

KLASİK T TAURİ YILDIZLARINDA TOPLANMA DİSKİ- MANYETİKKÜRE ETKİLEŞİMİ

Suzan DOĞAN¹ ve E. Rennan PEKÜNLÜ¹

¹ Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, 35100, İzmir
(eposta: dogansuzan@gmail.com, rpekunlu@gmail.com)

Özet: Manyetik dönme kararsızlığının (MRI) toplanma disklerin dinamiğinde önemli bir etmen olduğu önerilir. Bu çalışmada, klasik T Tauri yıldızlarının (CTTSs) disk-manyetik küre sınırında üretilen diamanyetik akımın MRI büyüme oranını nasıl etkilediği incelendi. Disk akışkanının manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca gelişen akıntıyla (funnel flow) manyetik uçlak bölgelerine yönlendirilmesinde MRI tarafından üretilen durgun dalgaların tetikleyici etkisi gösterildi. Diamanyetik akımın disk-manyetik küre sınırında ortaya çıkardığı manyetik alan gradyenti ve disk akışkanının manyetik alana dik yöndeki gradyenti dikkate alındı. Bu varsayımlarla yapılan MHD eşitliklerinin çözümü, MRI büyüme oranının genliğinin artacağına işaret etti.

1. Giriş

Toplanma disklerinin kuramsal açıdan henüz çözülmemiş sorunsallarından birisi, disk akışkanını disk-manyetik küre sınırındaki çiftuçay manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca güden ve akışkanın manyetik uçlak bölgelerinden yıldızın yüzeyine akmasını sağlayan kararsızlığın tanısının yapılamamış olmasıdır (Ghosh & Lamb 1978; Pringle & Rees 1972, Romanova ve ark. 2002). Yıldızın manyetik uçlak bölgelerinde kuvvet çizgilerinin geometrik yapısı huni benzeri olduğu için bu bölgeye akan plazmaya “Huni akışkanı” (Funnel flow) denir.

Toplanma diski manyetik küre etkileşiminin doğası üzerine birçok kuramsal çalışma yapılmıştır (Pringle & Rees 1972; Lamb ve ark. 1973; Ghosh & Lamb 1978; Camenzind 1990; Königl 1991; Spruit & Taam 1993; Lovelace ve ark 1995; Li ve ark 1996). Bununla birlikte, CTTS dizgilerinde manyetik kürenin neden olduğu “huni akışına” ilişkin gözlemsel kanıtlar var. Stempels & Piskunov (2002) çalışmalarında RU Lup için sundukları gözlemsel sonuçlar, manyetik küre güdümünde akış modelinin öngörülerini doğruladı. Muzerolle ve ark (1998) manyetik küre güdümlü “huni akış” modelini kullanarak gözlenen tayf çizgilerinin şeklini başarıyla açıkladı. Strassmeier ve ark (2005) Doppler görüntüleme yöntemini kullanarak zayıf çizgili TTauri (WTTS) dizgesi olan MN Lupi'nin uçlaklara yakın enlemlerinde akışkanın neden olduğu şok dalgalarının ürettiği sıcak lekeleri ortaya çıkardılar. Donati ve ark (2011) tayfsal polarimetrik gözlemlerden yola çıkarak, TW Hya dizgesinde disk akışkanının baskın olarak manyetik uçlaklar bölgesinden yıldız yüzeyine indiğini savundular.

Yeğlin manyetik alana sahip yıldızlar üzerine “huni akışı” yapan toplanma diskleri üzerine sayısal öykünümler de yapılmıştır (Miller & Stone 1997; Romanova ve ark 2002, 2011; Kulkarni & Romanova 2005; Long ve ark 2008). Romanova ve ark (2002) dönen ve manyetik alan içeren yıldız üzerine “huni akışı”nı araştırmışlardır. Değişik manyetik momentleri ve dönme oranlarını inceleyen yazarlar plazmayı “huni akışı”na güden baskın kuvvetin basınç gradyent kuvveti olduğunu bulmuşlardır. Romanova ve ark (2011), manyetik dönme kararsızlığı (magnetorotational instability-MRI) gösteren diskler için yaptıkları MHD öykünümlerde, yıldızın yakın bir bölgede diskin manyetik basınç kuvveti nedeniyle kesintiye uğradığını ve disk akışkanının “huni akışı”na geçtiğini gözlediler.

Disk plazmasının yıldızın manyetik küresine girişi genellikle kararsızlıklarla incelenir. Bunların arasında Rayleigh–Taylor kararsızlığı, Kelvin–Helmholtz kararsızlığı, Manyetikdönme kararsızlığı en çok yeğlenen kararsızlıklardır. Biz bu çalışmamızda, CTTS dizgelerinde, diskin iç sınırında disk-manyetik küre etkileşiminde manyetikdönme kararsızlığının rolünü inceledik. Balbus & Hawley (1991) Kepler hız kesitine sahip ve zayıf manyetik alan içeren disklerde plazmanın manyetik alana donmuş olması durumunda (frozen–in) diskin kararsız olduğunu göstermişlerdir. Eğer diskteki manyetik alan zayıfsa, küçük tedirginlikler, durgun, *evanescent* kararsız dalga biçimlerinin ortaya çıkmasına neden olur. Gezegen öncülü disklerde (Protoplanetary disks-PPD) Ohm direnç, Hall etkisi ve ambipolar sızma gibi özgür erke açığa çıkaracak olan MHD süreçlerin dikkate alınmasının gerekli olduğu farklı yazarlarca savunulmuştur (örn. Bai 2011, Armitage 2011). Biz çalışmamızda bunlardan yalnızca Hall etkisini hesaba kattık.

Biz bu çalışmada, diskin iç sınırından başlayan “huni akışına” neden olan etmeni araştırmayı amaçlıyoruz. Çalışmamızda, CTTS dizgelerinde iç disk-manyetik küre sınırında ortaya çıkan diamanyetik etki ve bu etkinin ürettiği manyetik alan gradyentinin ve azimutal hızdaki gradyentin manyetikdönme kararsızlığına getireceği değişikliklerle ilgilendik. Çalışmanın bir sonraki bölümünde diskteki diamanyetik etkiyi inceleyecek ve etkinin matematiksel bağıntılarını sunacağız. Üçüncü bölümde, diamanyetik etkinin ortaya çıkardığı manyetik alan gradyenti ve dikine hız gradyentinin kararsız dalganın büyüme oranını nasıl etkilediğini inceleyeceğiz. Son olarak, dördüncü bölümde sonuçları özetleyeceğiz.

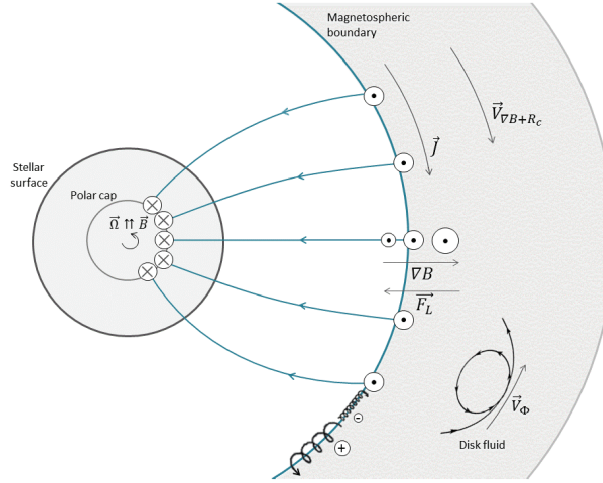
2. Disk Özellikleri

2.1. Diamanyetizm

Bu çalışmada parçacıkların manyetik alana donduğunu (frozen–in) varsayıyoruz. Singal (1986) ve Bodo ve ark (1992) diamanyetik etkiyi nötron yıldız bağlamında incelemişlerdir. Çiftuçay yapıdaki bir dış manyetik alana donmuş olan pozitif ve negatif elektrik yüklü parçacıklar manyetik alandaki gradyent ve eğrilik nedeniyle zıt yönlere doğru sürüklenir ve bu nedenle elektriksel akım üretirler. Bu akım da kendi manyetik alanını üretir. Akımlar kapalı devrelerde dolanır. Akımın ürettiği manyetik alan rotasyonel olduğu için akım devresinin dışında dış manyetik alanla aynı, devrenin içindeyse dış manyetik alanla zıt yönlü olur. Net manyetik alan devrenin içinde zayıf, dışındaysa güçlüdür, bu nedenle “ikili manyetik alan” anlamına gelen “diamanyetizm” olarak adlandırılır (Şekil-1). Diamanyetik etkinin varlığında toplam akım yoğunluğu aşağıdaki (1) numaralı bağıntıyla verilir:

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \left[(1 - \varepsilon) \nabla \times \mathbf{B} + 2\varepsilon \frac{\nabla B}{B} \times \mathbf{B} - 2\varepsilon \frac{\nabla v_{\perp}}{v_{\perp}} \times \mathbf{B} \right] \quad (1)$$

Burada $W_b = B^2 / 8\pi$ manyetik erke yoğunluğu ve $\varepsilon = W_k / 3W_b$ manyetizasyon parametresidir (Devlen & Pekünlü, 2007, DP07). Eğer diferansiyel dönen diskin iç sınırındaki açılal hız, özekteki yıldızla birlikte dönen manyetik kürenin son kapalı çizgisinin açılal hızına eşitse, disk akışkanının bu sınırdaki manyetik küreye tuzaklanması beklenir. Yıldız kökenli çiftuçay manyetik alandaki gradyent ve eğrilik nedeniyle pozitif ve negatif elektrik yüklü parçacıklar zıt yönlere doğru sürüklenme hızı kazanacaklardır. Böylece, diskin iç sınırıyla birlikte dönen manyetik küre sınırında bir yerel akım ortaya çıkacaktır. Bu yerel akım kendi manyetik alanını üretir, akım devresinin içindeki net manyetik alan yeğinliği devrenin dışındaki yeğinliğinden daha düşük olacak ve radyal yönde bir manyetik alan gradyenti oluşacaktır. Diamanyetik etkinin MRI üzerine etkisini inceleyen DP07, manyetizasyon akımının ürettiği manyetik alan gradyentinin diskte yeni



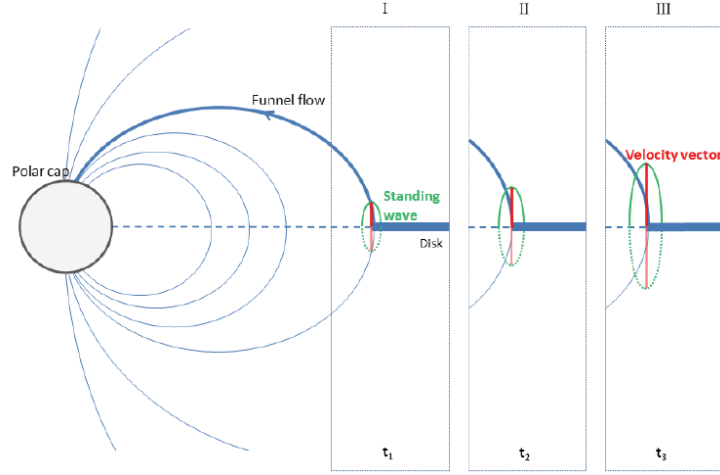
Şekil-1. Diskin iç sınırıyla manyetik kürenin kesiştiği bölgenin uçlak bölgesinin üstünden görünüşü. \odot ve \otimes simgeleri manyetik alan vektörlerinin gözlemcinin bakış yönünün tersine ve bakış yönünde olduğunu simgeler. Diskin iç sınırındaki cycloid yörüngeler negatif ve pozitif yüklü parçacıkların yörüngeleridir. Tuzaklanmış olan yüklü parçacıklar dış manyetik alandaki gradyent ve eğrilik nedeniyle sürüklenme hızı kazanır ve \mathbf{J} elektrik akımı üretir. Bu akım kendi manyetik alanını üretir ve disk manyetik küre sınırında radyal yönde manyetik alan gradyenti üretir.

bir kararsız dalga biçemi ürettiğini buldular. DP07 manyetik alana dik hızın (v_{\perp}) R uzaklığındaki uzay yakınlarında değişmediğini varsaydılar, yani (1) numaralı eşitliğin sağ tarafında, ∇v_{\perp} içeren terimi dikkate almadılar. Biz bu çalışmamızda hem dikine hız gradyentini hem de manyetizasyon akımının ürettiği manyetik alan gradyentini dikkate alacağız.

2.2. Disk-Manyetik küre sınırının geometrisi

Bu çalışmamızda diferansiyel dönen diski, $\kappa = 4\Omega d\Omega / d \ln R$ epicyclic frekansı ve boyutsuz parametre, $T = d \ln \Omega^2 / d \ln R$ ile betimleyeceğiz, Ω diskin açısal hızıdır. Aynı zamanda disk akışkanının diskin zayıf manyetik alanına donmuş olduğunu varsayacağız. Bu iki varsayım, eğer diskte bir kararsızlık ortaya çıkarsa bu kararsızlığın büyük bir olasılıkla MRI olduğu anlamına gelir. Yıldızın çiftuçay manyetik alanının son kapalı çizgisi hem yıldızla hem de toplanma diskinin iç sınırındaki akışkanla aynı açısal hıza sahip varsayımı yapıyoruz. Manyetizasyon akımının aktığı bölgede bölgenin kalınlığı iyonların ortalama Larmor yarıçapının $r_L = mv_{\perp}c/qB$ iki katı, ve CTTS dizgelerinde yaklaşık 200 cm denlidir. Diamanyetik akım komşuluğundaki manyetik alanın akım devresinin içindeki yeğnliği, dışındaki yeğnliğinden daha azdır (Şekil-1). Böylece disk-manyetik küre sınırında radyal yönde manyetik alan gradyenti oluşur. Eğer manyetik momentin $\mu = mv_{\perp}^2 / 2B$ korunumu varsayımını kullanırsak, cycloid yörüngelerde dolanan parçacıkların manyetik alanın yeğn ve daha az yeğn bölgelerine girip çıkarken dikine hızlarında değişim, diğer deyişle gradyent kazanacaklarını söyleyebiliriz.

Son olarak, diskin iç sınırında yavaş ve/veya durgun kararsız dalganın üretildiğini düşünelim. Bir sonraki bölümde dağılma bağıntısının kararsız durgun dalganın varlığına işaret ettiğini göstereceğiz. Bu nedenle Şekil-2' de disk-manyetik küre sınırındaki fiziksel süreci betimlemeye çalışalım. Disk akışkanı özektteki yıldızın çekim kuvvetinin etkisiyle, manyetik alanın güdücülüğüyle ve Kepler hız kesitli akışla CTTS'e doğru devinir. Bu



Şekil 2. Diamanyetik akımın değişikliğe uğrattığı MRI ile üretilen kararsız durgun dalganın genliği zamanla büyür. Kararsız dalga disk akışkanını yaklaşık sıfır derecelik tınıs açılarıyla manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca güder. Özeteki yıldızın uyguladığı çekim kuvveti ve manyetik alan kuvvet çizgilerinin güdücülüğü ile disk akışkanı yıldızın manyetik uçlak bölgelerinde huni akışı oluşturur. Kararsız dalganın giderek artan genliği sinüs benzeri eğriyle gösterilmiştir. Kararsız dalganın genliği büyüdükçe disk akışkanı heriki manyetik uçlağa doğru itilir (sürekli ve kesikli çizgiler).

aşamada disk akışkanı, kararsız dalga biçiminin giderek artan genliğiyle yerel manyetik alan çizgileri boyunca, diğer bir deyişle sıfır tınıs açısıyla manyetik uçlaklara doğru itilir. Bu koşullar altında akışkandaki plazma bileşenleri (elektronlar, iyonlar) manyetik aynalarını manyetik alanın en yeğin bölgelerinde ararken uçlak bölgesinde yıldızın yüzeyine çarpacaklardır. Elektronların ve iyonların farklı sürüklenme hızları Hall etkisini de gündeme getirecektir. Tüm bu olasılıkları dikkate alarak, MRI'nın yavaş veya durgun dalga üretmesiyle disk akışkanını manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca güderek manyetik uçlak bölgelerine yağmasındaki rolünü inceliyoruz.

2.3. Dağılma bağıntısı

MHD yaklaşımının temel eşitlikleri, sırasıyla, kütle korunumu, devinim eşitliği ve manyetik indüksiyon eşitliğidir. Diamanyetik etkinin MRI üzerine yaptığı değişikliği incelemek için (1) eşitliğiyle verilen akım yoğunluğu MHD eşitliklerinde kullanılacaktır. Diske dik manyetik alan, $\mathbf{B} = B(R)\hat{z}$ ve radyal yönde manyetik alan gradyenti varlığında, $\nabla B = (dB/dR)\hat{R}$ diferansiyel dönen diskteki yerel kararsızlığı inceliyoruz. Disk akışkanındaki parçacıkların dikine hızlarında da gradyentin varlığını varsaymıştık, $\nabla v_{\perp} = (dv_{\perp}/dR)\hat{R}$. Çalışmamızda Hall akımlarını da dikkate alıyoruz. İncelemeyi Boussinesq yaklaşımında yapacağız. Silindirik koordinatlarda, (R, ϕ, z) , çalışıyoruz. Tedirgin edilmiş niceliklerin uzay zaman değişiminin düzlem dalga biçiminde, $\exp(ikz + \omega t)$ olduğu varsayılacaktır; k , dalga sayısı, ω , açısal frekanstır. Bu varsayım, pozitif gerçel kök ω , dalga biçiminin eksponansiyel olarak büyüyen kararsız dalga olduğuna işaret eder. Disk düzlemine dik olan plazma devinimiyle ilgilendiğimiz için k dalga vektörünün disk düzlemine dik olduğunu varsayıyoruz. Doğrusallaştırılmış eşitliklerden (bkz. Doğan & Pekünlü, 2012) boyutsuz dağılma bağıntısı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$s^4 + \Phi_2 s^2 + \Phi_0 = 0 \quad (2)$$

$s = \omega / \Omega$ boyutsuz parametresi kararsız dalganın büyüme oranıdır. Φ_2 ve Φ_0 katsayıları da aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & G^2 M_A^{-2} \left\{ (1-\varepsilon) \left[X(1+3\varepsilon) + 4\chi X\varepsilon + \frac{Y^2}{2}(1-\varepsilon) \right] + (1+\varepsilon) \chi \tilde{\kappa}^2 \left[Y\varepsilon - \frac{X}{4}(1+3\varepsilon) \right] \right\} \\ & + G T M_A^{-2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\chi}{2} \tilde{\kappa}^2 (X-Y) \varepsilon (1+\varepsilon) - 2(3\chi-2) \varepsilon (1-\varepsilon) \\ & - \frac{\chi}{8} X T \varepsilon (7+5\varepsilon) + \frac{Y^2}{4} \varepsilon^2 (1-\varepsilon)^2 + \frac{\chi}{2} X G (1+3\varepsilon) (1+\varepsilon) \\ & M_A^{-2} \chi Y \left[\frac{G T}{4} \varepsilon^2 (1+3\varepsilon) - 2\varepsilon (1-\varepsilon) - \frac{T^2}{8} \varepsilon^2 (11+3\varepsilon) - \frac{G^2}{2} \varepsilon (1+3\varepsilon) \right] \end{aligned} \right\} \\ & - T^2 M_A^{-2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\chi}{8} Y \tilde{\kappa}^2 \varepsilon (1+3\varepsilon) + \frac{\chi}{2} X \varepsilon [(1-\varepsilon) - \tilde{\kappa}^2 \varepsilon + T \varepsilon] \\ & + \frac{\chi}{4} M_A^{-2} \varepsilon^2 [T^2 \varepsilon^2 + 2(1-\varepsilon)] - \frac{Y^2}{8} \varepsilon^2 (1-\varepsilon) \end{aligned} \right\} \\ & + [T(1-\varepsilon) + Y(1-\varepsilon)^2 + X(1-\varepsilon)^2] \left(\frac{Y \tilde{\kappa}^2}{4} + X \right) \\ \Phi_2 = & \tilde{\kappa}^2 + 2X(1-\varepsilon) + \frac{Y}{4}(1-\varepsilon)[Y(1-\varepsilon) + T] + G^2 M_A^{-2} [(1+3\varepsilon) - \chi Y \varepsilon (1+\varepsilon)] \\ & + \frac{3}{4} G T M_A^{-2} \chi Y \varepsilon (1+3\varepsilon) + \frac{T^2}{8} M_A^{-2} \chi Y \varepsilon (8-9\varepsilon) \end{aligned}$$

Burada $s = \omega / \Omega$; $X = (k v_A / \Omega)^2$; $Y = (k v_H / \Omega)^2$; $\tilde{\kappa} = \kappa / \Omega$; $G = d \ln B / d \ln R$; $\chi \equiv v_H^2 / v_A^2$. Kepler yörünge hızı için tanımlanan Alfven Mach sayısı, $M_A = v_\phi / v_A$ kinetik erke/manyetik erke oranını simgeler. Bu çalışmada biz Alfven Mach sayısını, $M_A^2 = 3\varepsilon$ olarak tanımladık.

Bir sonraki bölümde sunacağımız Şekil 3-5, çözümü gerçel ω veren durgun dalganın dağılıma bağıntısının (X,Y) uzayındaki görüntüsüdür. Çözümler, $\omega_i = 0$ verdiği için dalgalar yayılmayan, durgun dalga olarak tanı kazanmaktadır. Kararsız durgun dalganın genliği büyürken disk akışkanı da manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca heriki manyetik uçlak bölgesine itilecektir. Disk akışkanını “huni akışı” biçiminde yıldızın üzerine gönderen sürecin bu olduğuna inanıyoruz.

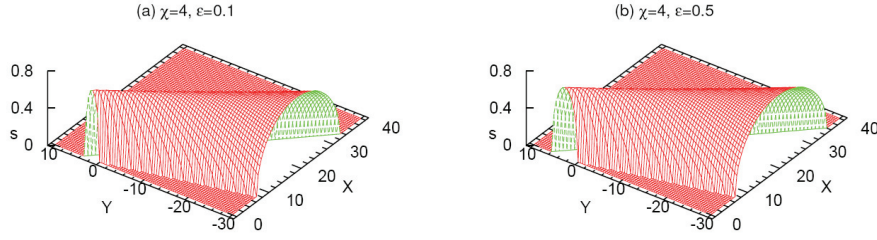
3. Kararsız Dalga Biçiminin Büyüme Oranları

TT disklerinde Hall parametresinin sayısal değeri, manyetik alan, dönme dönemi, elektron sayı yoğunluğu ve manyetik küre yarıçapı için literatürden bulunan sayısal değerler kullanılarak hesaplandı ve $\chi = 4$ olarak bulundu (bkz. Dogan & Pekünlü 2012). Bu bölümde 3 farklı durum için çözüm yapacak ve bu çözümleri karşılaştıracacağız: **I**) $\nabla B = 0, \nabla v_\perp = 0$; **II**) $\nabla B \neq 0, \nabla v_\perp = 0$; **III**) $\nabla B \neq 0, \nabla v_\perp \neq 0$.

3.1. $\nabla B = 0$ ve $\nabla v_\perp = 0$ durumunda Kararsızlık Büyüme Oranları

Çözüm I de, disk-manyetik küre sınırında manyetizasyon akımlarının neden olduğu manyetik alandaki ve dikine hızdaki gradyentleri dikkate almayacağız. Diskteki manyetik alanın diske dik yönde olduğunu varsayıyoruz, $\mathbf{B} = B \hat{z}$. **Çözüm I** sonuçları Şekil-3 de görülüyor. Manyetizasyonun büyüme oranları üzerine olan etkisini görebilmek için şekiller hem zayıf ($\varepsilon = 0.1$) hem de kuvvetli manyetizasyon ($\varepsilon = 0.5$) için yapıldı. Heriki durumda

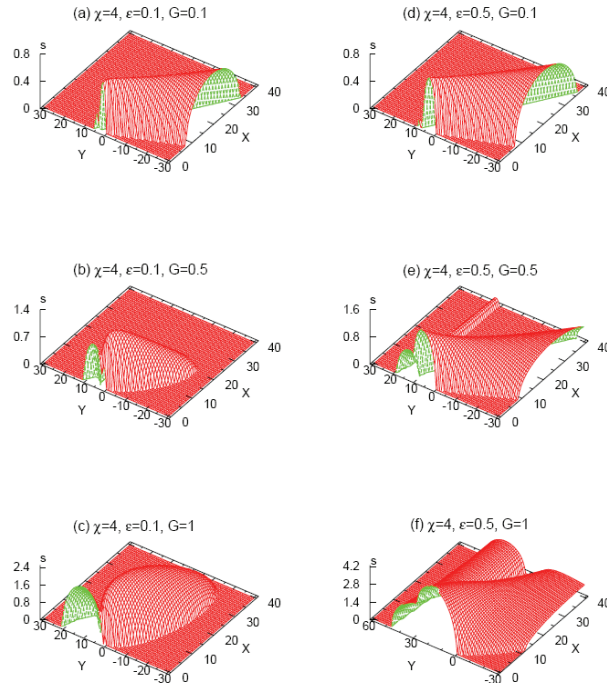
da maksimum büyüme oranı ε değerinden bağımsız olarak 0.75 değerinde görülüyor. Ancak, ε değerini arttırdığımızda yükselti olarak görünen kararsızlık bölgesi genişliyor (Şekil-3b).



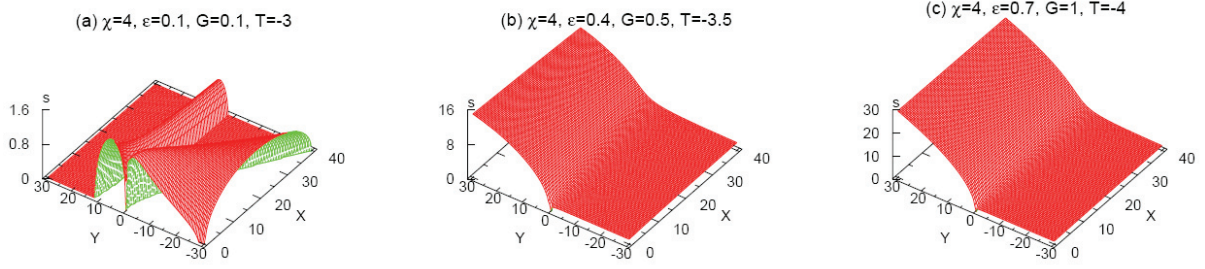
Şekil-3. Çözüm I ile elde edilen kararsızlık büyüme oranları. Yalnızca kararsızlık bölgeleri çizilmiştir. Yükselti büyüme oranlarını simgeler. Maksimum büyüme oranı heriki durumda da, **a)** zayıf manyetizasyon ($\varepsilon = 0.1$), **b)** kuvvetli manyetizasyon ($\varepsilon = 0.5$) için 0.75 değerindedir. Ancak ε değerinin artmasıyla hem X hem de Y yönünde artış gözlenmektedir.

3.2. $\nabla B \neq 0$ ve $\nabla v_{\perp} = 0$ durumunda Kararsızlık Büyüme Oranları

Çözüm II de, disk-manyetik küre sınırında güçlü ve uzun süren manyetizasyon akımının varlığı dikkate alınacak. Denge durumundaki ve z yönündeki manyetik alanın radyal yönde değişimi varsayılıyor, $\mathbf{B} = B(R)\hat{z}$. **Çözüm II** sonuçları Şekil-4 de görülüyor. ∇B nin dikkate alınmasıyla yeni bir kararsız bölge ortaya çıkıyor. Bu aşamadan sonra bu ikinci kararsız bölgeye, *ikinci kararsız bölge (İKB)* adını vereceğiz. **Çözüm I** de elde edilen kararsız bölgeyi de *birinci kararsız bölge (BKB)* olarak adlandıracağız. Çözümler yine **a)** zayıf manyetizasyon ve **b)** kuvvetli manyetizasyon olarak sunulacak. ∇B nin büyüme oranları üzerine olan etkisini görebilmek için ε değerini sabit tutup G değerine 0.1, 0.5 ve 1.0 değerlerini veriyoruz. Şekil-4a, b ve c de $\varepsilon = 0.1$ alındı ve G değerleri artırıldı.



Şekil-4. TT disklerinde **Çözüm II** için elde edilen kararsızlık büyüme oranları. ∇B nin büyüme oranları üzerine olan etkisini görebilmek için ε değerini sabit tutup G değerine 0.1, 0.5 ve 1.0 değerleri verildi. Sol kolon zayıf manyetizasyon ($\varepsilon = 0.1$) için; sağ kolon da kuvvetli manyetizasyon ($\varepsilon = 0.5$) için çözümleri gösteriyor. ∇B nin eklenmesiyle yeni bir kararsız bölge ortaya çıkıyor. Büyüme oranlarının maksimum değerleri (s_m) Çizelge 1 de verilmiştir.



Şekil-5. Çözüm III ile elde edilen kararsızlık büyüme oranları. ∇v_{\perp} teriminin dikkate alınmasıyla maksimum büyüme oranlarının değerinde artış olur (bkz. Çizelge 2).

3.3. $\nabla B \neq 0$, $\nabla v_{\perp} \neq 0$ durumunda Kararsızlık Büyüme Oranları

Çözüm III de (2) eşitliğindeki ∇v_{\perp} terimini de dikkate alacağız. Şekil-5, Çözüm III sonuçlarını gösteriyor. Şekil-5a, Kepler dönme hızına sahip diskler için çözümü gösteriyor. Bu nedenle T değeri için $T = d \ln \Omega^2 / d \ln R = -3$ alındı. ∇v_{\perp} teriminin dikkate alınmasıyla hem maksimum büyüme oranının değeri arttı hem de kararsız bölgenin sınırları genişledi. Şekil-4a ile Şekil-5a karşılaştırıldığında BKB nin maksimum değerinin 0.78 den 1.41 e arttığı görülüyor. Diğer yandan İKB nin maksimum büyüme oranı da 0.1 den 1.52 ye arttı. Şekil 5b ve 5c de, ∇v_{\perp} ve ∇B nedeniyle Kepler hız kesitinden sapma incelendi. G, T ve ϵ değerleri birbiriyle orantılı olduğu için Şekil 5b ve 5c de T değerlerinin artmasına bağlı olarak, ϵ ve G nin değerleri de artar. Bu artışlar kararsızlığın maksimum büyüme oranında artışa neden olduğu gibi, kararsız bölgenin genişlemesini de sağlar (Çizelge 2).

Çizelge 1: Çözüm I ve II den elde edilen maksimum büyüme oranları.

	s_m				
	$\epsilon = 0.1$		$\epsilon = 0.5$		
	BKB	İKB	BKB	İKB	
Çözüm I	G = 0.0	0.75	-	0.75	-
Çözüm II	G = 0.1	0.78	0.22	0.79	0.1
	G = 0.5	1.37	1.02	1.58	0.82
	G = 1.0	2.43	2.21	4.42	2.65

Çizelge 2: Çözüm III den elde edilen maksimum büyüme oranları.

	s_m	
	BKB	İKB
Çözüm III	G = 0.1, $\epsilon = 0.1$, T = -3	1.41 1.25
	G = 0.5, $\epsilon = 0.4$, T = -3.5	- 14.78
	G = 1.0, $\epsilon = 0.7$, T = -4.0	- 29.13

3. Sonuç

Bu çalışmada CTTS disklerinde diamanyetik etkinin manyetikdönme kararsızlığını (MRI) nasıl etkilediğini inceledik. MRI sürecinin disk plazmasını manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca güdüp yıldızın manyetik uçlak bölgelerine inmesini sağlayıp sağlayamayacağına baktık. Çalışmamızın bazı sonuçları aşağıdaki gibi sıralanabilir:

a. MRI kararsız bir dalganın üretilmesine neden olur, disk plazmasını diske dik olan manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca manyetik uçlklara yöneltir. Diamanyetik etki kararsızlığın büyüme oranlarını değiştirir ve kararsız dalganın daha geniş bir dalgaboyu aralığında üretilmesine neden olur. En basit durumda, ∇v_{\perp} ve ∇B terimlerinin yokluğunda, ϵ değerinin artışına bağlı olarak (X,Y) uzayında kararsızlık bölgesi de genişler.

b. ∇B (G) teriminin eklenmesiyle yeni bir kararsız bölge ortaya çıkar. Kararsız biçimin maksimum büyüme oranı (s_m), ϵ değerinden çok, G değerine bağlıdır. ϵ değerini sabit tutup G değerini değiştirdiğimizde, maksimum büyüme oranı da artan G değeriyle birlikte artış gösterir. Buna ek olarak, ϵ değeri arttıkça kararsız bölgenin (X,Y) uzayındaki kapsamı da artar.

c. ∇B (G) teriminin yanısıra ∇v_{\perp} teriminin de eklenmesiyle maksimum büyüme oranının değeri artar, kararsız bölge genişler. Dahası, ∇v_{\perp} değerinin artmasıyla maksimum büyüme oranının değeri de artar. Sonuç olarak, ∇v_{\perp} ve ∇B terimleri MRI'nın çok güçlü olmasını sağlar.

Disk-manyetik küre sınırında üretilen kararsız yavaş ve/veya durgun dalganın genliğinin büyümesine bağlı olarak disk akışkanının diskten kalkıp sıfır tınıs açısıyla manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca güdüleceğini ileri sürebiliriz. Sıfır tınıs açısı, parçacıkların manyetik aynalarını olabildiğince yeğin manyetik alan bölgelerinde arayacağı anlamına gelir. Parçacıklar manyetik aynalarını bulamadan yıldızın manyetik uçlak bölgelerine yaşıyacaklardır. Disk akışkanının diskten kaldırılıp “huni akışkanı” biçiminde uçlak bölgelerine güdülmesi etkinliğini kararsız dalganın genliği ve akışkanın kuvvet çizgileri boyunca olan hız genliği belirler. Bu sorunsalın çözümü bir başka araştırma konusu olacaktır.

Konuyla ilgili yararlı tartışmaları için A.R. King ve R. Lovelace'a teşekkürlerimizi sunuyoruz. Çalışmamızın İngilizcesini kontrol eden B. Kalomeni ve G. James'e de teşekkür ediyoruz. Suzan Doğan (SD), Leicester Üniversitesi Kuramsal Astrofizik Grubunun desteğinden yararlanmıştı. **Bu çalışmayı Türkiye Gökbilim dünyasına bilimsel ve örgütsel açıdan verdiği onurlu çabalar nedeniyle sayın Prof. Dr. Zeki Aslan'a adıyoruz.** Bu çalışmayı TÜBA desteklemiştir. Çalışma SD'nin doktora tezinin bir bölümüdür.

Kaynaklar

- Armitage, P. J. 2011, *ARA&A*, 49, 195.
Bai, X.-N. 2011, *ApJ*, 739, 50.
Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214.
Bodo, G., Ghisellini, G., & Trussoni, E. 1992, *MNRAS*, 255, 694.
Camenzind, M. 1990, *Reviews in Modern Astronomy*, 3, 234.
Devlen, E., & Pekünlü, E. R. 2007, *MNRAS*, 377, 1245
Doğan, S., & Pekünlü, E.R. 2012, *PASP*, basım aşamasında.
Donati, J.-F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 472.
Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1978, *ApJ*, 223, L83.
Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, *ApJ*, 234, 296.
Johns-Krull, C. M., & Gafford, A. D. 2002, *ApJ*, 573, 685.
Königl, A. 1991, *ApJL*, 370, L39.
Kulkarni, A. K., & Romanova, M. M. 2005, *ApJ*, 633, 349.
Lamb, F. K., Pethick, C. J., & Pines, D. 1973, *ApJ*, 184, 271.
Li, J., Wickramasinghe, D. T., & Ruediger, G. 1996, *ApJ*, 469, 765.
Long, M., Romanova, M. M., & Lovelace, R. V. E. 2008, *MNRAS*, 386, 1274
Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Bisnovatyi-Kogan, G. S. 1995, *MNRAS*, 275, 244.
Miller, K. A., & Stone, J. M. 1997, *ApJ*, 489, 890
Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, *AJ*, 116, 455.
Pringle, J. E., & Rees, M. J. 1972, *A&A*, 21, 1.
Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2002, *ApJ*, 578, 420.
Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2011, *MNRAS*, 416, 416.
Singal, A. K. 1986, *A&A*, 155, 242.
Spruit, H. C., & Taam, R. E. 1993, *ApJ*, 402, 593.
Stempels, H. C., & Piskunov, N. 2002, *A&A*, 391, 595.
Strassmeier, K. G., Rice, J. B., Ritter, A., et al. 2005, *A&A*, 440, 1105.