

MANYETİKDÖNME KARARSIZLIĞI ÜZERİNE İSİSAL İLETKENLİK, MANYETİK ALANA KOŞUT İLETKENLİK VE GYROVİSKOZİTENİN ETKİLERİ

Ebru Devlen* ve E. Rennan Pekünlü*

Özet.

Gökada kümelerinin gökadalardarası ortamında ve kara delik üzerine akan sıcak, ve zayıf manyetik alan içeren düşük yoğunluklu plazmada sonlu yarıçap etkisi ve manyetik alana koşut viskozite ve ısı iletkenliğinin manyetik dönme kararsızlığını (MRI) nasıl etkilediği incelendi. Diferansiyel dönen düşük yoğunluklu plazmanın manyetik alanının sarmal yapıya sahip olduğu varsayıldı. Kararsız dalga biçiminin maksimum büyüme oranının, dalgasayısının radyal bileşenine, manyetik alanın tıns açısına ve en hızlı büyüyen biçimin dalgasayısına olan bağımlılığı araştırıldı. MRI maksimum büyüme oranı, kararsız biçimin dalgasayısının radyal bileşeninin olmadığı durumda daha büyük değerler veriyor. Benzer biçimde, manyetik alanın tıns açısı arttıkça maksimum büyüme oranında da artış oluyor. Bu çalışma, yönbağımlı iyon viskozitesinin dikkate alınması durumunda ısı iletkenliğinin de gözönünde bulundurulması gerektiğine işaret ediyor.

Anahtar sözcükler: Manyetik dönme kararsızlığı, sonlu Larmor yarıçapı etkisi, ısısıl iletkenlik.

Abstract.

We investigate the effects of the finite Larmor radius, parallel viscosity and thermal conduction on the magnetorotational instability (MRI) in the hot, dilute plasma threaded by a weak magnetic field in the intracluster medium of galaxy clusters and accretion flows onto black holes. Differentially rotating dilute plasma is assumed to be in a helical magnetic field. The

* Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, 35100, İzmir

searched was the dependence of the growth rate of the unstable mode on the radial component of the wavenumber, the pitch angle of the magnetic field and the wavenumber of the fastest growing mode. In the absence of radial component of the wavenumber the maximum growth rate of the MRI assumes greater values. Similarly, maximum growth rate increases by the increase of the pitch angle. The results of our study implies that when anisotropic ion viscosity is considered thermal conduction should also be taken into account.

1. Giriş.

Diferansiyel dönen ve zayıf bir manyetik alan içeren toplanma disklerinde açısız momentumun özdeki gök cisiminden dışarıya doğru hızlı ve yeğin bir biçimde taşınması sorunu, akışkanlar dinamiği (hidrodinamik - HD ve manyetik hidrodinamik - MHD) ve kinetik kuramda (Maxwell-Boltzmann ve Vlasov eşitlikleri ile) incelenir. Bu sorunun çözümü için yapılan çalışmalar Balbus'un (2003) ve Balbus ve Hawley (1998) çalışmalarında bulunabilir.

Erken dönem çalışmalardan birinde Shakura ve Sunyaev (1973) açısız momentum taşınımı için gerekli olan kinematik viskozitenin yetersiz kalması üzerine büyük Reynolds sayısı varsayımı kullandı. Sorunun çözümü en sonunda Balbus ve Hawley'nin (1991) çalışmasından geldi. Adı geçen yazarlar, açısız hızı dışarıya doğru azalan ve zayıf bir manyetik alan içeren dönen diskin doğrusal aşamada kararsız olduğunu gösterdiler. Bu kararsızlığa manyetik dönme kararsızlığı (MRI – Magnetorotational Instability) denir. Balbus ve Hawley (1998) hız kesiti Kepler hız kesitinden farklı olan 'kalın' disklerin de zayıf bir manyetik alan içermeleri durumunda kararsız olacağını göstererek MRI'nın çok genel olduğunu savunmuşlardır. MRI'nin doğrusal ve doğrusal olmayan aşamalarının çeşitli gök cisimleri için uygulamaları bu konunun yazınında oldukça zengin içeriğe sahip olarak bulunuyor. Konuyla ilgilenen okuyucu Balbus'un (2003) bildirisine başvurabilir.

Bizim çalışmamız "düşük yoğunluklu" (dilute) plazmada gyroviskozite, manyetik alana koşut viskozite ve ısıl iletkenliğin MRI üzerine yaptığı değişikliklerle ilgilidir. MRI'nın bu cepesinde bugüne dek yapılan çalışmalar şöyle özetlenebilir: Balbus (2001) düşük yoğunluklu plazmada yerel olarak ortaya çıkan konveksiyondan

ve dönmeden kaynaklanan tedirginliklerin etkisini inceledi. “Düşük yoğunluk” ile anlatılmak istenen fiziksel durum, iyon Larmor yarıçapının (r_{Li}) iyon ortalama özgür yolundan (λ_i) ve diskin herhangi bir ölçek uzunluğundan çok küçük olduğudur. Bu parametre uzayı aynı zamanda iyon cyclotron frekansının (ω_{ci}) iyon – iyon ortalama çarpışma zamanından (τ_{ii}) çok büyük olduğu ($\omega_{ci}\tau_{ii} \gg 1$) uzaydır. Balbus (2001) yaptığı çalışmada açısal momentum gradyenti yerine açısal hız gradyentini, entropi gradyenti yerine de sıcaklık gradyentini olarak klasik Høiland ölçütüne benzer bir ölçüt geliştirmiştir. Aynı çalışmasında manyetik alan ve ısısal iletkenliğin, açısal hız ve sıcaklık gradyenlerinde depolanmış olan özgür erke kaynaklarını açığa çıkardığını göstermiştir. Balbus’un (2001) bu çalışmasındaki en önemli sonuç, manyetik alan içeren astrofiziksel plazmalarda HD bağlamda çalışmanın uygun olmadığıdır. Balbus, çalışma sonuçlarının, kütle toplanmasının gerçekleştiği ve X-ışın salan dizgelerde geçerli olduğunu savunmuştur. Parrish ve Stone (2005) Balbus’un (2001) önerdiği kararlılık ölçütüne “Balbus ölçütü” olarak gönderi yaparak $(\partial P / \partial z)(\partial \ln T / \partial z) > 0$ koşulunun gerçekleşmesi durumunda küçük dalgasayılı biçemlerin kararsız olacağına işaret etti. Adı geçen yazarlar ilgili parametre uzayında ortaya çıkan kararsızlığı manyetik ısısal kararsızlık (MTI – Magnetothermal Instability) olarak tanımladılar ve gökada kümelerinin gökadalararası ortamında X-ışın salan bölgelerin dış kısımlarındaki eşışıl sıcaklık kesitinin MTI ile açıklanabileceğini gösterdiler.

Balbus (2004) düşük yoğunluklu ve katmanlaşmış plazmada, sıcaklığın orta katmandan üst katmanlara doğru azalması durumunda, yönbağımlı ısısal iletkenliğin ve erke yoğunluğu plazmanın ısısal erke yoğunluğundan daha düşük olan manyetik alanın, diferansiyel dönen diskleri ısısal kararsızlığa uğratacağını göstermiştir. Balbus (2004) $\omega_{ci} \gg \tau_{ii}$ limitinde ortaya çıkan viskoz tensöre Braginskii viskozitesi adını vermiş ve bu durumun yıldızlararası diskler, gökada disklerine ve yeni oluşmakta olan gökada disklerine uygulanabileceğine işaret etmiştir.

Islam ve Balbus (2005) manyetik gerilme kuvvetinin dinamik etkilerini de dikkate alarak Balbus’un (2004) viskoz kararsızlık çalışmasını genelleştirdiler. Adı geçen yazarlar, manyetik gerilme kuvvetinin kararsızlık büyüme oranını daha düşük değerlere çektiğini

saptadılar. Ancak, bu durumda bile büyüme oranının standart MRI büyüme oranından daha büyük olduğuna işaret ettiler. Islam ve Balbus (2005) manyetik viskoz kararsızlığının gökada disklerine, gökada ayçalarına ve Samanyolu gökadasının özeğindeki düşük yoğunluklu toplanma akışkanlarına uygulanabileceğini savunuyorlar.

Ferraro (2007) iki-akışkan MHD eşitliklerine birinci mertebeden FLR terimlerini de katarak 2007 yılına dek üzerinde çalışılmamış olan iyon gyroviskoz etkisini dikkate almış oldu. Ferraro çarpışmasız sınırdaki, iyon Larmor yarıçapından (r_{Li}) çok daha büyük ölçeklerde gyroviskoz etkilerin MRI i tamamen kararlı duruma getireceğini gösterdi.

Schekochihin, Cowley and Taylor (2004) sıcak, düşük yoğunluklu astrofiziksel plazmada küçük ölçekli çalkantılı dinamo üretimi ve doyuma ulaşımı sorununu araştırdı. Çalışma sonuçları küçük ölçeklerde manyetik erke yoğunluğunun plazmanın kinetik erke yoğunluğundan daha büyük olduğuna işaret etti. Schekochihin ve diğ. (2005) yönbağımlı viskoz streslerin gökada kümelerinin gökadalardaki ortamında hızlı büyüyen plazma kararsızlıklarına neden olup olamayacağını araştırdı. Adı geçen araştırmacıların ilgilendiği ölçekler çarpışmasız plazma, diğer bir deyişle, $\omega_{ci} \gg \tau_{ii}$ sınırıydı. Schekochihin ve diğ. (2005) Braginskii viskozitesinin özelliklerine dikkat çekti: (1) viskoz ölçeklerden daha büyük ölçeklerde küçük ölçekli dinamo üretilebilir ve (2) bu ölçeklerde manyetik alana dik yöndeki hız gradyentleri varlığını sürdürebilir. Elde ettikleri sonuç, Braginskii viskozitesinin viskoz ölçeklerde tüm kinetik erkeyi bastıramayacağına ve viskoz ölçeklerden daha küçük ölçeklerde de büyüyen kararsızlıkların tetikleneceğine işaret ediyordu.

Ramos (2003) çarpışmasız manyetize plazmada manyetik alana koşut ısı akılarının dinamik evriminin çözümlemesini yaptı. Çalışmada, çarpışmasız MHD yaklaşımının dalga-parçacık etkileşimi gibisinden süreçlerin taşıdığı kinetik bilgiyi içermediği savunuldu. Tutarlı bir sonuca ulaşabilmek için stres tensöründe gyroviskoziteyi dikkate aldı. Çarpışmasız plazmanın akışkanlar bağlamındaki ilk betimlemesini Chew, Goldberger ve Low (1956) vermiştir. Bu yazarların çalışması sıfır veya düşük mertebeden Larmor yarıçapı sınırında yapılmıştı. Diyamanyetizm ve çok akışkanlı etkilerin ortaya çıkarılabilmesi için Larmor yarıçapında seriye açılımın üst

mertebeden terimlerini içermesi gerekiyor. Manyetize olmuş çarpışmasız plazma çözümü öndeki bu eksiklikleri gidermek amacıyla Ramos (2005) yüksek mertebeden FLR etkilerini içeren terimleri akışkan hız momentleri eşitlikleri dizgesine kattı. Bu eşitlikler dizgesinin, geometrik yapısı ne olursa olsun bir manyetik alandaki gyrovizkoz stresleri, basınç yönbağımlılığını ve yönbağımlı ısı akısını açıklayabileceğini savundu.

Devlen & Pekünlü (2007) protoplanetary disklerdeki yerel akımların neden olduğu diyamanyetizmin MRI üzerine olan etkilerini araştırdı. Bulgular, diyamanyetizmin MRI i bastırıcı yönde değil, tam tersine kararsızlığı artırıcı yönde etkilediğine işaret etti. Ayrıca, diyamanyetik etkinin maksimum büyüme oranını yerel Oort-A değeri üzerine çıkardığını da gösterdiler.

Socrates, Parrish ve Stone (2008) manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca akan parçacıkların ürettiği ısı sızmasının katmanlaşmış ve manyetize olmuş plazma zarfının kararlılığını nasıl etkilediğini araştırmışlardır. Doğrusal MHD tedirginlik çözümleri, böylesi bir plazma ortamının, kendi betimlemeleriyle, “coulomb bubble kararsızlığı” sergileyeceğine işaret etmiştir. Adı geçen yazarlar, değişik kararlı ortamlarda ortaya çıkan bu kararsızlığın büyüme oranı ve kararlılık ölçütünü vermişlerdir. Coulomb bubble kararsızlığının kararsızlık eşliğinde bulunan sıcak Gökada ayçasında ortaya çıkabileceği savunulmuştur.

Parrish, Stone ve Lemaster (2008) manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca yönbağımlı olarak akan ısının gökada kümelerinin gökadallararası ortamının MTI kararsızlığına uğratacağını göstermişlerdir. Bu yazarların MHD öykünümleri MTI nın manyetik erkeyi birkaç milyar yılda başlangıç değerinin 50 katına çıkaracağına işaret etmiştir. Aynı zaman diliminde sıcaklık kesitinin de büyük değişikliğe uğrayacağı belirtilmiştir. Parrish, Stone ve Lemaster’a (2008) göre bu çalışma, gökadallararası ortamın etkin ısısal iletkenliğine ilişkin, kendi içinde tutarlı ilk çalışmadır.

Quataert (2008) katmanlaşmış, çarpışmaların zayıf olduğu bir plazma ortamında, sıcaklığın çekim yönüne ters yönde azaldığı durumda eğer ısı akısı manyetik alan kuvvet çizgileri boyuncaysa MTI ya benzer bir kararsızlığın ortaya çıkacağını gösterdi. Bulduğu önemli sonuçlardan birisi, manyetik kaldırma kararsızlığının sıcaklık gradyentinin işaretine bağılı olmadığı yönündeydi. Doğrusal

kararsızlık çözümlemesi gökada kümelerinde $\sim 0.1 - 100 \text{ kpc}$ uzaklıklarda kararsızlık öngörüsünde bulunuyor.

Çalışmamızı şu şekilde sunacağız: 2. Bölüm'de gyroviskozite, ısıl iletkenlik ve koşut viskozite etkilerini de içeren iki-akışkan eşitliklerinin sonuçlarını vereceğiz. Bölüm 3 doğrusallaştırılmış MHD eşitlikleri ve onların çözümünü içerecek ve Bölüm 4 de bulduğumuz sonuçları sunacak ve fiziksel yorumlarını yapacağız.

2. İki – Akışkanlı Plazma Eşitlikleri.

Düşük yoğunluklu plazmada iyon Larmor yarıçapı iyon-iyon çarpışma ortalama özgür yolundan daha küçüktür. Bu koşullar altında, plazma dinamiğini belirleyen MHD eşitlikleri, manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca özgürce devinen parçacıkların neden olduğu yönbağımlı taşınım süreçlerini dikkate almalıdır (Braginskii 1965). Manyetik alana koşut ısı iletkenliğine elektronların yaptığı katkı iyonlarınkinden $(m_i/m_e)^{1/2}$ çarpanı denli daha büyüktür; benzer biçimde iyonların koşut yöndeki viskozitesi elektronlarınkinden aynı çarpan denli daha büyüktür. Belli mertebeden FLR etkisini dikkate alabilmek için MHD eşitlikleri çarpışmasız viskoz tensör ve ısı akısı zaman evrimini içermelidir. Balbus (2004) dönen dizgelerde iyon viskozitesinin önemine değinmiştir. Düşük yoğunluklu plazmada FLR etkisini inceleyebilmek için ısı akısı teriminin de eşitliklerde dikkate alınması gerekir ki bizim çalışmamızın amacı da budur.

Plazmanın yarı-nötr olduğunu varsayarsak, $n_e = Zn_i$, kütle korunumu eşitliği yalnızca iyonlar için yazılabilir. Şimdi, $P = P_i + P_e$, $\Pi = \Pi_e + \Pi_i$ yazalım ve $m_e/m_i \sim 0$ olduğunu varsayalım. $T_e \approx T_i \approx T$, $P = (n_i + n_e)T = (1+Z)\rho T/m_i$ dir. Bu eşitlikleri MHD eşitliklerine taşırsak aşağıdaki bağıntıları yazabiliriz:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P - \nabla \cdot \Pi + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{J}}{en_e} \times \mathbf{B} + \frac{c}{en_e} \nabla P_e + \frac{c}{en_e} \nabla \cdot \Pi_e \right] \quad (3)$$

$$\frac{dP}{dt} + \frac{5}{3}P \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) = -\frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (4)$$

Stres tensörü $\mathbf{\Pi} = \mathbf{\Pi}^{\parallel} + \mathbf{\Pi}^{\perp} + \mathbf{\Pi}^{gv}$ koşut (\parallel), dik (\perp) ve gyroviscous (gv) bileşenlerin toplamı olarak verilir (Braginskii 1965). Düşük yoğunluklu plazmada dik viskozite, koşut viskoziteden $(r_L/l)^2$ çarpanı denli küçüktür, r_L Larmor yarıçapı, l parçacıkların ortalama özgür yoludur. $\mathbf{\Pi}^{gv}$ en düşük dereceli FLR düzeltmesini gösteren erke yitiksiz strestir. Bu terim bir Larmor yörünge boyunca parçacıkların sürüklenme hızındaki değişimleri ölçer (Ferraro 2007). Biz bu çalışmada $\mathbf{\Pi} = \mathbf{\Pi}^v + \mathbf{\Pi}^{gv}$ stres tensörü için Braginskii kapalılığını kullandık.

$$\mathbf{\Pi}^v = 0.96 \frac{P_i}{2\nu_i} (\mathbf{I} - 3\hat{\mathbf{b}}\hat{\mathbf{b}}) (\hat{\mathbf{b}} \cdot \mathbf{W} \cdot \hat{\mathbf{b}}) \quad (5)$$

$$\mathbf{\Pi}^{gv} = \frac{P_i}{4\omega_{ci}} \left\{ \hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{W} \cdot (\mathbf{I} + 3\hat{\mathbf{b}}\hat{\mathbf{b}}) + \left[\hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{W} \cdot (\mathbf{I} + 3\hat{\mathbf{b}}\hat{\mathbf{b}}) \right]^T \right\} \quad (6)$$

Burada $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{B}/B$, $\omega_{ci} = eB_{z0}/m_i c$ sırasıyla manyetik alan boyunca olan birim vektör ile cyclotron frekansıdır, ν_i ion collision frekans ve $\mathbf{W} = \nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T - (2/3)\mathbf{I} \nabla \cdot \mathbf{v}$ rate of strain tensörüdür.

3. Doğrusallaştırılmış Eşitlikler.

(3) numaralı eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim Hall etkisini simgeler ve biz Hall etkisinin boşlanabilecek denli küçük olduğunu varsayacağız (Ferraro 2007). (1)–(4) eşitliklerindeki \mathbf{v} hızı iyonların hızıdır, bu bağıntılardan türetilen olan dağılma bağıntısının çözümünü arıyoruz. Çalışmamızı silindirik konsayı düzeneğinde (R, ϕ, z) yapacağız. Eksen bakışık olarak ortaya çıkan tedirginliklerin uzay-zaman değişimlerinin de, $\exp(\omega t + ik\hat{\mathbf{z}} + ik\hat{\mathbf{R}})$ biçiminde olduğu varsayılacak. Plazmadaki zayıf manyetik alanın sarmal biçiminde olduğu, bileşenlerinin ve manyetik alanın ϕ eksenine yaptığı açının

da sırasıyla $B_z = B_0 \sin \theta$, $B_\phi = B_0 \cos \theta$ ve $\theta = \tan^{-1}(B_z / B_\phi)$ oldukları varsayılacaktır. B_0 , manyetik alanın başlangıçtaki genliğidir. Sonlu bir değere sahip B_R nin zamanla B_ϕ bileşeni üreteceği (Balbus ve Hawley 1991) ve çözümlenmeyi karmaşık bir duruma sokacağı için $B_R = 0$ varsayımı yaptık. Denge durumunda plazmanın Kepler hız alanına sahip olduğu, diğer bir deyişle diferansiyel döndüğü, $v_\phi = R\Omega(R)$ ve plazma basıncının yönbağımsız olduğu varsayılmıştır.

Düşük yoğunluklu astrofiziksel plazmada \mathbf{q} ısı akısı baskın olarak manyetik alan kuvvet çizgileri boyuncadır. Koşut ısı akısı $\mathbf{q} = -\chi_C \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \nabla)T$ bağıntısıyla verilir; burada $\chi_C \approx 6 \times 10^{-7} T^{5/2}$ ergs cm⁻¹ K⁻¹, Spitzer (1962) tarafından verilen Coulomb iletkenlik katsayısıdır. Denge durumunda ortamın eşisiz olduğu varsayıyoruz bu nedenle ısı akısı boşlanacaktır. Tedirginlik ısı akısı $\delta \mathbf{q} = -\chi \left[\delta \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \nabla T) + \mathbf{b}(\delta \mathbf{b} \cdot \nabla T) - i\mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{k})\delta T \right]$ ile verilir. $\delta \mathbf{b} = \delta(\delta \mathbf{B} / B) = \mathbf{b} \times (\delta \mathbf{B} / B \times \mathbf{b})$ manyetik alan birim vektörünün tedirgin edilmiş biçimidir. Boussinesq yaklaşımında basınç değişimleri sıcaklık değişimlerinden daha küçüktür, yani, $\delta T = -T(\delta \rho / \rho)$.

Doğrusallaştırılmış eşitliklerden türetilen dağılma bağıntısı (7) eşitliğiyle verilmiştir.

$$\tilde{\omega}^5 + a_1 \tilde{\omega}^4 + a_2 \tilde{\omega}^3 + a_3 \tilde{\omega}^2 + a_4 \tilde{\omega} + a_5 = 0 \quad (7)$$

(Katsayılar, kısaltmalar ve parametreler için Ek'e bakınız).

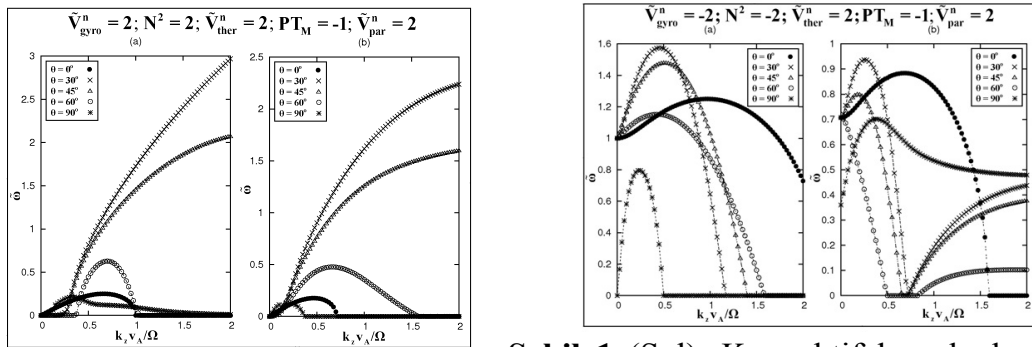
Eğer Π stres tensörü ve \mathbf{q} ısı akı vektörünü sıfıra eşitler, $\theta = 0^0$ ve $\omega = -i\sigma$ varsayımlarını kullanırsak dağılma bağıntımız Balbus & Hawley (1991) dağılma bağıntısına dönüşür (yazarların 29 numaralı eşitliğine bakınız). Π stres tensörünü yine sıfır alır, $k_z \sin \theta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}$ ve $\omega = -i\sigma$ varsayımlarını yaparsak Balbus'un (2001) dağılma bağıntısına ulaşırız.

3.1. Konvektif olarak kararlı durum ve $\Omega \uparrow \uparrow B_z$

Bu alt bölümde düşük yoğunluklu plazmanın konvektif olarak kararlı olması durumunda, diğer bir deyişle Brunt - Väisälä frekansının pozitif değerler alması durumunda dağılma bağıntısının çözümünü inceleyeceğiz. Şekil 1 MRI da en hızlı büyüyen dalga biçemi ($k_R = 0$) için çizilmiştir. Şekiller kararsız dalgasayısına karşı kararsızlığın büyüme oranı ($\tilde{\omega}$) olarak çizilmiştir.

Şekillerdeki “a” harfi $k_R = 0$ için ve “b” harfi de $k_R/k_z = 1$ için kullanılmıştır. Heriki durum için de açısal hız vektörü Ω ve B_z birbirine koşuttur ($\Omega \uparrow \uparrow B_z$). Heriki durum için de iki kararsız kök vardır. Şekil 1a ve 1b gyroviskozitenin, koşt viskozite ve ısısal iletkenliğin varlığında çizilmiştir. Kararsızlığın büyüme oranı, silindirik konsayı düzeneğinin $\hat{\phi}$ yönüyle B manyetik alan vektörü arasındaki açığa sıkı bir biçimde bağlıdır. Bu açığa “tıns açısı” olarak tanımlayacağız. Bu açının parçacık yörünge kuramında, parçacığın anlık hız vektörüyle manyetik alan arasındaki açıyla karıştırılmaması gerekiyor.

Her üç dinamik etkinin, gyroviskozite, koşt viskozite ve ısısal iletkenliğin varlığında MRI ve MTI düşük büyüme oranlarıyla da olsa varlıklarını sürdürüyorlar (*bkz.* Şekil 1a, b).



Şekil 1 (Sol). Konvektif kararlı durumda her üç dinamik etkinin, gyroviskozite, koşt viskozite ve ısısal iletkenliğin varlığında büyüme oranları ($\tilde{\omega}$). Şekil 2 (Sağ) Konvektif kararsız durum için.

Kararsızlığı ortaya çıkaran baskın etki gyroviskozitedir.

3.2. Konvektif Kararsız durum ve $\Omega \uparrow \downarrow B_z$

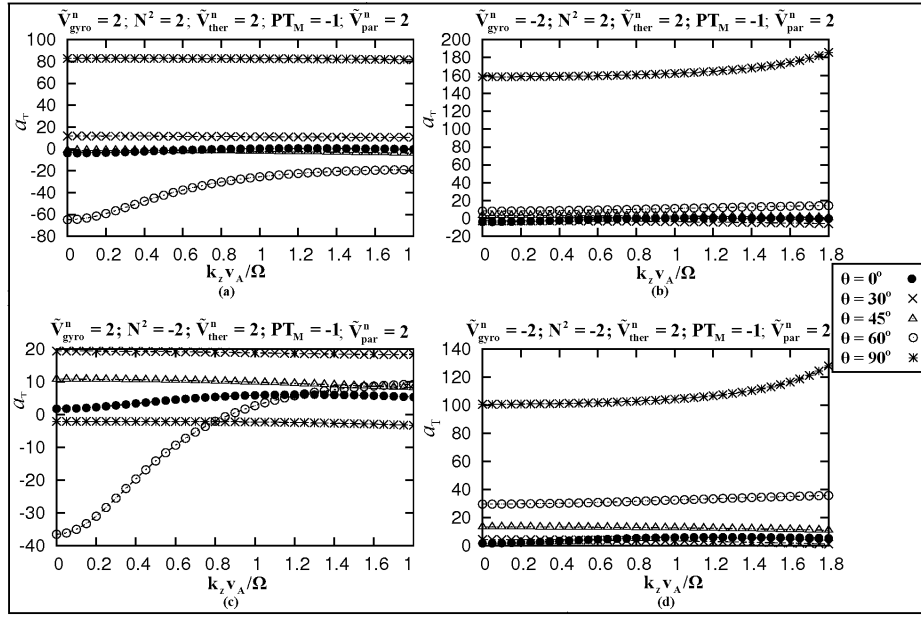
Her üç dinamik etkinin varlığında kararsızlık büyüme oranları Şekil 2 de görülüyor.

4. Tartışma ve Sonuç.

Yukarıdaki paragrafta değinilen fiziksel koşullar altında bulunan düşük yoğunluklu, sıcak ve diferansiyel dönen plazma, MRI, MTI ve gyroviskoz kararsızlıklara açık kalacaktır. Hill eşitlikleri MRI nin nasıl değiştiğine ilişkin fiziksel görüş sunar. Sıcak, düşük yoğunluklu ve diferansiyel dönen diskin kararsız olabilmesi için dışarıya doğru ivmelenmesi gerekir.

Her üç dinamik kuvvetin (koşut viskozite, ısısal iletkenlik ve gyroviskozite) etki etmesi durumunda kararlı ve kararsız kılıcı kuvvetlerin net etkisi Şekil 3 de görülüyor. Şekil 3 boyutsuz dalgasayısına karşı toplam ivmenin, a_T , çizgesidir. Şekil 3 de göze çarpan ilk önemli sonuç, uygun parametrelerin varlığında sıcak, düşük yoğunluklu ve diferansiyel dönen toplanma diski daima kararsızdır.

Şekil 3a – d belli bir manyetik alan geometrisinde en az bir kararsız biçimin varlığına işaret ediyor. Örneğin, Şekil 3b ve 3d de a_T tüm dalgaboylarında pozitif değerler alır ki bu da kararsız kılıcı kuvvetin radyal yönde dışarıya doğru bir bileşeninin olduğuna işaret eder. Şekil 3a, manyetik alan tınıs açısının 60^0 olması durumunda dalga biçiminin tüm dalgasayılarında kararlı olacağını gösteriyor. Bu gerçek $\tilde{\omega}$ büyüme oranının negatif değerlere sahip olmasından anlaşılıyor, diğer bir deyişle sözü edilen manyetik alan geometrisinde dinamik etkilerin kombinasyonu diski kararlı kılıcı yönde etkiliyor.



Şekil 3. Her üç dinamik kuvvetin (koşut viskozite, ısısal iletkenlik ve gyroviskozite) etki etmesi durumunda normalize edilmiş dalgasayısına karşı toplam ivme gösterilmiştir.

Ek

(7) eşitliğindeki katsayılar ve kullanılan kısaltmalar aşağıda verilmiştir.

$$a_1 = \tilde{X}^2 s^2 \left\{ -0.4 \tilde{V}_{ther}^n + 6 \tilde{V}_{par}^n c^2 \right\}$$

$$a_2 = \left\{ +\tilde{N}^2 + 2\tilde{X}^2 + \tilde{\kappa}^2 + 6G\tilde{V}_{par}^n \tilde{X}^2 s^2 c^2 + JA + J^2 B \right\}$$

$$a_3 = \left\{ \tilde{V}_{par}^n \tilde{X}^2 6s^2 c^2 \left[\tilde{N}^2 + H \right] + G \left[PT_M + 2\tilde{X}^2 + \tilde{\kappa}^2 + JA + J^2 B \right] + \tilde{V}_{par}^n J \tilde{X}^2 \Omega' C \right\}$$

$$a_4 = \tilde{X}^2 \left\{ \begin{array}{l} \tilde{V}_{gyro}^n \Omega' \left[D(\tilde{N}^2 + \Omega') + \tilde{X}^2 \frac{1}{2} E \right] - 6s^2 c^2 \tilde{V}_{par}^n G \left[H + PT_M \right] + \tilde{N}^2 + H + J \Omega' (G \tilde{V}_{par}^n C \\ + \tilde{V}_{gyro}^n \Omega' F) \end{array} \right\}$$

$$a_5 = \left\{ G \tilde{X}^2 \left(H + PT_M + (\Omega')^2 F (\tilde{V}_{gyro}^n)^2 \tilde{X}^2 \right) - J G \Omega' \left[-\tilde{X}^2 \frac{1}{2} E - (\Omega') D - [DPT_M] \right] \right\}$$

$$s = \sin \theta ; c = \cos \theta ; c(2) = \cos 2\theta ; \Omega' = d \ln \Omega^2 / d \ln R ;$$

$$PT_M = D \ln PD \ln T / M_s^2$$

$$A = 6\Omega' s c^2 + 2(-s + 3s c^2 - 3s^3) + \tilde{\kappa}^2 s^2 ;$$

$$B = s^2 + 3c^2 s^2 - 3s^4 - 18s^4 c(2)$$

$$C = 3s^3c^2 + 9s^3c^2c(2) \quad ; \quad D = s(-1 + 6c^2) \quad ;$$

$$E = 12sc^2 - s + 3sc(2)$$

$$F = 1.5s^2 + 9s^2c(2)c^2 \quad ; \quad G = -0.4\tilde{V}_{ther}^n \tilde{X}^2 s^2 \quad ; \quad H = \tilde{X}^2 + \Omega' \quad ;$$

$$J = \tilde{V}_{par}^n \tilde{X}^4$$

$\tilde{X} = \frac{k_z v_A}{\Omega}$, boyutsuz dalgasayısı. Koşut viskozite, gyroviskozite ısısal

iletkenlikler de sırasıyla, $\frac{\eta_0 k_z^2}{\Omega} = \tilde{V}_{par}$; $\frac{\eta_3 k_z^2}{\Omega} = \tilde{V}_{gyro}$;

$$\frac{2\chi T}{5P\Omega} k_z^2 = 0.4\tilde{V}_{ther}$$

Boyutsuz koşut viskozite, gyroviskozite ve ısısal iletkenlik, sırasıyla

$$\frac{\tilde{V}_{par}}{\tilde{X}^2} = \frac{\eta_0 k_z^2}{\Omega} \frac{\Omega^2}{k_z^2 v_A^2} = \frac{\eta_0 \Omega}{v_A^2} = \tilde{V}_{par}^n \quad , \quad \frac{\tilde{V}_{gyro}}{\tilde{X}^2} = \frac{\eta_3 k_z^2}{\Omega} \frac{\Omega^2}{k_z^2 v_A^2} = \frac{\eta_3 \Omega}{v_A^2} = \tilde{V}_{gyro}^n \quad ,$$

$$\frac{\tilde{V}_{ther}}{\tilde{X}^2} = \frac{\chi T}{P\Omega} k_z^2 \frac{\Omega^2}{k_z^2 v_A^2} = \frac{\chi T \Omega}{P v_A^2} = \tilde{V}_{ther}^n \quad .$$

Kaynaklar:

Balbus, S.A., 2001, ApJ, 562:909-917.

Balbus, S. A., 2003, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 41:555-597.

Balbus, S. A., 2004, ApJ, 616: 857-864.

Balbus, S.A. and Hawley, J.F., 1991, ApJ, 376, 214.

Balbus S.A. and Hawley, J.F., 1998, Review of Modern Physics, Vol. 70, No.1.

Braginskii, S.I., 1965, Rev. Plasma Physics, 1, 205.

Chew, G.L., Goldberger, M.L., and Low, F.E., 1956, Proc. R. Soc. London, Ser. A, 236, 112.

Devlen, E. & Pekünlü, E.R., 2007, Mon. Not. R. Astron. Soc., 377, 1245.

Ferraro, N.M., 2007, ApJ, 662:512-516.

Islam, T. And Balbus, S., 2005, ApJ, 633: 328-333.

Parrish, I.J., and Stone, J.M., 2005, ApJ, 633: 334-348.

Parrish, I.J., Stone, J.M., and Lemaster, N., 2008, arXiv:0806.2148v1 [astro-ph] 12 Jun 2008.

- Quataert, E., 2008, arXiv:0710.5521 v1 [astro-ph] 29 Oct 2007.
- Ramos, J.J., 2003, Physics of Plasmas, Vol. 10, No. 9, 3601-3607.
- Ramos, J.J., 2005, Physics of Plasmas, 12, 052102.
- Schekochihin, A.A., Cowley, S.C. & Taylor, S.F., 2004, ApJ, 612: 276-307.
- Schekochihin, A.A. ve diğ., 2005, ApJ, 629:139-142.
- Shakura, N.I. and Sunyaev, R.A., 1973, Astron. Astrophys., 24: 337-355.
- Socrates, S.A., Parrish, I.J. and Stone, J.M., 2008, ApJ, 675, 357.
- Spitzer, L., 1962, Physics of Fully Ionized Gases (NY: Wiley Interscience).