importance of Parallel and Perpendicular Heat Conduction for Solar Corona, and Comparison of One-Fluid and Two-Fluid Structure', XVIth National Astronomy Conference and Vth National Student Astronomy Conference Proceedings, Çanakkale, Turkey (2008)
- **Goker, U.D.**, Tas, G., 'Photometric Analysis of the Eclipsing Binary: DE Canis Venatici (RX J1326.9+4532)', Proc. of the IAU Colloq. 240 on Binary Stars as Critical Tools and Tests in Contemporary Astrophysics: 83 (2006).

- **Goker, U.D.**, `Astrophysical Shock Waves`, 23th International Physics Meeting by Turkish Physical Society Proceedings, Muğla University, Mugla, Turkey (2005)
- **Goker, U.D.**, Saygac, A.T., `X-Ray Binary Stars`, XIIth National Astronomy Meeting Student Conference Proceedings, Ege University, İzmir, Turkey (2000)

Katıldığı Konferanslar

- The Observation of the Solar Eclipse 1999, Elazığ, Turkey (1999)
- XIIth National Astronomy Meeting, Ege University, İzmir, Turkey (2000)
- XIIIth National Astronomy Meeting, Akdeniz University, Antalya, Turkey (2002)
- `The Magnetized Interstellar Medium`, Akdeniz University, Antalya, Turkey (2003)
- `12th Statistical Physics Days`, Istanbul Technical University, Istanbul, Turkey (2005)
- `23th International Physics Congress by TPS`, Mugla University, Mugla, Turkey (2005)
- `XXVIth IAU General Assembly`, Prague, Czech Republic (2006)
- `RAS-NAM Meeting`, Preston, United Kingdom (2007)
- `Fourth UN/ESA/NASA/JAXA/BAS Workshop on the International Heliophysical Year 2007` and Basic Space Science `First Results of IHY 2007`, Sozopol, Bulgaria (2008)
- XVIth National Astronomy Conference and V. National Student Astronomy Conference, Çanakkale, Turkey (2008)
- XVIth International Young Scientists Conference of Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukrania (2009)
- 6th SREACMeeting and the Joined Scientific Meeting “Astrophysics and Astrodynamics in Balkan Countries in the International Year of Astronomy, Belgrad, Sırbistan (2009)

- ‘Radiation of Cosmic Objects: From Radio to Gamma Astronomy’, International Conference dedicated to 100th anniversary of M.Vashakidze, Abastumani, Georgia (2009).

Workshoplar ve Yaz Okulları

- ‘High Energy Astrophysics Summer School’, TUBITAK, Feza Gursey Institute, Istanbul, Turkey (2001)
- ‘Summer School on Mathematical Methods of Astronomy I’, İstanbul Kültür University, İstanbul, turkey (2003)
- ‘Space and Atmospheric Physics I and II’, Feza Gursey Institute, İstanbul, Turkey (2004)

Konferans Konuşmaları

- **Goker, U.D.**, Saygac, A.T., ‘X-Ray Binary Stars’, XIIth National Astronomy Meeting Student Conference, Ege University, İzmir, Turkey (2000)
- **Goker, U.D.**, ‘Astrophysical Shock Waves’, 23th International Physics Meeting by Turkish Physical Society, Muğla university, Mugla, Turkey (2005)
- **Goker, U.D.**, ‘Shock Waves in Solar Corona – The Importance of Parallel and Perpendicular Heat Conduction for Solar Corona, and Comparison of One-Fluid and Two-Fluid Structure’, XVIth National Astronomy Conference and V.th National Student Astronomy Conference, Çanakkale, Turkey (2008)
- **Goker, U.D.**, Pekunlu, E.R., ‘Slow Shocks in a Current Sheet with Multi-Fluid Plasma’, XVIth International Young Scientists Conference of Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukrania (2009)
- **Goker, U.D.**, ‘An Examination of X-Ray Binaries in Hertzsprung-Russell Diagram’, 6th SREACMeeting and the Joined Scientific Meeting “Astrophysics and Astrodynamics in Balkan Countries in the International Year of Astronomy (2009)
- **Goker, U.D.**, ‘Slow Shocks in a Current Sheet with Multi-Fluid Plasma’, 6th SREACMeeting and the Joined Scientific Meeting “Astrophysics and Astrodynamics in Balkan Countries in the International Year of Astronomy (2009)

- **Goker, U.D.**, ‘Astrophysical Shock Wave Structure and the Current Sheet’, ‘Radiation of Cosmic Objects: From Radio to Gamma Astronomy’, International Conference dedicated to 100th anniversary of M.Vashakidze, Abastumani, Georgia (2009).

Çağrılı Konuşmalar

- **Goker, U.D.**, ‘Shock Waves in Solar Corona and It’s Applications to One-Fluid, Two-Fluid and Multi-Fluid Structure of the Current Sheet’, Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO) named after N. Tusi, Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, the Republic of Azerbaijan (May 4, 2009)
- **Goker, U.D.**, ‘Alfven Waves in the Current Sheet and Magnetic Reconnection Region in Solar Corona’, Ilia Chavchavadze State University, Tbilisi, Georgia (May 6, 2009)
- **Goker, U.D.**, ‘Astrophysical Shock Wave Structure and the Current Sheet’, Radiation of Cosmic Objects: from Radio to Gamma Astronomy, Georgian National Astrophysical Observatory I, Chavchavadze State University, Abastumani, Georgia (May 7-11, 2009)

Konferans Posterleri

- **Goker, U.D.**, Tas, G., ‘Photometric Analysis of the Eclipsing Binary: DE Canis Venatici (RX J1326.9+4532)’, XXVIth IAU General Assembly, Prague, Cezech Republic (2006)
- **Goker, U.D.**, ‘Shock Waves in Solar Corona and Importance of Parallel and Perpendicular Heat Conduction, and Difference of One-fluid and Two-Fluid Structure in solar Corona’, Forth UN/ESA/NASA/JAXA/BAS Workshop on the International Heliophysical Year 2007 and Basic Space Science “First Results of IHY 2007”, Sozopol, Bulgaria (2008)

Üniversite Seminerleri

- **Goker, U.D.**, Saygac, A.T. ‘The Doopler Tomography of Cataclysmic Binary Stars’, Istanbul University, Department of Astronomy and Space Sciences, Istanbul, Turkey (1999)

- `The Binary Stars Consisting of White Dwarfs and Red Dwarfs`, Ege University, Department of Astronomy and Space Sciences, Izmir, Turkey (2004)
- `Solar Bursts From the Origin of Halo and the Evolution of Geomagnetic Storms`, Ege University, Department of Astronomy and Space Sciences, İzmir, Turkey (2004)
- `Astrophysical Shock Waves`, Ege University, Department of Astronomy and Space Sciences, İzmir, Turkey (2005)
- `Model Equations for Shock Waves in Non-Dilute Bubbly Liquids`, Ege University, Department of Astronomy and Space Sciences, İzmir, Turkey (2006)
- `General Properties of Shock Waves in Plasmas`, St. Andrews University, Mathematical Institute, School of Mathematics and Statistics, Scotland, United Kingdom (2007)

Diğer Aktiviteler

- **Goker, U.D.**, Gulsecen S., `Linux Operating Systems`, Istanbul University, Department of Astronomy and Space Sciences, İstanbul, Turkey (1999)
- **Goker, U.D.**, Gun, Ikiz, G., Turker, M.T., `Data Analysis by MIDAS Programming Language for White Dwarfs and Dwarf Novae`, Istanbul University, Department of Astronomy and Space Sciences and Bosphorus University, Department of Physics, İstanbul, Turkey (2000)

İş Deneyimi

- Ocak 2000 – Ocak 2001** : Eyüboğlu Koleji'nde Astronomi Öğretmenliği, İstanbul, Turkey.
- Ekim 2008 – Eylül 2010** :Yeditepe Üniversitesi, Bilişim Sistemleri ve Teknolojileri Bölümü Araştırma Görevlisi and Doç. Dr. Manu Dube asistanı: verdiği dersler: *Structural Programming* and *Object Oriented Programming* (e.g. C++), İstanbul, Turkey.