

55795

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GÜNEŞ KORONASINDAKİ MANYETİK ALAN YAPILARINDA
MAGNETOHİDRODİNAMİK DENGİ VE KARARSIZLIKLAR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Müh. Cumhur ÇÖMLEKÇİ

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 24.5.1996

Tezin Savunulduğu Tarih : 13.6.1996

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Gülçin KANDEMİR

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Bekir KARAOĞLU

: Doç. Dr. Nurfer GÜNGÖR

g. Kandemir
B. Karaoğlu
N. Güngör

HAZİRAN 1996

ÖNSÖZ

Çalışmalarım sırasında bana öncülük eden, değerli yardımlarını aldığım sayın hocam ve danışmanım Prof. Dr. GÜLÇİN KANDEMİR'e, tezimin tamamlanması için büyük yardımı geçen saygıdeğer ağabeyim Dr. Tuğrul ÇÖMLEKÇİ'ye ve beni destekleyerek moral kaynağı olan Jeol.Yük. Müh. Kayhan DEVELİ'ye ve sevgili aileme teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

24-5-1996

Cumhur ÇÖMLEKÇİ



İÇİNDEKİLER

Sayfa No.

NOTASYON LİSTESİ.....	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vii
ÖZET.....	ix
SUMMARY.....	x
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2. GÜNEŞ OLAYLARI.....	3
2.1. Konveksiyon Bölgesi.....	4
2.2. Güneş Atmosferi	5
2.3. Güneşteki Manyetik Alanlar	6
BÖLÜM 3. GÜNEŞ KORONASI	11
3.1. Koronanın Yapısı	15
3.2. Sıfır Çekim Halkaları	17
3.3. Çekimin Etkisi.....	21
3.4. Koronanın Isınması	21
3.5. Yohkoh Uydusu Korona Gözlemleri.....	23
BÖLÜM 4. GÜNEŞ ALEVLERİ	25
4.1. Alev Emisyonları	28
4.2. Enerji Oluşumu ve Depolanması	29
BÖLÜM 5. MAGNETİK DENGİ VE KARARLILIK	31
5.1. Denge ve Kararsızlıklar	32
5.2. Plazma Kararsızlıkları	34
5.2.1. Konfigürasyon-Uzay Kararsızlıkları	35
5.2.2. Hız-Uzay Kararsızlıkları	35
5.3. Magnetohidrodinamik Kararlılık	36

5.4. İdeal Mhd Kararsızlıkları	37
5.5 Korona Halkalarının Kink Kararsızlığı :	42
5.6. İdeal Olmayan Etkiler: Sonlu Direçlilik ve Yeniden Birleşme	43
5.6.1. Termal Kararsızlıklar	46
BÖLÜM 6. GÜNEŞ PLAZMASI İÇİN MHD DENKLEMLERİ	48
6.1. Plazma Fiziğinin Elektromanyetik Teori İle Olan ilişkisi	49
6.1.1. Akışkan Hareket Denklemi ve Konvektif Türev Kavramı	50
6.1.2. Magnetohidrodinamik Denklem Seti	52
6.2. Manyetik Alanın Mekanik Etkisi	54
BÖLÜM 7. GÜNEŞ KORONASINDAKİ MANYETİK ALAN YAPILARI	57
7.1. Magnetostatik Denge Formülasyonu	59
7.2 Analitik Çözüm Ailesi:	64
7.2.1. $\alpha=0$ durumu	68
7.2.2. $\alpha^2 > 0$ durumu	69
7.2.3. $\alpha^2 < 0$ durumu	77
BÖLÜM 8. KORONAL MANYETİK YAPILARDAKİ KARARLILIK	80
8.1 Pertürbasyon Teorisi ve Enerji Yöntemi	83
8.2. Stabilitate Analizi	87
8.2.1. Yatay Deplasmanlar	88
8.2.2 Dikey Deplasmanlar	89
SONUÇLAR ve ÖNERİLER	92
KAYNAKLAR	94
ÖZGEÇMİŞ	97

NOTASYON LİSTESİ

Λ	: Koronadaki ölçek yüksekliği
ξ	: Konum pertürbasyonu
σ	: Elektriksel iletkenlik
η	: Elektriksel dirençlilik
κ	: Termal iletkenlik
ω	: Frekans
β	: Plazma betası
α	: Atmosfer basıncı genlik faktörü
$\delta\rho$	: Yoğunluk pertürbasyonu
δB	: Manyetik alan pertürbasyonu
δp	: Basınç pertürbasyonu
δW	: Potansiyel enerjideki değişim
τ_a	: Korona halkası tepesindeki sıcaklık
τ_A	: Alfvén zaman ölçeği
τ_D	: Difüzyon zaman ölçeği
τ_{rad}	: Radyatif zaman ölçeği
ϵ_o	: Boş uzayın permitivitesi
μ_o	: Boş uzayın geçirgenliği
c	: Işık hızı
A	: Vektör potansiyel
a	: İzotermal ses hızı
B	: Manyetik alan
E	: Elektrik alan
g	: Gravitasyonel çekim ivmesi
H	: İzotermal atmosferdeki basınç (yoğunluk) ölçek yüksekliği
j	: Elektrik akım yoğunluğu

k	: Dalga sayısı
k_B	: Boltzmann sabiti
L	: Yarı halka boyu
p	: Plazma gaz basıncı
P_m	: Manyetik basınç
Q_{rad}	: Radyatif çıkış gücü
S	: Manyetik Reynolds sayısı
T	: Plazma sıcaklığı
u, v	: Plazma akışkan hızı
V	: Plazma hacmi
v_A	: Alfvén dalga hızı
W	: Potansiyel enerji



ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1: Güneşin iç yapısı, atmosfer katmanları, yoğunluk ve sıcaklık dağılımı.....	3
Şekil 2.2: Konveksiyon bölgesindeki granülasyon yapıları.....	5
Şekil 2.3: Güneş lekesi kutuplarının 22 yıllık manyetik çevrim ile olan ilişkisi.....	7
Şekil 2.4: Güneş lekelerinin zamana ve enleme göre dağılımları.....	7
Şekil 3.1: Güneş lekelerinin maksimum zamanında koronanın X-ışını yapısı.....	11
Şekil 3.2: Güneş lekelerinin minimum zamanında koronanın X-ışını yapısı.....	12
Şekil 3.3: Yohkoh uydusu tarafından çekilmiş koronanın yumuşak X-ışını fotoğrafı.....	14
Şekil 3.4: Koronada ideal manyetik halka geometrisi.....	16
Şekil 4.1: Gözlemlenmiş bir alev halkasının, halka öncesi durumundan sönüm fazına kadar olan zaman evrimi.....	26
Şekil 4.2: Bir alevin başlangıcından sönüm fazına kadar olan zamanda X-ışını imajları, sıcaklık-emisyon ölçümleri ve basınç haritaları.....	27
Şekil 5.1: Denge durumunun mekanik eşdeğerleri: O durumu başlangıç denge durumudur. A dizisi zayıf kararsızlığa yol açar ve B dizisi patlayıcı bir kararsızlıkla son bulur. C dizisi ise denge kaybına yol açar.....	33
Şekil 5.2: Yerin manyetik küresinde ortaya çıkan bir değişme hareketinde 1 ve 2 numaralı akı tüpleri konum değiştirir. Başlangıçtaki devinim olası yönü (a) daki oklarla gösterilmiştir. Akı tüplerinin yer üzerindeki ayak izleri (b) de gösterilmiştir.....	40
Şekil 5.3: Bir plazma kolonundaki sıkıştırma veya sosis kararsızlığı (a) ve kink kararsızlığı (b).....	41
Şekil 5.4: İki korona halkası arasında akım tabakası oluşumu.....	46
Şekil 6.1: Çeşitli alan tipleri için manyetik kuvvetler, (a) $\mathbf{B} = x\hat{y}$, (b) $\mathbf{B} = \hat{x} + x\hat{y}$, (c) $\mathbf{B} = y\hat{x} + x\hat{y}$, (d) $\mathbf{B} = r\hat{\theta}$	56
Şekil 7.1: $\alpha=0$ durumu için kartezyen koordinatta manyetik alan çizgilerinin potansiyel alan formu.....	69

Şekil 7.2: $0 < \omega < 10$ aralığındaki Bessel fonksiyonu $J_3(\omega)$. Kesikli çizgiler $\omega > 3$ için yaklaşımı göstermektedir.....	70
Şekil 7.3: (a) $2kH=3$ ve $2\alpha H=3$ için manyetik alan çizgileri, (b) sabit basınç konturları.....	72
Şekil 7.4: (a) $2kH=3$ ve $2\alpha H=420119$ için manyetik alan çizgileri, (b) sabit basınç konturları.....	73
Şekil 7.5: (a) $2kH=3$ ve $2\alpha H=5.5$ için manyetik alan çizgileri, (b) sabit basınç konturları.....	75
Şekil 7.6: (a) $2kH=3$ ve $2\alpha H=6.38016$ için manyetik alan çizgileri, (b) sabit basınç konturları.....	76
Şekil 7.7: (a) $2kH=3$ ve $2 \alpha H=3$ için manyetik alan çizgileri, (b) sabit basınç konturları.....	78



ÖZET

Bu çalışmada güneşin korona bölgesindeki plazma içeren kapalı manyetik alan yapıları ele alınmaktadır ve güneş atmosferindeki iki boyutlu yapıların magnetostatik dengesi ideal stabilite problemi olarak incelenmektedir. Bu denge problemi özel olarak halka benzeri yapılarda örneklenmeye çalışılmaktadır.

Güneşin yüzeyindeki ve atmosferindeki yapı oldukça karmaşıktır. Manyetik alanlar, güneş olaylarının ve özellikle de koronada meydana gelen güneş alevleri gibi ani ve hızlı bir biçimde ortaya çıkan patlamaların en önemli nedenidir. Bu alanların etkisiyle plazma hareketinde karmaşık etkileşimlere yol açan ve enerjinin bir kaynaktan diğerine taşınmasına neden olan olaylar meydana gelir. Güneş koronasında magnetize olmuş plazmayı kararsız yapan koşulları belirlemek önemli bir problemdir. Güneş atmosferindeki manyetik yapılar günlerce veya haftalarca denge konumunda kalabilirler, ve böylece çok miktarda manyetik enerji depolarlar. Sonradan bir tetikleme ile bu enerji bir güneş alevi veya bir prominans olarak açığa çıkar. Koronadaki büyük miktarlardaki enerjinin açığa çıkmasına, içinde plazmayı hapsedmiş olan manyetik alan konfigürasyonlarındaki bazı kararsızlıklar neden olmaktadır. MHD kararsızlıkları plazma içindeki büyük ölçekli kararsızlıkları yaratır.

Çalışmada iki boyutlu kartezyen koordinat takımında izotermal atmosfer yaklaşımı içinde "ayrık" manyetik alan yapıları, gravitasyonun da etkisi gözönüne alınarak magnetostatik denge durumu için hesap edilmektedir. Burada fotosfer aşağı sınır şartları oluşturan katman olarak ele alınmaktadır. Daha sonra magnetohidrodinamik denklemleri aracılığı ile elde edilen denge durumunun, belirli sınır şartları altında verilen pertürbasyonlara karşı kararlılık analizi yapılmaktadır. Manyetize olmuş plazma içeren bu iki boyutlu denge sistemleri için kararlılık koşulları, MHD enerji ilkesi aracılığı ile araştırılmaktadır. Sonuç olarak güneşin atmosfer koşullarındaki bir sistemde, manyetik alan, basınç ve gravitasyonel alan etkileşimleri bulunup, sistemin kararlılığı incelenmektedir.

Sonuçta bu varsayımlar altında korona halkaları için bulununan magnetostatik dengenin yerel modlara karşı kararsız olduğu görülmektedir. Kararsızlık analizi sonucunda potansiyel alan durumu hariç tüm magnetostatik çözüm ailesi, yatay deplasmanlara karşı kararsız kalmaktadır. Basıncın artırılması ile birlikte korona halkalarında ilk manyetik adaların ortaya çıkması ile sistem marjinal kararsız duruma düşmektedir; daha büyük basınçlarda manyetik adalar çoğalmakta ve sistem kararsız olmaktadır. Korona halkalarındaki bu kararsızlıklar büyük güneş alevlerini oluşturacak etkiye sahip olmasalar da global olarak taşınım sabitleri üzerinde etkilidirler.

SUMMARY

MAGNETOHYDRODYNAMIC EQUILIBRIUM AND INSTABILITIES IN THE MAGNETIC FIELD STRUCTURES OF THE SOLAR CORONA

In this study, magnetic field structures confining the plasma in the solar corona and magnetostatic equilibrium of the two dimensional solar atmospheric structures are being investigated as an ideal stability problem. Loop-like coronal structures are given as samples for these equilibrium problems.

Sun is the only star that may be observed in detail by ground based instruments or via satellites. Solar physics may be used in understanding the other stars and helps developing the basic physical concepts.

The solar structure is rather complicated over the solar surface and in the solar atmosphere. The magnetic field is the most important cause for the solar events and especially for rapid eruptions as the solar flares. As a result of these effects, events, causing complicated interactions in plasma movements and causing transportation of the energy from one source to the other, arise. It is an important problem to obtain the conditions that cause instability in the magnetized solar corona. The magnetic structures of the solar atmosphere may keep their stability for days or weeks. Thus, they store a large amount of magnetic energy. After a trigger, this energy may stem out as a solar flare or prominence (Sakurai, 1989).

Gravitational force stratifies the photospheric and the chromospheric gases. Therefore, the gas density and pressure decrease with height. The balloon shaped magnetic field applies a mechanical pressure. Thus, it responds the pressure variations at the boundary. This results in an increase of the heights of the isolated dense flux tubes and solar spots that fill the whole space and affect the adjacent tubes and spots. These events occur above the minimum temperature. Thus a large volume in the chromosphere and the whole corona are filled with the magnetic field. The chromosphere and the corona are under the effect of magnetic forces. Magnetic fields cause the observed structural shapes and the plasma movements. These fields also cause the nonhomogeneity in the solar atmosphere.

There are two important regions in the solar plasma due to the magnetic fields structures: The first one is "the closed field regions" which connect the photospheric-chromospheric region by both ends of the field and the second one is "the open field region" where one end is at the lower atmosphere, and the other end extends to the space through the upper atmosphere. The density and temperature show non-homogeneous structures in the closed field regions. The magnetic fields emerging from the solar surface, make a loop and return back to the solar surface. These closed magnetic field lines are "the coronal loops". The coronal plasma is trapped in the coronal loops. The coronal loops observed over the solar spots are called "active

regions". The open field regions are the coronal holes that are the source of the solar wind. The magnetic field in the coronal loops is stronger than in the coronal holes. The field strength in the loops is about 10^2 G, and 10 G in the holes. The temperature is about $2-3 \times 10^6$ K in coronal loops, and $\sim 1.5 \times 10^6$ K in the coronal holes. As for the density in corona, it is $10^9-10^{10} \text{ cm}^{-3}$ in the loops, and this quantity is less than that for loops in the open field region with 10^8 cm^{-3} .

The essential properties of sun, especially the characteristic dynamical behavior of corona and sun spots has been obtained with high sensitive, wide range observations by the Soft X-ray Telescope carrying with satellite Yohkoh. For the first time the interesting dynamical behaviors and interactions in not only the "active corona region", but also in "quiet background corona" have been obtained by the Yohkoh-STX with the use of video-movie representations. It can be said that "quiet background corona" is not quiet and isolated at all, but rather, forms a dynamical system with the "active corona region" (Linsky, Serio, 1993).

One of the most important activation movements in corona is solar flares. This event is an energy liberation coming after a slow phase energy build-up above the active regions. A large flare can release an energy about 10^{32} erg over the surface of 10^8 cm^2 in some minutes. Sometimes a large amount of material (10^{15} gr) is also released with a speed of 100 km s^{-1} . This process is called "coronal mass ejection" (CME). The heating of the corona from its quiescent 2 MK state to a 20-30 MK flare state indicates that the density of energy that produces flares must greatly exceed the thermal energy density of the quiescent coronal plasma. The most dominant source of energy in corona is the magnetic field. The energy that is necessary for the flare is stored in the magnetic field structure under the tension. So the flare activation is thought to be a liberation of energy stored as magnetic energy in corona .

The other possible mechanisms likely to be responsible for coronal heating are quiet weak to explain the observed energy. For example over the active region, thermal energy in the corona is defined as $E_{th} = (3nkT)V$ where n , T and V are respectively density, temperature and volume. When the values are taken as $nV \sim 10^{38}$ and $T = 10^6$, this yields $E_{th} \sim 10^{28}$. This resulting value is about one of third or one of forth of the energy released during a large flare. The other source of energy is gravitational energy ($E_{grav} = nVgh$) resulting the value of 10^{28} erg. However, the energy storing at the rate of $(B^2/8\pi)V$ for $B = 10^3$ G gives 10^{32} erg. The magnetic energy resulting from these rough calculations is adequate for a flare (Schmelz, Brown, 1994).

The energy in magnetic field structure is not released totally. The ground state is potential state in which there is no current . Energy is loaded over this state to be converted to the other energy forms. Therefore, the flares must emerge in the non-potential coronal regions where there are currents and magnetic shears (Lothian, Hood, 1991),.

The small flares may occur as a result of photospheric movements. For these flares, there is no need to store much energy. Some minor non-potential situations can be enough for this flaring. Whereas, the condition for a large flare to occure is free

energy storing in non-potential region in time. It is observed that large flaring is also seen to be associated with strong magnetic gradients.

Electric currents are the source of magnetic energy in the corona. When no electric currents exist in corona, the magnetic field in the corona is totally due to the currents flowing in the lower layers (e.g., in the photosphere and below) of the solar atmosphere. These magnetic fields are not distorted in shape and they do not contribute to any of the events releasing high energy in corona. When these currents occur in corona, the coronal magnetic fields are distorted and this results in a flare of high energy.

The magnetic field in corona is anchored in the dense photosphere. The mechanisms that create fluid motions such as the flow of gas in the photosphere and convection affect the motions of the foot points to which the coronal magnetic fields connect. These mechanisms result in evolution of the field structure. Such a situation may be modeled by taking the photosphere as the lower boundary on which the boundary conditions can be specified. Therefore, the slow build-up of magnetic energy in the corona reflects the slow change in the boundary conditions near the photosphere. During the evolution time the magnetic energy is preserved in the structure. When the field structure is unstable, this energy is released as heat or motion. If the energy release occurs gradually, this results in coronal heating. But if it occurs rapidly and suddenly then, this results in flaring. "Two ribbon flare" occurs in the arcade shape structure as an example of violent flare events. However, in the coronal loops less energetic compact flares occur (Priest, Kirk, Melrose, 1994).

Plasma instabilities are generally based on perturbation theory. If the given initial perturbation grows, plasma is called "unstable". A growing perturbation changes the plasma properties. These can be temperature, density, isotropy and uniformity. There are two types of instability: Configuration-space and velocity-space instabilities. Configuration-space instability is a macro instability and this is due to the plasma structure in the configuration space. For instance, if the plasma is in a finite volume and expands or moves from one place to another, unstable situation can occur. Coronal field structure is investigated in terms of this large scale instability. In coronal loop-like structures, the type of instabilities such as Rayleigh-Jeans, kink and interchange can occur (Pekünlü, 1993).

Astrophysical applications of MHD (magnetohydrodynamic) theory is quite different from the applications in laboratory. For example, in the solar atmosphere, coronal loops, filaments, prominences may have long life-time and they can be regarded as stable structures. The essential problem of solar MHD theory and MHD applications to other astrophysical situation is to establish the models of these structures such as coronal loop and solar wind. Instabilities in these systems can be observed, only if system is destroyed or broken out to space. Even if some system parameters change infinitesimally in time, the parameter reaches eventually at some critical value and this results in massive destruction of solar structures (Pekünlü, 1993).

To study the stability and instabilities in magnetic field configuration, first of all, these structures must be constituted theoretically. Then, unstable behavior of the structures to some critical parameters can be investigated.

In this study, the problem of magnetostatic equilibrium of two dimensional structures in an isothermal atmosphere with gravitational field is examined as a theoretical example. This is an ideal magnetostatic equilibrium that does not include resistive and viscous effects (Velli, Hood, 1987). The formulation of this equilibrium is applied to loop-like structures in the solar atmosphere. A family of analytic solutions in Cartesian coordinates is used to illustrate the effects of an inhomogeneous distribution of plasma within magnetic loops. The structures given by these solutions provide understanding to the interaction between gravitational, pressure and magnetic forces in solar atmosphere. Also, the stability of the structures in equilibrium under these influences can be investigated.

The field lines lie in the plane perpendicular to the z axis and the components of $\mathbf{B}$ are the functions of x and y only; $\mathbf{B} = \hat{x} B_x(x, y) + \hat{y} B_y(x, y)$, and the vector potential is in the form of $\mathbf{A} = \hat{z} A(x, y)$.

For this magnetostatic equilibrium problem, magnetic field structure satisfies the non-linear differential equation $\nabla^2 A = -f(A)e^{-(y/H)}$ where H is the scale-height in an isothermal atmosphere, and y is the height from the photosphere that is the lower boundary. As a simplifying assumption, the function, $f(A) = \alpha^2 A$ is considered. Here α^2 is a constant. A family of the analytic solution is derived by solving the differential equation. The vector potentials considered by Zweibel and Hundhausen (1982) depend on three parameters: a horizontal wavenumber k , a constant α^2 that is a measure of the current density, and the amplitude A_0 . The potentials are

$$\begin{aligned} A(x, y) &= A_0 J_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)}) \cos kx, & \alpha^2 > 0 \\ A(x, y) &= A_0 I_{2kH}(2|\alpha| H e^{-(y/2H)}) \cos kx, & \alpha^2 < 0 \end{aligned} \quad (1)$$

where J_{2kH} and I_{2kH} are the ordinary and modified Bessel functions of the first kind, respectively. The atmosphere extends from $y=0$ to infinity. As a result, the magnetic field components and pressure (or plasma density) distribution are

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\partial A}{\partial y} = -|\alpha| e^{-(y/2H)} A_0 Z'_{2kH}(2|\alpha| H e^{-(y/2H)}) \cos kx, \\ B_y &= \frac{\partial A}{\partial x} = k A_0 Z'_{2kH}(2|\alpha| H e^{-(y/2H)}) \sin kx, \\ P(x, y) &= e^{-(y/2H)} \left(Q_0 + \frac{\alpha^2 A^2}{8\pi} \right) = e^{-(y/2H)} \left(Q_0 + \frac{\alpha^2 B^2 Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H e^{-(y/2H)})}{k^2 8\pi Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H)} \cos^2 kx \right) \end{aligned} \quad (2)$$

($Z \equiv J$ for $\alpha^2 > 0$ and $Z \equiv I$ for $\alpha^2 < 0$). A_0 and Q_0 are constants. The condition of static equilibrium is satisfied by the pressure and magnetic fields given above.

The change of magnetic field forms is examined for the cases of $\alpha=0, \alpha^2 > 0$ and $\alpha^2 < 0$. The case $\alpha=0$ corresponds to potential field in which there is no magnetic forces. In this case, $A \propto e^{-ky} \cos kx$. The field lines are bipolar loops rooted in the surface $y=0$.

Non-existence of currents reduces the force equation to the equilibrium of the pressure gradient and the gravitational force. In this case the pressure decreases with height as in the isothermal atmospheres in which there is no magnetic field. If the case $\alpha^2 < 0$ is compared with the potential case, it is seen that loops are flatter and compressed. The behavior $\alpha^2 > 0$ is more complicated. If this case compared with the potential case, it is seen that magnetic field lines are all loop shaped and distended or pushed upward. For the high value of $2\alpha H$, the magnetic field lines are detached from the base and constitute magnetic islands. This special case for $2\alpha H = 6.38$ is shown in figure.1.

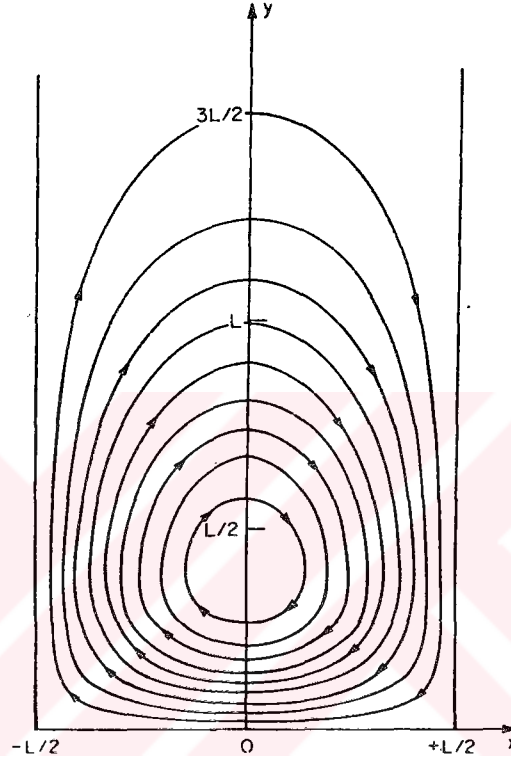


Figure.1: Formation of magnetic islands for the case $\alpha^2 > 0$, $2\alpha H = 6.38$

In this study the stability conditions for these two dimensional magnetostatic coronal field structures are also examined by using Bernstein energy principle (Bernstein, Frieman, 1958). In potential energy method, the change in energy is tested for the all possible small perturbations. According to energy principle, the system is stable if and only if there are no small perturbations that decrease the energy of the system. The conditions for stability are

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \geq 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \geq 0, \quad (3)$$

$$\left[g \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \right]^2 - 4 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] \leq 0.$$

If the three conditions are not satisfied at some point in the fluid, the system is at least locally unstable.

Except the potential field case ($\alpha=0$), all the members of analytic solutions for the magnetostatic system are unstable to the horizontal displacements. When the plasma is concentrated near the centers of magnetic loops ($\alpha^2>0$), the region around the center is unstable. When the plasma is concentrated near the edges ($\alpha^2<0$), the outer half is unstable. Also, when first magnetic islands are seen, the system is marginally stable. (Zweibel ;1981a,1982b,Hood, De Bruyne, 1986; Melville, Hood, Priest, 1989; Longbottom Melville, Hood; 1993)



BÖLÜM 1. GİRİŞ

Güneş, spektrumu, kütlesi, ısıma gücü gibi özellikleri ile öteki yıldızlarla karşılaştırıldığında ortalama bir yıldız görünümündedir. Uyduların güneşe yaklaştığı ölçekte bile manyetik alanı zayıftır ve manyetik kökenli olaylar diğer yıldızlara oranla azdır. Bununla birlikte, güneş yıldızlara ait manyetik alanların anlaşılmasında bize önemli ip uçları verir. Çünkü güneş yerden veya uydular yardımıyla ayrıntılı olarak gözleyebildiğimiz tek yıldızdır. Güneşi inceleyerek yıldızların yapısının fiziğini gözleyebiliriz ve buradan esinlenerek teorik kavramlarımızı ve anlayışımızı test edebilir veya yanlışlarımızı düzeltebiliriz. Başka bir deyişle güneş fiziği bizi diğer yıldızların, ve dolayısıyla da temel fizik kavramlarının anlaşılmasına yardımcı olur. Yıldız hidromekaniği laboratuvar koşullarından çok farklıdır. Güneş sistemindeki gezegenler, magnetosfer, kuyruklu yıldızlar gibi kaynaklardan gelen hidromagnetik bilgiler, sayısal olarak elde edilebilir ve bu veriler de fiziğin anlaşılmasına katkıda bulunur.

Güneşin yüzeyindeki ve atmosferindeki yapı oldukça karmaşıktır ve bilimsel açıdan büyük merak uyandıran bazı olaylar görülür. Gizemli görünümdeki bu olayların anlaşılmasında ipucu güneşin manyetik alanındaadır. Manyetik alan olmasaydı güneş oldukça sakin bir gök cismi olurdu; görünür katmanlarında artık güneş lekeleri oluşmaz, çok yüksek sıcaklıktaki korona ve alevleri oluşmaz, prominanslar görülmezdi ve yüksek hıza sahip güneş rüzgarları da olmazdı.

Sonuç olarak manyetik alanlar güneş olaylarının en önemli nedenidir. Bu alanların etkisiyle plazma hareketinde karmaşık etkileşimlere yol açan ve enerjinin bir kaynaktan diğerine taşınmasına neden olan olaylar meydana gelir.

Güneş koronasında magnetize olmuş plazmayı kararsız yapan koşulları belirlemek önemli bir problemdir. Güneş atmosferindeki manyetik yapılar günlerce veya haftalarca denge konumunda kalabilirler, ve böylece çok miktarda manyetik enerji

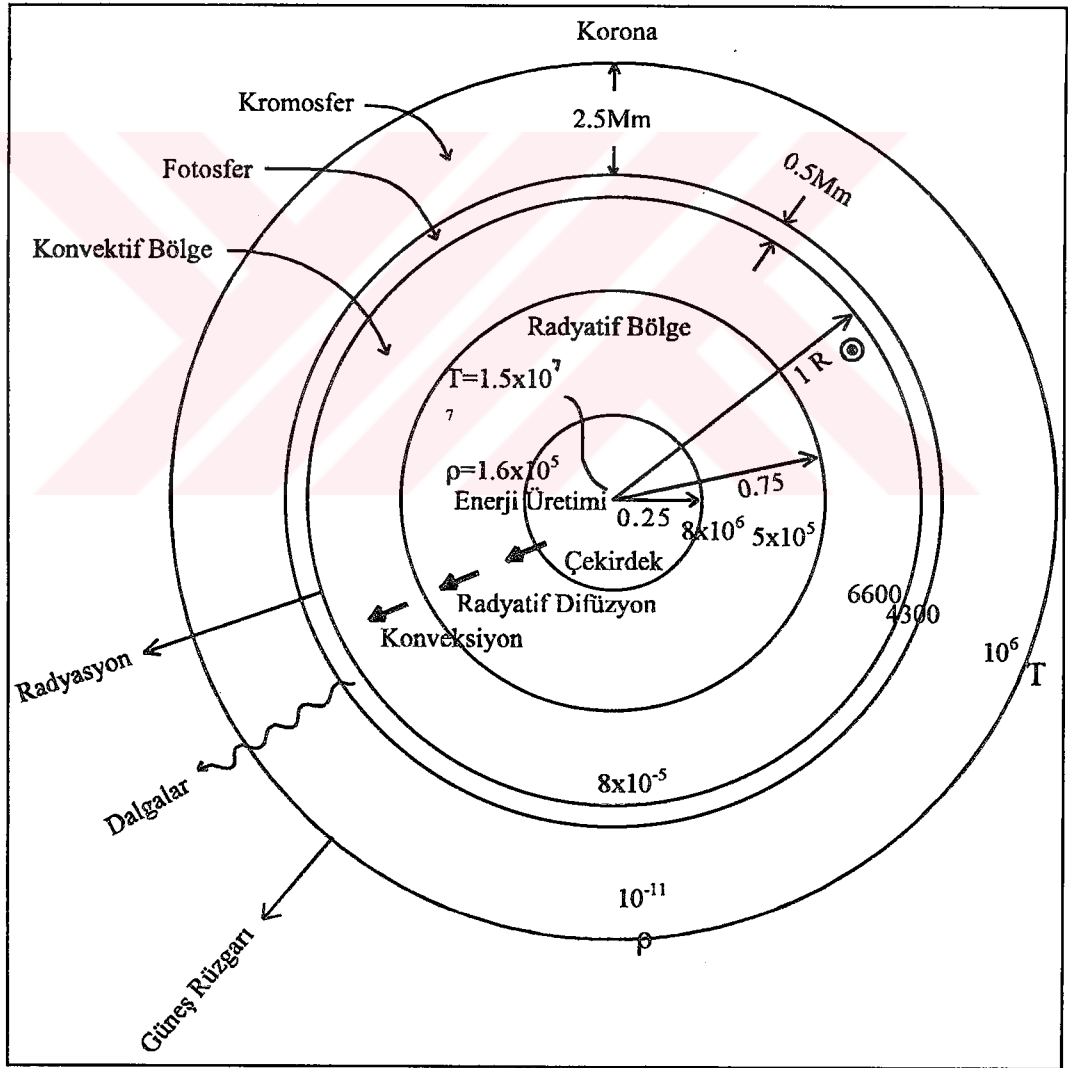
depolarlar. Sonradan bir tetikleme ile bu enerji bir güneş alevi veya bir prominans olarak açığa çıkar.

Bu çalışmada güneşin korona bölgesindeki, plazma içeren kapalı manyetik alan yapıları ele alınmaktadır ve güneş atmosferindeki iki boyutlu yapıların magnetostatik dengesi ideal stabilite problemi olarak incelenmektedir. Özel olarak halka benzeri yapılarda bu denge problemi üzerine çalışılmıştır. Daha sonra magnetohidrodinamik denklemleri aracılığı ile elde edilen denge durumunun, belirli sınır şartları altında verilen pertürbasyonlara karşı kararlılık analizi yapılmaktadır. Sonuç olarak güneş şartlarındaki bir sistemde, manyetik alan, basınç ve gravitasyonel alan etkileşimleri incelenip, sistemin kararlılığı incelenmektedir.

Tüm bu incelemeleri yapmak için güneş yapısı hakkında yeterli derecede bilgiye ulaşılması gerekmektedir. Özellikle de güneşin yüzey ve atmosferik yapılarını anlamak önem taşımaktadır. Bu yüzden bölüm.2'de "Güneş Olayları" başlığı altında, güneşin katmanları, atmosferi, manyetik alan bölgeleri ile ilgili güneşin yapısı ve bu bölgelerde üzerinde gelişen olaylar anlatılmaktadır. Bölüm.3'de güneş koronası, termal yapı, koronal ısınma, enerji depolanması gibi farklı özellikleri ile ele alınmakta ve gözlemsel veriler ışığında incelenmektedir. Koronada depolanmış olan manyetik enerjinin ani bir şekilde ortaya çıkmasıyla oluşan güneş alevleri, koronanın önemli bir özelliği olarak bölüm.4'de gözlemsel verilere dayanılarak anlatılmaktadır. Güneş alevlerindeki enerji oluşumu ve bu enerjinin bir anda serbest hale geçmesi olayının nedenleri manyetik denge ve kararlılık konusu içinde bölüm.5'te ele alınmaktadır. Bölüm.6'da koronal bölge içinde, plazma içeren manyetik yapılar için magnetohidrodinamik denklem seti oluşturulmakta ve manyetik alanın koronal yapılar için etkisi ortaya konulmaktadır. Bölüm.7'de güneş atmosferindeki manyetik yapılar magnetostatik yaklaşım içinde incelenmiştir ve bu yapıların analitik olarak çözüm ailesi bazı özel durumlar için grafiksel olarak incelenmektedir. Son olarak Bölüm.8'de ise bu manyetik yapıların yer değiştirmeye karşı gösterdikleri kararsızlık durumları analitik olarak incelenmektedir.

BÖLÜM 2. GÜNEŞ OLAYLARI

Güneş 6.96×10^5 km çapında hafifçe kutuplarından basılmış bir küre biçimindedir. İç kısmında füzyon yolu ile elde edilen nükleer enerji radyasyona çevrilerek daha dış katmanlara iletilir. Bu katmanlarda enerji iletimi konveksiyon hareketleri ile sağlanır ve son olarak bu enerji ya güneşin dış kısımlarına radyasyon yoluyla taşınır ,ya da bir kısmı atmosferde depolanır. Şekil 2.1'de güneşin iç yapısı ve atmosfer katmanları görülmektedir.

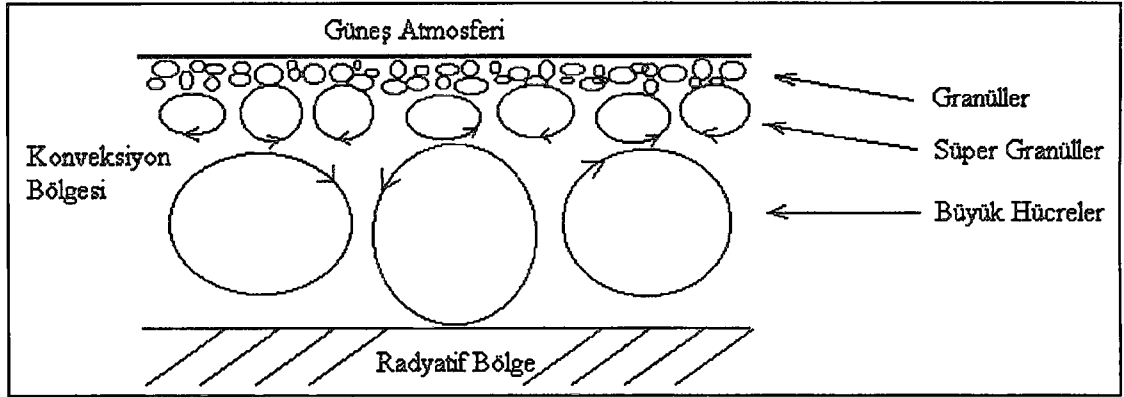


Şekil 2.1: Güneşin iç yapısı, atmosfer katmanları, yoğunluk ve sıcaklık dağılımı
PRIEST, KIRK ve MELROSE (1994)

2.1. Konveksiyon Bölgesi

Konveksiyon bölgesi güneşin yüzeyinden yaklaşık olarak aşağıya doğru 2×10^5 km derinliğe kadar uzanır. Bu derinlik kesin olarak elde edilememiştir, daha çok kuramsal bir değer söz konusudur. Bu değer "karışma uzunluğu kuramı" (mixing length theory) adıyla anılan konveksiyonun parametrize edilmiş modeli kullanılarak elde edilir. Bununla birlikte helyosismolojideki son gelişmeler derinliğin bağımsız olarak ölçülebilmesine olanak sağlamıştır ve sonuçlar büyük ölçüde teori ile uyumaktadır.

Konveksiyon bölgesi içinde meydana gelen hareketler farklı ölçeklerdeki olayları içerirler. En küçük ölçekte olanlar granüllerdir. Granüller konveksiyon bölgesinin en üst bölgesinde ve bu katmanda atmosferin oldukça kuvvetli biçimde süperadyabatik olduğu kısımda yer alırlar. Tipik olan büyüklükleri 10^3 km civarındadır, hızları $1-3 \text{ kms}^{-1}$ dir ve karakteristik yaşam süreleri 8 dakikadır. Bununla birlikte bu değerler granülleri ancak kabaca tanımlar. Gerçekte, son veriler granül boyutlarının birkaç yüz km 'den 2×10^2 km 'ye değiştiğini göstermektedir. Granül yapıları dışı doğru genişleyen bir patlama şeklinde gözlenir ve sonuçta bu etki azalıp kaybolur. Bu şekilde "patlayan" granüller, yanında oluşan granülleri etkileyip onların yaşamını sona erdirebilir. Böyle bir işlem sonucunda şok dalgaları ve ses dalgaları oluşur. Bir sonraki konvektif oluşum granüllerden daha büyük ölçekte gelişen Mezogranülasyon'dur. Mezogranüller daha düşük hızlara sahiptirler ($\sim 0.1 \text{ kms}^{-1}$) ve boyutu tipik olarak $5-10 \times 10^3$ km'dir. Bu ölçeğin üzerinde ise süpergranülasyon vardır. Süpergranüllerin boyutları 3×10^4 km civarında, hızları 0.5 kms^{-1} ve yaşam süreleri ise yaklaşık bir gündür. Bu özel boyutların ortaya çıkmasına güneş plazmasının içinde olan iki temel durumun, hidrojen ve helyum iyonizasyonlarının değişik derinliklerde oluşması durumunun yol açtığı ileri sürülmüştür. Hidrojen güneş yüzeyinden 10^3 km aşağıya kadar tümüyle iyonize olmuş durumdadır. Helyum ise %90 oranında, $5-10 \times 10^3$ derinliğinde tek-iyonize, 3×10^4 km derinliğinde çift-iyonize durumdadır. Konveksiyonun dördüncü yapısını ise büyük hücreler (Giant Cell) oluşturur ki bunların büyüklüğü 3×10^5 km, hızları 0.05 kms^{-1} ve yaşam süreleri yaklaşık bir yıl civarındadır. Bu derece büyük hücrelerin varlığı tam olarak açıklanamamaktadır. Şekil 2.2'de konveksiyon bölgesindeki yapılar görülmektedir.



Şekil 2.2: Konveksiyon bölgesindeki granülasyon yapıları SCHMELZ ve BROWN (1994)

2.2. Güneş Atmosferi

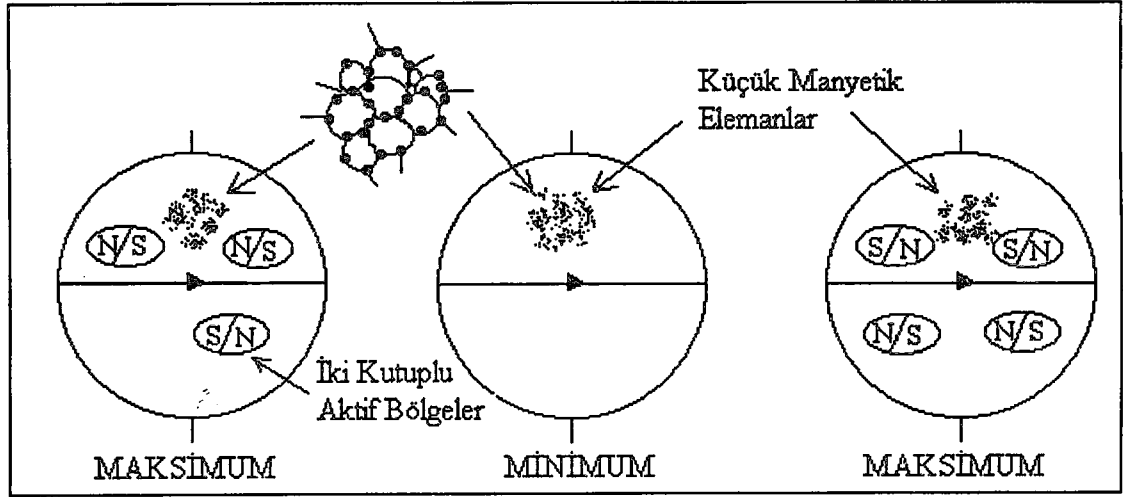
Güneş atmosferi konveksiyon bölgesinin üst kısmından başlayıp dış uzaya açılır. Dünyaya kadar uzandığını yer atmosferiyle etkileşmesi nedeniyle bilmekteyiz. Güneş atmosferi geleneksel olarak üç bölgeye ayrılır. Bunlardan birincisi güneşten görünür ışığın yayıldığı katman olan fotosferdir. Yaklaşık 500km gibi ince bir kalınlığa sahip olan fotosferin sıcaklığı 6000K civarındadır, katmanın üst kısmına doğru bu sıcaklık 4000K 'e kadar düşer ki bu güneşteki minimum sıcaklıktır. Fotosferden daha yukarı çıkıldığında sıcaklık yeniden artar. Fotosferdeki gaz yoğunluğu 10^7 gr.cm^{-3} civarındadır. Minimum sıcaklığın hemen üst kısmdaki bölge kromosferdir. Kromosferde bulunan "geçiş bölgesi", artan sıcaklık gradyentine sahip ince bir sınır katmanıdır ve burada sıcaklık hızlı bir şekilde artarak sonuçta $2 \times 10^6 \text{ K}$ 'e ulaşır. Buradan sonra korona başlar. Korona oldukça yüksek bir sıcaklığa sahip olmasına rağmen son derece seyrek bir yapıya sahiptir. Bu kadar yüksek bir sıcaklığın nedeni henüz açıklanabilmiş değildir, fakat bunun öncelikli olarak manyetik alanın etkisi ile olabileceği düşünülmektedir. Güneşin homojen katmanlara ayrıldığını düşünmek pek de gerçekçi değildir. Güneş atmosferi oldukça dinamiktir. Bu yüzden tam homojen bir durum yoktur ve buna başlıca neden manyetik alandır.

2.3. Güneşteki Manyetik Alanlar

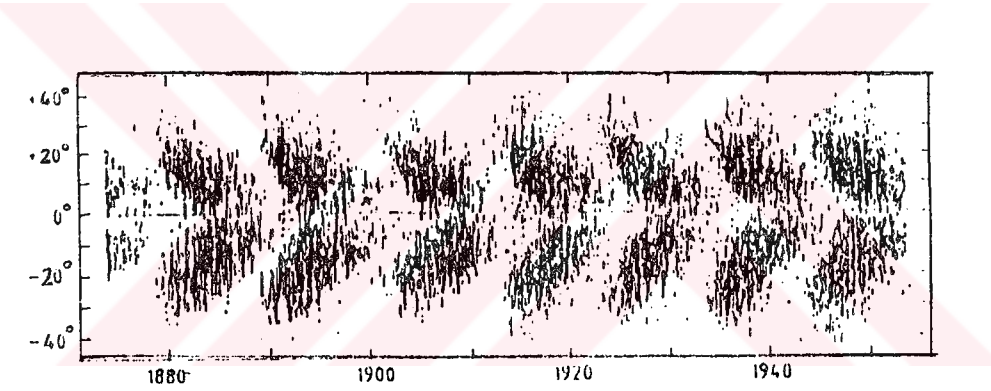
Güneşin bir manyetik alana sahip olduğu 1908 yılında Hale tarafından saptanmıştır. Zeeman etkisi kullanılarak güneş lekelerinin manyetik alan şiddeti ölçülebilmektedir. Güneş lekeleri genellikle 2000-4000G şiddetinde manyetik alana sahiptirler. Fotosferden gelen görünür ışık içinde karanlık yamalar gibi gözüktürler ve gerçekte soğuk bölgeler oldukları için karanlık gözüktürler. Sıcaklıkları 4000K 'dır ve etraflarındaki bölgeden %30 daha soğukturlar. Lekelerinin yarıçapları birkaç 10^3 km ile birkaç 10^4 km arasında değişir. Güneş lekeleri, lekenin en iç ve en soğuk olan bölgesinde bir tam karanlık bölge içerir. Bu bölge ise bir yarı karanlık bölge ile çevrelenmiştir, sıcaklığı tam karanlık bölgeyle fotosfer sıcaklığının ortalaması kadardır. Güneş lekeleri önceleri güneşin sakin bölgeleri olarak düşünülmüşse de, yeni yapılan hassas gözlemler bunların, osilasyonların ve şok dalgalarının sergilendiği oldukça dinamik bölgeler olduğunu ortaya koymuştur.

Fotosferdeki güneş lekelerinin dağılımları ve sayıları, her biri için yaklaşık 22 yıllık bir manyetik çevrim (Hale Cycle) süresince değişmektedir. Bu lekeler iki kutuplu çiftler halinde oluşmaktadırlar. Güneşin kuzey yarıküresindeki çift halindeki güneş lekelerinin tümünde ön ve arkada bulunanların kutupluluğu aynı sırayı izler. Güneşin dönme yönüne göre önde bulunan lekeler 11 yıl boyunca hep aynı kutuplu kalır; onu izleyen leke ise zıt kutupludur. Güney yarıküredeki iki kutuplu çiftler ise kuzeydekilere göre zıt kutupludur. Bu genel kutupluluk düzeni 22 yılın çevriminin yarısına doğru tersine döner. Kuzey kutuplular aniden güney, güney kutuplular kuzey olur. Bu durum Şekil 2.3'de gösterilmiştir. Güneş lekelerinin zamana ve enleme göre dağılımının Şekil 2.4'de gösterilen "Kelebek Diyagramı" (Butterfly Diagram) biçiminde olduğu bulunmuştur. Bu yüzyılda kayıt edilmiş 22 yıllık manyetik çevrim, ilk bakışta hasas bir mekanizma izlenimi verir. Gerçekte durum bu değildir. Güneş böylesi çevrimsel davranışlardan beklenmedik şekilde ayrılabilir. Güneş lekelerinin Galileo'nun ilk dürbün gözlemlerine ait kayıtları, hatta Çinlilerin çıplak gözle gerçekleştirdiği daha da eski kayıtlarından günümüze kadar yapılmış olan tüm leke gözlemlerinin tarihsel kayıtları dikkatli bir şekilde incelenmiştir ve inceleme sonunda tarihte birkaç periyot süresince güneş lekelerinin ortaya çıkmadığı ya da leke sayısının çok azaldığı

dönemler bulunduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 2.3: Güneş lekesi kutuplarının 22 yıllık manyetik çevrim ile olan ilişkisi SCHMELZ ve BROWN (1994).



Şekil 2. 4 Güneş lekelerinin zamana ve enleme göre dağılımları SCHMELZ ve BROWN (1994).

Güneş lekelerinin bulunduğu yerlerdeki binlerce Gaussluk kuvvetli magnetik alanlara karşın güneş fotosferinde genellikle ancak birkaç Gaussluk olabilecek kadar zayıf bir genel magnetik alana raslanır. Ancak beklenenin tam tersi bir şekilde magnetik alanın yoğunlaştığı "yoğun magnetik akı tüpleri" güneş lekelerinin olmadığı yerlerdedir. Bunların manyetik alan şiddeti yaklaşık 1.5kG dur. Bu değer güneş lekelerinin içinde ise 3kG dir. Yoğun akı tüpleri 100-200 km'lik bir çapa sahiptirler ve bunlar güneş atmosferinin en küçük yapılarıdır. Küçük çaplarına karşın önemleri büyüktür. Çünkü yoğun akı tüpleri, fotosfer ve kromosfer/korona arasında bir doğal kanal yani

elektromanyetik link sağlarlar. Akı tüpleri genellikle süpergranüllerin aşağı çekilen kısımlarında yer alırlar; bu bölgeler çeşitli süpergranüllerin bir araya geldikleri yerlerdir. Tüplerin yeri genel olarak üzerlerine baskı yapan ve sınırlayan granüller tarafından değiştirmeye zorlanırlar. Sonuç olarak akı tüpleri ile süpergranüller ve içlerinde bulundukları süpergranüller arasında karmaşık bir etkileşim ortaya çıkar.

Korona delikleri güneşin global magnetik davranışını gösteren oluşumlardandır. Güneş lekeleri ve karanlık filamentler diferansiyel olarak dönerken korona delikleri rijid cisimler olarak döner. 1992'de Yohkoh uydusu verileri ile ekvator karanlık korona kanallarının ekvator üzerinden geçerek kutupsal delikleri birbirine bağladığı anlaşılmıştır (Linsky,1993).

Evrenin başka yerlerinde saptanan manyetik alan şiddetlerini güneşinki ile karşılaştırmak amacıyla şöyle sıralayabiliriz: Galaktik alan şiddeti ortalama 10^{-6} G, Dünya'nın 0.5G, evde kullanılan bir manyetik çubuk 10-100G, güneş lekeleri ve yoğun akı tüplerinde 1.5-3 kG (bu değer tıpta nükleer manyetik rezonans aletinde elde edilen şiddete yakındır), endüstride kullanılan büyük manyetik mıknatıslar 10^6 G ve nötron yıldızlarında 10^{10} - 10^{12} G değerleri arasındadır.

Hem güneş lekelerinin hem de akı tüplerinin kökeni büyük ölçüde konveksiyon bölgesinde yatmaktadır. En önemli neden, güneşin kutuplarda ekvatora göre biraz daha yavaş olarak dönmesidir (diferansiyel dönüş). Derinlere gömülen manyetik alan çizgileri leke çiftleri oluşturacak şekilde ortaya çıkarlar. Manyetik alanın iç kısımlara nasıl bağlandığı kesin olarak bilinmemektedir. Fotosferin yaklaşık 2×10^5 km altında, konveksiyon bölgesinin tabanında, bir manyetik alan rezervuarının var olduğu görüşü oldukça destek görmektedir. Güneş magnetik alanının 22 yıllık çevrimine bir "dinamo" işleminin neden olduğuna inanılmaktadır; fakat şimdiye kadar yapılan sayısal analizlerin hiçbirinde sözü edilen manyetik oluşumlar elde edilememiştir. Konveksiyon bölgesinin altında bulunan manyetik alan şiddeti de oldukça belirsizdir. Tahminler 10^3 - 10^6 Gauss arasındadır.

Çekim kuvveti fotosferik ve kromosferik gazların katmanlaşmasına neden olur; gaz yoğunluğunda ve basıncında düşüşler olur. Bir balon biçimindeki manyetik alan mekanik bir basınç uygular ve böylece sınırlarındaki basınç değişikliklerine cevap verir. Sonuç olarak yalıtılmış akı tüplerinin ve güneş lekelerinin yükseklikleri artarak tüm uzayı doldururlar, aynı zamanda yanlarındaki tüpleri ve güneş lekelerini etkilerler. Bu olay minimum sıcaklığın biraz üstünde meydana gelir. Kromosferin büyük bir hacmi ve koronanın tamamı böylece manyetik alan tarafından doldurulur. Manyetik alanın plazma gaz basıncından daha yavaş azalma gösterdiğinde bu durum ortaya çıkar; kromosfer ve korona büyük ölçüde manyetik kuvvetinin etkisi altındadır. Bu alan, bu bölgelerde gözlemlenen oluşumların biçimlerini belirler ve plazma hareketlerine yol açar. Ayrıca güneş atmosferinin bu bölgelerinin homogen olmama özellikleri de bu alandan kaynaklanır.

Kromosfer güneş atmosferinin oldukça dinamik bir katmanıdır. Granüller genel olarak bu bölgenin altındadır; fakat ürettikleri ses ve şok dalgaları vasıtasıyla bu bölgeyi etkilerler. Bu dalgaların dağılımı kromosferin ısınmasında etkin bir rol oynar. Saniyede birkaç kilometre hıza sahip olan süpergranüller ise bu katmana sızabilirler.

Kromosferin en önemli oluşumlarından biri de spiküllerdir (spicule). Spiküller yüz yıldır gözlenmişlerdir. Bunlar saniyede 25 km'lik bir hızla kromosferden 10^4 km yukarıya fotosferin üzerine çıkarlar. Spiküller kromosferik manyetik alan vasıtasıyla oluşurlar. Çünkü atmosferin bu seviyelerinde manyetik alan aşağı harekete karşı koyacak kadar şiddetlidir; hareketler manyetik alan çizgilerine paraleldir. Spiküllerin nasıl oluşturulduğu kesin olmamakla beraber bunların aşağı kısımlarda, fotosferik manyetik akı tüplerinden yukarı sürüldüğü düşünülmektedir.

Kromosferde gözlenen diğer bir yapıda "fibril" lerdir. Fibriller uzun sinüs benzeri manyetik alan biçimleri ile tanınırlar. Bunlar en iyi biçimde H_α dalga boyunda gözlenirler.

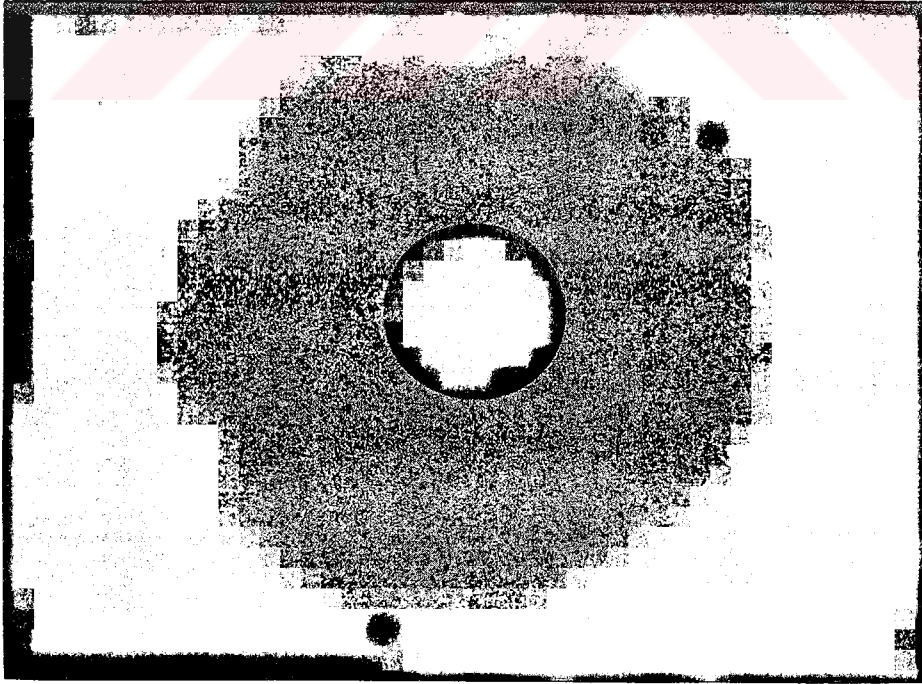
Güneş atmosferinde yukarı doğru çıkmaya devam edersek son olarak koronaya ulaşırız. Bölüm.3 'de korona bölgesinin özellikleri detaylı olarak incelenmiştir.

"Prominans"lar (prominence) koronada gözlemlenen oluşumlardır. Prominanslar korona içindeki yoğun soğuk kısımlardır ve manyetik alanın etkisindedirler. Manyetik alan prominans maddesini termal olarak yalıtabilir. Sonuç olarak korona şartlarında manyetik alana karşı olan termal iletim oldukça zayıflar.

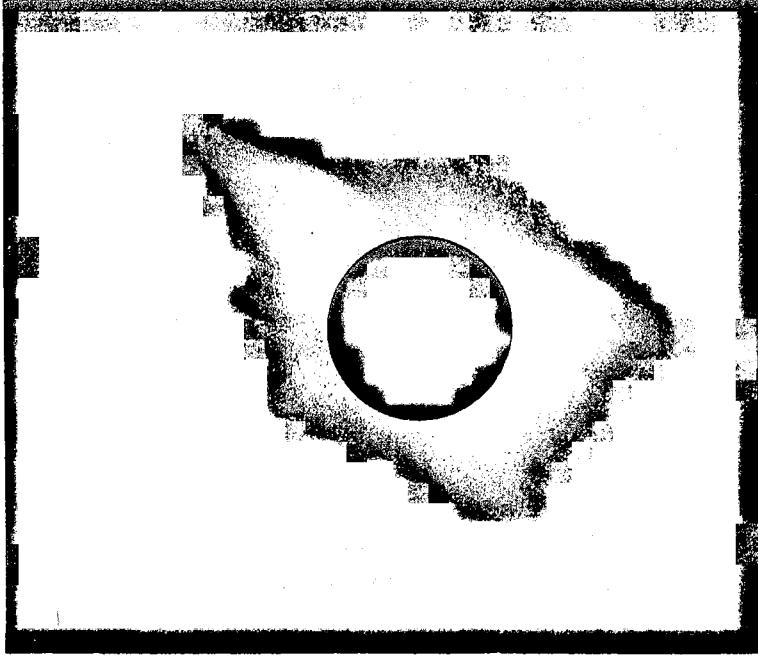


BÖLÜM 3. GÜNEŞ KORONASI

Korona ilk olarak 1851 yılında fotoğraflarda donuk bir hale olarak tesbit edilmiştir. Korona güneş tutulması olduğu sırada görünür hale gelir ve fotoğrafı çekilebilir. Koronadan gelen ışık, güneş diskinden gelen ışığın ancak milyonda biri kadardır. Çünkü güneş fotosferinden gelen ışık dünyanın atmosferinde saçılır ve gökyüzünü güneş koronasından daha fazla parlak yapar. Bu yüzden korona ancak güneş diskinin ay tarafından engellendiği tutulma zamanında görülebilir. Atmosferden saçılan ışığın azaldığı yüksek dağlarda atmosfer daha karanlıktır ve koronograflar yardımıyla koronanın gözlenmesi mümkün olur. Kronograf güneş fotosferinden gelen ışığı geçirmeyen bir teleskoptur. Korona farklı zamanlarda farklı gözükür (şekil 3.1,3.2). Güneş lekelerinin maksimum olduğu zamanda korona küresel olarak simetrik bir formdadır. Bununla birlikte korona, lekelerin minimum zamanında ekvator kuşağı üstünde genişlemiş, diğer yönlerde ise büzülmüş bir duruma girmektedir.



Şekil 3.1: Güneş lekelerinin maksimum zamanında koronanın X-ışını yapısı BÖHM (1989).



Şekil 3.2: Güneş lekelerinin minimum zamanında koronanın X-ışını yapısı BÖHM (1989).

Bu haliyle kutuplardan basık bir haldedir ve bir çok yapıyı içinde barındırır; ekvator bölgesine bağlı parlak ışınlar ve halkalar gözlenir. Bu parlak yapılar X-ışınına hassas kameralar ile çekildiğinde çok daha kompleks etkileyici görüntüler verir. Yalnızca korona X-ışını yayabilecek bir sıcaklığa sahiptir.

Korona manyetik alanın termal ve mekanik etkisi altında bulunmaktadır. Koronada manyetik alan geriye doğru eğilerek güneş yüzeyine geri dönmektedir. Koronadaki gaz, korona halkaları (coronal loops) içinde hapsolünür. Bu halkalar 10^5 km yüksekliğinde olabilir ve bunlar içindeki gaz sıcaklığı tipik olarak $2-3 \times 10^6$ K dir. Fotosferde gözlemlenen güneş lekelerinin üzerindeki korona halkaları "aktif bölgeler" olarak anılır. Korona bölgesinde alan şiddetinin 10-100 G arasında olduğu tahmin edilmektedir. Manyetik alan çizgilerinin güneş yüzeyine kıvrılıp dönmediği, aksine dışarı uzaya doğru uzandığı bölgelere "korona delikleri" adı verilir. Bu bölgelerin sıcaklıkları aktif bölgeden biraz daha soğuktur; yaklaşık 1.5×10^6 K dir ve bunlar ayrıca "güneş rüzgarları"nın kaynağıdır. Güneş rüzgarı korona deliklerinden doğar ve sonuçta yer'i de içine alarak ilerler. Hızı saniyede birkaç yüz kilometredir. Güneş rüzgarının korona deliklerinin içinde nasıl ivmelendikleri tümüyle anlaşılamamıştır.

Koronanın, aktif bölgelerde ve korona deliklerinde, ısınmasına yol açan neden tam olarak bilinmese de bunun manyetik alan kökenli olduğuna şüphe yoktur.

Korona görünür fotosfer katmanının üstünde yer alır ve güneş atmosferinin büyük bir bölümünü oluşturur. Bu bölgede sıcaklık iki milyon dereceye kadar ulaşabilir. Yarım asırdır korona bölgesinin ısınma mekanizması zihinleri kurcalamıştır. Korona, kromosferin altında bulunan fotosfer'den oldukça yüksek bir sıcaklığa sahiptir. Fotosferde sıcaklık ortalama 6000K'dır ve bu kromosfere doğru düşerek güneşin minimum sıcaklığı olan 4000K'ya kadar düşer. Korona bölgesinin böyle yüksek sıcaklığa ulaşma nedeninin fotosferden kaynaklandığı düşünülmektedir. Fotosfer'den koronaya enerji iletimini açıklamaya çalışan birçok kuram termal olmayan bir enerji yayılımını içerirler. Fotosferdeki dinamik olaylar sonucunda ortaya çıkan dinamik enerji korona bölgesine aktarılır. Başlangıçta termal olan bu enerjinin bir kısmı kromosfere geri iletilir, bir kısmı güneş rüzgarlarının oluşumunu sağlar, daha az kısmı ise radyasyon yoluyla yayılır.

1960'larda, korona gözlemlerinin ilk yıllarında, güneş bir yıldız gibi incelendi, yani gözlemler konumsal ayırım (spatial resolution)dan yoksundu. Bu yüzden korona çok az bir veri ve küresel simetrik modeller yoluyla incelenmeye çalışılmıştır. Atmosferin katmanlarını yani kromosfer, geçiş bölgesi ve koronayı birbirinden ayırmak için herbirinde baskın olan global temel fizik ilkeleri karşılaştırılıyordu. Korona bölgesinin konumsal ayırımı için teknikler ilerledikçe, bölgede büyük yerel değişimler içeren yapıların varlığı detaylı bir biçimde ortaya kondu. Koronanın hiç sakin olmadığı anlaşılmıştır ve karmaşık yapıların ayrıntılı incelenmesi sonucunda yararlı bilgiler ortaya çıkmaktadır.

Koronada eşdağılımı bozan bozan en büyük etken aktif bölgelerdir. Bu bölgeler çoğunlukla güneş lekeleri ile birlikte ortaya çıkarlar. Ortaya çıkış nedenleri güneş yüzeyinde bulunan yoğun manyetik yapılardır. Boyutları ortalama olarak bir yay dakikası mertebesindedir. Manyetik alan şiddetleri ise 100 ile 3000 G arasındadır. Bu alan güneş yüzeyinin geri kalan kısımlarında 1-10 G civarındadır. Aktif bölgeler güneşin görünür yüzeyinde her zaman görülmezler, özellikle güneş minimumu

süresince nadiren gözlenirler. Sakin koronanın yoğunluğunda hafif modülasyonlar ve sıcaklık değerinde güneş minimumu ve maksimumu arasında değişimler gözlenir. Dolayısıyla, sıcak koronanın varlığını yalnızca aktif bölgelere maledemeyiz, manyetik olarak aktif bölgeler de bu olayda önemlidir.

Şekil 3.3 güneş koronasının yumuşak X-ışını fotoğrafını göstermektedir. Japon uydusu Yokkoh tarafından elde edilmiş olan bu fotoğraf serisinde zayıf "arkad" oluşumu izlenebilmektedir. Yokkoh'tan elde edilen fotoğraflar çok nettir ve korona sıcaklığındaki karmaşık yapılar geniş bir sınır içinde tespit edilebilmektedir.



Şekil 3.3: Yohkoh uydusu tarafından çekilmiş koronanın yumuşak X-ışını fotoğrafı LINSKY ve SERIO (1993)

Aktif bölgelerden sonra en temel koronal yapı korona delikleridir. Bunlar karanlık bölgelerdir ve güneşten dışarı açılan yapılar olduğu varsayılmaktadır; güneş

rüzgarlarının temel kaynaklarıdır. Güneş çevrimi devri süresince farklı biçimler alırlar. Daha önce yapılan güneşin küresel modellerinin açık korona alanlardan çok, kapalı alan bölgelerini temsil ettiğini söyleyebiliriz.

Kapalı koronal bölgelerin analizinde iki genel yaklaşım vardır. Birincisi teorik modelleme tekniğidir; burada fiziksel olarak gerçekçi sınır koşulları ele alınmaz. İkinci yaklaşım olarak modeller gözlemlerin doğrudan analizi olarak kurulabilir. Her iki yaklaşım da, tek bir uygun bölge için çalışılması ve ince yapı etkilerinin hesaba alınmaması nedeniyle sınırlıdır. Olayların çok daha iyi anlaşılabilmesi iki işlem birlikte ele alınmalıdır.

3.1. Koronanın Yapısı

Korona plazması manyetik alan oluşumları bakımından iki önemli bölgeye ayrılabilir. Bunlardan biri alanın iki ucunun da fotosferik-kromosferik bölgeye bağlı olduğu "kapalı alan bölgeleri", diğeri alanın bir ucunun alt atmosferde olup, diğer ucunun yukarı atmosferlerde uzaya açıldığı "açık alan bölgeleri"dir. Kapalı alan bölgelerinin içinde, yoğunluk ve sıcaklık homojen olmayan bir yapı gösterir. Bu kapalı alan çizgileri "koronal halkalar" dır. Açık alan bölgeleri ise güneş rüzgarlarının kaynağı olan koronal deliklerdir. Korona halkalarının bulunduğu bölgelerde manyetik alan şiddeti korona deliklerindekiye göre daha fazladır. Bu alan, halkalarda $\sim 10^2$ G, deliklerde ise ~ 10 G civarındadır. Sıcaklıklar halkalarda $2-3 \times 10^6$ K kadar ve korona deliklerinde $\sim 1.5 \times 10^6$ K kadar olup daha da düşüktür. Yoğunluklar ise kapalı alan bölgelerinde yani halkalarda $10^9-10^{10} \text{ cm}^{-3}$, deliklerde 10^8 cm^{-3} olup yine halkalardan daha düşük değere sahiptir. Bu değerlerden anlaşıldığı gibi koronanın bu iki bölgesi oldukça farklı fiziksel özellikler sergilemektedir. Her iki bölge içinde anlaşılması gereken fiziksel durum, bu bölgelerdeki ısı kaynağı problemidir. Aktif bölgelerdeki ısınma gibi, korona delikleri içinde de ısınma kaynaklarının açıklanması gerekir. Korona deliklerindeki ısınmayı açıklarken, güneş rüzgarlarını oluşturmak için gerekli enerjini de açıklanması gerekir. Açıklanması gereken başka sorular da vardır: Korona halkalarının termal yapısı nasıldır ve sıcaklık nasıl oluyorda halkaların tepe

kısımlarından başlayarak yükseklikle birlikte azalmaya başlıyor ve bu sıcaklık gradyenti yıldız koşulları altında nasıl değişmektedir?

Bir halkanın termal yapısı, enerji denkleminin hidrostatik denklemler ile birlikte ele alınıp çözülmesiyle incelenir. Manyetik alan, halkaların ana hatları bakımından pasif bir rol oynar. Magnetik alan kanalları alan çizgileri boyunca ısıtır, çünkü elektronlar güçlü magnetik alana sıkıca bağlıdırlar ve magnetik alan çizgilerinin dışarıyla ısı iletimi oldukça azdır.

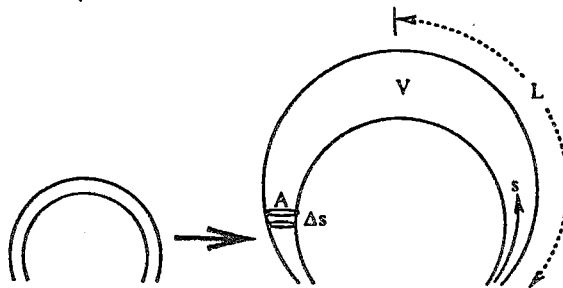
Koronada ayak noktaları kromosferden başlayan bir magnetik halka düşünelim. Şekil 3.4'de korona halkalarının ideal geometrisi gösterilmektedir. Halkanın bir ayak noktasından ölçülen, s bölgesindeki ara kesit alanı $A(s)$ olsun. Enerji denge denklemi şu şekilde verilmektedir (Roberts, 1988):

$$\frac{1}{A(s)} \frac{d}{ds} \left[A(s) \kappa_o T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right] = \chi n_e^2 T^\alpha - H \quad (3.1)$$

Bu ifade termal iletim ((3.1)'in solundaki terim), radyasyon ve mekanik ısınma H arasındaki dengeyi ifade eder. Termal iletkenlik, Spitzer formundadır. (1962)

$$\kappa = \kappa_o T^{5/2} \text{ watt m}^{-1} \text{ deg}^{-1} \quad (3.2)$$

Burada mks biriminde $\kappa_o = 10^{-11}$, cgs biriminde $\kappa_o = 10^{-6}$ dir. Ara kesitdeki değişimler genelde büyük değildir, fakat bir halkanın uç kısımları civarında bu önemli değişim gösterir.



Şekil 3.4: Koronada ideal manyetik halka geometrisi LINSKY ve SERIO S. (1993).

Elektron yoğunluğu, n_e 'nin karesine ve koronadaki gazın elektron sıcaklığına (T) bağlı olarak, radyasyon radyasyon enerjisi kaybedilir. Sıcaklığa olan bağlılık oldukça karmaşıktır; fakat yaklaşık bir şekilde, farklı sıcaklık bölgelerinde χ ve α için farklı seçimler yapılarak, bu bağlılık, χT^α şeklinde yazılabilir. Örnek bir seçim olarak,

$$\alpha = \begin{cases} 2 & , \quad 2 \times 10^4 \text{ K} < T < 10^5 \text{ K} \\ -\frac{1}{2} & , \quad 10^5 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K} \end{cases} \quad (3.3)$$

Koronanın ısınması için yeterli kuramlar olmadığı için, H oldukça belirsizdir. Bu muhtemel olarak manyetik alan şiddeti ve halka geometrisine bağlı olduğu kadar n_e ve T 'ye de bağlıdır. Bununla birlikte H 'nin değeri genellikle ya sabit alınır ya da yalnızca yoğunlukla orantılı varsayılır. Birçok amaç için bu basitleşme sağlayan varsayım oldukça yeterlidir. Kabaca,

$$H \sim 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ sn}^{-1} \quad (3.4)$$

Bu değer 10 faktörü kadar bir değer gösterebilir. 10^8 cm lik ara kesit çapı ve 10^{10} cm uzunluk için, 10^{23} erg sn^{-1} miktarında bir ısınma verir. Denklem (3.1), gaz kanunu ve hidrostatik denge denklemi ile çözülür, ya da,

$$p = 2n_e k_B T \quad (3.5)$$

$$\frac{dp}{ds} = -m_p n_e g \cos\theta \quad (3.6.)$$

burada $\rho = n_e m_p$, m_p proton kütesidir. Manyetik alan çizgileri ile normalin yaptığı düşey açı $\theta(s)$ halka geometrisine izin verir.

3.2. Sıfır Çekim Halkaları

Denklem (3.1), (3.5) ve (3.6) genellikle sayısal olarak çözülürler. Bununla birlikte, $g=0$ durumunu inceleyerek, bu denklem sisteminden işe yarar sonuçlar elde edebiliriz.

Çekimin önemi koronanın ölçek-yüksekliğine (scale-height) bağlıdır,

$$\Lambda = p/\rho g = 2k_B T/m_p g$$

Bu yükseklik koronal bölge sıcaklığı olan 2×10^6 K'de 10^5 km mertebesindedir. Böylece, 10^5 km den daha kısa olan halkalar çekimden daha az etkilenirler; basınç halka boyunca önemli ölçüde sabittir. Koronanın ölçek-yüksekliğinden daha uzun olan halkalar ise çekimden önemli ölçüde etkilenirler. Güneşte, korona halkaları 10^4 km'den 10^5 km'ye kadar uzanırlar veya daha uzundurlar. Bu yüzden yalnızca en uzun olanları çekimden önemli ölçüde etkilenirler. $p = p_o$ ile halka içinde üniform basınç, ve A 'nın da üniform olduğu kabul edilerek (3.1), (3.5) ve (3.6) denklemleri tek bir adi diferansiyel denkleme çevrilebilir,

$$\frac{d}{ds} \left[K_o T^{\frac{7}{2}} \frac{dT}{ds} \right] = \frac{\chi P_o^2 T^{\alpha-2}}{4k_B^2} - H \quad (3.7)$$

Burada boyutsuz, ölçeklenmiş sıcaklık olan τ 'yu tanımlamak uygun olur,

$$\tau = \left[\frac{T}{T_o} \right]^{\frac{7}{2}}$$

T_o , Halkanın tabanındaki ($s=0$) sıcaklık değeridir. Sonuç olarak denklem (3.7) şu hale gelir,

$$\frac{d^2 \tau}{ds^2} = \chi_o \tau^{\lambda-1} - H_o \quad (3.8)$$

Buradaki dönüşüm eşitlikleri şöyledir,

$$\chi_o = 7\chi P_o^2 / (8k_B^2 \kappa_o T_o^{\frac{11}{2}-\alpha})$$

$$H_o = 7H / (2\kappa_o T_o^{\frac{7}{2}})$$

$$\lambda = 1 + (2\alpha - 4) / 7$$

Denklem (3.8) için sınır koşulları şu şekilde oluşturulabilir,

$$\begin{aligned} (a) \quad d\tau/ds=0 & \quad \text{halkanın tepesinde} \\ (b) \quad \tau=1 & \quad \text{halkanın tabanında (s=0)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Sabit ısınma H için denklem (3.8) birinci integrale sahiptir,

$$\left[\frac{d\tau}{ds} \right]^2 = \frac{2\chi_o}{\lambda} (\tau^\lambda - \tau_a^\lambda) - 2H_o(\tau - \tau_a) \quad (3.10)$$

burada τ_a değeri τ 'nun halkanın tepesindeki değeridir (farzedelimki toplam genişliği $2L$ olan bir halka için $s=L$; L , yarı halka boyudur). Sınır koşulu (a) denklem (3.10)'a uygulanmıştır.

Termal olarak yalıtılmış halkalar düşünelim, yani $\tau=1$ olduğu, tabanlarında kondaktif akının sıfır olan halkaları ele alalım. Böyle halkalar için $\tau=1$ 'de $d\tau/ds=0$ gerekliliği, halkanın tepe sıcaklığı ve ısı girişi H_o için bir ilişkiyi ortaya koyar;

$$H_o = \frac{\chi_o}{\lambda} \frac{(1 - \tau_a^\lambda)}{(1 - \tau_a)} \quad (3.11)$$

τ_a sıcaklığı genel olarak çok büyüktür. Güneşteki koronal halkaların taban sıcaklıkları 10^4 K değerine kadar ulaşabilir ve tepe sıcaklıkları ise yaklaşık olarak 10^6 K'dir. λ 'nın koronal bölge içinde aldığı sınırlı değerlerden dolayı $\tau_a^\lambda \gg 1$ dir (örneğin $\alpha = -1/2$ alabiliriz, bu durumda $\lambda = 2/7$ olur). Bu durumda H_o 'ı şu şekilde alabiliriz,

$$H_o = \frac{\chi_o}{\lambda} \tau_a^{\lambda-1} \quad (3.12)$$

Bunu denklem (3.10)'a yerleştirirsek,

$$\left[\frac{d\tau}{ds} \right]^2 = \frac{2\chi_o}{\lambda} [\tau^\lambda - \tau_a^{\lambda-1} \tau] \quad \text{elde edilir.} \quad (3.13)$$

Denklem (3.13) integre edilebilir:

$$\left[\frac{2\chi_o}{\lambda} \right] \tau_a^{\frac{1}{2}\lambda-1} L = \int_{\tau_a^1}^1 (t^\lambda - t)^{-\frac{1}{2}} dt \quad (3.14)$$

Burada (b) sınır koşulu uygulanır. $\tau \gg 1$ olduğuna dikkat edilirse sağ taraftaki integrali, alt sınırı sıfır alarak yaklaşık olarak çözebiliriz. Bunun sonucunda integral sadece bir sabittir. Sonuç olarak fiziksel değişkenler için şu ölçekleme elde edilir:

$$T_a^{\frac{11}{4}-\frac{1}{2}\alpha} \sim P_o L \quad (3.15)$$

burada $\alpha = 1/2$ dir ve,

$T_a \sim (P_o L)^{1/3}$ bulunur. Sabitleri hesalayarak “ölçekleme kanununu” (scaling law) elde edilir. (Rosner, Tucker ve Vaiana 1978).

$$T_a = 1.4 \times 10^3 (P_o L)^{1/3} \quad (3.16)$$

Burada P_o ve L cgs birimindedir. Ölçekleme kanunu (3.16), halkanın tepesindeki T_a sıcaklığının taban basıncı P_o ve yarı halka uzunluğu L ile nasıl değiştiğini gösterir. Örneğin $P_o = 1 \text{ dyne cm}^{-2}$ ve $L = 5 \times 10^9 \text{ cm}$ ise $T = 2.4 \times 10^6 \text{ K}$ olur.

Denklem (3.12) 'a geri dönersek H için ölçek elde edilir:

$$H \sim P_o^{7/6} L^{-5/6} \quad (3.17)$$

Denklem (3.13) 'in incelenmesi, sıcaklığın genel davranışını ortaya çıkarır: halka maddesi kabaca T_a sıcaklığında izotermaldir. Halka uçlarında ince bir geçiş bölgesinde, taban kısmındaki 10^4 K civarındaki sıcaklık hızlı bir şekilde 10^6 K olan korona sıcaklığına çıkar. Bu durum halka gözlemlerinin işaret ettiği ve (3.16) ile ifade edilmiş bulunan ilişkidir. Ölçekleme tahminleri ve X-ışını emisyonlarından elde edilen

sıcaklıkların dikkatli bir karşılaştırılması basit ölçeklemeden ayrılıklar ortaya çıkarır (Roberts and Frankenthal 1980). Denklem (3.7)'in diğer bir çözümü ise $T=T_o$ olduğu taban durumundaki çözümdür. Bu bir "soğuk" çözümdür ve $g = 0$ için özel bir bağıntı oluşturur (Antiochos ve Noci 1986).

3.3. Çekimin Etkisi

Denklem (3.1), (3.5) ve (3.6)'nın çözümleri, çekimin sıfır olmadığı durumlarda çözümü büyük ölçüde sayısalıdır (örnek olarak, Wragg ve Priest 1981, Serio et al 1981). Sıcak halkaların termal yapısı, ölçekleme (3.15)'deki gibi modifiye edilmesine rağmen, kökten değiştirilmezler. Soğuk halkalara, optik olarak ince emisyonunda (10^5K de oluşmaktadır), sıcaklıklarının maksimumun altında olması koşulu ile izin verilir. Bu $T \leq 10^5\text{K}$ 'e tekabül eder ve soğuk halkaların yüksekliğine bir sınırlama getirir. Yükseklik, 10^5K sıcaklıktaki ölçek yüksekliği L_o dan yüksek olmak zorundadır. Güneşte 10^5K sıcaklıktaki ölçek yüksekliği, L_o yaklaşık 5000 km dir. Fakat bu değer çekiminin güneşten daha az olduğu yıldızlarda çok daha büyük olacaktır. Böylece korona atmosferi soğuk ve sıcak halkaların her ikisini de içerebilir. Sıcak halkalar L_o yüksekliğinden yukarda ve soğuk olanlar bu yüksekliğin altında bulunacaklardır.

3.4. Koronanın Isınması

Korona ısınmasındaki sorun, korona plazmasını 10^6 K sıcaklığa kadar çıkaran mekanizmaların açıklanmasıdır. Gerçekte iki adet korona ısınması problemi vardır. Birincisi aktif bölgelerin yani koronal halkaların $2-3 \times 10^6\text{K}$ 'ya kadar ısınması, ikincisi de koronal deliklerin $1.5 \times 10^6\text{ K}$ 'ya kadar ulaşan ısınma problemidir. Burada kromosferin ısınma problemide de bu sorunlara katılabilir.

Aktif bölge koronasına $10^7\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ ($= 1\text{ Watt cm}^{-2} = 10^4\text{ Wm}^{-2}$) kadar bir ısı girişi gereklidir. Burada yoğunluk $n_e \sim 10^9-10^{10}\text{ cm}^{-3}$ dir. Güneş koronasının X-ışını fotoğraflarında koyu bölgeler olarak gözlenen korona deliklerine ise aktif bölgenin ısı girişinin yaklaşık onda biri civarında bir ısı gereklidir. Bunun $3 \times 10^5\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ 'si

radyasyon ile ısı iletimi kaybının dengelenmesine, ve $5 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'si güneş rüzgarına enerji sağlamaya gider. Korona deliklerindeki yoğunluklar ise, aktif bölge yoğunluklarının yaklaşık onda biri kadar yani $n_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ dür. X-ışını parlaklığı bakımından aktif bölgeler ile korona delikleri arasında kalan sakin bölgeler ise bu X-ışını emisyonlarını sürdürebilmeleri için yaklaşık $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ısı girişine ihtiyaç duyarlar. Bu değer farklılıkları özet olarak tablo 3.1'de gösterilmiştir.

Tablo 3.1 Aktif bölge ve korona halkası arasında güç, yoğunluk ve sıcaklık farklılıkları

	<u>Güç</u>	<u>Yoğunluk</u>	<u>Sıcaklık</u>
<u>Aktif Bölge</u> (korona halkası)	1 W cm^{-2}	$10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	$2.5 \times 10^6 \text{ K}$
<u>Korona Deliği</u>	0.1 W cm^{-2}	10^8 cm^{-3}	$1.5 \times 10^6 \text{ K}$

Enerjinin kaynağı nedir? Konveksiyon bölgesinin korona bölgesini ısıtan en önemli oluşum olduğu kesindir. Bu tabakada çalkantılı granüler hareketler bol miktarda enerji sağlarlar. Enerjinin konveksiyon bölgesinden koronaya doğru izlediği yol nedir ve bu enerji koronayı ısıtmak üzere nasıl dağılır ? Korona termal olarak dinamik bir bölgedir. Eğer koronaya ısı sağlayan kaynak birden kesintiye uğratılırsa, korona birkaç saat içinde güneş rüzgarları ile birlikte çöker. Bunun nedeni koronanın toplam ısı miktarının (sıcaklık ölçek yüksekliği) x (entalpi yoğunluğu) kadar, yani $(5n_e k_B T)$ oluşudur. Bu bize $10^{11} \text{ erg cm}^{-2}$ verir. Böylece karakteristik termal zaman,

$$10^{11} \text{ erg cm}^{-2} / 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10^4 \text{ s} \text{ dir.}$$

Isınma teorileri üzerinde gözlemlere bağlı sınırlamalar vardır. Emisyon çizgi genişliği ölçümleri, aktif bölgelerde 25 km/sn (yani, $\langle v^2 \rangle^{1/2} < 25 \text{ km/sn}$) hıza sahip, korona deliklerinde ise 40 km/sn 'ye ulaşan incelenemeyen küçük ölçekli hareketler hakkında

üst sınırı verir. Konveksiyon bölgesi güneş atmosferi içine yayılan ses dalgalarının önemli bir kaynağıdır . Bu bölge şoklar üretir ve gazı ısıtır. Ses dalgaları koronanın ısınmasını açıklamak için ilk ortaya atılmış mekanizmaydı. Fakat geçiş bölgesi ve kromosferde ses dalgalarındaki enerji akısı ile ilgili daha sonraki gözlemler, ses dalgalarının akısının üst limiti olarak $10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ tesbit etmişlerdir (Athay ve White 1978, Mein 1980). Bu değer limit yükseklikle birlikte azalmaktadır. Bundan dolayı, ses dalgalarının kromosferik ısınmaya katkıları olmasına karşın, koronanın ısınma nedeni olamazlar. Isınma kuramlarında magnetik alanın da açıklanması gerekir. Güneş atmosferinde, ısınma en yüksek olarak aktif bölgeler içindedir, bu bölgeler magnetik alanın bipolar olduğu ve en kuvvetli olduğu bölgelerdir. Koronadaki alan şiddeti belirsizdir, ancak tahminlere göre bu, aktif bölgelerde 10^2 G , korona deliklerinde 10 G civarındadır (Parker 1987). Bu yüzden ısınma, magnetik alan şiddeti ile büyük ilişki içindedir, alanın en kuvvetli olduğu yerde maksimum değerdedir.

Görüldüğü üzere manyetik alanlar koronanın varlığını sürdürmesi için dolaylı veya dolaysız olarak sorumludurlar. Alan olmasaydı, güneş, ses dalgaları ile ısıtılan bir kromosfere sahip olurdu, fakat korona yapısı çok sınırlı olurdu. Çünkü ses dalgaları, koronanın termal olarak devam etmesi gereken yüksekliklere ulaşamaz. O halde manyetik alan bu işi nasıl gerçekleştirir ? Muhtemel mekanizma yoğun akı tüplerinde üretilen MHD (magnetohidrodinamik) dalgalarıdır. Akı tüpleri fotosferi etkileyip koronaya doğru ilerleyerek yayılırlar.

3.5. Yohkoh Uydusu Korona Gözlemleri

Yohkoh uydusu 1991'de fırlatılmıştır ve o zamandan bu güne önemli bilgiler toplamıştır. Güneş alevleri hakkında önemli yeni bulgular elde edilmesinin yanında, koronanın dinamik davranışları çok daha ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bunlar Yohkoh uydusunun yumuşak x-ışını teleskobu (Yohkoh-SXT) sayesinde olmuştur ve güneş aktifliği hassas bir şekilde incelenmiştir.

Korona şimdiye kadar tümüyle dinamik bir yapı şeklinde ele alınmamıştır. Bunun nedeni çekilen film setlerinin zaman aralıklarının incelenen olayın değişim süresinden

farklı olmasıdır. Başka deyişle, gerçek zamanlı bir görüntü elde edilememiştir. Yohkoh-STX ile elde edilmiş olan çok hassas gözlemler durumu büyük ölçüde değiştirmiş ve güneş koronasının "dinamik" karakterini ortaya çıkarmıştır. Daha önce uzaya fırlatılmış olan Skylab'in sonuçları Yohkoh'unkiler kadar yeterli değildi. Dinamik davranışlar, Yohkoh'un STX görüntülerinin video gösterimi ile ilk kez tam olarak gözlenmiştir.

Sakin korona arka planının hiç de sakın olmadığı ve daha çok "aktif bölge koronası" ile dinamik bir sistem oluşturduğu ve bir çok dinamik etkileşimi sergilediği anlaşılmaktadır. Güneş koronasının diğer uydu sonuçlarının aksine global ve yerel herhangi bir zaman ölçeğinde oluşan olaylarla dolu olduğu anlaşılmıştır. Yohkoh-STX ile gözlenmiş bu olaylardan bir kaç şunlardır:

- a) Geniş ölçekli koronal yapıların aktifleşmesi (X ışınlarında ani parlama).
- b) Manyetik alan yapılarında global olarak yeniden yapılanma (Açık alan çizgilerinden kapalı alan çizgilerinin yaratılması gibi).
- c) Küçük geçici parlamaların (microflares) enerjik yapılı aktif bölgelerde sıklıkla görülmesi.
- d) 5 MK sıcaklığa kadar ulaşan aktif bölge plazmasının durağan yüksek sıcaklık bileşenleri.
- e) Aktif bölgelerden dış uzaya büyük miktarlarda kütle fıskırması (CMS, Coronal Mass Ejection), ya da manyetik alan genişlemeleri.
- f) Yüksek hızlara sahip (birkaç 100 kms^{-1}) X-ışını jetleri.
- g) Akı yayınlanan bölgelerden kuvvetli X-ışını yayılımı.
- h) Parlak ve bazen düzensiz şekilli (non-potential) manyetik halkalar.
- i) Kuzey-Güney yönünde rijid olarak dönen ince uzun korona delikleri. Bu dönüş güneşte görülen diferansiyel dönüşten bağımsızdır.

BÖLÜM 4. GÜNEŞ ALEVLERİ

Güneş alevleri, depolanmış manyetik enerjinin ani ve hızlı bir şekilde ortaya çıkmasıdır. Büyük bir alev birkaç dakika içinde 10^8 cm^2 (Kabaca dünyadan bakıldığında 10 yay saniyesi) bir alan üzerinde 10^{32} erg 'e varan bir enerji açığa çıkarır. Bu miktar etkileyici bir miktar olmasına rağmen, güneşin radyatif enerji çıktısının ancak kırkta birini oluşturur. Bu enerjinin açığa çıkışı bazen saatteki hızı 100 km sn^{-1} 'yi aşan ve 10^{15} gr 'ı aşabilen bir materyalin atılımı ile birlikte olur. Enerji, "aktif bölgeler"in magnetik alanının stres altındaki yapısında depolanır. Bolometrik olarak güneş alevleri güneşin toplam aydınlatması içinde önemsiz bir artış sergilerler.

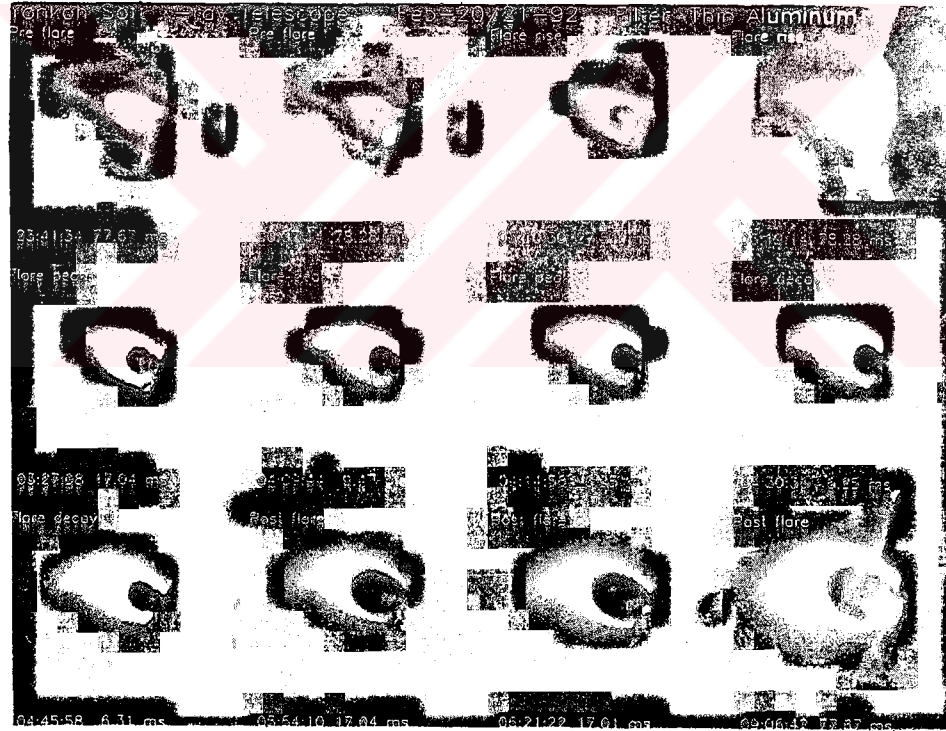
Bireysel olayların morfolojik incelenmesinden başka, alev modeli yaratımında ard arda çekilmiş filmlerden yararlanılır. Alev modellerinin temel ilkesi yalıtılmış akı tüpleri veya halka kavramıdır. Alev modellemesinde iki ayrı yaklaşım uygulanır. Direkt yaklaşımda, alev öncesi magnetik alan ve plazma konfigürasyonları benimsenir ; plazmanın fiziksel denklemleri konfigürasyonun bir sonraki gelişimini önceden izlemek üzere çözülür. Tersine modellemede ise alev gözlemlerinin analizi sonucunda ortaya çıkan enerjinin karakteristik özellikleri incelenir.

Koronal yapı içerisinde olan manyetik enerji miktarı bir alevi oluşturmak için yeterli miktardadır. Örnek olarak 500 Gauss alan şiddetine sahip, 20 Mm çapında, 100Mm uzunluğunda olan ve 45° ayrıklık açısı bulunan bir arkad (arcade), büyük bir alevi ortaya çıkartacak $6 \times 10^{25} \text{ J}$ (6×10^{32} erg) enerji içerir. Bununla birlikte 500 G manyetik alan şiddetine sahip, 5Mm çapında, 100Mm uzunluğunda 2π dönüşe sahip bir koronal halka $7 \times 10^{23} \text{ J}$ enerjisi ile küçük bir alevi oluşturacak niteliktedir.

Tipik bir güneş alevi üç faza sahiptir. "önalev fazı" süresince bir prominansın yavaş yükselişi gözlenir (tipik olarak 1 saat). Bu faz esnasında yumuşak x-ışını parlamaları ve başlangıç döneminde olan koronal kütle atımı (CME) gözlenir. "Yükselme fazı"

bir kaç dakika sürer ve prominans kısa sürede patlar. Bu faz süresince H_{α} ve yumuşak X-ışını yayılımında ani bir çıkış gözlenir. Ayrıca EUV ve mikrodalga patlamaları ile beraber sert X-ışını sivrilteleri de gözlenir. Saatlerce süren "ana faz" süresince şiddet yavaşça azalır.

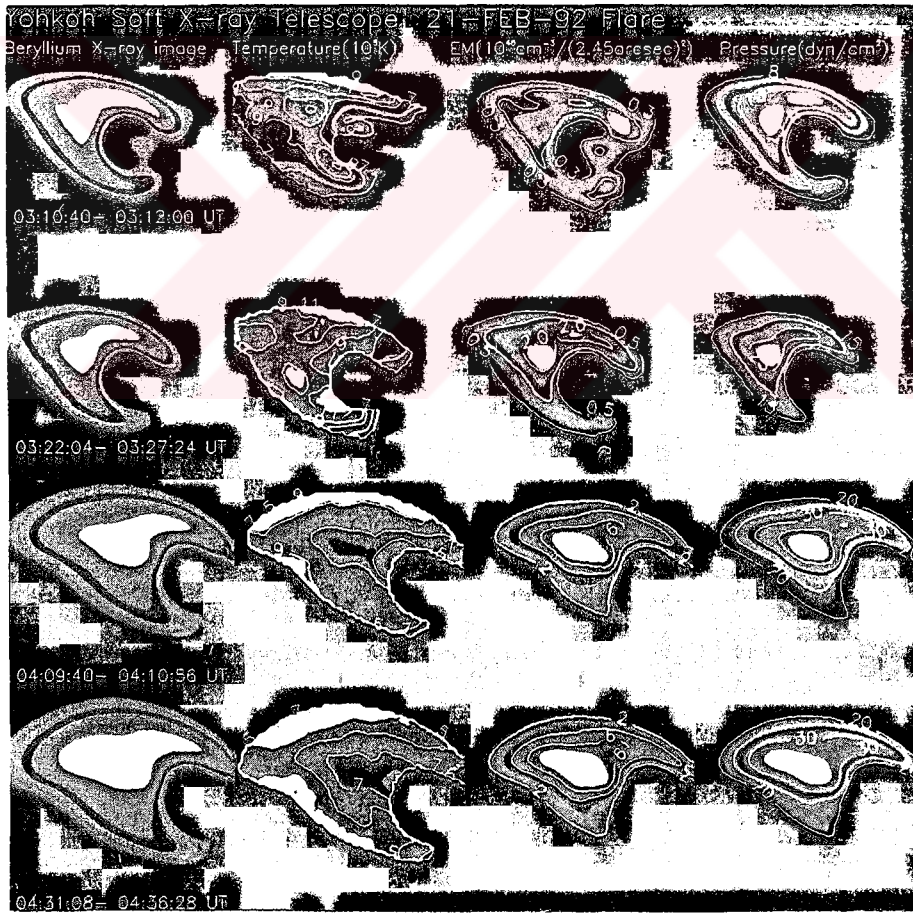
Örnek olarak Şekil 4.1 'de gözlemlenmiş bir alev halkasının, halka öncesi durumundan sönüm fazına kadar olan zaman evrimi gösterilmektedir. Halkanın tepesi X-ışını bakımından en parlak olan kısımdır ve halkanın yüksekliği yaklaşık 50000 km 'dir. Yumuşak X-ışını miğfer şeklinde, ışık sütunu benzeri bir yapıya sahiptir ve bu temel kemerli yapı baştan sona değişmez. Bununla birlikte halkanın ana yapısı sürekli olarak hem yukarı doğru, hem de ayak noktaları bölgesinden yaklaşık 20 kms^{-1} genişler.



Şekil 4.1: gözlemlenmiş bir alev halkasının, halka öncesi durumundan sönüm fazına kadar olan zaman evrimi LINSKY ve SERIO (1993).

Şekil 4.2 alevin başlangıçtan sönüm fazına kadar olan X-ışını görüntülerini, emisyon ölçümlerini ve sıcaklık ile emisyon ölçümlerinden elde edilmiş olan basınç değerlerini

göstermektedir. Yükselme ve doruk fazlarında zamandan bağımsız sıcak ve soğuk adalar vardır. Sıcak adalar 13 MK' ya ulaşırlar. Yüksek yoğunluk bölgesi kemerin doruğunda oluşup büyüklüğü ve emisyon ölçümü zamanla artar. Sönüm fazında daha farklı bir sıcaklık yapısı görülür. Kemerin dış kabuğunda sıcaklık daha yüksektir ve içteki kemerlere gidildikçe azalır. Doruk sıcaklık 11 MK' dır. Halka tepesindeki yüksek yoğun bölge alev devam ettikçe dikey olarak büyür. Bununla birlikte sıcaklığı, radyatif soğuma nedeniyle doruk ve sönüm fazında 7 MK' dır. Alevin maksimum fazındaki emisyon ölçümü $1.3 \times 10^{47} \text{ cm}^{-3} (2.45 \text{ arcsec})^{-2}$ dır ve buna karşı gelen plazma yoğunluğu $n=1.9 \times 10^{15}/L^{1/2}$ dir. Kemerin görünen kalınlığı $L=2 \times 10^4 \text{ km}$ için $n=4.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dir. Sıcaklık ve emisyon haritalarından elde edilen basınç haritaları, sıcaklık ve emisyon haritalarından daha düzgündür.



Şekil 4.2: Bir alevin başlangıçtan sönüm fazına kadar olan zamanda X- ışını imajları ve sıcaklık-emisyon ölçümleri ve basınç haritaları. (birim: sıcaklık 10^6 K , basınç dyn cm^{-2}) LINSKY ve SERIO (1993).

Üst halka bölgesi genel olarak daha yüksek bir basınca sahiptir. Bununla birlikte, Halkanın tepesi ve ayak noktaları arasındaki basınç farkı 2 faktöründen azdır. Halkanın tepe kısmındaki bu yüksek basınç $L=2 \times 10^4$ km için 40 dyn cm^{-2} kadardır. Bu değer Plazmayı tutmak için gerekli olan yaklaşık 30G' lik minimum magnetik alan şiddetine karşılık gelir. Halkanın tepesi alevin yükselme fazında en yüksek yoğunluğa ve basınca sahiptir.

4.1. Alev Emisyonları

Alevler, elektromagnetik spektrumun büyük bir kısmında yayın yaparlar. Yayın çeşitleri aşağıdaki gibidir (Schmelz ve Brown, 1994):

a) Gamma Işınları:

γ -ışınları sakin güneşde gözlenmez; γ -ışını alev ile birlikte ortaya çıkar.

b) Sert X-ışınları:

10-300 keV enerji sınırındaki X ışınları sert X-ışınıdır. Bu enerjinin altındakiler yumuşak X-ışınıdır ve bu enerjinin yukarıdakiler en azından güneş fizikçileri tarafından γ -ışını olarak görülür.

c) Yumuşak X-ışınları:

Alevlerle yayılan enerjinin büyük bir miktarını oluşturur. Bunlar foton enerjisinden daha çok dalga boyu ile karakterize edilirler. Sınır $1-10 \text{ Å}$ arasındadır. Yumuşak X-ışını çizgileri alevlerin oluştuğu sıcaklık, yoğunluk ve hız gibi koronal koşulların saptanmasında önemli rol oynarlar.

d) EUV (Uzak morötesi):

Termal emisyonları 10^4-10^5 K arasındadır. Yukarı kromosferden geniş band yayını ($10-1000 \text{ Å}$) ile kromosfer-korona geçiş bölgesinden yayınlanan ince optik çizgi emisyonu başlıca bileşenleridir. Spektrumun bu bölümü alevlenen atmosfer yapısındaki

hızla değişen sıcaklık ve yoğunluk hakkında bilgi verir.

e) Optik Emisyon:

Bu yayın açığa çıkan toplam enerjinin önemli bir kısmını oluşturur ve sakin güneş de absorpsiyon spektrumu üzerinde emisyon çizgileri de gözlenir. Optik dalga boylarında alevler yerdeki büyük teleskoplarla gözlenir ve alevin yapısı, evrimi hakkında bilgi sağlanır.

f) Radyo Dalgaları:

Radyo dalgaları düşük enerjili olmalarına karşın alevdeki bazı yüksek enerji olaylarının tanınmasında yardımcı olurlar. Enerji yönünden önemsiz olan radyo dalgaları yayını ayrıntı ve karmaşıklık bakımından oldukça zengindir; yalnızca birkaç yüz keV 'luk yüksek enerjili elektronların tanınmasında değil, aynı zamanda magnetik alan şiddeti ve yoğunluk gibi verilerin ölçümünde fayda sağlar.

4.2. Enerji Oluşumu ve Depolanması

Alev enerjisi magnetik alanlarda yatmaktadır. Diğer enerji aktarabilecek etmenler gözlenen açığa çıkan enerjiyi açıklayamayacak kadar zayıftır. Örneğin aktif bir bölge üzerinde, korona içindeki termal enerji $E_{th}=(3nkT)V$ mertebesindedir. Burada n yoğunluk, T sıcaklık ve V hacimdir. $nV \sim 10^{38}$ ve $T=10^6$ alınırsa $E_{th} \sim 10^{28}$ erg verirken bu değer büyük bir alev tarafından açığa çıkarılan enerjinin 1/3 veya 1/4'üdür. Çekim enerjisi ise $E_{grav}=nVgh$ olup yaklaşık 10^{28} erg vermektedir. Bununla birlikte $(B^2/8\pi)V$ mertebesinde bir enerji depolanması, $B=10^3$ Gauss için 10^{32} erg verir. Bu enerji yalnızca yeterli değil, aynı zamanda gerçekte açığa çıkan enerjiye en yakın değerdedir.

Koronada plazma betası genellikle çok küçüktür ($\beta \ll 1$) ve "force-free" alan yapısı söz konusudur; yani manyetik alanın kendisi, manyetik basınç ve manyetik gerilme kuvvetleri arasındaki denge ile varlığını korumaktadır. Koronal manyetik alan çizgileri $\beta \geq 1$ olan yoğun fotosfer bölgesine bağlanmışlardır ve ayakları çeşitli fotosferik hareketler ile yer değiştirir.

Enerji fotosferden yukarıya korona bölgesine enjekte edilir. Bu enerji akısı Poynting vektörü ile gösterilebilir; $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu$. Bu enerjiye ne olduğu Poynting teoremi ile açıklanabilir (Priest, Kirk ve Melrose 1994),

$$\int \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{B^2}{2\mu} dV + \int \frac{J^2}{\sigma} dV + \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B} dV \quad (4.1)$$

Bu teorem elektromagnetik enerjinin (soldaki terim) içeri doğru akışını gösterir ve çeşitli etkileri üretir (sağdaki terimler). Bunlar sırasıyla, manyetik enerjinin ortaya çıkışı, dirençsel ısınma (Ohmic Heating), ve manyetik kuvvet tarafından yapılan iş. Böylece bir kısım enerji depolanır ve sonuçta bir patlayıcı prominans veya güneş alevi olarak açığa çıkar. Bu arada bir kısım enerji ise sürekli olarak yayılarak koronayı ısıtır ve kalan diğer enerji de çok çeşitli yollarla plazmayı ivmelendirir.

Manyetik alandaki her enerji açığa bırakılmaz. Alanın temel durumu potansiyel yani akımsız durumdur ve yalnızca bu durumun üzerindeki fazla enerji diğer enerji biçimlerine dönüşebilir. Dolayısıyla, alevler potansiyel olmayan (non-potential) bölgelerde ortaya çıkmak zorundadır, yani akımların veya manyetik ayrıklıkların (magnetic shears) bulunduğu yerlerde ortaya çıkarlar.

Küçük alevler fotosferik hareketler neticesi meydana gelebilirler. Bu alevler için enerji depolanması gerekmez, önemsiz bir potansiyel olmayan bir durum bu oluşuma yeterli gelebilir. Büyük alevlerin oluşması için gerekli koşul, potansiyel olmayan bir alan içinde serbest enerjinin depolanmasıdır. Büyük alevlenmeler kuvvetli manyetik gradiyentlerle beraber görülürler.

BÖLÜM 5. MAGNETİK DENGİ VE KARARLILIK

Bu bölümde güneş alevlerindeki enerji oluşumu ve bu enerjinin serbest hale geçmesi olayının kuramsal yönleri ele alınmaktadır. Güneş alevleri güneş koronasında aktif bölgeler üzerinde yer alırlar. Koronanın sakin kabul edilen 2MK sıcaklık durumundan, 20-30MK enerjili alev durumuna geçerek ısınması olayı, alevleri üreten enerji yoğunluğunun, sakin koronadaki termal enerji yoğunluğunu bir hayli aştığını gösterir. Koronadaki enerjinin en baskın kaynağı manyetik alandır. Şimdiki düşüncelere göre güneş alevleri, koronada yüklenmiş olan manyetik enerjinin açığa çıkması olayıdır.

Manyetik alanın koronadaki varlığı, manyetik enerjinin plazmayı ısıtmak için orada mevcut olduğunu göstermez. Bu enerjinin kaynağı, manyetik alanları yaratan elektrik akımlarıdır. Koronada hiçbir elektrik akımı olmadığında, koronadaki manyetik alan tamamen güneş atmosferinin aşağı katmanlarında (fotosfer ve daha aşağı katmanlar) akan akımlar vasıtasıyla oluşur. Böylesi alanların biçim bozulmalarından uzak oldukları ve koronadaki hiçbir yüksek enerji açığa çıkaran olaya katkı yapmadığı söylenebilir. Bu akımlar korona içinde meydana geldiğinde, oradaki manyetik alanlar bundan tedirgenirler ve bu, enerjinin bir alev olarak açığa çıkmasını sağlar.

Koronadaki manyetik alan yoğun bir katman olan fotosferin içine bağlıdır. Fotosferdeki gaz akışları, konveksiyon gibi akışkan hareketleri oluşturan mekanizmalar koronal manyetik alanın bağlı olan ayak noktası hareketlerini etkileyerek, alan yapısının evrimleşmesini sağlar. Böylesi bir durum, fotosferin aşağı sınır şartlarının oluşturulacağı katman olarak alınması ile modellenenebilir. Sonuç olarak koronada manyetik alanın yavaş oluşumu, fotosfere yakın olan sınır koşullarındaki yavaş değişimi yansıtır. Manyetik alanın değişim süreci içinde manyetik enerji bu yapı içinde saklanır. Eğer bu alan yapısı kararsız duruma geçerse bu enerji ısı veya hareket olarak açığa çıkar. Dereceli bir biçimde açığa çıkan enerji koronanın ısınmasına, ani ve şiddetli bir enerji açığa çıkması ise alev oluşumlarına sebep olur. Örnek olarak

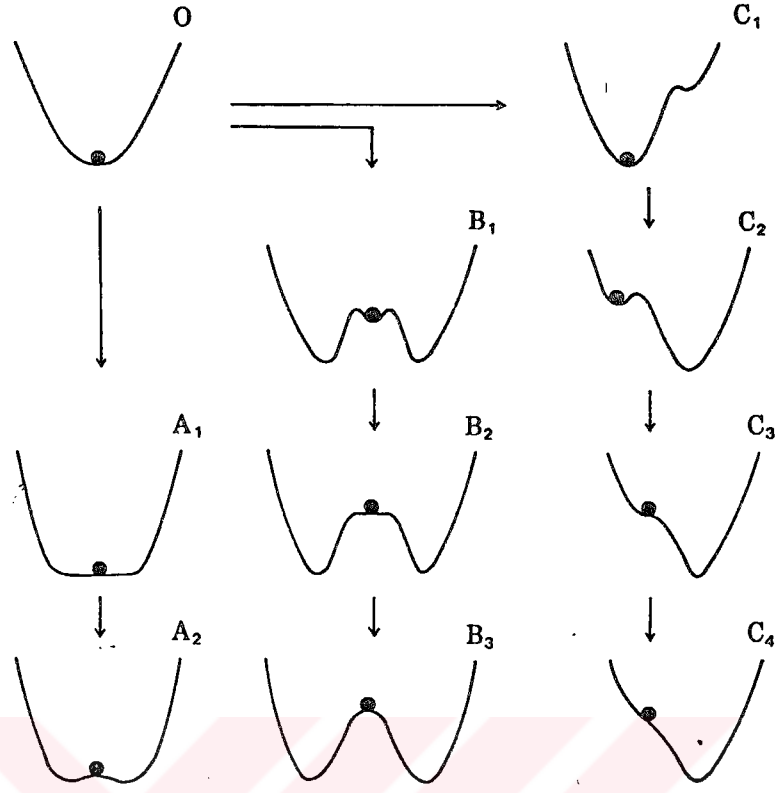
arkad tipindeki yapılarda şiddetli olan "iki-şeritli alev" formları meydana gelirken, korona halkalarında daha az enerjili kompakt alevler meydana gelmektedir.

5.1. Denge ve Kararsızlıklar

Eğer bir kapalı sistem içindeki plazmayı düşünecek olursak, plazmadaki çarpışma olaylarını düzenleyecek bir manyetik alan biçimini tasarlayabiliriz. Burada istenilen şey kuvvet çizgilerinin vakum duvarlarına vurmaması ve tüm parçacık sürüklenmelerinin (Elektrik alan sürüklenmesi V_E , manyetik alan gradiyenti sürüklenmesi $V_{\nabla B}$ vs.) sistemin simetrisini düzelteren bir durumda olmasıdır. Bu durum ancak kuvvet çizgilerinin duvarlara paralel olması ile sağlanır. Çünkü dengenin bozulmaması için, parçacıkların duvara çarpıp bir genişlemeyi, ardından sistemin dengesinin bozulmasını engellemek gerekir. Ancak bir manyetik alan içinde plazmanın sınırlanıp sınırlanamayacağını söylemek zordur. Örnek olarak akım demetleri E elektrik alanını yaratırlar ve $E \times B$ ile dış çepere doğru sürüklenirler. Plazma içindeki akımlar B alanını yaratırlar ve bu da ∇B ile dışa doğru sürüklenmeye sebep olur.

Verilen bir sıcaklıkla çevrelenmiş, termodinamik dengenin bir durumundaki istatistiksel sistem çok düşük bir potansiyel enerjiye sahiptir. Eğer sistem termodinamik olmayan bir durumda hazırlırsa, sistem kendi kendini değiştirmeye yönelecektir.

Koronadaki büyük miktarlardaki enerjinin açığa çıkmasına, içinde plazmayı hapsedmiş olan manyetik alan konfigürasyonlarındaki bazı kararsızlıklar neden olmaktadır. Bir manyetik alanın veya bir plazma sisteminin denge durumundaki kararlılığı en basit bir şekilde bir topun çeşitli eğim durumlarındaki dengesi ile benzeştirilerek tartışılabilir. Burada yerin eğimi, bir manyetik alan konfigürasyonunun durumunu yansıtır. Örnek olarak sınır şartlarındaki değişime göre bu bozulabilir. Şekil 5.1' de çeşitli denge durumları gösterilmiştir. Denge, sistem üzerindeki tüm kuvvetlerin birbirini karşıladığı yani dengelendiği zamanki durumdur. Dolayısıyla zamandan bağımsız bir çözüm mümkündür. Denge küçük pertürbasyonların azaltılıp veya çoğaltılmasına göre kararlı veya kararsız olur.



Şekil 5.1: Denge durumunun mekanik eşdeğerleri. O durumu başlangıç denge durumudur. A dizisi zayıf kararsızlığa yol açar ve B dizisi patlayıcı bir kararsızlıkla son bulur. C dizisi ise denge kaybına yol açar. SAKURAI (1989).

Şekil 5.1'deki O durumu kararlı bir denge durumudur. A_1 'e doğru gidildikçe sistem marjinal denge durumuna geçer. A_2 'de eğri biraz konveks hale gelir ve sistem bu durumda kararsızdır. Buradaki kararsızlık zayıftır, çünkü sistem yakınındaki dengeli bir duruma geçiş yapacaktır.

B_1 durumu yarı-kararlı denge durumudur. Bu durum hala küçük pertürbasyonlara karşı kararlıdır, ancak yüksek genlikli tedirgemelere karşı kararsızdır. B_2 'de sistem marjinal olarak kararlıdır. B_3 durumu "patlayıcı kararsız" durumdadır, çünkü orijinal kararsız denge durumunun komşu kısımlarında kararlı denge yoktur ve sistem sonlu genlikli bir atlama yapar.

C_2 durumu yarı-kararlıdır ve C_3 marjinal olarak kararlıdır. Sistem C_4 'e doğru geliştikçe C_3 'ün platosundaki denge kaybolur ve sistem sonlu genlikli bir atlama göstererek yeni bir denge konumuna geçer.

B dizisindeki patlayıcı kararsızlık ile C dizisindeki denge kaybı arasındaki fark, C dizisinde büyüyen pertürbasyonun yönden bağımsız (unidirectional) olmasıdır. B dizisinde sistemin hareket ettiği yön, başlangıçtaki küçük pertürbasyona bağlıdır (Sakurai, 1989).

Burada sadece koronal plazmayı değil de, genel olarak plazma ve manyetik alan konfigürasyonlarını düşünürsek bu denge durumlarını genel laboratuvar karakteristikleri cinsinden inceleyebiliriz. Bir plazmadaki durumlar yukarıda açıklanmış olan mekanik olaylara nazaran daha karmaşıktır. Plazmada ortaya çıkan denge her akış elemanı üzerinde kuvvetlerin dengesini gerektirir.

5.2. Plazma Kararsızlıkları

Plazma kararsızlığı, ekponansiyel veya daha hızlı büyüyen dalga biçimlerinin varlığı anlamına gelir. Herşeyden önce, büyüyen dalganın tanısı yapılmalıdır. Buna ek olarak dalga büyümesinin doğasına ve kararsızlığı ortaya çıkaran kaynaklarada işaret etmek gereklidir.

Plazma dalgalarının incelenmesinde mükemmel termodinamik denge veren pertürbe edilmemiş bir durumu ele alalım. Burada parçacıklar Maxwell hız dağılımına sahiptirler, yoğunluk ve manyetik alan üniform olarak dağılmıştır. Yüksek entropili bir durumda dalgaları uyatabilecek bir serbest enerji yoktur ve dalgaların ancak dışarıdan uyarılabildiğini düşünebiliriz. Ya da, plazmanın tüm kuvvetlerinin dengelenmiş ve zamandan bağımsız çözümün mümkün olmasına rağmen, plazmanın mükemmel olmayan bir termodinamik dengede olduğunu düşünelim. Plazma içinde elde edilebilen serbest enerji , dalgaların kendi kendilerini uyarmasına neden olur ve sonuçta sistem kararsız bir duruma geçer. Bir kararsızlık serbest enerjiyi yükselten bir harekettir ve plazma sistemini gerçek termodinamik dengeye kapalı tutar.

Plazma kararsızlığı genellikle pertürbasyon teorisi üzerine temellenmiştir. Eğer başlangıç olarak verilen pertürbasyon büyüyorsa plazma "kararsız" olarak adlandırılır. Büyüyen bir pertürbasyon plazma özelliklerini değiştirir. Bunlar yoğunluk, sıcaklık, üniformluk derecesi ve izotropi gibi özellikler olabilir. Bu değişiklikler evvelki bozulmuş duruma göre daha dengeli bir durumun oluşmasına yol açabilir. Bir çok plazma deneyinde denge durumu sağlanamamıştır.

5.2.1. Konfigürasyon-Uzay Kararsızlıkları

Bu bir makrokararsızlık, yani büyük ölçekli bir kararsızlık durumudur. Bu kararsızlık plazma ortamının konfigürasyon uzayındaki yapısından kaynaklanır. Termodinamik dengeden makroskopik niceliklerin ayrılması ile belirlenirler. Örneğin, bir plazma sonlu bir büyüklük içerisinde ise ve eğer plazma genişmekte, bir yerden başka bir yere hareket ederek taşınıyorsa, bu kararsız bir durum oluşturabilir. Eğer teori ve deneyler plazma parçacıklarının hız dağılımını dikkate almaksızın kararsız olduğunu kabul ediyorlarsa, böyle bir kararsızlığa konfigürasyon-uzay kararsızlığı denir. Bilinen örneklerden biri, yoğunluğu daha az olan akışkanın, yoğunluğu daha fazla olan akışkanın üstünde taşırken ortaya çıkan Rayleigh-Jeans kararsızlığıdır. Diğerisi ise, bir akışkanın diğer akışkan üzerinden (örneğin su üzerinden akan rüzgar) akması ile ortaya çıkan Kelvin-Helmholtz kararsızlığıdır. Plazmadaki büyük ölçekli kararsızlıklar düşük frekans bölgesinde ve genellikle de bir manyetik alan varlığında ortaya çıkarlar. Örnek olarak bölüm 5.4'te anlatılan "sıkıştırma" (pinch veya sosis) ve "kink" kararsızlıkları da konfigürasyon-uzay kararsızlıklarıdır.

5.2.2. Hız-Uzay Kararsızlıkları

Bu bir mikrokararsızlık durumudur. Küçük ölçekli kararsızlıklar genellikle plazma parçacıklarının hız uzayındaki anizotropisi nedeniyle ortaya çıkar. Bu küçük ölçekli kararsızlıkların sonucunda, kararsız dalga biçimleri gelişerek büyük boyutlardaki dalgalanmaları ortaya çıkarırlar. Bu dalgalanmalara küçük ölçekli çalkantılar (microturbulence) denir. Bu çalkantılar plazmanın şiddetli olarak ısınım yapmasına, parçacıkların şiddetli bir şekilde saçılmasına ve düzensiz taşınım katsayılarının

(örneğin, düzensiz elektrik ve ısısal iletkenlikler) ortaya çıkmasına neden olur. Bu kararsızlığa basit olarak, soğuk bir plazma içine tek enerjili elektron demetinin enjekte edilmesi olayı verilebilir. Hareketsiz iyon arka-planı içinde farklı hızlardaki iki elektron grubunun birbirlerine doğru sürüklenmesi olayı kararsız bir durum oluşturur. Bu tür kararsızlık problemlerinin incelenmesinde akışkan denklemleri kullanılabilir. Bunun yanında akışkanlar teorisinde, hız dağılımlar Maxwellian olarak düşünülür. Eğer dağılımlar gerçekte Maxwellian değilse termodinamik dengeden sapma vardır ve kararsızlık, hız dağılımının anizotrop olmasından dolayı ortaya çıkabilir.

5.3. Magnetohidrodinamik Kararlılık

Kararlılık, yani kararlı denge durumu her zaman göreceli bir kavramdır. Bu, gözlemcinin zaman ölçeğinin, denge bozucu herhangi bir işlemin büyümesi için gerekli olan doğal zaman ölçeğinden kısa olmasını gerektirir. "MHD" kararlılığı ile şu anlaşılır: verilen bir konfigürasyon, mümkün olan tüm "küçük" genlikli tedirgemelere tabi tutulduğunda, genlikler zamanla azalır.

Kararsızlıklar (instability), MHD için alakalı olan zaman ve uzunluk ölçeğinden daha kısa ölçeklerde oluşurlar. Örnek olarak, elektrik akım yoğunlukları belli bir limiti aştığı zaman, iyon arka-planı üzerindeki elektron akıntılarının birbirlerine karşı olan hareketleri, iki-akım kararsızlığı olarak bilinen elektrostatik tepkiyi yaratabilirler. Bunun gibi birçok "mikrokararsızlık" vardır. Bu tip kararsızlıklar türbülans üretirler ve ardından direnç ve termal iletkenlik gibi transport sabitlerini değişikliğe uğrattırır. Sonuç olarak bunların makroskopik değişkenler üzerindeki etkisi dolaylıdır.

Güneş koronasının yapısı, onun manyetik alanı tarafından oluşturulur. Prominanslar, güneş alevlerini oluşumu ve korona ısınması manyetik alan orijinelidir. Birçok durumda örneğin koronal halkalarda, prominanslarda ve önalev fazındaki aktif bölge arkadlarında bazı kritik koşullara ulaşılmadan ve bir patlama veya kararsızlık başlamadan önce korondaki manyetik alanlar kararlıdır. Olması mümkün oldukça geniş bir kararsızlık çeşidi olduğundan, en fazla ilişkili olanlar şu şekilde tesbit edilebilirler: kararsızlığın zaman ölçeği, hem yapının yaşam zamanı hem de patlamanın

zaman-ölçeği ile karşılaştırılır. Örnek olarak sakin bir prominansın tipik değerleri, manyetik alan şiddeti $B_0=10$ G, yoğunluğu $n_0=10^{17} \text{ m}^{-3}$, sıcaklığı $T_0=7 \times 10^3$ K, yarı genişliği $L=2.5 \times 10^3$ km alınabilir. Bu konfigürasyon ideal MHD kararsızlığı için 0.6 dakikalık bir zaman ölçeğine sahiptir, ancak bu değer "yırılma" modundaki kararsızlığı için 27 gündür. Bununla birlikte tipik bir prominansın ömrü aylar mertebesinde ve plazma yukarıdaki kararsızlıklara nonlinear olarak kararlı olmak durumundadır. İdeal zaman-ölçeği en kısa olanıdır ve bu yüzden alanın bu modlara kararlı olması esastır. Buna ek olarak sakin bir prominansın patlaması birkaç saat sonra sona erer ve bu yüzden olay MHD kararsızlığı ile açıklanabilir.

Kararlılık teorisine iki farklı yaklaşım vardır. Bunlar normal mod analizi ve potansiyel enerji hesaplamalarıdır. Normal mod analizi dalga teorisine benzer. Dispersiyon (dağılım) ilişkisi bulunarak, varsayılan bir X_0 denge durumunun stabilitesi test edilir. Sonra, eğer (i) reel k 'lar için, w pozitif sanal kısma sahipse, veya (ii) reel w 'ler için, k negatif bir sanal kısma sahipse, X_0 durumu kararsız bir durumdur. (i) tipindeki kararsızlık, "mutlak kararsızlık" dır; yerel kalır ve zamanla büyür. (ii) tipteki kararsızlık "konvektif kararsızlık" dır; bir kaynaktan ayrılma ile beraber artan genlik söz konusudur. Normal mod analizi hem X_0 'ın kararlılığının sağlanması için gereken koşulları verir, hem de, eğer bunlar sağlanmıyorsa, tedirgemenin büyüme oranını verir. Bu metoda klasik bir örnek olarak Rayleigh-Taylor kararsızlığı verilebilir (Woods, 1987). Potansiyel enerji metodu, verilen bir denge durumunun kalıcılığının, denge etrafında izin verilen tüm küçük yer değiştirmeler sonucunda enerjideki değişimin incelenmesi ile test edilmesidir. Eğer potansiyel enerji W ve ξ tüm izin verilen deplasmanları gösteren bir vektör ise, sonuç olarak aşağıdakileri yazabiliriz:

$$\frac{\partial W}{\partial \xi} = 0 \quad (\text{denge}) \quad , \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2} > 0 \quad (\text{kararlılık}) \quad (5.1)$$

5.4. İdeal Mhd Kararsızlıkları

MHD (Magnetohidrodinamik) kararsızlıkları plazma içinde büyük ölçekli kararsızlıkları yaratırlar. Bu kararsızlıklar "ideal" ve "dirençli" (resistive) olarak sınıflanabilir. İdeal MHD' de enerji saçıcı (dissipation) süreçlerin bu kararsızlık üzerinde bir rolü yoktur, ama dirençli MHD de çok önemli rol oynarlar. İdeal MHD

yaklaşımında σ elektriksel iletkenliği sonsuz varsayılır. Açıkça belirtilmiş olmasa da ısısal iletkenlik de ya sıfır (adyabatik durum denklemi) ya da sonsuz (eş ısısal durum denklemi) varsayılmaktadır. Ayrıca viskozite de sıfır varsayılmaktadır. MHD kuramında enerjinin saçılması bu taşınım katsayılarının sonlu (sıfırdan farklı) olmasıyla anlam kazanır. Özellikle σ nın sonlu bir değere sahip olması sonucunda plazma ile manyetik alan eşleşmelerini (decoupling) kaybederler. Bunun sonucunda "birleşme" (merging), "yeniden birleşme" (reconnection) veya "yırılma" (tearing) olayları gerçekleşir. Genelleştirilmiş ohm yasası çarpışmasız etkileri de içerir. Bu etkiler de aynı sonuçlara götürür. Küçük ölçekli çalkantıları barındıran plazmadaki dalga parçacık etkileşimlerinden kaynaklanan 'çarpışmalar' anormal taşınım katsayıları ortaya çıkarabilir. "Dirençli MHD teorisi" bu çarpışma ya da çarpışma benzeri süreçleri dikkate alır.

İdeal MHD kararsızlıklarını serbest enerji kaynağı ve plazmanın geometrik yapısına göre alt sınıflara ayırabiliriz. Bu konu tokamak ve benzeri laboratuvar aygıtları için çok önemli bir konudur. Tokomaklarda önemli olan, plazmanın tuzaklama zamanını maksimuma çıkarmaktır. Bu zamanı azaltan en önemli faktör ise sistemdeki kararsızlıklardır. Bu konu astrofizik uygulamaları için de büyük bir önem taşımaktadır. Güneş atmosferinde, korona bölgesindeki manyetik halka yapılarının kararlılığı da bu bağlamda incelenir.

Bir manyetik alan tarafından tuzaklanmış olan plazma doğal olarak kararsızdır. Vlasov eşitliğinin kararlı olan tek çözümü Maxwell dağılımıdır ve bu, manyetik alanın varlığı veya yokluğundan bağımsızdır. Dolayısıyla, bir plazmanın manyetik alan içinde hapsedilmesi sürekli olamaz, yalnızca tuzaklama süresi maksimum değerine taşınabilir. Maksimuma erişme yönteminin temelinde, en hızlı büyüyen kararsızlıkların bastırılması ya da ortadan kaldırılması yatar. Manyetik alanın kesme (shear) terimlerinin olmadığı (unsheared) bir geometride en hızlı büyüyen kararsızlıklar "değişme" (interchange), "sosis" (veya sıkıştırma) ve "kink" kararsızlıklarıdır.

Dirençlilik (resistivity) etkisinin ihmal edilebilir olduğu ideal MHD durumlarında, meydana gelebilecek kararsızlıklardan olan "değişme" hareketleri komşu iki manyetik

akı tüplerindeki maddenin konumlarının değişmesidir. Yerin manyetik küresinde ortaya çıkan bir değişme hareketi Şekil 5.2 de gösterilmiştir. Düşük β plazmasında baskın enerji yoğunluğu manyetiktir. Gazın enerji yoğunluğu, manyetik enerji yoğunluğunu önemli ölçülerde değiştirmeye yetmez. Değişmenin olabilmesi için, yerdeğiştiren manyetik akı tüplerindeki manyetik akının eşit olması gerekir; ancak bu durumda toplam manyetik enerji değişmez. Eğer enerjilerdeki değişim, δW , negatif ise, sistem yerdeğiştirme hareketi karşısında kararsızlık gösterir. δW 'ye yapılan en önemli katkı ısı enerjisi δW_T 'den gelir. $\delta W_T \sim \delta P \delta V$ dir. Eğer basınçtaki δP değişikliği ile hacimdeki δV değişikliği ters işaretliyse δW_T negatif olur. Magnetik alan içine hapsedilmiş plazma merkezinden dışarıya doğru gidildikçe P basıncı azalır. Plazmayı dışarı doğru taşıyan yer değiştirme hareketi için $\delta P < 0$ dir. Eğer dışarıya doğru hareket eden akı tüpünün hacimi artarsa kararsızlık ortaya çıkar.

A arakesitine sahip akıtüpünün ℓ uzunluğu boyunca integrali alınırsa hacimi hesaplayabiliriz. Manyetik akı AB çarpımı ile orantılıdır. Bu nedenle aşağıdaki orantıyı yazabiliriz

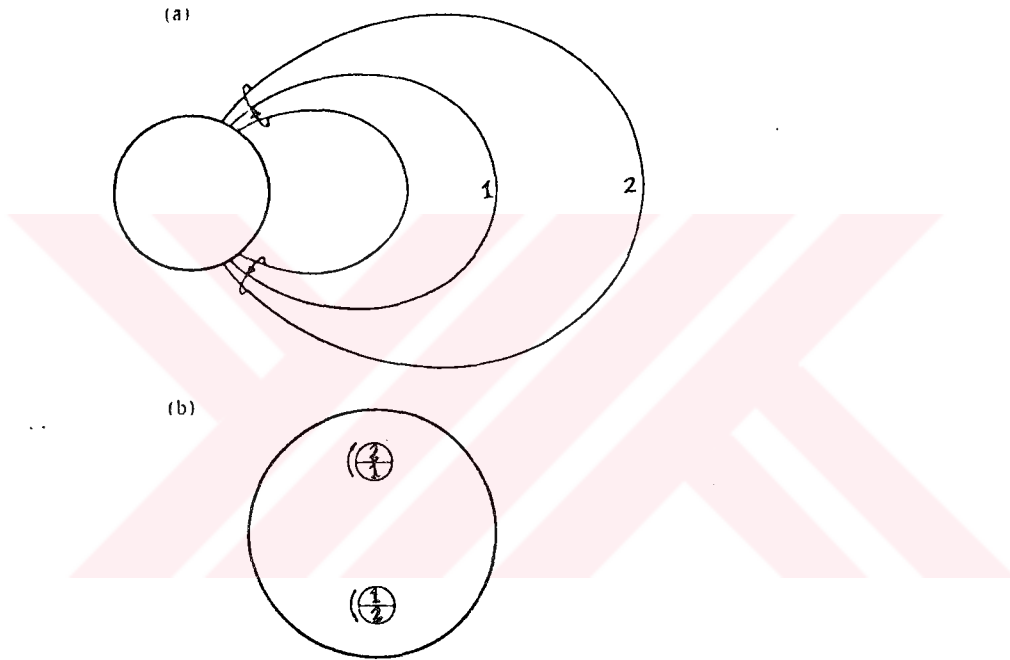
$$\delta V \propto \delta \int d\ell / B \quad (5.2)$$

Alan çizgileri eğriliğinin, eğrilik merkezi plazma içinde bulunacak biçimde olduğunu varsayalım (konveks durum) . Bu durumda, dışa doğru hareket sırasında manyetik alan çizgilerinin uzunluğu artar, $\delta V > 0$ durumu ortaya çıkar ve sistem kararsızlık gösterir. Eğer eğrilik merkezi plazma dışındaysa (konkav durum) $\delta V < 0$ olur ve yapı kararlıdır.

Yer değiştirme hareketlerini engelleyen etki, "çizgi bağlanması" (line-tying) olayıdır (Pekünlü,1993). Yer değiştiren akı tüplerinin her iki ucundaki ayak noktaları (foot-points) için sınır koşulları öyle seçilmiştir ki, yer değiştirme hareketi manyetik alan çizgilerini bükmez. Manyetik ayna düzeneklerinde veya gezegen atmosferindeki durum budur. İletken olmayan bir bölge yer değiştirme hareketine izin verir. Ancak, manyetik alan çizgilerinin uçları bağlı ise (örneğin katı bir iletkene) yer değiştirme hareketi manyetik alan çizgilerini bükerek. Bu bükülme $\delta W_M > 0$ olmasına neden olur;

kararsızlık $\delta W = \delta W_M + \delta W_T < 0$ olmasını gerektirir. Kısacası, eğer çizgiler bağlı ise, kararsızlık için gerekli olan $\delta W < 0$ koşulunu sağlamak çok zordur. "Çizgi bağlanması" kararsızlığı bastırma eğilimi gösterir.

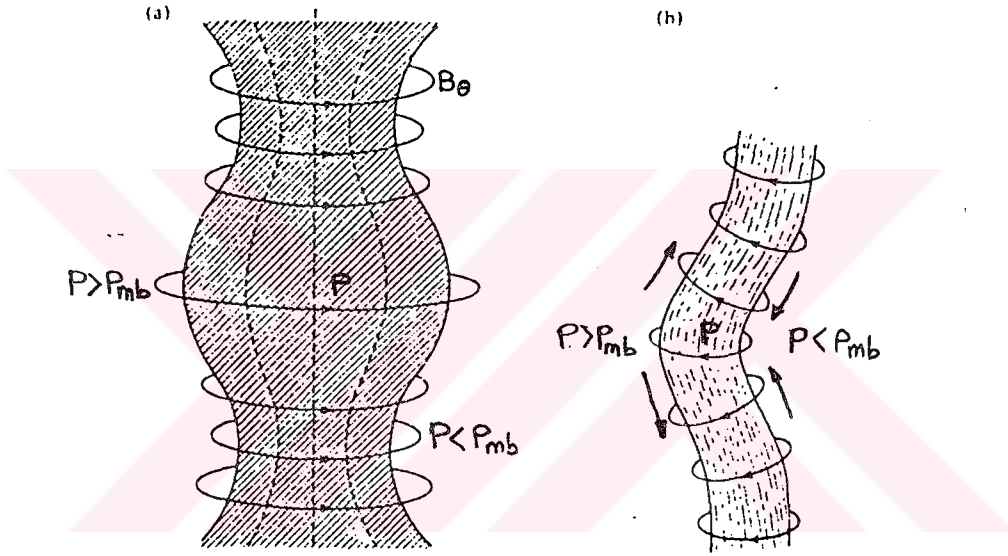
Kararsızlığa bir örnek de plazma sıkıştırma (pinch) durumunda meydana gelir. Şekil 5.3 (a)'da bu durum gösterilmiştir. "Sıkıştırma" (veya sosis) kararsızlığı, plazmanın yerel olarak sıkıştırılmasından kaynaklanır. Burada plazma bir manyetik alan tarafından



Şekil 5.2: Yerin manyetik küresinde ortaya çıkan bir değişme hareketinde 1 ve 2 numaralı akı tüpleri konum değiştirir. Başlangıçtaki devinimin olası yönü (a) daki oklarla gösterilmiştir. Akı tüplerinin yer üzerindeki ayak izleri (b) de gösterilmiştir PEKÜNLÜ (1993).

çevrelenmiştir. Alan plazmayı bir plazma basıncı altında tutar ve plazma içinde bulunduğu sütun doğrultusunda elektrik yükü taşır. Bu konfigürasyon pertürbasyonların çeşitli tiplerine karşı kararsız kalır. Magnetik alan arayüzü üzerindeki şekil bozuklukları, yani çeşitli deformasyonlar, sonucu sabit olmayan bir durum oluşturabilir. İçerdeki deformasyonlar sonucu ortaya çıkan pertürbasyonlar zamanla eksponansiyel olarak büyürler.

Diğer bir kararsızlık örneği olan "kink" kararsızlığı, plazma kolonundaki yerel bükülmeden kaynaklanır. Şekil 5.3 (b)'de "kink" kararsızlığı gösterilmektedir. Konum lokalizasyonlarından meydana gelen enerji depolanması, kararsızlığı başlatan bir etmendir. Dış manyetik basınç gradiyenti, plazma kolonunu eksenden dışarıya doğru itme ve 'kink' in genliğini artırma eğilimi gösterir. Aynı nicelikteki manyetik akı daha kısa uzunlukta yayılmış olduğundan, bükümün içbükey kısmına yakın bölgedeki manyetik akı yoğunluğu bu bölgenin denge durumundaki değerinden daha büyüktür. Bu nedenle bükümün içbükey kısmı yakınlarında kolonun dışındaki manyetik basınç, kolonun içindeki kinetik basınçtan daha büyüktür. Bükümün dışbükey kısmı



Şekil 5.3: Bir plazma kolonundaki sıkıştırma veya sosis kararsızlığı (a) ve kink (b) kararsızlığı PEKÜNLÜ (1993).

yakınlarında, aynı nicelikteki manyetik akı daha uzun mesafeye yayıldığından , bu bölgedeki manyetik akı yoğunluğu denge durumundaki değerinden daha azdır. Kinetik basınç değişmediğinden, iç kinetik basınç dış manyetik basınçtan daha büyüktür. Bu şekilde P plazmanın kinetik basıncını, P_{mb} ise manyetik basıncın plazma sınırındaki değeridir. Plazma mükemmel bir iletken olarak varsayılırsa, P_m manyetik basıncı yalnızca plazma dışında vardır. P kinetik basıncı plazma içinde tekdüze bir değere sahipken plazma dışındaki değeri sıfırdır. Bu durumda denge durumu, $P = P_{mb} = B^2/2\mu_o$ şeklinde tanımlanabilir.

MHD kuramının astrofizik uygulamaları laboratuvar uygulamalarından oldukça farklıdır. Örneğin, güneş atmosferinde filamentler, koronal halkalar, prominanslar uzun süreli olabilir, saatler hatta aylar sürebilir. Bu açıdan bakıldığında bu olaylar MHD anlamında kararlı yapılar olarak incelenebilir. Güneş MHD kuramı ve MHD kuramının diğer astrofizik uygulamalarının en önemli sorunları, güneş prominansları, güneş koronal halkaları, güneş rüzgarı gibi özgün yapıların modellerinin yapılmasıdır. Bu tür sistemlerdeki 'kararsızlıklar' ancak eğer sistem kitlesel bir parçalanma veya bozulmaya uğrarsa gözlenebilir. Güneş prominansları bazen parçalanır, güneş yüzeyinden ayrılır, güneş atmosferinden kaldırdığı küçük plazma kütesini uzaya doğru fırlatır. Bazı parametrelerin zamanla az da olsa değişimi parçalanmalara neden olur. Parametredeki bu değişim, daha sonra kararlı bir yapının bulunmadığı kritik bir değerin aşılmasıyla olur. Böylesi bir duruma 'denge dışı' (non-equilibrium) denir. Ortaya çıkan bu parçalanmaya kararsızlık demek uygun olmaz, çünkü kararsızlık, kararlı ya da daha doğrusu yarı-kararlı (meta-stable) bir durumdan ortaya çıkıp büyüyen bir biçime denir.

MHD kuramının astrofizik uygulamalarında önemli olan yanı, özgün yapıların modelini yapma ve bu yapıların kararlılığını tartışmaktır. Bunun yanında serbest enerji kaynakları olan kütle hareketleri ve potansiyel olmayan manyetik alanlar önem taşımaktadırlar.

5.5 Korona Halkalarının Kink Kararsızlığı :

Kink kararsızlıkları silindirik halkalarda helezonik pertürbasyon olarak büyüyen kararsızlıklar şeklinde görülürler. Anzer (1968) sonsuz uzun halkaların kink kararsızlıklarına karşı her zaman kararsız olduğunu gösterdi. Gerçekte halkalar sonlu bir boyuta sahiptir ve ayak noktaları yoğun fotosfer içine köklenmiştir. Sonuç olarak yer değişimlerin ayak noktalarının ara bölgelerinde sıfıra doğru gitmesi gerekmektedir. Buradaki "çizgi bağlanması" (line-tying) etkisi, bu kink kararsızlığını kararlılığa dönüştürme eğilimindedir (Raadu, 1972). Örnek olarak üzerine kuvvet etkimeyen sabit-adımlı alan silindirik koordinatlarda (r, θ, z) şu şekilde verilir:

$$B_z = B_0 / [1 + r^2/b^2]^{-1}$$

$$B_{\theta} = (r/b)B_z \quad (b=\text{sabit}) \quad (5.3)$$

Bu alan konfigürasyonunda eğer halkanın uzunluğu L , $L/b \leq 2.5$ gerçekleşiyorsa, bu alan kararlıdır. Yani halka uzunluğu boyunca burkulma 1.25 turu aşmıyorsa bu halka kararlıdır (Hood ve Priest, 1981).

Kink kararsızlığının nonlinear gelişimi ξ mode genliği için şu denklem ile tarif edilir,

$$\partial^2 \xi / \partial t^2 = \gamma^2 \xi + \delta \xi^3 + \dots \quad (5.4)$$

Sistem, $\gamma > 0$ olsa dahi lineer olarak kararsızdır, eğer $\delta < 0$ ise nonlinear etkiler sistemi stabilize edebilirler. Diğer yandan $\delta > 0$ ise, nonlinear etkiler kararsızlığı arttırabilir ve patlayıcı bir kararsızlığa yol açabilir (Sakurai, 1989).

5.6. İdeal Olmayan Etkiler: Sonlu Dirençlilik ve Yeniden Birleşme

İdeal MHD durumundan sapma çeşitli durumlarda ortaya çıkabilir. Örneğin sıfır olmayan dirençlilik, manyetik kuvvet çizgilerinde "donma" koşullarını bozar ve Joule ısınması enerji denklemlerini değiştirir. Adyabatik olmayan etkiler de ısı iletimi ve radyatif işlemlerden kaynaklanabilir. Bununla birlikte viskoz etkiler sistemin stabilitesini arttırıcı etkiler verebilmektedir (Velli, 1987; Linden, 1988).

Burada sözü edilen 'dirençli' etki, sonlu değerlere sahip elektrik iletkenliğidir. Bu iletkenlik manyetik alan çizgilerinin plazma içine sızabilmelerine izin verir. Yırtılma (tearing) kararsızlıkları dirençli MHD kararsızlıklarına örnek oluşturur. Aşağıdaki denklem (Woods, 1987) ile verilen genelleştirilmiş Ohm yasasının diğer terimleri ve viskozite gibi diğer taşınım katsayıları dirençli kararsızlık yaratabilir.

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{j}}{en_e} \times \mathbf{B} + \frac{1}{en_e} \nabla p_e \right) + \beta \cdot \nabla T \quad (5.5)$$

Burada σ ve β tansörlerdir, ∇P basınç gradyent terimi ve $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ Hall terimidir. Bu denklemdeki termo-elektrik terimin fiziksel açıklaması şu şekilde yapılabilir. Sabit iyon arkaplanı üzerindeki elektronlar ele alalım. Bir P noktasına sağ ve sol taraftan elektronların geldiğini varsayalım. Bu noktaya sağdan gelenler daha yüksek sıcaklığa sahip olsunlar. Tamamıyla iyonlaşmış bir plazmadaki elektron sıcaklığı ile ortalama çarpışma zamanı arasındaki orantı $n_e \tau_e \propto T_e$ şeklinde verilmektedir. Bu durumda sağdaki elektronlar daha uzun çarpışma süresine sahiptirler, yani ortalama olarak sağdakiler daha küçük bir sürüklenme kuvvetine sahiptir. Sonuç olarak elektron gazı içinde sola doğru net bir kuvvet oluşur. Bu termal kuvvet elektronları sıcaklık gradyentini düşürtecek şekilde sürer. Bu da ∇T_e ye orantılı, ters yönde bir elektrik akımı verir.

İdeal MHD kuramında manyetik alan çizgileri ve plazma birlikte devinmeye zorlanmıştır: manyetik alan çizgileri plazma içinde 'donmuştur' ($\eta \rightarrow 0$). Eğer elektriksel iletkenlik sonlu bir değere sahipse, enerjinin ohm saçılması (ohmic dissipation) nedeniyle akım giderek zayıflar ve manyetik alan potansiyel alan yapısına doğru gider.

Dinamik ve dirençli zaman ölçekleri sırasıyla τ_A (Alfvén zamanı; advection timescale) ve τ_D (sızma zamanı; diffusion timescale) şu şekilde tanımlanırlar:

$$\tau_A = L/v_A, \quad \tau_D = \mu_0 \sigma L^2 \quad (5.6)$$

burada L sistemin karakteristik ölçek uzunluğu, v_A Alfvén hızıdır. Manyetik Reynolds sayıları (S) şu şekilde tarif edilir,

$$S = \tau_D / \tau_A \quad (5.7)$$

Bu oran cgs sisteminde için şu şekildedir,

$$S = \frac{4\pi v_a L}{\eta c^2} \quad \left(\tau_A = \frac{L}{v_A}, \tau_D = \frac{4\pi L^2}{\eta c} \right) \quad (5.8)$$

Klasik dirençlilik (Spitzer formunda) $\eta = 10^{-7} T^{3/2}$ olarak bilinir. Böylece,

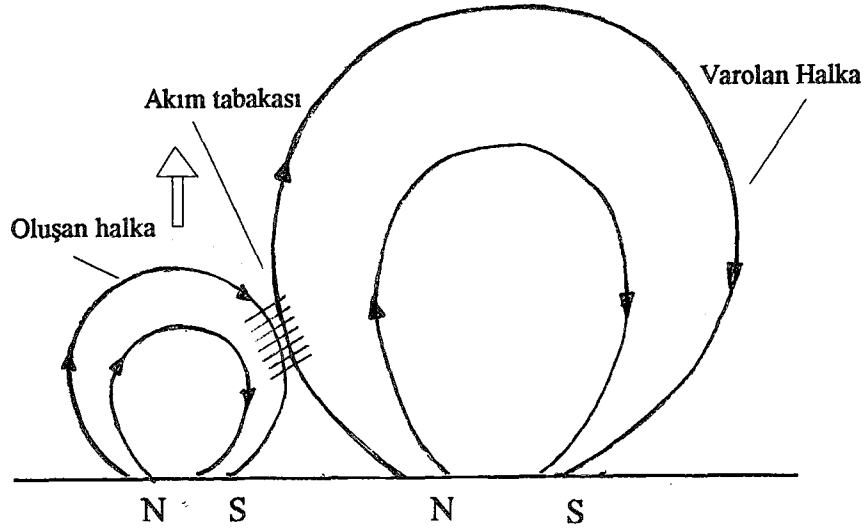
$$\tau_D \approx 10^{-13} T^{3/2} L^2 ; S \approx 10^{-5} T^{3/2} L.$$

Korona bölgesinde tipik bir alevin önalev fazında sıcaklığı $T \approx 3 \times 10^6$ dır. Sonuç olarak,

$$\tau_D \approx 10^{-3} L^2 ; S \approx 10^5 L.$$

şekline gelirler: $L \approx 10^{8-9}$ için (bu değer alev açığa çıkan bölgelerin tipik ölçek uzunluğudur.) τ_D milyon yıl mertebesinde. $S \approx 10^{13}$ değeri ile güneş atmosferi için 1'den oldukça büyüktür. Bu yüzden yüksek dereceden donma mevcuttur ve difüzyon (veya enerji saçılım zamanı) gözlenen alev zaman-ölçeklerinden çok daha büyüktür. Dikkat edilirse gerçekte bu sonuç korona bölgesinde bulunan metaryelin iletkenlik özelliğinden kaynaklanmamaktadır. Direnç özelliği yaklaşık olarak bir bakırınki ile aynıdır. Bu duruma sebep alev yapılarının sahip olduğu oldukça büyük ölçek uzunluklarıdır. $L \approx 1$ mm karakteristik kalınlığa sahip bakır bir numune için $\tau_D \approx 10^{-5}$ sn dir. Uygulanmış olan e.m.f. ortadan kaldırılınca alan oldukça çabuk difüzyona uğrar (yani akım kaybolur). Burada e.m.f. birincildir, uygulanan bu voltaj sonucunda ikincil olarak manyetik alan ve akım ortaya çıkar. Astrofiziksel durumlarda bunun tam tersi durumlar söz konusudur. Burada manyetik alanlar birincildir; akımlar ayırık manyetik alanlar (seared magnetic fields) sonucunda oluşur.

Sonuç olarak Alfvén dalgalarıyla taşınan stresler kıyaslandığında manyetik sızma çok yavaş kalır. Diğer bir değişle τ_D zamanı ilgilenilen diğer zaman ölçeklerinden uzundur. Sonuç olarak dirençli etkiler yalnızca akım kesitlerinin büyük gradyentlere sahip olduğu (bu küçük L değerlerine karşılıktır) yerel bölgelerde önem kazanabilir. Manyetik sızma ve onunla ilişkili olan akım saçılması, akım tabakaları (current sheets) denilen yerel bölgelerde olur. Bu bölgelerde manyetik alanlar birbirine zıt yöndedir ve büyük manyetik alan gradiyentleri (current sheets) mevcuttur. Şekil 5.4 de iki koronal halka arasındaki akım tabakası görülmektedir.



Şekil 5.4: İki korona halkası arasında akım tabakası oluşumu.

Diğer bir önemli işlem manyetik birleşimlerdir. Bu bağlamda, birleşim kararsızlığından (coalescence instability) bahsetmek yeterlidir. Bu kararsızlığa örnek olarak, paralel elektrik akımları ile birbirlerine doğru çekilen iki halka verilebilir. Bu iki halka yaklaşıp birleşinceye kadar geçen işlem ideal bir MHD olayı olarak düşünülebilir.

Yırtılma biçiminin astrofizik koşullarındaki başlıca uygulamaları, güneş alevleri ve güneş koronasındaki manyetik birleşmelerde olmaktadır. Örneğin manyetik adalar birleşerek ikincil adaları oluştururlar. Bir güneş alevi oluşumu sırasında depolanmış manyetik enerjinin açığa çıkması sürecinde, manyetik birleşmenin bir çok yerel bölgede gerçekleşmesi gerekir; ve bu eşleşme tüm bölgede hızla gerçekleşmelidir. Kısacası, yırtılma, birçok yerel bölgede hemen hemen eşzamanlı başlamalıdır. Bu sürecin zaman ölçeği, Alfvén dalgalarının bölgede baştan başa yayılmaları için gerekli zamanla kıyaslanabilir boyutta olmalıdır.

5.6.1. Termal Kararsızlıklar

Termal kararsızlıklar çeşitli yollardan oluşabilir. Eğer radyatif soğuma oranı sıcaklık arttıkça azalırsa, termal bir kaçış olacaktır (Field, 1965). Bu radyatif kararsızlığın zaman-ölçeği,

$$\tau_{rad} = 3nkT/n^2 Q_{rad}(T) \quad (5.9)$$

Burada n plazma yoğunluğu ve $Q_{\text{rad}}(T)$, T sıcaklığında her birim yoğunluktaki radyatif çıkış gücüdür.

Manyetik alandaki değişiklikler daima elektrik akımlarına yol açar. Eğer bu akım dirençli bir ortam içinden geçerse, bu ortamı ısıtır. Bu ısıya "joule ısı" denilir. Joule ısınma oranı sıcaklık arttıkça artarsa plazma kararsız hale gelir, buna Joule ısınma modu (Joule heating mode) denir (Heyvaerts, 1974). Bu kararsızlığın ortaya çıkışı aşağıdaki şemada gösterilmiştir.

$$T \uparrow \rightarrow \eta \sim T^{-\frac{3}{2}} \downarrow \rightarrow j \uparrow (E \sim \text{sabit}) \rightarrow \text{ısınma} \uparrow \rightarrow T \uparrow \quad (5.10)$$

Sabit kalan bir elektrik alan için, bu dizinin zaman ölçeği τ_D kadar uzun olmalıdır. Daha hızlı zaman ölçekleri için η 'deki azalış, j akımı sabit kalırken E 'de düşüşe sebep olur ve ısınma artacağına azalır.

Güneş koronasında sıralama $\tau_A < \tau_{\text{rad}} < \tau_D$ dır. Radyasyon kararsız olduğu zaman, radyatif kararsızlığın yırtılma kararsızlığından daha hızlı büyüyeceği durumlar vardır. Böyle bir durumdaki radyatif kararsızlık, magnetik birleşmeleri de içerir. Joule ısınma modu, radyatif enerji kaybı yapay olarak baskı altına alınmadan gözükmez.

Termal kararsızlıklar alev öncesi akım filamentleri oluşumunda veya diğer daha enerjitik kararsızlıkları tetiklemede bir rol oynayabilir. Bununla birlikte alevlerde enerji açığa çıkmasında öncü bir rol oynamaları muhtemel değildir.

Korona halkalarının termal kararlılığı yukarıda tartışılanlardan daha karmaşıktır. Çünkü koronal halkalar ile kromosfer/fotosfer arasında ayak noktalarında birleşim vardır. Halkaya giren ve çıkan kütle akışı hesapları çelişkili sonuçlar vermektedir. Yapılan analizler korona halkalarının kararlılığının halkanın yükseklik ve uzunluğuna bağlı olduğunu göstermektedir.

BÖLÜM 6. GÜNEŞ PLAZMASI İÇİN MHD DENKLEMLERİ

Güneş atmosferi normal bir gaz şeklinde değil, plazma halinde bulunur. Maddenin dördüncü hali olan plazmada atomlar pozitif ve negatif iyonlarına ayrılırlar. Bu parçacıkların serbestçe hareketleri sonucunda gaz elektriksel olarak iletken olur ve içinden akım akabilir. Plazmadaki yüklü parçacıkların konumları ve hareketleri $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ alanlarını oluşturur. Parçacıklar kendi yörüngelerinde hareket ettikçe alanlar üretirler ve bu alanlar parçacıkların kesin olan yörüngelerinde hareket etmelerini sağlar.

Tipik bir plazmanın yoğunluğu santimetreküpte 10^{12} elektron-iyon mertebesinde olabilmektedir. Eğer bu parçacıkların herbiri karışık yörüngeler izleselerdi, plazmanın davranışını tahmin etmek imkansız olurdu. Fakat plazma olaylarının %80 gibi gerçek deneylerde gözlenen olaylar akışkan mekaniğinde kullanılan modeller ile açıklanabilirler. Bu modellerde parçacıklar tek tek ele alınmazlar, yalnızca akışkan elemanlarının hareketi hesaba katılır. Plazmada farklı olarak akışkan yüklü parçacıklar içerir. Sıradan bir akışkan için parçacıklar arasındaki sıkça oluşan çarpışmalar, parçacıkların bir akışkan elemanı içinde birlikte hareket etmelerini sağlar. Plazma için gerçekleştirilen böyle bir model, plazmada parçacık çarpışmalarının nadir olmasına rağmen olumlu sonuçlar vermektedir.

Bazı plazma olaylarında, ne akışkan teorisi, ne de kinetik teori plazmanın davranışını yeterli derecede açıklayamaz. Bu yüzden parçacıkların yörüngelerinin takip edilmesi de gerekebilir. Böyle bir analizi modern bilgisayarlar başarabilirler. Yaklaşık 10^4 parçacığın hız ve konum verilerini diğer bilgiler ile birlikte problemleri üç boyuta kadar çözüme ulaştırabilirler. Bununla birlikte, bilgisayar simülasyonları günümüzde, kinetik teorisinin gözlenen olayları açıklamakta yetersiz kaldığı yerlerde, deney ile teori arasındaki boşluğu doldurmada önemli rol oynamaktadır.

MHD (magnetohidrodinamik), bir plazma ile bir manyetik alan arasındaki etkileşimleri sürekli bir ortam üzerinde çalışmak demektir. Öyleki bu çalışmalarda tek parçacık hareketleri dikkate alınmaz. MHD kısmen elektromagnetizma, kısmen de akışkanlar mekaniğine dayanır.

Güneş atmosferinde manyetik alanın yarattığı fiziksel etkiler şunlardır:

- a) Plazmayı ivmelendirebilen veya fiziksel yapıları oluşturabilen kuvvetleri üretir.
- b) Enerji depolar ve bu enerji daha sonra bir patlamayı veya güneş alevini ortaya çıkarabilir.
- c) Termal bir kılıf gibi davranır. Soğuk bir prominansı sardığı zaman onu etrafındaki koronaya karşı koruyabilir.
- d) Hızlı parçacıklara ve plazmaya kanal açar.
- e) Karasızlıkları ortaya çıkarır.

6.1. Plazma Fiziğinin Elektromanyetik Teori İle Olan ilişkisi

Maxwell denklemleri, plazmanın verilmiş bir durumu için $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ alanlarının ne olduğunu bize söyler. Plazmayı bir akışkan olarak ele aldığımızda, parçacıkların hareket dinamiğini ortaya koyabilmek için Maxwell denklemlerinin yanında ayrıca, verilen $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ için plazmanın cevabını da veren bir denkleme sahip olmamız gerekir. Aşağıda vakum için sağlanan Maxwell denklemleri görülmektedir,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (6.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (6.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (6.4)$$

Akışkan yaklaşımında , plazmanın birbirinin içinden geçebilen iki veya daha fazla akışkandan (interpenetrating fluid) oluştuğu düşünülür; plazmada bulunan her tür için bir tane. En basit durum olarak, eğer tümünden iyonlaşma varsa, iki hareket denklemine ihtiyacımız vardır; biri pozitif yüklenmiş iyon akışkanı, diğeri de negatif yüklü elektron akışkanı. Eğer kısmi iyonlaşma varsa ayrıca nötral atomlar akışkanı için de bir denkleme ihtiyaç duyulur. Nötral akışkan, elektron ve iyonlar ile çarpışma yolu ile etkileşecektir. Elektron ve iyon akışkanları birbirlerini çarpışma olmasa bile etkileyeceklerdir, çünkü bunlar elektrik ve manyetik alan üretirler.

6.1.1. Akışkan Hareket Denklemi ve Konvektif Türev Kavramı

Bir akışkana ait tek bir parçacık için hareket denklemi şu şekilde verilir,

$$m \frac{dv}{dt} = q (E + v \times B) \quad (6.5)$$

Akışkan içinde parçacık çarpışmaları ve termal hareketlerin olmadığını düşünelim. Dolayısıyla bir akışkan elemanı içindeki tüm parçacıklar birlikte hareket ederler ve bu elemanı içindeki parçacıkların ortalama hızı u , tek parçacık hızı v ile aynıdır. Bu durumda akışkan denklemi, denklem (6.5)'u birim elemandaki parçacık sayısı ile çarparsak ve parçacık hızı yerine ortalama hızı yazarsak akışkan denklemini elde ederiz,

$$mn \frac{du}{dt} = qn(E + u \times B) \quad (6.6)$$

Bununla birlikte, bu denklem kullanıma uygun değildir. Denklem (6.5)'daki türev parçacığın konumuna göre olmak zorundadır. Diğer yandan uzayda sabitlenmiş akışkan elemanları için de bir denkleme sahip olmamız gerekmektedir.

Sabit bir çerçeve içindeki değişkenleri dönüştürmek için bir boyutlu x uzayında akışkanın herhangi bir özelliğini gösteren $G(x,t)$ fonksiyonunu ele alalım. Akışkan ile hareket eden bir çerçeve içinde G 'nin değişimi şu şekildedir,

$$\frac{dG(x,t)}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} \frac{dx}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + u_x \frac{\partial G}{\partial x} \quad (6.7)$$

Bu eşitliğin sağ tarafındaki 1. terim G 'nin uzayda sabit bir noktadaki değişimini temsil eder, 2. terim ise gözlemcinin akışkan ile G 'nin farklı olduğu bir bölgeye hareket ederken G 'deki değişimi temsil eder. Eşitlik (6.7) üç boyut için genelleştirilirse şu form elde edilir,

$$\frac{dG}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) G \quad (6.8)$$

Bu türeve "konvektif türev" denilir.

Akışkan olarak plazma incelendiği için, G bu durumda akışkan hızı $\mathbf{u}$ olarak alınır ve bunu denklem (6.6) için tekrardan yazarsak şu elde edilir,

$$mn \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (6.9)$$

burada $\partial \mathbf{u} / \partial t$ sabitlenmiş bir çerçevedeki zamana bağlı türevdir.

Akışkan denklemi içine plazmadaki termal hareketler katılmak istendiğinde, bir basınç kuvveti denklem (6.9) 'in sağ tarafına eklenmelidir. Bu kuvvet bir akışkan elementinin içindeki ve dışındaki parçacıkların rastgele olarak edinilmiş termal hızları nedeniyle oluşur. Burada Maxwell termal hız dağılımı uygulanır . $p=nKT$ tanımı ve kütle korunum denklemi altında tek boyut için aşağıdaki denklem sağlanmaktadır (Chen, 1988).

$$mn \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.10)$$

Bu denklem ile ortaya konulan basınç-gradyent kuvveti asıl oluşturulmak istenilen akışkan denklemine eklenmelidir. Basınç gradyenti yüksek basınç bölgelerinden düşük basınç bölgelerine doğru etkir ve bu kuvvet yönü sabit basınç eğrileri olan izobarlara diktir.

6.1.2. Magnetohidrodinamik Denklem Seti

Güneş plazması sürekli bir akışkan olarak ele alındığında, süreklilik denkleminde (kütle korunum denklemi) ve ideal gaz kanunlarına uyar. Plazmadaki gaz yoğunluğunu ρ , basıncı p ve akışkan hızını da yeni notasyon olarak $\mathbf{v}$ ile tanımlayalım. Magnetohidrodinamik denklem serisini en genel olarak şu şekildedir,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (6.11)$$

$$p = \frac{k_B}{m} \rho T \quad (6.12)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (6.13)$$

Burada k_B 'nin değeri mks biriminde 1.38×10^{-23} , cgs biriminde 1.38×10^{-16} dir, m ise ortalama parçacık yoğunluğudur.

Denklem (6.13) ile ifade edilen momentum korunum denklemi, adi hidrodinamik akışkan denkleminde farklı olarak elektromanyetik uygulamalar için gerekli olan Lorentz kuvvetini de içerir. Bununla birlikte, bu ekleme önemli sonuçlara sahiptir, çünkü akışkan hareketlerini tasfir eden $\mathbf{v}$ 'yi manyetik alana bağlar. Denklem (6.13)'de $\mathbf{j}$ akım yoğunluğu ve $\mathbf{B}$ manyetik (indüksiyon) alanıdır, $\mathbf{g}$ gravitasyonel ivmedir ve sabit varsayılır. Bu denklemde ayrıca son terimde ν kinematik hız ile viskoz etkilerinin nasıl temsil edildiği görülmektedir.

Akım yoğunluğu $\mathbf{j}$ ve manyetik alan $\mathbf{B}$ Amperé kanunu ile birbirine bağlıdır.

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (6.14)$$

Denklem (6.14) 'ün yazılımında her zamanki (denklem 6.4) elektromanyetik deplasman akımı ihmal edilmiştir, burada bu akımın $\nabla \times \mathbf{B}$ 'den daha küçük olduğu varsayılmıştır; böylece elektromagnetik dalgalar Magnetohidrodinamik içine alınmamış olurlar. Denklem (6.14) , manyetik alanın $\mathbf{B}$ 'nin monopol içermemesi ile bütünlenir (Denklem 6.3)).

Faradayın indüksiyon kanunu (denklem (6.2)) ise manyetik alan ile elektrik alan arasındaki ilişkiyi verir. Böylece sistemin elektromanyetik kısmı, $\mathbf{j}$ ile $\mathbf{E}$ arasındaki ilişki de tanımlandığında tamamlanmış olur. Bu ilişki ise Ohm kanunu aracılığı ile yapılır. Hareket eden bir iletken için,

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \text{dir.} \quad (6.15)$$

Burada σ gazın elektriksel iletkenliğidir. Ohm kanununun bu formu basitleştirilmiş durumudur, ancak bu birçok amaç için yeterlidir.

Sistemin denklem setinin tamamlanması için bir ilişkiye daha gereksinim vardır. Bu basınç ile yoğunluk arasındaki ilişkiyi sağlayan termodinamik durum denklemidir,

$$p = C \rho^\gamma \quad (6.16)$$

burada C bir sabittir, γ ise adyabatik indekstir. Eğer sistemin serbestlik derecesi N ise indeks şu şekilde verilir,

$$\gamma = (2 + N) / N$$

Durum denkleminin geçerli olabilmesi için ısı akışı ihmal edilebilir olmalıdır; bu termal iletkenliğin düşük olması demektir. Bu durum manyetik alana dik doğrultularda, alana paralel olan doğrultulara göre daha doğrudur.

Böylece (6.11) 'den (6.16) 'ye kadar olan denklem sistemi, akışkan olarak ele aldığımız plazmanın denge durumunu tarif etmek için kullanılan MHD denklemlerini temsil eder.

6.2. Manyetik Alanın Mekanik Etkisi

$\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 'nin momentum denklemindeki açık ifadesini denklem (6.14) ve üçlü vektör çarpımı için uygun eşitlikleri kullanarak elde edebiliriz; $\mathbf{j} = (\nabla \times \mathbf{B}) / \mu_o$ olduğu dikkate alınırsa,

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu_o = -\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_o} \right) + \frac{1}{\mu_o} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (6.17)$$

Burada $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 'nin momentum denklemine etkisi iki katkı terimi olarak görülmektedir. Denklemin sağ tarafında görülen bu iki terim önemli fiziksel anlama sahiptir. İlk terim doğrudan gaz basınç gradyenti ile mukayese edilebilir. Böylece, bir manyetik alanın bir etkisi, gaza ek olarak bir manyetik basınç kuvveti p_m 'i vermesidir ($p_m = B^2/2\mu_o$). Bu durum gaz basıncını arttırıcı bir etki yapar. Bu kuvvet B^2 'nin konumla değişmesi durumunda ortaya çıkar ve kuvvetin yönü yüksek manyetik basınçtan düşük manyetik basınç bölgelerine doğrudur. Birleşmiş basınç terimleri sonuç olarak şu şekilde yazılabilir,

$$p_T = p + p_m = p + \frac{B^2}{2\mu_o} \quad (6.18)$$

Burada p_T toplam (gaz + manyetik) basınçtır. Manyetik basınç p_m gaz yoğunluğu ρ ile ilgili değildir, fakat bununla birlikte manyetik alanlar mekanik basınç uygulayarak akışkan hareketleri ile etkileşim halindedirler. Manyetik basınç izotropik olarak etkileşime girer, yani tüm yönlerdeki etkisi aynıdır.

Denklem (6.17) 'nin sağ tarafındaki 2. terim gerilme kuvvetleri ile ilgilidir. Bu terim ile birim alanda B^2/μ_o şiddetinde, manyetik alana paralel bir manyetik gerilme ortaya çıkarır. Manyetik alan çizgileri elastik bir tel gibi eğildiklerinde, bu gerilmenin etkisi

ile kuvvet oluşur. Manyetik alan boyunca birim vektör $\hat{s}$ olarak alınırsa, $\mathbf{B} = B\hat{s}$ için gerilme terimi $(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}/\mu_o$ tekrar yazılabilir,

$$\frac{B}{\mu_o} \frac{d}{ds}(B\hat{s}) = \frac{B^2}{\mu_o} \frac{d\hat{s}}{ds} + \frac{B}{\mu_o} \frac{dB}{ds} \hat{s} = \frac{B^2}{\mu_o} \hat{n} + \frac{d}{ds} \left(\frac{B^2}{2\mu_o} \right) \hat{s} \quad (6.19)$$

Burada $\hat{n}$ normal vektör ve $\hat{n}$ de eğrilik yarıçapıdır. Eşitliğin sağındaki ikinci terim, $\mathbf{B}$ 'ye paralel olan $-\nabla(B^2/2\mu_o)$ terimi ile birbirini götürür; bu durum $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ nin $\mathbf{B}$ 'ye dik olması gerekliliğinin bir sonucudur. Bununla birlikte sağdaki birinci terim manyetik gerilme terimidir ve eğrilik yarıçapı ne kadar küçükse o derecede büyük gerilme kuvvetini ortaya çıkarır.

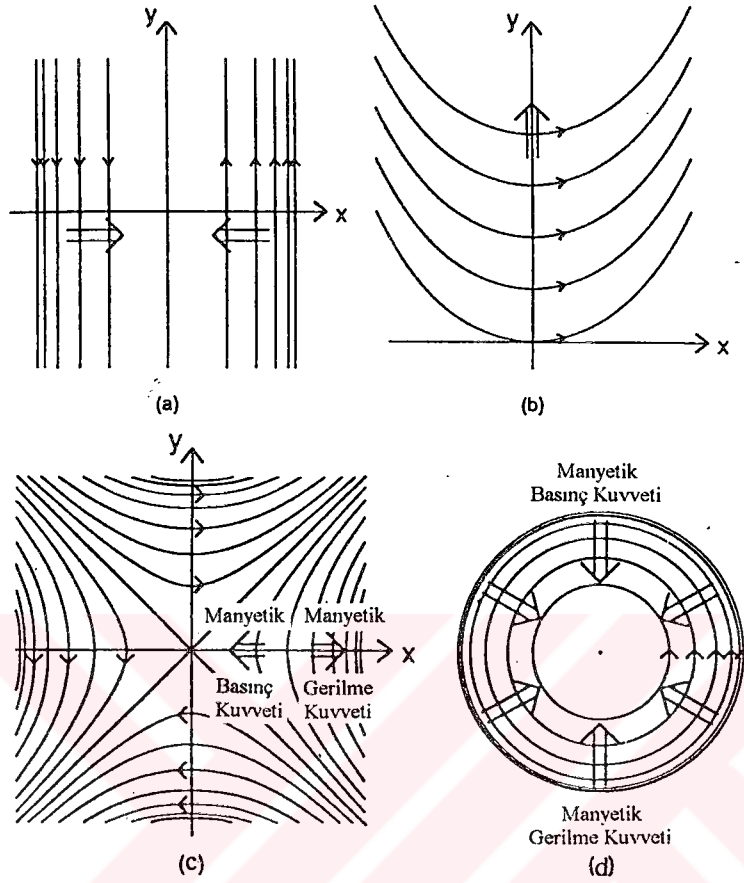
Sonuç olarak Manyetik kuvvet iki önemli ayrı etkiye sahiptir: Manyetik basınç plazmayı sıkıştırmaya çalışır ve eğer manyetik alan şiddeti konumla değişiyorsa net bir kuvvet uygular; Manyetik gerilme, manyetik alan çizgilerinin kendilerini elastik bantlar gibi kısaltma eğilimindedir ve eğer alan çizgileri eğri ise net bir kuvvet verir. Şekil 6.1 de çeşitli alanlar sonucunda meydana gelen manyetik kuvvetler gösterilmiştir.

Bu noktada bir manyetik alan vasıtasıyla oluşan manyetik basınç p_m ile çevresel gaz basıncının oranı tanımlanabilir. Bu oran plazma β 'sı olarak adlandırılır ve şu şekilde verilir,

$$\beta = \frac{p}{p_m} = \frac{\text{gaz basıncı}}{\text{manyetik basınç}} = \frac{p}{B^2 / 2\mu_o} \quad (6.20)$$

Bu değer, manyetik etkilerin azlığı (büyük β) veya çokluğu (küçük β) hakkında bilgi verir. β 'nın değeri güneş üzerinde bölgeden bölgeye farklılıklar gösterir. Örnek olarak, fotosferde bulunan yoğun akı tüplerinde $\beta = 1.5\text{kG}$ dur. Bu değer mks biriminde $(0.15)^2/(8\pi \times 10^{-7})$ newton/m² lik bir manyetik basınç verir. cgs biriminde bu değer basit olarak $B/8\pi$ dyne . cm⁻² (B birimi Gauss) şeklinde bulunabilir. Bu formüle göre bakıldığında 1.5kG 'luk bir alan 9×10^4 dyne cm⁻² 'lik bir manyetik basınç verir. Böylece yoğun akı tüpündeki plazma betası birim mertebededir. Diğer bir

anlamda t p ne tamamen gevşek ($\beta \gg 1$), ne de rijittir ($\beta \ll 1$), fakat gaz basıncı ile kaba bir denge vardır.



Şekil 6.1: Çeşitli alanlar tipleri için manyetik kuvvetler; (a) $\mathbf{B} = x \hat{y}$, (b) $\mathbf{B} = \hat{x} + x \hat{y}$, (c) $\mathbf{B} = y \hat{x} + x \hat{y}$, (d) $\mathbf{B} = r \hat{\theta}$. PRIEST, KIRK, MELROSE, (1994).

Bir yoğun akı tüpü veya güneş lekesinin dışındaki manyetik alan oldukça zayıftır (bir kaç Gauss) ve bu yüzden β oldukça büyüktür. Sonuç olarak manyetik alan gaz basıncındaki değişimlerin etkisindedir ve bu yüzden hidrodinamik olaylar vasıtasıyla harekete geçirilirler.  rnek olarak $B = 10\text{G}$ olan bir koronal delikte manyetik basıncı 4 dyne cm^{-2} mertebesinde ve bu değer koronal ortalama gaz basıncı olan $0.1\text{-}10 \text{ dyne cm}^{-2}$ değeri ile kar ıla tırılabilir.

BÖLÜM 7. GÜNEŞ KORONASINDAKİ MANYETİK ALAN YAPILARI

Güneş magnetik alanı hakkında doğrudan edinilen bilgiler geniş ölçüde güneşin en görünebilir katmanlarının gözleminden ortaya çıkar. Fotosferdeki alanın "line-of-side" bileşeni rutin olarak ölçülür. Fotosferdeki alan vektörü gözlenebilir ve kromosferin bazı bölümlerinde de rutin bir iş olmamasına rağmen gözlenebilir. Buna karşın koronal manyetik alanın gözlenmesi oldukça zordur ve bu bölgede çok az ölçüm yürütülebilir. Bu yüzden güneş atmosferindeki manyetik alanın genel olarak görünüşü yalnızca fotosferden güvenli bir biçimde elde edilen gözlemlere dayanır.

Korona bölgesinde, güneş çapı ile karşılaştırıldığında fazla büyük olmayan ve özellikle manyetik akısının büyük bölümünü diğer bölgeler ile değiştirmeyen; yani manyetik olarak iyi bir şekilde izole edilmiş bir bölge düşünelim. Aynı zamanda fotosferik bölgeye dayalı manyetik alanın üç bileşeninin değerlerinin bir "vektör magnetograf" tarafından ölçülebildiğini varsayalım. Böyle bir durumda doğal olarak şu problem ortaya çıkar: Manyetik alanı, aşağı sınır bölgesi üzerinden elde edilmiş bilgileri kullanarak, seçilmiş olan tüm bölge üzerindeki değerlerini oluşturmak (J. J. Aly, 1989).

Koronada ve geçiş bölgesindeki manyetik alanların dolaylı olarak ortaya konulmasında iki yol izlenir. Birincisinde, görünür yapıların manyetik alan çizgilerinin şeklini ortaya koyduğu varsayılır ve böylece bir manyetik geometriyi açıklamak için kullanılır. Bu varsayımda, manyetik alanın beklenen etkileri, difüzyon ve ısı iletiminin yasaklandığı bir durum için kabul edilebilir. İkincisinde, gözlenmiş olan fotosferik alan (daha çok radyal veya line-of-side bileşeni), teorik modellemelerde geçiş bölgesini hesaplamak için bir sınır koşulu olarak ele alınır ve koronal manyetik alanlar mevcut gözlemlerin bir uzantısı olarak kullanılır. İlke olarak, ortaya konulan teorik modeller, o bölgedeki işlemekte olan, fiziksel olarak baskın işlemleri içeriyorsa güneş atmosferinin dış katmanlarındaki manyetik alanı üzerinde çalışmanın bir anlamı

olmaktadır. Pratikte, böyle modeller oldukça basitleştirici varsayımlar üzerine temellenmiştir.

Bu durum, koronal manyetik yapıların çok yavaş değişen fotosferik manyetik alanlar ile birlikte düşünülmesi şeklinde kendini gösterebilir. Böylesi yapılar , prensipte zamandan bağımsız magnetohidrodinamik denklemleri ile tanımlanabilirler. Gözlemler güneş atmosferinde büyük ölçekte, uzun süreli, durağan bir çok yapı gösterir. Korona plazması mükemmel bir iletken ve koronal akımların etkisi altındadır. Bunlar plazma ile Lorentz kuvveti yoluyla etki ederler ve korona halkalarını, prominansları ve güneş lekelerini yaratırlar. Magnetohidrodinamiğin amaçlarından biri bu yapıların modelini oluşturmak ve gelişimlerini belirlemektir. Pratikte bu denklemler yalnızca birkaç basit durum için elde edilirler ve genel olarak nümerik integrasyon ile bu çözüm yapılır.

Basitleştirici varsayım olarak plazma akışının olmadığı magnetostatik denge durumları, ve iki boyutlu manyetik yapılar için daha fazla çözüme yol açmıştır (Zweibel, Hundhausen, 1982; Bogdan 1986). Bununla birlikte koronanın üç boyutlu olarak geniş ölçekli yapısının teorik olarak ortaya konulması gözlemsel verilere daha çok yaklaşılmasını sağlamaktadır (Low 1985; Bogdan, Low, 1986). Bu varsayımın dışında daha basitleştirici varsayımlar da yapılmıştır. Bunlar şunlardır ; ilgilenilen bölgedeki elektrik akımlarının yokluğu varsayımı (potansiyel alan yaklaşımı ; Adams ve Pneuman, 1976), akımların her yerde manyetik alan çizgilerine paralel varsayılması (force-free yaklaşımı ; Nakagawa ve Radau, 1972; Low, 1977, Klimchuk, 1989). Bu varsayımların doğrulanması, güneş atmosferinin dış katmanlarındaki plazma enerji yoğunluğunun üstünde olan manyetik enerji yoğunluğuna dayanmaktadır (Nakagawa ve Radau, 1972). Bu varsayımlar altında düşünebilen geometrik yapı çözümleri elde edilebilir. Güneş koronasındaki manyetik alan yapılarının dengesi ve kararlılığının incelenmesi ise ayrı bir önem taşımaktadır. Koronada aktif bölgeler üzerindeki manyetik halkalar veya arkadlar, bazı tedirgemelere karşı kararsız duruma geçerler ve güneş alevleri ortaya çıkar. Böylesi bir sistemin kararsızlıklara karşı davranışının belirlenmesi için ilk önce, bu olayların meydana geldiği manyetik alan yapıları oluşturulmalıdır.

Bu bölümde izotermal bir atmosferdeki iki boyutlu yapıların magnetostatik dengesi incelenmektedir. Güneş atmosferindeki halka benzeri yapılara bu dengenin bir formülasyonu uygulanarak, kartezyen koordinatlardaki analitik çözümler, manyetik halkalar içindeki homojen olmayan plazma dağılımının etkilerini göstermek için kullanılmaktadır. Analiz sonucunda elde edilen yapılar, güneşin dış katmanlarındaki manyetik alan, basınç ve gravitasyonel etkileşimlerin anlaşılmasını ve bunlara ek olarak denge durumundaki yapıların kararlılığının incelenmesini sağlar.

Manyetik alan konfigürasyonlarındaki kararsızlıkları ve dengesizlikleri çalışmak için, ilk önce bu manyetik alan yapılarının teorik olarak ortaya konması gereklidir. Ancak daha sonra kararlılık koşulları elde edilebilir ve sistemin belli kriterler karşısındaki kararsız davranışları ortaya çıkarılabilir.

Basitleştirici bir kabul olarak güneş atmosferindeki manyetik yapılar kartezyen koordinatta iki boyutlu bir incelemeye tabi tutulmaktadırlar. Çözüm bölgesi üzerinde sabit akımlar, dolayısıyla sabit manyetik alan yapıları ele alınarak problemde magnetostatik bir yaklaşım içine girilmektedir. İki-boyutlu magnetostatik denge, gravitasyon kuvveti de içine alınarak, ideal kararlılık için incelenmektedir; yani yırtılma modları gibi dirençli etkiler, ve viskozite gibi etkilerin olmadığı ideal kararlılık durumu ele alınmaktadır. Ana teoriyi, sistemin uygulanan plazma basıncı ile orijinal kararlı konfigürasyondan ayrılması için gerekli kararsızlık kriterlerinin bulunması oluşturmaktadır.

7.1. Magnetostatik Denge Formülasyonu

Atmosferin aşağı tabakası bir düzlem olarak varsayılmaktadır. Gravitasyonel kuvvet aşağı yönlü ve bir kartezyen koordinat sistemi üzerinde y eksenini yukarıya işaret etmektedir. İlgili sistemlerde manyetik alan şu formda olacaktır,

$$\mathbf{B} = \hat{x} B_x(x, y) + \hat{y} B_y(x, y)$$

Bu ifade manyetik alan çizgilerinin paralel düzlemler üzerinde olduğunu ve bu düzlemlerin z 'den bağımsız, tabana dik düzlemler olduğunu söyler. Bu durumda elektrik akım yoğunluğu $\mathbf{j}$, z - doğrultusunu gösterir. $\mathbf{j}$, x ve y 'nin bir fonksiyonudur.

Bu noktada bir vektör potansiyel olan $\mathbf{A}$ 'yı tanımlamak uygun olur. $\mathbf{A}$, x ve y 'nin bir fonksiyonu olarak ele alınır; $\mathbf{A} = \hat{z} A(x,y)$. Vektör potansiyel cinsinden $\mathbf{B}$ ve $\mathbf{j}$ 'yi yazarsak,

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = -\hat{z} \times \nabla A \quad (7.1)$$

$$\hat{z} j = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} = -\frac{c}{4\pi} \hat{z} \nabla^2 A \quad (7.2)$$

Burada cgs (Gaussian) birimi kullanılmıştır ($\mathbf{B} \rightarrow \frac{\mathbf{B}}{c}$, $\mathbf{A} \rightarrow \frac{\mathbf{A}}{c}$, $\mu_o \rightarrow \frac{4\pi}{c^2}$) dönüşümleri ile mks (veya SI) biriminden cgs (Gaussian) birimine geçiş yapılabilir.

Denklem (7.1) $\mathbf{B} \cdot \nabla A = 0$ olduğunu ima eder; yani $A(x,y)$ skalar fonksiyonu manyetik alan çizgileri üzerinde sabittir.

Böyle bir manyetik alan içindeki bir plazmanın statik dengesini düşünelim. Denklem (6.11) magnetostatik durumlar için indirgenirse, basınç, gravitasyonel ve manyetik kuvvetler şu denge koşulu ile verilir,

$$-\nabla P - \hat{y} \rho g + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} = 0 \quad (7.3)$$

Burada P plazma basıncı, ρ kütle yoğunluğudur, g gravitasyonel çekim ivmesidir ve sabit olarak alınmaktadır. Ayrıca sıcaklığın her yerde sabit olduğunu varsayılmıştır; öyleki izotermal ses hızı $\alpha^2 \equiv P/\rho$ bir sabittir. Bu varsayımlar ile kuvvet denklemi şu hale gelir,

$$-\nabla P - \frac{\hat{y}Pg}{a^2} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} = 0 \quad (7.4)$$

Basıncı şu şekilde ele alalım,

$$P(x,y)=Q(x,y) e^{-(gy/a^2)} \quad (7.5)$$

veya yeni bir fonksiyon olan $Q(x,y)$ 'nin ve yükseklikle değişen basit bir hidrostatik varyasyonun çarpımı olarak alalım. Bunu denklem (7.4)'e yerleştirirsek,

$$-e^{-(gy/a^2)} \nabla Q + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} = 0 \quad (7.6)$$

veya vektör potansiyel cinsinden,

$$\nabla Q = \frac{j}{c} e^{gy/a^2} \nabla A \quad (7.7)$$

$$= -\frac{j}{c} e^{y/H} \nabla A \quad (7.8)$$

burada $H=a^2/g$, izotermal bir atmosferde basınç (veya yoğunluk) ölçek yüksekliğidir.

Kuvvet dengesi denkleminin yeni formunun fiziksel açıklaması, herhangi bir manyetik alan çizgisi üzerinde $\nabla A=0$ olduğu hatırlanırsa açıkça görülebilir. Dolayısıyla, herhangi bir alan çizgisi üzerinde $\nabla Q=0$ dır ve $Q(x,y)$ skalar fonksiyonu her manyetik alan çizgisi üzerinde sabittir. Bunun anlamı, verilen herhangi bir alan çizgisi üzerinde basınç sabit Q için şu şekilde yazılabilir,

$$P(x,y)=Q e^{-(y/H)} \quad (7.9)$$

ya da diğer anlamda, plazma, bir alan çizgisi boyunca hidrostatik dengededir. Bu sonuç elbette; manyetik kuvvetin B 'ye paralel bileşeni olmaması sonucunda olmaktadır.

Kuvvet dengesini veren denklem (7.8) için ∇A terimi önündeki katsayıyı $S \equiv j e^{y/H}$ şeklinde tanımlayabiliriz. Denklemlerin her iki tarafının da rotasyoneli alınır, ∇S 'in ∇A 'ya paralel olması gereği ortaya çıkar. Sonuç olarak elimizde üç adet skalar fonksiyon mevcuttur ve bunların gradyentleri her yerde paraleldir. Bu fonksiyonlardan herhangi birinin rotasyoneli diğerleri için de aynı olacaktır. Bir ortagonal koordinat sisteminde, s bu eğriler arasındaki dik uzaklığı gösteriyorsa, A, Q, S yalnızca s 'in fonksiyonu olarak yazılabilirler:

$$A=A(s), Q=Q(s), S = \frac{j}{c} e^{y/H} = S(s).$$

Matematiksel olarak bu değişkenlerden herhangi biri diğer cinsinden yazılabilir, ve özel olarak şu tanımlar yapılabilir,

$$Q(x,y)=Q(A(x,y)), \quad (7.10)$$

$$\frac{j}{c} e^{y/H} = \frac{c}{4\pi} f(A(x,y)).$$

Bu son eşitliklerin denklem (7.2) 'de yerine konulması ile vektör potansiyel için şu denkleme ulaşılır,

$$\nabla^2 A = -f(A) e^{-(y/H)}, \quad (7.11)$$

burada kaynak terim (ya da akım terimi) , bağlı değişken A 'nın ve bir bağımsız değişken y 'nin fonksiyonudur.

Özetlenirse, başlangıçtaki gibi iki boyutlu bir geometriye sahip bir manyetik alan ile verilen izotermal bir atmosferin oluşturulması için izlenen bu metotta , akım

yoğunluğu j ve manyetik vektör potansiyel A yalnızca $\hat{z}$ bileşenine sahiptirler, A ve j , x ve y 'nin fonksiyonlarıdır. Denklem (7.2) 'ye ve kuvvet denge şartı denklem (7.3)'e göre, A , $je^{y/H}$, ve $Pe^{y/H}$ nicelikleri manyetik alan çizgileri boyunca sabittirler. Sonuç olarak $je^{y/H}$ ve $Pe^{y/H}$, denklem (7.10) 'daki gibi, A 'nın fonksiyonları olarak yazılabilir. Dolayısıyla, j ve A 'yı Amperé kanunu ile ilişkilendiren denklem (7.11), $A(x,y)$ için çözülebilir ve böylece manyetik alan belirlenmiş olur. Kuvvet denge koşulundan türetilmiş olan denklem (7.8), $je^{y/H}$ ve $Pe^{y/H}$ arasında ilişki kurarak, denge ile var olan basıncı belirler.

$Q(A)$ ve $P(x,y)$ için aşağıdaki şu eşitlikleri yazabiliriz,

$$Q(A) = Q_o + \int_{A'=0}^{A'=A} f(A') dA'$$

$$P(x,y) = e^{-(y/H)} \left(Q_o + \frac{1}{4\pi} \int_{A'=0}^{A'=A} f(A') dA' \right) \quad (7.12)$$

Bu yazılım, A ile belirlenen manyetik alan çizgilerine karşılık gelen plazma basınç dağılımının açık bir ifadesidir.

Denklem (7.11), magnetostatik denge problemini oldukça basitleşmiş gibi görünen, tek bir kısmi diferansiyel indirgenmiş şeklini verse de, problemin çözümü genel olarak lineer değildir ve çözümü de kolay değildir. Burada problemi basitleştirici bir varsayım olarak $f(A) = \alpha^2 A$ şeklinde olduğu varsayılır; burada α^2 bir sabittir. Sonuç olarak denklem (7.11) şu hale gelir,

$$\nabla^2 A = -\alpha^2 A e^{-(y/H)} \quad (7.13)$$

Ayrıca denklem (7.12) $f(A) = \alpha^2 A$ varsayımı ile tekrar yazılabilir,

$$P(x,y) = e^{-(y/H)} \left(Q_o + \frac{\alpha^2}{8\pi} A^2(x,y) \right) \quad (7.14)$$

Bu denklem A 'nın değerleri ile tanımlanan manyetik alan çizgilerine karşılık gelen özel bir plazma basınç dağılımını belirler; burada manyetik alan çizgileri denklem (7.13) tarafından sağlanmalıdır.

Denklem (7.13) ve denklem (7.14), güneş atmosferi için, özel olarak da korona bölgesi için sınır değer problemini oluştururlar. Aşağı sınır olarak alınan fotosfer bölgesindeki koşullar belirlenerek, magnetostatik denge içindeki ,yukarı doğru uzanan atmosfer yapısı oluşturulur. Bu problem hiçbir kuvvetin etki etmediği (force-free) veya potansiyel alanlar ile yapılan çalışmalara benzerlik gösterir. Bu uygulamalarda güneş atmosferindeki manyetik alanın, yüksekliği fazla olmayan katmanlarda bilindiği varsayılır Sonuç olarak manyetik alanın düşey bileşeni aşağıdaki sınırda belirlenir;

$B_y(x,0) \cdot B_y = -\frac{\partial A}{\partial x}$ olduğu için bu $A(x,0)$ 'yı vermekle eşdeğerdir. Force-free veya

potansiyel alan problemlerine ek olarak ayrıca plazma koşulları da belirlenmelidir; örneğin sınırdaki $P(x,0)$ değeri. Bununla birlikte denklem (7.14) P ile A arasındaki, atmosferin tabanındaki istenilen ilişkiyi verir.

$$P(x,y) = Q_0 + \frac{\alpha^2}{8\pi} A^2(x,0)$$

Böylece verilmiş olan $B_y(x,0)$ veya $A(x,0)$ ve bu ilişki vasıtası ile $P(x,0)$ elde edilir. Geriye kalan iki keyfi sabit Q_0 ve α^2 , aşağı sınırdaki basıncın değiştirilmesine ve sınır koşullarında yapılan bu değişikliklere atmosferin nasıl cevap verdiğinin incelenmesine olanak sağlar.

7.2 Analitik zm Ailesi:

Denklem (7.13) 'n çözümleri değişkenlerine ayırma metodu ile bulunabilir. $w=e^{(y/H)}$ bağımsız değişken dönüşümü ile denklem (7.13) şu hale gelir,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{w}{4H^2} \frac{\partial}{\partial w} w \frac{\partial A}{\partial w} + \alpha^2 w^2 A = 0$$

$A(x,y)=W(w) X(x)$ varsayımı sonuçta şu denklemi verir,

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = \frac{w}{4H^2} \frac{1}{W} \frac{d}{dw} \left(w \frac{dW}{dw} \right) - \alpha^2 w^2 = -k^2 \quad (7.15)$$

burada k^2 bir sabittir

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + k^2 X = 0 \quad \text{ve} \quad (7.16)$$

$$w^2 \frac{d^2 W}{dw^2} + w \frac{dW}{dw} + 4H^2 (\alpha^2 w^2 - k^2) W = 0 \quad (7.17)$$

denklemi elde edilir. Bu standart Bessel diferansiyel denklemdir, çözümü ise Bessel fonksiyonlarıdır. Bir nceki denklemlerde, sinüsoidal ve exponansiyel çözümler için k^2 sırasıyla pozitif veya negatiftir.

Problemde daha öncede belirtildiği gibi, magnetostatik denge içindeki atmosfer düzlemsel bir aşağı sınır bölgesinden düşey yönde uzanmaktadır. Bu yüzden problemin çözümünde, yatay (x) yönde periyodik çözümler düşünülmektedir, öyleki k^2 pozitif olarak alınır,

$$X = C \cos kx.$$

Sınır koşullarından biri dikey olarak uzanım büyük değerlere doğru gittikçe, yani $y \rightarrow \infty$ veya $w \rightarrow 0$ $A(x,y)$ 'nin ve sonuç olarak $W(w)$ 'nin sonlu kalmasıdır. Bu koşul Bessel fonksiyonları tarafından sağlanır.

Eğer α^2 pozitifse $W(w) = J_{2kH}(2\alpha Hw)$ (yani birinci tür Bessel fonksiyonları), ve eğer α^2 negatifse $W(w) = I_{2kH}(2|\alpha|Hw)$ (yani modifiye Bessel fonksiyonları) kullanılır. Sonuç olarak magnetostatik denge problemi için çözüm seti elde edilmiş olur,

$$A(x,y)=A_o \cos kx Z_{2kH}(2|\alpha|He^{-(y/2H)}) \quad (7.18)$$

Burada A_o bir sabittir ve Z_{2kH} , α^2 'nin işaretine göre seçilen Bessel fonksiyonlarını temsil etmektedir. Eşitlik (7.14) 'e göre, karşılık gelen basınç fonksiyonu ise aşağıdaki şekildedir,

$$P(x,y) = e^{-(y/H)} \left[Q_o + \frac{\alpha^2}{8\pi} A_o^2 \cos^2 kx Z_{2kH}^2(2|\alpha|He^{-(y/2H)}) \right] .$$

Aşağı sınırdaki manyetik alan bu durumda şu şekilde yazılabilir,

$$B_y(x,0) = -\frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{y=0} = k A_o \sin kx Z_{2kH}(2|\alpha|H) .$$

problemin çözüm aralığı $-L/2 \leq x \leq L/2$ olsun ve manyetik alanın aşağı sınırdaki ($y=0$) $B_y(x,0)=B_o(\pi x/L)$ formuna sahip olduğunu düşünelim; bu, belirtilen sınırlar içerisinde tek bir yatay manyetik alan yapısı ortaya koyar. Denklem (7.13) 'ün çözümü ancak $k=\pi/L$ olduğunda bu durum ile çakışır ve $Z_{2kH}(2|\alpha|H) \neq 0$ olduğu sürece A_o şu şekilde verilebilir,

$$A_o = \frac{B_o}{k Z_{2kH}(2|\alpha|H)} .$$

Böylece $A(x,y)$ ve $P(x,y)$ için sonuçta şu eşitlikler yazılabilir,

$$A(x,y) = \frac{B_o L}{\pi} \cos \frac{\pi x}{L} \frac{Z_{2kH}(2|\alpha|He^{-(y/2H)})}{Z_{2kH}(2|\alpha|H)} \quad (7.19)$$

$$P(x,y) = e^{-(y/H)} \left[Q_o + \frac{\alpha^2 L^2}{\pi^2} \frac{B_o^2}{8\pi} \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{Z_{2kH}^2(2|\alpha|He^{-(y/2H)})}{Z_{2kH}^2(2|\alpha|H)} \right]$$

$$= e^{-(y/H)} \left[P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) + \left(\frac{\alpha^2}{k^2}\right) \frac{B_o^2}{8\pi} \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H e^{-(y/2H)})}{Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H)} \right] \quad (7.20)$$

Denklem (7.19) ve (7.20) x yönünde periyodik oldukları için, denklemlerin çözüm aralığı $-L/2 < x < L/2$ olarak alınır. Bu sınırın uçlarında $\partial P / \partial x = 0$ ve $jB_y = 0$ dır, bu yüzden bu uç noktalarda yatay kuvvet yoktur. Atmosfer için verilen bir gravitasyonel ölçek yüksekliği, tabanındaki alan yapısını tasvir için verilen bir uzunluk ölçeği L , ve alan şiddeti B_o dışında alan yapısını belirleyici faktör olarak geriye sadece $P(\pm(L/2), 0)$ ve α kalır. Sonuç olarak bu sınır değer probleminin çözüm ailesi bu iki parametre ile belirlenebilir. Genel olarak $2kH$ tamsayı olmak zorunda değildir, ancak bu çalışmada tamsayı olarak alınmaktadır.

Çözümlerin fiziksel anlamlarının daha iyi anlaşılması için taban basıncı $P(\pm(L/2), 0)$ sabit tutulmalı ve α 'nın değişiminin etkileri araştırılmalıdır. Bu yüzden taban basıncı örnek olarak $P(\pm(L/2), 0) = B_o^2/8\pi$ alınabilir. Bu durumda manyetik alanın maksimum değer aldığı bölgelerde plazma ve manyetik alan yoğunlukları eşit alınmış olur. Böylece $P(x, y)$ şu şekilde yazılabilir,

$$P(x, y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) e^{-(y/H)} \left[1 + \left(\frac{\alpha^2}{k^2}\right) \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H e^{-(y/2H)})}{Z_{2kH}^2 (2|\alpha| H)} \right] \quad (7.21)$$

özel olarak $y=0$ daki basınç şu hale gelir,

$$P(x, 0) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) \left[1 + \left(\frac{\alpha^2}{k^2}\right) \cos^2 \frac{\pi x}{L} \right] \quad (7.22)$$

Geriye kalan α parametresi aşağı sınırdaki basınç değişimlerini belirler. Bu değer daha evvel belirtilen $P(\pm(L/2), 0)$ değeri ile bağlantılıdır. Tabandaki basınç $P(x, 0)$, en düşük $P(\pm(L/2), 0)$ değerinden başlar ve dikey alan vektörünün işaret değiştirdiği $x=0$ konumunda $1+(\alpha/k)^2 \times P(\pm(L/2), 0)$ maksimum değerini alarak değişim

gösterir. α değerinde değişiklik yapılması, atmosferin tabanındaki basınç genliğinin değiştirilmesi anlamına gelir.

Manyetik alan formlarındaki değişim $\alpha = 0$, $\alpha^2 > 0$, $\alpha^2 < 0$ olduğu durumlar için ele alınabilir.

7.2.1. $\alpha=0$ durumu

Bu, tüm elektrik akımlarının sıfır olduğu bir durumu ($\alpha = 0$) tasvir eder, ve problemi, verilen manyetik sınır koşulları ile birlikte potansiyel alan problemine düşürür. $\alpha = 0$ ve k^2 'nin pozitif olması durumunda denklem (7.17)'nin çözümleri $\exp(\pm ky)$ formundadır; $y \rightarrow \infty$ durumunda sonlu bir çözüm aranıldığından, vektör potansiyel için sonuçta şu sonuca ulaşılır,

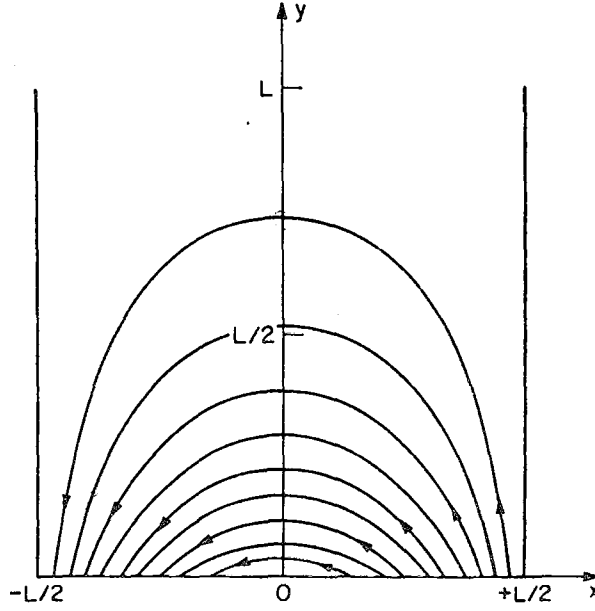
$$A(x,y) = A_0 e^{-ky} \cos kx \quad (7.23)$$

$$= \frac{B_0 L}{\pi} e^{(\pi y/L)} \cos \frac{\pi x}{L}$$

Basınç ise aşağıdaki gibidir,

$$P(x,y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) e^{-(y/H)} \quad (7.24)$$

Şekil (7.1), bu çözüm için oluşan manyetik alan çizgilerini (sabit $A(x,y)$ çizgileri) göstermektedir. Bunlar kapalı manyetik alan yapılarını sergilerler ve manyetik alan $y=0$ taban bölgesinde iki kutuplu formdadır. Akımların yokluğu kuvvet denklemini, basınç gradiyent ve gravitasyon kuvvetleri dengesine indirger. Manyetik alanlardan yoksun olan izotermal atmosferlerde olduğu gibi, basınç, yükseklikle eksponansiyel olarak azalır.



Şekil 7.1: $\alpha = 0$ durumu için kartezyen koordinatta manyetik alan çizgilerinin potansiyel alan formu.

7.2.2. $\alpha^2 > 0$ durumu

Bu durum için vektör potansiyel ve basınç fonksiyonları aşağıdaki gibidir,

$$A(x, y) = \frac{B_0 L}{\pi} \cos \frac{\pi x}{L} \frac{J_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})}{J_{2kH}(2\alpha H)} \quad (7.25)$$

$$P(x, y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) e^{-(y/H)} \left[1 + \left(\frac{\alpha^2}{k^2} \right) \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{J_{2kH}^2(2\alpha H e^{-(y/2H)})}{J_{2kH}^2(2\alpha H)} \right] \quad (7.26)$$

Manyetik alan bileşenleri bu konfigürasyon için şu şekildedir,

$$B_x(x, y) = \frac{\partial A}{\partial y} = -\frac{\alpha L}{\pi} B_0 \cos \frac{\pi x}{L} e^{-(y/2H)} \frac{J'_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})}{J_{2kH}(2\alpha H)},$$

$$B_y(x, y) = -\frac{\partial A}{\partial x} = B_0 \sin \frac{\pi x}{L} \frac{J_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})}{J_{2kH}(2\alpha H)}$$

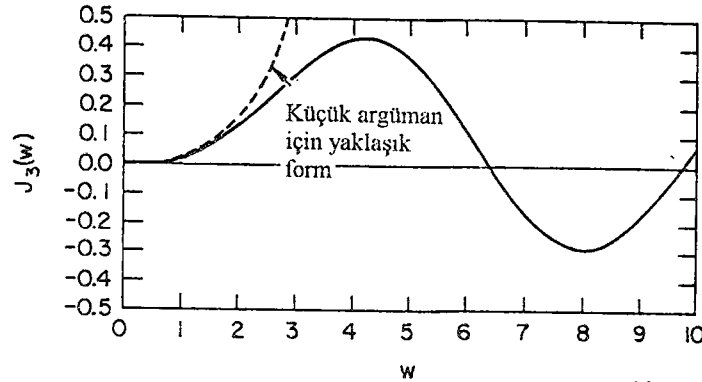
burada $J'_{2kH}(w) = (d/dw)J_{2kH}(w)$ şeklinde tanımlanmaktadır. Yeterince küçük argümanlar için Bessel fonksiyonları yaklaşık olarak,

$$J_p(w) \approx \frac{1}{\rho!} \left(\frac{w}{2} \right)^\rho \quad \text{veya}$$

$$J_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)}) \approx \frac{1}{(2kH)!} (\alpha H)^{2kH} e^{-ky}$$

şeklinde yazılabilir. Sonuç olarak, $y \rightarrow \infty$ veya $w \rightarrow 0$ durumunda bu sonuçlar daima denklem (7.23) ile belirlenen potansiyel alan çözümüne yaklaşacaktır.

Özel bir örnek olarak, $2kH=3$ veya $H/L=3/2\pi$ durumu ele alınabilir. Bu durumda gravitasyonel ölçek yüksekliği, yatay manyetik alan uzaysal ölçeğinin yarısı kadar alınmış olur. Diğer örnek gruplarında bu değer sabit kalmaktadır. Şekil 7.2. de $0 \leq w \leq 10$ aralığı için $J_3(w)$ ve küçük argümanlar için $J_3(w) \approx (1/3!)(w/2)^3 = w^3/48$ grafikleri gösterilmektedir. Atmosferde yükseklik artışı ile $y=0$ dan $y=\infty$ 'a giderken, $y=0$ 'da $w=2\alpha H$ 'den başlayarak sıfıra doğru gider. Bu yüzden manyetik alan yapısındaki sınıflandırma tabandaki w değeri olan $2\alpha H$ ile yapılabilir.



Şekil 7.2.: $0 < w < 10$ aralığındaki Bessel fonksiyonu $J_3(w)$. Kesikli çizgiler $w > 3$ için yaklaşımı göstermektedir.

İlk örnek olarak $2\alpha H=3$ alınabilir. Şekil 7.3a 'da bu çözümün manyetik alan çizgileri görülmektedir. Atmosferin tabanında manyetik alanın dikey bileşeni

$B_y(x,0)=B_0\sin(\pi x/L)$ şeklindedir ve bu manyetik alan çizgileri yukarı doğru genişleyerek kapalı manyetik alan halkalarını oluşturmaktadır. Aşağı sınırdaki taban basıncı α ($\alpha=k=\pi/L$) değerine göre şu şekilde yazılabilir,

$$P(x,0) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) \left(1 + \cos^2 \frac{\pi x}{L}\right).$$

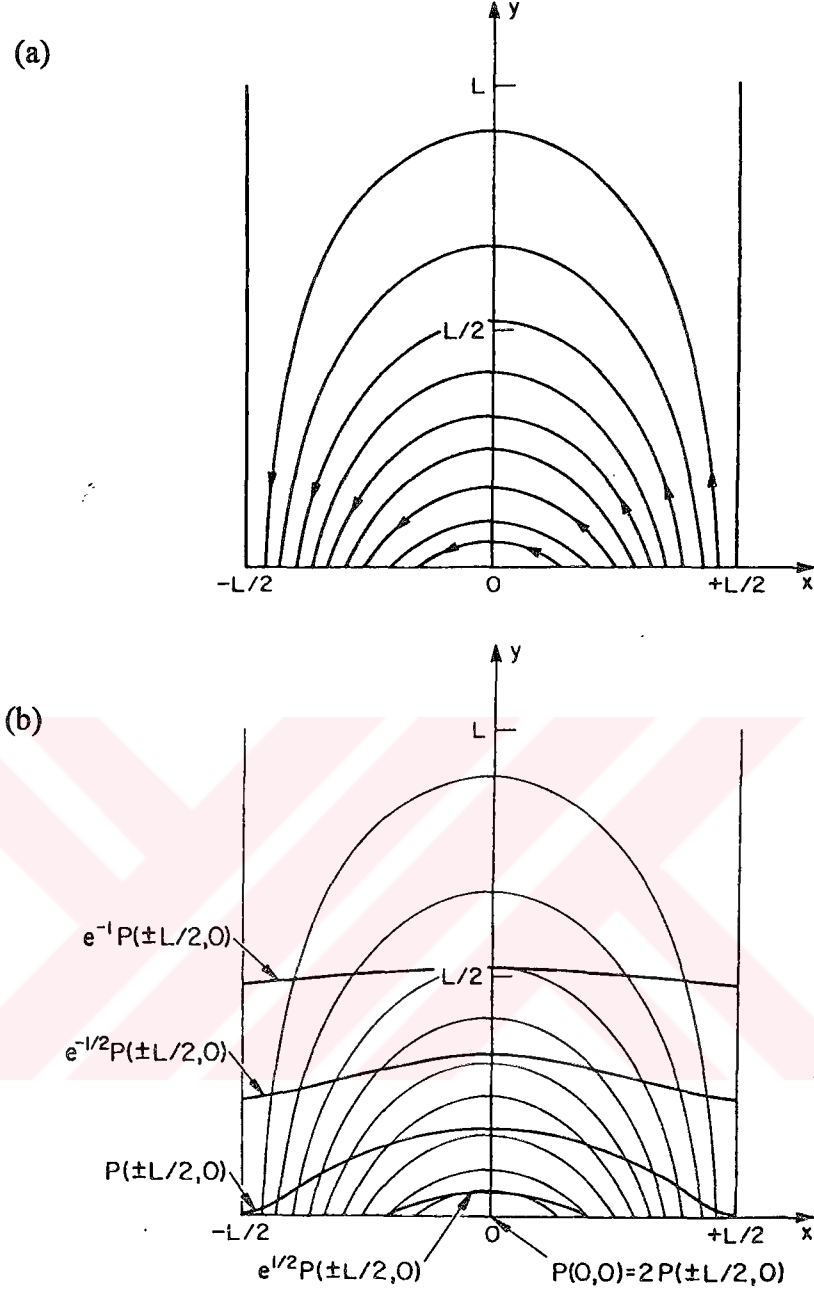
Kapalı manyetik alanın merkezindeki basınç ($x=0$) uçlarından ($x = \pm(L/2)$) iki kat daha fazladır. Şekil 7.3b 'de basınç konturları görülmektedir. Bunlar ayrıca izotermal atmosfer varsayımı doğrultusunda yoğunluk konturlarına da denk düşmektedir.

Bu şekil ile potansiyel alanları gösteren şekil 7.1 karşılaştırılırsa, alan çizgilerinin biraz dışa doğru açılmış olduğu görülür. Bunun nedeni kapalı halka benzeri yapının merkezindeki basıncın artmasıdır. Potansiyel alan konfigürasyonundan ayrılma ile birlikte sıfır olmayan akımlar (veya $\nabla \times \mathbf{B}$) ortaya çıkar.

Bu örnekte, $2\alpha H=3$ olan bir durum incelenilmiştir. Eğer $w_{\max,1}$ Bessel fonksiyonunun ($J_{2kH}(w)$) ilk maksimumu olarak alınırsa, bu örnek, $2\alpha H < w_{\max,1}$ durumlardaki elde edilen çözümlerin genel karakteristiklerini ortaya koyar. Daha evvel kabul edilen $2kH=3$ seçimi için, bu birinci maksimum değer, şekil 7.2'den de görüleceği üzere $w_{\max,1}=4.20119$ olmaktadır. Böylece, $2\alpha H < w_{\max,1}$ durumları için genel karakteristikler şöyledir,

i) $J_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})$ her zaman pozitifdir; öyleki $B_y(x,y)$, $B_0\sin(\pi x/L)$ 'ın işaretini taşır.

ii) $J'_{2kH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})$ her zaman pozitifdir; öyleki $B_x(x,y)$, $-B_0\sin(\pi x/L)$ 'ın işaretini taşır.

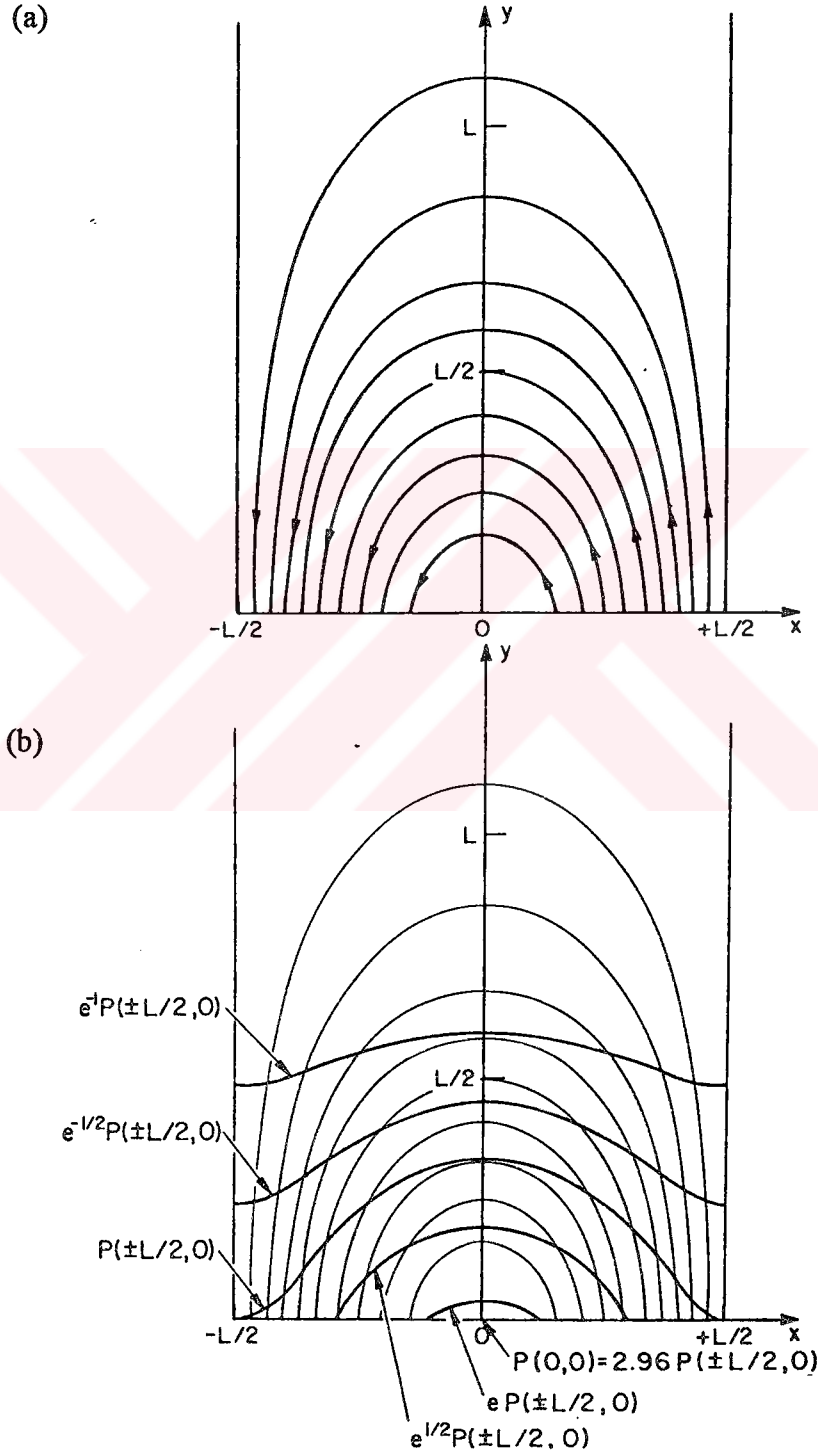


Şekil 7.3 (a): $2kH=3$ ve $2\alpha H=3$ için manyetik alan çizgileri, (b): sabit basınç konturları (kalın çizgili) ZWEIBEL, HUNDHAUSEN (1982).

Diğer bir örnek olarak yine $2kH=3$ için $2\alpha H=w_{\max,1}=4.20119$ durumu Şekil 7.4a 'da görülmektedir. Burada kapalı manyetik alanlar, dışa doğru tam bir dikey alandan başlayarak genişlerler; Bu dikey alan tabanda $B_y(x,0)=B_0 \sin(\pi x/L)$ tanımlanabilir. Alan diktir, çünkü $w=w_{\max,1}$ için $J'(w)=0$ dır. Taban basıncı ise şu şekildedir,

$$P(x,0) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) \left(1 + 1.9611 \cos^2 \frac{\pi x}{L}\right)$$

Şekil 7.4b 'de bu basınç değişimleri görülebilir. Bu örnekte, $\alpha=0$ başlanıp, $\alpha>0$ olacak şekilde bu değer büyütüldüğünde görülmektedirki, manyetik alan yapısı dışa doğru bir şişme göstermekte ve taban basıncı artmaktadır, aynı zamanda bu örnekteki değere gelindiğinde $y=0$ da manyetik alan çizgilerinin eğimi tam olarak dikleşmektedir.



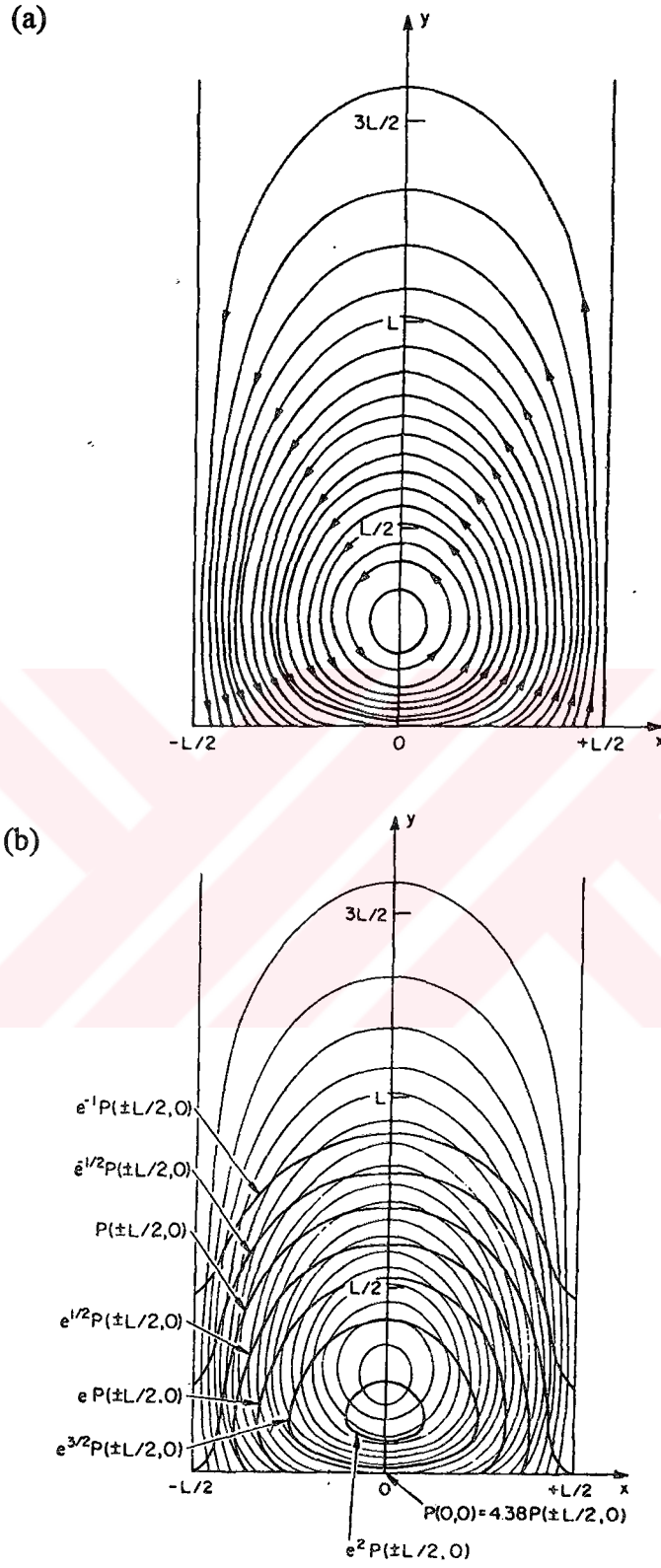
Şekil 7.4 (a): $2kH=3$ ve $2\alpha H=420119$ için manyetik alan çizgileri, (b): sabit basınç konturları (kalın çizgili) ZWEIBEL, HUNDHAUSEN (1982).

α 'nın daha büyük değerleri için devam edilirse, $2\alpha H=5.5$ için manyetik alan yapısı şekil 7.5a 'da görülebilir. Bu örnekte manyetik alan çizgileri atmosferin tabanında eğilmeye başlamaktadır. $J'_{2KH}(2\alpha H e^{-(y/2H)})=0$ olduğu bazı sonlu yüksekliklerde bu çizgiler dikey hale gelmekte ve daha yüksek kısımlarda içeri doğru yönelerek kapalı alan çizgilerini oluşturmaktadırlar. Bu durum için basınç şu şekilde verilmektedir,

$$P(x,y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) e^{-(y/H)} \left[1 + 3.389 \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{J_3^2(5.52 e^{-(y/2H)})}{J_3^2(5.52)} \right]$$

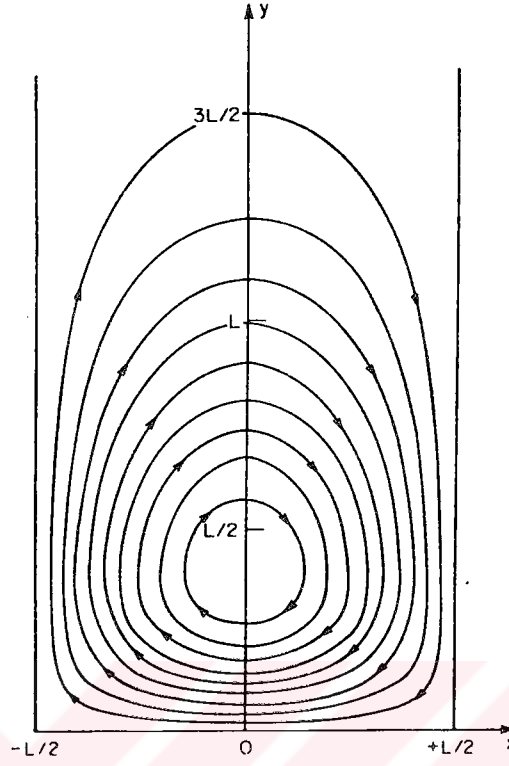
Bu basınç fonksiyonunun kontur haritası şekil 7.5b 'de görülmektedir. Bu şekildeki basınç özellikleri daha evvelki basınç oluşumlarından (Şekil 7.3b, 7.4b) farklılık göstermektedir; kapalı halka yapısının merkezinde $x=0$ civarında, atmosferin aşağı tabakalarında basınç ilk önce yükseklikle artmakta ve daha sonra yükseklikle beraber azalarak daha yüksek kısımlarda yatay bir hale gelmektedir. Bunun fiziksel nedeni manyetik alan çizgilerinin taban bölgesindeki eğimli oluşumlarıdır. $y=0$ civarındaki manyetik alanın bu şekildeki yönelimi, manyetik alan kuvvetinin dikey bileşeni yukarı yönlüdür ve gravitasyon kuvvetine ters yöndedir. Manyetik alan çizgilerinin dikey olduğu yerlerde ($x = \pm L/2$) yalnızca hidrostatik denge mevcuttur. Bu durumda basınç, dikey yöndeki kuvvet dengesi sonucunda merkeze yakın bölgelerde, $x = \pm L/2$ bölgelerine nazaran dışa doğru daha yavaş bir basınç değişimi gösterir. Bu örnekte dikey manyetik kuvvet, aşağı yönlü olan gravitasyonel kuvvetten daha büyük olduğu için şekilde pozitif bir basınç gradiyenti görülmektedir. Alanın dikey hale geçtiği bölge üzerinde manyetik alan kuvveti aşağı yöndedir ve gravitasyonel kuvvete de katkı yaparak ,basıncı hidrostatik dengede olduğundan daha hızlı bir biçimde azaltır.

α 'nın değerini daha da ileri götürürsek, $2\alpha H=6.38016$ alınabilir, bu değer $J_3(w)$ 'nin ilk sıfır değeridir. Bu durumda şimdiye kadarki örneklerde verilen tabandaki sınır koşulu kabul edilemez bir singulariteye ulaşır; $2\alpha H=w_{zero,1}$ için $B_y(x,0)=0$ olmaktadır. Bu singüler çözüm şekil 7.6a 'da gösterilmiştir.

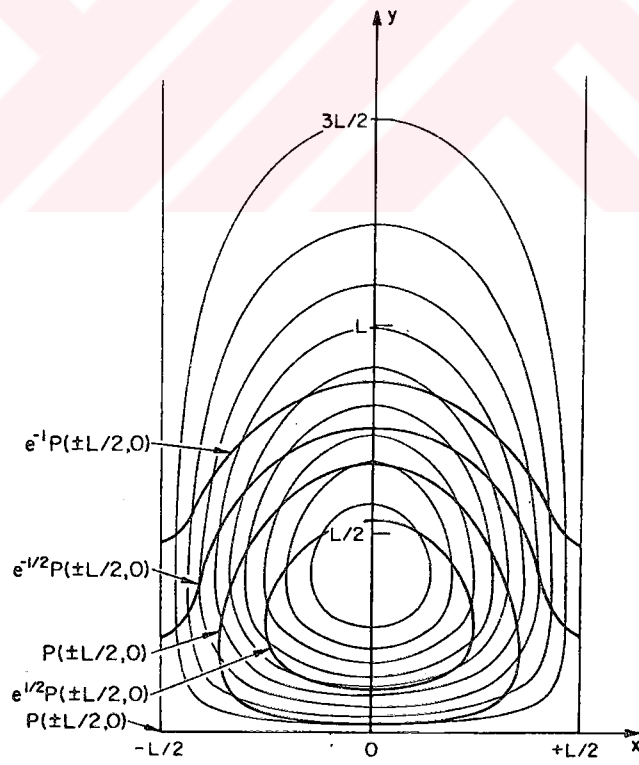


Şekil 7.5(a): $2kH=3$ ve $2\alpha H=5.5$ için manyetik alan çizgileri, (b): sabit basınç konturları (kalın çizgili) ZWEIBEL, HUNDHAUSEN (1982).

(a)



(b)



Şekil 7.6(a): $2kH=3$ ve $2\alpha H=6.38016$ için manyetik alan çizgileri, (b): sabit basınç konturları (kalın çizgili) ZWEIBEL, HUNDHAUSEN (1982).

Bu örnekte atmosfer tabanı üzerinde bir elektrik konsantrasyonu mevcuttur ($j(x,0) \propto A(x,0)$), ve bu akım sistemi yüzünden manyetik alan çizgileri tabana bağlanmadan kapalı halkalar serisini oluştururlar. Manyetik alan kuvveti halka sisteminin içine doğru yönelmiştir, bu da içindeki metaryeli statik bir dengede tutar. Eşbasınç çizgileri şekil 7.6b 'de görülmektedir.

7.2.3. $\alpha^2 < 0$ durumu

Bessel fonksiyonlarının reel olmayan argümanları için vektör potansiyeli ve basınç şu şekilde tanımlanır,

$$A(x,y) = \frac{B_o L}{\pi} \cos \frac{\pi x}{L} \frac{I_{2kH}(2|\alpha|H e^{-(y/2H)})}{I_{2kH}(2|\alpha|H)} \quad (7.27)$$

$$P(x,y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) e^{-(y/H)} \left[1 - \left(\frac{|\alpha|^2}{k^2} \right) \cos^2 \frac{\pi x}{L} \frac{I_{2kH}^2(2|\alpha|H e^{-(y/2H)})}{I_{2kH}^2(2|\alpha|H)} \right] \quad (7.28)$$

burada yine $P(\pm(L/2), 0) = B_o^2/8\pi$ alınmaktadır. Atmosfer tabanındaki basınç ise şu şekilde verilebilir,

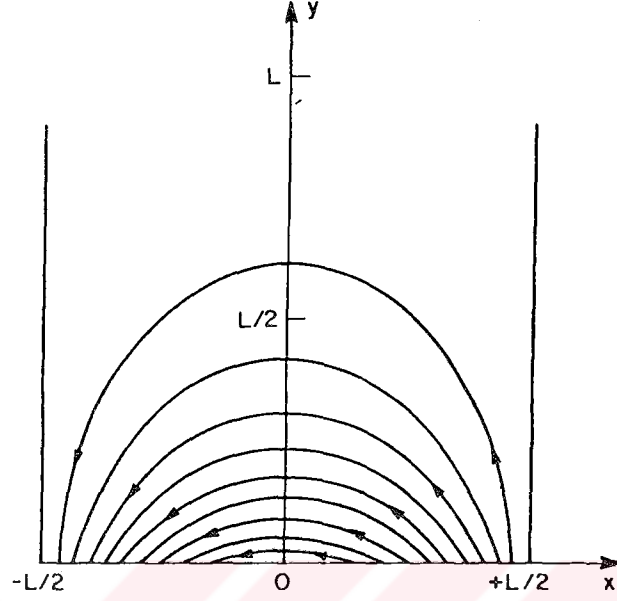
$$P(x,y) = P\left(\pm \frac{L}{2}, 0\right) \left[1 - \frac{|\alpha|^2}{k^2} \cos^2 \frac{\pi x}{L} \right]$$

burada $x=0$ da manyetik yapının merkezindeki basınç uçlara yakın olan ($x = \pm L/2$) bölgelerden daha düşüktür. Bu düşüklük faktörü $1-(|\alpha|^2/k^2)$ ile belirlenebilir. Bu yüzden α nın değerine bir sınırlama getirmek gerekmektedir, bu sınır şudur,

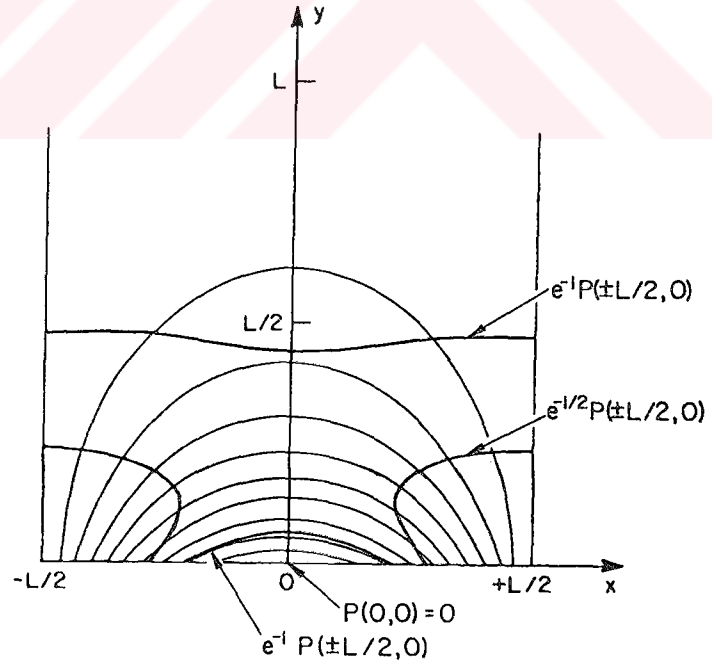
$$|\alpha| \leq k^2 ,$$

α^2 'nin daha büyük değerleri merkeze (0,0) yakın bölgelerde fiziksel olarak kabul edilemeyen negatif basınçlar ortaya çıkarabilir.

(a)



(b)



Şekil 7.7 (a): $2kH=3$ ve $2|\alpha|H=3$ için manyetik alan çizgileri, (b): sabit basınç konturları (kalın çizgili) ZWEIBEL, HUNDHAUSEN (1982).

Bessel fonksiyonları yeterince küçük argümanlar ($w = 2\alpha H e^{-(y/2H)}$) için şu yaklaşımla verilebilir,

$$I_p(w) \approx \frac{1}{\rho!} \left(\frac{w}{2} \right)^p$$

Bu tip çözüm de çok büyük y değerleri için potansiyel alan çözümüne yaklaşacaktır. Yine $2kH=3$ durumu göz önüne alınsın. Şekil 7.7a 'da $2|\alpha|H=3$ için manyetik alan çizgileri görülmektedir. Bu çözüm için tekrardan, atmosfer tabanındaki dikey alan $B_y(x,0)=B_0 \sin(\pi x/L)$ ile başlayıp yukarı doğru genişleyen kapalı manyetik alan yapıları gözlenmektedir. Bu durum şekil 7.1 ile karşılaştırıldığında, manyetik alan çizgilerinin, potansiyel alan için olanlardan daha fazla aşağı doğru sıkışmış olduğu görülür. Şekil 7.7b 'de bu manyetik alan yapısına eşlik eden basınç değişimleri görülmektedir.

BÖLÜM 8. KORONAL MANYETİK YAPILARDAKİ KARARLILIK

Bu bölümde önceki bölümde izotermal yaklaşım içinde incelenmiş olan iki boyutlu magnetostatik koronal manyetik alan yapıları ele alınarak, gravitasyonel kuvvet altındaki, manyetize olmuş plazma içeren bu iki boyutlu denge sistemleri için kararlılık kriterleri, MHD enerji prensibi (Bernstein et al 1958) aracılığı ile incelenmektedir. Dolayısıyla, manyetik ve gravitasyonel kuvvetlerin kararlı durumu oluşturmadaki rolleri açığa kavuşturulabilir.

İlk olarak Bernstein'in kullandığı potansiyel enerji metodunda, verilen bir denge durumunun sürekliliği, dengeden müsaade edilen tüm küçük yerdeğişiklikler ile meydana gelen enerjideki değişimlerin incelenmesi ile test edilir. Enerji prensibine göre 'denge', yalnız ve yalnız, denge durumundaki sistemin potansiyel enerjisini azaltan sürekli küçük pertürbasyonların var olmaması durumunda lineer olarak kararlıdır.

Anzer (1968), Bernstein'in enerji metodunu kullanarak force-free alanların kararlılığını araştırmış ve bu alanların her zaman kararsız olduğunu göstermiştir. Bununla birlikte Raadu (1972) bu alan çizgilerinin yoğun fotosfere bağlı oldukları için boyca sonlu olduklarını bulmuştur ve bu etkiye "fotosferik çizgi bağlanması" (photospheric line-tying) denilmektedir. Çizgi-bağı etkisini modellemek için kullanılan, koronal deplasmanlar (ξ) üzerindeki sınır koşulları hala tartışma konusudur. Raadu force-free halkaları düşündüğü için ξ 'nin sıfır olduğunu varsaymıştır. Genel kanaat deplasmanın fotosferde alan çizgilerine çapraz (transvers) olduğu yolundadır. Bu arada alan çizgilerine paralel bir akışın olabileceği de savunulmaktadır. Böylesi düşünceler "flow-through koşulu"nu kabul ederler; yani $\xi \times B = 0$ şeklindedir. Diğer bir grup ise $\xi = 0$ ile "rijit-levha koşulu"nu (rigid-plate) kabul ederler. Kararlılık hesaplamalarının sonuçları seçilen özel çizgi-bağlanması koşullarına bağlıdır. Bununla birlikte eğer bir alan flow-through şartları ile kararlı ise sonuç olarak kesinlikle

kararlıdır. Diğer yandan bir alan rijit-levha koşulları ile kararsız ise bu alan gerçekten kararsız olmak zorundadır. Rosner, Low, Holzer (1985) ve Cargill, Hood ve Migliuolo (1986) yaptıkları zaman-ölçeği analizlerinde fotosferin koronada oluşan tedirgemelere yeterince hızlı cevap veremediğini ve dolayısıyla da rijit-plate koşullarının gerçekten doğru sınır koşulları olduklarını bulmuşlardır.

Zweibel ve Hundhausen (1982) ayıksız alanlar (shearless fields) için gravitasyon kuvvetini de kattıkları magnetohidrostatik denge serisini elde etmişlerdir. Zweibel (1981) çizgi-bağlanması yokluğunda bu alanların lokalize modlara (localized or ballooning modes) karşı kararsız olduğunu göstermiştir. Melville, Hood ve Priest (1986) fotosferik çizgi-bağlanmasını da içeren çalışmalarında, nümerik olarak enerji metodunu kullanılmış ve lokalize kararsızlıkların ilk manyetik adaların ortaya çıkmasıyla meydana geldiğini gösterilmiştir. Lothian ve Hood (1991) yeterli derecedeki basıncın bukulmuş halkaları denge dışına çıkartabileceğini ancak bunun $\beta > 1$ koşulu ile gerçekleşebileceğini 1-D yaklaşımla nümerik olarak göstermişlerdir. Bu durum ise ço özel koronal şartlar gerektirir (örneğin kompakt bir koronal halka alevi sürecindeki koşullar). Bununla birlikte düşük- β 'ya sahip burkulmuş halkaların dengeli oldukları savunulmuştur. Koronal manyetik alanların ayak-noktası hareketleri (foot-point motions) ve basınç gradiyentlerinin kararlı olan duruma etkileri enerji prensibi kullanılarak nümerik olarak Hood ve Bruyne (1989) tarafından geniş bir şekilde ele alınmaktadır. Burada çizgi-bağı olan force-free arkadlar tamamıyla kararlı bulunmuştur. Zweibel ve Hundhausen (1982) ve Melville, Hood ve Priest (1986) tarafından ortaya konulan ayıksız koronal manyetik alanların kararlılık özelliklerine ek olarak, ayıklı manyetik alanlar (sheared magnetic fields) stabiliteyi bozucu bir etki olarak bulunmuştur. Bununla birlikte gravitasyonun stabiliteyi artırıcı etkisi olduğu gösterilmiştir.

Kararlılık analizini yapabilmek için ilk önce sistem uygun MHD denklemleri ile tarif edilmelidir. Momentum korunumu için denklem (6.13) içindeki $(-\nabla p)$ ve $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ ifadeleri, denklem (6.16) ve (6.18) ifadeleri yerine yerleştirilirse cgs birim sisteminde

(SI $\rightarrow$ cgs, $\mathbf{B} \rightarrow \frac{\mathbf{B}}{c}$, $\mathbf{A} \rightarrow \frac{\mathbf{A}}{c}$, $\mu_o \rightarrow \frac{4\pi}{c^2}$) ve kartezyen koordinat sisteminde şu

denklemler yazılabilir,

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (8.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P = -\gamma P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (8.4)$$

burada ρ , P , B , $\mathbf{v}$, ve $\mathbf{g}$ sırasıyla, akışkan yoğunluğu, basınç, manyetik alan, hız ve gravitasyonel ivmedir. Akışkan hareketlerinin adyabatik olduğu varsayılmaktadır, γ adyabatik indekstir. Viskozite, elektriksel dirençlilik, ve termal iletkenliğin sıfır olduğu varsayılmaktadır. Bu yüzden denklem (8.3) yazımında elektriksel direnç ($\eta=1/\sigma=0$) sıfır kabul edilmiştir; denklem (6.15)'den de görüleceği üzere $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}=0$ eşitliği kullanılmıştır.

Sistem statik bir denge içinde varsayıldığından, denklem (8.1) magnetostatik bir koşula indirgenir,

$$0 = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} \quad (8.5)$$

Bu magnetostatik koşul, denge değişkenleri olan ρ , P , B tarafından sağlanmalıdır. İki boyutlu bir analiz için gravitasyonel kuvvet ve denklem değişkenleri bölüm.7'de de gösterildiği gibi şu şekilde verilebilir,

$$\mathbf{g} = -g\hat{y}, \quad \mathbf{B} = B_x(x,y)\hat{x} + B_y(x,y)\hat{y}, \quad P=P(x,y), \quad \rho=\rho(x,y)$$

Manyetik alan çizgileri sabit bir z değerine sahip düzlemlerde oluşurlar ve tüm denge değişkenleri z den bağımsızdırlar. Gravitasyonel ivme sabittir ve atmosferin tabanının $y=0$ da olduğu varsayılır.

Burada yazılmış olan denklem sisteminin diğer bölümlerden farklı olan yanı momentum denkleminin, diğer MHD seti denklemlerini içine alacak şekilde daha kompakt hale getirilmiş olmasıdır. Diğer önemli bir farkı ise denklemlerin hepsinde hız ifadesi açık olarak görülmektedir. Bunun sonucu olarak, enerji prensibi için gerekli olan deplasmanlar bu denklemlerde yerlerine konulabilirler.

8.1 Pertürbasyon Teorisi ve Enerji Yöntemi

Eğer tüm akışkan elementleri bulundukları denge konumlarından çok küçük miktarda (infinitesimal) yer değiştirilirse, sistemin hareketleri incelenerek, bu denge sisteminin lineer kararlılığı belirlenebilir. Yerdeğiştirme (deplasman) vektörü şu şekilde yazılabilir,

$$\xi(x, y, z, t) = e^{i\omega t} \xi(x, y, z) .$$

Genelde ξ üç konumsal bileşene sahiptir ve harmonik olarak zamana bağlıdır. Karşılık gelen basınç, yoğunluk, ve manyetik alan pertürbasyonları denklem (8.1-8.4) seti için oluşturulabilir.

Denklem (8.4) de v yerine $\dot{\xi}$ konulursa,

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\dot{\xi} \cdot \nabla P - \gamma P \nabla \cdot \dot{\xi}$$

elde edilir. Buradan basınç pertürbasyonu birinci dereceden ξ ile şu şekilde yazılır,

$$\delta P = -\xi \cdot \nabla P - \gamma P \nabla \cdot \xi \quad (8.6)$$

Aynı şekilde bir uygulama ile süreklilik denklemi (8.2) ele alınırsa yoğunluk pertürbasyonu için şu elde edilir,

$$\delta\rho = -\nabla \cdot \rho \xi \quad (8.7)$$

Manyetik alanın pertürbe edilmiş hali şu şekilde yazılabilir,

$$\delta \mathbf{B} = \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \xi - (\xi \cdot \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \xi) \quad (8.8)$$

Kuvvet genel olarak şu şekilde yazılabilir,

$$\mathbf{F}(\xi) = \rho \ddot{\xi}$$

Sonuç olarak da pertürbasyonlar denklem (8.1)'de yerine konulduğunda lineerize edilmiş hareket denklemi bulunur,

$$-\omega^2 \rho \xi = -\nabla \left(\delta P + \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{4\pi} \right) + \frac{(\delta \mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \delta \mathbf{B}}{4\pi} - \hat{y} g \delta \rho \quad (8.9)$$

Deplasman ξ üzerindeki sınır koşulları ile birlikte denklem (8.9) 'ün çözümü, ξ 'nin kendisinin konumsal formunun bulunmasını ve ω^2 'nin belirlenmesini sağlar. İdeal MHD sistemlerinde enerjinin korunumlu olması için ω^2 reel olmalıdır (Bernstein et al). Eğer $\omega^2 > 0$ ise, sistem denge durumu etrafında salınım yapar ve karardır. Eğer $\omega^2 < 0$ ise, denge durumundan ayrılmalar zamanla sürekli artarak sistemi kararsız hale sokar.

Pratikte denklem (8.9) ξ bileşenleri için çözülmez, çünkü denge iki boyutludur ve homojen değildir. Bunun yerine integral teknikler kullanılır ve kararlılığı belirlemek için Bernstein 'in enerji metodu kullanılır. İlk önce denklem (8.9) ξ ile skaler çarpılır ve tüm sistem hacmi üzerinden integrali alınırsa şu sonuç elde edilir,

$$\begin{aligned}
-\omega^2 \int d\tau \rho \xi^2 &\equiv -2\delta W = \oint da \left[(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) \frac{\delta \mathbf{B} \cdot \xi}{4\pi} - (\xi \cdot \mathbf{n}) \left(\delta P + \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{4\pi} \right) \right] \\
&+ \int d\tau \left[(\nabla \cdot \xi) \left(\delta P + \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{4\pi} \right) + \frac{(\delta \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}) \xi}{4\pi} - \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) \delta \mathbf{B}}{4\pi} - \xi_{,g} \delta \rho \right]
\end{aligned} \tag{8.10}$$

Burada $d\tau$ hacim, da yüzey elemanıdır, $\mathbf{n}$ sınırlanan yüzeyin birim normal vektörüdür, ve δW Bernstein tarafından kullanılan bir notasyondur. Eğer ξ sistemin sınırlarında sıfırlanıyorsa, yüzey integrali de sıfıra gidecektir. Bernstein 'in yaptığı gibi gibi $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$ varsayılmaz, çünkü alan çizgileri alt sınırda ($\nu=0$) köklenmiş olabilir. ξ 'nın yüzey üzerinde sıfıra gitmemesi durumunda, "çizgi bağlanması" (line-tying) olayının yol açtığı stabilizasyon etkisi ortaya çıkar (Van Hoven, Einaudi 1980). Bu bölümde incelemede yüzey integrallerinin sıfıra gittiği varsayılmaktadır yani "çizgi bağlanması" hesaba katılmamaktadır. Bu durumda (8.10)'da sağ taraftaki ilk terim sıfır olur.

Bernstein tarafından ortaya konulan enerji prensibine göre, sistem yalnızca, uygun sınır koşullarını sağlayan bazı ξ için δW negatif ise kararsızdır.

Eşitlik (8.6), (8.7) ve (8.8) ile verilen pertürbe edilmiş değerler, denge koşulu (8.5) kullanılarak denklem (8.10)'da yerine konulursa, düzenleme sonucu denklemin sağ tarafı için şu ifade bulunmaktadır,

$$\begin{aligned}
&+ \int d\tau \left\{ (\nabla \cdot \xi)^2 \left(\gamma P + \frac{B^2}{4\pi} \right) + 2(\nabla \cdot \xi) \left[-\xi \cdot \nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) \mathbf{B}}{4\pi} \right] \right. \\
&\quad \left. + \frac{[\mathbf{B} \cdot \nabla \xi - \xi \cdot \nabla \mathbf{B}][(\nabla \mathbf{B}) \cdot \xi - \mathbf{B} \cdot \nabla \xi]}{4\pi} + \xi_{,g} \xi \cdot \nabla \rho \right\}
\end{aligned} \tag{8.11}$$

İlk iki terimi karesi olacak şekilde düzenlenirse yararlı bir şekle gelir,

$$\begin{aligned}
-\omega^2 \int d\tau \rho \xi^2 = \int d\tau \left[-\left(\gamma P + \frac{B^2}{4\pi} \right) \left\{ \nabla \cdot \xi + \frac{\xi \cdot \nabla (P + B^2 / 8\pi) - [(\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) / 4\pi] \cdot \mathbf{B}}{\gamma P + B^2 / 4\pi} \right\}^2 \right. \\
\left. + \frac{\{\xi \cdot \nabla (P + B^2 / 8\pi) - [(\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) / 4\pi] \cdot \mathbf{B}\}^2}{\gamma P + B^2 / 4\pi} + \frac{[\mathbf{B} \cdot \nabla \xi - \xi \cdot \nabla \mathbf{B}][(\nabla B) \cdot \xi - \mathbf{B} \cdot \nabla \xi]}{4\pi} + \xi_y g \xi \cdot \nabla \rho \right]
\end{aligned}
\tag{8.12}$$

İntegral içindeki ilk terim ya negatiftir ve dolayısıyla kararlılık getirici etki yapar, ya da sıfırdır. Kararsızlığı incelemek için bu terimi sıfır yapan deplasmanlar seçilir. Bu ise şunu gerektirir,

$$\left(\gamma P + \frac{B^2}{4\pi} \right) (\nabla \cdot \xi) + \xi \cdot \nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) \cdot \mathbf{B}}{4\pi} = 0
\tag{8.13}$$

(8.6), (8.7) ve (8.8)'deki pertürbasyon tanımları gereği yukarıdaki ifade şuna denktir,

$$\delta P + \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{4\pi} = 0
\tag{8.14}$$

Bu terimin sıfır olmaması durumunda, gaz ve manyetik basınçtan meydana gelen bu pertürbasyon, kararlı osilasyonları ortaya çıkarır. En fazla kararsız deplasmanlar bu geri depolanan kuvvet (restoring force) eksikliğinde oluşurlar. Yani yukardaki koşulu sağlayan pertürbasyonlar en fazla kararsız olanlardır.

Zweibel (1982) denklem (8.10) için yaptığı analizde, sistemin kararlılık kriterlerini şu şekildedir,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \geq 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \geq 0,
\tag{8.15}$$

$$\left[g \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \right]^2 - 4 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] \leq 0.$$

Denklem (8.15) ile verilen bu üç koşul akışkanın herhangi bir yerinde sağlanmazsa, sistem en azından lokal olarak kararsızdır. Bu koşullar kullanışlıdır, çünkü dengede olan bir sistemin herhangi bir noktasında kontrol edilebilirler.

8.2. Stabilité Analizi

Bölüm 7'de incelenmiş olan magnetostatik izotermal atmosferlerdeki manyetik alan yapıları için bu lokal kararlılık koşulları incelenebilir. Bunun için vektör potansiyel, manyetik alan ve basınç tekrardan şu şekilde özetlenebilir,

$$A(x,y)=A_o \cos kx Z_{2kH}(2|\alpha|He^{-(y/2H)}) \quad (8.16)$$

$$B_x = \frac{\partial A}{\partial y} = -|\alpha w|A_o Z'_{2kH}(2|\alpha|Hw) \cos kx, \quad (8.17)$$

$$B_y = -\frac{\partial A}{\partial x} = kA_o Z_{2kH}(2|\alpha|H) \sin kx$$

Manyetik alanın dikey bileşenin tabanda sabit bir genlikle sinüsoidal olarak değiştiği varsayılırsa A_o elde edilebilir,

$$B_y(x,0) = B \sin kx, \quad A_o = \frac{B_o}{k Z_{2kH}(2|\alpha|H)} \quad (8.18)$$

Sistemindeki manyetik alan ve gravitasyonel kuvvetler ile birlikte mevcut olan basınç ya da plazma yoğunluğu sabit Q_o için şu formdadır,

$$P(x,y) = e^{-y/H} \left(Q_o + \frac{\alpha^2 A}{8\pi} \right) = w^2 \left[Q_o + \cos^2 kx \frac{\alpha^2 B Z_{2kH}^2(2|\alpha|Hw)}{k^2 8\pi Z_{2kH}^2(2|\alpha|H)} \right] \quad (8.19)$$

Burada verilen manyetik alan ve basınç eşitlikleri olan denklem (8.17) ve (8.19)'in, magnetostatik denge koşulu olan (8.5) yerine konması bu denklemi sağlar.

Özel .formdaki denge içindeki sistemin kararlılık analizi, (8.17-8.19) eşitlikleri kullanılarak, (8.15) lokal kararlılık koşulu için yapılabilir. Bu durumda şu sonuçlar elde edilir,

$$\frac{\partial}{\partial x^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) = \frac{B^2 \cos 2kx}{4\pi Z_v^2(2|\alpha|H)} [(k^2 - \alpha^2 w^2) Z_v^2(2|\alpha|Hw) - |\alpha^2 w^2| Z_v'^2(2|\alpha|Hw)] \quad (8.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial y^2} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) = \frac{-1}{H} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{B^2}{4\pi Z_v^2(2|\alpha|H)} [(k^2 - \alpha^2 w^2) Z_v^2(2|\alpha|Hw) + |\alpha^2 w^2| Z_v'^2(2|\alpha|Hw)] \quad (8.21)$$

$$g \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) = \frac{2}{H} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (8.22)$$

Burada $w = e^{-y/2H}$ ve $v = 2kH$ dır

8.2.1. Yatay Deplasmanlar

Eşitlik (8.20) yatay deplasmanları temsil eder. (8.20) ifadesi $\cos 2kx$ ile çarpılmış bir y 'nin fonksiyonu formundadır. Sonuç olarak eğer y sabit tutulur ve x yatay olarak taranırsa, bu ifadenin işareti $x = \pm \pi / 4k$ da değişecektir.

$$(k^2 - \alpha^2 w^2) Z_v^2(2|\alpha|Hw) - |\alpha^2 w^2| Z_v'^2(2|\alpha|Hw) \quad (8.23)$$

Eğer y 'nin fonksiyonu olan (8.23) ifadesi pozitifse, yapının dış tarafı, $\pi / 4k < |x| < \pi / 2k$, lokal olarak kararsızdır. Eğer (8.23) ifadesi negatifse, bu defa da yapının iç bölümü, $|x| < \pi / 4k$, kararsızdır.

$\alpha = 0$ olduğu potansiyel alan durumu için Bessel fonksiyonları için küçük açı yaklaşımı

$$Z_v'(z) \approx \frac{v}{z} Z_v(z)$$

dikkate alınırsa, (8.23) ifadesi açık olarak sıfıra gider. Dolayısıyla potansiyel alan durumu kararlı bir yapı içermektedir.

$\alpha^2 > 0$ durumu ele alındığında, eğer $\alpha^2 \omega^2 > k^2$ ise (8.23) ifadesi negatiftir ve $|x| < \pi/4k$ kararsızlık bölgesidir. Eğer $\alpha^2 \omega^2 < k^2$ ise, yine Bessel fonksiyonları için küçük argüman yaklaşımı kullanılırsa (8.23) ifadesi şu formda yazılabilir,

$$-\alpha^2 \omega^2 J_v^2(2\alpha H\omega)$$

Sonuç olarak bu da negatif bir terimdir. Ayrıca tablolanmış Bessel fonksiyonları kullanılarak (8.23) ifadesinin açık hesaplanması da aradaki $\alpha^2 \omega^2$ değerleri için (8.23) negatif olarak çıkmaktadır. Sonuç olarak tümüyle $|x| < \pi/4k$ bölgesi içinde kalan tüm manyetik alan çizgileri uzunlukları boyunca yatay deplasmanlara karşı kararsızdırlar.

$\alpha^2 < 0$ durumu bölüm.7 'de Şekil 7.7 ile gösterildiği gibi, plazma halkaların uçlarında yoğunlaşmıştır. (8.23) ifadesi $|\alpha\omega| < k$ için yaklaşık olarak,

$$-\alpha^2 \omega^2 I_v^2(2|\alpha|H\omega)$$

şeklinde yazılabilir, ve bu pozitif değerdedir. Dolayısıyla, bu çözümler $\pi/4k < |x| < \pi/2k$ için lokal olarak kararsızdır. Tabanda $|x| < \pi/4k$ bölgesindeki alan çizgileri yatay deplasmanlara karşı tamamiyle kararludur. Bu durum $\alpha^2 > 0$ durumu ile tam olarak terstir.

8.2.2 Dikey Deplasmanlar

Eğer (8.21) eşitliği negatif ise , yatay deplasmanlar kararsızdır. Örnek olarak, eğer $\partial P / \partial y > 0$ ise, bu durumda basınç, yani plazma yoğunluğu yükseklikle artar. Bunun kararsızlığı ortaya çıkarıcı bir etkisi vardır. (Yüzdürme (buoyancy) dolayısıyla

bu kararsızlıklar oluşabilir; Rayleigh-Taylor kararsızlığı). (8.21) eşitliğinde sağdaki ikinci terim manyetik kuvvetlerin dikey deplasmanlar üzerindeki etkisini temsil eder.

Denklem (8.19) dikkate alınırsa basınç gradiyenti şu şekilde yazılabilir,

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{-\omega^2 Q_o}{H} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\alpha^2 \omega^2}{8\pi} A^2 \quad (8.20)$$

Bu eşitlik en dengesiz sistemlerin $Q_o=0$ olanlar olduğunu gösterir. $Q_o=0$ için (8.21) ifadesinin açık şekli şu şekilde yazılabilir,

$$4 \frac{B^2}{8\pi v^2} \frac{\alpha^2 \omega^2}{J_v^2(2\alpha H)} \left\{ [J_v^2(2\alpha H\omega) + 2\alpha H\omega J_v(2\alpha H\omega) J_v'(2\alpha H\omega)] \cos^2 kx \right. \\ \left. + \frac{v^2}{2} \left[J_v'^2(2\alpha H\omega) + \left(\frac{k^2}{\alpha^2 \omega^2} - 1 \right) J_v^2(2\alpha H\omega) \right] \right\} \quad (8.21)$$

Burada kare parantez içerisindeki ilk terim basınç gradyentidir; ikinci terim ise manyetik kuvvetleri temsil eder.

$\partial P / \partial y > 0$ olduğu zaman manyetik kuvvetlerin kararlılığı artırıcı (stabilizing) ve azaltıcı (destabilizing) etkilerini incelemek için ilk önce $\partial P / \partial y = 0$ durumu incelenebilir. Kare parantez içindeki terimin sıfır olabilmesi için iki durum mevcuttur, ya,

$$a) J_v(2\alpha H\omega) = 0$$

ya da

$$b) J_v(2\alpha H\omega) = -2\alpha H\omega J_v'(2\alpha H\omega)$$

olmalıdır. (a) durumu bölüm 7 de, şekil 7.6a 'daki gibi manyetik alanın tabanda yataylaşması, yani köklerinin taban bölgesinden koparak , bir halkalar serisi olduğu zaman meydana gelir. Şekil 7.5b-7.6b de görülen lokal basınç maksimumlarının olduğu sistemleri ise (b) durumu temsil eder. (a) durumu ele alındığında (8.21) ifadesinde kıvrımlı parantezin içindeki terim basit olarak $\frac{1}{2} v^2 J_v'^2(2\alpha H\omega)$ şekline

gelir; bu pozitif bir değer taşır ve bu yüzden stabilite oluşturmaktadır. (b) durumunda ise (8.21) ifadesi şu şekle gelir,

$$\frac{v^2}{2} J_v'^2 [1 + v^2 - (2\alpha H\omega)^2]$$

bu ifadenin değerinin Bessel fonksiyonu tablolarına bakıldığında negatif değer taşıdığı görülür. Bu durumda manyetik alan stabiliteyi bozucudur. Şekil 7.5b-7.6b incelendiğinde, maksimum basınç arasından geçen manyetik alan çizgilerinin, ayrılmış olan halkalara (detached loops-pinch type) ait olduğu görülür. Burada meydana gelen kararsız yapı bu pinch yarattığı kararsızlıktan ileri gelir.



SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada güneş atmosferi ve özellikle koronanın özellikleri olarak ele alınmıştır. Koronada temel manyetik yapı olan korona halkalarının manyetik ve basınç dağılım özellikleri çeşitli durumlar için ortaya çıkarılmış, özellikle de güneş alevlerinin oluşumuna temel oluşturan manyetik alan konfigürasyonları MHD stabilite analizi ile açıklanmıştır.

Manyetik alanlar koronal fiziğin gelişimini oldukça etkilemiştir. Korona bölgesindeki manyetik alanlar gelişmiş tekniklere rağmen hala gözlenebilmiş değildir. Bu yüzden koronadaki manyetik alan yapısının yaklaşık çözümleri geliştirilmiştir. Bu çalışmada anlatılan manyetik alan modeli bazı basitleştirmelere ve varsayımlara rağmen literatürdeki en temel ve gerçekçi alan modelidir. Bundan dolayı bu inceleme magnetostatik denge içindeki bir sistemin fiziğinin anlaşılması bakımından önem taşımaktadır. Bir çok çalışmada koronadaki manyetik alan yapıları, elektrik akımlarının sıfır kabul edildiği "potansiyel" veya magnetik alan kuvvetlerinin bulunmadığı "force-free" durumlarda incelenir ($\beta \ll 1$). Bunun nedeni koronadaki manyetik enerji yoğunluğunun plazma enerji yoğunluğundan daha fazla olmasıdır. Ancak plazma akışının olmadığı statik bir denge durumunda manyetik kuvvetler gaz basıncı ve gravitasyonel kuvvetlerle dengede olmak zorundadır. Manyetik alan kuvvetlerinin denge sistemi içine alınması ile daha gerçekçi alan modelleri üretilebilmektedir.

Manyetik alan konfigürasyonlarının bulunmasında ana denklem olan (7.11)'de farklı kaynak fonksiyonu $f(A)$ kullanılarak kartezyen koordinatlarda magnetostatik denge için çözüm aileleri üretilebilir ve bu çözüm aileleri magnetostatik dengenin daha geniş biçimde anlaşılmasına katkıda bulunabilir. Bununla birlikte problemin kartezyen koordinatlarda incelenmiş olması ancak güneş yüzeyine yakın mesafelerdeki olaylar için iyi bir yaklaşımdır ve yüzeyden $1R_{\odot}$ (bir güneş çapı) uzakta bu kötü bir yaklaşım

olmaktadır. Kartezyen olmayan geometriler ve yükseklikle değişen, üniform olamayan gravitasyonel alan şiddeti koronanın geniş ölçekli hidromagnetik yapısının belirlenmesinde önem kazanmaktadır. Burada kullanılan izotermal gaz yaklaşımı da koronadaki her alan çizgisi boyunca iyi bir yaklaşımdır, çünkü termal iletkenlik fazladır. Bununla birlikte alan çizgilerine dik doğrultularda sıcaklık oldukça değişken olabilir. Sonuç olarak bu varsayımlara rağmen bulunan koronal magnetik alan yapıları ve MHD çözüm ailesi kararsızlık kriterlerinin araştırılması için idealdir.

Koronal yapılar için elde edilen magnetostatik denge sisteminin kararsızlık analizi sonucunda, pötansiyel alan ($\alpha=0$) durumu hariç tüm çözüm ailesi yatay deplasmanlara karşı kararsızdır. Plazmanın manyetik halkaların merkezinde yoğunlaşması durumunda ($\alpha^2>0$) merkez bölgenin içi kararsızdır. Plazmanın manyetik halkaların köşelerinde yoğunlaşması durumunda ($\alpha^2<0$) ise dış kısımların kararsız olduğu görülmektedir. Ayrıca yükseklikle artan plazma basıncına sahip çözümler de kararsız olabilmektedir. Sonuç olarak yatay olarak homojen olmayan magnetostatik atmosfer ailesi kararsızdır.

Bunlara ek olarak aynı denge durumunun marjinal kararsızlığının nümerik olarak araştırılması (Hood, De Bruyne, 1986; Melville, Hood, Priest, 1989; Longbottom Melville, Hood; 1993) sonucunda, kararsızlık başlangıcının ilk manyetik adaların ortaya çıkışıyla ilişkisi ortaya konulmuştur. Fotosferden bağını koparan manyetik alan çizgileri yeniden birleşerek manyetik adaları oluşturduğu anda sistem marjinal olarak kararsız durumdadır.

Güneş koronasındaki manyetik alan yapılarında magnetohidrodinamik denge ve kararsızlıklar çok sayıda araştırmacı tarafından incelenmiştir. Fakat konunun halen birçok eksik yanları bulunmaktadır. Burada incelenilen denge sistemine viskos, elektriksel ve termal direnç etkileri eklenerek daha geniş kapsamlı ve tüm korona bölgesini kapsayan üç boyutlu bir model geliştirilmelidir. Böylece korona geniş ölçekte incelenebilir ve bölge içindeki magnetik oluşumlar gözlemlere daha iyi uyan bir kuramla yorumlanabilir.

KAYNAKLAR

ALY, J. J., (1989), On the Reconstruction of the Nonlinear Force-Free Coronal Magnetic Field from Boundary Data, Solar Physics, Vol. 120, pp. 19.

ARFKEN, G., (1970), Mathematical Methods For Physics, Academic Press, New York.

BERNSTEIN, I. B., FRIEMAN, E. A., KRUSKAL, M. D., KULSRUD, R. M., (1958), Proc. Roy. Soc., London, A244, 17.

BIRN, J., GOLDSTEIN, H., SCHINDLER, K., (1978), A Theory of the onset of Solar Eruptive Processes, Solar Physics, Vol. 57, pp. 81.

BOGDAN, T. J., LOW, B. C., (1986), The Three Dimensional Structure of Magnetostatic Atmospheres II. Modelling The Large-Scale Corona, Astrophysical Journal, Vol. 271, pp. 271.

BÖHM E., (1989), Introduction to Stellar Astrophysics, Volume 2, Stellar Atmospheres, Cambridge University Press.

CHEN, F. F., (1988), Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Second Edition, Volume 1: Plasma Physics, Plenum Press, Newyork.

GRIFFITS, D., (1981), Introduction to Electrodynamics, Prentice-Hall, New Jersey.

HOOD, A. W., DE BRUYNE, P., (1989), Bounds on the Ideal MHD Stability of Line-Tied 2-D Coronal Magnetic Fields, Solar Physics, Vol. 123, pp. 241.

HOOD, A. W., DE BRUYNE, P., LINDEN, R. V., GOOSSENS, (1994), WKB Estimates for the onset of Ideal MHD Instabilities in Solar Corona, Solar Physics, Vol. 150, pp. 99.

HOOD, A. W., PRIEST, E. R., (1981), Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. Vol 17, pp 297.

JACKSON , W. D., (1967), Classical Electrodynamics.

KLIMCHUK, J. A., STURROCK, P. A., (1989), Force-Free Magnetic Fields: Is There a "Loss of Equilibrium" ?, Astrophysical Journal, Vol. 345, pp. 1034.

LINDEN, R. V., GOOSSENS, M., HOOD, A. W., (1988), The Effects of Parallel and Perpendicular Viscosity on Resistive Ballooning Modes in Line-Tied Coronal Magnetic Fields, *Solar Physics*, Vol. 115, pp. 235.

LINSKY, J. F., SERIO, S. (EDITORS), (1993), Physics of Solar and Stellar Coronae: G.S. VAIANA Memorial Symposium, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht Netherlands.

LONGBOTTOM, A. W., MELVILLE, J. P., HOOD, A. W., (1993), Bounds on Stability of 3D Magnetic Equilibria in The Solar Corona, *Solar Physics*, Vol. 146, pp. 93.

LOTHIAN, R. M., HOOD, A. V., (1991), Loss of Equilibrium in Coronal Loops, *Solar Physics*, Vol. 137, pp. 105.

LOW, B. C., (1977), Evolving Force-Free Magnetic Fields: I. The Development of Preflare Stage, *Astrophysical Journal*, Vol. 212, pp. 234.

LOW, B. C., (1985), Three-Dimensional Structures of Magnetostatic Atmospheres. I. Theory., *Astrophysical Journal*, Vol. 293, pp. 31.

MELVILLE, J. P., HOOD, A. W., PRIEST, E. R. (1986), The Ideal Magnetohydrodynamic Stability of a Line-Tied Coronal Magnetostatic Equilibrium, *Solar Physics*, Vol. 105, pp. 291.

PEKÜNLÜ, E. R., (1993), MELROSE, D. B.'den çeviri, Uzay ve Laboratuvar Plazma Kararsızlıkları, Bornova-İzmir.

PEKÜNLÜ, E. R., (1993), SESHADRI, S. R.'den çeviri, Plazma Fiziği, İzmir.

PRIEST, E. R., KIRK, J. G., MELROSE, D. B., (1994), Plasma Astrophysics, Saas-Fee Advanced Course 24 Lecture Notes 1994, Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.

RAADU, M. A., (1972), *Solar Physics*, Vol. 22, pp. 425.

ROBERTS, B., (1988), Cometary and Solar Plasma Physics (editor, B. BUTI), *Solar Magnetohydrodynamics*.

SAKURAI, T., (1989), Magnetic Equilibria and Instabilities, *Solar Physics*, Vol. 121, pp. 347.

SCHMELZ J. T., BROWN J. C. (EDITORS), (1994), *The Sun: A laboratory for Astrophysics*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht Netherlands.

VELLI, M., HOOD, A. W., (1987), Resistive Ballooning Modes in Line-Tied Coronal Magnetic Fields: II. Loops, *Solar Physics*, Vol. 109, pp. 351.

WOODS, L. C. (1987), Principles of Magnetoplasma Dynamics, Clarendon Press, Oxford.

ZWEIBEL, E. G., (1981), MHD Instabilities of Atmospheres with Magnetic Fields, *Astrophysical Journal*, Vol. 249, pp. 731.

ZWEIBEL, E. G., HUNDHAUSEN, A. J., (1982), Magnetostatic Atmospheres: A Family of Isothermal Solutions, *Solar Physics*, Vol. 76, pp. 261.



ÖZGEÇMİŞ

Cumhur ÇÖMLEKÇİ, 1969 yılında Samsun'da doğdu. Lise öğrenimini Bursa Erkek Lisesinde tamamladıktan sonra 1986 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünde Lisans eğitimine başlayıp 1992 yılında bu bölümden mezun oldu. Aynı yıl İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans öğrenimi yapmaya hak kazanarak bir yıl süreyle İngilizce hazırlık okudu ve Ekim 1993'te yüksek lisans öğrenimine başladı.

