

## Yarı-Ayrık Sistemlerin Korunumsuz Yörünge ve Dönme Açısal Momentum Evrimi

Ahmet Dervişoğlu\*

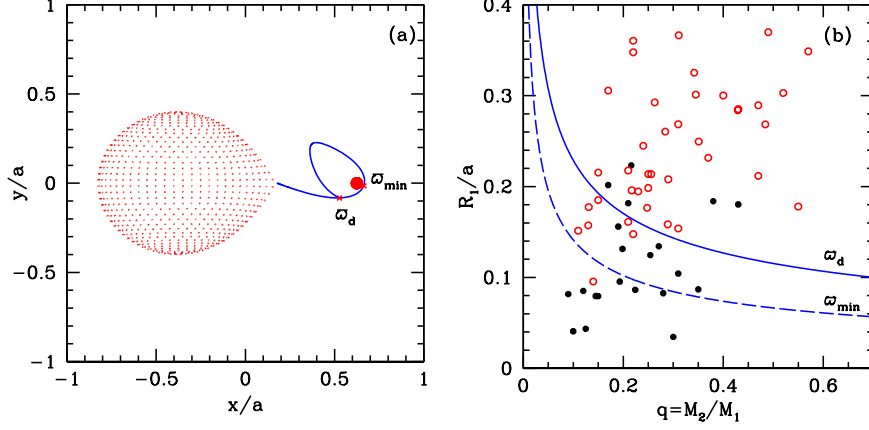
Ege Üniversitesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova, İZMİR

**Özet** Bu çalışmada, Algol türü çift yıldızların kütle alan bileşenlerinin dönme açısal momentum evrimini inceliyoruz. Çok ayrık dizgelerde kütle aktarımı disk yoluyla olur ve aktarılan madde alıcıya yeterince açısal momentum aktarır ki onun eşlek dönme hızı yıldızın parçalanma hızına ulaşır. Bugün gözlenen kütle oranına inmeden önce, küçük miktarda bir kütle taşınımı bile alıcıya yeterli açısal momentum kazandırarak onu kritik dönme hızına ulaştırabilir. Işınmın zarflı yıldızlardaki gel-git etkileşmelerin açısal momentum kaybını yaratmak için yeterli olmadığını buluyoruz. Dolayısı ile diferansiyel dönme gösteren bir yıldızda ışınımın erke taşınan atmosferinde manyetik alan üretimini ele alıyor ve orta kütleli, yani Algollerin baş yıldızlarının yıldız rüzgarları yoluyla açısal momentum kaybetme olasılığını göz önüne alıyoruz. Bu özgün modelin uzun dönemli Algollerdeki açısal momentum kaybında oldukça etkin olduğunu gösteriyoruz. Kütle alan bileşenin dönme evrimi modelini 5 gün yörünge dönemli,  $(5 + 3 M_{\odot})$  başlangıç kütleli dizgeye uyguladık. Yaptığımız hesaplara göre manyetik alan yoğunluğu 1 kG'dan büyük olan bir yıldızda gelen kütlenin yüzde 10'u rüzgarla kaybedilirse alıcının dönme hızı, en hızlı kütle aktarım evresinde bile dağılma hızının altına iner.

### 1 Giriş

Bilindiği gibi klasik Algoller, Roche lobunu doldurmuş geri tür bir dev veya alt dev bileşen ve erken tür anakol yıldızından oluşan yarı-ayrık dizgelerdir. Küçük kütleli yoldaş bileşen ve erken ( B - A ) tayf türündeki baş bileşen arasında bir kütle akışı (mass stream) bulunmaktadır.  $P > 5$  gün olan uzun dönemli Algollerde kütle alan (mass gainer) baş bileşenin yarıçapı çiftin ayrıklığı karşısında çok küçük kaldığından çevresinde bir disk oluşmaktadır. Başka bir deyişle akan madde yıldıza ulaşmıncaya kadar çok fazla açısal momentum kazanır ancak yıldız yüzeyine çarpamaz. Akan madde yıldıza ulaşmıncaya değin alıcı da yörünge devinimi nedeniyle epeyce yol almış olur. Lubow and Shu (1975) iç Lagrange noktasından ( $L_1$ ) akan bir kütlenin yörünge denklemlerini çözerek yarı-ayrık bir dizgede disk oluşturma veya doğrudan çarpma koşullarını incelemiştir. Bu kuram çerçevesinde kütle aktarımının başında kütleleri  $5+3 M_{\odot}$  ve yörünge dönemi  $P = 5$  gün olan bir dizgenin  $5 M_{\odot}$ 'lik bileşeninden yoldaşa akan maddenin yörüngesi hesaplanarak Şekil 1 (a)'da gösterilmiştir. Görüldüğü gibi akan maddenin yıldızın

\* ahmetdervisoglu@mail.ege.edu.tr



**Şekil 1.** (a) Kütle aktarımına yeni başlayan kütleleri  $5M_{\odot} + 3M_{\odot}$  ve yörünge dönemi  $P = 5$  gün olan bir dizgede akan maddenin yörüngesi. Hesaplamalarda Flannery (1975) yaklaşımı kullanılmıştır. (b) Algol baş bileşenlerinin  $q - R_1/a$  diyagramındaki yeri. Göreli yarıçapı  $\varpi_{min}$  ve  $\varpi_d$ 'den küçük bileşenlerde kalıcı veya geçici disk benzeri yapılar beklenmektedir. Yörüngeleri  $P > 5$  ve  $P < 5$  gün olan dizgelerin kütle alan bileşenleri sırasıyla içi dolu ve boş noktalarla gösterilmiştir.

merkezinden en yakın geçtiği uzaklık ( $\varpi_{min}$ ) yıldızın göreli yarıçapından ( $R_1/a$ ) küçükse madde doğrudan yıldızın yüzeyine düşecektir (direct impact).  $\varpi_{min} \sim R_1/a$  dolaylarında ise yıldızın çevresinde değişken ve geçici disk yapıları beklenmektedir. Ters durumda, yani  $\varpi_{min} > R_1/a$  ise akan madde yıldızı iskalayarak geçecektir. Iskalayan bu madde akıntısı yıldızın kütle çekim potansiyelinden kurtulamayacağı için yıldızın etrafında bir tur atarak  $\varpi_d$  uzaklığında kendisi ile keşişip yıldızın çevresinde halka benzeri bir yapı oluşturacaktır. Viskoz kuvvetlerinin halka içerisinde açısal momentumu dağıtması sonucu bu halka yapı yayılarak yıldız yüzeyine kadar gelecek ve bir disk oluşturacaktır. Bu şekilde akan bir maddenin yörünge denklemleri çözüldüğünde  $\varpi_{min}$  ve  $\varpi_d$  uzaklıklarının sadece dizgenin kütle oranı  $q$ 'nin bir fonksiyonu olduğu görülür.

İbanoğlu et al. (2006) çalışmasında yer alan bütün yarı-ayrık dizgelerin göreli yarıçapları ve kütle oranları Şekil 1 (b)'de görülmektedir. Bu grafikte minimum yaklaşma yarıçapı  $\varpi_{min}$  kesikli çizgi ve disk yarıçapı  $\varpi_d$  sürekli çizgi olmak üzere  $P > 5$  gün olan dizgelerin kütle alan bileşenleri (içi dolu noktalar) ve  $P < 5$  gün olanlar (içi boş noktalar) görülmektedir. Yapılan modeller çerçevesinde  $\varpi_{min}$  çizgisi altında kalan bölgede bulunan yıldızların kalıcı bir disk yapısına,  $\varpi_{min}$  ve  $\varpi_d$  arasındaki alanda kalan yıldızların geçici ve değişken disk yapısına sahip olması,  $\varpi_d$  çizgisinin yukarısında kalan yıldızlarda ise maddenin doğrudan yıldız yüzeyine çarpması beklenmektedir. Dikkat edilirse  $P > 5$  gün olan dizgelerin çoğu kalıcı ve geçici disk oluşturma bölgesi içindedir. Fakat  $\varpi_{min}$  ve  $\varpi_d$  değerlerinin ve bölgeler altında kalan alanların kesin ve keskin değerler yerine bir olasılık yoğunluğu ifade ettiğini belirtmek gerekir. Çünkü yıldız etrafında

disk benzeri bir yapı oluşması için diğer etmen yıldızın yarıçapınının kütle aktarımı sırasındaki değişimidir. Yani kütle aktarımı sırasında yıldız yarıçapı  $\varpi_d$ 'den daha büyük hale gelebilir. Bu durumda başlangıçta disk oluşan dizgede disk dağılabilmektedir.

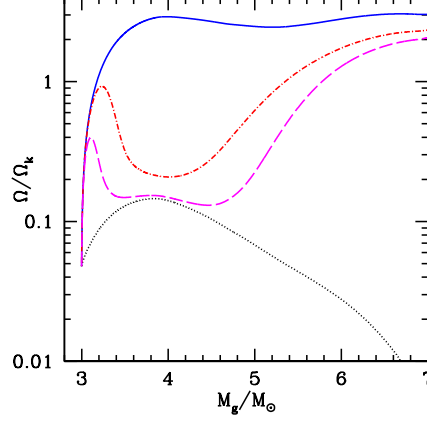
Her ne kadar klasik Algollerin büyük kütleli bileşenlerinin çevresinde disk olduğu uzun yıllardır bilinse de, bu dizgelerde döneme ve kütle oranına bağlı olarak bir diskin bulunma olasılığı gözlemsel olarak da kanıtlanmıştır. Richards and Albright (1999) Algol türü yıldızların optik tayflarının incelenmesi ile kuiramsal öngörülerle uyuşan deneysel olgulara ulaşmıştır.

## 2 Açısal Momentum Evrim Modelleri

### 2.1 Gel-git Çekimsel Kuvvetler ve Erke Dağıtım Kurguları

Algoller için genel olarak benimsenen evrim modeline göre başlangıçtaki büyük kütleli bileşen küçük kütleliye göre daha hızlı evrimleşerek TAMS'dan ayrılır ve Roche lobunu doldurarak hızlıca kütlelerini yoldaşına aktarır. Bu aktarım sırasında da bir dev yıldız durumuna gelir. Başlangıçtaki ayrık dizgenin büyük kütleli bileşeni artık çok küçük kütleyle sahiptir ve bu aşamada bir önceki aşamaya göre çok yavaş biçimde kütle aktarmaya devam eder. Dizgeden dışarıya maddenin kaçmadığını ve kütle veren bileşenden kaybedilen maddenin aktarma diski üzerinden alıcıya taşındığını ( $\dot{M}_2 = M_{acc}$ ) varsayalım.

Çift yıldız evrim modellerinin sonuçlarından bileşenlerin zamana göre dönem, kütle ve kütle aktarım oranları alınarak diskten madde ile gelen tork ve gel-git kuvvetlerin uyguladıkları torkların karşılıklı rekabetlerinin sonucu olarak yıldızın açısal dönme hızının nasıl değiştiğini hesapladık. Şekil 2'de başlangıç kütleleri  $5 + 3 M_\odot$  ve dönemi 5 gün olan bir dizgenin ayrıntılı evrim modelleri kullanılarak bulunan sonuçlar görülmektedir. Burada  $x$  eksenini kütle alan  $3 M_\odot$ 'lik bileşenin kütle almasından dolayı artan kütle (dolayısı ile zaman),  $y$  eksenini ise bu süreç içerisinde yıldızın açısal dönme hızının kritik hıza oranıdır. Fiziksel olarak yıldızın dönme hızı kritik hızdan büyük olamayacağına göre  $\Omega/\Omega_k$ , 1'den büyük olamaz. Fakat hesaplamalarımızda  $\Omega/\Omega_k > 1$  değerlerini kütle aktarımının yıldızı ne kadar hızlandıracağını göstermek açısından Şekil 2'de gösterdik. Bulduğumuz sonuçlara göre kütle aktaran bu dizgede gel-git kuvvetleri hemen hemen etkisizdir. Şekilde en üstteki sürekli çizgi yıldızın klasik gel-git kuvvetleri altında hız değişimini göstermektedir. Görüldüğü gibi yıldız  $\Delta M \sim 0.3 M_\odot$  gibi küçük miktarda bir kütle artırımını ile kritik hıza ulaşmıştır. Halbuki bu dizgenin bir Algol olabilmesi için yaklaşık  $3 M_\odot$  (yani  $\Delta M$ 'den 10 kat daha fazla kütle) alıp  $6 - 7 M_\odot$  arası bir anakol yıldızı olması beklenmektedir. Yine aynı şekilde gel-git torkunu *yapay* olarak  $10^7$  (noktalı-kesikli çizgi) ve  $10^8$  (kesikli çizgi) kat arttırarak yaptığımız çözümler görülmektedir. Görüldüğü gibi ancak bu durumda bileşenin dönmesinin bir süre  $\Omega/\Omega_k < 1$  olması sağlanmaktadır. Fakat gel-git kuvvetlerini  $10^7 - 10^8$  kat daha etkin yapabilecek hiç bir fiziksel model bilinmemektedir. Şekilde en alttaki noktalı çizgi bileşenin dönmesinin yörüngeye kilitli olduğu varsayımı yapıldığında bulunacak değerleri göstermektedir.



**Şekil 2.** Başlangıç kütleleri  $5 + 3 M_{\odot}$  ve yörünge dönemi  $P = 5$  gün olan dizgenin baş bileşeninin artan kütesine karşı dönme hızında beklenen değişim. Hesaplamalar sonucu klasik gel-git (sürekli çizgi) ve yapay olarak  $10^7$  (noktalı kesikli çizgi) ve  $10^8$  (kesikli çizgi) kat arttırılmış durumlar gösterilmektedir. Aynı diyagrama yıldızın yörüngesine kilitli olması durumunda beklenen değerler (noktalı çizgi) de noktalanmıştır.

## 2.2 Manyetik Rüzgarlar

Ele aldığımız yıldızlar için en uygun kurgu rüzgarlar yolu ile oluşan manyetik frenlemedir. Temelleri (Weber and Davis, 1967; Mestel, 1968) tarafından atılan bu kurguda rüzgar maddesi tarafından dizgeden kaçırılan açısal momentum, Alfvén yüzeyinde yıldızla eş-dönen bir maddenin açısal momentumuna eşittir. Kaybedilen bu açısal momentum,

$$\frac{dJ_w}{dt} \sim \dot{M}_w R_A^2 \Omega \quad (1)$$

şeklinde yazılabilir (Tout and Pringle, 1992). Alfvén yüzey yarıçapı ( $R_A$ ), rüzgarla kaçan maddenin hızının o bölgedeki yerel Alfvén hızına;

$$v_A \sim \frac{B_A}{\sqrt{4\pi\rho_A}} \quad (2)$$

eşit olduğu yer olarak tanımlanır (Stepień, 2000). Burada  $\rho_A$  kaçan maddenin Alfvén yarıçapındaki yoğunluğu,  $B_A$  bu yarıçaptaki manyetik alan şiddeti ve  $\dot{M}_w$  ise toplam kütle kaybıdır. Atılan kütle küresel bakışık (simetrik) olduğu varsayılırsa,

$$\rho_A \sim \frac{\dot{M}_w}{4\pi R_A^2 v_A} \quad (3)$$

elde edilir. Pratik olarak Alfvén yarıçapı, dizgeden kaçan maddenin artık yıldız ile ilişkisinin kalmadığı yerdir. Açısal momentum kaybı hem manyetik alana hem

de kaçan maddenin hızına bağlı olduğundan Denklem (1), (2) ve (3) ile tek başına çözülemez. Dolayısı ile hem manyetik alanın geometrisine hem de rüzgarla kaçan maddeye ilişkin varsayımda bulunmak gerekir. Manyetik alan geometrisi için en yaygın kullanılan yaklaşım,

$$B_A = B_s(R/R_A)^n \quad (4)$$

şeklinde bir kuvvet yasasıdır ve geometriyi  $n$  belirler (Weber and Davis, 1967). Örneğin  $n = 3$  çift uçay (dipol) bir alana karşılık gelir. Denklem (4)'deki  $B_s$  ve  $B_A$  ise sırasıyla yıldızın yüzeyindeki ve Alfvén yarıçapındaki manyetik alan şiddetleridir.

Rüzgarlarla yıldızdan atılan maddenin hızı ise genellikle,

$$v_{esc} \sim v_A \sim \sqrt{\frac{2GM}{R_A}} \quad (5)$$

kaçış hızı ( $v_{esc}$ ) mertebesinde kabul edilir. Dolayısı ile Denklem (5), (4), (3), (2) biraraya getirilmesi ile (1) denklemi,

$$\frac{dJ_w}{dt} = \left( \dot{M}_w^{(4n-9)} B_s^8 (2GM)^{-2} R^{8n} \right)^{\frac{1}{4n-5}} \Omega \quad (6)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Genel olarak manyetik alana sahip bir yıldızda disk de varsa bu ikisi arasında manyetik etkileşme kaçınılmaz duruma gelir. Böyle bir etkileşimin temelleri ilk kez Ghosh and Lamb (1978) tarafından atarcalar için atılmıştır. Basitçe, yıldızdaki manyetik çift uçay akı diskle birleşerek bir geçiş bölgesi oluşturur (manyetosfer) ve bu akı yıldız ile disk arasında iki yönlü bir açısal momentum alış-verişi sağlar. Böyle bir etkileşim için Stępień (2000, 2002) tarafından basitleştirilen Armitage and Clarke (1996) ifadelerini kullandık. Manyetosfer yarıçapının eşdönme (corotation) yarıçapına eşit sayılması ile,

$$R_{cor} = \left( \frac{\Omega}{\Omega_k} \right)^{-2/3} R \quad (7)$$

bulunur. Bu etkileşmeden kaynaklanan tork,

$$\frac{dJ_{disk}}{dt} = -\frac{\mu^2 \Omega^2}{3GM} \quad (8)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\mu = B_s R^3$  yıldızın manyetik momentidir. Stępień (2002) sabit kütleli tek bir yıldızın dönme evrimini incelediğinde manyetik akıyı ( $\Phi = \mu/R$ ) sabit kabul etmiştir. Fakat ele aldığımız durumda yıldızın kütlesi değiştiğinden aynı varsayımı kabul etmek için geçerli bir neden yoktur.

Yıldızı etkileyen üçüncü tork ise diğer ikisinden farklı olarak yıldızda yüksek miktarda açısal momentum veren, madde aktarımından kaynaklanan torktur. Disk ve yıldızın manyetik alanla etkileşmesi yüzünden madde yıldızda eşdönme yarıçapından akacağından bu tork,

$$\frac{dJ_{acc}}{dt} = \dot{M}_{acc} \sqrt{GM R_{cor}} \quad (9)$$

şeklinde yazılır. Yani manyetik alan diskin  $R$  ve  $R_{cor}$  arasındaki açısal hızını yıldızın dönme açısal hızına eşit yapacaktır. Yıldızdan rüzgarlarla atılan kütle miktarı bilinmediğinden bu miktarı kütle veren yıldızdan gelen maddenin ( $\dot{M}_2$ ) oranı şeklinde ifade ediyoruz. Böyle bir oranın varsayımı yapılırken temel ilke başlangıçtaki büyük kütleli bileşenden gelen maddenin en azından bir kısmının yoldaşa aktarılmış olma gerekliliğidir. Ters durumda dizge bir Algol olamamaktadır. Eğer kütle alan yıldız gelen kütlelenin,

$$\dot{M}_{acc} \sim \beta \dot{M}_2 \quad (10)$$

miktarını alıyorsa geriye kalan maddenin,

$$\dot{M}_w \sim (1 - \beta) \dot{M}_2 \sim \frac{(1 - \beta)}{\beta} \dot{M}_{acc} \quad (11)$$

şeklinde rüzgarla atıldığını varsayıyoruz. Burada  $0 < \beta < 1$  olup  $\beta = 1$  durumu korunumlu kütle aktarımına karşılık gelmektedir.

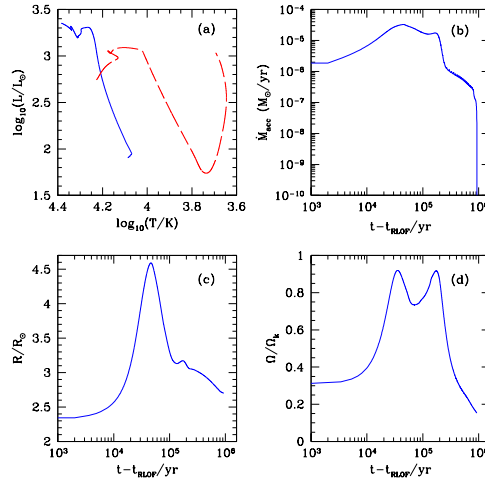
Matt and Pudritz (2005) aktarma diski olan bir yıldızda tetiklenen rüzgarlar aktarılan maddenin sadece yüzde 10'u miktarında maddeyi kaçırmak yıldızın dönmesini ayarlayabildiğini göstermiştir. Dolayısı ile  $\beta \sim 0.9$ 'a karşılık gelen bu durum T Tauri yıldızlarının  $\Omega/\Omega_k \sim 0.1$  oranındaki dönme hızını açıklayabilmektedir. Aynı zamanda bu sonuç Hartmann and Stauffer (1989) tarafından ortaya konulan, atılan madde miktarını aktarılanın en az onda biri olma savını doğrulamaktadır.

Rüzgarla atılan madde miktarı için yaptığımız varsayım daha önce T Tauri (Matt and Pudritz, 2005, 2008a,b), Ap ve Be yıldızlarının dönmelerini açıklamak için de kullanılmıştır (Stępień, 2000, 2002). Fakat bu çalışmaların hepsinde hem  $\dot{M}_{acc}$  hem de  $\dot{M}_w$  serbest parametre olarak alınmıştır. Bizim ele aldığımız çift yıldız evrimi durumunda ise  $\dot{M}_{acc}$ 'i belirleyen dizgenin yörünge evrimidir ki bu da görelî olarak çok iyi bilinmektedir. Dolayısı ile yapmamız gereken tek varsayım Denklem (11)'dir.

Her ne kadar gel-git kuvvetler temel olarak bileşenler arasındaki uzaklığa bağlı olsa da, rüzgar ve disk torqu yıldızın yarıçapına aynı oranda bağlıdır. Dolayısı ile manyetik rüzgar varsayımının bir çift yıldızda denetlenebilmesi için ayrıntılı çift yıldız evrim modelleri gerekmektedir. Bu çalışmada, ilk durumu Eggleton (1971) tarafından geliştirilmiş olan STARS yıldız evrim kodunun, zamanla güncelleştirilmiş ve artık çift yıldız evrim problemini de çözebilen Cambridge versiyonunu kullandık (Detaylar için Stancliffe and Eldridge (2009)). Yıldız iç yapı denklemleri için en son yapılan güncellemeler (hal denklemleri-EOS, nükleer tepkimeler vb.) ise Pols et al. (1995) tarafından yapılmıştır.

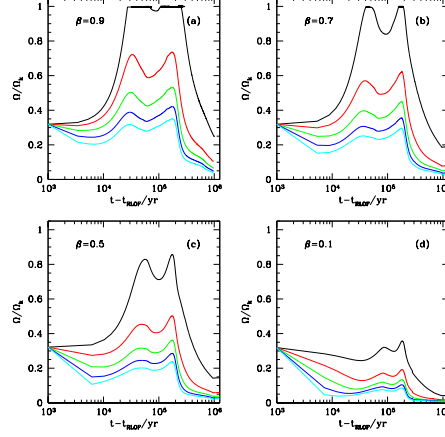
Evrim kodunun kullanılmasıyla tipik bir Algol dizgesinin ve  $\beta$  Per'in atası kabul edilen farklı başlangıç kütleli iki dizge için ( $5 + 3 M_\odot$  ve  $P = 5$  gün,  $3.2 + 2 M_\odot$  ve  $P = 5$  gün) bir çok model yaptık. Bu amaçla her iki dizge için ayrı ayrı  $\beta = 0.9, 0.7, 0.5$  ve  $0.1$  değerleriyle evrim kodu çalıştırıldı. Elde edilen Denklemler (6), (8), (9) ve (11) yardımı ile kütle alan bileşenin dönme evrimi için şu algoritma kullanıldı: İlk olarak kütle alan yıldızın manyetik alanının çift uçay olduğu varsayıldı ( $n = 3$ ) ve seçilen her bir  $\beta$  değeri için çift yıldız evrim modeli elde edildi. Sonra her bir  $\beta$  modeli için farklı  $B_s$  değerleri verilerek bileşenin artan

kütlesine karşı dönme hızının nasıl değiştiği incelendi. Verilen başlangıç  $B_s$  ve  $\beta$  değerleriyle yıldız kritik hızı ulaşmadığında hesaplama bitirildi. Yıldızın kritik hızı ulaştığı durumda ise kütle aktarımı durdurulup sadece manyetik rüzgar ve disk torakları, yıldızın dönme hızı kritik hızın altına düşünceye kadar etkin yapıldı. Bu durum, dizgenin evriminde fazladan kütle ve zaman kaybına neden olur. Bu sürede bileşen yeterince açısal momentum kaybedip  $\Omega/\Omega_k < 1$  olduğu durumda kütle aktarımı kaldığı yerden devam ettirildi.



**Şekil 3.** Başlangıç kütlesi  $5 + 3 M_{\odot}$  ve yörünge dönemi  $P = 5$  ve  $\beta = 0.9$  -  $B_s = 1.5$  kG parametrel bir dizgenin evrimi. (a) Kütle alan (sürekli çizgi) ve veren yıldızların H-R diyagramındaki evrim yolları. Kütle alan bileşenin RLOF başlangıcından sonraki zaman süresince (b) kütle alm hızı, (c) yarıçap ve (d) dönme hızı değişimi.

Şekil 3'de başlangıç kütleleri  $5 + 3 M_{\odot}$  ve yörünge dönemi  $P = 5$  gün olan bir dizgenin evrimi görülmektedir.  $5 M_{\odot}$  kütleli bileşen evrimleşerek anakoldan ayrılacak ve H-R boşluğunda Roche lobunu doldurarak kütlelerinin çok büyük kısmını yoldaşına aktarıp yaklaşık  $0.67 M_{\odot}$  kütleli bir dev haline gelecektir. Yapılan modellerin hepsinde kütle veren bileşenin sonuç kütlesi hemen hemen  $\beta$ 'dan bağımsız olarak aynı değeri bulmaktadır ( $\beta = 1$  için  $0.675 M_{\odot}$ ,  $\beta = 0.5$  için  $0.665 M_{\odot}$ ). Başlangıçtaki yoldaş bileşen ise kütle olarak anakoldaki yerini değiştirecektir, büyük kütleli yıldızların bulunduğu yere doğru kayacaktır. Şekil 3 (a)'da,  $5 M_{\odot}$  kütleli bileşenin evrimi kesikli çizgi,  $3 M_{\odot}$  sürekli çizgi ile gösterilmiştir. Kütle aktarımı başladıktan sonraki zaman içerisinde kütle alan bileşene aktarılan kütle hızı  $\dot{M}_{acc}$  Şekil 3 (b)'de görülmektedir. Kütle alan bileşenin iç yapısı önce dinamik zaman ölçeğinde ( $\sim 10^5$  yıl) hidrostatik dengeye varacak sonra Kelvin-Helmoltz zaman ölçeğinde ( $\sim 10^6$  yıl) termodinamik dengeye ulaşacak ve tekrar anakola oturacaktır (rejuvenation). Bu süreç içerisindeki



**Şekil 4.** Başlangıç kütlesi  $3 M_{\odot}$  olan kütle alan bileşenin  $\beta = 0.9, 0.7, 0.5, 0.1$  değerlerine göre dönme hızı evrimi. Her  $\beta$  değeri için yukarıdan aşağıya doğru artan manyetik alan şiddetlerinin ( $B_s = 1, 2, 3, 4, 5$  kG ) etkisi görülmektedir.

yarıçap değişimi Şekil 3 (c)'de görülmektedir. Başlangıç  $B_s = 1.5$  kG olarak alınan bileşen için dönme hızının artan kütle karşı değişimi Şekil 3(d)'de görülmektedir. Modelde anlatıldığı gibi dönme hızının evrimi kütle aktarımı, rüzgar ve disk torqu ile beraber yarıçap değişiminin etkileşimli bir sonucudur. Görüldüğü üzere dönme hızı değişiminin maksimum olduğu iki yer vardır. Bunlardan ilki yıldız yarıçapının kütle aktarımına verdiği tepki ile yaptığı artışın maksimum olduğu yere, diğeri ise kütle aktarım hızının maksimumuna karşılık gelmektedir. Dizgede hızlı kütle aktarımı bittiğinde ( $q \sim 0.2$ ) negatif torqların daha baskın geleceği açıktır.

Şekil 4'de aynı başlangıç kütle ve dönemli dizge, fakat farklı  $\beta$  ve  $B_s$  değerleri için bulunan sonuçlar görülmektedir. Aynı  $\beta$  değerleri için artan manyetik alan şiddetleri ile yapılan çözümler yukarıdan aşağıya doğrudur. Sabit  $\beta$  için  $B_s$ 'nin artan değerleri beklenildiği gibi yıldızda daha büyük bir tork yaratacak ve daha fazla açısal momentum kaybı olacağından daha küçük dönme hızları  $\Omega/\Omega_k$  elde edilecektir. Sabit  $B_s$  ve  $\beta$ 'nin azalan değerlerinde yani rüzgarla dizgeden atılan kütlelerin daha büyük olduğu durumda ise daha küçük son  $\Omega/\Omega_k$  dönme hızları elde edilse de dizgenin evrimi oldukça korunumsuz olacaktır. Bulduğumuz en önemli sonuç  $B_s \gtrsim 1$  kG değerleri için dizgede kütle alan bileşen, aktarılan kütlelerin sadece yüzde 10 luk bir kısmının rüzgarlarla atılması ile kritik hıza ulaşamayacak ve böylelikle kütle aktarımı sürdürülerek Algol durumuna ulaşacak olmasıdır. Aynı başlangıç kütleli farklı  $\beta$ 'li dizgelerde  $\beta$  küçüldükçe dizgenin son kütle oranı daha büyük olacaktır.



### 3 TARTIŞMA ve ÖNERİLER

Uzun dönemli Algollerde disklerin varlığı yaklaşık yarım yüzyıldır bilinmektedir. Disk üzerinden aktarılan maddenin yıldızı çok çabuk bir biçimde kritik hıza ulaştırması beklenmektedir (de Mink et al., 2007). Klasik Algollerin tümünde küçük kütleli evrimleşmiş bir bileşen ile anakol bandında yer alan büyük kütleli bir bileşen bulunmaktadır. Büyük kütleli baş bileşenlerin dönme hızları büyük bir duyarlılıkla ölçülebilmektedir. Bu ölçümler, kütle alan baş bileşenler kendi eksenleri çevresinde hızlı dönse bile bunların kritik hıza ulaşmadıklarını göstermektedir. Dolayısı ile baş bileşenlerdeki açısal momentum fazlalığını ve kaybını açıklayacak modellere gereksinim vardır. Bu çalışmada, kütle alan bileşenlerin dönme hızlarını düşürmek için gel-git kuvvetlerin yeterince etkin olmadıkları gösterilmiştir. Bu yıldızlarda, manyetik rüzgarların etkin bir açısal momentum kaybı yapabileceği gösterilmiştir. MacDonald and Mullan (2004) ışımla erke taşımının olduğu bölgede etkili bir dinamonun ürettiği manyetik alanın yıldız yüzeyine ulaşabileceğini ileri sürmüştür. Zayıf alanlı Ap yıldızlarının 300 G dolayında manyetik alanı varken kuvvetli Ap yıldızlarında bu alanın 10 kG kadar yükseldiği Aurière et al. (2007) tarafından gösterilmiştir. Öte yandan Donati et al. (2006) OB yıldızlarında 100 ile 1000 G arasında manyetik alan yoğunluğuna sahip olduklarını kanıtlamıştır. Landstreet et al. (2007) ZAMS ile TAMS arasında yer alan  $1.5 \langle M/M_{\odot} \rangle < 10$  yıldız barındıran kümeleri incelemiştir. Bu yıldızlarda ölçülen manyetik alan yoğunlukları 10 G - 10 kG arasındadır. Bu çalışmadan çıkan önemli bir sonuç ise  $3 M_{\odot}$  den daha kütleli yıldızlarda yaş ilerledikçe manyetik alan yoğunluğu düşmekte yıldızın yarıçapı büyümektedir. Küçük kütleli yıldızlarda ise manyetik alan ve yaş arasında bir ilişki bulunamamıştır. Donati and Landstreet (2009)'a göre H-R diyagramının içindeki bütün yıldızlarda manyetik alan yoğunluğu gözlenmiştir. Bu gözlemler manyetik alan yoğunluğunun  $\mu\text{G}$  dan başladığını ve nötron yıldızlarında TG'a kadar ulaştığını ortaya koymuştur. Hızlı dönen bir yıldızın kabuk erkesi yıldız rüzgarları için zengin bir erke kaynağı adaydır. Dolayısı ile manyetik dinamonun geçerli olduğu uzun dönemli Algoller korunumlu kütle aktarımı yapamazlar.

## Kaynakça

- Armitage, P. J. and Clarke, C. J. Magnetic braking of T Tauri stars. *MNRAS*, 1996. **280**:458–468.
- Aurière, M., Wade, G. A., Silvester, J., Lignières, F., Bagnulo, S., Bale, K., Dintrans, B., Donati, J. F., Folsom, C. P., Gruberbauer, M., Hui Bon Hoa, A., Jeffers, S., Johnson, N., Landstreet, J. D., Lèbre, A., Lueftinger, T., Marsden, S., Mouillet, D., Naseri, S., Paletou, F., Petit, P., Power, J., Rincon, F., Strasser, S., and Toqué, N. Weak magnetic fields in Ap/Bp stars. Evidence for a dipole field lower limit and a tentative interpretation of the magnetic dichotomy. *A&A*, 2007. **475**:1053–1065.
- de Mink, S. E., Pols, O. R., and Glebbeek, E. Critically-rotating Stars in Binaries-An Unsolved Problem. In R. J. Stancliffe, G. Houdek, R. G. Martin, & C. A. Tout, editor, *Unsolved Problems in Stellar Physics: A Conference in Honor of Douglas Gough*, volume 948 of *American Institute of Physics Conference Series*. 2007 pages 321–325.
- Donati, J., Howarth, I. D., Jardine, M. M., Petit, P., Catala, C., Landstreet, J. D., Bouret, J., Alecian, E., Barnes, J. R., Forveille, T., Paletou, F., and Manset, N. The surprising magnetic topology of  $\tau$  Sco: fossil remnant or dynamo output? *MNRAS*, 2006. **370**:629–644.
- Donati, J. and Landstreet, J. D. Magnetic Fields of Nondegenerate Stars. *ARA&A*, 2009. **47**:333–370.
- Eggleton, P. P. The evolution of low mass stars. *MNRAS*, 1971. **151**:351.
- Flannery, B. P. The location of the hot spot in cataclysmic variable stars as determined from particle trajectories. *MNRAS*, 1975. **170**:325–331.
- Ghosh, P. and Lamb, F. K. Disk accretion by magnetic neutron stars. *ApJ*, 1978. **223**:L83–L87.
- Hartmann, L. and Stauffer, J. R. Additional measurements of pre-main-sequence stellar rotation. *AJ*, 1989. **97**:873–880.
- İbanoglu, C., Soydugan, F., Soydugan, E., and Dervişoğlu, A. Angular momentum evolution of Algol binaries. *MNRAS*, 2006. **373**:435–448.
- Landstreet, J. D., Bagnulo, S., Andretta, V., Fossati, L., Mason, E., Silaj, J., and Wade, G. A. Searching for links between magnetic fields and stellar evolution: II. The evolution of magnetic fields as revealed by observations of Ap stars in open clusters and associations. *A&A*, 2007. **470**:685–698.
- Lubow, S. H. and Shu, F. H. Gas dynamics of semidetached binaries. *ApJ*, 1975. **198**:383–405.
- MacDonald, J. and Mullan, D. J. Magnetic fields in massive stars: dynamics and origin. *MNRAS*, 2004. **348**:702–716.
- Matt, S. and Pudritz, R. E. Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem. *ApJ*, 2005. **632**:L135–L138.
- Matt, S. and Pudritz, R. E. Accretion-powered Stellar Winds. II. Numerical Solutions for Stellar Wind Torques. *ApJ*, 2008a. **678**:1109–1118.

- Matt, S. and Pudritz, R. E. Accretion-powered Stellar Winds. III. Spin-Equilibrium Solutions. *ApJ*, 2008b. **681**:391–399.
- Mestel, L. Magnetic braking by a stellar wind-I. *MNRAS*, 1968. **138**:359.
- Pols, O. R., Tout, C. A., Eggleton, P. P., and Han, Z. Approximate input physics for stellar modelling. *MNRAS*, 1995. **274**:964–974.
- Richards, M. T. and Albright, G. E. Morphologies of H $\alpha$  Accretion Regions in Algol Binaries. *ApJS*, 1999. **123**:537–626.
- Stancliffe, R. J. and Eldridge, J. J. Modelling the binary progenitor of Supernova 1993J. *MNRAS*, 2009. **396**:1699–1708.
- Stępień, K. Loss of angular momentum of magnetic Ap stars in the pre-main sequence phase. *A&A*, 2000. **353**:227–238.
- Stępień, K. Spin-up of Be stars in the pre-main sequence phase. *A&A*, 2002. **383**:218–226.
- Tout, C. A. and Pringle, J. E. Spin-down of rapidly rotating, convective stars. *MNRAS*, 1992. **256**:269–276.
- Weber, E. J. and Davis, L., Jr. The Angular Momentum of the Solar Wind. *ApJ*, 1967. **148**:217.